

04:10
©1995 г.

ДИНАМИКА СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПУЧКОВОМ ИОННОМ ОНДУЛЯТОРЕ

Ю.Я.Голубь, Н.Е.Розанов

Московский радиотехнический институт РАН,
113519, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 24 января 1994 г.
В окончательной редакции 16 сентября 1994 г.)

Исследована динамика сильноточного электронного пучка (СЭП) в пучковом ионном ондуляторе (ПИОН), представляющем собой инжектируемый соосно с СЭП пучок ионов, в общем случае в присутствии продольного внешнего однородного магнитного поля. Рассмотрен стационарный режим на временах, заметно превышающих характерные ионные. Для этого изучена эволюция как СЭП, так и ионного пучка вдоль продольной координаты в самосогласованных двумерных полях, найденных в статическом длинноволновом пределе. Показана работа ПИОН в режиме короткоимпульсного СЭП, когда динамику ионов можно не учитывать. Показана принципиальная роль динамики ионов в длинноимпульсном режиме. Найдено, что она приводит к разбросу частот колебаний электронов, который увеличивается из-за собственных полей СЭП и ведет к затуханию колебаний электронного пучка. Исследованы различные режимы работ ПИОН и показано, что при инъекции ионного пучка, близкого к равновесному, возможно существование долго незатухающих колебаний СЭП. Найдено, что в ряде режимов наличие слабого (меньше или порядка бриллюэновского) продольного магнитного поля заметно улучшает работу пучкового ионного ондулятора.

Введение

Для генерации электромагнитного (ЭМ) излучения в лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) используются ондуляторы — устройства для раскачки поперечных колебаний сильноточного электронного пучка. Традиционными являются магнитостатические и электромагнитные (токовые) ондуляторы, формирующие стационарные периодические (и квазипериодические) в пространстве распределения прежде всего поперечных составляющих тока СЭП с помощью постоянных магнитов и электромагнитов. К другому типу ондуляторов можно отнести волновые ондуляторы, в качестве которых чаще всего выступает мощная встречная пучку электромагнитная волна накачки. Еще

одним видом являются электростатические ондуляторы, использующие периодические в пространстве электрические поля для создания колебаний электронного пучка. В принципе ондулятором может служить любое устройство, возбуждающее поперечные колебания СЭП, например, создающее отклонение пучка от равновесия. Главное, чтобы эти осцилляции имели достаточно большую и слабо меняющуюся амплитуду.

К числу таких устройств относятся исследованный в работах [1-7] ионный ондулятор. Принцип его работы состоит в использовании поперечных колебаний электронов пучка при неравновесной инжекции в область с нескомпенсированным ионным зарядом. Последняя может образовываться, например, при вытеснении плазменных электронов кулоновскими силами СЭП [2], инжектированного в ионизированный газ низкого давления. В работе [2] приведены примеры характеристик ЛСЭ с ионным ондулятором и отмечены такие недостатки, как "подвижность" ондулятора на временах порядка ионных и затухание колебаний из-за разброса частот осцилляций электронов в присутствии реальной неоднородности ионного фона и собственных статических полей СЭП. Последние в расчетах в [2] не учитывались. В работах [3,4] приводится сравнение ЛСЭ на ионном ондуляторе с мазером на циклотронном резонансе (МЦР) и ЛСЭ с магнитным ондулятором. В качестве достоинства ионного ондулятора отмечается достаточно сильная зависимость частоты генерируемой волны от релятивистского фактора СЭП γ ($\omega \sim \gamma^{3/2}$, в ЛСЭ $\omega \sim \gamma^2$, в МЦР $\omega \sim \gamma$), а также отсутствие системы для создания сильных магнитных полей. В расчетах использовалась линейная теория без учета собственных полей СЭП и динамики ионов. В работе [1] ондулятор представляет собой неподвижный ионный канал с периодически меняющейся вдоль продольной координаты плотностью, создающий периодическую радиальную силу. Показано, что каналы с плотностью ионов порядка $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ создают поперечные колебания электронов, сравнимые по амплитуде с получаемыми в магнитостатических ондуляторах. В работах [5-7] в качестве ионного ондулятора рассмотрен ионный фон с периодически меняющейся в пространстве вдоль одного направления плотностью, под углом к которому для появления поперечной силы инжектируется электронный пучок. До сих пор, однако, не проводилось исследование влияния собственных статических полей СЭП на динамику в ионном ондуляторе и не учитывалась динамика ионного канала.

В данной работе рассматривается пучковый ионный ондулятор, образованный инжектируемым соосно с СЭП пучком ионов в общем случае в присутствии продольного внешнего однородного магнитного поля. Исследуется стационарный режим работы такой системы на временах, превышающих ионные. Для этого изучается эволюция как СЭП, так и ионного пучка вдоль продольной координаты в самосогласованных полях, найденных в статическом длинноволновом пределе. Исследованы различные режимы работы ПИОН и показано, что при инжекции ионного пучка, близкого к равновесному, можно добиться практически незатухающих колебаний СЭП.

Рассматривается совместная динамика сильноточного релятивистского электронного и ионного пучков в продольном однородном магнитном поле B_0 . Предполагается, что в системе установилось стационарное ($\partial/\partial t = 0$) однородное по азимуту ($\partial/\partial \vartheta = 0$) состояние, характеризующееся неоднородными по z и r распределениями пучков и коллективных полей (t — время; z, r, ϑ — цилиндрические координаты). Для его описания используем уравнения Власова для функций распределения электронов $f_e(z, r, v_{ze}, v_{re}, v_{\vartheta e})$ и ионов $f_i(z, r, v_{zi}, v_{ri}, v_{\vartheta i})$, а также уравнения для скалярного и компонент векторного потенциала $\varphi, A_z, A_r, A_\vartheta$ в длинноволновом пределе ($\partial^2/\partial z^2 \ll \Delta_\perp$, где Δ_\perp — поперечная часть лапласиана)

$$v_{z\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial z} + v_{r\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial r} + F_{z\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_{z\alpha}} + F_{r\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_{r\alpha}} + F_{\vartheta\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_{\vartheta\alpha}} = 0, \quad (1)$$

$\alpha = e, i; \beta = z, r, \vartheta; F_{\beta\alpha}$ — компоненты электромагнитных и неинерциальных сил, отнесенные к массам частиц;

$$\Delta_\perp \varphi = -4\pi(n_e + n_i), \quad \Delta_\perp A_\beta = -4\pi(j_{\beta e} + j_{\beta i})/c, \quad (2), (3)$$

$j_\alpha = (j_z, j_r, j_\vartheta)_\alpha$ и n_α — плотности токов и зарядов пучков, ($n_e \leq 0, n_i \geq 0$), c — скорость света.

Граничные условия для потенциалов поля задаются в виде

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{\partial A_z}{\partial r} = A_\vartheta = A_r = 0 \quad \text{при } r = 0,$$

$$\varphi = A_z = A_\vartheta = \frac{\partial}{\partial r} r A_r = 0 \quad \text{при } r = R_T. \quad (4)$$

Они следуют из аксиальной симметрии системы, наличия проводящей трубы дрейфа с радиусом R_T и из калибровочного условия $\text{div } \mathbf{A} = 0$.

Система (1) решается методом макрочастиц, уравнения движения которых являются характеристиками кинематических уравнений. При этом задача сводится к эволюционной по продольной координате z для ансамбля макрочастиц, а потенциалы находятся в каждом сечении z по найденным значениям плотностей токов и зарядов. В безразмерном виде уравнения движения макрочастиц и уравнения для потенциалов имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dp_{z\alpha}}{d\xi} &= K_\alpha \frac{\gamma_\alpha}{p_{z\alpha}} \left(-\varepsilon_z - \frac{p_{r\alpha}}{\gamma_\alpha} b_\vartheta + \frac{p_{\vartheta\alpha}}{\gamma_\alpha} b_r \right), \\ \frac{dp_{r\alpha}}{d\xi} &= K_\alpha \frac{\gamma_\alpha}{p_{z\alpha}} \left(-\varepsilon_r - \frac{p_{\vartheta\alpha}}{\gamma_\alpha} b_z + \frac{p_{z\alpha}}{\gamma_\alpha} b_\vartheta \right) + \frac{p_{\vartheta\alpha}^2}{\rho_\alpha p_{z\alpha}}, \\ \frac{dp_\alpha}{d\xi} &= \frac{p_{r\alpha}}{p_{z\alpha}}, \quad \frac{dp_{\vartheta\alpha}}{d\xi} = \frac{K_\alpha}{p_{z\alpha}} (p_{r\alpha} b_z - p_{z\alpha} b_r) - \frac{p_{\vartheta\alpha} p_{r\alpha}}{\rho_\alpha p_{z\alpha}}, \end{aligned} \quad (5)$$

$K_e = 1$, $K_i = -m_e Z_i / m_i$, Z_i — зарядное число ионов, m_α — массы покоя частиц,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} &= \nu(n_e - fn_i), \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial a_z}{\partial \rho} &= \nu(j_{ze} - fj_{zi}), \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial a_r}{\partial \rho} - \frac{a_r}{\rho^2} &= \nu(j_{re} - fj_{ri}), \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial a_\vartheta}{\partial \rho} - \frac{a_\vartheta}{\rho^2} &= \nu(j_{\vartheta e} - fj_{\vartheta i}). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $p_{\beta\alpha}$ — нормированные на $m_\alpha c$ компоненты импульсов частиц, $\gamma_\alpha = \sqrt{1 + \sum_\beta p_{\beta\alpha}^2}$ — релятивистские факторы частиц, $\xi = z/R_T$, $\rho = r/R_T$. В правых частях (6) n_α и $j_{\beta\alpha}$ — плотности зарядов и токов пучков, нормированные на $en_{\alpha 0}$ и $en_{\alpha 0}c$ соответственно; $-e$ — заряд электрона; $f = n_{i0}/n_{e0}$ — степень компенсации; n_{e0} и n_{i0} — плотности электронного и ионного пучков при инжекции; $\nu = \omega_{e0}^2 R_T^2 / c^2 = 4\pi n_{e0} e^2 R_T^2 / c^2$. В правых частях (5) ε_β и b_β — нормированные на $m_e c^2 / e R_T$ компоненты электрического и магнитного полей, которые находятся через нормированные на $m_e c^2 / e$ компоненты потенциалов ψ и a_β по формулам

$$\varepsilon_r = -\frac{\partial \psi}{\partial \rho}, \quad \varepsilon_z = -\frac{\partial \psi}{\partial \xi}, \quad b_r = -\frac{\partial a_\vartheta}{\partial \xi}, \quad (7)$$

$$b_z = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho a_\vartheta) + b_0, \quad b_\vartheta = \frac{\partial a_r}{\partial \xi} - \frac{\partial a_z}{\partial \rho}. \quad (8)$$

Уравнения для потенциалов решаются на равномерной сетке по ρ . Правые части системы (6) находятся путем раздачи заряда и тока макрочастиц (имеющих одинаковые заряд и массу) в два ближайших узла сетки.

В плоскости инжекции ($z = 0$) нормированная функция распределения электронного пучка задается в виде

$$\begin{aligned} f_e(0, \rho, v_{ze}, v_{re}, v_{\vartheta e}) = \\ = \delta(v_{ze} - v_{ze0}) \delta(v_{re} - 0) \delta(v_{\vartheta} - \eta v_{\vartheta e0}(\rho)) H(a_{e0} - \rho), \end{aligned}$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция; $H(x)$ — единичная функция; $v_{ze0} = \sqrt{1 - \gamma_e^{-2}}$; $\gamma_e = \text{const}$; $v_{\vartheta e0}(\rho)$ — равновесная (рассчитываемая для случая $f = 0$) азимутальная скорость, нормированная на c ; параметр η принимает значения 1 и 0 соответственно в случае равновесных и нулевых начальных азимутальных скоростей электронов СЭП.

Функция распределения ионного пучка задается в различных видах, указанных при описании результатов расчетов конкретных вариантов.

Параметры задачи: j_e — ток электронного пучка; f — степень компенсации заряда СЭП при инжекции; B_0 — внешнее продольное однородное магнитное поле; γ_e — релятивистский фактор электронного пучка при инжекции; v_{zi0} — начальная продольная скорость ионного пучка, нормированная на скорость света; a_{i0} , a_{e0} — радиусы пучков при инжекции.

Результаты исследований

а) Демонстрация работы ионного ондулятора. Расчеты подтвердили, что при распространении неравновесного СЭП в ионном канале возможны стационарные состояния, характеризующиеся поперечными колебаниями пучка заметной амплитуды вдоль продольной координаты ξ . На рис. 1,а показана зависимость среднеквадратичного радиуса СЭП R_e от ξ , полученная в расчете с $J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 0$, $f = 2/9$, $a_{i0} = a_{e0} = 0.8$ и с нулевыми начальными поперечными скоростями частиц. Величина R_e определяется с помощью формулы

$$R_e^2(\xi) = \frac{1}{N_e(\xi)} \int_0^1 \rho^2 2\pi \rho d\rho \iiint_{-\infty}^{+\infty} f_e dv_{ze} dv_{\vartheta e} dv_{re}, \quad (9)$$

где

$$N_e(\xi) = \int_0^1 2\pi \rho d\rho \iiint_{-\infty}^{+\infty} f_e dv_{ze} dv_{\vartheta e} dv_{re}$$

— погонная плотность.

Видны незатухающие колебания большой амплитуды ($\Delta R_e/R_e \approx 1/3$), которые и предполагаются использовать для генерации ЭМ волн в ЛСЭ с ионным ондулятором.

Заметим, что данный расчет является модельным, так как в нем динамика ионов была “заморожена”, т.е. поперечные скорости полагались нулевыми, а продольные — фиксированными и одинаковыми для всех ионов. Такая модель фактически описывает стационарные неоднородные в пространстве конфигурации СЭП, реализующиеся на временах, много меньших обратной частоты колебаний ионов

$$\Delta t \ll \omega_i^{-1}, \quad (10)$$

когда распределение ионного фона можно считать неизменным. Оценка для ω_i приводится ниже (см. формулу (20)).

В данном расчете плотности пучков при инжекции были однородными по радиусу, радиус ионного фона a_{i0} был равен радиусу электронного пучка при инжекции a_{e0} . В процессе эволюции вдоль ξ , как показал расчет, плотность СЭП остается практически однородной по ρ . В рассмотренном случае, когда основные радикальные силы, действующие на СЭП и обусловленные полями E_r , B_{ϑ} и B_0 , линейно зависят от ρ , колебания отдельных электронов являются изохронными, т.е. имеют одинаковые периоды колебаний вдоль ξ . Фазовые портреты СЭП при этом являются отрезками прямых линий (рис. 1,б) с точностью до погрешностей расчета. Для описания их характеристик при

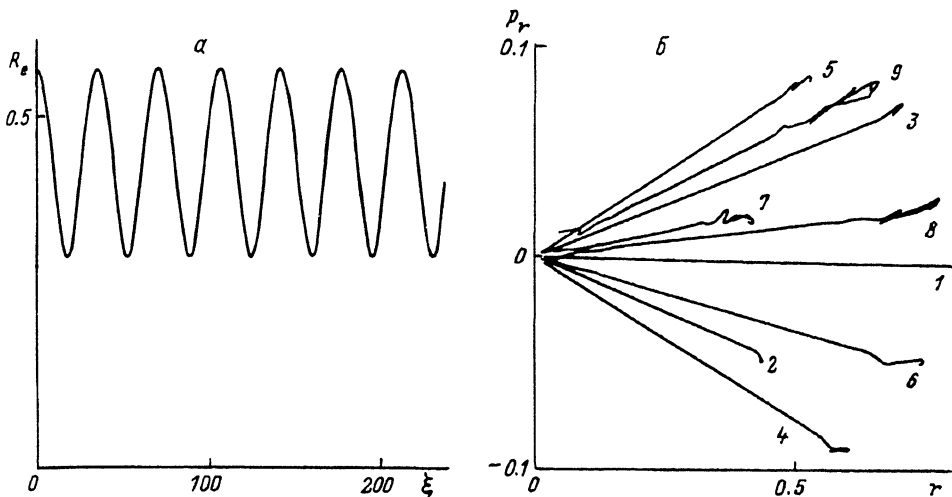


Рис. 1. Зависимость среднеквадратичного радиуса электронного пучка R_e от продольной координаты ξ (а) и его фазовые плоскости $\{p_r, r\}$ (б), полученные в расчете с $J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 0$, $f = 2/9$, $a_{i0} = a_{e0} = 0.8$ с "замороженным" ионным пучком.

1 — $\xi = 0$, 2 — 15, 3 — 30, 4 — 45, 5 — 60, 6 — 75, 7 — 90, 8 — 105, 9 — 135.

этом можно использовать уравнение огибающей [8] (в размерных переменных)

$$\frac{d^2 a_e}{dz^2} = \frac{2\nu_e}{\gamma_e^3 \beta_e^2 a_e} - \frac{2\nu_i a_e}{\gamma_e \beta_e^2 a_{i0}^2} - \left(\frac{\omega_c}{2\gamma_e \beta_e c} \right)^2 a_e + \frac{P_\vartheta^2 + E_e^2}{\gamma_e^2 \beta_e^2 c^2 a_e^3}, \quad (11)$$

где $a_e(z)$ — радиус сплошного СЭП с однородной по ρ плотностью; $\nu_e = eJ_e/m_e c^3 \beta_e$ — его параметр Будкера; $\beta_e = \sqrt{1 - \gamma_e^{-2}}$; $\nu_i = eJ_i/m_e c^3 \nu_{zi0}$; J_i и ν_{zi0} — ток и нормированная на c продольная скорость ионного пучка; $\omega_c = -eB_0/m_e c$; P_ϑ и E_e — обобщенный азимутальный момент, отнесенный к m_e , и эмиттанс (эффективный фазовый объем пучка в пространстве поперечных скоростей и координат) СЭП.

Из уравнения (11) можно найти выражения для равновесного радиуса СЭП a_{eq} , амплитуды нелинейных колебаний радиальной скорости $v_{rm} \equiv (da_e/dz)_{\max}$, азимутальной скорости $v_\vartheta \equiv a_e(d\vartheta/dz)$ и волнового числа k_z малых радиальных колебаний около положения равновесия

$$\frac{a_{eq}}{a_{e0}} = \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + 4(b_c - \eta)(b_c + b_i)}}{2(b_c + b_i)}}, \quad (12)$$

$$v_{rm} = \sqrt{\frac{2\nu_e}{\gamma_e^3 \beta_e^2} \left[2 \ln \frac{a_{eq}}{a_{e0}} + \left(\frac{a_{eq}^2}{a_{e0}^2} - 1 \right) \eta - b_c \left(\frac{a_{eq}^2 - a_{e0}^2}{a_{e0} a_{eq}} \right)^2 + b_i \left(1 - \frac{a_{eq}^2}{a_{e0}^2} \right) \right]}, \quad (13)$$

$$k_z = \frac{1}{a_{e0}} \sqrt{\frac{2\nu_e}{\gamma_e^3 \beta_e^2} \left[\left(1 - \frac{3\eta a_{e0}^2}{a_{eq}^2} \right) \frac{a_{e0}^2}{a_{eq}^2} + b_c \left(1 + \frac{3a_{e0}^4}{a_{eq}^4} \right) + b_i \right]}, \quad (14)$$

$$v_g(z) = \frac{a_e(z)}{a_{e0}} \sqrt{b_c - \sqrt{b_c - \eta} \frac{a_{e0}}{a_e(z)}}. \quad (15)$$

Здесь b_c и b_i — параметры, характеризующие степень замагниченности пучка и степень компенсации его ионами,

$$b_c = \frac{\omega_c^2 \gamma_e}{2\omega_e^2}, \quad \omega_e^2 = \frac{4\pi n_{e0} e^2}{m_e}, \quad b_i = f\gamma_e^2. \quad (16)$$

Значение $b_c = 1$ соответствует бриллюэновскому потоку, $b_i = 1$ — условию бессилового равновесия (при $b_c = 0$). Параметр η был определен выше.

Из выражений (12)–(15) видно, что требуется изучить зависимость указанных характеристик фактически лишь от параметров b_c и b_i , так как величины $2\nu_e/\gamma_e^3\beta_e^2$ и a_{e0} являются нормирующими для v_{rm} , k_z и a_{eq} . С ростом отношения $\nu_e/\gamma_e^3\beta_e^2$ амплитуда колебаний радиальной скорости и волновое число увеличиваются по корневому закону, а значение равновесного радиуса и k_z растут пропорционально величине начального радиуса a_{e0} при фиксированных b_c и b_i . Исследование показывает, что при заданной степени замагниченности b_c амплитуда v_{rm} монотонно растет с увеличением степени компенсации b_i . Так же растет и волновое число колебаний. Наоборот, при фиксированном b_i значение v_{rm} уменьшается с увеличением b_c , а k_z — возрастает. В отсутствие магнитного поля формулы (12)–(15) упрощаются

$$a_{eq} = \frac{a_{e0}}{\sqrt{b_i}}, \quad v_{rm} = \sqrt{\frac{2\nu_e}{\gamma_e^3\beta_e^2} (b_i - 1 - \ln(b_i))},$$

$$k_z = \frac{2}{a_{i0}\beta_e} \sqrt{\frac{\nu_i}{\gamma_e}}, \quad v_g = 0. \quad (17)$$

Из них непосредственно следует условие применимости предположения о малом влиянии собственных полей СЭП на значение v_{rm}

$$f\gamma_e^2 \gg 1 + \ln(f\gamma_e^2), \quad (18)$$

которое уточняет использованное ранее в работах [1–4] $f\gamma_e^2 \gg 1$.

Заметим, что мы ограничились исследованием волнового числа только малых колебаний лишь с целью краткости изложения. Уравнение (11) позволяет достаточно легко найти и период колебаний конечной амплитуды. Мы не приводим соответствующие формулы, так как они были получены ранее [9].

Рассмотренный случай изохронных колебаний электронов позволяет получить простые аналитические формулы, описывающие характеристики СЭП в ионном ондуляторе с учетом собственных полей. Однако он также является идеализированным, так как любая нелинейность в зависимостях радиальных сил от ρ приводит к неизохронности колебаний электронов. На рис. 2 показаны зависимости среднеквадратичного радиуса \bar{R}_e и эмиттанса E_e от ξ , а также эволюция фазовой плоскости СЭП $\{p_r, \rho\}$, полученные в расчете с $J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 1$ кГс,

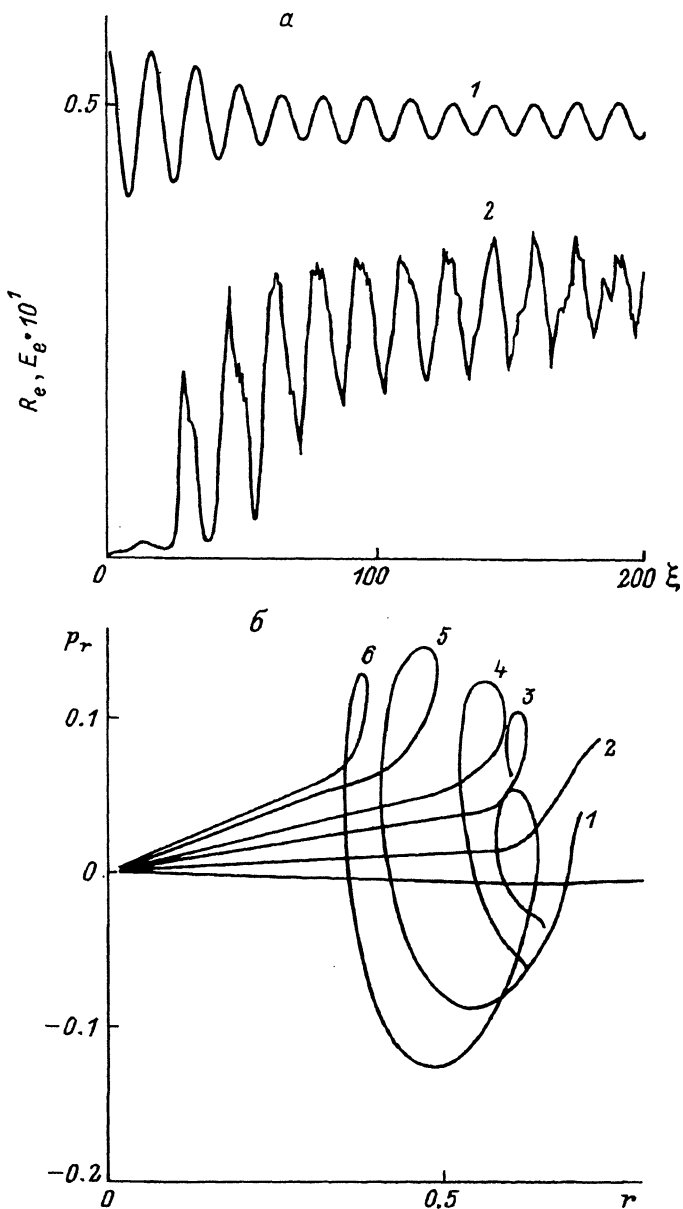


Рис. 2. Зависимости среднеквадратичного радиуса R_e (а, 1) и эммитанса E_e (а, 2) электронного пучка от продольной координаты ξ и его фазовые плоскости $\{p_r, r\}$ (б), полученные в расчете с $J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 1$ кГс, $f = 2/9$, $a_{e0} = 0.8$ в случае "замороженного" ионного пучка с радиусом $a_{i0} = 0.6$.
 б: 1 — $\xi = 0$, 2 — 15, 3 — 30, 4 — 45, 5 — 75, 6 — 105.

$f = 2/9$ в случае “замороженного” ионного пучка с радиусом $a_{i0} = 0.6$, меньшим начального радиуса СЭП $a_{e0} = 0.8$. Начальная азимутальная скорость электронного пучка задавалась равновесной (для $f = 0$). Видно, что колебания R_e являются затухающими, а эмиттанс, колеблясь, растет. Величина эмиттанса определяется с помощью формул

$$E_e^2(\xi) = \frac{1}{N_e(\xi)} \int_0^1 2\pi\rho d\rho \iiint_{-\infty}^{+\infty} \left[(v_{re} - u_r(\xi, \rho))^2 + (v_{\vartheta e} - u_{\vartheta}(\xi, \rho))^2 \right] \times \\ \times f_e dv_{re} dv_{\vartheta e} dv_{ze}, \quad (19)$$

где

$$u_{\beta}(\xi, \rho) = \frac{1}{N_e(\xi)} \iiint_{-\infty}^{+\infty} v_{\beta e} f_e dv_{re} dv_{\vartheta e} dv_{ze}; \quad \beta = r, \vartheta.$$

Причина такого поведения заключается в фазовом перемешивании траекторий электронов из-за неизохронности их колебаний сначала (когда СЭП еще почти однороден по ρ) под действием нелинейной по ρ в области $\rho > a_{i0}$ радиальной кулоновской силы ионного заряда, а затем и из-за собственных, ставших в процессе эволюции нелинейными по ρ полей, прежде всего E_r - и $B_{\vartheta}^{(1)} \equiv \partial A_z / \partial r$ -компонент. На фазовой плоскости хорошо видно, как все более запутанным и нелинейным становится фазовый портрет пучка.

Очевидно, что такая система, в которой реализуются затухающие колебания, приводящие к росту эмиттанса, не подходит для использования в качестве ондулятора.

Наложение на систему конечного продольного магнитного поля B_0 уменьшает темп фазового перемешивания траекторий электронов вследствие более слабого искажения радиального профиля плотности СЭП, однако не устраняет его полностью, так как поле ионного фона по-прежнему является нелинейным по ρ . Оценки зависимости скорости затухания колебаний R_e от параметра системы сделаны в работе [10].

Таким образом, модель “замороженного” ионного пучка позволяет показать работу ионного ондулятора в импульсном режиме в интервале времени $\Delta t \ll \omega_i^{-1}$, исследовать с помощью уравнения огибающей его характеристики и выявить основной недостаток в этом режиме. Он заключается в затухании амплитуды радиальных колебаний СЭП вследствие фазового перемешивания траекторий электронов из-за неизохронности их колебаний в нелинейных по радиусу собственных и/или ионных полях.

б) Совместная динамика электронного и ионного пучков. Движение ионов можно не учитывать лишь на временах $\Delta t \ll \omega_i^{-1}$, поэтому при исследовании работы ЛСЭ с ионным ондулятором в длинноимпульсном ($\Delta t \geq \omega_i^{-1}$) и непрерывном режимах необходим учет динамики ионов. Более того, очевидно, что для реализации стационарного режима работы необходимо обеспечить “вынос” из системы энергии колебаний ионов и замену искаженной части ионного фона на новую. Это может обеспечить пучковый ионный ондулятор.

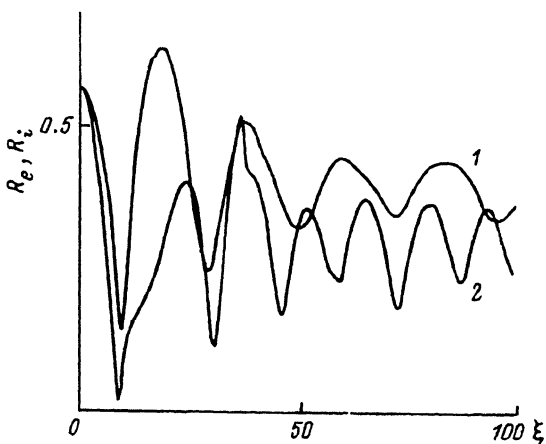


Рис. 3. Зависимости среднеквадратичных радиусов электронного R_e (1) и ионного R_i (2) пучков от продольной координаты ξ в расчете с $J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 0.6$ кГс, $f = 2/9$, $a_{i0} = a_{e0} = 0.8$, $v_{zi0} = 0.05$, $m_i = m_p$ при нулевых начальных поперечных скоростях ионов.

Покажем, однако, прежде всего, к каким негативным последствиям может приводить движение ионов. На рис. 3 показаны зависимости среднеквадратичных радиусов электронного R_e и ионного R_i пучков от продольной координаты ξ в расчете с $J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 0.6$ кГс, $f = 2/9$, $a_{i0} = a_{e0} = 0.8$, $v_{zi0} = 0.05$, $m_i = m_p$ (m_p — масса протона), $\eta = 1$ (т.е. начальная азимутальная скорость электронного пучка задавалась равновесной для $f = 0$), начальные поперечные скорости ионов нулевые. Радиальные силы, действующие на пучки, становятся нелинейными по радиусу из-за различия a_i и a_e , колебания электронов и ионов неизохронными. Амплитуды колебаний R_e и R_i уменьшаются из-за фазового перемешивания траекторий частиц, что не позволяет использовать их для генерации ЭМ излучения.

Ситуацию, близкую к реализуемой при неменяющемся ионном фоне, в стационарном режиме можно было бы обеспечить с помощью увеличения длины волны λ_i колебаний ионов вдоль z до значения, заметно превышающего длину волны λ_e колебаний СЭП. Такое соотношение можно реализовать за счет использования пучка тяжелых ионов с большой продольной скоростью инжекции, поскольку (в размерном виде)

$$\lambda_i \simeq \frac{2\pi v_{zi} \gamma_i}{\omega_i}, \quad \text{где } \omega_i \simeq \sqrt{\frac{2\pi e^2 Z_i (n_e - n_i)}{m_i}}, \quad (20)$$

v_{zi} , γ_i , n_e , n_i — некоторые характерные значения, по порядку величины равные значениям при инжекции.

Однако оценки показывают, а расчеты подтверждают, что даже при $m_i \simeq 100m_p$, $v_{zi0} \simeq 0.1$ с размер области, где динамика холодного при инжекции ионного пучка еще не влияет на колебания СЭП, не превышает $(3-5)\lambda_e$. Кроме того, при $v_{zi0} \geq 0.1$ с азимутальное магнитное поле ионного пучка частично компенсирует действие его радиально-го электрического поля на СЭП и амплитуда колебаний электронного пучка уменьшается по мере роста v_{zi0} . Если же $v_{zi0}/v_{ze0} > f - \gamma_e^{-2}$, то

не существует равновесного состояния и колебаний СЭП без внешнего магнитного поля.

Таким образом, для реализации стационарной работы пучкового ионного ондулятора необходимо инжектировать ионный пучок, близкий к равновесному и имеющий однородную по радиусу плотность. Такому условию соответствует, например, распределение Владимирского-Капчинского [11]

$$f_1(0, r, v_{ri}, v_{\theta i}, v_{zi}) = n_{i0} \delta(v_{zi} - v_{zi0}) \delta(H - H_0), \quad (21)$$

где

$$H = \frac{m_i(v_{ri}^2 + v_{\theta i}^2)}{2} + eZ_i\varphi(r), \quad H_0 = \text{const.}$$

Оно описывает равновесие пучка (в нашем случае ионного, для простоты нерелятивистского) в самосогласованном электростатическом потенциале, создаваемом однородным по радиусу электронным пучком и собственным зарядом, с однородной по радиусу плотностью n_{i0} и с радиусом $a_{i0} (\leq a_{e0})$, определяемым из условия

$$H_0 = \pi n_{e0} e^2 Z_1 (1 - f) (R_T^2 - a_{i0}^2). \quad (22)$$

В равновесии каждый ион совершает радиальные колебания в потенциальной яме, но при наличии равномерного распределения по фазам этих колебаний в пучке последний находится в тепловом кинетическом равновесии. Разброс по радиальным и азимутальным импульсам характеризуется величиной

$$p_{\perp i}^{\max} = \sqrt{2\nu_e(1-f)Z_i m_e / m_i}. \quad (23)$$

Моделирование подтвердило существование такого равновесия ионного пучка в случае "замороженной" динамики СЭП. Наличие колебаний СЭП, естественно, нарушает равновесие ионного пучка и приводит к его осцилляциям. В стационарном режиме характеристиками этих колебаний являются длины стоячих волн вдоль продольной оси z : λ_e и λ_i . В случае малых амплитуд для λ_i справедлива оценка (20), а $\lambda_e \cong 2\pi/k_z$, где k_z определяется формулами (14), (17). Возможны три характерные ситуации в двухпучковой электронно-ионной системе: $\lambda_e \gg \lambda_i$, $\lambda_e \simeq \lambda_i$, $\lambda_e \ll \lambda_i$. Рассмотрим их отдельно.

На рис. 4 показаны зависимости среднеквадратичных радиусов пучков от ξ в расчете с $J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 1$ кГс, $f = 2/9$, $m_i \cong 39m_p$ (ионы калия), $v_{zi0} = 0.1$, $a_{i0} = a_{e0} = 0.8$, $\eta = 1$. Видно, что электронный пучок совершает периодические колебания заметной амплитуды, а ионный пучок очень близок к равновесию, так как изменение его радиуса $\Delta R_i \ll \Delta R_e$, причем $\lambda_i \gg \lambda_e \cong 14$. При таком соотношении λ_e и λ_i ионный пучок реагирует на среднее по ξ значение плотности СЭП и равновесие его должно соответствовать этой, а не начальной (при $z = 0$) плотности.

При переходе к вариантам с меньшими значениями продольного магнитного поля в согласии с формулой (13) растет амплитуда радиальных колебаний СЭП и степень неравновесности ионного пучка. За счет подбора его распределения при инжекции по усредненной вдоль

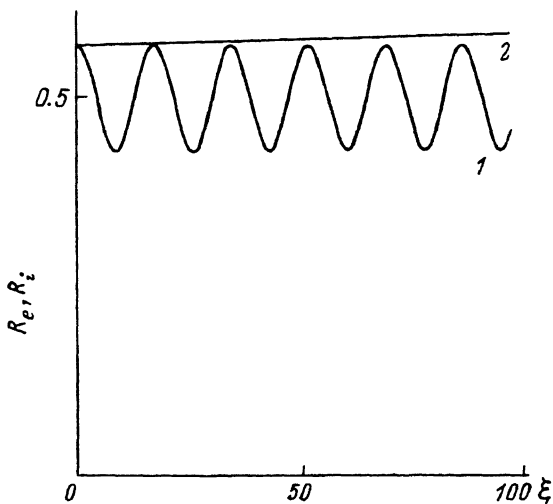


Рис. 4. Зависимости среднеквадратичных радиусов электронного R_e (1) и ионного R_i (2) пучков от ξ в расчете с $J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 1$ кГс, $f = 2/9$, $m_i \cong 39m_p$, $v_{zi0} = 0.1$, $a_{i0} = a_{e0} = 0.8$ при равновесном начальном распределении ионного пучка по поперечным скоростям.

z плотности СЭП (а именно увеличения значения $p_{\perp i}^{\max}$) удается при $B_0 = 0.3$ кГс (бриллюэновское поле $B_{Br} \cong 0.6$ кГс, поэтому задаем $\eta = 0$) и прежних остальных параметрах обеспечить около 10 слабозатухающих колебаний электронного пучка. При дальнейшем уменьшении B_0 вплоть до нуля темп затухания колебаний R_e увеличивается и скомпенсировать его подбором $p_{\perp i}^{\max}$ не удастся. Итак, в режиме с $\lambda_i \gg \lambda_e$ для существования слабозатухающих колебаний СЭП необходимо слабое ($B_0 \leq B_{Br}$) продольное магнитное поле.

В режиме с $\lambda_i \cong \lambda_e$ ($J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 1$ кГс, $f = 2/9$, $v_{zi0} = 0.1$, $m_i = m_p$, $\eta = 1$) колебания R_e затухают даже при достаточно большом магнитном поле B_0 , потому что любое малое отклонение плотности одного из пучков от однородной вызывает быструю (поскольку $\lambda_i \cong \lambda_e$) реакцию другого пучка, ведущую к усилению первоначального отклонения. Ситуация в некотором смысле близка к неустойчивой, а режим является непригодным для использования.

Наиболее подходящим оказывается режим с $\lambda_i \ll \lambda_e$. На рис. 5,а показаны зависимости R_e и R_i от ξ в варианте с пучком протонов и с $J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 1$ кГс, $f = 2/9$, $v_{zi0} = 0.01$, $a_{i0} = a_{e0} = 0.8$, $\eta = 1$. Видны периодические незатухающие колебания R_e , а также мелкомасштабные (с $\lambda_i \cong 4 \ll \lambda_e$) колебания R_i малой амплитуды на фоне медленно (по сравнению с λ_i) меняющегося значения \bar{R}_i . Осцилляции как радиуса R_i с периодом λ_i , так и усредненного по λ_i значения \bar{R}_i с периодом, близким к λ_e , являются незатухающими. Наличие вариаций \bar{R}_i , очевидно, обусловлено медленным изменением равновесных характеристик ионного пучка вслед за изменением параметров СЭП в процессе его колебаний. Важно, что синхронное изменение \bar{R}_i приводит к увеличению амплитуды колебаний R_e по сравнению со случаем "замороженного" ионного пучка.

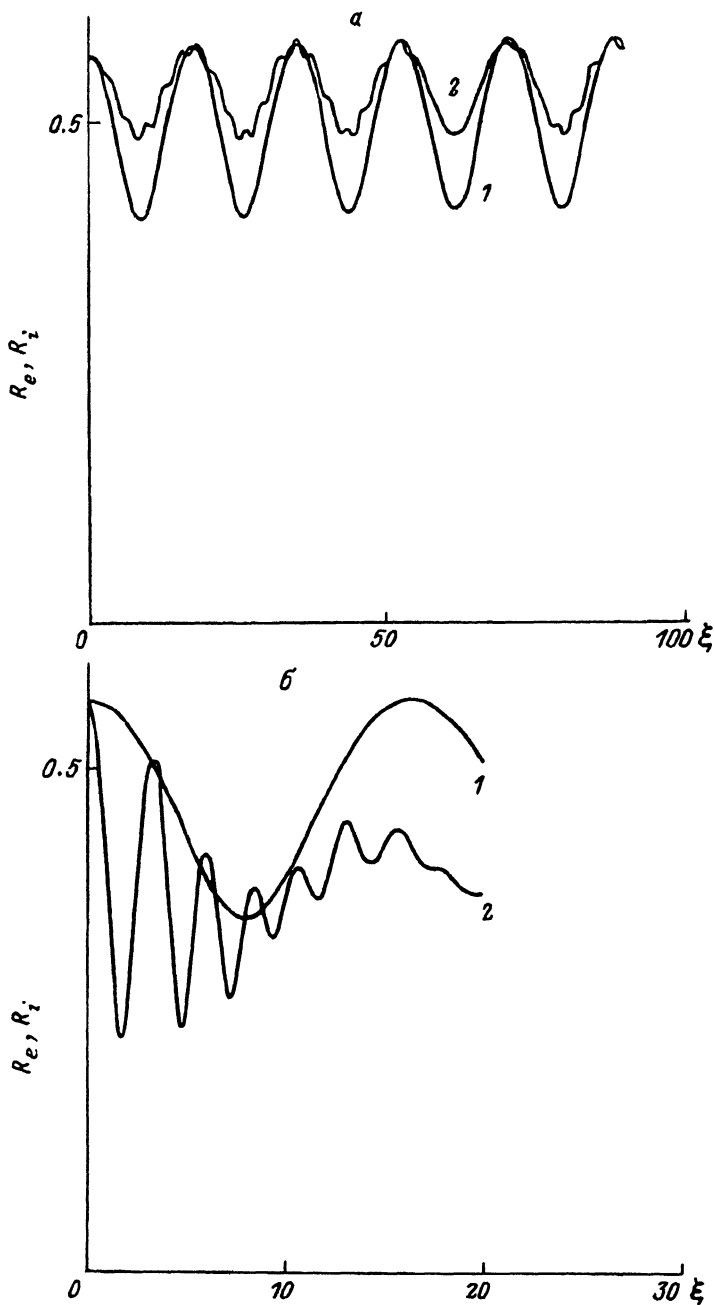


Рис. 5. Зависимости среднеквадратичных радиусов электронного R_e (1) и ионного R_i (2) пучков от ξ в расчете с $J_e = 1$ кА, $\gamma_e = 3$, $B_0 = 1$ кГс, $f = 2/9$, $a_{i0} = a_{e0} = 0.8$, $m_i = m_p$, $v_{zi0} = 0.01$ для равновесного начального значения $p_{\perp i}^{\max}$ у ионного пучка (а) и для втрое меньшего значения $p_{\perp i}^{\max}$ (б).

При уменьшении B_0 до 0.3 кГс (и изменении значения η на нулевое) амплитуда колебаний R_e , а также и \bar{R}_i возрастает в согласии с формулой (13). При этом осцилляции R_e и \bar{R}_i становятся слабозатухающими, а колебания R_i с периодом λ_i слабораскачивающимися вдоль ξ . Те же тенденции, как показали расчеты, сохраняются при уменьшении B_0 вплоть до нуля. Однако в отличие от режима с $\lambda_i \gg \lambda_e$ даже при $B_0 = 0$, несмотря на заметную амплитуду колебаний ионного пучка, осцилляции СЭП являются слабозатухающими.

Отметим, что рост амплитуды колебаний ионов по мере уменьшения B_0 в этом режиме обусловлен увеличением амплитуды ΔR_e , т.е. более быстрым изменением R_e ($dR_e/dz \simeq k_z \Delta R_e$). Поэтому в случае $B_0 = 0$ колебания R_e при этих параметрах уже не являются адиабатически медленными для ионов. Если снизить λ_i за счет v_{z0} вдвое, то амплитуда ΔR_i уменьшается, как показал расчет, пропорционально λ_i^2 , что согласуется с зависимостью амплитуды собственных колебаний осциллятора от периода возбуждающей их медленно меняющейся внешней силы.

Переход к режиму с $\lambda_i \ll \lambda_e$ за счет снижения скорости инжекции ионов при фиксированной плотности заряда соответствует использованию пучков с меньшим током. Так, для реализации указанных параметров последнего варианта требуются протонные пучки с током порядка 1 А и энергией порядка 100 кэВ (при $R_T = 1$ см). Получение таких пучков возможно с использованием тех же СЭП на основе коллективных методов ускорения (см., например, [12]). Появление равновесного разброса по поперечным скоростям у ионного пучка, как показали расчеты, возможно за счет интенсивного фазового перемешивания траекторий ионов в режиме с $\lambda_i \ll \lambda_e$. На рис. 5,б показаны зависимости R_e и R_i от ξ в варианте с параметрами, соответствующими рис. 5,а, но с величиной теплового разброса $p_{\perp i}^{\max}$, втрое меньшей равновесной. Видно, как на длине λ_e ионный пучок после быстрого затухания колебаний R_i практически вышел на режим динамического равновесия. Конечно, при таком способе реализации равновесия в ионном пучке характеристики колебаний СЭП будут хуже, чем при инжекции равновесного ионного пучка, в частности, вследствие большей неоднородности плотности ионов по радиусу.

Отметим, что двухпучковые электронно-ионные системы подвержены развитию неустойчивостей, инкременты которых растут при уменьшении скорости инжекции ионов [13]. Их присутствие может служить препятствием при реализации рассматриваемого типа ондулятора. Однако существует также и принципиальная возможность использования таких неустойчивостей для раскачки колебаний СЭП с целью применения их в ЛСЭ. В рамках использованных в данной работе предположений они не могут быть изучены. Их исследованию предполагается уделить специальное внимание.

И наконец, скажем кратко об исследовании динамики СЭП с трубчатой радиальной структурой. В пучковом ионном ондуляторе в режиме с $\lambda_i \gg \lambda_e$ при наличии слабого (порядка бриллюэновского) продольного магнитного поля колебания СЭП как целого могут быть слабозатухающими, хотя внутри "трубки" имеет место интенсивное фазовое перемешивание траекторий электронов. При $B_0 = 0$ после первого сжатия СЭП из трубчатого превращается в сплошной, а колебания становятся непериодическими и быстрозатухающими.

Заклучение

Исследована работа пучкового ионного ондулятора (ПИОН), образованного инжектируемым соосно с СЭП пучком ионов, в общем случае в присутствии продольного внешнего однородного магнитного поля. Рассмотрен стационарный режим на временах, превышающих характерные ионные. Для этого изучена эволюция как СЭП, так и ионного пучка вдоль продольной координаты в самосогласованных двумерных полях, найденных в статическом длинноволновом пределе. Нестационарные процессы, такие как собственно генерация ЭМ излучения, а также электрон-ионные неустойчивости, в данной работе не рассматривались. Продемонстрирована работа ПИОН в режиме короткоимпульсного СЭП, когда динамику ионов можно не учитывать. Показана принципиальная роль динамики ионов в длинномпульсном режиме. Найдено, что она приводит к разбросу частот колебаний электронов, который увеличивается из-за собственных полей СЭП и ведет к затуханию колебаний электронного пучка. Исследованы различные режимы, отличающиеся соотношением длин волн колебаний электронного λ_e и ионного λ_i пучков. Показано, что при инжекции ионного пучка, близкого к равновесному, возможно существование долго незатухающих колебаний СЭП. Получены простые аналитические формулы, описывающие характеристики этих колебаний в зависимости от параметров двухпучковой системы. Найдено, что в ряде режимов наличие слабого (меньше или порядка бриллюэновского) продольного магнитного поля улучшает работу пучкового ионного ондулятора. Отмечена возможность выхода ионного пучка на равновесный режим в случае $\lambda_i \ll \lambda_e$ за счет фазового перемешивания траекторий ионов в нелинейных по радиусу самосогласованных полях. Необходимые параметры ионных пучков в этом режиме являются достижимыми в экспериментальных установках, в том числе использующих для их создания коллективные методы ускорения с помощью сильноточных электронных пучков. Указано, что препятствием для реализации такого типа ондулятора могут стать неустойчивости двухпучковой электрон-ионной системы. С другой стороны, возможно использование таких неустойчивостей для раскачки колебаний СЭП, что требует специальных исследований.

Авторы благодарны К.В. Ходатаеву и К.Г. Гурееву за плодотворные обсуждения и поддержку работы.

Список литературы

- [1] Bosch R.A., Gildenbach R.M. // Phys. Fl. 1988. Vol. 31. N 10. P. 3127-3129.
- [2] Whittum D.H., Sessler A.M. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. N 21. P. 2511-2514.
- [3] Chen K.R., Katsouleas T.C., Dawson J.M. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1990. Vol. 18. N 5. P. 837-841.
- [4] Chen K.R., Dawson J.M., Lin A.T., Katsouleas T. // Phys. Fluids. B. 1991. Vol. 3. N 5. P. 1270-1278.
- [5] Chen K.R., Dawson J.M. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. N 1. P. 29-32.
- [6] Chen K.R., Dawson J.M. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. N 6. P. 4077-4090.
- [7] Chen K.R., Dawson J.M. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1993. Vol. 21. N 1. P. 151-155.
- [8] Lee E.P., Cooper R.K. // Part. Accelerators. 1976. Vol. 68. N 1. P. 83-91.
- [9] Розанов Н.Е. // Тр. РИАН СССР. М., 1980. Вып. 39. С. 118-124.
- [10] Розанов Н.Е. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 7. С. 1293-1299.
- [11] Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей. М.: Энергоинформат, 1982, 239 с.
- [12] Маркеев А.М., Маричев С.В., Мещеров Р.А., Сажин В.Д. Препринт МРИАН СССР. № 8905. М., 1989. 16 с.
- [13] Капчинский М.И., Розанов Н.Е. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 2. С. 339-347.