

04;10;12

Влияние пучково-плазменного взаимодействия на транспортировку ионов в инжекторе циклотрона

© С.В. Григоренко, С.Ю. Удовиченко

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, 196641 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 9 сентября 2002 г.)

Исследовано влияние коллективных эффектов, связанных с возбуждением пучком отрицательных ионов поперечных колебаний плазмы, на степень компенсации объемного заряда быстрых ионов. Уточняется условие динамической декомпенсации нестабильного ионного пучка. Получены аналитические выражения для распределения плотности ионов плазмы и стационарного электрического поля в частично компенсированном пучке. С помощью уравнения движения пучка в собственном электрическом и внешнем магнитном полях определено влияние вторичных заряженных частиц на транспортировку отрицательных ионов в инжекторе циклотрона.

Введение

Система внешней инжекции отрицательных ионов H^- в ускоритель циклотронного типа предназначена для формирования и транспортировки пучка с током более 1 мА и энергией 20–30 keV на расстояние нескольких метров. Она включает в себя плазменный источник ионов, электростатическую оптику для формирования пучка, канал транспортировки с элементами магнитной фокусирующей системы и инфлектор, необходимый для согласования пучка с ускоряющим каналом циклотрона. Особенностью такого инжектора является натекание газа в канал транспортировки из плазменного источника ионов. Плотность нейтрального газа, поступающего из ионного источника, падает по направлению к циклотрону: за системой электростатической фокусировки и до ускорения пучка давление порядка 10^{-4} Torr, в области магнитной фокусирующей системы порядка 10^{-5} Torr и вблизи циклотрона 10^{-6} Torr. В результате ионизации газа пучком в канале транспортировки накапливаются вторичные заряженные частицы, которые компенсируют объемный заряд пучка. В электростатической формирующей системе пучок остается некомпенсированным по заряду из-за рассеивания плазмы на электроды, находящиеся под большим потенциалом.

Схема формирования и транспортировки пучка H^- должна обеспечить на выходе инжектора пучок ионов с эмиттансом, вписывающимся в аксептанс ускорителя циклотронного типа. Наилучшее согласование пучка с ускоряющим каналом будет достигнуто, если пучок на входе в ускоритель будет сходящимся и с оптимальным соотношением большой и малой полуосей эллипса, представляющего пучок в фазовом пространстве.

Транспортировка пучка заряженных частиц осложняется существенным перепадом давления газа вдоль инжектора, наличием стационарного пучково-плазменного поля и поля колебаний плазмы, а также поля объемного заряда отрицательных ионов на участке декомпенсации пучка. Самосогласованное пучково-плазменное электри-

ческое поле [1] может оказывать влияние на динамику прецизионных ионных пучков с малым фазовым объемом и малой угловой расходимостью [2]. Коллективные процессы, связанные с возбуждением пучком спектра собственных колебаний плазмы, приводят к нагреву быстрых ионов [1], а также к динамической декомпенсации объемного заряда пучка [3]. Ранее при транспортировке ионного пучка в инжекторе циклотрона наличие вторичных заряженных частиц не учитывалось [4].

В настоящей работе определяются условия пучково-плазменного взаимодействия и с помощью уравнения движения пучка исследуется влияние вторичных заряженных частиц на транспортировку отрицательных ионов, что позволит скорректировать параметры инжектора и согласовать эмиттанс пучка с аксептансом циклотрона.

Определение условий пучково-плазменного взаимодействия в канале транспортировки

В пространстве свободного дрейфа и в области магнитной оптики при низком давлении газа ($P \leq 10^{-4}$ Torr) объемный заряд пучка отрицательных ионов полностью компенсируется положительными ионами плазмы по истечении времени $\tau_c = (n_g \sigma_i v_b)^{-1}$, где n_g — плотность молекул газа, σ_i — сечение ионизации молекулы газа ионом пучка, v_b — продольная скорость пучка. На малом расстоянии свободного дрейфа в пучке отсутствуют большие статические и переменные поля, а также пульсации плотности отрицательных ионов. Однако уже на расстоянии в несколько десятков сантиметров компенсация нарушается — в пучке возникают пульсации отрицательного потенциала, амплитуда которых нарастает до значений, составляющих десятки процентов от потенциала полностью декомпенсированного пучка. Наблюдаемое явление связано с пучковой ион-ионной неустойчивостью [5].

Исследуем влияние низкочастотных колебаний плазмы на величину стационарного электрического поля и плотности положительных ионов в компенсированном пучке и найдем условие динамической декомпенсации пучка. С этой целью проведем уточнение гидродинамической модели пучковой плазмы, предложенной в работе [3].

Уравнение для поперечной скорости ионов плазмы в гидродинамическом приближении, когда тепловым разбросом по скоростям можно пренебречь, в декартовой системе координат имеет следующий вид:

$$u_{ix} \frac{du_{ix}}{dx} = \frac{e}{m_i} E_A(x) - \frac{Su_{ix}}{n_i} - \frac{e^2}{4m_i^2 \omega_{pi}^2} \frac{d\tilde{E}_x^2}{dx}, \quad (1)$$

где $E_A(x) = -(T_e/en_e)dn_e/dx$ — стационарное амбиполярное поле плазмы; T_e — температура электронов; n_e, n_i — плотность электронов и ионов плазмы; \tilde{E}_x и ω_{pi} — электрическое поле и ленгмюровская частота ионных колебаний соответственно; $S = d(n_i u_{ix})/dx = \sigma_i n_g v_b n_b$.

В указанном интервале давления газа, когда плотность ионов пучка $n_b \approx n_i \gg n_e$, амбиполярное поле мало и по величине равно $E_A(x) \approx 2m_i(\sigma_i n_g v_b)^2 x/e$. Это выражение следует из уравнения (1), в котором учтена известная величина потока ионов плазмы $n_i u_i$ при $\tilde{E}_x = 0$. Экспериментальные результаты [6] показывают, что поперечное электрическое поле в компенсированном пучке значительно выше этого расчетного значения. Последний член в правой части (1) обусловлен миллеровской силой, вызванной полем колебаний плазмы. На ионы плазмы в быстро осциллирующем поле колебаний с частотой ω_{pi} помимо стационарного амбиполярного поля действует еще и дополнительное постоянное электрическое поле, квадратично зависящее от амплитуды переменного поля. Максимальная величина этого поля

$$E_M = -\frac{e}{4m_i \omega_{pi}^2} \frac{d\tilde{E}_x^2}{dx} = -\frac{m_i}{2e} \frac{d\omega_{pi}^2/k_{\perp}^2}{dx} \approx \frac{T_e}{2ex_b}, \quad (2)$$

соизмерима с оценкой значения поля, определяемой из работы [6]. В формуле (2) введены следующие обозначения: $\tilde{E}_x = k_{\perp} \tilde{\phi}$; $\tilde{\phi}_{\max} \approx m_i(\Delta v)^2/e \approx m_i v_{\phi\perp}^2/e$ — амплитуда потенциала в насыщенных ионных колебаниях при захвате в них ионов плазмы; $v_{\phi\perp} = \omega_{pi}/k_{\perp}$ — фазовая скорость колебаний, которая при низких давлениях газа достигает величины скорости ионного звука $v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ [7]; $\omega_{pi} = (4\pi e^2 n_i/m_b)^{1/2}$; k_{\perp} — поперечное волновое число, x_b — поперечный размер пучка; $n_i(x) > n_i(x_b)$. В условиях полной компенсации заряда пучка при низком давлении газа выполняется условие $k_{\perp} x_b \gg 1$ и ионные колебания распространяются вдоль оси x в виде плоских бегущих волн ($\sim \exp(ik_{\perp} x)$). Предполагается, что вплоть до нелинейного ограничения амплитуды потенциала поперечные ионные колебания ($k_{\perp} \gg k_z$), сносимые вдоль пучка, нарастают экспоненциально с линейным инкрементом ($\sim \exp(\int \text{Im } k_z \cdot dz)$, k_z — продольное волно-

вое число). При этом расстояние, на котором происходит насыщение колебаний, определяется выражением $z_c = (1/\text{Im } k_z) \ln(\tilde{\phi}_{\max}/\tilde{\phi}_0)$, где $\tilde{\phi}_0$ — амплитуда начальных возмущений в плазме, пространственный инкремент нарастания в плазме, $\text{Im } k_z = \omega_{bi}(\omega_{pi} \tau_i)^{1/2}/2v_b$; $\omega_{bi} = (4\pi e^2 n_b/m_b)^{1/2}$; $\tau_i = \sigma_i n_g v_b$ — время жизни иона плазмы.

Интегрируя уравнение движения (1) и уравнение непрерывности ионов плазмы, получим следующую систему уравнений, которая позволяет определить распределение параметров плазмы поперек ионного пучка:

$$n_i(x)u_i^2(x) - n_i(x_b)u_i^2(x_b) = 2A \frac{v_s}{x_b} \int_{x_b}^x n_i(x)u_i(x)dx + \frac{v_{\phi\perp}^2}{4} [n_i(x_b) - n_i(x)], \quad (3)$$

$$n_i(x)u_i(x) = An_b v_s \frac{x}{x_b} + n_1 v_{\phi\perp}, \quad (4)$$

где $A = \sigma_i n_g v_b x_b/v_s$, а плотность ионов пучка n_b для простоты полагается постоянной.

В уравнении (3) первый член в правой части пропорционален интегралу от величины $E_A n_i$, при этом отношение $E_A/u_i = 2(m_i/e)Av_s/x_b = \text{const}$. Связь между E_A и линейной функцией $u_i(x)$ найдена при условии $n_i \approx n_b$ из уравнения $d(n_i u_i^2)_0/dx = (e/m_i)E_A n_i$, которое является нулевым приближением уравнения (1) по полю колебаний \tilde{E}_x . В уравнении (4) поток $n_1 v_{\phi\perp}$ является константой интегрирования и связан с электрическим полем, создаваемым внешним источником — пучком. Под действием поперечных ионных колебаний возрастет поток ионов плазмы на стенку камеры. Экспериментальные измерения [6] показывают, что величина потока ионов плазмы на границе пучка, в три раза превышает его расчетное значение, полученное без учета колебаний плазмы. Полагая $n_i(x_b)u_i(x_b) \approx 3An_b v_s$; $v_{\phi\perp} \approx v_s$, находим, что $n_1 \approx 2An_b$.

Это же значение для n_1 можно получить из решения системы уравнений (3), (4), определив граничные условия для плазмы на поверхности пучка. В области квазинейтральной плазмы за пучком $n_i \approx n_e$, $\tilde{E}_x = 0$, ионный поток $n_i u_i \approx 3An_b v_s = \text{const}$, скорость ухода ионов на стенку равна v_s . С помощью уравнения (1) находим следующее граничное условие: $u_i(x_b) \approx v_s$. Полагая $n_i(x=0) \approx n_b$, $v_{\phi\perp} \approx v_s$, из (3), (4) для величины $\eta_1 = n_1/n_b$ получим следующее уравнение:

$$\eta_1^2 - \left(\frac{5}{4} - 2A\right)\eta_1 + A^2 + \frac{1-5A}{4} = 0. \quad (5)$$

Анализ решения этого уравнения показывает, что $\eta_1 = 2/3 = 2A$ при $A = 1/3$. Согласно уравнению (4), если $A < 1/3$, то $n_i(x_b) < n_b$ и наступает режим декомпенсации ионного пучка. Определяемая из этого условия величина критической плотности газа

$$n_{gc} \approx \frac{v_s}{3\sigma_i v_b x_b} \quad (6)$$

хорошо согласуется с измененным значением в [6].

Рассмотрим процесс динамической декомпенсации ионного пучка, развивающийся из-за пучковой неустойчивости и обнаруженный в работе [5]. Установлено [8], что поперечные ионные колебания плазмы, возбуждаемые пучком отрицательных ионов в разреженном газе, при достаточно большой амплитуде становятся определяющим механизмом радиального ухода положительных ионов, при этом скорость ухода пропорциональна амплитуде колебаний. В результате среднее значение отрицательного потенциала в пучке нарастает по его длине.

Исследуем распределение плотности ионов плазмы и стационарного электрического поля вдоль и поперек цилиндрического пучка отрицательных ионов в условиях декомпенсации объемного заряда. При плотности газа $n_g < n_{gc}$ плотность плазменных электронов резко падает и их дебаевский радиус становится больше радиуса пучка, $d_e > r_b$. В этих условиях пучок возбуждает нулевую радиальную моду ($k_{\perp} \gg k_z$) ионных колебаний плазмы [7]. Плотность электронов удовлетворяет неравенству $n_e/n_i \gg v_s^2/v_b^2$, которое выполняется в инжекторе циклотрона. В [3] рассмотрена возможность развития продольных ($k_z > k_{\perp}$) ионных колебаний плазмы, когда выполняется обратное неравенство.

Представляя распределение потенциала стоячей волны вдоль радиуса пучка в виде $\tilde{\varphi}(r, z) = \tilde{\varphi}(0, z)J_0(k_{\perp}r)$, где $\tilde{\varphi}(0, z) = \tilde{\varphi}_0 \exp(\int \text{Im } k_z dz)$ — амплитуда потенциала на оси пучка; $k_{\perp} = \alpha_0/r_b$; $\alpha_0 = 2.4$ — первый корень функции Бесселя J_0 , найдем выражение для электрического поля (2)

$$E_M(r, z) = -\frac{\tilde{\varphi}_0^2(0, z)\alpha_0^2}{16\pi en_i(r, z)r_b^2} \frac{dJ_1^2(\alpha_0 r/r_b)}{dr}. \quad (7)$$

В формуле (7) функция Бесселя первого порядка $J_1(\xi) = -dJ_0(\xi)/d\xi$; $dJ_1^2/d\xi = 2J_1(J_0 - J_1/\xi)$; $\xi = \alpha_0 r/r_b$. Величина пространственного инкремента нарастания колебаний $\text{Im } k_z$ в декомпенсированном пучке при $n_g < n_{gc}$ определяется затуханием за счет конечного времени жизни и затуханием из-за разброса ионов плазмы по тепловым скоростям [8,9]. Минимальное значение из двух выражений, соответствующих этим режимам затухания, определяет скорость развития пучковой неустойчивости

$$\text{Im } k_z = \min \left\{ \begin{array}{l} \frac{\omega_{bi}}{2v_b} (\omega_{pi} \tau_i)^{1/2} = \alpha_0^{1/2} \frac{\omega_{bi}}{2v_b}, \\ \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \frac{\omega_{bi}}{v_b} \frac{\exp(a^2/4)}{a^{3/2}}, \end{array} \right.$$

где $\tau_i = r_b/v_{\phi\perp}$, $v_{\phi\perp} = \omega_{pi}/k_{\perp}$, $a = \omega_{pi}r_b/\alpha_0 v_{Ti}$, $v_{Ti} = (T_i/m_i)^{1/2}$, T_i — температура ионов плазмы.

Предполагается, что средняя энергия ионов плазмы примерно равна глубине ямы, определяемой отрицательным перепадом потенциала на радиусе пучка.

Амбиполярное поле плазмы E_A в декомпенсированном пучке отсутствует из-за низкой плотности электронов. Подставляя выражение (7) в уравнение Пуассона, получим следующее уравнение, описывающее распределение

ионов плазмы по радиусу пучка $\eta = n_i/n_b$:

$$\eta^2 - \eta + f_1(\xi, z) - \frac{f_2(\xi, z)}{\eta} \frac{d\eta}{d\xi} = 0, \quad (8)$$

где $f_1(\xi, z) = 2B(z)(J_0^2 - J_1^2 - 2J_0J_1/\xi + 2J_1^2/\xi^2)$; $f_2(\xi, z) = 2B(z)J_1(J_0 - J_1/\xi)$; $B(z) = [\alpha_0^2 \tilde{\varphi}_0^2(0, z)/8\varphi_b]^2$; $\varphi_b = \pi en_b r_b^2$ — перепад потенциала на радиусе полностью декомпенсированного пучка.

При решении уравнения Пуассона предполагалось, что в длинном и узком пучке $dE_M/dr \gg dE_M/dz$. В приближении $d \ln \eta/d\xi \ll |f_1/f_2|$ из (8) находим

$$\eta_0 = \frac{1}{2} \{1 + [1 - 4f_1]^{1/2}\}. \quad (9)$$

Решение η_0 можно использовать для уточнения величины η , определяя с его помощью производную $d\eta_0/d\xi$ в уравнении (8). Таким образом,

$$\eta \approx \frac{1}{2} \left\{ 1 + \left[1 - 4f_1 + 4f_2 \frac{d \ln \eta_0}{d\xi} \right]^{1/2} \right\}. \quad (10)$$

Используемое приближение выполняется во всем объеме пучка, где $4f_1 \leq 1$. Максимальное отличие выражений (9), (10) по величине достигается вблизи оси пучка на границе области применимости ($\eta_0 = 1/2$) и составляет не более 10%. Распределения плотности ионов плазмы по радиусу пучка (10) для различных значений координаты z представлены на рис. 1. Видно, что в отрицательных ионах пучок находится в декомпенсированном состоянии с отрицательным перепадом потенциала по радиусу. На периферии пучка наблюдается слабая перекомпенсация объемного заряда. Состояние пучково-плазменной системы при $n_g < n_{gc}$ с наличием положительно и отрицательно заряженных желобов в сечении пучка отрицательных ионов обнаружено экспериментально в [10].

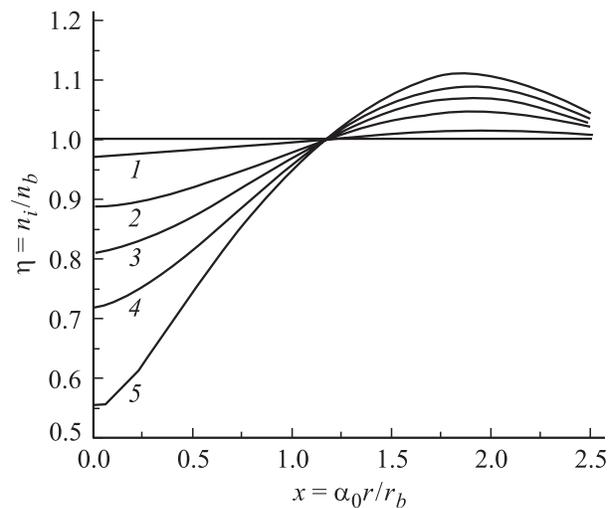


Рис. 1. Распределение плотности ионов плазмы по радиусу пучка для различных значений z : 1 — 50, 2 — 127, 3 — 132, 4 — 135, 5 — 138 см.

Транспортировка пучка при полной и частичной компенсации объемного заряда

Параметры пучково-плазменной системы и канала транспортировки выбраны следующими: ток пучка $I_b = 30$ mA, энергия отрицательных ионов $W_b = 30$ keV; радиус квазипараллельного пучка за электродами системы первичного формирования ($z = 0$) $r_b = 1.5$ cm, нормализованный эмиттанс $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-5}$ cm · rad, радиус ионопровода $R = 5$ cm, перепад потенциала на радиусе заряженного пучка $\varphi_b = 112.5$ V, температура ионов плазмы $T_i = 0.03$ eV.

Если канал транспортировки заполнен газом ксеноном, объемный заряд ионного пучка полностью скомпенсирован, согласно (6), при давлении газа $P \geq 3 \cdot 10^{-6}$ Торр. Для расчета параметры ксеноновой плазмы заимствованы из [6]: $T_e = 3$ eV, $\sigma_i(\chi_e) \approx 8 \cdot 10^{-16}$ cm². Найденная величина давления газа не сильно отличается от величины давления остаточного газа в самом циклотроне. Однако натекание тяжелых частиц ксенона в вакуумный объем циклотрона не рекомендуется. Поэтому для компенсации объемного заряда ионного пучка используют молекулярный водород, натекающий в инжектор из водородного плазменного источника отрицательных ионов H^- . В этом случае критическое давление газа, при котором начинается декомпенсация пучка, $P_c = 1.2 \cdot 10^{-4}$ Торр ($n_{gc} = 4.3 \cdot 10^{12}$ cm⁻³). Для расчета использовались следующие величины $T_e = 1$ eV, $\sigma_i(H_2) = 1.5 \cdot 10^{-16}$ cm².

На величину давления газа в инжекторе накладывається ограничение, поскольку при высокой плотности частиц газа создаются благоприятные условия для пробоев в доускоряющей системе плазменного источника. Кроме этого, с ростом плотности газовой среды в канале транспортировки уменьшается плотность частиц пучка в результате неупругого процесса — конверсии отрицательных ионов в нейтральные атомы и положительные ионы, сечение которых соответственно $\sigma_{-10} = 7.3 \cdot 10^{-16}$ cm², $\sigma_{-11} = 0.43 \cdot 10^{-16}$ cm².

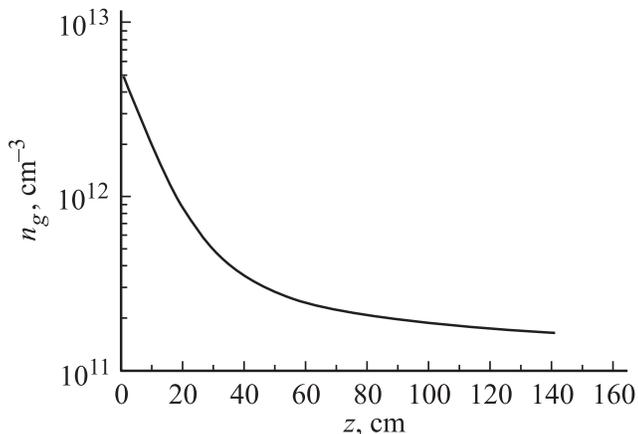


Рис. 2. Распределение плотности частиц газа H_2 вдоль оси инжектора.

Характерное распределение плотности молекулярного водорода вдоль инжектора за системой доускорения пучка представлено на рис. 2. Оценки показывают, что плотность отрицательных ионов

$$n_b(z) = n_b(0) \exp \left[-(\sigma_{-10} + \sigma_{-11}) \int_0^z n_g(z) dz \right],$$

$$n_b(z) = n_b(0) \exp \left[-(\sigma_{-10} + \sigma_{-11}) \int_0^z n_g(z) dz \right] \quad (11)$$

в процессе транспортировки пучка через газовую среду в инжекторе падает всего лишь на 10–11%.

Из рис. 2 видно, что даже на начальном участке транспортировки плотность газа порядка или меньше критической плотности n_{gc} . Однако пучок остается скомпенсированным по заряду на длине $z_c \approx 23$ cm, пока амплитуда ионных колебаний плазмы не достигнет величины $\tilde{\varphi}_{\max} \approx m_i v_s^2 / e \approx 1$ eV. При этом инкремент нарастания колебаний, определяемый конечным временем жизни ионов H_2^+ в квазинейтральной плазме, имеет величину $\text{Im } k_z \approx 0.2$ cm⁻¹; ионная ленгмюровская частота $\omega_{pi} = 9.3 \cdot 10^6$ s⁻¹; $\omega_{bi} = 1.3 \cdot 10^7$ s⁻¹. Минимальное значение амплитуды потенциала спонтанно возбуждаемых ионных колебаний плазмы полагается $\tilde{\varphi}_0 \approx 10^{-2}$ В. Режим компенсации объемного заряда на начальном участке дрейфа пучка при низком давлении газа наблюдался в [5].

Для данных параметров пучково-плазменной системы в области декомпенсации объемного заряда затухание за счет выноса ионов плазмы является определяющим в величине инкремента нарастания ионных колебаний. Поэтому в расчетах динамики пучка при участке $z > z_c$ необходимо использовать выражение $\text{Im } k_z = \alpha_0^{1/2} \omega_{bi} / 2v_b \approx 0.77 \omega_{bi} / v_b$, полагая постоянной плотность отрицательных ионов на оси при незначительном изменении радиуса пучка. В аналогичных условиях эксперимента [8] на участке экспоненциального нарастания амплитуды ионных колебаний в декомпенсированном пучке измеренный инкремент оставался постоянным и равным $0.7 \omega_{bi} / v_b$.

Из рис. 1 следует, что на длине $z = 140$ cm степень декомпенсации объемного заряда пучка достигает 50%. При этом амплитуда потенциала в поперечных колебаниях на оси пучка нарастает от 1 V ($z \approx 23$ cm) до величины 80 V, если инкремент неустойчивости положить равным $3.8 \cdot 10^{-2}$ cm⁻¹. Такие глубокие пульсации потенциала отмечены в работе [5].

Расчет динамики пучка отрицательных ионов без учета пучково-плазменного взаимодействия в канале свободного дрейфа и в четырех квадрупольных магнитных линзах проводился на основе решения уравнения огибающей пучка в декартовой системе координат

$$\frac{d^2 x_b}{dz^2} = \frac{\varepsilon^2}{x_b^3} + \frac{e \varphi_b}{x_b W_b} - \frac{e v_b x_b G}{2 W_b}, \quad (12)$$

где G — градиент магнитного поля квадрупольной линзы.

Первый и второй члены в правой части уравнения (12) определяют дефокусировку ионов из-за конечного эмиттанса пучка ε и кулоновского рассталкивания соответственно. В плоскости yz уравнение огибающей имеет такой же вид, а последний член в правой части берется со знаком плюс.

Численное интегрирование дифференциального уравнения (12) проводилось методом Рунге–Кутты. На рис. 3 представлены огибающие пучка при транспортировке в условиях вакуума и полной компенсации объемного заряда. В первом случае градиенты магнитного поля в четырех квадрупольях имели величину: $G_1 = 0.9 \text{ T/m}$, $G_2 = -2.2 \text{ T/m}$, $G_3 = 2.2 \text{ T/m}$, $G_4 = -0.9 \text{ T/m}$. Приведенные оптимальные значения градиентов магнитного поля в линзе не устраняют потери тока пучка на стенке. В условиях полной компенсации объемного заряда при $G_1 = 0.45 \text{ T/m}$, $G_2 = -1.2 \text{ T/m}$, $G_3 = 1.2 \text{ T/m}$, $G_4 = -0.45 \text{ T/m}$ удается минимизировать радиус и обеспечить требуемую сходимость пучка к оси. Однако режим полной компенсации заряда пучка, как было показано выше, не реализуется при низком давлении газа в инжекторе.

Расчет динамики пучка отрицательных ионов в канале транспортировки в условиях пучково-плазменного взаимодействия проводился методом крупных частиц на основе решения уравнения движения в декартовой системе координат

$$\frac{d^2x}{dz^2} = -\frac{eE_M(x)}{2W_b} - \frac{ev_b x G}{2W_b}. \quad (13)$$

На участке полной компенсации заряда пучка ($z \leq z_c$) не учитывалось влияние на динамику отрицательных ионов слабого фокусирующего поля (2) $E_M \leq 1 \text{ V/cm}$. В процессе расчета динамики ионов на участке декомпенсации пучка на каждом шаге по координате z вычислялась плотность ионов плазмы по фор-

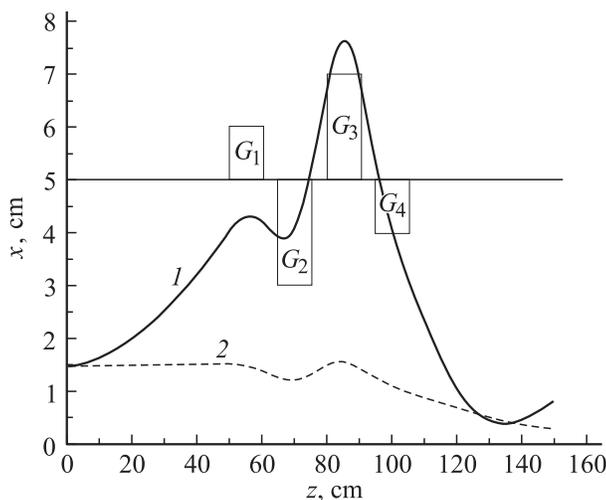


Рис. 3. Огибающие пучка с объемным зарядом (1) и с полной компенсацией заряда (2) в инжекторе с четырьмя квадрупольями.

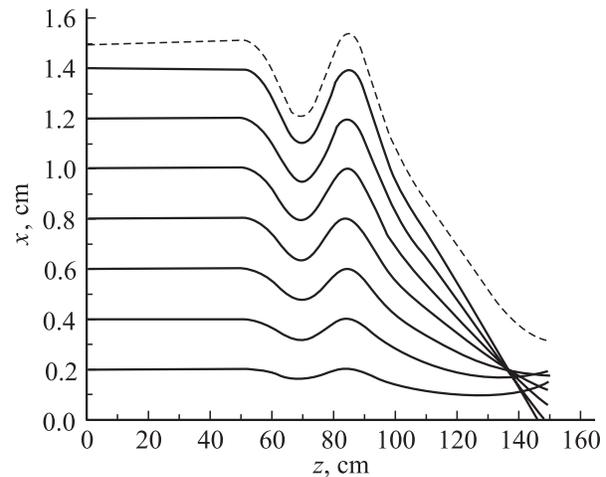


Рис. 4. Траектории ионов пучка в условиях пучково-плазменного взаимодействия (сплошные кривые) и огибающая пучка с полной компенсацией заряда (штриховая кривая, соответствующая кривая 2 на рис. 3).

муле (10). Найденные значения плотности ионов использовались для определения силы Миллера (7): $eE_M = -\alpha_0^3 J_1 (J_0 - J_1/\xi) \cdot \tilde{\varphi}^2(0, z) / 8\varphi_b r_b \eta$. Принятое приближение малого изменения радиуса (плотности) первоначально круглого пучка позволяют при вычислении силы Миллера использовать аксиально-симметричную модель.

На рис. 4 приведены траектории частиц пучка, инжектированных на разных расстояниях от оси системы. Градиенты магнитного поля в квадрупольях такие же, как и в случае полной компенсации заряда пучка. Видно, что в приосевой области пучка, где имеется отрицательно заряженный желоб, отрицательные ионы дефокусируются. И наоборот, периферийные частицы под действием самосогласованного пучково-плазменного поля E_M движутся к оси пучка. В результате плотность частиц вблизи оси пучка убывает, а плотность периферийных частиц растет. Этот эффект, а также значительное изменение поперечных размеров пучка (рис. 4) противоречат исходному приближению. В этих условиях необходимо учитывать изменение плотности частиц пучка при вычислении инкремента неустойчивости и амплитуды потенциала на оси подтвержден экспериментально и не вызывает сомнения. Его нельзя не учитывать при расчете динамики пучка в протяженных системах транспортировки.

Таким образом, в настоящей работе определены условия пучково-плазменного взаимодействия при транспортировке отрицательных ионов в инжекторе циклотрона. Уточнены условия динамической декомпенсации ионного пучка, возбуждающего собственные колебания плазмы. Найдено более точное по сравнению с [3] значение критической плотности газа, ниже которого происходит декомпенсация объемного заряда пучка. Получены распределения плотности ионов плазмы и стационарного электрического поля в частично скомпенсированном пучке в условиях развитой поперечной ион-ионной

неустойчивости и интенсивного потока положительных ионов поперек пучка. Проведен расчет динамики пучка на участках полной и частичной компенсации его объемного заряда. Показано, что пучково-плазменное взаимодействие заметно влияет на динамические характеристики пучка на выходе из канала транспортировки. Это влияние необходимо учитывать при согласованной работе инжектора и циклотрона. Для того чтобы минимизировать поперечные размеры пучка и обеспечить требуемую сходимость отрицательных ионов к оси, необходима корректировка магнитного поля в квадрупольях и параметров пучково-плазменной системы.

Список литературы

- [1] Удовиченко С.Ю. // ЖТФ. 1995. Вып. 4. С. 31–39.
- [2] Ваганов Н.Г., Сидоров В.П., Удовиченко С.Ю. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. Вып. 4. С. 36–39.
- [3] Удовиченко С.Ю. // ЖТФ. 1994. Вып. 8. С. 104–112.
- [4] Афанасьев Ю.В., Ворогушин М.Ф., Григоренко С.В., Строкач А.П. // Тез. докл. Восьмого совещания по применению ускорителей заряженных частиц в промышленности и медицине. Санкт-Петербург, 1995. С. 150.
- [5] Габович М.Д., Джабаров Д.Г., Найда А.П. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. Вып. 9. С. 536–539.
- [6] Sherman J., Pitcher E., Stevens R., Allison P. // Proc. VI Intern. Symp. on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams. Brookhaven, 1992. P. 686–694.
- [7] Габович М.Д., Симоненко Л.С., Солошенко И.А., Шкорина Н.В. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. Вып. 5. С. 1710–1716.
- [8] Джабаров Д.Г., Найда А.П. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 6. С. 2259–2265.
- [9] Солошенко И.А. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 1. С. 103–110.
- [10] Горецкий В.П., Найда А.П. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 4. С. 394–399.