

1;10

©1993 г.

МАКСИМАЛЬНЫЕ ТОКИ В КОЛЛЕКТИВНОМ УСКОРИТЕЛЕ ИОНОВ НА ОСНОВЕ МОДУЛИРОВАННОГО ТРУБЧАТОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ГОФРИРОВАННОЙ СТРУКТУРЕ

Н.В.Ильина, Н.Е.Розанов

Проведено численное моделирование процесса коллективного ускорения ионов трубчатым сильноточным электронным пучком (СЭП) с модулированным по времени током в гофрированной структуре на основе 2.5-мерной кинетической электростатической модели. Исследовано влияние собственных кулоновских сил ионного пучка. Найдены максимальные токи ускоренных ионов в системе с трубчатым СЭП и короткими ускоряющими ячейками гофрированной структуры. Исследованы механизмы ограничения ионного тока. Проведено сравнение с экспериментами.

Введение

Один из вариантов коллективного ускорения ионных пучков большой (микросекундной и выше) длительности — это метод, основанный на использовании электронного пучка с модулированным во времени током, распространяющегося в гофрированной структуре. Он был предложен в 1973 г. [1], проверен в экспериментах [2] со слаботочным пучком, а недавно на установке с сильноточным пучком [3].

К настоящему времени проведено подробное теоретическое исследование этого метода как аналитическими [1,4-9], так и численными методами [10-12]. Однако до сих пор не учитывалось влияние собственных кулоновских полей ускоряемого ионного пучка, которые ограничивают максимальный ток ускоренных ионов, делались лишь грубые оценки этого тока.

В данной работе методом численного моделирования на основе 2.5-мерной кинетической электростатической модели исследовано влияние собственных кулоновских сил ионного пучка. Найдены максимальные токи ускоренных ионов в системе с трубчатым СЭП и короткими ускоряющими ячейками гофрированной структуры. Исследованы механизмы ограничения ионного тока. Проведено сравнение результатов с экспериментальными данными и найдено их хорошее согласие.

1. Постановка задачи и основные уравнения

Исследуется процесс коллективного ускорения ионов трубчатым электронным пучком радиуса r_e , распространяющимся в сильном продольном магнитном поле в структуре, состоящей из чередующихся участков большего r_{max} и меньшего r_{min} радиусов с длинами l_{max} и l_{min} соответственно. Статический заряд пучка создает в ней квазипериодическое вдоль продольной оси z распределение потенциала электрического поля. Если ток пучка меняется во времени с частотой f , то в системе существует бегущая волна электрического поля с фазовой скоростью $v_{ph} \simeq fl$, где $l = l_{max} + l_{min}$. При медленном изменении длин участков вдоль z можно обеспечить длительный синхронизм ускоряющей волны и ионов, инжектированных со скоростью $v_i(0) \simeq v_{ph}(0)$.

В данной работе акцент делается на изучение эффектов, связанных с учетом кулоновских сил ионного пучка, на поиск механизмов ограничения токов ускоренных ионов и его максимальных значений.

Расчет полей, создаваемых электронным и ионным пучками в структуре с прямоугольным гофром, а также динамики процесса ускорения ионов этими полями проводится в следующих упрощающих предположениях: 1) ток электронного пучка мал по сравнению с предельным вакуумным током; 2) амплитуда модуляции энергии электронов в гофрированной системе вдоль z намного меньше их средней энергии, и поэтому ею пренебрегается; 3) частота модуляции тока электронного пучка f достаточно мала, так что длина волны модуляции тока $\lambda_r = v_e/f$ (v_e — скорость электронного пучка) заметно больше длины системы L ; 4) выполняется условие $fr_{max} \ll c$ (c — скорость света), когда можно пренебречь вихревым электрическим полем; 5) справедливо неравенство $\omega_e r_e \ll v_e$, где ω_e — ленгмюровская частота электронного пучка, при этом несущественным является учет его ленгмюровских колебаний; 6) сильное магнитное поле ($\omega_c^2 \gg \omega_e^2$, ω_c — циклотронная частота электрона) “замораживает” поперечную динамику электронного пучка; 7) система обладает аксиальной симметрией, т.е. $\partial/\partial v = 0$, ϑ — азимутальная координата, а поля зависят от продольной z и радиальной r координат и от времени t ; 8) скорости ионов и фазовая скорость ускоряющей волны являются нерелятивистскими, поэтому поля вычисляются в потенциальном приближении с помощью уравнения Пуассона.

В сделанных предположениях можно считать, что структура электронного пучка (однородная в продольном направлении тонкостенная трубка) является неизменной, а погонная плотность промодулирована во времени по закону

$$N_{e0}(t) = N_{e0} \left[1 - \frac{\alpha}{2} (1 - \cos \omega t) \right], \quad (1)$$

где N_{e0} — максимальная погонная плотность, α и $\omega = 2\pi f$ глубина и циклическая частота модуляции.

Динамика ионов описывается кинетическим уравнением Власова для функции распределения $F(t, r, z, v_r, v_\vartheta, v_z)$. Скалярный потенциал Φ находится из уравнения Пуассона

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \frac{2eN_e(t)}{r} \delta(r - r_e) - 4\pi q_i \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int F dv_r dv_\vartheta dv_z. \quad (2)$$

Здесь $\delta(x)$ — дельта-функция, $-e$ и q_i — заряды электрона и иона.

Начальное условие для функции распределения ионов задается в виде

$$F(t=0) = n_{i0} \delta(v_r - 0) \delta(v_\vartheta - 0) \delta(v_z - v_{z0}) \eta(r_{i0} - r), \quad (3)$$

соответствующем однородному сплошному моноскоростному пучку с плотностью n_{i0} , продольной скоростью v_{z0} и радиусом r_{i0} . В формуле (3) $\eta(x)$ — единичная функция Хевисайда. Заметим, что расчеты велись до стадии установления режима, близкого к периодическому с частотой f , и влияния вида начальных условий на установившееся решение замечено не было. Граничные условия для функции распределения ионов моделируют инжекцию с плоскости $z = 0$ моноскоростного ионного пучка с заданной погонной плотностью $N_{i0} = n_{i0} \pi r_{i0}^2$, продольной скоростью v_{z0} , нулевыми радиальной и азимутальной скоростями, однородной плотностью n_{i0} и радиусом r_{i0} . В ряде вариантов инжектировался трубчатый ионный пучок с внутренним радиусом r_{int} и с модулированной по закону (1) погонной плотностью. Границы структуры считаются поглощающими при попадании на них ионов. Для потенциала Φ задаются следующие граничные условия:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r}(0, z) = 0, \quad \Phi|_G = 0,$$

где G — металлическая поверхность структуры,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z}(r, 0) = \frac{\partial \Phi}{\partial z}(r, L) = 0.$$

Последние два граничных условия соответствуют случаю, когда между инжекторами пучков и гофрированной структурой, а также между коллекторами пучков и структурой имеются достаточно протяженные (с длиной несколько r_{max}) однородные по z участки.

После введения безразмерных величин

$$\Phi = \frac{\Phi}{2eN_{e0}}, \quad \rho = \frac{r}{r_{min}}, \quad \xi = \frac{z}{r_{min}},$$

$$\frac{l}{r_{min}} \Rightarrow l, \quad \tau = \frac{t}{T} \equiv ft, \quad v_{\rho, \xi, \vartheta} = v_{r, z, \vartheta} \frac{T}{r_{min}}, \quad \hat{F} = \frac{F}{n_{i0}} \left(\frac{r_{min}}{T} \right)^3$$

и функции $U = \Phi - \Phi_0$, где

$$\Phi_0(\rho, \tau) = \frac{N_e(\tau)}{N_{e0}} \begin{cases} \ln(\rho_e), & \rho \leq \rho_e, \\ \ln(\rho), & \rho > \rho_e, \end{cases} \quad (4)$$

уравнение (2) принимает вид

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial U}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} = - \frac{2N_{i0}}{N_{e0}} \frac{Z_i}{(\rho_{i0}^2 - \rho_{int}^2)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int \hat{F} dv_\rho dv_\vartheta dv_\xi. \quad (5)$$

Здесь r_{min} — одинаковое для всех ускоряющих ячеек значение минимального радиуса структуры, N_{i0} — погонная плотность ионного пучка при

инжекции, $Z_i = q_i/e$. Кинетическое уравнение для функции распределения ионов решается методом макрочастиц. Их уравнения движения в безразмерных переменных записываются следующим образом:

$$\frac{d\rho_j}{d\tau} = v_{\rho j}, \quad \frac{d\xi_j}{d\tau} = v_{\xi j}, \quad \frac{dv_{\xi j}}{d\tau} = -p \frac{\partial U}{\partial \xi},$$

$$\frac{dv_{\rho j}}{d\tau} = -p \left(\frac{\partial U}{\partial \rho} + \frac{\partial \Phi_0}{\partial \rho} \right) - \frac{\Omega^2}{4} \left(1 - \frac{\rho_j^4(0)}{\rho_j^4} \right) \rho_j, \quad (6)$$

$j = 1, 2, \dots, J$ — номера макрочастиц,

$$p \equiv \frac{2eN_{e0} m_e Z_i}{m_e c^2 m_i} \left(\frac{c}{f r_{\min}} \right)^2, \quad \Omega = \frac{\omega_{ci}}{f}.$$

Здесь m_i и ω_{ci} — масса и циклотронная частота иона.

Темп увеличения фазовой скорости ускоряющей волны задается и регулируется геометрическими размерами гофрированной структуры. В случае постоянного темпа ускорения безразмерная длина k -й ускоряющей ячейки определяется по формуле [8]

$$l_k = l_0 + \frac{\delta l_0^2}{4} + d(k-1), \quad (7)$$

где

$$l_0 = \frac{v_{s0} T}{r_{\min}}, \quad \delta = \frac{r_{\min}}{\varepsilon_{s0}} \frac{d\varepsilon_s}{dz}, \quad d = \frac{\delta l_0}{2};$$

v_{s0}, ε_{s0} — начальные значения скорости и кинетической энергии синхронного иона, $d\varepsilon_s/dz$ — темп ускорения синхронного иона.

При этом фазовая скорость волны и скорость синхронного иона меняются по закону

$$v_{ph}(\xi) = v_s(\xi) = v_{s0} \sqrt{1 + \delta \xi}. \quad (8)$$

Параметры задачи: 1) $n = (N_{i0}/N_{e0})$ — степень компенсации, т.е. отношение погонной плотности инжектируемого ионного пучка к максимальной погонной плотности электронного пучка $0 \leq n \leq 1$;

$$2) \quad p = \frac{2eN_{e0} Z_i m_e}{m_e c^2 m_i} \left(\frac{c}{f r_{\min}} \right)^2,$$

1) $1 < p < 4$; 3) $\alpha, 0 \leq \alpha \leq 1$; 4) l_0 , значение l_0 выбрано равным 0.8, что соответствует параметрам $v_{s0} = 8 \cdot 10^{-3} c$ ($\varepsilon_{s0} = 30$ кэВ), $f = 200$ МГц, $r_{\min} = 1.5$ см в эксперименте [3]; 5) $d, d = 0.05$ и 0.010 (эти значения соответствуют темпу ускорения 3.1 и 6.2 кэВ/см соответственно для параметров экспериментов [3]; 6) $\rho_e = \rho_{i0} = 0.9, \rho_{\max} = 1.3 + 1.6$; 7) L — длина ускоряющей системы, $L \leq 12$ (10 ускоряющих ячеек); 8) $\Omega, 0 \leq \Omega \leq 0.2$. Выбор параметров при расчетах, как отмечалось, ориентировался на эксперименты [3]. В них ток электронного пучка составлял 1.8 кА при кинетической энергии электронов 200–600 кэВ. При энергии 250 кэВ эти значения соответствуют параметру $p = 1.56$. Вдвое больший ток электронного пучка дает значение параметра $p = 3.12$.

2. Результаты моделирования процесса ускорения ионов

Расчеты подтвердили, что в гофрированной структуре с модулированным электронным пучком происходит резонансное ускорение ионов. На рис.1,а для иллюстрации показаны зависимости от продольной координаты максимальной (по ансамблю частиц) продольной скорости ионов (кривая 1), полученной в расчете с параметрами $p = 3.12$, $n \equiv N_{i0}/N_{e0} = 0.05$, $\alpha = 0.9$, $d = 0.1$ на момент времени $\tau = 17.5$, и фазовой скорости (8) волны (кривая 2). Видно, что ионы ускоряются с темпом, соответствующим расчетному. На рис.1,б приведены спектры ионов для этого варианта в трех сечениях по ξ . Можно убедиться в наличии сгустка ускоряемых ионов, скорость которого увеличивается, а также в существовании фона неускоренных ионов.

На рис.2 приведена гистограмма зависимости от времени τ тока ускоренных ионов в конце 10 ячейки гофрированной структуры при степени компенсации $n = 0.25$ и прежних остальных параметрах. Видно, что ускоренные ионы появляются по истечении времени, по порядку величины равного времени пробега синхронным ионом длины системы. А после этого в течение нескольких периодов модуляции тока СЭП происходит установление периодического во времени процесса. В этом режиме в конце ускорителя идет промодулированный на 90–100% ток ускоренных ионов со скважностью, обусловленной в основном фазовым размером сепаратрисы и равной в этом варианте примерно 2. Моменты прохождения центров ионных сгустков сдвинуты по фазе относительно максимумов тока электронов, что обеспечивает фазовую устойчивость сгустков.

Зависимости усредненной по временному периоду погонной плотности ионов (в произв. ед.) от продольной координаты ξ показаны на рис.3 в установившемся режиме для двух вариантов с параметрами $p = 1.56$, $d = 0.05$ (кривая 1) и $p = 3.12$, $d = 0.1$ (кривая 2) при $n = 0.5$, $\alpha = 0.9$. Видно, что на первой половине системы идет интенсивный вылет ионов на стенки структуры, погонная плотность ионов уменьшается до 10–20% от инжектируемой, а на второй половине меняется мало.

Анализ поперечного движения ионов показал [8,12], что синхронные с волной ионы могут совершать устойчивые радиальные колебания вблизи “дна” потенциальной ямы, расположенного в месте нахождения стенки трубчатого СЭП ($r \approx r_e$). Основными фокусирующими силами являются однородная по z и периодически меняющаяся во времени составляющая кулоновского поля электронного пучка ($E_r < 0$) при $\tau > \tau_e$ и радиальное поле пространственного заряда ионного потока ($E_r > 0$) при $\tau < \tau_e$. Расчеты подтвердили эти выводы. На рис.1,а показаны зависимости радиуса ρ (кривая 4) и продольной скорости v_ξ (кривая 3) одного из ускоряемых ионов, полученные в расчете с параметрами $p = 3.12$, $n = 0.25$, $d = 0.1$, $\alpha = 0.9$. Видно, что частица колеблется около значения $\tau = \tau_e$ и ускоряется. Причем амплитуда этих колебаний растет вдоль ξ , приводя к уходу этого иона на ось системы и снижению темпа набора энергии. Анализ временной эволюции радиальных профилей плотности ионов в конце системы в течение периода показывает, что в моменты времени $\tau \approx k + 0.75$ (k — целое ≥ 15) имеются максимумы плотности при $\rho = 0.6$ – 0.7 , обусловленные прохождением сгустков ускоренных ионов.

Распределения потенциала электрического поля U вдоль ξ в нескольких радиальных сечениях в варианте с $p = 3.12$, $d = 0.1$, $\alpha = 0.9$, $n = 0$ показаны на рис.4. Видно, что существуют квазипериодические по ξ про-

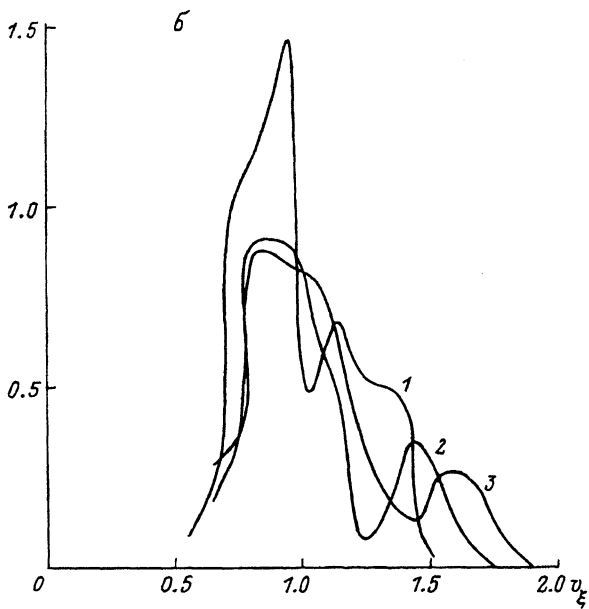
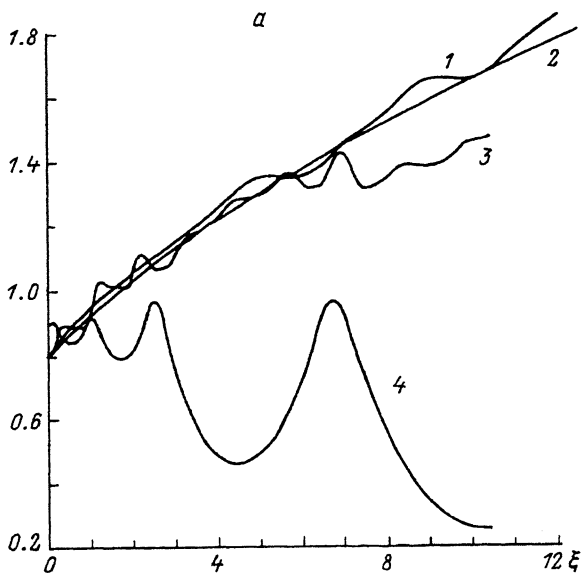


Рис. 1.

a — зависимости от продольной координаты ξ максимальной (по ансамблю частиц) продольной скорости ионов (1), фазовой скорости волны v_{ph} (2), а также продольной скорости v_z (3) и радиуса ρ (4) одного из ионов;

b — спектры ионов по продольной скорости v_{zi} (в отн.ед.) в момент времени $\tau = 17$ в трех сечениях по ξ : 1 — 6, 2 — 9, 3 — 12; $p = 3.12$, $n = 0.25$, $\alpha = 0.9$, $d = 0.1$.

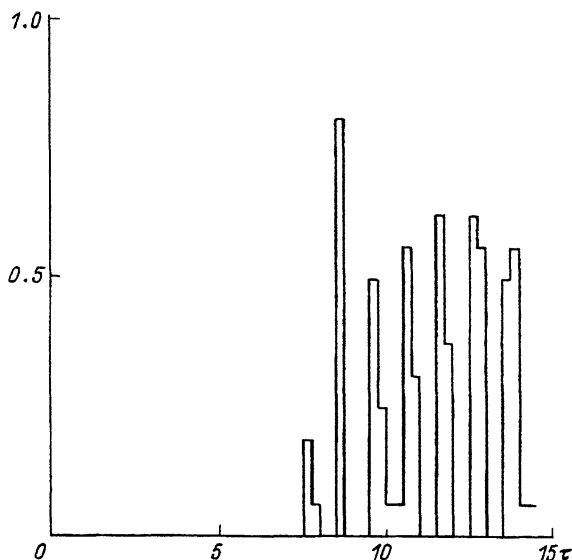


Рис. 2. Гистограмма зависимости от времени τ тока ускоренных ионов (в отн.ед.) при $p = 3.12$, $n = 0.25$, $\alpha = 0.9$, $d = 0.1$.

фили потенциала. Причем амплитуда модуляции уменьшается при переходе к меньшим радиусам и увеличивается вдоль продольной координаты. Последнее связано как с ростом длины ускоряющихся ячеек по мере роста их номера, так и с изменением степени их асимметрии, а именно с ростом отношения $l_{\max,k}/l_k$ вдоль ξ . С помощью этого поддерживается постоянными амплитуда ускоряющего поля, ширина области захвата ионов по фазе, а также величина радиального поля волны в области $r \simeq r_e$. Степень радиальной неоднородности ускоряющего поля, как следует из рисунка, уменьшается вдоль ускорителя в связи с ростом длины ячеек. Уменьшение среднего (по длине ячейки) значения потенциала с ростом ξ обусловлено удлинением ячеек, а также ростом среднего значения радиуса гофрированной структуры вследствие увеличения отношения l_{\max}/l .

На рис.5,а показаны зависимости усредненных по временному периоду тока ускоренных ионов I_{acc} (кривые 1 и 2) и полного тока ионов I_{sum} (кривые 3 и 4) в десятой ячейке от степени компенсации n для двух вариантов ($p = 1.56$ и 3.12) при $\alpha = 0.9$. На рис.5,б представлены также зависимости от n коэффициента захвата ионов в режим ускорения k_{acc} и доли полного тока k_{sum} . Величины k_{acc} и k_{sum} определяются соответственно как отношения I_{acc} и I_{sum} к инжектированному току. Два варианта различаются между собой значениями параметра p , пропорционального току электронного пучка I_{e0} , и величины d , определяющей темп роста фазовой скорости волны. В первом варианте (кривые 1 и 3) $p = 1.56$, $d = 0.05$, во втором $p = 3.12$, $d = 0.1$. Таким образом, в обоих случаях отношение темпа ускорения синхронного иона к амплитуде ускоряющего поля, т.е. $\cos \psi_s$ (ψ_s — синхронная фаза), одинаково и задано равным 0.5 при $r = r_e$. Из рис.5, б видно, что ускоряется лишь малая доля не только инжектированного, но и остающегося в ускорителе ионного тока I_{sum} . Значения I_{sum} в свою очередь составляют все меньшую долю от инжектированного тока по мере увеличения n . Причем доля полного тока k_{sum} ,

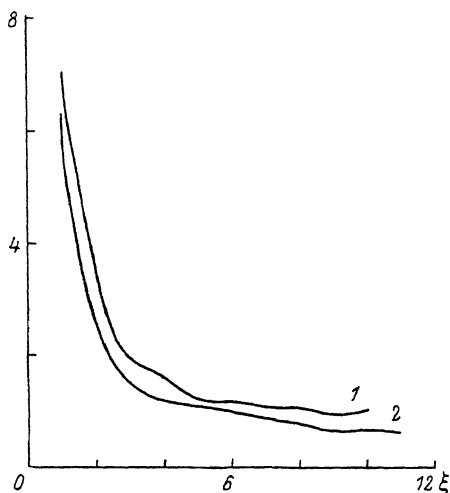


Рис. 3. Зависимости усредненной по временному периоду погонной плотности ионов (в произв. ед.) от продольной координаты ξ в установившемся режиме для $p = 1.56$, $d = 0.05$ (1) и $p = 3.12$, $d = 0.1$ (2) при $n = 0.5$, $\alpha = 0.9$.

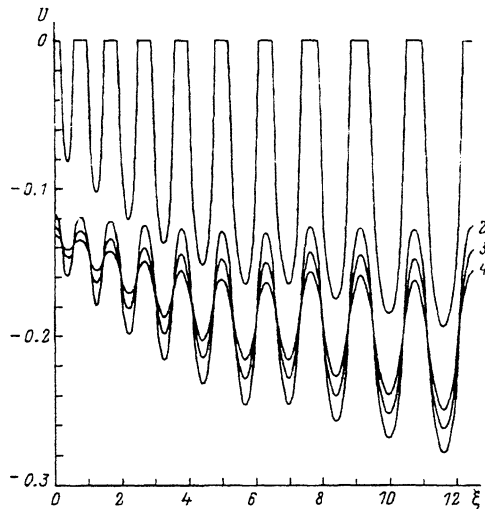


Рис. 4. Распределения потенциала электрического поля U вдоль ξ в варианте с $p = 3.12$, $n = 0$, $\alpha = 0.9$, $d = 0.1$ в разных радиальных сечениях: $\rho = 1.0$ (1), 0.9 (2), 0.8 (3), 0.7 (4).

транспортируемого в ускорителе, уменьшается с ростом тока электронного пучка I_{e0} при фиксированном n в диапазоне $0 < n \leq 0.5$. Поэтому максимальные значения транспортируемого тока I_{sum} растут медленнее, чем ток электронного пучка I_{e0} , или, точнее, параметр p , и достигаются при $n = 0.25-0.5$ (рис.5, а). Из рис.5,б следует, что в отличие от монотонного спада доли полного тока k_{sum} коэффициент захвата ионов в режим ускорения k_{acc} сначала увеличивается с ростом n , достигает максимумов в обоих вариантах при $n \approx 0.05$ и уменьшается при дальнейшем увеличении n . Причем как рост k_{acc} при $n < 0.05$, так и спад при $n > 0.05$ сильнее для большего электронного тока (ср. кривые 1 и 2). Поэтому максимальные значения ускоренного тока I_{acc} растут медленнее, чем I_{e0} , и достигаются при $n \approx 0.25$. С ростом инжектированного тока, точнее, степени компенсации n , значения k_{sum} и k_{acc} становятся не зависящими от тока электронного пучка. Заметим, что для параметров электронной установки [3], перечисленных в конце раздела 1, относительные единицы по оси ординат на рис.5,а соответствуют токам ионов в амперах.

Серия расчетов с разными значениями параметра Ω , характеризующего замагниченность ионов, в диапазоне от 0 до 0.2 при $p = 1.56$, $n = 0.25$ показала независимость ускоренного и полного ионного токов от этого параметра.

Моделирование с разными значениями глубины модуляции α тока СЭП подтвердило вывод о том, что при уменьшении α от 0.9 до 0.5 происходит практически полный срыв процесса ускорения ионов вследствие уменьшения амплитуды волны почти вдвое и существенного сокращения размера сепаратрисы по фазе и области ускоряющих полей по радиусу. При промежуточном значении $\alpha = 0.7$ ускорение имеет место, но ток ускоренных ионов заметно меньше, чем при $\alpha = 0.9$. Полный же транс-

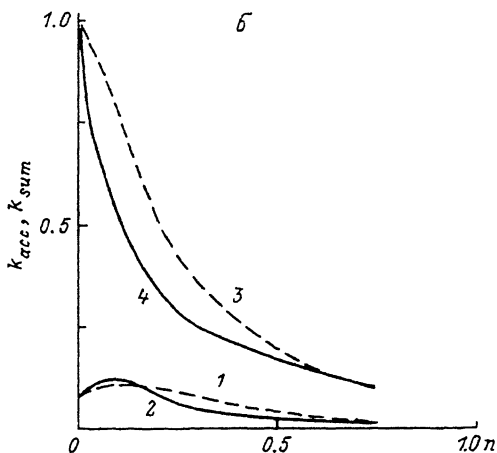
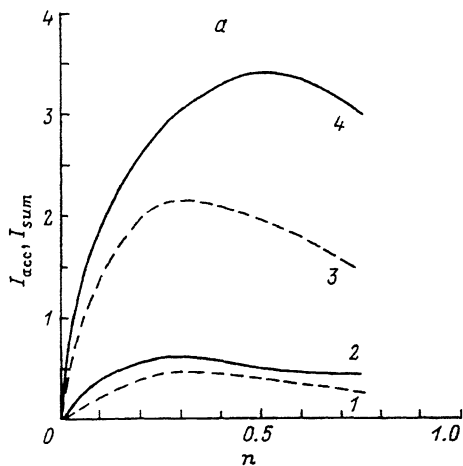


Рис. 5.

a — зависимости усредненных по временному периоду тока (в отн. ед.) ускоренных ионов I_{acc} (1,2) и полного тока ионов I_{sum} (3,4) в десятой ускоряющей ячейке от степени компенсации n при $\alpha = 0.9$ для $p = 1.56$, $d = 0.05$ (1,3); $p = 3.12$, $d = 0.1$ (2,4); *б* — зависимости от n коэффициентов захвата k_{acc} ионов в режим ускорения (1,2) и доли полного тока ионов k_{sum} (3,4).

портируемый ток I_{sum} увеличивается при уменьшении α вследствие роста среднего по периоду $I_{e0}(1 - \alpha/2)$ и минимального $I_{e0}(1 - \alpha)$ токов СЭП.

3. Обсуждение результатов и сравнение с экспериментальными данными

Анализ полученных результатов подтвердил, что коэффициент захвата ионов в режим ускорения в значительной мере определяется размером области в пространстве, где существуют ускоряющие и обеспечивающие устойчивость движения ионов поля. Действительно, учитывая, размах сепаратрисы по фазе примерно равен [13,14] $3\psi_s$ (при $0 \leq \psi_s \leq 3\pi/8$), где ψ_s — значение синхронной фазы иона, отсчитываемое от максимума ускоряющего поля и зависящее в коротких ячейках от радиальной координаты вследствие соотношения $\cos \psi_s(r) = (d\varepsilon_s/dz)/(q_i E_z(r))$, получаем формулу для коэффициента захвата при инжекции сплошного моноскоростного слаботочного ионного пучка

$$k_{acc,0} = \int_{r_a}^{r_{i0}} \frac{2\pi r dr}{\pi r_{i0}^2} \frac{3}{2\pi} \arccos \left(\frac{d\varepsilon_s}{dz} \frac{1}{q_i E_z(r)} \right). \quad (9)$$

Здесь r_a — определяемое условием $\cos \psi_s(r_a) = 1$ максимальное значение радиуса, где существует достаточное для ускорения поле. В представленных вариантах расчетов значение $\cos \psi_s(r_{i0})$ задавалось равным 0.5. Поэтому величина r_a , найденная с учетом зависимости $E_z(r) \sim I_0(2\pi r/l)$ [8,12], где $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя, равна $0.8 r_{min}$ для $l = 0.8 r_{min}$ в начале ускорителя, а значение $k_{acc,0} \approx 0.07$. Последнее хорошо согласуется с результатами моделирования при малой степени компенсации $n = 0.005$: $k_{acc} \approx 0.08$ (рис.5,б).

Для выяснения причин, ограничивающих максимальные токи ускоренных ионов, сделаем несколько оценок. Оценим прежде всего ток ионов с точки зрения продольного расталкивания. Особенностью ускорителя с короткими ячейками ($l \simeq r_e$) является сильная радиальная неоднородность ускоряющего поля, приводящая к формированию полных (трубчатых) сгустков ускоряемых ионов. Полагая толщину их стенки малой ($r_{i0} - r_a \ll r_{i0}$), а также заменяя гофрированную структуру гладкой металлической трубой с эффективным радиусом r_w , где $r_{\min} < r_w < r_{\max}$, можно найти синусоидальное по z с периодом l решение уравнения Пуассона для потенциала, создаваемого последовательностью ионных сгустков с фазовыми размерами $3\psi_s \simeq \pi$. Приравнивая найденную амплитуду к амплитуде потенциала ускоряющей волны, полученной в [4,8], определяем максимальную погонную плотность ионов в сгустках. Упростив полученную формулу в пределе $\exp[4\pi(r_w - r_e)/l] \gg 1$ и уточнив численный коэффициент аналогично [14], находим выражение для максимального тока ускоренных ионов, определяемое продольным расталкиванием в сгустках,

$$I_{\text{acc},\parallel}^{\text{max}} = 0.1 \frac{\beta_{s0}}{\beta_{e0}} \sin(\psi_s) \frac{\alpha I_{e0}}{4}. \quad (10)$$

При $\alpha = 0.9$, $\beta_{s0} = 8 \cdot 10^{-3}$, $\beta_{e0} = 0.74$, $\psi_s = \pi/3$ получаем $I_{\text{acc},\parallel}^{\text{max}} = 0.38$ А для $I_{e0} = 1.8$ кА, что неплохо согласуется с результатами моделирования при $n = 0.25$. В то же время, максимальный ускоренный ток при моделировании растет медленнее с увеличением I_{e0} , чем по формуле (10). Объяснение этого расхождения дано ниже.

Рассмотрим теперь влияние радиального расталкивания ионного пучка. Удержание ионов в системе осуществляется радиальным полем электронного пучка. Наличие глубокой модуляции тока СЭП может приводить к сильному вылету ионов на стенки структуры (рис.3) прежде всего в моменты времени, когда ток электронного пучка минимален. Из условия существования потенциальной ямы для ионов во всей области $0 \leq r \leq r_e$ и прежде всего на оси системы, где максимален потенциал, создаваемый ионами, находим степень компенсации $n_1 = (1 - \alpha)\chi$, при превышении которой приосевые ионы выталкиваются на стенки структуры, а k_{acc} начинает уменьшаться. Здесь

$$\chi = \left[1 - \left(\frac{r_e^{\text{int}}}{r_e} \right)^2 + 2 \ln \frac{r_w}{r_e} \right] / \left[1 - \left(\frac{r_i^{\text{int}}}{r_{i0}} \right)^2 + 2 \ln \frac{r_w}{r_{i0}} \right]$$

— формфактор в случае произвольных значений внутренних радиусов электронного r_e^{int} и ионного r_i^{int} пучков и трубы дрейфа с радиусом r_w . С ростом n от 0 до n_1 все больше приосевых ионов попадают в область ускоряющих полей и k_{acc} увеличивается. При

$$n = n_2 \equiv (1 - \frac{\alpha}{2})\chi$$

среднее по времени значение потенциала на оси равно нулю и приосевые ионы вылетают на стенки в течение половины периода. Если же $n > n_3 \equiv \chi$, то ионы уходят на трубу дрейфа в течение всего периода. Рост токов I_{sum} и I_{acc} при $n \simeq n_3$ прекращается. Максимальное значение полного тока, определяемое из равенства нулю среднего во времени

значения потенциала на оси в конце системы $I_{\text{sum}}^{\text{max}} = n_2 I_{e0} \beta_{s0} / \beta_{e0}$, хорошо согласуется с результатами моделирования. При $n < n_3$ вылетают на стенки в основном приосевые, неускоряющие ионы, поэтому доля ускоряемых ионов в транспортируемом токе растет от 8–10% при $n \leq 0.005$ до 20–25% при $n \approx n_3$, а при $n \geq n_3$ почти не меняется. Поэтому максимальный ток ускоренных ионов, определяемый радиальным расталкиванием, равен

$$I_{\text{acc}, \perp}^{\text{max}} \simeq (0.2 - 0.25) \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) \chi \frac{\beta_{s0}}{\beta_{e0}} I_{e0}. \quad (11)$$

Однако он реализуется, только когда характерная радиальная скорость ионов, приобретаемая вследствие кулоновского расталкивания, достаточно мала $v_r \ll r_{\text{min}}/T$. В этом случае определяющим является среднее по периоду значение тока СЭП, если же $v_r \geq r_{\text{min}}/T$, то мгновенное значение в момент попадания иона на стенку трубчатого электронного пучка. Таким образом, ограничение максимального транспортируемого тока ионов I_{sum} обусловлено радиальным расталкиванием инжектированного сплошного ионного пучка, причем более сильным по мере роста инжектируемого ионного тока и приводящим к росту радиальных скоростей до значений порядка r_{min}/T , когда определяющим становится не среднее, а минимальное значение тока СЭП. Ограничение на ток ускоренных ионов I_{acc} связано как с продольным, так и с поперечным расталкиванием. Достижимый при $n = 0.25$ и $I_{e0} = 1.8$ кА максимальный ток I_{acc} определяется продольным расталкиванием в сгустках. При увеличении же n для фиксированного I_{e0} ток I_{acc} уменьшается из-за все более сильного радиального разлета на стенки. По этой же причине I_{acc} растет медленнее, чем I_{e0} , при увеличении I_{e0} для фиксированного n .

Перейдем к сравнению результатов расчетов с экспериментальными данными. В экспериментах [3] ускорялись ионы, образующиеся при попадании электронного пучка на диэлектрический коллектор. Источником ионов служила образующаяся на нем плазма, из которой за счет потенциала СЭП вытягивался ток ионов. Образующийся встречный ионный пучок должен был, по-видимому, иметь погонную плотность, обеспечивающую неполную степень компенсации СЭП. При трубчатой структуре СЭП ионный пучок также мог быть трубчатым, а модуляция электронного тока могла вызывать синхронную модуляцию тока ионов. Опираясь на эти рассуждения, мы провели моделирование процесса ускорения ионов при инжекции трубчатого ионного пучка с модулированным ($\alpha = 0.9$) током в гофрированной структуре с размерами, соответствующими использованным в экспериментах [3]. Расчеты показали, что средний ток ускоренных ионов оказывается равным примерно 0.4–0.45 А (при $n = 0.25$). Пересчет его по модели инерциального разлета в область ионного анализатора, расположенного на расстоянии около 2 м, дает значение тока $I_{\text{acc}} \simeq 0.1$ А, практически совпадающее с данными эксперимента 0.1–0.15 А. Темп ускорения соответствует экспериментальному и равен 3 кэВ/(см·нуклон).

Заключение

В работе исследовано влияние собственных кулоновских сил ионного пучка на процесс коллективного ускорения ионов сильноточным электронным пучком с модулированным во времени током в гофрированной

структуре. Изучены особенности, обусловленные трубчатой структурой СЭП и тем, что ускоряющие ячейки являются короткими (с длиной меньше радиуса) вследствие низкой энергии инжекции ионов. Подтверждено, что из-за очень сильной радиальной неоднородности ускоряющего поля в такой структуре ускорение ионов происходит на периферии системы в области расположения трубчатого СЭП. Найдено, что максимальный ток ускоренных ионов определяется не только продольным расталкиванием в сгустках, но и связан с радиальной фокусировкой ионного пучка. Он достигается при инжекции сплошного ионного потока с погонной плотностью, равной 0.25 от максимальной погонной плотности СЭП. При дальнейшем увеличении погонной плотности удерживаемая в структуре доля инжектированного тока уменьшается из-за увеличения радиальных скоростей ионов быстрее, чем рост погонной плотности. Поэтому транспортируемый полный ток ионов падает, уменьшается и ток ускоренных ионов. По этой же причине ток ускоренных ионов растет медленнее, чем увеличивается ток электронного пучка, при фиксированном отношении тока инжекции ионов к току электронов.

Уменьшение глубины модуляции тока СЭП улучшает фокусировку ионного потока, но приводит к уменьшению амплитуды ускоряющей волны. Поэтому представляется возможным увеличить ток ускоренных ионов за счет снижения темпа их ускорения либо за счет увеличения тока СЭП при фиксированном темпе ускорения. Еще одним способом увеличения тока ускоренных ионов может быть переход к системе с длинными ускоряющими ячейками (по сравнению с их радиусом) за счет увеличения скорости инжекции ионов, уменьшения частоты модуляции или радиуса СЭП. При этом для улучшения радиальной фокусировки ионов может стать необходимым переход от трубчатого к сплошному электронному пучку.

Проведенное сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показывает их хорошее согласие в величине ускоренного ионного тока. Темп ускорения соответствует экспериментальному.

Авторы благодарят К.В.Ходатаева за поддержку работы и ценные замечания, А.Г.Лымаря и А.М.Маркеева за полезные обсуждения результатов работы.

Список литературы

- [1] *Лымарь А.Г., Хижняк Н.А., Беликов В.В.* // ВАНТ. Сер. Физика высоких энергий и атомного ядра. Харьков, 1973. № 3 (5). С. 78-80.
- [2] *Беликов В.В., Лымарь А.Г., Хижняк Н.А.* // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. Вып. 13. С. 615-617.
- [3] *Маркеев А.М., Маричев С.В., Мещеров Р.А., Сажин В.Д.* Препринт МРТИ АН СССР. № 8905 М., 1989. 16 с.
- [4] *Лебедев А.Н., Пазин К.Н.* // Атомная энергия. 1976. Т. 41. № 4. С. 244-247.
- [5] *Лымарь А.Г., Папкович В.Г., Хижняк Н.А.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 1. С. 196-198.
- [6] *Гапанович В.Г.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 8. С. 1483-1488.
- [7] *Маркеев А.М., Мещеров Р.А., Никулин М.Г., Розанов Н.Е.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1168-1173.
- [8] *Маркеев А.М., Розанов Н.Е.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 5. С. 48-54.
- [9] *Маркеев А.М., Розанов Н.Е.* // Аннотации докл. XI Всесоюз. семинара по ЛУЗЧ. Харьков, 1989. С. 88.
- [10] *Лымарь А.Г., Кузнецова Г.Г., Хижняк Н.А., Беликов В.В.* // ВАНТ. Техника физического эксперимента. Харьков, 1979. № 2(4). С. 72-74.
- [11] *Асеев Г.Г., Коростелев А.Н., Лымарь А.Г. и др.* // Тр. IX. Всесоюз. совещания по УЗЧ. Дубна, 1984. С. 203-205.

- [12] *Ильина Н.В., Розанов Н.Е.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 10. С. 154-161.
[13] *Коломенский А.А.* Физические основы методов ускорения заряженных частиц. М., 1980. 302 с.
[14] *Власов А.Д.* Теория линейных ускорителей. М.: Атомиздат, 1965. 307 с.

Московский радиотехнический
институт

Поступило в Редакцию
5 февраля 1993 г.
