

**ОБЗОР И СРАВНЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ МГД-ВОЛН НА СОЛНЦЕ  
И В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ****REVIEW AND COMPARISON OF MHD WAVE CHARACTERISTICS AT THE SUN  
AND IN EARTH'S MAGNETOSPHERE****М.А. Челпанов***Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, max\_chel@iszf.irk.ru***С.А. Анфиногентов***Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, anfinogentov@iszf.irk.ru***Д.В. Костарев***Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, kostarev@iszf.irk.ru  
Геофизический центр РАН,  
Москва, Россия***О.С. Михайлова***Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, o\_mikhailova@iszf.irk.ru***А.В. Рубцов***Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, avrubtsov@iszf.irk.ru***В.В. Феденёв***Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, fedenev@iszf.irk.ru***А.А. Челпанов***Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, chelpanov@iszf.irk.ru***M.A. Chelpanov***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, max\_chel@iszf.irk.ru***S.A. Anfinogentov***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, anfinogentov@iszf.irk.ru***D.V. Kostarev***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, kostarev@iszf.irk.ru  
Geophysical Centre RAS,  
Moscow, Russia***O.S. Mikhailova***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, o\_mikhailova@iszf.irk.ru***A.V. Rubtsov***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, avrubtsov@iszf.irk.ru***V.V. Fedenev***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, fedenev@iszf.irk.ru***A.A. Chelpanov***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, chelpanov@iszf.irk.ru*

**Аннотация.** Магнитогиродинамические (МГД) волны играют ключевую роль в процессах, протекающих в плазменных образованиях в атмосфере Солнца и звезд, а также в магнитосфере Земли и других планет. В настоящий момент известно, что в этих системах имеют место как схожие волновые явления, так и уникальные для каждой из сред.

Изучение МГД-волн и сопутствующих явлений в магнитосферной физике и физике Солнца происходит в основном независимо, несмотря на то, что свойства этих сред во многом схожи, а физические основы генерации и распространения волн в них одинаковы. Создание единого подхода к изучению этих явлений на Солнце и в земной магнитосфере открывает перспективы дальнейшего развития и интеграции этих научных направлений.

В обзоре рассмотрено текущее состояние исследований МГД-волн в атмосфере Солнца и магнитосфере Земли. Приведены особенности сред, в которых распространяются колебания, их структура, масштабы и типичные параметры. Дано описание основных теоретических моделей, в рамках которых принято изучать поведение волн, их преимущества и ограничения. Сравниваются характеристики различных типов МГД-волн применительно к солнечной атмосфере и земной магнитосфере. Кроме того, представлена информация о методах наблюдений

**Abstract.** Magnetohydrodynamic (MHD) waves play a crucial role in the plasma processes of stellar atmospheres and planetary magnetospheres. Wave phenomena in both media are known to have similarities and unique traits typical of each system.

MHD waves and related phenomena in magnetospheric and solar physics are studied largely independently of each other, despite the similarity in properties of these media and the common physical foundations of wave generation and propagation. A unified approach to studying MHD waves in the Sun and Earth's magnetosphere opens up prospects for further progress in these two fields.

The review examines the current state of research into MHD waves in the Sun's atmosphere and Earth's magnetosphere. It outlines the main features of the wave propagation media: their structure, scales, and typical parameters. We describe the main theoretical models applied to wave behavior studies; discuss their advantages and limitations; compare characteristics of MHD waves in the Sun's atmosphere and Earth's magnetosphere; and review observation methods and tools to obtain information on waves in various media.

**Keywords:** magnetohydrodynamics, MHD waves, Alfvén waves, fast magnetosonic waves, slow magnetosonic waves, magnetosphere, ULF waves, chromosphere, solar corona, active regions, solar activity.

и инструментах, используемых для получения информации о волнах в различных средах.

**Ключевые слова:** магнитная гидродинамика, МГД-волны, альфвеновские волны, быстрый магнитный звук, медленный магнитный звук, магнитосфера, УНЧ-волны, хромосфера, солнечная корона, активные области, солнечная активность.

---

---

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение .....	4
1 Основные параметры сред .....	5
1.1 Хромосфера Солнца .....	5
1.2 Корона Солнца .....	6
1.3 Магнитосфера Земли .....	7
2 Теоретическое описание: подходы и границы применимости .....	8
3 Особенности наблюдений МГД-волн в различных средах .....	9
3.1 Медленные магнитозвуковые волны .....	9
3.2 Быстрые магнитозвуковые волны .....	11
3.3 Альфвеновские волны .....	12
3.4 Резонаторы для волн .....	14
4 Классификация волн в магнитосфере .....	16
5 Средства наблюдения волн .....	17
5.1 Наблюдения Солнца в оптическом диапазоне .....	17
5.2 Наблюдения короны Солнца в КУФ-диапазоне .....	18
5.3 Наблюдения Солнца в радиодиапазоне .....	18
5.4 Наблюдения Солнца <i>in situ</i> .....	19
5.5 Спутниковые наблюдения в магнитосфере Земли .....	19
5.6 Наблюдение магнитосферных УНЧ-волн с помощью радаров .....	20
6 Обсуждение и заключение .....	21
Список литературы .....	23

---

---

## ВВЕДЕНИЕ

Большая часть вещества во Вселенной находится в состоянии плазмы. Несмотря на общие механизмы генерации, распространения и дисперсии волн в ней, в различных областях космического пространства существуют свои особенности, связанные с параметрами среды и структурой магнитного поля. Наиболее доступными для изучения средами в космическом пространстве являются атмосфера Солнца и магнитосфера Земли. Несмотря на значительные различия характерных величин магнитного поля и плотности плазмы, магнитосфера Земли и солнечные активные области схожи по многим параметрам. Характерный размер активной области на Солнце составляет  $\sim 10^5$  км и близок к размеру магнитосферы Земли. Как в корональной части активной области, так и в магнитосфере альфвеновская скорость близка к 1000 км/с. Совпадение характерных размеров и скоростей обуславливает близкие характерные времена процессов. Как в активных областях на Солнце, так и в магнитосфере Земли характерные периоды волн составляют от десятков секунд до десятков минут.

Исторически сложилось так, что исследования этих двух областей в разных научных сообществах развивались практически независимо, что привело к созданию различных методов и теорий описания схожих процессов. Вместе с тем идеи о проникновении колебаний из межпланетного пространства внутрь магнитосферы стали появляться еще в 70-х гг. прошлого века [Троицкая и др., 1971; Guglielmi, 1974] и позднее вызывали интерес у многих исследователей [Baumjohann et al., 1984; Hasegawa, Chen, 1974; Mazur, 2010; Potapov, Mazur, 1994]. Теоретическое обоснование проникновения быстрого магнитного звука (БМЗ) через переходный слой предложено в [Leonovich et al., 2003]. Для поиска связи волновых событий в космических средах использовались спутниковые и радарные данные [Потапов, Полошкина, 2010; Stephenson, Walker, 2002]. В работе [Керко, Spence, 2003] обнаружено соответствие периодических колебаний давления солнечного ветра и электромагнитных пульсаций в магнитосфере. Авторы предположили, что источником последних могут служить вынужденные магнитозвуковые колебания, передающиеся из солнечного ветра. К ге-

нерируемым вне магнитосферы колебаниям относятся те, спектры которых схожи со спектрами колебаний в солнечном ветре. Так, в работе [Керко et al., 2002] отмечается, что характерный набор частот, свойственный для волн в магнитосфере, доминирует также и в спектре колебаний, наблюдаемых в солнечном ветре. В работе [Potarov et al., 2013] анализируются сходства спектров колебаний в основании корональных дыр и колебаний межпланетного магнитного поля (ММП) вблизи орбиты Земли для отдельных случаев наблюдений. В качестве попытки нахождения связи магнитосферных пульсаций с колебаниями, наблюдаемыми непосредственно в солнечной фотосфере, можно отметить изучение ионно-циклотронных волн диапазона 0.1–5 Гц в полярной шапке в области открытых силовых линий. Им свойственна частотная модуляция с периодом ~5 мин, совпадающим с периодами пятиминутных колебаний, регистрируемых в солнечной фотосфере [Гульельми, Довбня, 1973; Guglielmi et al., 2015]. Процессы генерации таких колебаний, называемых серпентинными эмиссиями, и их связь с колебаниями фотосферы нуждаются в дальнейшем изучении, поскольку на сегодняшний день не нашли объяснений.

Не меньший интерес представляет сравнение наблюдаемых осцилляций в солнечной атмосфере и магнитосфере Земли. С теоретической точки зрения волны с минутными периодами должны описываться в этих средах одинаковой теорией — магнитной гидродинамикой (МГД) [Зеленый, Веселовский, 2008]. Тем не менее, подходы к изучению этих волн в окрестностях Земли и в атмосфере Солнца существенно различаются. В магнитосфере Земли проводятся непосредственные измерения электромагнитного поля и параметров плазмы в какой-либо точке, в то время как исследования осцилляций на Солнце всегда представляют собой взгляд со стороны, охватывающий целиком диск Солнца или активную область. Однако такое различие в возможностях наблюдений может в итоге дать положительный суммарный эффект из-за одинаковой теоретической основы изучаемых процессов. Возможность применения методов, разработанных в физике Солнца, для анализа магнитосферных МГД-волн и, наоборот, методов, используемых в физике магнитосферы, в применении к Солнцу уже обсуждалась и остается одним из наиболее перспективных способов взаимодействия исследователей этих двух областей [Nakariakov et al., 2016b].

В обзоре сопоставляются отдельные волновые явления в атмосфере Солнца и магнитосфере Земли, рассматриваются сходства и различия между ними. Основное внимание уделено тем плазменным формированиям, в которых магнитное поле играет доминирующую роль или сходно по порядку величины с газовым давлением ( $\beta < 1$ , где  $\beta = 8\pi P/B^2$  — отношение газодинамического давления к магнитному). В солнечной атмосфере этому критерию удовлетворяют слои, начиная с хромосферы и выше. В магнитосфере данное условие выполняется практически повсюду.

Этот обзор развивает идеи объединения подходов изучения МГД-волн в короне Солнца и магни-

тосфере Земли, высказанные в [Nakariakov et al., 2016b]. Однако здесь дополнительное внимание уделяется методам наблюдения волн и в рассмотрении включена хромосфера Солнца. Кроме того, в работе отмечены новые результаты, появившиеся после выхода [Nakariakov et al., 2016b], — такие как наблюдения стоячих волн в корональных петлях, позволяющие идентифицировать их как медленный магнитный звук (ММЗ) [Mandal et al., 2016], анализ незатухающих изгибных колебаний корональных петель [Anfinogentov et al., 2015], исследование условий возникновения неустойчивостей [Klimushkin et al., 2017; Rubtsov et al., 2020] и другие. Обзор направлен на восполнение недостатка литературы на русском языке по данной теме. Он может быть полезен аспирантам и специалистам в области солнечно-земной физики для исследований и работы со студентами. Возможно также, что он поможет развитию нового междисциплинарного направления исследований волн в плазменных системах.

## 1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СРЕД

В этом разделе приводятся общее описание и основные параметры изучаемых сред, такие как характеристики популяций частиц, поля, структурные морфологические особенности. Последовательность описания выбрана в соответствии с направлением распространения основного потока энергии — от нижних слоев атмосферы Солнца через корону к магнитосфере.

### 1.1. Хромосфера Солнца

Хромосфера — слой солнечной атмосферы, в котором по сравнению с нижележащей фотосферой температура резко возрастает до значений  $10^4$ – $10^5$  К [Song et al., 2010]. В фотосфере определяющую роль играет газовое давление, тогда как выше, в короне, доминирует магнитное давление [Zhang et al., 1991]. Таким образом, в хромосфере газовое и магнитное давления сравнимы по величине, что определяет ее как высокодинамичную область, в которой наблюдается множество структурных неоднородностей, таких как хромосферная сетка, волокна, спикюлы [Snodgrass, Wilson, 1993; Sterling, 2000; Feldman et al., 2000]. В активных областях к ним добавляются пятна и факелы (рис. 1). Хромосфера пронизана множеством магнитоплазменных петель различной высоты; как правило, эти петли асимметричны: в одном основании петли напряженность магнитного поля значительно выше, чем в другом [Wiegelmann et al., 2010].

Хромосферные магнитные поля сосредоточены в тонких трубках толщиной порядка 100 км, напряженность поля в которых составляет  $\sim 10^3$  Гс (0.1 Тл). Здесь и далее, поскольку для физических величин в магнитосферной и солнечной физике широко употребимы разные единицы измерений, для удобства восприятия приводятся два варианта [Zayer et al., 1989]. Магнитные поля в областях спокойного Солнца связаны с супергрануляцией — крупнейшим наблюдаемым проявлением конвекции на поверхности Солнца.

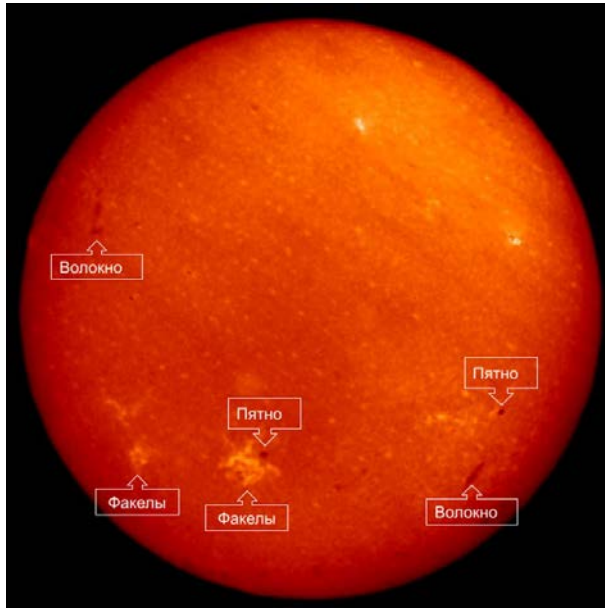


Рис. 1. Изображение диска Солнца, полученное 27 октября 2021 г. на телескопе полного диска Солнца в линии  $H\alpha$  (Байкальская астрофизическая обсерватория ИСЗФ СО РАН) [Трифонов и др., 2004]. Отмечены солнечные пятна, волокна и факелы

Ячейки супергрануляции имеют типичный размер  $\sim 30000$  км и продолжительность жизни до двух дней [Rincon, Rieutord, 2018].

Хромосферная сетка повторяет формы границ ячеек супергрануляции и состоит из отдельных мелких и крупных узелков диаметром до 1000 и 2000–8000 км соответственно. Крупные узелки представляют собой скопления мелких [Robustini et al., 2019]. На границах ячеек хромосферной сетки образуются спикулы — струи плазмы, представляющие собой вытянутые образования, выбрасываемые с поверхности Солнца в его атмосферу (диаметр 150–200 км, высота  $\sim 10000$  км) [De Pontieu et al., 2007b].

Плазма хромосферы состоит преимущественно из ионов водорода и в меньшей степени гелия. Типичная концентрация ионов водорода в хромосфере составляет  $10^{10}$  см $^{-3}$ .

Напряженность магнитных полей в хромосфере меняется в широких пределах: от десятков до нескольких тысяч гаусс ( $10^{-3}$ – $10^{-1}$  Тл). Наименьшие значения наблюдаются в ячейках хромосферной сетки. На границах сетки напряженность поля повышена вследствие того, что плазма с вмороженными в нее магнитными линиями переносится движениями супергрануляции к краям ячеек, где начинает погружаться, в результате чего формируются скопления магнитных трубок. Наиболее концентрированные поля наблюдаются в солнечных пятнах, где напряженность достигает тысяч гаусс (0.1 Тл).

## 1.2. Корона Солнца

Солнечная корона — это наименее плотная и самая горячая часть солнечной атмосферы. Корона полностью заполнена плазмой (температура  $\sim 10^6$  К, концентрация  $\sim 10^8$ – $10^9$  см $^{-3}$ ), состоящей в основном из ионизированного водорода и двукратно ионизи-

рованного гелия с примесью многократно ионизированных атомов более тяжелых элементов. Магнитное поле в короне изменяется от единиц гаусс ( $\sim 10^{-4}$  Тл) в спокойных областях до сотен и даже тысяч гаусс ( $\sim 10^{-2}$ – $10^{-1}$  Тл) [Anfinogentov et al., 2019] в активных областях над большими пятнами. Однако практически всюду в короне магнитное давление значительно превышает газодинамическое ( $\beta \ll 1$ ), а следовательно оно в значительной степени определяет эволюцию и структурирование корональной плазмы. Благодаря малому  $\beta$  перенос вещества и тепла поперек магнитного поля подавлены, что приводит к сильной фрагментации плазмы и к тому, что плазменные неоднородности в короне ориентированы вдоль магнитного поля [van Doorszelaere et al., 2008]. На изображениях, полученных в линиях крайнего ультрафиолетового (КУФ) излучения, эти неоднородности видны как светящиеся арочные структуры, вытянутые вдоль магнитного поля (рис. 2). Такие структуры называются корональными петлями и обычно имеют вид тонких длинных петель с повышенной яркостью в линиях КУФ, характерной толщиной  $\sim 1000$  км и длиной в сотни тысяч километров [Vueckner, Bartoe, 1974]. Наиболее яркие и плотные корональные петли располагаются над активными областями и связаны с местами концентрации сильных магнитных полей на фотосфере. Силовые линии магнитного поля в активных областях, как правило, выходят из фотосферы и замыкаются обратно на нее, не достигая межпланетного пространства. Таким образом, в активных областях корональная плазма оказывается запертой в нижней короне Солнца и не утекает в межпланетное пространство. Из-за повышенной плотности плазмы активные области на ультрафиолетовых изображениях видны как места повышенной яркости КУФ-излучения. Помимо ярких активных областей в короне Солнца часто наблюдаются обширные темные области — корональные дыры [Altschuler et al., 1972]. Магнитные поля в них имеют преимущественно открытую конфигурацию, в которой силовые линии уходят в межпланетное пространство и вытягиваются солнечным ветром вплоть до границ Солнечной системы. Корональная плазма в этих областях уже не заперта внутри нижней короны, а постоянно вытекает в солнечный ветер — поток плазмы, движущейся из короны в окружающее пространство со сверхзвуковой скоростью [Krieger et al., 1973]. В результате этого концентрация плазмы в корональных дырах значительно ниже, чем в активных областях, а сами дыры выглядят на КУФ-изображениях как темные образования. Солнечный ветер оказывает существенное влияние на конфигурацию магнитных полей планет, формируя ударную волну с подсолнечной стороны и создавая протяженный хвост из силовых линий с другой. Характерные значения концентрации солнечного ветра на орбите Земли составляют 1–10 см $^{-3}$  (в среднем  $\sim 5$  см $^{-3}$ ) [Dmitriev et al., 2009]. Неоднородности параметров вещества и поля в солнечном ветре вследствие переменного воздействия на магнитосферу приводят к регулярным геомагнитным возмущениям.

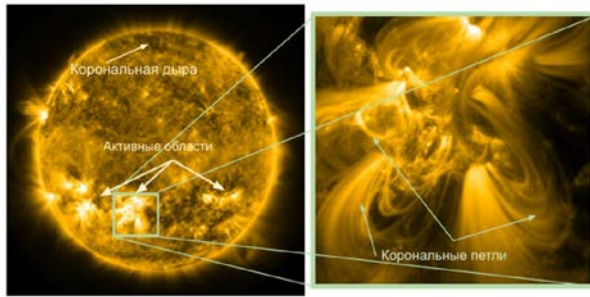


Рис. 2. Изображение полного диска Солнца (слева), полученное инструментом Atmospheric Imaging Assembly (AIA) на борту космической обсерватории Solar Dynamics Observatory (SDO) в линии 171 Å. Справа показан увеличенный фрагмент с активной областью

### 1.3. Магнитосфера Земли

Параметры среды в магнитосфере Земли существенно отличаются от тех, которые наблюдаются в окружающей ее солнечном ветре. Главными отличиями являются примерно на порядок большая величина магнитного поля и также на порядок меньшая плотность плазмы (за исключением плазмосферы — примыкающей к ионосфере области магнитосферы, имеющей повышенную концентрацию холодной плазмы) [Mead, Fairfield, 1975]. Однако внутри магнитосферы существует ряд пространственных областей, характеристики которых существенно различаются, что влияет на распространение в ней электромагнитных волн. Границы таких областей могут создавать резонаторы и волноводы, при этом размеры и их другие параметры меняются со временем под воздействием колебаний скорости и плотности солнечного ветра, а также ориентации ММП [Klimushkin, 1998]. Соответственно меняются и свойства распространяющихся в них или испытывающих резонансное усиление электромагнитных волн, в том числе диапазона ультранизкочастотных (УНЧ) волн [Гульельми, Потапов, 2017]. Так называют волны с частотой ниже гирочастоты протонов. В земной магнитосфере они играют важную роль, например, могут ускорять заряженные частицы, создавая так называемые электроны-убийцы, оказывающие разрушающее воздействие на аппаратуру спутников, а также влиять на форму полярных сияний и перемещение их дуг [Baddeley et al., 2017]. Специфическими для распространения и генерации УНЧ-волн участками магнитосферы можно назвать области, в которых наблюдаются повышенные концентрации частиц, вступающих в резонансное взаимодействие с волнами, такие как область формирования кольцевого тока.

Границей магнитосферы является магнитопауза. Ее положение определяется балансом давлений набегающего потока частиц солнечного ветра и магнитного поля. На него влияет также направление ММП [Самсонов и др., 2013]. На расстоянии  $(4\div 5)R_E$  (25–35 тыс. км, где  $R_E=6371$  км — радиус Земли) от магнитопаузы в направлении Земля—Солнце в солнечном ветре находится ударная волна, создаваемая сверхзвуковым потоком частиц, непрерывно набегающим на магнитосферу. Переходная область между этими двумя поверхностями (магнитослой) характе-

ризуется турбулентными движениями плазмы и отсутствием крупномасштабной упорядоченной структуры магнитного поля [Вайсберг, Смирнов, 2008; Rakhmanova et al., 2021]. Концентрация плазмы и величина магнитного поля в ней выше, чем в солнечном ветре (десятки  $\text{см}^{-3}$  и десятки нанотесла —  $10^{-4}$  Гс соответственно), а температура ионов ниже (единицы килоэлектронвольт). При этом существует значительное превышение поперечной тепловой скорости над продольной [Crooker et al., 1976]. Параметр  $\beta > 1$  меняется в широких пределах. Скорость потока плазмы в подсолнечной части переходной области снижается до дозвуковой. В переходной области преимущественно находятся частицы солнечного ветра, но там присутствует также небольшое количество плазмы магнитосферного происхождения, включая ионы кислорода [Marcucci et al., 2004]. Она проникает туда в процессе пересоединения силовых линий и при пересечении магнитопаузы во время движения по гирорадиусу [Eastmann, Frank, 1982; Papamastorakis et al., 1984].

Вблизи Земли магнитное поле близко к дипольному. Это приближение подходит для описания структуры магнитного поля в пределах расстояния нескольких  $R_E$  (несколько десятков тысяч километров). У поверхности Земли в районе магнитного экватора напряженность магнитного поля  $\sim 3 \cdot 10^4$  нТл (0.3 Гс). Во внешней магнитосфере поле отличается от дипольного — оно поджато с подсолнечной стороны, а с противоположной формирует хвост, вытянутый на десятки миллионов километров в направлении от Солнца. В соответствии с ориентацией земного магнитного поля в южной части (доле) хвоста поле направлено от Земли, в северной — к Земле. Топология магнитного поля в магнитосфере определяется потоком набегающего на магнитосферу солнечного ветра, а также рядом токовых систем в магнитосфере и на ее границе [Parker, 1958]. Среди них токи Чепмена—Ферраро — поверхностные токи на магнитопаузе, экранирующие магнитосферное поле; токи, текущие поперек хвоста магнитосферы и замыкающиеся через магнитопаузу; кольцевой ток; продольные токи, замыкающиеся в высокоширотной ионосфере [Ganushkina et al., 2018].

Плазма магнитосферы состоит преимущественно из протонов и электронов. Основными ее источниками являются солнечный ветер, откуда плазма попадает внутрь через магнитопаузу и каспы, и земная ионосфера, которая, в частности, является источником более тяжелых ионов — кислорода. Доля тяжелых ионов и соответственно средняя масса частиц увеличиваются по мере приближения к Земле [Welling et al., 2015]. В магнитосфере выделяют ряд популяций заряженных частиц, различающихся по составу, энергии, а также времени жизни. Кроме того, их распределение зависит от геомагнитных условий [Котова и др., 2008].

В ближайшей к Земле области магнитосферы — плазмосфере — концентрация холодной плазмы на порядки больше, чем в окружающей космической среде. Ее форма близка к тору, ограниченному силовыми линиями, отступающими от центра Земли

на  $(4\div 7)R_E$  в районе экватора. Внешняя граница плазмосферы характеризуется резким перепадом концентрации плазмы и называется плазмопаузой. В данных спутников, пересекающих ее, она видна по изменению концентрации плазмы в десятки раз (рис. 3). Энергия плазмы в плазмосфере порядка и меньше единиц электронвольт.

Плазмопауза является также границей области, в которой преобладающим электрическим полем является поле коротации, создаваемое в неподвижной системе координат вращением плазмы в земном магнитном поле [Котова и др., 2008]. Снаружи плазмопаузы доминирует конвективное движение плазмы из хвоста магнитосферы к Земле под действием электрического поля утро–вечер. Внутренняя граница плазмосферы довольно условна: она плавно переходит в ионосферу. Обычно принято считать, что плазмосфера находится выше 1000 км от поверхности Земли.

Частицы с более высокими, чем в плазмосфере, энергиями формируют кольцевой ток. В спокойных условиях он расположен за пределами плазмосферы и простирается до  $(7\div 10)R_E$  от центра Земли. Энергии составляющих его частиц преимущественно находятся в диапазоне 10–200 кэВ. Основными ионами кольцевого тока являются протоны; кроме них присутствуют ионы кислорода, которых, однако, в спокойных геомагнитных условиях в несколько раз меньше, а также включения азота и гелия. При этом под действием геомагнитной активности концентрации и энергии частиц кольцевого тока разных сортов подвержены значительным вариациям [Ковтюх, 2001]. В качестве характерных образований выделяют также радиационные пояса — две области, являющиеся магнитными ловушками высокоэнергичных частиц. Внутренний пояс находится в пределах плазмосферы и содержит протоны с энергиями сотен мегаэлектронвольт и электроны с энергиями сотен килоэлектронвольт. Внешний пояс в радиальном направлении имеет ширину нескольких земных радиусов с максимумом электронной концентрации на  $(4\div 5)R_E$  от центра Земли. В основном он заполнен электронами с энергиями порядка десятков мегаэлектронвольт. Подробный обзор структуры и динамики распределения горячей плазмы в магнитосфере представлен в [Ковтюх, 2001].

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ: ПОДХОДЫ И ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ

Для строгого теоретического описания плазмы следует использовать кинетические уравнения для электронов и ионов. Этот подход учитывает движение и генерируемое электромагнитное поле каждой отдельной частицы, а также взаимодействие полей и частиц между собой. Он достаточно сложен и не всегда целесообразен. Как показано в [Брагинский, 1963], для многих задач можно использовать МГД-подход, в рамках которого плазма описывается системой уравнений эволюции локальных макроскопических величин, таких как плотность, давление, температура,

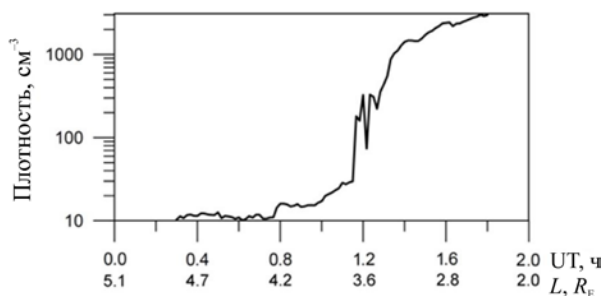


Рис. 3. Плотность протонов по данным спутника Van Allen Probes В 25 декабря 2014 г. Спутник двигался к Земле и пересек плазмопаузу в ~01:10 UT

магнитное поле и скорость макроскопических течений. Для применения МГД-подхода обычно требуется выполнение ряда условий.

1. Характерное время исследуемого процесса значительно больше времени свободного пробега частиц в плазме, а также периодов плазменных колебаний и ларморовского вращения частиц.
2. Длина свободного пробега и ларморовский радиус существенно меньше характерного пространственного масштаба изучаемого процесса.
3. Характерные скорости изучаемого процесса намного меньше скорости света.

Очевидно, эти условия не всегда выполняются, например, в магнитосфере Земли, где плазму можно считать бесстолкновительной. Тем не менее, для бесстолкновительной плазмы в ряде случаев можно получить качественно верные результаты с помощью МГД-подхода [Волков, 1964].

Дисперсионное соотношение для МГД-волн в однородной плазме имеет вид [Леонович, Мазур, 2016]

$$\begin{aligned} & (\omega^2 - k_{\parallel}^2 V_A^2) \times \\ & \times [\omega^4 - k^2 (V_S^2 + V_A^2) \omega^2 + k^2 k_{\parallel}^2 V_S^2 V_A^2] = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота волны;  $k = \sqrt{k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2}$  — волновое число ( $k_{\parallel}$ ,  $k_{\perp}$  — компоненты волнового вектора, направленные соответственно вдоль и поперек силовых линий магнитного поля);  $V_A$  — альфвеновская скорость;  $V_S$  — скорость звука. Это уравнение имеет три собственных решения:

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 V_A^2, \quad (2)$$

альфвеновская мода — поперечные колебания, групповая скорость которых  $v_{гр\Lambda} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = V_A \left( \frac{\vec{B}_0}{B_0} \right)$  направлена вдоль силовых линий магнитного поля:

$$\begin{aligned} \omega^2 = & \frac{1}{2} k^2 (V_S^2 + V_A^2) \pm \\ & \pm \sqrt{\frac{1}{4} k^4 (V_S^2 + V_A^2)^2 - k^2 k_{\parallel}^2 V_S^2 V_A^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где решение со знаком «-» перед радикалом описывает ММЗ, а со знаком «+» — БМЗ. В большинстве реально существующих плазменных образований обычно выполняется одно из условий:  $V_S \gg V_A$ , что соответствует

$\beta \gg 1$ ;  $V_S \ll V_A$  ( $\beta \ll 1$ );  $|k_{\parallel}| \ll |k_{\perp}|$ . В этом случае дисперсионное выражение для ММЗ принимает вид

$$\omega^2 \approx k_{\parallel}^2 V_S^2 V_A^2 / (V_S^2 + V_A^2), \quad (4)$$

а для БМЗ

$$\omega^2 \approx k^2 (V_S^2 + V_A^2). \quad (5)$$

Групповая скорость ММЗ-волны направлена, как и в случае альфвеновских волн, вдоль внешнего магнитного поля, а групповая скорость БМЗ — вдоль волнового вектора, т. е. волна распространяется изотропно относительно внешнего магнитного поля.

Уравнения МГД можно получить из кинетических уравнений в определенных приближениях. В таком случае на модель накладываются следующие ограничения:

1. Функция распределения частиц по энергиям изотропна и равновесна (близка к максвелловской) [Ахиезер и др., 1974].

2. Фазовая скорость волны больше средней тепловой скорости частиц, т. е. резонансными процессами (затухание Ландау [Ландау, 1946]) можно пренебречь.

3. Частоты описываемых колебаний значительно ниже циклотронной и плазменной частот частиц плазмы ( $\omega \ll \omega_{ci}$ ).

4. В случае бесстолкновительной плазмы: магнитное давление больше газодинамического давления ( $\beta < 1$ ).

Здесь следует обратить внимание, что второе ограничение автоматически исключает из рассмотрения ММЗ-волны, фазовая скорость которых близка к тепловой скорости частиц. Поэтому для магнитосферы Земли МГД-подход применим только для возмущений альфвеновской или БМЗ мод. В отличие от условий в солнечной атмосфере, в диполеподобной части магнитосферы Земли практически не встречаются области с большими  $\beta$  ( $\beta \gg 1$ ). Для описания взаимодействия волн с частицами, а также для изучения магнитосферных аналогов ММЗ-волн необходимо использовать кинетический подход. Помимо этого, на возможность применять МГД-моделирование накладываются дополнительные ограничения, связанные с конфигурацией внешнего магнитного поля, с которым связаны движения частиц определенных типов (баунс-движение в магнитосфере, электрический и магнитный дрейфы). Характерные времена этих движений могут быть сравнимы с периодом волны, что должно вызывать взаимодействие волна—частица. Для случая плазмы в неоднородном криволинейном магнитном поле (диполеподобном) это означает следующее.

1. Частота волны должна быть значительно больше частоты осцилляций ионов между сопряженными точками вблизи ионосферы, или баунс-частоты ( $\omega \gg \omega_{bi}$ ).

2. Частота волны должна быть значительно больше усредненной по баунс-периоду частоты движения ионов вокруг Земли за счет дрейфа, вызванного неоднородностью геомагнитного поля и кривизной силовых линий — частоты магнитного дрейфа ( $\omega \gg \omega_{di}$ ) [Климушкин и др., 2021].

При чистом МГД-подходе невозможно учесть резонансные взаимодействия волна—частица, такие как ускорение частиц волнами и, наоборот, передачу энергии от частиц к волне. Такие взаимодействия могут быть учтены в гибридных подходах, где вводятся элементы кинетической теории [Bogovsky, 1993], однако применимость каждого из них следует рассматривать отдельно.

Стоит отметить, что существуют МГД-модели, которые учитывают наличие в плазме частиц нескольких типов. Такие модели называются многожидкостными. Они были введены для возможности описывать более широкий класс волновых явлений [Khomenko, 2020]. Однако в рамках данного обзора они не рассматриваются.

Кинетический подход имеет более широкие границы применимости, позволяя с большой точностью описывать волны в плазме в обширном диапазоне параметров. Для случая, когда частота волны много ниже гирочастоты ионов и электронов, кинетическое рассмотрение можно упростить до гирокинетического. Это разновидность кинетики, в которой движения частиц усредняются по фазе вращения вокруг силовой линии внешнего магнитного поля [Antonsen, Lane, 1980; Catto et al., 1981].

В отличие от магнитосферы Земли, плазма солнечной короны является столкновительной, и приближение МГД выполняется практически везде, поскольку характерные пространственные масштабы волновых явлений составляют от одной до сотен тысяч километров и значительно превышают длину свободного пробега частиц, а также дебаевский и ларморовский радиусы. Характерные времена (десяtkи секунд — часы) на много порядков больше периода плазменных колебаний и ларморовского вращения.

### 3. ОСОБЕННОСТИ НАБЛЮДЕНИЙ МГД-ВОЛН В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ

#### 3.1. Медленные магнитозвуковые волны

В исследовании атмосферы Солнца тип наблюдаемой волны определяется по ряду косвенных признаков: частоте, скорости распространения, типу физической структуры, в которой наблюдаются колебания. Конкретный набор признаков зависит от типа наблюдения (спектральный или наблюдение двумерного изображения), наблюдаемой структуры, слоя солнечной атмосферы. Часто отнести регистрируемые колебания к тому или иному типу волн оказывается затруднительно из-за ограниченности данных или неоднозначности характеристик. Например, при наблюдении схожих колебаний одновременно в двух спектральных линиях, формирующихся в различных слоях солнечной атмосферы, можно отслеживать распространение волны между этими слоями. Таким образом, можно регистрировать частоту и скорость распространения волны, если известно расстояние между высотами формирования наблюдаемых спектральных линий. Из моделей солнечной атмосферы можно получить значения физических параметров среды в исследуемом диапазоне вы-

сот, что позволяет оценить тип МГД-мод на основе полученных из наблюдений параметров волны.

В случае наблюдения волн на изображениях короны Солнца, полученных в оптически тонких корональных линиях, для идентификации типа волны и ее моды важно знать направление распространения видимого фронта волны, ее фазовую скорость, период наблюдаемых колебаний и характер смещения плазменных структур. Альфвеновская скорость и скорость звука в короне различаются примерно на порядок (~150 и ~1000 км/с), что позволяет при наличии измерений фазовой скорости волны однозначно разделить БМЗ- и ММЗ-волны. В случае стоячих волн в корональных структурах различие фазовых скоростей БМЗ- и ММЗ-волн приводит к настолько же сильным отличиям в характерных периодах колебаний. Кроме того, наблюдение волн на изображениях позволяет не только измерить фазовую скорость и период колебаний, но и определить пространственную конфигурацию волновых возмущений, идентифицировав тем самым наблюдающуюся колебательную моду плазменной неоднородности (описание основных волновых мод магнитной трубки дано в разделе 3.2).

ММЗ-волны на Солнце наблюдаются во всех слоях атмосферы от фотосферы до короны. Одними из первых были обнаружены ММЗ-волны в хромосфере в тени солнечных пятен, где их наблюдательные проявления известны как трехминутные колебания в тени пятна и бегущие волны в полутени (см. обзор [Bogdan, 2000]). После появления космических инструментов, наблюдающих Солнце в КУФ-диапазоне, было обнаружено, что трехминутные колебания в пятнах проникают в корону и распространяются в квазиоткрытых воронкообразных структурах (coronal fans), связанных с пятном, в виде бегущих волн сжатия и растяжения, распространяющихся со скоростью ~150 км/с, близкой к скорости звука в короне [De Moortel, 2009; Kobanov et al., 2013]. Помимо пятен, распространяющиеся ММЗ-волны наблюдаются и в факельных областях, а также в связанных с ними корональных структурах (см. обзор [De Moortel, 2009]). В этом случае характерные периоды могут достигать значений 10–15 мин. Согласно общепринятым представлениям, период этих волн определяется связанными с гравитацией дисперсионными эффектами в нижней атмосфере Солнца (зоне температурного минимума и хромосферы). Эти эффекты приводят к тому, что распространение ММЗ-волн в атмосфере Солнца возможно только в том случае, если их частота превышает частоту акустической отсечки

$$\omega_{cf} = \frac{\gamma g}{2c_s} \cos \theta, \quad (6)$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $g \approx 274 \text{ м/с}^2$  — ускорение свободного падения;  $c_s$  — скорость звука;  $\theta$  — угол между вектором магнитного поля и вертикальным направлением. Сама же частота отсечки при этом является естественной частотой колебаний соответствующего слоя атмосферы, и любое широко-

полосное воздействие вызывает колебания с частотой близкой к  $\omega_{cf}$ . Период, соответствующий акустической отсечке (6), имеет наименьшее значение в зоне температурного минимума — слое, расположенном непосредственно под хромосферой. В этой области период отсечки при  $\gamma=5/3$  и  $\theta=0$  приблизительно равен 3 мин. В хромосфере же этот период равен 5 мин и хорошо проявляется в спектре колебаний, наблюдающихся в хромосфере солнечных факелов [Balthasar, 1990; De Pontieu et al., 2005]. При отклонении направления вектора магнитного поля от вертикального период отсечки увеличивается и может достигать 10–15 мин и более. В короне из-за высокой температуры  $\omega_{cf}$  оказывается значительно меньше фотосферных значений, что приводит к тому, что ММЗ-волны, сформировавшиеся в температурном минимуме и хромосфере, распространяются, практически не испытывая дисперсионных эффектов, связанных с гравитационной стратификацией.

Помимо квазиоткрытых корональных структур ММЗ-волны наблюдаются в горячих корональных петлях, образующихся во время вспышек [Ofman, Wang, 2002]. В этом случае корональная петля играет роль резонатора, а ее длина и температура определяют наблюдаемый период колебаний. Стоячие и бегущие ММЗ-волны в корональных структурах в литературе часто называют продольными модами, хотя с точки зрения теории МГД-волн в магнитном цилиндре, независимо разработанной в [Зайцев, Степанов, 1975] и [Edwin, Roberts, 1983], они являются радиальной модой для ММЗ-волн. Впервые стоячие ММЗ-волны в корональных петлях были обнаружены в КУФ-спектре инструментом Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation (SUMER) и получили название SUMER-oscillations [Wang et al., 2003]. Последующий ввод в строй космических изображающих КУФ-телескопов, таких как TRACE и SDO/AIA, позволил наблюдать эти колебания непосредственно в виде изменения яркостей вдоль петли и окончательно подтвердить, что они имеют природу ММЗ-волн в резонаторе корональной петли [Mandal et al., 2016]. Анализ изображающих наблюдений ММЗ-волн в горячих петлях показал, что, помимо классических стоячих волн, часто наблюдаются колебания типа плесканий (sloshing oscillations), которые представляют собой достаточно короткое по времени широкополосное ММЗ-возмущение, распространяющееся вдоль петли и отражающееся несколько раз от ее оснований.

В магнитосфере, согласно теоретическим представлениям [Yumoto, 1985; Leonovich et al., 2006], ММЗ может генерироваться следующим образом: волна БМЗ проникает в магнитосферу и трансформируется в ММЗ на резонансной поверхности — магнитной оболочке, где частоты БМЗ и ММЗ сравниваются. Для ММЗ свойственна высокая диссипативность, в результате чего энергия и импульс активно передаются частицам фоновой плазмы и волна очень быстро затухает [Леонович, Мазур, 2013; 2016]. По всей видимости, из-за этого ММЗ-мода в магнитосфере Земли не наблюдается. Наиболее



близкой к ММЗ по свойствам (низкие частоты и большая продольная компонента магнитного поля волны) можно считать дрейфово-компрессионную моду [Mager et al., 2013]. Она описывается одним из решений уравнений гирокинетики и является следствием конечного давления плазмы и ее неоднородности поперек магнитных силовых линий поля [Mikhailovskii, Fridman, 1967]. Частоты таких волн по порядку величины совпадают с частотами диамагнитного дрейфа частиц, вызванного неоднородностью плазмы. Для дрейфово-компрессионной волны характерно сцепление с альфвеновской волной из-за искривления магнитных силовых линий [Klimushkin, Mager, 2011; Klimushkin et al., 2012]. Еще одним решением кинетических уравнений является зеркальная мода, которая также имеет компрессионный характер и представляет собой возмущение продольного магнитного поля. Для ее существования требуется значительное превышение поперечной тепловой скорости частиц над продольной [Hasegawa, 1969].

### 3.2. Быстрые магнитозвуковые волны

В солнечной атмосфере наиболее отчетливо БМЗ-волны наблюдаются в короне Солнца. Условно их можно разделить на глобальные и локальные БМЗ-волны. Первые часто инициируются солнечными вспышками и корональными выбросами массы и наблюдаются в виде волны сжатия/растяжения, распространяющейся на большие расстояния порядка солнечного радиуса и более [Uchida et al., 1973; Wang, 2000]. С использованием данных SDO было показано, что в корональных дырах на высотах нижней короны наблюдаются постоянные поперечные колебания [McIntosh et al., 2011; Thurgood et al., 2014; Weberg et al., 2018]. Локальные БМЗ-волны наблюдаются в корональных магнитоплазменных петлях. Поскольку корональная петля представляет собой волновод для БМЗ-волн, в ней может формироваться несколько волноводных мод, различающихся своими дисперсионными свойствами и наблюдательными проявлениями. В зависимости от азимутального волнового числа  $m$  выделяют радиальную, или сосисочную (sausage) моду ( $m=0$ ), изгибающую (kink) моду ( $m=1$ ) и баллонные<sup>1</sup> (fluting mode,  $m>1$ ) моды [Зайцев, Степанов, 1975; Edwin, Roberts, 1983; Nakariakov, Verwichte, 2005]. Последние редко используются для теоретической интерпретации явлений в солнечной короне, так как наблюдения этих мод затруднены малым поперечным размером корональных петель.

Колебательные моды магнитной трубки с разными азимутальными волновыми числами показаны на рис. 4. Радиальная мода характеризуется значительными возмущениями плотности плазмы, когда поперечное сечение петли расширяется и сужается, а ее ось остается неподвижной. Из-за дисперсионных свойств радиальная мода оказывается запертой внутри волновода только при достаточно больших

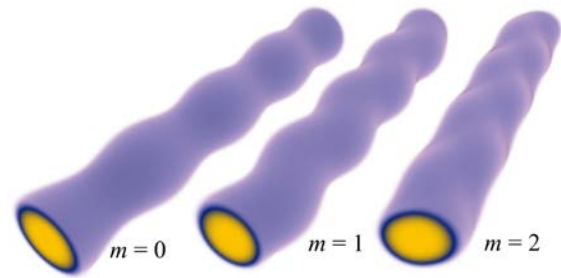


Рис. 4. Колебательные моды магнитной трубки в зависимости от азимутального волнового числа: радиальная ( $m=0$ ), изгибающая ( $m=1$ ) и баллонная ( $m=2$ ) моды

продольных волновых числах (см. уравнения (7)–(9) в разделе 3.4), когда длина волны оказывается соизмеримой с поперечным диаметром петли. Таким образом, период колебаний в моде типа перетяжек определяется поперечными размерами петли; в корональных условиях он составляет порядка 10 с. Малые значения периодов затрудняют наблюдение сосисочной моды на изображениях в КУФ из-за недостаточно высокой скважности наблюдений. По этой причине наблюдательные проявления сосисочных волн в основном регистрируются в радиодиапазоне в виде квазипериодических изменений интенсивности микроволнового излучения [Reznikova et al., 2015].

В изгибающей моде возмущения плотности очень слабы, но происходит смещение оси петли. Это делает изгибающую моду по своим свойствам похожей на колебания струны гитары или скрипки. Изгибающая мода оказывается запертой внутри корональной петли при любых значениях продольного волнового числа, и поэтому чаще всего наблюдается основная продольная гармоника, длина волны которой равна удвоенной длине петли. В этом случае период колебаний определяется длиной петли и обычно составляет единицы или десятки минут, что намного больше периода сосисочных колебаний [Nakariakov, Verwichte, 2005]. В корональных петлях изгибающая мода наблюдается в двух режимах: затухающие колебания с большой амплитудой и незатухающие с малой амплитудой.

Затухающие колебания с большой амплитудой возбуждаются кратковременным внешним воздействием, связанным, например, с выбросом коронального вещества, и очень быстро затухают. Характерное время затухания составляет обычно около 3–4 периодов колебаний. Другой режим изгибных колебаний был обнаружен относительно недавно и характеризуется очень малыми (200 км) смещениями колеблющихся петель и отсутствием видимого затухания [Anfinogentov et al., 2015]. Последнее, однако, не означает, что диссипации не происходит. Скорее всего, волна постоянно подпитывается энергией извне, например, по принципу автоколебательного процесса [Nakariakov et al., 2016a].

Физический механизм, отвечающий за быстрое затухание изгибных БМЗ-колебаний корональных петель, в настоящее время однозначно не определен. Наиболее популярная теория предполагает затухание в результате явления резонансного поглощения [Ruderman, Roberts, 2002]. Поскольку фазовая скорость изгибных колебаний больше альфвеновской

<sup>1</sup> Русские названия этих мод еще окончательно не устоялись и могут показаться странными. Так, баллонные моды в данном контексте никак не связаны с баллонной неустойчивостью.

скорости внутри петли, но меньше альфвеновской скорости снаружи нее, в переходном слое между внутренней частью петли и фоновой плазмой существует резонансный слой (магнитная оболочка петли), где изгибная скорость равна локальной альфвеновской скорости. В этом слое существует возможность конверсии БМЗ-волн в ненаблюдаемые крутильные альфвеновские волны, которые и уносят энергию из БМЗ-волн, вызывая ее затухание.

В магнитосфере значительная часть волновых МГД-явлений возбуждается механизмами, действующими вне магнитосферы [Zong, 2022]. Движущей силой этих волн является солнечный ветер: сдвиговые течения на флангах магнитосферы; флуктуации; волны вне магнитосферы; переходные явления, присущие солнечному ветру или порожденные взаимодействием солнечного ветра и магнитосферы. Под воздействием солнечного ветра на границе магнитосферы также возникают нестационарные процессы, например такие, как неустойчивость Кельвина—Гельмгольца [Mazur, Chuiko, 2017]. В результате этих процессов на границе магнитосферы генерируется БМЗ-волна, которая распространяется вглубь магнитосферы до некоторой поверхности отражения. Таким образом, в переходной области магнитосферы формируется БМЗ-резонатор. Он ограничен магнитопаузой с одной стороны и поверхностью отражения с другой. Однако часть энергии БМЗ может туннелировать из резонатора и распространяться еще глубже в магнитосферу, пока не достигнет резонансной магнитной оболочки, где ее частота будет совпадать с частотой альфвеновской волны. На этой оболочке БМЗ-волна трансформируется в альфвеновскую в результате альфвеновского резонанса (рис. 5). Впервые для магнитосферы явление альфвеновского резонанса установлено для магнитосферы в простейшей модели магнитосферы с прямыми силовыми линиями и с неоднородным магнитным полем поперек силовых линий [Southwood, 1974; Chen, Hasegawa, 1974a, b]. В дальнейшем было показано, что альфвеновский резонанс может существовать и в более сложных моделях, например, в двумерно-неоднородной модели магнитосферы, в частности, в дипольном магнитном поле, с учетом кривизны силовых линий и неоднородности плазмы вдоль магнитного поля [Лифшиц, Федоров, 1986; Leonovich, Mazur, 1989].

Таким образом, БМЗ-волны существуют как в солнечной атмосфере, так и в магнитосфере Земли. В обоих случаях характер волн определяется резонансными свойствами неоднородностей плазмы. Вблизи Земли роль резонатора играет магнитосфера как целое, а на Солнце такими резонаторами являются магнитоплазменные петли и другие структуры солнечной короны. Явление резонансного поглощения изгибной БМЗ-волны путем конверсии ее энергии в альфвеновскую моду имеет прямой аналог в физике магнитосферы, когда энергия БМЗ-волн, проникающих в магнитосферу извне, перекачивается в альфвеновские колебания на резонансной магнитной оболочке. В физике магнитосферы это явление известно как альфвеновский резонанс, а в физике Солнца ему соответствует процесс резонансного поглощения.

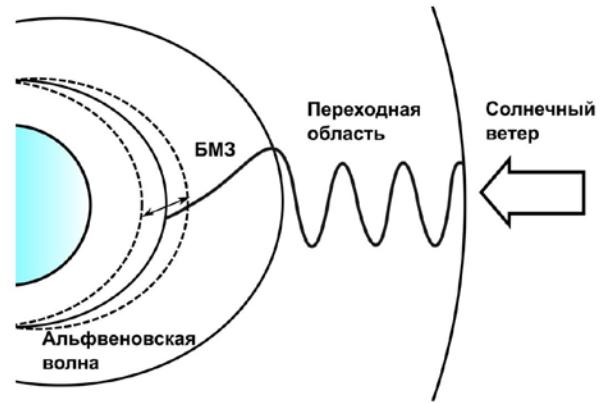


Рис. 5. Схематическое изображение возбуждения альфвеновского резонанса силовой линией БМЗ-волной, туннелирующей внутрь магнитосферы из резонатора в переходной области

Примечательно, что в солнечной атмосфере хорошо наблюдается БМЗ-часть этого процесса, в то время как в магнитосфере регулярно наблюдаются и лучше всего изучены возникающие в ходе этого процесса альфвеновские волны. Эта информация из физики магнитосферы может пролить свет и на альфвеновские волны, которые могут возникать в корональных петлях в результате резонансного поглощения. Очевидно, для получения детальной физической картины конверсии БМЗ-волн в альфвеновские необходимо интегрировать как теоретические, так и наблюдательные сведения, полученные и для магнитосферы, и для Солнца.

### 3.3. Альфвеновские волны

В однородной плазме альфвеновские волны представляют собой поперечные волны, в которых возмущается только магнитное поле, а плотность, температура и газодинамическое давления остаются постоянными. Альфвеновское возмущение представляет собой искривление силовых линий магнитного поля. Это возмущение распространяется в виде волны, групповая скорость которой направлена параллельно вектору магнитного поля, и является аналогом поперечных колебаний натянутой струны. В случае неоднородной структурированной плазмы силовые линии магнитного поля не являются прямыми, альфвеновские волны в общем случае оказываются связанными с другими волновыми модами, такими как БМЗ [Glassmeier et al., 2003]. Следовательно, отнесение конкретных волновых мод к альфвеновским в неоднородной плазме оказывается довольно условным. В физике Солнца принято относить к альфвеновским волнам только такие волновые моды, которые в линейном приближении идеальной плазмы не возмущают плотность и температуру плазмы, но вызывают возмущения магнитного поля и локальной скорости плазмы. Наблюдательным признаком последних является нетепловое уширение спектральных линий. Насколько известно авторам, других наблюдаемых проявлений альфвеновских волн в короне Солнца нет, а само нетепловое уширение спектральных линий может быть вызвано и другими причинами. Это чрезвычайно сильно затрудняет

детектирование альфвеновских волн в короне и делает их практически невидимыми для существующих наблюдательных инструментов. С другой стороны, в физике магнитосферы к альфвеновским волнам относят и те поперечные волны, в которых вследствие неоднородности среды и кривизны магнитных силовых линий могут присутствовать возмущения плотности. Тем не менее, эти волны удовлетворяют дисперсионному соотношению (2) для альфвеновских волн. Ниже мы подробно рассматриваем альфвеновские волны так, как их понимают исследователи как магнитосферы, так и Солнца.

Атмосфера Солнца сильно неоднородна на всех уровнях от фотосферы до короны. В короне неоднородности, как правило, вытянуты по направлению вдоль поля и имеют характерные поперечные размеры порядка 1 Мм, а продольные — порядка 100 Мм. В первом приближении их можно описать моделью магнитной силовой трубки или магнитного цилиндра. В рамках этой модели неоднородность представляет собой область пространства, ограниченную цилиндрической поверхностью, ориентированной вдоль силовых линий магнитного поля. Параметры плазмы внутри магнитной силовой трубки считаются однородными и значительно отличаются от таковых у фоновой плазмы. Примерами подобных неоднородностей могут служить корональные петли, волокна, а также хромосферные спиккулы и фибриллы. Как было сказано выше, в физике Солнца альфвеновскими волнами считаются только такие волновые моды, которые не возмущают плотность и температуру плазмы, а все движения происходят только вдоль магнитных оболочек. В магнитных силовых трубках возможен только один тип волновых движений, не возмущающих плотность плазмы, — крутильные альфвеновские колебания. В этом случае альфвеновские волны распространяются вдоль оси структуры в виде крутильных движений отдельных магнитных поверхностей и, таким образом, являются прямым аналогом тороидальной альфвеновской волны в магнитосфере Земли.

Альфвеновские волны являются одним из вероятных агентов переноса энергии из нижних слоев атмосферы Солнца в корону. В корональных дырах альфвеновские волны могут распространяться до очень больших высот, по некоторым представлениям до межпланетного пространства [Marsch, 2018]. Благоприятные условия для этого обусловлены преимущественно открытыми линиями магнитного поля в корональных дырах [Banerjee et al., 1998]. Согласно одному из предположений, альфвеновские волны возбуждаются магнитными пересоединениями в хромосферной сетке и вносят вклад в турбулентность потока плазмы, исходящего из корональных дыр [Marsch, 2018]. Cranmer et al. [2007], Wang [2009] показали, что альфвеновские волны генерируются конвективными движениями в фотосфере Солнца.

Трудность изучения альфвеновских волн на Солнце, в отличие от магнитосферы Земли, заключается в том, что их сложно зарегистрировать с использованием удаленных наблюдений. Причиной является то, что альфвеновские волны не вызывают возму-

щения плотности плазмы и соответственно не влияют на интенсивность электромагнитного излучения в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах. Поэтому сообщения о наблюдениях альфвеновских волн в интенсивности излучения [De Pontieu et al., 2007a], вероятно, объясняются ошибочной интерпретацией наблюдаемой изгибной БМЗ-моды магнитной трубки как альфвеновской. Кроме того, альфвеновские волны являются локальными возмущениями, т. е. волновые движения на соседних магнитных поверхностях независимы и в общем случае не совпадают по фазе и частоте. В результате альфвеновские волны не должны проявляться в наблюдаемых лучевых скоростях, измеренных по доплеровскому смещению спектральных линий, однако должны приводить к их уширению. Этим обусловлена теоретическая возможность регистрации альфвеновских волн по наблюдениям периодических нетепловых уширений профилей спектральных линий [Hassler et al., 1990; Banerjee et al., 2009; Vempotrad, Abbo, 2012; Chelpanov et al., 2016a]. Однако при анализе реальных наблюдательных данных возникают сложности с отделением возможного вклада в такой сигнал альфвеновских волн от вклада других физических механизмов, которые могут влиять на изменение ширины спектральных линий [De Pontieu et al., 2015; Chelpanov, Kobanov, 2022]. Srivastava et al. [2017] предложили метод прямого наблюдения распространения крутильных альфвеновских волн вдоль плоскости неба. Они наблюдали пространственно разрешенные половины магнитной трубки, в которых регистрировались противоположно направленные и сменяющие друг друга доплеровские скорости. Morton et al. [2015], наблюдая нижнюю корону в областях открытых силовых линий по данным Coronal Multi-Channel Polarimeter (CoMP), отметили повышенную мощность колебаний в диапазоне 3–5 мГц. Они наблюдали также распространение колебаний лучевой скорости вдоль корональных структур. Эти же волны наблюдались в линиях КУФ как непосредственное смещение структур, видимых на изображениях. Авторы назвали эти колебания *alfvenic waves*, т. е. такими волнами, которые похожи на альфвеновские по своим свойствам (поперечные, распространяющиеся со скоростью, близкой к альфвеновской), но не являются ими. С нашей точки зрения этот термин не имеет четко определенного физического смысла, а волны, наблюдаемые инструментом CoMP, являются изгибной БМЗ-модой колебаний корональных структур. Отметим также, что сдвиговая альфвеновская волна в сильно структурированной плазме солнечной короны невозможна, так как даже в случае прямых силовых линий сдвиговые движения плазмы поперек поля будут приводить к изменению ее плотности уже в линейном приближении.

В магнитосфере, как уже упоминалось выше, определение альфвеновской волны не такое строгое, как в солнечной физике. Волна, наблюдаемая в магнитосфере, классифицируется как альфвеновская, если она имеет монохроматический вид, частоту, близкую к альфвеновской, и малую продольную компоненту магнитного поля. Большинство УНЧ-волн,

наблюдаемых в магнитосфере Земли, интерпретируют как альфвеновские волны [Anderson et al., 1990, 1992]. В геофизике принято разделять наблюдаемые альфвеновские волны на две основные разновидности колебаний силовой линии: тороидальные и полоидальные (рис. 6). Если осцилляции магнитного поля происходят в радиальном направлении и радиальная компонента магнитного поля волны превышает азимутальную, то такие колебания называются полоидальными или полоидально поляризованными. В противоположном случае, когда азимутальная компонента магнитного поля существенно превышает радиальную, колебания называются тороидальными или тороидально поляризованными [McPherron, 2005].

Тороидальные волны возникают в результате альфвеновского резонанса с БМЗ или в результате трансформации волны из полоидальной в тороидальную вследствие кривизны и неоднородности магнитного поля [Leonovich, Mazur, 1993; Leonovich et al., 2015]. Полоидальные волны возникают в результате резонансных взаимодействий с высокоэнергичными заряженными частицами из-за развития плазменных неустойчивостей [Glassmeier et al., 1999; Костарев, Магер, 2017], в результате возникновения переменных токов во время суббуревой инъекции частиц в магнитосферу [Гульельми, Золотухина, 1980; Mager, Klimushkin, 2008], в результате усиления продольных токов и ионосферных электроструй [Клейменова и др., 1995], а также вследствие взаимодействия различных УНЧ-мод в криволинейном магнитном поле в неоднородной плазме [Pokhotelov et al., 1985], например, в результате сцепления альфвеновской и дрейфово-компрессионной мод [Rubtsov et al., 2018b, 2020]. Для определения механизма генерации в каждом конкретном случае используются данные спутниковых и наземных наблюдений.

Колебания с малыми азимутальными волновыми числами  $m$  обычно тороидально поляризованы и распространяются к полюсу [Yeoman et al., 2012]. С другой стороны, волны с большими  $m$  чаще имеют полоидальную поляризацию [James et al., 2016]. Для волн со средними  $m \sim 10 \div 20$  колебания могут быть и полоидальными, и тороидальными в каждом отдельном случае [Hao et al., 2014]. Тороидальными и полоидальными могут быть колебания как длинных периодов (10–600 с), так и коротких (0.2–10 с) [Mikhailova et al., 2020a, b].

Не все УНЧ-колебания наблюдаются на земной поверхности. Волны с большими азимутальными волно-

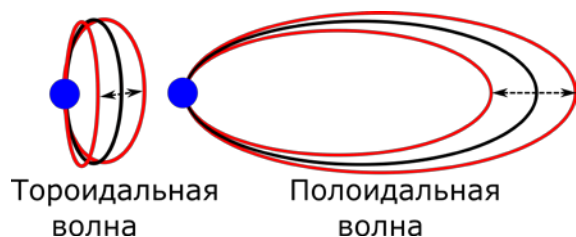


Рис. 6. Тороидальная и полоидальная моды альфвеновских волн в магнитосфере [Mikhailova et al., 2020a]

выми числами  $m > 10$  испытывают сильное затухание вследствие экранирующих свойств ионосферы и не наблюдаются на Земле. В ряде работ показано, что в сравнении с наземными наблюдениями такие колебания чаще наблюдаются в космосе и на высоте ионосферы [Ponomarenko et al., 2003; Yagova et al., 2015]. Из-за возникновения токов в ионосфере и конечной проводимости атмосферы магнитное поле волны экспоненциально затухает на масштабе  $1/k$  при прохождении ионосферы, где  $k$  — компонента волнового вектора поперек силовых линий [Hughes, Southwood, 1976a, b]. Таким образом, продольная компонента волнового вектора оказывается чисто мнимой и почти равной по модулю поперечному волновому числу.

Альфвеновские волны могут ускорять или замедлять магнитосферные заряженные частицы, взаимодействуя с ними посредством ионно-циклотронного, дрейфового, баунс-дрейфового резонансов, а также резонансов других видов [Cornwall et al., 1965; Borovsky, 1993; Ren et al., 2018, 2019]. Продольное электрическое поле альфвеновских волн, которое может быть учтено в кинетическом подходе, может ускорять холодные электроны, способствуя их высыпанию в атмосферу [Kostarev et al., 2021], что приводит к вариациям интенсивности полярных сияний [Keiling et al., 2002; Yamamoto et al., 1988].

Таким образом, в обеих средах именно альфвеновские волны являются значимым связующим звеном для многих процессов. Как и в случае БМЗ-моды, очевидна существенная разница в возможности наблюдения альфвеновских колебаний в разных средах.

### 3.4. Резонаторы для волн

Еще одно сходство между магнитосферой и солнечной активной областью состоит в наличии резонаторов для МГД-волн. Однако, если в случае магнитосферы таким резонатором является вся магнитосфера в целом либо ее магнитные оболочки, то в короне Солнца резонаторами МГД-волн являются корональные петли — тонкие и длинные магнитные потоковые трубки, плотность и температура внутри которых существенно отличаются от окружающей плазмы. Из-за разности звуковой и альфвеновской скоростей внутри петли и в фоновой плазме корональная петля играет роль волновода для МГД-волн.

Основными структурными элементами солнечной короны являются корональные петли, которые представляют собой длинные, вытянутые вдоль магнитного поля петлеобразные структуры, заполненные плазмой, ярко светящейся в линиях КУФ (рис. 7). Повышенная интенсивность КУФ-излучения корональных петель как правило наблюдается сразу в нескольких линиях и свидетельствует об увеличенной плотности плазмы внутри петель, так как КУФ-излучение солнечной короны оптически тонкое и его интенсивность пропорциональна квадрату концентрации частиц. Вследствие повышенной плотности, альфвеновская скорость внутри корональной петли оказывается меньше таковой в фоновой плазме, что делает корональную петлю резонатором для МГД-волн.



Рис. 7. Изображение короны Солнца в линии 171 Å, полученное космическим аппаратом SDO/AIA 18 ноября 2014 г.

Теория волн в таком резонаторе была разработана Зайцевым и Степановым [1975] и независимо от них Edwin, Roberts [1983], которые рассматривали МГД-волны в корональной петле на примере ее упрощенной модели — магнитного цилиндра. В рамках этой модели плазма внутри и снаружи цилиндра считается однородной, в то время как на поверхности цилиндра происходит резкий скачок плазменных параметров: давления, температуры, плотности и абсолютного значения магнитного поля. В таком магнитном цилиндре может существовать целый ряд мод, которые можно разделить по их локализации на поверхностные и объемные. В первых возмущение сосредоточено на границе цилиндра, во вторых распределено в его объеме. Кроме того, моды делятся на захваченные, или запертые, и излучательные, или вытекающие. В запертых модах амплитуда возмущений во внешней среде экспоненциально спадает, и волна оказывается запертой внутри резонатора. В случае же излучательных мод такого не происходит, и волны вытекают во внешнюю среду, а сам резонатор играет роль антенны для МГД-волн. Далее мы ограничимся рассмотрением объемных захваченных мод.

Линеаризация МГД-уравнений и наложение граничных условий для случая захваченных волн магнитной трубки [Edwin, Roberts, 1983] приводит к следующему дисперсионному уравнению для магнитозвуковых волн:

$$\begin{aligned} \rho_0 (k_z^2 v_{A0}^2 - \omega^2) \kappa_e \frac{K'_m(\kappa_e a)}{K_m(\kappa_e a)} = \\ = \rho_e (k^2 v_{Ae}^2) \kappa_0 \frac{I'_m(\kappa_0 a)}{I_m(\kappa_0 a)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\kappa_e^2 = \frac{(k_z^2 c_e^2 - \omega^2)(k_z^2 v_{Ae}^2 - \omega^2)}{(c_e^2 + v_{Ae}^2)(k_z^2 c_{Te}^2 - \omega^2)}, \quad c_{Te}^2 = \frac{c_e^2 v_{Ae}^2}{c_e^2 + v_{Ae}^2}, \quad (8)$$

$$\kappa_0^2 = \frac{(k_z^2 c_0^2 - \omega^2)(k_z^2 v_{A0}^2 - \omega^2)}{(c_0^2 + v_{A0}^2)(k_z^2 c_{T0}^2 - \omega^2)}, \quad c_{T0}^2 = \frac{c_0^2 v_{A0}^2}{c_0^2 + v_{A0}^2}. \quad (9)$$

Здесь  $I_m(x)$ ,  $K_m(x)$ ,  $I'_m(x)$ ,  $K'_m(x)$  — модифицированные функции Бесселя порядка  $m$  и их производные относительно аргумента;  $v_A$ ,  $c$  — альфвеновская и звуковые скорости;  $c_T$  — трубочная скорость (групповая скорость ММЗ-волны в однородной плазме под малым углом к полю);  $\rho$  — плотность плазмы;  $a$  — поперечный радиус магнитной трубки;  $k_z$ ,  $k$ ,  $m$  — продольное, радиальное и азимутальное волновые числа соответственно. Индексы  $e$ ,  $0$  обозначают параметры во внешней и внутренней среде.

При выполнении условий  $\kappa_e^2 > 0$ ,  $\kappa_0^2 = -k_r^2 < 0$  получаются объемные моды, захваченные внутри магнитной трубки. Возмущение параметров плазмы при этом выглядит следующим образом:

$$\xi(r, \theta, \varphi) = \begin{cases} A_0 J_m(k_r r) e^{i(m\varphi + k_z - \omega t)}, & r \leq a \\ A_e K_m(\kappa_e r) e^{i(m\varphi + k_z - \omega t)}, & r > a \end{cases}, \quad (10)$$

где  $J_n(x)$  — функция Бесселя первого рода;  $A_0$ ,  $A_e$  — константы, определенные так, чтобы не нарушалась непрерывность возмущения  $\xi$  на границе трубки ( $r = a$ ). Далее мы ограничиваемся рассмотрением именно таких мод.

Дисперсионное соотношение (7) определяет две группы мод: быстрые и медленные. Для условий корональной плазмы с малым значением  $\beta$  фазовая скорость медленных мод находится между трубочной и звуковой скоростями внутри трубки  $c_{T0} > \omega/k > c_0$ . Быстрые моды в свою очередь имеют фазовую скорость в промежутке между внутренней и внешней альфвеновскими скоростями  $v_{A0} > \omega/k > v_{Ae}$ . Следует отметить также, что магнитная трубка с пониженной плотностью  $v_{Ae} < v_{A0}$  перестает быть волноводом для быстрых магнитозвуковых волн и захваченных быстрых объемных мод в ней не существует.

Пространственная структура конкретной моды магнитной трубки определяется тремя волновыми числами:  $k_z$ ,  $k_r$ ,  $m$ . Особенно сильно характер волновых мод зависит от азимутального волнового числа  $m$ . При  $m=0$  возмущения представляют собой сжатия и расширения корональной петли в поперечном направлении, при этом изменяется площадь ее поперечного сечения, а положение оси остается постоянным. Такие моды принято называть радиальными или сосисочными модами [Nakariakov et al., 2003; Aschwanden et al., 2004]. При  $m=1$  формируется изгибная мода, в которой смещается продольная ось структуры, а ее поперечное сечение изменяется незначительно [Nakariakov et al., 2021]. Моды с азимутальным числом  $m > 1$  называются баллонными модами (fluting mode) [Soler, 2017; Shukhobodskaja et al., 2021]. В физике магнитосферы тоже есть термин «баллонная мода», но там он относится к совершенно другому физическому явлению — взаимодействию альфвеновской волны и ММЗ в неоднородном магнитном поле [Бурдо и др., 2000] или взаимодействию альфвеновской и дрейфово-компрессионной волн [Klimushkin et al., 2012]. Кроме того, волновые моды магнитного цилиндра делятся по природе возмущения на альфвеновские, БМЗ и ММЗ. В корональных структурах лучше всего изучены сосисочная и изгибная (БМЗ) моды, а также сосисочная ММЗ-мода.

Последняя чаще упоминается в литературе как продольная медленная МГД-волна. Дисперсионные свойства МГД-волн в корональных структурах очень сильно зависят от волновых чисел, а периоды колебаний чувствительны к геометрическим размерам структуры резонатора. Так, период продольных ММЗ-колебаний и изгибных БМЗ-волн определяется длиной структуры, в то время как период сосисочных БМЗ-колебаний корональной петли зависит главным образом от ее поперечных размеров. Последнее объясняется очень сильной дисперсией сосисочной БМЗ-моды и наличием отсечки по продольному волновому числу, благодаря которой в корональной петле могут существовать сосисочные колебания только с длиной волны порядка поперечного размера структуры или меньше.

В отличие от идеального магнитного цилиндра, реальные корональные петли обладают кривизной, а параметры плазмы внутри петли, такие как величина магнитного поля и концентрация, зависят от расстояния вдоль оси структуры. Однако учет этого обстоятельства качественно не меняет состав волновых мод, хотя и приводит к некоторым изменениям в спектре собственных частот. Например, влияние кривизны магнитного поля на изгибные колебания в корональных петлях были рассмотрены в обзоре [van Doorslaere et al., 2009]. Численное моделирование, проведенное авторами, продемонстрировало, что кривизна корональной петли приводит к сцеплению азимутальных мод (радиальной, изгибной и баллонной) из-за нарушения осевой симметрии. Частота колебаний в первом порядке точности не зависит от радиуса кривизны, и относительное изменение частот колебаний составляет порядка  $\sim \varepsilon^2$ , где  $\varepsilon$  — отношение поперечного радиуса петли к ее радиусу кривизны. Таким образом, для типичных корональных петель эта поправка не превышает 6 %. Кроме того, в корональной петле, изогнутой в форме полукруга, имеются два предпочтительных направления поляризации изгибных колебаний, которые приводят к образованию двух собственных мод с горизонтальной и вертикальной поляризациями (аналогично тороидальным и полоидальным модам магнитосферных колебаний).

Магнитосфера представляет собой полость в солнечном ветре и отделена от солнечного ветра достаточно резкой границей — магнитопаузой. Такое строение магнитосферы позволяет рассматривать ее как огромный резонатор, а собственные моды резонатора интерпретируются как МГД-колебания. С одной стороны, вдоль силовых линий распространение волн имеет две резких границы — ионосферы Северного и Южного полушарий. На замкнутых силовых линиях формируются стоячие волны [Леонович, Мазур, 2016]. Вдоль силовых линий возможно также существование локальных резонаторов. Например, из-за неоднородности магнитного поля вдоль силовых линий и наличия примесей тяжелых ионов возможно формирование экваториального резонатора. В резонаторе образуются волны, стоячие вдоль силовых линий; размеры такого резонатора определяются концентрацией тяжелых ионов [Guglielmi et al.,

2000, 2001; Klimushkin et al., 2010; Mikhailova et al., 2020a; Михайлова и др., 2022].

С другой стороны, из-за неоднородности плазмы внутри магнитосферы могут формироваться объемные резонаторы для УНЧ-волн. Такие волноводы формируются в областях, где параметры плазмы меняются скачкообразно, например на плазмопаузе [Dmitrienko, Mazur, 1992] и в области частичного кольцевого тока [Denton, Vetoulis, 1998; Klimushkin, 1998; Vetoulis, Chen, 1994]. В этой области альфвеновская скорость имеет минимум и формируется волновод, в котором волна, запертая в радиальном направлении, распространяется азимутально. В таком волноводе могут распространяться как альфвеновские волны, так и БМЗ. В случае наличия примесей тяжелых ионов резонатор может быть ограничен и в радиальном направлении, и в направлении вдоль магнитного поля. Он представляет собой тор, опоясывающий Землю по геомагнитному экватору (рис. 8) [Mikhailova et al., 2020b]. Существование поперечных альфвеновских резонаторов было подтверждено спутниковыми наблюдениями [Mager et al., 2018].

#### 4. КЛАССИФИКАЦИЯ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ

В отличие от многообразия волновых явлений на Солнце, которые не имеют единой морфологической классификации, магнитосферные волны, которые первоначально наблюдались наземными магнитометрами и получили название геомагнитных пульсаций, имеют общепринятую классификацию. Источниками волн могут служить как внешние процессы, например магнитные бури или межпланетные ударные волны, так и различные внутренние магнитосферные неустойчивости [Menk, 2011].

Все геомагнитные пульсации подразделяются на два класса: непрерывные колебания Pc (pulsations continuous), характеризующиеся квазисинусоидальной структурой и устойчивым спектром, и иррегулярные или импульсные пульсации Pi (pulsations irregulares), имеющие вид отдельных всплесков. В свою очередь, каждый из этих классов подразделяется еще на несколько подклассов в зависимости от частоты (см. таблицу) [Jacobs et al., 1964; Троицкая, Гульельми, 1969]. Новые опытные данные часто подталкивают к пересмотру данной классификации, лишь частично основанной на физических различиях, однако она остается всеупотребимой.

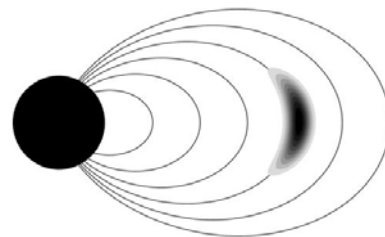


Рис. 8. Распределение амплитуды короткопериодной волны. Волна ограничена в радиальном направлении и вдоль магнитного поля и является бегущей в азимутальном направлении [Mikhailova et al., 2020b]

Классификация геомагнитных пульсаций

	Периоды, с	Частоты, мГц
Непрерывные пульсации Pc		
Pc1	0.2–5	200–5000
Pc2	5–10	100–200
Pc3	10–45	22–100
Pc4	45–150	6.7–22
Pc5	150–600	1.7–6.7
Импульсные пульсации Pi		
Pi1	1–45	22–1000
Pi2	45–150	6.7–22

Подробную информацию о разных видах пульсаций можно найти в работах [Михайлова и др., 2022] (Pc1), [Yagova et al., 2015] (Pc2–3), [Zong et al., 2017] (Pc3–5). Осцилляции самой низкочастотной части имеют длину волны порядка тысяч километров, и их характерный масштаб сопоставим с размерами самой магнитосферы. В дальнейшем мы сосредоточимся на пульсациях диапазонов Pc4 и Pc5, поскольку именно в этот диапазон частот попадают МГД-волны во внешней части магнитосферы и в атмосфере Солнца.

## 5. СРЕДСТВА НАБЛЮДЕНИЯ ВОЛН

Поскольку информация о процессах, происходящих в атмосфере Солнца, на сегодняшний день доступна только по наблюдениям электромагнитного излучения, достигающего Земли, основные методы исследования излучения заключаются в анализе изображений, полученных с использованием узкополосных фильтров, изучении спектральных характеристик излучения и анализе яркостных кривых интегрального потока солнечного излучения в различных диапазонах электромагнитного спектра.

Для исследования волновых явлений на Солнце используются оптические, ультрафиолетовые, рентгеновские и радиотелескопы, позволяющие получать изображение всего солнечного диска, а также отдельных активных областей и структур. Действующие в настоящее время инструменты позволяют наблюдать как интегральное излучение (яркостные кривые и спектры) от всего Солнца в целом, так и пространственно-разрешенные изображения отдельных слоев солнечной атмосферы. Последние очень важны для изучения МГД-волн, поскольку дают возможность наблюдать волновые фронты, регистрировать их скорость и направление распространения.

В магнитосфере Земли в основном проводятся *in situ* измерения на спутниках, оборудованных датчиками магнитного и электрического полей, а также инструментами для регистрации потоков заряженных частиц и параметров плазмы. Удаленный мони-

торинг состояния магнитосферы частично возможен с помощью широкой сети наземных магнитометров [Pilipenko, 1990; Клейменова, 2007; Гульельми, Потапов, 2021; Gjerloev, 2012]. Однако некоторые волновые явления остаются недоступными для обнаружения на поверхности Земли из-за эффекта экранирования ионосферы [Hughes, Southwood, 1976a]. Отдельные волновые процессы, происходящие в магнитосфере, находят отражение в виде пульсаций авроральных сияний [Motoba et al., 2021], а также в вариациях плазмы в верхней ионосфере, наблюдаемых когерентными декаметровыми радарными [James et al., 2016], и в виде осцилляций полного электронного содержания по данным измерений глобальных навигационных спутниковых систем [Pilipenko et al., 2014]. Дистанционное зондирование околоземного космического пространства возможно в УФ, рентгеновском и радиодиапазонах со спутников на полярных орбитах. Примером такого аппарата является Imager for Magnetopause-to-Aurora Global Exploration (IMAGE) [Burch, 2000], а также будущая миссия Solar Wind-Magnetosphere-Ionosphere Link Explorer (SMILE) [Branduardi-Raymont et al., 2021].

### 5.1. Наблюдения Солнца в оптическом диапазоне

Оптические астрономические наблюдения обычно делятся на спектральные наблюдения и наблюдения двумерных изображений. В некоторых случаях эти два вида наблюдений можно совместить, например, сканируя изображение щелью спектрографа в направлении, перпендикулярном щели. Но ради таких совмещенных наблюдений приходится жертвовать временным и пространственным разрешением итоговых данных.

Двумерные изображения позволяют получить информацию о морфологических свойствах объектов. По таким данным можно регистрировать волны, распространяющиеся в плоскости изображения, например в корональных структурах [Nakariakov et al., 2005]. Точечные колебания яркости в таких данных могут говорить о волне, распространяющейся по лучу зрения перпендикулярно плоскости неба [Kobanov, Shelpanov, 2019].

Спектральные наблюдения, как правило, накладывают ограничения на наблюдение двумерных структур, однако анализ поведения спектральных линий позволяет получить информацию о движении плазмы вдоль луча зрения, а также о характеристиках магнитного поля. При одновременном наблюдении в двух и более спектральных линиях оптического диапазона можно изучать параметры плазмы в разных слоях солнечной атмосферы и таким образом наблюдать проявления волны, распространяющейся в вертикальном направлении.

Оптические наблюдения наземными телескопами ограничиваются видимым диапазоном, ближним ультрафиолетом и частями спектра инфракрасного излучения. Тем не менее, из-за того, что наземные инструменты дешевле в проектировании, постройке и обслуживании по сравнению с космическими телескопами, они находят широкое применение в фи-

зике Солнца. Например, солнечные обсерватории действуют в Приморском крае (Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН [Баранов и др., 2008]), Крыму (Крымская астрофизическая обсерватория РАН [Гопасюк, 2016]), Иркутской области и Бурятии (Байкальская астрофизическая обсерватория, Саянская солнечная обсерватория [Ковадло и др., 2016; Kobanov, Makarchik, 2002]). В Саянской солнечной обсерватории планируется возведение Крупного солнечного телескопа с диаметром зеркала 3 м [Григорьев и др., 2020].

В наблюдениях Солнца важную роль играет пространственное разрешение инструментов. При наземных наблюдениях оно ограничено, в первую очередь, не дифракционным пределом оптической схемы, а атмосферой Земли, которая искажает и замыливает изображения. Таким образом, с помощью наземных телескопов можно рассчитывать разрешить деталь с угловым размером немного меньше 1 угл. сек, что соответствует расстоянию примерно 770 км на поверхности Солнца. Типичное разрешение космического телескопа позволяет улучшить этот результат примерно в два раза. Однако обойти ограничения, накладываемые земной атмосферой, можно с использованием адаптивной оптики, которая компенсирует искажения волнового фронта. Наиболее высокое разрешение, полученное таким образом, составило около 30 км [Rimmele et al., 2020].

## 5.2. Наблюдения короны Солнца в КУФ-диапазоне

Наблюдения с аэростатов и космических аппаратов (например, Solar and Heliospheric Observatory — SOHO или Solar Dynamics Observatory — SDO) позволяют расширить спектральный диапазон, доступный для наблюдений до крайнего ультрафиолета и рентгеновского излучения, что важно при изучении короны Солнца, которая излучает в этих диапазонах, будучи разогретой до миллионов кельвинов. Чаще всего для наблюдения солнечной короны в КУФ-диапазоне используются линии, связанные с атомными переходами многократно ионизированного железа. Например, инструмент Atmospheric Imaging Assembly на космическом аппарате SDO (SDO/AIA) наблюдает корону Солнца в шести линиях КУФ-диапазона, соответствующих корональной плазме с температурами от  $0.7 \cdot 10^6$  K (171 Å) до  $\sim 10^7$  K (131 и 94 Å) [Lemen et al., 2012]. На каждой длине волны SDO/AIA получает изображение полного диска Солнца со скважностью 12 с и пространственным разрешением около 0.6 угл. сек/пиксель. Оптическое разрешение при этом составляет  $\sim 1$  угл. сек. Высокое пространственное разрешение в сочетании с высокой чувствительностью позволяет уверенно регистрировать МГД-волны по изменениям яркости и смещениям отдельных корональных структур, а одновременные наблюдения в нескольких температурных каналах дают возможность оценивать температуру и плотность корональных петель, например, с помощью расчета дифференциальной меры эмиссии (см, например, [Aschwanden, 2002; Plowman et al., 2013; Hannah, Kontar, 2012]).

Помимо изображающих инструментов в КУФ-диапазоне проводятся спектральные наблюдения на таких инструментах, как SOHO/SUMER, Hinode/EIS и IRIS. Смещения спектральных линий позволяют непосредственно измерять скорости течения плазмы по направлению вдоль луча зрения, а их нетепловое уширение дает представление об энергетике мелко-масштабных, пространственно неразрешенных движений, в том числе связанных с альфвеновскими волнами.

## 5.3. Наблюдения Солнца в радиодиапазоне

Другой важнейший источник информации о корональной плазме — наблюдения в микроволновом радиодиапазоне. В отличие от КУФ-линий, микроволновое излучение формируется не атомными переходами отдельных элементов, а свободными электронами. Свойства этого радиоизлучения зависят не только от температуры и плотности плазмы, но и от величины и направления коронального магнитного поля, что делает многоволновые наблюдения уникальным инструментом диагностики корональной плазмы. Например, поляризация теплового free-free излучения позволяет оценивать компоненту коронального магнитного поля, направленную вдоль луча зрения [Gelfreikh, Shibasaki, 1999], а гирорезонансное излучение активных областей позволяет измерять модуль магнитного поля в основании солнечной короны [Zheleznyakov, Zlotnik, 1980]. Гиротронное излучение, возникающее в солнечных вспышках, позволяет также отслеживать динамику магнитного поля и некоторых других параметров плазмы непосредственно во вспышке, а в случае пространственно разрешенных наблюдений и картографировать распределение плазменных параметров во вспышечной активной области.

Особенностью наблюдений в радиодиапазоне является высокая (по сравнению с доступными КУФ-данными) скважность наблюдений, но сравнительно скромное пространственное разрешение. Последнее накладывает серьезные ограничения на использование этих данных для диагностики пространственной конфигурации волновых возмущений. В то же время лучшее временное разрешение позволяет изучать колебания с периодами от нескольких секунд, что особенно актуально при изучении соисосочных колебаний, характерные периоды которых лежат в пределах от нескольких секунд до нескольких десятков секунд. Дело в том, что наилучшая скважность существующих регулярных КУФ-наблюдений составляет 12 с (для инструмента SDO/AIA), что недостаточно для регистрации колебаний с периодами порядка 10 с и меньше.

Высота формирования микроволнового излучения достаточно сильно зависит от частоты, и поэтому радиогелиографы нового поколения, такие как Сибирский радиогелиограф (СРГ) [Алтынцев и др., 2020], Mingantu Spectral Radioheliograph (MUSER) [Yan et al., 2021] и Expanded Owens Valley Solar Array (EOVSA), позволяют наблюдать солнечную атмосферу одновременно на различных высотах, тем



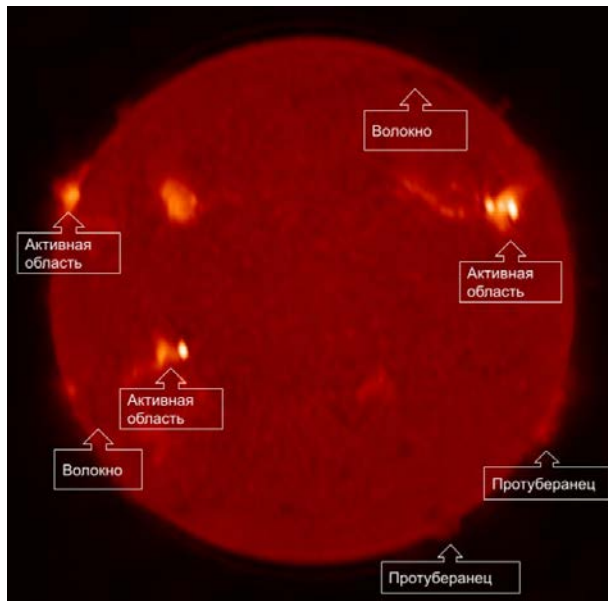


Рис. 9. Радиоизображение Солнца, полученное SRG на частоте 9.8 ГГц 3 февраля 2022 г. Отмечены активные области, волокна и протуберанцы

самым позволяя фиксировать распространение волн в вертикальном направлении между различными слоями хромосферы и короны Солнца. Пример изображения Солнца в микроволновом диапазоне показан на рис. 9.

Еще один инструмент, выполняющий регулярные наблюдения Солнца с пространственным разрешением в микроволновом диапазоне — Радиоастрономический телескоп Академии наук (РАТАН-600). Он получает одномерные сканы солнечного диска, пока Солнце за счет вращения Земли проходит через диаграмму направленности инструмента.

#### 5.4. Наблюдения Солнца *in situ*

Непосредственные *in situ* наблюдения корональной плазмы сопряжены с трудно преодолимыми техническими сложностями из-за высокой температуры солнечной атмосферы и чрезвычайно мощного потока солнечного излучения вблизи светила. Лишь в последние годы предпринята попытка провести измерения *in situ* в солнечной короне космическим аппаратом Parker Solar Probe [Fox et al., 2016], который уже провел измерения внутри короны [https://www.nasa.gov/feature/goddard/2021/nasa-enters-the-solar-atmosphere-for-the-first-time-bringing-new-discoveries] и в конечном итоге приблизится к Солнцу на расстояние менее десяти радиусов Солнца, тогда как наземные и орбитальные обсерватории наблюдают Солнце с расстояния, в двадцать раз большего.

#### 5.4. Спутниковые наблюдения в магнитосфере Земли

Наблюдения на спутниках позволяют измерять осцилляции вектора магнитного поля в точке расположения космического аппарата. Стандартной процедурой является переход в локальную ортогональную криволинейную систему координат, в которой одна из осей направлена вдоль силовой линии магнитного поля. Остальными координатными осями стано-

вятся радиальная, направленная от Земли, и азимутальная, завершающая ортогональную систему. Такая система координат удобна при изучении УНЧ-волн, поскольку позволяет разделять поперечные и продольные волны. Колебания радиальной компоненты магнитного поля связывают с полоидальными альфвеновскими волнами, а азимутальной — с тороидальными [Klimushkin et al., 2004]. Колебания продольной компоненты (компрессионные волны) рассматривают в кинетической теории как дрейфово-компрессионные [Chelpanov et al., 2016b; Rubtsov et al., 2018a] и дрейфово-зеркальные моды [Soto-Chavez et al., 2019]. Наилучшее теоретическое описание компрессионных волн обсуждается до сих пор [Takahashi et al., 2022]. Кроме того, наблюдения показывают, что колебания часто регистрируются во всех компонентах магнитного поля одновременно. Поэтому часто обнаруженные поперечные волны имеют смешанную полоидально-тороидальную поляризацию [Oimatsu et al., 2018a; Rubtsov et al., 2021]. Было замечено, что хорошо описываемые в рамках МГД поперечные волны имеют компрессионную составляющую, пусть и слабую. В случае пребывания спутника около узла вдоль силовой линии компрессионная компонента даже может оказаться доминирующей.

Определение продольной структуры волны связано с выяснением того, какой гармонике она отвечает. У нечетных гармоник узел колебаний магнитного поля находится на магнитном экваторе, а у четных узлы смещены от него симметрично в Северное и Южное полушария. Для определения четности наблюдаемой гармонике исследуется фазовая задержка между осцилляциями доминирующей компоненты магнитного поля и ортогональной ей компоненты электрического поля. В зависимости от того, к северу или к югу от магнитного экватора наблюдается волна, колебания в электрическом поле будут опережать или отставать от колебаний в магнитном поле на  $90^\circ$  [Korotova et al., 2016].

Одновременное измерение потоков частиц в той же точке пространства, где наблюдаются колебания магнитного поля, позволяет делать выводы о взаимодействии волны с частицами: определить резонансную популяцию частиц и предположить источник энергии для генерации. Раньше резонансными частицами в основном считались протоны [Shi et al., 2018], но теперь обнаружены случаи резонансных взаимодействий с электронами [Челпанов и др., 2019; Mikhailova et al., 2022] и ионами кислорода [Oimatsu et al., 2018b]. Энергия резонансных частиц при этом обычно составляет от единиц до сотен килоэлектронвольт. Однако для одного спутника всегда существует проблема разделения пространственных и временных вариаций. Обычно регистрация резонансного взаимодействия частиц с волной происходит во время суббуревых инъекций, магнитных бурь или при прохождении через магнитосферу межпланетной ударной волны [McPherron, 2005; Zong, 2022].

В последние годы УНЧ-волны интенсивно изучаются благодаря запуску множества спутниковых

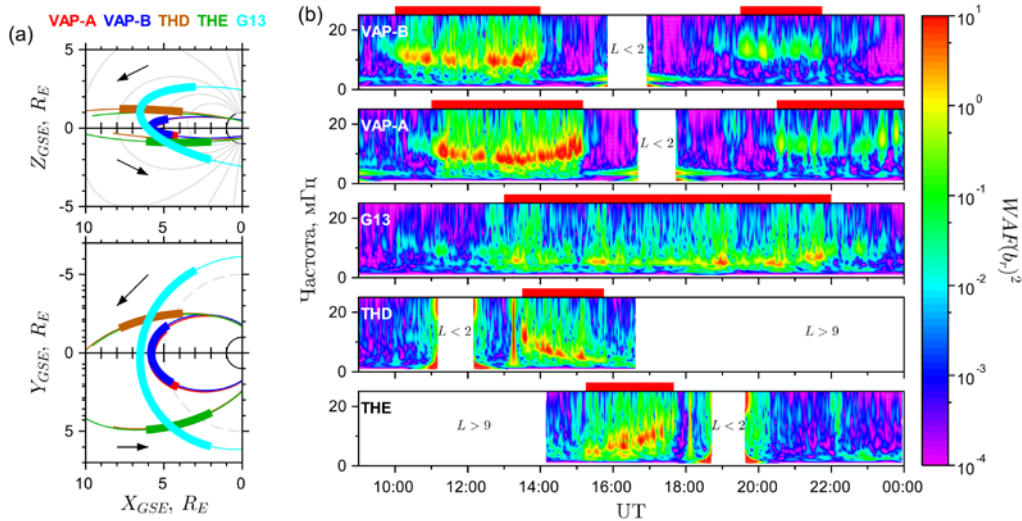


Рис. 10. Пример наблюдения волн диапазонов Pc4 и Pc5 на дневной стороне магнитосферы 25 февраля 2014 г. по данным спутников миссий THEMIS (THD и THE), Van Allen Probes (VAP-A и VAP-B) и GOES (G13): *a* — орбиты спутников в меридиональной (вверху) и экваториальной (внизу) плоскостях, где участки орбит, на которых наблюдались волны, выделены жирной линией; *b* — вейвлет-спектры радиальной компоненты магнитного поля спутников, сверху вниз: VAP-B, VAP-A, G13, THD, THE. Красными полосами над каждой панелью выделены промежутки времени, когда наблюдались волны

миссий, в том числе состоящих из нескольких близко расположенных космических аппаратов. В качестве таких успешных магнитосферных миссий необходимо выделить Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms (THEMIS) [Angelopoulos, 2008], Van Allen Probes [Mauk et al., 2013], Magnetospheric MultiScale (MMS) [Burch et al., 2016] и Arase [Miyoshi et al., 2018]. Присутствие большого количества космических аппаратов в один момент времени открыло возможность продолжительного непрерывного наблюдения за магнитосферой одновременно в разных секторах. На рис. 10 показан пример наблюдения полюидальной альфвеновской волны в течение 15 ч на дневной стороне магнитосферы спутниками миссий Van Allen Probes, THEMIS и GOES. В данном случае удалось проследить динамику взаимодействия волны и частиц во время серии суббуравых инжекций и выявить полную пространственную структуру волны. Было показано, что УНЧ-волна генерировалась градиентной неустойчивостью, образовавшейся на фазе восстановления магнитной бури, а эффекты суббуравых инжекций оказались незначительными [Rubtsov et al., 2021]. В других случаях конфигурация «жемчужины на ниточке» пяти спутников миссии THEMIS позволила определить параметры распространения компрессионных волн [Constantinescu et al., 2009; Rubtsov et al., 2018a]. Многоточечные наблюдения использовались при анализе возбуждения УНЧ-волн в результате воздействия межпланетных ударных волн на магнитосферу [Zong et al., 2009; Korotova et al., 2018] и во время магнитных бурь [Le et al., 2017].

## 5.6. Наблюдение магнитосферных УНЧ-волн с помощью радаров

Значительный прогресс в исследовании магнитосферных УНЧ-пульсаций был получен благодаря

радарным наблюдениям [Walker, Greenwald, 1981]. В отличие от спутников и наземных магнитометров, радары регистрируют колебания магнитного поля опосредованно — наблюдаются изменения доплеровских сдвигов частоты сигнала, рассеянного на неоднородностях плазмы в ионосфере. Периодические вариации доплеровских сдвигов возникают, когда под действием дрейфа в скрещенных магнитных и электрических полях возникают колебания скорости ионов в горизонтальном направлении. Поскольку величина магнитного поля волны мала по сравнению с величиной земного магнитного поля, амплитуда колебаний скорости прямо пропорциональна величине электрического поля волны. Радары могут принимать рассеянный сигнал из обширных областей ионосферы, при этом они позволяют получать данные с более высоким пространственным разрешением по сравнению с наземными магнитометрами [Nishitani et al., 2019].

Преимущества использования радаров имеют особое значение в случае УНЧ-волн с большими азимутальными волновыми числами ( $|m| > 20$ ), поскольку из-за эффекта экранирования ионосферой их регистрация вблизи земной поверхности затруднительна. Это приводит к тому, что значительная часть волн, которые могут быть зарегистрированы с помощью радаров, никак не проявляется в данных наземных магнитометров. В работе [Ponomarenko et al., 2003] на примере наблюдений с помощью среднеширотного радара Tasman International Geospace Environment Radar (TIGER) показано, что доля таких волн достигала 46 %.

Одновременное получение данных с площади, размеры проекции которой вдоль силовых линий на экваториальную плоскость достигают нескольких радиусов Земли, позволяет не только разграничить временные и пространственные изменения парамет-

ров УНЧ-волн, но и отслеживать преобразования их свойств на ряде магнитных оболочек. Так, например, были экспериментально изучены волны с изогнутым фронтом [Yeoman et al., 2012]. Недостатком радаров с точки зрения исследования УНЧ-колебаний можно назвать получение лишь одной компоненты волны — с помощью одного радара можно получить данные о скорости ионосферной плазмы в заданной точке только в направлении распространения сигнала, т. е. вдоль линии, соединяющей радар и эту точку. Эта проблема решается использованием пар (или сетей) радаров с перекрывающимися полями обзора. Еще одним ограничением является время одного сканирования поля обзора радара. Частота сканирования определяет максимальную частоту изучаемых колебаний: минимальный период волны должен быть в два раза выше временного разрешения радара.

В числе первых для регулярных наблюдений УНЧ-колебаний стали применяться системы радаров Scandinavian Twin Auroral Radar Experiment (STARE) [Nielsen, 1982]. Они принимают сигнал, рассеянный на неоднородностях E-слоя ионосферы (90–120 км) с территории площадью около 160 000 км<sup>2</sup>, обеспечивая пространственное разрешение порядка 20 км. Перекрытие полей обзора двух радаров с разным направлением сканирования позволяет получить полный вектор горизонтальной скорости ионосферной плазмы. На основе данных, полученных с помощью этой системы радаров, были проведены исследования структуры стоячих альфвеновских волн, в том числе подтверждены представления, полученные с помощью теории [Walker et al., 1979].

Следующим этапом изучения конвекции ионосферы с помощью радаров стало создание системы высокочастотных радаров Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN) [Greenwald et al., 1995]. В отличие от сигнала STARE, рассеяние высокочастотного сигнала SuperDARN происходит на неоднородностях F-слоя ионосферы (выше 130 км над поверхностью Земли). В этом случае нет необходимости учитывать такие явления, как поворот поляризации волны на 90° при прохождении E-слоя. Электроны и ионы на высотах F-слоя дрейфуют примерно с одинаковой скоростью, что несколько упрощает интерпретацию данных [Chisham et al., 2007]. Явление рефракции, характерное в ионосфере для высоких частот, позволяет использовать многоскачковые трассы, получая рассеянный сигнал с больших расстояний до нескольких тысяч километров от радара. Поскольку стандартное время сканирования поля обзора, составляющее 1–2 мин, слишком велико для регистрации короткопериодных изменений доплеровской скорости плазмы, применяются специальные режимы сканирования, обеспечивающие прием сигнала лишь из узкого сектора поля обзора. Это позволяет уменьшить общее время одного сканирования и повысить временное разрешение данных.

Одним из преимуществ сети SuperDARN является ее распространение на средние широты [Nishitani et al., 2019]. Ближе к экватору во время суббурь радарные данные меньше подвержены ухудшению, вызван-

ному поглощением сигнала и изменениям условий распространения, связанным с высыпаниями в D- и E-слои ионосферы во время суббурь [Gauld et al., 2002].

На территории России нет радаров сети SuperDARN, однако функционирует радар когерентного рассеяния, идентичный радарам сети, расположенный также в средних широтах вблизи Екатеринбурга [Berngardt et al., 2015]. Радар регистрирует сигналы обратного рассеяния с расстояний до 3500 км, что соответствует диапазону 54°–78° геомагнитной широты. Часть времени используется дополнительной последовательностью сканирования для получения данных с повышенным временным разрешением на двух или трех направлениях сканирования с временным разрешением 12 и 18 с соответственно. Одним из вариантов работы дополнительного режима является сканирование в направлениях, близких к магнитному меридиану (отклонение до 7°). В таком режиме радар регистрирует колебания компоненты скорости плазмы, примерно сонаправленной с магнитным меридианом (рис. 11). Поскольку колебания в этом направлении вызваны дрейфом в радиальном магнитном поле (направление к Земле и от Земли), такой режим сканирования позволяет получать информацию о полоидальных колебаниях магнитного поля без необходимости отделять их от тороидальных.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Плазма магнитосферы Земли и солнечные активные области имеют как существенные различия, так и общие черты. И магнитосфера Земли, и солнечная атмосфера представляют собой пространство, заполненное холодной плазмой и ограниченное сверху и снизу особыми поверхностями, где плазменный параметр  $\beta \sim 1$ . В солнечной атмосфере — это фотосфера и хромосфера снизу и поверхность источника, отделяющая связанную с Солнцем корону от свободно движущегося ветра, сверху, а в магнитосфере — граница с ионосферой снизу и магнитопауза сверху. В этих областях резкие изменения параметров плазмы создают условия для отражения волн и формирования резонаторов, и на этих поверхностях становится эффективной конверсия друг в друга различных МГД-мод.

К схожим наблюдательным проявлениям УНЧ-волн в обеих средах можно отнести следующие.

1. Совпадающие диапазоны частот наблюдаемых колебаний (единицы–тысячи миллигерц). В атмосфере Солнца большинство наблюдаемых колебаний имеет периоды в диапазоне 10–600 с с некоторыми характерными пиками в распределении, такими как трех- и пятиминутные колебания в хромосфере. В магнитосфере Земли в схожий диапазон периодов входят стоячие колебания силовых линий. Их величины обусловлены характерными размерами магнитосферы, а также параметрами плазмы и магнитного поля. Периоды мод колебаний, описанных в рамках кинетического подхода, также входят в этот диапазон.

2. Несмотря на различия характерных величин магнитного поля, концентрации и температуры частиц

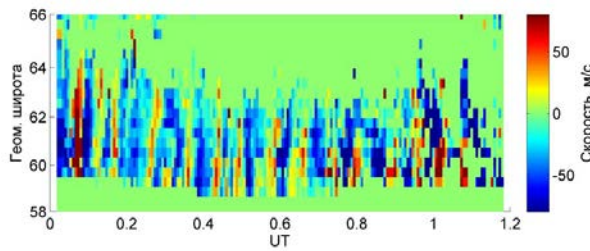


Рис. 11. Скорость плазмы вдоль одного из направлений сканирования 25 декабря 2014 г. Положительные значения соответствуют движению к радару (на юг). Вертикальные полосы соответствуют полюидальным колебаниям с частотой примерно 4 МГц

как в солнечной короне, так и в магнитосфере Земли выполняется условие  $\beta \ll 1$ .

3. В магнитосфере Земли величина альфвеновской скорости примерно на порядок выше, чем в хромосфере, однако близка к ее значению в солнечной короне (~1000 км/с).

4. Характерные размеры активных областей в атмосфере Солнца близки к размерам земной магнитосферы (порядка 100000 км). Как было указано выше, это в числе прочего является фактором схожести диапазонов периодов наблюдаемых колебаний. Поперечные размеры неоднородностей в обеих средах также близки (примерно 1–10 тыс. км).

Среди различий характеристик плазмы солнечной атмосферы и магнитосферы самым значимым можно назвать концентрацию частиц, отличающуюся на несколько порядков, и, как следствие, разницу в длине свободного пробега. Благодаря этому плазма в атмосфере Солнца является столкновительной, в магнитосфере — бесстолкновительной. Магнитное давление почти во всех областях магнитосферы значительно превышает газовое давление ( $\beta < 1$ ), тогда как в атмосфере Солнца существуют области, в которых давление газа равно или превышает магнитное давление ( $\beta \geq 1$ ). В хромосфере и короне плазма сильно структурирована поперек магнитного поля, тогда как магнитосфера гораздо более однородна.

При исследованиях, включающих одновременно физику Солнца и физику магнитосферы, следует иметь в виду, что в этих областях существуют различия в терминологии при описании волновых процессов. Наиболее значимое различие заключается в употреблении термина «альфвеновские волны». Альфвеновские волны на Солнце — это поперечные колебания магнитных силовых линий и плазмы, замороженной в них. При этом обязательным условием является отсутствие сопровождающих их возмущений плотности и, как следствие, интенсивности излучения. Это, в частности, представляет собой препятствие для их прямых наблюдений.

В магнитосфере под альфвеновскими волнами подразумеваются также смещения силовых линий и плазмы, связанной с ними, но сопровождающими их возмущениями давления обычно пренебрегают. Едва ли наблюдаемые в магнитосфере волны можно описать в чистой МГД — для этого требуются более сложные подходы, такие как кинетическая теория. Однако, как показывает практика, альфвеновские

МГД-волны достаточно точно описывают большинство наблюдаемых магнитосферных волновых явлений.

Примером успешного применения общих подходов к решению задач физики Солнца и магнитосферы является серия работ [Klimushkin et al., 2017; Rubtsov et al., 2018b, 2020], где исследуются условия гофрировочной и баллонной неустойчивостей соответственно. В работе [Klimushkin et al., 2017] теория МГД-неустойчивостей, разработанная в магнитосферной физике, была применена для исследования условий генерации возмущений применительно к гофрировочной неустойчивости в солнечной короне. Для цилиндрической модели решалась система сцепленных уравнений для альфвеновской волны и ММЗ. Авторы получили аналитические выражения, определили радиальную структуру возмущения и зависимость инкремента неустойчивости от длины волны в продольном и поперечном направлениях. В работе [Rubtsov et al., 2018b] схожий подход был использован для условий магнитосферы. Критерии неустойчивости также были определены, но для геометрии дипольного магнитного поля. В работе [Rubtsov et al., 2020] учтена также неоднородность поперек магнитного поля (резкий спад давления плазмы с удалением от Земли), в то время как в предыдущих работах во внимание принималась только неоднородность вдоль него. Было показано, что для возникновения неустойчивости требуется некое минимальное пороговое значение азимутального волнового числа  $m$  (30–70 для параметров среды, типичных для магнитосферы).

Несмотря на активное изучение физики Солнца и магнитосферы, до сих пор остается множество нерешенных проблем. Такие вопросы, как нагрев короны Солнца, экстремальные изменения магнитного поля Земли при геомагнитных возмущениях, процессы «запуска» суббурь остаются открытыми и предполагают будущие исследования. Возможно, объединение теории и наблюдений волновых явлений на Солнце и в магнитосфере поможет при решении этих и других задач.

Так, одни параметры доступны для прямого измерения в магнитосфере (потоки частиц, электромагнитные поля) и не доступны для солнечных измерений, а другие (пространственно-временная эволюция БМЗ-волн), наблюдаемые на Солнце в различных длинах волн, недоступны для магнитосферы.

Развитие общей теории колебательных процессов, единой для сред системы Солнце—Земля, представляется перспективной, но трудновыполнимой задачей. Несмотря на ряд ограничений, объединение теорий и применение методов одной дисциплины к задачам другой, вероятно, могут открыть новые перспективы в исследованиях волн как в атмосфере Солнца, так и в земной магнитосфере.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 21-72-10139. Солнечные данные в линии  $H\alpha$  получены с использованием УНУ БСВТ. Изображение Солнца в радиодиапазоне получено Центром коллективного пользования «Ангара»

[<http://ckp-rf.ru/ckp/3056>]. Авторы благодарят миссию NASA Van Allen Probes и К. Клетцинга за возможность использования данных инструмента EMFISIS, NASA и В. Ангелопулоса за данные миссии THEMIS, Ю. Ос-тера, К.-Х. Глассмейера и Дж. Мита за использование данных инструмента FGM. Данные полного диска Солнца в крайнем ультрафиолете предоставлены научной группой SDO. Авторы и редакция журнала благодарят А.Г. Демехова за ценную помощь в доработке статьи в процессе ее рецензирования.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алтынцева А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Много-волновый сибирский радиогелиограф. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 2. С. 37–50. DOI: [10.12737/szf-62202003](https://doi.org/10.12737/szf-62202003).
- Ахизер А.И., Ахизер И.А., Половин Р.В. и др. Элек-тродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 720 с.
- Баранов А.В., Баранова Н.Н., Лазарева Л.Ф. Особенности кроссовер-эффекта в полутени солнечного пятна. Результаты наблюдений. *Солнечная активность и ее влияние на Землю*. 2008. Вып. 11. С. 13–23.
- Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. *Вопросы теории плазмы*. Вып. 1. Ред. М.А. Леонтович. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183–272.
- Бурдо О.С., Черемных О.К., Верхоглядова О.П. Изучение баллонных мод во внутренней магнитосфере Земли. *Известия академии наук. Сер. физ.* 2000. Т. 64, № 9. С. 1896–1900.
- Вайсберг О.Л., Смирнов В.Н. Взаимодействие солнечного ветра с внешней магнитосферой Земли. *Плазменная гелиогеофизика*. М.: Физматлит, 2008. С. 378–422.
- Волков Т.Ф. Гидродинамическое описание сильно раз-ряженной плазмы. *Вопросы теории плазмы*. Вып. 4. Ред. М.А. Леонтович. М.: Атомиздат, 1964. С. 3–19.
- Гопасюк О.С. Исследования Солнца в Крыму. *Изве-стия КРАО*. 2016. Т. 112. С. 126–132.
- Григорьев В.М., Демидов М.Л., Колобов Д.Ю. и др. Проект крупного солнечного телескопа с диаметром зер-кала 3 м. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 2. С. 19–36. DOI: [10.12737/szf-62202002](https://doi.org/10.12737/szf-62202002).
- Гульельми А.В., Довбня Б.В. Гидромагнитное излуче-ние межпланетной плазмы. *Письма в ЖЭТФ*. 1973. Т. 18, Вып. 10. С. 601–604.
- Гульельми А.В., Золотухина Н.А. Возбуждение альф-веновских колебаний магнитосферы асимметричным коль-цевым током. *Исследования по геомагнетизму, аэронауки и физике Солнца*. 1980. Вып. 50. С. 129–138.
- Гульельми А.В., Потапов А.С. Влияние межпланетного магнитного поля на УНЧ-колебания ионосферного резона-тора. *Космические исследования*. 2017. Т. 55, № 4. С. 263–267. DOI: [10.7868/S0023420617030049](https://doi.org/10.7868/S0023420617030049).
- Гульельми А.В., Потапов А.С. Частотно-модулиро-ванные ультранизкочастотные волны в околоземном косми-ческом пространстве. *Успехи физических наук*. 2021. Т. 191, № 5. С. 475–491. DOI: [10.3367/UFNr.2020.06.038777](https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.06.038777).
- Зайцев В.В., Степанов А.В. О природе пульсаций сол-нечного радиоизлучения IV типа. Колебания плазменного цилиндра (1). *Исследования по геомагнетизму, аэронауки и физике Солнца*. 1975. Вып. 37. С. 3–11.
- Зеленый Л.М., Веселовский И.С. (Ред.) Плазменная гелиогеофизика. В 2 т. М.: Физматлит, 2008. 672 с.
- Клейменова Н.Г. *Геомагнитные пульсации*. Модель космоса. Т. 1. М.: КДУ, 2007. С. 611–626.
- Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Битгерли Ж. Длин-нопериодные геомагнитные пульсации в области тета-аворы 11 мая 1983. *Геомагнетизм и аэронаука*. 1995. Т. 35. С. 44–48.
- Климушкин Д.Ю., Магер П.Н., Челпанов М.А., Коста-рев Д.В. Взаимодействие долгопериодических УНЧ-волн и заряженных частиц в магнитосфере: теория и наблюдения (обзор). *Солнечно-земная физика*. 2021. Т. 7, № 4. С. 35–69. DOI: [10.12737/szf-74202105](https://doi.org/10.12737/szf-74202105).
- Ковадло П.Г., Лубков А.А., Бевзов А.Н. и др. Система ав-томатизации большого солнечного вакуумного телескопа. *Автоматизация*. 2016. Т. 52, №2. С. 97–106. DOI: [10.15372/AUT20160212](https://doi.org/10.15372/AUT20160212).
- Ковтюх А.С. Геокорона горячей плазмы. *Космические исследования*. 2001. Т. 39, № 6. С. 563–596. DOI: [10.1023/A:1013074126604](https://doi.org/10.1023/A:1013074126604).
- Костарев Д.В., Магер П.Н. Дрейфово-компрессионные волны, распространяющиеся в направлении дрейфа энергич-ных электронов в магнитосфере. *Солнечно-земная физика*. 2017. Т. 3, № 3. С. 20–29. DOI: [10.12737/szf-33201703](https://doi.org/10.12737/szf-33201703).
- Котова Г.А., Леонович А.С., Мазур В.А. и др. *Внут-ренняя магнитосфера*. Плазменная гелиогеофизика. М.: Физматлит, 2008. С. 484–569.
- Ландау Л.Д. О колебаниях электронной плазмы. *ЖЭТФ*. 1946. Т. 16. С. 574.
- Леонович А.С., Мазур В.А. О резонансных свойствах магнитосферы Земли. *VI Международная конференция «Солнечно-земные связи и физика предвестников землетря-сений» 9–13 сентября, 2013. с. Паратунка*. 2013. С. 111–118.
- Леонович А.С., Мазур В.А. *Линейная теория МГД-колебаний магнитосферы*. М.: Физматлит, 2016. 480 с.
- Лифшиц А.Е., Федоров Е.Н. Гидромагнитные колеба-ния магнитосферно-ионосферного резонатора. *Доклады АН СССР*. 1986. Т. 287. С. 90–95.
- Михайлова О.С., Климушкин Д.Ю., Магер П.Н. Современное состояние теории УНЧ-пульсаций диапазона Pc1 в плазме магнитосферы с тяжелыми ионами: обзор. *Солнечно-земная физика*. 2022. Т. 8, № 1. С. 3–18. DOI: [10.12737/szf-81202201](https://doi.org/10.12737/szf-81202201).
- Потапов А.С., Полюшкина Т.Н. Экспериментальное сви-детельство прямого проникновения УНЧ-волн из сол-нечного ветра и возможного их влияния на ускорение электронов радиационного пояса. *Солнечно-земная физика*. 2010. Вып. 15. С. 28–34.
- Самсонов А.А., Немечек З., Шафранкова Я., Елинек К. Почему полное давление на подсолнечной магнитопаузе отличается от динамического давления солнечного ветра? *Космические исследования*. 2013. Т. 51, № 1. С. 43–52. DOI: [10.7868/S0023420613010081](https://doi.org/10.7868/S0023420613010081).
- Трифонов В.Д., Головкин А.А., Скоморовский В.И. Наблюдения хромосферы в Байкальской астрофизической обсерватории с применением ПЗС-камер. *Всероссийская конференция, посвященная 90-летию со дня рождения В.Е. Степанова, чл.-корр. РАН (Иркутск, 25–29 августа 2003 г.): Труды*. 2004. С. 178–180.
- Троицкая В.А., Гульельми А.В. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. *Успехи физических наук*. 1969. Т. 97, № 3. С. 453–494. DOI: [10.3367/UFNr.0097.196903d.0453](https://doi.org/10.3367/UFNr.0097.196903d.0453).
- Троицкая В.А., Плясова-Бакунина Т.А., Гульельми А.В. Связь пульсаций Pc2–4 с межпланетным магнитным полем. *Доклады АН СССР*. 1971. Т. 197, № 6. С. 1312–1314.
- Челпанов М.А., Магер П.Н., Климушкин Д.Ю., Магер О.В. Наблюдения магнитосферных волн, распространяющихся в направлении дрейфа электронов, с помощью Екатеринбургского когерентного радара. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 1. С. 68–76. DOI: [10.12737/szf-51201907](https://doi.org/10.12737/szf-51201907).
- Altschuler M.D., Trotter D.E., Orrall F.Q. Coronal Holes. *Solar Phys.* 1972. Vol. 26, no. 2. P. 354–365. DOI: [10.1007/BF00165276](https://doi.org/10.1007/BF00165276).
- Anderson B.J., Engebretson M.J., Rounds S.P., et al. A statisti- cal study of Pc 3-5 pulsations observed by the AMPTE/CCE Magnetic Fields Experiment, 1. Occurrence distributions. *J. Geophys. Res.* 1990. Vol. 95, no. A7. P. 10495–10523. DOI: [10.1029/JA095iA07p10495](https://doi.org/10.1029/JA095iA07p10495).
- Anderson B.J., Erlandson R.E., Zanetti L.J. A statistical study of Pc 1–2 magnetic pulsations in the equatorial magneto-

sphere: 2. Wave properties. *J. Geophys. Res.* 1992. Vol. 97, no. A3. P. 3089–3101. DOI: [10.1029/91JA02697](https://doi.org/10.1029/91JA02697).

Anfinogentov S.A., Nakariakov V.M., Nisticò G. Decayless low-amplitude kink oscillations: A common phenomenon in the solar corona? *Astron. Astrophys.* 2015. Vol. 583. A136. DOI: [10.1051/0004-6361/201526195](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526195).

Anfinogentov S.A., Stupishin A.G., Mysh'yaikov I.I., Fleishman G.D. Record-breaking coronal magnetic field in solar active region 12673. *Astrophys. J.* 2019. Vol. 880, no 2. P. L29. DOI: [10.3847/2041-8213/ab3042](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab3042).

Angelopoulos V. The THEMIS Mission. *Space Sci. Rev.* 2008. Vol. 141. P. 5–34. DOI: [10.1007/s11214-008-9336-1](https://doi.org/10.1007/s11214-008-9336-1).

Antonsen Jr. T.M., Lane B. Kinetic equations for low frequency instabilities in inhomogeneous plasmas. *Physics of Fluids.* 1980. Vol. 23, no. 6. P. 1205–1214. DOI: [10.1063/1.863121](https://doi.org/10.1063/1.863121).

Aschwanden M.J. The differential emission measure distribution in the multiloop corona. *Astrophys. J.* 2002. Vol. 580, no. 1. P. L79–L83. DOI: [10.1086/345469](https://doi.org/10.1086/345469).

Aschwanden M.J., Nakariakov V.M., Melnikov V.F. Magnetohydrodynamic Sausage-Mode Oscillations in Coronal Loops. *Astrophys. J.* 2004. Vol. 600, iss. 1. P. 458–4. DOI: [10.1086/379789](https://doi.org/10.1086/379789).

Baddeley L.J., Lorentzen D.A., Partamies N., et al. Equatorward propagating auroral arcs driven by ULF wave activity: Multipoint ground- and space-based observations in the dusk sector auroral oval. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. Vol. 122. P. 5591–5605. DOI: [10.1002/2016JA023427](https://doi.org/10.1002/2016JA023427).

Balthasar H. The oscillatory behaviour of solar faculae. *Solar Phys.* 1990. Vol. 127. P. 289–292. DOI: [10.1007/BF00152168](https://doi.org/10.1007/BF00152168).

Banerjee D., Pérez-Suárez D., Doyle J.G. Broadening of SI VIII lines observed in the solar polar coronal holes. *Astron. Astrophys.* 1998. Vol. 339. P. 208–214.

Banerjee D., Teriaca L., Doyle J.G., Wilhelm K. Signatures of Alfvén waves in the polar coronal holes as seen by EIS/Hinode. *Astron. Astrophys.* 2009. Vol. 501, no. 3. P. L15–L18. DOI: [10.1051/0004-6361/200912242](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912242).

Baumjohann W., Junginger H., Haerendel G., Bauer O.H. Resonant Alfvén waves excited by a sudden impulse. *J. Geophys. Res.* 1984. Vol. 89, iss. A5. P. 2765–2769. DOI: [10.1029/JA089iA05p02765](https://doi.org/10.1029/JA089iA05p02765).

Bemporad A., Abbo L. Spectroscopic signature of Alfvén waves damping in a polar coronal hole up to 0.4 solar radii. *Astrophys. J.* 2012. Vol. 751, no. 2. A110. DOI: [10.1088/0004-637X/751/2/110](https://doi.org/10.1088/0004-637X/751/2/110).

Berggardt O.I., Kutelev K.A., Kurkin V.I., et al. Bistatic sounding of high-latitude ionospheric irregularities using a decameter EKB radar and an UTR-2 radio telescope: first results. *Radiophysics and Quantum Electronics.* 2015, Vol. 58, no. 6. P. 390–408. DOI: [10.1007/s11141-015-9614-1](https://doi.org/10.1007/s11141-015-9614-1).

Bogdan T.J. Sunspot oscillations: A review. *Solar Phys.* 2000. Vol. 192. P. 373–394. DOI: [10.1023/A:1005225214520](https://doi.org/10.1023/A:1005225214520).

Borovsky J.E. Auroral arc thicknesses as predicted by various theories. *J. Geophys. Res.* 1993. Vol. 98, no. A4. P. 6101–6138. DOI: [10.1029/92JA02242](https://doi.org/10.1029/92JA02242).

Branduardi-Raymont G., Wang C., Escoubet C.P., et al. Imaging solar-terrestrial interactions on the global scale: The SMILE mission. *EGU General Assembly, 19–30 Apr. 2021.* 2021. EGU21-3230. DOI: [10.5194/egusphere-egu21-3230](https://doi.org/10.5194/egusphere-egu21-3230).

Brueckner G.E., Bartoe J.-D.F. The fine structure of the solar atmosphere in the far ultraviolet. *Solar Phys.* 1974. Vol. 38, no. 1. P. 133–156. DOI: [10.1007/BF00161831](https://doi.org/10.1007/BF00161831).

Burch J.L. IMAGE mission overview. *Space Sci. Rev.* 2000. Vol. 91. P. 1–14. DOI: [10.1023/A:1005245323115](https://doi.org/10.1023/A:1005245323115).

Burch J.L., Moore T.E., Torbert R.B., Giles B.L. Magnetospheric multiscale overview and science objectives. *Space Sci. Rev.* 2016. Vol. 199. P. 5–21. DOI: [10.1007/s11214-015-0164-9](https://doi.org/10.1007/s11214-015-0164-9).

Catto P.J., Tang W.M., Baldwin D.E. Generalized gyrokinetics. *Plasma Phys.* 1981. Vol. 23, no. 7. P. 639–650. DOI: [10.1088/0032-1028/23/7/005](https://doi.org/10.1088/0032-1028/23/7/005).

Chelpanov A.A., Kobanov N.I. Methods for registering torsional waves in the lower solar atmosphere: Do observations support the theory? *44<sup>th</sup> COSPAR Scientific Assembly.* 16–24 July. 2022. Vol. 44. P. 2502.

Chelpanov A.A., Kobanov N.I., Chupin S.A. Search for the observational manifestations of torsional Alfvén waves in solar faculae. *Central European Astrophys. Bull.* 2016a. Vol. 40. P. 29–34.

Chelpanov M.A., Mager P.N., Klimushkin D.Y., et al. Experimental evidence of drift compressional waves in the magnetosphere: An Ekaterinburg coherent decameter radar case study. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016b. Vol. 121, no. 2. P. 1315–1326. DOI: [10.1002/2015JA022155](https://doi.org/10.1002/2015JA022155).

Chen L., Hasegawa A.A. Theory of long-period magnetic pulsations: 1. Steady state excitation of field line resonance. *J. Geophys. Res.* 1974a. Vol. 79, no. 7. P. 1024–1032. DOI: [10.1029/JA079i007p01024](https://doi.org/10.1029/JA079i007p01024).

Chen L., Hasegawa A.A. Theory of long-period magnetic pulsations 2. Impulse excitation of surface eigenmode. *J. Geophys. Res.* 1974b. Vol. 79, no. 7. P. 1033–1037. DOI: [10.1029/JA079i007p01033](https://doi.org/10.1029/JA079i007p01033).

Chisham G., Lester M., Milan S.E., et al. A decade of the Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN): scientific achievements, new techniques and future directions. *Surveys in Geophys.* 2007. Vol. 28. P. 33–109. DOI: [10.1007/s10712-007-9017-8](https://doi.org/10.1007/s10712-007-9017-8).

Constantinescu O.D., Glassmeier K.-H., Plaschke F., et al. THEMIS observations of duskside compressional Pc5 waves. *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114. A00C25. DOI: [10.1029/2008JA013519](https://doi.org/10.1029/2008JA013519).

Cornwall J.M., Sims A.R., White R.S. Atmospheric density experienced by radiation belt protons. *J. Geophys. Res.* 1965. Vol. 70, no. 13. P. 3099–3111. DOI: [10.1029/JZ070i013p03099](https://doi.org/10.1029/JZ070i013p03099).

Cranmer S.R., van Ballegoijen A.A., Edgar R.J. Self-consistent coronal heating and solar wind acceleration from anisotropic magnetohydrodynamic turbulence. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2007. Vol. 171, no. 2. P. 520–551. DOI: [10.1086/518001](https://doi.org/10.1086/518001).

Crooker N.U., Siscoe G.L., Geller R.B. Persistent pressure anisotropy in the subsonic magnetosheath region. *Geophys. Res. Lett.* 1976. Vol. 3. P. 65–68. DOI: [10.1029/GL003i002p00065](https://doi.org/10.1029/GL003i002p00065).

De Moortel I. Longitudinal Waves in Coronal Loops. *Space Sci. Rev.* 2009. Vol. 149, no. 1–4. P. 65–81. DOI: [10.1007/s11214-009-9526-5](https://doi.org/10.1007/s11214-009-9526-5).

De Pontieu B., Erdélyi R., De Moortel I. How to channel photospheric oscillations into the corona. *Astrophys. J.* 2005. Vol. 624. P. L61–L64. DOI: [10.1086/430345](https://doi.org/10.1086/430345).

De Pontieu B., McIntosh S.W., Carlsson M. Chromospheric Alfvén waves strong enough to power the solar wind. *Science.* 2007a. Vol. 318, iss. 5856. P. 1574. DOI: [10.1126/science.1151747](https://doi.org/10.1126/science.1151747).

De Pontieu B., McIntosh S., Hansteen V. H., et al. A tale of two spicules: The impact of spicules on the magnetic chromosphere. *Publications of the Astronomical Society of Japan.* 2007b. Vol. 59. P. S655–S662. DOI: [10.1093/pasj/59.sp3.S655](https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp3.S655).

De Pontieu B., McIntosh S., Martinez-Sykora J., et al. Why is non-thermal line broadening of spectral lines in the lower transition region of the Sun independent of spatial resolution? *Astrophys. J. Lett.* 2015. Vol. 799, no. 1. L12. DOI: [10.1088/2041-8205/799/1/L12](https://doi.org/10.1088/2041-8205/799/1/L12).

Denton R.E., Vetoulis G. Global poloidal mode. *J. Geophys. Res.* 1998. Vol. 103, iss. A4. P. 6729–6739. DOI: [10.1029/97JA03594](https://doi.org/10.1029/97JA03594).

Dmitrienko I.S., Mazur V.A. The spatial structure of quasicircular Alfvén modes of waveguide at the plasmopause: Interpretation of Pc1 pulsations. *Planetary and Space Sci.* 1992. Vol. 40, no. 1. P. 139–148. DOI: [10.1016/0032-0633\(92\)90156-I](https://doi.org/10.1016/0032-0633(92)90156-I).

Dmitriev A.V., Suvorova A.V., Veselovsky I.S. Statistical characteristics of the heliospheric plasma and magnetic field at the Earth's orbit during four solar cycles 20–23. *Handbook on*

- Solar Wind: Effects, Dynamics and Interactions*. Ed. Hans E. Johannson. New York: NOVA Science Publ., Inc., 2009. P. 81–144. DOI: [10.48550/arXiv.1301.2929](https://doi.org/10.48550/arXiv.1301.2929).
- Eastmann T.E., Frank L.A. Observations of high-speed plasma flow near the Earth's magnetopause: Evidence for reconnection? *J. Geophys. Res.* 1982. Vol. 87, no. A4. P. 2187–2201. DOI: [10.1029/JA087iA04p02187](https://doi.org/10.1029/JA087iA04p02187).
- Edwin P.M., Roberts B. Wave propagation in a magnetic cylinder. *Solar Phys.* 1983. Vol. 88, no. 1-2. P. 179–191. DOI: [10.1007/BF00196186](https://doi.org/10.1007/BF00196186).
- Feldman U., Dammasch I. E., Wilhelm K. The Morphology of the solar upper atmosphere during the sunspot minimum. *Space Sci. Rev.* 2000. Vol. 93. P. 411–472. DOI: [10.1023/A:1026518806911](https://doi.org/10.1023/A:1026518806911).
- Fox N.J., Velli M.C., Bale S.D., et al. The Solar Probe Plus Mission: Humanity's First Visit to Our Star. *Space Sci. Rev.* 2016. Vol. 204. P. 7–48. DOI: [10.1007/s11214-015-0211-6](https://doi.org/10.1007/s11214-015-0211-6).
- Ganushkina N.Y., Liemohn M.W., Dubyagin S. Current systems in the Earth's magnetosphere. *Rev. Geophys.* 2018. Vol. 56. P. 309–332. DOI: [10.1002/2017RG000590](https://doi.org/10.1002/2017RG000590).
- Gauld J.K., Yeoman T.K., Davies J.A., et al. SuperDARN radar HF propagation and absorption response to the substorm expansion phase. *Ann. Geophys.* 2002. Vol. 20. P. 1631–1645. DOI: [10.5194/angeo-20-1631-2002](https://doi.org/10.5194/angeo-20-1631-2002).
- Gelfreikh G.B., Shibasaki K. Radio magnetography of solar active regions using radio observations. *Magnetic Fields and Solar Processes. ESA Special Publication*. Ed. A. Wilson et al., 1999. P. 1339.
- Gjerloev J.W. The SuperMAG data processing technique. *J. Geophys. Res.* 2012. Vol. 117, no. A9. A09213. DOI: [10.1029/2012JA017683](https://doi.org/10.1029/2012JA017683).
- Glassmeier K.-H., Buchert S., Motschmann U., et al. Concerning the generation of geomagnetic giant pulsations by drift-force resonance ring current instabilities. *Ann. Geophys.* 1999. Vol. 17, no. 3. P. 338–350. DOI: [10.1007/s00585-999-0338-4](https://doi.org/10.1007/s00585-999-0338-4).
- Glassmeier K.-H., Mager P.N., Klimushkin D.Y. Concerning ULF pulsations in Mercury's magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 2003. Vol. 30, no. 18. DOI: [10.1029/2003GL017175](https://doi.org/10.1029/2003GL017175).
- Greenwald R.A., Baker K.B., Dudeney J.R., et al. DARN/SuperDARN. *Space Sci. Rev.* 1995. Vol. 71, no. 1. P. 761–796. DOI: [10.1007/BF00751350](https://doi.org/10.1007/BF00751350).
- Guglielmi A.V. Diagnostics of the magnetosphere and interplanetary medium by means of pulsations. *Space Sci. Rev.* 1974, vol. 16, pp. 331–345. DOI: [10.1007/BF00171562](https://doi.org/10.1007/BF00171562).
- Guglielmi A.V., Potapov A.S., Russell C.T. The ion cyclotron resonator in the magnetosphere. *JETP Lett.* 2000. Vol. 72, no. 6. P. 298–300. DOI: [10.1134/1.1328441](https://doi.org/10.1134/1.1328441).
- Guglielmi A., Kangas J., Potapov A. Quasiperiodic modulation of the Pc1 geomagnetic pulsations: An unsettled problem. *J. Geophys. Res.* 2001. Vol. 106, no. A11. P. 25847–25855. DOI: [10.1029/2001JA000136](https://doi.org/10.1029/2001JA000136).
- Guglielmi A., Potapov A., Dovbnya B. Five-minute solar oscillations and ion-cyclotron waves in the solar wind. *Solar Phys.* 2015. Vol. 290, iss. 10. P. 3023–3032. DOI: [10.1007/s11207-015-0772-2](https://doi.org/10.1007/s11207-015-0772-2).
- Hannah I.G., Kontar E.P. Differential emission measures from the regularized inversion of Hinode and SDO data. *Astron. Astrophys.* 2012. Vol. 539. P. A146. DOI: [10.1051/0004-6361/201117576](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117576).
- Hao Y.X., Zong Q.-G., Wang Y.F., et al. Interactions of energetic electrons with ULF waves triggered by interplanetary shock: Van Allen Probes observations in the magnetotail. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2014. Vol. 119, no. 10. P. 8262–8273. DOI: [10.1002/2014JA020023](https://doi.org/10.1002/2014JA020023).
- Hasegawa A. Drift mirror instability in the magnetosphere. *Physics of Fluids.* 1969. Vol. 12, no. 12. P. 2642–2650. DOI: [10.1063/1.1692407](https://doi.org/10.1063/1.1692407).
- Hasegawa A., Chen L. Theory of magnetic pulsations. *Space Sci. Rev.* 1974. Vol. 16, P. 347–359. DOI: [10.1007/BF00171563](https://doi.org/10.1007/BF00171563).
- Hassler D.M., Rottman G.J., Shoub E.C., Holzer T.E. Line Broadening of MG X lambda lambda 609 and 625 Coronal Emission Lines Observed above the Solar Limb. *Astrophys. J. Lett.* 1990. Vol. 348. L77. DOI: [10.1086/185635](https://doi.org/10.1086/185635).
- Hughes W.J., Southwood D.J. An illustration of modification of geomagnetic pulsation structure by the ionosphere. *J. Geophys. Res.* 1976a. Vol. 81, no. 19. P. 3241–3247. DOI: [10.1029/JA081i019p03241](https://doi.org/10.1029/JA081i019p03241).
- Hughes W.J., Southwood D.J. The screening of micropulsation signals by the atmosphere and ionosphere. *J. Geophys. Res.* 1976b. Vol. 81, no. 19. P. 3234–3240. DOI: [10.1029/JA081i019p03234](https://doi.org/10.1029/JA081i019p03234).
- Jacobs J.A., Kato Y., Matsushita S., Troitskaya V.A. Classification of geomagnetic micropulsations. *J. Geophys. Res.* 1964. Vol. 69, no. 1. P. 180–181. DOI: [10.1029/JZ069i001p00180](https://doi.org/10.1029/JZ069i001p00180).
- James M.K., Yeoman T.K., Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Multiradar observations of substorm-driven ULF waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016. Vol. 121, P. 5213–5232. DOI: [10.1002/2015JA022102](https://doi.org/10.1002/2015JA022102).
- Keiling A., Wygant J. R., Cattell C., et al. Correlation of Alfvén wave Poynting flux in the plasma sheet at 4–7  $R_E$  with ionospheric electron energy flux. *J. Geophys. Res.* 2002. Vol. 107, no. A7. P. SMP24-1–SMP24-13. DOI: [10.1029/2001JA900140](https://doi.org/10.1029/2001JA900140).
- Kepko L., Spence H.E. Observations of discrete, global magnetospheric oscillations directly driven by solar wind density variations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2003. Vol. 108. 1257. DOI: [10.1029/2002JA009676](https://doi.org/10.1029/2002JA009676).
- Kepko L., Spence H.E., Singer H.J. ULF waves in the solar wind as direct drivers of magnetospheric pulsations. *Geophys. Res. Lett.* 2002. Vol. 29, no. 8. P. 39-1–39-4. DOI: [10.1029/2001GL014405](https://doi.org/10.1029/2001GL014405).
- Khomenko E. Multi-Fluid Effects in Magneto-hydrodynamics. *Oxford Research Encyclopedia of Physics*. 2020. DOI: [10.1093/acrefore/9780190871994.013.4](https://doi.org/10.1093/acrefore/9780190871994.013.4).
- Klimushkin D.Y. Resonators for hydromagnetic waves in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 1998. Vol. 103, iss. A2. P. 2369–2375. DOI: [10.1029/97JA02193](https://doi.org/10.1029/97JA02193).
- Klimushkin D.Yu., Mager P.N. Spatial structure and stability of coupled Alfvén and drift compressional modes in non-uniform magnetosphere: Gyrokinetic treatment. *Planetary and Space Sci.* 2011. Vol. 59. P. 1613–1620. DOI: [10.1016/j.pss.2011.07.010](https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.07.010).
- Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Glassmeier K.-H. Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wavenumbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere. *Ann. Geophys.* 2004. Vol. 22. P. 267–287. DOI: [10.5194/angeo-22-267-2004](https://doi.org/10.5194/angeo-22-267-2004).
- Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Marilovtseva O.S. Parallel structure of Pc1 ULF oscillations in multi-ion magnetospheric plasma at finite ion gyrofrequency. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2010. Vol. 72. P. 1327–1332. DOI: [10.1016/j.jastp.2010.09.019](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.09.019).
- Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Pilipenko V.A. On the ballooning instability of the coupled Alfvén and drift compressional modes. *Earth, Planets and Space.* 2012. Vol. 64. P. 777–781. DOI: [10.5047/eps.2012.04.002](https://doi.org/10.5047/eps.2012.04.002).
- Klimushkin D.Y., Nakariakov V.M., Mager P.N., Chermnykh O.K. Corrugation instability of a coronal arcade. *Solar Phys.* 2017. Vol. 292. 184. DOI: [10.1007/s11207-017-1209-x](https://doi.org/10.1007/s11207-017-1209-x).
- Kobanov N.I., Chelpanov A.A. Oscillations Accompanying a He I 10830 Å negative flare in a solar facula. II. Response of the transition region and corona. *Solar Phys.* 2019. Vol. 294, iss. 5. P. A58. DOI: [10.1007/s11207-019-1449-z](https://doi.org/10.1007/s11207-019-1449-z).
- Kobanov N.I., Makarchik D.V. Developing modulation-less measuring of magnetic fields and differential velocities at Sayan observatory. *Il Nuovo Cimento.* 2002. Vol. 25, iss. 5-6. P. 695.
- Kobanov N.I., Chelpanov A.A., Kolobov D.Y. Oscillations above sunspots from the temperature minimum to the corona. *Astron. Astrophys.* 2013. Vol. 554. A146. DOI: [10.1051/0004-6361/201220548](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220548).

Korotova G., Sibeck D., Engebretson M., et al. Multipoint spacecraft observations of long-lasting poloidal Pc4 pulsations in the dayside magnetosphere on 1–2 May 2014. *Ann. Geophys.* 2016. Vol. 34. P. 985–998. DOI: [10.5194/angeo-34-985-2016](https://doi.org/10.5194/angeo-34-985-2016).

Korotova G., Sibeck D., Thaller S., et al. Multisatellite observations of the magnetosphere response to changes in the solar wind and interplanetary magnetic field. *Ann. Geophys.* 2018. Vol. 36. P. 1319–1333. DOI: [10.5194/angeo-36-1319-2018](https://doi.org/10.5194/angeo-36-1319-2018).

Kostarev D.V., Mager P.N., Klimushkin D.Y. Alfvén wave parallel electric field in the dipole model of the magnetosphere: gyrokinetic treatment. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, no. 2. e2020JA028611. DOI: [10.1029/2020JA028611](https://doi.org/10.1029/2020JA028611).

Krieger A.S., Timothy A.F., Roelof E.C. A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream. *Solar Phys.* 1973. Vol. 29, no. 2. P. 505–525. DOI: [10.1007/BF00150828](https://doi.org/10.1007/BF00150828).

Le G., Chi P.J., Strangeway R.J., et al. Global observations of magnetospheric high-*m* poloidal waves during the 22 June 2015 magnetic storm. *Geophys. Res. Lett.* 2017. Vol. 44. P. 3456–3464. DOI: [10.1002/2017GL073048](https://doi.org/10.1002/2017GL073048).

Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* 2012. Vol. 275, no. 1–2. P. 17–40. DOI: [10.1007/s11207-011-9776-8](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8).

Leonovich A.S., Mazur V.A. Resonance excitation of standing Alfvén waves in an axisymmetric magnetosphere (monochromatic oscillations). *Planetary and Space Sci.* 1989. Vol. 37, no. 9. P. 1095–1108. DOI: [10.1016/0032-0633\(89\)90081-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90081-0).

Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere. *Planetary and Space Sci.* 1993. Vol. 41, no. 9. P. 697–717. DOI: [10.1016/0032-0633\(93\)90055-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(93)90055-7).

Leonovich A.S., Mishin V.V., Cao J.B. Penetration of magnetosonic waves into the magnetosphere: Influence of a transition layer. *Ann. Geophys.* 2003. Vol. 21. P. 1083–1093. DOI: [10.5194/angeo-21-1083-2003](https://doi.org/10.5194/angeo-21-1083-2003).

Leonovich A.S., Kozlov D.A., Pilipenko V.A. Magnetosonic resonance in a dipole-like magnetosphere. *Ann. Geophys.* 2006. Vol. 24. P. 2277–2289. DOI: [10.5194/angeo-24-2277-2006](https://doi.org/10.5194/angeo-24-2277-2006).

Leonovich A.S., Klimushkin D.Y., Mager P.N. Experimental evidence for the existence of monochromatic transverse small-scale standing Alfvén waves with spatially dependent polarization. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2015. Vol. 120, no. 7. P. 5443–5454. DOI: [10.1002/2015JA021044](https://doi.org/10.1002/2015JA021044).

Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Alfvén ship waves: high-*m* ULF pulsations in the magnetosphere generated by a moving plasma inhomogeneity. *Ann. Geophys.* 2008. Vol. 26, no. 6. P. 1653–1663. DOI: [10.5194/angeo-26-1653-2008](https://doi.org/10.5194/angeo-26-1653-2008).

Mager P.N., Klimushkin D.Y., Kostarev D.V. Drift-compressional modes generated by inverted plasma distributions in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013. Vol. 118. P. 4915–4923. DOI: [10.1002/jgra.50471](https://doi.org/10.1002/jgra.50471).

Mager P.N., Mikhailova O.S., Mager O.V., Klimushkin D.Y. Eigenmodes of the transverse Alfvénic resonator at the plasma-pause: A Van Allen Probes case study. *Geophys. Res. Lett.* 2018. Vol. 45, no. 20. P. 10796–0804. DOI: [10.1029/2018GL079596](https://doi.org/10.1029/2018GL079596).

Mandal S., Yuan D., Fang X., et al. Reflection of propagating slow magneto-acoustic waves in hot coronal loops: Multi-instrument observations and numerical modeling. *Astrophys. J.* 2016. Vol. 828, no. 2. P. 72. DOI: [10.3847/0004-637X/828/2/72](https://doi.org/10.3847/0004-637X/828/2/72).

Marcucci M.F., Bavassano Cattaneo M.B., Pallocchia G., et al. Energetic magnetospheric oxygen in the magnetosheath and its response to IMF orientation: Cluster observations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2004. Vol. 109, no. A7. A07203. DOI: [10.1029/2003JA010312](https://doi.org/10.1029/2003JA010312).

Marsch E. Solar wind and kinetic heliophysics — Hannes Alfvén medal lecture at the EGU General Assembly 2018. 2018. *Proc. 20<sup>th</sup> EGU General Assembly, EGU2018, 4–13 April, 2018, Vienna, Austria.* P. 1790.

Mauk B.H., Fox N.J., Kanekal S.G., et al. Science objectives and rationale for the radiation belt storm probes mission. *Space Sci. Rev.* 2013. Vol. 179. P. 3–27. DOI: [10.1007/s11214-012-9908-y](https://doi.org/10.1007/s11214-012-9908-y).

Mazur V.A. Resonance excitation of the magnetosphere by hydromagnetic waves incident from solar wind. *Plasma Phys. Rep.* 2010. Vol. 36, iss. 11. P. 953–963. DOI: [10.1134/S1063780X10110048](https://doi.org/10.1134/S1063780X10110048).

Mazur V.A., Chuiko D.A. Energy flux in 2-D MHD waveguide in the outer magnetosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. Vol. 122. P. 1946–1959. DOI: [10.1002/2016JA023632](https://doi.org/10.1002/2016JA023632).

McIntosh S.W., De Pontieu B., Carlsson M., et al. Alfvénic waves with sufficient energy to power the quiet solar corona and fast solar wind. *Nature.* 2011. Vol. 475. P. 477–480. DOI: [10.1038/nature10235](https://doi.org/10.1038/nature10235).

McPherron R.L. Magnetic pulsations: Their sources and relation to solar wind and geomagnetic activity. *Surveys in Geophys.* 2005. Vol. 26. P. 545–592. DOI: [10.1007/s10712-005-1758-7](https://doi.org/10.1007/s10712-005-1758-7).

Mead G.D., Fairfield D.H. A quantitative magnetospheric model derived from spacecraft magnetometer data. *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, iss. 4. P. 523–534. DOI: [10.1029/JA080i004p00523](https://doi.org/10.1029/JA080i004p00523).

Menk F.W. *Magnetospheric ULF Waves: A Review.* The Dynamic Magnetosphere. IAGA Special Sopron Book Series, Vol. 3. Eds. W. Liu. M. Fujimoto. Dordrecht: Springer Netherlands, 2011. P. 223–256. DOI: [10.1007/978-94-007-0501-2\\_13](https://doi.org/10.1007/978-94-007-0501-2_13).

Mikhailova O.S., Mager P.N., Klimushkin D.Y. Two modes of ion-ion hybrid waves in magnetospheric plasma. *Plasma Phys. and Controlled Fusion.* 2020a. Vol. 62, no. 2. 025026. DOI: [10.1088/1361-6587/ab5b32](https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab5b32).

Mikhailova O.S., Mager P.N., Klimushkin D.Y. Transverse resonator for ion-ion hybrid waves in dipole magnetospheric plasma. *Plasma Phys. and Controlled Fusion.* 2020b. Vol. 62, no. 9. 095008. DOI: [10.1088/1361-6587/ab9be9](https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab9be9).

Mikhailova O.S., Smotrova E.E., Mager P.N. Resonant generation of an Alfvén wave by a substorm injected electron cloud: A Van Allen probe case study. *Geophys. Res. Lett.* 2022. Vol. 49, no. 19. e2022GL100433. DOI: [10.1029/2022GL100433](https://doi.org/10.1029/2022GL100433).

Mikhailovskii A.B., Fridman A.M. Drift Waves in a finite-pressure plasma. *Soviet Phys. — JETP.* 1967. Vol. 24, no. 5. P. 965–974.

Miyoshi Y., Shinohara I., Takashima T., et al. Geospace exploration project ERG. *Earth, Planets and Space.* 2018. Vol. 70. 101. DOI: [10.1186/s40623-018-0862-0](https://doi.org/10.1186/s40623-018-0862-0).

Morton R.J., Tomczyk S., Pinto R. Investigating Alfvénic wave propagation in coronal open-field regions. *Nature Communications.* 2015. Vol. 6. 7813. DOI: [10.1038/ncomms8813](https://doi.org/10.1038/ncomms8813).

Motoba T., Ogawa Y., Ebihara Y. et al. Daytime Pc5 diffuse auroral pulsations and their association with outer magnetospheric ULF waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, no. 8. e2021JA029218. DOI: [10.1029/2021JA029218](https://doi.org/10.1029/2021JA029218).

Nakariakov V.M., Verwichte E. Coronal waves and oscillations. *Living Rev. Solar Phys.* 2005. Vol. 2. 3. DOI: [10.12942/lrsp-2005-3](https://doi.org/10.12942/lrsp-2005-3).

Nakariakov V.M., Melnikov V.F., Reznikova V.E. Global sausage modes of coronal loops. *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 412. P. L7–L10. DOI: [10.1051/0004-6361:20031660](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031660).

Nakariakov V.M., Pascoe D.J., Arber T.D. Short quasi-periodic MHD waves in coronal structures. *Space Sci. Rev.* 2005. Vol. 121, iss. 1–4. P. 115–125. DOI: [10.1007/s11214-006-4718-8](https://doi.org/10.1007/s11214-006-4718-8).

Nakariakov V.M., Anfinogentov S.A., Nisticò G., Lee D.-H. Undamped transverse oscillations of coronal loops as a self-



- oscillatory process. *Astron. Astrophys.* 2016a. Vol. 591. L5. DOI: [10.1051/0004-6361/201628850](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628850).
- Nakariakov V.M., Pilipenko V., Heilig B., et al. Magneto-hydrodynamic oscillations in the solar corona and Earth's magnetosphere: Towards consolidated understanding. *Space Sci. Rev.* 2016b. Vol. 200. P. 75–203. DOI: [10.1007/s11214-015-0233-0](https://doi.org/10.1007/s11214-015-0233-0).
- Nakariakov V.M., Anfinogentov S.A., Antolin P., et al. Kink Oscillations of coronal loops. *Space Sci. Rev.* 2021. Vol. 217, iss. 6. Article id.73. DOI: [10.1007/s11214-021-00847-2](https://doi.org/10.1007/s11214-021-00847-2).
- Nielsen E. The STARE system and some of its applications. *The IMS Source Book: Guide to the International Magnetospheric Study Data Analysis*. Eds. C.T. Russel, D.J. Southwood. Washington DC: AGU, 1982. P. 213–224.
- Nishitani N., Ruohoniemi J.M., Lester M., et al. Review of the accomplishments of mid-latitude Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN) HF radars. *Progress in Earth and Planetary Sci.* 2019. Vol. 6, no. 1. 27. DOI: [10.1186/s40645-019-0270-5](https://doi.org/10.1186/s40645-019-0270-5).
- Ofman L., Wang T. Hot coronal loop oscillations observed by SUMER: Slow magnetosonic wave damping by thermal conduction. *Astrophys. J.* 2002. Vol. 580, no 1. P. L85–L88. DOI: [10.1086/345548](https://doi.org/10.1086/345548).
- Oimatsu S., Nosé M., Takahashi K., et al. Van Allen Probes observations of drift-bounce resonance and energy transfer between energetic ring current protons and poloidal Pc4 wave. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018a. Vol. 123, no. 5. P. 3421–3435. DOI: [10.1029/2017JA025087](https://doi.org/10.1029/2017JA025087).
- Oimatsu S., Nosé M., Teramoto M., et al. Drift-bounce resonance between Pc5 pulsations and ions at multiple energies in the nightside magnetosphere: Arase and MMS observations. *Geophys. Res. Lett.* 2018b. Vol. 45, no. 15. P. 7277–7286. DOI: [10.1029/2018GL078961](https://doi.org/10.1029/2018GL078961).
- Papamastorakis I., Paschmann G., Sckopke N., et al. The magnetopause as a tangential discontinuity for large field rotation angles. *J. Geophys. Res.* 1984. Vol. 89, no. A1. P. 127–135. DOI: [10.1029/JA089iA01p00127](https://doi.org/10.1029/JA089iA01p00127).
- Parker E.N. Interaction of the solar wind with the geomagnetic field. *Physics of Fluids.* 1958. Vol. 1. P. 171–187. DOI: [10.1063/1.1724339](https://doi.org/10.1063/1.1724339).
- Pilipenko V.A. ULF waves on the ground and in space. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1990. Vol. 52, no. 12. P. 1193–1209. DOI: [10.1016/0021-9169\(90\)90087-4](https://doi.org/10.1016/0021-9169(90)90087-4).
- Pilipenko V., Belakhovsky V., Murr D., et al. Modulation of total electron content by ULF Pc5 waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2014. Vol. 119, no. 6. P. 4358–4369. DOI: [10.1002/2013JA019594](https://doi.org/10.1002/2013JA019594).
- Plowman J., Kankelborg C., Martens P. Fast differential emission measure inversion of solar coronal data. *Astrophys. J.* 2013. Vol. 771, no. 1. P. 2. DOI: [10.1088/0004-637X/771/1/2](https://doi.org/10.1088/0004-637X/771/1/2).
- Pokhotelov O.A., Pilipenko V.A., Amata E. Drift anisotropy instability of a finite- $\beta$  magnetospheric plasma. *Planetary and Space Sci.* 1985. Vol. 33, no. 11. P. 1229–1241. DOI: [10.1016/0032-0633\(85\)90001-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(85)90001-7).
- Ponomarenko P.P., Menk F.W., Waters C.L. Visualization of ULF waves in SuperDARN data. *Geophys. Res. Lett.* 2003. Vol. 30, no. 18. 1926. DOI: [10.1029/2003GL017757](https://doi.org/10.1029/2003GL017757).
- Potapov A.S., Mazur V.A. Pc3 pulsations: From the source in the upstream region to Alfvén resonances in the magnetosphere. Theory and observations. *Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra Low Frequency Waves, Geophys. Monograph Ser.* 1994. Vol. 81. Eds. M.J. Engebretson, K. Takahashi, M. Scholer. Washington DC: AGU, 1994. P. 135–145. DOI: [10.1029/GM081p0135](https://doi.org/10.1029/GM081p0135).
- Potapov A.S., Polyushkina T.N., Pulyaev V.A. Observations of ULF waves in the solar corona and in the solar wind at the Earth's orbit. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2013. Vol. 102. P. 235–242. DOI: [10.1016/j.jastp.2013.06.001](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.06.001).
- Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G. Plasma and magnetic field turbulence in the Earth's magnetosheath at ion scales. *Frontiers in Astron. and Space Sci.* 2021. Vol. 7. DOI: [10.3389/fspas.2020.616635](https://doi.org/10.3389/fspas.2020.616635).
- Ren J., Zong Q. G., Miyoshi Y., et al. A Comparative Study of ULF Waves' Role in the Dynamics of Charged Particles in the Plasmasphere: Van Allen Probes Observation. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018. Vol. 123, no. 7. P. 5334–5343. DOI: [10.1029/2018JA025255](https://doi.org/10.1029/2018JA025255).
- Ren J., Zong Q.-G., Zhou X.Z., et al. Cold Plasmaspheric Electrons Affected by ULF Waves in the Inner Magnetosphere: A Van Allen Probes Statistical Study. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2019. Vol. 124, no. 10. P. 7954–7965. DOI: [10.1029/2019JA027009](https://doi.org/10.1029/2019JA027009).
- Reznikova V.E., van Doorselaere T., Kuznetsov A.A. Perturbations of gyrosynchrotron emission polarization from solar flares by sausage modes: forward modeling. *Astron. Astrophys.* 2015. Vol. 575. A47. DOI: [10.1051/0004-6361/201424548](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424548).
- Rimmele T.R., Warner M., Keil S.L., et al. The Daniel K. Inouye Solar Telescope — Observatory overview. *Solar Phys.* 2020. Vol. 295, iss. 12. A172. DOI: [10.1007/s11207-020-01736-7](https://doi.org/10.1007/s11207-020-01736-7).
- Rincon F., Rieutord M. The Sun's supergranulation. *Living Rev. Solar Phys.* 2018. Vol. 15. 6. DOI: [10.1007/s41116-018-0013-5](https://doi.org/10.1007/s41116-018-0013-5).
- Robustini C., Esteban Pozuelo S., Leenaarts J., de la Cruz Rodríguez J. Chromospheric observations and magnetic configuration of a supergranular structure. *Astron. Astrophys.* 2019. Vol. 621. P. A1. DOI: [10.1051/0004-6361/201833246](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833246).
- Rubtsov A.V., Agapitov O.V., Mager P.N., et al. Drift Resonance of Compressional ULF Waves and Substorm-Injected Protons from Multipoint THEMIS Measurements. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018a. Vol. 123, no. 11. P. 9406–9419. DOI: [10.1029/2018JA025985](https://doi.org/10.1029/2018JA025985).
- Rubtsov A.V., Mager P.N., Klimushkin D.Y. Ballooning instability of azimuthally small scale coupled Alfvén and slow magnetoacoustic modes in two-dimensionally inhomogeneous magnetospheric plasma. *Physics of Plasmas.* 2018b. Vol. 25, no. 10. 102903. DOI: [10.1063/1.5051474](https://doi.org/10.1063/1.5051474).
- Rubtsov A.V., Mager P.N., Klimushkin D.Y. Ballooning instability in the magnetospheric plasma: Two-dimensional eigenmode analysis. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2020. Vol. 125, no. 1. e2019JA027024. DOI: [10.1029/2019JA027024](https://doi.org/10.1029/2019JA027024).
- Rubtsov A.V., Mikhailova O.S., Mager P.N., et al. Multi-spacecraft observation of the pre-substorm long-lasting poloidal ULF wave. *Geophys. Res. Lett.* 2021. Vol. 48, no. 23. e2021GL096182. DOI: [10.1029/2021GL096182](https://doi.org/10.1029/2021GL096182).
- Ruderman M.S., Roberts B. The damping of coronal loop oscillations. *Astrophys. J.* 2002. Vol. 577, no. 1. P. 475–486. DOI: [10.1086/342130](https://doi.org/10.1086/342130).
- Shi X., Baker J.B.H., Ruohoniemi J.M., et al. Long-lasting poloidal ULF waves observed by multiple satellites and high-latitude SuperDARN radars. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018. Vol. 123, no. 10. P. 8422–8438. DOI: [10.1029/2018JA026003](https://doi.org/10.1029/2018JA026003).
- Shukhobodskaia D., Shukhobodskiy A.A., Erdélyi R. Flute oscillations of cooling coronal loops with variable cross-section. *Astron. Astrophys.* 2021. Vol. 649. Id. A36. 9 p. DOI: [10.1051/0004-6361/202140314](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140314).
- Snodgrass H.B., Wilson P.R. Real and virtual unipolar regions. *Solar Phys.* 1993. Vol. 148, iss. 2. P. 179–194. DOI: [10.1007/BF00645084](https://doi.org/10.1007/BF00645084).
- Soler R. Fluting modes in transversely nonuniform solar flux tubes. *Astrophys. J.* 2017. Vol. 850, iss. 2. Article id 114. 10 p. DOI: [10.3847/1538-4357/aa956e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa956e).
- Song W.-B., Feng X.-S., Shen F. The heating of the solar transition region. *Res. Astron. Astrophys.* 2010. Vol. 10, iss. 6. P. 529–532. DOI: [10.1088/1674-4527/10/6/002](https://doi.org/10.1088/1674-4527/10/6/002).
- Soto-Chavez A.R., Lanzerotti L.J., Manweiler J.W., et al. Observational evidence of the drift-mirror plasma instability in Earth's inner magnetosphere. *Physics of Plasmas.* 2019. Vol. 26, no. 4. 042110. DOI: [10.1063/1.5083629](https://doi.org/10.1063/1.5083629).

Southwood D.J. Some features of field line resonances in the magnetosphere. *Planetary and Space Sci.* 1974. Vol. 22, no. 3. P. 483–491. DOI: [10.1016/0032-0633\(74\)90078-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(74)90078-6).

Srivastava A., Shetye J., Murawski K., et al. High-frequency torsional Alfvén waves as an energy source for coronal heating. *Scientific Rep.* 2017. Vol. 7. Article id. 43147. DOI: [10.1038/srep43147](https://doi.org/10.1038/srep43147).

Stephenson J.A.E., Walker A.D.M. HF radar observations of Pc5 ULF pulsations driven by the solar wind. *Geophys. Res. Lett.* 2002. Vol. 29, no. 9. P. 8–1–8–4. DOI: [10.1029/2001GL014291](https://doi.org/10.1029/2001GL014291).

Sterling A.C. Solar Spicules: A Review of recent models and targets for future observations. *Solar Phys.* 2000. Vol. 196, iss. 1. P. 79–111. DOI: [10.1023/A:1005213923962](https://doi.org/10.1023/A:1005213923962).

Takahashi K., Crabtree C., Ukhorskiy A.Y., et al. Van Allen Probes observations of symmetric stormtime compressional ULF waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2022. Vol. 127. e2021JA030115. DOI: [10.1029/2021JA030115](https://doi.org/10.1029/2021JA030115).

Thurgood J.O., Morton R.J., McLaughlin J.A. First direct measurements of transverse waves in solar polar plumes using SDO/AIA. *Astrophys. J. Lett.* 2014. Vol. 790, no. 1. P. L2. DOI: [10.1088/2041-8205/790/1/L2](https://doi.org/10.1088/2041-8205/790/1/L2).

Uchida Y., Altschuler M.D., Newkirk Jr. G. Flare-produced coronal MHD-fast-mode wavefronts and Moreton's wave phenomenon. *Solar Phys.* 1973. Vol. 28, no. 2. P. 495–516. DOI: [10.1007/BF00152320](https://doi.org/10.1007/BF00152320).

van Doorselaere T., Brady C.S., Verwichte E., Nakariakov V.M. Seismological demonstration of perpendicular density structuring in the solar corona. *Astron. Astrophys.* 2008. Vol. 491, no 2. P. L9–L12. DOI: [10.1051/0004-6361:200810659](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810659).

van Doorselaere T., Verwichte E., Terradas J. The Effect of Loop Curvature on Coronal Loop Kink Oscillations. *Space Sci Rev.* 2009. Vol. 149. P. 299–324. DOI: [10.1007/s11214-009-9530-9](https://doi.org/10.1007/s11214-009-9530-9).

Vetoulis G., Chen L. Global structures of Alfvén-ballooning modes in magnetospheric plasmas. *Geophys. Res. Lett.* 1994. Vol. 21. P. 2091–2094. DOI: [10.1029/94GL01703](https://doi.org/10.1029/94GL01703).

Walker A.D.M., Greenwald R.A. Pulsation structure in the ionosphere derived from aurora radar data. *ULF Pulsations in the Magnetosphere*. Ed. D.J. Southwood. Dordrecht: Springer, 1981. P. 111–127. DOI: [10.1007/978-94-009-8426-4\\_7](https://doi.org/10.1007/978-94-009-8426-4_7).

Walker A.D.M., Greenwald R.A., Stuart W.F., Green C.A. Stare auroral radar observations of Pc 5 geomagnetic pulsations. *J. Geophys. Res.* 1979. Vol. 84, no. A7. P. 3373–3388. DOI: [10.1029/JA084iA07p03373](https://doi.org/10.1029/JA084iA07p03373).

Wang Y.-M. EIT Waves and fast-mode propagation in the solar corona. *Astrophys. J.* 2000. Vol. 543, no. 1. P. L89. DOI: [10.1086/318178](https://doi.org/10.1086/318178).

Wang Y.-M. Coronal holes and open magnetic flux. *Space Sci. Rev.* 2009. Vol. 144. P. 383–399. DOI: [10.1007/s11214-008-9434-0](https://doi.org/10.1007/s11214-008-9434-0).

Wang T.J., Solanki S.K., Curdt W., et al. Hot coronal loop oscillations observed with SUMER: Examples and statistics. *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 406, no. 3. P. 1105–1121. DOI: [10.1051/0004-6361:20030858](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030858).

Weberg M.J., Morton R.J., McLaughlin J.A. An automated algorithm for identifying and tracking transverse waves in solar images. *Astrophys. J.* 2018. Vol. 852, no. 1. P. 57. DOI: [10.3847/1538-4357/aa9e4a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9e4a).

Welling D.T., André M., Dandouras I., et al. The Earth: Plasma sources, losses, and transport processes. *Space Sci. Rev.* 2015. Vol. 192. P. 145–208. DOI: [10.1007/s11214-015-0187-2](https://doi.org/10.1007/s11214-015-0187-2).

Wiegelmann T., Solanki S.K., Borrero J.M., et al. Magnetic loops in the quiet Sun. *Astrophys. J. Lett.* 2010. Vol. 723. P. L185–L189. DOI: [10.1088/2041-8205/723/2/L185](https://doi.org/10.1088/2041-8205/723/2/L185).

Yagova N., Heilig B., Fedorov E. Pc2-3 geomagnetic pulsations on the ground, in the ionosphere, and in the magnetosphere: MM100, CHAMP, and THEMIS observations. *Ann. Geophys.* 2015. Vol. 33, no. 1. P. 117–128. DOI: [10.5194/angeo-33-117-2015](https://doi.org/10.5194/angeo-33-117-2015).

Yamamoto T., Hayashi K., Kokubun S., et al. Auroral activities and long-period geomagnetic pulsations. I. Pc5 pulsations and concurrent auroras in the dawn sector. II. Ps5 pulsations following auroral breakup in the premidnight hours. *J. Geomagnetism and Geoelectricity*. 1988. Vol. 40, iss. 5. P. 553–569. DOI: [10.5636/jgg.40.553](https://doi.org/10.5636/jgg.40.553).

Yan Y., Chen Z., Wang W., et al. Mingantu Spectral Radioheliograph for solar and space weather studies. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2021. Vol. 8. P. 20. DOI: [10.3389/fspas.2021.584043](https://doi.org/10.3389/fspas.2021.584043).

Yeoman T.K., James M., Mager P.N., Klimushkin D.Y. SuperDARN observations of high-*m* ULF waves with curved phase fronts and their interpretation in terms of transverse resonator theory. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2012. Vol. 117, no. A6. A06231. DOI: [10.1029/2012JA017668](https://doi.org/10.1029/2012JA017668).

Yumoto K. Characteristics of localized resonance coupling oscillations of the slow magnetosonic wave in a non-uniform plasma. *Planetary and Space Sci.* 1985. Vol. 33. P. 1029–1036.

Zayer I., Solanki S.K., Stenflo J.O. The internal magnetic distribution and the diameters of solar magnetic elements. *Astron. Astrophys.* 1989. Vol. 211. P. 463–475.

Zhang H., Ai G., Sakurai T., Kurokawa H. Fine structures of chromospheric magnetic field and material flow in a solar active region. *Solar Phys.* 1991. Vol. 136, iss. 2. P. 269–293. DOI: [10.1007/BF00146536](https://doi.org/10.1007/BF00146536).

Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Y. Thermal cyclotron radiation from solar active regions. *Symposium-International Astronomical Union*. 1980. Vol. 86. P. 87–99.

Zong Q. Magnetospheric Response to solar wind forcing: ULF wave — particle interaction perspective. *Ann. Geophys.* 2022. Vol. 40, no.1. P. 121–150. DOI: [10.5194/angeo-40-121-2022](https://doi.org/10.5194/angeo-40-121-2022).

Zong Q.-G., Zhou X.-Z., Wang Y.F., et al. Energetic electron response to ULF waves induced by interplanetary shocks in the outer radiation belt. *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114. A10204. DOI: [10.1029/2009JA014393](https://doi.org/10.1029/2009JA014393).

Zong Q.-G., Rankin R., Zhou X. The interaction of ultra-low-frequency Pc3-5 waves with charged particles in Earth's magnetosphere. *Rev. Modern Plasma Physics*. 2017. Vol. 1. DOI: [10.1007/s41614-017-0011-4](https://doi.org/10.1007/s41614-017-0011-4).

URL: <https://www.nasa.gov/feature/goddard/2021/nasa-enterers-the-solar-atmosphere-for-the-first-time-bringing-new-discoveries> (дата обращения: 08.02.2022).

URL: <http://ckp-rf.ru/ckp/3056> (дата обращения: 8 февраля 2022 г.).

*Как цитировать эту статью:*

Челпанов М.А., Анфиногентов С.А., Костарев Д.В., Михайлова О.С., Рубцов А.В., Феденёв В.В., Челпанов А.А. Обзор и сравнение особенностей МГД-волн на Солнце и в магнитосфере Земли. *Солнечно-земная физика*. 2022. Т. 8, № 4. С. 3–28. DOI: [10.12737/szf-84202201](https://doi.org/10.12737/szf-84202201).