

до коллектора), равной для ККЭА приблизительно 1.5, а для ТЗА, лежащей в пределах 10.8...12.5 [3], то условия соблюдения точности расположения источника для ККЭА становятся еще менее жесткими по сравнению с ТЗА.

Список литературы

- [1] Кузьмин М.В., Уткин К.Г. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 17. С. 86–89.
- [2] Василевский К.В., Горелик В.А., Протопопов О.Д. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1802–1804.
- [3] Горелик В.А., Машинский Ю.П., Пиковская Т.М. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 412–414.

04;10
© 1995 г.

Журнал технической физики, т. 65, в. 1, 1995

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ РЕЗИСТИВНОЙ ШЛАНГОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НА ПОПЕРЕЧНОЕ РАСШИРЕНИЕ РЭП

Е.К.Колесников, А.С.Мануйлов

Санкт-Петербургский государственный университет,
199164, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 5 мая 1994 г.)

В последние годы внимание исследователей все больше привлекают вопросы динамики транспортировки релятивистских электронных пучков (РЭП) в газоплазменных средах. Особый интерес представляет изучение развития пучково-плазменных неустойчивостей, среди широкого спектра которых наибольшим инкрементом обладает резистивная шланговая неустойчивость (РШН), характеризуемая нарастающими по амплитуде боковыми изгибными колебаниями пучка [1–8]. Физический механизм развития РШН обусловлен взаимодействием тока пучка с вихревыми токами, генерируемыми в плазменной среде при боковом смещении РЭП. Кроме того, наличие равновесного обратного плазменного тока приводит к дополнительному механизму нарастания шланговой амплитуды. Как было отмечено в экспериментальной работе [4], при развитии РШН наблюдается заметное поперечное расширение пучка. Очевидно, что указанная дефокусировка пучка связана с резистивным отставанием оси полевой структуры системы плазма-пучок от смещенной оси РЭП. Однако в проведенных ранее теоретических исследованиях РШН [1–7] указанный эффект не учитывался.

В настоящей работе в рамках простой модельной постановки проведена оценка эффекта дефокусировки РЭП при развитии РШН.

Рассмотрим параксиальный аксиально-симметричный РЭП, распространяющийся вдоль оси z цилиндрической системы координат (r, ϑ, z) в газоплазменной среде, характеризуемой высокой омической проводимостью $4\pi\sigma_0 R_b/c \gg 1$ (σ_0 — проводимость, R_b — радиус пучка,

с — скоростью света). Предполагается, что пучок полностью компенсирован по заряду и отсутствует токовая нейтрализация. Для простоты воспользуемся традиционной моделью “жесткого” пучка, в рамках которой полагается, что смещение РЭП при развитии РШН происходит без деформации радиального профиля плотности тока пучка [1]. Предполагая, что пучок имеет гауссовский радиальный профиль, будем считать, что амплитуда бокового отклонения пучка Y меняется со временем t по закону $Y = ut$, где u — скорость бокового сноса РЭП.

Тогда в рамках традиционных моделей огибающей пучка и РШН имеем [1–3,9]

$$R(Y)/R_b \simeq U_0/U(Y), \quad (1)$$

$$U(Y) = \frac{2}{\pi R_b^2} \left(\frac{I_b}{I_A} \right) \int_0^{2\pi} d\vartheta \int_0^\infty dr r^2 (r - \psi \cos \vartheta) \exp(-r^2/R_b^2) \frac{[1 - \exp(-s^2/R_b^2)]}{s^2}, \quad (2)$$

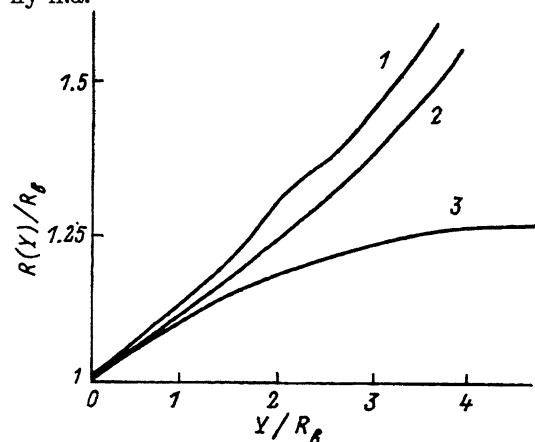
$$s^2 = \psi^2 + r^2 - 2r\psi \cos \vartheta, \quad (3)$$

$$\psi = Y - D, \quad U_0 = I_b/I_A, \quad (4)$$

$$D = u[(t - \tau_g) + \tau_g \exp(-t/\tau_g)], \quad (5)$$

где $R(Y)$ — равновесный среднеквадратичный радиус пучка при его боковом отклонении Y от первоначальной оси, R_b — начальный среднеквадратичный радиус РЭП, U_0 и $U(Y)$ — обобщенные первеансы пучка при $t = 0$ и при шланговом отклонении Y , I_b — ток пучка, I_A — предельный ток Альфвена, ψ — амплитуда резистивного отставания оси полевой структуры системы плазма-пучок от смещенной оси пучка, τ_g — дипольное скинновое время.

На рисунке представлена найденная с помощью (1)–(5) зависимость $R(Y)/R_b$ от амплитуды шлангового отклонения Y/R_b и от различных значений скорости поперечного сноса пучка u для случая $I_b = 10$ кА, $\gamma = 10$, $R_b = 0.5$ см, $\sigma_0 = 10^{12}$ 1/с (γ — релятивистский фактор). Нетрудно видеть, что увеличение шланговой амплитуды пучка приводит к заметной поперечной дефокусировке РЭП. Кроме того, рост скорости бокового сноса пучка также заметно влияет на поперечную дисперсию пучка.



Зависимость $R(Y)/R_b$ от амплитуды бокового отклонения Y/R_b и скорости бокового сноса u (1 — 0.5c, 2 — 0.1c, 3 — 0.01c, c — скорость света).

В заключение отметим, что приведенная выше оценка подтверждает наблюдаемое в эксперименте поперечное расплывание РЭП при развигии высокоамплитудной РШН [4].

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] Fernsler R.F., Hubbard R.F., Hui B. et al. // Phys. Fluids. 1986. Vol. 29. N 9. P. 3056–3073.
- [4] Lauer E.J., Briggs R.J., Fessenden T.J. et al. // Phys. Fluids. 1978. Vol. 21. N 8. P. 1344–1352.
- [5] Надеждин Е.Р., Сорокин Г.А. // ФП. 1983. Т. 9. № 5. С. 988–991.
- [6] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 3. С. 40–44.
- [7] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 43–46.
- [8] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 3. С. 46–50.
- [9] Lee E.P., Cooper R.K. // Part. Accel. 1976. Vol. 7. P. 83–95.

01;03;04;12

Журнал технической физики, т. 65, в. 1, 1995

© 1995 г.

НАГРЕВ ТЕЛА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ

Л.П.Грачев, Н.Н.Грицов, И.И.Есаков, Г.И.Мишин, К.В.Ходатаев

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 9 марта 1994 г.)

Математически задача об аэродинамическом нагреве тел сводится к исследованию системы уравнений движения газа, переноса тепла в нем и теплопроводности внутри тела с соответствующими граничными и начальными условиями [1]. Для ее решения применяют численные методы, а также используются аналитические приближения. Ниже при существенных упрощениях в модели получена аналитическая оценка теплового потока на тело, помещенное в сверхзвуковой (СЗ) поток газоразрядной плазмы. Выводы теории проверены экспериментально и показано их достаточно хорошее количественное согласие. Основной особенностью используемой при этом установки является возможность “быстрого” включения плазменного потока и изменения его температуры, что позволяет проследить динамику нагрева тел.

Уравнение переноса тепла в газе дает для каждого момента времени t следующее распределение его температуры T в полупространстве $x > 0$ при начальной температуре газа T_0 и постоянной, равной Θ_0 температуре на плоскости $x = 0$ [1] $T(x, t) = (T_0 - \Theta_0) \operatorname{erf}[x/(2\sqrt{\kappa t})]$, где $\operatorname{erf}(y) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^y e^{-\xi^2} d\xi$ — интеграл ошибок; $\kappa = \kappa/(\rho C_p)$ — температуропроводность газа; κ, ρ, C_p — его теплопроводность, плотность и теплоемкость при давлении $p = \text{const}$. Градиент же температуры