

УДК 533.951.2

ОБЛАСТЬ ЛОКАЛИЗАЦИИ РЕЗОНАТОРА ДЛЯ УНЧ-ВОЛН ПРИ НАЛИЧИИ В ПЛАЗМЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ КАК ФУНКЦИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ВОЛНОВОГО ВЕКТОРА

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

REGION OF RESONATOR LOCALIZATION FOR ULF-WAVES WITH THE ADMIXTURE OF HEAVY IONS AS A FUNCTION OF PERPENDICULAR WAVE VECTOR

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

Статья посвящена исследованию точек отражения для продольного и поперечного резонаторов, возникающих при распространении УНЧ-волн в магнитосфере. Получена зависимость поперечной компоненты волнового вектора от частоты. Используя данную зависимость, можно определить частоту волны в точке отражения для различных типов резонатора, а также определить координаты точек отражения.

The paper deals with the investigation of cutoff points for the cases of parallel and perpendicular resonators, which occur when ULF-waves propagate through magnetosphere. The dependence of wave vector perpendicular component from frequency was obtained. With using this dependence one can determine the wave frequency at the cutoff point. It can be done for different types of resonator. Also one can determine the cutoff points coordinates.

Введение

Работа посвящена исследованию УНЧ-волн при наличии в магнитосферной плазме протонов и тяжелых ионов. Частота распространяющейся волны предполагается сопоставимой с гирочастотой ионов. На земле эти волны наблюдаются как геомагнитные пульсации типа Pc1 (жемчужины).

В течение долгого времени при рассмотрении формирования пакета Pc1-волны применялась в основном модель бегущего волнового пакета [Гульельми, 1979; Demekhov, 2007], однако результаты недавних спутниковых наблюдений указывают на то, что данная модель не всегда применима [Mursula, 2007].

В работах [Guglielmi et al., 2000, 2001] исследована структура пульсаций Pc1 в квазипродольном приближении в предположении, что в плазме имеется примесь тяжелых ионов. Авторы показали, что в случае квазипродольного распространения волн в экваториальной области формируется продольный резонатор, также было предположено, что собственные частоты резонатора могут возбуждать волновые пакеты, перемещающиеся внутри резонатора.

Наблюдения свидетельствуют о сильной поперечной локализации Pc1-волн [Engebretson et al., 2002, 2008; Mursula, 2007; Yahnin et al., 2007], что дает право на рассмотрение квазипоперечного распространения волны [Klimushkin et al., 2010; Мариловцева и др., 2010]. В этом случае также возникает резонатор в экваториальной части силовой линии, ограниченный с двух сторон точками отражения. Резонатор служит резервуаром энергии, частота возбуждаемой волны определяется собственными частотами резонатора. Собственные частоты резонатора квантованы, таким образом формируются биения, похожие на характерную структуру жемчужин. Введение примеси тяжелых ионов в плазму приводит к тому, что на силовой линии возникают области, непрозрачные для распространения волны. Таких областей две, они расположены по обе стороны от экваториального резонатора и отделены от него точками отражения. Области непрозрачности отделены также точками сингулярности от приионосферных областей проводимости, примыкающих к ионосферам разных полушарий.

Целью данной работы является изучение точек отражения, ограничивающих экваториальный резонатор. В работе получена зависимость частоты, определяющей положение точки поворота, от поперечной компоненты волнового вектора.

Исследование точек отражения

Дисперсионное соотношение МГД-волн при конечном отношении ω/ω_c (где ω – частота волны, ω_c – циклотронная частота) имеет вид [Swanson, 1989]

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{\perp} - k_{\parallel}^2\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{\perp} - k_{\parallel}^2 - k_{\perp}^2\right) = \frac{\omega^4}{c^4}\eta^2, \quad (1)$$

где c – скорость света, ϵ_{\perp} – диагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости, k_{\parallel} и k_{\perp} – компоненты волнового вектора вдоль и поперек оболочек магнитного поля, η – недиагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости. Элементы тензора диэлектрической проницаемости в УНЧ-диапазоне (частота волны существенно ниже циклотронной частоты электронов Ω_{ce}) и с учетом наличия в плазме тяжелых ионов (индекс h) и протонов (индекс p) задаются выражениями

$$\begin{aligned} \epsilon_{\parallel} &= -\infty, \\ \epsilon_{\perp} &= \frac{\Omega_{pp}^2}{\Omega_{cp}^2 - \omega^2} + \frac{\Omega_{ph}^2}{\Omega_{ch}^2 - \omega^2}, \\ \eta &= \frac{\Omega_{pe}^2}{\omega\Omega_{ce}} - \frac{\Omega_{cp}}{\omega} \frac{\Omega_{pp}^2}{\Omega_{cp}^2 - \omega^2} - \frac{\Omega_{ch}}{\omega} \frac{\Omega_{ph}^2}{\Omega_{ch}^2 - \omega^2}, \end{aligned}$$

где Ω_p и Ω_c – плазменная и циклотронная частоты соответственно, второй индекс обозначает соответствующую частицу. Решение дисперсионного соотношения как биквадратного относительно k_{\parallel}^2 выглядит следующим образом:

$$k_{\parallel,2}^2 = \frac{1}{2} \left(2 \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{\perp} - k_{\perp}^2 \pm \sqrt{k_{\perp}^4 + 4 \frac{\omega^4}{c^4} \eta^2} \right). \quad (2)$$

Используя данное выражение, найдем точки отражения, ограничивающие резонатор. Будем исходить из условия $k_{\parallel}^2 = 0$. В таком случае получим уравнение

$$2\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{\perp} - k_{\perp}^2 \pm \sqrt{k_{\perp}^4 + 4\frac{\omega^4}{c^4}\eta^2} = 0.$$

Решая это уравнение, получаем

$$k_{\perp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_{\perp} - \eta^2}{\epsilon_{\perp}}. \quad (3)$$

В случае если $k_{\perp}=0$, получаем резонатор, свойства которого описаны в работах [Гульельми, 1967, 2000; Guglielmi et al., 2001; Guglielmi, Kangas, 2007; Гульельми, 2007], а если $k_{\perp} \rightarrow \infty$, то резонатор, рассмотренный ранее в работах [Klimushkin et al., 2010; Мариловцева и др., 2010].

Мы рассматриваем диапазон, в котором частота волны близка гирочастоте тяжелых ионов и намного меньше гирочастоты протонов. В таком случае элементы тензора диэлектрической проницаемости принимают вид

$$\epsilon_{\perp} = \frac{c^2}{A_p^2} \left[1 + \frac{A_p^2}{A_h^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\Omega_{ch}^2} \right)} \right],$$

$$\eta = \frac{c^2}{\omega} \left[\frac{\Omega_{ce}}{A_e^2} - \frac{\Omega_{cp}}{A_p^2} - \frac{\Omega_{ch}}{A_h^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\Omega_{ch}^2} \right)} \right].$$

Здесь $A_{p,h,e} = \frac{B^2}{4\pi n_{p,h,e} m_{p,h,e}}$ – альфеновские скорости протонов, ионов и электронов, B – величина магнитного поля, $n_{p,h,e}$ – концентрация каждого сорта частиц, $m_{p,h,e}$ – масса. Используя данные выражения, исследуем функцию (3) и строим полученную зависимость (рис. 1). Функция (3) сингулярна в точке

$\omega_0^2 = \Omega_{ch}^2 \left(1 + \frac{\rho_h}{\rho_p} \right)$. Это частота волны в точке отражения для резонатора, полученного при рассмотрении квазипродольного распространения. Частоты ω_1 и ω_2 определяются из условия равенства ϵ_{\perp}^2 и η^2 и определяют точки отражения для резонатора Гульельми.

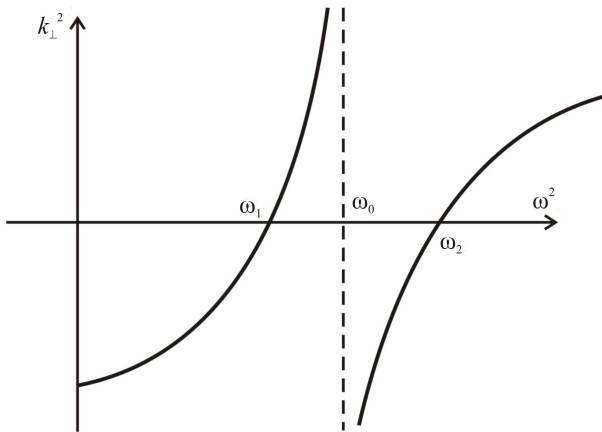


Рис. 1. Зависимость квадрата поперечной компоненты волнового вектора от частоты.

В зависимости от значения поперечной компоненты вектора меняется частота отражения, а соответственно и координата точки отражения. Таким образом, очевидно, что на разных силовых линиях ширина резонатора разная (в применении к продольному резонатору). Зависимость квадрата радиальной компоненты волнового вектора получена в работе [Klimushkin et al., 2006] и представлена на рис. 2.

Области распространения волны определяются условием $k_x^2 > 0$. Они расположены между точками x_1 и x_0 , а также при $x > x_2$.

Зависимость полуширины резонатора от квадрата поперечной компоненты волнового вектора представлена на рис. 3.

Заключение

Итак, у нас имеется следующая картина. При добавлении в описание состава плазмы примеси тяжелых ионов в экваториальной части силовой линии возникает область распространения УНЧ-волны, называемая резонатором. Резонатор служит резервуаром энергии, а его собственные частоты определяют частоту возбуждаемого в нем волнового пакета. В результате в резонаторе образуется стоячая волна. Собственных частот резонатора несколько, и они квантованы, поэтому одновременно возбуждаются несколько гармоник, которые формируют биения, характерные для структуры жемчужин. Резонатор отделен от областей непрозрачности двумя точками

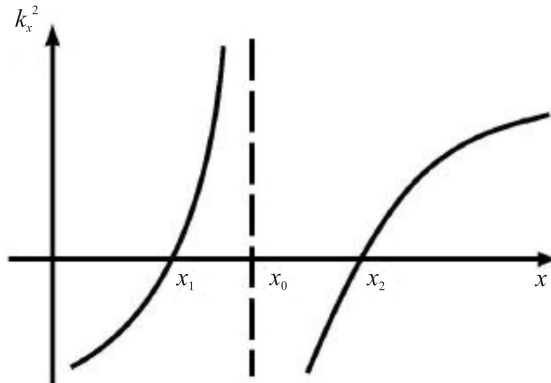


Рис. 2. Квадрат радиальной компоненты волнового вектора в зависимости от координаты (из работы [Klimushkin et al., 2006]).

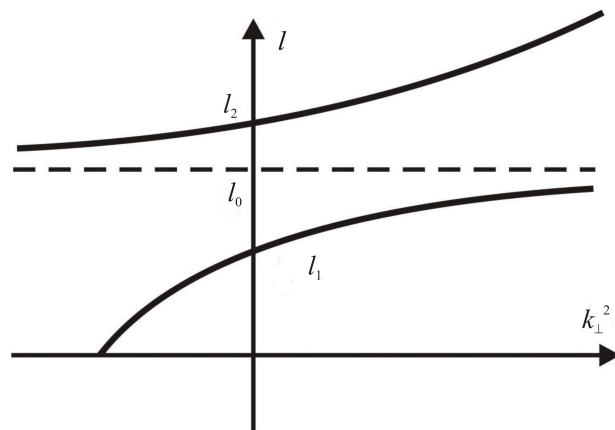


Рис. 3. Полуширина резонатора как функция квадрата поперечной компоненты волнового вектора.

отражения. Ширина резонатора зависит от радиальной координаты и от частоты волны. Имеются также две приионосферные области прозрачности, ограниченные точками сингулярности от областей непроходимости с одной стороны и верхним слоем ионосферы различных полушарий с другой. Иногда, если энергия волны достаточно велика, часть ее может туннелировать сквозь области непрозрачности и попадать в приионосферные области проводимости, испытывая резонанс при переходе через точку сингулярности. В ионосфере волна постепенно затухает, та небольшая часть колебаний, что проникает сквозь ионосферу, наблюдается на Земле как пульсации геомагнитного поля.

Работа выполнялась при поддержке программы № 4 Президиума Российской академии наук, Отделения физических наук РАН № 15 и программы № 9 Отдела наук о Земле РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гульельми А.В. МГД-волны в околоземной плазме. М.: Наука, 1979. 140 с.
Мариловцева О.С., Климушкин Д.Ю., Магер П.Н. Приэкваториальный резонатор для УНЧ-колебаний с учетом примеси тяжелых ионов в магнитосфере // Солнечно-земная физика. 2010. Вып. 16. С. 82–87.

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

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. P. 1451. doi:10.1029/2001JA000198.

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 A07. P. 206. doi:10.1029/2008JA013145.

Guglielmi A.V., Potapov A.S., Russell C.T. The ion cyclotron resonator in the magnetosphere // JETP Letters. 2000. V. 72, N 6. P. 298–300.

Guglielmi A., Kangas J., Potapov A. Quasiperiodic modulation of the Pc1 geomagnetic pulsations: An unsettled problem // J. Geophys. Res. 2001. V. 106, N A11. P. 25,847–25,855.

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. P. 1327–1332.

Mursula K. Satellite observations of Pc1 pearl waves: The changing paradigm // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2007. V. 69. P. 1623–1634.

Yahnin A.G., Yahnina T.A., Frey H.U. Subauroral proton spots visualize the Pc1 source // J. Geophys. Res. 2007. V. 112, N A10. P. 223. doi:10.1029/2007JA012501.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск