

ВЛИЯНИЕ АЛЬФВЕНОВСКОГО РЕЗОНАНСА НА ОСНОВНУЮ МОДУ, ГЕНЕРИРУЕМУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ НА МАГНИТОПАУЗЕ

Д.А. Чуйко

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
chuiko@iszf.irk.ru

EFFECT OF THE ALFVÉN RESONANCE ON THE FUNDAMENTAL MODE GENERATED BY INSTABILITY AT THE MAGNETOPAUSE

D.A. Chuiko

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

Аннотация. Исследована нулевая (основная) гармоника колебаний внешней магнитосферы Земли в приближении идеальной МГД. Поле колебаний плазмы внешней магнитосферы в таком случае имеет особенность альфвеновский резонанс на магнитопаузе. Решена задача о структуре поверхностной волны, которая генерируется сдвиговым течением на магнитопаузе и частично поглощается в области резонанса. Определена пространственная структура волны при наличии резонанса вблизи переходного слоя. Получены аналитические выражения, описывающие частоту и инкремент поверхностной волны, а также ее пространственную структуру. Оценивается нагрев плазмы переходного слоя посредством диссипации альфвеновского резонанса.

Abstract. The zero (or primary) oscillation harmonic of the Earth outer magnetosphere is investigated in the ideal MHD approximation. The outer magnetosphere plasma oscillation field in this case has a singularity — the Alfvén resonance on the Earth magnetopause. The problem of determining the structure of the surface wave that is generated by the shear flow at the magnetopause is solved. The wave spatial structure is determined taking into the account the presence of the Alfvén resonance near the boundary layer. The analytic expressions describing the surface wave frequency, growth rate and also its spatial structure are obtained. The heating of the boundary layer plasma due to the Alfvén resonance dissipation is estimated.

Введение

Поток солнечного ветра вдоль магнитопаузы способен генерировать крупномасштабные колебания плазмы магнитосферы Земли [Mazur, Chuiko, 2011, 2013a, 2013b, Fujita et. al., 1996]. Эти колебания могут распространяться в соответствующих областях прозрачности, захватываться в волноводы и диссипировать в областях различного рода резонансов (например альфвеновский резонанс, баунс-дрейфовый резонанс, циклотронный резонанс) [Klimushkin, Mager, 2004, Karpman, 1977]. В настоящей работе рассматривается влияние альфвеновского резонанса на основную моду, генерируемую неустойчивостью Кельвина—Гельмгольца или неустойчивостью сдвигового течения на магнитопаузе Земли. Неустойчивость Кельвина—Гельмгольца на магнитопаузе является одним из основных источников энергии крупномасштабных колебаний магнитосферы. Как известно, собственная мода с нулевым номером возбуждается в колебательной системе в первую очередь. В рассматриваемом случае для возбуждения собственной моды требуется также наименьшая скорость солнечного ветра. Поэтому именно нулевая или как ее называют в работе [Taroyan, Erdelyi, 2002] основная мода представляет большой интерес.

Модель среды

Схематическое изображение фланговой области магнитосферы и прилегающей к ней области

потока солнечного ветра, а также используемая одномерная модель этих областей представлены на рис. 1. Из этого рисунка видно соответствие между различными элементами модели и реальной системы. Будем считать, что в полупространстве, соответствующему магнитосфере плазма холодная, так что скоростью звука c_s можно пренебречь по сравнению со скоростью Альфвена c_A (характерное значение $\beta=0.5$), а плазму солнечного ветра, наоборот, будем считать горячей и пренебрегать скоростью Альфвена по сравнению со скоростью звука (плазменное β солнечного ветра зависит от космической погоды но остается большим единицы, хотя при некоторых условиях ненамного). Последнее предположение означает что наличием магнитного поля в солнечном ветре мы пренебрегаем. На рис. 2 представлен схематический график зависимости скорости Альфвена от координаты x , нормальной к магнитопаузе. Как видно из рис. 2 наличием плазмосферы мы игнорируем, поскольку плазмосфера находится глубоко в области непрозрачности для рассматриваемых волн.

Нулевая (основная) мода

В модели с областью заполненной холодной плазмой с растущей от магнитопаузы скоростью Альфвена и резким скачком параметров плазмы на магнитопаузе всегда существует набор собственных мод [Mazur, 2011]. Различные профили скорости звука в солнечном ветре позволяют колебанием собствен-

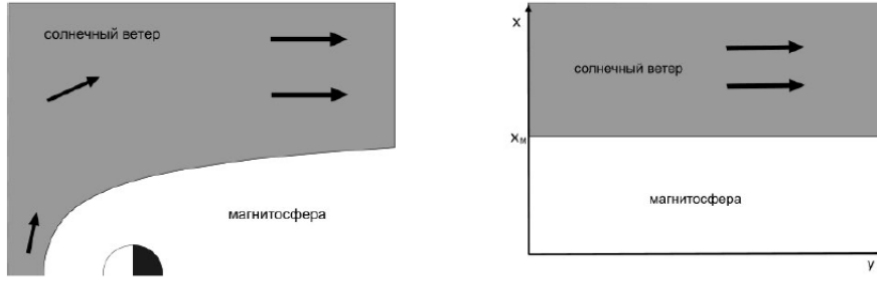


Рис. 1. Схема модели среды показывающая расположение солнечного ветра и магнитосферы Земли

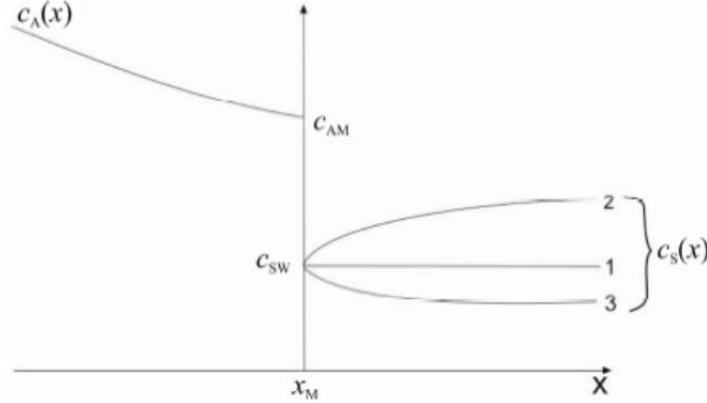


Рис. 2. Профили скоростей Альфвена и солнечного ветра используемые в моделях. Здесь x — координата нормальная к магнитопаузе. x_M — координата магнитопаузы

ных мод магнитосферы частично заходить в солнечный ветер. Нулевая или основная мода в такой модели является поверхностной волной на границе раздела двух сред — солнечный ветер и магнитосфера. Для возбуждения и поддержания существования собственных мод необходима кинетическая энергия движения солнечного ветра.

Неустойчивость сдвигового течения

Поскольку в альфвеновском резонансе может поглощаться только та энергия, которая генерируется неустойчивостью сдвигового течения или неустойчивостью Кельвина—Гельмгольца, то нам необходимо оценить инкремент этой неустойчивости. Зная инкремент и среднюю амплитуду колебаний возможно дать оценку мощности диссипируемой энергии. В работе [Чуйко, 2013] приводится достаточно громоздкий вывод инкремента неустойчивости нулевой моды из уравнений идеальной МГД. Здесь мы лишь ограничимся приведением основного результата той работы. Так для функции ξ — приведенной частоты нулевой моды с волновым вектором \vec{k}_t (k_t — полный волновой вектор вдоль магнитопаузы, k_z — вектор вдоль магнитного поля) вблизи порога неустойчивости

$$|v - \bar{v}| \ll \frac{\varepsilon}{\left(\ln \frac{1}{\varepsilon}\right)^{\frac{3}{2}}} \text{ имеем:}$$

$$\xi = \bar{\xi} \pm i \frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}}{\left(\ln \frac{1}{\varepsilon}\right)^{\frac{3}{4}}} (v - \bar{v})^{\frac{1}{2}} \tag{1}$$

где $v = \frac{u_A}{\sigma} (v_{sw} - u_A)$ — приведенная скорость солнечного ветра $\bar{v} = \frac{\varepsilon}{\left(\ln \frac{1}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}}$, — порог неустойчивости.

Безразмерный коэффициент $\varepsilon^2 = \frac{2}{\gamma} \frac{\alpha^2 u_A^2}{\sigma \sqrt{1 - u_A^2}}$ (γ — показатель адиабаты, $\sigma = \frac{u_A^2}{\sqrt{1 - u_A^2}} (k_t l_M)^{-1}$ — безразмерный коэффициент, l_M — масштаб неоднородности магнитного поля в магнитосфере, $u_A = \frac{k_z}{k_t}$ — косинус угла под которым распространяется волна, $\alpha = \frac{c_s^2}{c_A^2}$).

При увеличении скорости солнечного ветра выше порогового выражение для частоты приведенной волны ξ имеет вид:

$$\xi = v \pm \frac{\varepsilon}{\left(\ln \frac{1}{v}\right)^{\frac{1}{2}}} \mp i\pi \frac{\varepsilon}{\left(\ln \frac{1}{v}\right)^{\frac{3}{2}}} \text{ для } \bar{v} \ll v \ll 1, \tag{2}$$

$$\xi = v \pm \varepsilon (2v)^{\frac{1}{2}} e^{-4v} \mp i\varepsilon (2v)^{\frac{1}{2}} \text{ для } 1 \ll v \ll \frac{1}{\sigma}. \tag{3}$$

Мнимая часть приведенной ξ частоты является приведенным инкрементом волны. Используя выражения 1–3 для него можно построить качественный график инкремента нулевой моды (см. рис. 3).

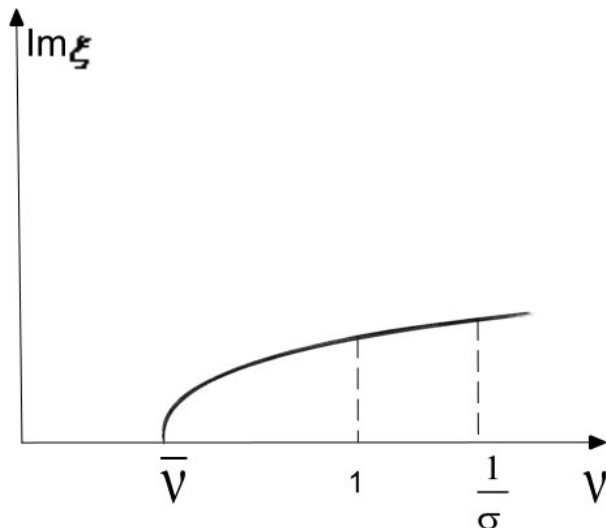


Рис. 3. Схематический график инкремента неустойчивости основной моды

При $\nu < \bar{\nu}$ имеются две устойчивые ветки колебаний описанные в работе [Чуйко, 2013].

Положение области диссипативного нагрева

В зависимости от формы профиля скорости Альфвена в магнитосфере $c_A(x)$, положение альфвеновского резонанса для нашей модели определяется из соотношения

$$\frac{c_A(x_A)}{c_A(x_M)} = \frac{v_{sw}}{u_A} \quad (4)$$

где x_A — координата альфвеновского резонанса x_M — координата магнитопаузы. Из этой формулы и рис. 2 видно что с увеличением v_{sw} координата x_A смещается вглубь магнитосферы. А если альфвеновский резонанс находится на магнитопаузе, то $v_{sw}=u_A$. Из определения ν видно, что при $v_w=u_A$ имеем $\nu=0$. Такие колебания устойчивы. Встает вопрос насколько близко к магнитопаузе может появиться альфвеновский резонанс с ненулевым инкрементом возбуждающей его поверхностной моды? Это есть точка с

$\nu = \bar{\nu}$ т. е. $\frac{c_A(x_{Amin})}{c_A(x_M)} = 1 + \frac{\bar{\nu}\sigma}{u_A^2}$. То есть, безразмерная

величина $\frac{\bar{\nu}\sigma}{u_A^2}$ определяет удаление области нагрева от магнитопаузы.

Заключение

Исследование показывает, что при превышении определенного порогового значения скорости солнечного ветра $\bar{\nu}$ его кинетическая энергия трансформируется в энергию неустойчивой поверхностной волны, возбуждаемой на магнитопаузе неустойчивостью Кельвина—Гельмгольца. В зависимости от величины скорости солнечного ветра энергия неустойчивых колебаний магнитосферы переходит в тепловую энергию на той или иной резонансной оболочке вблизи магнитопаузы (4). Нагрев плазмы магнитосферы происходит как угодно близко к магнитопаузе но не на ней самой. Инкремент неустойчивости поверхностной волны равен декременту диссипации энергии в области альфвеновского резонанса. В результате создаются условия для появления нейтральной (не растущей и не затухающей со временем) поверхностной моды.

Список литературы

- Чуйко Д.А. Исследование влияния альфвеновского резонанса на основную моду, генерируемую неустойчивостью на магнитопаузе // Солнечно-Земная Физика. 2013. Вып. 22 С. 16–20.
- Fujita S., Glassmeier K.H., Kamide K. MHD waves generated by the Kelvin-Helmholtz instability in a nonuniform magnetosphere // J. Geophys. Res. 1996. V. 101, (A12). P. 27317–27326. DOI: 10.1029/96JA02676.
- Karpman V.I., Meerson B.I., Mikhailovsky A.B., Pokhotelov O.A. The effects of bounce resonances on wave growth rates in the magnetosphere // Planetary and Space Science. 1977. V. 25, no. 6. P. 573–585. DOI: 10.1016/0032-0633(77)90064-2.
- Klimushkin D.Yu., Mager P.N. The spatio-temporal structure of impulse-generated azimuthally small-scale Alfvén waves interacting with high-energy charged particles in the magnetosphere // Ann. Geophys. 2004. V. 22, no. 3. P. 1053–1060. DOI: 10.5194/angeo-22-1053-2004.
- Mazur V.A., Chuiko D.A. Excitation of a magnetospheric MHD cavity by Kelvin–Helmholtz instability // Plasma Physics Reports. 2011. V. 37, no. 11. P. 913–934. DOI: 10.1134/S1063780X11090121.
- Mazur V.A., Chuiko D.A. Kelvin–Helmholtz instability on the magnetopause, magnetospheric waveguide in the outer magnetosphere, and Alfvén resonance deep in the magnetosphere // Plasma Physics Reports. 2013a. V. 39, no. 6. P. 488–503. DOI: 10.1134/S1063780X13060068.
- Mazur V.A., Chuiko D.A. Influence of the outer-magnetospheric magnetohydrodynamic waveguide on the reflection of hydromagnetic waves from a shear flow at the magnetopause // Plasma Physics Reports. 2013b. V. 39, no. 12. P. 959–975. DOI: 10.1134/S1063780X13120064.
- Taroyan Y., Erdelyi R. Resonant and Kelvin-Helmholtz instabilities on the magnetopause // Physics of plasmas. 2002. V. 9. P. 3121–3129.