

## კ ვოპრუსუ ზატუჰანია მედლენნის მგდ ვოლნ ნიჟნეი იონოსფერის

ჩხიტუნიძე მ.ს., ჰვედელიძე ი.ვ.

*ინსტიტუტ გეოფიზიკის იმ. მ.ზ. ნოდია, 0193, თბილისი ულ. ალექსიძე 1.*

В слабо ионизированной ионосферной среде возбуждаются и распространяются различные типы магнитогидродинамических (МГД) волн, частота которых меняется в широком диапазоне значений. Среди этих волн наиболее низкочастотной является волна Альвена, возникающая из-за поперечных деформаций магнитного поля. Поэтому низкочастотные колебания магнитного поля, фиксируемые в ионосфере и на Земле в виде геомагнитных пульсаций, прямо связывают с этими волнами [1].

Рассмотрим относительно простую модель возмущения среды в  $E$ -слое ионосферы, где слабо ионизированная плазма проявляет диссипативные качества, т.е. имеет как магнитную, так и обычную вязкость. Введем цилиндрическую систему координат  $(r, \varphi, z)$ , начало которой находится на земной поверхности. Для простоты рассмотрим цилиндрический столб неподвижной плазмы, боковая поверхность которого соткана силовыми линиями постоянного вертикального магнитного поля  $\vec{H}_{0z}$ , которое параллельно оси  $z$ , направленной вертикально вверх. Предполагается радиальная и азимутальная симметрия, т.е. в задаче имеется зависимость только от высоты. Рассмотрим случай малых возмущений в несжимаемой, первоначально неподвижной среде и введем векторы возмущения скорости  $\vec{V}$  и магнитного поля  $\vec{h}$ . Известно, что если в уравнениях движения и индукции магнитного поля ограничиться членами первого порядка малости, будем иметь [2]

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla P + \lambda \Delta \vec{V} + \frac{1}{4\pi\rho_0} [\text{rot} \vec{h} \cdot \vec{H}_{0z}], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = (\vec{H}_{0z} \nabla) \vec{V} + \lambda_m \Delta \vec{h}, \quad (2)$$

где  $\rho_0$  - плотность несжимаемой плазмы, возмущением которой пренебрегаем,  $\lambda$  - коэффициент кинематической вязкости,  $\lambda_m$  - магнитная вязкость.

Вспользуемся условием соленоидальности магнитного поля  $\text{div} \vec{H} = 0$ , а также известной формулой векторного анализа и преобразуем последний член в правой части уравнения (1)

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla \left\{ P + \frac{(\vec{h} \cdot \vec{H}_{0z})}{4\pi} \right\} + \frac{1}{4\pi\rho_0} (\vec{H}_{0z} \nabla) \vec{h} + \lambda \Delta \vec{V}. \quad (3)$$

Применим оператор  $\text{div}$  к уравнению (3). Т.к. плазма несжимаема, получим уравнение Лапласа для полного давления

$$\Delta \left\{ P + \frac{(\vec{h} \cdot \vec{H}_{0z})}{4\pi} \right\} = 0. \quad (4)$$

Следуя [3], по аналогии с верхней атмосферой, возмущение первоначально неподвижной плазмы должно быть вызвано деформацией магнитных силовых линий, создающих боковую поверхность плазменного цилиндра. Поэтому давление всюду должно удовлетворять условие

$$P + \frac{(\vec{h} \cdot \vec{H}_{0z})}{4\pi} = 0. \quad (5)$$

Таким образом, вместо (1) имеем следующее уравнение движения

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho} (\vec{H}_{0z} \nabla) \vec{h} + \lambda \Delta \vec{V}. \quad (6)$$

В линейном приближении метод малых возмущений приводит к следующим уравнениям

$$\frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2} = V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2} + (\lambda + \lambda_m) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \right) - \lambda \lambda_m \frac{\partial^4 \vec{h}}{\partial z^4}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial t^2} = V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2} + (\lambda + \lambda_m) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \right) - \lambda \lambda_m \frac{\partial^4 \vec{V}}{\partial z^4}, \quad (8)$$

где  $V_a = H_{0z}^2 / (4\pi\rho_0)$  - скорость Альвена.

Если возмущения скорости магнитного поля представить в виде бегущих волн

$$\vec{V} = \vec{V}_0 \exp(-i\omega t - k_z z), \quad \vec{h} = \vec{h}_0 \exp(-i\omega t - k_z z), \quad (9)$$

где  $\omega$  - частота возмущения,  $k_z$  - волновое число, то выражения (7) и (8) дадут следующее дисперсионное уравнение

$$\lambda \lambda_m k_z^4 - [V_a^2 - i\omega(\lambda + \lambda_m)] k_z^2 + \omega^2 = 0. \quad (10)$$

Обычно, уравнение (10) используется в упрощенном варианте, когда оба диссипативных коэффициента равны нулю, либо когда наличествует один из них. Первый случай соответствует обычным волновым уравнениям

$$\frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2} = V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial t^2} = V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2}, \quad (11)$$

решение которых хорошо известны.

В [4] рассматривалась задача эффекта квазивязкого трения в полярном каспе, где можно считать  $\lambda = 0$ . Следовательно, там, например, для возмущения магнитного поля будем иметь уравнение

$$\frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2} = V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2} + \lambda_m \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \right), \quad (12)$$

которое для комплексного волнового числа дает дисперсионное соотношение

$$\omega^2 = V_a^2 k_z^2 - i\omega \lambda_m k_z^2. \quad (13)$$

Когда  $\omega \lambda_m / V_a^2 \ll 1$ , (13) можно представить следующим образом

$$k_z = \eta + ik \approx \frac{\omega}{V_a} \left( 1 + \frac{i\omega\lambda_m}{2V_a^2} \right) = \frac{\omega}{V_a} + i \frac{\omega\lambda_m}{2V_a^2}. \quad (14)$$

Следовательно, например, для возмущенного магнитного поля получим выражение

$$\tilde{h} = \tilde{h}_0 \exp\left(-\frac{\omega^2 \lambda_m z}{2V_a^3}\right) \exp(-i(k_z z + \omega t)). \quad (15)$$

Согласно (15), в случае комплексного  $k_z$  волна затухает с высотой и ее декремент определяется вязкими качествами среды. Если же стоит задача исследования затухания волны во времени, то следует определить комплексную частоту  $\omega$  при вещественном  $k_z$ . Очевидно, что в этом случае следует корректно учитывать диссипативные качества среды. В частности, для нижней ионосферы характерная величина магнитного числа Прандтля

$Pr_m = \frac{\lambda}{\lambda_m}$ , являющегося основным безразмерным параметром, определяющим вязкие

качества намагниченной среды, меняется в диапазоне  $[10^{-6} \div 1]$  [2]. Таким образом, вместо (13), следует пользоваться полным дисперсионным соотношением (10), которое при вещественном  $k_z$  и  $\omega = \omega_1 + i\omega_2$  сводится к выражениям

$$\omega_1 = \pm \left[ V_a^2 k_z^2 - \left( \lambda \lambda_m + \frac{(\lambda + \lambda_m)^2}{4} \right) k_z^4 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad \omega_2 = -\frac{(\lambda + \lambda_m)}{2} k_z^2. \quad (16)$$

Очевидно, что для любого  $k_z$  величина  $\omega_2$  является реальной, в виду чего эта составляющая комплексной частоты всегда связана с затуханием волн. В отличие от  $\omega_2$ ,  $\omega_1$  может определять как периодическое изменение возмущений, так и их затухание, что видно из ее выражения. В первом случае должно выполняться неравенство

$$\left( V_a^2 - \left( \lambda \lambda_m + \frac{(\lambda + \lambda_m)^2}{4} \right) k_z^2 \right) \geq 0. \quad (17)$$

Если неравенство (17) имеет обратный знак,  $\omega_1$  станет мнимой величиной, и следовательно, будет суммироваться с  $\omega_2$ . Это может привести как к усилению затухания волны во времени, так и ослаблению. Также очевидно, что учет механической диссипации изменяет частотный спектр возмущений.

Для численных оценок можно воспользоваться типичными для  $E$ -слоя ионосферы значениями параметров:  $V_a \approx 10^6 + 10^7$  см·с<sup>-1</sup>,  $\lambda \approx 10^5 + 10^9$  см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>,  $\lambda_m \approx 10^9 + 10^{11}$  см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>. Следовательно, для того, чтобы удовлетворялось условие (17) для вышеприведенных величин, максимальное число  $k_z$  должно иметь порядок величины  $10^{-5}$  см<sup>-1</sup>. Это в рамках нашей задачи определяет минимальный вертикальный масштаб неоднородности нижней ионосферы-  $l = [1 \div 10]$  км. Очевидно, что при уменьшении  $k_z$ , т.е. при увеличении линейного масштаба неоднородности, фазовая скорость низкочастотных МГД волн в нижней ионосфере все более будет приближаться к скорости альвеновской волны.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Нишида. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.»Мир». 1980, 299с.
2. А.Г. Хангадзе. Некоторые вопросы динамики проводящей атмосферы. Изд. «МЕЦНИЕРЕБА», Тбилиси, 1973, 279с.

3. Монин А.С., Обухов А.М. Малые колебания атмосферы и адаптация метеорологических полей. Изв.АН СССР, сер. геофизическая, №1, 1958, С.1360-1373.
4. Хантадзе А.Г., Чхитунидзе М.С., Жонжолодзе Н.И. О топологическом сходстве структуры поля скоростей и магнитного поля в застойной зоне перед магнитосферой. Georgian Engineering news, №4, 2006, С. 36-39.

ქვედა იონოსფეროში ნელი მკვ ტალღების მიღწევის საკითხთან  
დაკავშირებით

ჩხიტუნიძე მ.ს., ხვედელიძე ი.ბ.

რეზიუმე

გამოკვლეულია იონოსფეროს  $E$ -ფენის სუსტად იონიზირებულ კლანძმაში გავრცელებული მცირე ტალღური შეშფოთებების შესაბამისი დისპერსიული თანაფარდობა. გათვალისწინებულია ჩვეულებრივი და მაგნიტური სიბლანტის დისიპაციური ეფექტი, რაც იწვევს ალფენის განივი ტალღის ტიპის ნელი მკვ ტალღების სისწორული სპექტრის ცვლილებას. იონოსფეროს მოცემული არის მკვ პარამეტრების ცვლილების მახასიათებელი ინტერვალებისათვის დადგენილია ტალღური რიცხვის ის სიდიდე გეომაგნიტური ველის ვერტიკალური კომპონენტის მიმართულებით, რომლის ზემოთაც მოხდება დროში შეშფოთებების მაქსიმალური მიღწევა.

## К ВОПРОСУ ЗАТУХАНИЯ МЕДЛЕННЫХ МГД ВОЛН НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Чхитунидзе М.С., Хведелидзе И.Б.

Реферат

Исследуется дисперсионное соотношение, соответствующее малым волновым возмущениям, распространяющимся в слабо ионизированной плазме в  $E$ -слое ионосферы. Учитываются диссипационные эффекты обычной и магнитной вязкости, приводящие к изменению спектра частот медленных МГД волн типа поперечной альвеновской волны. Для характерных интервалов изменения МГД параметров этой области ионосферы определяется верхняя граница величины волнового числа вдоль вертикальной компоненты геомагнитного поля, выше которой возмущения будут максимально затухать во времени.

## IN CONNECTION TO THE PROBLEM OF DAMPING THE MHD WAVES IN LOWER IONOSPHERE

Chkhitunidze M., Khvedelidze I.

Abstract

Dispersing correlation corresponding to of small wave disturbance which is spread in poorly ionized plasma in E-layer of ionosphere is investigated. Dissipative effect of usual and

magnetic viscosity which cause change of the spectrum of frequencies of slow MHD waves of Alven type are considered. For the peculiar intervals of change MHD parameters of the ionosphere in given area such size of wave number is defined above which maximum damping of wave disturbance will happen to the direction of vertical component of geomagnetic field.