

04;10

©1994 г.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ФРОНТАЛЬНОЙ ЭРОЗИИ НА РАЗВИТИЕ РЕЗИСТИВНОЙ ШЛАНГОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭП

Е.К. Колесников, А.С. Мануйлов, И.В. Абашкина

Санкт-Петербургский государственный университет,
199164, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 9 февраля 1994 г.)

В рамках традиционной модели “жесткого пучка” исследовано влияние на развитие резистивной шланговой неустойчивости РЭП процесса эрозии фронтальной части пучка. Показано, что с ростом скорости эрозии наблюдается заметное ослабление указанной неустойчивости.

1. Новые области применения релятивистских электронных пучков (РЭП) делают актуальным дальнейшее исследование динамики транспортировки РЭП в газоплазменных средах [1-11]. Особый интерес в комплексе проблем, связанных с транспортировкой РЭП, представляет исследование крупномасштабных неустойчивостей пучка, среди которых наибольшую опасность представляет резистивная шланговая мода (азимутальное волновое число $m = 1$), характеризующаяся растущими по амплитуде боковыми изгибными колебаниями пучка [1-6]. В настоящее время одним из неизученных мест в теории резистивной шланговой неустойчивости (РШН) РЭП является исследование взаимодействия указанной моды с различными деструктивными процессами, сопровождающими транспортировку пучков в газоплазменных средах. В частности, особый интерес представляет вопрос о взаимодействии РШН с таким важным деструктивным процессом, как эрозия фронтальной части РЭП, которая приводит к “рассыпанию” головы пучка в результате омических потерь и многократного кулоновского рассеяния [9-12].

В настоящей работе с помощью ранее разработанной теории РШН РЭП [1-6] исследован вопрос о влиянии процесса эрозии фронта РЭП на развитие РШН пучка.

2. Рассмотрим парааксиальный моноэнергетический аксиально-симметричный РЭП, распространяющийся в газоплазменной среде, характеризуемой скалярной проводимостью σ_0 , вдоль оси z цилиндрической системы координат (r, ϑ, z) . Ограничимся далее случаем высокой проводимости фоновой среды, когда для основной части пучка выполнено условие полной нейтрализации пространственного заряда РЭП ($4\pi\sigma_0 R_0/c \gg 1$, где R_0 — характерный радиус пучка, c — скорость света). Кроме того, будем предполагать, что проводимость среды не возмущается при боковых отклонениях пучка (радиальный профиль канала проводимости $\sigma(r)$ остается фиксированным). Для простоты будем считать, что радиальный профиль тока пучка и профиль канала проводимости являются бенеетовскими и имеют одинаковый характерный радиальный масштаб. Кроме того, процесс эрозии фронтальной части пучка будем моделировать с помощью задания временного профиля РЭП в следующем виде:

$$R_b(z, \tau) = \begin{cases} R_0 \left(\frac{\tau_r + \Delta\tau}{\tau} \right)^{1/2}, & \tau < \tau_r + \Delta\tau, \\ R_0, & \tau \geq \tau_r + \Delta\tau, \end{cases} \quad (1)$$

$$\Delta\tau = \frac{\alpha_{er}\Delta z}{c}, \quad (2)$$

где z — продольная координата; $\tau = t - z/v_z$ — сдвинутое время (v_z — продольная компонента скорости электронов пучка, величина $\xi = v_z \tau$ характеризует расстояние от фронта пучка до рассматриваемого сегмента РЭП, $\xi_r = \tau_r v_z$ — положение “самосфокусированной” части пучка (тела пучка) относительно его фронта при $z = 0$ (так называемая “пинч-точка”)); $\Delta\tau$ — смещение пинч-точки в сторону хвостовой части РЭП в результате процесса эрозии при распространении пучка на дистанцию Δz ; α_{er} — скорость эрозии; R_0 — радиус тела пучка.

3. Воспользуемся традиционной моделью “жесткого пучка”, в которой предполагается, что боковое смещение РЭП происходит без деформации радиального профиля плотности тока пучка [1,2]. Тогда, модифицируя известные уравнения для описания РШН из работы [1] на случай (1), имеем

$$\frac{\partial^2 \tilde{Y}}{\partial \tilde{z}^2} = G(\tilde{z}, \tilde{\tau})(\tilde{D} - \tilde{Y}), \quad (2a)$$

$$\frac{\partial \tilde{D}}{\partial \tilde{\tau}} = G(\tilde{z}, \tilde{\tau})(\tilde{Y} - \tilde{D}), \quad (3)$$

$$G(\tilde{z}, \tilde{\tau}) = \begin{cases} \frac{\tilde{\tau}}{\tilde{\tau}_r + \mu\tilde{z}}, & \tilde{\tau} < \tilde{\tau}_r + \mu\tilde{z}, \\ 1, & \tilde{\tau} \geq \tilde{\tau}_r + \mu\tilde{z}, \end{cases} \quad (4)$$

$$\mu = \alpha_{er}/(ck_{s0}\tau_0), \quad (5)$$

$$\tilde{Y} = Y/Y_0, \quad \tilde{D} = D/Y_0, \quad (6)$$

$$\tilde{z} = zk_{s0}, \quad \tilde{\tau} = \tau/\tau_0, \quad (7)$$

где Y, D — амплитуды отклонения оси пучка и оси полевой структуры системы плазма-пучок; $k_{s0} = [2I_b/(3I_A R_0^2)]^{1/2}$ — волновое число шлан-

говых колебаний; I_b, I_A — соответственно ток пучка и предельный ток Альфвена; $\tau_0 = \pi\sigma_0 R_0^2 / 2c^2$ — дипольное скиновое время.

В рассматриваемом случае, когда характерный радиус пучка R_b зависит от переменных z и τ , аналитические методы, использованные в [1-6] для исследования шланговых уравнений, не проходят. В связи с этим решаем систему уравнений (2а), (3) с помощью разностных методов. Тогда имеем

$$Y_{j+1}^n = Y_j^n (2 - \Delta^2 G_j^n) - Y_{j-1}^n + \Delta^2 G_j^n D_j^n, \quad (8)$$

$$D_j^n = D_j^{n-1} A_j^n + B_j^n (Y_j^n + Y_j^{n-1}), \quad (9)$$

$$A_j^n = (4 - \delta F_j^n) / (4 + \delta F_j^n), \quad (10)$$

$$B_j^n = \delta F_j^n / (4 + \delta F_j^n), \quad (11)$$

$$F_j^n = G_j^n + G_j^{n-1}, \quad (12)$$

где j — номер узла разностной сетки по переменной z , n — соответствующий номер по временной переменной τ .

Начальные и граничные условия были выбраны следующим образом:

$$D_j^n \Big|_{n=0} = 0, \quad (13)$$

$$Y_j^n \Big|_{j=0} = \begin{cases} \sin \left[2\pi \frac{\tau_n - \tau_0}{\tau_0} \right], & \tau_0 \leq \tau_n \leq 1.5\tau_0, \\ 0, & \tau < \tau_0; \tau > 1.5\tau_0, \end{cases} \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial Y}{\partial z} \right)_j \Big|_{j=0} = 0, \quad (15)$$

где $\bar{\tau}_0 = 20R_0 / (c\tau_0)$.

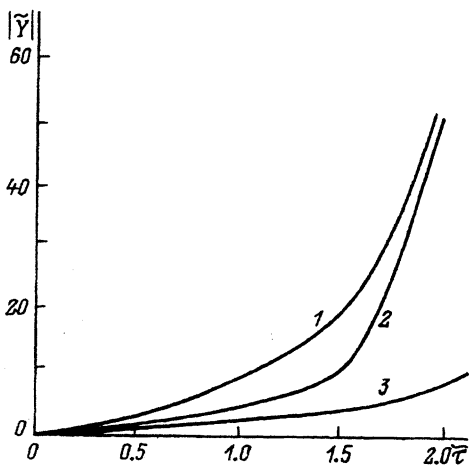


Рис. 1. Зависимость шланговой амплитуды $|\tilde{Y}|$ от $\bar{\tau}$ на расстоянии $z/R_0 = 90$ при различных значениях скорости эрозии.

1 — $\alpha_{er} = 0$, 2 — 0.4, 3 — 1.

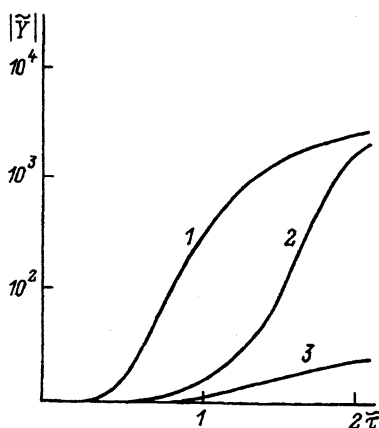


Рис. 2. Зависимость шланговой амплитуды $|\tilde{Y}|$ от $\bar{\tau}$ на расстоянии $z/R_0 = 190$.

1-3 — то же, что и на рис. 1.

Для случая $I_b = 10$ кА, $\gamma = 10$, $R_0 = 1$ см, $\sigma_0 = 10^{12}$ 1/с (γ — релятивистский фактор) на рис. 1 и 2 представлена полученная в результате численного решения системы (8)–(15) зависимость $|\dot{Y}|$ от $\hat{\tau}$ при различных значениях скорости эрозии α_{er} (рис. 1 для ситуации $z/R_0 = 90$, рис. 2 — $z/R_0 = 190$). Подобный результат можно было предвидеть из традиционной линейной теории РШН [1], согласно которой с увеличением радиуса пучка будет понижаться инкремент нарастания неустойчивости. Заметим, что аналогичный эффект на резистивные неустойчивости РЭП оказывает процесс многократного кулоновского рассеяния электронов пучка на атомах газоплазменной фоновой среды, который при определенных условиях может существенно ускорять эрозионный процесс головной части РЭП [8,10,12].

Список литературы

- [1] Lee E.P. // Phys. Fluids. 1978. Vol. 21. N 8. P. 1327–1343.
- [2] Uhm H.S., Lampe M. // Phys. Fluids. 1980. Vol. 23. N 8. P. 1574–1585.
- [3] Надеждин Е.Р., Сорокин Г.А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 5. С. 619–622.
- [4] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 3. С. 40–44.
- [5] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 43–46.
- [6] Lampe M., Sharp W., Hubbard R.F. et al. // Phys. Fluids. 1984. Vol. 27. N 12. P. 2921–2936.
- [7] Lampe M., Touce G. // Phys. Fluids. 1983. Vol. 26. N 11. P. 3371–3376.
- [8] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 3. С. 46–50.
- [9] Sharp W., Lampe M. // Phys. Fluids. 1980. Vol. 23. N 12. P. 2382–2393.
- [10] Lee E.P. // Livermore Lab. Report. UCID-18768. 1980. P. 19.
- [11] Глазичев Л.В., Норман Г.Э., Сорокин Г.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 1. С. 3–7.
- [12] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 9. С. 55–61.