

01; 10

© 1990 г.

ОПТИМАЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ МОДУЛИРОВАННЫМ СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ [В ГОФРИРОВАННОЙ СТРУКТУРЕ]

А. М. Маркеев, Н. Е. Розанов

Теоретически исследован процесс коллективного ускорения ионов сильноточным электронным пучком в гофрированной структуре (лайнере), форма которой обеспечивает гармоническое распределение электрического поля вдоль продольной оси. Проведена оптимизация режимов ускорения ионов с целью увеличения темпа набора энергии при помощи согласованного увеличения глубины гофра вдоль оси и ускорения ионов на периферии электронного пучка.

Введение

Метод коллективного ускорения ионов квазистатическим полем модулированного сильноточного электронного пучка (СЭП) в гофрированном лайнере, предложенный еще в 1973 г. [1], является в настоящее время одним из наиболее перспективных. Однако, несмотря на очевидные достоинства данного метода, подтвержденные в экспериментах со слаботочным пучком [2], его развитие задерживалось, поскольку отсутствовали надежные способы модуляции тока сильноточных пучков. Такие устройства были разработаны и экспериментально исследованы только недавно [3]. Это в свою очередь стимулировало проведение теоретических исследований динамики ионов в режиме ускорения. Ориентировочные требования к электронному пучку и параметрам гофрированной структуры впервые были определены в работе [4]. В частности, были найдены соотношения, связывающие ток и радиус СЭП, глубину гофра и амплитуду создаваемого ими гармонического продольного электрического поля. В работе [5] была исследована динамика ионов при ускорении в сплошном ультрарелятивистском СЭП с однородным распределением плотности тока по его сечению. Найден закон изменения периода гофра, обеспечивающий синхронизм ионов с полем ускоряющей волны. Исследована устойчивость их радиального и фазового движений и определены требования к допускам на основные параметры ускорителя.

В настоящей работе проведена оптимизация режимов ускорения ионов модулированным СЭП при гармоническом распределении электрического поля волны вдоль гофрированного лайнера с целью увеличения темпа ускорения при помощи согласованного увеличения глубины гофра вдоль оси ускорителя и ускорения ионов на периферии электронного пучка.

Уравнение продольной динамики ионов

Рассмотрим сильноточный электронный пучок с током J и продольной скоростью электронов V_z , распространяющийся вдоль оси z в гофрированном лайнере в сильном продольном магнитном поле, замораживающим поперечное движение электронов. В случае ультрарелятивистского пучка с током меньше предельного вакуумного, когда модуляцией его плотности по z можно пренебречь, решение уравнения Пуассона, пропорциональное $\sin k_m z$, имеет вид [4]

$$\Phi(r, z) = \begin{cases} \frac{2J}{V_e} \ln \frac{r}{r_b} + \Phi_0 [I_0(k_m r) \mp c_1 K_0(k_m r)] \sin k_m z + c_2, & r \geq r_b, \\ c_3 \frac{J}{V_e} \left[\left(\frac{r}{r_b} \right)^2 - 1 \right] + \Phi_0 I_0(k_m r) \sin k_m z + c_4, & r \leq r_b, \end{cases} \quad (1), (2)$$

где r — радиальная координата, r_b — внешний радиус пучка, $k_m = 2\pi/l$, l — период и амплитуда модуляции потенциала, $I_0(x)$ и $K_0(x)$ — модифицированные функции Бесселя нулевого порядка, c_i — произвольные постоянные ($c_3 = 0$ для бесконечно тонкого трубчатого пучка, $c_3 = 1$ для сплошного пучка). Из условий непрерывности потенциала, а также непрерывности (для сплошного пучка) и скачка (для трубчатого) радиального электрического поля при $r = r_b$ получаем, что $c_1 = 0$ и $c_2 = c_4$. Уравнение эквипотенциалей имеет вид $\Phi(r, z) = \text{const}$. Если эквипотенциаль вне пучка представляет собой непрерывную линию в плоскости (r, z) , то на нее можно поместить гофрированный проводящий лайнер, не искажив распределение потенциала [4]. Электронный пучок, распространяясь в таком лайнере, создаст синусоидальное по z электрическое поле. Максимальный r_{\max} и минимальный r_{\min} радиусы лайнера находятся с помощью (1) из условий $\sin k_m z_1 = +1$, $r = r_{\min}$; $\sin k_m z_2 = -1$, $r = r_{\max}$. Подставляя их в уравнение эквипотенциалей и вычитая получившиеся два уравнения одно из другого, получаем выражение для амплитуды модуляции потенциала Φ_0 при заданных r_{\max} , r_{\min} , J , V_e , k_m

$$\Phi_0 = \frac{2J}{V_e} \frac{\ln(r_{\max}/r_{\min})}{I_0(k_m r_{\max}) + I_0(k_m r_{\min})}. \quad (3)$$

Форма лайнера в области $r_{\min} \leq r \leq r_{\max}$, $z_1 \leq z \leq z_2$ определяется из уравнения $\Phi(r, z) = \text{const}$ с учетом равенства нулю потенциала на поверхности лайнера

$$\begin{aligned} \sin k_m z \cdot I_0(k_m r) \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} &= I_0(k_m r_{\max}) \ln \frac{r_{\min}}{r} + \\ &+ I_0(k_m r_{\min}) \ln \frac{r_{\max}}{r}. \end{aligned} \quad (4)$$

Предположим, что ток пучка на входе в систему, т. е. при $z = 0$, промодулирован по закону

$$J(t, 0) = J_0 - \alpha J_0 (1 - \cos \omega t) / 2, \quad (5)$$

где J_0 — максимальное значение тока ($J_0 > 0$), α и ω — глубина и частота модуляции ($0 \leq \alpha \leq 1$).

Такая модуляция тока приведет к распространению в СЭП ленгмюровских волн, а при выполнении неравенства $\omega_b r_b \leq V_e$, где ω_b — ленгмюровская частота СЭП, к распространению кинематических волн модуляции. Их фазовая скорость при этом близка к скорости электронов, а пространственно-временное распределение тока СЭП имеет вид

$$J(t, z) = J_0 - \frac{\alpha J_0}{2} \left[1 - \cos \omega \left(t - \frac{z}{V_e} \right) \right]. \quad (6)$$

Если частота модуляции ω достаточно мала, так что длина волны модуляции тока $\lambda_\omega = 2\pi V_e / \omega$ превышает несколько периодов гофра, то выражения (3), (4) остаются справедливыми и для переменного тока при $\omega r_b \ll V_e$, когда вихревым электрическим полем можно пренебречь. Причем в них вместо J надо подставить мгновенное значение тока (6). Полный анализ волн, возбуждаемых СЭП с модулированным током в гофрированном лайнере, проведенный в [5], позволяет получить выражение для продольного электрического поля медленной волны

$$\begin{aligned} E_z(t, z, r) &= \frac{\alpha J_0 k_m}{4V_e} \cos \left(k_m z - \omega t + \frac{\omega z}{V_e} \right) \times \\ &\frac{2 \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} I_0(k_m r)}{I_0(k_m r_{\max}) + I_0(k_m r_{\min})}. \end{aligned} \quad (7)$$

Формула (7), второго говоря, справедлива, когда k_m, r_{\max}, r_{\min} не зависят от z . Однако ее можно использовать и в случае мало меняющихся на периоде l указанных величин. Выражение (7) описывает продольное электрическое поле как вне, так и внутри пучка с произвольным радиальным распределением тока. Действительно, радиальный профиль E_z определяется, согласно (1), (2), функцией Бесселя $I_0(k_m r)$ при любом r , если только плотность пучка однородна по z на длине нескольких периодов, т. е. при $\omega \ll k_m V_s$, как для сплошного, так и трубчатого СЭП. Если плотность пучка нельзя считать однородной по z в пределах одного периода, то в выражении для потенциала (1) $c_1 \neq 0$ и структура поля внутри и снаружи пучка различна и, кроме того, зависит от радиального профиля тока [4].

Искомое уравнение продольной динамики синхронного иона имеет вид

$$m_i \frac{dV_s}{dt} = \frac{d\varepsilon_s}{dz} = \frac{\alpha J_0 e Z_i}{4V_s} \cos \varphi_s k_m \times \\ \times \frac{2 \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} I_0(k_m r)}{I_0(k_m r_{\max}) + I_0(k_m r_{\min})}, \quad (8)$$

где eZ_i , V_s и $\varepsilon_s = m_i V_s^2/2$ — заряд, скорость и энергия нерелятивистского синхронного иона; φ_s — фаза синхронного иона относительно волны.

Фазовая скорость волны ускоряющего поля (7) равна

$$V_\phi = \frac{\omega}{k_m + \frac{\omega}{V_s}}. \quad (9)$$

При условии $\omega \ll k_m V_s$ получаем, что $V_\phi \simeq \omega/k_m$. Однако для расчета процесса ускорения в системах с длиной $L > \lambda_\omega$ учет члена ω/V_s в выражении для V_ϕ необходим, так как именно он учитывает модуляцию тока СЭП по z вследствие распространения кинематических волн. Пренебрежение им приведет к смещению иона по фазе относительно волны на π и попаданию в тормозящую фазу на длине $L = \lambda_\omega/2$. Функция же $k_m(z)$, рассчитанная из условия $V_\phi = V_s$, где V_ϕ определяется точной формулой (9), обеспечивает синхронизм волны и иона на произвольной длине.

Ускорение ионов на оси системы

Для иона, движущегося по оси системы $r=0$, уравнение продольной динамики принимает вид

$$\frac{d\varepsilon_s}{dz} = \frac{\alpha J_0 e Z_i}{4V_s} k_m(z) \cos \varphi_s \times \\ \times \frac{2 \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}}{I_0(k_m r_{\max}) + I_0(k_m r_{\min})}, \quad (10)$$

где $k_m(z)$ — медленная функция, обеспечивающая синхронизм иона и волны

$$V_s(z) = \frac{\omega}{k_m(z)} \quad (11)$$

на длине $L < \lambda_\omega$. Выражения для $k_m(z)$ и $\varepsilon_s(z)$ найдем, подставляя (11) в (10) и интегрируя получившееся уравнение в предположениях

$$k_m(z) r_{\max}(z) = \text{const}, \quad k_m(z) r_{\min}(z) = \text{const}, \quad (12)$$

с начальными условиями $k_m(0) = k_{m0}$, $\varepsilon_s(0) = \varepsilon_{s0}$ [5]

$$k_m(z) = k_{m0} (1 + \delta_1 z)^{-1/3}, \quad \varepsilon_s(z) = \varepsilon_{s0} (1 + \delta_1 z)^{2/3}, \quad (13)$$

где

$$\delta_1 = \frac{3}{8} \frac{\alpha J_0 e Z_i}{V_s} \frac{k_{m0}}{\varepsilon_{s0}} \frac{2 \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \cos \varphi_s}{I_0(k_m r_{\max}) + I_0(k_m r_{\min})}. \quad (14)$$

Видно, что темп ускорения иона в таком режиме падает вдоль оси ускорителя. Найдем оптимальные с точки зрения увеличения темпа ускорения значения r_{\max} и r_{\min} . Дифференцируя (10) по r_{\min} , находим, что темп ускорения растет с уменьшением r_{\min} вплоть до r_b . Дифференцируя (10) по r_{\max} , получаем, что существует его оптимальное значение. При заданных k_m и r_{\min} оно находится из уравнения

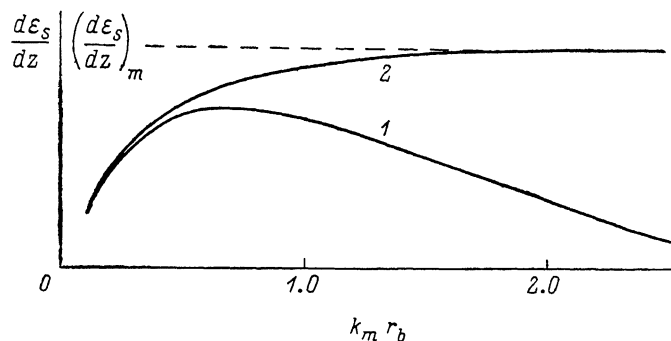
$$\frac{I_0(k_m r_{\max}) + I_0(k_m r_{\min})}{\ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}} = k_m r_{\max} I_1(k_m r_{\max}), \quad (15)$$

где $I_1(x)$ — модифицированная функция Бесселя первого порядка.

При этом оптимизированный по r_{\max} темп ускорения равен

$$\frac{d\varepsilon_s}{dz} = \frac{\alpha J_0 e Z_i}{4V_s} \cos \varphi_s \frac{2}{r_{\max} I_1(k_m r_{\max})}. \quad (16)$$

Существование оптимального значения r_{\max} при заданных k_m и r_{\min} объясняется следующим образом. С уменьшением r_{\max} глубина модуляции потенциала Φ_0



Зависимость темпа ускорения ионов от произведения $k_m r_b$ при ускорении на оси (1) и на периферии (2) электронного пучка с $r_b = r_{\min}$.

падает и, очевидно, стремится к нулю при приближении r_{\max} к r_{\min} . Уменьшение Φ_0 с ростом $k_m r_{\max}$ при $k_m r_{\max} \gg 1$ объясняется сильной экранировкой потенциала стенками гофрированного лайнера. Увеличение $k_m r_{\max}$ до значений, много больших единиц, приводит к росту высших пространственных гармоник потенциала. Возможное увеличение амплитуды Φ_0 с ростом амплитуд высших гармоник при отличающейся от (4) форме гофра здесь не рассматривается.

Графики зависимости амплитуды модуляции потенциала Φ_0 и оптимальной глубины гофра $\Delta r = r_{\max} - r_{\min}$ от величины $k_m r_b$ построены в [4]. В работе [5] исследована зависимость темпа ускорения от k_m и r_b при $r_{\min} = r_b$ и оптимальном значении r_{\max} (16). При фиксированном произведении $k_m r_b$ темп ускорения растет по мере уменьшения радиуса пучка с заданным током J_0 . Для фиксированных r_b и J_0 темп ускорения имеет оптимум вблизи значений $k_m r_b = 0.6 - 0.7$ (см. рисунок, кривая 1).

При выводе выражений (13), (14) использовались условия (12). В случае постоянных по z значений $r_{\min} = r_b$ и r_{\max} не удается получить простые формулы типа (13), (14) и уравнения (16), (10) надо интегрировать численно. Однако уже из вида зависимости темпа ускорения от $k_m r_b$ (см. рисунок, кривая 1) можно сделать вывод, что для систем, в которых энергия ионов растет не более чем в 100 раз, можно добиться, чтобы темп ускорения уменьшался не более чем в полтора раза. Рабочие значения произведения $k_m(z) r_b$ для этого следует выбирать в диапазоне от 1.8 в начале ускорителя до 0.18 в конце ускорителя. Чем меньшую энергию набирают ионы на длине ускорителя, тем меньше диапазон изменения $k_m(z)$ и тем ближе значения k_m и темпа ускорения к оптимальным.

Зависимость оптимальной глубины гофра $\Delta r = r_{\max} - r_{\min}$ от z определяется зависимостью $k_m(z)$ с помощью графика, полученного в работе [4]. При $k_m r_b \gg 1$ она близка к следующей:

$$\Delta r(z) \simeq \frac{1.3}{k_m(z)}. \quad (17)$$

Если выбраны не оптимальные значения r_{\max} и r_{\min} , то темп ускорения определен формулой (10), которая в длинноволновом пределе $k_m^2 r_{\max}^2 \ll 1$ принимает вид

$$\frac{d\varepsilon_s}{dz} = \frac{\alpha J_0 e Z_i}{4V_s} k_m(z) \cos \varphi_s \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}. \quad (18)$$

Условие реализации максимального темпа ускорения ионов на оси $k_m r_b \simeq \simeq 0.6-0.7$ накладывает ограничения на частоту модуляции тока СЭП и энергию инжекции ионов. Так, при частоте модуляции 200 МГц и радиусе пучка 1.5 см начальная энергия ионов должна составлять 5 МэВ, а при энергии инжекции ионов 100 кэВ и $r_b = 1.5$ см частоту модуляции тока пучка необходимо снизить до 30 МГц, что представляет трудную задачу [3] для микросекундных СЭП. В отсутствие источника ионов с энергией больше 100 кэВ и при частоте модуляции тока пучка свыше 200 МГц для ускорения ионов можно использовать кратные пространственные гармоники электрического поля, создаваемого пучком в гофрированном лайнере, форма которого отличается от формы, описываемой уравнением (4). Фазовые скорости гармоник равны $V_{\varphi n} = \omega/k_m n$ и падают с ростом их номера n . Соответственно энергия инжекции ионов, синхронных с n -й гармоникой, пропорциональна n^{-2} , т. е. сильно уменьшается с ростом n . Это позволяет, помимо прочего, использовать для ускорения малоэнергетичные ионы, получаемые, например, из коллекторной плазмы.

Ускорение ионов на периферии электронного пучка

Для иона, движущегося на периферии электронного пучка с $r = r_b$, справедливо уравнение

$$\frac{d\varepsilon_s}{dz} = \frac{\alpha J_0 e Z_i}{4V_s} k_m(z) \cos \varphi_s \frac{2 \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} I_0(k_m r_b)}{I_0(k_m r_{\max}) + I_0(k_m r_{\min})}. \quad (19)$$

Ускоряющее поле, как видно, в $I_0(k_m r_b) \geq 1$ раз больше, чем на оси $r=0$. Причина состоит в радиальной структуре электрического поля периодической по z системы, обеспечивающей максимальный продольный градиент потенциала вблизи поверхности гофрированного лайнера. Поэтому ускорение ионов на периферии электронного пучка представляется более эффективным, чем на его оси. Рассмотрим особенности этого режима ускорения и ограничения, накладываемые на параметры системы.

Для гофра с оптимальным r_{\max} (15) получаем уравнение

$$\frac{d\varepsilon_s}{dz} = \frac{\alpha J_0 e Z_i}{4V_s} \cos \varphi_s \frac{2I_0(k_m r_b)}{r_{\max} I_1(k_m r_{\max})}. \quad (20)$$

График зависимости темпа ускорения (20) от $k_m r_b$ при фиксированном $r_{\min} = r_b$ показан на рисунке кривой 2. Видно, что при $k_m r_b \geq 1$ темп ускорения не зависит от $k_m r_b$, т. е. остается постоянным в ускорителе. Заметим, что в исследованных ранее схемах ускорения ионов модулированным СЭП в гофрированном лайнере [4, 5] темп ускорения оказывался спадающим вдоль оси ускорителя. Модификация метода на основе растущей во времени частоте модуляции тока СЭП при постоянном периоде гофра [6] позволяет ускорять с постоянным темпом лишь один сгусток ионов в цикле ускорения и трудна для практической реализации.

При $k_m r_b \geq 1$ из (20) и рисунка получаем, что

$$\frac{d\varepsilon_s}{dz} \simeq \frac{\alpha J_0 e Z_i}{4V_s} \cos \varphi_s \frac{2e^{-1.3}}{r_b} \equiv \left(\frac{d\varepsilon_s}{dz} \right)_m. \quad (21)$$

Для реализации оптимального значения r_{\max} при фиксированном r_b глубина гофра Δr , согласно (17), должна расти вдоль z , так как $k_m(z) \simeq \omega/V_s(z)$ и уменьшается. Таким образом, возможность обеспечить постоянный темп ускорения

ионов на периферии СЭП связана с синхронным увеличением глубины гофра лайнера вдоль оси ускорителя по закону (17), реализующему оптимальное с точки зрения увеличения Φ_0 значение r_{\max} при постоянном $r_{\min} = r_b$ [4, 5].

Ускорение ионов на периферии СЭП при $k_m r_b \geq 1$ не накладывает (в отличие от ускорения на оси при $k_m r_b \sim 0.65$) жестких ограничений сверху на частоту модуляции тока пучка и снизу на энергию инжекции ионов. В частности, возможен захват и ускорение низкоэнергетичных ионов фоновой плазмы при высокой частоте модуляции тока пучка. Темп ускорения ионов на периферии при $k_m r_b \geq 1$ превышает максимальный темп ускорения на оси пучка при $k_m r_b \sim 0.65$ примерно на 30 % (см. рисунок, кривые 1, 2).

Энергия иона в таком ускорителе длиной L равна

$$\varepsilon_s(L) = \frac{\alpha J_0 e Z_i}{4 V_s} \cos \varphi_s \frac{L}{r_b} 2e^{-1.3}, \quad (22)$$

растет с увеличением α , J_0 , $e Z_i$, $\cos \varphi_s$, L , уменьшением r_b и не зависит от ω и $\varepsilon_s(0)$. Закон изменения периода гофра на длине $L < \lambda_\omega$ имеет вид

$$l(z) = l(0) (1 + \delta_2 z)^{1/2}, \quad (23)$$

где

$$\delta_2 \equiv \frac{1}{\varepsilon_{s0}} \frac{d\varepsilon_s}{dz} = \frac{\alpha J_0 e Z_i}{4 V_s} \cos \varphi_s \frac{2e^{-1.3}}{\varepsilon_{s0}}, \quad l(0) = 2\pi \frac{V_{s0}}{\omega}. \quad (24)$$

Из условия

$$2\pi(k-1) = \int_0^{l_k} \frac{2\pi}{l(z')} dz', \quad k = 1, 2, \dots \quad (25)$$

находим координату начала k -го периода гофра

$$l_k = \frac{1}{\delta_2} \left\{ \left[\frac{\delta_2 l(0)}{2} (k-1) + 1 \right]^2 - 1 \right\}. \quad (26)$$

При $\delta_2 \rightarrow 0$ получаем, что $l_k = l(0)(k-1)$. Энергия иона при $z = l_k$ определяется формулой

$$\varepsilon_s(l_k) = \varepsilon_{s0} \left[\frac{\delta_2 l(0)}{2} (k-1) + 1 \right]^2. \quad (27)$$

Если глубина гофра не меняется вдоль z , то реализуется не постоянный темп ускорения, а изменяющийся (уменьшающийся) по закону (19).

Когда длина ускорителя L превышает длину волны модуляции тока λ_ω , то функция $k_m(z)$ должна рассчитываться с использованием условия $V_\phi = V_s$, где в выражении для V_ϕ (9) учитывается член ω/V_s . Отсюда вместо (23) имеем

$$k_m(z) = \frac{\omega}{V_{s0}} (1 + \delta_2 z)^{-1/2} - \frac{\omega}{V_s}. \quad (28)$$

При ускорении ионов на периферии пучка при $k_m r_b \gg 1$ ускоряющее поле заметно меньше при $r_{\min} > r_b$, т. е. при наличии зазора между пучком и гофрированным лайнером. Такой зазор должен присутствовать в реальном ускорителе для устранения эффектов, связанных с попаданием электронов пучка на стенки лайнера. Зависимость темпа ускорения при $r = r_b$ от r_{\min} и r_b можно получить, если учесть, что оптимальное значение r_{\max} , определяемое формулой (17) при $r_{\min} = r_b$, заменяется в случае $r_{\min} \geq r_b$, $k_m r_b > 1$ на $r_{\max} = r_{\min} + 1.3/k_m$. При этом

$$\frac{d\varepsilon_s}{dz} = \frac{\alpha J_0 e Z_i}{4 V_s} \cos \varphi_s \frac{2e^{-1.3}}{r_{\min}} \exp[-k_m(r_{\min} - r_b)]. \quad (29)$$

Видно, что темп ускорения экспоненциально падает с ростом разности $r_{\min} - r_b$. Такой сильной зависимости нет при ускорении ионов на оси пучка, так как, согласно (10), при $k_m r_{\max} \leq 1$ имеем, что $E_x \sim \ln(k_m r_{\min})$.

Наконец, найдем условие удержания ускоряемых ионов на периферии СЭП. В трубчатом электронном пучке на синхронные с волной ионы действуют де-

фокусирующие поля ускоряющей волны и собственного объемного заряда, а в области $r \geq r_b$ добавляется фокусирующая статическая составляющая радиального поля объемного заряда СЭП. Приравнявая эти силы, полученные дифференцированием (1) по r с использованием формул (3) и (15), находим выражение, определяющее равновесную координату для ионов r_i ,

$$1 - \frac{\alpha}{2} - f_i = \frac{\alpha}{4} \frac{r_i}{r_{\max}} \frac{I_1(k_m r_i)}{I_1(k_m r_{\max})} \sin \varphi_s, \quad r_i \geq r_b, \quad (30)$$

где $f_i \equiv eZ_i n_i / J_0$ — степень компенсации заряда СЭП вблизи r_b , n_i — плотность ионов.

Так как правая часть (30) меньше 0.25, это означает, что при $f_i < 0.25$ равновесный радиус ионов r_i в бесконечно тонком трубчатом СЭП просто равен его радиусу r_b , а в пучке с конечной толщиной лежит вблизи его внутренней границы. Таким образом, ионы, инжектированные в «стенку» трубчатого СЭП с нулевой радиальной скоростью, останутся там, а имеющие малые поперечные скорости будут совершать в процессе ускорения радиальные колебания вблизи равновесного радиуса r_i .

Заключение

Проведенный анализ процесса ускорения ионов модулированным СЭП в гофрированном лайнере, форма которого соответствует гармоническому распределению потенциала в продольном направлении, позволяет сделать следующие выводы.

1. Согласованное увеличение глубины гофра вдоль оси ускорителя обеспечивает постоянный темп ускорения ионов на периферии трубчатого электронного пучка.

2. Темп ускорения в этом режиме пропорционален току электронного пучка, глубине его модуляции, заряду ионов, обратно пропорционален радиусу пучка и не зависит от энергии инжекции ионов и частоты модуляции тока пучка.

3. Удержание синхронных ионов на периферии трубчатого СЭП осуществляется радиальными компонентами его кулоновского поля и поля ускоряющей волны.

Авторы выражают свою благодарность Р. А. Мещерову, М. Г. Никулину, В. Д. Сажину и К. В. Ходатаеву за поддержку работы и ценные замечания, а также В. Г. Гапановичу за полезное обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Лымарь А. Г., Хижняк Н. А., Беликов В. В. // Вопросы атомной науки и техники. 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] Айрапатов А. Ш., Маркеев А. М., Мещеров Р. А., Яблоков Б. Н. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 81—85.
- [4] Лебедев А. Н., Пазин К. Н. // Атомная энергия. 1976. Т. 41. № 4. С. 244—247.
- [5] Маркеев А. М., Мещеров Р. А., Никулин М. Г., Розанов Н. Е. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1168—1173.
- [6] Айрапатов А. Ш. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 13. С. 936—938.

Поступило в Редакцию
31 августа 1988 г.

В окончательной редакции
8 января 1990 г.