

04

Влияние проводящего волновода на динамику ионной шланговой неустойчивости релятивистского электронного пучка, распространяющегося в режиме ионной фокусировки

© Е.К. Колесников, А.С. Мануйлов

Санкт-Петербургский государственный университет, математико-механический факультет,
 Научно-исследовательский институт математики и механики им. В.И. Смирнова,
 198504 Санкт-Петербург, Россия
 e-mail: man06@mail.ru

(Поступило в Редакцию 8 ноября 2012 г.)

Исследовано влияние проводящего волновода на особенности динамики ионной шланговой неустойчивости релятивистского электронного пучка, распространяющегося в разреженной газоплазменной среде в режиме ионной фокусировки. В рамках линейной теории рассматриваемой неустойчивости показано, что уменьшение радиуса волновода заметно стабилизирует ионную шланговую неустойчивость. Кроме того, отмечено, что радиальное сужение ионного канала относительно пучка существенно понижает амплитуду шланговых колебаний.

Введение

В последнее время внимание исследователей привлекает проблема транспортировки релятивистских электронных пучков (РЭП) в разреженных газоплазменных средах в режиме ионной фокусировки (ИФ) [1–17]. Указанный режим характеризуется тем, что при распространении электронного пучка вдоль предварительно созданного плазменного канала радиальная компонента электрического поля головной части РЭП выталкивает (без дополнительной ионизации фонового газа) электронную часть канальной плазмы. При этом РЭП будет распространяться на фоне ионного „остова“ плазменного канала, который является дополнительным фокусирующим фактором для пучка. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что транспортировка РЭП в режиме ИФ может сопровождаться развитием ряда крупномасштабных неустойчивостей, среди которых наибольшим инкрементом нарастания обладает шланговая неустойчивость в режиме ИФ или так называемая ионная шланговая неустойчивость (ИШН) [4–12]. В отличие от резистивной шланговой неустойчивости пучка в плотном газе, физическим механизмом которой является взаимодействие тока пучка с генерируемыми в плазме вихревыми токами [1–4], ИШН обусловлена инерционным запаздыванием ионной компоненты плазменного канала относительно оси симметрии РЭП при его поперечных смещениях, что приводит к раскачке колебаний как пучка, так и ионного плазменного канала и последующему развалу РЭП.

В настоящей работе в рамках линейной стадии развития ИШН РЭП исследовано влияние проводящего волновода на пространственную динамику указанной неустойчивости РЭП. Кроме того, изучено влияние на динамику неустойчивости несовпадения характерных радиусов пучка и ионного канала, а также эффекта фазового перемешивания траекторий частиц на ИШН.

Постановка задачи

Рассмотрим моноскоростной параксиальный азимутально-симметричный РЭП, распространяющийся в разреженном газе вдоль предварительно созданного плазменного канала. Предположим, что рассматриваемая система плазма–пучок находится внутри проводящего заземленного цилиндрического волновода радиуса R_w , ось которого совпадает с осью симметрии системы плазма–пучок. Выберем цилиндрическую систему координат (r, θ, z) так, чтобы ось z совпадала с осью симметрии волновода. Давление фонового газа полагаем таким, что выполнено условие существования режима ИФ, а именно [5]

$$\frac{E_{\perp}}{P_g} \gg 1 \left[\frac{\text{keV}}{\text{cm} \cdot \text{Torr}} \right], \quad (1)$$

где E_{\perp} — поперечная компонента напряженности электрического поля фронтальной части пучка, P_g — давление фонового газа.

При выполнении условия (1) будет выполнено следующее ограничение:

$$\lambda_{\text{av}} \gg R_b. \quad (2)$$

Здесь λ_{av} — характерная длина развития лавинной ионизации окружающего пучок газа, R_b — характерный радиус пучка. В этой ситуации плазменные электроны под действием поперечной компоненты электрического поля в головной части РЭП удаляются из плазменного канала без дополнительной ионизации фонового газа.

Далее будем считать, что радиальные зависимости объемных концентраций электронов пучка и ионов плазменного канала имеют гауссовский вид

$$n_k(r) = \frac{N_k}{\pi R_k^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_k^2}\right), \quad k = 1, 2, \quad (3)$$

где

$$N_1 = N_b, \quad N_2 = N_i, \quad R_1 = R_b, \quad R_2 = R_i. \quad (4)$$

Здесь N_b, N_i — соответственно погонные концентрации электронов пучка и ионов плазменного канала, R_b, R_i — характерные радиусы пучка и ионного канала.

Решение проблемы

Обобщая результаты работы [5,7] на случай действия на РЭП трекингсилы со стороны электростатического изображения смещенного ионного канала внутри проводящего волновода, а также при учете более простого способа моделирования процесса фазового перемешивания траекторий частиц пучка (по сравнению с известным методом „распределенных масс“ Ли [3,4]), в ситуации $R_b \neq R_i$ получим следующие уравнения для динамики поперечных смещений оси симметрии пучка Y и оси ионного канала D :

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial z^2} = -2R_b^2 k_{Se}^2 [G(R_b, Y, D) - G(R_b, U, Y)] - (\alpha_{ph})_e k_{Se} \frac{\partial}{\partial z}(Y), \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 D}{\partial \xi^2} = 2R_i^2 k_{si}^2 [G(R_b, Y, D) + \alpha_n G(R_i, U, D) - G(R_b, S, D)] - (\alpha_{ph})_i k_{si} \frac{\partial}{\partial \xi}(D), \quad (6)$$

где функция G имеет вид

$$G(\xi, L, T) \equiv \frac{1}{|L - T|} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{(L - T)^2}{(\xi^2 + R_i^2)} \right] \right\}. \quad (7)$$

Здесь ξ, L, T — некоторые аргументы функции G . В уравнениях (5) и (6) имеем

$$U = \frac{R_W^2}{D}, \quad S = \frac{R_W^2}{Y}, \quad (8)$$

$$k_{Se}^2 = \frac{I_b}{I_A} \frac{\alpha_n}{R_b^2}, \quad k_{si}^2 = \left(\frac{\gamma m}{M} \right) \frac{I_b}{I_A} \frac{1}{R_i^2} \quad (9)$$

— квадраты бетатронных волновых чисел электронов пучка и ионов канала соответственно, I_b, I_A — ток пучка и предельный ток Альфвена, m, M — масса электрона и иона, $(\alpha_{ph})_e, (\alpha_{ph})_i$ — коэффициенты фазового перемешивания для электронов пучка и канальных ионов соответственно (являющегося результатом неизохронности колебаний электронов и ионов в ангармонической потенциальной яме, создаваемой системой пучок-ионный канал), γ — релятивистский фактор частиц пучка, $\xi = \beta ct - z$, $\beta = v_z/c$, v_z — продольная компонента скорости электронов пучка, c — скорость света, t — время.

Первое слагаемое в квадратных скобках в правой части уравнения (5) характеризует силу взаимодействия

пучка и ионного канала, второй член описывает взаимодействие РЭП с электростатическим изображением смещенного ионного канала в проводящем волноводе (трекинг-сила); следующий член — диссипативный член, моделирующий эффект фазового перемешивания. Кроме того, в правой части (6) второе слагаемое в квадратных скобках характеризует взаимодействие канала с его электростатическим изображением, а третье — взаимодействие канала с соответствующим изображением смещенного пучка. Остальные члены в (6) имеют тот же физический смысл, что и соответствующие слагаемые в уравнении (5).

Далее ограничимся исследованием линейной стадии развития ИШН, когда боковые смещения РЭП и ионного канала существенно меньше характерных радиусов R_b и R_i .

После перехода к безразмерным величинам и проведения линеаризации системы уравнений (6), (7) получим следующую систему линейных дифференциальных уравнений в частных производных второго порядка:

$$\frac{\partial^2 Y_1}{\partial z_1^2} = -\nu(Y_1 - D_1) - \Psi D_1 - (\alpha_{ph})_e \frac{\partial}{\partial z_1}(Y_1), \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 D_1}{\partial \xi_1^2} = \nu\eta(Y_1 - D_1) + \Psi\eta\alpha_n D_1 - \Psi\eta Y_1 - (\alpha_{ph})_i \frac{\partial}{\partial \xi_1}(D_1), \quad (11)$$

где

$$Y_1 = \frac{Y}{R_b}, \quad D_1 = \frac{D}{R_i}, \quad z_1 = z k_{Se}, \quad \xi_1 = \xi k_{si}, \quad (12)$$

$$\nu = \frac{2}{(1 + \eta)}, \quad \eta = \left(\frac{R_i}{R_b} \right)^2, \quad \Psi = \frac{2R_b^2}{R_W^2}. \quad (13)$$

Начальные и граничные условия выберем следующим образом:

$$Y_1|_{z_1=0} = (Y_0)_1, \quad \frac{\partial Y_1}{\partial z_1} \Big|_{z_1=0} = 0, \\ D_1|_{\xi_1} = 0, \quad \frac{\partial D_1}{\partial \xi_1} \Big|_{\xi_1=0} = 0. \quad (14)$$

На рис. 1–3 представлена полученная с помощью численного решения системы уравнений (10), (11), (14) зависимость амплитуды колебаний РЭП Y_1 от дистанции распространения пучка z_1 при разных значениях параметра Ψ . При этом $(Y_0)_1 = 0.1$, $\eta = 1$, $(\alpha_{ph})_e = (\alpha_{ph})_i = 0.38$, $\alpha_n = 0.5$. Из рис. 1–3 следует, что сужение проводящего волновода (уменьшение параметра Ψ) существенно снижает пространственный рост ИШН РЭП.

Кроме того, на рис. 4, 5 представлена зависимость Y_1 от z_1 при разных значениях параметра $\eta = (R_i/R_b)^2$. На этих рисунках $\Psi \approx 0.056$ ($R_b/R_W = 1/6$), а остальные

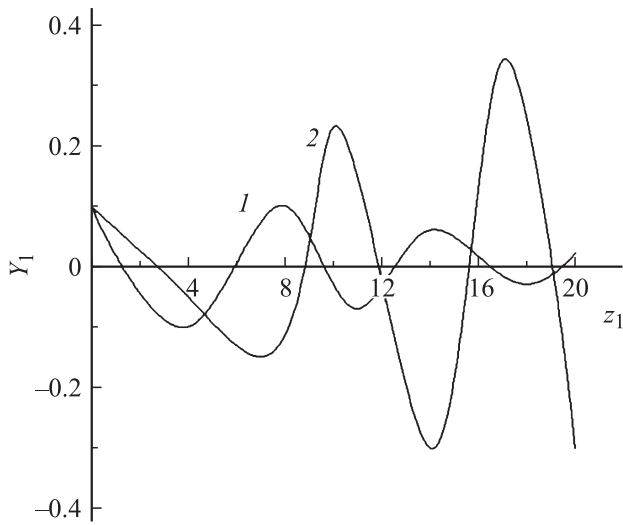


Рис. 1. График зависимости Y_1 от z_1 при $\Psi = 0.222$. Кривая 1 — $\xi_1 = 4.2$, 2 — $\xi_1 = 7.2$.

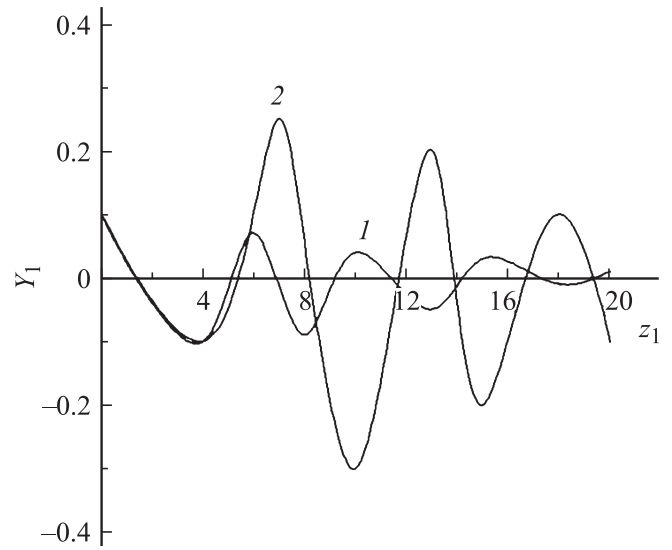


Рис. 4. График зависимости Y_1 от z_1 при $\Psi = 0.056$ и $\eta = 0.2$. Кривая 1 — $\xi_1 = 4.2$, 2 — $\xi_1 = 7.2$.

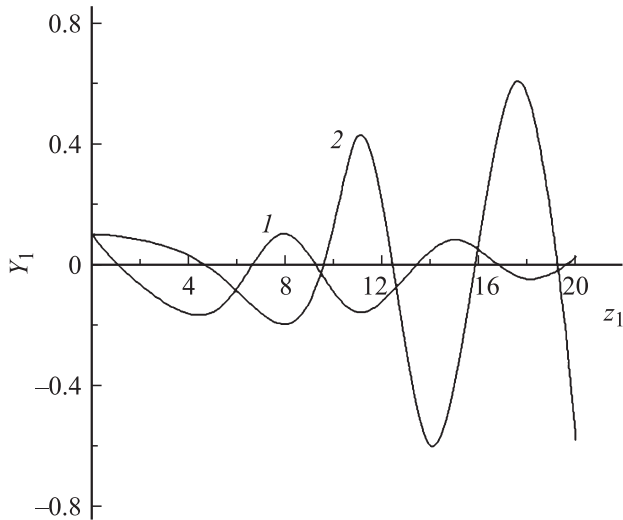


Рис. 2. График зависимости Y_1 от z_1 при $\Psi = 0.125$. Кривая 1 — $\xi_1 = 4.2$, 2 — $\xi_1 = 7.2$.

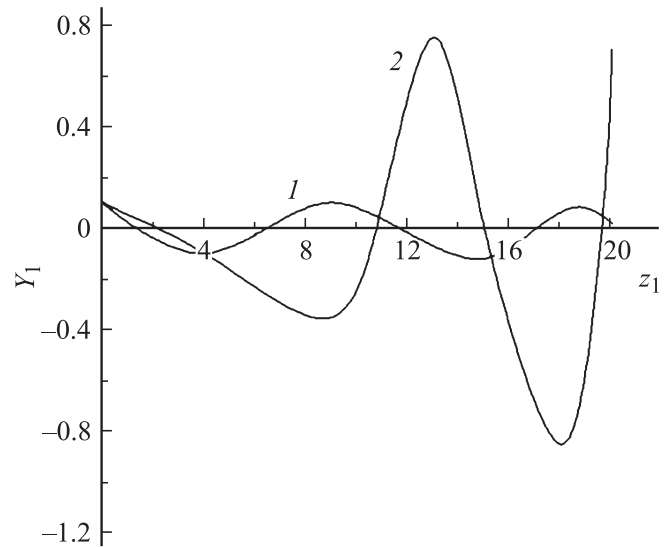


Рис. 5. График зависимости Y_1 от z_1 при $\Psi = 0.056$ и $\eta = 2$. Кривая 1 — $\xi_1 = 4.2$, 2 — $\xi_1 = 7.2$.

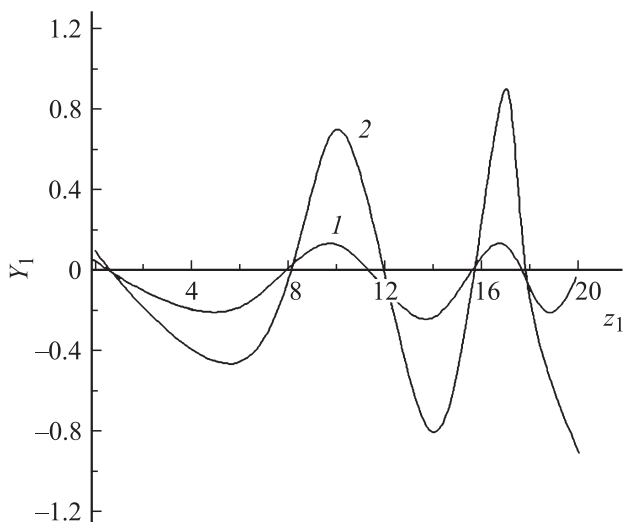


Рис. 3. График зависимости Y_1 от z_1 при $\Psi = 0.0313$. Кривая 1 — $\xi_1 = 4.2$, 2 — $\xi_1 = 7.2$.

параметры совпадают с соответствующими величинами, указанными выше. Из этих рисунков следует, что более широкий ионный канал (по сравнению с пучком) приводит к заметному усилению ИШН пучка.

Заключение

В настоящей работе в рамках линейной теории динамики ионной шланговой неустойчивости релятивистского электронного пучка, распространяющегося в режиме ионной фокусировки, исследован вопрос о влиянии

проводящего волновода на пространственную эволюцию указанной неустойчивости. С помощью численного алгоритма, выполненного в пакете MATLAB, показано, что уменьшение радиуса волновода ослабляет рост неустойчивости. Кроме того, отмечено, что убывание параметра, характеризующего отношение поперечных масштабов ионного канала и электронного пучка, приводит также к понижению амплитуды колебаний пучка.

Работа выполнена в рамках Тематического плана фундаментальных НИР, выполняемых СПбГУ по заказу Министерства образования и науки Российской Федерации № 6.0.10.2010.

Список литературы

- [1] Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 167 с.
- [2] Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977. 277 с.
- [3] Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. 432 с.
- [4] Колесников Е.К., Мануйлов А.С., Филиппов Б.В. Динамика пучков заряженных частиц в газоплазменных средах. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2002. 98 с.
- [5] Vichapan H.L. // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 221–231.
- [6] Колесников Е.К., Курьшев А.П., Филиппов Б.В. // Вестник ЛГУ. Сер. 1. 1979. № 13. С. 84–86.
- [7] Bosch R.A., Gilgenbach R.M. // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. N 3. P. 634–640.
- [8] Владыко В.Б., Рудяк Ю.В. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 5. С. 623–628.
- [9] Fernsler R.F., Hubbard R.F., Slinker S.P. // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 12. P. 4153–4165.
- [10] Swanekamp S.B., Holloway J.P., Kammash T., Gilgenbach R.M. // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 5. P. 1332–1348.
- [11] Виноградов С.В., Захарова С.С., Никулин М.Г. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 1. С. 165–173.
- [12] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 68–73.
- [13] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 7. С. 127–129.
- [14] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 8. С. 104–109.
- [15] Зеленский А.Г., Колесников Е.К. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 188–190.
- [16] Колесников Е.К., Зеленский А.Г. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 11. С. 127–129.
- [17] Колесников Е.К., Савкин А.Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. № 1. С. 54–56.