

Краткие сообщения

04,09,10

Возбуждение НЧ колебаний при взаимодействии сильноточного релятивистского электронного пучка с радиальным ионным потоком

© В.А. Балакирев, Н.И. Онищенко, И.Н. Онищенко

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“,
61108 Харьков, Украина
e-mail: meddv@grv.ifmo.ru

(Поступило в Редакцию 16 марта 2004 г. В окончательной редакции 21 сентября 2004 г.)

Исследован нелинейный процесс возбуждения НЧ колебаний при радиальной инжекции ионного потока в камеру дрейфа, в которой распространяется трубчатый РЭП. Изучен механизм возбуждения НЧ ионных колебаний.

Введение

Ионные низкочастотные (НЧ) колебания играют важную роль в динамике сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП) большой длительности (порядка микросекунды и более). Ионные НЧ процессы проявляются наиболее сильно в микроволновых генераторах с плазменным заполнением (например, в виркаторах с плазменным анодом [1], пасотронах [2,3]), в коллективных ускорителях ионов [4]. В виркаторах с плазменным анодом интенсивные ионные потоки формируются в самом аноде. В коллективных ускорителях ионов в зависимости от механизма ускорения ионы могут поступать в систему в продольном направлении (диоды Люса), возникать в объеме в результате ионизации остаточного газа, а также поступать в камеру дрейфа в радиальном направлении с пристеночного слоя плазмы, создаваемого в результате попадания части РЭП на боковую стенку камеры дрейфа [5]. В схеме коллективного ускорителя, основанного на двойной (пространственной и временной) модуляции РЭП [5], пристеночная плазма является источником ионов, распространяющихся в радиальном направлении. Распространяясь в поле пространственного РЭП, ионы будут совершать радиальные колебания, которые в свою очередь будут приводить к возбуждению НЧ колебаний электрического поля, плотности ионов и в конечном счете к необходимой при применении коллективного метода ускорения [5] низкочастотной модуляции РЭП. В настоящей работе на простой физической модели исследованы механизмы возбуждения НЧ ионных колебаний при радиальной инжекции ионного потока в область распространения РЭП.

Постановка задачи. Основные уравнения

Пусть в безграничной цилиндрической металлической камере дрейфа радиуса a распространяется трубчатый РЭП с внутренним r_1 и внешним r_2 радиусами. Система

помещена во внешнее магнитное поле. Электроны пучка замагничены, а влиянием магнитного поля на движение ионов пренебрегаем. Последнее предположение выполнено при условии

$$n_{e0} M c^2 \gg \frac{H_0^2}{4\pi},$$

где n_{e0} — плотность электронного пучка, M — масса иона, H_0 — напряженность внешнего магнитного поля, c — скорость света; нетрудно убедиться, что для условий эксперимента [5] это неравенство выполняется.

На поверхности камеры дрейфа $r = a$ задана плотность радиального ионного тока $j_i(t)$. Под действием сил пространственного заряда РЭП ионы будут совершать радиальные колебания. Электрическое поле пространственного заряда РЭП будем описывать в приближении заданных параметров пучка (фиксированные плотность и скорость). Динамику ионной компоненты будем описывать полностью самосогласованно. Радиальное электрическое поле пространственного заряда трубчатого РЭП описывается выражением

$$E_r = -\frac{2I_b}{v_e a} \frac{1}{R} F(R),$$

где I_b — ток РЭП, v_e — его скорость,

$$F(R) = \begin{cases} 1, & R \geq R_2, \\ \frac{R^2 - R_1^2}{R_2^2 - R_1^2}, & R_2 \geq R \geq R_1, \quad R = \frac{r}{a}, \quad R_{1,2} = \frac{r_{1,2}}{a}, \\ 0, & R \leq R_1. \end{cases}$$

Поле пространственного заряда ионов будем описывать в терминах лагранжевых переменных. Плотность заряда бесконечно тонкого цилиндрического слоя ионов, влетевшего в камеру дрейфа в момент времени t_0 , описывается выражением

$$d\rho_i = I_i(t_0) dt_0 \frac{\delta(r - r_L(t, t_0))}{2\pi r_L(t, t_0)},$$

где $I_i = j_i(t_0) 2\pi a$ — полный инжекционный ток ионного потока, приходящийся на единицу длины системы;

$r_L(t, t_0)$ — траектория ионного слоя, влетевшего в камеру дрейфа в момент времени $t = t_0$, $r_L(t_0, t_0) = a$.

Радиальное электрическое поле, создаваемое бесконечно тонким ионным слоем, описывается уравнением

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r E_{Gr} = 2I_i(t_0) dt_0 \frac{\delta(r - r_L(t, t_0))}{r_L(t, t_0)},$$

из которого находим

$$E_{Gr} = \frac{2I_i(t_0) dt_0}{r} \chi(r - r_L). \quad (1)$$

Выражение для полного электрического поля получается интегрированием выражения (1) по времени влета

$$E = \frac{2I_{0i}}{r} \int_0^t \Psi(t_0) \chi(r - r_L(t, t_0)) dt_0, \quad (2)$$

где

$$\chi(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$

— единичная функция Хевисайда.

Ионный ток мы представили в виде $I_i = I_{0i} \Psi(t_0)$, где $\Psi(t_0)$ — функция, описывающая форму импульса инжектированного ионного тока, $\max \Psi(t_0) = 1$.

Безразмерная система уравнений движения ионов в самосогласованном поле ионного потока и в поле трубчатого РЭП имеет вид

$$\frac{d^2 R_L}{d\tau^2} + \frac{1}{R_L} F(R_L) = \frac{\alpha}{R_L} \int_0^\tau \Psi(\tau'_0) \chi(R_L - R'_L) d\tau'_0, \quad (3)$$

где $\tau = \omega_0 t$ — безразмерное время;

$$\omega_0 = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2m}{M} \frac{I_b}{I_A} \frac{c}{v_e}}$$

— характерная частота колебаний ионов в электрическом поле пространственного заряда РЭП; c — скорость света; $I_A = 17$ кА;

$$\alpha = \frac{I_{0i}}{I_b} \frac{v_e}{\omega_0};$$

$R'_L \equiv R_L(\tau, \tau'_0)$; m — масса электронов.

Начальные условия к уравнению (3) следующие:

$$R_L(\tau_0, \tau_0) = 1, \quad \left. \frac{dR_L}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_0} = -U_{0i},$$

где $U_{0i} = v_{0i}/a\omega_0$ — безразмерная начальная радиальная скорость ионов.

По известным траекториям ионов $R_L(\tau, \tau_0)$ безразмерный потенциал в объеме камеры дрейфа определяется по формуле

$$\frac{e\Phi}{mc^2} = -\frac{c}{\omega_0} \frac{I_{0i}}{I_A} \int_0^\tau d\tau_0 L(R, R_L(\tau, \tau_0)), \quad (4)$$

где

$$L(R, R_L) = \begin{cases} \ln R, & R > R_L, \\ \ln R_L, & R < R_L. \end{cases}$$

Анализ численных результатов

Уравнения движения (3) и электрический потенциал (4) были рассчитаны численными методами для различных токов инжекции ионного потока и фиксированных параметров РЭП: ток $I_b = 4.6$ кА, энергия $E_e = 280$ кэВ, внутренний радиус РЭП $r_1 = 1.4$ см, внешний радиус $r_2 = 1.7$ см. Для определенности рассматривались ионы водорода. Начальная энергия ионов $E_i = 25$ кэВ, радиус камеры дрейфа $a = 2.5$ см. В систему инжектируется постоянный ионный ток $\Psi(\tau_0) = 1$.

На рис. 1 представлены зависимости потенциала от времени на внешней границе пучка для трех значений ионного тока I_{0i} (А/см). В случае слаботочного ионного пучка $I_{0i} = 70$ А/см колебания возбуждались спустя примерно 80 ns после начала инжекции. В случае сильноточных ионных пучков $I_{0i} = 400$ А/см и $I_{0i} = 1000$ А/см колебания возникают значительно раньше. Для всех указанных значений тока колебания затухают со временем. Время затухания колебаний и их установившийся уровень практически не зависят от тока ионного пучка. При больших токах временная структура НЧ колебаний практически совпадает. Чтобы понять природу такого поведения НЧ колебаний при различных токах ионного пучка обратимся к фазовым портретам ионов $(v_r/c, r)$, где v_r — радиальная скорость ионов.

На рис. 2 приведены фазовые портреты ионов для слаботочного пучка. Анализ этих портретов показывает, что с момента начала инжекции ионы начинают движение в поле пространственного заряда РЭП к оси системы. После пересечения оси в системе формируется двухпотокное течение: сходящийся и расходящийся радиальные потоки ионов. На оси системы их скорости равны и противоположны по знаку. Торможение ионов в собственном поле пространственного заряда в приосевой области приводит к уменьшению скоростей потоков на оси и в момент времени $t = 19.3$ ns скорости сходящегося и расходящегося потоков на оси обращаются в нуль (рис. 2, а). Продолжающееся торможение сходящегося потока приводит к смещению от оси точки остановки падающего потока. Ионы, оказавшиеся между осью и точкой остановки, ускоряются и подпитывают частицами расходящийся поток. В результате в приосевой области на фазовой плоскости формируется трехпотокное течение: двухпотокное расходящееся течение и однопотокное сходящееся (рис. 2, б). При этом ионы расходящегося потока, достигнув стенки камеры дрейфа, выходят из системы, а в приосевой области происходит накопление частиц, приводящее к быстрому росту потенциала. В дальнейшем ионы расходящегося потока формируют сгусток, который по мере приближения к стенке камеры повышает потенциал в области инжекции ионного потока. В результате в момент времени $t = 74$ ns в инжектируемом ионном потоке возникает ионный виртуальный анод (ВА). Ионный ВА нестационарный. Его положение прошедший и

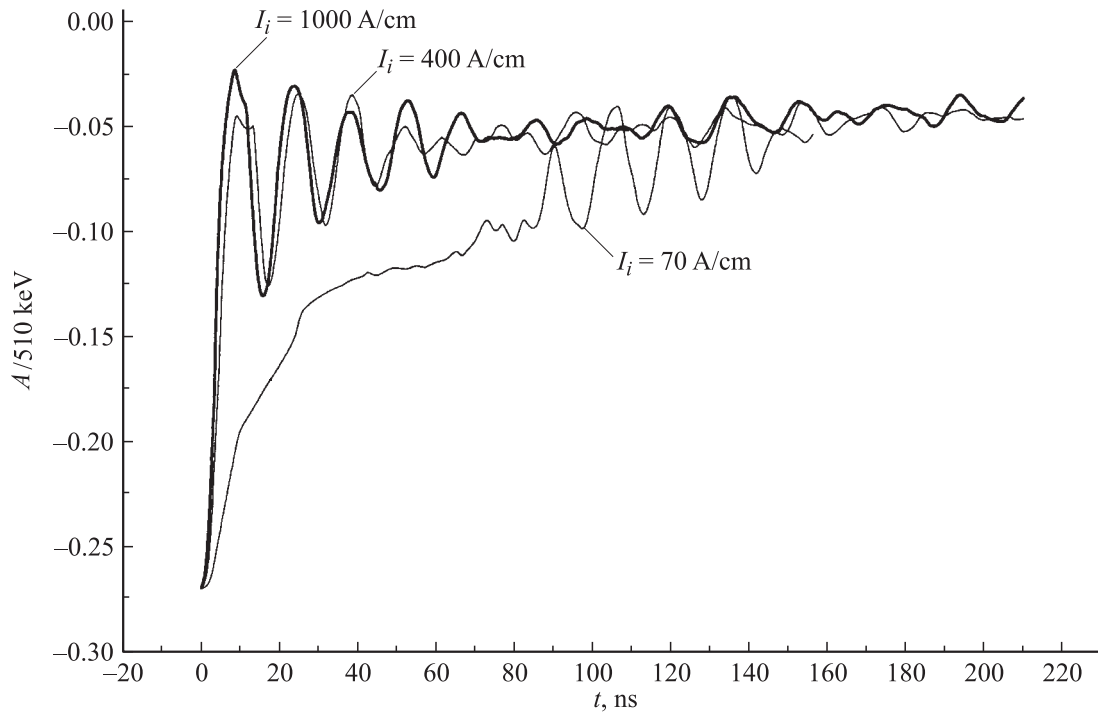


Рис. 1. Зависимости потенциала на внешней границе трубчатого РЭП от времени для различных значений ионного тока. $I_b = 4.6$ kA, $E_e = 280$ keV, $E_i = 25$ keV, $r_1 = 1.4$ cm, $r_2 = 1.7$ cm, $a = 1.5$ cm.

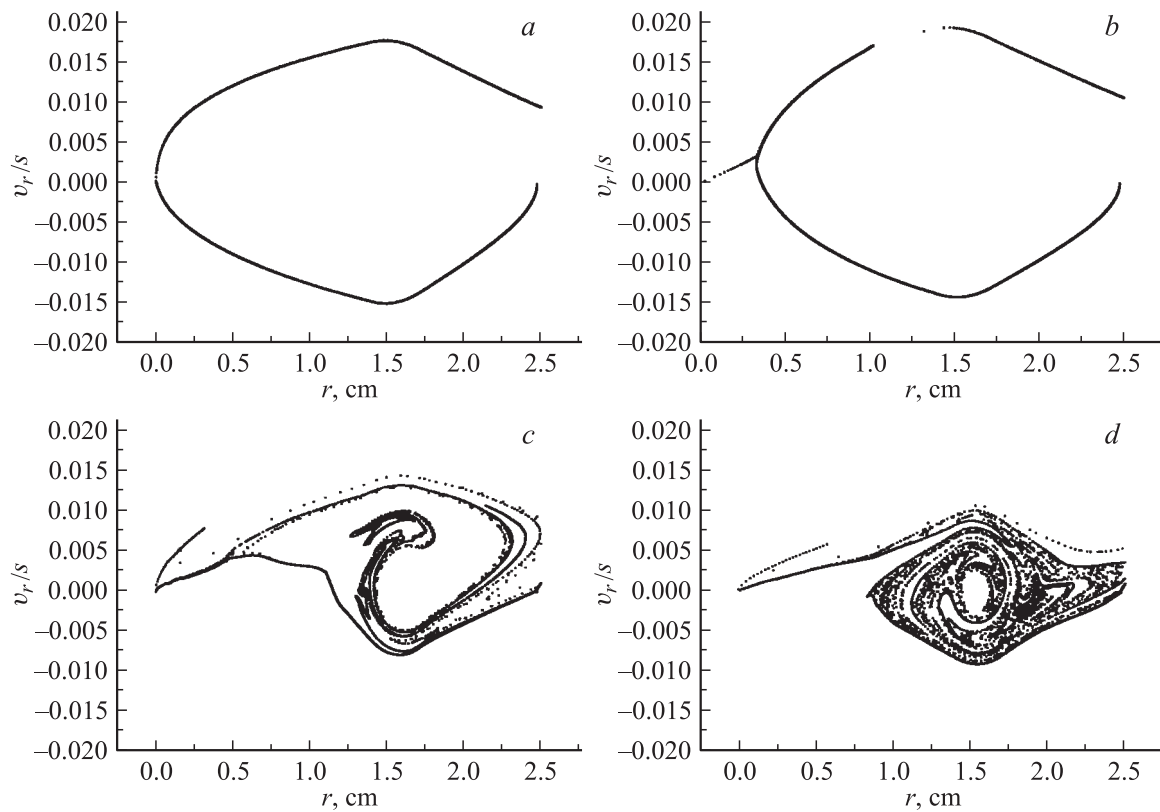


Рис. 2. Фазовые портреты ионов в моменты времени t , ns: a — 19.2, b — 23.5, c — 107, d — 156; $I_{0i} = 70$ A/cm.

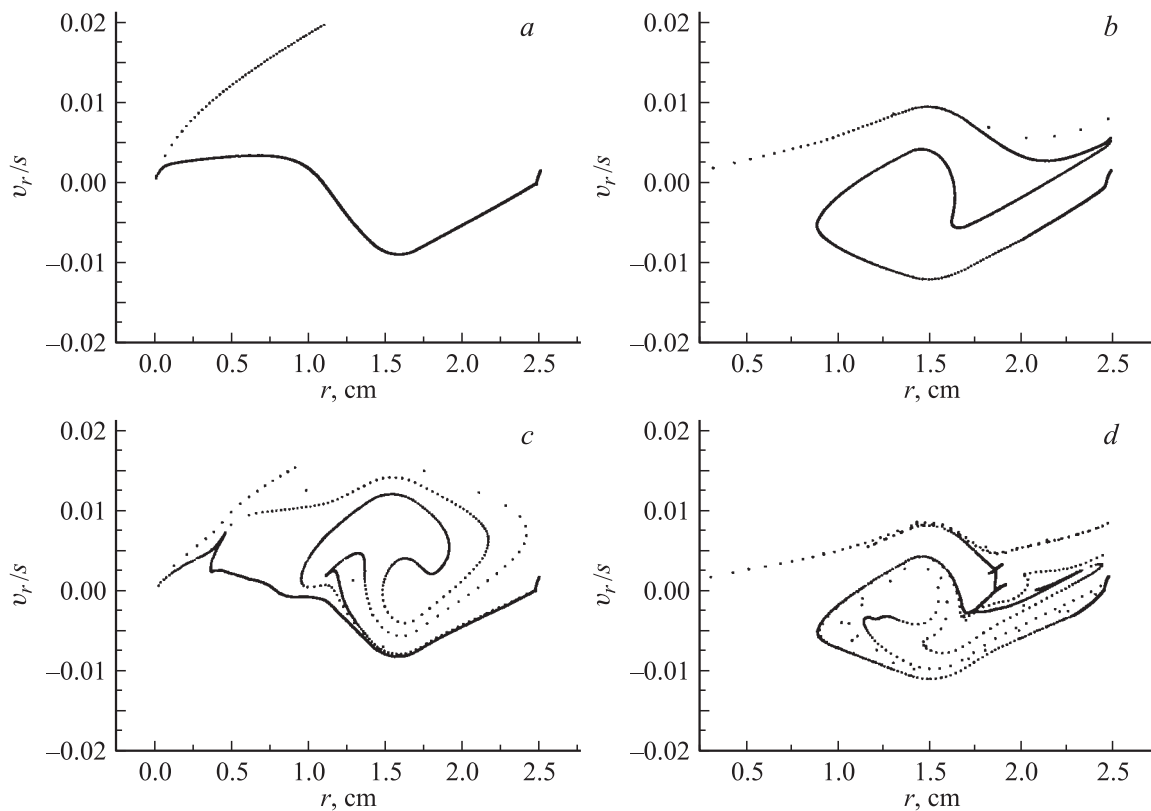


Рис. 3. Фазовые портреты ионов в моменты времени t , ns: a — 10.6, b — 17.2, c — 25, d — 32; $I_{0i} = 40$ A/cm.

отраженный ток осциллирует с частотой, существенно более высокой, чем частота осцилляций потенциала. Часть ионов сгустка теряется на стенке камеры дрейфа, а оставшиеся ионы сгустка, отразившись от потенциального барьера в области стенки, начинают движение к оси системы (вращение на фазовой плоскости). Потенциал снова понижается и ионный ВА исчезает. Вращение ионного сгустка сопровождается потерей ионов на стенке камеры дрейфа и рождением новых сгустков. Ионы, находящиеся вблизи стенки, часть которых покидает систему, а также непрерывно инжектируемые ионы создают потенциальный барьер вблизи стенки камеры дрейфа. С другой стороны, ионы, которые постоянно присутствуют в области оси, формируют потенциальный барьер в центральной области камеры дрейфа.

Потеря ионов на стенке компенсируется увеличением тока эмиссии из ионного ВА. Эти процессы идут в такт с НЧ колебаниями электрического потенциала. Вращение сгустков на фазовой плоскости, сопровождающееся постоянным рождением новых (процесс „дробления“ сгустков), приводит к формированию сложного многопоточкового течения (рис. 2, c, d) и в конечном счете к турбулизации движения радиального ионного потока. Такое турбулентное состояние является причиной фазового перемешивания частиц и затухания когерентных ионных колебаний потенциала. Устанавливается стационарное состояние, которое характеризуется, примерно, постоянным числом ионов в системе. Ионный поток на стенку

компенсируется ионным потоком из стационарного ВА, постоянно существующего вблизи стенки (рис. 2, d).

В случае сильноточного ионного пучка ($I_{0i} = 400$ A/cm) ионный ВА формируется очень быстро и присутствует постоянно. Фазовые портреты для сильноточного ионного пучка представлены на рис. 3 в моменты времени, соответствующие первым двум максимумам и минимумам на зависимости потенциала от времени. Границы трубчатого РЭП соответствуют на оси абсцисс точкам $r_1 = 1.4$ cm и $r_2 = 1.7$ cm. Первый максимум потенциала ($t = 10.6$ ns) приходится на фазу формирования сгустка. Большая часть ионов находится внутри РЭП. В точке минимума потенциала ($t = 17.2$ ns) на фазовой плоскости отчетливо видны два сгустка, большая часть которых находится вне РЭП. При этом часть частиц сгустков теряется на стенках. Вращение двух сгустков приводит к их смещению к центру камеры дрейфа (рис. 3, c) и повышению потенциала на РЭП. В момент времени $t = 25$ ns потенциал на внешней границе РЭП достигает максимума. В точке второго минимума потенциала ($t = 32$ ns) сгустки снова оказываются на периферии. Часть ионов теряется на стенке камеры дрейфа. Следует отметить, что уход ионов из системы сопровождается увеличением ионного тока, входящего в систему, и соответственно уменьшением тока отраженных от ВА ионов. Фазовое перемешивание частиц приводит к такому же стационарному состоянию, как и в случае слаботочного пучка.

Заключение

Таким образом, в работе исследован процесс возбуждения НЧ ионных колебаний при радиальной инжекции ионного потока с поверхности камеры дрейфа в область распространения сильноточного РЭП. При малых ионных токах ($I_{0i} = 70 \text{ А/см}$) ионный ВА в пристеночной области не формируется. В системе возникает двухпоточное течение ионов. Взаимодействие ионных потоков, распространяющихся в противоположных направлениях, приводит к формированию ионных сгустков, которые, вращаясь на фазовой плоскости, непрерывно дробятся. Накопление ионов в системе приводит в конечном счете к возникновению ионного ВА вблизи боковой поверхности. Причиной возбуждения НЧ колебаний является формирование ионных сгустков и их когерентные радиальные колебания в потенциальной яме. А их затухание обусловлено дроблением сгустков в процессе их радиальных колебаний и фазовым перемешиванием ионов. В конечном счете устанавливается стационарное состояние, характеризуемое примерно постоянным числом ионов в системе. Потери ионов в результате их попадания на стенку компенсируются ионами, инжектированными в систему виртуальным анодом.

Что касается сильноточных ионных потоков ($I_{0i} = 400 \text{ А/см}$, 1 кА/см), то в этом случае ВА формируется очень быстро. Картина возбуждения НЧ колебаний в режиме виртуального анода практически зависит от тока инжекции ионного потока. Объясняется это тем, что ионный ВА является эмиттером, ток которого ограничен пространственным зарядом. Прошедший ионный ток определяется током РЭП и размерами камеры дрейфа. В сильноточном случае по сравнению со слаботочным существенно сокращается время установления колебаний и увеличивается их амплитуда.

Работа выполнена при поддержке НТЦУ (проект № 1569).

Список литературы

- [1] Babkin A.L., Dubinov A.E., Zhdanov V.S. et al. // Plasma Phys. Rep. 1997. Vol. 23. N 4. P. 316–322.
- [2] Bliokh Yu.P., Nusinovich G.S. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2001. Vol. 29. N 6. P. 951–959.
- [3] Bliokh Yu.P., Nusinovich G.S., Felsteiner J., Granatstein V.L. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. P. 1–10.
- [4] Дубинов А.Е., Корнилова И.Ю., Селемир В.Д. // УФН. 2002. Т. 172. № 11. С. 1225–1245.
- [5] Балакирев В.А., Горбань А.М., Магда И.И. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 4. С. 350–354.