01;04

Неустойчивость релятивистского плазменного потока, связанная с возбуждением поверхностных волн

© *А.Д. Канарейкин, И.Л. Шейнман*

С.-Петербургский государственный электротехнический университет

Поступило в Редакцию 8 июля 1996 г.

В работе проанализирована неустойчивость плазменного потока, связанная с возбуждением нового типа цилиндрических поверхностных электромагнитных волн на границе потока и неподвижной плазмы. Показано, что в отличие от традиционного случая $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$ на границе релятивистского плазменного пучка существуют нарастающие поверхностные волны в области частот, соответствующих положительным значениям диэлектрических проницаемостей по обе стороны разрыва. При заданной геометрии и плотности плазмы критическим параметром для возбуждения волн является волновой радиус потока.

В настоящей работе рассматривается один из физических механизмов гидродинамических неустойчивостей релятивистских электронных потоков, связанный с возникновением нарастающих поверхностных электромагнитных волн. Наиболее интересным и недостаточно исследованным случаем является $\varepsilon_{1,2} > 0$, т. е. когда диэлектрические проницаемости обеих граничащих сред (плазмы и потока) положительны. При этом неустойчивость может быть обусловлена как возбуждением продольных волн плотности заряда потока [1], так и возбуждением поперечных поверхностных электромагнитных волн на границе движущейся и неподвижной плазмы. В [2] было показано, что на плоском тангенциальном разрыве скорости среды без дисперсии поверхностные волны существуют при $\varepsilon_1 < 0$, $\varepsilon_2 > 0$, и были рассчитаны инкременты неустойчивости для системы плазменный поток — неподвижная плазма. Цилиндрическая геометрия задачи приводит лишь к дискретизации набора частот, не меняя условия для диэлектрических проницаемостей. Однако в [2] рассматривался только случай, когда волновой вектор $\mathbf{k}_\perp$ совпадает по направлению со скоростью движения потока $\mathbf{V}$. Вместе с тем, при неколлинеарных $\mathbf{k}_\perp$ и $\mathbf{V}$, начиная с некоторого критического угла между ними, могут существовать поверхностные волны и на тангенциальном разрыве скорости однородной среды: $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 > 0$ [3]. В случае цилиндрической геометрии критическим параметром для существования поверхностных волн в области частот, соответствующих положительным значениям диэлектрических проницаемостей сред по обе стороны границы, является номер первой разрешенной моды, что показано в [4].

Проанализируем устойчивость поверхностных волн на границе релятивистского плазменного потока в неподвижной среде с диэлектрической проницаемостью ε_1. Будем считать, что поток представляет собой цилиндр радиусом R, содержащий движущуюся вдоль его оси (ось z) со скоростью $V = \beta c$, где c — скорость света, плазму с диэлектрической проницаемостью ε_2.

Для аналитической оценки инкрементов неустойчивости плазменного потока, связанных с возбуждением поверхностных волн, подставим в полученное в [5] дисперсионное уравнение для поверхностных волн в волноводе, образованном движущимся через плазму релятивистским потоком, выражения для диэлектрических проницаемостей неподвижной и движущейся плазмы:

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{k_{p^1}^2}{k^2}, \quad \varepsilon_2 = 1 - \frac{k_{p^2}^2}{\gamma^3 k_*^2},$$

где

$$\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}, \quad k = \omega/c, \quad k_* = k - \beta k_z, \quad k_{p[1,2]}^2 = \frac{4\pi e^2 n_{[1,2]}}{mc^2}, \quad n_1$$

и n_2 — концентрации электронов вне и внутри цилиндра соответственно, m и e — масса и заряд электрона. Тогда дисперсионное уравнение может быть представлено в виде

$$(\varepsilon_2 S_2 - \varepsilon_1 S_1)(S_2 - S_1) = \frac{\nu^2 k^2 \big(k(1-\varepsilon_{2\perp})(k_z - k\varepsilon_1\beta) - k_z k_*(1-\varepsilon_1)\big)^2}{k_*^2 T_1^4 T_2^4 R^4}, \tag{1}$$

где

$$S_1 = \frac{K'_\nu(T_1 R)}{K_\nu(T_1 R)} \frac{1}{T_1 R}, \quad S_2 = \frac{I'_\nu(T_2 R)}{I_\nu(T_2 R)} \frac{1}{T_2 R}, \tag{2}$$

$I_\nu(x)$ — модифицированная функция Бесселя порядка ν, $K_\nu(x)$ — фунция Макдональда, $\varepsilon_{2\perp} = 1 - \frac{k_{p^2}^2}{\gamma k^2}$, $T_1^2 = k_z^2 - k^2\varepsilon_1$, $T_2^2 = k_z^2 - k^2\varepsilon_{2\perp}$.

Будем искать комплексные решения (1) вблизи частоты продольных колебаний плотности заряда пучка (нерезонансная неустойчивость возникает в области частот, где $\varepsilon_2 < 0$, и в данной работе не рассматривается): $k = k_0 + k_*$, $k_0 = \beta k_z$, $|k_*| \ll k_0$. При этом (1) представляет собой квадратное уравнение относительно k_*:

$$k_*^2\left((S_2 - \varepsilon_1 S_1)(S_2 - S_1) - \frac{\nu^2}{R^2}\frac{(1-\varepsilon_1)^2 k_0^4}{T_1^4 T_2^4 \beta^2}\right)$$

$$+ 2k_*\frac{\nu^2}{R^2}\frac{k_0^5(1-\varepsilon_{2\perp})(1-\varepsilon_1)(1-\varepsilon_1\beta^2)}{T_1^4 T_2^4 \beta^2}$$

$$-\left(\frac{k_0^2(1-\varepsilon_{2\perp})}{\gamma^2} S_2(S_2 - S_1) + \frac{\nu^2}{R^2}\frac{k_0^6(1-\varepsilon_{2\perp})(1-\varepsilon_1\beta^2)}{T_1^4 T_2^4 \beta^2}\right) = 0, \quad (3)$$

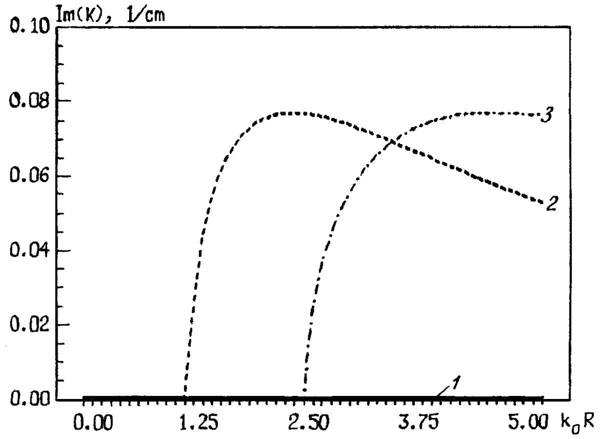
где $T_2^2 = k_0^2(1-\varepsilon_{2\perp}\beta^2)/\beta^2$, $T_1^2 = k_0^2(1-\varepsilon_1\beta^2)/\beta^2$.

При $\nu = 0$ получаем

$$k_*^2 = \frac{k_0^2(1-\varepsilon_{2\perp})}{\gamma^2}\frac{S_2}{S_2 - \varepsilon_1 S_1}, \quad (4)$$

т. е. для возникновения нарастания поверхностных волн на нулевой моде необходимо, чтобы выполнялось $S_2 - \varepsilon_1 S_1 < 0$. Учитывая, что $S_2 > 0$, $S_1 < 0$, получим $\varepsilon_1 < S_2/S_1 < 0$.

На рисунке представлены зависимости инкременов резонансной неустойчивости релятивистского потока, связанной с возбуждением поверхностных волн на границе потока и неподвижной плазмы, $\mathrm{Im}(k)$ от волновых размеров волновода $k_0 R$ при $\varepsilon_1 = 0.5$, $\beta = 0.999$ ($\gamma = 22.2$), $n_2 = 10^{12}\,\text{см}^{-3}$. Следует отметить, что при $\nu = 0$ дисперсионное уравнение (4) не имеет неустойчивых решений, что соответствует в плоской геометрии поверхностным волнам, распространяющимся параллельно скорости движения среды. При $\nu \neq 0$ условия для возбуждения волн возникают только для конечного набора мод, что проявляется в отличных от нуля инкрементах неустойчивости дисперсионного уравнения при $\nu \leqslant \nu_k$. Для малых радиусов потока ν_k не существует, т. е. неустойчивость в системе движущаяся — неподвижная плазма отсутствует. Таким образом, в отличие от устойчивых решений, для неустойчивых критическим параметром становится радиус цилиндра, при котором происходит включение первой моды колебаний.



Зависимости инкремента неустойчивости $\mathrm{Im}(k)$ от поперечных волновых размеров волновода k_0R при $\varepsilon_1 = 0.5$, $\gamma = 22.2$, $n_0 = 10^{12}\,\text{см}^{-3}$: *1* — $\nu = 0$, *2* — $\nu = 1$, *3* — $\nu = 2$.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность существования нарастающих поверхностных электромагнитных волн в системе, сформированной релятивистским плазменным потоком и неподвижной плазмой в области частот, соответствующих положительным значениям ε по обе стороны разрыва скорости. Обнаружено, что при заданных β, ε и ω устойчивость системы определяется критическим параметром — поперечным волновым размером потока, что в плоской геометрии соответствует критическому параметру — углу между $\vec{\boldsymbol{\beta}}$ и $\boldsymbol{k}_{\perp}$.

Результаты настоящей работы применимы к задачам взаимодействия сильноточных релятивистских пучков с лабораторной и астрофизической плазмой.

Список литературы

[1] *Кондратенко А.Н., Куклин В.М.* Основы плазменной электроники. М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.
[2] *Пикулин В.Д., Степанов Н.С.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. № 11. С. 2288–2295.
[3] *Барсуков К.А., Канарейкин А.Д.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 9. С. 1847–1849.
[4] *Канарейкин А.Д., Шейнман И.Л.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 2. С. 61–64.