

## ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ИОННО-ИОННЫХ ГИБРИДНЫХ ВОЛН ДИАПАЗОНА Pc1 В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

**О.С. Михайлова, Д.Ю. Климушкин, П.Н. Магер**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия  
o\_mikhailova@iszf.irk.ru

## SPATIAL STRUCTURE OF Pc1 ION-ION HYBRID WAVES IN MULTICOMPONENT MAGNETOSPHERIC PLASMA

**O.S. Mikhailova, D.Yu. Klimushkin, P.N. Mager**

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

**Аннотация.** Работа посвящена исследованию пространственной структуры УНЧ (ультранизкочастотных) колебаний диапазона Pc1 в присутствии в плазме магнитосферы тяжелых ионов. Из-за наличия тяжелых ионов на силовой линии в области экватора формируется резонатор, ограниченный точками поворота. Волны возникают на экваторе и локализованы в резонаторе. Показано, что волны внутри продольного резонатора могут быть тороидальными и полоидальными. Получены наборы собственных частот тороидальной и полоидальной мод, возбуждаемых в резонаторе. Показано, что поперек магнитных силовых линий также может быть сформирован резонатор для полоидальной волны.

**Ключевые слова:** пульсации Pc1, УНЧ-волны, многокомпонентная плазма, тяжелые ионы.

**Abstract.** The work is devoted to the study of the spatial structure of ULF (ultra-low frequency) oscillations in the Pc1 range in the presence of heavy ions in the plasma of the magnetosphere. Because of heavy ions the resonator, bounded by the turning points, forms at the equator area along the magnetic field line. The waves occur at the equator and are localized in the resonator. It is shown that the waves inside the longitudinal resonator can be toroidal and poloidal. The eigenfrequencies sets of the toroidal and poloidal modes excited in the resonator are obtained. It is shown that a resonator for a poloidal wave can also be formed across the magnetic field lines.

**Keywords:** Pc1 pulsations, ULF waves, multicomponent plasma, heavy ions.

### ВВЕДЕНИЕ

В земной магнитосфере регулярно регистрируются колебания ультранизкой частоты (частотой от тысячных долей Герца до нескольких Герц). Самыми высокочастотными из них являются колебания диапазона Pc1 (0.2–5 Гц). Пульсации Pc1 привлекают к себе внимание своей красивой формой. Их биения напоминают нитку жемчуга, нанизанную на нить [Гульельми, Троицкая, 1973]. Исследованию теории пульсаций Pc1 посвящено большое количество работ. В течение долгого времени считалось, что биения пульсаций Pc1 формируются в результате перемещения волнового пакета вдоль силовой линии между ионосферами [Гульельми, Троицкая, 1973; Demekhov, 2007]. Позже возникла необходимость учета наличия примеси тяжелых ионов в магнитосфере. Множество работ, начиная с [Yang et.al., 2010], указывают на большое содержание ионов кислорода в магнитосфере после магнитных бурь. В работах [Guglielmi et.al, 2001; Guglielmi, Potarov, 2012] рассматривалась продольная структура пульсаций Pc1 в квазипродольном приближении ( $k_{\perp} \rightarrow \infty$ ) с учетом наличия тяжелых ионов. В этих работах было показано, что в экваториальной области может быть сформирован продольный резонатор для волн Pc1. Поперечный резонатор для Pc1 в районе плазмопаузы в квазипродольном приближении при учете примеси тяжелых ионов был исследован в работе [Mikhailova, 2014].

Волны Pc1 часто определяют, как левополяризованные ионно-циклотронные волны. Предполагается, что они возбуждаются ионно-циклотронной неустойчивостью [Demekhov, 2007]. Однако наблюдаются еще линейно поляризованные волны. Ли-

нейно поляризованные волны имеют большую величину поперечной компоненты волнового вектора ( $k_{\perp} \rightarrow \infty$ ). Такой случай рассматривался в работах [Klimushkin et.al., 2010, Михайлова, 2011]. Линейно поляризованные волны часто наблюдаются вблизи экватора [Anderson et.al., 1992; Horne, Thorne, 1993; Chen et.al., 2009]. Поскольку эти волны претерпевают резонанс, вызванный наличием двух видов ионов в плазме (протоны и тяжелые ионы, например, кислород), их называют ионно-ионными гибридными волнами [Lee et.al., 2008]. Кроме того, пульсации Pc1 узко локализованы поперек магнитных оболочек, что говорит о большой величине  $k_{\perp}$  [Engebretson et.al., 2002; Mursula, 2007; Yahnin et.al., 2007; Engebretson et.al., 2008].

### ПРОДОЛЬНАЯ СТРУКТУРА ИОННО-ИОННЫХ ГИБРИДНЫХ ВОЛН В ОКРЕСТНОСТИ ЭКВАТОРА

В работе использовалась аксиально-симметричная криволинейная система координат, подробно описанная в работах [Klimushkin et.al., 2010, Михайлова, 2011, 2014].

В модели дипольной магнитосферы, где удобно положить  $x^1=L$ , ( $L$  — экваториальный радиус силовой линии), а  $x^2=\varphi$  ( $\varphi$  — азимутальный угол), уравнение для альфвеновской волны можно записать в

$$\partial_1 \left( \frac{3 \sin \theta}{1 + 3 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial t} + L \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta} \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\perp} \right) \right) \times \\ \times \partial_1 \Phi + \partial_2 \left( -\frac{1}{L^2} \frac{3 \sin \theta}{(1 + 3 \sin^2 \theta)^2} \frac{\partial}{\partial t} + \right)$$

$$+L \frac{1}{\sqrt{1+3\sin^2\theta}} \left( \frac{\partial^2}{\partial l^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\perp} \right) \times \\ \times \partial_1 \Phi - \frac{L \cos^6 \theta}{\sqrt{1+3\sin^2\theta}} \left( \frac{\omega^2}{c^2} \eta \right)^2 \Phi = 0. \quad (1)$$

Здесь используются обозначения:  $dl = \sqrt{g_3} dx^3$ ,  $\theta$  — геомагнитная широта,  $\varepsilon_{\perp}$  и  $\eta$  — компоненты метрического тензора,  $\Phi$  — потенциал электрического поля,  $\omega$  — частота волны,  $c$  — скорость света.

Рассмотрим структуру ионно-ионных гибридных волн вблизи экватора. В этой области кривизна силовых линий мала, и угол  $\theta$  меняется слабо. Волновое возмущение в поперечном ВКБ-приближении выглядит, как  $\exp[\int k_1(x^1) dx^1 + k_2 x^2]$ , где  $k_1$  и  $k_2$  — радиальная и азимутальная компоненты поперечного волнового вектора, соответственно. В квазипоперечном приближении рассмотрим два предельных случая:  $k_1 \gg k_2$  (тороидальная волна) и когда  $k_2 \gg k_1$  (полоидальная волна). В этих предельных случаях в квазипоперечном приближении уравнение (2) превращается в

$$\hat{L}_T(\omega) T_n = 0, \quad (2)$$

$$\hat{L}_P(\omega) P_n = 0, \quad (3)$$

где  $T_n$  — набор собственных функций оператора  $\hat{L}_T$ ,  $P_n$  — набор собственных функций оператора  $\hat{L}_P$ ,  $n$  — продольное волновое число. Операторы  $\hat{L}_T$  и  $\hat{L}_P$  — тороидальный и полоидальный операторы, соответственно; они записываются в виде

$$\hat{L}_T = \frac{\partial^2}{\partial l^2} + \frac{3l}{L^2} \frac{\partial}{\partial l} + k_{\parallel eq}^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k_{\perp}^2}{\partial l^2} \Bigg|_{eq} l^2,$$

$$\hat{L}_P = \frac{\partial^2}{\partial l^2} + \frac{3l}{L^2} \frac{\partial}{\partial l} + k_{\parallel eq}^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k_{\perp}^2}{\partial l^2} \Bigg|_{eq} l^2,$$

индекс  $eq$  здесь означает то, что значение величины берется на экваторе. Оба уравнения (2) и (3) представляют собой уравнения на продольную структуру волны. Собственные функции этих уравнений

$$T_n = C e^{\left(\frac{\alpha-1}{4} \frac{1}{2\lambda^2}\right)^2} \pi^{-1/4} 2^{-n/2} (n!)^{-1/2} H_n \left( \frac{l}{\lambda} \right), \quad (4)$$

$$P_n = C e^{\left(\frac{\alpha-1}{4} \frac{1}{2\lambda^2}\right)^2} \pi^{-1/4} 2^{-n/2} (n!)^{-1/2} H_n \left( \frac{l}{\lambda} \right). \quad (5)$$

Здесь  $\alpha = 3/L^2$ ,  $\lambda = \left( \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k_{\perp}^2}{\partial l^2} \Bigg|_{eq} \right)^{-1/4}$ . Частотный спектр

каждого типа волн записывается как

$$\Omega_T^2 = 2\Omega_{ch}^2 \frac{\rho_h}{\rho_p} (3n+2) + \frac{3A_p^2}{L^2} (n+1), \quad (6)$$

$$\Omega_P^2 = 2\Omega_{ch}^2 \frac{\rho_h}{\rho_p} (3n+2) + \frac{3A_p^2}{L^2}. \quad (7)$$

Здесь  $\rho_h$  и  $\rho_p$  — плотности тяжелых ионов и протонов, соответственно.

### ПОПЕРЕЧНЫЙ РЕЗОНАТОР ДЛЯ ИОННО-ИОННЫХ ГИБРИДНЫХ ВОЛН

В работе подразумевается аксиальная симметрия магнитосферы, волновое число  $k_2$  играет роль азимутального волнового числа  $m$ . В окрестности локального минимума функции  $\Omega_p^2(x^1)$  может сформироваться резонатор. Точка  $x_p^1$  — координата центра такого резонатора (рис). В точке  $x_p^1$  частота волны становится равной полоидальной частоте  $\omega = \Omega_p$ .

Найдены структура волны и частотный спектр в поперечном резонаторе:

$$\Phi = \pi^{-1/4} 2^{-n/2} (n!)^{-1/2} H_n(\xi) e^{-\xi^2/2}, \quad (11)$$

$$\omega^2 = \Omega_p^2 + \frac{\sqrt{3} A_p \Omega_p}{m l_{\perp}} (2n+1),$$

где использованы обозначения  $\xi = \lambda x^1$ ,

$\lambda^2 = \frac{m \Omega_p}{\sqrt{3} l_{\perp} A_p}$ ,  $l_{\perp}$  — поперечный масштаб неоднородности

порядка размеров радиуса Земли. Оценка частоты основной гармоники волны, запертой в таком резонаторе, при типичных параметрах магнитосферы попадает в диапазон частот пульсаций Pc1, ширина резонатора составляет порядка 0.3 радиусов Земли.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована пространственная структура ионно-ионных гибридных волн частотой порядка гирочастоты тяжелых ионов (диапазон волн Pc1). Вдоль силовой линии в области экватора формируется резонатор, ограниченный точками поворота. Точки поворота появляются из-за наличия примеси тяжелых

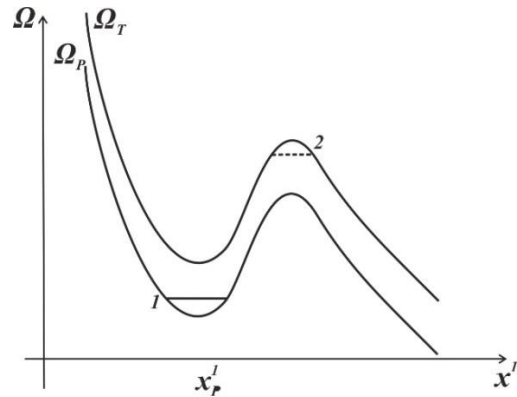


Рис. Полоидальная и тороидальная частоты как функция радиальной координаты  $x^1$ . Показаны вероятные места для возникновения резонатора. Область 1 — резонатор на локальном минимуме полоидальной частоты, в области 2 резонатор не может возникнуть ввиду того, что тороидальные поверхности сингулярны

ионов. Точки поворота возникают там, где примесь ионов достаточно велика. Внутри резонатора генерируется набор собственных гармоник, стоящих между точками поворота. Известно, что альфвеновские волны могут быть тороидальными и полоидальными. Показано, что внутри резонатора ионно-ионные гибридные волны также могут быть как тороидальными и полоидальными. Найдены структура и спектр частот каждого типа волн.

В радиальном направлении возникает резонатор вследствие наличия локального минимума полоидальной частоты. Волна оказывается заперта попеременно магнитных оболочек между двумя полоидальными поверхностями. Спектр частот колебаний плотный, возникают биения. Частота волны зависит от плотности тяжелых ионов  $n_h$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностики магнитосферы. Наука, 1973.

Михайлова О.С. О возможности локализации волн Pc1 вблизи ионосферы с учетом наличия тяжелых ионов в плазме // Солнечно-земная физика. 2011. Т. 19. С. 83–87.

Anderson B.J., Erlandson R.E., Zanetti L.J. A statistical study of Pc 1-2 magnetic pulsations in the equatorial magnetosphere 1. Equatorial occurrence distributions // J. Geophys. Res. 1992.

Chen Lunjin, Thorne Richard M., Horne Richard B. Simulation of EMIC wave excitation in a model magnetosphere including structured high-density plumes // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2009. V. 114, N A7. С. n/a–n/a.

Demekhov A.G. Recent progress in understanding Pc1 pearl formation // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2007. V. 69. P. 1599–1774.

Dmitrienko I.S., Mazur V.A. On waveguide propagation of Alfvén waves at the plasmopause // Planetary Space Sci. 1985. V. 33. P. 471–477.

Dmitrienko I.S., Mazur V.A. The spatial structure of quasicircular Alfvén modes of waveguide at the plasmopause — Interpretation of Pc1 pulsations // Planetary Space Sci. 1992. V. 40. P. 139–148.

Engebretson M.J., Peterson W.K., Posch J.L., et al. Observations of two types of Pc 1-2 pulsations in the outer dayside magnetosphere // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, N A12.

Engebretson M.J., Posch J.L., Westerman A.M., et al. Temporal and spatial characteristics of Pc1 waves observed by ST5 // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, N A7.

Glassmeier K.-H., Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Concerning ULF pulsations in Mercury's magnetosphere // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30, N 18.

Guglielmi A., Kangas J., Potapov A. Quasiperiodic modulation of the Pc1 geomagnetic pulsations: an unsettled problem // J. Geophys. Res. 2001. V. 106, N A11. С. 25847–25855.

Guglielmi A.V., Potapov A.S. The Effect of Heavy Ions on the Spectrum of Oscillations of the Magnetosphere // Cosmic Research. 2012. V. 50, N 4. P. 263–271.

Horne R.B., Thorne R.M. On the preferred source location for the convective amplification of ion cyclotron waves // J. Geophys. Res. 1993. V. 98, N A6. P. 9233.

Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Glassmeier K.-H. Axisymmetric Alfvén resonances in a multi-component plasma at finite ion gyrofrequency // Ann. Geophys. 2006. V. 24, N 3. P. 1077–1084.

Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Marilovtseva O.S. Parallel structure of Pc1 ULF oscillations in multi-ion magnetospheric plasma at finite ion gyrofrequency // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2010. V. 72, N 18. P. 1327–1332.

Lee D.-H., Johnson J.R., Kim K., et al. Effects of heavy ions on ULF wave resonances near the equatorial region // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2008. V. 113, N A11.

Mikhailova O.S. The spatial structure of ULF-waves in the equatorial resonator localized at the plasmopause with the admixture of the heavy ions // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2014. V. 108. P. 10–16.

Mursula K. Satellite observations of Pc 1 pearl waves: The changing paradigm // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2007. V. 69, N 14. P. 1623–1634.

Yang B., Zong Q.-G., Wang Y.F., et al. Cluster observations of simultaneous resonant interactions of ULF waves with energetic electrons and thermal ion species in the inner magnetosphere // J. Geophys. Res. 2010. V. 115, N A2.

Yahnin A.G., Yahnina T.A., Frey H.U. Subauroral proton spots visualize the Pc1 source // J. Geophys. Res. 2007. V. 112, N A10.