

01;03;04;10

©1994 г.

К ТЕОРИИ ДЕКОМПЕНСАЦИИ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ИОННОГО ПУЧКА

С.Ю.Удовиченко

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В.Ефремова,
189631, Санкт-Петербург
(Поступило в Редакцию 10 января 1994 г.)

Развивается теория декомпенсации нестабильных интенсивных ионных пучков, распространяющихся в газовой среде. Исследуется влияние коллективных эффектов, связанных с возбуждением пучком спектра собственных колебаний слабоионизованной бесстолкновительной плазмы, на степень компенсации объемного заряда ионных пучков. Получены распределения статического потенциала в частично скомпенсированных пучках положительных и отрицательных ионов.

Введение

При транспортировке стабильных пучков положительных и отрицательных ионов в газе происходит компенсация их объемного заряда путем захвата в потенциальную яму пучка соответственно электронов и ионов плазмы, образованной при ионизации газа. Под стабильными подразумеваются пучки, начальные пульсации тока которых незначительны (менее 1%) и которые не раскачивают пучково-плазменные неустойчивости. Разделение зарядов в квазинейтральной системе пучок-плазма, когда плотность плазмы равна или больше плотности пучка, приводит к образованию стационарного амбиполярного поля и соответствующей потенциальной ямы, в которой удерживаются электроны с энергией, меньшей, чем высота потенциального барьера. Электроны, удерживаемые в потенциальной яме, описываются больцмановским распределением. Под действием радиального амбиполярного электрического поля $E_r = -(T_e/e)d \ln(n_e)/dr$, где n_e и T_e — плотность и температура электронов плазмы соответственно, выравниваются потоки ионов и электронов плазмы на стенку камеры. Поток электронов образуется из электронов, которые рождаются с энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера, и электронов, которые, получив избыток энергии, вырываются из ямы. Энергия электронам передается от ионов пучка при кулоновских столкновениях и от высокочастотных колебаний, возбуждаемых пучком.

Стабильные ионные пучки должны оставаться скомпенсированными по заряду даже при очень низких давлениях газа, если время переходного процесса — накопления соответствующей компоненты плазмы и компенсации объемного заряда остается существенно меньше времени импульса пучка $\tau_k = 1/n_g \sigma_i v_b \ll \tau_{\text{имп}}$, где n_g — плотность газа, σ_i — сечение ионизации атома газа, v_b — скорость пучка.

Нестабильные пучки в условиях развитых пучково-плазменных неустойчивостей могут находиться в состоянии нескомпенсированного объемного заряда. Известны механизмы динамической декомпенсации пучков положительных и отрицательных ионов под действием соответственно высокочастотных и низкочастотных колебаний плазмы [1-3]. До последнего времени теоретические исследования в этой области носили качественный или оценочный характер [4]. Количественная теория, с помощью которой можно получить распределения статического потенциала в нескомпенсированных пучках положительных и отрицательных ионов, отсутствует. Механизм динамической декомпенсации пучка отрицательных ионов полностью не изучен. Приводимая в литературе критическая плотность газа, ниже которой пучок отрицательных ионов из компенсированного состояния переходит в частично компенсированное состояние, определяется из стационарных уравнений движения и непрерывности ионов плазмы [5]. Эта формула не имеет физического смысла для стабильных ионных пучков. Критическая плотность газа должна определяться из условия захвата ионов плазмы в поперечные ионные колебания и выноса их поперек пучка.

В настоящей работе предлагается теория декомпенсации интенсивных ионных пучков в условиях развитых пучково-плазменных неустойчивостей. Она включает в себя новые качественные представления о коллективных процессах в пучково-плазменных системах и количественную теорию, с помощью которой можно получить распределения статического потенциала в частично компенсированных пучках положительных и отрицательных ионов.

Нарастание объемного заряда вдоль частично компенсированного пучка положительных ионов

Вначале рассмотрим влияние коллективных эффектов, связанных с возбуждением собственных колебаний плазмы, на степень компенсации объемного заряда пучка положительных ионов. Нарастание вдоль пучка положительного радиального перепада потенциала от величины амбиполярного перепада потенциала (единицы вольт) до радиального перепада потенциала нескомпенсированного пучка (сотни вольт) обусловлено возбуждением пучком ленгмюровских электронных колебаний плазмы.

Ограничение амплитуды электронных колебаний, бегущих вдоль пучка с фазовой скоростью $v_\phi \approx v_b$, будет происходить на нелинейной стадии путем захвата электронов плазмы или ионов пучка. При этом предполагается, что вплоть до точки захвата амплитуда колебаний потенциала растет экспоненциально согласно линейному инкременту неустойчивости. Выражение для максимального линейного пространственного инкремента электронных колебаний бесстолкновительной плазмы, возбуждаемых пучком положительных ионов ($v_b \gg v_{Te}$)

при $\omega = \omega_{pe}$, имеет вид [4]

$$\gamma_e = \left| \text{Im}(\delta k_z) \right|_{\max} = \frac{3^{1/2}}{2^{4/3}} \frac{\omega_{bi}^{2/3} \omega_{pe}^{1/3}}{v_b} \left(\frac{v_b}{v_{Te}} \right)^{2/3}, \quad (1)$$

где $\delta k_z = k_z - \omega/v_b$, $\delta k_z \ll \omega/v_b$, k_z — составляющая волнового вектора вдоль пучка, v_{Te} — тепловая скорость электронов, n_b^+ и n_e — плотности ионов пучка и электронов плазмы соответственно, $\omega_{bi} = (4\pi n_b^+ e^2/m_b)^{1/2}$, $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$.

Нелинейность в динамике электронов плазмы наступает при их захвате в потенциальную яму возбуждаемых колебаний, когда

$$\tilde{\varphi}_{e1} \approx m_e (v_b - v_{Te})^2 / 2e \approx m_e v_b^2 / 2e. \quad (2)$$

Нелинейность в динамике ионов пучка, связанная с их захватом в поле колебаний, происходит при

$$\tilde{\varphi}_{e2} \approx \frac{m_b}{2e} (\Delta v_b)^2 = \frac{m_b v_b^2}{2e} \frac{\gamma_e^2 v_b^2}{\omega_{pe}^2}, \quad (3)$$

где $\Delta v_b = v_b - \omega / \text{Re} k_z \approx v_b \text{Re}(\delta k_z) / k_z = v_b \text{Im}(\delta k_z) / k_z$ — “отстройка” фазовой скорости неустойчивых колебаний от скорости пучка.

Сравнение выражений (2) и (3) показывает, что ограничение амплитуды высокочастотных колебаний из-за нелинейности в динамике электронов плазмы наступает раньше, чем в динамике ионов пучка, если

$$\tilde{\varphi}_{e1} / \tilde{\varphi}_{e2} = (m_e/m_b)^{1/3} (n_e/n_b^+)^{2/3} (v_{Te}/v_b)^{4/3} < 1. \quad (4)$$

Выражение (4) определяет условие захвата электронов в высокочастотные колебания плазмы. Это условие хорошо выполняется при низких давлениях газа, когда плотность компенсирующих электронов мала ($n_e \geq n_b^+$). насыщение амплитуды нарастающих вдоль пучка пространственных возмущений при этом происходит на достаточно низком уровне: $\tilde{\varphi}_{\max} = m_e v_b^2 / 2e \approx 16.3 \text{ В}$ ($W_b = 20 \text{ кэВ}$). Неустойчивый пучок выносит захваченные в колебания электроны из системы, приводя к декомпенсации объемного заряда. Расстояние, на котором происходит захват электронов, определяется из формулы

$$z_{\text{зах}}^e = (1/\gamma_e) \ln (m_e v_b^2 / 2e \tilde{\varphi}_{0e}), \quad (5)$$

где $\tilde{\varphi}_{0e}$ — амплитуда начальных флуктуаций в плазме.

Электроны плазмы разбиваются на две группы: быстрые электроны, увлекаемые волной со скоростью $u_{ez} = v_\phi \approx v_b$, и медленные (не захваченные волной), движущиеся в радиальном направлении. Плотность электронов, захваченных в потенциальную яму волны $\tilde{\varphi}_{\max}$, определяется из уравнения непрерывности

$$v_b \frac{dn_e^{\text{зах}}}{dz} = \frac{\tilde{\varphi}_{\max}}{\tilde{\varphi}_{\max} + \varphi_i} n_g(z) n_b^+(r) \sigma_i v_b, \quad (6)$$

где $\varphi_i = \varepsilon_i/e$ — потенциал ионизации атома газа; $n_e^{\text{зах}} = n_e^0 - n_e^1(z)$; $n_e^0 = n_b^+ + n_i$ — плотность электронов квазинейтральной плазмы в отсутствие колебаний; $n_e^1(z)$ — плотность медленных электронов плазмы, не захваченных волной; n_i — плотность ионов плазмы.

Доля захваченных электронов

$$\beta = \int_0^{e\bar{\varphi}_{\text{max}}} f(\varepsilon)d\varepsilon / \int_0^{\infty} f(\varepsilon)d\varepsilon = \bar{\varphi}_{\text{max}} / (\bar{\varphi}_{\text{max}} + \varphi_i)$$

и доля незахваченных электронов $1-\beta = \varphi_i/(\bar{\varphi}_{\text{max}} + \varphi_i)$ определялись при аппроксимации функции распределения электронов по энергии выражением $f(\varepsilon) \sim 1/(\varepsilon + \varepsilon_i)^2$, которое дает классическая теория Томпсона. Выносимые вместе с волной электроны обуславливают избыточный положительный заряд в объеме пучка. Стационарное распределение потенциала декомпенсированного пучка определяется из уравнения Пуассона

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\varphi}{dr} = -4\pi e (n_b^+ + n_i - n_e^1) = -4\pi e n_e^{\text{зах}} = -4\pi \beta n_b^+(r) \sigma_i \int_{z_{\text{зах}}^e}^z n_g(z) dz, \quad (7)$$

в котором предполагается, что $d/dz \ll d/dr$ при $z \gg r_b$, где r_b — радиус пучка. В пучке с однородной плотностью частиц и резкой границей

$$\varphi(r, z) = \frac{I_b^+}{v_b} \beta \sigma_i (1 - r^2/r_b^2) \int_{z_{\text{зах}}^e}^z n_g(z) dz = \varphi_k(r) \beta \sigma_i \int_{z_{\text{зах}}^e}^z n_g(z) dz, \quad (8)$$

где $\varphi_k(r) = (I_b^+/v_b) (1 - r^2/r_b^2)$ — кулоновский потенциал полностью не скомпенсированного пучка, I_b^+ — ионный ток.

Динамическая декомпенсация пучка отрицательных ионов

В неустойчивом пучке отрицательных ионов процесс декомпенсации и установления радиального отрицательного перепада потенциала, нарастающего вдоль пучка, обусловлен захватом тяжелых плазменных ионов в медленные низкочастотные колебания плазмы и выносом их из пучка. К этому процессу могут иметь отношение и ленгмюровские электронные колебания плазмы. Декомпенсация заряда пучка отрицательных ионов протекает сложнее, чем аналогичная декомпенсация в протонном пучке.

Дисперсионное уравнение для пространственных ионных возмущений бесстолкновительной плазмы, бегущих вдоль и поперек пучка ($\sim \exp(i\omega t - ik_z z - ik_{\perp} r)$), имеет следующий вид [6]:

$$1 + \frac{1}{(k_{\perp}^2 + k_z^2) r_{de}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \left(1 - i \frac{2}{\omega \tau_i} \right) = \frac{\omega_{bi}^2}{(\omega - k_z v_b)^2}, \quad (9)$$

где $\tau_{de} = v_{Te}/\omega_{pe}$ — дебаевский радиус электронов, $\omega_{pi}^2 = 4\pi e^2 n_i/m_i$, $\tau_i = \tau_b/\bar{u}_{ir}$ — время жизни ионов плазмы в объеме пучка, $\bar{u}_i = u_i(\tau_b)/2$ — средняя скорость ионов, $\dot{u}_i(\tau) \approx n_g \sigma_i v_b \tau/2$ при $n_i \approx n_b^-$.

В общем случае ионные колебания распространяются под углом к направлению движения пучка. Однако существуют два режима, когда эти колебания чисто продольные ($k_z \gg k_\perp$) или чисто поперечные ($k_\perp \gg k_z$). При $C = (n_i/n_e)(v_s^2/v_b^2) \gg 1$ реализуется первый режим [7], где

$$k_z = \frac{\omega}{v_b} \left[1 + (1+i) \frac{\omega_{bi}}{2\omega_{pi}} (\omega\tau_i)^{1/2} \right], \quad k_\perp \tau_{de} \gg 1. \quad (10)$$

Максимальным инкрементом обладают ионные ленгмюровские колебания с $\omega \approx \omega_{pi}$. Достаточно плотные пучки возбуждают медленные ионные колебания с $v_{\phi z} = \omega/\text{Re } k_z \ll v_b$. В обратном пределе $C \ll 1$ реализуется второй режим

$$k_\perp^2 = \frac{\omega_{bi}\omega_{pi}}{8v_s^2} \frac{n_e}{n_i} (\omega_{pi}\tau_i)^{3/2} \gg k_z^2; \quad \gamma_i = \text{Im } k_z = (\omega_{bi}/2v_b)(\omega_{pi}\tau_i)^{1/2}. \quad (11)$$

В скомпенсированном по заряду пучке отрицательных ионов ($n_i \approx n_b^-$) плотность электронов плазмы достаточно высока ($n_e \leq \leq 10^{-1} n_b^-$). Такой пучок возбуждает чисто поперечные ионные колебания плазмы. Ограничение амплитуды поперечных низкочастотных колебаний из-за нелинейности в динамике ионов плазмы на уровне $\tilde{\varphi}_{i1} = m_i v_{\phi\perp}^2/2e$ происходит раньше, чем в динамике ионов пучка на уровне $\tilde{\varphi}_{i2} = m_b (v_b - v_{\phi\perp})^2/2e$, так как при высокой плотности пучка и низкой плотности газа ($\omega_{pi}\tau_i \gg 1$) выполняется условие $v_b \gg v_{\phi\perp}$. Расстояние, на котором происходит захват ионов плазмы в низкочастотные колебания, определяется аналогично (5) $z_{\text{зах}}^{i\perp} = (1/\gamma_i) \ln(\tilde{\varphi}_{\text{max}}/\tilde{\varphi}_{0i})$, где $\tilde{\varphi}_{0i}$ — начальная амплитуда ионных флуктуаций.

Исследуем влияние низкочастотных колебаний плазмы на распределение статического потенциала в скомпенсированном пучке при низком давлении газа, когда $n_b^- \approx n_i$; $n_i \gg n_e$ и $A = n_g \sigma_i v_b \tau_b/2v_s \ll 1$. На ионы плазмы в быстро осциллирующем поле колебаний помимо амбиполярного поля действует еще и дополнительное постоянное поле, квадратично зависящее от амплитуды переменного поля. Поэтому в правую часть стационарного уравнения для поперечной скорости u_{ix} в декартовой системе координат [8]

$$u_{ix} \frac{du_{ix}}{dx} = -v_s^2 \frac{d}{dx} \ln(n_e) - \frac{S u_{ix}}{n_i}, \quad (12)$$

где $S = n_b^- n_g \sigma_i v_b$; $v_s = (T_e/m_e)^{1/2}$ — скорость ионного звука, необходимо добавить усредненную по периоду колебаний ($2\pi/k_\perp$) силу Миллера

$$eE_M = \left(e/4m_i k_\perp^2 u_{ix}^2 \right) \left(d\tilde{E}_x^2/dx \right), \quad (13)$$

где $\tilde{E}_x = k_\perp \tilde{\varphi}_{\text{max}}$, $\tilde{\varphi}_{\text{max}} = m_i v_{\phi\perp}^2/2e$ — амплитуда насыщенных ионных колебаний при захвате в них ионов плазмы, $v_{\phi\perp} = \omega_{pi}/k_\perp$.

Величина перепада потенциала в пучке при учете миллеровской силы совпадает с измеренной ($\Delta\varphi \approx T_e/e$) в условиях низкого давления газа [9] и значительно превосходит величину $\Delta\varphi$, определяемую из трансцендентного уравнения [8],

$$\left[n_w^2 / (n_b^- + n_e)^2 \right] (\operatorname{erf} \xi / \operatorname{erf} \xi_w)^2 = 1 + \ln(n_w/n_e)^2. \quad (14)$$

Уравнение (14) получено из уравнения непрерывности для ионов плазмы при $n_i \approx n_b^- + n_e$ и уравнения (12), в котором не учитывался второй член в правой части. Здесь приняты следующие обозначения: $n_w = \pi^{1/2} n_b^-(0) n_g \sigma_i v_b x_b \operatorname{erf} \xi_w / 2v_s$ — граничная плотность ионов плазмы вблизи стенки, $\xi = x/x_b$, $\xi_w = x_w/x_b$, x_b — эффективная полуширина пучка с гауссовым распределением частиц, x_w — координата стенки, $\operatorname{erf} \xi$ — интеграл вероятности, $\operatorname{erf} \xi_w \approx 1$. Следовательно, при $A \ll 1$ миллеровская сила является определяющей, а амбиполярной силой ($\sim d \ln(n_e)/dx$) можно пренебречь. Интегрируя уравнение (12) с учетом миллеровской силы и используя уравнение непрерывности $n_i u_i = n_w v_s (\operatorname{erf} \xi / \operatorname{erf} \xi_w)$, найдем уравнение для плотности ионов плазмы

$$(n_w^2/n_i^2) (\operatorname{erf} \xi / \operatorname{erf} \xi_w)^4 = 1 + \left[v_{\phi\perp}^4(w) - n_i^2 v_{\phi\perp}^4(\xi) / n_w^2 \right] / 16v_s^4. \quad (15)$$

Из уравнения (15) следует, что на оси пучка $n_i(0) \approx 4n_w v_s^2 / v_{\phi\perp}^2(0)$. С уменьшением давления газа фазовая скорость поперечных ионных колебаний возрастает и при $A \ll 1$ приближается к скорости ионного звука v_s [7]. Повышенный уход ионов плазмы поперек пучка под действием низкочастотных колебаний приводит к декомпенсации объемного заряда пучка ($n_i(0) < n_b^-(0)$) при плотности газа

$$n_g \leq v_s / 2\pi^{1/2} \operatorname{erf} \xi_w v_b \sigma_i x_b. \quad (16)$$

Точное выражение для $n_{gкр}$ найдем с помощью формулы (11), в которой $\tau_i = 2x_b/u_i(x_b)$, $u_i(x_b) \approx [\operatorname{erf} \xi \exp(\xi^2)]_{\xi=1} v_s n_w / n_b^-(0)$ при $n_i(x_b) \approx \approx n_b^-(x_b)$.

При плотности газа, меньшей критической, происходит изменение знака (reverse) перепада потенциала в пучке отрицательных ионов. Плотность плазменных электронов резко падает, так как они выталкиваются со скоростью v_{Te} из объема недокомпенсированного пучка при отрицательном перепаде потенциала в несколько электронвольт. Из уравнения непрерывности для электронов следует

$$n_e(0) \approx n_e(x_b) = \pi^{1/2} n_g \sigma_e v_b n_b^-(0) x_b / 2v_{Te}. \quad (17)$$

В формуле (17) сечение выхода электронов из ионов пучка и нейтралов газа $\sigma_e = \alpha \sigma_i$, где $\alpha = 1 + (\sigma_{-10} + 2\sigma_{-11})/\sigma_i$; σ_{-10} , σ_{-11} — сечения отрыва одного и двух электронов от отрицательных ионов при столкновениях с газовой мишенью соответственно. В компенсированном пучке ($n_g > n_{gкр}$), согласно формуле (14), плотность электронов

достаточно высокая $n_e(0) = 2, 7n_w$. Окончательное выражение для $n_{гкр}$ имеет вид

$$n_{гкр} \approx \left[\operatorname{erf} \xi \exp(\xi^2) \right]_{\xi=1}^3 \frac{v_s^2 v_{Te}^2}{\omega_{bi}^3 v_b x_b^4 \alpha^2} \left(\frac{m_i}{m_b \pi} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Найденная величина критической плотности газа хорошо согласуется с измеренной в работах [5, 7, 9].

Помимо низкочастотных колебаний пучок возбуждает в плазме и продольные электронные колебания. На нелинейной стадии взаимодействия электроны плазмы захватываются в эти колебания и выносятся вдоль пучка. Плотность оставшихся в плазме электронов определяется из выражения (6)

$$n_e^1(z) = n_e^0 - \beta n_b^- n_g \sigma_i (z - z_{зах}^e), \quad (19)$$

где n_g для простоты предполагается постоянной величиной; $z_{зах}^e$ определяется формулой (5), а γ_e — формулой (1), в которой предполагается $\omega_{pe}^2 \gg \omega_{bi}^2$.

В недокомпенсированном пучке, когда выполняется обратное неравенство при $n_e \ll n_b^-$, линейный пространственный инкремент неустойчивости электронных колебаний принимает следующий вид: $\gamma_e = (\omega_{bi} \omega_{pe} / 2v_b v_{Te})^{1/2}$.

С ростом z плотность плазменных электронов падает и на расстоянии $z_{зах}^{\parallel}$ от входа пучка в газовую среду достигаются условия $n_e/n_i \leq v_s^2/v_b^2$ и $k_z \geq k_{\perp}$, когда ионы плазмы захватываются и выносятся уже только в продольном направлении. Нелинейное ограничение амплитуды потенциала ионных колебаний происходит на уровне $\tilde{\varphi}_{max} = m_i v_{\phi z}^2 / 2e = (m_i / 2e) (\omega_{pi} / k_z)^2$, недостаточном для захвата ионов в поперечном направлении ($v_{\phi z} < v_{\phi \perp}$). С ростом z ионные ленгмюровские колебания становятся чисто продольными ($k_z \gg k_{\perp}$, $C \gg 1$). Отметим, что в недокомпенсированных пучках малого радиуса, распространяющихся в легких газах, ионные колебания плазмы с $k_z \geq k_{\perp}$ возбуждаются на малых z .

На продольный вынос ионов плазмы при отрицательном перепаде потенциала в пучке указывает экспериментальный факт [9] — отсутствие поперечного тока ионов плазмы на коллектор, помещенный в 30 см от ионного источника, и наличие порога этого тока при переходе к положительному амбиполярному потенциалу в пучке. Анализ выражений (11), (17) и (19) показывает, что при реверсе потенциала в пучке на расстоянии $z \geq 30$ см в ионных колебаниях $k_z > k_{\perp}$. Возникновение интенсивного потока положительных ионов вдоль пучка отрицательных ионов при низких давлениях газа обнаружено авторами работы [3].

Пренебрегая радиальным потоком ионов плазмы ($u_{ir} \rightarrow 0$) при $n_g < n_{гкр}$ и полагая, что все ионы с температурой $T_i \approx 0.03$ эВ захватываются потенциальной ямой продольных колебаний в несколько

десятков электронвольт, из уравнения непрерывности получим

$$n_i(z) = n_b^-(r) \left(1 - \frac{\sigma_i v_b \operatorname{Re} k_z}{\omega_{pi}(z)} \int_{z_{\text{зах}}^{\parallel}}^z n_g(z) dz \right), \quad (20)$$

где, согласно (10), максимальное значение $\operatorname{Re} k_z = \operatorname{Im} k_z = \gamma_i \approx \approx (\omega_{bi}/2v_b) \times (\omega_{pi}\tau_i)^{1/2}$ достигается при $\omega \approx \omega_{pi}$.

Решение уравнения Пуассона в виде, аналогичном (7), дает следующий результат для кулоновского потенциала частично компенсированного пучка отрицательных ионов:

$$\varphi(r, z) = \varphi_k \frac{\sigma_i v_b \operatorname{Re} k_z}{\omega_{pi}(z)} \int_{z_{\text{зах}}^{\parallel}}^z n_g(z) dz, \quad (21)$$

где $\varphi_k = -(I_b^-/v_b)(1-r^2/r_b^2)$, $z_{\text{зах}}^{\parallel}$ определяется из условия $k_z \geq k_{\perp}$.

Заключение

В настоящей работе развита теория декомпенсации интенсивных ионных пучков в условиях пучково-плазменных неустойчивостей. Исследовано влияние коллективных эффектов на степень компенсации объемного заряда ионных пучков при их транспортировке в газовой среде. Полученные результаты позволили сделать следующие выводы.

1. Стабильные пучки остаются скомпенсированными по заряду при сколь угодно низких давлениях газа, если время компенсации объемного заряда меньше времени импульса пучка.

2. Пучок положительных ионов становится не скомпенсированным по заряду, если его параметры и параметры плазмы таковы, что на длине, меньшей, чем длина системы, амплитуда ленгмюровских электронных колебаний плазмы нарастает до величины, достаточной для захвата и выноса электронов плазмы с пучком. Получено аналитическое выражение для распределения положительного потенциала в частично компенсированном пучке положительных ионов.

3. В пучке отрицательных ионов при низком давлении газа ($n_g \sigma_i v_b r_b / 2v_s \ll 1$; $n_b^- \approx n_i \gg n_e$) устанавливается положительный перепад амбиполярного потенциала $\Delta\varphi \approx T_e/e$, значительно превосходящий тот, что дает теория стационарной динамики плазмы. Увеличение перепада амбиполярного потенциала происходит из-за возрастания направленной радиальной скорости ионов плазмы под действием поперечных ионных колебаний, возбуждаемых самим пучком.

4. Получено выражение для критической плотности газа, ниже которой пучок отрицательных ионов становится декомпенсированным по заряду в результате захвата ионов плазмы и в поперечные ионные колебания и выноса их поперек пучка.

5. В декомпенсированном пучке отрицательных ионов возможен режим возбуждения продольно-поперечных ионных колебаний, при котором происходит вынос ионов плазмы вдоль пучка. Уменьшение поперечной составляющей волнового вектора ионных колебаний связано с

уменьшением плотности электронов плазмы. Электроны захватываются в продольные электронные ленгмюровские колебания и выносятся вдоль пучка.

6. Получено аналитическое выражение для распределения потенциала в частично компенсированном пучке отрицательных ионов, когда вынос ионов плазмы происходит вдоль пучка.

Выводы пунктов 4–6 хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными при исследовании компенсации заряда пучка H^- в Лос-Аламосе [7]. Отсутствие тока ионов плазмы поперек пучка на расстоянии $z > 30$ см при отрицательном перепаде потенциала и наличие порога этого тока при переходе к положительному амбиполярному потенциалу в пучке H^- подтверждают вывод о том, что при реверсе потенциала к отрицательным значениям на расстоянии $z \geq z_{\text{зах}}^{\text{ил}}$ от ионного источника поперечные ионные колебания становятся продольно-поперечными и вынос ионов плазмы происходит в продольном направлении.

Список литературы

- [1] Габович М.Д., Солошенко И.А., Тарасенко А.Ф. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 2. С. 282–286.
- [2] Габович М.Д., Джаббаров Д.Г., Найда А.П. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. Вып. 9. С. 536–540.
- [3] Джаббаров Д.Г., Найда А.П. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 3. С. 577–580.
- [4] Солошенко И.А. Препринт Института физики АН УССР. № 4. Киев, 1990. 33 с.
- [5] Габович М.Д., Симоненко Л.С., Солошенко И.А. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 7. С. 1389–1393.
- [6] Лиситченко В.В., Солошенко И.А., Циолко В.В. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 3. С. 301–308.
- [7] Габович М.Д., Симоненко Л.С., Солошенко И.А., Шкорина Н.В. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. Вып. 5. С. 1710–1716.
- [8] Hooper E.B., Anderson Jr. O.A., Willmann P.A. // Phys. Fluids. 1979. Vol. 22. N 12. P. 2334–2335.
- [9] Sherman J., Pitcher E., Stevens R., Allison P. // Proc. of VI Intern. Simp. on the production and neutralization of negative ions and beams. Brookhaven, 1992. P. 686–694.