

О ВОЛНОВЫХ ПРЕДВЕСТНИКАХ КВАЗИПАРАЛЛЕЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

Б.Э.Грибов, Р.З.Сагдеев, К. Сёге,
В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко

Показано, что циклотронное поглощение волновой энергии на резонансных ионах в лобовой части фронта ударной волны приводит к образованию предвестника в виде интенсивной магнитозвуковой волны.

Поскольку дисперсия волн, образующих квазипараллельную волну, положительна, осцилляторная структура образуется в лобовой части фронта ¹. Область существования такой структуры обычно ограничена несколькими ионными ларморовскими радиусами, т. е. размерами на которых существенны диссипативные процессы, обусловленные либо "шланговой" неустойчивостью ², либо наличием пучков, отраженных от фронта волны ионов ³.

В настоящей статье мы рассмотрим случаи, когда высокоэнергетичные ионы, образующиеся в лобовой части фронта, имеют устойчивую функцию распределения по скоростям и покажем, что дополнительная диссипация, обусловленная циклотронным поглощением волновой энергии такими ионами, приводит к возникновению уходящего далеко вперед предвестника ударной волны в виде достаточно интенсивных магнитозвуковых колебаний. Структура удара волны в этом случае показана на рис. 1.

Исходным в нашем рассмотрении явится следующее уравнение для возмущения магнитного поля в квазипараллельной ударной волне:

$$\frac{c^2}{\omega_{pi}^2} \frac{d^2 H_x}{d\xi^2} + \left(1 - \frac{v_A^2}{v_\phi^2}\right) H_x + \frac{\theta}{H_0} H_x^2 + \frac{vc^2}{\omega_{pe}^2} \frac{1}{v_\phi} \frac{dH_x}{d\xi} + \frac{4\pi}{c} \int_{-\infty}^{\xi} J_y^{res} d\xi' = 0. \quad (1)$$

В этом уравнении $\xi = \mathbf{e}(\mathbf{r} - \mathbf{v}_\phi t)$, \mathbf{e} — единичный вектор в xz плоскости, совпадающий с направлением распространения волны, θ — угол между \mathbf{e} и осью z , направленной вдоль невозмущенного магнитного поля H_0 для квазипараллельных ударных волн $\theta \ll 1$, $v_A = H_0 / \sqrt{4\pi n_0 m_i}$ — альвеновская скорость. Предполагается, что характерная частота волнового процесса в (1) ω существенно меньше ионно-циклотронной частоты ω_{Hi} ; ω_{pe} , ω_{pi} — соответственно электронная и ионная плазменные частоты. Два последних слагаемых в уравнении (1) описывают диссипацию, обусловленную либо эффективными столкновениями (ν — частота столкновений), либо резонансными частицами (J^{res} — ток резонансных частиц). В пренебрежении этими слагаемыми уравнение (1) имеет интеграл

$$G = \frac{c^2}{2\omega_{pi}^2} \left(\frac{dH_x}{d\xi}\right)^2 + V(H_x) = \text{const} \quad (2)$$

соответствующий закону сохранения энергии нелинейного осциллятора, колеблющегося в потенциальной яме

$$V(H_x) = \frac{\delta}{2} H_x^2 + \frac{\theta}{3H_0} H_x^3, \quad \delta = 1 - \frac{v_A^2}{v_\phi^2}.$$

Так для ударной волны число Маха $M = v_\phi / v_A > 1$, параметр $\delta > 0$. Потенциальная яма $V(H_x)$, показанная на рис. 2, соответствует случаю $\theta < 0$ максимальное значение потенциальной энергии достигается при $H_m = -\frac{\delta}{\theta} H_0$. В случае $\theta > 0$ решение отличается заменой $H_x \rightarrow -H_x$. Диссипация волновой энергии приводит к медленному (в масштабе периода $H_x(\xi)$) изменению G в соответствии с уравнением

$$\frac{dG}{d\xi} = - \frac{vc^2}{\omega_{pe}^2} \left\langle \left(\frac{dH_x}{d\xi}\right)^2 \right\rangle - \frac{4\pi}{c} \left\langle \frac{dH_x}{d\xi} \int_{-\infty}^{\xi} j_y^{res} d\xi' \right\rangle. \quad (3)$$

Скобки в правой части этого уравнения означают усреднение по периоду $H_x(\xi)$. Структура ударной волны, показанная на рис. 1, соответствует условию $G(\xi \rightarrow \infty) \rightarrow 0$. За счет диссипации величина G возрастает, при уменьшении ξ вплоть до значения $G(\xi \rightarrow -\infty) = V(H_m)$,

вследствие чего магнитное поле осциллирует с возрастающей амплитудой, и асимптотически достигает значения $H_x = H_m$ при $\xi \rightarrow -\infty$. При достаточно малых значениях $G (G \ll \delta H_m^2)$ решение в области предвестника может быть представлено в виде

$$H_x(z, t) = \sqrt{\frac{2G}{\delta}} \sin(k_0 z - \omega t), \quad k_0 = \frac{\omega_{pi}}{c} \sqrt{\delta}, \quad \omega = k_0 v_A. \quad (4)$$

Так как в области предвестника существенна только диссипация, обусловленная резонансными частицами, то уравнение для G приводится (см., например, ⁴) к следующему:

$$\frac{dG}{d\xi} = \sqrt{\frac{2G}{\delta}} \frac{e\omega}{2c} \int d v_0 dt_0 f_0(v_0) [\cos(k_0 \xi - \varphi(\xi, t_0, v_0)) - \cos(k_0 \xi + \varphi(\xi, t_0, v_0))]. \quad (5)$$

Здесь t_0 — время влета в область взаимодействия резонансной частицы, приходящей к моменту времени t в точку ξ , v фазового пространства, v_0 — начальная скорость частицы, $f_0(v_0)$ — функции распределения влетающих частиц, φ — азимутальный угол в плоскости v_x, v_y . Для нахождения траекторий резонансных частиц $\varphi(\xi, t_0, v_0)$ необходимо проинтегрировать уравнение движения, которые оказываются особенно простыми в случае достаточно малой амплитуды колебаний магнитного поля

$$\frac{e}{m_i c} \sqrt{\frac{2G}{\delta}} \ll \frac{k^3 v_{\perp}^3}{\omega_{Hi}^2} \quad (6)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = - \frac{e}{2m_i c} \sqrt{\frac{2G}{\delta}} v_{\perp} [\cos(k_0 \xi - \varphi) - \cos(k_0 \xi + \varphi)], \quad v_{\perp} = \text{const}, \quad \frac{d\varphi}{dt} = - \omega_{Hi}. \quad (6)$$

При численном интегрировании уравнений (5), (6) мы рассмотрим случай, когда резонансные частицы движутся по направлению к фронту ($v_z < 0$) и соответственно этому существует только резонанс на нормальном доплер-эффекте $\omega - kv_z \simeq \omega_{Hi}$, а начальная функция распределения резонансных частиц $f_0(v_0)$ — максвелловская. Обобщение на случай произвольной функции распределения — очевидно. Использовались безразмерные переменные

$$\xi = \kappa \zeta, \quad q = \frac{d\tau}{d\xi}, \quad \nu = \frac{v_{\perp}}{\sqrt{T/m}}, \quad h = \sqrt{\frac{G}{2\delta}} \frac{1}{H_0} \frac{k_0^3 \sqrt{T/m}}{\omega_{Hi} \kappa^2}. \quad (7)$$

Здесь $\tau = k_0 \xi - \varphi$ — фаза волнового поля, действующего на частицу. Тогда резонансная скорость v_z может быть представлена в виде $v_z = \frac{\omega - \omega_{Hi}}{k_0} - \frac{\omega_{Hi}}{k_0^2} \frac{d\tau}{d\xi}$, $\kappa = \sqrt{\frac{\pi}{128}} \frac{\omega_{Hi}}{v_A}$ × $\frac{1}{\sqrt{\beta \delta^3}} e^{-(1/2\delta\beta)} \approx \frac{\gamma^+}{v_A \delta}$ — коэффициент пространственного усиления G при мак-

свелловской функции распределения резонансных частиц, γ^+ — декремент затухания в этом случае, $\beta = 4\pi n_0 T / H_0^2$. При выборе единиц измерения для величины G мы воспользовались тем, что максимальные амплитуды магнитного поля волны, при которых выключается циклотронное поглощение, определяются как известно из условия $\Omega_{TR} / v_z \simeq \kappa$ (см. ⁴). В

этой формуле $\Omega_{TR} = \left| \frac{e}{m_i} k_0 \frac{v_{\perp}}{c} \sqrt{\frac{2G}{\delta}} \right|$ — частота фазовых колебаний резонансных час-

тиц. Заметим, что используя оценку коэффициента пространственного усиления величины G в уравнении (5) $\kappa \simeq (\omega_{Hi} / v_A \delta) (n' / n_0)$ (n' — плотность резонансных ионов), нетрудно получить следующую приближенную формулу для амплитуды магнитного поля в предвестнике*

$$\frac{H'_m}{H} \approx \left(\frac{n'}{n_0} \right)^2 \frac{1}{\delta^3}.$$

В безразмерных переменных (9) после замены $\xi \rightarrow -\xi$ система уравнений (5), (6) решается в следующем виде:

$$\frac{d^2 \tau}{d\xi^2} = h \nu \cos \tau; \quad \frac{dh}{d\xi} = \frac{1}{\pi^2} \int d\tau_0 dq_0 dv_0 q_0 v_0 e^{-(v_0^2/2)} \cos \tau(\xi, v_0, q_0, \tau_0). \quad (8)$$

Эта система уравнений интегрировалась численно при $\xi > 0$ для ансамбля 10^4 резонансных частиц с координатами $0 < \tau_0 < 2\pi$, $-12 < q_0 < 12$, $-1 < v_0 < 1$ и с начальным условием $h(\xi = 0) = 10^{-2}$. Зависимость $h(\xi)$, полученная в результате интегрирования, показана на рис. 3.

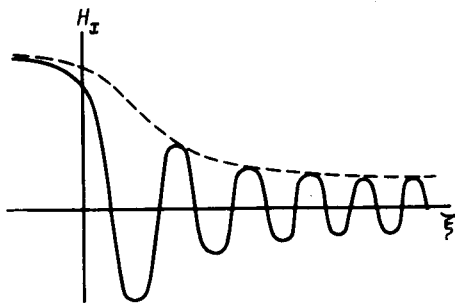


Рис. 1.

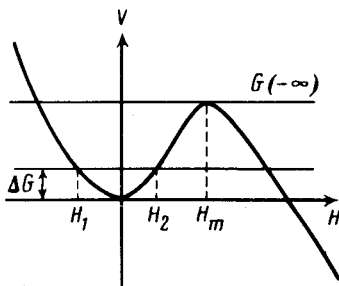


Рис. 2

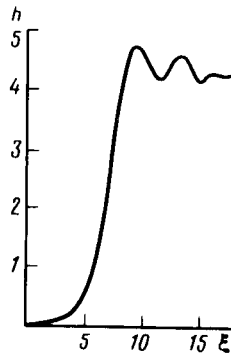


Рис. 3

При интерпретации данных наблюдений следует иметь в виду, что существует альтернативный механизм возбуждения альфвеновских колебаний перед фронтом ударной волны. Он связан с развитием неустойчивости вследствие появления в солнечном ветре пучка отраженных ионов^{5, 6}. В этом случае альфвеновские колебания имеют нерегулярную природу, они сносятся солнечным ветром и характерная энергия возбуждающих их резонансных ионов $\epsilon_{res} \approx \frac{\omega_{Hi}^2}{2\omega^2} m_i v_{sw}^2$ (ω – частота альфвеновских колебаний, измеренная космическим аппаратом), т. е. в $(v_{sw}/v_A)^2$ раз больше, чем в рассматриваемом случае, когда волновой предвестник привязан к фронту ударной волны.

Литература

1. Сагдеев Р.З. Вопросы теории плазмы, под ред. М.А.Леонтовича, т. 4, стр. 20, М.: Атомиздат, 1964.
2. Моисеев С.С., Сагдеев Р.З. J. Nuclear energy, part C, 1963, 5, 43.
3. Kennel C.F., Edmiston J.P., Hada T. A quarter century of collision less shock research, preprint UCLA, PPG-822, 1984.
4. Шаниро В.Д., Шевченко В.И. УФЖ, 1968, В, 1989.
5. Hoppe M.M., Russel C.T., Frank L.A., Eastmen T.E., Greenstadt E.W. J. Geophys. Res., 1981, 86, 4471.
6. Gurnett D.A. Waves and instabilities in collision less shocks, preprint U. of Iowa 84-20, 1984.