

Частотно-модулированные ультранизкочастотные волны в околоземном космическом пространстве

А.В. Гульельми, А.С. Потапов

Обзор посвящён ультранизкочастотным электромагнитным волнам естественного происхождения. Рассмотрено многообразие частотно-модулированных волн, источники которых располагаются в ионосфере, в радиационном поясе, на периферии магнитосферы и в солнечном ветре перед фронтом магнитосферы. Основное внимание уделено механизмам формирования частотной модуляции. Анализ частотной модуляции даёт информацию о процессах возбуждения и распространения волн, а также о физических условиях в местах возбуждения и на траассах распространения. Указаны актуальные открытые проблемы физики частотно-модулированных волн.

Ключевые слова: плазма, солнечный ветер, магнитосфера, радиационный пояс, электромагнитные волны, ионно-циклотронная неустойчивость, дисперсия, эффект Доплера

PACS numbers: 94.20.ws, **94.30. – d**, 94.30.Ms

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.06.038777>

Содержание

1. Введение (475).
 2. Серпентинная эмиссия (476).
 - 2.1. Циклотронная неустойчивость межпланетной плазмы.
 - 2.2. Доплер-механизм частотной модуляции.
 - 2.3. Модуляция серпентинной эмиссии гелиосейсмическими колебаниями.
 3. Ожерелье жемчужин (479).
 - 3.1. Волновой пакет в диспергирующей среде.
 - 3.2. Стандартная модель.
 - 3.3. Скачок несущей частоты жемчужин.
 - 3.4. Три проблемы интерпретации жемчужин.
 4. Дискретный сигнал (484).
 - 4.1. Функция Грина траассы распространения.
 - 4.2. Север-южная асимметрия дискретных сигналов.
 5. Пульсации нарастающей частоты (487).
 6. Обсуждение (488).
 7. Заключение (489).
- Список литературы (490).

1. Введение

Околоземное космическое пространство простирается от нижней ионосферы (высота примерно 90 км) до границы магнитосферы. Магнитосфера, сильно вытянутая в анти-солнечном направлении, ограничена так называемой магнитопаузой, расстояние до которой в направлении на Солнце составляет ориентировочно 70000 км [1]. На

этих огромных просторах возбуждается и распространяется богатейшее разнообразие частотно-модулированных электромагнитных волн. Мы сосредоточим внимание на волнах в диапазоне ультранизких частот (УНЧ) — от нескольких миллигерц до нескольких герц [2]. Отличительная особенность УНЧ-волн состоит в том, что их свойства существенным образом зависят от ионной компоненты космической плазмы [3].

Систематика УНЧ-электромагнитных колебаний разработана сотрудниками обсерватории "Борок" Института физики Земли (ИФЗ) АН СССР под руководством В.А. Троицкой в начале 1960-х годов (см., например, [2–4]). В основу классификации положен морфологический принцип, и утверждена биномиальная номенклатура. Все виды колебаний разделены на два класса, названные сокращённо Pc (*pulsations continuous* — регулярные колебания) и Pi (*pulsations irregular* — иррегулярные колебания). Виды колебаний обозначаются символами Pc1 (0,2–5 с), Pc2 (5–10 с), Pc3 (10–45 с), Pc4 (45–150 с), Pc5 (150–600 с), Pi1 (1–40 с), Pi2 (40–150 с). Для справки в скобках указаны соответствующие поддиапазоны периодов колебаний. Систематика была принята на XIII Генеральной ассамблее Международного союза геодезии и геофизики в Беркли в августе 1963 г. Она до сих пор широко используется в геофизической литературе, поскольку даёт возможность ориентироваться в богатейшем разнообразии УНЧ-колебаний земного и космического происхождения.

Разновидностям колебаний обычно присваивают специальные названия. Например, ожерельями жемчужин (*pearl necklace*) называют волны Pc1, динамический спектр которых показан на рис. 1. Общий взгляд на происхождение жемчужин состоит в том, что колебания зарождаются во внешнем радиационном поясе и распространяются к земной поверхности вдоль геомагнитных силовых линий. Событие, показанное на рисунке, наблюдалось перед местной полуночью. Сигнал записан с вы-

А.В. Гульельми^(1,а), А.С. Потапов^(2,б)

⁽¹⁾ Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,
ул. Большая Грузинская 10, стр. 1, 123242 Москва,
Российская Федерация

⁽²⁾ Институт солнечно-земной физики СО РАН,
ул. Лермонтова 126А, 664033 Иркутск, Российская Федерация
E-mail: ^(а) guglielmi@mail.ru, ^(б) potapov@iszf.irk.ru

Статья поступила 29 марта 2020 г.,
после доработки 9 июня 2020 г.

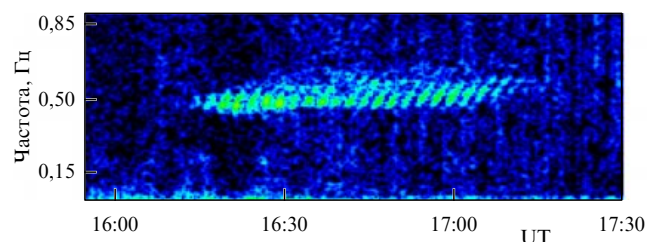


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Разновидность волн Pc1, известная под названием "жемчужины" (pearls). Волны зарегистрированы в обсерватории "Норильск" 03.05.2012. UT (Universal Time) — Всемирное время.

хода индукционного магнитометра LEMI-30, установленного на высокоширотной комплексной магнитно-ионосферной обсерватории "Норильск" при низком уровне геомагнитной активности. Серия колебаний состоит из квазипериодической последовательности структурных элементов. Их для краткости иногда называют райзингами (*risings*) или сигналами растущего тона. В данном случае средний период повторения райзингов равен 160 с. Длительность серии около 1 ч, её несущая частота почти не изменяется со временем, лишь немного повышаясь от 0,50 Гц в начале серии до 0,56 Гц к её концу.

Анализ частотной модуляции даёт нам информацию о механизмах возбуждения и распространения волн, а также о физических условиях в местах возбуждения и на трассах распространения. Вполне понятно, что в естественных условиях частотная модуляция сопровождается также амплитудной модуляцией. Однако, во-первых, амплитудная модуляция менее информативна, чем частотная, а во-вторых, она уже довольно подробно исследована и описана в обзорной литературе. Именно этим мотивирован выбор темы данного обзора. При написании обзора мы старались учитывать ценный опыт, накопленный отечественной школой радиофизики при разработке учения о модулированных колебаниях и волнах [5, 6]. Стоит заметить, что этот опыт включает в себя разработку теории свистящих атмосфериков, которые возбуждаются в радиодиапазоне при молниевых разрядах и распространяются вдоль длинных трасс в околоземном космическом пространстве [7, 8].

Экспериментальному и теоретическому изучению УНЧ-волн посвящена обширная литература (см., например, обзоры и монографии [2–4, 8–15] и приведённые там ссылки). Однако ранее не уделялось специального внимания частотной модуляции, особенно ярко проявляющейся в верхней части диапазона УНЧ. В настоящем обзоре мы попытаемся восполнить этот пробел. В разделах 2–5 мы рассмотрим многообразие частотно-модулированных волн, источники которых располагаются в солнечном ветре, на периферии магнитосферы и в радиационном поясе. Будут представлены волны, типичные для спокойных условий, а также волны, спорадически возникающие во время магнитных бурь. Нас будут интересовать прежде всего механизмы частотной модуляции, причём раздел 3 посвящён одной из наиболее сложных проблем физики магнитосферы — проблеме возникновения жемчужин. В разделе 6 мы обсудим вопросы, не затронутые в предыдущих разделах. В заключительном разделе мы подведём итог и укажем нерешённые проблемы, перспективные для дальнейшего изучения.

2. Серпентинная эмиссия

2.1. Циклотронная неустойчивость межпланетной плазмы

За редким исключением УНЧ-волны самовозбуждаются из-за неустойчивости неравновесной космической плазмы. Неравновесное состояние присуще магнитосферной плазме, но мы начнём издалека и прежде всего рассмотрим самовозбуждение УНЧ-волн в межпланетной плазме, которая также неравновесна и неустойчива в силу причин, порождающих солнечный ветер. Скорость солнечного ветра намного превышает скорость УНЧ-волн. В результате волны, зарождающиеся в межпланетной среде перед фронтом магнитосферы, сносятся ветром на магнитосферу и могут быть зарегистрированы внутри магнитосферы и на земной поверхности.

По нашим представлениям [16–19] серпентинная эмиссия (СЭ) (*serpentine emission*, SE), о которой пойдёт речь ниже, возникает именно таким образом. СЭ относится к той разновидности волн Pc1–2, которая характеризуется глубокой девиацией несущей частоты. Несущая частота СЭ формируется в межпланетном пространстве, а модулирующий фактор ещё дальше — на Солнце, где он возникает спорадически при хромосферных вспышках, а также существует перманентно в виде гелиосейсмических колебаний фотосферы.

Механизм возбуждения СЭ мы представляем себе следующим образом. Согласно Паркеру [20] само по себе адиабатическое расширение солнечной короны, которое наблюдается на космических аппаратах как солнечный ветер, является постоянно действующим фактором, формирующим анизотропию давления межпланетной плазмы. Осью анизотропии служат силовые линии межпланетного магнитного поля (ММП), закрученные в спирали Паркера вследствие вращения Солнца. Теория предсказывает, что на орбите Земли продольная температура протонов $T_{\parallel}$ примерно в два раза превышает поперечную температуру $T_{\perp}$. При таком соотношении температур в горячей межпланетной плазме развивается коротковолновая ионно-циклотронная неустойчивость, что и может быть причиной возбуждения СЭ [21].

Вообще говоря, магнитная гидродинамика предсказывает, что в горячей плазме при достаточно большом отношении $T_{\parallel}/T_{\perp}$ возникает ещё и длинноволновая шланговая неустойчивость. В своё время высказывалось предположение, что шланговая неустойчивость понижает теоретически возможную величину $T_{\parallel}/T_{\perp} = 2$ до значений $T_{\parallel}/T_{\perp} \approx 1,2$, реально измеренных на космических аппаратах [22]. Скорее всего, именно кинетическая циклотронная неустойчивость приводит к редукции анизотропии, а отнюдь не гидродинамическая шланговая неустойчивость. Более того, шланговая неустойчивость может быть вообще подавлена в расширяющейся солнечной короне [23], подобно тому как подавляется гравитационная неустойчивость Джинса в расширяющейся Вселенной [24].

Как показано в работе [21], в сопутствующей системе отсчёта, движущейся со скоростью солнечного ветра, частота ионно-циклотронных волн ω' порядка гирочастоты протонов $\Omega_p = eB/(m_p c)$, а инкремент неустойчивости приближённо выражается как

$$\gamma(k_{\parallel}, \theta) = \mu(k_* - k_{\parallel}) \exp \left[-\left(\frac{k_0}{k_{\parallel}} \right)^2 \right] - \eta \theta^2. \quad (1)$$

Здесь $k_{\parallel} = |k_z|$ в декартовой системе координат с осью z , направленной вдоль вектора ММП $\mathbf{B}$, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, θ — угол между векторами $\mathbf{B}$ и $\mathbf{k}$, $\theta^2 \ll 1$ (параксиальное приближение), e и m_p — заряд и масса протона, c — скорость света. Мы видим, что инкремент зависит от четырёх параметров: μ , k_* , k_0 и η . Мы не будем приводить здесь соотношения между этими параметрами, с одной стороны, и параметрами межпланетной плазмы, с другой, поскольку они довольно громоздки. Для нас важно только, что в типичном случае $k_* > 0$, $\eta > 0$, $\mu > 0$, а инкремент $\gamma(k_{\parallel}, \theta)$ имеет максимум при $\theta = 0$ и $k_{\parallel} = k_m \sim \omega_{0p}/c$, $\omega_{0p} = \sqrt{4\pi e^2 N/m_p}$, где N — концентрация протонов [21].

Учтём теперь малые возмущения концентрации N , которые присутствуют в реальной плазме. Рассеяние на мелкомасштабных флуктуациях плотности приводит к уширению углового спектра волн. Предположим, что рассеяние происходит на малые углы. Будем считать, что среднее значение угла рассеяния равно нулю, и обозначим как $\langle \theta^2 \rangle$ среднеквадратичное значение угла рассеяния. Теперь мы усредним $\gamma(k_{\parallel}, \theta)$ по θ и обозначим результат усреднения как $\gamma(k_{\parallel})$. Значение $\gamma(k_{\parallel})$ определяется правой частью уравнения (1), в которой θ^2 заменено величиной $\langle \theta^2 \rangle$. Теперь мы разложим функцию $\gamma(k_{\parallel})$ в окрестности её максимума:

$$\gamma(k_{\parallel}) = \gamma_m \left[1 - \frac{(k_{\parallel} - k_m)^2}{\Delta k^2} \right]. \quad (2)$$

Максимум инкремента γ_m и ширина интервала неустойчивости Δk определяются параметрами μ , η , k_* , k_0 и $\langle \theta^2 \rangle$. Однако мы не будем останавливаться на этом, поскольку нас интересует лишь общая структура уравнения (2).

Качественно картина эволюции малых возмущений выглядит следующим образом. На линейной стадии малые возмущения возрастают, диапазон углов быстро сужается, волновые числа концентрируются в малой окрестности k_m . По мере возрастания амплитуды в игру вступают нелинейные процессы, что приводит к модуляционной неустойчивости волнового поля. Результатом является уширение спектра. Это ведёт к передаче энергии волны из области усиления ($|k_{\parallel} - k_m| < \Delta k$) в область диссипации ($|k_{\parallel} - k_m| > \Delta k$). Таким образом, энергия волны стабилизируется благодаря перераспределению энергии по спектру.

2.2. Доплер-механизм частотной модуляции

Итак, анизотропия межпланетной плазмы приводит к самовозбуждению волн, фронты которых ортогональны ММП. В сопутствующей системе отсчёта частота волн порядка $\omega' \sim \Omega_p$ при $k_{\parallel} = k_m$. В лабораторной системе (на Земле или на космическом аппарате) частота

$$\omega = \mathbf{k}\mathbf{U} + \omega', \quad (3)$$

где $\mathbf{U}$ — скорость солнечного ветра. Инкремент (1) максимален при $\theta = 0$ и $k_{\parallel} = k_m \sim \omega_{0p}/c$. Поэтому (3) можно переписать в виде

$$\omega \approx \omega_{0p} \left(\frac{U}{c} \right) \cos \psi, \quad (4)$$

где ψ — угол между векторами $\mathbf{U}$ и $\mathbf{B}$, поскольку $\Omega_p \ll \omega_{0p}(U/c)$ с большим запасом. При типичных значениях $U = 4 \times 10^7$ см с⁻¹, $\omega_{0p} = 4 \times 10^3$ с⁻¹, $\psi = 45^\circ$ имеем $\omega = 3,8$ с⁻¹. Таким образом, сильный доплеровский сдвиг

переносит частоту ионно-циклотронной волны, возбуждённой в межпланетной среде, в диапазон Рс1.

Теоретически проанализировать возможность проникновения волн из солнечного ветра на земную поверхность довольно трудно, поскольку трасса распространения пролегает в среде с исключительно сложной конфигурацией. Однако в космофизике такая возможность не исключается, после того как экспериментально была обоснована теория внемагнитосферного происхождения УНЧ-волн Рс3, постоянно наблюдаемых на обращённой к Солнцу стороне земного шара [25, 26]. Предположим, что ионно-циклотронные волны могут при благоприятных обстоятельствах проникать из межпланетной среды в магнитосферу и наблюдаться на земной поверхности. Пока что мы оценили ориентировочно диапазон частот, в котором следует проводить наблюдения. Укажем теперь на важнейшее отличительное свойство волн: они должны обладать глубокой модуляцией несущей частоты.

В самом деле, угол ψ сильно изменяется с течением времени. Вариации $\psi(t)$ вызваны длиннопериодными волнами Альвена, испущенными Солнцем. Наблюдения на космических аппаратах свидетельствуют, что данные волны Альвена существуют в солнечном ветре и вызывают изменения угла ψ в широких пределах [27, 28]. В соответствии с формулой (4) ионно-циклотронные волны должны демонстрировать глубокую девиацию частоты.

Целенаправленный поиск привёл к обнаружению волн такого рода в северной и южной полярных шапках [29–32]. Волны были названы серпентинной эмиссией из-за характерного вида динамического спектра (рис. 2). СЭ наблюдается в спокойных геомагнитных условиях, когда параметры магнитосферы довольно стабильны. Судя по всему, в магнитосфере не существует параметра, изменение которого в этих условиях могло бы обеспечить глубокую модуляцию частоты СЭ. В то же время вариации ψ происходят и при спокойном обтекании магнитосферы солнечным ветром. Поэтому разумно допустить, что источником СЭ являются ионно-циклотронные волны, перманентно существующие в межпланетной среде.

2.3. Модуляция серпентинной эмиссии гелиосейсмическими колебаниями

В работах [17, 19, 33, 34] обращено внимание на то, что среди многообразия форм частотной модуляции СЭ чаще, чем можно было бы ожидать, встречается квазипериодическая 5-минутная модуляция. Например, период модуляции СЭ, показанной на рис. 2, весьма близок к 5 мин. Естественно, возник вопрос, не связано ли это некоторым образом с 5-минутными перманентными колебаниями поверхности Солнца, хорошо известными в гелиосейсмологии [35, 36].

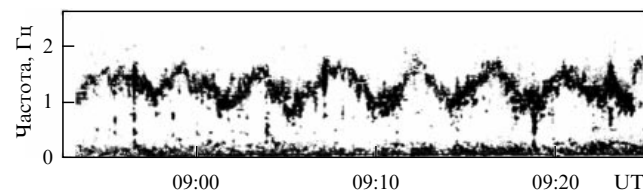


Рис. 2. Динамический спектр серпентинной эмиссии, наблюдавшейся 30.01.1968 в южной полярной шапке (обсерватория "Восток", Антарктида).

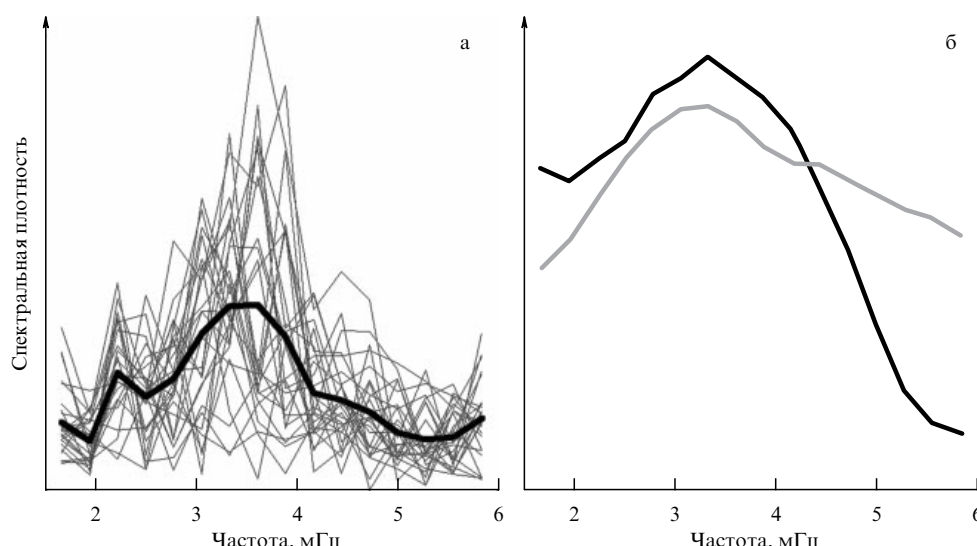


Рис. 3. Сопоставление спектров колебаний фотосферы и волн Альвена в межпланетной среде (см. текст).

Из общих соображений допустимо предположить, что колебания фотосферы возбуждают акустические волны, которые распространяются вверх и частично трансформируются в волны Альвена. Волны Альвена переносятся солнечным ветром до орбиты Земли и модулируют частоту ионно-циклотронных волн, предположительно проникающих в полярные шапки в форме СЭ. В спокойных геомагнитных условиях, когда чаще всего и наблюдается СЭ, поток солнечного ветра стационарен, так что 5-минутный период модулирующей волны Альвена сохраняется.

Непросто обосновать предложенный нами сценарий. Мы ограничимся здесь описанием наблюдений, подтверждающих существование в солнечном ветре 5-минутных волн Альвена гелиосейсмического происхождения [37, 38]. Задача состояла в сопоставлении спектров колебаний, вычисленных по данным измерений в двух сильно удалённых друг от друга областях пространства. Одна из них располагалась в солнечной атмосфере над корональной дырой. Из таких областей силовые линии магнитного поля Солнца, вдоль которых распространяются волны Альвена, вытянуты в гелиосферу расширяющейся корональной плазмой. Наблюдения велись с помощью спектрографа, установленного на телескопе в Мондах. Измерялся доплеровский сдвиг линии FeI 6569 Å с 1-секундной cadенцией в области корональной дыры в северном полушарии солнечного диска. Спектры колебаний скорости плазмы вдоль луча зрения, наблюдавшихся в течение 1 ч 04.08.2005, показаны на рис. 3а тонкими линиями. Спектр, усреднённый по 127 сериям наблюдений вдоль всей щели спектрографа, представлен жирной линией. Положение максимума усреднённой спектральной плотности соответствует периоду перманентных гелиосейсмических колебаний.

Вторая область наблюдений располагалась в окрестности точки либрации L1 на расстоянии 148×10^6 км от Солнца. Измерения велись с помощью космического аппарата ACE (Advanced Composition Explorer) спустя примерно 60 ч после наблюдения колебаний фотосферы, когда, по оценке, поток плазмы из корональной дыры достиг орбиты Земли. На рисунке 3б чёрной линией показан спектр гелиосейсмических колебаний, усреднённый за 12 ч наблюдений 04.08.2005. Серая линия представляет спектр колебаний Альвена по наблюдениям в межпланетной среде. Мы видим вполне удовлетворительное соответствие спектров друг другу.

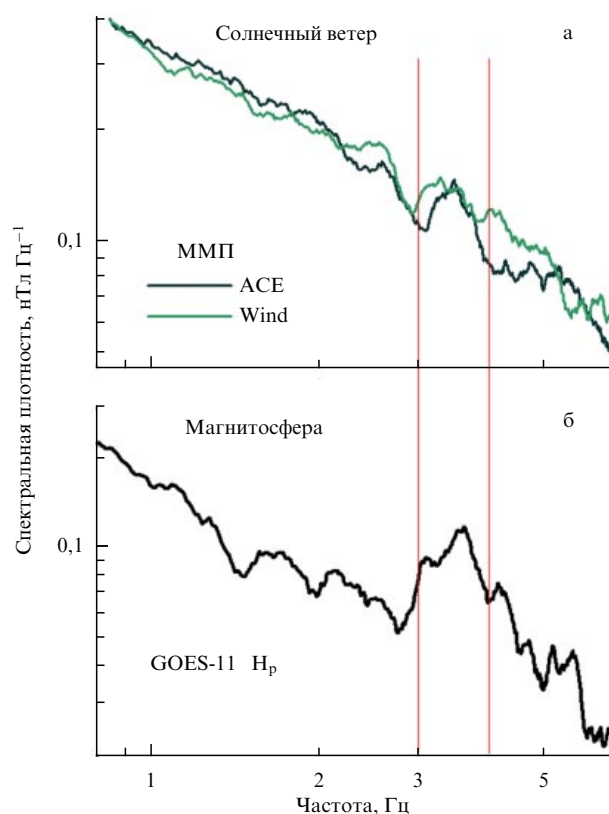


Рис. 4. Суточные спектры колебаний, наблюдавшихся одновременно космическими аппаратами ACE и Wind в солнечном ветре на орбите Земли (а) и спутником GOES-11 (Geostationary Operational Environmental Satellite 11) на геостационарной орбите (б) 13.03.2009 во время слабого геомагнитного возмущения.

Волны Альвена гелиосейсмического происхождения, набегая на магнитосферу, возбуждают резонансные колебания геомагнитных оболочек в диапазоне Pc5, о чём убедительно свидетельствует рис. 4 [39], на котором показаны спектры волн Альвена, наблюдавшихся в солнечном ветре перед фронтом магнитосферы, и спектр ко-

лебаний магнитосферы вида Pc5. Данный результат позволяет переосмыслить один известный наблюдательный факт: в диапазоне Pc5 чаще, чем можно ожидать из статистических соображений с учётом непрерывности спектра колебаний геомагнитных оболочек, наблюдается период 300 с. По-видимому, гелиосейсмические колебания проявляются не только в модуляции СЭ, но и в спектре классических колебаний Pc5.

Уместно напомнить, что идею частотной модуляции выдвинул выдающийся радиоинженер Эдвин Армстронг более 80 лет тому назад [40]. В теории частотной модуляции различают несущую волну, модулирующую волну и модулированную волну. В нашем случае это соответствует ионно-циклотронной волне, возбуждённой в межпланетной плазме, альвеновской волне солнечного происхождения и серпентинной эмиссии в полярных шапках Земли. В радиотехнике модуляция выполняется специальным устройством — модулятором, например конденсаторным микрофоном. Интересно задать вопрос: что служит модулятором в нашем случае? На первый взгляд это может показаться странным, но аналогом модулятора является солнечный ветер. Действительно, поток солнечной плазмы создаёт сильный доплеровский сдвиг, так что информация о низкочастотных колебаниях Солнца переносится на более высокую частоту серпентинной эмиссии.

Мы провели эту параллель, чтобы подчеркнуть важный факт. Дело в следующем. Независимо от того, насколько сложным является радиотехническое устройство, мы всегда можем указать все подробности его структуры и функционирования. В нашем случае огромное расстояние (в масштабе длин волн) разделяет источник модулирующих волн Альвена и источник несущих ионно-циклотронных волн. Расстояние от "выхода модулятора" до приёмника частотно-модулированных волн в полярной шапке также велико. На таких расстояниях волны претерпевают сложные, не всегда понятные преобразования. Поэтому мы представили сценарий происхождения СЭ лишь в самых общих чертах. Многие важные детали остались неопределёнными.

3. Ожерелье жемчужин

3.1. Волновой пакет в диспергирующей среде

Ожерелье жемчужин, показанное на рис. 1, представляет собой одно из самых загадочных явлений в околоземном космическом пространстве. Эту разновидность волн Pc1 обнаружили Эйвин Саксдорф [41] и Лейб Харанг [42] в середине 1930-х годов в обсерваториях "Соданкюля" (Финляндия) и "Тромсё" (Норвегия). Удивительные свойства амплитудно-частотной модуляции колебаний, придающие неповторимое своеобразие ожерелью жемчужин, с давних пор привлекают внимание исследователей [2–4, 9, 10, 13, 43–47]. Во второй половине XX в. в результате целенаправленных наблюдений и расчётов была сформулирована стандартная модель жемчужин, получившая широкую известность. В основе модели лежит фундаментальное представление о волновом пакете в диспергирующей неравновесной среде. Магнитосферная плазма ограничена, неоднородна и, вообще говоря, нестационарна. Это усложняет модель. Из методических соображений разумно вначале допустить, что среда безгранична, однородна и стационарна.

Волновой пакет $\psi(\mathbf{x}, t)$ занимает в каждый данный момент времени ограниченный объём пространства. Под ψ мы понимаем какую-либо из ненулевых компонент переменного электромагнитного поля. Вначале для большей ясности рассмотрим пакет, распространяющийся в направлении оси x в консервативной среде. Для конкретности можно представить себе поперечные электромагнитные волны с круговой поляризацией, бегущие вдоль силовых линий однородного внешнего магнитного поля в холодной водородной плазме. Представим пакет в виде суперпозиции плоских волн:

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \int \psi_{\mathbf{k}} \exp[i\mathbf{k}\mathbf{x} - i\omega(\mathbf{k})t] d\mathbf{k}. \quad (5)$$

Здесь $\omega(\mathbf{k})$ — дисперсионное соотношение. Пусть в начальный момент поле описывается функцией $\psi(\mathbf{x}, 0) = \varphi(\mathbf{x}) \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{x})$, и пусть функция $\varphi(\mathbf{x})$ быстро, но гладко убывает до нуля за пределами области, в которой укладывается большое число длин волн, а внутри этой области является почти постоянной. Тогда $\psi_{\mathbf{k}}$ имеет резкий максимум при $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$ и волновой пакет будет квазимонохроматическим.

Смысл перехода к спектральному представлению (5) состоит в том, что при $t > 0$ эволюция волн в $\mathbf{k}$ -пространстве тривиальна. А именно, каждая спектральная компонента просто осциллирует ($\psi_{\mathbf{k}}(t) = \psi_{\mathbf{k}}(0) \exp[-i\omega(\mathbf{k})t]$), причём частота осцилляций $\omega(\mathbf{k})$ определяется решением соответствующего дисперсионного уравнения. (О дисперсионном уравнении для плоских волн в холодной магнитоактивной плазме см. монографию [48].)

Дальнейшие шаги хорошо известны. Они были сделаны Стоксом и независимо Рэлеем в 1870-е годы и привели к фундаментальному понятию групповой скорости $\mathbf{v}_g = d\omega/d\mathbf{k}$, с которой волновой пакет распространяется в среде. В те же годы Умов интерпретировал $\mathbf{v}_g$ как скорость переноса волновой энергии-импульса. Если $\mathbf{v}_g$ зависит от частоты, то говорят, что среда является диспергирующей по отношению к данному виду волн. Заметим, что термин *групповая скорость* ввёл Рэлей, а термин *дисперсия* восходит к Ньютону.

Напомним вывод формулы $\mathbf{v}_g = d\omega/d\mathbf{k}$. Раскладываем $\omega(\mathbf{k})$ в ряд в окрестности $\mathbf{k}_0$ и ограничиваемся двумя первыми членами. Первый член разложения даёт несущую частоту пакета $\omega(\mathbf{k}_0)$, второй член содержит $\mathbf{v}_g$. Подставляем укороченный ряд в (5) и после интегрирования убеждаемся, что амплитудная модуляция $\varphi(\mathbf{x} - \mathbf{v}_g t)$ распространяется со скоростью $\mathbf{v}_g$.

В диспергирующей среде пакет расплывается по мере распространения. Эффект расплывания продемонстрируем на примере одномерного волнового пакета. Для определённости представим себе ионно-циклотронную волну с левой круговой поляризацией, распространяющуюся в однородной холодной плазме строго вдоль однородного внешнего магнитного поля. Допустим, что при $t = 0$ огибающая амплитуды сигнала имеет вид гауссиана: $\varphi(x) = \varphi_0 \exp[-(x/x_0)^2]$, где x — маршевая переменная, x_0 — ширина пакета. Тогда

$$\begin{aligned} \psi_k &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, 0) \exp(-ikx) dx = \\ &= \psi_0 \exp\left[-\frac{1}{4} x_0^2 (k - k_0)^2\right], \end{aligned} \quad (6)$$

где $\psi_0 = \varphi_0 x_0 / 2\sqrt{\pi}$.

Теперь удерживаем в разложении $\omega(k)$ по степеням $k - k_0$ три первых члена, проводим интегрирование, используя (6), и получаем

$$\psi(x, t) = \psi_0 \exp(ik_0 x - i\omega_0 t) \sqrt{\frac{\pi}{\alpha + i\beta t}} \exp\left[-\frac{(x - v_g t)^2}{4(\alpha + i\beta t)}\right]. \quad (7)$$

Здесь $\omega_0 = \omega(k_0)$, $\alpha = x_0^2/4$, $\beta = (dv_g/dk)/2$ при $k = k_0$. Нетрудно убедиться, что максимум амплитуды пакета перемещается со скоростью v_g и уменьшается со временем как $(\alpha^2 + \beta^2 t^2)^{-1/4}$. Ширина пакета возрастает с течением времени как $(\alpha^2 + \beta^2 t^2)^{1/2}$. При $t > 0$ спектральные компоненты перераспределяются внутри волнового пакета таким образом, что при $x = \text{const}$ "мгновенная" частота с течением времени увеличивается, если $\beta < 0$, и уменьшается, если $\beta > 0$. Полная энергия пакета сохраняется.

Здесь уместно ввести понятие группового показателя преломления $n_g = d\omega n/d\omega$, через который во многих случаях удобно выражать групповую скорость, $v_g = c/n_g$, подобно тому как фазовая скорость $v_{ph} = c/n$ выражается через обычный показатель преломления. Вполне понятно, что в диспергирующей среде $n_g(\omega)$ зависит от частоты.

Известно, что космическая плазма является не только диспергирующей, но и анизотропной средой. Анизотропия обусловлена наличием геомагнитного и межпланетного магнитных полей. В результате групповой показатель преломления зависит не только от частоты, но и от направления распространения волны. Однако мы не будем останавливаться на этом, отсылая читателя к монографии [48].

Закон сохранения волновой энергии, упомянутый выше, является следствием консервативности идеальной среды, выбранной нами в виде холодной магнитоактивной плазмы. В действительности волны затухают, их энергия переходит в тепло, но волны могут и усиливаться, если среда неравновесная, как это имеет место во внешнем радиационном поясе, где небольшая примесь энергичных ионов (преимущественно протонов) создаёт условия для возникновения ионно-циклотронной неустойчивости [44]. Здесь, однако, есть нюанс, который не сразу был учтён в структуре стандартной модели Pc1 [2]. Дело обстоит следующим образом. В пионерской работе [44] начальное возмущение взято в виде монохроматической ионно-циклотронной волны, которая распространяется в однородной безграничной холодной плазме, содержащей примесь неравновесных энергичных ионов. Но модель монохроматической волны, заполняющей безграничное пространство, трудно адаптировать даже мысленно к условиям в радиационном поясе. Более того, мы покажем, что радиационный пояс сам по себе вообще не является генератором, а представляет собой усилитель ионно-циклотронных волн.

Выберем начальное возмущение в виде волнового пакета, как это было сделано нами выше, а отнюдь не в виде монохроматической волны. Заменим частоту ω в дисперсионном уравнении комплексной величиной $\omega + i\gamma$, мнимую часть которой принято называть инкрементом неустойчивости среды относительно волновых возмущений данного вида, если $\gamma > 0$, или декрементом затухания волн, если $\gamma < 0$. Вычисление γ в рамках реалистичных моделей среды является математически сложной и часто

довольно громоздкой процедурой. Здесь нам достаточно будет допустить, что $\gamma > 0$ в определённой полосе частот ω (или волновых чисел k) и $\gamma \leq 0$ за пределами этой полосы.

Рассмотрим волновой пакет с малой амплитудой в неравновесной среде. Допустим, что распределение γ в полосе неустойчивости является унимодальным, как обычно и бывает во многих случаях (см., например, [3]). Разложим функции $\gamma(k)$ и $\omega(k)$ в окрестности максимального значения инкремента:

$$\gamma = \gamma_m - a(k - k_m)^2, \quad \omega = \omega_m + v_g(k - k_m) + b(k - k_m)^2. \quad (8)$$

Здесь

$$\gamma_m = \gamma(k_m), \quad \omega_m = \omega(k_m), \quad a = \frac{d^2 \gamma}{dk^2} \Big|_{k=k_m},$$

$$b = \frac{d^2 \omega}{dk^2} \Big|_{k=k_m}, \quad \gamma_m > 0, \quad a > 0.$$

Дальнейший расчёт, вполне аналогичный указанному выше, приводит к следующему закону эволюции волнового пакета в неравновесной среде:

$$\psi(x, t) = \psi_0 \left[\frac{\pi}{(a + ib)t + x_0^2/4} \right]^{1/2} \times$$

$$\times \exp \left\{ i(k_m x - \omega_m t) + \gamma_m t - \frac{[x - v_g t + ix_0^2(k_m - k_0)/2]^2}{4(a + ib)t + x_0^2} - \frac{x_0^2}{4}(k_m - k_0)^2 \right\}. \quad (9)$$

Амплитуда пакета увеличивается экспоненциально с течением времени благодаря тому, что свободная энергия неравновесной плазмы трансформируется в энергию волн.

Формула (9) позволяет ввести важное для приложений представление о существенном различии между абсолютной и конвективной неустойчивостями неравновесной среды [49]. При абсолютной неустойчивости амплитуда увеличивается в любой точке пространства. Для этого, как следует из (9), должно выполняться неравенство

$$\gamma_m > \frac{v_g^2 a}{4(a^2 + b^2)}. \quad (10)$$

При обратном неравенстве неустойчивость является конвективной — амплитуда остаётся конечной в любой фиксированной точке пространства. Она экспоненциально увеличивается только в системе отсчёта, движущейся с групповой скоростью, например, в точке $x = v_g t$. Заметим, что ионно-циклотронная неустойчивость радиационного пояса Земли имеет конвективный характер [46]. Это означает, что собственно в радиационном поясе возможно усиление ионно-циклотронных волн, но невозможна их генерация.

3.2. Стандартная модель

Итак, вопреки распространённому мнению, в радиационном поясе не происходит самовозбуждения ионно-циклотронных волн, поскольку критерий (10) не выполняется. Однако самовозбуждение возможно в расширенной системе, которая включает в себя радиационный

пояс и открытый резонатор. Резонатор образован геомагнитной силовой трубкой, опирающейся торцами на ионосферу в магнитосопрежженных районах северного и южного полушарий. Волновой пакет, усиленный в радиационном поясе, распространяется к Земле, достигает одного из торцов резонатора, частично отражается, поступает на вход усилителя, а далее процесс повторяется в противоположной полусфере. Если коэффициенты отражения от ионосферы достаточно велики, то радиационный пояс переходит в режим генерации колебаний на частоте ионно-циклотронного резонанса

$$\omega_m = \Omega_p \left(\frac{c_A}{v_{\parallel p}} \right), \quad (11)$$

где Ω_p — гирочастота протонов на экваторе силовой трубки, c_A — скорость Альвена, $v_{\parallel p} = \sqrt{2T_{\parallel}/m_p}$, $T_{\parallel}$ — продольная температура энергичных протонов. Здесь для простоты принято условие $c_A \ll v_{\parallel p}$. Таковы общие контуры стандартной модели возбуждения УНЧ-волн Pc1, описанной более подробно в обзорах и монографиях [2–4, 9, 10].

В рамках стандартной модели интерпретация динамического спектра ожерелья жемчужин, представленного на рис. 1, состоит в следующем. Фактически мы наблюдаем один и тот же пакет ионно-циклотронных волн, осциллирующий вдоль геомагнитной силовой трубки в результате отражения от ионосферы в магнитосопрежженных областях. Пакет периодически возвращается в радиационный пояс. Генерация колебаний происходит при условии, что приток энергии из радиационного пояса в волновое поле превышает потери, возникающие при отражении волн от ионосферы. Период повторения структурных элементов на рис. 1 равен удвоенному времени пробега с групповой скоростью v_g из одной сопряженной точки в другую. Несущая частота определяется резонансным условием (11). Возрастание частоты внутри отдельного структурного элемента объясняется тем, что ионно-циклотронные волны испытывают дисперсионное распыление, причём параметр дисперсии отрицателен: $\beta = dv_g/2dk < 0$ (см. формулу (7)).

Существенным элементом стандартной модели является ионосферный магнитогидродинамический (МГД) волновод, по которому быстрые магнитозвуковые волны распространяются вдоль земной поверхности [2, 9, 45]. Часть энергии падающего сверху волнового пакета расходуется на запитку ионосферного волновода путём трансформации падающих из магнитосферы волн Альвена в магнитозвуковые волны. Существование волновода даёт возможность наблюдать жемчужины на больших расстояниях от места внедрения пакета волн в ионосферу.

Мы специально этого не оговаривали, но из контекста и так ясно, что для анализа использовалась линейная теория распространения волн. Другими словами, амплитуда начального возмущения предполагалась достаточно малой. В неустойчивой среде волновой пакет лишь в течение малого времени эволюционирует по закону (9). Амплитуда пакета экспоненциально возрастает, и линейная теория становится неприменимой по прошествии времени порядка $1/\gamma_m$ после начала процесса. Подробный анализ нелинейной стадии эволюции не входит в нашу задачу. Мы ограничимся изложением одного сценария эволюции, интересного с физической точки зрения и, возможно, полезного для интерпретации наблюдений.

Качественно картина эволюции малых возмущений в усиливающей среде выглядит следующим образом. На линейной стадии начальные возмущения возрастают, причём их спектр быстро сужается и концентрируется в малой окрестности резонансной частоты $\omega_m = \omega(k_m)$. По мере возрастания амплитуды в действие вступают нелинейные процессы. Нелинейность называют диссипативной, если под действием волн модифицируется $\gamma(k)$, или консервативной, если модификацию испытывает $\omega(k)$. Сосредоточим внимание на консервативной нелинейности и будем моделировать её добавлением члена $\eta|\psi|^2$ в правую часть второй из формул (8). Допустим, что выполняется известный критерий Лайтхилла: $\eta b < 0$. Тогда возникнет модуляционная неустойчивость волнового поля. В результате произойдёт уширение спектра, а это приведёт к перекачке волновой энергии из области усиления ($|k - k_{\text{res}}| < \Delta k$) в область диссипации ($|k - k_{\text{res}}| > \Delta k$). Здесь Δk — ширина полосы усиления. Таким образом, за счёт перекачки по спектру амплитуда $|\psi|$ стабилизируется.

Данный сценарий мы заимствовали из теории ветровых волн на воде [50]. Не исключено, что он может разыгрываться и в неравновесной плазме [51]. Обратим внимание на интересное обстоятельство. Принято считать, что модуляционная неустойчивость приводит к образованию солитонов. Оказывается, что в активной (усиливающей) диспергирующей нелинейной среде солитон не имеет свободных параметров. Его амплитуда, ширина и частота заполнения полностью определяются параметрами среды. Напомним, что солитон в пассивной среде имеет два свободных параметра, а именно амплитуду и частоту заполнения. При этом ширина солитона определяется его амплитудой. Напротив, в линейном волновом пакете, распространяющемся в пассивной среде, амплитуда, ширина и частота заполнения не зависят друг от друга, т.е. являются свободными параметрами.

3.3. Скачок несущей частоты жемчужин

Есть основания считать, что источник жемчужин действительно располагается во внешнем радиационном поясе и энергия колебаний черпается из свободной энергии быстрых протонов, захваченных геомагнитной ловушкой. Этому имеется несколько свидетельств. Рассмотрим одно из них, поскольку оно прямо относится к теме данного обзора. Речь пойдёт о скачке частоты жемчужин при внезапном сжатии магнитосферы [4, 10].

Быстрое сжатие магнитосферы происходит при внезапном начале магнитной бури (Storm Sudden Commencement — SSC). На поверхности Земли регистрируется повышение геомагнитного поля на величину ΔB , а в радиационном поясе увеличивается гирочастота протонов Ω_p и повышается плотность фоновой плазмы. Допустим, что до внезапного начала магнитной бури (SSC) в какой-то области радиационного пояса выполнено условие неустойчивости и возбуждены жемчужины. Несущая частота колебаний определяется условием ионно-циклотронного резонанса. Следует ожидать, что после SSC частота ω изменится в соответствии с (11) на величину, пропорциональную ΔB . Наблюдения вполне подтверждают это ожидание.

Рисунок 5 иллюстрирует ситуацию. Скачок частоты проявляется вполне отчётливо, но есть два усложняющих обстоятельства. Мы видим небольшую задержку

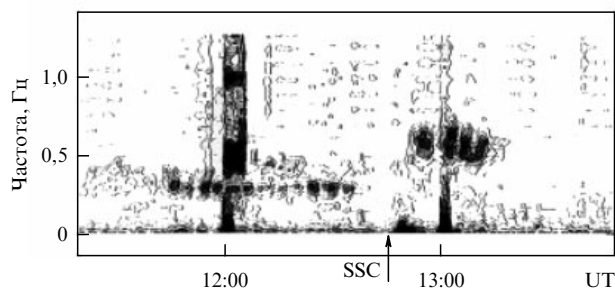


Рис. 5. Скачок несущей частоты жемчужин при внезапном сжатии магнитосферы по наблюдениям в обсерватории "Соданкюля" (Финляндия), 03.10.1977. Время SSC отмечено стрелкой.

возбуждения второго фрагмента серии колебаний относительно первого. Возможно, задержка некоторым образом связана со сложной структурой фронта межпланетной ударной волны солнечного происхождения, столкновение которой с магнитосферой Земли вызвало SSC. Далее, мы видим уширение спектра и явную интенсификацию колебаний. Эта важная особенность перестройки спектра колебаний требует более тщательного анализа кинетических процессов в радиационном поясе.

Относительные изменения величин Ω_p , c_A и $v_{||p}$ трудно выразить через ΔB . В результате мы обнаруживаем, что частота повышается на величину

$$\Delta\omega \approx 1,8 \left(\frac{\Delta B}{B} \right) \omega. \quad (12)$$

Здесь B — величина геомагнитного поля в вершине траектории жемчужин.

Итак, мы привели всего лишь относительно простой пример изменения частоты волны, возникающего вследствие параметрического преобразования частоты источника. Однако в своё время анализ скачков несущей частоты при SSC имел принципиальное значение при формировании представления о возбуждении жемчужин во внешнем радиационном поясе. В самом деле, по данным о ΔB и $\Delta\omega/\omega$ можно оценить параметр L траектории жемчужин с помощью формулы (12) и соотношения $B = B_E/L^3$. Здесь $B_E = 0,34$ Гс — величина геомагнитного поля на земном экваторе, L — геоцентрическое расстояние до вершины траектории, выраженное в радиусах Земли $R_E = 6371$ км. Оказалось, что $L \sim 4$, т.е. траектория пересекает внешний радиационный пояс.

Необходимо сделать пояснение относительно анизотропии температуры протонов радиационного пояса. Двухтемпературное распределение Максвелла часто используется как приемлемая модель распределения протонов по скоростям. Спутниковые наблюдения свидетельствуют, что $T_{\perp} > T_{||}$. Физически это понятно, так как радиационный пояс формируется в результате бетатронного ускорения при переносе заряженных частиц с периферии в глубь магнитосферы (подробнее см. в [52]). Дополнительного пояснения требует тот факт, что необходимые условия циклотронной неустойчивости в радиационном поясе и в солнечном ветре противоположны ($T_{\perp} > T_{||}$ и $T_{\perp} < T_{||}$ соответственно). В конечном счёте это связано с тем, что в магнитосфере, если не говорить о её периферийных областях, мы имеем дело с плазмой низкого давления, а в солнечном ветре — с плазмой высокого давления.

3.4. Три проблемы интерпретации жемчужин

Красота, элегантность и глубина теории распространения волновых пакетов в диспергирующей неравновесной среде проявились в том, что из небольшого числа постулатов стандартной модели оказалось возможным логически вывести ряд содержательных суждений об удивительных свойствах жемчужин. Казалось, что многие, если не все, свойства жемчужин удаётся понять и описать в рамках теории, по крайней мере, на качественном уровне [2–4, 9–12, 46]. С годами, однако, начали выявляться внутренние противоречия стандартной модели и её несоответствие опытным фактам. Наконец, к началу текущего тысячелетия остро встал вопрос о необходимости радикального пересмотра стандартной модели [53].

В данном разделе мы описываем эту драматическую ситуацию. Она интересует многих исследователей. В 2006 г. отдельная сессия Генеральной ассамблеи Европейского союза наук о Земле (European Geosciences Union, EGU) в Вене была посвящена актуальным проблемам, связанным с интерпретацией жемчужин [https://meetings.copernicus.org/egu2006/]. В специальном выпуске известного международного журнала [54] сделан анализ различных гипотез о происхождении жемчужин [55], сопоставлены наземные и спутниковые наблюдения электромагнитных волн в диапазоне Pc1 [56], рассмотрено взаимодействие Pc1 с другими видами колебаний [57, 58] и потоками заряженных частиц [59]. Интерес к загадкам жемчужин не ослабевает. В последние годы особенно большое внимание уделяется спутниковым наблюдениям [60, 61] и их теоретической интерпретации [62–64].

Сосредоточим внимание на ключевых нерешённых проблемах. Прежде всего обратим внимание на то, что наклон структурных элементов серии жемчужин, показанной на рис. 1, не изменяется с течением времени. Это, вообще говоря, противоречит линейной теории распыливания волновых пакетов. Теория предсказывает, что наклон элементов к оси времени должен монотонно увеличиваться, если мы действительно имеем дело с одним и тем же волновым пакетом, осциллирующим вдоль геомагнитных силовых линий между сопряжёнными точками северного и южного полушарий. В рамках квазилинейной теории неустойчивости плазмы была сделана попытка объяснить стабильность наклона структурных элементов [65–67]. Но проблеме нельзя считать решённой, поскольку неясно, как в эксперименте подтвердить или опровергнуть данную гипотезу о происхождении аномальной дисперсии жемчужин.

Вторую проблему мы назовём проблемой дискретности. Суть проблемы состоит в том, что в рамках линейной теории волн в диспергирующей неравновесной среде нет механизма стратификации динамического спектра, подобного показанному на рис. 1. Как и в случае с аномальной дисперсией, мы вынуждены дополнить стандартную модель гипотезой о нелинейном механизме формирования квазипериодической последовательности структурных элементов. Иногда в связи с этим говорят о структурном элементе серии жемчужин как о солитоне, но это не более чем общее направление мысли при поиске решения проблемы дискретности. Физического содержания в аналогии между жемчужиной и солитоном не просматривается.

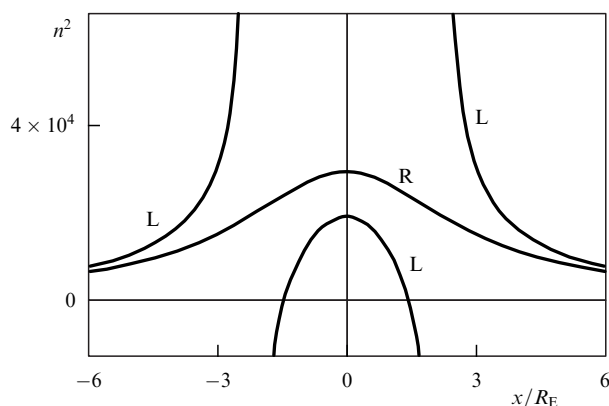


Рис. 6. Квадрат показателя преломления электромагнитных волн с левой (L) и правой (R) круговой поляризацией. По горизонтальной оси отложено расстояние вдоль геомагнитной силовой линии, пересекающей внешний радиационный пояс. Ионно-циклотронный резонатор располагается между точками отражения L-волны.

Проблему дискретности и проблему дисперсии жемчужин можно назвать теоретическими в том смысле, что наблюдения свидетельствуют о чётких стабильных свойствах колебаний, в то время как теория оказывается недостаточно изощрённой, чтобы объяснить эти свойства. Кроме того, обе проблемы, судя по всему, относятся к теории нелинейных колебаний. В отличие от этого, третья проблема, которую мы здесь укажем, является, во-первых, экспериментальной, а во-вторых, может быть полностью сформулирована в рамках линейной теории распространения ионно-циклотронных волн. Мы назовём её проблемой существования в магнитосфере ионно-циклотронных резонаторов (ИЦР) (Ion Cyclotron Resonator, ICR). В самом деле, теория определённо указывает на существование ИЦР, но нам не удалось найти этому экспериментальных подтверждений, несмотря на наши усилия в данном направлении [12, 53, 68–70].

Проблема ИЦР возникает в связи с наличием в магнитосфере небольшой примеси тяжёлых ионов (например, O^+). Специфическая неоднородность геомагнитного поля в окрестности экваториальной плоскости играет ключевую роль в формировании ИЦР. Гипотезу о существовании ИЦР иллюстрирует рис. 6. Мы видим, что два смежных нуля показателя преломления ионно-циклотронных волн располагаются по разные стороны от экватора геомагнитной силовой линии, проходящей через радиационный пояс. Предположительно между ними располагается ИЦР. Ограничимся этим кратким пояснением (подробности см. в обзоре [12]).

Основное отличие ИЦР от резонатора стандартной модели самовозбуждения жемчужин состоит в том, что точки отражения волн располагаются не в ионосфере, а высоко над Землёй, в небольшой окрестности вершины той силовой линии геомагнитного поля, которая является осью резонатора. В связи с этим возникает дополнительная проблема интерпретации, поскольку неясно, как энергия волн, накопленных в ИЦР, переносится на Землю.

Любопытно, что период осцилляций волнового пакета между торцами ИЦР примерно равен периоду повторения структурных элементов серии жемчужин. Более того, линейный волновой пакет в ИЦР не расплывается, хотя он и распространяется в диспергирующей среде [68].

Это частично решает первую из указанных нами проблем интерпретации. Остаётся не вполне ясным, почему мы обычно наблюдаем сигналы растущего, а не падающего, скажем, тона. Идея ИЦР, о существовании которого убедительно свидетельствует теория, позволила понять одно из фундаментальных свойств жемчужин — чёткую антикорреляцию появления колебаний этого типа с 11-летним циклом солнечной активности. А именно, нам удалось связать эту закономерность с 11-летней солнечно-циклической вариацией плотности тяжёлых ионов O^+ в магнитосфере Земли [12, 68]. Вместе с тем теория ИЦР, являясь линейной, не даёт никаких указаний относительно стратификации динамического спектра, отчётливо видной на рис. 1.

Мы убедились, насколько сложной может оказаться интерпретация УНЧ-электромагнитных волн естественного происхождения. Многие десятки космофизиков, вооружённых весьма продвинутой теорией распространения волн в диспергирующих неравновесных средах, на протяжении более чем полувека интенсивного исследования не смогли разрешить загадку жемчужин. Наиболее трудной мы считаем проблему дискретности. Чтобы найти какой-то подход к решению проблемы, мы обратимся к теории критических явлений и начнём с феноменологической теории Ландау, адаптировав её к нашему случаю.

Введём параметр порядка $\varepsilon = |\psi|^2$, пропорциональный плотности волновой энергии в центре ИЦР, при необходимости усреднённой по определённому интервалу времени. Уравнение эволюции имеет вид

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 2\Gamma\varepsilon. \quad (13)$$

Нелинейный инкремент $\Gamma(A, \varepsilon)$ выражается как

$$\Gamma(A, \varepsilon) = \gamma(A) - \alpha\varepsilon, \quad (14)$$

где α — постоянная Ландау, A — управляющий параметр [71]. (Следует отличать параметр Ландау от параметра α в формуле (7).) Вблизи порога самовозбуждения линейный инкремент $\gamma(A)$ пропорционален управляющему параметру:

$$\gamma(A) = \beta(A - A_c). \quad (15)$$

Здесь A_c — критическое значение A , β — коэффициент пропорциональности. Теория ионно-циклотронной неустойчивости радиационного пояса [10, 44] подсказывает выбор управляющего параметра $A = N'(T_{\perp}/T_{\parallel} - 1)$, где N' — концентрация энергичных протонов. Таким образом, теория содержит три феноменологических параметра: α , β , A_c .

В состоянии равновесия $d\varepsilon/dt = 0$. Равновесие может быть неупорядоченным, когда $\varepsilon = 0$, или упорядоченным, когда $\varepsilon \neq 0$ при $\Gamma(\varepsilon, A) = 0$. Важное значение имеет знак α в выражении (14) для нелинейного инкремента. При $\alpha > 0$ говорят о динамической системе с мягким самовозбуждением колебаний, а при $\alpha < 0$ — с жёстким. Квазилинейная теория взаимодействия волн и частиц в радиационном поясе предсказывает $\alpha > 0$. Судя по всему, при мягком режиме трудно ожидать формирования дискретности жемчужин. В самом деле, система с мягким самовозбуждением при $A < A_c$ характеризуется неупорядоченным состоянием, а при $A > A_c$ — упорядоченным. Во втором случае возбуждение колебаний происходит под влиянием сколь угодно малого возмущения

и регулярные интервалы между райзингами, наблюдаемые в ожерелье жемчужин, образоваться не могут.

В этом отношении интереснее был бы режим жёсткого самовозбуждения [4]. В отличие от динамической системы с мягким самовозбуждением, система с жёстким самовозбуждением метастабильна в докритическом состоянии. Другими словами, она стабильна относительно бесконечно малых возмущений, но может перейти в автоколебательный режим под влиянием триггера, т.е. возмущения пусть с небольшой, но конечной амплитудой. Однако конкретных механизмов жёсткого режима в радиационном поясе пока не найдено.

Интересным и перспективным нам представляется также развитие теории на основе идеи проточного резонатора [72]. Ранее речь конкретно шла о резонаторе стандартной модели жемчужин, однако сильная идея *проточности* безусловно применима и к ИЦР. Дело обстоит следующим образом. Боковые стенки открытого резонатора формируются системой каустик, т.е. они вполне прозрачны для ионов радиационного пояса, дрейфующих с востока на запад в неоднородном геомагнитном поле. Таким образом, ИЦР "продувается" потоком горячих частиц, обладающих определённым запасом свободной энергии. За пределами резонатора свободная энергия не трансформируется в энергию волн, поскольку неустойчивость распределения частиц радиационного пояса является конвективной. Однако внутри резонатора такая трансформация возможна, и при вполне определённых условиях происходит самовозбуждение волн. Квазилинейное взаимодействие волн и частиц в ИЦР приводит к редукции свободной энергии, но поступление новых частиц восполняет потери. Оказывается, что текущее значение нелинейного инкремента Γ в проточном резонаторе будет зависеть от предыстории эволюции волнового поля. Формально это обстоятельство выражается следующим образом:

$$\Gamma(A, \varepsilon, t) = \gamma(A) - \eta \int_{-\infty}^t \varepsilon(t') \Phi(t' - t) dt'. \quad (16)$$

Было показано [72], что волновое поле разбивается на периодическую последовательность дискретных сигналов, если формфактор $\Phi = 0$ при $t' < t - \tau$ и $\Phi = 1$ при $t - \tau \leq t' \leq t$. Здесь τ — время переноса энергичных частиц радиационного пояса поперёк ИЦР. По ориентировочной оценке τ совпадает с периодом повторения жемчужин.

Идея проточного резонатора была подхвачена другими исследователями и получила некоторое развитие в ряде работ на феноменологическом уровне [73–77]. Работоспособной микроскопической теории построить не удалось, так что вопрос о механизме формирования дискретности жемчужин остаётся открытым. Ясно только, что дискретность, на которую обратил внимание ещё Саксдорф в пионерской работе [41], несовместима со стандартной теорией происхождения жемчужин.

Приведём спекулятивное рассуждение, которое, возможно, прольёт некоторый свет на происхождение райзингов в серии жемчужин (см. рис. 1). Допустим, что по той или иной причине $\Gamma = 0$, $\varepsilon = 0$ при $t = 0$. Это может произойти в результате эволюции волнового поля в соответствии с уравнениями (13), (16). В момент $t = 0$ самовозбуждения колебаний не происходит. Однако при $t > 0$ в резонатор начинают поступать новые энергичные ионы радиационного пояса, дрейфующие с вос-

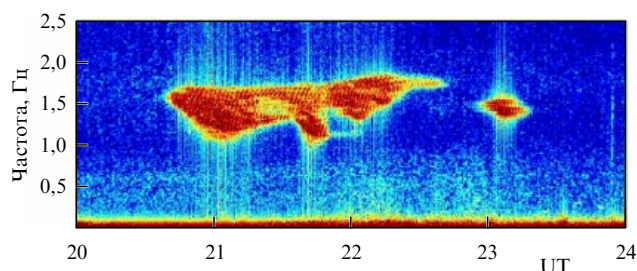


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Спектрограмма жемчужины сложной структуры, наблюдавшейся в обсерватории "Монды" 13.11.2015.

тока на запад и обладающие избытком свободной энергии. (Именно в этом и проявляется проточность ИЦР.) По мере заполнения резонатора процесс самовозбуждения колебаний возобновляется. Вполне понятно, что более энергичные частицы заполняют ИЦР раньше, чем менее энергичные. Но это означает, что колебания относительно низкой частоты будут возбуждаться несколько раньше, чем колебания более высокой частоты, в соответствии с резонансным условием (11). Другими словами, возрастание частоты в структурном элементе связано не с распылением волнового пакета, а с разбросом частиц радиационного пояса по скоростям. Нетрудно убедиться в том, что $\omega \propto \sqrt{t}$, т.е. функция $\omega(t)$ является выпуклой в пределах райзинга, что обычно и наблюдается на опыте.

Мы провели анализ открытых проблем физики магнитосферных волн Pc1 и убедились в том, что необходима разработка новых идей вне рамок стандартной модели для понимания удивительных свойств динамического спектра колебаний.

Вообще говоря, обогащение проблематики свидетельствует об успешном развитии той или иной области исследования. Однако указанные нами проблемы Pc1 остаются открытыми так долго, что это начинает вызывать беспокойство. Мы уверены, что коллективными усилиями в конце концов будет выяснен механизм формирования стабильных волновых структур, наблюдаемых на Земле и в космосе в виде ожерелья жемчужин. Свою надежду мы связываем прежде всего с идеей проточного ионно-циклотронного резонатора, располагающегося в экваториальной окрестности внешнего радиационного пояса.

В заключение данного раздела приведём рис. 7, демонстрирующий сложную эволюцию жемчужин. На протяжении 2,5 ч перед нами разворачивается картина грандиозных процессов в радиационном поясе. Вероятно, мы наблюдаем действие нескольких источников колебаний. Наиболее удивительной является стабильность морфологического облика жемчужин. Мы отчётливо видим ребристую структуру в форме периодической последовательности сигналов растущего тона. Эта универсальная закономерность пока не поддаётся физическому объяснению.

4. Дискретный сигнал

4.1. Функция Грина трассы распространения

Модуляцией принято называть медленное и плавное изменение параметров волнового поля. В разделе 3.1 мы выбрали начальное условие $\psi(x, 0)$ таким образом,

что волновой пакет испытывает модуляцию при $t \geq 0$. Если, в отличие от этого, начальное возмущение задано произвольно, например в виде резкого импульса, то на первых этапах эволюция волнового поля не будет ни медленной, ни плавной. И только с течением времени импульс в диспергирующей среде превращается в амплитудно-частотно модулированную волну.

Для иллюстрации рассмотрим волны, распространяющиеся в положительном направлении оси x в однородной безграничной и консервативной среде. Пусть при $t = 0$ задано произвольное начальное возмущение $\psi(x, 0)$. Требуется найти форму волны при $t > 0$. Точное решение вполне аналогично (5). Однако теперь мы не считаем спектр начального импульса узким и поэтому не можем воспользоваться разложением $\omega(k)$ по степеням k . Решение остаётся формальным в том смысле, что не даёт наглядного представления об эволюции начального импульса до тех пор, пока не вычислен соответствующий интеграл. Воспользуемся методом стационарной фазы и найдём асимптотику интеграла при $t \rightarrow \infty$:

$$\psi(x, t) = \psi_k(0) \sqrt{\frac{\pi}{|\beta(k_s)|t}} \times \exp \left\{ i \left[k_s x - \omega(k_s) t - \frac{\pi}{4} \operatorname{sgn} \beta(k_s) \right] \right\}. \quad (17)$$

Здесь k_s определяется условием стационарности фазы $v_g(k_s) = x/t$.

Итак, на больших расстояниях и при больших временах начальный широкополосный импульс превращается в модулированную квазисинусоидальную волну. Её амплитуда убывает со временем как $1/\sqrt{t}$. Спектральные компоненты $\psi_k(0)$ начального импульса распространяются вдоль семейства мировых линий $x = v_g(k)t$ в двумерном пространстве-времени (x, t) . Другими словами, в асимптотике существует развёрнутый веер пространственно-временных лучей, вдоль которых "растекается" спектр начального импульса [78, 79].

Мы рассмотрели задачу Коши, когда в начальный момент времени задаётся структура волнового поля во всём пространстве. С геофизической точки зрения представляет также интерес краевая задача: в точке $x = 0$ задан сигнал $\psi_k(0, t)$, $-\infty < t < \infty$, требуется найти сигнал $\psi_k(x, t)$ в точке наблюдения $x > 0$. Отрезок $[0, x]$ будем называть трассой распространения.

Краевая задача возникает, например, при изучении радиопомех от молниевых разрядов. Трассой распространения в этом случае является участок волновода земля–ионосфера или отрезок геомагнитной силовой линии, соединяющий молниевый разряд с приёмником. Приёмник может располагаться на земной поверхности или в ионосфере (на спутнике). В диапазоне УНЧ постановка краевой задачи возникает в связи с проблемой внемагнитосферного происхождения некоторых видов волн. Источник может располагаться в геомагнитном хвосте, в межпланетной среде перед фронтом магнитосферы или на поверхности Солнца. В последнем случае трасса пролегает в межпланетном пространстве между Солнцем и Землёй.

Решение одномерной краевой задачи для полупространства $x \geq 0$ даётся интегралом Фурье:

$$\psi(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{\omega}(0) \exp [ik(\omega)x - i\omega t] d\omega, \quad (18)$$

где $k(\omega)$ — ветвь дисперсионного уравнения, соответствующая тому типу нормальных волн, которые распространяются от источника в пункт наблюдения. Частотный спектр источника $\psi_{\omega}(0)$ определяется формой сигнала $\psi(0, t)$, заданного на границе $x = 0$. Если возмущение переносится вдоль трассы нормальными волнами нескольких типов, то для каждого типа следует записать решение (18) с соответствующим законом дисперсии $k(\omega)$ и затем просуммировать все такие решения.

Особый интерес представляет случай, в котором на вход трассы распространения подаётся δ -импульс. Тогда решение (18) называют функцией Грина или импульсным откликом трассы распространения и обозначают как

$$G(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp [ik(\omega)x - i\omega t] d\omega. \quad (19)$$

Функция Грина полностью характеризует трассу. Если удалось определить $G(x, t)$, то сравнительно нетрудно вычислить отклик трассы на произвольный входной сигнал [78].

Однако непросто найти функцию Грина даже однородной трассы. Асимптотическую оценку можно получить методом стационарной фазы аналогично тому, как это было сделано при решении задачи Коши. Стационарные точки $\omega = \omega_s$ находим посредством решения уравнения

$$v_g(\omega_s) = \frac{x}{t}, \quad (20)$$

в котором $v_g = c/n_g$, $n_g = d\omega n/d\omega$, $n = ck/\omega$. Далее вычисляем первый член асимптотического разложения интеграла (18). Он имеет вид, аналогичный (17), но длина трассы x , в отличие от таковой в случае (17), фиксирована, что соответствует обычным условиям проведения геофизических наблюдений. Поэтому нельзя говорить о пространственно-временных лучах $x/t = \text{const}$, $t \rightarrow \infty$, $x \rightarrow \infty$. Вместо этого можно говорить об асимптотике спектрально-временного представления функции Грина. Идея состоит в следующем.

На выходе трассы с большой, но фиксированной длиной x импульсный сигнал представляет собой квази-монохроматическую волну с медленно изменяющимися амплитудой и частотой. "Мгновенная" несущая частота удовлетворяет соотношению (20) или, что то же самое,

$$t = \frac{x}{c} n_g(\omega). \quad (21)$$

Построим плоскость $\omega-t$ и нанесём на неё точки, удовлетворяющие уравнению (21). Они образуют систему линий, вдоль которых пролегают "хребты" функций Грина. Такую картину называют динамическим спектром. Её можно усовершенствовать, если наносить на плоскость $\omega-t$ не только "хребты", но и другие элементы спектрально-временного "рельефа". Если трасса плавно неоднородна, то вместо (21) в приближении Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна (ВКБ) имеем

$$t(\omega) = c^{-1} \int_0^x n_g(\omega, x) dx. \quad (22)$$

Это важнейшая характеристика трассы распространения. Её называют временем группового запаздывания сигналов.

В геофизических исследованиях обычно определяют динамический спектр $\Gamma(\omega, t)$ функции Грина посредством следующего построения. Спектр Фурье функции Грина умножают на $2\pi \exp[-\alpha(v - \omega)^2]$, т.е. вырезают в спектре окно шириной $\alpha^{-1/2}$, центрированное на частоте $v = \omega$. После этого проводят обратное преобразование Фурье:

$$\Gamma(\omega, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-i\omega t + i \frac{x}{c} v n(v) - \alpha(v - \omega)^2 \right] dv. \quad (23)$$

При достаточно большом α основной вклад в интеграл дают частоты v , близкие к ω . Введём обозначение $\xi = v - \omega$ и разложим $n(v)$ в ряд по степеням ξ с точностью до квадратичного члена. В результате получим

$$\Gamma(\omega, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \exp \left\{ i\xi \left[\frac{x}{c} n_g(\omega) - t \right] + \frac{\xi^2}{2} \left[i \frac{x}{c} \frac{dn_g}{d\omega} - \alpha \right] \right\}, \quad (24)$$

или после интегрирования

$$\Gamma(\omega, t) = \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha - i\tau'(\omega)}} \exp \left\{ -\frac{[t - \tau(\omega)]^2}{2[\alpha - i\tau'(\omega)]} \right\}. \quad (25)$$

Здесь $\tau = (x/c)n_g$, $\tau' = d\tau/d\omega$. Очевидно, что функция $|\Gamma(\omega, t)|$ достигает максимума при $t = \tau(\omega)$. Если известен закон дисперсии $n(\omega)$, то формула (25) даёт возможность рассчитать динамический спектр сигнала от импульсного источника на однородной трассе. Методом ВКБ можно обобщить (25) для случая плавно неоднородной трассы.

4.2. Север-южная асимметрия дискретных сигналов

Функция Грина трассы распространения в той или иной форме широко используется в геофизике при исследовании дискретных частотно-модулированных сигналов импульсного происхождения. В своё время выдающегося результата добился Стори [80], впервые оценивший электронную плотность экзосферы по дисперсии свистящих атмосфериков, возникающих в радиодиапазоне после молниевых разрядов (см. обзор [7]). Карпенгер [81] открыл плазмопаузу — одно из важнейших структурных образований магнитосферы — в результате анализа так называемых носовых свистов (см. монографию [8] и указанные там ссылки на литературу).

В диапазоне УНЧ изолированные дискретные сигналы (ДС) спорадически появляются в полярных шапках в относительно спокойных геомагнитных условиях. Они относятся к виду Pi1. Длительность отдельного сигнала около 3 мин. Чаще всего наблюдаются сигналы падающего тона ($\tau' < 0$), причём типичный параметр дисперсии примерно равен $df/dt = -0,1$ Гц мин⁻¹. Иногда наблюдаются также сигналы растущего тона ($\tau' > 0$). Следует отметить, что ДС наблюдаются довольно редко: среднее время ожидания составляет 4 сут.

Судя по тому что ДС наблюдаются в полярных шапках, а также судя по заметной дисперсии, сигналы распространяются вдоль весьма длинных высокоширотных трасс. Расположение источника ДС достоверно не известно. Импульсный источник может располагаться, например, в геомагнитном хвосте на большом удалении от Земли. Известно, что для хвоста типично взрывоподобное выделение волновой энергии при спорадическом пересоединении геомагнитных силовых линий, которые, как известно, имеют взаимно противоположные направ-

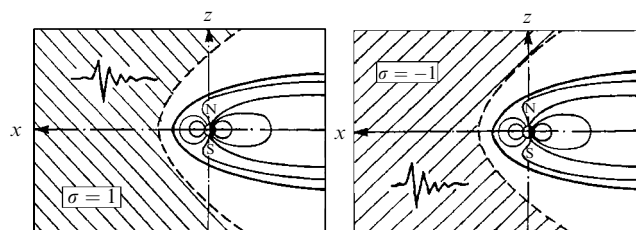


Рис. 8. Сечения магнитосферы плоскостью полуденного меридиана при разных значениях дихотомической переменной $\sigma = \text{sgn}(B_x B_z)$.

ления в северной и в южной половинах хвоста [9]. Распространяясь к Земле вдоль хвоста, как вдоль трубы, импульсный сигнал может достичь полярной шапки, испытав по пути дисперсионное распыление. Теория, описывающая геомагнитный хвост как волновод для быстрых магнитозвуковых волн, была предложена в работе [82]. Расчёт показал, что в диапазоне Pi1 на трассе такого типа формируется ДС падающего тона, т.е. $\tau' < 0$.

Однако ДС могут зарождаться и перед фронтом магнитосферы, в области так называемого форшока [83, 84]. Рассмотрим эту интересную возможность подробнее.

На рисунке 8 изображены меридиональные сечения магнитосферы. Положение фронта околоземной ударной волны показано штриховой кривой. Прямые линии изображают силовые линии ММП. Дихотомическая переменная $\sigma = \text{sgn}(B_x B_z)$ зависит от ориентации силовых линий ММП относительно плоскости геомагнитного экватора, как это ясно из рисунка. Форшок располагается между ударным фронтом и силовой линией, касающейся ударного фронта. Согласно спутниковым наблюдениям в области форшока спонтанно возникают МГД-импульсы [85]. Они сносятся солнечным ветром на магнитосферу, могут проникать в полярные шапки и наблюдаться в виде ДС.

Идея состоит в следующем. Из геометрических соображений очевидно, что ДС будут наблюдаться в северной (южной) полярной шапке при $\sigma = 1$ ($\sigma = -1$), если верна гипотеза о положении источника ДС в области форшока. Это даёт нам вполне определённую процедуру для проверки нашей гипотезы.

Север-южная асимметрия появления ДС, зависящая от σ , обнаружена в работе [84]. На рисунке 9 представлен результат исследования. По горизонтальной оси отложен аргумент функции σ . Тёмно-серая гистограмма представляет собой распределение событий по величине параметра $B_x B_z$, где B_x и B_z — компоненты ММП перед фронтом магнитосферы в солнечно-магнитосферной системе координат. Событием мы называем час мирового времени, в течение которого наблюдался по крайней мере один ДС падающего тона. Серая гистограмма показывает распределение всех тех часовых интервалов, в течение которых производилась регистрация УНЧ-волн в обсерватории "Восток" в ходе полярных экспедиций ИФЗ АН СССР в конце XX в.

Мы видим, что распределение часов наблюдения УНЧ-волн симметрично относительно нуля, в то время как распределение ДС обнаруживает резкую асимметрию. А именно, в южной полярной шапке количество ДС при $\sigma = -1$ более чем вдвое превышает количество ДС при $\sigma = 1$. Вполне аналогичный результат получен нами по наблюдениям в северной полярной шапке (обсерватория "Туле", Гренландия). Здесь также наблюдается

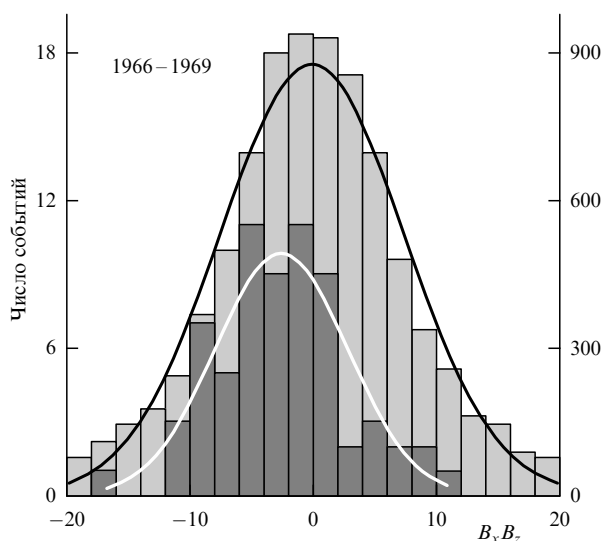


Рис. 9. Распределение событий по величине параметра $B_x B_z$ по наблюдениям в обсерватории "Восток", расположенной в южной полярной шапке. Левая шкала относится к ДС (тёмно-серая гистограмма). На правой шкале указано количество часов магнитометрического наблюдения (серая гистограмма).

асимметрия появления ДС, но прямо противоположного знака.

Таким образом, наша гипотеза подтвердилась частично. Значительная часть ДС проникает в магнитосферу из области форшока. В то же время можно предположить, что некоторая часть ДС возбуждается в удалённых областях геомагнитного хвоста. Импульсные источники ДС, возбуждаемых в хвосте, могут возникать при спорадическом пересоединении геомагнитных силовых линий, имеющих взаимно противоположное направление в северной и южной половинах хвоста.

5. Пульсации нарастающей частоты

Значительный вклад в физику УНЧ-колебаний магнитосферы внесли отечественные геофизики, обнаружив и подробно изучив пульсации нарастающей частоты, которые неизменно сопровождают геомагнитную бурю [86–91]. Эти пульсации широко известны в англоязычной литературе как Intervals of Pulsations of Diminishing Period (IPDP) — интервалы пульсаций с уменьшающимся периодом. Возбуждаясь в главную фазу бури, IPDP отражают наиболее мощные и динамичные процессы в околоземном космическом пространстве.

Рисунок 10 даёт представление об IPDP. Колебания были зарегистрированы в среднеширотной обсерватории "Борок" во время главной фазы геомагнитной бури [92]. В течение 1,5 ч частота колебаний монотонно возрастает от нескольких долей герца до 2 Гц. Обратим внимание на знак второй производной средней частоты по времени: $d^2f/dt^2 > 0$. Напротив, на рис. 11 мы видим событие IPDP, в котором $d^2f/dt^2 < 0$. Колебания наблюдались в высокоширотной обсерватории "Соданкюля" [10]. Опыт наблюдения IPDP свидетельствует о том, что, скорее всего, мы имеем дело с двумя различными механизмами формирования частотной модуляции колебаний [93, 94].

Изложим кратко современное представление о происхождении IPDP. Мы используем обширную литературу,

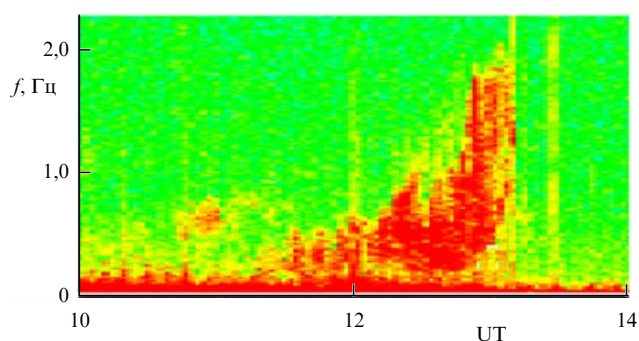


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Интервалы пульсаций с уменьшающимся периодом, зарегистрированные в обсерватории "Борок" 22.11.1997.

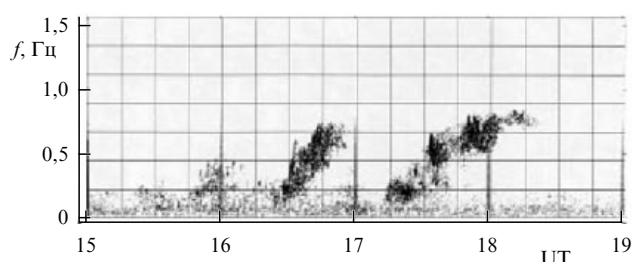


Рис. 11. Пример трёхкратного возбуждения пульсаций нарастающей частоты по наблюдениям в обсерватории "Соданкюля" (Финляндия) 08.03.1993.

туру, указанную в монографиях и обзорах [3, 4, 9, 10, 46, 51, 92–95], но не будем вдаваться в детали теоретических расчётов. Начнём с того, что укажем на два важнейших фактора, действие которых порождает геомагнитную бурю: на динамический напор солнечного ветра и на межпланетное электрическое поле E . Вполне понятно, что высокоскоростные потоки солнечного ветра с повышенной плотностью плазмы, выбрасываемые солнечными вспышками и корональными дырами, приводят к повышению потока энергии через поперечное сечение магнитосферы. Что касается поля E , то от его величины и ориентации существенным образом зависит эффективность переноса энергии солнечного ветра в магнитосферу. Другими словами, E играет роль своего рода управляющего параметра. Буря зарождается при повышенной скорости солнечного ветра, если в солнечно-магнитосферной системе координат компонента E_y превысит критическое значение, равное примерно 1 мВ м^{-1} [96].

Во время бури в магнитосфере резко усиливается крупномасштабное электрическое поле, создающее конвекцию плазмы и приводящее к радиальному перемещению протонов внешнего радиационного пояса по направлению к Земле. Происходит бетатронное ускорение протонов, повышается анизотропия их углового распределения и в результате может возникнуть циклотронная неустойчивость, которая проявляется в виде IPDP. Таков сценарий возбуждения IPDP конвективного типа. Возрастание частоты колебаний объясняется радиальным перемещением излучающих частиц в область более сильного магнитного поля при усилении электрического поля магнитосферной конвекции.

Во втором сценарии, описывающем возбуждение IPDP инжекционного типа, ключевым моментом явля-

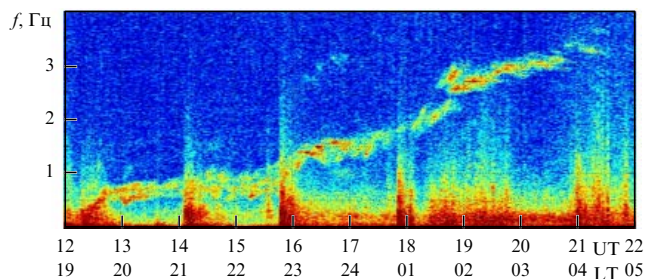


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Пульсации нарастающей частоты аномально большой продолжительности (обсерватория "Монды", 17.03.2013). LT (Local Time) — местное время.

ется не радиальный, а азимутальный дрейф энергичных протонов. Дело обстоит следующим образом. Во время бури спорадически происходят импульсные инъекции энергичных протонов и электронов из хвоста на замкнутые геомагнитные оболочки. После инъекции электроны дрейфуют по азимуту на восток, а протоны — на запад, формируя так называемый кольцевой ток главной фазы бури. Инъекции происходят в окрестности полуночного меридиана. Скорость азимутального дрейфа пропорциональна энергии частицы. Поэтому в вечернем секторе магнитосферы спустя некоторое время после инъекции формируется немонотонное распределение протонов по энергиям. Немонотонное распределение может оказаться неустойчивым относительно УНЧ-возмущений в диапазоне Pc1–2, что и приводит к возбуждению IPDP. Возрастание частоты колебаний объясняется тем, что с течением времени в вечерний сектор магнитосферы поступают всё более медленные частицы.

Из резонансного соотношения (11) следует оценка $f \propto \sqrt{t}$ для IPDP инъекционного типа. Таким образом, для инъекционных IPDP характерны два свойства: $d^2f/dt^2 < 0$ и появление в вечернем секторе. Оба свойства проявляются на рис. 11 в третьем IPDP. Однако, скорее всего, в данном случае возбуждение всех трёх IPDP произошло в результате трёх инъекций энергичных протонов из хвоста в магнитосферу.

В заключение покажем на рис. 12 редкий случай частотно-модулированных УНЧ-колебаний [97]. В нижней части динамического спектра видны мощные всплески Pi1, свидетельствующие о многократной инъекции в магнитосферу энергичных частиц. Выше, в диапазоне Pc1, мы видим IPDP аномально большой продолжительности. Общая длительность колебаний составляет 10 ч, что в несколько раз превышает обычную продолжительность IPDP. Максимальная частота достигает 3,5 Гц, что также заметно превышает обычные значения. Судя по времени появления, а также по знаку d^2f/dt^2 , о котором можно судить по отдельным фрагментам, мы имеем дело с IPDP конвективного типа.

6. Обсуждение

Мы рассмотрели простые, физически прозрачные механизмы частотной модуляции: доплеровскую модуляцию (см. раздел 2), дисперсионное распыливание волновых пакетов (см. раздел 3) и импульсов (см. раздел 4), нестационарность источника колебаний (см. раздел 5). К этому следовало бы добавить преобразование частоты волны, распространяющейся в нестационарной среде. Однако

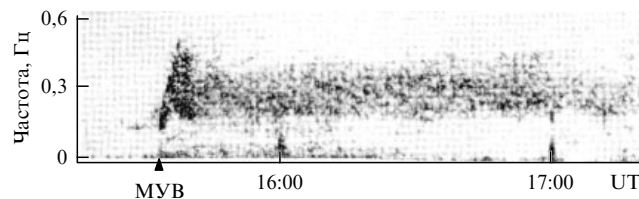


Рис. 13. Динамический спектр УНЧ-излучения, возникающего при воздействии на магнитосферу межпланетной ударной волны (МУВ) (обсерватория "Восток", 18.07.1965).

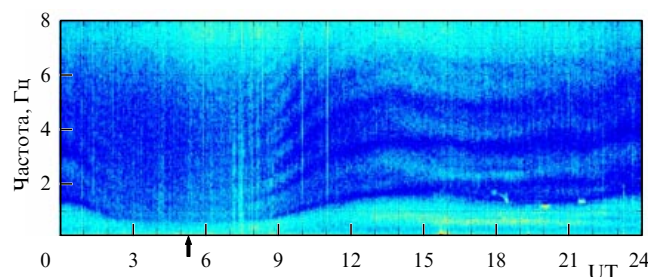


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Суточная спектрограмма колебаний ионосферного альвеновского резонатора (обсерватория "Монды" Института солнечно-земной физики (ИСЗФ) СО РАН, 02.12.2017).

нам неизвестны наблюдения УНЧ-волн, прямо свидетельствующие о проявлении этого физически весьма интересного эффекта [79]. За пределами настоящего обзора остались также довольно сложные механизмы нелинейного преобразования спектрального состава волнового поля. Сошлёмся здесь на гипотезу о квазилинейном механизме формирования частотной модуляции ионно-циклотронных волн в радиационном поясе [65, 98, 99]. Другие примеры можно найти в монографиях [3, 4] и обзоре [100].

Мы сосредоточили внимание на коротковолновой части диапазона УНЧ. Здесь частотная модуляция проявляется наиболее ярко и разнообразно. В самом деле, в дополнение к рассмотренному выше приведём ещё два примера. Первый пример показан на рис. 13. Мы видим импульс Pi1, возбуждённый при столкновении магнитосферы с межпланетной ударной волной (момент столкновения указан треугольником). Есть основания предполагать, что мощный импульс растущего тона, возникающий в момент контакта, представляет собой результат воздействия на магнитосферу осцилляторной структуры фронта межпланетной ударной волны. Широкая полоса в диапазоне Pc1–2, следующая за Pi1, вероятно, отражает флуктуации ММП в турбулизованной плазме за ударным фронтом.

Второй пример не менее интересен [101]. На рисунке 14 представлена суточная вариация резонансных частот одной из разновидностей Pc1 — так называемые ионосферные альвеновские резонансы (ИАР) (Ionospheric Alfvén Resonances — IAR). Спектр ИАР определяется в основном концентрацией электронов в слое F ионосферы. Вращение Земли вокруг своей оси приводит к тому, что магнитометр регистрирует колебания, частоты которых изменяются со временем в соответствии с суточной вариацией концентрации электронов в слое F (см. обзор [14] и указанные в нём ссылки на литературу). Таким образом, иллюзия изменения частоты со време-

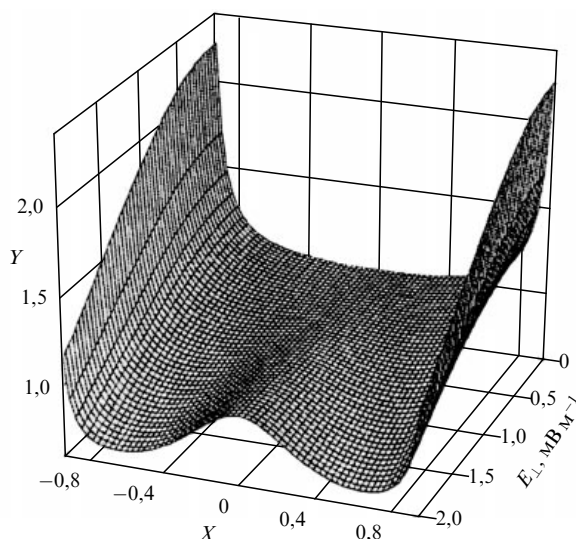


Рис. 15. Перераспределение плотности плазмы вдоль геомагнитных силовых линий под воздействием ионно-циклотронной волны (см. текст).

нем возникает в результате сканирования пространственной модуляции частоты ионосферных резонансов. Рисунок 14 иллюстрирует это положение вещей. На нём местный полдень отмечен стрелкой.

Для полноты картины коснёмся вопроса о модуляции длинноволновых колебаний. Как правило, мы имеем здесь дело с параметрической модуляцией соответствующих колебательных систем. Например, согласно [25, 26], несущая частота колебаний Рс3 удовлетворяет соотношению $f = gB$, в котором $g = 5,8 \pm 0,3$ мГц нТл $^{-1}$, B — модуль ММП. Вполне понятно, что естественные вариации B приводят к модуляции частоты Рс3. В диапазоне Рс4–5 наблюдаются по преимуществу тороидальные и полоидальные колебания геомагнитных оболочек [9, 102]. Период колебаний зависит от размера магнитосферы, который изменяется при изменении динамического напора солнечного ветра. В разделе 2.3 мы обратили внимание на то, что в спектре Рс5 есть участок, обладающий определённой ригидностью. А именно, при вариациях динамического напора солнечного ветра наблюдается более или менее стабильное повышение спектральной плотности на частоте 3,3 мГц, которая совпадает с частотой перманентных 5-минутных колебаний поверхности Солнца. Не наблюдаем ли мы на Земле далёкое последствие гелиосейсмических колебаний?

Завершая обсуждение, коснёмся вопроса о пондеромоторной силе УНЧ-волн, действующей на магнитосферную плазму [11]. Плазма состоит из электронов, протонов, ионов гелия, а также малой примеси ионов кислорода атмосферного происхождения. Распространяясь вниз вдоль геомагнитной силовой линии, спорадический волновой пакет ДС падающего тона в течение длительного времени находится в условиях гирорезонанса с ионом кислорода, движущимся вверх под действием пондеромоторной силы. Это может привести к своеобразному "фонтанированию" ионов кислорода.

Достаточно мощные серии жемчужин могут заметно повлиять на распределение плазмы в магнитосфере. При этом пондеромоторная сила ионно-циклотронной волны "сгребает" плазму к минимумам геомагнитного поля. На

относительно небольшом удалении от Земли применима дипольная аппроксимация поля, так что минимумы располагаются в плоскости геомагнитного экватора. На рисунке 15 показано распределение плотности плазмы ρ вдоль геомагнитных силовых линий в зависимости от амплитуды волны E [11, 103, 104]. Здесь $X = \sin \varphi$, φ — геомагнитная широта, $Y = \rho/\rho_0$, ρ_0 — плотность плазмы при $\varphi = 0$. Мы видим, что если амплитуда волны превышает некоторое критическое значение, то в вершине силовых линий образуется максимум плотности.

7. Заключение

В заключение сделаем некоторое резюме. Наш общий вывод таков: мир частотно-модулированных УНЧ-волн, который нам щедро предоставила природа, и удивляет, и бросает вызов нашей способности понять многообразие форм модуляции. Казалось бы, многое уже ясно и не вызывает сомнения. Это относится к плавной суточной вариации частот ионосферного резонатора и к резкому скачку несущей частоты ионно-циклотронных волн в радиационном поясе при сжатии магнитосферы межпланетной ударной волной. Теория возбуждения колебаний нарастающей частоты в вечернем секторе протонами, инжектированными в окрестности полуночного меридиана во время магнитной бури, также представляется нам довольно правдоподобной. Однако вызывает беспокойство длительное существование ключевых проблем, не поддающихся решению. Перечислим некоторые из них.

Мы установили, что импульсный источник дискретных сигналов, проникающих в полярные шапки, располагается перед фронтом магнитосферы, но не смогли понять происхождение источника. Теория модуляции коротких ионно-циклотронных волн в межпланетной плазме длинными волнами Альвена, бегущими от Солнца, подтверждена лишь наземными наблюдениями серпентинной эмиссии. Настоятельно необходимо и вполне осуществимо произвести прямое наблюдение в межпланетной среде на космическом аппарате. Успехом здесь было бы наблюдение серпентинной эмиссии за пределами магнитосферы. Актуальность решения такой задачи заключается в том, что, судя по всему, квазилинейное взаимодействие коротковолновых колебаний с протонами солнечного ветра приводит к существенному ограничению анизотропии распределения протонов по скоростям.

Наиболее трудным мы считаем комплекс проблем, связанный с возбуждением и распространением жемчужин. Эта разновидность волн Рс1 была обнаружена Саксдорфом и Харангом в середине 1930-х годов. С тех пор никакой другой вопрос так глубоко не волновал исследователей УНЧ-волн, как вопрос о происхождении и свойствах жемчужин. Идеи рождались в изобилии, трудность проблемы действовала на разум побуждающе и плодотворно. Начиная с 1960-х годов исследованием жемчужин интенсивно занимались и продолжают заниматься геофизики и космофизики с использованием наземных и спутниковых средств наблюдения, а также изощрённых методов теоретического анализа линейных и нелинейных волновых процессов. Упомянем интересный вопрос, который широко обсуждался на ранних этапах исследования: что служит затравочным импульсом (триггером), переводящим радиационный пояс в режим

самовозбуждения? Экспериментально изучались эндогенные и экзогенные триггеры, в частности электромагнитные импульсы, проникающие в магнитосферу из межпланетной среды, а также электромагнитные импульсы техногенного происхождения [105].

Два объективных обстоятельства поддерживают интерес к проблеме жемчужин. Первое заключается в том, что самовозбуждение волн в радиационном поясе Земли приводит к естественному ограничению потока энергичных заряженных частиц, захваченных геомагнитной ловушкой. Второе обстоятельство связано с разумным предположением о том, что волновое явление типа жемчужин присуще не только Земле, но и другим планетам, обладающим собственным магнитным полем, а возможно, и более удалённым космическим объектам. В связи с этим уместно сослаться на работу [106], в которой анализируется так называемая зебра-структура в спектре солнечного радиоизлучения, отдалённо напоминающая структуру спектра ожерелья жемчужин.

В результате коллективных усилий была создана система представлений, непротиворечивая в самой себе, однако оказалось, что она не соответствует действительности. На наш взгляд, ключевыми нерешёнными являются проблема формирования дискретности и проблема специфической дисперсии структурных элементов дискретной последовательности. Вероятное существование ионно-циклотронного резонатора, расположенного в экваториальной окрестности радиационного пояса, придаёт ситуации дополнительную остроту. Вопрос о возможном формировании уплотнения плазмы в окрестности экватора в результате пондеромоторного воздействия волн на тяжёлые ионы магнитосферной плазмы создаёт новые трудности и вызывает живой интерес.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 19-15-50043 и № 19-05-00574), Министерством образования и науки РФ (проект РФ КП19-270, программа № 0144-2014-00116 и субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278) и Программой № 12 президиума РАН. Использованные в статье наблюдательные данные получены в том числе с применением оборудования Центра коллективного пользования "Ангара" (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>). Выражаем глубокую благодарность Б.В. Довбне, О.Д. Зотову, Б.И. Клайну, Т.Н. Полюшкиной и Ф.З. Фейгину за многочисленные плодотворные дискуссии.

Список литературы

- Беленькая Е С *УФН* **179** 809 (2009); Belenkaya E S *Phys. Usp.* **52** 765 (2009)
- Troitskaya V A, Gul'elmi A V *Space Sci. Rev.* **7** 689 (1967)
- Guglielmi A V, Pokhotelov O A *Geoelectromagnetic Waves* (Bristol: Institute of Physics Publ., 1996)
- Гульельми А В, Троицкая В А *Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы* (М.: Наука, 1973)
- Мандельштам Л И *Лекции по теории колебаний* (М.: Наука, 1972)
- Рытов С М "Модулированные колебания и волны" *Тр. ФИАН СССР* **2** (1) 41 (1940)
- Гершман Б Н, Угаров В А *УФН* **72** 235 (1960); Gershman B N, Ugarov V A *Sov. Phys. Usp.* **3** 743 (1961)
- Лихтер Я И, Гульельми А В, Ерухимов Л М, Михайлова Г А *Волновая диагностика приземной плазмы* (Отв. ред. О А Молчанов, В Н Ораевский) (М.: Наука, 1988)
- Nishida A *Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere* (New York: Springer-Verlag, 1978)
- Kangas J, Guglielmi A, Pokhotelov O *Space Sci. Rev.* **83** 435 (1998)
- Lundin R, Guglielmi A *Space Sci. Rev.* **127** 1 (2006)
- Гульельми А В *УФН* **177** 1257 (2007); Guglielmi A V *Phys. Usp.* **50** 1197 (2007)
- Гульельми А В, Потапов А С *Солнечно-земная физика* **5** (3) 102 (2019); Guglielmi A V, Potapov A S *Solar-Terr. Phys.* **5** (3) 87 (2019)
- Potapov A S et al. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **119** 91 (2014)
- Гульельми А В *Физика Земли* (3) 3 (2006); Guglielmi A V *Izv. Phys. Solid Earth* **42** 179 (2006)
- Гульельми А В, Довбня Б В *Письма в ЖЭТФ* **18** 601 (1973); Gul'iel'mi A V, Dobnya B V *JETP Lett.* **18** 353 (1973)
- Guglielmi A, Potapov A, Dovbnya B *Solar Phys.* **290** 3023 (2015)
- Гульельми А В, Потапов А С, Довбня Б В *Солнечно-земная физика* **1** (2) 85 (2015)
- Guglielmi A V, Potapov A S, arXiv:1808.05367
- Parker E N *Interplanetary Dynamical Processes* (New York: Interscience Publ., 1963)
- Guglielmi A V, Potapov A S, in *Proc. of the 2017 Progress in Electromagnetics Research Symp., Spring, PIERS, St. Petersburg, Russia, 22–25 May 2017* (Piscataway, NJ: IEEE, 2017) p. 1051
- Hundhausen A J *Coronal Expansion and Solar Wind* (Physics and Chemistry in Space, Vol. 5) (Berlin: Springer-Verlag, 1972)
- Гульельми А В, Потапов А С *Геофизические исследования* **19** (4) 5 (2018); Guglielmi A V, Potapov A S *Geophys. Res.* **19** (4) 5 (2018)
- Киппер А Я *Вопросы космогонии* **8** 58 (1962)
- Guglielmi A *Space Sci. Rev.* **16** 331 (1974)
- Потапов А С *Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца* (34) 3 (1974)
- Belcher J W, Davis L (Jr.) *J. Geophys. Res.* **76** 3534 (1971)
- Bale S D et al. *Nature* **576** 237 (2019)
- Гульельми А В, Довбня Б В *Astrophys. Space Sci.* **31** 11 (1974)
- Fraser-Smith A C *Rev. Geophys.* **20** 497 (1982)
- Asheim S "Serpentine emissions in the polar magnetic field", Report 83-38 (Oslo: Inst. of Physics, 1983)
- Morris R J, Cole K D *Planet. Space Sci.* **35** 313 (1987)
- Довбня Б В и др. *Солнечно-земная физика* **3** (1) 59 (2017); Dovbnya B V et al. *Solar-Terr. Phys.* **3** (1) 73 (2017)
- Довбня Б В, Потапов А С *Физика Земли* (5) 19 (2018); Dovbnya B V, Potapov A S *Izv. Phys. Solid Earth* **54** 680 (2018)
- Leighton R B, Noyes R W, Simon G W *Astrophys. J.* **135** 474 (1962)
- Воронцов С В, Жарков В Н *УФН* **134** 675 (1981); Vorontsov S V, Zharkov V N *Sov. Phys. Usp.* **24** 697 (1981)
- Потапов А С, Полюшкина Т Н, Пуляев В А *Солнечно-земная физика* (20) 45 (2012)
- Potapov A S, Polyushkina T N, Pulyaev V A *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **102** 235 (2013)
- Потапов А С, Полюшкина Т Н *Солнечно-земная физика* (15) 28 (2010)
- Lessing L *Man of High Fidelity: Edwin Howard Armstrong, a Biography* (Philadelphia, PA: Lippincott, 1956)
- Sucksdorf E *Terr. Magn. Atmos. Electricity* **41** 337 (1936)
- Harang L *Terr. Magn. Atmos. Electricity* **37** 57 (1932)
- Yanagihara K *J. Geophys. Res.* **68** 3383 (1963)
- Cornwall J M J *Geophys. Res.* **70** 61 (1965)
- Tepley L *Radio Sci.* **69D** 1089 (1965)
- Гульельми А В *МГД-волны в околоземной плазме* (М.: Наука, 1979)
- Raita T, Kultima J J. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **69** 1600 (2007)
- Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Oxford: Pergamon Press, 1970)
- Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Physical Kinetics* (Oxford: Pergamon Press, 1981)
- Андронов А А, Фабрикант А Л, в сб. *Нелинейные волны* (Отв. ред. А В Гапонов-Грехов) (М.: Наука, 1979) с. 68
- Гульельми А В *Геофизические исследования* **9** (3) 16 (2008)
- Тверской Б А *Динамика радиационных поясов Земли* (М.: Наука, 1968)
- Guglielmi A V, Potapov A S, Russell C T *Письма в ЖЭТФ* **72** 432 (2000); *JETP Lett.* **72** 298 (2000)
- Kangas J, Fraser B, Potapov A J. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **69** 1599 (2007)

55. Demekhov A G *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **69** 1609 (2007)
56. Mursula K J. *Atmos. Solar-Terr. Phys.* **69** 1623 (2007)
57. Zolotukhina N, Cao J J. *Atmos. Solar-Terr. Phys.* **69** 1668 (2007)
58. Kurazhkovskaya N A, Klain B I, Dovbnya B V J. *Atmos. Solar-Terr. Phys.* **69** 1680 (2007)
59. Yahnin A G, Yahnina T A J. *Atmos. Solar-Terr. Phys.* **69** 1690 (2007)
60. Paulson K W et al. *Geophys. Res. Lett.* **41** 1823 (2014)
61. Paulson K W et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **122** 105 (2017)
62. Klimushkin D Yu, Mager P N, Marilovtseva O S J. *Atmos. Solar-Terr. Phys.* **72** 1327 (2010)
63. Mikhailova O S J. *Atmos. Solar-Terr. Phys.* **108** 10 (2014)
64. Некрасов А К, Фейгин Ф З *Физика Земли* (5) 81 (2018); Nekrasov A K, Feygin F Z *Izv. Phys. Solid Earth* **54** 741 (2018)
65. Фейгин Ф З, Якименко В Л *Геомагнетизм и аэрономия* **9** 700 (1969)
66. Фейгин Ф З, Якименко В Л *Геомагнетизм и аэрономия* **10** 558 (1970)
67. Feygin F Z, Kurchashov Yu P J. *Geomagn. Geoelectricity* **26** 539 (1975)
68. Guglielmi A, Kangas J, Potapov A J. *Geophys. Res.* **106** 25847 (2001)
69. Guglielmi A, Kangas J J. *Atmos. Solar-Terr. Phys.* **69** 1635 (2007)
70. Гульельми А В, Потапов А С *Космические исследования* **50** 283 (2012)
71. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* (М.: Наука, 1988); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1976)
72. Гульельми А В *Письма в ЖЭТФ* **13** 85 (1971); Gul'el'mi A V *JETP Lett.* **13** 57 (1971)
73. Беспалов П А, Трахтенгерц В Ю *Альвовские мазеры* (Горький: ИПФ АН СССР, 1986)
74. Тагиров В Р, Трахтенгерц В Ю, Черноус С А *Геомагнетизм и аэрономия* **26** 600 (1986)
75. Трахтенгерц В Ю, Тагиров В Р, Черноус С А *Геомагнетизм и аэрономия* **26** 99 (1986)
76. Трахтенгерц В Ю, Демехов А Г *Природа* (4) 25 (2002)
77. Trakhtengerts V Y, Rycroft M J *Whistler and Alfvén Mode Cyclotron Masers in Space* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2008); Пер. на русск. яз.: Трахтенгерц В Ю, Райкрофт М Дж *Свистовые и альфовенские мазеры в космосе* (М.: Физматлит, 2011)
78. Вайнштейн Л А *УФН* **118** 339 (1976); Vainshtein L A *Sov. Phys. Usp.* **19** 189 (1976)
79. Кравцов А Ю, Орлов Ю И *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М.: Наука, 1980); Пер. на англ. яз.: Kravtsov Yu A, Orlov Yu I *Geometrical Optics of Inhomogeneous Media* (Berlin: Springer-Verlag, 1990)
80. Storey L R O *Philos. Trans. R. Soc.* **246** 113 (1953)
81. Carpenter D L J. *Geophys. Res.* **68** 1675 (1963)
82. Потапов А С *Геомагнетизм и аэрономия* **13** 377 (1973)
83. Гульельми А В, Клайн Б И, Потапов А С *Солнечно-земная физика* **3** (4) 27 (2017); Guglielmi A V, Klain B I, Potapov A S *Solar-Terr. Phys.* **3** (4) 26 (2017)
84. Гульельми А В, Потапов А С, Довбня Б В *Геофизические исследования* **20** (2) 19 (2019)
85. Russell C T, Норпе М М *Space Sci. Rev.* **34** 155 (1983)
86. Троицкая В А, Мельникова М В "Явление возбуждения квазипериодических колебаний магнитного поля Земли нарастающей частоты", Государственный реестр открытий СССР. Диплом № 179. Приоритет от 4 июля 1959 г.
87. Троицкая В А, Мельникова М В *ДАН СССР* **128** 917 (1959)
88. Troitskaya V A J. *Geophys. Res.* **66** 5 (1961)
89. Gendrin R et al. *Planet. Space Sci.* **15** 239 (1967)
90. Троицкая В А, Щепетнов Р В, Гульельми А В *Геомагнетизм и аэрономия* **8** 794 (1968)
91. Мальцева Н Ф, Гульельми А В, Виноградова В Н *Геомагнетизм и аэрономия* **10** 939 (1970)
92. Potapov A et al., in *Trigger Effects in Geosystems. The 5th Intern. Conf., Sadosky Institute of Geospheres Dynamics of Russian Academy of Sciences* (Springer Proc. in Earth and Environmental Sciences, Eds G Kocharyan, A Lyakhov) (Cham: Springer, 2019) p. 579
93. Золотухина Н А "Возбуждение геомагнитных пульсаций в результате инъекции и нестационарного дрейфа энергичных частиц", Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: Институт физики Земли АН СССР, 1979)
94. Zolotukhina N, Cao J J. *Atmos. Solar-Terr. Phys.* **69** 1668 (2007)
95. Гульельми А В, Потапов А С *Солнечно-земная физика* **3** (3) 95 (2017); Guglielmi A V, Potapov A S *Solar-Terr. Phys.* **3** (3) 82 (2017)
96. Burton R K, McPherron R L, Russell C T J. *Geophys. Res.* **80** 4204 (1975)
97. Потапов А С и др. *Солнечно-земная физика* **2** (4) 13 (2016); Potapov A S et al. *Solar-Terr. Phys.* **2** (4) 16 (2016)
98. Feygin F Z, Yakimenko V L *Ann. Geophys.* **27** 49 (1971)
99. Gendrin R et al. *Planet. Space Sci.* **19** 165 (1971)
100. Guglielmi A, Pokhotelov O *Space Sci. Rev.* **65** 5 (1993)
101. Potapov A S, Polyushkina T N *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **58** 5058 (2020)
102. Леонович А С, Мазур В А *Линейная теория МГД-колебаний магнитосферы* (М.: Физматлит, 2016)
103. Гульельми А В *Физика Земли* (7) 35 (1992)
104. Гульельми А В, Фейгин Ф З *Физика Земли* (5) 53 (2018)
105. Гульельми А В, Зотов О Д *Физика Земли* (6) 23 (2012); Guglielmi A V, Zotov O D *Izv. Phys. Solid Earth* **48** 486 (2012)
106. Злотник Е Я *Солнечно-земная физика* **16** 49 (2010)

Frequency-modulated ULF waves in near-Earth space

A.V. Guglielmi^(1,a), A.S. Potapov^(2,b)

⁽¹⁾ *Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, ul. Bol'shaya Gruzinskaya 10, str. 1, 123242 Moscow, Russian Federation*

⁽²⁾ *Institute of Solar-Terrestrial Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, ul. Lermontova 126A, 664033 Irkutsk, Russian Federation*

E-mail: ^(a) guglielmi@mail.ru, ^(b) potapov@iszf.irk.ru

This review is devoted to ultra-low-frequency electromagnetic waves of a natural origin. A variety of frequency-modulated waves whose sources are located in the ionosphere, in the radiation belt, on the periphery of the magnetosphere, and in the solar wind in front of the magnetosphere bow shock are considered. The main focus is on the mechanisms of the formation of frequency modulation. Analysis of frequency modulation gives us information about the processes of excitation and propagation of waves, as well as about physical conditions in places of excitation and along signal propagation paths. Relevant open question about the physics of frequency-modulated waves are indicated.

Keywords: plasma, solar wind, magnetosphere, radiation belt, electromagnetic waves, ion cyclotron instability, dispersion, Doppler effect

PACS numbers: 94.20.ws, **94.30. – d**, 94.30.Ms

Bibliography — 106 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (5) 475–491 (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.06.038777>

Received 29 March 2020, revised 9 June 2020

Physics – Uspekhi **64** (5) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.06.038777>