

УДК 550.388.2

А. К. Юхимук<sup>1</sup>, В. Н. Федун<sup>1,2</sup>, А. Д. Войцеховская<sup>1</sup>, О. К. Черемных<sup>3</sup><sup>1</sup>Главная астрономическая обсерватория НАН Украины,  
03680, Киев, ГСП, ул. Академика Заболотного 27<sup>2</sup>Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,  
03022, Киев, ул. Глушкова 6<sup>3</sup>Институт космических исследований НАНУ и НКАУ,  
03680, Киев-187, ГСП, пр. Академика Глушкова 40

### Трансформация альвеновских МГД-волн в космической плазме

*Предложен нелинейный механизм трансформации альвеновских МГД-волн в кинетические альвеновские волны в однородной замагниченной плазме с малым плазменным параметром  $\beta \ll 1$ . В качестве механизма генерации рассмотрена параметрическая неустойчивость, где волной накачки является магнитогидродинамическая альвеновская волна. На основе двухжидкостной магнитной гидродинамики и уравнения Власова получено нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие. Найдены инкремент, время и порог развития неустойчивости. Показано, что рассмотренный нелинейный процесс является эффективным в солнечной короне.*

*ТРАНСФОРМАЦІЯ АЛЬВЕНІВСЬКИХ МГД-ХВИЛЬ У КОСМІЧНІЙ ПЛАЗМІ, Юхимук А. К., Федун В. М., Войцеховська А. Д., Черемних О. К. — Запропоновано нелінійний механізм трансформації альвенівських МГД-хвиль у кінетичні альвенівські хвилі (КАХ) у однорідній замагніченій плазмі з малим плазмовим параметром  $\beta \ll 1$ . Як механізм генерації розглянуто параметричну нестійкість, де хвилею накачки є магнітогидродинамічна альвенівська хвиля. На основі дворідинної магнітної гідродинаміки та рівняння Власова отримано нелінійне дисперсійне рівняння, що описує трихвильову взаємодію. Знайдено інкремент, час та поріг розвитку нестійкості. Показано, що розглянутий нелінійний процес є ефективним у сонячній короні.*

*TRANSFORMATION OF THE MHD ALFVEN WAVES IN SPACE PLASMA, by Yukhimuk A. K., Fedun V. M., Voitsekhoovskaya A. D., Cheremnych O. K. — A nonlinear mechanism of the transformation of a MHD Alfvén wave to a kinetic Alfvén wave (KAW) in the homogeneous magnetized plasma with small plasma parameter  $\beta \ll 1$  is proposed. As the generation mechanism, the parametric instability where the MHD Alfvén wave is the pumping wave is considered. A nonlinear dispersion equation describing the three-wave interac-*

*tion is obtained on the basis of the two-fluid magnetohydrodynamics and Vlasov equation. We also determined the instability growth rate, the time and the threshold of instability development. The nonlinear process considered in this study is shown to be effective in the solar corona.*

## ВВЕДЕНИЕ

Альвеновские волны являются одним из наиболее распространенных типов волн в космической плазме. В межпланетной плазме альвеновские волны были исследованы Бэлчером и Дэвисом по данным, полученным на «Маринер-5» [6]. Найдено, что зарегистрированные альвеновские волны, как правило, распространялись от Солнца. Энергия волн была часто сравнима с энергией крупномасштабного магнитного поля и тепловой энергией плазмы. В тоже время на долю магнитозвуковых волн приходилось не более 10 % спектральной мощности. Большинство геомагнитных пульсаций также являются альвеновскими волнами, возбуждающимися в магнитосфере Земли и в солнечном ветре [2]. Геомагнитные пульсации были по существу первыми электромагнитными волнами, зарегистрированными учеными около ста лет назад (см. работу [2] и ссылки к ней). Одним из самых загадочных явлений на Солнце является необычайно высокая температура солнечной короны, которая достигает  $10^6$  К (по сравнению с  $5 \cdot 10^3$  К на уровне фотосферы). Для поддержания такой высокой температуры и компенсации радиационного охлаждения (характерное время которого порядка суток) необходим постоянный приток тепловой энергии. Считается, что необходимая энергия переносится альвеновскими волнами, которые возбуждаются в нижних слоях атмосферы Солнца. Альвеновские волны играют также важную роль в процессах нагрева солнечного ветра и переноса энергии от Солнца к Земле. Проблеме нагрева солнечной короны МГД-волнами посвящено большое количество работ (см. работу [3] и ссылки в ней). Однако альвеновские МГД-волны являются слабозатухающими, и возникает проблема передачи энергии от волны к частицам плазмы. В настоящей работе рассматривается процесс трансформации альвеновских МГД-волн в кинетические альвеновские волны (КАВ), которые эффективно взаимодействуют с частицами плазмы и передают им свою энергию.

Впервые кинетические эффекты (учет конечности ларморовского радиуса протонов) в альвеновских волнах были учтены в работах [8, 16]. Однако только после публикации работы Хасегавы [10] кинетическим альвеновским волнам начали уделять достаточно внимания.

Повышенный интерес к КАВ [4, 5, 9, 11, 12, 15, 17, 18, 21, 22] обусловлен тем, что благодаря своим специфическим свойствам они играют важную роль во многих физических процессах, происходящих в космической среде: нелинейное взаимодействие и трансформация волн, нагрев плазмы, ускорение частиц. Кинетические альвеновские волны неоднократно наблюдались в космической плазме с помощью космических аппаратов [13, 19, 20].

В работе рассматривается однородная замагниченная плазма с малым плазменным параметром  $\beta = 8\pi(n_e T_e + n_i T_i)/B_0^2 \ll 1$ , в которой распространяется альвеновская МГД-волна с частотой  $\omega_0$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_0$ , распадающаяся на две КАВ с волновыми векторами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  и частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Связь между  $\omega_0$  и  $k_{0z}$  определяется выражением

$$\omega_0^2 = k_{0z}^2 V_A^2, \quad (1)$$

где  $V_A = \sqrt{B_0^2/(4\pi n_0 m_i)}$  — альвеновская скорость,  $n_0$  — равновесное значение

плотности плазмы,  $n_e$  и  $n_i$  — плотности электронов и ионов,  $T_e$  и  $T_i$  — температура электронов и ионов,  $\mathbf{B}_0$  — внешнее магнитное поле,  $m_i$  — масса ионов.

При этом для эффективного взаимодействия волн должны выполняться условия синхронизма:

$$\begin{aligned}\omega_{0\pm} &= \omega_1 \pm \omega_2, \\ \mathbf{k}_{0\pm} &= \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2.\end{aligned}\quad (2)$$

Предполагается также, что все волновые векторы расположены в плоскости  $XZ$ .

### ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В качестве исходной системы уравнений для описания нелинейного взаимодействия низкочастотных магнитогидродинамических волн воспользуемся уравнениями двухжидкостной магнитной гидродинамикой (МГД):

$$\frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{m_\alpha} (e_\alpha \mathbf{E} + \mathbf{F}_\alpha) + (\mathbf{v}_\alpha \times \boldsymbol{\omega}_{B\alpha}) - \frac{T_\alpha}{m_\alpha n_\alpha} \nabla n_\alpha, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla (n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = 0, \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho,$$

где

$$\mathbf{j} = e(n_i \mathbf{v}_i - n_e \mathbf{v}_e), \quad \rho = e(n_i - n_e),$$

$$\mathbf{F}_\alpha = \frac{e_\alpha}{c} (\mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}) - m_\alpha (\mathbf{v}_\alpha \nabla) \mathbf{v}_\alpha.$$

Индекс  $\alpha = i, e$  соответствует ионному и электронному компонентам плазмы соответственно.

Плотность электронов и их скорости, электрическое и магнитное поле представим в виде сумм:

$$\begin{aligned}n_e &= n_0 + \tilde{n}_0 + n_1 + n_2, \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2, \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}_0 + \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2,\end{aligned}\quad (7)$$

где  $\tilde{n}_0$  — возмущение электронной плотности плазмы в поле альвеновской волны, индекс «0» обозначает величины, связанные с волной накачки, а индексы «1» и «2» — величины, связанные с КАВ-продуктами распада.

### НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ КАВ

Для получения нелинейного дисперсионного уравнения, описывающего кинетические альвеновские волны, воспользуемся плазменным приближением:

$$n_{1i} = n_{1e}, \quad (8)$$

где  $n_{1i}$  и  $n_{1e}$  — возмущенные плотности ионов и электронов.

Из уравнения движения и непрерывности для электронов находим

$$\frac{n_{1e}}{n_0} = \left(1 - \frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2}\right)^{-1} \frac{e}{T_e} \left[ \varphi_1 - A_1 + \frac{k_{1x}}{k_{1z}^2} \frac{\omega_1}{\omega_{Be}} \frac{1}{e} \left( i \frac{\omega_1}{\omega_{Be}} F_{1x} + F_{1y} \right) + \frac{1}{iek_{1z}} F_{1z} - \frac{T_e}{e} \frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2} \frac{\mathbf{k}_1}{\omega_1} \left( \frac{n_1}{n_0} \mathbf{V}_1 \right)_e \right], \quad (9)$$

где  $A_1 = \frac{V_{1f}}{c} A_{1z}$ ,  $V_{1f} = \frac{\omega_1}{k_{1z}}$  — фазовая скорость,  $F_{1x}$ ,  $F_{1y}$ ,  $F_{1z}$  — компоненты поперечной силы,  $A_{1z}$  —  $z$ -й компонент векторного потенциала. Выражение для возмущенного компонента плотности ионов находим из уравнения Власова [14]

$$n_{1i} = - \frac{k_1^2}{4\pi e} \chi_{1i} \varphi_1, \quad (10)$$

где  $\chi_i$  определяется выражением [7]

$$\chi_{1i} \approx \frac{\alpha_1}{k_1^2 d_i^2}. \quad (11)$$

Здесь

$$d_i = \left( \frac{T_i}{4\pi n_0 e^2} \right)^{1/2}$$

— дебаевский радиус ионов,

$$\Gamma_{0,1}(\mu_{1i}) = I_{0,1}(\mu_{1i}) \exp(-\mu_{1i}), \quad \mu_{1i} = k_{1x}^2 \rho_i^2,$$

$\rho_i = v_{Ti}/\omega_{Bi}$  — ларморовский радиус ионов,  $I_{0,1}$  — модифицированные функции Бесселя,

$$\alpha_1 = 1 - \Gamma_0(\mu_{1i}) - \frac{2\omega_1^2 \Gamma_1(\mu_{1i})}{\omega_1^2 - \omega_{Bi}^2}. \quad (12)$$

Используя эти обозначения,  $n_{1i}$  удобно записать в виде

$$n_{1i} = - \frac{\alpha_1}{4\pi e d_i^2} \varphi_1, \quad (13)$$

Подставляя (9) и (13) в (8), находим связь между векторным потенциалом  $\mathbf{A}_1$  и скалярным  $\varphi_1$ :

$$A_1 = \varphi_1 \left[ 1 + \alpha_1 \frac{T_e}{T_i} \left( 1 - \frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2} \right) \right] - \frac{k_{1x}^2}{k_{1z}^2} \frac{\omega_1^2}{\omega_{Be}^2} \frac{1}{iek_{1x}} \left( F_{1ex} - i \frac{\omega_{Be}}{\omega_1} F_{1ey} \right) \frac{1}{iek_{1z}} F_{1ez} - \frac{T_e}{e} \frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2} \frac{\mathbf{k}_1}{\omega_1} \left( \frac{n_1}{n_0} \mathbf{V}_1 \right), \quad (14)$$

$\omega_{Be} = \frac{eB_0}{m_e c}$  — электронная циклотронная частота. Последний член в (14) учитывает концентрационную нелинейность.

С другой стороны, выражение для  $A_1$  получим, используя закон Ампера:

$$- k_1^2 k_{1z} A_{1z} = \frac{4\pi}{c} k_{1x} j_{1x}. \quad (15)$$

Линейная часть поперечной составляющей тока  $j_{1x}$  определяется ионной составляющей, а нелинейная часть  $j_{1ex}^{NL}$  связана с нелинейной электронной составляющей, которая возникает в результате взаимодействия альвенов-

ской МГД-волны накачки и второй КАВ:

$$j_{1x} = en_0 V_{1x}^L + j_{1ex}^{NL}. \quad (16)$$

Подставляя в (16) выражения для ионной компоненты скорости и нелинейный электронный ток, мы получаем вторую связь между  $A_1$  и  $\varphi_1$ :

$$A_1 = \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} (1 - \alpha_1) \varphi_1 + \frac{1}{\delta_i^2 k_{1z}^2} \frac{m_i}{e} \frac{\omega_1}{k_{1x}} \left( \frac{n_e^L}{n_0} V_{1ex}^L \right) + \frac{1}{\delta_i^2 k_{1z}^2} \frac{m_i}{e} \frac{\omega_1^2}{\omega_{Be}^2} \times \\ \times \left[ \left( \frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2} - 1 \right)^{-1} \frac{1}{im_e k_{1z}} F_{1ez} + \left( \frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2} - 1 \right)^{-1} k_1 \left( \frac{n_1}{n_0} V_1 \right) + \frac{1}{im_e k_{1x}} \left( F_{1ex} - i \frac{\omega_{Be}}{\omega_1} F_{1ey} \right) \right]. \quad (17)$$

Приравнявая (14) и (17), получаем нелинейное уравнение, описывающее дисперсию кинетических альвеновских волн для произвольных значений  $V_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$  — тепловой скорости электронов,  $\mu_i$ ,  $\chi_{1e}$ , а также  $\omega_1/\omega_{Bi}$ :

$$\left\{ \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} \left[ 1 + \alpha_1 \left( \frac{\chi_{1e}}{\mu_{1i}} - 1 \right) \right] - \left( 1 + \alpha_1 \frac{T_e}{T_i} \right) \right\} \varphi_1 = Q_{1NL}, \quad (18)$$

где  $Q_{1NL}$  определяется выражением

$$Q_{1NL} = \frac{1}{iek_{1z}} F_{1ex} - \frac{m_e}{m_i} \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} (1 + \chi_{1e}) \frac{1}{iek_{1x}} \left( F_{1ex} - i \frac{\omega_{Be}}{\omega_1} F_{1ey} \right) - \\ - \frac{1}{\delta_i^2 k_{1z}^2} \frac{m_i}{e} (1 + \chi_{1e}) \left( \frac{n_{1e}^L}{n_0} V_{1ex}^L \right),$$

$\chi_{1e} = k_{1x}^2 \delta_e^2$ ,  $\delta_e = c/\omega_{pe}$  — электронная инерционная длина,  $\delta_i = c/\omega_{pi}$  — ионная инерционная длина,  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_e}$  — электронная плазменная частота,  $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_i}$  — ионная плазменная частота.

Численное решение дисперсионного уравнения (18) при отсутствии волны накачки для различных значений плазменного параметра  $\beta$  и  $k_{1z}\delta_i$  представлено на рис. 1, 2.

Полагая  $\mu_{1i} \ll 1$ , из выражения (14) имеем  $\alpha_1 = \frac{\mu_{1i}\omega_{Bi}^2}{\omega_{Bi}^2 - \omega_1^2}$ . В отсутствие волны накачки из (18) следует линейное дисперсионное уравнение для КАВ:

$$\omega_1^2 = \frac{1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_{Bi}^2} + \mu_{1S}}{1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_{Bi}^2} + \chi_{1e}} k_{1z}^2 V_A^2, \quad (19)$$

где  $\mu_{1S} = k_{1x}^2 V_S^2 / \omega_{Bi}^2$ ,  $V_S = \sqrt{T_e/m_i}$  — скорость ионного звука.

В (19) учитываются как эффекты, связанные с конечностью ларморовского радиуса ионов  $\mu_{1S}$ , так и эффекты, связанные с учетом электронной инерционной длины  $\chi_{1e}$ .

Для случая  $\omega_1 \ll \omega_{Bi}$  из (19) имеем

$$\omega_1^2 = \frac{1 + \mu_{1S}}{1 + \chi_{1e}} k_{1z}^2 V_A^2. \quad (20)$$

При  $\mu_{1i} \gg 1$  в отсутствие волны накачки из (18) следует:

$$\omega_1^2 = \frac{(1 + T_e/T_i)}{1 + \chi_{1e}} k_{1z}^2 (\mu_{1i} V_A^2 + V_{Ti}^2).$$

Поскольку  $V_A \gg V_{Ti}$ , то это выражение можно записать в виде

$$\omega_1^2 = \frac{(1 + T_e/T_i)\mu_{1i}k_{1z}^2V_A^2}{1 + \chi_{1e}}.$$

Если  $\chi_{1e} \gg 1$ , то из последнего выражения легко получить дисперсионное уравнение для электростатических электронно-звуковых волн ( $T_i \gg T_e$ ):

$$\omega_1^2 \approx k_{1z}^2 \left( \frac{T_i}{m_e} \right).$$

Из уравнений движения и непрерывности для электронов находим компоненты скорости электронов в поле кинетической альвеновской волны:

$$\begin{aligned} V_{1ex} &= \mu_{1e} \frac{\omega_1}{k_{1x}} \left\{ 1 - \frac{1}{\eta_1} \left[ \mu_{1e} - \frac{V_{Te}^2}{V_{1a}^2} \left( 1 - \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} (1 - \alpha_1) \right) \right] \right\} \Phi_1, \\ V_{1ey} &= i\mu_{1e} \frac{\omega_{Be}}{k_{1x}} \left\{ 1 - \frac{1}{\eta_1} \left[ \mu_{1e} - \frac{V_{Te}^2}{V_{1f}^2} \left( 1 - \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} (1 - \alpha_1) \right) \right] \right\} \Phi_1, \\ V_{1ez} &= \frac{V_{Te}^2}{V_{1f}^2} \left[ \frac{\mu_{1e}}{\eta_1} - \left( 1 + \frac{1}{\eta_1} \frac{V_{Te}^2}{V_{1f}^2} \right) \left( 1 - \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} (1 - \alpha_1) \right) \right] \Phi_1, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$\eta_1 = 1 + \mu_{1e} - \frac{V_{Te}^2}{V_{1f}^2}, \quad \Phi_1 = \frac{e\varphi_1}{T_e}, \quad \mu_{1e} = \frac{k_{1x}^2 V_{Te}^2}{\omega_{Be}^2}.$$

Для  $\beta \ll 1$  выражения (21) упрощаются:

$$\begin{aligned} V_{1ex} &= \mu_{1e} \frac{\omega_1}{k_{1x}} \Phi_1, \\ V_{1ey} &= i\mu_{1e} \frac{\omega_{Be}}{k_{1x}} \Phi_1, \\ V_{1ez} &= -\mu_{1s} V_{1f} \Phi_1. \end{aligned} \quad (22)$$

Из уравнения (6) находим магнитное поле КАВ:

$$b_{1y} = -ick_{1x} \frac{T_e}{e} \frac{V_{1f}}{V_A^2} (1 - \alpha_1) \Phi_1. \quad (23)$$

Для случая  $\mu_{1i} \ll 1$ ,  $\omega_1 \ll \omega_{Bi}$  оно имеет вид

$$b_{1y} = -ick_{1x} \frac{T_e}{e} \frac{V_{1f}}{V_A^2} \Phi_1. \quad (24)$$

Из уравнения движения для электронов находим компоненты скорости электронов в поле альвеновской МГД-волны:

$$\begin{aligned} V_{0x} &= i \frac{e\omega_0}{m_e \omega_{Be}^2} E_{0x}, \\ V_{0y} &= - \frac{e}{m_e \omega_{Be}} E_{0x} \end{aligned} \quad (25)$$

Из уравнения Максвелла (6) находим магнитное поле МГД-волны:

$$B_{0y} = \frac{ck_{0z}}{\omega_0} E_{0x}. \quad (26)$$

Используя выражения (18), (22)–(26), дисперсионное уравнение для дисперсных альвеновских волн можно записать в виде

$$\varepsilon_{1A}\Phi_1 = \mu_{1A}(E_{0x}\Phi_2^*), \quad (27)$$

где

$$\mu_{1A} = -\frac{i}{2} \frac{e}{m_e} \frac{V_A^2}{\omega_{Be}^2} \frac{k_{0z}k_{2x}k_{1z}^2}{k_{2z}} \frac{1}{1 + \chi_{1e}},$$

$$\varepsilon_{1A} = \omega_1^2 - \frac{1 + \mu_{1S}}{1 + \chi_{1e}} k_{1z}^2 V_A^2.$$

Дисперсионное уравнение для второй кинетической альвеновской волны совпадает с выражением (27) с точностью до замены индекса «1» на «2».

#### НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ, ОПИСЫВАЮЩЕЕ ТРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Используя дисперсионные уравнения для двух КАВ, находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие:

$$\varepsilon_{1A}^* \varepsilon_{2A} = \mu_{1A}^* \mu_{2A} |E_{0x}|^2. \quad (28)$$

В случае отсутствия волны накачки ( $|E_{0x}|^2 = 0$ ) в плазме будут распространяться две невзаимодействующие друг с другом кинетические альвеновские волны. При наличии волны накачки энергия от альвеновской МГД-волны будет передаваться кинетическим альвеновским волнам, что приведет к нарастанию их амплитуд. Полагая в (28)  $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma$ ,  $\omega_2 = \omega_{2r} + i\gamma$ , ( $|\gamma| \ll \omega_{1r}, \omega_{2r}$ ) и раскладывая  $\varepsilon_{1A}$  и  $\varepsilon_{2A}$  в ряд Тейлора по малому параметру  $\gamma$ , представим инкремент развития параметрической неустойчивости в виде

$$\gamma^2 = \frac{\mu_{1A}^* \mu_{2A} |E_{0x}|^2}{\frac{\partial \varepsilon_{1A}}{\partial \omega_1} \frac{\partial \varepsilon_{2A}}{\partial \omega_2}} \Big|_{\substack{\omega_1 = \omega_{1r} \\ \omega_2 = \omega_{2r}}}, \quad (29)$$

где  $\omega_{1r}, \omega_{2r}$  найдем из уравнений  $\varepsilon_{1A}(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0$ ,  $\varepsilon_{2A}(\omega_{2r}, \mathbf{k}_2) = 0$ . Подставляя в (29) выражения  $\frac{\partial \varepsilon_{1A}}{\partial \omega_1} = 2\omega_1$ ,  $\frac{\partial \varepsilon_{2A}}{\partial \omega_2} = 2\omega_2$  и коэффициенты связи  $\mu_{1A}$  и  $\mu_{2A}$ , получим инкремент развития неустойчивости

$$\gamma = \sqrt{W/16} (\mu_{11} \mu_{21})^{1/4} \frac{\omega_{pe}}{\omega_{Be}} \omega_0, \quad (30)$$

где  $W = \frac{|E_0|^2}{4\pi n_0 T_e}$ .

Следует отметить, что данная неустойчивость будет иметь место только при определенной амплитуде волны накачки. Пороговое условие находим из уравнения

$$(\gamma_1 - \gamma_{1A})(\gamma_1 - \gamma_{2A}) = \gamma_0^2, \quad (31)$$

где  $\gamma_{1A}, \gamma_{2A}$  — декременты затухания кинетических альвеновских волн.

Полагая в (31)  $\gamma_1 = 0$ , получим

$$\gamma^2 = \gamma_{1A} \gamma_{2A}. \quad (32)$$

Декременты кинетических альвеновских волн определяются выражением

$$\gamma_{jA} = \sqrt{\pi/8} \frac{V_{Te}}{V_A} \mu_{jA} \omega_j \quad (j=1, 2),$$

где  $\gamma_0$  соответствует инкременту развития неустойчивости с учетом затухания Ландау и определяется выражением (31). Из (32) находим выражение для порогового значения волны накачки, при превышении которого развивается параметрическая неустойчивость:

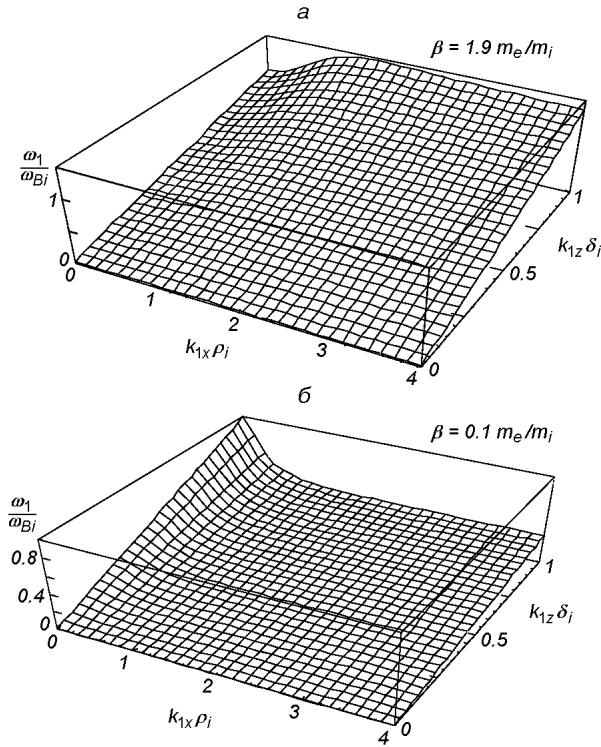


Рис. 1. Численное решение дисперсионного уравнения (18) при отсутствии волны накачки для различных значений плазменного параметра  $\beta$  и  $k_{1z}\delta_1$

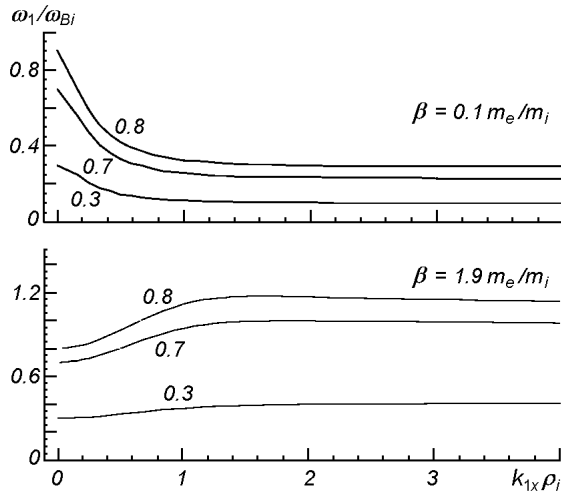


Рис. 2. То же, в двумерном представлении

$$E_{\text{порог}} = \sqrt{2\pi} \frac{\omega_{pe}}{c} V_{Te}^2 \frac{m_e}{e} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{(\omega_1 \omega_2)^{1/2}}{\omega_0} (\mu_{1i} \mu_{2i})^{1/4}. \quad (33)$$

#### ОБСУЖДЕНИЕ

Мы рассмотрели распадную параметрическую неустойчивость, в результате которой альвеновская МГД-волна накачки распадается на две кинетические альвеновские волны ( $k_{1,2x} \gg k_{1,2z}$ ), дисперсия которых определяется кинетическими эффектами. КАВ имеют несколько наиболее важных отличительных черт от альвеновских МГД-волн, а именно: возможность переноса энергии поперек внешнего магнитного поля, наличие ненулевого компонента  $E_z$ , зависимость фазовой скорости от волнового вектора, а также большой



декремент затухания. Следовательно, КАВ могут играть важную роль в процессах нагрева космической плазмы.

В качестве приложения полученных в работе теоретических результатов рассмотрим корону Солнца. Для характерных значений параметров корональной плазмы  $B_0 = 0.01$  Тл,  $T_e = 10^6$  К,  $n_0 = 10^{10}$  см<sup>3</sup> получим:  $\omega_{\text{Ве}} = 1.7 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>;  $\omega_{\text{ре}} = 5.6 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>,  $V_A = 2 \cdot 10^8$  см/с. Подставляя эти значения в (30) и (33), а также полагая, что  $E_0 = 4200$  В/м,  $W = 7 \cdot 10^{-3}$ , имеем  $\gamma \approx 6 \cdot 10^2$  с<sup>-1</sup>,  $E_{\text{порог}} = 3000$  В/м.

Следовательно, представленный процесс может приводить к перекачке энергии от крупномасштабных альвеновских МГД-волн к мелкомасштабным КАВ, которые в результате затухания Ландау будут нагревать корональную плазму.

1. Ахиезер А. Н., Ахиезер Н. А., Половин Р. В. и др. Электродинамика плазмы. — М.: Наука, 1974.—720 с.
2. Гульельми А. В., Троицкая В. А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. — М.: Наука, 1973.—208 с.
3. Гуссенс М. Магнитогидродинамические волны и волновой нагрев неоднородной плазмы. Космическая магнитная гидродинамика. — М.: Мир, 1995.—С. 144—178.
4. Юхимук А. К., Войтенко Ю. М., Юхимук В. А., Кучеренко В. П. Нелинейный механизм возбуждения мелкомасштабных альвеновских волн в замагниченной плазме // Геомагнетизм и аэронавигация.—1998.—38, № 3.—С. 59—67.
5. Baronia A., Tiwari M. S. Kinetic Alfvén waves in an inhomogeneous anisotropic magnetoplasma in the presence of an inhomogeneous electric field. Particle aspect analysis // J. Plasma Phys.—2000.—63, N 4.—P. 311—328.
6. Belcher J. W., Davis J. Large — amplitude waves in the interplanetary medium // J. Geophys. Res.—1971.—76, N A12.—P. 3534—3547.
7. Brambilla M. Kinetic theory of plasma waves: homogeneous plasma. — Oxford: Clarendon Press, 1998.—333 p.
8. Coroniti F. V., Kennel C. F. Auroral micropulsarion instability // J. Geophys. Res.—1970.—75, N 10.—P. 1863—1878.
9. Das A. C., Misra A. K. Kinetic Alfvén wavelets in three - component dusty plasmas // Phys. Rev. E.—1996.—53, N 4.—P. 4051—4055.
10. Hasegawa A., Chen L. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén waves // Phys. Fluids.—1976.—19, N 12.—P. 1924—1934.
11. Hollweg J. V. Kinetic Alfvén wave revisited // J. Geophys. Res.—1999.—104, N A7.—P. 14,811—14,819.
12. Kletzing C. A. Electron acceleration by Kinetic Alfvén waves // J. Geophys. Res.—1994.—99, N A6.—P. 11,095—11,103.
13. Louarn P., Wahlung J.-E., Chust T. Observation of kinetic Alfvén waves by the FREJA Spacecraft // Geophys. Res. Lett.—1994.—21, N 17.—P. 1847—1850.
14. Rao N. N., Kaup D. J. Excitation of electron cyclotron harmonic waves in ionospheric modification experiments // J. Geophys. Res.—1992.—97.—P. 6323.
15. Shukla P. K., Stenflo L. Generalized dispersive Alfvén waves // J. Plasma Phys.—2000.—64, part 2.—P. 125—130.
16. Stefani R. J. Alfvén wave damping from finite gyroradius coupling to the ion acoustic mode // Physics of Fluids.—1970.—13, N 2.—P. 440—450.
17. Voitenko Yu. M. Three-wave coupling and parametric decay of kinetic Alfvén waves // J. Plasma Phys.—1998.—60, N 3.—P. 497—508.
18. Voitenko Yu. M., Goossens M. Turbulent dynamic of kinetic Alfvén waves // Physica Scripta.—2000.—T84.—P. 194—202.
19. Volokitin A. S., Dubinin E. M. The turbulence of Alfvén waves in the polar magnetosphere of the Earth // Planet Space Sci.—1989.—31, N 7.—P. 761—768.
20. Wahlung J.-E., Louarn P., Chust T. et al. On ion acoustic turbulence and the nonlinear evolution of kinetic Alfvén waves in aurora // Geophys. Res. Lett.—1994.—21, N 17.—P. 1831—1834.
21. Yuhimuk V., Voitenko Yu., Fedun V., Yuhimuk A. Generation of kinetic Alfvén waves by upper-hybrid pump waves // J. Plasma Phys.—1998.—60, part 2.—P. 485—495.
22. Yuhimuk A. K., Kuts S. V. Effect of sporadic solar radio emission of kinetic Alfvén waves // Kinematics and Physics of Celestial Bodies.—1990.—6, N 2.—P. 64—67.