

УДК 533.9...12:533.951.7

РАЗВИТИЕ ДИОКОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СЖАТОМ СОСТОЯНИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

© 2017 г. Н. С. Фролов^{1,2, *}, А. А. Короновский^{1,2}, А. Е. Храмов^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского”

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.”

*E-mail: phrolovns@gmail.com

Проведено численное исследование нелинейных нестационарных процессов в пучково-плазменной системе, содержащей кольцевой интенсивный релятивистский электронный пучок со сверхкритическим током в сжатом состоянии. Детально изучен процесс возникновения и развития в сжатом состоянии диокотронной неустойчивости, приводящий к формированию вихревых структур, а также изучено влияние величины внешнего магнитного поля на процессы структурообразования в пучке.

DOI: 10.7868/S0367676517010124

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время задача о распространении протяженных релятивистских электронных пучков (РЭП) является объектом пристального изучения специалистов, работающих в области физики частиц, физики плазмы и вакуумной СВЧ-электроники больших мощностей. Интерес к исследованию таких электронных систем продиктован тем, что протяженные РЭП находят широкое применение в ряде практических задач: от генерации широкополосного и сверхмощного СВЧ- и ТГц-излучения до работы в ускорителях частиц, в том числе для ускорения ионов [1].

Для сильноточных РЭП характерны высокая интенсивность собственных электрических и магнитных полей, а также высокая плотность пространственного заряда. В связи с этим движение заряженных частиц в интенсивном электромагнитном поле согласовано с изменением поля под действием движения этих частиц [2, 3], поэтому возникновение малейшей пространственной неоднородности характеристик РЭП (распределения скорости, плотности, положения носителей заряда) приводит к развитию различных типов пучковых неустойчивостей вследствие взаимодействия волн пространственного заряда и электромагнитных волн [2, 3]. Среди наиболее распространенных и часто наблюдающихся в экспериментах можно выделить неустойчивости Бурсиана и Пирса [4, 5], диокотронную и слиппинг-неустойчивости [6–8], неустойчивость

Вейбеля [9, 10] и др. Результат развития этих неустойчивостей на нелинейной стадии – развитие сложной пространственно-временной динамики пучка, включая режимы турбулентного движения РЭП и формирования электронных структур.

В литературе известны и детально описаны волновые процессы развития указанных выше типов пучковых неустойчивостей, а также причин, приводящих к неустойчивому поведению пучка [4–10]. В основном рассматриваются случаи, когда электронный пучок распространяется в пространстве дрейфа в докритическом режиме, т.е. при токах пучка ниже предельного вакуумного тока. В настоящее время вызывают большой интерес исследования, направленные на выявление особенностей возникновения и сосуществования различных типов пучковых неустойчивостей [11–16]. В частности, в [16] описывается влияние возникновения азимутальной неустойчивости в пучке с виртуальным катодом на характеристики выходного электромагнитного излучения.

Отдельный интерес вызывает исследование нелинейных нестационарных процессов и развития неустойчивостей в протяженном РЭП в сжатом состоянии. Впервые термин “сжатое состояние пучка” был введен в работе [17] и означает формирование при определенных условиях в пучке пространственно-распределенного виртуального катода. Описанное состояние электронного пучка характеризуется высокой плотностью пространственного заряда и низким уровнем

энергии заряженных частиц в области сжатого состояния. Таким образом, сжатое состояние электронного пучка можно трактовать как однокомпонентную заряженную плазму [11].

В рамках данной работы проведено численное моделирование процессов формирования сжатого состояния релятивистского пучка с помощью трехмерного электромагнитного PIC-кода в среде компьютерного моделирования CST Particle Studio. В ходе работы особое внимание уделено процессам развития диокотронной неустойчивости в сжатом состоянии РЭП в коротком пространстве дрейфа. В частности, установлено наличие азимутальных мод в структуре сжатого состояния пучка, а также изучено влияние величины внешнего магнитного поля на форму и структуру электронных структур, сформированных под действием диокотронной неустойчивости в сжатом состоянии.

ИССЛЕДУЕМАЯ МОДЕЛЬ

Сформировать сжатое состояние релятивистского пучка можно, например, с использованием схемы, приведенной на рис. 1а. Здесь кольцевой РЭП с внутренним радиусом r_1 и внешним радиусом r_2 и энергией V_0 инжектируется в пространство дрейфа, образованное двумя металлическими трубами цилиндрической формы с различными радиусами R_1, R_2 и длинами L_1, L_2 . При этом должно выполняться условие $R_2 > R_1$. В рамках данной работы геометрические параметры пучка и пространства дрейфа, а также величина энергии инжектируемых частиц были зафиксированы. Эти параметры выбраны следующим образом: $r_1 = 6$ мм, $r_2 = 8$ мм, $R_1 = 15$ мм, $R_2 = 22$ мм, $L_1 = 90$ мм, $L_2 = 30$ мм, $V_0 = 400$ кэВ. Пучок удерживается приложением внешнего продольного магнитного поля B_0 , однородным в пространстве. В ходе проведенной работы величина магнитного поля менялась в диапазоне от 0.5 до 6.0 Тл.

Предполагается, что пучок движется в идеальном вакууме внутри пространства дрейфа, а трубы разделены тонким сеточным электродом. Известно, что при распространении в цилиндрической трубе дрейфа кольцевого электронного пучка появляются отражения частиц под действием сил пространственного заряда, если ток пучка превышает предельное вакуумное значение I_{cr} . При этом величина критического тока обратно пропорциональна радиусу трубы дрейфа $I_{cr} \sim R^{-1}$. Для описанной схемы пространства дрейфа существуют два значения критического вакуумного тока: критический ток первой трубы I_{cr1} и критический ток второй трубы I_{cr2} ($I_{cr2} < I_{cr1}$). При инжекции в пространство дрейфа электронного пучка с током I_0 , удовлетворяющим условию $I_{cr2} < I_0 < I_{cr1}$, вирту-

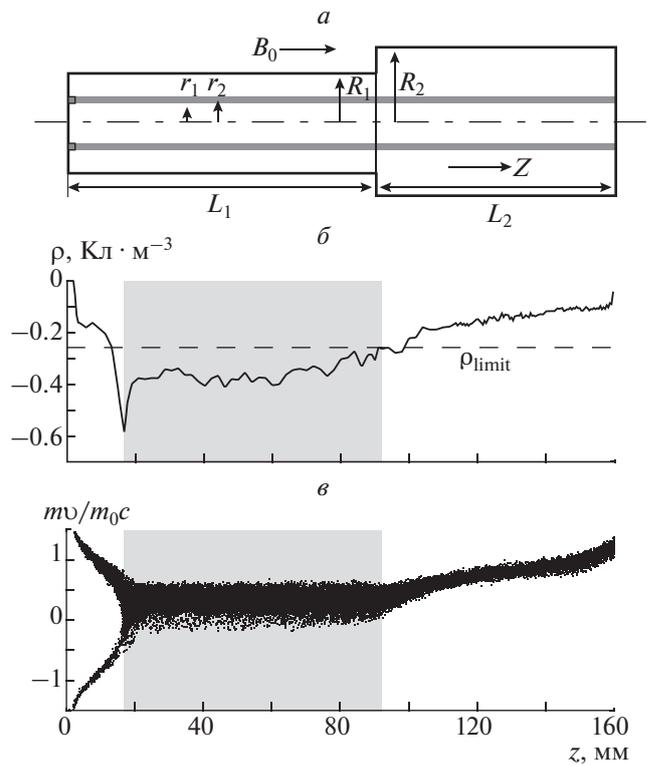


Рис. 1. а – схематическое представление исследуемой пучково-плазменной системы, содержащей кольцевой электронный пучок в цилиндрическом пространстве дрейфа со скачком радиуса; б – распределение объемной плотности пространственного заряда пучка вдоль оси z ; в – фазовый портрет релятивистского электронного пучка в режиме формирования сжатого состояния пучка. Здесь mv – релятивистский импульс частицы, m_0 – масса электрона, c – скорость света. Серым цветом на рис. б и в выделена область образования сжатого состояния пучка.

альный катод образуется на входе в трубу с радиусом R_2 , а отраженная часть пучка индуцирует развитие плотного низкоэнергетического электронного облака, распределенного в пространстве от сеточного электрода до области инжекции пучка (см. подробнее [11, 17]).

Формирование сжатого состояния проиллюстрировано фазовым портретом пучка, построенным в координатах “нормированный импульс – продольная координата z ” и распределением плотности пространственного заряда $\rho(z)$ (рис. 1б и 1в соответственно). Видно, что пространственный заряд, сосредоточенный в области сжатого состояния примерно в 2 раза превышает величину пространственного заряда в пролетном пучке, а средний импульс заряженных частиц в области сжатого состояния отличается на порядок от импульса инжектированных частиц.

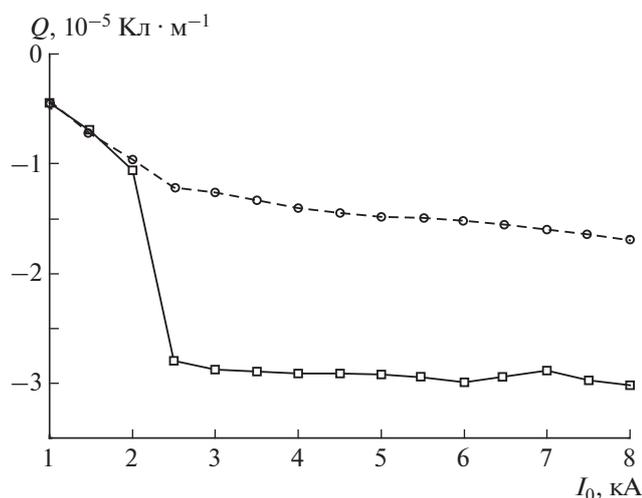


Рис. 2. Зависимость плотности пространственного заряда Q , рассчитанная в плоскости $z = 45$ мм, от тока инжекции пучка I_0 . Сплошная черная кривая соответствует пространству дрейфа со скачком радиуса $R_2 < R_1$, пунктирная кривая соответствует случаю пространства дрейфа с постоянным радиусом R_1 .

РАЗВИТИЕ ДИОКОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Диокотронная неустойчивость проявляется в протяженных электронных пучках в виде вращающихся вихревых электронных сгустков, представляющих собой азимутальную моду пучка [6]. Данный тип пучковой неустойчивости обычно возникает при транспортировке пучков на длительные расстояния.

Однако, как показано в настоящей работе, диокотронная неустойчивость в сжатом состоянии пучка развивается на гораздо более короткой дистанции. Рассмотрим подробно процесс формирования и характеристики сжатого состояния пучка в исследуемой системе, а затем проведем анализ развития диокотронной неустойчивости.

Для начала проведем анализ процесса накопления пространственного заряда в пучке за счет образования сжатого состояния пучка в первой камере пространства дрейфа при величине внешнего магнитного $B_0 = 5.0$ Тл. На рис. 2 сплошная кривая соответствует зависимости плотности пространственного заряда пучка в первой трубе в зависимости от тока пучка I_0 для описанной конструкции пространства дрейфа. Анализируемая плотность заряда рассчитывалась интегрированием объемной плотности пространственного заряда по перпендикулярному сечению пучка в плоскости $z = 45$ мм:

$$Q(z = 45) = \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} \rho(r, \phi, z = 45) d\phi dr. \quad (1)$$

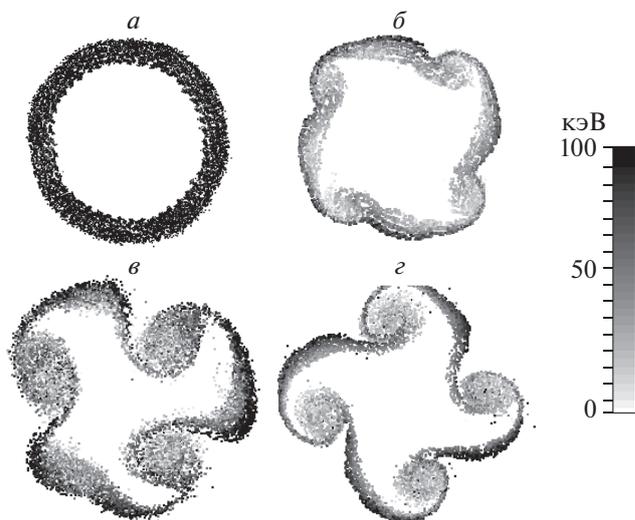


Рис. 3. Профили релятивистского электронного пучка в случае пространства дрейфа с постоянным радиусом R_1 (а) и пространства дрейфа со скачком радиуса $R_2 < R_1$ (б, г). Величина магнитного поля: $B_0 = 5.0$ Тл (а, б); $B_0 = 1.0$ Тл (в); $B_0 = 2.0$ Тл (г).

Видно, что при величине тока пучка меньше 2.5 кА нарастание плотности заряда в пучке происходит по линейному закону $Q \sim I_0$, что соответствует устойчивой транспортировке пучка в пространстве дрейфа. При превышении током пучка величины порядка 2.5 кА плотность заряда Q в первой камере пространства дрейфа резко увеличивается: во второй трубе дрейфа образуется виртуальный катод, и отраженный поток частиц приводит к тому, что в первой трубе формируется сжатое состояние пучка. Сравнивая полученную зависимость плотности заряда от тока пучка с аналогичной зависимостью для случая, когда пространство дрейфа не имеет скачка радиуса и $R_2 = R_1$, можно заметить, что заряд в пучке с ростом тока не накапливается скачкообразно, а продолжает линейно увеличиваться.

Перейдем к изучению механизмов развития диокотронной неустойчивости и формирования вихревых структур в пучке. Зафиксируем ток пучка $I_0 = 3.0$ кА. Проанализируем профиль пучка на расстоянии $z = 90$ мм в момент времени $t = 25$ нс после завершения переходных процессов в пучке. На рис. 3а изображен профиль пучка в пространстве дрейфа с постоянным радиусом R_1 . Как видно, пучок сохраняет изначальную форму, заданную при инжекции с кольцевого катода, а значит, частицы совершают устойчивый дрейф вдоль оси z . При тех же величинах тока пучка и магнитного поля в пространстве дрейфа со скачком радиуса $R_2 > R_1$ и сформировавшимся в первой камере сжатым состоянием пучка, в профиле РЭП наблюдаются вращающиеся вихри (рис. 3б). Такая деформация профиля электронного пучка яв-

ляется классической иллюстрацией развития диокотронной неустойчивости. Сравнение профилей пучка на рисунках 3а и 3б позволяет сделать вывод о том, что образование в пучке сжатого состояния способствует проявлению эффектов неустойчивого поведения пучка с точки зрения диокотронной неустойчивости и формированию ярко выраженных азимутальных вращательных мод РЭП. Быстрое развитие диокотронной неустойчивости в сжатом состоянии пучка обусловлено гораздо более высокой плотностью пространственного заряда и широким разбросом скоростей заряженных частиц по сравнению с устойчивой транспортировкой пучка. Большая плотность пространственного заряда усиливает эффекты, связанные с расслоением распределения продольной скорости частиц по радиусу, что приводит к образованию вихревых структур в азимутальном направлении.

При этом форма структуры вращающихся электронных паттернов в профиле РЭП зависит от величины продольного магнитного поля. На рис. 3в, 3г приведены изображения профиля пучка при $B_0 = 1.0$ Тл и $B_0 = 2.0$ Тл соответственно. Видно, что при малых магнитных полях траектории частиц сильнее расходятся в радиальном направлении, а вихревые структуры сформированы недостаточно плотно: за электронными сгустками, состоящими из частиц с низким уровнем энергии, следуют своеобразные “хвосты” высокоскоростных частиц. При большом уровне магнитного поля порядка 5.0 Тл и выше электронные вихри локализованы в пространстве. Кроме того, в зависимости от величины магнитного поля наблюдается разное число вихрей, укладывающихся по азимуту пучка. Для малых магнитных полей меньше 1.5 Тл в профиле пучка существуют три вращающихся сгустка электронов, в то время для магнитных полей, больших 1.5 Тл, характерно наличие четырех сгустков. Похожий эффект был обнаружен в работе [15].

Такое различие в формировании вихревых структур для разных магнитных полей обусловлено поиском электронной системой наиболее устойчивого положения, при котором кулоновские силы взаимодействия между электронными сгустками будут уравновешены [15]. При больших магнитных полях, когда траектории частиц больше локализованы в пространстве, плотность заряда в пучке является большой, и для установления равновесия требуется расщепление на большее число сгустков. В то время как при малых величинах внешнего магнитного поля частицы движутся более свободно в радиальном направлении, плотность сгустков, формирующихся в азимутальном направлении, оказывается не такой высокой, поэтому кулоновское равновесие достигается при меньшем числе вращающихся электронных облаков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках трехмерного компьютерного PIC-моделирования в лицензионной среде CST Particle Studio были детально изучены особенности динамики РЭП в сжатом состоянии. Особое внимание было уделено анализу процессов в сжатом состоянии пучка, приводящих к развитию диокотронной неустойчивости на коротком расстоянии. Были исследованы механизмы, ответственные за ускорение процессов образования диокотронной неустойчивости в сжатом состоянии пучка, а также подробно изучен процесс формирования вращающихся вихревых структур в профиле пучка и факторов, влияющих на форму пучка и количество вихрей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-32-60701), а также Министерства образования и науки РФ (задания 3.23.2014/К). А.Е.Х. благодарит Министерство образования и науки РФ (проект 931).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Benford J., Swegle J.A., Schamiloğlu E. High Power Microwaves. CRC Press, Taylor and Francis, 2015.
2. Davidson R.C. Physics of Nonneutral Plasmas. Imperial College Press and World Sci. Publ. Co. Pt. Ltd., 2001.
3. Davidson R.C., Qin H. Physics of Intense Charged Particle Beams in High Energy Accelerators. World Sci. Publ. Co., 2001.
4. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т. М.: Физматлит. 2003–2004.
5. Barminova H.Y., Chikhachev A.S. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. 02A609.
6. Карташов И.Н., Кузелев М.В. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 6. С. 566.
7. Mikhailenko V.V., Mikhailenko V.S., Jo Y. et al. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. 092125.
8. Jo Y., Mikhailenko V.V., Mikhailenko V.S. et al. // J. Korean Phys. Soc. 2015. V. 66. № 6. P. 935.
9. Startsev E.A., Davidson R.C. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 4829.
10. Startsev E.A., Davidson R.C., Qin H. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. 056705.
11. Dubinov A.E., Petrik A.G., Kurkin S.A. et al. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. 042105.
12. Miller R.B. An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams. N.Y.: Plenum Press, 1982.
13. Ender A.Y., Kuznetsov V.I., Schamel H. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 033502.
14. Genoni T.C., Rose D.V., Welch D.R. et al. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. L73.
15. Kurkin S.A., Badarin A.A., Koronovskii A.A. et al. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. 122110.
16. Kurkin S.A., Badarin A.A., Koronovskii A.A. et al. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. 093105.
17. Ignatov A.M., Tarakanov V.P. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. P. 741.