ISSN 0233-7665. Кинематика и физика небес. тел. 1999. Т. 15. № 2

УДК 550.388.2

Генерация кинетических альвеновских волн с помощью нижнегибридной волны накачки

В. Н. Федун[1], О. Г. Фалько[1], А. К. Юхимук[2], В. А. Юхимук[3]

[1]Киевский университет им. Тараса Шевченко
252127, Киев, ул. Глушкова 6
[2]Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
252650, Киев ГСП 22, Голосиив
[3]Лос-Аламосская Национальная лаборатория
Лос-Аламос, США

Предложен новый нелинейный механизм генерации кинетических альвеновских волн (КАВ) в однородной замагниченной плазме. В качестве механизма генерации рассмотрена параметрическая неустойчивость, где волной накачки является нижнегибридная волна. На основании двухжидкостной магнитной гидродинамики получено нелинейное дисперсионное уравнение для КАВ и нижнегибридных волн (НГВ). Из комбинации этих двух уравнений получено нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие. Показано, что учет кинетических эффектов в альвеновских волнах (конечности ларморовского радиуса ионов) существенно влияет на параметрическое взаимодействие волн. Полученные нами результаты используются для анализа эксперементальных данных в космическоой плазме.

ГЕНЕРАЦІЯ КІНЕТИЧНИХ АЛЬВЕНІВСЬКИХ ХВИЛЬ ЗА ДОПОМОГОЮ НИЖНЬОГІБРИДНИХ ХВИЛЬ НАКАЧКИ, Федун В. Н., Фалько О. Г., Юхимук А. К., Юхимук В. А. — Запропоновано новий нелінійний механізм генерації кінетичних альвенівських хвиль у однорідній замагніченій плазмі. Як механізм генерації розглянута параметрична нестійкість, де хвилею накачки є нижньогібридна хвиля. На основі дворідинної магнітної гідродинаміки отримано нелінійне дисперсійне рівняння для кінетичних альвенівських хвиль та нижньогібридних хвиль. З комбінації цих двох рівнянь отримано нелінійне дисперсійне рівняння, яке описує трихвильову взаємодію. Показано, що врахування кінетичних ефектів у альвенівських хвилях (скінченності ларморівського радіуса іонів) суттєво впливає на параметричну взаємодію хвиль. Отримані результати використовуються для аналізу експериментальних даних у космічній плазмі.

GENERATION OF KINETIC ALFVEN WAVES BY A PUMPING LOWER HYBRID WAVE, by Fedun W. N., Fal'ko O. G., Yukhimuk A. K., and Yukhimuk V. A. — A new nonlinear mechanism of the generation of kinetic Alfven waves and lower hybrid waves in magnetized plasmas is investigated. As the generation mechanism, the parametric instability where the lower hybrid wave is the pumping wave is considered. Two-fluid magnetohydrodynamics is used to describe nonlinear parametric interaction of the waves. A nonlinear dispersion equation for the coupling of lower hybrid and kinetic Alfven waves is derived. We determined also the instability growth rate γ. The kinetic effects

© В. Н. ФЕДУН, О. Г. ФАЛЬКО, А. К. ЮХИМУК, В. А. ЮХИМУК, 1999

in the Alfven waves (a finite Larmour radius of ions) are shown to be essential in the parametric interaction of waves. Our results have been used for analyzing experimental data for cosmic plasmas.

ВВЕДЕНИЕ

Нижнегибридные волны (НГВ) — это один из наиболее распространенных типов волн, которые наблюдаются во время спутниковых экспериментов в космической плазме. Они неоднократно предлагались как один из возможных механизмов нагрева и ускорения электронов и ионов не только в магнитосфере и ионосфере, но и в различных лабораторных экспериментах. Возникновение НГВ может быть связано как с потоком заряженых частиц, так и с нелинейным параметрическим взаимодействием волн. Первый вариант возбуждения НГВ довольно широко используется и в лабораторных условиях, и во время активных экспериментов в ионосфере Земли. Нелинейным взаимодействием может быть распад одной волны на две или более волн, либо слияние волн, что и приводит к возможному возникновению НГВ в околоземной плазме. В магнитосферной плазме волны с частотами, близкими к НГВ, наблюдались в различных областях: в дальнем магнитосферном хвосте [6], на магнитопаузе [5], на авроральных полевых линиях в высоких широтах [7, 16], а также были зафиксированы низкоорбитальными спутниками [3, 12]. Одновременно с нижнегибридными волнами часто наблюдаются и низкочастотные альвеновские волны. Поэтому возможно, что альвеновские волны возникают в результате нелинейного параметрического взаимодействия волн. В последнее время нелинейному параметрическому взаимодействию волн уделяется большое внимание [12, 15, 17, 18].

В данной работе мы рассматриваем распад нижнегибридной волны накачки на кинетическую альвеновскую волну и вторую нижнегибридную волну:

$$\text{НГВ} \longrightarrow \text{КАВ} + \text{НГВ}.$$

Предположим, что в однородной замагниченой плазме ($\mathbf{B}_0 = B_0\mathbf{e}_z$) распространяется нижнегибридная волна накачки:

$$\mathbf{E}_0 = (E_{0x}\mathbf{e}_x + E_{0y}\mathbf{e}_y)e^{i\Psi_0} + \text{k. c.}, \tag{1}$$

где

$$\Psi_0 = -\omega_0 t + k_{0x}x + k_{0z}z, \qquad \omega_0^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pe}^2/\omega_{Be}^2}\left(1 + \frac{m_i}{m_e}\frac{k_{0z}^2}{k_{0x}^2}\right),$$

которая распадается на кинетическую альвеновскую и нижнегибридную волну. При этом также должны выполняться условия синхронизма для взаимодействующих волн:

$$\omega_0 = \omega + \omega_1, \ \mathbf{k}_0 = \mathbf{k} + \mathbf{k}_1\ , \tag{2}$$

где ω_0, $\mathbf{k}_0$ — частота и волновой вектор НГВ накачки, ω, $\mathbf{k}$ — частота и волновой вектор кинетической альвеновской волны, ω_1, $\mathbf{k}_1$ — частота и волновой вектор НГВ. Выберем систему координат таким образом, чтобы все волновые вектора были расположены в плоскости XZ.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания нелинейного трехволнового взаимодействия воспользуемся уравнениями двухжидкостной магнитогидродинамики:

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

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

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

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

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho, \tag{7}$$

где

$$\mathbf{j} = e(n_\mathrm{i}\mathbf{v}_\mathrm{i} - n_\mathrm{e}\mathbf{v}_\mathrm{e}), \qquad \rho = e(n_\mathrm{i} - n_\mathrm{e}), \qquad \mathbf{F}_\alpha = \frac{e_\alpha}{c}(\mathbf{v}_\alpha \times B) - m_\alpha(\mathbf{v}_\alpha\nabla)\mathbf{v}_\alpha .$$

Здесь индекс $\alpha = i, e$ соответствует ионному и электронному компонентам плазмы.

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

$$n_\mathrm{e} = n_0 + \tilde{n}_0 + n + n_1$$

$$\mathbf{v}_\mathrm{e} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v} + \mathbf{v}_1 , \tag{8}$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E} + \mathbf{E}_1 , \qquad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 ,$$

где n_0 — среднее равновесное значение плотности плазмы, $\tilde{n}_0$ — возмущение плотности электронов, обусловленное волной накачки, индекс «0» в выражениях для $\mathbf{v}_\mathrm{e}$ и $\mathbf{E}$ обозначает величины, связанные с волной накачки, а без индекса и с индексом «1» — величины, связанные с КАВ и НГВ соответственно.

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН

Чтобы получить дисперсионное уравнение для КАВ, можно воспользоваться плазменным приближением:

$$n'_\mathrm{i} = n'_\mathrm{e} , \tag{9}$$

где n'_i и n'_e — возмущение плотности ионов и электронов. Выражения для n'_i и n'_e можно получить, используя уравнения движения (3) и непрерывности (4), в которых компоненты пондеромоторной силы $F_{\mathrm{x,\,y,\,z}}$ будут определяться взаимодействием НГВ накачки, а НГВ является продуктом распада:

$$\frac{n'_\mathrm{e}}{n_0} = \left(1 - \frac{v_\mathrm{f}^2}{v_\mathrm{Te}^2}\right)^{-1}\frac{e}{T_\mathrm{e}} \times \left[\varphi - A + \frac{k_\mathrm{x}\omega}{ek_\mathrm{z}^2\omega_\mathrm{Be}}\left(i\frac{\omega}{\omega_\mathrm{Be}}F_\mathrm{x} + F_\mathrm{y}\right) + \frac{F_\mathrm{z}}{iek_\mathrm{z}}\right], \tag{10}$$

$$\frac{n'_\mathrm{i}}{n_0} = -\frac{e}{T_\mathrm{e}}\frac{\mu_\mathrm{i}}{1+\mu_\mathrm{i}}\left(\varphi + \frac{\omega_\mathrm{Be}^2 k_\mathrm{z}^2}{\omega^2 k_\mathrm{x}^2}A\right), \tag{11}$$

где

$$A = \frac{\omega}{k_\mathrm{z}c}A_\mathrm{z} , \qquad \mu_\mathrm{i} = k_\mathrm{x}^2\rho_\mathrm{i}^2 , \qquad v_\mathrm{f} = \frac{\omega}{k_\mathrm{z}} ,$$

$\rho_\mathrm{i} = V_\mathrm{Ti}/\omega_\mathrm{Bi}$ — ионный ларморовский радиус, φ — скалярный потенциал, A_z — z-составляющая векторного потенциала электромагнитного поля волны, v_f — фазовая скорость волны.

Выражение для возмущения плотности электронов можно также получить, если воспользоваться z-й составляющей закона Ампера:

$$-\Delta A_\mathrm{z} = -\frac{4\pi e}{c}(n_\mathrm{i}v_\mathrm{i} - n_\mathrm{e}v_\mathrm{e})_\mathrm{z} \tag{12}$$

и z-й составляющей уравнения движения для электронов.

Учитывая, что электрический ток вдоль направления внешнего магнит-

ного поля определяется в основном электронами, получим

$$\frac{n'_e}{n_0} = \frac{e}{T_e}\left[\varphi - A(1+\chi_e) + \frac{F_z}{iek_z}\right], \tag{13}$$

где $\chi_e = k_x^2\delta_e^2$, $\delta_e = c/\omega_{pe}$ — электронная инерционная длина.

Приравнивая выражения (10) и (13), получим

$$A = \left[1 + \left(1 - \frac{v_f^2}{v_{Te}^2}\right)\frac{t\mu_i}{1+\mu_i}\right] + Q_{NL}, \tag{14}$$

где

$$Q_{NL} = \frac{k_x\omega}{ek_z^2\omega_{Be}}\left(i\frac{\omega}{\omega_{Be}}F_x + F_y\right) + \frac{F_z}{iek_z},$$

$$\mathbf{F}_j = -\frac{e}{c}[\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}]_j - m_e(\mathbf{v}_e\nabla)\mathbf{v}_j, \qquad j = x, y, z, \qquad t = T_e/T_i.$$

Здесь пондеромоторная сила F_j определяется взаимодействием волны накачки и НГВ. Подставляя (11) и (13) в (9), находим

$$A = \frac{1 + (1+t)\mu_i}{(1+\chi_e)(1+\mu_i)}\varphi + \frac{F_z}{iek_z(1+\chi_e)}. \tag{15}$$

Приравнивая выражения (14) и (15), получим

$$\varepsilon_A\varphi = P_{NL}, \tag{16}$$

где

$$\varepsilon_A = \omega^2 - k_z^2 v_A^2\frac{1 + (1+t)\mu_i}{(1+\chi_e)},$$

$$P_{NL} = \frac{k_z^2 v_A^2(1+\mu_i)}{\chi_e} \times \left[\frac{k_x\omega}{ek_z^2\omega_{Be}}\left(i\frac{\omega}{\omega_{Be}}F_x + F_y\right) + \frac{\chi_e F_z}{iek_z(1+\chi_e)}\right]. \tag{17}$$

Для того чтобы найти $F_{x,\,y,\,z}$, необходимо также знать компоненты скорости электронов в поле НГВ накачки и НГВ — продукта распада. Компоненты скорости для электронов в поле НГВ — продукта распада можно найти из уравнения движения для электронов (3):

$$v_{1x} = -\frac{e\omega_1 k_{1x}}{m_e(\omega_1^2 - \omega_{Be}^2)}\varphi_1, \qquad v_{1y} = -i\frac{e\omega_{Be}k_{1x}}{m_e(\omega_1^2 - \omega_{Be}^2)}\varphi_1, \qquad v_{1z} = -\frac{ek_{1z}}{m_e\omega_1}\varphi_1. \tag{18}$$

Соответственно выражения для компонентов скорости НГВ накачки будут определяться вырыжением (18) с заменой индекса «1» на «0».

Используя выражения (18), находим компоненты пондеромоторной силы для КАВ:

$$F_y = -\frac{e^2 k_{0z}k_{1z}}{m_e\omega_{Be}}\left(\frac{k_{1x}}{\omega_0} + \frac{k_{0x}}{\omega_1}\right)\varphi_0\varphi_1^*, \tag{19}$$

$$F_z = -\frac{ie^2 k_z}{m_e\omega_1\omega_0}k_{1z}k_{0z}\varphi_0\varphi_1^*. \tag{20}$$

Членом, пропорциональным F_x, можно пренебречь, поскольку $(\omega/\omega_{Be})F_x \ll F_y$.

Используя выражения (16), (17), (19), (20), находим дисперсионное уравнение для альвеновской волны:

$$\varepsilon_A\varphi = \mu_A\varphi_0\varphi_1^*, \tag{21}$$

где коэффициент связи μ_A равен

$$\mu_A = -\frac{k_z^2 k_{1z} k_{0z}}{\omega_0 \omega_1} \frac{e}{m_e} v_A^2 \frac{1+\mu_i}{1+\chi_e}. \tag{22}$$

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ НИЖНЕГИБРИДНЫХ ВОЛН

Для получения закона дисперсии для НГВ можно воспользоваться уравнением Пуассона:

$$\Delta\varphi_1 = -4\pi e(n'_i - n'_e). \tag{23}$$

Выражения для n'_i и n'_e получим из уравнения движения (3) и непрерывности (4):

$$n'_i = \frac{en_0}{m_i}\left(\frac{k_{1x}^2}{\omega_1^2 - \omega_{Bi}^2} + \frac{k_{1z}^2}{\omega_1^2}\right)\varphi_1, \tag{24}$$

$$n'_e = -\frac{en_0}{m_e}\left(\frac{k_{1x}^2}{\omega_1^2 - \omega_{Be}^2} + \frac{k_{1z}^2}{\omega_1^2}\right)\varphi_1 - \frac{n_0}{m_e}\frac{k_{1x}^2\omega_{Be}}{\omega_1(\omega_1^2 - \omega_{Be}^2)} \times$$
$$\times \left[i\frac{\omega_1}{\omega_{Be}}F_{1x} + F_{1y} + i\frac{k_{1z}}{k_{1x}}\frac{(\omega_1^2 - \omega_{Be}^2)}{\omega_1\omega_{Be}}F_{1z}\right]. \tag{25}$$

Здесь компоненты пондеромоторной силы определяются взаимодействием НГВ накачки и КАВ. Компоненты скорости для НГВ определяются выражением (18). Компоненты скорости для электронов в поле КАВ находим из уравнения движения (3) и уравнения непрерывности (4):

$$v_x = \frac{ek_x}{m_e\omega_{Be}}\frac{\omega}{\omega_{Be}}\varphi, \qquad v_{1y} = \frac{iek_x}{m_e\omega_{Be}}\varphi, \qquad v_{1z} = -\frac{e}{T_e}\mu_i v_A \varphi. \tag{26}$$

Используя выражения (18) и (26), получим

$$F_{1y} = -\frac{e^2 k_{0z}^2 k_x}{m_e\omega_0\omega_{Be}}, \qquad F_{1z} = \frac{ie^2}{m_e}\mu_i\frac{v_A}{v_{Te}^2}\frac{k_{0z}k_{1z}}{\omega_0}. \tag{27}$$

Как и для КАВ, членом, пропорциональным F_{1x}, можно пренебречь. Итак, используя (26)—(27), находим дисперсионное уравнение для НГВ:

$$\varepsilon_1\varphi_1 = \mu_1\varphi_0\varphi^*, \tag{28}$$

где

$$\varepsilon_1 = \omega_1^2 - \frac{\omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pe}^2/\omega_{Be}^2}\left(1 + \frac{m_i}{m_e}\frac{k_{1z}^2}{k_{1x}^2}\right),$$

а коэфициент связи μ_1 определяется выражением

$$\mu_1 = \frac{\omega_{pe}^2 e k_{1x} k_{0z}\omega_{Be}^2\omega_1}{m_e\omega_0 k_1^2(\omega_{Be}^2 + \omega_{pe}^2)}\left[\frac{k_{0z}k_x}{\omega_{Be}^2} + \frac{k_{1z}^2}{k_x}\frac{\mu_i}{\omega_1}\frac{v_A}{v_{Te}^2}\right]. \tag{29}$$

В линейном приближении при отсутствии волны накачки из (28) можно получить закон дисперсии для НГВ:

$$\omega_1^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pe}^2/\omega_{Be}^2}\left(1 + \frac{m_i}{m_e}\frac{k_{1z}^2}{k_{1x}^2}\right). \tag{30}$$

НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ТРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Из комбинации уравнений (21) и (28) находим нелинейное дисперсионное уравнение, которое описывает распад НГВ на КАВ и НГВ:

$$\varepsilon_A \varepsilon_1^* = \mu_A \mu_1^* |\varphi_0|^2. \tag{31}$$

Полагая в (33) $\omega = \omega_r + i\gamma_1$, $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma_1$ (где $|\gamma| \ll \omega_r, \omega_{r1}$) и разлагая ε_A и ε_1^* в ряд Тейлора, получим выражение для квадрата инкремента развития неустойчивости:

$$\gamma^2 = \left. \frac{\mu_A \mu_1^* |\varphi_0|^2}{\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1}} \right|_{\substack{\omega = \omega_r \\ \omega_1 = \omega_{1r}}}, \tag{32}$$

где ω_r и ω_{r1} определяются из уравнений

$$\varepsilon_A(\omega_r, \mathbf{k}) = 0, \qquad \varepsilon_1(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0. \tag{33}$$

Подставляя значения коэффициентов связи μ_A и μ_1^* и производных

$$\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} = 2\omega, \qquad \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1} = 2\omega_1$$

в уравнение (32), получим

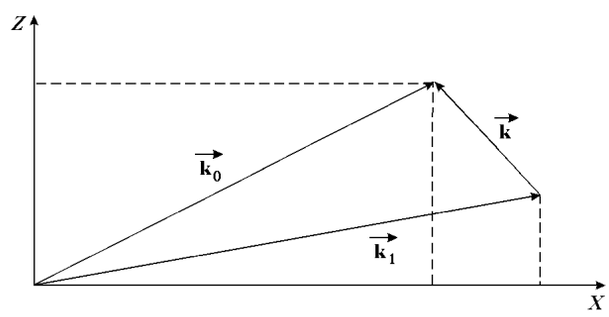
$$\gamma \approx \frac{\sqrt{W}}{2} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{3/2} \frac{\omega_{pe}\omega}{\omega_{Be}^2} \left(\frac{k_{0z}}{k_{1z}}\right)^2 \left(\frac{k_{1z} V_A}{\omega}\right)^{1/2} k_x v_{Te}, \tag{34}$$

где

$$W = \frac{|E_{0x}|^2}{4\pi n_0 T_e}.$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено нелинейное параметрическое взаимодействие нижнегибридных и кинетических альвеновских волн. Нижнегибридные волны в ионосфере Земли могут быть как искусственного так и природного происхождения. Так, например, НГВ можно возбуждать, облучая ионосферу мощной электромагнитной волной, пучком который инжектируется в ионосферную плазму [10, 13] и т. д. Генерация НГВ при помощи аргонного пучка во время ракетного эксперимента ARCS-2 была теоретически исследована в работе [9]. Их анализ показывает, что волны которые наблюдаются во время эксперимента могут быть объяснены учетом термических флюктуаций. Источником энергии для этого является распределение аргона, которое формируется после инжектирования пучка. Кроме пучков исскуственного происхождения, существуют и природные. Так, возбуждение и усиление нижнегибридных волн авроральным электронным пучком с энергией порядка 1—10 КэВ было детально изучено в публикациях [6, 7]. Наиболее важные их результаты состоят в том, что недостаточно учитывать только временный инкремент, а надо рассматривать весь процесс как непрерывную цепь событий, поскольку возможны и другие каналы генерации и распада, например параметрический распад. Этот канал с участием НГВ был исследован в ряде работ [4, 8, 11, 14]. Нелинейное взаимодействие волн,



Расположения волновых векторов

рассмотренное в данной работе, интересен тем, что сама НГВ распадается на КАВ и другую НГВ. При этом инкремент развития неустойчивости пропорционален кинетической добавке в дисперсионном уравнении для КАВ. Поэтому рассмотренный процесс возможен благодаря учету кинетических эффектов в альвеновских волнах. Полученные результаты применимы для объяснения плазменных явлений, наблюдаемых в околоземной плазме.

Оценим инкремент и время развития неустойчивости для магнитосферы Земли. Характерные параметры для магнитосферной плазмы: $T_e \approx T_i \approx \approx 1$ эВ, $\omega_{pe}/\omega_{Be} \approx 10$, $n_0 \approx 10$ см$^{-3}$, $\omega_{Bi} \approx 10^2...10^3)$ с$^{-1}$, $\omega_{pe} \approx 10^6...10^7)$ с$^{-1}$, $v_{Ti} \approx 10^6$ см/с, $\omega \approx 0.1\ \omega_{Bi}$, $W = 10^{-5}$. Предполагая, что $k_{0z}/k_z \approx 1...10$, один из вариантов расположения волновых векторов представлен на рисунке, и учитывая конечность ларморовского радиуса для ионов, имеем: $\gamma \approx 10^2$ с$^{-1}$, и соответственно время развития неустойчивости $\tau \approx 10^{-2}$ с. Следовательно, рассмотренные нелинейные процесы могут развиваться в магнитосферной плазме.

1. *Юхимук А. К., Федун В. Н., Юхимук В. А., Ивченко В. Н.* Параметрическое возбуждение верхнегибридных и кинетических альвеновских волн в магнитоактивной плазме // Космічна наука і технологія.—1998.—**4**, № 1.—С. 108—112.
2. *Юхимук В. А., Юхимук А. К.* Параметрическое возбуждение верхнегибридных и ионно-звуковых волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—**10**, № 6.—С. 67—73.
3. Brice N. M., Smith R. L. Lower hybrid resonance emissions // J. Geophys. Res.—1965.—**71**.—P. 70—75.
4. *Buyarbara S., Shukla P. K.* Exitation of ULF and VLF waves in the ionosphere // Planet Space Sci.—1980.—**28**.—P. 1051—1058.
5. *Gurnett D. A., Anderson R. R. Tsurutani B. T., et al.* Plasma wave turbulance at the magnetopause: observations from ISEE 1 and 2 // J. Geophys. Res.—1979.—**84**.—P. 7043—7062.
6. *Gurnett D. A., L. A. Frank., Lepping R. P.* Plasma waves in the distant Magnetotail // J. Geophys. Res.—1984.—**81**.—P. 6059—6074.
7. *Gurnett D. A.,Frank L. A.* A region of intense plasma wave turbulence on auroral field lines // J. Geophys. Res.—1977.—**82**.—P. 1031—1050.
8. *Guha S., Sarkar R.* Parametric decay of a whistler wave at the difference frecuency of two electromagnetic waves in a plasma // J. Plasma Phys.—1991.—**47**, N 1.—P. 115—123.
9. *Hudson M. K., Roth I.* Thermal fluctuations arom an artificial injection into the ionosphere // J. Geophys. Res.—1984.—**6**.—P. 179.
10. *Kintner P. M., Gorney D. J.* A searth for the plsma processes assosiated with perpendicular ion heating // J. Geophys. Res.—1984.—**89**.—P. 937—948.
11. *Kotsarenko N. Ya., Yukhimuk A. K., Yukhimuk V. A.* About nonlinear interaction waves in space plasma. Physics of Space Plasma // Proc. International seminar 6-10 June 1993. — Kiev, 1994.—P. 235—244.
12. *Laaspere T., Taylor H. A.* Comparison of certain VLF noise phenomena with the lover hybrid resonance frecuency calculated from simultaneous ion composition measurments // J. Geophys. Res.—1970.—**75**.—P. 97—106.
13. *Nobuo Yajima, Masayoshi Tanaka.* // Progr. Theor. Phys. Suppl.—1988.—**94**.—P. 132—162.
14. *Scarf F. L., Fredrics R. W., Smith E. J., et al.* OGO-5 observations of LHR noise emissions and wistlers near the plasmapause at several Earth radii during a large magnetic storm // J. Geophys. Res.—1972.—77, N 10.—P. 1776—1793.
15. *Stenflo L., Shukla P. K.* Generation of radiation by upper hybrid pump waves // J. Geophys. Res.—1995.—**100A**, N 9.—P. 17261—17263.
16. *Temerin M., Cattell C., Lysak R., et al.* The small-scale structure of electrostatic shocks // J. Geophys. Res.—1981.—**86**.—P. 11278—11284.
17. *Yukhimuk A. K., Kotsarenko N. Ya. Yukhimuk V. A.* Nonlinear interaction of Alfven waves in solar atmosphere study of the Solar-Terrestrial system // Proc. 26th ESLAB Symp. Killarny, 16-19 June 1992. — Noordwijk, 1992.—P. 337—341.
18. *Yukhimuk A. K., Yukhimuk V. A., Falko O. G.* Nonlinear mechanism of electromagnetic radiation generation in spase plasma // Proc. 23rd Europian Phys. Soc. Conf. on Controled Fusion and Plasma Physics / Eds D. Gresillon, A. Sitenko, A. Zagorodny. — Kiev: Bogolyubov Inst. for Theoret. Phys., 1996.—Vol. 20c.—P. 1325—1328.

Поступила в редакцию 30.10.98