

УДК 550.388.2

А. К. Юхимук¹, В. Н. Федун^{1,2}, А. Д. Войцеховская¹, О. К. Черемных³¹Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 Киев ГСП, ул. Академика Заболотного 27²Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко
03022 Киев, пр. Глушкова 6³Институт космических исследований НАНУ и НКАУ
03680 Киев-187, ГСП, пр. Глушкова 40

Генерация кинетических альвеновских волн в пылевой плазме

Предложен нелинейный механизм генерации кинетических альвеновских волн (КАВ) в пылевой плазме с малым плазменным параметром β . В качестве механизма генерации рассмотрена параметрическая неустойчивость, где волной накачки является альвеновская МГД-волна. На основе трехжидкостной МГД найдено нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие и его решение. Полученный инкремент развития неустойчивости определяется параметрами пылевых частиц плазмы. Рассмотренный нелинейный процесс может иметь место как в лабораторной, так и в космической плазме с малым плазменным параметром β . В качестве приложения теоретических результатов мы рассмотрели F-кольца Сатурна и лабораторную плазму.

ГЕНЕРАЦІЯ КІНЕТИЧНИХ АЛЬВЕНІВСЬКИХ ХВИЛЬ В ПИЛОВІЙ ПЛАЗМІ, Юхимук А. К., Федун В. М., Войцеховська А. Д., Черемних О. К. — Запропоновано нелінійний механізм генерації кінетичних альвенівських хвиль (КАХ) в пиловій плазмі з малим плазмовим параметром β . Як механізм генерації розглянуто параметричну нестійкість, де хвилею накачки є альвенівська МГД-хвиля. На основі трирідинної МГД знайдено нелінійне дисперсійне рівняння, що описує трихвильову взаємодію, та його розв'язок. Отриманий інкремент розвитку нестійкості визначається параметрами пилових часток плазми. Розглянутий нелінійний процес може мати місце як у лабораторній, так і у космічній плазмі, де плазмовий параметр β малий. Для оцінки теоретичних результатів розглянуто F-кільце Сатурна та лабораторну плазму.

THE GENERATION OF KINETIC ALFVEN WAVES IN DUST PLASMA, by Yukhymuk A. K., Fedun V. M., Voitsekhoyska A. D., Cheremnykh O. K. — A nonlinear mechanism of kinetic Alfvén waves (KAW) generation on dust plasma with small plasma parameter β is proposed. A nonlinear dispersion equation describing three-wave interaction is obtained on the basis of three-

fluid magnetohydrodynamics. In the dynamics of dusty Alfvén waves, the kinetic effects (finite Larmor radius of dust grains) are taken into account. The instability growth rates and the time of instability development, which depend on dusty plasma parameters, are found. Our theoretical investigation show that the Alfvén mode in the dusty plasma can be an effective source of the dusty kinetic Alfvén waves. This nonlinear process can take place in the Earth’s magnetosphere and ionosphere, in interstellar clouds, in tails of comets, in giant planetary rings and in other space objects.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время пылевая плазма является объектом интенсивных исследований вследствие множества приложений как в лабораторных экспериментах, так и в космосе. О большом интересе к пылевой плазме говорит и обширный список литературных источников, включающий несколько обзоров [6, 7] и монографий [4, 11]. Практически любая плазма (в том числе и космическая) содержит некоторое число пылинок. Пылевые гранулы могут представлять собой лед, графиты, силикаты и т. д. Все они могут за счет столкновений с электронами и ионами приобретать некоторый электрический заряд. Кроме этого, возможна зарядка частиц и за счет эффектов вторичной электронной эмиссии, фотоэффекта и т. д. Типичными объектами, которые содержат большое количество пыли в Солнечной системе, являются межпланетное пространство, кольца планет-гигантов, хвосты комет, магнитосфера и ионосфера Земли. Типичные параметры пылевой плазмы в этих областях приведены в таблице [11].

Один из основных источников пыли в атмосфере Земли, это искусственное загрязнение (аэрозоли). Наличие пылевых гранул в кольцах планет гигантов было установлено во время миссий спутников «Вояджер-1», «Вояджер-2».

Распространению и генерации различных типов волн в пылевой плазме посвящено большое количество работ. В работах [4, 11] рассмотрена дисперсия и затухание как пылевых модифицированных кинетических альвеновских волн, так и пылевых кинетических альвеновских волн в космической и лабораторной плазме, состоящей из электронов, ионов и отрицательно заряженных пылевых частиц. Найдено дисперсионное уравнение для кинетических альвеновских волн в области частот ниже пылевой циклотронной частоты с учетом плотности и температуры всех трех компонентов плазмы. Также получены декременты затухания. Возбуждению нелинейных пылевых КАВ в столкновительной пылевой ионной плазме с малым (но ограниченным) плазменным параметром β посвящена работа [7]. Аналитически и численно показано, что полуширина и амплитуда нелинейных волн (солитонов) зависит от скорости их распространения. Возбуждение и затухание кинетических альвеновских волн пучком заряженных пылевых частиц, который движется вдоль внешнего магнитного поля, исследовано в работе [9]. Ниже будет рассмотрено нелинейное

Параметры пылевой плазмы

Характеристики	$n_e, \text{ см}^{-3}$	$T_e, \text{ К}$	$n_d, \text{ см}^{-3}$
Межпланетное пространство	≈ 5	$\approx 10^5$	$\approx 10^{-12}$
Кольца планет гигантов	0.1—100	10^5 — 10^6	10^{-7} — 10
Хвосты комет	10^3 — 10^4	≤ 0.1 эВ	10^{-10} — 10^{-3}
Ионосфера Земли	$\approx 10^3$	≈ 150	≈ 10 — 10^3

параметрическое взаимодействие альвеновской МГД-волны накачки (ω_0, \mathbf{k}_0) с кинетическими альвеновскими волнами ($\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2$) в пылевой плазме. Связь между ω_0 и \mathbf{k}_0 определяется линейным законом дисперсии:

$$\omega_0^2 = k_{0z}^2 V_{Ad}^2$$

где $V_{Ad} = B_0 / \sqrt{4\pi n_d m_d}$ — пылевая альвеновская скорость, n_d и m_d — плотность и масса пылевых частиц [12, 13]. Система координат выбрана таким образом, что бы внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 было направлено вдоль оси z , а все волновые вектора находились в плоскости xz $\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z)$. Предполагается также, что выполняются условия синхронизма волн:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2.$$

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрение нелинейного трехволнового взаимодействия в пылевой плазме проведено на основании магнитной гидродинамики. В данном случае основная система уравнений описывает электроны, ионы и заряженные пылевые частицы как проводящие жидкости, связанные друг с другом электромагнитными полями. Плотности частиц, их скорости, электрическое и магнитное поля представим в виде сумм:

$$\begin{aligned} n_\alpha &= n_0 + \tilde{n}_0 + \tilde{n}_1 + \tilde{n}_2, \\ \mathbf{V} &= \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1 + \mathbf{V}_2, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2, \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}_0 + \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 = \mathbf{B}_0 + \tilde{\mathbf{B}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_0 — среднее значение плотности, \tilde{n}_0 — возмущение плотности в поле альвеновской МГД-волны, индекс «0» обозначает величины, связанные с волной накачки, а индексы «1» и «2» — величины, связанные с КАВ-продуктами распада. Индекс $\alpha = i, e, d$ соответствует ионному, электронному и пылевому (отрицательно заряженному) компонентам плазмы соответственно.

С учетом (1) основная система уравнений будет иметь вид

$$\frac{\partial \mathbf{V}_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{m_\alpha} (Z_\alpha e_\alpha \mathbf{E} + \mathbf{F}_\alpha) + (\mathbf{V}_\alpha \times \omega_{B\alpha}) - \frac{T_\alpha}{m_\alpha n_\alpha} \nabla n_\alpha, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = -\nabla(n_\alpha \mathbf{V}_\alpha), \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (4)$$

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

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho, \quad (6)$$

где $\mathbf{j} = e(n_i \mathbf{V}_i - n_e \mathbf{V}_e - Z_d n_d \mathbf{V}_d)$, $\rho = e(n_i - n_e - Z_d n_d)$, $\mathbf{F}_\alpha = \frac{Z_\alpha e_\alpha}{c} (\mathbf{V}_\alpha \times \tilde{\mathbf{B}}) - m_\alpha (\mathbf{V}_\alpha \nabla) \mathbf{V}_\alpha$ — ponderomotorная сила, $\omega_{B\alpha} = e Z_\alpha B_0 / m_\alpha c$ — циклотронная частота заряженных частиц (для электронов и ионов $Z_\alpha = 1$). Поскольку рассматривается область частот $\omega \ll \omega_{Bd}, \omega_{Be}, \omega_{Bi}$, то влиянием тока смещения можно пренебречь.

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ПЫЛЕВОЙ КАВ

Ранее в работах [1, 3] было получено дисперсионное уравнение для КАВ в электрон-ионной плазме. Очевидно, что в случае трехкомпонентной плазмы это уравнение будет несколько модифицировано, поскольку плазменное приближение в этом случае имеет вид:

$$\tilde{n}_i = \tilde{n}_e + Z_d \tilde{n}_d, \quad (7)$$

где \tilde{n}_e , \tilde{n}_i , \tilde{n}_d — возмущенные плотности ионов, электронов и пылевых частиц. Условие (7) может быть использовано, так как рассматриваются волновые моды на частотах меньше ионной циклотронной частоты. Используя уравнения движения (2) и непрерывности (3), находим

$$\tilde{n}_e = \frac{en_{0e}}{k_z T_e} \left(k_z \varphi - \frac{\omega A_z}{c} + i \frac{F_z}{ek_z} \right), \quad (8)$$

$$\tilde{n}_i = -\frac{en_{0i}}{k_z T_i} \left(k_z \varphi - \frac{\omega A_z}{c} \right), \quad (9)$$

$$\tilde{n}_d = -\frac{Z_d en_{0d}}{m_d \omega^2} \left[\left(k_z^2 - \frac{\omega^2 k_x^2}{\omega^2 - \omega_{Bd}^2} \right) \varphi - \frac{k_z \omega}{c} A_z \right], \quad (10)$$

где φ и A_z — скалярный потенциал и z -компонент векторного потенциала КАВ. При получении выражений (8)–(10) учитывается, что уравнения движения для электронов и ионов использовано в безынерционном приближении, а для пылевых частиц — с учетом инерционного члена.

Для нахождения связи между потенциалами φ и A_z воспользуемся уравнениями Максвелла (4), (5), откуда, исключая магнитное поле \mathbf{B} , получим уравнения для электрического поля \mathbf{E} :

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}, \quad (11)$$

из которого следует

$$\nabla_{\perp} \left(\nabla_{\perp} \mathbf{E}_{\perp} + \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial z} \right) - \Delta \mathbf{E}_{\perp} = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}_{\perp}. \quad (12)$$

В случае плазмы с малым плазменным параметром β перпендикулярная составная (относительно внешнего магнитного поля \mathbf{B}_0) тока будет определяться ионами и пылевыми частицами плазмы:

$$\mathbf{j}_{\perp} = e(n_i \mathbf{V}_{i\perp} - Z_n \mathbf{V}_{d\perp}). \quad (13)$$

В случае плазмы с $\beta \ll 1$ для низкочастотных ($\omega \ll \omega_{Bi}, \omega_{Bd}$) возмущений можно воспользоваться двухпотенциальным приближением [2] или представить электрическое поле волны в виде

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} \mathbf{e}_z. \quad (14)$$

Используя (14), выражение (12) запишем в виде

$$\nabla_{\perp} \left(-\Delta_{\perp} \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 A_z}{\partial z \partial t} \right) + \Delta \nabla_{\perp} \varphi = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}_{\perp}. \quad (15)$$

Из уравнений движения для ионов и пылевых частиц находим компоненты скоростей:

$$\begin{aligned} V_{ix} &= -\frac{ek_x}{m_i} \frac{\omega}{\omega_{Bi}^2} \varphi, & V_{iy} &= i \frac{ek_x}{m_i} \frac{\varphi}{\omega_{Bi}}, \\ V_{dx} &= -\frac{eZ_d k_x \omega}{m_d(\omega^2 - \omega_{Bd}^2)} \varphi, & V_{dy} &= -i \frac{eZ_d k_x \omega_{Bd}}{m_d(\omega^2 - \omega_{Bd}^2)} \varphi. \end{aligned} \quad (16)$$

Подставляя (13) и (16) в уравнение (15), находим связи между потенциалами φ и A_z :

$$A_z = \frac{\omega}{k_z c} \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{Bi}^2} - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2 - \omega_{Bd}^2} \right) \varphi, \quad (17)$$

где $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi n_{0i} e^2 / m_i}$ — ионная плазменная частота, $\omega_{pd} = \sqrt{4\pi n_{0d} Z_d^2 e^2 / m_i}$ — плазменная частота пылевых частиц. Подставляя выражения (8)–(10) в (7) и используя связь между потенциалами φ и A_z (17), находим нелинейное дисперсионное уравнение:

$$[(\omega^2 - k_z^2 C_d^2)(\omega^2 - k_z^2 V_{Ad}^2) - k_z^2 V_{Ad}^2 \mu_d \omega^2] \varphi = k_z^2 V_{Ad}^2 \omega^2 Q_{NL}, \quad (18)$$

где

$$Q_{NL} = -i \frac{m_d n_{0e} C_d^2 F_z}{e n_{0d} Z_d^2 k_z T_e}, \quad C_d = \left[\frac{Z_d^2 T_e T_i n_{0d}}{(n_{0e} T_i + n_{0i} T_e) m_d} \right]^{1/2},$$

— звуковая скорость пылевых частиц, $\mu_d = k_{\perp}^2 \rho_d^2$, $\rho_d = C_d / \omega_{Bd}$ — ларморовский радиус пылевых частиц.

При отсутствии волны накачки и пренебрежимо малых тепловых эффектах из (18) следует, что в плазме будут распространяться две волны: ионно-звуковая с законом дисперсии

$$\omega^2 = k_z^2 C_d^2,$$

и альвеновская с законом дисперсии

$$\omega^2 = k_z^2 V_{Ad}^2.$$

При $Q_{NL} = 0$ и $\mu_d \neq 0$ из (18) получаем

$$\omega^2 = k_z^2 V_{Ad}^2 (1 + \mu_d), \quad (19)$$

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 C_d^2}{1 + \mu_d}. \quad (20)$$

Выражение (19) описывает закон дисперсии для КАВ, а (20) — для ионно-звуковых волн в пылевой плазме.

Учитывая, что $V_{Ad} \gg C_d$, уравнение (18) можно записать в виде

$$\varepsilon_A(\omega, k) \varphi = P_{NL}, \quad (21)$$

где

$$\varepsilon_A(\omega, k) = \omega^2 - k_z^2 V_{Ad}^2 (1 + \mu_d),$$

$$P_{NL} = k_z^2 V_{Ad}^2 Q_{NL}.$$

Из уравнения движения (2) и уравнения Максвелла (7) находим скорости электронов и магнитное поле волны накачки и КАВ:

$$V_{0x} = i \frac{e \omega_0}{m_e \omega_{Be}^2} E_{0x}, \quad b_{0y} = \frac{c k_{0z}}{\omega_0} E_{0x}, \quad (22)$$

$$V_{1x} = \mu_{1e} \frac{\omega_1}{k_{1x}} \Phi_1, \quad V_{1z} = -\mu_{1d} V_{1r} \Phi_1, \quad b_{1y} = -i k_{1x} \frac{T_e}{e} \frac{c \omega_1}{k_{1z} V_{Ad}^2} \Phi_1.$$

Здесь $\Phi_1 = e \varphi_1 / T$, $\mu_{1e} = k_{\perp}^2 \rho_e^2$, $\rho_e = V_{Te} / \omega_{Be}$ — ларморовский радиус электронов.

Из (21) и (22) находим дисперсионное уравнение для КАВ:

$$\varepsilon_1 \varphi_1 = \eta_1 (E_{0x} \varphi_2^*), \quad (23)$$

где коэффициент связи определяется выражением

$$\eta_1 = i \frac{em_d n_{0e} C_d^2 V_{Ad}^2 \omega_2 k_{0z} k_{1z}}{n_{0d} Z_d^2 T_e^2 \omega_0 k_{2x}} \mu_e.$$

Дисперсионное уравнение для другой КАВ будет иметь такой же вид, как и (23), где индекс «1» нужно заменить на «2»:

$$\varepsilon_2 \varphi_2 = \eta_2 (E_{0x} \varphi_1^*), \quad (24)$$

где

$$\eta_2 = i \frac{em_d n_{0e} C_d^2 V_{Ad}^2 \omega_1 k_{0z} k_{2z}}{n_{0d} Z_d^2 T_e^2 \omega_0 k_{1x}} \mu_e.$$

НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ, ОПИСЫВАЮЩЕЕ ТРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Из комбинации уравнений (23), (24) находим нелинейное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие:

$$\varepsilon_1 \varepsilon_2 = \eta_1 \eta_2^* |E_{0x}|^2 \quad (25)$$

Полагая в (25) $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma$ и $\omega_2 = \omega_{2r} + i\gamma$ ($|\gamma| \ll \omega_{1r}, \omega_{2r}$) и раскладывая ε_1 и ε_2 в ряд Тейлора по малому параметру γ , находим

$$\gamma^2 = \frac{\eta_1 \eta_2^* |E_{0x}|^2}{\left. \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1} \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \omega_2} \right|_{\substack{\omega_1 = \omega_{1r} \\ \omega_2 = \omega_{2r}}}}. \quad (26)$$

Значения ω_{1r} и ω_{2r} находим из уравнений

$$\omega_1(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0, \quad \omega_2(\omega_{2r}, \mathbf{k}_2) = 0.$$

Подставляя в (26) выражения $\partial \varepsilon_1 / \partial \omega_1 = 2\omega_1$, $\partial \varepsilon_2 / \partial \omega_2 = 2\omega_2$ и коэффициенты связи μ_1 и μ_2^* , получим инкремент развития неустойчивости:

$$\gamma = \frac{W}{2} \frac{(\pi n_{0i} T_i)^{1/2} em_d n_{0e} C_d^2 V_{Ad}^2 k_{0z}}{n_{0d} Z_d^2 T_e^2 \omega_0} \left(\frac{k_{1z} k_{2z}}{k_{1x} k_{2x}} \right)^{1/2} \mu_e, \quad (27)$$

где $W = |E_{0x}| / \sqrt{4\pi n_0 T_i}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено нелинейное параметрическое взаимодействие альвеновской МГД-волны накачки с кинетическими альвеновскими волнами в пылевой плазме с малым плазменным параметром β . Для описания нелинейного взаимодействия использована трехжидкостная магнитная гидродинамика. Связь между волнами определяется пондеромоторными силами. Из (27) следует, что инкремент развития неустойчивости зависит от параметров заряженных пылинок плазмы. Полагая в (27) $\omega_0 \approx k_{0z} V_{Ad}$, $\omega_1 \approx k_{1z} V_{Ad}$, $k_{2z} V_{Ad} \approx 0.1 \omega_{Bd}$, $k_{1x} \rho_d$, $k_{2x} \rho_d \approx 0.1$ выражение для инкремента γ можно получить в виде

$$\gamma = \frac{W}{2} \frac{(\pi n_{0i} T_i)^{1/2} em_d n_{0e} C_d^3}{n_{0d} Z_d^2 T_e^2} \mu_e.$$

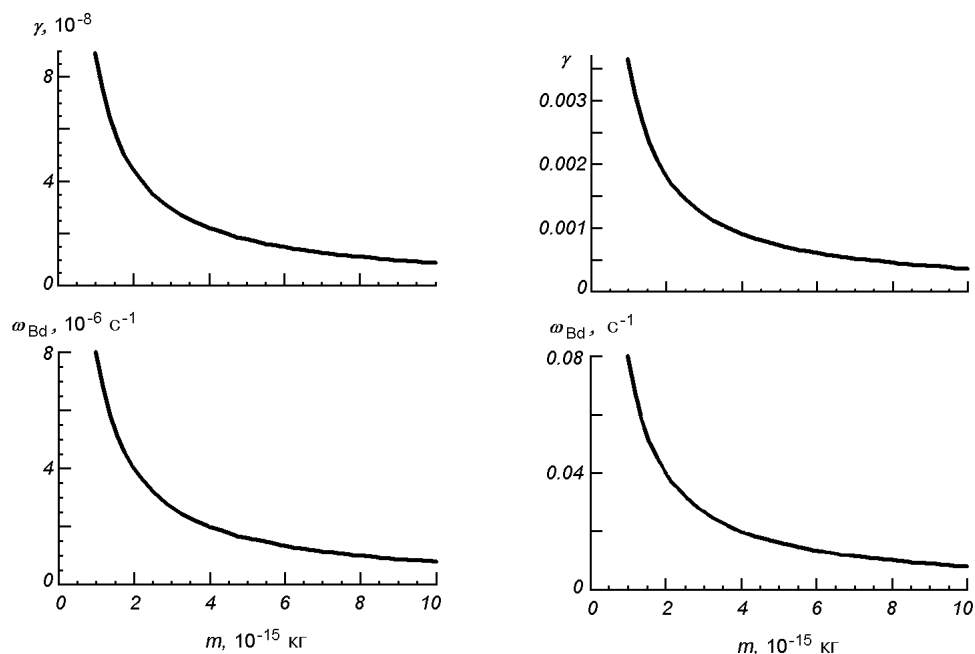


Рис. 1. Зависимость инкремента и циклотронной пылевой частоты от массы пылевых частиц для условий F-кольца Сатурна

Рис. 2. То же для лабораторной плазмы

В качестве приложения теоретических результатов рассмотрим F-кольца Сатурна и лабораторную плазму. Типичные параметры F-кольца Сатурна: $Z_d \sim 10^4$, $n_{0d} \sim 1 \text{ см}^{-3}$, $n_{0i} \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim T_i \sim 1 \text{ эВ}$, $B_0 \sim 5 \text{ мкТл}$, $m_d = 10^{-12} \text{—} 10^{-6} \text{ г}$. Зависимость инкремента γ и пылевой циклотронной частоты ω_{Bd} от массы пылевых частиц представлена на рис. 1. Видно, что максимальное значение инкремента $\gamma \sim 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ достигается при массе пылевых частиц $m_d \sim 10^{-12} \text{ г}$. Циклотронная частота при таких же параметрах пылевых частиц $\omega_{Bd} \sim 10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

Для параметров, близких к лабораторной плазме [5] ($Z_d \sim 100$, $n_{0d} \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim T_i \sim 15 \text{ кэВ}$, $B_0 \sim 5 \text{ Тл}$, $m_d \sim 10^{-12} \text{—} 10^{-6} \text{ г}$) максимальный инкремент развития неустойчивости $\gamma \sim 0.001 \text{ с}^{-1}$, а циклотронная частота $\omega_{Bd} \sim 0.01 \text{ с}^{-1}$. Зависимость инкремента и пылевой циклотронной частоты от массы пылевых частиц представлена на рис. 2.

Для оценки декремента затухания пылевой КАВ использовалось выражение (12) из работы [9]:

$$\gamma_L \approx - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(\frac{ck_{\perp}}{\omega_{pi}} \right)^2 k_{\parallel} V_{Ti} \left[1 + \frac{T_i}{\delta T_e} \right]^{-2} \left[1 + \frac{m_e}{m_i} \frac{1}{\delta} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2} \right],$$

где $\delta = n_{0i}/n_{0e} \gg 1$. Используя те же параметры плазмы, мы получили декременты, которые удовлетворяют условию $\gamma_L \ll \gamma$. Следовательно, затухание Ландау пренебрежимо мало, и рассмотренная неустойчивость является практически беспороговой.

1. Войцеховская А. Д., Федун В. М., Черемных О. К., Юхимук А. К. Трансформация магнитозвуковых волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—

- 2003.—19, N 4.—С. 328—333.
2. *Кадомыц Б. Б.* Турбулентность плазмы // Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат.— 1964.—С. 188—389.
 3. *Юхимук А. К., Федун В. М., Войцеховская А. Д., Черемных О. К.* Трансформация альвеновских МГД-волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.— 2002.—18, N 5.—С. 441—449.
 4. *Bliokh P. V., Sinitsin V. G., Yaroshenko V. V.* Dusty and self-gravitational plasmas in space. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ, 1995.—P. 250.
 5. *Das A. C., Misra A. K., Goswami K. S.* Kinetic Alfvén wave in three-component dusty plasmas // Phys. Rev. E.—1996.—53, N 4.—P. 4051—4055.
 6. *Goertz C. K.* Dusty plasmas in the solar system // Rev. Geophysics.—1989.—27, N 5.—P. 271—292.
 7. *Mendis D. A., Rosenberg M.* Cosmic Dusty Plasmas // Annu. Rev. Astron. and Astrophys.— 1994.—32.—P. 419—463.
 8. *Mirza A., Arshad M., Mahmood M., Murtaza G.* Exact nonlinear dust kinetic Alfvén wave in a dust-ion plasma // New J. Phys.—2003.—5, N 1.—P. 2—11.
 9. *Salimullah M., Islam M., Banerjee A. K., Nambu M.* Kinetic Alfvén wave instability in a dusty plasmas // Phys. Plasmas.—2001.—8, N 7.—P. 3510—3512.
 10. *Salimullah M., Rosenberg M.* On kinetic Alfvén waves in a dusty plasma // Phys. Lett. A.—1999.—254, N 4.—P. 347—350.
 11. *Shukla P. K., Mamun A. A.* Introduction to dusty plasma physics. — Bristol: Publ. Inst. Phys., 2002.—270 p.
 12. *Smith B. A., Soderblom L., Batson R., et al.* A new look at the Saturn system — Voyager 1 images // Science.—1982.—215, N 1.—P. 504—537.
 13. *Smith B. A., Soderblom L., Beebe R., et al.* Encounter with Saturn — Voyager 1 imaging results // Science.—1981.—212, N 4.—P. 163—191.

Поступила в редакцию 06.07.04