

УЛЬТРА-НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ВОЛНЫ В МАГНИТОСФЕРЕ: ОБЗОР

Д.Ю. Климушкин, П.Н. Магер

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
 klimush@iszf.irk.ru

A REVIEW ON ULTRA-LOW-FREQUENCY WAVES IN THE MAGNETOSPHERE

D.Yu. Klimushkin, P.N. Mager

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
 klimush@iszf.irk.ru

Аннотация. Статья посвящена обзору основных свойств УНЧ-волн в магнитосфере Земли. Рассмотрены ключевые моменты теории этих волн в рамках магнитной гидродинамике, в том числе резонансная теория генерации альфвеновских волн. Кратко описано резонансное взаимодействие волн и частиц, кинетические эффекты в УНЧ-волнах, источники УНЧ-волн в магнитосфере.

Ключевые слова: магнитосфера, УНЧ-волны, взаимодействие волна-частица.

Abstract. The paper overviews the properties of the ULF waves in the Earth's magnetosphere. The key moments of the theory of such waves in the magnetohydrodynamics are considered, including theory of the resonant generation of the Alfvén waves. Briefly discussed are the wave-particle resonant interaction, kinetic effects in the ULF waves, and the sources of the ULF waves in the magnetosphere.

Keywords: magnetosphere, ULF waves, wave-particle interaction.

ВВЕДЕНИЕ

В земной магнитосфере наблюдается большое количество низкочастотных колебаний и волн, которые обычно делятся на три частотных диапазона:

- очень низкочастотные (ОНЧ) волны: частоты от 3 кГц до 30 кГц;
- крайне низкочастотные (КНЧ) волны: частоты от 5 Гц до 3 кГц;
- ультра-низкочастотные (УНЧ) волны, или геомагнитные пульсации: частоты ниже 5 Гц.

УНЧ-волны характеризуются тем, что их частоты ниже гирочастоты протонов. Впервые такие волны обнаружил Балфор Стюарт в еще 1859 г. После работ Дж. Данжи [1954 г.] стало ясно, что большинство из них представляют собой магнитогиродинамические (МГД) колебания земной магнитосферы [Dungey, 1954]. Данная статья посвящена рассмотрению основных вопросов физики УНЧ-волн.

Наблюдения УНЧ-волн в магнитосфере производятся с помощью как наземных, так и спутниковых средств. К наземным средствам относятся магнитометры, радары, оптические камеры (в авроральной области). В первом случае фиксируется изменение магнитного поля, связанное с прохождением волны. В случае радарных измерений фиксируется электрический дрейф плазмы, связанный с наличием у волны электрического поля. Если волна наблюдается с помощью оптических камер, то в конечном итоге фиксируются потоки вторгающихся в атмосферу энергичных частиц, модулированные пульсациями магнитного поля Земли. В случае спутниковых наблюдений фиксируются пульсации магнитного и электрического полей, а также связанные с волной потоки заряженных частиц.

КЛАССИФИКАЦИЯ УНЧ-ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ

УНЧ-волны делятся на два основных класса: непрерывные пульсации Pc (pulsations continuous) и ирре-

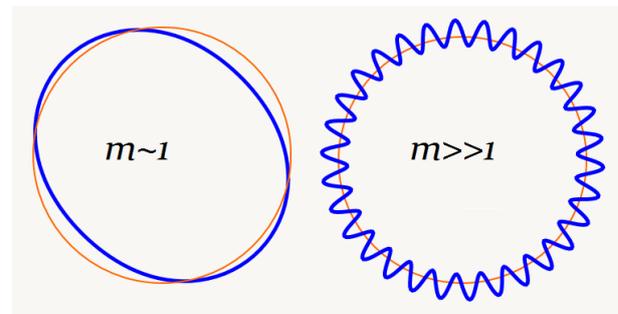


Рис. 1. Азимутально-крупномасштабные ($m \sim 1$) и азимутально-мелкомасштабные ($m \gg 1$) волны

гулярные пульсации Pi (pulsations irregulares). Каждый из этих классов подразделяется на несколько подклассов, в соответствии с их частотой. Короткопериодическими УНЧ-волнами (Pc1, Pi1) считаются пульсации с периодами от 0.2 до 10 с, длиннопериодическими (Pc3-5, Pi2) — с периодами от 10 до 600 с. Предполагается, что короткопериодические волны представляют собой волновые пакеты, бегущие вдоль силовой линии, длиннопериодические — стоячие волны, замкнутые между магнитосопряженными точками ионосферы.

В настоящее время длиннопериодические волны также подразделяют на два класса: азимутально-крупномасштабные (азимутальные волновые числа $m \sim 1$) и азимутально-мелкомасштабные ($m \gg 1$) волны (рис. 1). Наконец, есть еще один признак, в соответствии с которым классифицируют длиннопериодические УНЧ-волны: поляризация волн (рис. 2). Тороидальными называют такие волны, в которых вектор магнитного поля колеблется в основном в азимутальном направлении. Полоидальные волны — это такие волны, в которых вектор магнитного поля колеблется в основном в радиальном направлении. Наконец, компрессионные волны — это такие волны, в которых имеет место изменение модуля магнитного поля.

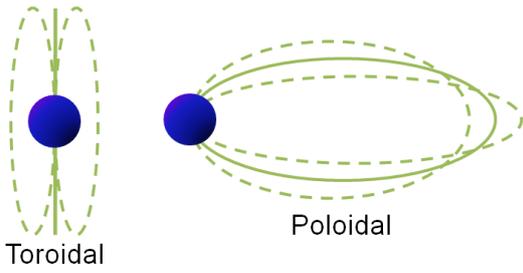


Рис. 2. Колебание магнитного поля в тороидальных и полоидальных волнах

**ТЕОРИЯ УНЧ-ВОЛН:
МАГНИТОГИДРОДИНАМИКА**

Как известно, в плазме существует три моды магнитогидродинамических (МГД) колебаний: альфвеновские волны, быстрый и медленный магнитный звук. Альфвеновские волны характеризуются дисперсионным уравнением

$$\omega^2 = k_p^2 v_A^2. \tag{1}$$

Здесь ω — частота волны, k — волновой вектор, индекс \parallel указывает на продольную компоненту вектора (вдоль невозмущенного магнитного поля), v_A — альфвеновская скорость, определяемая соотношением

$$v_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0},$$

где B_0 — невозмущенное магнитное поле и ρ_0 — невозмущенная плотность плазмы.

Альфвеновские волны переносят энергию вдоль силовых линий. Магнитное поле колеблется поперек волнового вектора и вектора невозмущенного магнитного поля. Модуль магнитного поля не меняется. Именно с альфвеновскими волнами обычно ассоциируется подавляющее большинство УНЧ-волн.

В отличие от альфвеновских волн быстрый магнитный звук (БМЗ) распространяется изотропно. Дисперсионное уравнение БМЗ имеет вид

$$\omega^2 = (k_p^2 + k_{\perp}^2) v_A^2. \tag{2}$$

Здесь k_{\perp} — поперечная компонента волнового вектора. Скорость распространения БМЗ равна альфвеновской. В БМЗ магнитное поле колеблется не только по направлению, но и по величине. Плазменное и магнитное давления в БМЗ колеблются в фазе: магнитное поле как бы переносит плазму с собой.

Альфвеновская и БМЗ-моды могут существовать и в холодной, и в горячей плазме. Третья МГД-мода называется медленный магнитный звук (ММЗ). В отличие от них третья МГД-мода, медленный магнитный звук (ММЗ) может существовать только в плазме конечного давления. Дисперсионное уравнение ММЗ (в пределе $k_{\perp} \ll k_p$, наиболее интересном с точки зрения теории космической плазмы) выглядит очень похоже на дисперсионное уравнение альфвеновских волн:

$$\omega^2 = k_p^2 v_C^2, \tag{3}$$

только вместо альфвеновской скорости v_A там фигурирует скорость медленного магнитного звука

$$v_C^2 = \frac{v_A^2 v_S^2}{v_A^2 + v_S^2},$$

где v_S — скорость звука, определяемая соотношением

$$v_S^2 = \frac{\gamma P_0}{\rho_0}.$$

Здесь γ — показатель адиабаты и P_0 — невозмущенное плазменное давление. В ММЗ магнитное поле колеблется не только по направлению, но и по величине. Существенным отличием от БМЗ является то, что плазменное и магнитное давления колеблются в противофазе: магнитное поле вытесняет плазму из тех областей, где оно возрастает.

Простейшей моделью магнитосферы, учитывающей неоднородность магнитосферной плазмы, является одномерно неоднородная модель с прямыми силовыми линиями, в которой координатная ось X направлена поперек магнитных оболочек, ось Y — в азимутальном направлении, и ось Z — вдоль силовых линий (рис. 3). Все параметры плазмы меняются только вдоль радиальной координаты x . Пусть l — расстояние между магнитосопреженными точками ионосферы. Тогда продольная компонента волнового вектора определяется из соотношения $k_p = \pi N / l$, где целое число N характеризует номер гармоники.

В одномерно неоднородной модели альфвеновская скорость зависит только от радиальной координаты: $v_A = v_A(x)$. Введем понятие альфвеновской резонансной частоты

$$\Omega_N(x) = \frac{\pi N}{l} v_A(x). \tag{4}$$

Поскольку в формуле (1) частота волны и продольная компонента волнового вектора предполагаются фиксированными, дисперсионное уравнение альфвеновской волны может удовлетворяться только на некоторой выделенной (резонансной) магнитной оболочке, на которой частота волны равна резонансной частоте: $\omega = \Omega_N(x)$. Отсюда следует, что альфвеновская волна с фиксированными значениями ω и N должна быть узко локализована вблизи резонансной оболочки.

Введем радиальную и азимутальную компоненты волнового вектора k_x и k_y , тогда имеет место равенство $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$. Очевидно, в одномерно неоднородной плазме величина k_x должна зависеть от радиаль-

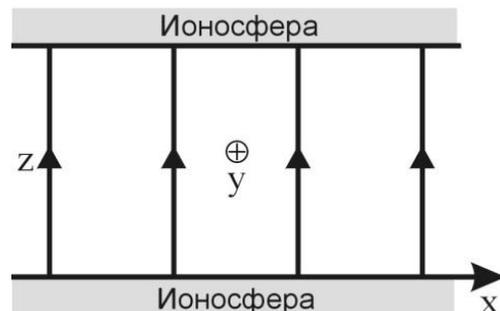


Рис. 3. Одномерно-неоднородная модель магнитосферы с прямыми силовыми линиями

ной координаты. Тогда дисперсионное уравнение БМЗ (2) можно переписать в виде

$$k_x^2(x) = \frac{\omega^2}{v_A^2(x)} - k_y^2 - k_z^2.$$

Отсюда видно, что область распространения волны, где $k_x^2 > 0$ (область прозрачности) имеет место в областях плазмы, характеризуемых малым значением альфвеновской скорости. В магнитосфере альфвеновская скорость убывает от Земли (за счет быстрого уменьшения величины магнитного поля). Благодаря этому область прозрачности БМЗ расположена во внешних областях магнитосферы. Между границей области прозрачности БМЗ и магнитопаузой образуется стоячая волна (глобальная БМЗ-мода). Нетрудно видеть, что альфвеновская резонансная поверхность расположена ближе к Земле, чем область прозрачности БМЗ.

Важной особенностью неоднородной плазмы является то, что разные моды колебаний сцеплены, т. е. не могут распространяться независимо друг от друга. Значит, если в магнитосфере есть глобальная БМЗ-мода, возмущенная некоторым источником (например, источником в солнечном ветре), то должна существовать и резонансная альфвеновская мода. Этому дается следующая физическая интерпретация. Источники на границе магнитосферы (связанные с солнечным ветром) порождают быструю магнитозвуковую волну, распространяющуюся вглубь магнитосферы. Когда БМЗ доходит до границы своей области прозрачности, волна отражается назад. Суперпозиция падающей и отраженной БМЗ-волны приводит к образованию глобальной БМЗ-моды вблизи границы магнитосферы. Часть энергии БМЗ волны просачивается еще глубже и, достигая резонансной магнитной оболочки, порождает альфвеновскую волну, которая узко локализована вблизи резонансной оболочки и является стоячей вдоль силовой линии. Это явление носит название альфвеновского резонанса. Соответствующая структура волнового поля показана на рис. 4. Вблизи резонансной поверхности имеет место особенность волнового поля [Southwood, 1974; Chen, Hasegawa, 1974]:

$$E_x, B_y \sim \frac{1}{x - x_R}; E_y, B_x \sim \ln(x - x_R). \quad (5)$$

Здесь x_R — координата резонансной поверхности. Особенность регулируется посредством учета конечной проводимости ионосферы. Обратим внимание, что особенность в азимутальной компоненте магнитного поля имеет вид полюса, тогда как в радиальной компоненте она является более слабой, логарифмической. Это означает, что альфвеновский резонанс способен генерировать преимущественно тороидальные альфвеновские волны, сильно локализованные поперек магнитных оболочек.

Явление альфвеновского резонанса многократно фиксировалось с помощью наземных магнитометров [Samson, 1988]. Наблюдения с помощью искусственных спутников гораздо более редки [Agaritov et al., 2009].

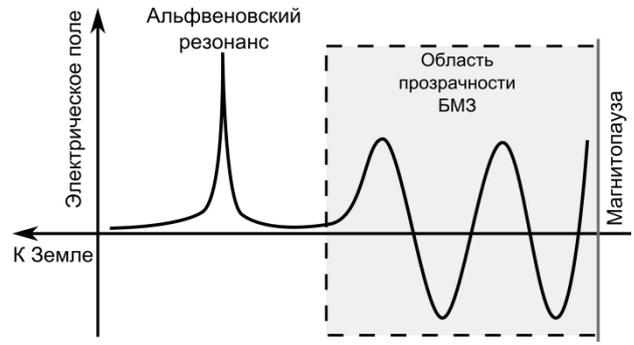


Рис. 4. Структура волнового поля в одномерно неоднородной модели магнитосферы

Данный механизм генерации УНЧ-волн достаточно эффективен только в случае малых азимутальных волновых чисел ($m \sim 1$). Для азимутально-мелкомасштабных волн ($m \gg 1$) он не работает, поскольку в этом случае область локализации БМЗ оказывается очень узкой, и внутрь магнитосферы попадает только мизерная доля энергии изначальной БМЗ-волны [Гульельми, Потапов, 1984]. Отсюда следует, что азимутально-мелкомасштабные волны должны возбуждаться внутренними источниками, непосредственно не связанными с солнечным ветром.

Разумеется, одномерно неоднородная модель является переупрощенной, поскольку она не учитывает кривизну силовых линий и неоднородность плазмы и магнитного поля вдоль силовых линий. Более реалистичными являются двумерно неоднородные модели, в которых эти факторы учтены, но магнитосфера считается аксиально-симметричной. В этом случае область прозрачности БМЗ по-прежнему расположена в области малых значений альфвеновской скорости. По этой причине БМЗ локализован вблизи геомагнитного экватора по продольной координате и вблизи магнитопаузы по радиальной координате. Альфвеновская волна по-прежнему распределена по всей длине силовой линии. Ввиду различия продольной структуры альфвеновской и БМЗ-волн альфвеновская резонансная поверхность может оказаться внутри БМЗ-области прозрачности. Описанный выше характер особенности на резонансной поверхности сохраняется [Leonovich, Mazur, 1989; Fedorov et al., 1995].

Интересной особенностью двумерно неоднородной модели магнитосферы является явление поляризованного расщепления спектра: тороидальные и полоидальные альфвеновские колебания характеризуются разными частотами [Radoski, 1967]. В холодной плазме полоидальная альфвеновская частота Ω_{PN} всегда меньше тороидальной Ω_{TN} , в горячей плазме ситуация может быть обратной [Klimushkin et al., 2004]. Соответственно, резонансная магнитная поверхность также расщепляется на две — тороидальную и полоидальную оболочки, определяемые условиями $\omega = \Omega_{TN}(L)$ и $\omega = \Omega_{PN}(L)$, соответственно. Здесь L — параметр Мак-Илвейна, играющий в двумерно неоднородной модели магнитосферы роль радиальной координаты.

Физический смысл тороидальной и полоидальной оболочек был выяснен в работе [Leonovich, Mazur, 1993]. Было показано, что волна возбуждается

вблизи полоидальной поверхности и распространяется в сторону тороидальной поверхности. Вблизи тороидальной поверхности энергия волны поглощается из-за диссипации в ионосфере. В ходе распространения волны ее поляризация меняется от полоидальной до тороидальной. Описанное явление наблюдалось с помощью спутников Van Allen Probe [Leonovich et al., 2015].

В некоторых областях магнитосферы полоидальная альфвеновская частота $\Omega_{pN}(L)$ как функция радиальной координаты может иметь локальный экстремум. Это области плазмопаузы и кольцевого тока. В этих областях волна может быть заперта поперек магнитных оболочек, образуя поперечный резонатор, во всей области существования которого волна имеет приближенно полоидальную поляризацию [Черемных и др., 2016]. Существование таких резонаторов подтверждается спутниковыми и радарными экспериментами [Yeoman et al., 2012; Mager et al., 2018]. Поперечные резонаторы могут служить эффективными аккумуляторами энергии УНЧ-волн, которая в дальнейшем может быть расходуема, например, на ускорение заряженных частиц.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УНЧ-ВОЛН С ЧАСТИЦАМИ

В дрейфовом приближении изменение энергии частицы при взаимодействии с УНЧ-волной описывается выражением:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = qv_{\parallel} \cdot E_{\parallel} + qu_d \cdot E_{\perp} + \mu \frac{\partial B_{\parallel}}{\partial t}, \quad (6)$$

где q — электрический заряд частицы, ε — ее кинетическая энергия, $\mu = mv_{\perp}^2 / 2B_0$ — магнитный момент, u_d — скорость дрейфа в неоднородном магнитном поле. Наиболее эффективный обмен энергии между УНЧ-волной и частицей может происходить при выполнении условия баунс-дрейфового резонанса:

$$\omega - m\omega_d - K\omega_b = 0, \quad (7)$$

где $\langle \omega_d \rangle$ — угловая скорость дрейфа, усредненная по баунс-колебаниям, K — целое число, ω_b — баунс-частота частицы [Southwood et al., 1969]. Величины $\langle \omega_d \rangle$ и ω_b являются функциями энергии и экваториального питч-угла частицы. Существование баунс-дрейфового резонанса подтверждается данными спутниковых экспериментов [Dai et al., 2013; Mager et al., 2018].

В зависимости от начальных условий, частица может как тормозиться, так и ускоряться волной. Во втором случае УНЧ-волны могут отвечать за ускорение высокоэнергичных электронов радиационных поясов и ионов кольцевого тока [Zong et al., 2017].

В зависимости от функции распределения частиц, благодаря взаимодействию волна-частица плазма в целом может либо усиливать волну (создавая неустойчивость), либо способствовать ее бесстолкновительному затуханию. В первом случае имеет место один из механизмов генерации азимутально-мелкомасштабных УНЧ-волн в магнитосфере.

АКТИВНЫЕ ДОЛГОТЫ И FLIP-FLOP ЭФФЕКТ

Общеизвестна секторная структура солнечного магнитного поля и солнечного ветра. Очевидно, что подобные структуры существуют и для других, много более активных звезд. Первые сообщения о существовании у звезд двух выделенных активных долгот появились в конце 80-х гг., в виде двухпятенной модели. Позднее существование двух разнесенных примерно на полпериода активных долгот. Вблизи которых наиболее концентрируются пятна, было показано по фотометрическим наблюдениям для всех типов запятненных звезд — классических RS CVn переменных [Berdyugina, Tuominen, 1998], запятненных карликов [Berdyugina, Järvinen, 2005], молодых post T Tau звезд и переменных типа FK Com [Jetsu et al., 1993]. Устойчивые активные долготы также хорошо видны из длительных серий доплеровских карт [Berdyugina, 1998].

Хотя активные долготы очень устойчивы, находящиеся на них запятненные области демонстрируют изменение площади со временем. В то время как запятненные области вблизи одной долготы уменьшаются, области в противоположном полушарии растут и происходит перераспределение запятненных площадей между двумя полушариями. Когда эти области сравниваются по площади пятен, происходит переключение доминирующей активности с одной долготы на другую — так называемый flip-flop эффект. Впервые такой эффект обнаружили по фотометрическим наблюдениям FK Com Йэтсу и др. в 1991 г. [Jetsu et al., 1991]. Бердюгина и Туоинен [Berdyugina, Tuominen, 1998] для четырех звезд типа RS CVn отметили, что такие переключения происходят регулярно, т. е. что можно говорить о новом виде цикла активности. Помимо активных гигантов регулярный flip-flop эффект могут показывать карлики (LQ Hya) и молодые запятненные звезды (AB Dor), хотя у ряда звезд такие переключения могут происходить и нерегулярно. Эффект наличия и переключения активных долгот (с циклом $P_{\text{flip-flop}}=3.7$ лет) обнаружен в слабой степени и на Солнце [Berdyugina, Usoskin, 2003].

Длительности циклов переключения активных долгот не совпадают с циклом пятнообразования, но соотносятся как целые числа $P_{\text{cyc}}/P_{\text{flip-flop}}=3:1, 2:1, 3:2, 5:4$ и пр. Возможно, что эти отношения различаются для одиночных и двойных звезд. У переменных V711 Tau (3:1) и CG Cyg (5:4) циклы flip-flop эффекта проявляются и в запятненности, как более слабые вторичные изменения. При этом смена долгот происходит вблизи эпохи локального минимума площади пятен. Вероятно, такие отношения выражают взаимодействие различных мод звездного динамо.

ТЕОРИЯ УНЧ-ВОЛН: КИНЕТИКА

Поскольку космическая плазма является бесстолкновительной, корректное описание волн в магнитосфере возможно только в рамках кинетики. Учет кинетических эффектов дает несколько важных результатов.

Учет конечного ларморовского радиуса ионов и инерции электронов позволяет регулировать

особенность на поверхности альфвеновского резонанса. Вблизи резонансной поверхности крупномасштабная волна трансформируется в мелкомасштабную (по радиальной координате) кинетическую альфвеновскую волну, распространяющуюся поперек магнитных оболочек [Goertz, 1984].

В бесстолкновительной плазме могут возникать моды компрессионных колебаний, не имеющих аналога в кинетике: зеркально-дрейфовые [Hasegawa, 1989] и дрейфовые компрессионные моды [Crabtree et al., 2003]. Для существования первых из них требуется наличие значительной анизотропии тензора давления плазмы. Их теория в продольно-неоднородном поле не создана. Для существования дрейфовых компрессионных волн требуется только неоднородность плазмы в радиальном направлении. По существу, они представляют собой просто колебания кольцевого тока в магнитосфере. С дрейфовыми компрессионными модами отождествляют значительную часть азимутально-мелкомасштабных волн Pc5, наблюдаемых с помощью спутников и радаров [Rubtsov et al., 2018; Chelpanov et al., 2014].

Наконец, с помощью кинетики изучаются неустойчивости, приводящие к генерации УНЧ-волн в присутствии неоднородности плазмы и наличия инверсного участка на функции распределения заряженных частиц по энергии. Предполагается, что эти неустойчивости являются механизмами генерации азимутально-мелкомасштабных УНЧ-волн в магнитосфере [Southwood et al., 1969; Михайловский и Похотелов, 1977].

ИСТОЧНИКИ УНЧ-ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ

Как уже говорилось, азимутально-крупномасштабные и мелкомасштабные волны имеют разные механизмы генерации. Источники азимутально-крупномасштабных волн в конечном итоге связаны с солнечным ветром. Это могут быть резкие скачки давления солнечного ветра [Золотухина, 2010; Клибанова и др., 2014] или крупномасштабные МГД-неустойчивости на магнитопаузе: неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [Walker, 1981; Мазур, Чуйко, 2011], Крускала-Шварцшильда [Plaschke, Glassmeier, 2011] или Релея-Тейлора [Гульельми, др., 2010]. Волны также могут проникать в магнитосферу непосредственно из солнечного ветра. В этом случае они могут генерироваться из-за плазменных неустойчивостей на фронте межпланетной ударной волны [Потапов, 1974] или различными плазменными процессами непосредственно в верхних слоях солнечной атмосферы [Guglielmi, Potapov, 2017]. Все эти механизмы приводят к возникновению БМЗ-волны, распространяющейся поперек магнитных оболочек и генерирующей тороидально-поляризованную альфвеновскую волну посредством резонансного механизма, описанного выше.

Азимутально-мелкомасштабные волны генерируются источниками внутри магнитосферы, в конечном итоге связанными с наличием в плазме высокоэнергичных частиц. Обычно предполагается, что в плазме развиваются неустойчивости, приводящие к генерации альфвеновских или дрейфовых

компрессионных волн [Southwood et al., 1969; Михайловский, Похотелов, 1977]. Посредством такого механизма могут генерироваться волны с поперечной поляризацией, зачастую имеющие значительную компрессионную компоненту магнитного поля. Это видно хотя бы из уравнения (6): за обмен энергией между волной и частицей отвечает либо компрессионная компонента магнитного поля волны (B_{\parallel}), либо азимутальная компонента электрического поля волны (поскольку дрейф направлен по азимуту), которой соответствует радиальная компонента магнитного поля. Другой механизм генерации заряженными частицами связан с суббуревой инжекцией облаков заряженных частиц, которые создают переменные токи, генерирующие волны [Гульельми, Золотухина, 1980; Магер, Климушкин, 2007].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение УНЧ-волн в магнитосфере является бурно развивающейся областью физики магнитосферы. Основные нерешенные проблемы связаны с развитием кинетической и магнитогидродинамической теории этих волн в трехмерно-неоднородных моделях магнитосферы, а также с верификацией уже существующих моделей с помощью наземных и спутниковых экспериментов.

Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гульельми А.В., Золотухина Н.А. Возбуждение альфвеновских колебаний магнитосферы асимметричным кольцевым током // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. М.: Наука, 1980. Вып. 50. С. 129–138.
- Гульельми А.В., Потапов А.С., Об особенностях поля МГД-волны в неоднородной плазме // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. М.: Наука, 1984. Вып. 70. С. 149–157.
- Гульельми А.В., Потапов А.С., Клайн Б.С. Комбинированная неустойчивость Рэлея-Тейлора-Кельвина-Гельмгольца на магнитопаузе // Солнечно-земная физика. 2010. Вып. 15 (128). С. 24–27.
- Золотухина Н.А. Волновые эффекты внезапного импульса и начала суббури в утреннем секторе магнитосферы 4 января 2001 г. // Солнечно-земная физика. 2010. Вып. 15 (128). С. 38–43.
- Клибанова Ю.Ю., Мишин В.В., Цэгмэд Б. Особенности дневных длинопериодных пульсаций, наблюдаемых во время импульса солнечного ветра на фоне суббури 1 августа 1998 г. // Космические исследования. 2014. Т. 52, № 6. С. 459–467.
- Магер П.Н., Климушкин Д.Ю. Генерация альфвеновских волн движущейся неоднородностью плазмы в магнитосфере // Физика плазмы. 2007. Т. 33, № 5. С. 435–442.
- Мазур В.А. Резонансное возбуждение магнитосферы гидромагнитными волнами, падающими из солнечного ветра // Физика плазмы. 2010. Т. 36, № 11. С. 1013–1023.
- Мазур В.А., Чуйко Д.А. Возбуждение магнитосферного МГД-резонатора неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 979–1000.
- Михайловский А.Б., Похотелов О.А. Возбуждение альфвеновских волн быстрыми ионами в плазме конечного давления // Журнал технической физики. 1977. Т. 47, вып. 7. С. 1355–1360.
- Потапов А.С. Возбуждение геомагнитных пульсаций типа Pc3 перед фронтом околосолнечной ударной волны пуч-

- ком отраженных протонов // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. 1974. Вып. 34. С. 3–12.
- Черемных О.К., Климушкин Д.Ю., Магер П.Н. О структуре азимутально-мелкомасштабных УНЧ-колебаний горячей космической плазмы в кривом магнитном поле. Моды с дискретным спектром // Кинематика и физика небесных тел. 2016. Т. 32, № 3. С. 26–39.
- Agapitov O., Glassmeier K.-H., Plaschke F., et al. Surface waves and field line resonances: A THEMIS case study // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. A00C27.
- 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 // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2018. V. 167. P. 177–183.
- Chen L., Hasegawa A. A theory of long period magnetic pulsations. 1. Steady state excitation of field line resonance // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79. P. 1024–1032.
- Crabtree C., Horton W., Wong H.V., et al. Bounce-averaged stability of compressional modes in geotail flux tubes // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108 (A2). P. 1084. DOI: [10.1029/2002JA009555](https://doi.org/10.1029/2002JA009555).
- Dai L., et al. Excitation of poloidal standing Alfvén waves through drift resonance wave-particle interaction // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. P. 4127–4132. DOI: [10.1002/grl.50800](https://doi.org/10.1002/grl.50800).
- Dungey J.M. Electrodynamics of the outer atmosphere // *Penn. State Ionos. Res. Lab. Sci. Rep.* 1954. 69.
- Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A., et al. On the theory of field line resonances in plasma configurations // *Physics of Plasmas*. 1995. V. 2, N 2. P. 527–532.
- Goertz C. K. Kinetic Alfvén waves on auroral field lines // *Planet. Space. Sci.* 1984. V. 82. P. 1387–1392.
- Guglielmi A.V., Potapov A.S. Waves from the Sun: to the 100th anniversary of V.A. Troitskaya's birth // *Solar-Terr. Phys.* 2017. V. 3, iss. 3. P. 82–85. DOI: [10.12737/stp-33201709](https://doi.org/10.12737/stp-33201709).
- Klimushkin D. Yu., Mager P.N., Glassmeier K.-H. Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wave numbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere // *Ann. Geophys.* 2004. V. 22, N 1. P. 267–288.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Resonance excitation of standing Alfvén waves in an axisymmetric magnetosphere (Monochromatic oscillations) // *Planet. Space Sci.* 1989. V. 37. P. 1095–1108.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere // *Planet. Space Sci.* 1993. V. 41. P. 697–717.
- Leonovich A.S., Klimushkin D.Yu., 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. V. 120. P. 5443–5454.
- Mager P.N., Mikhailova O.S., Mager O.V., et al. Eigenmodes of the transverse Alfvénic resonator at the plasmapause: A Van Allen Probes case study // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. P. 10796–10804.
- Plaschke F., Glassmeier K.-H. Properties of standing Kruskal-Schwarzschild-modes at the magnetopause // *Ann. Geophys.* 2011. V. 29. P. 1793–1807. DOI: [10.5194/angeo-29-1793-2011](https://doi.org/10.5194/angeo-29-1793-2011).
- Radoski H.R. Highly asymmetric MHD resonances: The guided poloidal mode // *J. Geophys. Res.* 1967. V. 72, N 15. P. 4026–4027. DOI: [10.1029/JZ072i015p04026](https://doi.org/10.1029/JZ072i015p04026).
- Rubtsov A.V., Agapitov O., Mager P.N., et al. Drift resonance of compressional ULF waves and substorm-injected protons from multipoint THEMIS measurements // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018. V. 123. P. 9406–9419.
- Samson J.C. ULF wave studies using ground-based arrays // *Adv. Space Res.* 1988. V. 8, iss. 9–10. P. 399–411.
- Southwood D.J. Some features of field line resonances in the magnetosphere // *Planet. Space Sci.* 1974. V. 22, iss. 3. P. 483–491.
- Southwood D.J., Dungey J.W., Etherington R.J. Bounce resonant interactions between pulsations and trapped particles // *Planet. Space Sci.* 1969. V. 17. P. 349–361.
- Walker A.D.M. The Kelvin-Helmholtz instability in the low-latitude boundary layer // *Planet. Space Sci.* 1981. V. 29. P. 1119–1133.
- Yeoman T.K., James M., Mager P.N., et al. SuperDARN observations of high-m ULF waves with curved phase fronts and their interpretation in terms of transverse resonator theory // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117, A06231.
- Zong Q., Rankin R., Zhou X. The interaction of ultra-low-frequency pc3-5 waves with charged particles in Earth's magnetosphere // *Rev. Mod. Plasma Phys.* 2017. 1: 10.