

УДК 550.383

П. П. Маловичко, А. Н. Кришталь, А. К. Юхимук

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 Киев, ул. Академика Заболотного 27**Влияние неоднородностей температуры на генерацию кинетических альвеновских волн в магнитосфере Земли**

Исследована температурно-дрейфовая неустойчивость неоднородной плазмы, обусловленная наличием градиентов температуры электронов. Показано, что в плазменном слое магнитосферы могут генерироваться кинетические альвеновские волны. Частоты волн соответствуют диапазону пульсаций типа Pc 3, которые наблюдаются в авроральной зоне.

ВПЛИВ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ ТЕМПЕРАТУРИ НА ГЕНЕРАЦІЮ КІНЕТИЧНИХ АЛЬВЕНІВСЬКИХ ХВИЛЬ У МАГНІТОСФЕРІ ЗЕМЛІ, Маловічко П. П., Кришталь О. Н., Юхимук А. К. — Досліджено температурно-дрейфову нестійкість неоднорідної плазми, яка обумовлена наявністю градієнтів температури електронів. Показано, що в плазмовому шарі магнітосфери можуть генеруватися кінетичні альвенівські хвилі. Частоти хвиль відповідають діапазону пульсацій типу Pc 3, які спостерігаються в авроральній зоні.

INFLUENCE OF TEMPERATURE INHOMOGENEITIES ON THE KINETIC ALFVEN WAVES GENERATION IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE, by Malovichko P. P., Krishtal A. N., Yukhimuk A. K. — The temperature-drift instability excited by the presence of electron temperature gradient in inhomogeneous plasma is investigated. It is shown that in a plasma layer of the magnetosphere kinetic Alfvén waves can be generated. The frequencies of the waves correspond to the frequency band of the Pc 3 pulsations type which are observed in auroral zone.

Волновые процессы играют важную роль в различных физических явлениях, которые протекают в космической плазме. Наибольший интерес представляют крупномасштабные МГД-волны, которые тесно связаны с формированием и развитием разнообразных структур в космических объектах, а также с эволюцией самих объектов. Большое внимание в настоящее время уделяется изучению кинетических альвеновских волн (КАВ), которые обладают особыми свойствами и могут пояснить целый ряд явлений. В последнее время проведено много новых наблюдений как спектров КАВ, так и связанных с ними явлений [15]. Кинетические альвеновские волны, в

отличие от обычных альвеновских волн, имеют продольные электрические поля, волны разной длины могут распространяться с разными скоростями, намного превосходящими альвеновскую скорость. Они могут легко возбуждаться пучками заряженных частиц, активно взаимодействовать с плазмой и между собой. КАВ играют важную роль в галактических джетах [12], хвостах комет [16], солнечных вспышках [7], радиовсплесках [8], корональных петлях [9], планетарных магнитосферах [11], в полярных каспах Земли [17]. В то же время, несмотря на большой интерес специалистов, в изучении КАВ остается еще целый ряд нерешенных проблем. Это касается, в частности, поведения КАВ в неоднородной среде, и в особенности влияния неоднородностей на устойчивость и генерацию волн с последующим развитием турбулентных состояний, перераспределением энергии, ускорением частиц и нагревом среды.

Влияние неоднородностей плотности на генерацию кинетических альвеновских волн в предвспышечной плазме солнечной короны и послевспышечных корональных петлях были подробно рассмотрены в работах [13, 14]. Было показано, что предвспышечная и послевспышечная активность плазмы должна сопровождаться турбулентностью кинетических альвеновских волн, которые могут активно и эффективно влиять на динамические процессы, протекающие в это время в петельных структурах. Естественно, что на возбуждение низкочастотной турбулентности могут влиять не только неоднородности плотности, которые были рассмотрены в работах [13, 14], но и неоднородности температуры. К сожалению, наблюдательные данные не позволяют однозначно определить наличие и основные характеристики таких состояний, которые, по-видимому, могут и должны существовать в корональных структурах Солнца. С точки зрения развития теории плазменных процессов и исследования роли КАВ в астрофизической плазме, магнитосфера Земли, в отличие от короны Солнца, предоставляет уникальные возможности, так как непосредственные измерения температуры электронов и протонов неоднократно проводились с помощью космических аппаратов, и имеются данные, позволяющие исследовать влияние неоднородностей температуры на возбуждение низкочастотных волн.

Измерения температуры и плотности заряженных частиц в магнитосфере Земли, в частности в области плазмопаузы и плазменного слоя хвоста магнитосферы [1—4, 18], показывают, что плазма магнитосферы существенно неоднородна. Наличие градиентов температуры и плотности может приводить к различного рода дрейфовым неустойчивостям и генерации низкочастотных волн [6], которые действительно часто наблюдаются в упомянутых областях [3, 4]. На спутниках OGO-1 и OGO-3 [18] измерялись плотность и температура низкоэнергичных электронов в вечернем секторе магнитосферы в области плазменного слоя. Были обнаружены градиенты температуры электронов, причем градиенты плотности были практически нулевыми. В работе [10] были использованы данные этих измерений и рассмотрена дрейфовая неустойчивость, вызванная градиентом температуры электронов. Однако, как показали измерения [1, 2], вблизи границы плазмосферы как в дневной, так и в ночной области наблюдается заметная неоднородность ионной температуры. Учет же градиента температуры ионов, как будет показано ниже, приводит к расщеплению одной альвеновской волны на две, причем каждая из них при определенных условиях может быть неустойчивой.

В настоящей работе рассмотрено влияние температурных градиентов на низкочастотные возмущения в плазменном слое магнитосферы. Учтем то, что масштабы рассматриваемых возмущений значительно меньше масштабов всех неоднородностей, поэтому данную задачу мы будем рассматривать

в приближении слабо неоднородной среды [5]. Кроме того, используем тот факт, что масштабы неоднородности магнитного поля значительно больше масштабов неоднородности температуры плазмы, и то, что в плазме низкого давления неоднородности магнитного поля оказывают значительно меньшее влияние на волновые процессы, чем неоднородности параметров плазмы [5]. Поэтому будем считать, что в области генерации волн неоднородности магнитного поля пренебрежимо малы по сравнению с неоднородностью температуры частиц. Используем также данные наблюдений [1, 2, 18] и будем считать, что неоднородностей плотности нет. Все это позволяет нам рассматривать плазменный слой в области генерации волн как квазинейтральную плазму, находящуюся в однородном прямолинейном магнитном поле, в которой поперек магнитного поля имеются неоднородности температуры электронов и протонов. Отметим также, что для вычисления тензора диэлектрической проницаемости используется кинетический подход, и исходным для вычисления тензора диэлектрической проницаемости является кинетическое уравнение Власова.

Дисперсионное уравнение для плазмы с малым значением плазменного параметра β (отношение газокинетического давления плазмы к давлению магнитного поля) в низкочастотной области имеет вид [5]

$$\varepsilon_{\parallel} \left[1 - \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} c} \right)^2 \varepsilon_{\perp} \right] + \left(\frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} \right)^2 \varepsilon_{\perp} = 0, \quad (1)$$

где $m_e/m_i < \beta \ll 1$, m_e — масса электрона, m_i — масса иона c — скорость света, $\omega \ll \omega_{\text{Bi}}$, ω_{Bi} — циклотронная частота ионов, ω — частота волны, k_{\parallel} , k_{\perp} — соответственно продольная и поперечная (по отношению к магнитному полю) составляющие волнового вектора, ε_{\parallel} , ε_{\perp} — продольная и поперечная диэлектрические проницаемости.

При максвелловском распределении по скоростям электронов и ионов величины ε_{\parallel} и ε_{\perp} определяются следующим образом [5]:

$$\varepsilon_{\parallel} = \sum_{\alpha} (k_{\parallel} d_{\alpha})^{-2} \hat{L}_{\alpha} [1 + i\sqrt{\pi} W(\mu_{\alpha})] A_{0\alpha}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{\perp} = \sum_{\alpha} (k_{\perp} d_{\alpha})^{-2} \hat{L}_{\alpha} [1 - A_{0\alpha}(z_{\alpha})], \quad (3)$$

где

$$W(\mu_{\alpha}) = e^{-\mu_{\alpha}^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\mu_{\alpha}} e^{x^2} dx \right),$$

$$\mu_{\alpha} = \frac{\omega}{k_{\parallel} s_{\alpha}}, \quad s_{\alpha} = \sqrt{2} v_{T\alpha}, \quad z_{\alpha} = (k_{\perp} \rho_{\alpha})^2, \quad d_{\alpha} = \left(\frac{T_{\alpha}}{4\pi n_{\alpha} e^2} \right)^{1/2},$$

$$A_{0\alpha}(z_{\alpha}) = I_0(z_{\alpha}) \exp(-z_{\alpha}), \quad \rho_{\alpha} = \frac{s_{\alpha}}{\omega_{\text{B}\alpha}}, \quad \hat{L}_{\alpha} = 1 - \left(\frac{k_{\perp} T_{\alpha}}{m_{\alpha} \omega_{\text{B}\alpha} \omega} \right) \frac{\partial}{\partial x}.$$

Здесь n_{α} , T_{α} , $v_{T\alpha}$, e_{α} — соответственно плотность, температура, тепловая скорость, заряд частиц сорта α ($\alpha = e, i$ — соответственно электроны и ионы), $I_0(z_{\alpha})$ — модифицированная функция Бесселя, $W(\mu_e)$ — функция Крампа. При решении данной задачи предполагалось, что плазма неоднородна вдоль оси x .

Рассмотрим волны, фазовая скорость которых удовлетворяет неравенству

$$s_{\text{Tl}} \ll \omega/k_{\parallel} \ll s_{\text{Te}}, \quad (4)$$

что соответствует фазовым скоростям КАВ, распространяющихся в плазме

низкого давления. Учитывая, что в этом случае $\mu_e \ll 1$, $\mu_i \gg 1$, функцию Крампа $W(\mu_e)$ для электронов можно разложить в ряд по малому параметру, а в случае ионов можно воспользоваться асимптотическим разложением данной функции. Тогда выражения для ε_{\parallel} и ε_{\perp} приобретают вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\parallel} = & \frac{1}{(k_{\parallel} d_i)^2} \left\{ - \left(\frac{k_{\parallel} S_{Ti}}{\omega} \right)^2 \left[A_{0i} - \frac{\omega_{Ti}}{\omega} (A_{0i} + z_i A'_{0i}) \right] + \right. \\ & + \frac{T_i}{T_e} \left[A_{0e} - \frac{\omega_{Te}^*}{\omega} \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} S_{Te}} \right)^2 A_{0e} - \frac{\omega_{Te}^*}{\omega} z_e A'_{0e} \right] + \\ & \left. + i \frac{T_i}{T_e} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{k_{\parallel} S_{Te}} \left[A_{0e} + \frac{\omega_{Te}^*}{2\omega} A_{0e} - \frac{\omega_{Te}^*}{\omega} z_e A'_{0e} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\varepsilon_{\perp} = \sum_{\alpha} \frac{1}{(k_{\perp} d_{\alpha})^2} \left(1 - A_{0\alpha} + \frac{\omega_{T\alpha}^*}{\omega} z_{\alpha} A'_{0\alpha} \right), \quad (6)$$

где $A'_{0\alpha}$ — производная функции по аргументу z_{α} , тогда как

$$\omega_{T\alpha}^* = \frac{k_y T_{\alpha}}{m_{\alpha} \omega_{B\alpha}} \frac{\partial \ln T_{\alpha}}{\partial x}.$$

Выражение для продольной составляющей тензора диэлектрической проницаемости (5) можно существенно упростить. Будем рассматривать волны, поперечные масштабы длин волн которых значительно больше ларморовского радиуса электронов, что обычно используется при исследовании КАВ, так как волны со слишком малыми поперечными масштабами становятся практически аperiодически затухающими, поэтому этот диапазон волн не исследуется. В этом случае справедливо неравенство

$$z_e \ll 1. \quad (7)$$

Используем тот факт, что в рассматриваемой области магнитосферы, как показывают данные наблюдений, неизотермичность невелика, т. е. $T_i/T_e \sim 1$, и то, что диапазон фазовых скоростей рассматриваемых волн удовлетворяет неравенству (4). В этом случае справедливо неравенство

$$\left(\frac{k_{\parallel} S_{Ti}}{\omega} \right)^2 A_{0i} \ll \frac{T_i}{T_e}. \quad (8)$$

Учитывая то, что масштабы длин волн значительно меньше масштабов неоднородностей температуры, используя также конечность неизотермичности температуры и то, что область изменения фазовых скоростей удовлетворяет неравенству (4), можно показать, что справедливы соотношения

$$\left(\frac{k_{\parallel} S_{Ti}}{\omega} \right)^2 \frac{\omega_{Ti}^*}{\omega} A_{0i} \ll \frac{T_i}{T_e}, \quad \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} S_{Te}} \right)^2 \frac{\omega_{Te}^*}{\omega} \ll 1. \quad (9)$$

Все это позволяет существенно упростить продольную составляющую тензора диэлектрической проницаемости (5). Учитывая (7)–(9), для (5) получаем

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{1}{(k_{\parallel} d_i)^2} \frac{T_i}{T_e} \left[1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{k_{\parallel} S_{Te}} \left(1 + \frac{\omega_{Te}^*}{2\omega} \right) \right]. \quad (10)$$

Подставляя (6) и (10) в (1), получаем уравнение для действительной части частоты:

$$\frac{1 - A_{0i}}{z_i} \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_A} \right)^3 + \frac{\omega_{Ti}^*}{k_{\parallel} v_A} A'_{0i} \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_A} \right)^2 - \left[(1 - A_{0i}) \frac{T_e}{T_i} + 1 \right] \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_A} \right) - \frac{T_e}{T_i} \frac{\omega_{Ti}^*}{k_{\parallel} v_A} z_i A'_{0i} = 0. \quad (11)$$

Здесь $v_A = B_0 / (4\pi n_{0i} m_i)^{1/2}$ — альвеновская скорость, B_0 — невозмущенное магнитное поле, n_{0i} — невозмущенная плотность ионов.

Покажем, что дисперсионное уравнение (11) описывает дисперсию кинетических альвеновских волн. Для того чтобы получить сравнительно простое выражение для действительной части частоты, пригодные для качественного анализа, будем решать дисперсионное уравнение в приближении малости величины $(\omega_{Ti}^*/k_{\parallel}/v_A)z_i A'_{0i} \ll 1$. Из уравнения (11) получаем

$$\frac{1 - A_{0i}}{z_i} \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_A} \right)^2 + \frac{\omega_{Ti}^*}{k_{\parallel} v_A} A'_{0i} \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_A} \right) - \left[(1 - A_{0i}) \frac{T_e}{T_i} + 1 \right] = 0. \quad (12)$$

Решая уравнения (12), получаем выражения для частот (учтены решения только с положительными частотами):

$$\left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_A} \right)_1 = -\frac{B}{2} + \sqrt{\frac{B^2}{4} + z_i \left(\frac{1}{1 - A_{0i}} + \frac{T_e}{T_i} \right)}, \quad \omega_{Ti}^* < 0, \quad (13)$$

$$\left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_A} \right)_2 = \frac{B}{2} + \sqrt{\frac{B^2}{4} + z_i \left(\frac{1}{1 - A_{0i}} + \frac{T_e}{T_i} \right)}, \quad \omega_{Ti}^* > 0, \quad (14)$$

где

$$B = \frac{\omega_{Ti}^*}{k_{\parallel} v_A} A'_{0i} \frac{z_i}{1 - A_{0i}}.$$

При $B = 0$ из (13) и (14) следует закон дисперсии для кинетических альвеновских волн:

$$\omega^2 = (k_{\parallel} v_A)^2 z_i \left(\frac{1}{1 - A_{0i}} + \frac{T_e}{T_i} \right). \quad (15)$$

Таким образом, выражения (13) и (14) описывают колебания плазмы альвеновского типа с учетом конечного значения ларморовского радиуса и градиента температуры ионов. При больших значениях z_i дисперсия первой и второй ветвей плавно переходит в дисперсию кинетических альвеновских волн. Частота первой ветви больше частоты кинетических альвеновских волн, а второй — меньше. Для мнимой части частоты из (1), (6) и (10) получаем выражение

$$\gamma \approx \omega \frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}} z_i \frac{T_e}{T_i} \frac{v_A}{s_{Te}} \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_A} \right) \left(\frac{1 - A_{0i}}{z_i} + \frac{\omega_{Ti}^*}{\omega} A'_{0i} \right) \left(1 + \frac{\omega_{Te}^*}{2\omega} \right)}{1 + (1 - A_{0i}) \frac{T_e}{T_i} - \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_A} \right)^2 \left(3 \frac{1 - A_{0i}}{z_i} + 2 \frac{\omega_{Ti}^*}{\omega} A'_{0i} \right)}. \quad (16)$$

Отметим, что при получении (16) не использовалось приближение о малости параметра $(\omega_{Ti}^*/k_{\parallel}/v_A)z_i A'_{0i} \ll 1$, так как для численных оценок инкремента развития неустойчивости кинетических альвеновских волн нам не достаточно качественного рассмотрения.

Используя (16) и (11), можно показать, что для любых значений параметров плазмы и волновых характеристик выполняется неравенство

$$-\frac{\gamma}{1 + \frac{\omega_{\Gamma e}^*}{2\omega}} < 0, \quad (17)$$

откуда следует критерий развития неустойчивости: $\omega_{\Gamma e}^* < -2\omega$. Так как $\omega_{\Gamma e}^* < 0$, то первая ветвь может быть неустойчивой только тогда, когда градиенты температур ионов и электронов направлены в разные стороны. Вторая ветвь неустойчива только при условии, что градиенты направлены в одну сторону.

Оценим величины частот и инкрементов. Для значений параметров, наблюдаемых в плазменном слое магнитосферы ($s_{\Gamma e} \approx 860$ км/с, $L = 0.5R_E$, где R_E — радиус Земли, L — характерный масштаб неоднородности температуры), получаем

$$\omega \approx 0.025 \text{ с}^{-1}, \quad \gamma \approx 0.0066 \text{ с}^{-1}.$$

Таким образом, наличие в плазменном слое магнитосферы градиентов температуры электронов приводит к генерации кинетических альвеновских волн. Градиент температуры ионов существенно влияет на генерацию этих волн. При этом в зависимости от знака произведения градиентов температур могут генерироваться разные типы колебаний. Проанализируем, к какому типу пульсаций, регистрируемых в магнитосферной плазме, могут относиться рассмотренные нами волны.

В широком интервале частот электромагнитные возмущения распространяются в магнитосфере в виде магнитогидродинамических волн. Нижний предел этого интервала соответствует периоду ларморовского вращения магнитосферных протонов. Такие волны уже давно известны из наблюдений за геомагнитным полем и получили название магнитных пульсаций [4]. Наблюдаемые периоды пульсаций заключены в интервале от долей секунды до нескольких минут. Пульсации принято разделять на девять типов в зависимости от их характера и периода. Пульсации, для которых характерен достаточно отчетливый спектральный максимум, классифицируются как P₃. Учитывая, что рассмотренная нами неустойчивость также имеет спектральный максимум, и частота спектрального максимума равна 0.025 с^{-1} , волны, которые генерируются в результате развития неустойчивости, можно отнести к пульсациям типа P₃.

Следует отметить, что рассмотренный выше механизм генерации кинетических альвеновских волн в неоднородной среде имеет универсальный характер и может реализовываться не только в магнитосферной плазме, но в других астрофизических объектах — в галактических джетах, хвостах комет, корональных структурах Солнца, планетарных магнитосферах и так далее. Учитывая существенную неоднородность этих объектов и структур, такая возможность представляется вполне вероятной. Однако для детального анализа механизма генерации необходимы данные о плотности и температуре электронов и ионов, их градиентах, а также данные о величине магнитного поля и характеристиках генерируемых волн. Отсутствие таких данных является основной проблемой подобных исследований.

1. Грингауз К. И., Бассоло В. С. Структура и свойства плазмосферы Земли. Экспериментальные данные и проблемы их интерпретации // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—30, № 1.—С. 1—17.
2. Грингауз К. И., Безруких В. В. Плазмосфера Земли // Геомагнетизм и аэрономия.—1977.—17, № 5.—С. 784—803.

3. Жулин И. А. Магнитосфера Земли. Исследование космического пространства.—М.: ВИНТИ, 1974.—Т. 4.—С. 193—297.
4. Лайонс Л., Уильямс Д. Физика магнитосферы. — М.: Мир, 1987.—312 с.
5. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. — М.: Атомиздат, 1977.—Т. 2.—360 с.
6. Юхимук А. К. Плазменные явления в геофизике. — Киев: Наук. думка, 1982.—165 с.
7. Assis A. S., Azevedo C. A. A note on runaway electrons in the presence of kinetic Alfvén waves // *Astron. and Astrophys.*—1993.—271, N 2.—P. 675—680.
8. Assis A. S., Leubner C. Enhancement of the electron runaway flux with kinetic Alfvén waves // *Astron. and Astrophys.*—1994.—281, N 2.—P. 588—597.
9. Azevedo C. A., Elfimov A. G., Assis A. S. Coronal loop heating by Alfvén waves // *Solar. Phys.*—1994.—153, N 1-2.—P. 205—212.
10. Coroniti F. V., Kennel C. F. Auroral micropulsation instability // *J. Geophys. Res.*—1970.—75A, N 10.—P. 1863—1878.
11. Das A. C., Ip W. H. Particle acceleration by kinetic Alfvén waves in the Io plasma torus // *Planet. Space Sci.*—1992.—40, N 11.—P. 1499—1509.
12. Jafelice L. C., Opher R. Kinetic Alfvén waves in extended radio sources // *Astrophys. Space Sci.*—1987.—137, N 2.—P. 303—312.
13. Kryshchal A. N., Gerasimenko S. V. Slow magnetoacoustic-like waves in post-flare loops // *Astron. and Astrophys.*—2004.—420, N 1.—P. 1107—1115.
14. Kryshchal A. N., Gerasimenko S. V. Kinetic Alfvén waves in preflare plasma // *Astron. Nachr.*—2004.—326, N 1.—P. 52—60.
15. Leamon R. J., Matthaeus W. H., Smith C. W., et al. MHD-driven Kinetic Dissipation in the Solar Wind and Corona // *Astrophys. J.*—2000.—537, N 2.—P. 1054—1061.
16. Sharma A. S., Papadopoulos K. Alpha Particle heating at comet-solar wind interaction regions // *J. Geophys. Res.*—1995.—100A, N 10.—P. 7891—7899.
17. Thompson B. J., Lysak R. L. Electron acceleration by inertial Alfvén waves // *J. Geophys. Res.*—1996.—101A, N 11.—P. 5359—5367.
18. Vasyliunas V. M. A survey of low-energy electrons in the evening sector of magnetosphere with OGO 1 and OGO 3 // *J. Geophys. Res.*—1968.—73A, N 12.—P. 2839—2845.

Поступила в редакцию 02.06.05