

О ВЛИЯНИИ ПЛАЗМЕННЫХ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В КОРОТКОМ ПЛАЗМЕННОМ РЕЗОНАТОРЕ

А.П. Толстолужский

ННЦ ХФТИ, г.Харьков Академическая ул., 1, 61108, Украина

tolstoluzhsky@kipt.kharkov.ua

В кинетическом приближении проведено теоретическое исследование динамики возбуждения колебаний потоком электронов в коротком плазменном резонаторе. Аналитически определены зоны генерации и эффективность взаимодействия пучка с полем резонатора в зависимости от физических параметров системы. Показано, что наличие обратных волн существенно изменяет динамику возбуждения колебаний. Путем численного анализа динамики частиц и полей показано, что учет электронных нелинейностей приводит к уменьшению значений стационарной амплитуды возбуждаемого поля, группировке частиц и захвату частиц плазмы в узлах возбуждаемых стоячих волн. Получена оценка применимости модели резонатора заполненного плазмой – найдены значения параметров системы, при которых происходит захват частиц пучка и плазмы полем прямой и обратной волны, что приводит к выносу частиц пучка и плазмы из области взаимодействия, как через выходной, так и через входной торцы резонатора.

PACS: 05.45, 52.40.Nj, 84.40, 29.27.Vd

1. ВВЕДЕНИЕ

В основе электронных приборов лежит процесс преобразования энергии движения электронного потока в энергию электромагнитных колебаний. Наиболее полно такой процесс описывает самосогласованная модель, которая включает в себя систему уравнений Максвелла для поля и уравнений движения отдельных заряженных частиц в таких полях. Эта система уравнений, дополненная граничными условиями для полей и начальными условиями для частиц пучка, позволяет описывать искомые характеристики процесса взаимодействия пучка с полем. Стационарный режим генерирования колебаний обеспечивается за счет непрерывной инжекции частиц пучка в некоторый резонансный объем, в котором происходит энергообмен частиц пучка с полем, накопления энергии поля и отбор ее в нагрузку (см. [1-6]).

В статье исследовано влияние электронных нелинейностей на возбуждение колебаний электронным пучком в коротком плазменном резонаторе медленной волны с идеально проводящими торцами и фиксированной пространственной структурой поля, в который инжектируется пучок электронов. Значительное упрощение задачи достигается в аксиально-симметричном случае, кроме того, считаем, что вся система находится в сильном внешнем продольном магнитном поле, так что движение частиц можно считать одномерным.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим цилиндрический резонатор радиуса a , который в общем случае представляет собой отрезок замедляющей структуры, с плазменным заполнением, вдоль оси которого в нулевой момент времени инжектируется электронный пучок со скоростью V_{b0} и полным

током I_0 . Самосогласованная система уравнений, которая описывает взаимодействие пучка с таким резонатором, состоит из уравнений Максвелла для поля:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -c^{-1} \partial \vec{H} / \partial t, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= c^{-1} \partial \vec{H} / \partial t + 4\pi c^{-1} (\vec{j}_p + \vec{j}_b), \end{aligned} \quad (1)$$

где: $\vec{j}_b = \int_0^{\infty} \vec{v} f_{b,p}(\vec{v}, \vec{r}, t) d\vec{v}$ - плотность тока пучка

и плазмы, $f_{b,p}(\vec{v}, \vec{r}, t)$ - функция распределения пучка и плазмы (индексы b, p - обозначают пучок и плазму, соответственно) и кинетического уравнения Власова для функции распределения частиц пучка и плазмы:

$$\partial f_{b,p} / \partial t + \vec{v} \partial f_{b,p} / \partial \vec{r} + e \{ \vec{E} + c^{-1} [\vec{v} \vec{H}_0 + \vec{H}] \} \partial f_{b,p} / \partial \vec{p} = 0. \quad (2)$$

Наличие сильного внешнего магнитного поля ($H_0 \parallel z$), разрешает пренебречь поперечным движением электронов пучка и плазмы и ограничиться анализом одномерного движения их вдоль оси z . Решение уравнения Власова для частиц пучка и плазмы будем искать методом характеристик, уравнения которых имеют вид:

$$\begin{aligned} dp_b(t_1, \alpha_{b0}) / dt &= E_{\parallel} [z_b(t_1, \alpha_{b0})], \\ dz_b(t_1, \alpha_{b0}) / dt &= V_b(p_b), \end{aligned} \quad (3)$$

$$V_b(p_b) = (p_b / m) (1 + p_b^2 / m^2 c^2)^{-1/2},$$

$$\begin{aligned} dV_p(t, \alpha_{p0}) / dt &= E_{\parallel} [z_p(t, \alpha_{p0})], \\ dz_p(t, \alpha_{p0}) / dt &= V_p(t, \alpha_{p0}), \end{aligned} \quad (4)$$

с начальными условиями: $p_b(0, \alpha_{b0}) = p_b^{(0)}$, $z_b(0, \alpha_{b0}) = 0$, где $t_1 = t - t_0$ - лагранжево время частицы, входящей в резонатор в момент времени t_0 ; $z_b(t_1, \alpha_{b0}) = V_{b0}(t - t_0) + \Delta(t_1, \alpha_{b0})$, $p_b(t_1, \alpha_{b0})$ - лагранжевы координата и импульс частиц пучка; $\Delta(t_1, \alpha_{b0})$ - отклонения траектории частицы под

действием поля от прямолинейной ($z_l = V_0 t_1$, что отвечает движению без поля, $\alpha_{b0} \equiv (t_0, p_0)$); $z_p(t, \alpha_{p0})$, $V_p(t, \alpha_{p0})$ - лагранжевы координата и импульс частиц плазмы ($\alpha_{p0} \equiv (z_{p0}, V_{p0})$). Если интегралы z_b, p_b и z_p, V_p системы (3-4) найдены, то решение кинетического уравнения для частиц пучка и плазмы можно представить в виде [7]:

$$df_b = dn_b \delta[z - z_b(t_1, \alpha_{b0})] \delta[p - p_b(t_1, \alpha_{b0})], \quad (5)$$

$$f_p(z, V) = \iint d\alpha_{p0} f_{p0} V_{p0} \delta[z - z_p(t_1, \alpha_{p0})] \delta[V - V_p(t_1, \alpha_{p0})],$$

где: $dn = f_{b0}(\alpha_{b0}) d\alpha_{b0}$ - число частиц пучка на траекториях, параметры α_{b0} которых лежат в интервале $\alpha_{b0}, \alpha_{b0} + d\alpha_{b0}$, а начальная функция распределения $f_{b,p0}(\alpha_{p0}) = n_{b,p0} \delta(V - V_{b,p}(0, \alpha_{b,p0}))$, однозначно определенная условиями инжекции; для пучка $V_b(0, \alpha_{b0}) = V_{b0}$, для холодной плазмы $V_p(0, \alpha_{p0}) = 0$, $n_{b0} = I_{b0} / (S_b V_{b0})$ (I_0 - амплитудное значение тока пучка, S_b - площадь его поперечного сечения).

Таким образом, плотность тока пучка и плазмы в резонаторе можно представить в виде:

$$j_b(r, z, t) = S_b(r) \iint_{n(t)} d\alpha_{b0} V(p) f_{b0}(\alpha_{b0}) dp^* \quad (6)$$

$$* \delta[z - z_b(t_1, \alpha_{b0})] \delta[p - p_b(t_1, \alpha_{b0})],$$

$$j_p(r, z, t) = S_p(r) \iint_{n(t)} d\alpha_{p0} V(p) f_{p0}(\alpha_{p0}) dV^* \quad (7)$$

$$* \delta[z - z_{pb}(t_1, \alpha_{b0})] \delta[V - V_p(t_1, \alpha_{p0})].$$

Здесь функция $f_{b0}(\alpha_{b0})$ - характеризует модуляцию пучка на входе в резонатор, $S_{b,p}(r)$ - характеризует распределение пучка и плазмы по радиусу, $z_{b,p}$ и $p_{b,p}$ - определяются из уравнений движения, а интегрирование в (6) проводится по всем частичкам пучка ($n(t)$), которые находятся в резонаторе ($0 < z_l < L$, L - длина резонатора). С учетом граничных условий для полей на идеально проводящих торцах резонатора аксиально-симметричные поля E и H - волн можно записать в виде:

$$E_z = \sum E_{zn} \cos(k_n z), \quad E_r = \sum E_{rn} \sin(k_n z),$$

$$H_\phi = \sum H_{\phi n} \cos(k_n z) - \text{для } E - \text{волны};$$

$$H_z = \sum H_{zn} \sin(k_n z), \quad H_r = \sum H_{rn} \cos(k_n z),$$

$$E_\phi = \sum E_{\phi n} \sin(k_n z) - \text{для } H - \text{волны},$$

где $k_n = n\pi / L$ - продольное волновое число.

Поля E_{in} представим в виде $E_{in} = E_{in}(t) R_{in}(r)$ (функции $R_{in}(r)$, которые описывают радиальное распределение поля в системе, считаем известными, $i = r, \phi, z$). Подставляя выражения для полей и токов в уравнение (1) и переходя к нормальным

координатам, получаем систему уравнений для амплитуд нормальных полей $\mathbf{E}_{zn}^{(s)}(t)$:

$$d^2 \mathbf{E}_{zn}^{(s)} / d\tau^2 + W_n^{(s)2} \mathbf{E}_{zn}^{(s)} = \Lambda_n^{(s)} I_n(\tau), \quad (8)$$

где введены следующие безразмерные переменные:

$$\mathbf{E}_{zn}^{(s)} = \frac{e A_{zn}^{(s)} L}{\pi m V_{ph1}^2}, \quad \Lambda_n^{(s)} = (-1)^s \frac{k_n^2 c^2 - \Omega_n^{(s)2}}{\Omega_n^{(2)2} - \Omega_n^{(1)2}},$$

$$I_n(\tau) = \frac{\Omega_p^2}{\Omega_1^{(1)2}} (\mu_b \frac{d}{d\tau} \int_{n(\tau)} v_b \cos(n\zeta_b) \Psi(\tau_0) d\tau_0$$

$$+ \frac{2}{\pi} \frac{d}{d\tau} \int_0^\pi v_p \cos(n\zeta_p) d\zeta_0 - \mathbf{E}_{zn}^{(s)}),$$

$$\tau = \Omega_1^{(1)} t, \quad \mu_b = \frac{\Omega_b^2}{\Omega_p^2} \frac{v_{b0}}{\pi}, \quad \zeta = k_1 z, \quad v_a = V_a / V_{ph1},$$

$$W_n^{(s)} = \frac{\Omega_n^{(s)}}{\Omega_1^{(s)}}, \quad \Omega_{b,p}^2 = \frac{\omega_{b,p}^2}{4} \frac{\int_0^a S_{b,p}(r) J_0(k_\perp r) r dr}{a^2 J_1^2(k_\perp a)},$$

$$\Omega_n^{(s)2} = \frac{\Omega^2}{2} \left[1 + (-1)^{s} \sqrt{1 - \frac{4\Omega_p^2 k_n^2 c^2}{\Omega^4}} \right],$$

$$\Omega^2 = \Omega_p^2 + (k_\perp^2 + k_n^2) c^2, \quad \Omega_n^{(1)2} - \text{определяет частоты}$$

медленных волн с фазовыми скоростями

$$V_{phn} = \Omega_n^{(1)} / k_n < c, \quad \gamma_b = \sqrt{1 - V_b^2 / c^2} -$$

релятивистский фактор пучка, V_b - скорость пучка,

V_{b0} - его начальная скорость, $V_{ph1} = \Omega_1^{(1)} / k_1$ -

фазовая скорость первой гармоники,

$\omega_{b,p}^2 = 4\pi n_{b,p} e^2 / m$ - плазменная частота пучка и

плазмы, $n_{b,p}$ - плотность пучка и плазмы, e, m - заряд

и масса электрона, соответственно. Для моноэнергетического пучка.

Поскольку фазовая скорость $\Psi(\tau_0) = 1$ волн с индексом $s=2$ превышает скорость света и не может резонансно взаимодействовать с частичками пучка и плазмы в дальнейшем рассмотрении вкладом во взаимодействие частиц с полем этой волны можно пренебречь.

Исходя из общего решения уравнения (8) для поля гармоник медленной волны в виде:

$\mathbf{E}_{zn}(\tau) = A_n(\tau) \cos(W_n \tau) + B_n(\tau) \sin(W_n \tau)$ получим

полную систему уравнений для поля и уравнений движения, которые описывают динамику взаимодействия электромагнитного поля с пучком и плазмой в резонаторе:

$$\frac{dA_n}{d\tau} = \frac{\Omega_p^2}{\Omega_1^{(1)2}} (\mu_b \cos(W_n \tau) \int_{n(\tau)} v_b \cos(n\zeta_b) \Psi(\tau_0) d\tau_0 -$$

$$- \frac{\sin(W_n \tau)}{W_n} \left[\frac{\mathbf{E}_n}{\pi} \int_0^\pi \cos(2n\zeta_p) d\zeta_0 - \int_0^\pi v_p^2 \sin(n\zeta_p) d\zeta_0 \right]), \quad (9a)$$

$$\frac{dA_n}{d\tau} = \frac{\Omega_p^2}{\Omega_1^{(1)2}} (\mu_b \sin(W_n \tau) \int_{n(\tau)} v_b \cos(n\zeta_b) \Psi(\tau_0) d\tau_0 - \frac{\cos(W_n \tau)}{W_n} \left[\frac{\epsilon_n}{\pi} \int_0^\pi \cos(2n\zeta_p) d\zeta_0 - \int_0^\pi v_p^2 \sin(n\zeta_p) d\zeta_0 \right]), \quad (9б)$$

$$d\zeta_{b,p}/d\tau = v_{b,p}, \quad (9в)$$

$$dv_{b,p}/d\tau = \gamma_{b,p}^{-3} \sum_n [A_n \cos(W_n \tau) + B_n \sin(W_n \tau)] \cos(n\zeta_{b,p}), \quad (9г)$$

где: $\gamma_{b,p} = \sqrt{1 - V_{b,p}^2/c^2}$ - релятивистский фактор пучка и плазмы.

При этом мы не принимали во внимание процесс отбора энергии от системы в нагрузку и считали пучок и плазму довольно тонкими, пренебрегая эффектом расслоения пучка и плазмы в поле электромагнитных колебаний системы.

Прежде чем переходить непосредственно к числовому анализу системы (9) приведем некоторые аналитические результаты.

3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ. ПРИБЛИЖЕНИЕ ЗАДАННОГО ПОЛЯ

Под словами “короткий резонатор” понимаем резонатор, в котором амплитуда электромагнитных колебаний не изменяется существенно за время пролета через него заряженной частицы. В этом случае стационарные режимы взаимодействия пучка заряженных частиц с полем резонатора могут быть получены в приближении заданного поля [8].

Уравнения движения частиц пучка:

$$m dV_z/dt = eE_z(z, t), \quad (10)$$

где: e, m - заряд и масса частицы, v_z - ее скорость, E_z - поле пакета стоячих волн, которое мы представляем суперпозицией бегущих волн:

$$E_z = \sum_{i=1}^N E_{2i-1} \cos(\omega_i t - k_i z) + E_{2i} \cos(\omega_i t + k_i z), \quad (11)$$

где E_{2i-1}, E_{2i} - амплитуды прямой и обратной волны, соответственно. $k_i = i\pi/L$ - продольное волновое число, i - целое, L - длина резонатора. Собственные частоты определяются дисперсионным уравнением электродинамической структуры $\omega_i = \omega(k_i)$. В (10) удобно сделать замену: $m dV_z/dt = V_z dV_z/dz$. Из (10) получим уравнение для энергии и фазы частицы:

$$dw/d\zeta = \sum_{i=1}^N \epsilon_{2i-1} \cos(\Phi_i^+) + \epsilon_{2i} \cos(\Phi_i^-), \quad (12)$$

$$d\Phi_i^\pm/d\zeta = \mp iV_o/V_{ph1} + \Omega_i/\sqrt{w}, \quad (13)$$

где: $w = V^2/V_o^2$ - кинетическая энергия частицы, V_o - ее начальная скорость, $\epsilon_i = 2eE_i/m\omega_1 V_o$ - безразмерная амплитуда волны, $\Phi_i^+ = \omega_i t - k_i z$, $\Phi_i^- = \omega_i t + k_i z$ - фазы прямой и обратной бегущих

волн, соответственно, $\zeta = z\omega_1/V_o$ - безразмерная продольная координата частицы, $\omega_i = \omega(k_i)$, $V_{ph1} = \omega_1/k_1$, $\Omega_i = \omega_i/\omega_1$. В случае линейной связи между ω_i и k_i (такую дисперсию имеет, например, спиральный волновод) (12), (13) упрощаются:

$$\frac{dw}{d\zeta} = \sum_{i=1}^N \epsilon_{2i-1} \cos(\Phi_i^+) + \epsilon_{2i} \cos(\Phi_i^-) + 2i\zeta V_o/V_{ph1}, \quad (14)$$

$$d\Phi^+/d\zeta = -V_o/V_{ph1} + 1/\sqrt{w}. \quad (15)$$

Гамильтониан системы (14), (15):

$$H(w, \Phi, \zeta) = 2\sqrt{w} - \epsilon V_o/V_{ph1} + \sum_{i=1}^N \left[\epsilon_{2i-1} \sin(\Phi_i^+) + \epsilon_{2i} \sin(\Phi_i^-) + 2i\zeta V_o/V_{ph1} \right] / i. \quad (16)$$

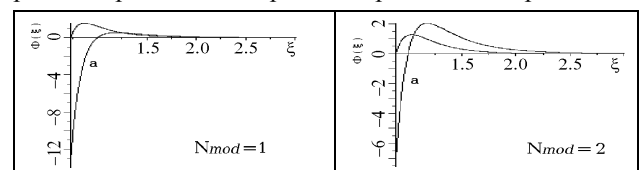
Энергия, которую теряет электронный поток на возбуждение собственных колебаний резонатора, определяется суммой того, что теряет каждая частичка с учетом эффектов когерентности. Важной характеристикой радиационной неустойчивости пучка есть электронный коэффициент полезного действия (КПД), определенный как отношением изменения средней энергии пучка к его начальной энергии:

$$\eta(\zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 - w(\phi_o, \zeta)) d\phi_o. \quad (17)$$

В (17) $w(\phi_o, 0) = 1$; $0 \leq \phi_o \leq 2\pi$, а усреднение проведено по начальным фазам частиц. При этом случай $\eta > 0$ - соответствует генерации электромагнитного излучения, а случай $\eta < 0$ - соответствует ускорению частиц в среднем. Для того чтобы найти энергию, которую теряет пучок заряженных частиц на возбуждение электромагнитных колебаний резонатора, мы нашли решение (14), (15) с точностью до членов второго порядка (ϵ_i^2), после усреднения по начальным фазам, имеем для собственного колебания с номером колебания n следующее выражение:

$$\eta_n^{(2)} = \mu_{ph}^2 / \xi n^2 (1 - \xi^2)^3 \{ \Theta_n \sin(\Theta_n) - \frac{2(1 + \xi^2)}{(1 + \xi)} (1 - \cos \Theta_n) \}. \quad (18)$$

где $\mu_{ph} = eEL/m\pi V_{ph1}^2$, $\Theta_n = n\pi(1 - \xi)/\xi$ - угол пролета системы, $\xi = V_o/V_{ph1}$ - параметр расстройки (отношения начальной скорости пучка к фазовой скорости первой продольной гармоники поля). Зависимости $\Phi(\xi) = \eta_n^{(2)}(\xi) / (\epsilon_i^{ph})^2$ от ξ для разных продольных гармоник приведены на рис. 1.



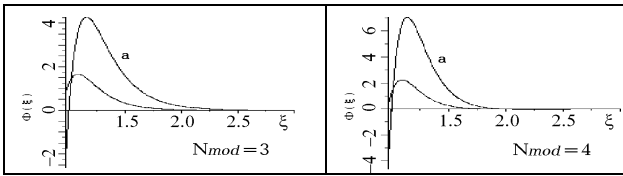


Рис.1. Зависимость нормированного инкремента $\Phi(\xi)$ от расстройки для гармоник с номерами $N_{mod}=1, 2, 3, 4$ с учетом обратной волны и (а) - без учета обратной волны

Как видно из этих графиков ширина зоны генерации (область значений, ξ при которых пучок теряет энергию - $\eta(\xi) > 0$) по параметру ξ уменьшается с номером моды. В стоячей волне максимум инкремента (инкремент пропорциональный $\eta(\xi)$) первых двух гармоник ($N_{mod}=1,2$) лежит в интервале $0.8 < \xi_{max} \leq 1.0$. и эффективный отбор энергии от пучка возможен даже для скоростей пучка меньших фазовой скорости волн. В то время как отбор энергии от пучка в случае прямых бегущих волн происходит лишь при скоростях пучка больших фазовой скорости волн. При этом положения максимумов инкремента (ξ_{max}) лежит в интервале $1.2 < \xi_{max} < 1.4$. Величина максимума инкремента без учета обратной волны практически линейно возрастает с увеличением номера моды, в то время как при наличии обратной волны величина этого максимума возрастает не так быстро. С увеличением номера гармоники возбуждаемых колебаний происходит сближение положений максимумов и совпадение зон генерации, которые отвечают бегущим и стоячим волнам.

Таким образом, учет обратных волн приводит не только к количественному, но и к качественному изменению динамики взаимодействия пучка с полем резонатора сравнительно со случаем бегущих волн, в особенности для небольших номеров пространственных гармоник возбуждаемых полей (обычно влияние обратной волны на движение частиц не берется во внимание (см., например, [4])).

4. ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Результаты аналитического рассмотрения слабонелинейной теории взаимодействия электронного тока с резонансной замедляющей структурой с распределенным взаимодействием представлены выше, там же приведены выражения для электронного КПД, при не очень больших амплитудах возбуждаемых полей. В данной части отчета на основе этих результатов проведен численный анализ коллективной динамики частиц и полей с учетом нелинейности пучка и плазмы. Численное решение этой системы проведено методом Рунге-Кутты 4-го порядка. Интегралы в правой части системы аппроксимировались методом прямоугольников; причем частицы, которые на текущем шаге выходили из резонатора сквозь входной или выходной торец, программа автоматически исключала из рассмотрения. Чтобы

отделить влияние нелинейности плазмы на процесс возбуждения колебаний, исследована динамика третьей гармоники в отдельности. Численные расчеты проведены в диапазоне расстроек скорости пучка и фазовой скорости волны: $10 \leq \xi \leq 15$. При этом считалось, что $\Omega_b^2 / \Omega_p^2 \cong 0.01 - 0.02$.

Как показывают численные исследования, время установления стационара зависит как от значений расстройки ξ , так и от значений параметра μ_b . Величина амплитуды поля, которая установилась, в основном, зависит от значений расстройки ξ и в меньшей мере от параметра μ_b (следует отметить, что рассмотрен случай достаточно малых $\mu_b \ll 1$)

На рис.2 приведены зависимости амплитуд поля третьей гармоники от времени для различных значений параметра расстройки ξ с учетом и без учета нелинейности плазмы.

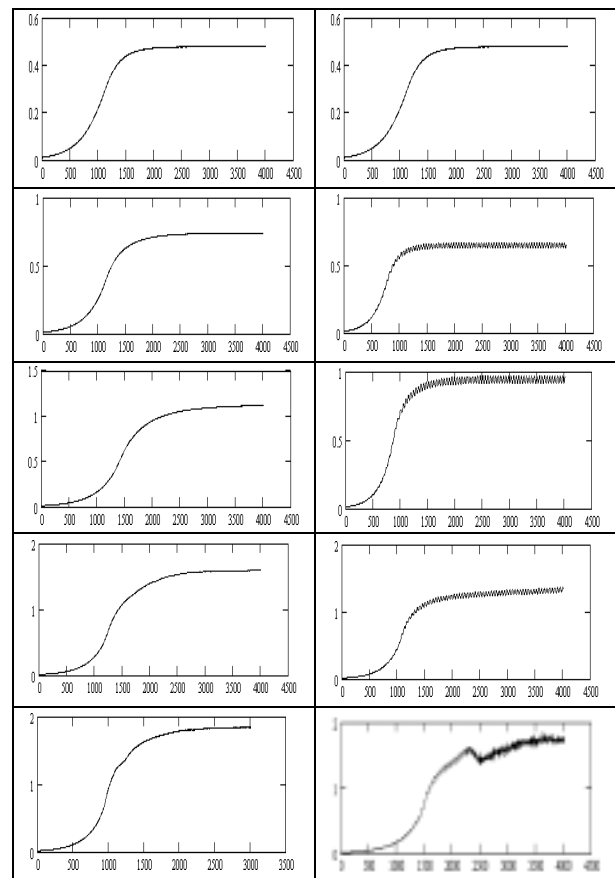


Рис.2. Зависимости амплитуд поля третьей гармоники от времени для значений расстройки $\xi = 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5$ без учета нелинейности плазмы (левая колонка) и при наличии нелинейности плазмы (правая колонка)

Как видно из этих графиков при увеличении параметра расстройки ξ стационарная амплитуда колебаний возрастает. Величина стационарной амплитуды при наличии электронной нелинейности плазмы меньше, чем в случае, когда нелинейность плазмы не учитывается. Относительное влияние электронной нелинейности на процесс обмена энергией между полем и пучком уменьшается с

возрастанием скорости пучка относительно фазовой скорости возбуждаемых им колебаний. Различие между максимальными значениями амплитуд (в случае линейной и нелинейной плазмы, соответственно) остается почти неизменным с возрастанием параметра расстройки. Одним из возможных объяснений такого различия может быть уменьшение нелинейного инкремента, обусловленное влиянием электронной нелинейности на эффективность взаимодействия пучка с полем в резонаторе. С физической точки зрения к такому уменьшению инкремента может приводить нелинейный сдвиг частоты возбуждаемых колебаний. С другой стороны, с ростом амплитуды поля возрастает и амплитуда колебаний частиц плазмы, которая приводит к отбору энергии пучка (через поле) в энергию нелинейных плазменных колебаний, то есть к уменьшению добротности резонатора. Однако величина энергии, которая идет на возбуждение нелинейных колебаний плазмы, мала и с ростом расстройки возрастает довольно медленно.

Для более детального выяснения физики процесса взаимодействия пучка с полем короткого резонатора рассмотрена динамика его частиц на фазовой плоскости. Как в модели заданного поля, так и в самосогласованной модели она имеет общие закономерности.

Так, при малых расстройках динамика частиц пучка на фазовой плоскости подобна динамике частиц в поле бегущей волны - сначала в однородном пучке, который инжектируется в резонатор, происходит процесс бунчировки частиц (модуляция плотности пучка), которые двигаются вдоль резонатора к его выходному торцу. На рис.3 представлены фазовые плоскости пучка и плазмы при различных значениях времени для $\xi = 1.2$.

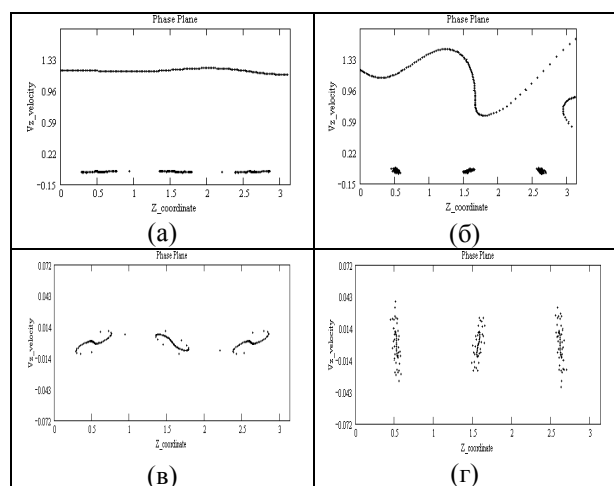


Рис.3. Фазовая плоскость пучка и плазмы при $\xi = 1.2$: $\tau = 374$ (а); $\tau = 1686$ (б). Фазовая плоскость плазмы: $\tau = 374$ (в); $\tau = 1686$ (г)

Глубина модуляции плотности определяется величиной амплитуды поля. Для частиц плазмы также имеет место процесс модуляции, но в отличие от частиц пучка, частицы плазмы собираются в сгустки в узлах продольного поля резонатора, захватываются в потенциальную яму в каждом узле стоячей волны, где и колеблются, то тормозясь, то ускоряясь. При этом плазма не выходит за пределы резонатора.

Такая динамика частиц пучка и плазмы является характерной при значениях параметра расстройки, при которых амплитуда возбуждаемых колебаний не очень велика (параметр $\xi \leq 1.4$). На рис.4 представлены фазовые плоскости пучка и плазмы при различных значениях времени для $\xi = 1.4$.

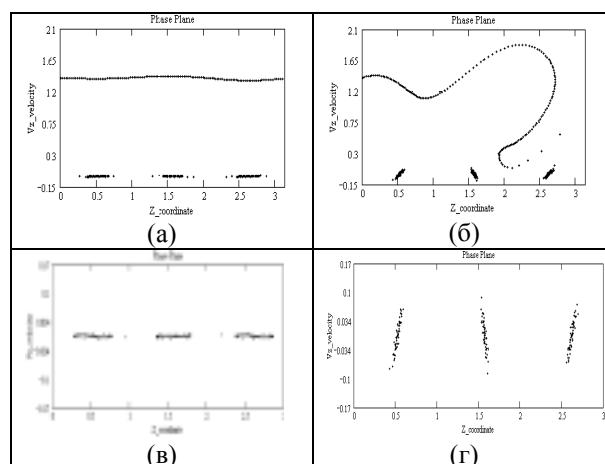
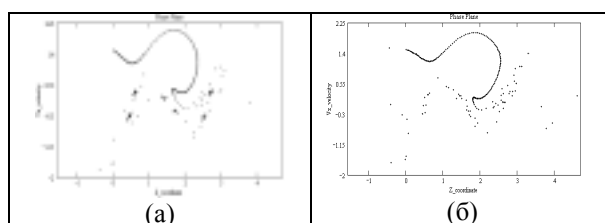


Рис.4. Фазовая плоскость пучка и плазмы при $\xi = 1.4$: $\tau = 374$ (а); $\tau = 1686$ (б). Фазовая плоскость плазмы: $\tau = 374$ (в); $\tau = 1686$ (г)

Динамика частиц существенно образом изменяется при достижении значений амплитуды поля достаточной для их полного торможения в области взаимодействия (параметр $\xi \sim 1.5$). При этом возможен захват частиц полем обратной волны и появление частиц, которые двигаются к входному торцу резонатора. При таких амплитудах поля также возможен захват частиц плазмы как полем прямой, так и полем обратной волны, который приводит к движению частиц плазмы через торцы резонатора и плазма начнет растекаться из резонатора, как через входной, так и через выходной торец резонатора (см. рис.5.)



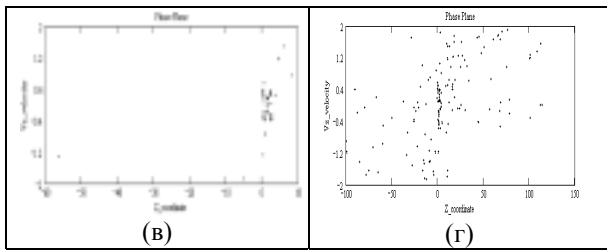


Рис.5. Фазовая плоскость пучка и плазмы при $\xi = 1.5$: $\tau = 2313$ (а); $\tau = 2450$ (б). Фазовая плоскость плазмы: $\tau = 2313$ (а); $\tau = 2450$ (в)

Таким образом, при значениях параметра расстройки $\xi > 1.5$ модель плазмы, которая находится внутри резонатора, не отвечает физическим процессам, которые происходят при возбуждении колебаний в коротком плазменном резонаторе. Возникает необходимость в проведении дальнейших исследований для выяснения физических процессов, возбуждения колебаний в коротком плазменном резонаторе, которые позволят более подробно исследовать динамику полей и плазмы.

5. ВЫВОДЫ

В данной статье получена и исследована полная нелинейная самосогласованная система уравнений, которая описывает возбуждения колебаний в коротком плазменном резонаторе медленных волн моноэнергетическим пучком электронов, которые инжектируются извне, с учетом электронных нелинейностей. Исходя из аналитического решения задачи о динамике электронного пучка в поле пакета стоячих волн с однородным распределением амплитуды вдоль пространства взаимодействия проведен анализ эффективности энергообмена пучка с полем резонатора. Показано, что при малом параметре нелинейности электронный КПД растет квадратично с амплитудой поля. Существование обратных волн в отрезке замедляющей структуры качественно изменяет эффективность взаимодействия пучка с резонатором по сравнению с эффективностью взаимодействия с прямыми волнами. Положение максимума электронного КПД η для первых пространственных гармоник поля лежит в интервале $0.8 < \xi_{\max} \leq 1.0$ и эффективный отбор энергии от пучка возможен даже для скоростей пучка, меньших фазовой скорости, в то время как для бегущих волн в этом интервале расстройке пучок ускоряется.

Путем численного исследования динамики частиц в коротком плазменном резонаторе показано, что при малых расстройках (относительно небольших значениях установившихся амплитуд)

динамика частиц пучка на фазовой плоскости подобна динамике частиц в поле бегущей волны. Глубина модуляции плотности определяется величиной амплитуды поля. Для частиц плазмы процесс модуляции происходит путем захвата их в потенциальную яму в каждом узле стоячей волны, где эти частицы и принимают участие в колебательном процессе, то ускоряясь, то тормозясь.

При этом плазма не выходит за пределы резонатора. В области малых амплитуд полей результаты численного исследования полностью согласовываются с данными аналитических вычислений.

При наличии стационарного режима генерации результаты численного анализа модели заданного поля и полной самосогласованной теории не только качественно, но и количественно хорошо согласовываются между собой.

При достижении значений амплитуды поля (при $\xi > 1.4$), достаточной для полного торможения пучка, динамика частиц пучка и плазмы существенным образом изменяется. В пространстве взаимодействия происходит захват частиц пучка и плазмы полем прямой обратной волны и возникновение двухпоточкового движения частиц к противоположным торцам резонатора, что приводит к срыву генерации колебаний. Таким образом, возникает необходимость в исследовании процесса возбуждения колебаний в коротком резонаторе при условиях, когда частицы плазмы могут выходить из объема взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.J.Muller, E. Rostas // *Helv.Phys.Acta* **3** (1940) 435.
2. А.В.Гапонов, В.К.Юлпатов // *Радиотехника и электроника* **7** 1962 631.
3. В.И.Курилко // *ЖЭТФ*. **57** (1969) 885.
4. В.С.Юлпатов // *Изв. вузов. Радиофизика* **13** (1970) 1784.
5. В.И.Курилко, А.П.Толстолужский, Я.Б.Файнберг. // *Атомная энергия* **32** (1972) 137.
6. С.С. Калмыкова // *ЖТФ*. **47** (1977) 2211.
7. Ю.Л.Климонтвич *Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы*. М.: Наука, 1975.
8. В.А.Буц, И.К.Ковальчук, О.В.Мануйленко, В.В.Мухин, А.П.Толстолужский // *Электромагнитные волны и электронные системы*, 1998, т.3, №4, с.23-36, 1998, т.3, №5, с.21-33.