ISSN 0233-7665. Кинематика и физика небес. тел. 2004. Т. 20. № 3

УДК 550.388.2

А. Д. Войцеховская[1], **В. Н. Федун**[1, 2],
О. К. Черемных[3], **А. К. Юхимук**[1]

[1]Главная астрономическая обсерватория НАН Украины
03680 Киев ГСП, ул. Академика Заболотного, 27
[2]Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко
03022 Киев, ул. Глушкова, 6
[3]Институт космических исследований НАНУ и НКАУ
03680 ГСП Киев-187, пр. Глушкова, 40

Нелинейное параметрическое взаимодействие МГД-волн в космической плазме

Предложен нелинейный механизм генерации кинетических альвеновских волн в космической плазме с малым плазменным параметром β. В качестве механизма возбуждения рассмотрена параметрическая неустойчивость, где волной накачки является магнитогидродинамическая альвеновская волна. На основе двухжидкостной магнитной гидродинамики получено нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодейтсвие. Найдены инкремент и время развития неустойчивости. Показано, что представленный процесс эффективен в плазме солнечной короны и магнитосфере Земли.

НЕЛІНІЙНА ПАРАМЕТРИЧНА ВЗАЄМОДІЯ МГД-ХВИЛЬ В КОСМІЧНІЙ ПЛАЗМІ, Войцеховська А. Д., Федун В. М., Черемних О. К., Юхимук А. К. — Запропоновано нелінійний механізм генерації кінетичних альвенівських хвиль у космічній плазмі з малим плазмовим параметром β. Як механізм збудження розглянуто параметричну нестійкість, де хвилею накачки є магнітогідродинамічна альвенівська хвиля. На основі дворідинної магнітної гідродинаміки отримано нелінійне дисперсійне рівняння, що описує трихвильову взаємодію. Знайдено інкремент та час розвитку нестійкості. Показано, що розглянутий процес є ефективним у плазмі сонячної корони та магнітосфері Землі.

NONLINEAR PARAMETRIC INTERACTION OF MHD WAVES IN SPACE PLASMA, by Voitsekhovskaia A. D., Fedun V. M., Cheremnyh O. K., Yukhimuk A. K. — The nonlinear parametric interaction of the MHD Alfvén wave (pumping wave) with kinetic Alfven wave in the space plasma with small plasma parameter β is investigated on the basis of two-fluid magnetohydrodynamics. A nonlinear dispersion relation describing the three-wave interaction, instability growth rate and the time of instability development are found. The nonlinear parametric processes studied here can take place in the plasma of the solar corona and in the Earth magnetosphere.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, альвеновские волны (АВ) являются наиболее широко распространенной волновой модой в магнитоактивной космической плазме. Спутниковые наблюдения показывают, что они играют ключевую роль в процессах выделения, переноса и трансформации энергии в солнечно-магнитосферной плазме.

Впервые АВ в межпланетной плазме были исследованы Бэлчером и Дэвисом с помощью спутника «Маринер-5» [6]. Анализ экспериментальных данных показал, что энергия АВ сравнима с энергией крупномасштабного магнитного поля и тепловой энергией плазмы. На сегодняшний день установлено, что энергии АВ, которые могут возбуждаться в нижних слоях атмосферы Солнца, достаточно для нагрева короны. Изучению этой проблемы посвящено большое количество работ (см. [3, 4] и ссылки к ним). Неоднократно рассматривались также и различные механизмы передачи энергии магнитогидродинамических альвеновских волн (МГДАВ) к частицам плазмы [3, 8]. Однако до сих пор не построена адекватная теоретическая картина этих процессов. Известно, что АВ практически не затухают. Следовательно, нагрев короны Солнца МГДАВ может быть связан с трансформацией длинноволновых АВ в коротковолновые кинетические альвеновские волны (КАВ), которые являются быстро затухающими и, таким образом, эффективно передают свою энергию частицам плазмы. Процессам преобразования МГДАВ и магнитозвуковых волн (МЗВ) в КАВ посвящен ряд работ. В работе [5] рассмотрен распад длинноволновых АВ на две КАВ, а в работе [2] — параметрическое взаимодействие МЗВ с КАВ. Показано, что МЗВ накачки может распадаться на две КАВ.

Здесь мы исследуем процесс трансформации магнитогидродинамической АВ, распространяющейся в однородной замагниченной плазме с малым плазменным параметром β, на кинетическую альвеновскую и магнитозвуковую волны. Как известно, для эффективного взаимодействия волн должны выполняться условия синхронизма:

$$\omega_0 = \omega_1 - \omega_2,$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2,$$

где ω_0 и $\mathbf{k}_0$, ω_1, $\mathbf{k}_1$ и ω_2, $\mathbf{k}_2$ — частоты и волновые векторы МГДАВ, КАВ и МЗВ соответственно. Отметим, что знак «минус» в выражении для волновых векторов отображает тот факт, что продукты распада, КАВ и МЗВ, распространяются в противоположных направлениях. Система координат выбрана таким образом, чтобы внешнее магнитное поле $\mathbf{B}_0$ было направлено вдоль оси z.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В качестве исходной системы уравнений для описания нелинейного взаимодействия низкочастотных возмущений плазмы воспользуемся уравнениями двухжидкостной магнитной гидродинамики без учета тока смещения:

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

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = -\nabla(n_\alpha \mathbf{V}_\alpha), \tag{2}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}, \tag{3}$$

$$\nabla\times\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \tag{4}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{E} = 4\pi\rho, \tag{5}$$

где

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

$$\rho = e(n_i - n_e),$$

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

Индекс $\alpha = i$, e соответствует ионному и электронному компонентам плазмы, $\mathbf{F}_\alpha$ — пондеромоторная сила. Так как $F_i = \frac{m_e}{m_i}F_e \ll F_e$, то вклад ионных компонентов пондеромоторной силы мал, и ими можно пренебречь. Используя векторный потенциал $\mathbf{A}$, $(\mathbf{B} = \nabla\times\mathbf{A})$ и учитывая, что $\nabla\cdot\mathbf{A} = 0$, уравнение (3) будем использовать в виде

$$-\nabla^2\mathbf{A} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}.$$

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

$$n_e = n_0 + \tilde{n}_0 + \tilde{n}_1 + \tilde{n}_2,$$

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1 + \mathbf{V}_2,$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2,$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}_0 + \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2,$$

где n_0 — невозмущенное значение плотности плазмы, индекс «0» обозначает возмущенные компоненты плотности, скорости, электрического и магнитного поля волны накачки, индекс «1» — КАВ, а «2» — МЗВ.

НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ КАВ

Нелинейное дисперсионное уравнение для КАВ в случае плазмы с малым значением плазменного параметра β с учетом $k_y \neq 0$ было получено в работе [2]:

$$\left[\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}\frac{k_{1\perp}^2}{k_1^2}\left(1 + \chi_{1e}\frac{k_{1\perp}^2}{k_1^2}\right) - (1 + \bar{\mu}_{1i})\right]\frac{1}{1 + \mu_{1i}}\varphi_1 =$$

$$= \frac{1}{iek_{1z}}F_{1z} + \frac{(1 + \chi_{1e})}{ek_1^2}\frac{m_e}{m_i}\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}\times$$

$$\times\left[ik_{1x}\left(F_{1x} - i\frac{\omega_{Be}}{\omega_1}F_{1y}\right) - k_{1y}\frac{\omega_{Be}}{\omega_1}\left(F_{1x} - i\frac{\omega_1}{\omega_{Be}}F_{1y}\right)\right] -$$

$$-(k_{1z}^2\delta_i^2)^{-1}\frac{m_i}{e}\frac{\omega_1}{k_1^2}(1 + \chi_{1e})\left[k_{1x}\frac{n_e^L}{n_0}V_{ex}^L + k_{1y}\frac{n_e^L}{n_0}V_{ey}^L\right], \tag{6}$$

где

$$\bar{\mu}_{1i} = (1 + T_e/T_i)\mu_{1i}, \qquad \mu_{1i} = k_1^2\rho_i^2,$$

$\rho_i = V_{Ti}/\omega_{Bi}$ — ионный ларморовский радиус, $\chi_{1e} = k_1^2\delta_e^2$, $\delta_e = c/\omega_{pe}$ —

электронная инерционная длина, $V_{1f} = \omega_1/k_{1z}$, $V_A = c\omega_{Bi}/\omega_{pi}$ — альвеновская скорость, $V_{Ti}^2 = T_i/m_i$ — тепловая скорость ионов, φ_1 — скалярный потенциал КАВ. Последний член в правой части (6) представляет собой концентрационную нелинейность. Компоненты пондеромоторной силы определяются взаимодействием МГДАВ накачки и МЗВ.

Из уравнения движения (1) найдем компоненты скорости электронов в поле МЗВ с учетом того, что компоненты волнового вектора k_x, k_y не равны нулю:

$$V_{2x} = -i\,\frac{e(1+\mu_{2e})^{-1}}{m_e\omega_{Be}}\,\frac{c^2\omega_{Be}}{\omega_{pe}^2}\,\frac{k_{2y}(k_{2x}+k_{2y})}{\omega_2}\,E_{2y}\,,$$
$$V_{2y} = i\,\frac{e(1+\mu_{2e})^{-1}}{m_e\omega_{Be}}\,\frac{c^2\omega_{Be}}{\omega_{pe}^2}\,\frac{k_{2x}(k_{2x}+k_{2y})}{\omega_2}\,E_{2y}. \quad (7)$$

Из выражения (4) получим возмущенные компоненты магнитного поля МЗВ:

$$b_{2z} = -\,\frac{ck_{2x}\omega_2}{\omega_{Bi}^2}\,E_{2y}. \quad (8)$$

Возмущенные компоненты магнитного поля МГДАВ и компоненты скорости электронов в нем равны

$$b_{0y} = \frac{ck_{0z}}{\omega_0}\,E_{0x}. \quad (9)$$

$$V_{0x} = i\,\frac{e}{m_e}\,\frac{\omega_0}{\omega_{Be}^2}\,E_{0x},$$
$$V_{0y} = -\,\frac{e}{m_e\omega_0}\,E_{0x}, \quad (10)$$

Поскольку рассматриваются солнечная корона и магнитосферная плазма на расстояниях 3-4 радиуса Земли, где $\beta \ll 1$, то существенными являются эффекты, связанные с учетом конечности ларморовского радиуса ионов. Учитывая это и используя выражения (6)—(10), представим дисперсионное уравнение КАВ в виде

$$\varepsilon_1\varphi_1 = \eta_1 E_{0x}E_{2y}, \quad (11)$$

где $\varepsilon_1 = \omega_1^2 - k_{1z}^2V_A^2(1+\mu_{1s})$ — линейный закон дисперсии КАВ,

$$\eta_1 = \frac{e}{m_e}\,\frac{c^2V_A^2}{\omega_{pe}^2}\,\frac{k_{1z}k_{0z}}{\omega_0}\,\frac{k_{2y}(k_{2x}+k_{2y})}{\omega_2}$$

— коэффициент связи.

НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ МЗВ

Дисперсионное уравнение для магнитного звука (распространяющегося поперек магнитного поля) можно получить, используя условие квазинейтральности плазмы. Отметим, что для выполнения условия синхронизма волн необходимо учесть $k_{2y} \neq 0$ (k_{2y} — составляющая волнового вектора МЗВ).

Используя уравнения движения и непрерывности, выражение для возмущенных составляющих плотности электронов и ионов для МЗВ можно представить в виде

$$\frac{\tilde{n}_{2e}}{n_0} = \frac{e}{m_e}\frac{(1+\mu_{2e})^{-1}}{\omega_2\omega_{Be}}\left[E_{2x}\left(i\frac{\omega_2}{\omega_{Be}}k_{2x} - k_{2y}\right) + E_{2y}\left(i\frac{\omega_2}{\omega_{Be}}k_{2y} + k_{2x}\right)\right] -$$
$$-\frac{(1+\mu_{2e})^{-1}}{m_e\omega_2\omega_{Be}}\left[F_{2x}\left(i\frac{\omega_2}{\omega_{Be}}k_{2x} - k_{2y}\right) + F_{2y}\left(i\frac{\omega_2}{\omega_{Be}}k_{2y} + k_{2x}\right)\right] +$$
$$+(1+\mu_{2e})^{-1}\frac{\mathbf{k}_2}{\omega_2}\left(\frac{\tilde{n}_{2e}}{n_0}\mathbf{V}_2\right), \qquad (12)$$

$$\frac{\tilde{n}_{2i}}{n_0} = \frac{e}{m_i}\frac{\alpha^{-1}}{\omega_2\omega_{Bi}}\left(1 - \alpha^{-1}\frac{k_{2\perp}^2 V_{Ti}^2}{\omega_2^2}\right)\times$$
$$\times\left[E_{2x}\left(i\frac{\omega_2}{\omega_{Bi}}k_{2x} + k_{2y}\right) + E_{2y}\left(i\frac{\omega_2}{\omega_{Bi}}k_{2y} - k_{2x}\right)\right], \qquad (13)$$

где $\alpha = (1 - \omega_{Bi}^2/\omega_2^2)$. Видно, что для исключения из этих выражений E_{2x} необходимо знать связь между E_{2x} и E_{2y}. Используя уравнения Максвелла, имеем:

$$E_{2x} = -i\frac{ck_{2x}(k_{2x}+k_{2y})b_2}{4\pi e n_0\omega_2}\left(-i\frac{ck_{2y}(k_{2x}+k_{2y})b_2}{4\pi e n_0\omega_2} - \frac{\omega_2^2}{\omega_{Bi}^2}\right)^{-1}E_{2y}. \qquad (14)$$

Если в выражении (14) положить $k_{2y} = 0$, получится выражение, эквивалентное представленному в работе [3].

Приравнивая (12) и (13) и используя связь (14), получим нелинейное дисперсионное уравнение для МЗВ:

$$[\omega_2^2 - k_{2\perp}^2V_A^2]E_{2y} = -\frac{\omega_{Bi}^2}{e}\frac{1}{k_{2x}+k_{2y}}\left[F_{2x}\left(i\frac{\omega_2}{\omega_{Be}}k_{2x} - k_{2y}\right) + F_{2y}\left(k_{2x} + i\frac{\omega_2}{\omega_{Be}}k_{2y}\right) -\right.$$
$$\left.- m_e\omega_{Be}\mathbf{k}_2\left(\frac{\tilde{n}_{2e}}{n_0}\mathbf{V}_2\right)\right]. \qquad (15)$$

Для вычисления пондеромоторной силы МЗВ необходимо воспользоваться компонентами скорости электронов в поле МГДАВ и КАВ и компонентами магнитного поля АВ и КАВ.

Учитывая, что $k_y \neq 0$, получим компоненты скорости электронов в поле КАВ:

$$V_{1x} = -i\frac{e}{m_e}\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}\frac{1}{\omega_{Be}}k_{1y}\varphi_1,$$
$$V_{1y} = i\frac{e}{m_e}\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}\frac{1}{\omega_{Be}}k_{1x}\varphi_1, \qquad (16)$$
$$V_{1z} = -\frac{e}{m_e}\mu_{1s}\frac{V_{1f}}{V_{Te}^2}\varphi_1.$$

Из уравнения Максвелла (4) находим компоненты магнитного поля КАВ:

$$b_{1x} = ic\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}\frac{k_{1y}k_{1z}}{\omega_1}\varphi_1,$$
$$b_{1y} = -ic\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}\frac{k_{1x}k_{1z}}{\omega_1}\varphi_1.$$

Подставляя выражения (9), (10), (16) в уравнение (15), получаем нелинейное дисперсионное уравнение для МЗВ:

$$\varepsilon_2 E_{2y} = \eta_2 \varphi_1 E_{0x}^*, \qquad (17)$$

где $\varepsilon_2 = \omega_2^2 - k_{2\perp}^2 V_A^2$, $\eta_2 = -\dfrac{1}{2}\dfrac{e}{m_e}\dfrac{k_{2y}}{k_{2x} + k_{2y}}\dfrac{\omega_{Bi}^2 \mu_{1S}^2}{V_{Te}^2}$ — коэффициент связи.

НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ТРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Используя дисперсионные уравнения для КАВ (11) и МЗВ (17), находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие:

$$\varepsilon_1 \varepsilon_2 = \eta_1 \eta_2 |E_{0x}|^2. \qquad (18)$$

При отсутствии волны накачки ($|E_{0x}|^2 = 0$) в плазме будут распространяться две не взаимодействующие друг с другом волновые моды — КАВ и МЗВ. При наличии волны накачки энергия от МГДАВ будет передаваться КАВ и МЗВ, что приведет к нарастанию их амплитуд. Полагая в выражении (18) $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma$, $\omega_2 = \omega_{2r} + i\gamma$, ($|\gamma| \ll \omega_{1r}, \omega_{2r}$) и раскладывая ε_1 и ε_2 в ряд Тейлора по малому параметру γ, получим инкремент развития параметрической неустойчивости:

$$\gamma^2 = -\left.\frac{\eta_1 \eta_2 |E_{0x}|^2}{\dfrac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1}\dfrac{\partial \varepsilon_2}{\partial \omega_2}}\right|_{\substack{\omega_1 = \omega_{1r},\\ \omega_2 = \omega_{2r}}} \qquad (19)$$

где ω_{1r}, ω_{2r} найдем из уравнений $\varepsilon_1(\omega_{1r}, k_1) = 0$, $\varepsilon_2(\omega_{2r}, k_2) = 0$. Подставляя в (24) выражения $\partial\varepsilon_1/\partial\omega_1 = 2\omega_1$, $\partial\varepsilon_2/\partial\omega_2 = 2\omega_2$ и коэффициенты связи η_1 и η_2, получим инкремент развития неустойчивости:

$$\gamma = \frac{\sqrt{W}}{2\sqrt{2}} c V_A \omega_{Bi} \mu_{1S} \frac{k_{2y}}{\omega_2}\left(\frac{k_{1z} k_{0z}}{\omega_1 \omega_0}\right)^{1/2},$$

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

Развитие данной неустойчивости возможно при условии, что амплитуда волны накачки превышает некоторое пороговое значение. Его можно найти из уравнения $\gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2$. Здесь γ_1 и γ_2 — декременты затухания КАВ и магнитозвуковой волны [1, 7]:

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\pi}{8}}\frac{V_A}{V_{Te}} \mu_{1i} \omega_1,$$

$$\gamma_2 = \sqrt{\frac{\pi}{8}}\frac{m_e}{m_i} k_2 V_{Te} \frac{\sin^2\theta_2}{\cos\theta_2} \exp\left(-\frac{\omega_2^2}{2 k_2^2 V_{Te}^2 \cos^2\theta_2}\right).$$

ВЫВОДЫ

В работе предложен нелинейный механизм генерации КАВ в космической плазме. В качестве механизма генерации рассмотрена параметрическая неустойчивость, где волной накачки является классическая МГДАВ, которая распадается на КАВ и МЗВ. Рассмотренный нелинейный процесс может происходить только в плазме с малым плазменным параметром β. Поэтому в качестве приложения рассмотрим солнечную корону и магнитосферу Земли. Для характерных параметров солнечной короны ($n_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$, $B_0 =$ $= 10$ мТл, $T_e = 10^6$ K, $\omega_{Be} = 1.7 \cdot 10^9$ с$^{-1}$, $\omega_{pe} = 5.6 \cdot 10^9$ с$^{-1}$, $V_A = 2000$ км/с,

V_{Te} = 3900 км/с) инкремент и время развития неустойчивости составляют

$$\gamma = 5.4\cdot 10^{3}\ \mathrm{c}^{-1}, \qquad \tau = 2\cdot 10^{-4}\ \mathrm{c}.$$

При этом декремент затухания для КАВ равен γ_1 = 3000 с$^{-1}$, а декремент затухания МЗВ $\gamma_2 \ll \gamma_1$, и следовательно, пороговое условие выполняется. Для магнитосферной плазмы на расстоянии (3—4)R_{E} (n_0 = 10 см$^{-3}$, $T_{\mathrm{e}} = T_{\mathrm{i}}$ = = 1 эВ, ω_{Be} = 2.6·10^{5} с$^{-1}$, ω_{pe} = 1.3·10^{6} с$^{-1}$, V_{A} = 10 км/с, V_{Te} = 280 км/с) инкремент и время развития неустойчивости равны

$$\gamma \approx 130\ \mathrm{c}^{-1}, \quad \tau \approx 0.008\ \mathrm{c}.$$

Значения декрементов затухания для КАВ и для МЗВ также значительно меньше γ, поэтому пороговое условие также выполняется.

Таким образом, можно предположить, что в солнечной короне и магнитосфере Земли крупномасштабные АВ могут трансформироваться в мелкомасштабные КАВ, которые, быстро диссипируя, эффективно передают энергию частицам плазмы.

1. *Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В. и др.* Электродинамика плазмы. — М.: Наука, 1974.—720 с.
2. *Войцеховская А. Д., Федун В. Н., Юхимук А. К., Черемных О. К.* Трансформация магнитозвуковых волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—**19**, № 4.—С. 328—333.
3. *Гуссенс М.* Магнитогидродинамические волны и волновой нагрев неоднородной плазмы. Космическая магнитная гидродинамика. — М.: Мир, 1995.—С. 144—178.
4. *Прист Е.* Солнечная магнитная гидродинамика. — М.: Мир, 1985.—590 с.
5. *Юхимук А. К., Федун В. Н., Войцеховская А. Д., Черемных О. К.* Трансформация МГД альвеновских волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—**18**, № 5.—С. 441—449.
6. *Belcher J. W., Davis J.* Large-amplitude waves in the interplanetary medium // J. Geophys. Res.—1971.—**76**, NA 12.—3534—3547 p.
7. *Hasegawa A., Chen L.* Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfven waves // Phys. Fluids.—1976.—**19**, N 12.—P. 1924—1934.
8. *Poedts S.* MHD waves and heating of the solar corona // Procc. of the Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere Euroconference and IAU Coll. 188, 11—15 June 2002, Santorini, Greece. — Netherlands: ESA Publ. Division.—2002.—P. 273—280.

Поступила в редакцию 23.12.04