

АНОМАЛЬНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЫ

А.А. Рухадзе, М.Е. Чоговадзе

Обсуждается возможность аномального торможения сильноточного релятивистского электронного пучка вблизи поверхности проводящей среды. Торможение обусловлено развитием диссипативной пучковой неустойчивости с возбуждением поверхностных колебаний в проводящей среде.

На границе раздела проводящей среды с вакуумом существуют поверхностные электромагнитные волны. В среде с диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \quad (1)$$

дисперсионное уравнение поверхностных электромагнитных волн записывается в виде /1/

$$\epsilon(\omega) \sqrt{k^2 c^2 - \omega^2} + \sqrt{k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon(\omega)} = 0. \quad (2)$$

Здесь ω частота волны, k — ее волновой вектор, параллельный поверхности среды, ω_p и ν — ленгмюровская частота и частота столкновений электронов в среде, а величины $\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2/c^2}$ и $\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon(\omega)/c^2}$ характеризуют глубину проникновения поля поверхностной волны в вакуум и среду соответственно.

В условиях, когда $\omega_p \gg \nu$ (например, слабостолкновительная плазменная среда), спектры поверхностных волн изучены подробно. В частности, в такой среде существуют слабозатухающие волны, которые в коротковолновом пределе ($\omega^2 \ll k^2 c^2$) представляют собой потенциальные колебания с частотой $\approx \omega_p / \sqrt{2}$, а в длинноволновом пределе сильно непотенциальны и имеют фазовую скорость, близкую к скорости света. Благодаря такому поведению спектра, поверхностные колебания в бесстолкновительной плазме легко возбуждаются электронными пучками, распространяющимися вблизи поверхности плазмы /2/.

В данной работе рассмотрен обратный предел, когда $\omega_p \ll \nu$ и поверхностные волны, по крайней мере в коротковолновом пределе, должны сильно затухать: $\omega \approx -i\omega_p^2/2\nu$. В длинноволновом пределе ($\omega \ll \omega_p^2/\nu$) можно показать, что поверхностные волны затухают слабо:

$$\omega = kc (1 - i\nu kc/2\omega_p^2). \quad (3)$$

Видно, что в этом пределе поверхностные волны оказываются слабо замедленными — их фазовая скорость близка к скорости света в вакууме. Глубина проникновения такой волны в среду при этом весьма мала, порядка $\sim (c/\omega_p) \sqrt{\nu/\omega}$, в то время как в вакуум поле убывает значительно медленнее, на расстоянии $\sim (c/\omega_p) \sqrt{\nu/\omega} (\omega_p^2/\omega^2)$. Поэтому возникает возможность возбуждения волны (3) сильно релятивистским электронным пучком.

Чтобы исследовать указанную возможность, рассмотрим задачу о взаимодействии с поверхностной волной пучка релятивистских электронов, пролетающих параллельно поверхности твердого тела и заполняющих полупространство. Считаем систему помещенной в сильное продольное магнитное поле, замагничивающее пучок, но не замагничивающее плазму твердого тела. Дисперсионное уравнение поверхностной волны в такой плазма-пучковой системе запишем в виде

$$\epsilon(\omega) \sqrt{(k^2 c^2 - \omega^2)/\epsilon_b(\omega, k)} + \sqrt{k^2 c^2 - \omega^2} \epsilon(\omega) = 0, \quad (4)$$

где $\epsilon_b(\omega, k) = 1 - \omega_b^2/\gamma^3 (\omega - ku)^2$, ω_b — ленгмюровская частота электронов пучка, u — их скорость, $\epsilon(\omega)$ дается выражением (1), причем нас интересует случай плохо проводящей среды и длинноволновый предел ($\omega \ll \omega_p^2/\nu$), в котором поверхностные волны без пучка слабо затухают (3).

Считая пучок сильно релятивистским ($\gamma^2 \gg 1$), из уравнения (4) получаем

$$\delta = -i \frac{\nu k^2 c^2}{2\omega_p^2} \left[1 - \frac{\omega_b^2}{\gamma^3 (kc/2\gamma^2 + \delta)^2} \right]. \quad (5)$$

В отсутствие пучка спектр (5) переходит в (3). Из (5) следует, что при токах пучка, превышающих некоторое значение, определяемое для волны с заданным волновым числом k условием

$$\omega_b^2 \geq k^2 c^2 / 4\gamma, \quad (6)$$

в системе возникает неустойчивость ($\text{Im} \delta > 0$), т.е. происходит возбуждение поверхностной волны. Неустойчивость имеет диссипативный характер, т.к. $\nu \gg kc \approx \omega$, поэтому ее развитие должно приводить не к излучению, а поглощению возбуждаемой пучком волны в среде и, как следствие, торможению пучка.

Вблизи порога неустойчивости, когда $\delta \ll \omega/\gamma^3$, из (5) находим

$$\delta = i\nu (k^2 c^2 / 2\omega_p^2) (4\gamma\omega_b^2 / k^2 c^2 - 1).$$

Неустойчивость будет развиваться, если возмущения успевают нарасти на длине образца твердого тела L , т.е. $\delta > u/L \simeq k_{\min} u$. Это означает, что ток пучка должен быть намного больше минимального критического (для возбуждения основной моды колебаний). Исходя из соотношения (5) можно показать, что возникающее при этом значение инкремента $\delta = i2\nu\gamma\omega_b^2/\omega_p^2$ является максимальным.

Таким образом, условия развития диссипативной неустойчивости с возбуждением поверхностной волны пучком релятивистских электронов, пролетающих над проводящей средой, имеют вид:

$$\nu > \frac{\omega_p^2}{2\nu} \gg kc \simeq \omega \gg 2\gamma^2 |\delta| \simeq 4\gamma^3 \nu \omega_b^2 / \omega_p^2 > 2\gamma^2 u/L.$$

Отсюда следует, что при токах пучка, превышающих критический ток (6), в системе будет возбуждаться широкий спектр колебаний $k/k_{\min} \simeq kL > \omega^2/2kc\nu \gg 1$. Их нелинейную эволюцию можно описать в рамках квазилинейной теории диссипативной неустойчивости.

В заключение приведем численный пример, демонстрирующий условия развития рассмотренной неустойчивости в реальном эксперименте. В образце с $\omega_p \simeq 3 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\nu \simeq 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и длиной $L \simeq 0,5 \cdot 10^2 \text{ см}$ релятивистским пучком с плотностью тока $j_b \approx 5 \text{ кА/см}^2$ ($\omega_b \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$) и энергией 1 МэВ ($\gamma \approx 3$) будут возбуждаться колебания в области частот $2 \cdot 10^1 \text{ с}^{-1} > \omega > 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ с инкрементом $|\delta| \approx 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Глубина проникновения таких колебаний в вакуум составляет порядка 1 см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Колебания и волны в плазменных средах. М., изд. МГУ, 1990, с. 271.
2. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М., Наука, 1990, с. 324.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 12 февраля 1991 г.