

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Ордена Трудового Красного Знамени
Институт солнечно-земной физики
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

УДК 533.951



Власов Александр Александрович

**Исследование пространственной структуры монохроматических
альфвеновских волн в магнитосфере Земли**

Специальность 1.6.18 «Науки об атмосфере и климате»

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Иркутск – 2025

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Ордена Трудового Красного Знамени Институте солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук.

Научный руководитель:

Козлов Даниил Анатольевич, кандидат физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук, старший научный сотрудник

Официальные оппоненты:

Паперный Виктор Львович, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Иркутский государственный университет», заведующий кафедрой общей и космической физики

Пилипенко Вячеслав Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук, заведующий лабораторией физики околоземного пространства

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Полярный геофизический институт», г. Мурманск

Защита диссертации состоится «__» _____ 2025 г. в __ часов на заседании диссертационного совета 24.1.197.01, созданного при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Ордена Трудового Красного Знамени Институте солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук (664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 126А, а/я 291).

С диссертацией можно ознакомиться на сайте <http://ru.iszf.irk.ru> и в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Ордена Трудового Красного Знамени Института солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук.

Автореферат разослан «__» _____ 2025 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук



Ю.В. Ясюкевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

Магнитосфера Земли — заполненная плазмой полость, возникающая при взаимодействии солнечного ветра с геомагнитным полем планеты. В этой области околоземного космического пространства геомагнитное поле оказывает доминирующее влияние на поведение заряженных частиц [Gold, 1959]. Современная история изучения магнитосферы насчитывает порядка семидесяти лет, и до сих пор многие вопросы её динамики остаются не до конца решёнными [Zhang, Paxton, 2021]. Важной вехой в истории изучения магнитосферных процессов стала работа Ханнеса Альфвена [Alfvén, 1942], положившая начало развитию магнитной гидродинамики (МГД), с помощью которой впоследствии был описан широкий спектр явлений, в том числе магнитогиродинамические волны [Alfvén, 1963].

Магнитогиродинамические волны играют важную роль в динамике магнитосферной плазмы [Agaritov, Cheremnykh, 2013; Potapov et al., 2013]. Длины таких волн могут достигать масштабов магнитосферы Земли, а в наземных наблюдениях они фиксируются в виде колебаний с ярко выраженной периодичностью, которые принято называть геомагнитными пульсациями или ультранизкочастотными волнами (УНЧ-волнами), частоты которых варьируют от 1 мГц до 5 Гц. Одной из ветвей магнитогиродинамических колебаний являются альфвеновские волны — поперечные колебания замагниченной плазмы, распространяющиеся преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля. Их роль в процессах, связанных с переносом энергии в магнитосфере Земли, трудно переоценить. Альфвеновские волны являются одним из основных переносчиков энергии внутри магнитосферы в глобальных масштабах [Keiling, 2009].

Альфвеновские волны характеризуются разнообразной пространственной структурой, которая зависит от их источника и свойств среды. Так, в зависимости от значения азимутального волнового числа m альфвеновские волны условно разделяют на азимутально-крупномасштабные ($m \sim 1$) и азимутально-мелкомасштабные ($m \gg 1$). Волны первого типа принято называть тороидальными; их гене-

рация чаще всего связана с явлением резонанса силовых линий (FLR — Field Line Resonance) [Chen, Hasegawa, 1974; Southwood, 1974; Tamao, 1965]. Ко второму типу относятся полоидальные волны, которые в основном генерируются процессами, обусловленными наличием неравновесных потоков заряженных частиц высокой энергии [Lee, Lysak, 1990; Min et al., 2017; Takahashi, 2018].

Поскольку реалистичная модель магнитосферы была бы чрезвычайно сложной и трёхмерно-неоднородной, что сделало бы практически невозможным аналитическое исследование колебаний в ней [Леонович, Мазур, 2016], исследователи обычно используют более простые модели, которые, тем не менее, позволяют описывать достаточно широкий спектр явлений, связанных с МГД-волнами. Самой простой является модель однородной плазмы, которая достаточно далека от реальности, однако даёт общее представление о модах МГД-колебаний. Следующими по сложности являются модели одномерно-неоднородной плазмы. Они уже достаточно широко используются для описания явлений в реальной магнитосфере. В частности, именно с использованием одномерно-неоднородных моделей магнитосферы исследованы эффекты, связанные с неоднородностью плазмы в направлении поперёк магнитных оболочек [Chen, Hasegawa, 1974; Tamao, 1965; Radoski, 1974]. При этом среда может быть как с прямыми силовыми линиями, так и с криволинейными [Allan et al., 1986]. Двумерно-неоднородная модель позволяет исследовать МГД-волны с неоднородностью не только поперёк, но и вдоль магнитных оболочек. В таких моделях, например аксиально-симметричной дипольной модели, изучены эффекты, связанные с кривизной магнитных силовых линий [Wright, 1992; Leonovich, Mazur, 1989; Chen, Cowley, 1989]. Наконец, существуют также трёхмерно-неоднородные модели, которые чрезвычайно сложны для теоретического исследования, однако могут быть использованы для численного моделирования. Так, в работах [Elsden, Wright, 2022; Elsdén, Wright, 2017; Wright, Elsdén, 2016] рассматривается трёхмерный резонанс силовых линий, при этом показано, что генерируемая в результате резонанса альфвеновская волна может иметь любую поляризацию — от полоидальной до тороидальной.

Альфвеновские волны способны проникать в ионосферу и достигать поверхности Земли [Chelpanov et al., 2018; Pilipenko, 1990], однако при этом их структура претерпевает значительные изменения. Поэтому даже наличие обширной наземной сети магнитометров не позволяет вести прямой анализ геомагнитных пульсаций [Alperovich, Fedorov, 2007; Greifinger, 1972; Hughes, 1974]. Это означает, что для получения первичной информации о структуре альфвеновских волн необходимы спутниковые измерения. С момента первых случаев наблюдения альфвеновских волн непосредственно в магнитосфере Земли [Cummings et al., 1969] развитие спутниковых технологий значительно расширило возможности многолетних наблюдений геомагнитных пульсаций на наземных станциях. Появление многоспутниковых миссий, таких как *Van Allen Probes*, *THEMIS* и *CLUSTER* [Manweiler et al., 2022; Angelopoulos, 2008; Credland et al., 1997], позволило получить более детальную информацию о радиальной и азимутальной структуре наблюдаемых волн. Тем не менее, из-за наличия мелкомасштабной поперечной структуры восстановление полной пространственной структуры (а значит, определение типа волны и её свойств) мелкомасштабных альфвеновских колебаний остаётся сложной задачей.

Стоячие альфвеновские волны могут иметь достаточно мелкомасштабную структуру в направлении поперёк магнитных оболочек, поэтому для их корректного описания может потребоваться учёт кинетических эффектов, связанных с конечными величинами ларморовского радиуса ионов или скин-длины электронов [Hasegawa, Chen, 1976; Goertz, 1984]. При этом у альфвеновских волн появляется специфическая поперечная дисперсия (так называемая «тёплая» дисперсия при учёте конечного гирорадиуса ионов и «холодная» — при учёте инерции электронов). Такие волны принято называть кинетическими альфвеновскими волнами (КАВ). КАВ обладают продольным электрическим полем, которое может модулировать потоки заряженных частиц, достаточные для генерации разнообразных дискретных авроральных образований [Stasiewicz et al., 2000]. Несмотря на то, что пространственная структура кинетических альфвеновских волн достаточно хорошо изучена для каждого типа дисперсии по отдельности, до сих пор

нет исследований пространственной структуры в областях, где могли бы работать оба эффекта [Rankin et al., 1999].

Описанные выше проблемы подчёркивают актуальность настоящей диссертационной работы в области исследования пространственной структуры альфвеновских волн.

Цель работы

Целью работы является исследование поперечной (поперек магнитных оболочек) пространственной структуры разных типов монохроматических альфвеновских волн, возбуждаемых в магнитосфере Земли: тороидальных волн, возбуждаемых вследствие альфвеновского резонанса, полоидальных волн, собственных альфвеновских колебаний в поперечном резонаторе, а также кинетических альфвеновских волн, генерируемых вблизи переходного слоя в окрестности плазмопаузы. Для этого решаются следующие задачи:

- построение аналитической модели переходного слоя вблизи плазмопаузы;
- построение уравнения, описывающего пространственную структуру кинетических альфвеновских волн, возбуждаемых вблизи такого слоя, и исследование его решения;
- исследование для разных типов монохроматических альфвеновских волн связи их поперечной структуры с поведением поперечных компонент волнового поля и разности фаз между ними;
- применение обнаруженных закономерностей для интерпретации данных спутниковых наблюдений монохроматических альфвеновских волн.

Методы исследования

Теоретические методы включают вывод дифференциальных уравнений, описывающих малые МГД-колебания, в декартовой и криволинейных системах координат, поиск их решений с помощью метода разных масштабов и в ВКБ-приближении.

В большинстве случаев пространственная структура исследуемых волн находится численно. Для этого используются проверенные методы численного интегрирования. При анализе конкретных случаев наблюдения альфвеновских волн

используются также измерения магнитного и электрического полей, концентрации электронов и давления плазмы, полученные спутниками Van Allen Probes (RBSP). Методы обработки спутниковых данных включают преобразования системы координат, быстрое преобразование Фурье для анализа спектра, вейвлет-анализ и фильтрацию данных.

Научная новизна

1. Разработана модель среды переходного диссипативного слоя в окрестности плазмопаузы, получены дифференциальные уравнения, описывающие пространственную структуру монохроматических кинетических альфвеновских волн в окрестности такого слоя.

2. Получена аналитическая формула для оценки потока электронов, формируемого в результате поглощения кинетических альфвеновских волн, возбуждаемых широкополосным источником вблизи переходного диссипативного слоя в окрестности плазмопаузы.

3. Предложен метод определения типа монохроматической альфвеновской волны и её поперечной структуры по совокупности структуры поперечных компонент электромагнитного поля волны, а также их разности фаз.

Научная и практическая значимость работы

В работе предложен механизм, при котором кинетические альфвеновские волны, генерируемые вблизи переходного слоя в окрестности плазмопаузы, полностью поглощаются электронами фоновой плазмы, генерируя потоки частиц, достаточные для формирования стабильных красных авроральных дуг (SAR-дуг). Полученная формула для оценки плотности потока энергии, переносимых потоками электронов, учитывает возможность одновременного возбуждения нескольких гармоник стоячих альфвеновских волн на одной оболочке широкополосным источником.

Описан метод определения типа монохроматической альфвеновской волны и её поперечной структуры путем анализа поведения поперечных компонент магнитного (или электрического) поля и разности фаз между ними. Предложенный

метод может быть использован для анализа радиальной структуры при наблюдении альфвеновских волн по данным спутниковых аппаратов, а также для определения типа альфвеновской волны, в том числе, когда для анализа доступны данные измерений только магнитного (или электрического) поля волны.

Положения, выносимые на защиту

1. Построенное теоретическое описание структуры кинетических альфвеновских волн, генерируемых вблизи переходного слоя между областями с дисперсией, определяемой эффектами конечного гирорадиуса, и дисперсией, связанной с инерцией электронов, позволило установить, что кинетические альфвеновские волны полностью поглощаются при падении на такой переходный слой.

2. Энергии потоков надтепловых электронов в ионосферу, образующихся при поглощении кинетических альфвеновских волн, генерируемых широкополосным источником в окрестности переходного слоя в плазмосфере, достаточно для генерации стабильных красных авроральных дуг (SAR-дуг).

3. Метод анализа возмущенных компонент электромагнитного поля монохроматических альфвеновских волн и разности фаз их поперечных компонент позволяет определять тип их радиальной структуры по данным измерений магнитного (либо электрического) поля на одном спутнике.

Достоверность полученных результатов

Достоверность теоретических результатов обусловлена проверенным теоретическим базисом в области исследования альфвеновских волн, разрабатываемым в течение многих десятилетий. Исследование структуры различных типов альфвеновских волн проводилось с использованием классических численных методов, а анализ спутниковых данных и преобразования компонент — с помощью стандартных библиотек. Данные со спутников Van Allen Probes неоднократно подтверждали свою ценность и достоверность в области спутниковых измерений параметров магнитосферы. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с теорией, а различия имеют обоснованные объяснения, связанные с методами обработки данных и особенностями теории и моделей.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации результаты получены автором самостоятельно или на равных правах с соавторами публикаций. Автором выполнены численные расчеты структур поля колебаний, обработка данных спутниковых наблюдений. Диссертант принимал непосредственное участие в подготовке публикаций по теме диссертации, защищаемые положения сформулированы им лично.

Апробация работы

Основные результаты работы были представлены автором в устных докладах на следующих конференциях:

1. Семнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в солнечной системе», ИКИ РАН, 7–11 февраля 2022 г.
2. 45th Annual Seminar “Physics of auroral phenomena”, Polar Geophysical Institute, 14–18 March 2022.
3. XVII Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом», Иркутск, 5–10 сентября 2022 г.
4. XIV школа-конференция с международным участием «Проблемы Геокосмоса — 2022», Санкт-Петербург, 3–7 октября 2022 г.
5. Восемнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в солнечной системе», ИКИ РАН, 6–10 февраля 2023 г.
6. The 15th International Conference on Substorms, Deqing, China, 16–20 October 2023.
7. XV школа-конференция с международным участием «Проблемы Геокосмоса — 2024», Санкт-Петербург, 22–26 апреля 2024 г.
8. 15th Russian-Chinese Workshop on Space Weather, Иркутск, 9–13 сентября 2024 г.

Соответствие паспорту специальности

Задачи диссертационной работы и полученные результаты соответствуют областям исследований специальности 1.6.18 «Науки об атмосфере и климате» в части пунктов 4 и 7.

Публикации

Результаты, полученные в диссертации, опубликованы в 3 статьях в рецензируемых научных изданиях, включенных в список ВАК или в международные реферативные базы данных Scopus и Web of Science.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 103 страницы, включая 19 рисунков. Список цитируемой литературы состоит из 131 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении сформулирована актуальность темы диссертации, дан краткий обзор текущего состояния исследований альфвеновских волн в магнитосфере Земли и за её пределами, указаны цели работы и решаемые задачи, отражена научная новизна и значимость данного исследования. Приведены положения, выносимые на защиту, а также сведения об апробации работы.

В Главе 1 рассматривается пространственная структура кинетических альфвеновских волн (КАВ) в окрестности диссипативного слоя.

В случае, когда пространственный масштаб альфвеновских колебаний становится сопоставим с масштабами движения отдельных частиц, необходимо учитывать различные кинетические эффекты, приводящие к дисперсии альфвеновских волн. Внутренняя магнитосфера, называемая плазмосферой, содержит холодную плазму, в которой $\beta \ll m_e/m_i \ll 1$, $\beta = 8\pi P_0/B_0^2$ — отношение газокинетического давления к магнитному. Для такой плазмы характерна дисперсия, связанная с учетом конечной скин-длины электронов, определяемой как $s_e = c/\omega_{pe}$, где ω_{pe} — электронная плазменная частота, c — скорость света. Плазму, в которой $\beta \lesssim 1$ и $\beta \gg m_e/m_i$, условно называют тёплой и ей соответствует дисперсия, связанная с учетом конечной величины ларморовского радиуса ионов ρ_i . Таким образом, в области между внутренней и внешней магнитосферой возможно существование переходного слоя между слоями с дисперсией двух типов. Несмотря на то, что пространственная структура кинетических альфвеновских волн

для каждого типа дисперсии изучена достаточно хорошо, до сих пор нет исследований пространственной структуры в переходном слое.

Построим систему уравнений, описывающую поле монохроматических МГД-колебаний, в плазме с прямыми силовыми линиями магнитного поля, направленными по оси Z , неоднородной в направлении x . Используя для поперечной компоненты возмущенного электрического поля разложение на потенциальную и вихревую составляющие согласно теореме Гельмгольца и компоненты тензора диэлектрической проницаемости, полученные в рамках кинетической теории [Ахиезер, 1974], получим:

$$\frac{\omega^2}{v_A^2} \Lambda^2 \Delta_{\perp} \varphi' + K_A^2 \varphi' = ik_y (\Delta_{\perp} + K_A^2) \psi, \quad (1)$$

$$\Delta_{\perp} \psi' + K_A^2 \psi' = -ik_y \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \Lambda^2 \Delta_{\perp} + K_A^2 \right) \varphi, \quad (2)$$

где $\varphi' = \nabla_x \varphi$, $\psi' = \nabla_x \psi$, $K_A^2 = (\omega^2/v_A^2) - k_z^2$, $\Delta_{\perp} = \nabla_x^2 - k_y^2$,

$$\Lambda^2 = (3/4)\rho_i^2 + \rho_s^2/\tilde{G}(s_e/\rho_s) \quad (3)$$

— квадрат дисперсионной длины, $\tilde{G}(z)$ — функция Крампа, $\rho_s = v_{es}/\omega_{Bi}$, $v_{es} = \sqrt{T_e/m_i}$.

Уравнения (1) и (2) в однородной плазме переходят в дисперсионные уравнения для альфвеновских и БМЗ-волн. Поэтому можно считать, что потенциал φ соответствует полю альфвеновской волны, а потенциал ψ — полю БМЗ-волны.

Дисперсия альфвеновских волн в данной модели характеризуется квадратом дисперсионной длины Λ^2 , который в области холодной плазмы становится равным $-s_e^2$, а в области тёплой — $(3/4)\rho_i^2 + \rho_s^2$. В области переходного слоя квадрат дисперсионной длины становится комплексной величиной. В работе использовалась аналитическая модель для величины Λ^2 , которая представлена на рисунке 1.

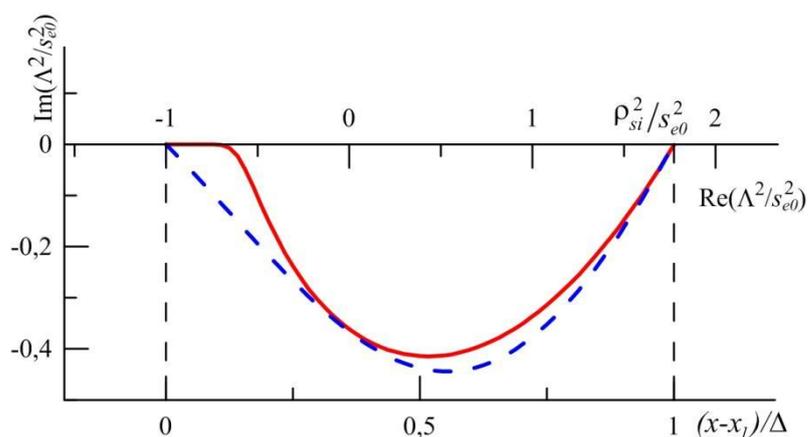


Рисунок 1. Модель для параметра Λ^2 . Красная кривая — параметр, построенный с использованием интегрального представления функции \tilde{G} . Синяя кривая — модельная аппроксимация, используемая в численных расчётах.

Уравнение (1), описывающее структуру альфвеновской волны, можно решить с использованием численных методов. В случае, когда поле БМЗ-волны отсутствует ($\psi = 0$), правая часть уравнения (1) равна нулю. Вид решения зависит от взаимного расположения точки поворота и диссипативного слоя. Если точка поворота расположена снаружи от диссипативного слоя, кинетическая альфвеновская волна полностью отражается от неё. В случае, когда точка поворота расположена достаточно глубоко внутри диссипативного слоя, волна поглотится, до того как достигнет точки поворота. Возможен и промежуточный случай, когда энергия падающей кинетической волны поглощается в диссипативном слое лишь частично.

Далее рассмотрим неоднородное уравнение (1), считая источником монохроматическую БМЗ-волну. На рисунке 2 представлен результат численного решения уравнения в случае, когда кинетическая волна генерируется в окрестности диссипативного слоя монохроматическим источником. Видно, что сгенерированная волна полностью поглощается в диссипативном слое.

Для анализа поперечной (поперёк магнитных оболочек) структуры кинетических альфвеновских волн оказывается удобным исследовать разность фаз поперечных компонент магнитного (или электрического) поля

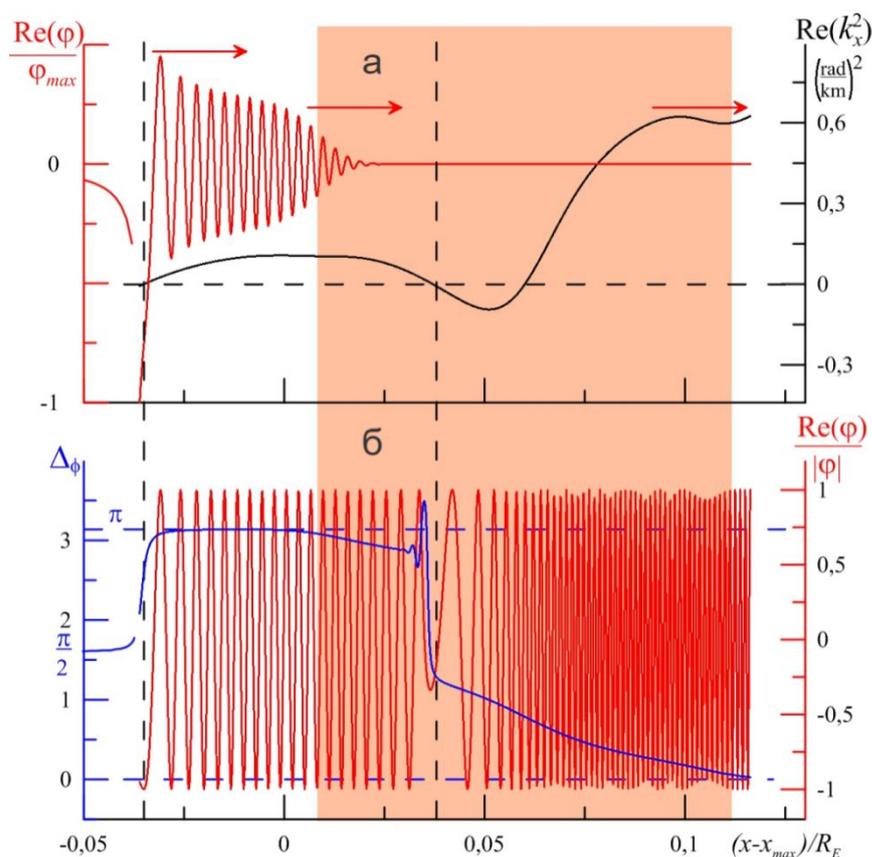


Рисунок 2. Структура скалярного потенциала $\text{Re}(\varphi)/\varphi_{\max}$ (а), описывающего компоненты E_x и B_y волны (красная кривая), а также реальная часть квадрата x -компоненты волнового вектора (чёрная кривая). Штриховая линия — нуль функции $\text{Re}(k_x^2)$, определяющий границу областей прозрачности/непрозрачности. Бежевая закрашенная область — диссипативный слой. Структура волны $\text{Re}(\varphi)/\varphi$ (красная кривая) и разность фаз $\Delta\varphi$ между поперечными компонентами поля волны (синяя кривая) (б).

$$\Delta\varphi = -\text{arctg} \frac{\text{Re}(\nabla_x \varphi / \varphi)}{\text{Im}(\nabla_x \varphi / \varphi)} = \text{arctg} \frac{\text{Im}(B_y / B_x)}{\text{Re}(B_y / B_x)}, \quad (4)$$

которая для монохроматических волн не зависит от времени или структуры волны в азимутальном или продольном направлении. Для кинетических волн разность фаз стремится к $\pi/2$ в области непрозрачности слева от резонансной поверхности (см. рисунок 2, б), затем меняется до значения π после прохождения через резонансную поверхность. Перенормируя экспоненциально затухающее решение, можно проследить влияние диссипативного слоя и точки поворота на разность

фаз, которая в итоге становится равной нулю, что характерно для убегающей от слоя волны.

Исследуем возможность ускорения электронов плазмы за счёт поглощения энергии кинетических альфвеновских волн. В окрестности диссипативного слоя тепловая скорость электронов фоновой плазмы с энергиями 1–5 эВ близка к фазовой скорости альфвеновских волн, что делает возможной передачу энергии от волн частицам. Считается, что потоки электронов таких энергий взаимодействуют в верхней ионосфере с атомами кислорода, формируя SAR-дуги — свечения с доминирующим излучением красного цвета 630 нм. SAR-дуги наблюдаются в субавроральных широтах и часто возникают на этапе восстановления магнитных бурь и суббурь.

Считая, что вся энергия кинетических альфвеновских волн, которую они теряют в диссипативном слое, передается электронам посредством механизма затухания Ландау, можно получить аналитическую формулу для плотности потока энергии резонансных электронов:

$$S_e[\text{эрг}/(\text{см}^2\text{с})] \approx 10^{-5} \frac{\pi v_A[\text{км}/\text{с}]}{4n} \left| \frac{\Lambda[\text{км}]}{a[\text{км}]} \right|^{2/3} \Phi(\theta) \sum_{N=1}^{\infty} N |\tilde{B}_N[\text{нТл}]|^2. \quad (5)$$

Здесь $\Phi(\theta) = \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta} / \cos^6 \theta$ — параметр, описывающий изменение геометрических размеров сечения магнитной трубки при движении резонансных электронов от экваториальной плоскости ($\theta = 0$) до ионосферы ($\theta = \theta_i = \arccos \sqrt{r_i/\rho}$, где r_i — радиус ионосферы, ρ — экваториальный радиус), N — номер гармоники БМЗ-волны, падающей на резонансную оболочку, \tilde{B}_N — амплитуда N -й гармоники, n — число длин волн, на котором происходит затухание КАВ в диссипативном слое, a — характерный масштаб изменения альфвеновской скорости v_A в окрестности резонансной поверхности. Формула (5) построена для цилиндрической модели дневной магнитосферы.

Оценка для широкополосного источника, полученная с использованием (5), оказывается на порядок выше, чем формула, приведённая в работе [Hasegawa, Mima, 1978] для монохроматического источника, и может достигать $S_e \sim 0.2$ эрг/(см²с). Это лучше согласуется с современными наблюдениями SAR-дуг. По данным оценкам

SAR-дугам слабой интенсивности (десятки Рл) соответствует плотность потока энергии порядка 10^{-3} эрг/(см²с), поэтому потоков электронов за счет поглощения энергии КАВ может оказаться достаточно для генерации SAR-дуг средней и высокой интенсивности свечения.

В **Главе 2** подробнее исследуется поведение составляющих электромагнитного поля и разность фаз поперечных компонент электрического/магнитного полей для разных типов монохроматических альфвеновских волн в дипольной модели магнитосферы. Как показано в главе, совокупность графиков поперечных компонент электромагнитного поля и разности фаз однозначно соответствует каждому типу волн и позволяет использовать их для определения поперечной структуры колебаний.

В **Разделе 2.1** приводится вывод основного уравнения, описывающего пространственную структуру монохроматических альфвеновских волн в криволинейной ортогональной системе координат, связанной с силовыми линиями магнитного поля. Координата x^3 направлена вдоль магнитной линии, x^1 — поперёк магнитных оболочек, а x^2 дополняет систему координат до правосторонней.

В **Разделе 2.2** исследуется решение этого уравнения для разных типов магнитосферных альфвеновских волн: азимутально-крупномасштабных тороидальных волн ($m \sim 1$), азимутально-мелкомасштабных волн ($m \gg 1$) и кинетических волн. Отдельно исследуется структура собственных гармоник поперечных резонаторов для альфвеновских волн в магнитосфере.

Для каждого случая найдено численное решение, позволяющее построить графики поперечных компонент магнитного поля и определить разности фаз между ними. Выражение для разности фаз в этой главе получено в дипольной системе координат и имеет вид

$$\Delta\Phi(a, \omega) = -\operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Re}[\nabla_a U(a, \omega)/U(a, \omega)]}{\operatorname{Im}[\nabla_a U(a, \omega)/U(a, \omega)]} + \Delta_k, \quad (6)$$

где a — экваториальный радиус магнитной оболочки, $U(a, \omega)$ — функция, описывающая поперечную структуру волны, $\Delta_k = \pm 2\pi k$ — поправка, необходимая для построения гладких графиков разности фаз. Разность фаз поперечных компонент

магнитного (электрического) поля монохроматических волн полностью определяется радиальной структурой волны.

Графики для резонансной диссипативной тороидальной волны показаны на рисунке 3.

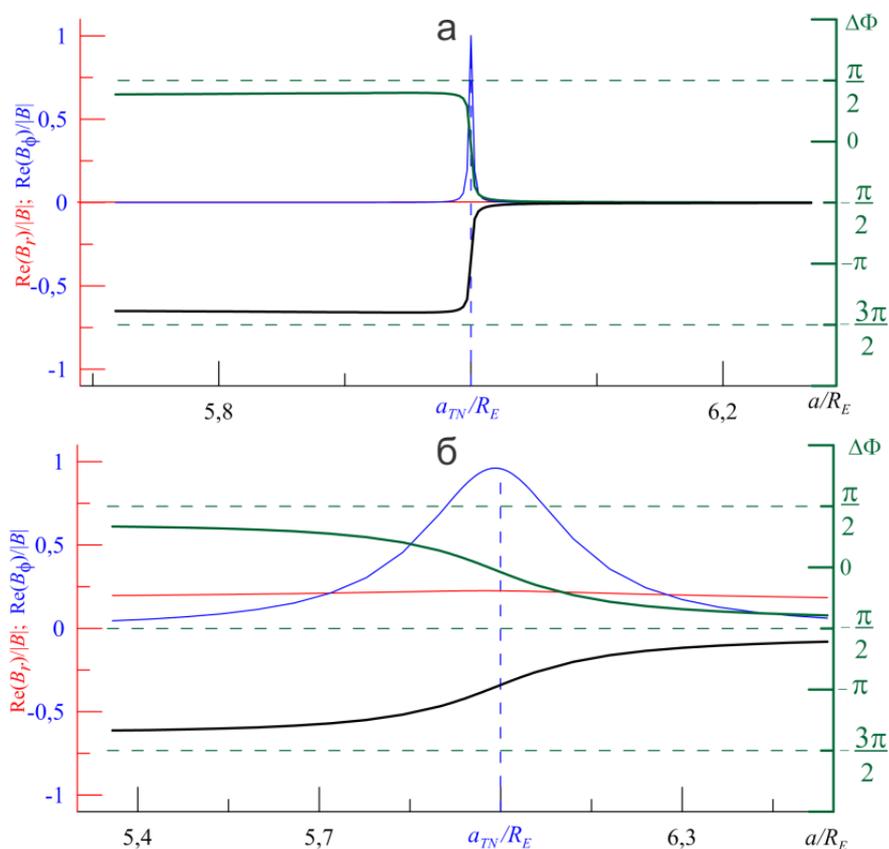


Рисунок 3. Резонансная диссипативная тороидальная волна. Красная и синяя кривые — радиальные (поперёк магнитных оболочек) структуры соответственно радиальной (B_r) и азимутальной (B_ϕ) компонент магнитного поля волны. Зелёная кривая — разность фаз между этими компонентами для затухающих ($\gamma < 0$) колебаний. Чёрная кривая — разность фаз для аналогичных неустойчивых ($0 < \gamma \ll \omega$) колебаний. Слабозатухающие/слабонеустойчивые колебания (а) при $\gamma = 10 - 3\omega$; умеренно затухающие/умеренно неустойчивые колебания при $|\gamma| = 10^{-1}\omega$ (б).

Азимутальная компонента магнитного поля B_ϕ имеет характерный пик в окрестности резонансной поверхности. Ширина этого пика зависит от степени затухания волны. Слабозатухающие/слабонеустойчивые колебания (рис. 3, а) имеют

большую амплитуду и более узкий пик, чем умеренно затухающие/неустойчивые (рис. 3, б).

Разность фаз подобной волны в окрестности тороидальной поверхности меняется на величину π и в области справа от резонансной поверхности стремится к $\Delta\Phi \approx -\pi/2$. Направление изменения фаз зависит от того, является ли волна затухающей или неустойчивой: в первом случае значение разности фаз уменьшается от $\Delta\Phi \approx \pi/2$ при движении наружу в направлении поперёк магнитных оболочек, во втором случае разность фаз увеличивается от значения $\Delta\Phi \approx -3\pi/2$. Учитывая особенность функции $\text{arctg}x$, разность фаз для удобства восприятия можно свободно сдвигать на любые значения, кратные π .

Графики для полоидальной волны с $m = 500$ представлены на рисунке 4. Полоидальная поверхность расположена на оболочке $L = a_{PN}/R_E = 5.3$, а тороидальная на оболочке $L = a_{TN}/R_E = 6$. В случае колебаний с $|\gamma| = 10^{-3}\omega$ волна генерируется в окрестности полоидальной поверхности, а затем движется поперек оболочек к тороидальной, меняя поляризацию (рис. 4, а). Однако в случае умеренно затухающих/неустойчивых колебаний поведение радиальной компоненты магнитного поля B_r становится похожим на случай резонансной волны с характерным пиком в окрестности полоидальной резонансной поверхности a_{PN} (рис. 4, б).

Разность фаз составляет $\Delta\Phi = \pi/2$ для затухающих и $\Delta\Phi = -3\pi/2$ для растущих на асимптотике слева от полоидальной поверхности. При этом справа от тороидальной поверхности разность для обоих случаев составляет $\Delta\Phi = -\pi/2$. В области прозрачности $a_{P1} < a < a_{T1}$ радиальная структура альфвеновских колебаний с $|\gamma| = 10^{-3}\omega$ представляет собой волну, бегущую от полоидальной к тороидальной резонансной поверхности. В области прозрачности функция $\Delta\Phi(a)$ имеет малые периодические колебания возле среднего значения $\Delta\Phi = 0$ для слабозатухающих колебаний и $\Delta\Phi = -\pi$ для слабонеустойчивых, которые исчезают для умеренно затухающих/неустойчивых колебаний (рис. 4, б).

Наконец построим такие графики для гармоник поперечных резонаторов, которые могут формироваться в окрестностях экстремумов в распределении по-

лоидальных собственных частот. На рисунке 5 приведена поперечная структура для ряда гармоник полоидальных волн, а также разность фаз между компонентами магнитного поля.

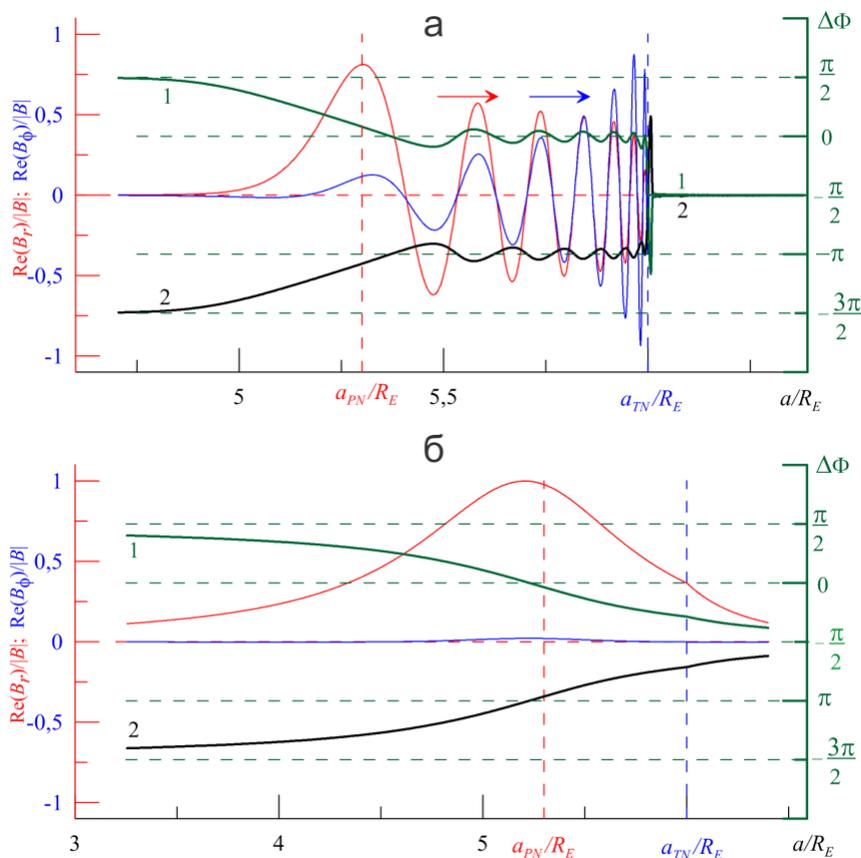


Рисунок 4. Графики для основной гармоники стоячих альфвеновских волн с предельно большим азимутальным волновым числом ($m = 500$). Красная и синяя кривые — радиальные (поперёк магнитных оболочек) структуры соответственно радиальной (B_r) и азимутальной (B_ϕ) компонент магнитного поля волны. Зелёная кривая — разность фаз между этими компонентами для затухающих ($\gamma < 0$) колебаний. Чёрная кривая — разность фаз для аналогичных неустойчивых ($0 < \gamma \ll \omega$) колебаний. Слабозатухающие/слабонеустойчивые колебания при $|\gamma| = 10^{-3}\omega$ (а); умеренно затухающие/умеренно неустойчивые колебания при $|\gamma| = 10^{-1}\omega$ (б).

В таком случае разность фаз внутри резонатора меняется между $\pi/2$ и $-\pi/2$. Количество таких переходов составляет $2n + 1$, где n — номер поперечной гармоники резонатора.

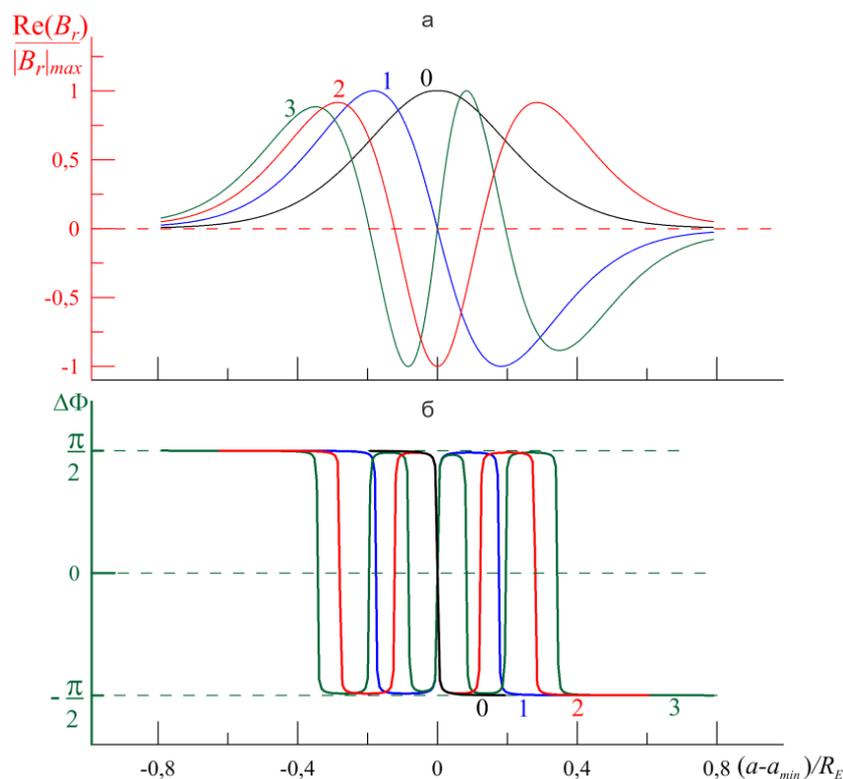


Рисунок 5. Пример построения структуры и разности фаз для ряда гармоник полоидальных волн ($m = 50$, в направлении вдоль силовых линий $N = 1$) в резонаторе (разные цвета соответствуют разным гармоникам): a — величина радиальной компоненты магнитного поля для разных номеров собственных мод резонатора; b — разность фаз для соответствующих гармоник.

Аналогичные графики построены для кинетических волн. Для них резонатор формируется между тороидальными резонансными поверхностями, которые для кинетических волн являются обычными точками поворота.

В Главе 3 представлен пример использования метода, описанного ранее, для анализа случая наблюдения квазимонохроматической альфвеновской волны с меняющейся поляризацией спутником Van Allen Probes (RBSP-A) 23 октября 2012 г. В статье [Leonovich et al., 2015] была предложена следующая интерпретация события. Авторы предположили, что спутник пересёк область локального максимума в радиальном распределении собственных альфвеновских частот. Альфвеновские волны, сгенерированные на полоидальных резонансных поверхностях по обе стороны от максимума, бегут поперёк магнитных оболочек в противоположных на-

правлениях к соответствующим тороидальным поверхностям, меняя свою поляризацию.

В Разделе 3.1 представлены результаты обработки спутниковых данных для данного события. На рисунке 6 показаны возмущённые поперечные компоненты магнитного поля и разность их фаз, определенных с использованием преобразования Гильберта.

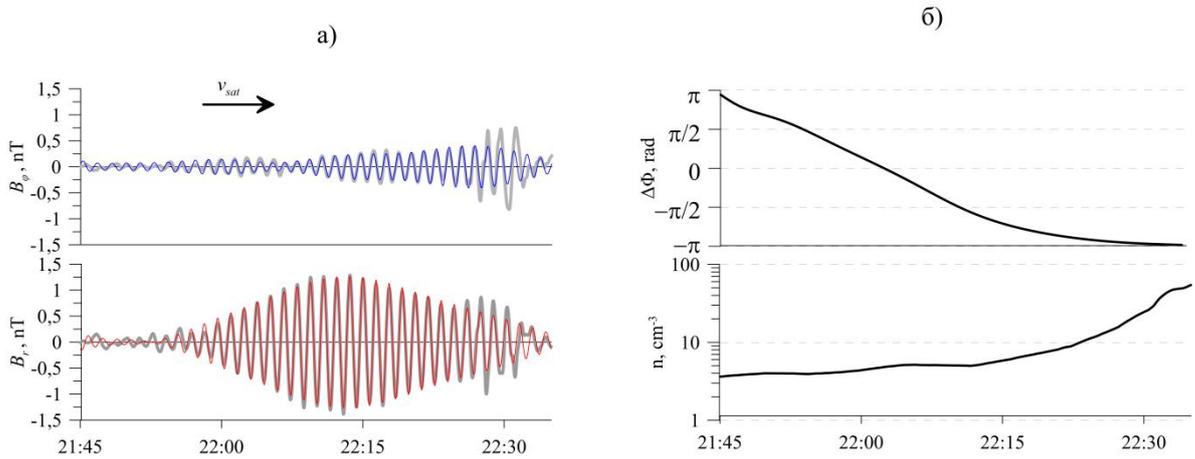


Рисунок 6. Результаты обработки спутниковых измерений для события (а). Серые кривые — поперечные компоненты магнитного поля до применения узкополосного фильтра, синяя и красная кривые — азимутальная и радиальная компоненты магнитного поля после применения узкополосного фильтра; б — разность фаз $\Delta\Phi$, а также концентрация электронов в логарифмическом масштабе.

Выделенные с помощью узкополосного фильтра компоненты магнитного поля практически совпадают с исходными, что свидетельствует о том, что волна практически монохроматическая. За время события концентрация электронов увеличилась на порядок, что, вероятно, связано с пересечением спутником области плазмопаузы. Разность фаз меняется монотонно от π до $-\pi$, указывая на то, что спутник несколько раз пересёк области прозрачности и непрозрачности.

В Разделе 3.2 проведено сопоставление результатов обработки спутниковых данных с численными расчётами. Результаты численных расчётов показаны на рисунке 7.

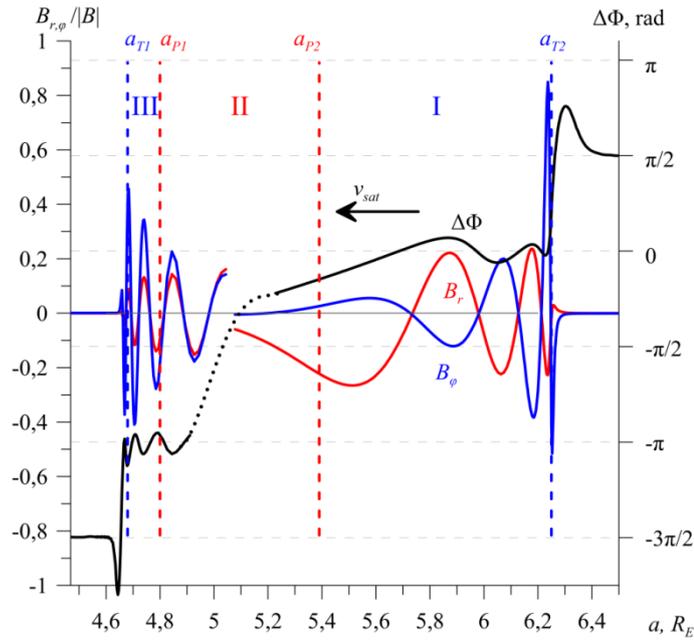


Рисунок 7. Результаты численных расчётов для рассматриваемого события. Синяя и красная кривые — азимутальная и радиальная компоненты магнитного поля соответственно, чёрная кривая — разность фаз. Штриховые вертикальные линии — положения резонансных поверхностей для частоты наблюдаемого события.

Наиболее вероятный вариант события с учётом модельного расчета подтверждает ранее предложенную гипотезу. В 22:00 UT спутник находился в области непрозрачности, где $\Delta\Phi \approx \pi/2$. Затем, в 22:05 UT он вошел в область прозрачности I, где разность фаз прошла через нуль, что характерно для волны, убегающей от полоидальной резонансной поверхности.

После пересечения этой области в 22:10 UT спутник вошел в область непрозрачности II в окрестности локального максимума распределения частот, где сдвиг фаз стремится к асимптотическому значению $\Delta\Phi \approx -\pi/2$. Стоит отметить, что амплитуда радиальной компоненты магнитного поля в этой области максимальна: только величина разности фаз указывает на наличие области непрозрачности между этими полоидальными поверхностями. Вероятно, это связано с близким расположением резонансных поверхностей в реальной магнитосфере. Наконец, после 22:20 UT спутник вошел в область прозрачности III, где фазовый сдвиг стремится к асимптотическому значению $\Delta\Phi \approx -\pi$, что характерно для волны,

убегающей от полоидальной резонансной поверхности. Дальнейшую эволюцию колебаний проследить не удалось, поскольку их амплитуда упала до уровня шума.

Таким образом, анализ поперечных компонент магнитного поля, а также разности фаз между ними, позволил подтвердить и дополнить интерпретацию события, предложенную ранее в работе [Leonovich et al., 2015].

В Заключение сформулированы основные результаты работы.

1. Построена модель среды для диссипативного слоя, расположенного в области плазмопаузы. Изучена структура резонансных кинетических альфвеновских волн в этой области, а также впервые представлен метод построения разности фаз между поперечными компонентами поля. Предложена новая аналитическая формула для оценки плотности потока энергии, способного формировать SAR-дуги.

2. Построены графики поперечных компонент магнитного поля, а также разности фаз для различных типов альфвеновских волн. Показано, что такая совокупность графиков однозначно связана с поперечной (радиальной) структурой монохроматической альфвеновской волны, что может использоваться для определения ее типа при анализе спутниковых наблюдений по данным одного инструмента одного аппарата.

3. С использованием данного метода исследовано событие, зарегистрированное спутником Van Allen Probes 23 октября 2012 г. Удалось подтвердить предположение, что наблюдаются полоидальные альфвеновские волны, сгенерированные на соседних резонансных поверхностях в окрестности максимума распределения собственных частот, которые разбегаются в противоположных направлениях к соответствующим тороидальным поверхностям.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Leonovich A.S., Kozlov D.A., **Vlasov A.A.** Kinetic Alfvén waves near a dissipative layer // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2021. Vol. 126, No. 10. P. e2021JA029580.

2. Leonovich A.S., Zong Q.-G., Kozlov D.A., **Vlasov A.A.** “Phase portraits” of Alfvén waves in magnetospheric plasma // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022. Vol. 127, No. 6. P. e2022JA030432.

3. Kozlov D.A., Leonovich A.S., **Vlasov A.A.** Determining the radial structure of high-m Alfvén wave by means of the “phase portrait” method // *Advances in Space Research*. 2024. Vol. 73, No. 1. P. 624–631.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Ахиезер А.И. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 720 с.

Леонович А.С., Мазур В.А. Линейная теория МГД-колебаний магнитосферы. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2016. 480 с. ISBN 978-5-9221-1687-9.

Agapitov O.V., Cheremnykh O.K. Magnetospheric ULF waves driven by external sources // *Advances in Astronomy and Space Physics*. 2013. Vol. 3. P. 12–19.

Alfvén H. Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves // *Nature*. 1942. Vol. 150, No. 3805. P. 405–406. DOI: 10.1038/150405d0.

Allan W., White S.P., Poulter E.M. Impulse-excited hydromagnetic cavity and field-line resonances in the magnetosphere // *Planetary and Space Science*. 1986. Vol. 34, no. 4. P. 371–385. DOI: 10.1016/0032-0633(86)90144-3.

Alperovich L.S., Fedorov E.N. Hydromagnetic waves in the magnetosphere and the ionosphere. New York: Springer Science + Business Media B.V. 2007. 426 pp.

Angelopoulos V. The THEMIS Mission // *Space Science Reviews*. 2008. Vol. 141. P. 5–34. DOI: 10.1007/s11214-008-9336-1.

Chelpanov M.A., Mager O.V., Mager P.N., et al. Properties of frequency distribution of Pc5-range pulsations observed with the Ekaterinburg decameter radar in the nightside ionosphere // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2018. Vol. 167. P. 177–183. DOI: 10.1016/j.jastp.2017.12.002.

Chen L., Cowley S.C. On field line resonances of hydromagnetic Alfvén waves in dipole magnetic field // *Geophysical Research Letters*. 1989. Vol. 16, no. 8. P. 895–897. DOI: 10.1029/GL016i008p00895.

Chen L., Hasegawa A. A theory of long-period magnetic pulsations: 1. Steady state excitation of field line resonance // *Journal of Geophysical Research*. 1974. Vol. 79, No. 7. P. 1024–1032.

Credland J., Mecke G., Ellwood J. The CLUSTER Mission: ESA's Spacefleet to the Magnetosphere // *Space Science Reviews*. 1997. Vol. 79. P. 33–64.

Cummings W.D., O'Sullivan R.J., Coleman Jr. P.J. Standing Alfvén waves in the magnetosphere // *Journal of Geophysical Research*. 1969. Vol. 74, No. 3. P. 778-793.

Elsden T., Wright A.N. Polarization properties of 3-D field line resonances // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022. Vol. 127, No. 2. P. e2021JA030080.

Elsden T., Wright A.N. The theoretical foundation of 3-D Alfvén resonances: Time-dependent solutions // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2017. Vol. 122, No. 3. P. 3247–3261.

Goertz C.K. Kinetic Alfvén waves on auroral field lines // *Planetary and Space Science*. 1984. Vol. 32. P. 1387–1392. DOI: 10.1016/0032-0633(84)90081-3.

Gold T. Motions in the magnetosphere of the Earth // *Journal of Geophysical Research*. 1959. Vol. 64, no. 9. P. 1219–1224. DOI: 10.1029/JZ064i009p01219.

Greifinger C. Feasibility of ground-based generation of artificial micropulsations // *Journal of Geophysical Research*. 1972. Vol. 77. P. 6761–6773. DOI: 10.1029/JA077i034p06761.

Hasegawa A., Chen L. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén wave // *Physics of Fluids*. 1976. Vol. 19, No. 12. P. 1924–1934. DOI: 10.1063/1.861427.

Hasegawa A., Mima K. Anomalous transport produced by kinetic Alfvén wave turbulence // *Journal of Geophysical Research*. 1978. Vol. 83, No. A3. P. 1117–1124.

Hughes W.J. The effect of the atmosphere and ionosphere on long period magnetospheric micropulsations // *Planetary and Space Science*. 1974. Vol. 22. P. 1157–1172. DOI: 10.1016/0032-0633(74)90001-4.

Keiling A. Alfvén Waves and Their Roles in the Dynamics of the Earth's Magnetotail: A Review // *Space Science Reviews*. 2009. Vol. 142. P. 73–156.

Lee D.H., Lysak R.L. Effects of azimuthal asymmetry on ULF waves in the dipole magnetosphere // *Geophysical Research Letters*. 1990. Vol. 17, No. 1. P. 53–56. DOI: 10.1029/GL017i001p00053.

Leonovich A.S., Mazur V.A. Resonance excitation of standing Alfvén waves in an axisymmetric magnetosphere (monochromatic oscillations) // *Planetary and Space Science*. 1989. Vol. 37, no. 8. P. 1095–1108. DOI: 10.1016/0032-0633(89)90081-0.

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 // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2015. Vol. 120. P. 5443–5454.

Manweiler J.W., Breneman A., Niehof J., et al. Science of the Van Allen Probes Science Operations Centers // *Space Science Reviews*. 2022. Vol. 218, No. 8. P. 66. DOI: 10.1007/s11214-022-00919-x.

Min K., Takahashi K., Ukhorskiy A.Y., et al. Second harmonic poloidal waves observed by Van Allen Probes in the dusk-midnight sector // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2017. Vol. 122. P. 3013–3039. DOI: 10.1002/2016JA023770.

Pilipenko V.A. ULF waves on the ground and in space // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1990. Vol. 52. P. 1193–1209.

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 // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2013. Vol. 102. P. 235–242. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.06.001.

Radoski H.R. A theory of latitude dependent geomagnetic micropulsations: The asymptotic fields // *Journal of Geophysical Research*. 1974. Vol. 79. P. 595–603.

Rankin R., Samson J.C., Tikhonchuk V.T. Parallel electric fields in dispersive shear Alfvén waves in the dipolar magnetosphere // *Geophysical Research Letters*. 1999. Vol. 26. P. 3601–3604.

Southwood D.J. Some features of field line resonances in the magnetosphere // *Planetary and Space Science*. 1974. Vol. 22. P. 483–491.

Stasiewicz K., Bellan P., Chaston C., et al. Small Scale Alfvénic Structure in the Aurora // *Space Science Reviews*. 2000. Vol. 92. P. 423–533. DOI: 10.1023/A:1005207202143.

Takahashi K., Denton R.E., Fennell J.F., et al. Van Allen Probes observations of second-harmonic poloidal standing Alfvén waves // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018. Vol. 123. P. 611–637. DOI: 10.1002/2017JA024639.

Tamao, T. Transmission and coupling resonance of hydromagnetic disturbances in the non-uniform Earth's magnetosphere // *Science Reports of Tohoku University*. 1965. Vol. 17. P. 43–54.

Wright A.N. Coupling of fast and Alfvén modes in realistic magnetospheric geometries // *Journal of Geophysical Research*. 1992. Vol. 97, No. A6. P. 6429–6438. DOI: 10.1029/91JA02655.

Wright A.N., Elsdén T. The theoretical foundation of 3D Alfvén resonances: Normal modes // *The Astrophysical Journal*. 2016. Vol. 833, No. 2. P. 230.

Zhang Y., Paxton L.J., 2021. *Space Physics and Aeronomy, Magnetospheres in the Solar System*. John Wiley & Sons.

Отпечатано в издательском отделе ИСЗФ СО РАН

Заказ № от

Объем 26 с. Тираж 150 экз.