Письма в ЖЭТФ, том. 49, вып. 11, стр. 594–596 *10 июня 1989 г.*

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОТКРЫТЫХ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫХ СИСТЕМ

Н.И.Карбушев, А.Д.Шаткус

Найдена новая зависимость инкремента неустойчивости открытой плазменно-пучковой системы от плотности ультрарелятивистского электронного пучка.

Повышение плотности ультрарелятивистского электронного пучка, распространяющегося в поперечно-ограниченной плазме, сопровождается рядом новых явлений [1], влияющих на развитие черенковской неустойчивости: меняется зависимость инкремента от частоты и параметров плазменно-пучковой системы, искажается поляризация и поперечная структура возбуждаемых пучком электромагнитных волн [2–5].

В настоящей работе показано, что при больших значениях параметра взаимодействия $\nu = \gamma \frac{n_b}{n_p} \gg 1$ (γ – релятивистский фактор электронов пучка, n_b, n_p – плотности пучка и плазмы) в открытой плазменно-пучковой системе развивается неустойчивость, сопровождающаяся значительным излучением электромагнитной энергии с боковых границ плазмы и имеющая новую зависимость максимального пространственного инкремента от плотности пучка: $\propto n_b^{3/4}$. Такая зависимость не сводится ни к одной из известных ранее [2-6].

Рассмотрение проведено на примере двумерной модели плоского плазменно-пучкового слоя толщины d, расположенного в области $-\frac{d}{2} \leqslant x \leqslant \frac{d}{2}$, $-\infty < y, z < \infty$. Ось z совпадает с направлением распространения пучка, все электроны которого движутся поступательно с невозмущенным значением скорости u, причем $\gamma = (1 - \frac{u^2}{c^2})^{-1/2} \gg 1$. Вся система помещена в сильное магнитное поле, исключающее возможность поперечного движения электронов. Движением ионов и тепловой скоростью электронов плазмы пренебрегаем.

Условия непрерывности полей и их производных на границах слоя дают дисперсионное уравнение, которое связывает частоту ω и продольное волновое число k электромагнитных возмущений, имеющих отличную от нуля продольную составляющую электрического поля и меняющихся вне слоя по закону $\exp(-i\omega t + ikz - \kappa |x|)$:

$$(1 - \sqrt{\epsilon_\parallel})^2/(1 + \sqrt{\epsilon_\parallel})^2 = \exp(2\kappa\sqrt{\epsilon_\parallel} d), \tag{1}$$

где $\kappa = (k^2 - \frac{\omega^2}{c^2})^{1/2}$ – поперечное волновое число; $\epsilon_\parallel = 1 - \omega_p^2/\omega^2 - \omega_b^2/[\gamma^3(\omega - ku)^2]$ – продольная диэлектрическая проницаемость слоя; $\omega_{p,b} = (\frac{4\pi e^2 n_{p,b}}{m})^{1/2}$ – ленгмюровские частоты плазмы и пучка; e и m – заряд и масса электрона.

Из анализа уравнения (1) следует, что при достаточно больших значениях γ, удовлетворяющих условиям

$$\omega_p d/c \ll \gamma, \tag{2}$$

$$\omega_b^2 \omega_p^2 d^4/c^4 \ll \gamma^3 \tag{3}$$

пучок может взаимодействовать только с одной плазменной модой, амплитуда которой слабо меняется внутри слоя ($|\kappa\sqrt{\epsilon_\parallel}|d \ll 1$), а масштаб проникновения электромагнитного поля в вакуум значительно превосходит толщину d [1)]. При малых значениях параметра взаимодействия ($\nu^{1/3} \ll 1$) имеет место "обычная" черенковская неустойчивость [6] с максимальным пространственным инкрементом $|\mathrm{Im}k|_m = \frac{\sqrt{3}}{4} \frac{\omega_p^2 d}{c^2\gamma^3}\nu^{1/3} \propto n_b^{1/3}$, который достигается на частоте $\omega_0 = \frac{\omega_p^2 d}{2c\gamma} \ll \omega_p$. Частота ω_0 соответствует точному совпадению скорости пучка с фазовой скоростью плазменной моды: $u = \omega_0/k_p(\omega_0)$, где $k_p(\omega) \approx \frac{\omega}{c}(1 + \frac{2\omega^2 c^2}{\omega_p^4 d^2})$ – закон дисперсии $k(\omega)$ в отсутствие пучка. При этом $\kappa^{-1} \approx c\gamma/\omega_0$ определяет характерный масштаб локализации поля неустойчивой моды вблизи поверхности слоя.

Повышение параметра взаимодействия до значений $\nu \gg 1$, но $\nu^{1/2} \ll \gamma^2, \frac{\gamma^2 c^2}{\omega_p^2 d^2}$ приводит к смещению максимума инкремента в сторону высоких частот и изменению его зависимости

---

1) Данная плазменная мода существует также в пределе бесконечно тонкого слоя с поверхностной плотностью электронов плазмы $\sigma_p = \lim(n_p d)$, $d \to 0$.

от плотности пучка. Действительно, в рассматриваемых условиях уравнение (1) сводится к уравнению четвертой степени относительно величины $(\delta k)^{1/2}$, где $\delta k = k - \frac{\omega}{u} \ll \frac{\omega}{u}$ – добавка, определяющая медленное изменение амплитуд возмущений:

$$\delta k^2 + \nu \frac{\omega^2}{\gamma^4 c^2} = \frac{\sqrt{2}\omega^{3/2}c^{1/2}}{\omega_p^2 d}\delta k^{3/2}. \tag{4}$$

Здесь учтено сильное влияние плазменно-пучкового взаимодействия на величину поперечного волнового числа: $\kappa \approx (2\delta k \frac{\omega}{c})^{1/2}$, причем $|\kappa| \gg \frac{\omega}{\gamma c}$. Из анализа уравнения (4) следует, что неустойчивость имеет место ($\mathrm{Im}k < 0$) в полосе частот $0 < \omega < \omega_{\text{кр}} \ll \omega_p$, где

$$\omega_{\text{кр}} = (2\sqrt{2}/3^{3/4}) \frac{\nu^{1/4}}{\gamma} \frac{\omega_p d}{c} \gg \omega_0 \tag{5}$$

и все четыре корня уравнения (4) комплексны. Из них только один удовлетворяет условию ограниченности электромагнитного поля при $x \to \pm\infty$ ($\mathrm{Re}\kappa > 0$) и соответствует наличию поперечного потока электромагнитной энергии из слоя в вакуум: $\mathrm{Im}\kappa < 0$. Используя общее решение уравнения (4), полученное методом Декарта–Эйлера, находим максимальный инкремент неустойчивости

$$|\mathrm{Im}k|_{max} \approx 1{,}05 \frac{\omega_p^2 d}{c^2\gamma^3}\nu^{3/4} \propto n_b^{3/4} \tag{6}$$

и соответствующую ему частоту $\omega_m \approx 0{,}78\omega_{\text{кр}}$. При этом

$$\kappa(\omega_m) \approx (1{,}59 - 0{,}64i) \frac{\omega_p^2 d}{c^2} \frac{\nu^{1/2}}{\gamma^2}. \tag{7}$$

Из последнего выражения следует, что с повышением плотности пучка уменьшается масштаб локализации поля вблизи поверхности слоя²⁾ ($(\mathrm{Re}\kappa)^{-1} \propto 1/n_b^{1/2}$). Кроме того, для отношения составляющих вектора Пойнтинга S_x/S_z, характеризующего долю электромагнитной энергии, излучаемой с боковых границ системы, находим

$$S_x/S_z = \frac{c\,|\mathrm{Im}\kappa(\omega_m)|}{\omega_m} = 0{,}66\frac{\nu^{1/4}}{\gamma} \gg 1/\gamma, \tag{8}$$

что значительно превосходит соответствующее отношение в случае $\nu^{1/3} \ll 1$, когда $S_x/S_z \sim \sim \nu^{1/3}/\gamma \ll 1/\gamma$. В связи с этим обстоятельством данную плазменно-пучковую неустойчивость можно назвать излучательной. Отметим также, что рассматриваемая область параметров (2), (3) соответствует отсутствию неустойчивости в плазменно-пучковой системе с неизлучающей боковой границей, закрытой металлическими стенками [2,3].

Литература

1. *Файнберг Я.Б.* Физика плазмы, 1985, 11, 1398.
2. *Белов Н.Е. и др.* ЖТФ, 1982, 52, 1674.
3. *Файнберг Я.Б. и др.* ДАН СССР, 1984, 275, 56.
4. *Tajima T.* Phys. Fluids, 1979, 22, 1157.
5. *Александров А.Ф. и др.* Физика плазмы, 1988, 14, 455.
6. *Рухадзе А.А. и др.* Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980.
7. *Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф.* Письма в ЖТФ, 1987, 13, 274.

Московский радиотехнический институт
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 апреля 1989 г.

---

²⁾ Аналогичный эффект имеет место при излучении в вакууме ограниченных потоков электронов-осцилляторов [7].