УДК 533.951

ВАРИАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЕ

А.В. Петрашчук[1], Д.Ю. Климушкин[1, 2], П.Н. Магер[1]

[1]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, petrashchuk@iszf.irk.ru
[2]Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
[1]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia, petrashchuk@iszf.irk.ru
[2]Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

VARIATION OF THE SPATIAL STRUCTURE OF ALFVEN WAVES IN HOT PLASMA

A.V. Petrashchuk[1], D.Yu. Klimushkin[1, 2], P.N. Mager[1]

Аннотация. Численно исследована пространственная структура альфвеновских волн в плазме конечного давления при смене ее поляризации. Основное внимание уделено главной гармонике волны, стоячей между ионосферами сопряженных полушарий, поскольку для таких волн поляризационное расщепление спектра наиболее выражено и они регулярно наблюдаются. Проведено численное исследование влияния давления плазмы на структуру поведения компонент электрического поля альфвеновских волн.

Ключевые слова: МГД-волны, дипольная модель магнитосферы, МГД-резонансы.

Abstract. The paper is devoted to the study of the spatial structure of Alfvén waves in plasma of finite pressure with a change in polarization. Much attention is paid to the main harmonic of the wave standing between the ionospheres of conjugated hemispheres, since the polarization splitting of the spectrum is most pronounced for such waves and they are regularly observed. We also made a numerical study of the effect that plasma pressure has on the structure of behavior of the electric field components of Alfvén waves.

Keywords: MHD waves, dipole model of the magnetosphere, MHD resonances.

ВВЕДЕНИЕ

Альфвеновские волны очень часто наблюдаются в областях магнитосферы со значительным содержанием горячей плазмы: отношение плазменного давления к магнитному β может превышать 0.5 [Mager, Klimushkin, 2021]. Кривизна силовых линий приводит к сцеплению альфвеновских волн с медленным магнитным звуком (ММЗ). При этом сцепление с ММЗ не оказывает существенного влияния на распространение альфвеновских волн, поскольку характерная частота ММЗ значительно ниже, чем у альфвеновской моды. Давление плазмы и неоднородность магнитного поля приводит к изменению дисперсионного соотношения альфвеновских волн, особенно в том случае, когда волна имеет полоидальную поляризацию. В работе [Klimushkin et al., 2004] было выведено уравнение, описывающее структуру альфвеновских волн в неоднородной плазме, а также была изучена поперечная структура альфвеновских волн при произвольных значениях азимутального волнового числа m. Вместе с тем большой интерес представляет также продольная структура волн с различными значениями m и различной поляризацией волны.

Основные уравнение, описывающие альфвеновские волны

Как известно, в неоднородной плазме магнитосферы имеются три МГД-моды связанные между собой: альфвеновская мода, быстрый (БМЗ) и медленный (ММЗ) магнитный звук. Поскольку величина магнитного поля начинает расти от экватора к ионосфере, а параметр $\beta \ll 1$, то характерная частота медленного магнитного звука оказывается существенно ниже альфвеновской. С другой стороны, частота быстрого магнитного звука с $m \gg 1$ намного больше альфвеновской. Поэтому электрическое поле волны описывает только альфвеновскую моду

$$\vec{E} = -\nabla_\perp \phi, \tag{1}$$

где $\nabla_\perp$ — поперечная компонента оператора набла магнитного поля, ϕ — скалярная функция, которую мы будем называть потенциалом. Поскольку в данной статье рассматриваются области магнитосферы, где β <<1, магнитное поле приблизительно можно считать дипольным. В дипольном поле компоненты метрического тензора записываются в сферической системе координат θ, r:

$$g_1 = \frac{\cos^2\theta}{1+3\sin^2\theta}, \; g_2 = L^2\cos^6\theta. \tag{2}$$

Для описания волнового поля альфвеновских мод можно использовать уравнение, полученное в статье [Klimushkin et al., 2004]:

$$k^2 \hat{L}_T(\omega)\phi + \hat{L}_p(\omega)\phi = 0, \tag{3}$$

где k^2 — квадрат радиальной компоненты волнового вектора, а $\hat{L}_T(\omega), \hat{L}_p(\omega)$ — тороидальные и полоидальные дифференциальные операторы

$$\begin{aligned} \hat{L}_T(\omega) &= \frac{\partial}{\partial l_\parallel} p \frac{\partial}{\partial l_\parallel} + p\frac{\omega^2}{A^2}, \\ \hat{L}_p(\omega) &= \frac{\partial}{\partial l_\parallel}\frac{1}{p}\frac{\partial}{\partial l_\parallel} + \frac{1}{p}\left(\frac{\omega^2}{A^2}+\eta\right), \end{aligned} \tag{4}$$

где $p = \sqrt{g_2/g_1}$, ω — частота волны, A — альфвеновская скорость, а производные берутся по длине силовой линии $dl_\parallel = L\sqrt{1+3\sin^2\theta}\,d\theta$. В

полоидальном операторе $\hat{L}_p(\omega)$ присутствует слагаемое η, связанное с давлением плазмы и его градиентом.

Численная модель магнитосферы

Для расчета потенциала ϕ используем следующий профиль давления [Klimushkin et al., 2004]

$$P = P_0\left[1-\tanh^2\left(\frac{L_0-L}{D}\right)\right], \qquad (5)$$

где P_0 — максимальное давление плазмы, которое достигается на поверхности L_0=4, параметр D характеризует ширину профиля давления. Величину D смы считаем главной характеристикой моделей магнитосферы. В первой модели изменение давления плазмы P поперек магнитных оболочек является резким, что соответствует малому значению D=0.43. Наоборот, во второй модели давление меняется сравнительно плавно (D=1.9). Кольцевой ток J в первой модели локализован значительно сильнее, чем во второй модели. Причем в моделях один и два принимается одно и то же значение параметра β_0: β=0.09. Распределение экваториальных значений P, β, J поперек магнитных оболочек показано на рис. 1 *a*, *b*, *c*.

Рассмотрим задачу (3) на собственные значения относительно величины k^2 при фиксированной частоте волны ω=0.03 рад/с. Поведение величины k^2 в первой модели при частоте ω=0.03 рад/с показано на рис. 2. Как видим, область распространения волны $k^2>0$ ограничена точками отражения (полоидальной поверхностью x^1_{PN}) и резонанса (тороидальной поверхностью, x^1_{TN}, причем $x^1_{TN} > x^1_{PN}$). В большей части области прозрачности зависимость k^2 более пологая, чем в холодной плазме (β=0) [Leonovich, Mazur, 1993]. Это приводит к некоторому различию в продольной структуре потенциала ϕ_N и структуре электрического поля, поскольку изменение их структуры от полоидальной до тороидальной происходит более неравномерным образом (рис. 3, *a*).

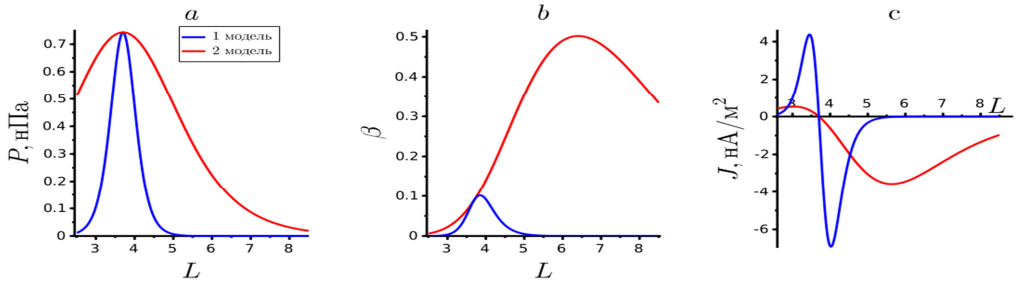

Рис. 1. Профили давления плазмы P(*a*), параметра β(*b*), кольцевого тока J(*c*)

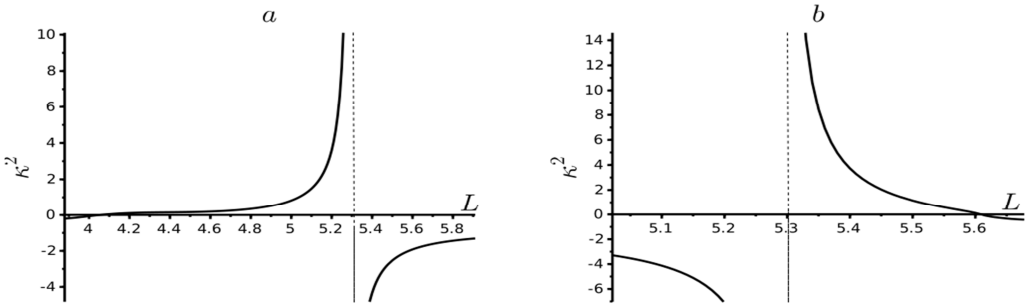

Рис. 2. Зависимость k^2 от L с частотой волны ω=0.03 рад ω = 0.03 рад/с для моделей 1 и 2

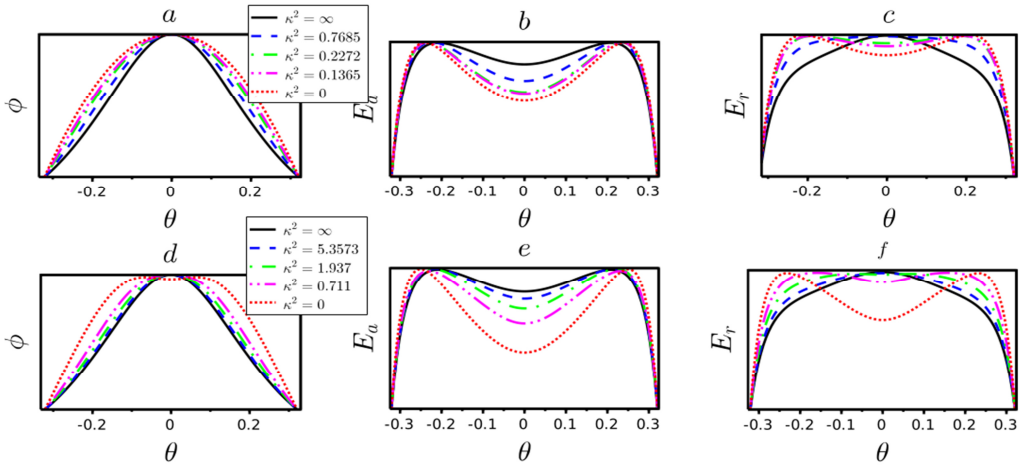

Рис. 3. Зависимость электрического потенциала ϕ (*a*, *d*) от магнитной широты θ между магнитными оболочками в области распространения волны $k^2 > 0$. Азимутальные (*b* и *e*) и радиальные (*c* и *f*) компоненты электрического поля

Поскольку в модели 2 максимальное значение β намного больше, чем в 1 модели, а градиент давления изменяется плавно между оболочками. В этом случае полоидальная поверхность располагается дальше тороидальной. Следовательно, зависимость k^2 от L будет выглядеть, как показано на рис. 2, *b*. Из-за большой кривизны силовых линий и большого значения β в окрестности экватора возникает область непрозрачности альфвеновской волны [Mager et al., 2009]. Основная гармоника в этом случае становится шире и ниже по максимальной амплитуде волны (рис. 3, *d*).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По итогам численного анализа вариации пространственной структуры альфвеновских волн в плазме с конечным давлением с кривыми силовыми линиями магнитного поля. Магнитное поле считаются дипольным. Предполагается, что волны обладают азимутальной мелкомасштабностью, а параметр $\beta<<1$. Поэтому в магнитосфере распространяется только одна МГД-мода — альфвеновская. Рассмотрена задача на собственные значения относительно величины κ при фиксированной частоте волны. Определены области прозрачности волны, где $k>0$. При движении поперек магнитных оболочек от полоидальной поверхности (где $k=0$) к тороидальной (где $k>>1$) поляризация волны меняется от полоидальной до тороидальной. Определены координаты точек поворота волны (на полоидальной поверхности, где $k=0$) в различных моделях магнитосферы. Показано, что в первой и второй модели полоидальная поверхность расположена ближе к Земле, чем тороидальная, однако в первом случае область прозрачности намного шире, чем во втором.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Glassmeier K.-H. Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wave numbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere. *Ann. Geophys.* 2004. Vol. 22. P. 267–288.

Mager P.N., Klimushkin D.Yu., Pilipenko V.A., Schafer S. Field-aligned structure of poloidal Alfvén waves in a finite pressure plasma. *Ann. Geophys.* 2009. Vol. 27. P. 3875–3882.

Mager P.N., Klimushkin D.Y. The field line resonance in the three-dimensionally inhomogeneous magnetosphere: Principal features. *J. Geophys Res.: Space Phys*. 2021. Vol. 126.

Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere. *Planet. and Space Sci*. 1993. Vol. 41. P. 697–717.