

УДК 533.951

А. В. Агапитов^{1, 2}, А. С. Парновский¹, О. К. Черемных¹¹Институт космических исследований НАН и НКА Украины
03680 Киев-187, ГСП, пр. акад. Глушкова, 40²Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко
03680 Киев, пр. акад. Глушкова 2

Спектр поперечно-мелкомасштабных возмущений во внутренней магнитосфере Земли

Исследована зависимость спектра поперечно-мелкомасштабных возмущений от проводимости ионосферы. Установлено, что рассматриваемые возмущения имеют периодическую (альвеновские, медленные магнитозвуковые и сжимаемые баллонные моды) и аperiodическую (желобковые и несжимаемые баллонные моды) составляющие, взаимодействующие между собой через давление плазмы. В работе основное внимание уделяется исследованию спектра периодических возмущений, поскольку аperiodические возмущения были рассмотрены ранее. Показано, что при достаточной большой проводимости ионосферы спектр периодических возмущений мало отличается от спектра возмущений, полученного при «жестких» граничных условиях, соответствующих идеальной проводимости. Уменьшение проводимости ионосферы приводит к уменьшению частоты альвеновских мод, и при некотором значении проводимости первая альвеновская мода исчезает. Частоты остальных альвеновских мод при дальнейшем уменьшении проводимости изменяются слабо. В то же время изменяется характер взаимодействия альвеновских и медленных магнитозвуковых мод. По мере уменьшения проводимости ионосферы на графике частот «перезаменяющиеся» линии их спектров сближаются, образуя в итоге пересечение. Показано, что при характерных значениях параметров периодические возмущения являются затухающими, и их декремент пропорционален проводимости ионосферы при ее малых значениях и обратно пропорционален при больших. В частности, декремент мал в дневном и ночном секторах магнитосферы, а в утреннем и вечернем секторах затухание становится существенным. На основе магнитометрических измерений низкоширотных станций, входящих в международную базу данных «Интермагнет», показано качественное согласие результатов численного моделирования и наблюдаемых суточных изменений частотного спектра возмущений магнитного поля.

СПЕКТР ПОПЕРЕЧНО-ДРІВНОМАСШТАБНИХ ЗБУРЕНЬ У ВНУТРІШНІЙ МАГНІТОСФЕРІ ЗЕМЛІ, Агапітов О. В., Парновський О. С., Черемних О. К. — Досліджено залежність спектру поперечно-дрівномасштабних збурень від провідності іоносфери. Встановлено, що ці збурення,

мають періодичну (альвенівські, повільні магнітозвукові та стисливі балонні моди) й аперіодичну (жолобкові та нестисливі балонні моди) складові, що взаємодіють між собою через тиск плазми. В роботі основна увага приділяється дослідженню спектру періодичних збурень, оскільки аперіодичні збурення були розглянуті раніше. Показано, що при достатньо великій провідності іоносфери спектр періодичних збурень мало відрізняється від спектру збурень, отриманого при «жорстких» граничних умовах, що відповідають ідеальній провідності. Встановлено, що зменшення провідності іоносфери призводить до зменшення частоти альвенівських мод, і при деякому значенні провідності перша альвенівська мода зникає. Частоти інших альвенівських мод при подальшому зменшенні провідності змінюються слабо. В той же час змінюється характер взаємодії альвенівських і повільних магнітозвукових мод. По мірі зменшення провідності іоносфери на графіку частот лінії їхніх спектрів, що «перезамикаються», зближуються, утворюючи у підсумку перетин. Показано, що при характерних значеннях параметрів періодичні збурення є затухаючими, а їхній декремент є пропорційним до провідності іоносфери при її малих значеннях та обернено пропорційний при великих. Зокрема, декремент є малим у денному та нічному секторах магнітосфери, а у вранішньому та вечірньому секторах гамування стає істотним. На основі магнітометричних вимірів низькоширотних станцій, що входять до міжнародної бази даних «Інтермагнет», показана якісна відповідність результатів чисельного моделювання та спостережних добових змін частотного спектра збурень магнітного поля.

SPECTRUM OF TRANSVERSALLY SMALL-SCALE PERTURBATIONS IN THE INNER EARTH'S MAGNETOSPHERE, by Agapitov A. V., Parnowski A. S., Cheremnykh O. K. — The dependence of spectrum of transversally small-scale perturbations on the ionospheric conductivity is investigated. It is found that the perturbations under consideration have a periodic (Alfven, slow magnetosonic and compressible ballooning modes) and an aperiodic (flute and incompressible ballooning modes) components, which interact with each other through plasma pressure. The main attention is paid to the spectrum of periodic perturbations, because aperiodic one were considered before. It is shown that at a high conductivity the spectrum of periodic perturbations is identical to the corresponding spectrum at ideal conductivity. It is found that decrease of ionospheric conductivity leads to decrease of Alfven eigenmode frequencies, and at certain value of conductivity the first Alfven eigenmode vanishes. The frequencies of other Alfven eigenmodes change weakly at further decrease of conductivity. At the same time the type of interaction between Alfven and slow magnetosonic eigenmodes changes. When ionospheric conductivity decreases, the «reconnecting» curves of their spectra become closer, forming a simple intersection. It is shown that at usual conditions periodic perturbations are decaying and their decrement is proportional to ionospheric conductivity when the latter is low, and reverse proportional when it is high. In particular, the decrement is low in noon and night sectors of the magnetosphere, but becomes considerable in dawn and dusk sectors. On the basis of magnetometric measurements of low-latitude Intermagnet stations, it is shown that there is a qualitative correspondence between diurnal variations of frequency spectrum of magnetic field perturbations and the presented results of numerical simulation.

ВВЕДЕНИЕ

В этой работе мы продолжаем (см. работы [4, 5]) анализировать спектры собственных поперечно-мелкомасштабных МГД-возмущений магнитосфер-

ного статического плазменного равновесия, обеспечиваемого дипольным магнитным полем и тороидальным кольцевым током. Эта проблема тесно связана с исследованием устойчивости магнитосферной плазмы, изучением механизма генерации суббурь и прогнозированием «космической погоды», поскольку указанные возмущения ответственны за крупномасштабные коллективные плазменные движения, процессы переноса в магнитосфере и генерацию пульсаций Pc2 — Pc5. Основные уравнения и методология их решений были подробно рассмотрены в работах [4, 5], в связи с чем предварительное ознакомление с ними очень облегчило бы читателю понимание выводов этой работы. В частности, в работе [4] исследовался спектр указанных возмущений с «жесткими» граничными условиями, соответствующими идеальной проводимости ионосферы. В работе [5] рассматривались аperiodические возмущения, возникающие при конечной проводимости ионосферы и состоящие из желобковых и несжимаемых баллонных мод с нулевой частотой. В нашей работе основное внимание будет уделено периодическим возмущениям при конечной проводимости ионосферы и их связи с аperiodическими возмущениями. Отметим, что под спектрами возмущений, как обычно, мы понимаем зависимости как действительной, так и мнимой части комплексной частоты от параметров магнитосферной плазмы.

Статистический анализ колебаний магнитного поля на станции Ла-Аквила (Италия, $L = 1.6$) в частотном диапазоне волн типа Pc5 был проведен в работе [11]. Сделаны выводы об асимметрии спектральной плотности возмущений магнитного поля дневного и ночного секторов, а также пред- и послеполуденного секторов. Для утреннего сектора (05:00—11:00 MLT) спектральная мощность пиков оказалась ниже, чем для дневного (13:00—17:00 MLT). Анализ частотных пиков с частотой менее 1 мГц в работе не проводился.

Несомненно, при колебаниях параметров солнечного ветра с частотами, близкими к собственным частотам магнитосферного резонатора, должна наблюдаться корреляция с возмущениями магнитного поля в магнитосфере на всех широтах. В работе [9] на сравнении измерений спектральных плотностей колебаний магнитного поля на борту КА WIND, GOES-8 и даже находящегося в зоне каспа КА «Polar» показана прямая связь по крайней мере некоторых из этих событий с периодическими изменениями динамического давления солнечного ветра. В работе [3] показано соответствие сигнала на станциях Ла-Аквила (откорректированная магнитная широта 36.2°), Terra Nova Бэй (Terra Nova Bay, Антарктида, м. ш.: -80.0°) и КА GOES-9 при интенсивном пике давления солнечного ветра 11 января 1997 г. Однако статистический анализ большого массива данных в указанных работах не проводился. В работе [6] в качестве источника, генерирующего колебания в магнитосфере, по крайней мере в утреннем и вечернем секторах, предлагается неустойчивость Кельвина—Гельмгольца на магнитопаузе.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Система уравнений малых колебаний, как и ранее в работах [4, 5], имеет вид

$$\Omega^2 \frac{1 + \lambda^2 b}{b} c^6 \xi + \frac{4c^4}{b^2} \left(T_0 + \frac{\alpha\beta}{\gamma} \xi \right) + \left(\frac{1 + \lambda^2 b}{b} \xi' \right)' = 0, \quad (1)$$

$$\eta + \lambda \xi = 0, \quad (2)$$

$$\Omega^2 c^3 \tau + T_0' = 0, \quad (3)$$

$$T_0 = \frac{\beta b}{b + \beta c^6} \left[\frac{1}{c^3} \left(\frac{c^6}{b^\tau} \right)' - \frac{4c}{b^2} \xi \right]. \quad (4)$$

Здесь $x = \sin\theta$, θ — геомагнитная широта, $b = 1 + 3x^2$, $c = 1 - x^2$, $\beta = \frac{\gamma p L^6}{M^2}$, $\alpha = -\frac{L}{p} \frac{dp}{dL}$, p — давление плазмы, λ — параметр поляризации ($\lambda = 0$ соответствует полоидальным альвеновским модам, $\lambda \rightarrow \infty$ — тороидальным), $\Omega^2 = \frac{f^2 L^8 \rho}{M^2}$, f — частота возмущения в герцах, $\omega = \text{Re}\Omega$, $\Gamma = \text{Im}\Omega$, M — магнитный дипольный момент Земли, L — параметр Мак-Илвайна (максимальное геоцентрическое удаление силовой линии, выраженное в радиусах Земли), ξ , η и τ — амплитуды полоидального, тороидального и продольного смещений, штрих означает производную по x . Рассматриваемые возмущения удовлетворяют граничным условиям [5, 11]

$$\Omega(1 + \lambda^2 b) b \xi + i\delta \left[2x(1 + \lambda^2 b) \xi' - c^5 \left(T_0 + \frac{\alpha\beta}{\gamma} \xi \right) \right] \Big|_{x=\pm x_0} = 0, \quad (5)$$

$$\xi + 2x\tau \Big|_{x=\pm x_0} = 0, \quad (6)$$

полученным нами в работе [3] и совпадающим с граничными условиями в работах [7, 8]. Здесь $\delta = (\Sigma_p \omega_A L)^{-1}$ — квадрат толщины скин-слоя, Σ_p — интегральная по высоте ионосферная проводимость Педерсена, $x_0 = \sqrt{1 - L^{-1}}$ — значение координаты x на ионосфере. Характерные значения δ составляют: в дневном секторе $\delta = 0.01$, в утренне-вечернем $\delta = 1$, в ночном $\delta = 100$.

Граничные условия (5), (6) являются комплексными, вследствие чего решения системы (1)–(6), т. е. безразмерные величины ξ , η , τ и Ω , также будут комплексными. Однако следует помнить, что входящие в систему (1)–(6) безразмерные величины связаны с реальными физическими величинами комплексными соотношениями. Например, для получения физической величины смещения безразмерные величины τ и ξ следует домножить на $\exp\left(-ift + \frac{i\chi}{\varepsilon}\right)$, где $\frac{\chi}{\varepsilon}$ — поперечный эйконал, связанный с поперечной мелкомасштабностью возмущений ($\varepsilon \ll 1$, $\mathbf{V} \cdot \nabla \chi = 0$, $\xi \cdot \nabla \chi = 0$), после чего взять действительную часть результата. В частности, решение вида $\tau \exp\left(-ift + \frac{i\chi}{\varepsilon}\right)$ дает действительную функцию вида

$$|\tau| \left| \exp \frac{i\chi}{\varepsilon} \right| \exp(-\Gamma \omega_A t) \cos\left(\omega \omega_A t - \text{arg} \tau - \text{arg} \left(\exp \frac{i\chi}{\varepsilon} \right)\right).$$

Поэтому роль безразмерной амплитуды возмущения играет $|\tau|$, а $\text{arg} \tau$ описывает сдвиг фаз между колебаниями в разных частях силовой линии. Поскольку косинус является четной функцией, то каждому действительному физическому решению соответствуют два комплексных безразмерных решения с разными знаками ω и комплексно-сопряженными значениями τ . В дальнейшем мы будем приводить только решения, соответствующие положительным значениям ω .

При $\delta = 0$ ($\Sigma_p \rightarrow \infty$) граничные условия (5), (6) переходят в «жесткие» граничные условия (см. [3]), соответствующие идеальной проводимости

ионосферы. Спектр собственных возмущений с этими граничными условиями был рассмотрен в работе [4]. При $\delta \rightarrow \infty$ ($\Sigma_p = 0$) граничные условия также существенно упрощаются и описывают ионосферу как изолятор. Такое идеализированное граничное условие ранее использовалось при исследовании возмущений желобкового типа [2]. В предельных случаях $\delta = 0$, $\delta \rightarrow \infty$ решения системы (1)–(6) являются действительными, что существенно облегчает анализ проблемы.

Как и ранее, мы разделяем возмущения на четные гармоники ($\xi(x) = \xi(-x)$, $\tau(x) = -\tau(-x)$), удовлетворяющие граничным условиям

$$\xi'|_{x=0} = 0, \quad \tau|_{x=0} = 0, \quad (7)$$

и нечетные гармоники ($\xi(x) = -\xi(-x)$, $\tau(x) = \tau(-x)$), удовлетворяющие условиям

$$\xi|_{x=0} = 0, \quad \tau'|_{x=0} = 0. \quad (8)$$

Отметим, что для аperiodических возмущений $\Omega = i\Gamma$ система уравнений (1)–(6) является действительной. Важным частным случаем таких возмущений являются желобковые моды, поскольку они определяют границу устойчивости магнитосферной плазмы относительно произвольных поперечно-мелкомасштабных МГД-возмущений. Этот класс решений был подробно проанализирован в работе [5].

АНАЛИЗ СПЕКТРА

Ввиду сложности системы (1)–(6) мы будем исследовать ее численно. Как показали расчеты, поведение величин ω и Γ существенно зависит от параметра δ . При малых значениях δ зависимость $\text{Re}\Omega^2 = \omega^2 - \Gamma^2$ от параметра β для периодических возмущений, представленная на рис. 1, очень похожа на аналогичную зависимость Ω^2 от параметра β для случая $\delta = 0$, полученную в работе [4]. Спектр в этом случае состоит из кривых, описывающих альвеновские и медленные магнитозвуковые моды, пересекающихся при $\lambda = \infty$, и «перезапускающихся» при конечных значениях λ . Под термином «перезапускание» мы понимаем эффект, связанный со снятием вырождения в точке предполагаемого пересечения спектральных кривых за счет наличия в уравнениях (1) и (3) малых возмущающих членов.

Численные расчеты свидетельствуют о том, что наклон линий спектра медленных магнитозвуковых мод в плоскости (ω, β) не зависит от параметра δ . Этот эффект можно пояснить следующим образом. Из рис. 1 видно, что медленные магнитозвуковые моды при небольших β имеют вид прямых $\Omega^2 = p\beta$. Из (5) следует, что значения $\text{Re}p$ не зависят от δ и $\text{Re}p \gg \text{Im}p$,

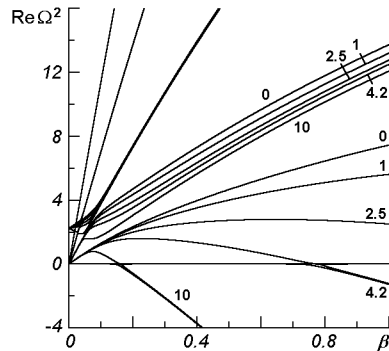


Рис. 1. Спектр четных баллонных мод при $\delta = 0.01$, $L = 10$. Цифры возле кривых — значения α

поскольку для периодических возмущений $|\omega| \gg |\Gamma|$. В работе [4] было установлено, что при идеальной проводимости ионосферы для медленных магнитозвуковых мод характерные значения безразмерной продольной амплитуды τ на несколько порядков превышают значения безразмерной поперечной амплитуды ξ . Численные расчеты свидетельствуют, что это свойство амплитуд возмущений сохраняется и для неидеальных граничных условий (5), (6). Принимая во внимание этот факт, найдем численные значения величин $\text{Re}p$ для четных гармоник. Отметим, что частоты нечетных гармоник лежат выше, и потому представляют меньший интерес. Отбрасывая члены порядка ξ в уравнении (3) (поскольку $\tau \gg \xi$), получаем уравнение для безразмерной продольной амплитуды τ :

$$\left[c^{-3} \left(\frac{c^6}{a} \tau \right)' \right]' + p\tau c^3 = 0,$$

соответствующее граничным условиям (7) для четных гармоник. Из этого уравнения вытекает, что величины $\text{Re}p$ не зависят от поляризации. В результате численного решения задачи на собственные значения мы получаем дискретные значения $p(L)$ для различных четных гармоник медленных магнитозвуковых мод. При $L = 10$ они составляют 14.6 для первой гармоники, 38.2 для второй и 72.3 для третьей. Учитывая, что для $\tau/\xi \geq 1000$, при реалистичных значениях проводимости в граничном условии (5) главными являются члены, пропорциональные δ , и поэтому условие обращения их в ноль не зависит от величины δ . Конечно, при очень малых значениях δ произойдет переход к «жестким» граничным условиям, однако эти значения существенно меньше реализующихся в реальной ионосферной плазме. В этом смысле случай реалистичных значений δ ближе к случаю изолятора ($\delta \rightarrow \infty$), чем к случаю идеально проводящей плазмы ($\delta = 0$).

Одним из результатов работы [4] было то, что поляризация не оказывает принципиального влияния на спектр периодических возмущений, а лишь влияет на наклон линий спектра альвеновских мод и ширину области «перезамыкания» линий спектра альвеновских и медленных магнитозвуковых мод. Этот результат остается справедливым и для неидеальных граничных условий, поэтому далее мы будем приводить спектр только полоидально поляризованных мод ($\lambda = 0$).

Для альвеновских мод при бесконечно малых значениях параметра β значения собственных частот не зависят от параметра α , но зависят от параметра δ . Под альвеновскими модами мы понимаем поперечные амплитуды периодических возмущений при любых значениях поляризации. Для гармоник от второй четной и выше значения этих частот уменьшаются с увеличением δ (для второй четной моды от $\omega = 9$ при $\delta \leq 1$ до $\omega = 8.3$ при $\delta \geq 100$; инкремент Γ отрицателен и по модулю не превышает 0.002). Частота первой гармоники резко уменьшается, достигая нуля при значениях $\delta \approx 2.3$ для $\beta = 0.01$, после чего эта гармоника исчезает и при дальнейшем увеличении δ не проявляется (рис. 2).

При малых, но конечных значениях β наклон линий спектра альвеновских мод определяется величиной параметра α . При малых значениях α наклон положительный, а при больших — отрицательный. С увеличением δ наклон несколько увеличивается, но поскольку это увеличение сопровождается уменьшением частоты при $\beta = 0$, данный эффект малозначим. При больших значениях α с увеличением β частота первой гармоники альвеновской моды уменьшается и при некотором значении β достигает нуля. При $\omega = 0$ возможна сшивка указанной моды с аperiodическими желобковыми

Рис. 2. Зависимость частоты полоидальных альвеновских мод от δ при $\alpha = 0$, $\beta = 0.01$, $L = 10$

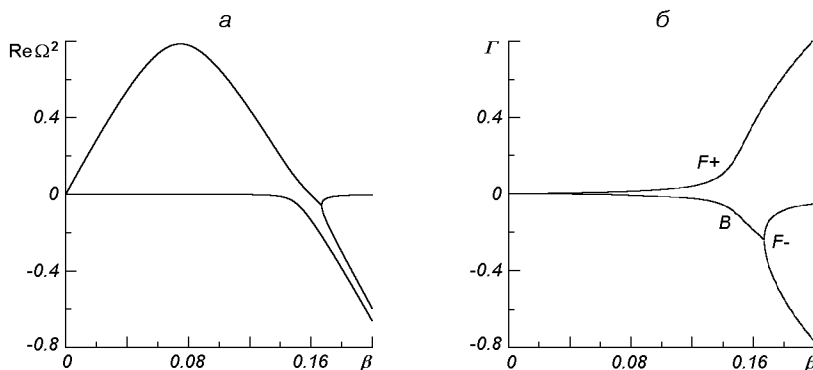
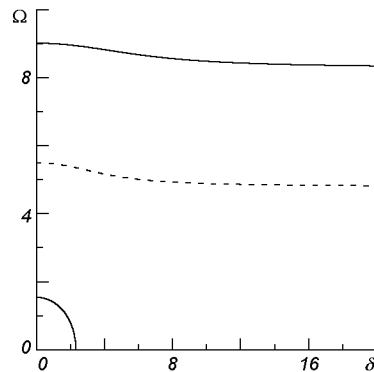


Рис. 3. *a* — фрагмент рис. 1 в увеличенном масштабе для $\alpha = 10$, *б* — спектр декрементов четных баллонных мод при $\delta = 0.01$, $\alpha = 10$, $L = 10$

модами, исследованными в работе [5]. В точке сшивки имеет место бифуркация: на графике вправо от данной точки расходятся две желобковые моды F^- . На рис. 1 этот эффект виден недостаточно четко, поэтому мы посчитали нужным привести его в увеличенном масштабе на рис. 3. Рис. 3, *a* построен в тех же координатах, что и рис. 1, а на рис. 3, *б* показана зависимость инкремента Γ от β в той же области. Видно, что левее области сшивки происходит «перезамыкание» альвеновской моды B с апериодической модой F^+ , определяющей границу устойчивости. Поэтому правее области сшивки резко увеличивается инкремент нарастания моды F^+ .

В работе [4] было подробно исследовано поведение желобковых мод F^+ и F^- . В частности, было показано, что в случае малых δ мода F^+ становится неустойчивой при превышении определенного значения β , зависящего от α (при α , больших, чем значения, приведенные в табл. 1 работы [3], это значение равно нулю). Однако при малых значениях δ величина инкремента моды F^+ между указанной точкой и точкой «перезамыкания» настолько мала, что характерное время развития неустойчивости превышает характерное время установления равновесных процессов, и потому практически границей устойчивости следует считать именно точку «перезамыкания», так как при ее прохождении инкремент становится значительным по величине.

Расчеты показывают, что с увеличением δ качественно изменяется характер «перезамыкания» в точках пересечения линий спектра альвеновских и медленных магнитозвуковых мод. На рис. 4 показаны графики поведения линий спектра в одной и той же точке пересечения при различных значениях δ . Видно, что при значении $\delta = 0.01$ «перезамыкание»

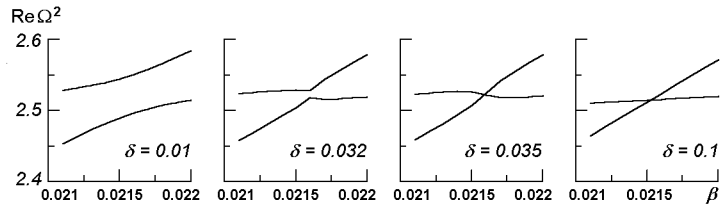


Рис. 4. Разные виды «перезамыкания» в зависимости от проводимости ионосферы (значений δ)

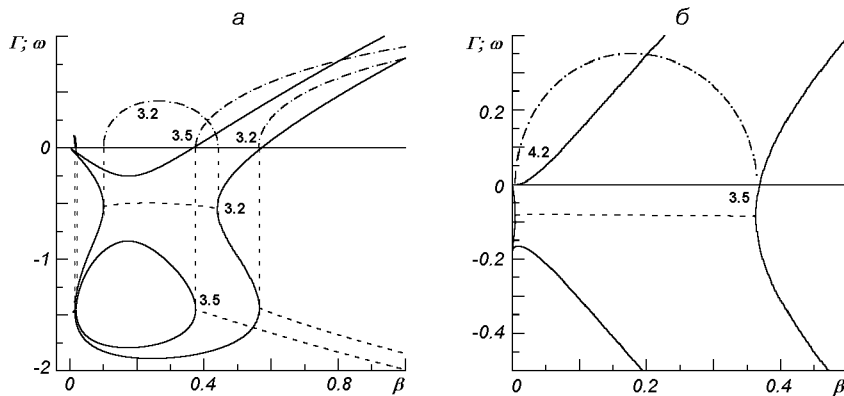


Рис. 5. Спектр периодических и аperiodических возмущений при $L = 10$: *a* — для $\delta = 2.35$, *б* — для $\delta = 10$. Сплошная линия — инкремент аperiodических возмущений, мелкие штрихи — периодических возмущений, штрих-пунктир — частота ω периодических возмущений. Цифры возле кривых — значения α

линий происходит обычным образом. При дальнейшем увеличении δ в области пересечения этих линий имеет место их деформация и сближение. И наконец, при дальнейшем увеличении δ «перезамыкание» линий сменяется их пересечением.

Поведение альвеновских мод тесно связано с поведением аperiodических возмущений. Графики зависимости инкремента Γ от параметра β для них были приведены в работе [5]. В области исчезновения первой четной гармоники альвеновской моды, т. е. при значениях $\delta \approx 2...3$ аperiodические желобковые моды демонстрируют довольно сложное поведение в плоскости (Γ, β) , включающее замкнутые круги, *s*-образные и *z*-образные дуги. Как показывают расчеты, в каждой точке этих графиков, где производная $\partial\Gamma/\partial\beta$ обращается в бесконечность, происходит «сшивка» аperiodической моды с периодической модой. При этом периодическая мода направлена в противоположную по β от аperiodических мод сторону. Примеры такого поведения представлены на рис. 5, *a*. На нем изображены желобковые моды, совпадающие с ранее приведенными на рис. 5, *a* работы [5], и альвеновские моды, сшивающиеся с ними. На этом же рисунке приведены частоты ω альвеновских мод (частоты желобковых мод тождественно равны нулю). Видно, что в рассматриваемой области изменения величины δ декременты затухания значительны по величине. При дальнейшем увеличении δ сшивка альвеновских мод с желобковыми по-прежнему происходит с бифуркацией, однако декременты затухания становятся существенно меньшими. При больших δ имеет место зависимость вида $|\Gamma| \propto \delta^{-1}$. Пример такого поведения спектра приведен на рис. 5, *б*. При малых значениях δ указанная зависимость имеет вид $|\Gamma| \propto \delta$.

Отметим, что при фиксированных значениях параметров спектр собственных возмущений является дискретным. При этом он содержит гармоники как с нулевой, так и с ненулевой частотой. Ниже будет показано, что спектры такого типа наблюдаются в реальных магнитометрических измерениях.

ПРОВЕРКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДАННЫМИ НАБЛЮДЕНИЙ

Некоторые результаты, полученные выше численно, могут быть проверены на экспериментальном материале наблюдений геомагнитной активности в ближней магнитосфере. Дискретный частотный спектр возмущений геомагнитного поля наблюдается как в наземных, так и в спутниковых магнитометрических наблюдениях (см. работы [2, 9, 11] и библиографию к ним). Обычно речь идет о частотах 1.2—1.4, 1.8—2.0, 2.4—2.6, 3.2—3.4 мГц. В исследованиях [2, 9] спектр продолжается ниже 1 мГц, и рассматриваются периодические процессы с частотами 0.5—0.7 и 0.25 мГц.

Для проверки результатов численного моделирования на материале измерений магнитометрических станций, входящих в систему «Интермагнет», рассмотрим особенности суточного хода спектральных характеристик возмущений магнитного поля на низких и средних геомагнитных широтах ($L < 3$). Кроме этого рассмотрим, какое влияние оказывает интенсификация динамического давления солнечного ветра на наблюдаемый дискретный спектр. Географические и геомагнитные координаты станций приведены в таблице. Данные по H - и D -компонентам в архиве «Интермагнет» доступны с 1-минутным временным разрешением.

Географические (φ , λ), геомагнитные исправленные (IGRF2005) координаты (φ_M , λ_M) станций системы «Интермагнет», параметр Мак-Илвайна, время UT, соответствующее полуночи по местному магнитному времени (MLT)

Станция	φ	λ	φ_M	λ_M	L , R_E	MLT-полночь, UT
AQU Ла-Аквила	42.30°	13.31°	36.19°	87.45°	1.56	22 ^h 24 ^m
IRT Иркутск	52.17	104.45	47.23	177.24	2.20	17 07
SPT Сан-Пабло — Толедо	39.50	355.60	32.50	72.03	1.43	23 34
TAM Таманрассет	22.79	5.53	3.50	78.37	1.07	23 02

Отдельно анализировались характерные интервалы местного времени: утренние (3:00—9:00 LT), дневные (9:00—15:00 LT), вечерние (15:00—21:00 LT) и ночные (21:00—3:00 LT) за три года наблюдений (1999—2001). Из-за необходимости обеспечения устойчивости спектральных оценок и особенностей сигнала (частоты нестационарные и могут изменяться в различные дни), метод спектрального оценивания на основе стягивания частотного окна дал неудовлетворительные результаты (однако на его основе был проверен порядок регрессионной модели). При усреднении на интервалах более 10—15 сут максимумы перекрываются, и дискретная структура спектра становится неразличимой. Характерные примеры спектральных оценок для двух станций MBO и AQU приведены на рис. 6. Показаны оценки спектральной мощности 6-часовых дневных интервалов (LT 9:00—15:00, июнь 2000 г.). Спектральные оценки разных дней приводятся в одинаковом масштабе и смещаются вверх в зависимости от дня месяца. Заштрихованные области показывают диапазон изменения частот.

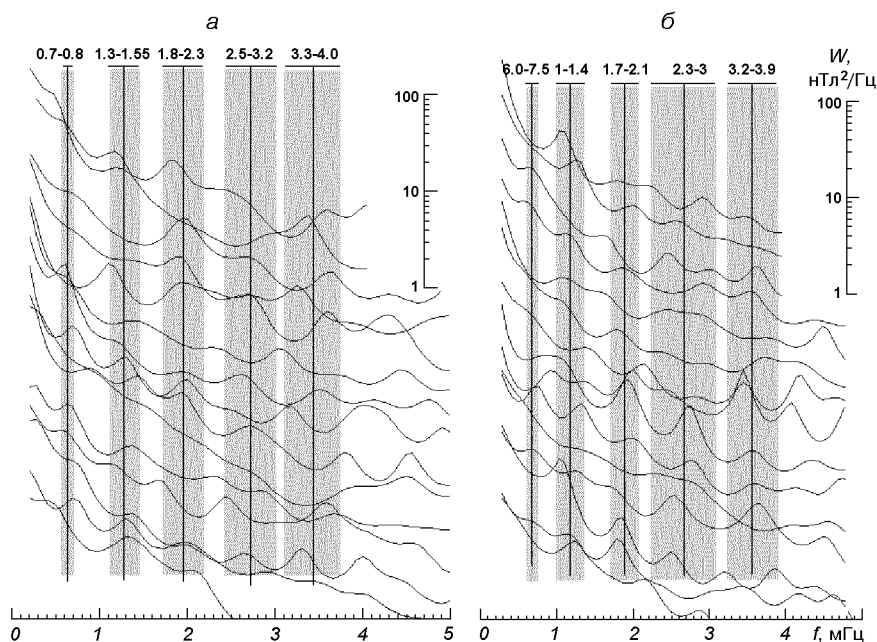


Рис. 6. Спектральные оценки возмущений магнитного поля для станций MBO (а) и AQU (б) в июне 2000 г. Приведены ежедневные оценки спектральной мощности W 6-часовых интервалов 9:00—15:00 LT. Кривые для разных дней смещены по вертикали друг относительно друга. Заштрихованные области — диапазон изменения частот

С увеличением частоты амплитуда максимумов уменьшается. Усреднение спектральных оценок по большим интервалам времени (более 1 месяца) скрадывает дискретную структуру. Поэтому для статистического анализа на годовых массивах данных рассматривались частоты максимумов и распределения положений пиков в частотном спектре.

На рис. 7 показаны годовые гистограммы количества n спектральных пиков в зависимости от частоты, полученные в 2000 г. на станции IRТ. Данные приведены для интервалов 3:00—9:00, 9:00—15:00, 15:00—21:00 и 21:00—3:00 LT. Кроме пиков в диапазоне частот 1.2—3.6 МГц, проявляются также пики на частотах 0.6—0.7 и 0.2—0.3 МГц, возможность обнаружения которых зависит от местного времени. При переходе через локальный меридиан утро — вечер характер спектра заметно изменяется. Самый низкочастотный пик обнаруживается чаще всего в ночное время (реже в утреннем и вечернем секторах). Дискретный спектр на станциях с $L < 2$ наблюдается в течение суток, но в ночное время частоты более изменчивы. Это может пояснить, почему при усреднении спектральных оценок на годовом интервале в работе [11] были сделаны выводы об отсутствии дискретного спектра в ночном секторе. Таким образом, утренний и вечерний сектора являются переходными. Смена режимов колебаний может быть связана с увеличением затухания в утреннем и вечернем секторах, что было показано численным моделированием. Для станций, расположенных по широте выше $L = 2$, указанные закономерности менее выражены, и в ночное время дискретная структура спектра может не проявляться. Дискретная структура снова проявляется на станциях с магнитной широтой выше $L = 4.5...5$.

По данным станции SPT в 1999 г. в предполуденном секторе (8:00—12:00 LT) волновая активность с дискретным спектром проявляется конт-

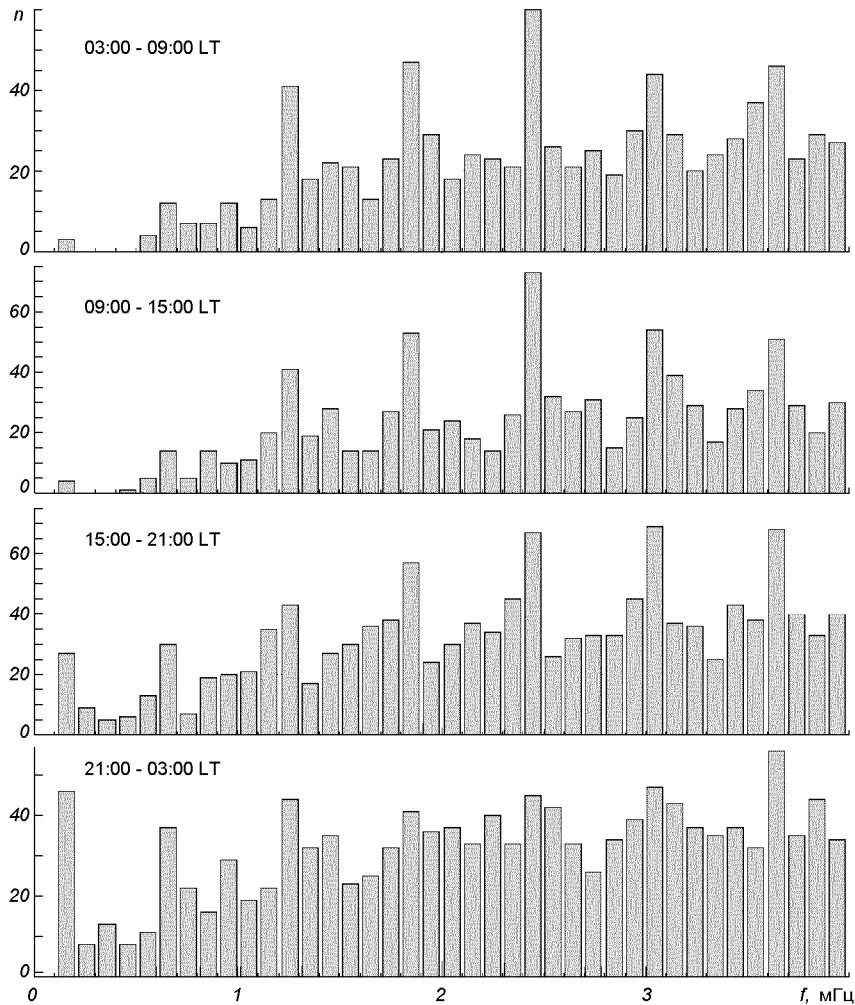


Рис. 7. Гистограммы частот максимумов спектральных оценок возмущений магнитного поля за 2000 г. по данным магнитометрической станции IRT

растнее, чем в послеполуденном (12:00—16:00 LT), но ее интенсивность ниже. Соответствующие гистограммы приведены на рис. 8. Раздельная обработка данных ТАМ (1999 г.) для интервалов времени с нормальным и повышенным динамическим давлением солнечного ветра (более 2.5 нПа) не показала существенных отличий (рис. 9). Это говорит о том, что прямой зависимости появления дискретного спектра возмущений магнитного поля от геомагнитной широты, скорее всего, нет. С увеличением давления солнечного ветра наблюдается интенсификация возмущений. Прямая корреляция, наблюдаемая в работах [6, 11], скорее всего, имеет место только при очень интенсивных событиях либо при наличии в параметрах солнечного ветра периодических изменений с частотами, близкими к собственным частотам магнитосферного резонатора. Тогда же волновые процессы могут иметь глобальный характер в масштабах магнитосферы.

Обнаруженные особенности суточного хода волновой активности, интерпретируемой как собственные объемные моды в магнитосфере (cavity modes), определяются суточным ходом параметров электропроводности

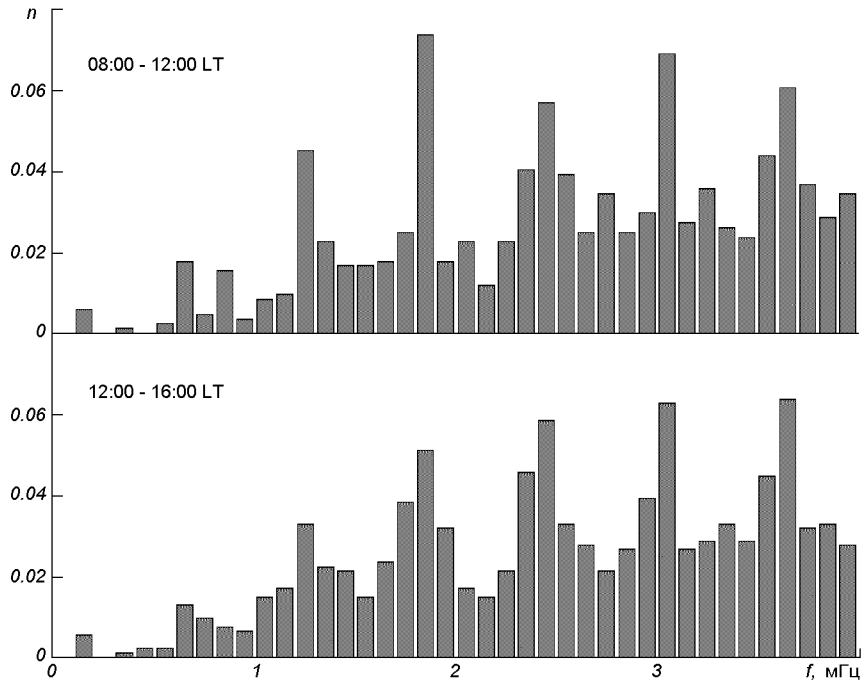


Рис. 8. То же для 1999 г., станция SPT

ионосферы. Ионосферная плазма способна проводить электрический ток поперек силовых линий магнитного поля благодаря столкновениям частиц плазмы с нейтральным газом. Рассматривая движение ионов и электронов в ионосфере как в горизонтально-однородной среде, и вводя «трение» через частоту столкновений с нейтральными частицами (столкновениями с заряженными частицами можно пренебречь), получаем зависимость плотности горизонтальных ионосферных токов $\mathbf{j} = \hat{\Sigma}_S \mathbf{E}$, где $\hat{\Sigma}_S = \hat{Q}^{-1} \hat{\Sigma}_\perp \hat{Q}$ — тензор интегральной ионосферной горизонтальной проводимости, $\hat{Q} = \hat{I} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{b} / (\mathbf{n} \cdot \mathbf{b})$ — проекционный тензор [6], определяющийся магнитным наклонением, т. е. углом между нормалью к поверхности ионосферы и вектором магнитного поля, $\mathbf{b} = \mathbf{V} / |\mathbf{V}|$, а

$$\hat{\Sigma}_\perp = \begin{pmatrix} \Sigma_P & \Sigma_H \\ -\Sigma_H & \Sigma_P \end{pmatrix}$$

— тензор поперечной проводимости.

Компоненты тензора Σ_P и Σ_H — соответственно педерсеновская и холловская интегральные проводимости. Холловская и педерсеновская проводимости приблизительно равны и составляют в дневное время 10—15 Ом⁻¹, а в ночное время они уменьшаются более чем на порядок (кроме областей аврорального овала, где высокая проводимость поддерживается за счет корпускулярного механизма). Значения холловской и педерсеновской проводимостей определяются как концентрацией заряженных частиц, так и концентрацией нейтрального компонента. Регулярные изменения электронной концентрации составляют суточные, широтные и сезонные вариации. В среднем для областей E и F1 они все обусловлены изменением зенитного

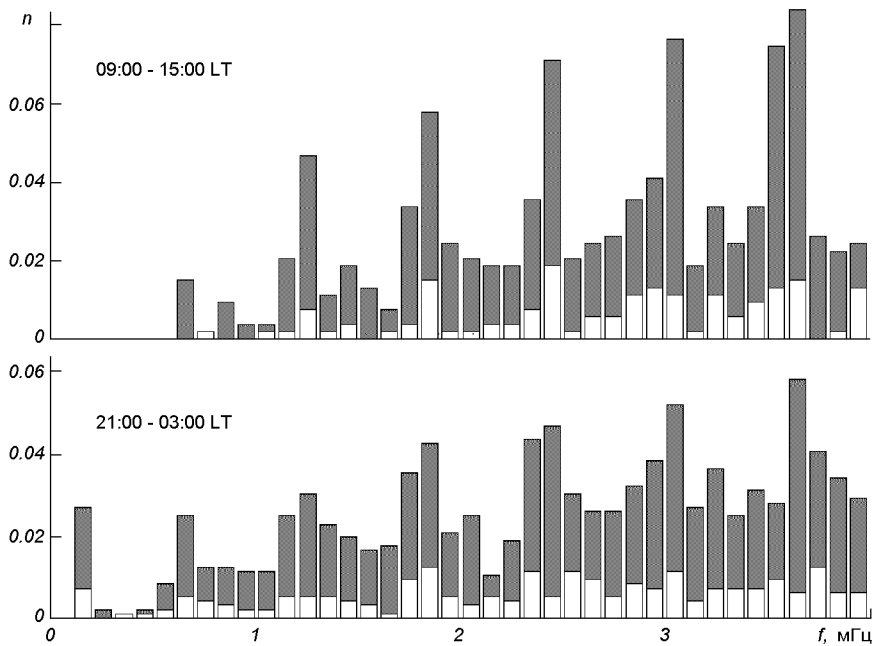


Рис. 9. То же для 1999 г., станция ТАМ. Белым цветом показаны гистограммы для периодов с повышенным значением динамического давления солнечного ветра (больше 2.5 нПа)

расстояния Солнца. В слое F2 изменения электронной концентрации определяются скорее геофизическими факторами, чем солнечным излучением [1]. В ракетных экспериментах высота максимума слоя F (hF_0) определяется с точностью до 2—5 км. Она зависит от времени суток и солнечной активности. В средних широтах ночью высота области F больше, чем днем. В утреннем секторе наблюдается глубокий минимум hF_0 , который зимой сдвинут на более поздние часы, чем летом. После утреннего минимума наблюдается постепенное увеличение высоты максимума в течение дня, а после захода Солнца — резкий подъем до ночного значения. Наименьшая высота максимума слоя F (порядка 200 км) наблюдается в утренние часы зимой в период низкой солнечной активности [1]. Величина педерсеновской проводимости зависит от частоты соударений с нейтралами. Поэтому уменьшение высоты максимума слоя F и, соответственно, высоты максимума электронной концентрации приводит к увеличению проводимости. Общее уменьшение толщины проводящего слоя ионосферы улучшает «идеальность» граничных условий. Это отражается на наблюдаемом дискретном спектре. Наиболее контрастно дискретность спектра возмущений магнитного поля наблюдается именно в предполуденном секторе. Кроме того, в предполуденном секторе наблюдается высокий градиент проводимости. Этим может быть объяснен широкий спектр ориентации эллипса поляризации наблюдаемых в утреннем секторе волн [10]. В районе местного полудня проводимость достигает дневного максимума, после чего поддерживается примерно на таком уровне в течение 4—5 ч, что хорошо соответствует статистике обнаружения дискретных гармоник.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Учет конечной проводимости ионосферы приводит к тому, что собственные поперечно-мелкомасштабные возмущения разделяются на периодические и аperiodические. Аperiodические возмущения, ранее подробно рассмотренные в работе [5], включают в себя желобковые возмущения, определяющие границу устойчивости, и несжимаемые баллонные возмущения. Спектр периодических возмущений включает в себя медленные магнитозвуковые и альвеновские возмущения. Спектр медленных магнитозвуковых возмущений не претерпевает существенных изменений по сравнению со случаем «жестких» граничных условий, рассмотренных в работе [4], за исключением появления незначительного декремента затухания. Частоты альвеновских мод уменьшаются при уменьшении проводимости. При $\delta = 2...3$ первая альвеновская мода исчезает. При увеличении δ также изменяется характер взаимодействия медленных магнитозвуковых и альвеновских возмущений: на смену «перезамыканию» приходит пересечение.

В результате численного анализа спектра мы приходим к следующему выводу: граница устойчивости $\beta_0(\alpha, L)$ поперечно-мелкомасштабных возмущений определяется аperiodическими желобковыми возмущениями и не зависит от величины δ . Этот результат подтверждает сделанные нами ранее аналитические оценки параметра β_0 [5]. При $\beta > \beta_0$ возмущения становятся неустойчивыми, однако характерное время их затухания существенно зависит от величины δ . Максимальные затухания наблюдаются при $\delta \approx 2...3$, т. е. в утреннем и вечернем секторах. В то же время как в дневном, так и в ночном секторах характерное время затухания существенно превосходит характерное время изменения проводимости ионосферы. Это означает, что устойчивые возмущения, появившиеся в дневном или ночном секторах, будут сохраняться без существенных изменений до наступления утра либо вечера. Вместе с тем первая альвеновская мода отсутствует в ночном секторе, но наблюдается в дневном. Таким образом, основное влияние ионосферной проводимости заключается в исчезновении первой альвеновской моды и появлении аperiodических мод. Последние, в отличие от периодических, сильно зависят от δ , и в случае четных (желобковых) мод определяют границу устойчивости.

Результаты численного моделирования спектральных особенностей волновой активности в дипольном приближении сравнивались со статистическими характеристиками суточного изменения спектральных параметров возмущения магнитного поля на низких магнитных широтах. Было продемонстрировано их качественное соответствие. На массиве данных архива магнитометрических наблюдений «Интермагнет» показано, что утренний и вечерний сектора являются переходными. В них существенно изменяются характеристики дискретного спектра геомагнитных возмущений в диапазоне 0.2—3.7 мГц. Также показано наличие асимметрии относительно местного полуденного меридиана. В утреннем секторе дискретная структура более выражена, а в дневном — частоты менее стабильны, но спектральная мощность выше. Это может быть связано с понижением границы F-слоя.

Связь с параметрами солнечного ветра имеет место, но она носит скорее энергетический характер. Скорее всего, сильная корреляция возможна либо только при периодических изменениях динамического давления солнечного ветра (тогда характерные частоты волновых явлений могут быть изменены, и процесс может носить глобальный характер в масштабах магнитосферы), либо при очень интенсивных событиях (магнитное облако 11 января 1997 г. [11]).

Выражаем благодарность за предоставленные данные Центру исследований по астрономии, астрофизике и геофизике (С. Р. А. А. Г.), Алжир; Институту солнечно-земных связей, Иркутск, Россия; Институту исследований путей развития — IRD (О. Р. С. Т. О. М.); Национальному институту геофизики и вулканологии, Италия, а также всем исследовательским центрам, предоставляющим магнитометрические данные международной базе «Интермагнет».

1. *Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М.* Солнце и ионосфера. — М.: Наука, 1969.— 456 с.
2. *Кадомицев Б. Б.* Гидромагнитная устойчивость плазмы // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963.—Т. 2.—С. 132—176.
3. *Парновский А. С., Черемных О. К.* Баллонные моды во внутренней магнитосфере Земли с учетом конечной проводимости ионосферы // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 5/6.—С. 82—86.
4. *Парновский А. С., Черемных О. К.* Спектр баллонных возмущений с произвольной поляризацией во внутренней магнитосфере Земли // Космічна наука і технологія.— 2006.—12, № 1.—С. 49—56.
5. *Парновский А. С., Черемных О. К.* Желобковые и несжимаемые возмущения во внутренней магнитосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—22, № 1.—С. 65—75.
6. *Chisham G., Orr D.* A statistical study of the local time asymmetry of Pc 5 ULF wave characteristics observed at midlatitudes by SAMNET // J. Geophys. Res.—1997.—102, N A11.—P. 24339—24350.
7. *Hameiri E.* Ballooning modes on open magnetic field lines // Phys. Plasmas.—1999.—6, N 3.—P. 674—685.
8. *Hameiri E., Kivelson M. G.* Magnetospheric waves and the atmosphere — ionosphere layer // J. Geophys. Res.—1991.—96, N A12.—P. 21125—21134.
9. *Kepko L., Spence H. E.* Observations of discrete, global magnetospheric oscillations directly driven by solar wind density variations // J. Geophys. Res.—2003.—108, N A6.—P. 1257—1269.
10. *Kivelson M. G.* ULF waves from ionosphere to the outer planets // AGU Geophysical Monograph series / Eds K. Takahashi, P.-J. Chi. — P. 1—17.
11. *Villante U., Francia P., Lepidi S.* Pc5 geomagnetic field fluctuations at discrete frequencies at a low latitude station // Ann. geophys.—2001.—19.—P. 321—325.

Поступила в редакцию 29.05.06