

01;04;10

Влияние диссипации на неустойчивость сверхпределного электронного пучка

© С.А. Бабаян, Э.В. Ростомян, Ю.Г. Саноян

Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

E-mail: evrostom@freenet.am

evrostom@irphe.am

Поступило в Редакцию 11 марта 2003 г.

Исследовано влияние диссипации на развитие неустойчивости сверхпределного электронного пучка, обусловленной аperiodической модуляцией плотности пучка в среде с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Показано, что инкремент диссипативной неустойчивости сверхпределного электронного пучка зависит от диссипации сильнее, чем у допределного.

Одна из основных тенденций в современной релятивистской микроволновой электронике — переход к все более высоким частотам — приводит к уменьшению скин-слоя на стенках резонаторов [1]. В свою очередь это приводит к увеличению потерь энергии. Диссипация может играть решающую роль в ограничении пространственного и временного роста величины поля. Она может также оказать значительное влияние на спектр возбуждаемых волн и уменьшить инкременты. Но диссипация никогда полностью не подавит неустойчивости. Сильная диссипация меняет характер пучковой неустойчивости, преобразуя ее в неустойчивость иного типа — диссипативную. Неустойчивости этого типа развиваются в системах с электронным пучком, где присутствует пучковая волна отрицательной энергии. По сути дела диссипация является не чем иным, как каналом для отвода энергии для возбуждения пучковой волны с отрицательной энергией. Этот тип пучковых неустойчивостей

отличается от обычной пучковой неустойчивости малым инкрементом и относительно низким уровнем возбуждаемых колебаний [2–3].

Другая тенденция в микроволновой электронике — это увеличение тока пучка для увеличения мощности выходного излучения. Независимо от сильной диссипации она тоже, в конечном счете, приводит к изменению характера пучковой неустойчивости. Известно, что ток пучка, пропускаемый данной электродинамической системой, ограничен пространственным зарядом пучка. Неустойчивость сверхпределного электронного пучка обусловлена не индуцированным излучением собственных волн системы электронами пучка, а либо аperiodической модуляцией плотности пучка в среде с отрицательной диэлектрической проницаемостью, либо раскачкой пучковой волны с отрицательной энергией [4–6]. Это изменение физического характера пучковой неустойчивости обусловлено влиянием пространственного заряда пучка.

В настоящей работе исследуется влияние диссипации на развитие неустойчивости сверхпределного электронного пучка, обусловленного аperiodической модуляцией плотности пучка в среде с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Эта разновидность неустойчивости сверхпределного пучка развивается в однородном по сечению замагниченном пучково-плазменном волноводе. Как и ожидалось, инкремент диссипативной неустойчивости сверхпределного электронного пучка зависит от эффективной частоты столкновений в плазме сильнее, чем у допределного.

Рассмотрим цилиндрический волновод, полностью заполненный холодной плазмой. Моноэнергетический релятивистский электронный пучок пронизывает его. Внешнее продольное магнитное поле достаточно сильно, чтобы заморозить поперечное движение электронов пучка и плазмы. Радиусы пучка и плазмы совпадают с радиусом волновода. Рассмотрим связанную с пучком симметричную E -моду с ненулевыми компонентами E_r , E_z и B_φ . Дисперсионное уравнение имеет вид

$$k_\perp^2 + \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu^*)} - \frac{\omega_b^2}{\gamma^3(\omega - ku)}\right) = 0, \quad (1)$$

где ω и k — частота и продольный волновой вектор; $k_\perp = \mu_{0s}/R$, R — радиус волновода; μ_{0s} — корни функции Бесселя J_0 ; $\omega_{b,p}$ — ленгмюровские частоты пучка и плазмы соответственно; $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$,

ν — эффективная частота столкновений в плазме, u — скорость электронов пучка, c — скорость света. Характер взаимодействия пучка с плазмой и развития неустойчивости, а также влияние диссипации на него меняются в зависимости от величины тока пучка. Эти изменения проявляются в структуре решений уравнения (1). Ищем эти решения в форме $k = \frac{\omega}{u} + q$ ($|q| \ll \omega/u$). Дисперсионное уравнение примет вид

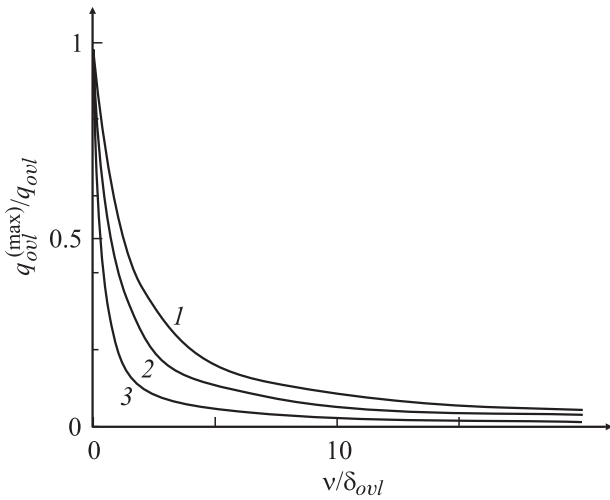
$$x^3 - i \frac{1}{2\gamma^2} \frac{\nu^*}{\omega_0} \frac{\omega_p^2}{\omega_\perp^2} x^2 + x \frac{\alpha}{\gamma^2} = -\frac{\alpha}{2\gamma^4}, \quad (2)$$

где $x = qu/\omega$, $\alpha = \omega_b^2/k_\perp^2 u^2 \gamma^3$, $\omega_\perp^2 = k_\perp^2 u^2 \gamma^2$, $\omega_0^2 = \omega_p^2 - \omega_\perp^2$ — резонансная частота плазменного волновода. Как было показано в [5], если ток пучка порядка или незначительно превосходит предельный вакуумный ток, резонансная частота плазменного волновода остается неизменной. Именно такие пучки рассматриваются в этой работе. В противном случае динамика развития неустойчивости чрезвычайно усложняется [7].

Решения уравнения (2) существенно зависят от величины параметра α . Этот параметр фактически определяет величину тока пучка и характер плазмы пучкового взаимодействия. Легко видеть, что α соответствует (с точностью до множителя γ^{-2}) отношению тока пучка к предельному вакуумному току I_0 , т.е. $\alpha = (I_b/I_0)\gamma^{-2}$ (I_b — ток пучка). Величины $\alpha \ll \gamma^{-2}$ соответствуют допредельному току пучка $I \ll I_0$, и при этом неустойчивость вызвана индуцированным излучением собственных волн системы электронами пучка. При этом легко найти из (2) пространственные инкременты обычной и диссипативной пучковых неустойчивостей в плазменном волноводе, т.е. без диссипации и при ее высоком уровне:

$$q_{sbl} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\omega}{u} \left(\frac{\omega_b^2}{2k_\perp^2 u^2 \gamma^7} \right)^{1/3}; \quad q_{sbl}^{(v)} = \frac{1}{2} \frac{\omega_b}{\sqrt{\nu}} \frac{\omega_0^{3/2}}{\gamma^{3/2} u \omega_p}. \quad (3)$$

Фактически разница между $q_{sbl}^{(v)}$ и соответствующими выражениями предыдущих работ обусловлена геометрией системы. Представленная здесь модель более близка к реальным системам. К тому же предстоит сравнение с результатами, которые будут получены для сверхпредельного пучка. Большие токи электронного пучка также меняют физическую природу неустойчивости. Если ток пучка увеличивается и



Зависимость максимального пространственного инкремента неустойчивости сверхпредельного пучка от уровня диссипации: 1 — $y = 1.44$, 2 — $y = 4$, 3 — $y = 25$.

удовлетворяет условиям $\gamma^{-2} \ll \alpha \ll 1$, силы пространственного заряда пучка меняют природу неустойчивости. Она становится похожей на неустойчивость в среде с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Инкремент достигает максимума при точном черенковском резонансе. При этом решения (2) в отсутствие диссипации и при сильной диссипации имеют вид

$$q_{ovl} = \frac{\omega}{u} \left(\frac{\omega_b^2}{k_{\perp}^2 u^2 \gamma^5} \right)^{1/2}, \quad q_{ovl}^{(v)} = 2 \frac{\omega_b^2}{v} \frac{\omega_0^2}{u \gamma \omega_p^2}. \quad (4)$$

Первое выражение в (4) соответствует временному инкременту неустойчивости сверхпредельного пучка $\delta_0 = \omega_b(u/c)/\gamma^{1/2} \times (1 + \omega_{\perp}^2 \gamma^2 / \omega_0^2)$ [5]. Он зависит от плотности пучка как $\sim \sqrt{n_b}$. Второе выражение в (4) показывает, что неустойчивость сверхпредельного пучка с малым тепловым разбросом меняет свою природу с увеличением уровня диссипации. Неустойчивость становится диссипативной. При этом обычная зависимость инкремента от параметра, характеризующего диссипацию, становится более сильной $-1/2 \rightarrow v^{-1}$. С увеличением

плотности пучка его собственные колебания проявляются эффективней, возбуждается пучковая волна с отрицательной энергией и служит каналом для отвода энергии. Чтобы исследовать переход неустойчивости сверхпредельного пучка в диссипативную и найти максимальный инкремент при произвольных $\lambda \equiv v/\delta$, заметим, что правая часть (2) не играет роли для сверхпредельных пучков и (2) преобразуется к виду

$$x^2 - 2iv(\omega_p^2/\gamma^2\omega_0\omega_\perp^2)x + iq_{ovl}/\omega_0 = 0. \quad (5)$$

Решение (5) есть

$$q_{ovl}^{(max)}(\lambda) = q_{ovl} \left\{ \sqrt{1 + \lambda^2 y} - \lambda \sqrt{y} \right\}, \quad (6)$$

где $y = 1 + \omega_0^2/\omega_\perp^2\gamma^2$. В пределе $\lambda \gg 1$ имеем $q_{ovl}^{(max)} \rightarrow q_{ovl}^{(v)}$. Зависимость максимального инкремента от уровня диссипации дана на рисунке. Виден постепенный переход первого инкремента в (4) в диссипативный (второй) так же, как и типа неустойчивости в целом.

Работа выполнена при поддержке Армянского национального фонда науки и образования (ANSEF).

Список литературы

- [1] *Релятивистская* высокочастотная электроника: Сб. статей / Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. Горький, 1981. 274 с.
- [2] *Bohmer H., Chang J., Raether M.* // Phys. Fluids. 1971. V. 14. P. 150–157.
- [3] *Абрамович В.У., Шевченко В.И.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. (4). С. 1386–1391.
- [4] *Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990. 336 с.
- [5] *Айзатский Н.И.* // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 597–603.
- [6] *Rostomyan E.V.* // Europ. Journ. Applied Physics. 2001. V. 14. P. 177–184.
- [7] *Ростомян Э.В.* // ЖТФ. 1992. Т. 62 (7). С. 167.