

УДК 550.383+523.93

Нелинейный механизм электромагнитного излучения в космической плазме

А. К. Юхимук¹, В. А. Юхимук², О. Г. Фалько²

¹ Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

² Київський національний університет ім. Тараса Шевченка

Надійшла до редакції 30.11.95

На основании двухжидкостной магнитогидродинамики рассмотрено параметрическое взаимодействие верхнегибридной волны накачки с кинетическими альвеновскими и электромагнитными волнами, распространяющимися вдоль и поперек внешнего магнитного поля. Найдено нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие и инкременты развития неустойчивостей. Полученные теоретические результаты используются для объяснения спутниковых наблюдений в магнитосферной плазме. Показано, что в результате распада верхнегибридной волны генерируются электромагнитные волны, распространяющиеся как вдоль, так и поперек внешнего магнитного поля. При этом инкремент развития неустойчивости в случае генерации левополяризованной электромагнитной волны значительно выше, чем в случае генерации обыкновенной электромагнитной волны. Рассмотренные в работе нелинейные параметрические процессы могут иметь место также на Солнце во время мощных вспышек, а также в магнитосфере Юпитера.

ВВЕДЕНИЕ

Непосредственные измерения волновых полей с помощью спутников обнаружили широкий спектр различного вида колебаний и волн в околоземной и межпланетной плазме. Так, в работах Gurnett, Shaw (1973), Kurth et al. (1979) при анализе спутниковых наблюдений были обнаружены низкочастотные электромагнитные волны, частота которых немного выше, чем локальная электронная ленгмюровская частота. Установлено также, что в области источника электромагнитного излучения существуют и электростатические волны с частотами, близкими к верхнегибридной частоте. Важные результаты о волновых процессах в ионосферной плазме были получены во время нагревных экспериментов (Stubbe et al., 1984; 1994). Наиболее интересными из них являются зарегистрированное вторичное электромагнитное излучение в ионос-

ферной плазме, возникающее после облучения ее мощной электромагнитной волной.

Данные наблюдений спутников показывают, что наиболее стабильной выделяющейся электростатической модой в магнитосфере Земли являются верхнегибридные волны (ВГВ) (Oya et al., 1990). Поэтому есть основания полагать, что ВГВ могут являться источником электромагнитного излучения в магнитосферной плазме. В случае нагревных экспериментов в ионосфере возможны каскадные распадные процессы. Под действием мощной электромагнитной волны, созданной наземным передатчиком, в ионосфере будут возбуждаться ВГВ, которые в свою очередь будут генерировать вторичное электромагнитное излучение. Во время мощных вспышек на Солнце заряженные частицы ускоряются до больших энергий. Потoki высокоэнергичных частиц выбрасываются в корону, а затем в межпланетное пространство. Эти потоки могут воз-

буждать ВГВ, которые будут генерировать электромагнитное излучение. С развитием параметрической неустойчивости, возможно, связана и природа миллисекундных солнечных радиовсплесков (Wang, Li, 1991). В настоящее время общепринято, что s -радиоизлучение Юпитера связано с различными плазменными неустойчивостями потоков частиц в силовой магнитной трубке Ио — Юпитер (Смит, 1978). В результате развития потоковых неустойчивостей в силовой магнитной трубке Ио — Юпитер будут возбуждаться ВГВ, которые, распавшись, в свою очередь будут генерировать электромагнитное излучение.

Таким образом, трансформация ВГВ в электромагнитное излучение является широко распространенным явлением в космической плазме. Этой проблеме в последнее время уделяется большое внимание (Murtaza, Shukla, 1984; Yuhimuk et al., 1992; Юхимук В., Юхимук А., 1994; Юхимук и др., 1995). В частности, в работе Murtaza, Shukla (1984) показано, что ВГВ конечной амплитуды может распадаться на нижнегибридную и электромагнитную волны. В работе Юхимука и др. (1995) рассмотрено рассеяние ВГВ на кинетических альвеновских волнах. Трехволновое параметрическое взаимодействие с участием ВГВ рассматривалось и в работах Yuhimuk et al. (1992), Юхимука В., Юхимука А. (1994), где в качестве волны накачки была выбрана обыкновенная электромагнитная волна.

В настоящей работе нами рассмотрен распад ВГВ накачки на электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль и поперек внешнего магнитного поля и кинетические альвеновские волны (КАВ). Этот вопрос, как следует из вышеизложенного, еще не рассматривался.

Получены нелинейные дисперсионные уравнения для полей электромагнитных волн (распространяющиеся вдоль и поперек внешнего магнитного поля), в которые входит нелинейный ток, генерируемый биениями между ВГВ и КАВ. Поле электромагнитной волны, складываясь с полем ВГВ накачки, в свою очередь, генерирует низкочастотную силу, которая усиливает нарастание КАВ.

Рассматривается однородная замагниченная плазма ($\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$), в которой распространяется ВГВ накачки

$$\mathbf{E}_0 = (\epsilon_{0x} \mathbf{e}_x + \epsilon_{0z} \mathbf{e}_z) \exp i(-\omega_0 t + k_{0x} x + k_{0z} z) + \text{к. с.} \quad (1)$$

и распадается на электромагнитную волну с частотой ω_j и волновым вектором \mathbf{k}_j и КАВ с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} . Предполагается, что при этом выполняются условия синхронизма волн

$$\omega_0 = \omega + \omega_j, \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k} + \mathbf{k}_j, \quad (2)$$

где $j = 1, 2$. Индекс «1» обозначает величины, связанные с обыкновенной электромагнитной волной, а индекс «2» — величины, связанные с левополяризованной электромагнитной волной.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания трехволнового параметрического взаимодействия воспользуемся двухжидкостной магнитогидродинамикой (МГД):

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

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

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

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

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho, \quad (7)$$

где

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

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

Индекс $\alpha = i, e$ соответствует ионному и электронному компонентам плазмы. Плотность электронов и их скорости, электрическое и магнитное поле представим в виде сумм:

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 + \tilde{n}_0 + \tilde{n}_{eA}, \\ \mathbf{v}_e &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_j + \mathbf{v}_A, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_j + \mathbf{E}_A, \\ \mathbf{B} &= B_0 \mathbf{e}_z + \mathbf{B}_j + \mathbf{B}_A, \end{aligned} \quad (8)$$

где n_0 — среднее равновесное значение плотности плазмы, \tilde{n}_0 — возмущение плотности электронов, вызванное ВГВ накачки, индекс «0» в выражениях для \mathbf{v}_e и \mathbf{E} обозначает величины, связанные с ВГВ накачки, а индекс «A» — величины, связанные с КАВ, индекс $j = 1, 2$ обозначает величины, связанные с электромагнитными волнами.

Заметим, что электромагнитное излучение не вызывает возмущений плотности, так как мы рассматриваем случаи параллельного и перпендикулярного (относительно внешнего магнитного поля) распространения.

**ГЕНЕРАЦИЯ ОБЫКНОВЕННЫХ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН**

Источником излучения обыкновенной электромагнитной волны является нелинейный ток, возникающий в результате резонансного взаимодействия ВГВ накачки с низкочастотными кинетическими альвеновскими волнами. Поле обыкновенной электромагнитной волны, складываясь с полем ВГВ накачки, в свою очередь, генерирует низкочастотную силу, которая усиливает нарастание КАВ. Ниже будет получено нелинейное дисперсионное уравнение для КАВ и дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны, на основе которых найдем нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие.

Нелинейное дисперсионное уравнение для КАВ. При получении дисперсионного уравнения для медленных низкочастотных возмущений воспользуемся плазменным приближением

$$\tilde{n}_{eA} = \tilde{n}_{iA} \quad (9)$$

где \tilde{n}_{eA} и \tilde{n}_{iA} — возмущенные компоненты электронной и ионной плотностей.

Из продольной составляющей уравнения движения для электронов (3) и уравнения непрерывности (4) находим выражение для \tilde{n}_{eA} , связанного с КАВ:

$$\frac{\tilde{n}_{eA}}{n_0} = \left(1 - \frac{\omega^2}{k_z^2 v_{Te}^2}\right)^{-1} \left(\Phi - \frac{\omega}{k_z c} A - i \frac{F_z}{k_z T_e} + \left(+ \frac{k_x}{k_z} \frac{\omega}{\omega_{Be}} \frac{F_y + i(\omega/\omega_{Be})F_x}{k_z T_e} \right) + 2 \left[\frac{\tilde{n}_{eA}}{n_0} \left(\frac{k v_e}{\omega} \right) \right]_{NL} \right), \quad (10)$$

где

$$v_{Te} = (T_e / m_e)^{1/2},$$

$$\Phi = e\varphi / T_e,$$

$$A = eA_z / T_e,$$

φ и A_z — скалярный и векторный потенциалы электрического поля КАВ. Из уравнений движения и непрерывности для ионов находим выражение для ионной составляющей:

$$\frac{\tilde{n}_{iA}}{n_0} = -k_x^2 \rho_S^2 \Phi + \frac{k_z^2 v_S^2}{\omega^2} \left(\Phi - \frac{\omega}{k_z c} A \right), \quad (11)$$

где

$$\rho_S = v_S / \omega_{Bi},$$

$$v_S = (T_e / m_i)^{1/2},$$

$$\omega_{Bi} = eB_0 / (m_i c).$$

Для нахождения связи между потенциалами φ и A_z воспользуемся уравнениями Максвелла (5) и (6), из которых находим:

$$A_z = \frac{\omega}{k_x v_A} \frac{c}{v_A} \varphi - \frac{\omega_{pe}^2}{ck_x \omega_{Be}} \frac{F_y + i(\omega/\omega_{Be})F_x}{k_z T_e} - \frac{\omega_{pe}^2}{k_x^2 v_{Te}^2} \frac{\omega}{k_z c} \left(\frac{\tilde{n}_{eA}}{n_0} \frac{k_x v_x}{\omega} \right)_{NL}, \quad (12)$$

где компоненты пондеромоторной силы

$$F_{x,y} = -e(\mathbf{v}_e \times \mathbf{B})_{x,y} - m_e(\mathbf{v}_e \nabla)v_{ex,y} \quad (13)$$

определяются взаимодействием ВГВ накачки с обыкновенной электромагнитной волной, ω_{pe} — электронная ленгмюровская частота, v_A — альвеновская скорость. Будем считать, что обыкновенная электромагнитная волна распространяется вдоль оси x , а электрическое поле волны направлено вдоль оси z . Тогда уравнение движения для электронов в поле обыкновенной электромагнитной волны будет иметь вид

$$\frac{\partial v_{1z}}{\partial t} = -\frac{eE_{1z}}{m_e}, \quad (14)$$

из которого находим v_{1z} :

$$v_{1z} = -i \frac{eE_{1z}}{m_e \omega_1}. \quad (15)$$

Из уравнений движения и непрерывности находим компоненты скорости электронов и возмущенные компоненты электронной плотности связанных с распространением ВГВ накачки:

$$v_{0x} = -v_{Te} \frac{\omega_0 k_{ox} v_{Te}}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} \Phi_0,$$

$$v_{0y} = -i v_{Te} \frac{\omega_{Be} k_{ox} v_{Te}}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} \Phi_0,$$

$$v_{0z} = -v_{Te} \frac{k_{oz} v_{Te}}{\omega_0} \Phi_0,$$

$$\frac{\tilde{n}_0}{n_0} = - \left(\frac{k_{ox}^2 v_{Te}^2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} + \frac{k_{oz}^2 v_{Te}^2}{\omega_0^2} \right) \Phi_0,$$

где $\Phi_0 = e\varphi_0 / T_e$.

Приравнявая (10) и (11) и учитывая соотношения (12), (13), (15) и (16), получим дисперсионное уравнение для КАВ:

$$\epsilon_A \Phi = \mu_A \Phi_0 A_1^*, \quad (17)$$

где

$$\epsilon_A = \omega^2 - k_z^2 v_A^2 \frac{1 + k_x^2 \rho_S^2}{1 + k_x^2 a_e^2},$$

$$\mu_A = -\frac{v_{Te} v_A}{c^2} \frac{\omega_{pe}}{\omega_{Be}} \frac{\omega k_z v_A}{k_x a_e} \left[\frac{\omega_{Be} k_{0x} v_{Te}}{\omega^2 - \omega_{Be}^2} \left(1 - \frac{\omega \omega_0}{\omega_{Be}^2} \right) - \left[-\frac{k_{1x} v_{Te}}{\omega_0} \frac{\omega}{\omega_{Be}} - \frac{\omega_{Be}}{\omega_0} \frac{k_z}{k_x} \frac{v_{Te}}{v_A} \frac{k_x^2 a_e^2}{1 + k_x^2 a_e^2} \right] \right],$$

$$A_1 = eA_{1z} / T_e$$

A_{1z} — векторный потенциал электрического поля обыкновенной электромагнитной волны, $a_e = c/\omega_{pe}$ — электронная инерционная длина.

При $\beta = 8\pi nT/B_0^2 \ll m_e/m_i$ доминирует инерция электронов, а при $\beta \gg m_e/m_i$ более важным является эффект конечной температуры ионов.

Дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны. Предполагаем, что обыкновенная электромагнитная волна распространяется вдоль оси x , а электрическое поле направлено вдоль оси z . Исключая из уравнений Максвелла (5), (6) магнитное поле, получим уравнение для электрического поля обыкновенной электромагнитной волны:

$$\epsilon_1 E_{1z} = -\frac{\omega_{pe}^2}{e} F_{1z} + 4\pi i \omega_1 e (nv_z)_{NL}, \quad (18)$$

где $\epsilon_1 = \omega_1^2 - k_1^2 c^2 - \omega_{pe}^2$, а F_{1z} определяется взаимодействием ВГВ накачки и КАВ:

$$F_{1z} = -e(\mathbf{v}_e \times \mathbf{B})_z - m_e(\mathbf{v}_e \nabla) v_{ez}. \quad (19)$$

Составляющие скорости в поле ВГВ накачки определяются соотношениями (16), а составляющие скорости в поле КАВ найдем из уравнения движения и непрерывности для электронов, которые равны:

$$\begin{aligned} v_z &= -v_A \kappa^2 \Phi, & v_y &= i v_S \kappa \Phi, \\ \frac{\tilde{n}_A}{n_0} &= -\kappa^2 \Phi, & \kappa &= k_x \rho_S. \end{aligned} \quad (20)$$

С учетом связи между потенциалами φ и A_z (12) возмущение магнитного поля КАВ будет определяться соотношением

$$B_y = -ik_x \frac{c}{v_A} \frac{T_e}{e} \Phi. \quad (21)$$

Из (18)—(21) находим дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны

$$\epsilon_1 A_1 = \mu_1 \Phi_0 \Phi^*, \quad (22)$$

где коэффициент связи μ_1 определяется выражением

$$\begin{aligned} \mu_1 &\approx -\omega_{pe}^2 \frac{c}{v_A} \frac{k_{0x} v_{Te}}{\omega_0} \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} \frac{k_x v_{Te}}{\omega_1} (1 + \kappa^2)^{1/2} \times \\ &\times \left[1 + \kappa^2 \frac{v_A^2}{v_{Te}^2} \left(1 - \frac{k_{0x}}{k_x} \frac{\omega_1}{\omega_0} \right) \right]. \end{aligned}$$

Нелинейное дисперсионное уравнение. Из уравнений (17) и (22) находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие (распад ВГВ накачки на КАВ и обыкновенную электромагнитную волну):

$$\epsilon_A \epsilon_1^* = \mu_A \mu_1^* |\Phi_0|^2. \quad (23)$$

Полагая в (23)

$$\omega = \omega_r + i\gamma_1, \quad \omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma_1,$$

(где $|\gamma_1| \ll \omega_r, \omega_{1r}$) и разлагая ϵ_A и ϵ_1 в ряд по малому параметру $i\gamma_1$, получим выражение для инкремента развития неустойчивости

$$\gamma_1 = \frac{\mu_A \mu_1^* |\Phi_0|^2}{\frac{\partial \epsilon_A}{\partial \omega} \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \omega_1}} \bigg|_{\substack{\omega = \omega_r \\ \omega_1 = \omega_{1r}}}, \quad (24)$$

где ω_r и ω_{1r} определяются из уравнений

$$\epsilon_A(\omega_r, \mathbf{k}) = 0, \quad \epsilon_1(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0.$$

Подставляя значения производных

$$\frac{\partial \epsilon_A}{\partial \omega} = 2\omega, \quad \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \omega_1} = 2\omega_1$$

и коэффициентов связи μ_A и μ_1 в (24), получим

$$\gamma_1 \approx \frac{\sqrt{W}}{2} \frac{v_{Te}}{v_A} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \kappa \omega_A, \quad (25)$$

где

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

ГЕНЕРАЦИЯ ЛЕВОПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Источником генерации левополяризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля также является нелинейный ток, возникающий в результате резонансного взаимодействия ВГВ накачки и КАВ. Однако, коэффициент связи в нелинейном дисперсионном уравнении для трехволнового взаимодействия будет отличаться от коэффициента связи, полученного выше, поскольку составляющие скорости элект-

ронов в поле левополяризованной электромагнитной волны отличаются от составляющих скоростей в поле обыкновенной электромагнитной волны.

Дисперсионное уравнение для левополяризованной электромагнитной волны. Исключая из уравнений Максвелла (5), (6) магнитное поле \mathbf{B} , находим уравнение для поля левополяризованной электромагнитной волны

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_2 - 4\pi en_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -4\pi \frac{\partial j_{NL}}{\partial t}, \quad (27)$$

где плотность нелинейного тока определяется бие-нием волны накачки и КАВ:

$$j_{NL} = -e \left(n^* v_0 + \tilde{n}_0 v^* \right), \quad (28)$$

а частота и волновой вектор левополяризованной электромагнитной волны связаны соотношением

$$\frac{k_z^2 c^2}{\omega_2^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_2(\omega_2 + \omega_{Be})}. \quad (29)$$

Скорости электронов и их плотности в поле волны накачки и КАВ определяются выражениями (16) и (20).

Используя (16) и (20), из уравнений (27) и (28) получаем дисперсионное уравнение для левополяризованной электромагнитной волны

$$\epsilon_2 E_{2x} = \mu_2 \rho_0 \varphi^*, \quad (30)$$

где

$$\epsilon_2 = \omega_2^2 - k_z^2 c^2 - \omega_{pe}^2 \frac{\omega_2}{\omega_2 + \omega_{Be}},$$

$$\mu_2 = i \frac{e}{m_e} \left(\frac{c}{v_A} \right)^2 \frac{\omega_0 \omega_2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} k_x^2 k_{0x},$$

ω_2 и k_z — частота и волновой вектор левополяризованной электромагнитной волны.

Дисперсионное уравнение для КАВ. Для получения дисперсионного уравнения для КАВ можно воспользоваться соотношениями (10) и (11), где теперь компоненты пондеромоторной силы $F_{x,y,z}$ будут определяться взаимодействием ВГВ накачки и левополяризованной электромагнитной волны.

Для нахождения $F_{x,y,z}$ необходимо найти компоненты скорости электронов в поле левополяризованной волны. Компоненты скорости электронов в поле ВГВ накачки известны и определяются соотношением (16).

Для левополяризованной электромагнитной волны электрическое поле равно

$$\mathbf{E}_2 = E_x(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)$$

и соответственно скорость электронов в поле волны будет определяться выражением

$$v_2 = -i \frac{e E_2}{m_e (\omega_2 + \omega_{Be})}. \quad (31)$$

Из соотношений (10), (11), (16) и (31) находим нелинейное дисперсионное уравнение для КАВ:

$$\epsilon_3 \varphi = \mu_3 \rho_0 E_{2x}^*, \quad (32)$$

где коэффициент связи определяется выражением

$$\mu_3 \approx i \frac{\omega^2 k_z v_A^2 e k_{0x}}{m_e} \left[\frac{k_{2z}}{\omega_2(\omega_0 + \omega_{Be})} - \frac{k_{0z}}{\omega_0(\omega_2 + \omega_{Be})} \right]. \quad (33)$$

Нелинейное дисперсионное уравнение. Из уравнений (30) и (32) находим нелинейное дисперсионное уравнение для трехволнового взаимодействия (распад ВГВ накачки на КАВ и левополяризованную электромагнитную волну)

$$\epsilon_2 \epsilon_3^* = \mu_2 \mu_3^* |\varphi_0|^2. \quad (34)$$

Полагая в (34)

$$\omega = \omega_r + i\gamma_2,$$

$$\omega_2 = \omega_{2r} + i\gamma_2$$

(где $|\gamma_2| \ll \omega_r, \omega_{2r}$), получим выражение для инкремента развития неустойчивости

$$\gamma_2 = \frac{\mu_2 \mu_3^* |\varphi_0|^2}{\frac{\partial \epsilon_2}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial \epsilon_3}{\partial \omega_2}} \bigg|_{\substack{\omega = \omega_r \\ \omega_2 = \omega_{2r}}}, \quad (35)$$

где ω_r и ω_{2r} определяются из уравнений

$$\epsilon_2(\omega_r, \mathbf{k}) = 0, \quad \epsilon_3(\omega_{2r}, \mathbf{k}_2) = 0.$$

Подставляя значения коэффициентов связи μ_2 и μ_3 и значения производных $\partial \epsilon_2 / \partial \omega$ и $\partial \epsilon_3 / \partial \omega_2$ в (35), получим

$$\gamma_2 \approx \frac{\sqrt{W}}{2} \frac{v_{Te}}{v_A} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \frac{c}{v_A} \left(\frac{\omega_A}{\omega_0} \right)^{1/2} \omega_A. \quad (36)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные нами результаты применимы для объяснения плазменных явлений, наблюдаемых в космических условиях. Рассмотрим сначала магнитосферные волновые явления. Анализ спутниковых наблюдений показывает, что в магнитосфере Земли есть электромагнитные волны с частотами порядка

верхнегибридной частоты (Gurnett, Shaw, 1973; Kurth et al., 1979). Учитывая, что в области генерации электромагнитного излучения наблюдаются и ВГВ, есть основания полагать, что они являются источником этого излучения. Для оценки инкремента и времени нарастания электромагнитного излучения воспользуемся данными, приведенными Descreau et al. (1982); согласно им типичные значения параметров магнитосферной плазмы в районе полета спутника GEOS-1 следующие: $n_0 \approx 10 \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx T_i \approx 1 \text{ эВ}$, $E_{0x} \approx 1 \text{ мВ/м}$, $\omega_{pe}/\omega_{Be} \approx 10$ и соответственно $W \approx 10^{-5}$.

Оценим сначала инкремент и время развития неустойчивости для случая, когда ВГВ накачки распадается на обыкновенную электромагнитную волну и КАВ. Инкремент развития неустойчивости в этом случае определяется формулой (25). Полагая в выражении (25) $W \approx 10^{-5}$, $v_{Te}/v_A \approx 10$, $\kappa \approx 1$, $\omega_A \approx 10^2 \text{ с}^{-1}$, получим $\gamma_1 \approx 2 \text{ с}^{-1}$ и соответственно время развития неустойчивости $\tau_1 \approx 0.5 \text{ с}$.

А теперь для тех же параметров плазмы оценим инкремент и время развития неустойчивости для случая, когда ВГВ распадается на КАВ и левополяризованную электромагнитную волну. Из (25) и (36) находим

$$\gamma_2 \approx \gamma_1 \frac{c}{v_A} \frac{(\omega_A/\omega_0)^{1/2}}{\kappa}.$$

Полагая $c/v_A \approx 10^3$, $\omega_A/\omega_0 \approx 10^{-4}$, $\kappa \approx 1$, получим $\gamma_2 \approx 20 \text{ с}^{-1}$ и время развития неустойчивости $\tau_2 \approx 0.05 \text{ с}$.

Приведенные оценки показывают, что в результате трехволнового параметрического взаимодействия генерация левополяризованной электромагнитной волны происходит гораздо быстрее, чем обыкновенной электромагнитной волны. Следует заметить, что наши результаты полностью согласуются с выводами (Murtaza, Shukla, 1984), где рассматривался распад ВГВ на левополяризованную (обыкновенную) электромагнитную и нижнегибридную волны. Очевидно, что пороговые условия будут выполняться, так как частота столкновений в рассматриваемой области магнитосферы сравнительно невелика ($\nu_{ei} \approx 10^{-4} \text{ с}^{-1}$) и затухание Ландау пренебрежительно мало.

Рассмотренное нами нелинейное трехволновое параметрическое взаимодействие может иметь место и в ионосфере Земли во время нагревных экспериментов (Stubbe et al., 1984; 1994), где наблюдается вторичное электромагнитное излучение. Это вторичное излучение возникает и становится измеримым на Земле через несколько миллисекунд после того, как ионосфера облучалась мощ-

ной электромагнитной волной. Можно предположить, что имеет место следующий каскадный процесс: под воздействием мощного радиоизлучения наземного передатчика в ионосфере возбуждаются верхнегибридные волны, которые, рассеиваясь на низкочастотных флюктуациях (кинетических альвеновских волнах, нижнегибридных волнах, ионно-звуковых волнах), в свою очередь будут генерировать электромагнитное излучение на частотах, близких к верхнегибридной частоте.

Предложенный нами механизм электромагнитного излучения может быть ответственен за s -радиоизлучение Юпитера. Данные наблюдений показывают, что s -радиоизлучение Юпитера сосредоточено на частотах короче 39.5 МГц, и мощность его резко уменьшается при приближении к частоте 39.5 МГц (Корр, Деш, 1979; Рябов, Герасимова, 1990). Следовательно, верхняя частота «обрезания» спектра s -радиоизлучения Юпитера может трактоваться, согласно предложенному механизму, как верхнегибридная частота $\omega_h^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2$.

Нелинейный механизм электромагнитного излучения, рассмотренный нами, может «работать» и в короне Солнца во время мощных вспышек. Наиболее интересными с точки зрения теории являются радиовсплески III типа. Они наблюдаются в широком диапазоне частот от десятков килогерц (измерения на космических аппаратах) до сотен мегагерц по мере продвижения источника генерации от Солнца к Земле. Таким источником, очевидно, являются потоки частиц, ускоренные во время вспышки и движущиеся от Солнца. Высокоэнергичные потоки частиц генерируют ВГВ, которые, рассеиваясь на КАВ (нижнегибридных, ионно-звуковых волнах), в свою очередь будут генерировать электромагнитное излучение с частотами порядка верхнегибридной частоты.

Таким образом, трансформация ВГВ в электромагнитное излучение является широко распространенным явлением в космических условиях.

Корр Т. Д., Деш М. Д. Новейшие наблюдения Юпитера в декаметровой и гектаметровой областях // Юпитер. — М.: Мир, 1979.—Т. 3.—С. 91—144.

Рябов Б. П., Герасимова Н. Н. Декаметровое спорадическое радиоизлучение Юпитера. — Киев: Наук. думка, 1990.—235 с.

Смит П. А. Модели декаметрового излучения Юпитера // Юпитер. — М.: Мир, 1978.—Т. 1.—С. 433—485.

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.

Юхимук В. А., Юхимук А. К., Кучеренко В. П. Нелинейный механизм генерации альвеновских волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11,

- № 5.—С. 71—77.
- Decreau P. M., Bechin C., Parrot M. Global characteristics of the cold plasma in the equatorial plasmopause region as deduced from the GEOS 1 mutual impedance probe // *J. Geophys. Res.*—1982.—87A, N 2.—P. 695—712.
- Gurnett D. A., Shaw R. R. Electromagnetic radiation trapped in the magnetosphere above the plasma frequency // *J. Geophys. Res.*—1973.—78A, N 34.—P. 8136—8149.
- Kurth W. S., Ashour-Abdall M., Frank L. A., et al. A comparison of intense electrostatic waves near FUHR with linear instability theory // *Geophys. Res. Lett.*—1979.—6A, N 6.—P. 487—490.
- Murtaza G., Shukla P. K. Nonlinear generation of electromagnetic waves // *J. Plasma Phys.*—1984.—31.—P. 423—436.
- Oya H., Marioka A., Kobayashi K., et al. Plasma wave observation and sounder experiments (PWS) using the Akebano (EXOS-D) satellite-instrumentation and initial result including discovery of the high altitude equatorial plasma turbulence // *J. Geomag. Geoelectr.*—1990.—42.—P. 441—442.
- Stubbe P., Kopka H., Thide B., et al. Stimulated electromagnetic emissions: a new technique to study the parametric decay instability in the ionosphere // *J. Geophys. Res.*—1984.—89A, N 3.—P. 7523—7536.
- Stubbe P., Stoker A. J., Honary F., et al. Stimulated electromagnetic emission and anomalous HF wave absorption near electron gyroharmonics // *J. Geophys. Res.*—1994.—99A, N 4.—P. 6233—6246.
- Wang De-Yu, Li Dind-Yi. Nonlinear parametric instability and millisecond solar radio spikes // *Solar. Phys.*—1991.—135.—P. 393—405.
- Yukhimuk A. K., Kotsarenko N. Ja., Yukhimuk V. A. Nonlinear interaction of Alfvén waves in solar atmosphere // *Study of the solar-terrestrial system: Proc. 26th ESLAB Symp. Killarney, 16—19 June 1992. — Noordwijk, 1992.—P. 337—341.*