

## О ВСПЫШКАХ ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В.Тимофеев

В ряде экспериментов по адиабатическому удержанию плазмы циклотронное излучение, сопровождаемое выбросом частиц, наблюдалось в виде периодических взрывов, разделенных во времени [1]. Это явление до сих пор не имело теоретической интерпретации. В настоя-

шей работе сделана попытка связать взрывной характер излучения с некоторыми особенностями в развитии циклотронных колебаний с отрицательной энергией. Такие колебания появляются в анизотропной плазме, если распределение частиц плазмы по скоростям далеко от равновесного [2,3].

Пусть, например, средняя энергия движения ионов поперек магнитного поля  $E_{\perp i}$  значительно превышает продольную  $E_{\parallel i}$ , а плотность плазмы и температура электронов достаточно велики:

$$E_{\parallel i}/E_{\perp i} \ll T_e/E_{\perp i} \ll \text{Min} \{ 1; \omega_{pi}^2/\omega_i^2; (E_{\perp i}/T_e)(m/M) \},$$

где  $\omega_{pi} = (4\pi e^2 n_0 / M)^{1/2}$  — плазменная и  $\omega_i = eH/Mc$  — циклотронная частота ионов. Тогда для собственных колебаний плазмы при  $\omega_i/V_e \ll k_{\parallel} \ll \omega_i/V_{\perp i}$ ,

$$\omega \approx \nu \omega_i \quad (\nu - \text{целое}) \text{ дисперсионное уравнение принимает}$$

следующий вид:

$$\epsilon = \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 V_e^2} \left( 1 + i \sqrt{\pi} \frac{\omega}{k_{\parallel} V_e} \right) - \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - \nu \omega_i)^2} \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} \varphi_e \left( \frac{k_{\perp} V_{\perp i}}{\omega_i} \right) = 0. \quad (I)$$

Здесь  $\epsilon = \sum_{p,q} \frac{k_p k_q}{k^2} \epsilon_{pq}$ ,  $\epsilon_{pq}$  — тензор диэлектрической проницаемости плазмы, величина  $\varphi_e$  зависит от вида функции распределения ионов по  $V_{\perp}$ . Так, при максвелловском распределении  $\varphi_e(x) = I_2(x^2)e^{-x^2}$  и при распределении в виде  $\delta$ -функции

$\varphi_e(x) = I_2^2(x)$ . Колебания считаются потенциальными, и возмущения начальных величин выбираются в виде  $\exp(-i\omega t + i\vec{k}\vec{z})$ .

Магнитное поле и плотность плазмы в начальном состоянии предполагаются однородными.

Из действительной части уравнения (I) находим

$$\omega - \nu \omega_i = \pm \sqrt{\frac{T_e}{M} \varphi_e} k_{\parallel}.$$

Нетрудно видеть, что колебания с  $\omega > \nu \omega_i$  обладают положительной энергией  $W = (\omega/8\pi) (\partial \epsilon / \partial \omega) |E|^2 > 0$ , а колебания с  $\omega < \nu \omega_i$  — отрицательной. Поэтому поглощение энергии резонансными электронами приводит к затуханию первых и к раскачке вторых, причем инкремент (декремент) равен  $\gamma \approx \sqrt{\frac{m}{M}} \omega_i$  [2,3].

Рассмотрим теперь нелинейные эффекты взаимодействия между колебаниями с разными знаками энергии. В работе Дикасова и др. [4] показано (см. также [2]), что в результате такого взаимодействия рас-

качка колебаний должна усилиться. Действительно, посредством нелинейных процессов энергия перекачивается от нарастающих колебаний к затухающим, что приводит к возрастанию инкремента неустойчивых колебаний (их энергия отрицательна) и возбуждению затухающих колебаний с положительной энергией. В результате вблизи циклотронной частоты должны появиться два сигнала, разделенные частотным интервалом порядка  $\sqrt{m/M} \omega_i$ , что может быть замечено на эксперименте.

При малых амплитудах колебаний, когда можно ограничиться учетом трехволновых процессов (в настоящем случае это имеет место при  $(e\varphi)^2 \ll ((m/M) E_{Li})^2$ , где  $\varphi^2 = \int d\vec{k} |\varphi|_{\vec{k}, \omega_{\vec{k}}}^2$ ) уравнение для числа волн  $n_{\vec{k}} = (k^2/8\pi) (\partial \epsilon_{\vec{k}} / \partial \omega) |\varphi|_{\vec{k}, \omega_{\vec{k}}}^2$  имеет следующий вид:

$$\frac{\partial n_{\vec{k}}}{\partial t} = 2\gamma_{\vec{k}} n_{\vec{k}} + \int d\vec{k}' \sum_{\ell, \ell', \ell''} V_{\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}-\vec{k}'}^{\ell, \ell', \ell''} (n_{\vec{k}'}, n_{\vec{k}-\vec{k}'} - n_{\vec{k}} n_{\vec{k}-\vec{k}'} - n_{\vec{k}} n_{\vec{k}'} \delta(\omega_{\vec{k}} - \omega_{\vec{k}'} - \omega_{\vec{k}-\vec{k}'})) \quad (2)$$

Здесь  $\gamma_{\vec{k}} = \text{Im} \epsilon_{\vec{k}} / (\partial \epsilon_{\vec{k}} / \partial \omega) \approx \sqrt{m/M} \omega_i$  - линейный инкремент,

$$V_{\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}-\vec{k}'}^{\ell, \ell', \ell''} = 2\pi^2 \frac{1}{k^2 k'^2 (k-k')^2} \left( \frac{\partial \epsilon_{\vec{k}}}{\partial \omega} \frac{\partial \epsilon_{\vec{k}'}}{\partial \omega} \frac{\partial \epsilon_{\vec{k}-\vec{k}'}}{\partial \omega} \right)^{-1} \left( \frac{e}{M} \right)^2 \omega_{pi}^4 \times$$

$$\times \left[ \frac{k_{||} k'_{||} (k_{||} - k'_{||})}{(\omega - \ell \omega_i)(\omega' - \ell' \omega_i)(\omega - \omega' - (\ell - \ell') \omega_i)} \right]^2 \left[ \frac{k_{||}}{\omega - \ell \omega_i} + \frac{k'_{||}}{\omega - \ell' \omega_i} + \frac{k_{||} - k'_{||}}{(\omega - \omega') - (\ell - \ell') \omega_i} \right]^2 \int_0^{\infty} V_1 dV_1 I_{\ell} (V_1) I_{\ell'} \left( \frac{k_{||} V_1}{\omega_i} \right) I_{\ell''} \left( \frac{k'_{||} V_1}{\omega_i} \right) I_{\ell - \ell''} \left( \frac{(k_{||} - k'_{||}) V_1}{\omega_i} \right)$$

Было найдено [4], что при наличии взаимодействия между колебаниями с различными знаками энергии уравнение описывает возмущения, неограниченно возрастающие во времени. Мы не будем решать уравнение (2), но лишь определим порядок величины нелинейного инкремента  $\gamma_{нл} \approx (e\varphi/T_e)^2 \sqrt{m/M} \omega_i$ . С ростом амплитуды, когда включаются каскадные взаимодействия с учетом 4-й, 5-й и т.д. волн, нелинейный инкремент становится еще больше.

Таким образом, развитие неустойчивости имеет характер взрыва. Разумеется, амплитуда колебаний не может увеличиваться неограниченно.

Можно предположить, что ее рост приостановится, когда продольная энергия ионов возрастет настолько, что само существование колебаний с отрицательной энергией станет невозможным<sup>1)</sup>. В начальной стадии процесса прирост  $E_{\parallel i}$  нетрудно оценить по квазилинейной теории

$$\frac{\partial E_{\parallel i}}{\partial t} \approx \frac{(e\varphi)^2}{T_e} \sqrt{\frac{m}{M}} \omega_i.$$

При этом диссипативные процессы (затухание Ландау на электронах) приведут к затуханию колебаний, и следующий импульс излучения появится лишь, когда будет восстановлен первоначальный вид функции распределения ионов.

Как следует из рассмотрения, взрывной характер развития неустойчивости связан с наличием колебаний с отрицательной энергией. Мы рассмотрели плазму с анизотропными ионами и горячими электронами; нетрудно показать, что при определенных условиях в плазме с холодными электронами, а также в электронной анизотропной плазме колебания с отрицательной энергией также возможны.

Автор благодарен Б.Б.Кадомцеву за внимание к работе и А.Б.Михайловскому и В.И.Пистунувичу за обсуждение работы.

Поступило в редакцию

13 мая 1966 г.

#### Литература

- [1] L.G.Kuo, E.G. Murphy, M.Petravic, D.R. Sweetman. *Phys.Fluids*, **7**, 988, 1964; Д.И.Артеменков и др., Докл. на конф. в Калэме, Англия, 1965.
- [2] Б.Б.Кадомцев, А.Б.Михайловский, А.В.Тимофеев. *ЖТФ*, **47**, 2266, 1964.
- [3] В.Б.Красовицкий, К.Н.Степанов. *ЖТФ*, **34**, 1013, 1964; В.И.Пистунувич, А.В.Тимофеев. Докл. АН СССР, **159**, 779, 1964.
- [4] В.М.Дикасов, Л.И.Рудаков, Д.Д.Рютов. *ЖТФ*, **48**, 913, 1965.

1) А.Б.Михайловский отметил, что при достаточном начальном разбросе по  $V_{\parallel i}$  стабилизирующий эффект может появиться в высших приближениях по  $n_k$  за счет нелинейного черенковского излучения ионов.