

УДАРНЫЕ ПУТИ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН С ДИСПЕРСИЕЙ

Ч.Ф.Кеннел¹⁾, М.А.Мальков, Р.З.Сагдеев,
В.Д.Шапиро, А.В.Храбров

Для альфвеновских колебаний, возбуждаемых длинноволновым источником и распространяющихся вдоль магнитного поля, при учете дисперсии и вязкости получены решения в виде нелинейных структур – ударных цугов.

Интенсивные МГД-флуктуации, наблюдавшиеся в солнечном ветре перед фронтом ударной волны, обусловлены циклотронной неустойчивостью пучка энергичных частиц^{1, 2}. В случае кометной ударной волны пучок тяжелых ионов образуется путем фотоионизации газового потока, исходящего от ядра кометы^{3, 4}. Возбуждение МГД-колебаний перед фронтом ударной волны планетной магнитосферы обусловлено энергичными протонами солнечного ветра, отражающимися от фронта ударной волны⁵. Наконец, аналогичные явления имеют место перед фронтом ударной волны космических лучей⁶. В этом случае за возбуждение МГД-флуктуаций ответственны ускоренные частицы, распространяющиеся через фронт ударной волны в межзвездную плазму.

Во всех перечисленных выше случаях циклотронная неустойчивость приводит к возбуждению длинноволновых альфвеновских колебаний с волновыми числами $k_0 \sim \omega_{Hi}/v$ (ω_{Hi} – циклотронная частота энергичных частиц, v – их скорость, $v \gg v_A$, v_A – альфвеновская скорость). В результате нелинейного укрупнения в спектре волн появляются коротковолновые масштабы $k \sim \omega_{Hp}/v_A$ (ω_{Hp} – циклотронная частота протонов солнечного ветра) и становится существенным поглощение альфвеновских колебаний тепловыми протонами. Это приводит к образованию характерной волновой структуры, которая может быть названа ударными цугами альфвеновских волн. В длинноволновой части такого цуга волна обычно линейно, либо эллиптически поляризована, в результате укрупнения в передней части волнового профиля образуется коротковолновая осцилляторная структура, которая всегда представляет собой левополяризованную циркулярную волну.

Цель настоящей статьи – показать, что такая структура может быть получена для альфвеновских волн, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля при учете нелинейных эффектов модуляции плотности силой высокочастотного давления, а также дисперсии и вязкости. Последняя моделирует затухание коротковолновых альфвеновских колебаний.

Учет перечисленных выше эффектов приводит к следующему уравнению для компонент магнитного поля в альфвеновской волне⁷:

$$\frac{\partial b}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} (b |b|^2) + \epsilon (i - \nu) \frac{\partial^2 b}{\partial \xi^2} = \frac{1}{2\pi} \int \Gamma(\xi - \xi') b(\xi') d\xi' \quad (1)$$

В этом уравнении использованы следующие безразмерные переменные

$$b = \frac{B_x + iB_y}{B_0}, \quad \tau = \frac{1}{4} \frac{\omega_{Hi} t v_A}{v}, \quad \xi = \frac{\omega_{Hi} (z - v_A t)}{v}, \quad (2)$$

$$\epsilon = 2 \frac{v_A}{v} \frac{\omega_{Hi}}{\omega_{Hp}}, \quad \nu = 2R_0 \frac{\omega_{Hp}}{v_A}$$

B_0 – внешнее магнитное поле, R_0 – эффективная длина свободного пробега. Малый параметр ϵ определяет отношение характерных дисперсионных (диссипативных) масштабов

¹⁾ Калифорнийский университет г. Лос-Анжелос.

к масштабам неустойчивости. При написании источника в правой части (1) будем предполагать, что в результате циклотронной неустойчивости возбуждается только линейно поляризованная первая гармоника колебаний. Соответственно этому положим

$$\Gamma(\zeta) = S e^{i(\zeta + \varphi)} + S^* e^{-i(\zeta + \varphi)}, \quad (3)$$

$S e^{i\varphi} = \gamma_1 - i \Delta \omega_1$, γ_1 и $\Delta \omega_1$ – инкремент и сдвиг частоты накачки в безразмерных единицах времени, определяемых из (2).

Будем искать стационарные решения (1) в виде

$$b(\zeta, \tau) = a(\xi) e^{i\theta(\xi)}, \quad \xi = \zeta - u\tau.$$

Из (1) имеем тогда следующую систему уравнений для амплитуды и фазы волны:

$$\begin{aligned} a(a^2 - u) - \epsilon a \frac{d\theta}{d\xi} - \nu \epsilon \frac{da}{d\xi} &= 2Sa_1 \sin\chi \cos\theta, \\ \epsilon \frac{da}{d\xi} - \nu \epsilon a \frac{d\theta}{d\xi} &= -2Sa_1 \sin\chi \sin\theta, \quad \chi = \xi + \alpha + \varphi. \end{aligned} \quad (4)$$

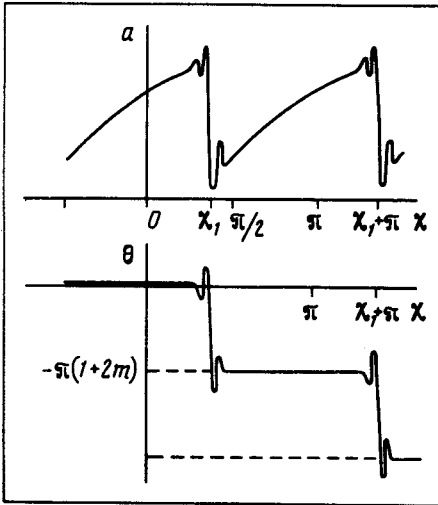


Рис. 1

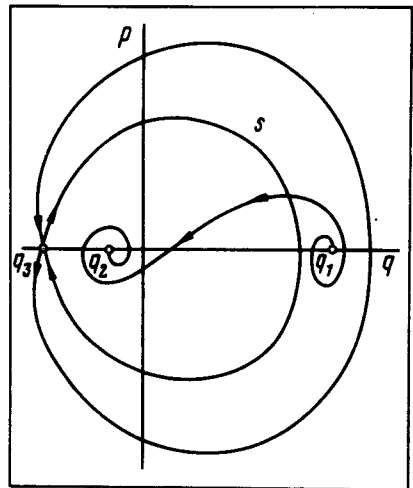


Рис. 2

В этих уравнениях a_1 и α – амплитуда и фаза неустойчивой гармоники:

$$a_1 e^{i\alpha} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} b(\xi) e^{-i\xi} d\xi, \quad (5)$$

Решение исходного уравнения (1) для этого случая показано на рис. 1. Оно состоит из линейно поляризованных участков плавного изменения амплитуды, разделенных скачками (фронты ударных волн). Положение скачков при $\chi = \chi_1$ и $\chi = \pi + \chi_1$ выбирается из условия

$$\langle b \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} b(\xi) d\xi = 0. \quad \text{Амплитуда и фаза в областях плавного изменения решения опре-}$$

деляются из соотношений:

$$a = 2\sqrt{\frac{u}{3}} \sin \frac{\chi + \pi}{3}, \quad \theta = 0, \quad 0 < \chi < \chi_1$$

$$a = 2\sqrt{\frac{u}{3}} \sin \frac{\chi}{3}, \quad \theta = -\pi, \quad \chi_1 < \chi < \pi + \chi_1$$

$$a = 2\sqrt{\frac{u}{3}} \sin \frac{\chi - \pi}{3}, \quad \theta = 0, \quad \chi_1 + \pi < \chi < 2\pi$$

Построение решений такого вида возможно при выполнении следующего условия на нелинейный сдвиг фазовой скорости

$$u = 3(Sa_1)^{2/3} \quad (6)$$

Внутри скачка ($\chi \approx \chi_1$) эволюция магнитного поля может быть описана системой уравнений движения гамильтонова вида с диссипацией

$$\frac{dq}{d\eta} = \frac{\partial H}{\partial p} + \nu \frac{dp}{d\eta} \quad \frac{dp}{d\eta} = -\frac{\partial H}{\partial q} - \nu \frac{dq}{d\eta}, \quad \eta = \frac{\chi - \chi_1}{\epsilon} \quad (7)$$

$q = a \cos \theta$, $p \equiv a \sin \theta$, а роль гамильтониана выполняет следующая функция

$$H = \frac{u}{2} (p^2 + q^2) - \frac{1}{4} (p^2 + q^2)^2 + 2\left(\frac{u}{3}\right)^{3/2} q \sin \chi_1.$$

Фазовый портрет системы (7) при $\nu = 0$ и траектория при $\nu > 0$ приведены на рис. 2. Эта система имеет две эллиптические неподвижные точки $q = q_1, q_2$; $p = 0$ и одну гиперболическую $q = q_3$; $p = 0$, $q_n = 2\sqrt{\frac{u}{3}} \sin(\chi_1 + \frac{2\pi n - \pi}{3})$. Под действием диссипации

система переходит из неустойчивого равновесия $a_{max} = q_1$ в устойчивое $a_{min} = -q_2$. Полное изменение фазы внутри разрыва равно $-\pi(1+2m)$, m — целое. Направление вращения в окрестности устойчивого и неустойчивого равновесий $-a_{min}, a_{max}$ противоположны. После пересечения системой сепаратрисы S (рис. 2) фаза монотонно убывает, что соответствует левополяризованной волне внутри ударного фронта, в котором магнитное поле вращается по часовой стрелке, в то время как волновой профиль перемещается вместе с плазмой относительно наблюдателя.

С помощью соотношения (5) можно связать амплитуду и фазу накачки a_1 и φ с положением разрыва χ_1 . В частности представляет интерес решение с нулевым сдвигом частоты ($\varphi = 0$):

$$\chi_1 = \frac{\pi}{4} + \frac{3}{2} \arcsin \frac{\sqrt{3}-1}{2}, \quad u = 3,154 \gamma, \quad a_{max} = 1,889 \sqrt{\gamma}.$$

Авторы благодарны В.И.Шевченко и В.Л.Галинскому, предоставившим нам возможность ознакомиться с результатами численного моделирования уравнения (1), которые в значительной степени аналогичны описанным в настоящей работе.

Литература

2. *Sagdeev R.Z., Shapiro V.D., Shevchenko V.I., Szego K.* Geophys. Res. Lett., 1986, **13**, 85.
3. *Tsurutani B.T., Smith E.J.* Geophys. Res. Lett., 1986, **13**, 263.
4. *Numoto K. et al.* In Proceed. of Heidelberg Symp. on the Exploration of Halley's Comet, ESA SP-250, 1986, p. 249.
5. *Hada T., Kennel C.F., Terasawa T.* J. Geophys. Res., 1986, **91**, 4471.
6. *Axford W.I.* Proceed. 17-th ICRC, 1981, **12**, 155.
7. *Rogister A.* Phys. Fluids, 1971, **14**, 2733.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 мая 1988 г.
