Письма в ЖЭТФ, том 42, вып. 2, стр. 47 – 49 *25 июля 1985 г.*

АЛЬВЕНОВСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ ВИХРИ

В.И.Петвиашвили, О.А.Похотелов

Показано, что при учете нелинейности кинетические альвеновские волны в плазме могут распространяться в виде двумерных уединенных вихрей.

В альвеновской волне, распространяющейся под большим углом к магнитному полю, скорость колебаний частиц уже при небольшой плотности энергии становится больше фазовой скорости, что может привести к искривлению фронта волны и образованию двумерных бегущих вихрей. Для описания этого эффекта необходимы нелинейные уравнения с учетом дисперсии и неоднородности плазмы. В [1] такие уравнения были получены в предположении стационарности волны и в пренебрежении давлением ионов, что справедливо только в сильно неизотермической плазме. Найденные в [2] решения этих уравнений не сшиты должным образом и поэтому некорректны. В [3] была получена простая система эволюционных уравнений длинноволновых (по отношению к ларморовскому радиусу ионов) альвеновских и желобковых ьолн в плазме малого давления. В безразмерной форме она имеет вид:

$$\frac{d}{dt}\,\Delta\phi + \mathrm{div}\{\,P_i\,,\nabla_\perp\phi\,\} = \{\,A, J\,\} - \frac{\partial J}{\partial z}\;;\quad J \equiv \Delta A; \tag{1}$$

$$\frac{dA}{dt} + \frac{\partial}{\partial z}\,(\,\phi - P_e) = \{\,P_e\,, A\,\};\quad \Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\,, \tag{2}$$

$$\frac{dP_e}{dt} = \{A, J\} - \frac{\partial J}{\partial z} \; ; \quad \frac{dP_i}{dt} = 0; \qquad c_s / c_A \ll 1. \tag{3}$$

Здесь введены обозначения:

$$\{J, A\} \equiv \frac{\partial J}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial y} - \frac{\partial J}{\partial y} \frac{\partial A}{\partial x} \; ; \quad \frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \{\phi, \ldots\} \; ;$$

$$\phi = e\varphi / T_{e0} \; ; \quad A = eA_z \omega_{Bi} / \omega_{Pi} T_{e0} \; ;$$

$$P_i = (p_i - p_{i0}) / p_{e0} \; ; \quad P_e = (p_e - p_{e0}) / p_{e0} \; ; \quad c_s = T_{e0} / M \, ,$$

φ – электрический потенциал, A_z – компонента вектор-потенциала вдоль постоянного магнитного поля, время измеряется в единицах ω_{Bi}^{-1}, координаты x, y в единицах c_s/ω_{Bi}, z – в единицах c_A/ω_{Bi}, c_A – скорость Альвена, p_{e0} – постоянная часть давления электронов, p_{i0} – ионов. Сохраняется энергия $E = \int [(\nabla_\perp \phi)^2 + (\nabla_\perp A)^2 + P_e^2] \, d^3r$. Ищем решение системы в виде стационарной волны $\phi = \phi(x, \eta)$, $\eta = y + \alpha z - ut$, где u – скорость распространения, α – угол наклона. С помощью простых преобразований, получаем:

$$P_i = f_i(\tilde{\phi}); \quad P_e = \tilde{\phi} + f_e(\tilde{A}); \tag{4}$$

$$\Delta\phi = [f_e(\tilde{A}) + f_\phi(\tilde{\phi})] \, / \, [1 + f_i'(\tilde{\phi})] \; ; \tag{5}$$

$$J = f_A(\tilde{A}) - f_e'(\tilde{A})\tilde{\phi} \; ; \quad \tilde{\phi} \equiv \phi - ux; \quad \tilde{A} \equiv A - \alpha x, \tag{6}$$

где f – произвольные функции, штрих означает производную по аргументу. В полярной системе координат $r^2 = x^2 + \eta^2$; $\operatorname{tg}\theta = \eta/x$, вводим круг, радиусом r_0. Выберем f в виде разных линейных функций внутри и вне круга. Тогда из (5), (6) получим:

$$\begin{gathered} \Delta\phi = B(b_\phi \tilde{\phi} + b_e \tilde{A}); \quad J = b_A \tilde{A} - b_e \tilde{\phi}; \\ P_i = b_i \tilde{\phi}; \quad P_e = \tilde{\phi} + b_e \tilde{A}; \quad B \equiv (1 + b_i)^{-1} \, , \end{gathered} \tag{7}$$

где b – постоянные коэффициенты, отличающиеся снаружи и внутри круга. Внутри круга (7) имеет решение:

$$\begin{gathered} \tilde{\phi} = [e_1 J_1(k_1 r) + e_2 J_1(k_2 r)] \cos\theta \; ; \\ \qquad\qquad\qquad r \leqslant r_0 \\ \tilde{A} = [a_1 J_1(k_1 r) + a_2 J_1(k_2 r)] \cos\theta; \end{gathered} \tag{8}$$

Здесь $k_{1,2}$ – положительные корни уравнения – условия разрешимости (7) в виде бесселевой функции J_1:

$$(k^2 + Bb_\phi)(k^2 + b_A) + B b_e^2 = 0 \qquad r \leqslant r_0 \quad . \tag{9}$$

Постоянные коэффициенты e, a выбираются из условия непрерывного перехода ϕ, A, $\partial\phi/\partial r$, $\partial A/\partial r$ в решение вне круга. В случае неоднородной плазмы, внешнее решение легко выразить через K_1 – функцию Макдональда, аналогично [3,4]. Здесь приведем уединенное решение в однородной плазме. Решение должно исчезать на бесконечности, что дает условия на коэффициенты в (7) вне круга $b_e = -u/\alpha$, $b_A = -b_e^2$; $B = b_\phi = 1$. Тогда из (7) получим $\kappa^2 \equiv 1 - u^2/\alpha^2$

$$\phi = [e_3 K_1(\kappa r) + \frac{e_4}{r}] \cos\theta; \quad A = [\frac{u e_3}{\alpha} K_1(\kappa r) + \frac{\alpha e_4}{ur}] \cos\theta; \quad r \geqslant r_0. \tag{10}$$

Кроме того, для непрерывности при $r = r_0$ необходимо положить $\tilde{\phi} = \tilde{A} = 0$. Тогда ток J и завихренность $\Delta\phi$ также непрерывны. $P_i = 0$; $P_e = e_3 \kappa^2 K_1(\kappa r)\cos\theta$, $r \geqslant r_0$.

Полученный двумерный бегущий вихрь имеет довольно произвольную форму во внутренней области, а во внешней области, где плазма обтекает вихрь, решение (8) определяется скоростью u и углом наклона вихря α. Такие вихри возможно возникают при раскачке альвеновских волн в лабораторной и космической плазме. Они, по-видимому, наблюдались в экспериментах по искусственному возбуждению альвеновских импульсов в магнитосфере с помощью наземных взрывов [5] и в полярной ионосфере [6].

Литература

1. *Михайловский А.Б., Лахин В.П., Михайловская Л.А., Онищенко О.Г.* ЖЭТФ, 1984, 86, 2061.
2. *Mikhailovskii A.B., Aburjania G.D., Onishenko O.G., Churikov A.P.* Phys. Lett., 1984, 101A, 263.
3. *Петвиашвили В.И. Погуце И.О.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 363.
4. *Ларичев В.Д., Резник Г.М.* ДАН СССР, 1976, 231, 1077.
5. *Gokhberg M.B.*. Aktive Experiments in Space, Proceedings of International Simposium, held at Alpbach, Austria, 1983, p. 99.
6. *Биличенко С.В., Костин В.М., Чмырев В.М. Препринт ИЗМИРАН* № 57 (531), 1984.

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова

Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 апреля 1985 г.