

УДК 533.951.2

ПРОДОЛЬНАЯ СТРУКТУРА И СОБСТВЕННЫЕ ЧАСТОТЫ ДРЕЙФОВО-КОМПРЕССИОННЫХ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ

Д.В. Костарев, Д.Ю. Климушкин, П.Н. Магер

LONGITUDINAL STRUCTURE AND FREQUENCIES OF DRIFT-COMPRESSION WAVE IN THE MAGNETOSPHERE

D.V. Kostarev, D.Y. Klimushkin, P.N. Mager

В данной работе в рамках кинетики была изучена продольная структура дрейфовых компрессионных УНЧ-волн в магнитосфере. Найдены собственные частоты этих волн и условия их раскачки. В ходе работы было получено и численно решено интегральное уравнение, описывающее собственные моды волны. Показано, что эти волны локализованы вблизи геомагнитного экватора, а собственные частоты пропорциональны частоте диамагнитного дрейфа (ω^*). Неустойчивость возникает при положительном градиенте температуры (рост температуры с удалением от Земли) и только для волн, азимутальная фазовая скорость которых совпадает с направлением дрейфа протонов.

In this work within the limits of kinetics we have studied the longitudinal structure of drift-compression ULF waves in the magnetosphere. Also, we have calculated eigenfrequencies of these waves and instability condition. The integral equation governing the eigenmode has been obtained and numerically solved. The drift-compression waves are localized in the vicinity of the geomagnetic equator. Their eigenfrequencies are proportional to the diamagnetic drift frequency (ω^*). Mode instability takes place when plasma temperature grows with distance and only for waves whose azimuthal phase velocity coincides with the direction of proton drift.

Введение

В околоземной космической плазме распространяется широкий спектр ультранизкочастотных (УНЧ) волн (геомагнитных пульсаций) [Pilipenko, 1990; Леонович, Мазур, 2008], отождествляемых с магнитогидродинамическими (МГД) колебаниями. С наблюдательной точки зрения, эти волны делятся на три группы, согласно преобладающей компоненте магнитного поля волны [Anderson, 1993]:

- тороидальные, если силовая линия колеблется преимущественно в азимутальном направлении;
- полоидальные, если это колебание совершается в радиальном направлении;
- компрессионные, если волна приводит к сжатию магнитного поля, т. е. имеется продольная компонента возмущения магнитного поля ($B_{\parallel} \neq 0$).

Наименее ясна природа компрессионных волн. В однородной плазме есть три компрессионные моды: быстрый магнитный звук (БМЗ), медленный магнитный звук (ММЗ) и зеркальная мода. Быстрый магнитный звук в данном случае исключается, поскольку компрессионные УНЧ-волны в магнитосфере являются поперечно-мелкомасштабными (имеют большие значения азимутального волнового числа) [Anderson, 1993], а магнитосфера для таких волн непрозрачна [Леонович, Мазур, 2008]. Что касается двух других мод, то условия их существования не вполне понятны.

В неоднородной плазме конечного давления может существовать еще один вид волн – дрейфово-компрессионные волны, которые являются наиболее общим видом волн в магнитосферной плазме, так как для их существования необходима лишь неоднородность плазмы. Частота этих волн совпадает по порядку с частотой диамагнитного дрейфа, в выражение для которой входят выражения для плотности и температуры плазмы [Pilipenko, 1990; Anderson, 1993; Леонович, Мазур, 2008].

Модель среды и основные уравнения

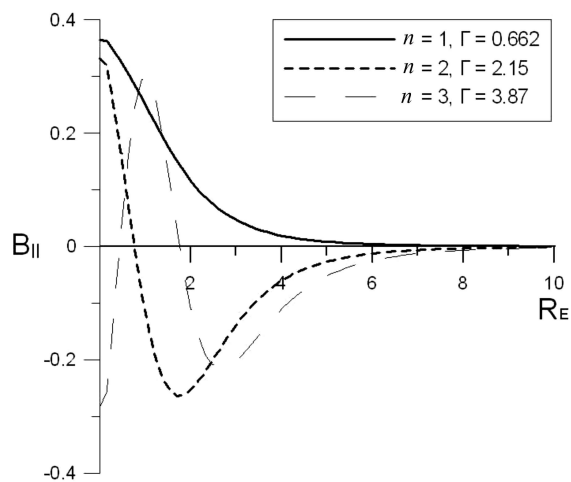
В данной работе в рамках кинетики в линейном приближении рассмотрена продольная структура дрейфовых компрессионных УНЧ-волн в изотропной (тепловые скорости частиц вдоль и поперек магнитного поля равны) бесстолкновительной модели плазмы.

Мы будем пользоваться аксиально-симметричной моделью магнитосферы. Будем считать, что энергии частиц определяются распределением Максвелла.

Исходя из закона Ампера в пренебрежении током смещения

$$\text{rot } \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$$

и считая возмущение магнитного поля много меньше невозмущенного магнитного поля, мы пришли к следующему выражению для продольной составляющей магнитного поля (поперечную составляющую мы не рассматриваем, а ее влияние на продольную считаем не существенным) [Chen, Hasegawa, 1991]:



Продольная структура волны для первых 3-х гармоник.

$$B_{\parallel}(l) = 16\pi^2 mB(l) \times \int_0^{\infty} d\varepsilon \int_0^{\frac{\varepsilon}{B(l)}} d\mu \frac{\mu^2}{|v_{\parallel}|} \frac{\bar{B}_{\parallel}}{(\omega - \bar{\omega}_d)} \left(\frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} \omega - \omega^* \right) \quad (1)$$

где $\omega^* = -\frac{kmcF_0}{qB} \left(\frac{n'}{n} - \frac{3T'}{2T} + \varepsilon \frac{T'}{T^2} \right)$, $\varepsilon = v^2/2$, v – тепловая скорость частиц; μ – магнитный момент, F_0 – функция распределения по скоростям, q и m – заряд и масса частицы, B – геомагнитное поле, k – азимутальная компонента волнового вектора, n – концентрация, T – температура плазмы (n и T зависят от радиальной координаты, которая, по сути, есть номер магнитной оболочки); штрих здесь и далее обозначает производную по радиальной координате, l – длина вдоль силовой линии, c – скорость света, ω – собственная частота волны, ω_d – частота дрейфа.

Как видно из уравнения (1), резонанс возможен, если $\omega - \omega_d = 0$ или $\omega/k_y = v_d$, где v_d – скорость дрейфа, а ω/k_y – азимутальная фазовая скорость волны. Таким образом, неустойчивость возможна только при условии, что азимутальная фазовая скорость совпадает по направлению со скоростью дрейфа.

Решение

После интегрирования по пространству скоростей выражения (1) получим однородное интегральное уравнение Фредгольма 2-го рода для продольного магнитного поля волны:

$$B_{\parallel}(l) = \Gamma(\omega) \int_0^{\infty} K(l, \tilde{l}) B_{\parallel}(\tilde{l}) d\tilde{l}, \quad (2)$$

ядро которого

$$K(l, \tilde{l}) = -\frac{3}{4} (B^{-\frac{3}{2}} \tilde{B}^{-\frac{1}{2}} + B^{-\frac{1}{2}} \tilde{B}^{-\frac{3}{2}}) + \frac{3}{8} B^{-2} + \frac{3}{8} \tilde{B}^{-2} + \frac{1}{4} B^{-1} \tilde{B}^{-1} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{\tilde{B}/B}}{1 - \sqrt{\tilde{B}/B}} \right),$$

где

$$\Gamma(\omega) = \frac{8P}{\sqrt{2T}} \frac{l_0^2}{B_0^2} \frac{\Omega_b}{\Omega_d} \omega_{\varepsilon}^* \left[-\frac{15}{8} + \left(\frac{\omega - \omega_0^*}{\omega_{\varepsilon}^*} - a \right) \times \left(\frac{3}{4} + \frac{a^2}{2} + a^4 + a^5 Z(a) \right) \right],$$

$\omega_0^* = \frac{mckT}{qB} \left(\frac{n'}{n} - \frac{3T'}{2T} \right)$, $\omega_{\varepsilon}^* = \frac{mck}{qB} T'$, $a = \frac{\omega}{\Omega_d}$, $Z(a)$ – плазменная дисперсионная функция, Ω_d , Ω_b – функции частот дрейфа и баунс-частоты соответственно, P – давление плазмы, B_0 – магнитное поле на экваторе, l_0 – нормировка. Вблизи геомагнитного экватора равновесное магнитное поле представляется в виде разложения

$$B/B_0 = 1 + (l/l_0)^2, \quad \tilde{B}/B_0 = 1 + (\tilde{l}/l_0)^2.$$

Решив уравнение (2) численно, мы нашли собственные функции $B_{\parallel n}(l)$ и собственные значения Γ_n , где n – номер гармоники (рисунк). Здесь представлены только три первые гармоники. По ним можно судить о поведении продольной компоненты магнитного поля волны. Из графика видно, что волны с характерным размером локализации порядка 4–5 R_E локализованы вблизи геомагнитного экватора.

Зная собственные значения интегрального уравнения, мы можем вычислить собственные частоты для каждой гармоники. Так как в выражении для частот присутствует плазменно-дисперсионная функция, нам придется рассмотреть два случая – $a < 1$ и $a \gg 1$.

Для случая $\omega_0/\Omega_d \ll 1$ собственную частоту можно записать следующим образом:

$$\omega_n = \frac{4}{3} \zeta \Gamma_n + \frac{k_y}{\omega_c} T \frac{P'}{P},$$

$$\text{где } \zeta = \left(\frac{8P}{\sqrt{2T}} \frac{l_0^2}{B_0^2} \frac{\Omega_b}{\Omega_d} \right)^{-1},$$

где T – нормированная на массу кинетическая энергия.

Инкремент для этого случая примет вид

$$\gamma_n = -\frac{4\sqrt{\pi}}{3} \left(\frac{4}{3} \zeta \Gamma_n + \frac{5}{2} \frac{k_y T'}{\omega_c} \right) \left(\frac{\omega_n}{\Omega_d} \right)^{\frac{5}{2}}. \quad (3)$$

Как видно из формулы (3), мы можем наблюдать раскачку волны при положительном градиенте температуры.

Для случая, когда $\omega_0/\Omega_d \gg 1$, собственная частота примет вид

$$\omega_n = k_y \frac{1}{\omega_c} T \left(\frac{n'}{n} - \frac{3T'}{2T} \right) / \left(1 + \frac{8}{15} \frac{\Gamma_n}{\zeta \Omega_d} \right).$$

$$\text{Инкремент } \gamma_n = -\frac{8\sqrt{\pi}}{15} \frac{k_y T'}{\omega_c} e^{-\frac{\omega_n}{\Omega_d}} \left(\frac{\omega_n}{\Omega_d} \right)^{\frac{9}{2}}.$$

Как и для первого случая, неустойчивость возможна лишь в случае роста температуры.

Заключение

Таким образом, мы показали, что дрейфовые компрессионные УНЧ-волны локализованы вблизи геомагнитного экватора с характерным масштабом локализации, равным радиусу Земли. Неустойчивость возникает при росте температуры с удалением от Земли и только для волн, азимутальная фазовая скорость которых совпадает с направлением дрейфа протонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Леонович А.С., Мазур В.А. Волновые явления во внутренней магнитосфере // Плазменная гелиогеофизика. М.: Наука, 2008. Т. 1. С. 496–510.
Anderson V.J. Statistical studies of Pc 3–5 pulsations and their relevance for possible source mechanisms of ULF waves // Ann. Geophys. 1993. V. 11. P. 128–143.

Chen L., Hasegawa A. Kinetic theory of geomagnetic pulsations, 1. Internal excitations by energetic particles // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 1503–1512.

Pilipenko V.A. ULF waves on the ground and in space // J. Atmos. Terr. Phys. 1990. V. 52, Iss. 12. P. 1193–1209.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск