

УДК 550.388.2

А. В. Колосков, В. Г. Синицын,
Н. Н. Герасимова, Ю. М. Ямпольский

Радіоастрономічний інститут НАН України, Харків

Околоземные резонаторы СНЧ-волн как индикаторы космической погоды

Надійшла до редакції 08.01.08

Наземні методи спостережень за космічною погодою спираються на вимірювання електрических і магнітних складових у сигналах, що породжені хвильовими процесами в геокосмосі. Структурні утворення, котрі відкликаються на зміні фізичних умов у магнітосфері і можуть бути індикаторами космічної погоди, — це резонатори електромагнітних та МГД-хвиль, що існують завдяки неоднорідному розподілу навколоземної плазми. Їхні характерні часові періоди відповідають діапазонам ультра- та наднизьких частот. В роботі досліджено варіації частотних, амплітудних і поляризаційних характеристик полів у магнітосферному резонаторі, іоносферному альвенівському резонаторі та в порожнині між Землею та іоносферою під впливом збурень геомагнітного поля і протонних спалахів на Сонці. Розглянуто теоретичну модель зв'язаніх резонаторів альвенівських хвиль в іоносфері й магнітосфері.

ВВЕДЕНИЕ

Мониторинг и прогнозирование состояния околоземного пространства является одной из важнейших задач радиофизики, геофизики и космических исследований. В ближнем космосе происходит большинство процессов взаимодействия корпускулярных и радиационных потоков от Солнца с магнитным полем и плазменно-газовой оболочкой Земли. Неоднородность пространственного распределения ионизованного компонента атмосферного газа около Земли обусловила возникновение в магнитосфере и ионосфере своеобразных ограниченных образований, которые могут играть роль резонаторов для волновых процессов ультра- и сверхнизкочастотного диапазонов — от сотых долей герца до единиц герц. Это резонаторы МГД (магнитогидродинамических) волн в области замкнутых силовых линий геомагнитного поля в магнитосфере [4, 11] и так называемый ионосферный альвеновский резонатор (ИАР) [1, 8]. Носителями периодических во времени вариаций электрического

и магнитного полей в магнитосферных резонаторах преимущественно являются МГД-волны двух видов: быстрый магнитный звук (БМЗ) и волны Альвена. С ними связаны объемные резонансы (cavity resonances) в пределах всей области замкнутых линий и специфические эффекты FLR (field line resonances), т.е. стоячие волны вдоль силовых линий геомагнитного поля [11]. Структура FLR образуется при отражении МГД-волн от ионосферы на двух концах силовой линии: в магнитосопряженных областях Южного и Северного полушарий. Ионосферный альвеновский резонатор образуется также вдоль силовой трубы геомагнитного поля, занимая объем между E -слоем и областью в верхней ионосфере, которая характерна быстрым ростом характерной скорости МГД-волн. Таким образом, два альвеновских резонатора, ИАР и MP-FLR оказываются структурно связанными, и естественно предполагать наличие между ними связи электродинамической, несмотря на значительный разнос частот, свойственных каждому из этих образований. В качестве проявлений такой связи

можно было бы ожидать коррелированных вариаций параметров поля в резонаторе при резких изменениях внешних условий, например во время геофизических возмущений.

Еще одним крупномасштабным образованием, проявляющим резонансные свойства относительно волновых процессов СНЧ-диапазона, является полость между поверхностью Земли и ионосферой. Имея общую «стенку» с ИАР и магнитосферным резонатором, она также может быть связана с ними параметрически. Для исследования характеристик околоземных резонаторов и обнаружения эффектов связи между ними в РИ НАН Украины проводились длительные наблюдения электромагнитных шумовых сигналов диапазона $10^{-3} \dots 10^{-1}$ Гц и теоретическое моделирование. Большая часть систематических измерений выполнена в 2000—2006 гг. на украинской антарктической станции ($65^{\circ}15'$ ю.ш., $64^{\circ}16'$ з.д.). В процессе мониторинга исследованы вариации частотных и поляризационных параметров волнового поля в резонаторных структурах под воздействием как регулярных (суточных, сезонных и др.), так и спорадических изменений геофизических и гелиофизических условий (космической погоды).

ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАНСНЫХ ПОЛЕЙ В ДИАПАЗОНАХ УНЧ—СНЧ

Для исследования вариаций волновых полей в диапазонах ультразвуковых и сверхнизких частот измерялись магнитные составляющие поля. Измерения выполнялись высокочувствительными магнитометрами, созданными в ЛЦ ИКД — Львовском центре Института космических исследований НАНУ—НКАУ [9]. В СНЧ-диапазоне основным прибором являлся магнитометр LEMI-112, а также использовалась метеомагнитная станция LEMI-117. Магнитные датчики индукционного типа, примененные в этих установках, ориентируются по ортогональным направлениям — как правило, вдоль географического меридiana (канал NS) и параллели (канал EW). В Антарктиде первоначально регистрировались вариации горизонтальных составных магнитного поля в частотной полосе 3—300 Гц, т. е. в первую очередь поля резонатора Земля — ионосфера (шумановские резонансы). Позже

комплекс LEMI-112 был дополнен датчиком вертикальной компоненты магнитного поля и двумя горизонтальными сенсорами диапазона 0.01—10 Гц. В этой полосе амплитудно-частотная характеристика датчиков постоянна. Такая модификация инструмента использована для измерений наземного магнитного отклика на МГД-поле альвеновского резонатора в ионосфере, с привлечением как «широкополосных», так и «узкополосных» каналов. Комплекс характеризуется низким уровнем собственных шумов (0.03 пТл/Гц в пределах рабочего диапазона) и высокой степенью межканальной идентичности АЧХ. Привязка по времени осуществлялась с помощью GPS-приемника. Ультразвуковые поля геомагнитных пульсаций (миллигерцевый диапазон) регистрировались с помощью трехкомпонентного магнитометра LEMI-008, который также был создан в ЛЦ ИКД. Его рабочие частоты — от 0 до 0.5 Гц, чувствительность 0.1 нТл при частоте съема данных 1 Гц.

Суточные и сезонные зависимости характеристик волновых полей. Измерения вариаций горизонтальных магнитных компонент на частотах 1—10 Гц осуществлялись для исследования характеристик шумановских резонансов и для изучения сравнительно нового эффекта — локальных резонансов альвеновских волн в ионосфере. В апреле 2005 г. на украинской станции в Антарктике (УАС) состоялась первая регистрация полей ИАР в Южном полушарии [3]. Далее измерения продолжались в мониторинговом режиме в 2005 г. и до конца 2006 г. По результатам круглогодичных наблюдений анализировались вероятности регистрации эффекта ИАР и особенности поведения характеристик сигнала в различные сезоны года, время суток и в разных геофизических условиях. При возможности проводилось сравнение с поведением шумановских резонансов и пульсаций геомагнитного поля.

Ионосферный альвеновский резонатор. Система стоячих МГД-волн в ионосфере порождает наземный электромагнитный отклик, который проявляется на спектрограммах выходных сигналов магнитометра (каналы NS и EW) как группа дискретных пиков в интервале частот 0.2—10 Гц. На рис. 1—3 представлены спектры СНЧ-сигнала, полученные в разное время суток 8 апреля 2005 г. (местное время LT в пункте

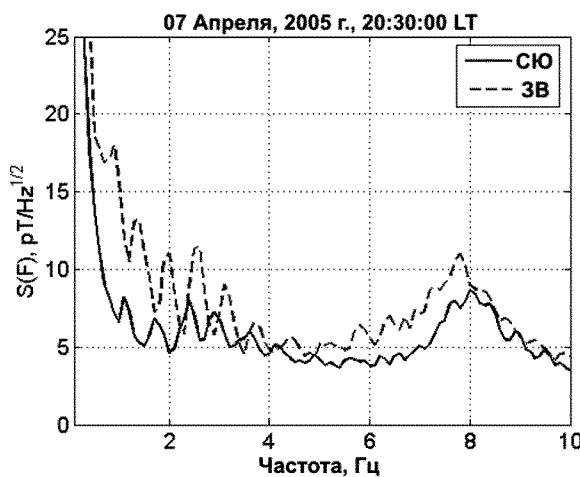


Рис. 1. Спектры СНЧ-сигналов, принятых на УАС 7 апреля 2005 г. в 20:30 местного времени. Дискретные собственные частоты ИАР наблюдаются в обоих каналах в диапазоне 0.8–10 Гц, включая окрестность первого шумановского резонанса

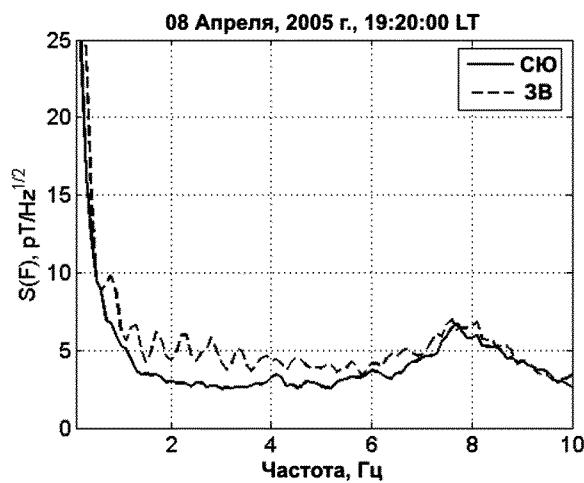


Рис. 3. Спектры СНЧ-шума, принятого на УАС вечером 8 апреля 2005 г. (19:20 местного времени). Резонансная структура хорошо выражена только в приемном канале EW

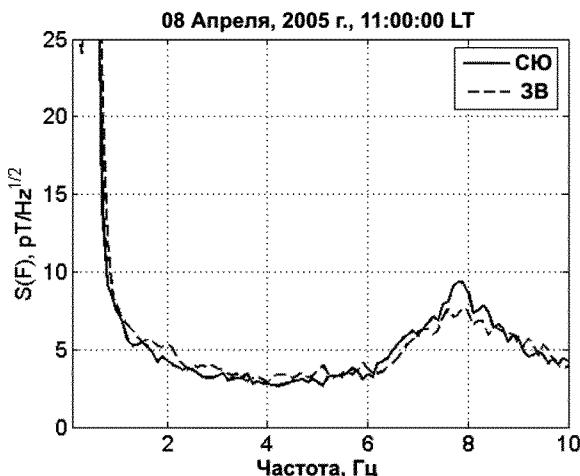


Рис. 2. Спектры СНЧ-шума, принятого на УАС в дневное время 8 апреля 2005 г.

наблюдения отличается от мирового времени UT на 4 ч).

Как видно, резонансные пики лишь приблизительно эквидистанты. Значения частот в максимумах линий в каждом из каналов могут не совпадать.

Временные вариации пиковых частот можно интерпретировать как дрейф спектральных линий со скоростью в единицы герц за час. Четкая

дискретная структура наблюдается в канале NS только в ночное и утреннее время, а в канале EW также в вечерние часы. Такое поведение спектральных характеристик ИАР отмечено не только для индивидуальных записей в сентябре 2005 г., но типично для спокойных ионосферных условий.

В ходе анализа большого массива данных за осенне-зимний период 2005 г. и часть 2006 г. существенно уточнены выводы о суточных и сезонных закономерностях поведения ИАР, сделанные первыми исследователями эффекта [1, 8]. Как на средних, так и в высоких широтах резонансная структура спектра МГД-волн наблюдается преимущественно в зимнее время и в переходные периоды суток (утренние и вечерние часы) и исчезает днем (см. также реализацию спектра рис. 2). В южнополярном регионе нами были отмечены случаи повышенной стабильности явления, когда линии ИАР регистрировались непрерывно на протяжении нескольких суток. Особенностью таких записей было малое число дискретных линий (3–5) и значительный частотный разброс между ними (более 1 Гц).

Резонансная структура СНЧ-волн в ионосфере регистрировалась наземными средствами в течение 44 % от полного времени наблюдений. Для исследования зависимостей от времени суток весь промежуток непрерывной регистрации

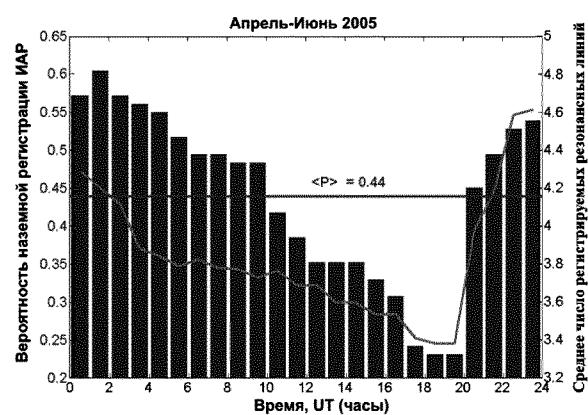


Рис. 4. Суточные распределения вероятности наземной регистрации ИАР (гистограмма, левая вертикальная шкала) и среднего числа регистрируемых резонансных линий (кривая линия, правая шкала)

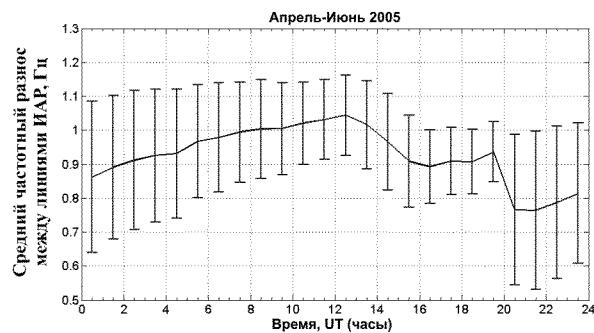


Рис. 5. Суточный ход среднего частотного разноса между линиями альвеновского резонанса (в среднем за зимний период 2005 г.)

был разбит часовые интервалы, на каждом из которых определялось наличие или отсутствие линий ИАР в спектре, количество линий в спектрограмме и частотный разнос между соседними линиями. В отсутствие формализованной процедуры определения шумового порога и превышения сигнала над ним оценки наличия и количества линий, очевидно, субъективны, однако позволяют сделать статистически состоятельные выводы. На рис. 4 представлены усредненные за время анализа (апрель — июнь 2005 г.) суточные распределения двух параметров: «вероятности» (т. е. относительной частоты) регистрации дискретных линий в спектре и их среднего числа. Минимум функции распределе-

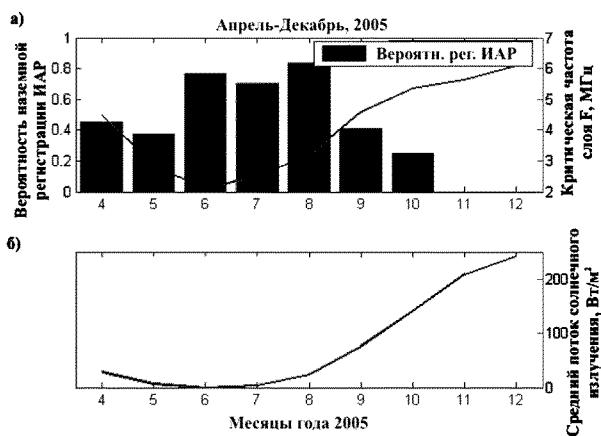


Рис. 6: а — относительная частота регистрации ИАР в различные месяцы 2005 г. (гистограмма, левая вертикальная шкала) в сравнении с критической частотой слоя F (кривая, отсчет значений по правой шкале); б — сезонный ход среднемесячной величины радиационного потока Солнца (отсчет значений по правой шкале)

ния (на уровне 22—24 %) имеет место с 18 до 20 UT, после чего отмечается резкий подъем вероятности — до 60 % к 02 UT (22 LT) — и постепенное уменьшение к 18 UT. Таким же образом изменяется среднее число регистрируемых линий.

Суточный ход среднего частотного расстояния между спектральными линиями ИАР показан на рис. 5. Как видно, разность частот dF в среднем не превышает 1.0 Гц. Отмечается максимум dF вблизи середины суток (утром по местному времени) и уменьшение в начале и в конце суточного интервала. На диаграммах рис. 6 можно проследить сезонную зависимость вероятности наблюдения ИАР в сравнении с поведением критической частоты ионосферного слоя F . Из рис. 6 видно, что вероятность регистрации ИАР выше в зимние месяцы (июнь — август) и минимальна осенью и весной (апрель — май и сентябрь — ноябрь соответственно). В переходный период с конца весны (до декабря) на антарктической станции не было ни одного случая четкой регистрации ИАР. Очевидна связь такой зависимости с сезонной вариацией электронной плотности (и критической частоты f_{0F}) в слое F , которая контролируется приходящим в ионосферу радиационным потоком. При спокой-

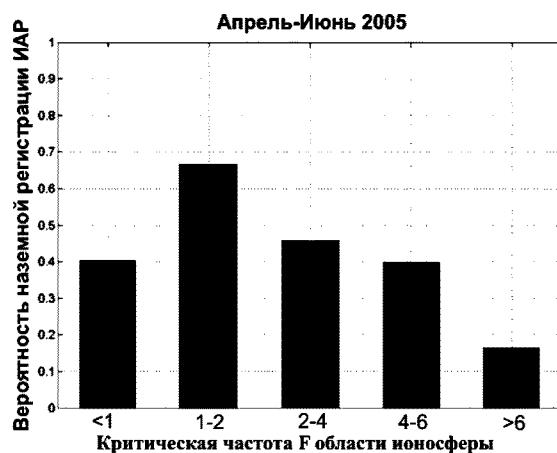


Рис. 7. Зависимость вероятности регистрации ИАР от критической частоты ионосферного слоя F

ных условиях в геокосмосе (и отсутствии корпукскулярных ионизирующих агентов) этот поток совпадает со средним потоком солнечного излучения (рис. 6, б).

Отрицательная корреляция параметров ионосферного резонатора с электронной концентрацией вблизи максимума слоя [1] ранее считалась твердо установленным фактом, однако в действительности эта зависимость по меньшей мере немонотонна (рис. 7). Если f_{0F} становится выше 6 МГц, вероятность регистрации ИАР близка к нулю. Напротив, при малой плотности ионосферы вероятность возникновения дискретного спектра с увеличением f_{0F} вначале увеличивается (рис. 7). Кроме того, наблюдаемые характеристики ИАР определяются не только величиной f_{0F} , но высотами максимумов E и F , профилями ионной частоты соударений и параметрами холловского слоя, от которых зависит импеданс нижней «стенки» ИАР.

Далее рассмотрим поведение параметров ИАР и других резонаторов во время значительных геомагнитных возмущений, которые могут влиять на распределение ионизации в ионосфере. Реакция резонансных структур на резкие изменения внешних условий в геокосмосе, которые происходят вследствие вспышек на Солнце, солнечных затмений, явлений SSC и др. представляет значительный интерес для диагностики состояния околоземного космоса.

Вариации характеристик СНЧ- и УНЧ-резонансов при спорадических изменениях космической погоды. Шумановский резонатор. В сентябре 2005 г. мониторинговые измерения параметров поля всех трех СНЧ-УНЧ-резонаторов на УАС совпали по времени с мощной вспышкой на Солнце. 7 сентября 2005 г. в 17:00 UT геофизический спутник GOES зафиксировал рентгеновский всплеск класса X17, а 8 сентября последовало протонное событие [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/Satellite_ENVIRONMENT/]. Максимум потока высокоэнергичных протонов (энергии выше 10 МэВ) был зарегистрирован вблизи орбиты Земли в 04:25 UT 11 сентября, величина его составила 1880 p.f.u. (1 p.f.u. = $1 \text{ см}^{-2} \text{ср}^{-1} \text{с}^{-1}$).

На рис. 8 представлен временной ход во время вспышки ряда параметров СНЧ-поля в резонаторе Земля — ионосфера, вычисление которых предусмотрено программой стандартной обработки записей: частоты максимального отклика на первой резонансной моде в каналах NS и EW, интенсивность I поля первой моды, интенсивность поляризованного компонента I_p , поляризационное отношение P , коэффициент эллиптичности r и угол ориентации большой полуоси эллипса поляризации. Отсчет времени (в часах вдоль горизонтальной оси) начинается в 00 LT 7 сентября 2005 г. С 9 по 13 сентября 2005 г. включительно временные зависимости всех анализируемых параметров демонстрируют заметные отклонения от среднего хода. Увеличилась интенсивность поляризованного компонента. (Заметим, что такое же увеличение наблюдается при регулярном сезонном возрастании критической частоты F -слоя). Заметно уменьшилась величина отношения малой полуоси эллипса к большой. Усилился эффект «разбегания» пиковых значений частоты резонансного мода в ортогональных каналах регистрации горизонтальных магнитных составляющих.

Интенсивность указанных явлений оказалась весьма зависимой от сезона года — т. е. от общего «фонового» состояния ионосферы. В работе [3] рассматривалось поведение тех же параметров шумановского поля во время солнечной вспышки января 2005 г., т. е. в летний период. Несмотря на значительно большую, чем в сентябре, плотность протонного потока приход высокоэнергичных частиц в ионосферу не вы-

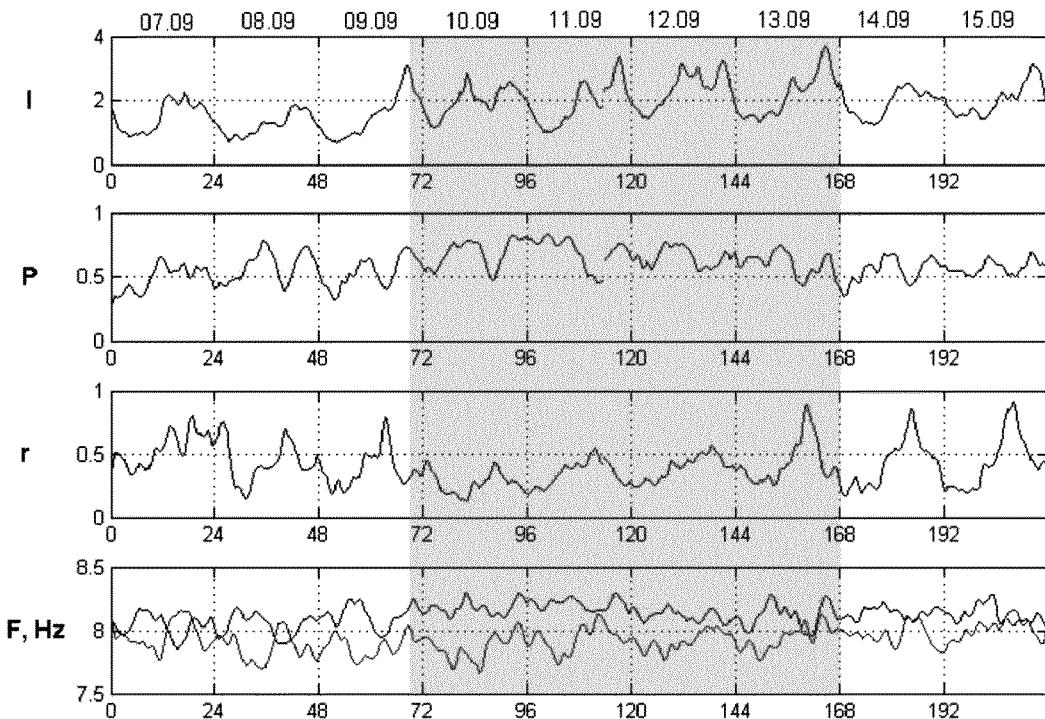


Рис. 8. Вариации параметров поля шумановского резонанса во время протонной вспышки на Солнце 8—14 сентября 2005 г. Максимум потока частиц с энергией выше 10 МэВ (1880 р.ф.у.) зарегистрирован 11 сентября 2005 г.

звал заметных изменений ни в частотах первой резонансной моды f_1 , ни в ее поляризационных характеристиках. Несколько магнитных бурь, последовавших за вспышкой 16.01.05, также вызвали лишь незначительные изменения, и только в одном параметре поляризации — коэффициенте эллиптичности r . С другой стороны, влияние умеренных магнитных возмущений, связанных с летними вспышками 2006 г. (06.12.2006—13/14.12.2006), отчетливо проявляется как в вариациях частоты f_1 , так и в коэффициенте эллиптичности.

Геомагнитные пульсации. Мониторинг ультразвукочастотного (УНЧ) поля геомагнитных пульсаций осуществлялся в РИ НАН Украины более семи лет, как автономно в Украине и в Антарктике, так и синхронно в сопряженных точках Северного и Южного полушарий [14]. В 2004—2006 гг. исследовались особенности возбуждения и вариации спектров и поляризации пульсаций Pc3 и Pc 4, обусловленные магнитосферными возмущениями. На рис. 9—11 можно

проследить влияние магнитных бурь в декабре 2006 г. на амплитуды и поляризацию пульсаций этих классов. Рис. 9 представляет месячную запись трех ортогональных компонентов магнитного поля Земли (МПЗ), на которой заметны две явно выраженные бури 6-7 и 14-15 декабря и периоды более слабых возмущений до 20—22 декабря 2006 г. (Вертикальные шкалы градуированы в нанотесла, однако начальный уровень на каждой шкале условен).

На двух последующих рисунках представлены результаты спектральной и поляризационной обработки горизонтальных магнитных составляющих после узкополосной фильтрации: временные периоды пульсаций, большая (A) и малая (B) оси эллипса поляризации и угол ориентации большой оси относительно меридиана. Как видно, магнитосферный альвеновский резонатор откликается на каждое возмущение МПЗ значительным повышением амплитуды пульсаций. Относительно более мощная буря 14—15 декабря возбудила пульсации обоих

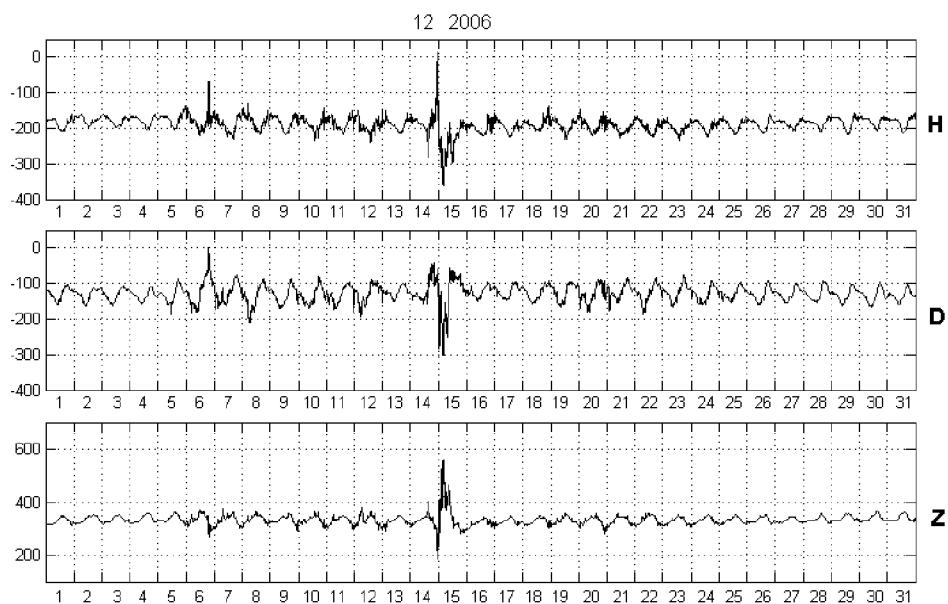


Рис. 9. Вариации трех компонентов геомагнитного поля на УАС в летний период (декабрь) 2006 г. Шкалы на вертикальных осях градуированы в нТл относительно условного нулевого уровня

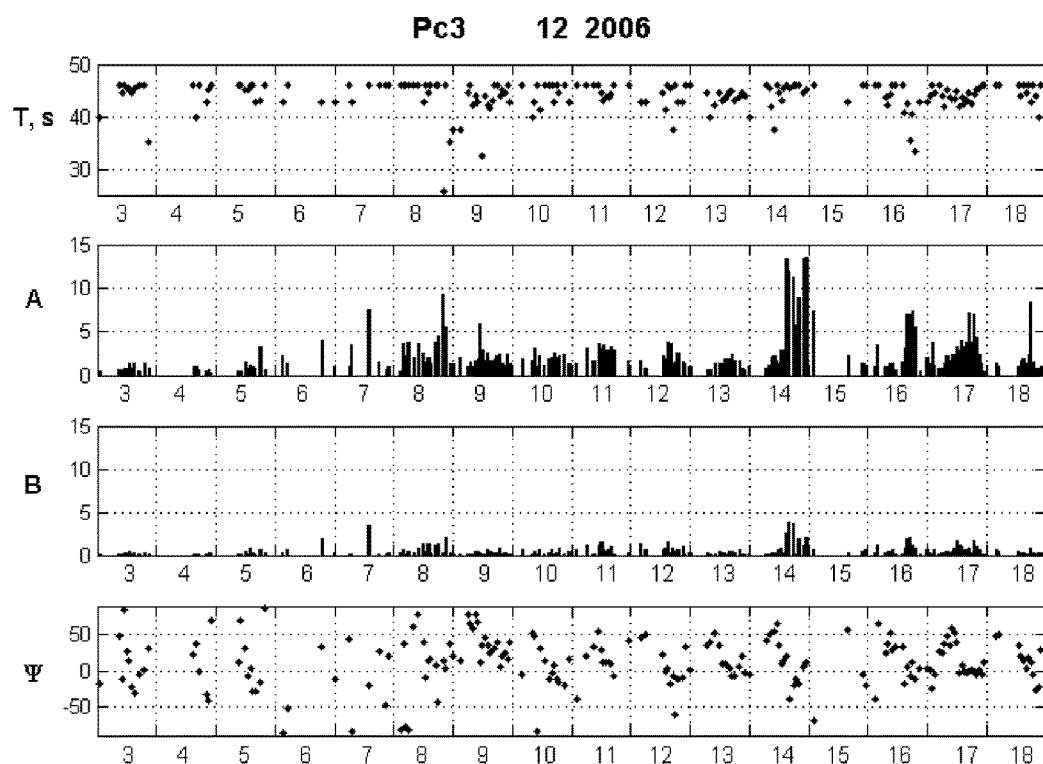


Рис. 10. Вариации параметров геомагнитных пульсаций Рс3 в декабре 2006 г.

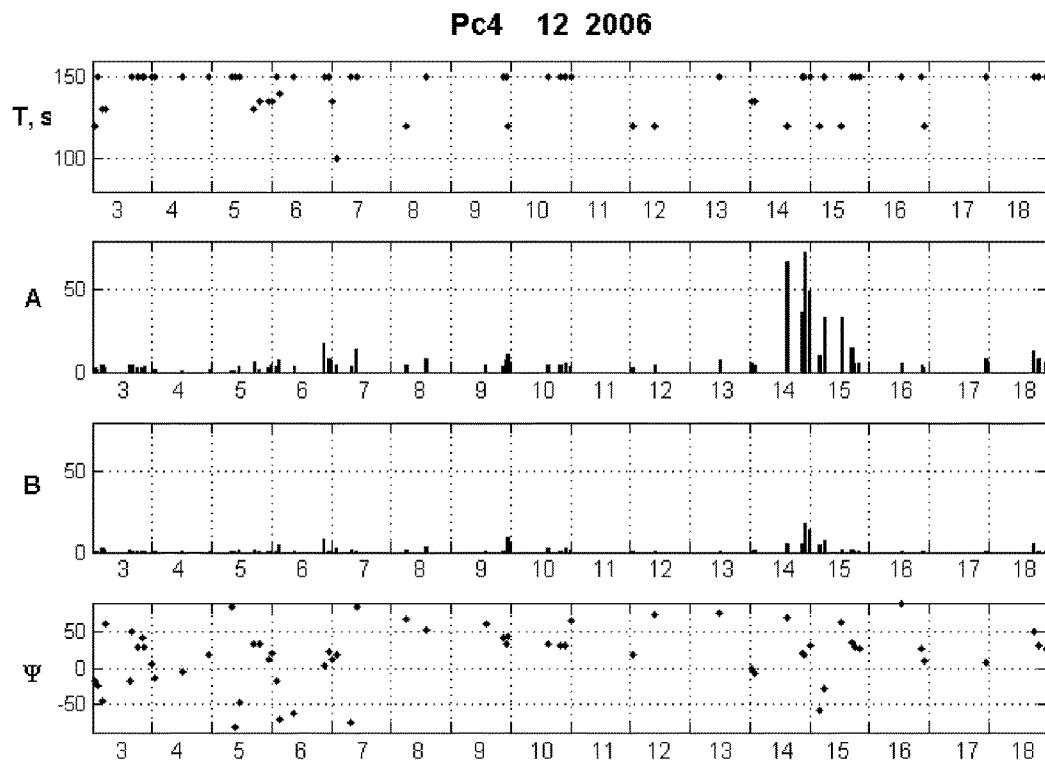


Рис. 11. Вариации параметров геомагнитных пульсаций Pc4 в декабре 2006 г.

спектральных классов — как Pc3, так и долгопериодные Pc4, в то время как слабые, но практически гармонические вариации 6—7 декабря проявились в основном в виде Pc3. На нижней панели рис. 10 довольно отчетливо прослеживается линейный суточный ход угла ориентации поляризационного эллипса пульсаций — т. е. поворот большой оси вслед за выделенной точкой на небесной сфере. Такое поведение поляризационного параметра пульсаций («эффект подсолнечника») было впервые обнаружено экспериментально в работе [2] и смоделировано в [14]. Как отмечалось в [2], монотонный поворот эллипса поляризации от востока к западу наблюдается как летом, так и зимой. В зимний период он представляет единственный вид неслучайных суточных вариаций поляризационных параметров пульсаций. В летнее время вероятность появления этого эффекта повышается с увеличением геомагнитной активности — что и имеет место в наблюдениях декабря 2006 г. «Подсолнечник» возникает благодаря тому, что поле геомагнитной пульсации в ионос-

фере формируется как альвеновскими, так и магнитозвуковыми (БМЗ) модами. Направление прихода БМЗ волны из магнитосферы изменяется вслед за изменением положения подсолнечной точки на магнитопаузе, где пульсации генерируются солнечным ветром.

Ионосферный альвеновский резонатор. Реакцию ионосферного резонатора на только что рассмотренные магнитные возмущения (в январе 2005 г. и декабре 2006 г.) проследить не удалось, поскольку в летний период обычно отсутствует сам эффект ИАР. Отклик ИАР на изменения космической погоды исследован вновь на примере протонной вспышки 8—14 сентября 2005 г. и сопутствующей ей магнитной бури. До прихода горячих частиц на уровень земной орбиты наблюдался обычный суточный ход числа линий ИАР и среднего частотного разноса между ними (рис. 12). Максимальное число линий увеличивалось в период с 7 по 9 сентября вслед за уменьшением среднесуточной критической частоты f_{0F} . Резкое увеличение f_{0F} 9 сентября 2005 г., связанное с приходом в

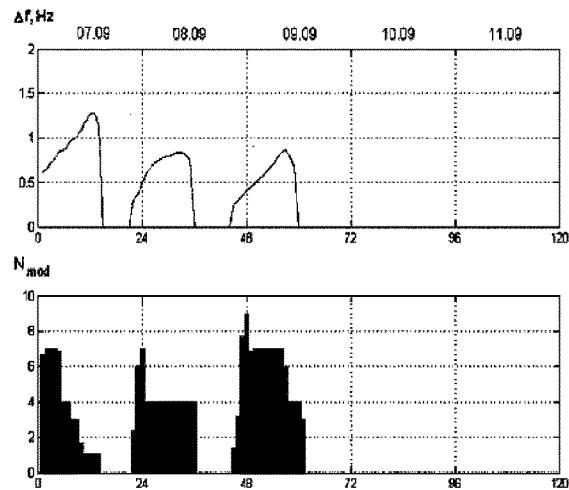


Рис. 12. Суточные вариации среднего частотного разноса между линиями ИАР и количества регистрируемых линий до и во время солнечной вспышки 8—14 сентября 2005 г.

ионосферу значительного числа энергичных протонов, нарушило условия для захвата волн резонатором. Контроль критических частот F - и E -слоев ионосферы, непрерывно осуществляемый с помощью ионозонда, показал, что в максимальную фазу протонной вспышки E -слой практически отсутствовал, и в 2005 г. такое состояние над УАС продолжалось с 10 по 16 сентября.

МОДЕЛЬ СВЯЗАННЫХ МГД-РЕЗОНАТОРОВ

Для анализа физических эффектов, сопровождающих распространение МГД-волн в магнитосфере и ионосфере Земли — в том числе в ИАР, — применяются многочисленные теоретические модели разной степени сложности. В зависимости от специфики задачи модель может абстрагироваться от тех или иных деталей пространственной структуры среды. Например, при расчете длиннопериодных пульсаций толща ионосферы заменяется бесконечно тонкой анизотропной поверхностью, отделяющей плазму магнитосферы от нейтральной атмосферы. В других случаях рассматривается близкая к реальной конфигурация геомагнитного поля, но граничные условия не учитывают наличия нейтральной атмосферы вблизи поверхности Земли [4]. Подобные идеализации неприменимы при описании ИАР, по-

скольку длины собственных волн этого резонатора сравнимы с характерными пространственными масштабами изменения параметров среды распространения. Иными словами, модель волноведущей структуры должна учитывать конечную толщину и внутреннюю структуру ее составных частей. Вместе с тем плоская геометрия [5] в ряде случаев оказывается достаточно адекватным представлением. В плоскостной модели (так называемой *box model* [11]) можно учесть практически все подробности неоднородного распределения параметров среды. В работах [12] и др. собственные функции ИАР описаны аналитическими решениями волнового уравнения в *box model* для специального координатного «профиля» коэффициента преломления. Наиболее полное описание ИАР как открытой дифракционной структуры было дано в работе [6] также в рамках *box model*. При этом использовались реалистичные модели концентрации частиц и частот соударений в верхней ионосфере и в «холловском слое», последовательно рассмотрена связь волновых мод МГД в ионосфере и их преобразование в электромагнитное поле в нейтральной атмосфере. Однако этот анализ являлся исключительно численным.

Цель данной работы — исследовать магнитосферный резонатор FLR и ионосферный альвеновский как связанную систему. Для анализа спектра ее собственных колебаний использован полуаналитический подход, при котором координатная зависимость (профиль) коэффициента преломления волн, включая «потенциальную яму» в области ИАР, аппроксимируется функциями, допускающими замкнутое решение волнового уравнения.

Основные соотношения. Уравнения Максвелла для фурье-гармоник волнового поля будем рассматривать с учетом закона Ома

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) = \sigma_0 \mathbf{E}_0 + \sigma_{\perp} \mathbf{E}_{\perp} - \sigma_H \left[\mathbf{E}_{\perp}, \frac{\mathbf{B}_0}{B_0} \right] \quad (1)$$

в плазме ионосферы / магнитосферы (\mathbf{j} — плотность наведенного тока; $\sigma_0(\mathbf{r}, \omega)$, $\sigma_{\perp}(\mathbf{r}, \omega)$ и $\sigma_H(\mathbf{r}, \omega)$ — соответственно продольная, поперечная и холловская проводимости плазмы; в нейтральной атмосфере ток $\mathbf{j} = 0$). Введем декартову систему координат, в которой ось x направлена на север по географическому меридиану, ось y — на восток, а z — вертикально вниз. Начало

отсчета по z соответствует сечению магнитосфера экваториальной плоскостью, так что на поверхности Земли $z = \pm l/2$ в южном и северном полушариях (l — длина силовой линии геомагнитного поля на широте наблюдателя; линия предполагается выпрямленной и также направленной по вертикали). Векторы поля выразим через потенциалы уиттекеровского типа [7, 13], которые связаны с обычными скалярным и векторным потенциалами как

$$\begin{aligned}\Phi &= i \frac{\omega}{c} \Psi, \\ \mathbf{A} &= i \frac{\omega}{c} \mathbf{e}_z U + \text{rot}(\mathbf{e}_z V).\end{aligned}\quad (2)$$

Здесь \mathbf{e}_z — единичный вектор вдоль оси z . Удобство использования этих потенциалов состоит в том, что коэффициенты уравнений для Ψ , U и V обычно не содержат производных от параметров среды (проводимостей σ), что позволяет аппроксимировать профили σ кусочно-непрерывными функциями. В низкочастотном приближении ($\omega \ll \Omega_H$, где Ω_H — гирочастота ионов) получим систему уравнений для полевых потенциалов Ψ , U и V . Предполагая свойства среды не зависящими от координат x и y , перейдем к фурье-представлению по этим координатам, тогда

$$\frac{\partial}{\partial x, \partial y} = ik_{x,y},$$

и потенциал U выражается через $\frac{\partial \Psi}{\partial z}$. С учетом неравенства $|\sigma_0(\mathbf{r}, \omega)| \gg |\sigma_{\perp H}(\mathbf{r}, \omega)|$ (МГД-приближение) связанные уравнения для Ψ и V принимают вид

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \left(1 + \frac{4\pi i \sigma_{\perp}}{\omega}\right) \Psi - i \frac{4\pi \omega \sigma_H}{c^2} V = 0, \quad (3)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + i \frac{4\pi \sigma_{\perp}}{\omega} - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2}\right) V + \\ + i \frac{4\pi \omega \sigma_H}{c^2} \Psi = 0.\end{aligned}\quad (4)$$

Фурье-компоненты проводимостей σ в общем случае комплексны, их реальные части определяются частотами соударений электронов и ионов в плазме, а соотношение абсолютных величин σ_{\perp} и σ_H изменяется с высотой. Выше

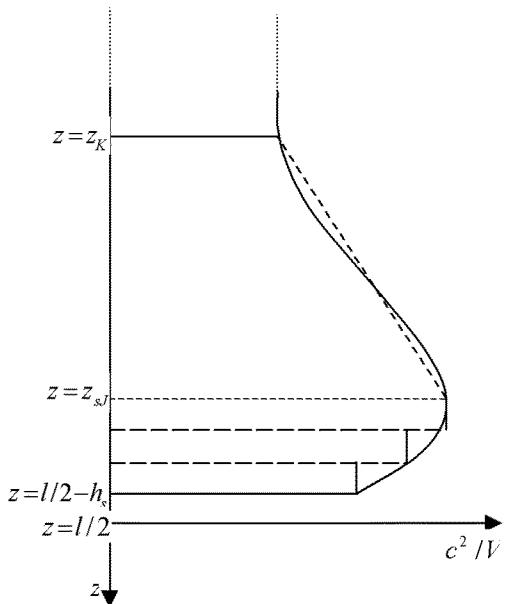


Рис. 13. Модель распределения альвеновского коэффициента преломления по высоте (штриховыми линиями показана линейно-ломаная аппроксимация в области ИАР и «холловском слое» в нижней ионосфере)

F -области в ионосфере обычно $|\sigma_H(\mathbf{r}, \omega)| \ll |\sigma_{\perp}(\mathbf{r}, \omega)|$, при этом $\frac{4\pi i \sigma_{\perp}}{\omega} \rightarrow \frac{c^2}{V_A^2}$, где $V_A = \frac{B_0}{(4\pi N_e m_i)^{1/2}}$ — альвеновская скорость (m_i — эффективная ионная масса, N_e — концентрация заряженных частиц). Принятая в работе модель высотного распределения коэффициента преломления альвеновских волн c/V_A для одного полушария показана сплошными линиями на рис. 13. Штриховыми линиями представлены аппроксимации профиля c/V_A , используемые для численных расчетов. (Точнее говоря, на рисунке указаны границы областей, в пределах которых моделируются комплексные проводимости σ). Здесь h_s — толщина нейтральной атмосферы от поверхности Земли до начала ионосфера. Выше уровня $z = z_s$ можно считать выполненным условие

$$|\sigma_H(\mathbf{r}, \omega)| \ll |\sigma_{\perp}(\mathbf{r}, \omega)|. \quad (5)$$

Наконец, $z = z_K$ — условная граница между

верхней ионосферой и магнитосферой, выше которой альвеновская скорость считается постоянной. Численные значения параметров l , h_s , z_{sJ} , z_K и V_A ($z = z_K$) определяются конкретным выбором широты точки наблюдения и видом высотных профилей электронной концентрации и частот соударений частиц для дневной или ночной ионосферы. Подстрочный индекс s указывает, к какой из магнитосопряженных областей ионосферы относятся модельные параметры и решения уравнений (s — «южное полушарие»). Аналогичная структура в противоположном полушарии ($z < 0$, индекс N) в общем случае несимметрична. Систему (3)–(4) можно непосредственно интегрировать численными методами, либо исследовать аналитически для специальных видов зависимостей $\sigma_\perp(z)$ и $\sigma_H(z)$. При $z < z_{sJ}$ она распадается, вследствие (5), на два независимых уравнения, одно из которых описывает распространение альвеновской волны, а второе — быстрой магнитозвуковой. Если принять для координатной зависимости коэффициента $(4\pi i \sigma_\perp)/\omega$ аппроксимацию в виде параболической или линейно-ломаной функции, решения (3)–(4) запишутся в терминах функций Вебера или Эйри. Выбрав в области $z_K < z < z_J$ линейную аппроксимацию (наклонная штриховая на рис. 13), имеем

$$\frac{V_{AJ}^2}{c^2} \left(i \cdot \frac{4\pi \sigma_\perp(\omega, z)}{\omega} \right) = \gamma(y_J - y) + \delta, \quad (6)$$

$$y = \frac{\omega}{V_{AJ}} z, \quad V_{AJ} = V_A(z_{sJ}).$$

Коэффициенты γ и δ комплексны, но с уменьшением частоты соударений δ стремится к предельному значению $\delta \approx 1$. Решения уравнений (3)–(4) в промежутке $z_K < z < z_J$ имеют вид

$$\begin{aligned} \Psi_s &= M \cdot Ai \left(\frac{\gamma(y - y_J) - \delta}{\gamma^{2/3}} \right) + \\ &+ N \cdot Bi \left(\frac{\gamma(y - y_J) - \delta}{\gamma^{2/3}} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} V_s &= X \cdot Ai \left(\frac{\gamma(y - y_J) - \delta}{\gamma^{2/3}} + \frac{k_\perp^2 V_{AJ}^2}{\omega^2 \gamma^{2/3}} \right) + \\ &+ Y \cdot Bi \left(\frac{\gamma(y - y_J) - \delta}{\gamma^{2/3}} + \frac{k_\perp^2 V_{AJ}^2}{\omega^2 \gamma^{2/3}} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

В холловском слое $z = z_{sJ} < z < z = l/2 - h_s$ волновые функции обеих МГД-мод остаются связанными. Их можно выписать в явном виде, если коэффициенты (3), (4) постоянны. Разбив эту область на несколько слоев, толщина которых мала по сравнению с предполагаемой длиной МГД-волны в z -направлении, будем считать среду внутри слоя однородной, тогда решения в каждом из них записываются в виде

$$\begin{aligned} \Psi_s^{(n)}(z) &= P_s^{(n)} e^{ik_0 \Gamma_{as}^{(n)}(z - z_{sn})} + Q_s^{(n)} e^{-ik_0 \Gamma_{as}^{(n)}(z - z_{sn})} + \\ &+ i\xi_s^{(n)} \left\{ F_s^{(n)} e^{ik_0 \Gamma_{Ms}^{(n)}(z - z_{sn})} + G_s^{(n)} e^{-ik_0 \Gamma_{Ms}^{(n)}(z - z_{sn})} \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} V_s^{(n)}(z) &= F_s^{(n)} e^{ik_0 \Gamma_{Ms}^{(n)}(z - z_{sn})} + G_s^{(n)} e^{-ik_0 \Gamma_{Ms}^{(n)}(z - z_{sn})} - \\ &- i\eta_s^{(n)} \left\{ P_s^{(n)} e^{ik_0 \Gamma_{as}^{(n)}(z - z_{sn})} + Q_s^{(n)} e^{-ik_0 \Gamma_{as}^{(n)}(z - z_{sn})} \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где n — номер слоя, $k_0 = \omega/c$,

$$\begin{aligned} \Gamma_{as}^2 &= \left(1 + i \frac{4\pi}{\omega} \sigma_\perp^{(n)} \right) - \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{2k_0^2} + \\ &+ \sqrt{\frac{(k_x^2 + k_y^2)^2}{4k_0^4} + \left(\frac{4\pi}{\omega} \sigma_H^{(n)} \right)^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{Ms}^2 &= \left(1 + i \frac{4\pi}{\omega} \sigma_\perp^{(n)} \right) - \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{2k_0^2} - \\ &- \sqrt{\frac{(k_x^2 + k_y^2)^2}{4k_0^4} + \left(\frac{4\pi}{\omega} \sigma_H^{(n)} \right)^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Коэффициенты $\xi_s^{(n)}$ и $\eta_s^{(n)}$ выражаются через проводимость Холла и учитывают связь магнитозвуковой M и альвеновской a мод. Аналогичные выражения можно записать вблизи другого («северного») конца силовой трубы. В нейтральной атмосфере каждого из полушарий функции $\Psi_{s,N}$ и $V_{s,N}$, удовлетворяющие импедансным условиям на поверхности Земли, имеют вид

$$\begin{aligned} \Psi_{s,N} &= \mp i \frac{ck}{\omega} L_{s,N} \left\{ \sin \left(\kappa \left(\frac{l}{2} \mp z \right) \right) - \right. \\ &\left. - i \frac{\omega}{ck} Z_T^{s,N} \cos \left(\kappa \left(\frac{l}{2} \mp z \right) \right) \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2},$$

$$V_{S,N} = A_{S,N} \left\{ \cos \left(\kappa \left(\frac{l}{2} \mp z \right) \right) + i \frac{\omega}{c \kappa Z_T^{S,N}} \sin \left(\kappa \left(\frac{l}{2} \mp z \right) \right) \right\}, \quad (14)$$

где $L_{S,N}$ и $A_{S,N}$ — нормировочные константы, Z_T — поверхностный импеданс грунта.

Собственные частоты FLR и ИАР. Спектр собственных МГД-колебаний в системе FLR + ИАР получим, подчинив решения (7)–(10) граничным условиям. Приравнивая значения функций $\Psi_{S,N}$, $V_{S,N}$ и их производных при $z = \pm(l/2 - h_{S,N})$ и далее на границах всех модельных слоев, выразим коэффициенты P , Q , F , G и т. д. через четыре нормировочные константы L_S , L_N , A_S , A_N . Детерминант системы линейных уравнений относительно этих констант как неизвестных позволяет записать в явном виде дисперсионное уравнение для собственных частот «общего» резонатора. С другой стороны, «квантованные» состояния МГД- поля в уединенном ИАР (без учета его связи с магнитосферным резонатором) можно рассчитать из упрощенного дисперсионного уравнения. Оно следует из условия, что на «верхней стенке» $z = z_K$ отсутствуют волны, приходящие из магнитосферы:

$$Bi'(-\gamma^{-2/3}) + i \frac{V_{AI}}{c} \gamma^{-1/3} Z_{eff} Bi(-\gamma^{-2/3}) = 0. \quad (15)$$

Здесь Z_{eff} — эффективный импеданс при $z = z_{sJ}$, определяемый соотношением

$$\frac{\partial \psi}{\partial z}(z = z_{sJ}) + i \frac{\omega}{c} Z_{eff} \psi(z = z_{sJ}) = 0. \quad (16)$$

Расчет этой величины при различных параметрах плазмы в холловском слое дает значения порядка $|10^2|$, и вследствие малости $V_{AI}/c \ll 1$ корни уравнения (15) должны быть близки к решениям $Bi'(-\gamma^{-2/3}) = 0$. Из этих уравнений следует неэквидистантность спектра волн в ИАР и конечное число дискретных решений. В (15) правильно отражается влияние импеданса нижней стенки резонатора, однако всех зависимостей характеристик ИАР от ионосферных параметров, отмеченных в эксперименте, простая модель не объясняет.

Численные результаты. Полное дисперсионное уравнение FLR + ИАР исследовано численно для нескольких наборов значений основных па-

раметров, отвечающих различным физическим условиям в ионосфере и магнитосфере. Все расчеты проведены для параметра Мак-Ильвейна $L = 2.4$, соответственно длина силовой линии l между магнитосопряженными точками составляет 29000 км (для дипольной модели МПЗ). Значения комплексных проводимостей $\sigma_{\perp}(z)$, $\sigma_H(z)$ рассчитывались по стандартным формулам [10], исходя из двух «базовых» (дневной и ночной) моделей ионосферы, в которых по литературным данным табулированы профили электронной концентрации, эффективной массы ионов и частот соударений [3]. Параметры «базовых» моделей для расчетов могли варьироваться с учетом реальных данных вертикального зондирования в отдельные дни наблюдений: суточного хода критических частот и действующих высот для слоев F и E .

Ниже приведены вычисленные значения первых 22 собственных частот системы FLR + ИАР для «базовой» ночной ионосферы: электронная концентрация на уровне $h(z_{sJ}) = 350$ км в южном полушарии принята равной $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$; холловский слой в нижней части ионосферы моделирован тремя однородными участками на юге и двумя на севере; нейтральная атмосфера имеет толщины $h_s = h_N = 100$ км. Уровню $z = z_K$ соответствует величина $H_K = l/2 - z_K = 900$ км, при этом $N_e(z_K) = 10^4 \text{ см}^{-3}$. Дискретные значения комплексных частот ω_n определяются квантованными значениями γ , которые следуют из дисперсионного уравнения.

$$\begin{aligned} \omega_1 &= 0.390887 - i0.0236814 \\ \omega_2 &= 0.779721 - i0.020862 \\ \omega_3 &= 1.16207 - i0.0157328 \\ \omega_4 &= 1.52897 - i0.0019362 \\ \omega_5 &= 2.09729 - i0.0255453 \\ \omega_6 &= 2.42974 - i0.0116326 \\ \omega_7 &= 2.78468 - i0.0265123 \\ \omega_8 &= 3.13503 - i0.0380227 \\ \omega_9 &= 3.46819 - i0.0490903 \\ \omega_{10} &= 4.13397 - i0.0438794 \\ \omega_{11} &= 4.49192 - i0.0385936 \\ \omega_{12} &= 4.85488 - i0.0376818 \\ \omega_{13} &= 5.20913 - i0.0430088 \\ \omega_{14} &= 5.53895 - i0.0552568 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \omega_{15} &= 5.53895 - i0.0552568 \\
 \omega_{16} &= 6.55084 - i0.0411979 \\
 \omega_{17} &= 6.92917 - i0.036715 \\
 \omega_{18} &= 7.31353 - i0.0342829 \\
 \omega_{19} &= 7.69995 - i0.0329716 \\
 \omega_{20} &= 8.08576 - i0.032397 \\
 \omega_{21} &= 8.4681 - i0.0324725 \\
 \omega_{22} &= 8.84254 - i0.0332987
 \end{aligned}$$

Большинство этих значений относятся к FLR и приближенно соответствуют последовательности $\text{Re}\omega_n = n \frac{\pi V_A}{l}$, которая давала бы собственные частоты FLR при однородном распределении альвеновской скорости в резонаторе и идеальных условиях на его границах. Выделенные шрифтом величины отвечают первым трем модам ионосферного альвеновского резонатора (полное число таких корней дисперсионного уравнения при заданных параметрах модели равно 8). Они не укладываются в номенклатуру частот FLR и должны были бы нумероваться как $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ по числу вариаций соответствующей собственной функции на размере ИАР. Расположение корней дисперсионного уравнения на комплексной плоскости для этого набора модельных параметров показано на рис. 14.

При отсутствии связи между резонаторами на плоскости ω находились бы две отдельные последовательности комплексных частот, FLR и ИАР, каждая с монотонно изменяющейся мнимой частью. Общая последовательность корней для взаимосвязанных резонаторов на графике

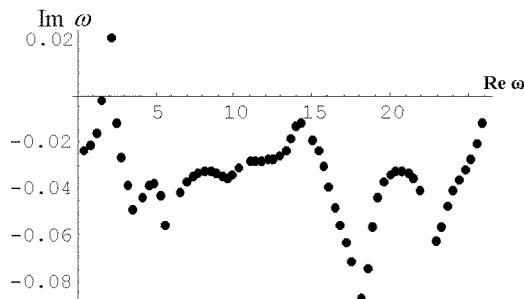


Рис. 14. Корни дисперсионного уравнения системы FLR + ИАР для ночной модельной ионосферы: $h(z_{sJ}) = 350$ км; $N_e(z_{sJ}) = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$; $h_s = 100$ км; $l/2 - z_K = 900$ км, $N_e(z_K) = 10^4 \text{ см}^{-3}$

начинается в области малых $\text{Re}\omega$ собственными частотами низших мод FLR, и по мере приближения к частотам «захваченных» мод ИАР у ω резко изменяется величина мнимой части.

Собственные частоты системы были рассчитаны для ряда наборов ионосферных параметров, соответствующих ночных и дневным условиям, что дало возможность моделировать суточные вариации частотного спектра. По сравнению с первым расчетным вариантом увеличение высоты $H_K = l/2 - z_K$ при сохранении всех других параметров эквивалентно уменьшению градиента альвеновской скорости в верхней части профиля. Это приводит к уменьшению числа захваченных в ИАР мод (шесть при $H_K = 1100$ км и четыре при $H_K = 1300$ км) и некоторому понижению каждой из частот ИАР. Одновременно увеличиваются частоты магнитосферного резонатора FLR.

Расчет для ночной ионосферы с уменьшенными значениями электронной плотности ($N_e(z_{sJ}) = 1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$; $h(z_{sJ})$, $h_s = h_N$ и H_K , как в первом варианте) дал меньшее число резонансных линий в ИАР (четыре), которые сдвинуты в сторону больших $\text{Re}\omega$ и дальше отстоят друг от друга.

При переходе к дневным условиям понижение высоты максимума F -слоя (уровня $h(z_{sJ})$) до 250 км приводит к немонотонной зависимости условий «захвата» волн в ИАР от электронной плотности вблизи максимума. В «базовой» дневной ионосфере с параметрами $N_e(z_{sJ}) = 8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$; $h(z_{sJ}) = 250$ км, $h_s = 100$ км; $H_K = 900$ км захват МГД-волн в ионосферный резонатор не происходит. При увеличении $N_e(z_{sJ})$ до $1.2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ у дисперсионного уравнения появляется один корень, соответствующий моде ИАР, который исчезает, если концентрация возрастет еще на порядок величины.

Сравнение модельных расчетов с экспериментом. Наличие значений собственных частот ИАР, рассчитанных по данным ионосферного зондирования, позволяет интерпретировать изменение спектра ИАР в течение суток. Для сравнения расчета с экспериментом удобно использовать представление интенсивности сигнала в координатах частота — время, т. е. в форме динамического спектра. На рис. 15 можно проследить временную эволюцию спектра ИАР, измеренного 9 сентября 2005 г. При переходе от

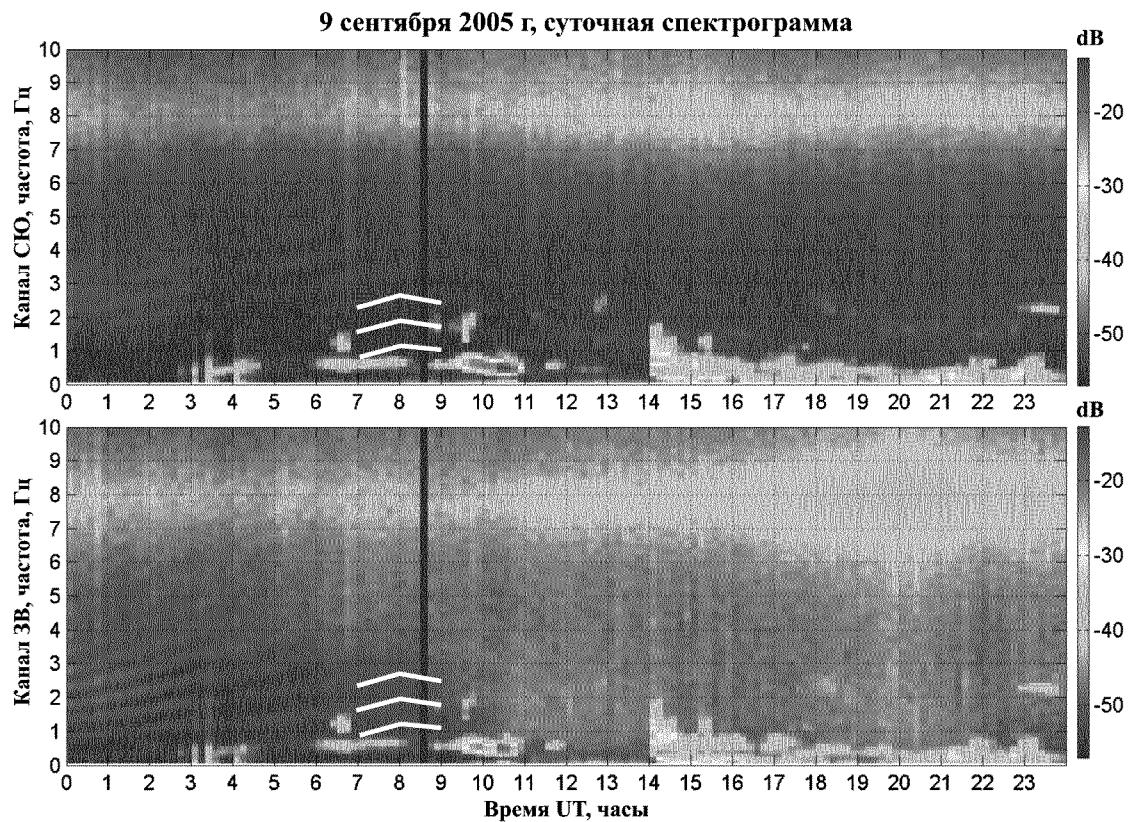


Рис. 15. Динамические спектры наземного магнитного отклика на МГД-поле в ионосферном альвеновском резонаторе и линия первой моды шумановского резонанса (приемные каналы NS и EW). Запись в начальной фазе солнечного протонного события. В интервале 07—09 UT показан расчетный ход резонансных частот ИАР (белые линии) для параметров модели, соответствующих измерениям 09.09.2005

ночи к утру в обоих приемных каналах магнитометра присутствует до шести дискретных резонансных линий, которые медленно дрейфуют в сторону более высоких частот. Около 8 ч всемирного времени частотный дрейф изменяет направление, число наблюдаемых линий уменьшается, и примерно с 12 ч резонансные треки вообще пропадают.

Восстановления эффекта в вечерние часы не происходит, так как к этому времени на регулярные изменения ионосферных параметров накладывается влияние протонной вспышки. Вариации критических частот и эффективных высот E - и F -слоев ионосферы, измеренные в этот же день станцией вертикального зондирования, показаны на рис. 16. Используя значения $h(z_{sj})$ и $N_e(z_{sj})$, соответствующие параметрам для 7, 8 и

9 ч из данных этих графиков, был построен расчетный временной ход (при $h_s = 100$ км; $H_K = 900$ км) частот ИАР, нанесенный белыми линиями на треки рис. 15. Качественное согласие с измеренным спектром очевидно. Мгновенные частоты резонансов в момент смены направления дрейфа (около 08 UT) практически совпадают. Величины частотного разноса между линиями и их число после этого момента соответствуют наблюдениям. Отсутствие дискретных треков на экспериментальном графике после 13 UT также согласуется с расчетом, описанным выше для дневных условий. Вследствие прихода в ионосферу протонного потока в слое F создалась дополнительная ионизация, и «дневные» условия продолжали существовать с 18 до 22 UT и дольше.

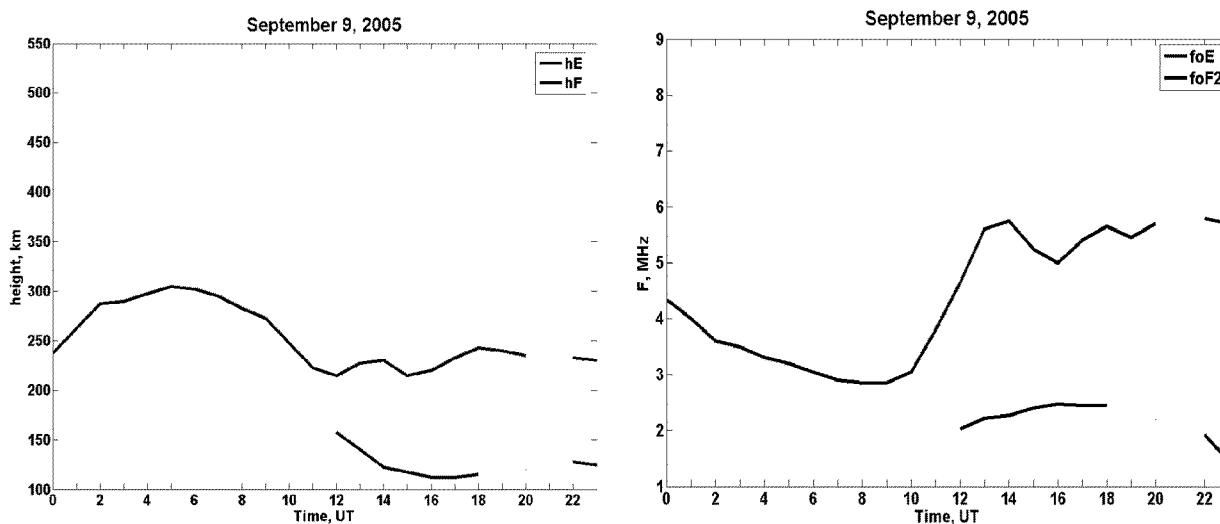


Рис. 16. Суточные вариации эффективных высот (а) и критических частот (б) F - и E -слоев ионосферы 9 сентября 2005 г. (данные ионозонда на УАС)

ВЫВОДЫ

В работе исследована реакция резонаторных образований, существующих в околосземной плазме, на регулярные и спорадические изменения физических условий в ионосфере и магнитосфере. В результате длительного мониторинга геомагнитных пульсаций, вариаций электромагнитного поля в полости Земля — ионосфера и резонансных альвеновских структур определен круг геофизических возмущений, по отношению к которым естественные сверхнизкочастотные резонаторы могут рассматриваться как индикаторы:

а) глобальный «шумановский» резонатор (ШР) реагирует увеличением интенсивности поляризованного компонента резонансного поля и уменьшением коэффициента эллиптичности на появление дополнительной ионизации в ионосфере (при прохождении интенсивных корпускулярных потоков — например энергичных протонов в ходе вспышки на Солнце);

б) значения частот максимального отклика ШР на возбуждение внешним источником различны для ортогональных магнитных компонентов поля в каждой резонансной моде, причем различие увеличивается во время геофизических возмущений;

в) в ионосферном альвеновском резонаторе внешние возмущения типа протонной вспышки разрушают стоячую структуру волнового поля. Влияние дополнительной спорадической ионизации в слое F на пространственное распределение поля аналогично действию регулярных факторов — суточных вариаций электронной концентрации и высоты максимума слоя;

г) в диапазонах пульсаций Рс3, Рс4 магнитосферный МГД-резонатор в большей мере откликается на возмущения геомагнитного поля, чем на приход в ионосферу корпускулярной составляющей солнечной вспышки.

Предложена теоретическая модель магнитогидродинамических волн в структурно связанной системе двух резонаторных образований, свойства которых определяются направляющим действием геомагнитного поля — ионосферного альвеновского и магнитосферного FLR-резонаторов.

1. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенберг В. Ю. Экспериментальные исследования резонансной структуры спектра атмосферного электромагнитного шумового фона в диапазоне короткопериодных геомагнитных пульсаций. — Горький, 1987.—(Препринт / НИРФИ, № 230).
2. Зализовский А. В., Ямпольский Ю. М., Корепанов В. Е., Доценко И. Ф. Поляризационные исследова-

- ния пульсаций Pc3/Pc4 на антарктической станции «Академик Вернадский» // Радиофизика и радиоастрономия.—2000.—5, № 2.—С. 118—124.
3. Звіт про НДР «Дослідження глобальних резонаторів як індикаторів стану космічної погоди» / Радіоастрономічний ін-т НАН України. — № Держреєстрації 0105U007345. — Харків, 2006.
 4. Леонович А. С., Мазур В. А. Динамика мелкомасштабных альвеновских волн в магнитосферном резонаторе // Физика плазмы.—1987.—13, вып. 7.—С. 800—810.
 5. Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. — М: Наука, 1983.—192 с.
 6. Руденко Г. В. Численное исследование альвеновского резонатора в ионосфере // Изв. ВУЗ. Радиофизика.—1990.—33, № 2.—С. 155—163.
 7. Синицын В. Г. Потенциалы Герца для неоднородной среды // Радиотехника и электроника.—1992.—37, вып. 9.—С. 1537—1543.
 8. Belyaev P. P., Bosingher T., Isaev S. V., Kangas J. First evidence at high latitude for the ionospheric Alfvén resonator // J. Geophys. Res.—1999.—104.—P. 4305.
 9. Berkman R., Korepanov V., Bondaruk B. // Proceedings of XIV IMEKO World Congress. — Tampere, Finland, 1997.—Vol. IVA.—P. 121—126.
 10. Hanson W. B. Structure of the ionosphere // Satellite Environment Handbook / Ed. by F. S. Johnson. — Calif., Stanford Univ. Press, 1965.—192 p.
 11. Kivelson M. G., Southwood D. J. Coupling of global magnetospheric MHD eigenmodes to field line resonances // J. Geophys. Res.—1986.—91.—P. 4345.
 12. Lysak R. L. Feedback instability of the ionospheric resonant cavity // J. Geophys. Res.—1991.—96, N A2.—P. 1553—1568.
 13. Nisbet A. // Proceedings of the Royal Society of London.—1957.—A240, N 1222.—P. 375.
 14. Sinitzin V. G., Yampolski Yu. M., Zalizovski A. V., et al. Spatial field structure and polarization of geomagnetic pulsations in conjugate areas // J. Atmos. Solar-Terr. Phys.—2003.—65.—P. 1161—1167.
-

ELF RESONANT CAVITIES IN THE GEOSPACE AS SPACE WEATHER INDICATORS

*A. V. Koloskov, V. G. Sinitsyn, N. N. Gerasimova,
Yu. M. Yampolskii*

Ground-based techniques for space weather monitoring rely on measurements of electric and/or magnetic field components in the ground signatures of wave processes in the geospace. The structural formations which can respond to variations of physical conditions in the magnetosphere (and thus become space weather indicators) are the resonant cavities for electromagnetic and MHD waves which exist owing to the non-uniform spatial distribution of the terrestrial plasma. The characteristic time periods shown by wave processes in these cavities fall into the range of ULF and ELF waves. We consider the frequency, amplitude and polarization parameters of the wave fields in the magnetospheric resonator, the ionospheric Alfvén resonator and the cavity between the Earth and the ionosphere, varying under the impact of geomagnetic field disturbances and solar proton events. A theoretical model is developed for the coupling of Alfvén wave resonators in the ionosphere and magnetosphere.