ЛИТЕРАТУРА

1. Slicter C. P., Ailion D. — Phys. Rev., 1964, 135A, № 4, p. 1099.
2. Anderson A G, Hartmann S. R. — Phys. Rev. 1962, 128, № 3, p. 2023.
3 Jeener J., Broekart P — Phys. Rev., 1967, 157, № 2, p. 232.
4. Andrew E. R., Tunstall P. P. — Proc. Phys. Soc., 1961, 78, p. 3.
5 Айнбиндер Н. Е., Фурман Г. Б. — ЖЭТФ, 1983, 85, № 3(9), с. 988.
6 Кессель А. Р. — ФТТ, 1963, 5, № 4, с. 1055.
7 Гольдман М. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. — М.: Мир, 1972. — 344 с.
8. Leppelmeier G. W., Hahn E. L. — Phys. Rev., 1966, 146, № 1, p. 179.
9 Ацаркин В. А., Рябушкин О. А., Скиданов В. А. — ЖЭТФ, 1977, 72, № 3, с. 1118.
10. Segebarth C., Jeener J. — Phys. Rev. B, 1984, 29, № 3, p. 1176.

Пермский государственный университет

Поступила в редакцию 4 июня 1984 г.

УДК 537.525.5

НЕЛИНЕЙНЫЕ УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫЕ ГИБРИДНЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

В. М. Чмырев

Известно, что в плазме с конечным отношением газокинетического давления к давлению магнитного поля ($\beta_i=4\pi n_0 T_i/B_0 \gtrsim \cos^2\theta$) продольные и поперечные волны не разделяются. При этом в ультранизкочастотном (УНЧ) диапазоне $\omega \ll \omega_i$ возникает ветвь модифицированных альфвеновских колебаний [1], которая в длинноволновом пределе $k_\perp v_i/\omega_i<1$ имеет вид

$$\omega^2=k_\parallel^2\, v_a^2\left[1+(3/4+T_e/T_i)k_\perp^2\, v_i^2/\omega_i^2\right], \tag{1}$$

а при $k_\perp v_i/\omega_i>1$ описывается выражением

$$\omega = (\boldsymbol{k}_\parallel v_a \boldsymbol{k}_\perp v_s/\omega_i)\,(1+T_i/T_e)^{1/2}, \tag{2}$$

где v_s, v_a — звуковая и альфвеновская скорости, v_i, v_e — тепловая скорость ионов, электронов, $\boldsymbol{k}_\parallel$, $\boldsymbol{k}_\perp$ — продольная и поперечная компоненты волнового вектора $\boldsymbol{k}$ относительно внешнего магнитного поля $\boldsymbol{B}_0$, θ — угол между $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{B}_0$, n_0, T_i, T_e — невозмущенные значения плотности плазмы, температуры ионов и электронов. При получении (1), (2) предполагалось выполнение условия квазинейтральности $n_i=n_e$, а также $v_a \ll v_e$, $\boldsymbol{k}_\parallel \ll \boldsymbol{k}_\perp$, $\omega^2 \gg \boldsymbol{k}_\parallel^2\, v_s^2$ [1].

В линейном приближении волны (1), (2), имеющие одинаковую дисперсию при $T_e \gg T_i$, впервые были исследованы при квазипоперечном распространении в сильно неизотермической плазме в работе [2], где было введено название «гибридные волны» применительно к спектрам вида (2). В данном сообщении рассмотрены стационарные нелинейные волны, отвечающие таким спектрам.

Учитывая особенности поляризации гибридных волн и пренебрегая поперечным смещением электронов в этих волнах [2, 3], будем рассматривать нелинейные движения плазмы, связанные с возмущениями компонент поля E_x, E_z, B_y, продольной скорости электронов v_z и их плотности n. Пусть внешнее магнитное поле $\boldsymbol{B}_0$ направлено по оси z, волна распространяется со скоростью $\boldsymbol{u}$ в плоскости xz. Вводя переменную $\xi = x + \alpha z - ut$, запишем исходную систему уравнений в виде

$$\begin{gathered}
\partial/\partial\xi\,(\alpha E_x - E_z) = (u/c)(\partial B_y/\partial\xi)\,, \quad \partial B_y/\partial\xi = -4\pi e n v_z/c,\\
\partial/\partial\xi\,(\alpha v_z^2/2 - u v_z) = -eE_z/m - (\alpha/mn)(\partial P_\parallel/\partial\xi)\,,\\
0 = -eE_x/m + e v_z B_y/mc - m^{-1}n^{-1}(\partial P_\perp/\partial\xi), \quad \partial/\partial\xi\,(\alpha n v_z - un) = 0,\\
P_\parallel/n^{\gamma_1} = \text{const}, \quad P_\perp/n^{\gamma_2} = \text{const},
\end{gathered} \tag{3}$$

где $\alpha \ll 1$ характеризует угол распространения относительно $\boldsymbol{B}_0$, $P_\parallel$, $P_\perp$ — давление электронов вдоль и поперек магнитного поля.

Эга система приводится в наиболее компактной форме к уравнению для плотности n. Вид уравнения и, соответственно, характер решений зависит от показателей адиабаты для продольных γ_1 и поперечных γ_2 движений плазмы. В случае $\gamma_1=3$ и $\gamma_2=2$ из уравнений (3) получим

$$\left(3N^2-2\tau N-\frac{\mu^2}{N^2}\right)\frac{\partial^2 N}{\partial\xi^2}+2\left(3N-\tau+\frac{\mu^2}{N^3}\right)\left(\frac{\partial N}{\partial\xi}\right)^2+\varkappa^2(N-1)=0, \qquad (4)$$

где $N=n/n_0$, $\mu^2=mu^2/\alpha^2T_{\parallel e}$, $\tau=T_{\perp e}/T_{\parallel e}$, $\varkappa=\mu\omega_{p0}/c$, $\omega^2_{p0}=4\pi n_0e^2/m$, $T_{\perp e}$, $T_{\parallel e}$ — невозмущенные значения поперечной и продольной температур элементов. Путем несложных преобразований уравнение (4) может быть приведено к виду

$$\left(\frac{dN}{d\xi}\right)^2=-\frac{3}{2}\varkappa^2\frac{N^4-(4/3)(1+(2/3)\tau)N^3+(4/3)\tau N^2-\mu^2((1/N)+\ln N)+C_1}{(3N^2-2\tau N-\mu^2/N^2)^2}. \qquad (5)$$

Определяя константу C_1 из условия $dN/d\xi=0$ при $N=1$ и выполняя интегрирование в (5), получим решение в виде уединенной волны сжатия, параметры которой зависят от степени анизотропии температур τ. Зависимость $N(\xi)$ в такой волне при различных τ и μ показана на рис. 1а, б. Зависимость нормированной скорости солитона μ от его амплитуды N_m описывается выражением

$$\mu^2=\frac{N_m^4-(4/3)(1+(2/3)\tau)N_m^3+(4/3)\tau N_m^2+(1/3)-(4/9)\tau}{N_m^{-1}+\ln N_m-1}.$$

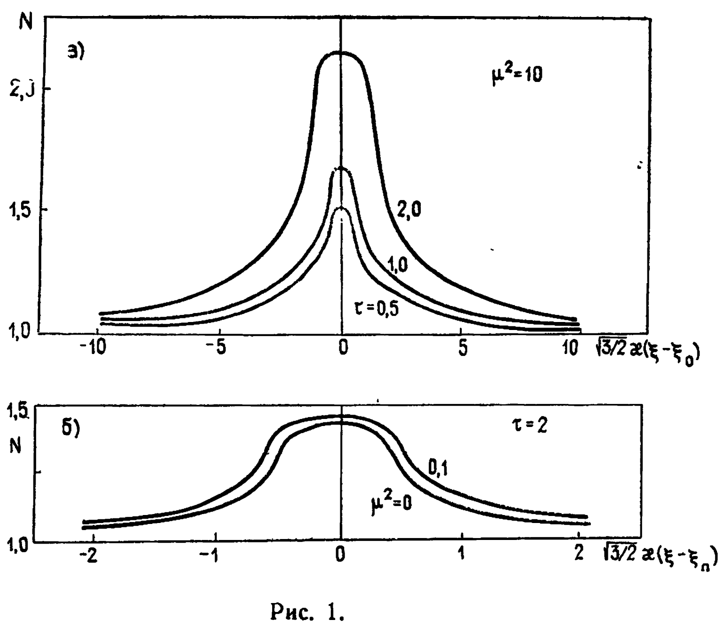

Рис. 1.

Рассмотрим теперь решение (3) при $\gamma_1=1$, $\gamma_2=2$. В этом случае вместо уравнения (5) из системы (3) получим

$$\left(\frac{dN}{d\xi}\right)^2=\frac{\varkappa^2}{3}\,\frac{4N^3-9N^2+6N+6\mu^2(N^{-1}+\ln N)+C_1}{(1-2N-\mu^2N^{-2})^2}. \qquad (6)$$

Чтобы не загромождать формулы, при выводе (6) было положено $\tau=1$.

Наиболее простые решения (6) возникают в пределе малых скоростей возмущений ($\mu^2\ll 1$). Выбирая постоянную C_1 из условия $dN/d\xi=0$ при $N=1$, получим решение (6) в виде

$$\pm\frac{\varkappa}{2}(\xi-\xi_0)=\operatorname{Arth}\frac{\sqrt{4N-1}}{\sqrt{3}}-\frac{\sqrt{3}}{2}\sqrt{4N-1},$$

которое представляет собой солитон разрежения «глубиной» $N_{\min}=1/4$ и «шириной» $\varkappa^{-1}$. Возмущения продольной скорости электронов v_z и компонент поля B_y, E_x, E_z выражаются через $N=n/n_0$ следующим образом (в отсутствие стороннего тока):

$$v_z = \frac{u}{a}\left(1 - \frac{n_0}{n}\right), \quad \frac{dB_y}{d\xi} = \frac{4\pi n_0 eu}{ac}\left(1 - \frac{n}{n_0}\right),$$

$$E_x = \frac{1}{c} v_z B_y - \frac{2T_{\perp e}}{en_0}\frac{dn}{d\xi}, \quad E_z = -\frac{mu^2}{2ae}\frac{d}{d\xi}\left(\frac{n_0^2}{n^2}\right) - \frac{aT_{\parallel e}}{en}\frac{dn}{d\xi}.$$

При произвольной константе C_1 и $\mu^2 \ll 1$ решение (6) определяется неполными эллиптическими интегралами первого и второго рода $F(\gamma, q)$ и $E(\gamma, q)$:

$$\pm \frac{\varkappa}{\sqrt{3}}(\xi - \xi_0) = \frac{1 - 2N_1}{\sqrt{N_1 - N_2}} F(\gamma, q) - 2(N_1 - N_3) E(\gamma, q),$$

$$\gamma = \left(\frac{N - N_3}{N_2 - N_3}\right)^{1,2}, \quad q = \left(\frac{N_2 - N_3}{N_1 - N_3}\right)^{1/2},$$

где $N_1 > N_2 > N_3$ — корни уравнения

$$4N^3 - 9N^2 + 6N + C_1 = 0.$$

Таким образом, из представленных выкладок следует, что в плазме с $\beta_i \gtrsim \cos^2\theta$ в диапазоне ультранизких частот ($\omega \ll \omega_i$) существуют стационарные нелинейные гибридные волны, распространяющиеся под углом к внешнему магнитному полю. Профиль возмущения может иметь форму как периодической волны, так и уединенной волны сжатия или разрежения плазмы, отвечающих соответственно периодическим возмущениям электрического и магнитного полей либо уединенным скачкам поля.

В заключение отметим, что результаты данной работы могут представить интерес, в частности, с точки зрения механизмов формирования мелкомасштабных авроральных структур [3–5], электромагнитных скачков [6], а также квазипериодических цугов и иррегулярных вспышек геомагнитных микропульсаций [7] в горячей магнитосферной плазме. Линейные механизмы генерации рассмотренных нами волн в магнитосфере анализировались в работах [3, 8, 9].

Благодарю В. Н Ораевского и В. М. Костина за полезные обсуждения данной работы и С. В. Биличенко за помощь в вычислениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hasegawa A., Chen L — Phys. Rev. Lett., 1975, 35, p. 370.
2. Lominadze D. G., Stepanov K. N. — Nuclear Fusion, 1964, 4, p. 281.
3. Hasegawa A. — J. Geophys. Res., 1976, 81, p. 5083.
4 Mozer F. S., Cattell C A., Hudson M. K., Lysak R. L., Temerin M., Torbert R. B. — Space Sci. Rev., 1980, 27, p. 155.
5. Temerin M., Cerny K., Lotko W., Mozer F. S. — Phys. Rev. Lett., 1982, 48, p. 1175.
6. Чмырев В М., Ораевский В. Н., Исаев Н. В., Биличенко С. В., Станев Г., Теодосиев Д. Препринт ИЗМИРАН № 25 (436). — М., 1983
7. Пудовкин М. И., Распопов О. М, Клейменова Н. Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. 2. — Л.: Гос. ун-т, 1976, с. 224
8. Coroniti F. V., Kennel C. F. — J. Geophys. Res., 1970, 75, p. 1279.
9. Мордовская В. Г., Чмырев В. М — Изв. вузов — Радиофизка, 1984, 27, № 10, с. 1338.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию 28 мая 1984 г.

УДК 621.372.834

ВЫСОКОДОБРОТНЫЙ ЭКРАНИРОВАННЫЙ РЕЗОНАТОР НА ОСНОВЕ ЛЕЙКОСАПФИРА

В. Я. Двадненко, В. А. Коробкин

В работах [1, 2] описаны сверхвысокодобротные лейкосапфировые дисковые резонаторы с большим числом вариаций поля по периметру. Такие резонаторы, благодаря малым диэлектрическим потерям лейкосапфира, имеют величины собственной добротности, достигающие при 300 К величины $3 \cdot 10^5$. Однако применение в технике СВЧ