

01;04;10

©1995 г.

К ТЕОРИИ СТАЦИОНАРНОГО СОСТОЯНИЯ РАЗРЕЖЕННОЙ ИОННО-ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ

С.Ю.Удовиченко

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.Е.Ефремова,
189631, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 20 июня 1994 г.)

На основе замкнутой системы уравнений гидродинамики рассмотрено стационарное состояние слабоионизованной плазмы, образованной при распространении ионного пучка в газе низкого давления. Использовался гидродинамический метод описания плазмы, в которой ионная компонента является бесстолкновительной. Рассмотрен предел разреженной плазмы при полном пренебрежении столкновениями частиц. Определены средняя энергия и температура электронов, найдены пространственные распределения плотности и амбиполярного электрического поля квазинейтральной ионно-пучковой плазмы. Обсуждаются соотношения механизмов нагрева электронов.

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. 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 $\tau_k = 1/n_g \sigma_i v_b \ll \tau_{imp}$, где n_g — плотность газа, σ_i — сечение ионизации атома или молекулы газа, v_b — скорость пучка. С ростом плотности газа скомпенсированными по заряду становятся и нестабильные ионные пучки [1].

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 плазмы, описываются больцмановским распределением. Под действием радиального амбиполярного электрического поля $E_r(r) = -(T_e/e)d \ln(n_e)/dr$, где n_e и T_e — плотность и температура электронов 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 плазмы, возбуждаемых пучком.

Пространственная структура плазмы, созданной при прохождении электронного [2] и ионного [3] пучков в достаточно плотной газовой среде, исследована в рамках гидродинамики для электронов и на основе кинетического уравнения для ионов, в котором учитываются столкновения ионов с нейтральными атомами. В настоящей работе эта задача применительно к ионному пучку решается в рамках гидродинамики для медленных ионов, не испытывающих столкновений в плазме. Рассмотрен предел разреженной плазмы при полном отсутствии столкновений. Такой подход позволяет, во-первых, получить достаточно простые аналитические выражения для стационарных параметров плазмы и, во-вторых, найти решение задачи при низкой плотности газа, когда плотность бесстолкновительной плазмы сравнима с плотностью ионного пучка.

Обоснование гидродинамики медленных ионов, не испытывающих столкновений в плазме

Рассмотрим плазму, образованную ионным пучком при ионизации разреженного газа, в которой длина свободного пробега медленного иона относительно упругих столкновений с нейтральными атомами превышает радиальный размер системы ($\lambda_{i0} > R$). Найдем стационарное распределение параметров плазмы с помощью гидродинамических уравнений непрерывности и движения компонент плазмы, используя условие квазинейтральности. Для ионного пучка с однородной плотностью частиц из уравнения радиального движения ионов плазмы [4,5]

$$u_{ir} \frac{du_{ir}}{dr} = -v_s^2 \frac{d}{dr} \ln(n_e) - \frac{S u_{ir}^2}{F(r)} \quad (1)$$

следует

$$E_r = -\frac{T_e}{e} \frac{d \ln(n_e)}{dr} = \begin{cases} \frac{3T_e}{er_b} A^2 \frac{r}{r_b} & \text{при } n_b \approx n_i \gg n_e, \\ \frac{2T_e}{er_b} \frac{r}{r_b} & \text{при } n_b^+ \approx n_e \gg n_i, \end{cases} \quad (2)$$

где $S = \nu_H n_b^+$, $\nu_H = n_g \sigma_i^{\pm} n_b$, $F(r) = n_i u_{ir} = Sr/2$, $A = \nu_H r_b / 2v_s \ll 1$; r_b — радиус пучка, n_i и u_{ir} — плотность и радиальная направленная скорость ионов плазмы, n_b^- и n_b^+ — плотность отрицательных и положительных ионов пучка, $v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ — скорость ионного звука.

Аналитическое решение уравнения (1) в пределе высокой плотности бесстолкновительной плазмы ($A \gg 1$), когда $n_e \approx n_i \gg n_b^{\pm}$, получено

ранее [4,5]. В декартовой системе координат для пучка с нормальным распределением частиц по сечению $n_b^\pm(\xi) = n_b^\pm(0) \exp(-\xi^2)$ оно имеет следующий вид

$$n_i(\xi)/n_i(w) = 1 + \left[1 - \frac{F^2(\xi)}{n_i^2(w)v_s^2} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где $F(\xi) = n_i u_i = (\pi^{1/2}/2) \nu_H n_j^\pm(0) x_b \operatorname{erf} \xi$, $n_i(w) = F(\xi_w)/v_s$, $u_i(w) \approx v_s$, $\xi = x/x_b$, x_b — эффективная полуширина пучка, $\xi_w = x_w/x_b$, x_w — расстояние до металлической поверхности, $\operatorname{erf} \xi$ — интеграл вероятности.

В уравнении (1) учтен неупругий член, связанный с рождением ионов плазмы, так как он значительно превосходит соответствующий член, обусловленный упругим трением при резонансной перезарядке ионов на атомах ($\nu_{i0} \ll \nu_H$).

Величина поля (2) в случае пучка отрицательных ионов значительно меньше величины поля для пучка положительных ионов и согласуется с численными расчетами работы [4]. Распределение направленной скорости вторичных ионов имеет вид $u_{ir}(r) = A v_s r / r_b$ при $n_b^- \approx n_i$ и $u_{ir}(r) \approx v_s r / r_b$ при $n_b^+ \approx n_e$. За пределами пучка, согласно численным расчетам, движение плазмы сверхзвуковое [6]. Вблизи стенки камеры скорость ионов достигает величины $2v_s$ в цилиндрической системе координат и величины v_s в плоской геометрии [4].

На медленные ионы в быстро осциллирующем поле пространственных ионных колебаний плазмы, возбуждаемых пучком отрицательных ионов, помимо амбиполярного поля действует еще и дополнительное постоянное поле, квадратично зависящее от амплитуды переменного поля. Поэтому в правую часть уравнения (1) необходимо добавить усредненную по периоду колебаний $(2\pi/k_\perp)$ силу Миллера [1]

$$eE_M(r) = (e/4m_i k_\perp^2 u_{ir}^2) (d\tilde{E}_r^2/dr), \quad (3a)$$

где $\tilde{E}_r = k_\perp \tilde{\varphi}_{\max}$, $\tilde{\varphi}_{\max} = m_i v_\phi^2 / 2e$ — амплитуда насыщенных ионных колебаний при захвате в них ионов плазмы, $v_\phi = \omega_{pi} / k_\perp$ и ω_{pi} — фазовая скорость и ленгмюровская частота поперечных ионных колебаний соответственно, m_i — масса иона, $k_\perp = v_s (\omega_b \omega_{pi} n_e / 8n_i)^{1/2} (\omega_{pi} \tau_i)^{3/4}$ — поперечное волновое число, $\tau_i = R / \bar{u}_{ir}$ — время жизни ионов плазмы; $\bar{u}_{ir} \approx v_s$ — средняя скорость ионов.

Под действием поперечных ионных колебаний возрастает поток ионов плазмы на стенку камеры, вследствие чего в пучке отрицательных ионов стационарное самосогласованное поле возрастает до величины поля в пучке положительных ионов. Соответствующий положительный перепад потенциала на радиусе пучка отрицательных ионов $\Delta\varphi \approx T_e/e$ [1] совпадает с измеренным в работе [1]. Так же указано на то обстоятельство, что измеренный датчиком поток на стенку $n_i u_{ir}$ превосходит ионный поток, полученный из теоретических расчетов без учета низкочастотных колебаний плазмы.

Таким образом, в обоих разновидностях пучков характерная направленная скорость ионов плазмы вдали от оси системы порядка звуковой скорости v_s . В разреженной неизотермической плазме ($T_e \gg T_i$)

даже при полном пренебрежении столкновениями частиц возможно гидродинамическое описание ионов, если их характерная направленная скорость больше тепловой скорости: $u_{ir} > v_{Ti} = (T_i/m_i)^{1/2}$, где T_i — температура ионов [8]. В указанных условиях ионы являются “холодными” и их можно описывать в рамках гидродинамического приближения с помощью уравнения движения (1), в котором исключено амбиполярное электрическое поле. При этом считается, что электроны имеют максвелловское распределение в самосогласованном потенциальном поле. Все ионы плазмы движутся как единое целое под действием заданного поля и покидают объем за время $R/\bar{u}_{ir} \ll 1/\nu_{i0}$, $\nu_{i0} = \sigma_{i0} n_g v_b$, σ_{i0} — сечение резонансной перезарядки медленного иона на нейтральном атоме. Уравнение для гидродинамической скорости ионной компоненты в этом случае можно получить путем суммирования уравнений движения отдельных ионов (дискретной среды). Отметим, что вблизи оси системы $u_{ir} \ll v_s$ и рассматриваемое приближение не совсем корректно, т.е. необходимо учитывать в динамике ионов их тепловое движение. Однако неточность в определении плотности и соответствующего поля плазмы вблизи оси не принципиальна, поскольку поле там стремится к нулю.

Гидродинамический подход обычно применяется и для описания быстрых волновых процессов в плазме, характерное время которых много меньше времени между столкновениями частиц или характерная скорость которых превышает тепловую скорость частиц.

Баланс энергии и температура электронов

Самосогласованное электрическое поле плазмы тормозит электроны и скорость амбиполярного выноса плазмы определяется наименее подвижными частицами — ионами. Если время жизни электронов больше обратных частот упругих столкновений электронов между собой и с атомами

$$\tau_e = R/v_s > 1/\nu_{ee}, 1/\nu_{e0}, \quad (4)$$

то плазма является столкновительной по электронной компоненте. При этом электроны имеют максвелловское распределение по энергии. Отметим, что скорость амбиполярного ухода заряженных частиц из квазинейтральной плазмы в заряженный слой у стенки, согласно критерию Бома, не меньше скорости звука, если слой является бесстолкновительным по ионной компоненте плазмы [9]. В условиях $\nu_{ee} \gg \nu_{e0} m_e/m_i$ обмен электронов энергией в результате электрон-электронных столкновений значительно эффективнее потерь энергии при столкновениях электронов с атомами. В этом случае электронная температура T_e , входящая в выражение для поля (2), определяется из уравнения баланса энергии электронов

$$\int_0^{r_b} \left(\frac{1}{2} \frac{e^2 \bar{E}_0^2}{m_e \omega^2} \nu_{e0} n_e + \gamma_e v_{gz} \frac{\bar{E}_0^2}{4\pi} + 2\varepsilon_b \frac{m_e}{m_b} \nu_{be} n_e + \int_0^{\varepsilon^*} f_T(\varepsilon) \nu_H n_b^{\pm} \varepsilon d\varepsilon \right) r dr = R \varepsilon^* \Gamma_{sl}^e(r) \Big|_{r=R}. \quad (5)$$

В уравнении (5) приняты следующие обозначения: \tilde{E}_0 — амплитуда поля установившихся электронных ленгмюровских колебаний плазмы; γ_e и v_{gz} — пространственный инкремент и групповая скорость колебаний; ε_b и m_b — энергия и масса ионов пучка; $\nu_{be} = 4\pi e^4 n_b \ln \Lambda / m_e^2 v_b^3$ — частота кулоновских столкновений ионов пучка с электронами; $\varepsilon^* = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 = e|(\Delta\varphi)_0| + e|(\Delta\varepsilon)_1| = T_e \ln[n_e(0)/n_e(R)]$; $(\Delta\varphi)_0$ и $(\Delta\varphi)_1$ — стационарный перепад потенциала в объеме плазмы и в заряженном слое на границе плазмы соответственно; $\Gamma_{sl}^e = \Gamma^i - \Gamma_f^e$ — поток медленных электронов, захваченных в потенциальную яму и покидающих ее; Γ_f^e — поток быстрых электронов, которые возникли с энергией $\varepsilon > \varepsilon^*$ и в режиме свободного пролета уходят на стенку камеры; $\Gamma^i(r) = \nu_H n_b^\pm r_b^2 / 2r$ — поток ионов из плазмы; $f_T(\varepsilon) = \varepsilon_i / (\varepsilon_i + \varepsilon)$ — томсоновское распределение электронов по энергии при их “рождении”, ε_i — потенциал ионизации нейтрального атома; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм. Величина потока медленных ионов на стенку определяется следующим выражением:

$$\Gamma_{sl}^e(R) = n_e u_{er} = \Gamma^i(R) - \frac{1}{R} \int_0^{r_b} \int_{\varepsilon^*}^{\infty} \nu_H n_b^\pm f_T(\varepsilon) d\varepsilon r dr = \frac{\nu_H n_b^\pm r_b^2 \varepsilon^*}{(\varepsilon_i + \varepsilon^*) 2R}. \quad (6)$$

При низкой плотности плазмы, т.е. с уменьшением плотности пучка и газа, максвелловская функция распределения плазменных электронов по энергии искажается и имеет вид

$$f_e(\varepsilon) = n_e (m_e / 2\pi T_e)^{3/2} \left[\exp(-\varepsilon / T_e) - \exp(-\varepsilon^* / T_e) \right]$$

при $\varepsilon < \varepsilon^*$, $f_e(\varepsilon) = 0$ при $\varepsilon \geq \varepsilon^*$. Сильное обеднение “хвоста” максвелловской функции распределения обусловлено уходом высокоэнергетичных электронов из объема плазмы быстрее, чем перераспределение энергии между ними при $v^2(\varepsilon^*) / R^2 \nu_{e0}(\varepsilon^*) \gg \nu_{ee}(\varepsilon^*)$.

Связь между электронной температурой и глубиной потенциального барьера ε^* определяется, если учесть закон сохранения количества захваченных в потенциальную яму и покидающих ее медленных (с энергией ε^*) электронов. Для этого необходимо приравнять поток медленных электронов на стенку камеры (6) диффузионному потоку электронов в пространстве скоростей, пересекающих сферу с радиусом $v^* = \varepsilon^* / 2m_e$

$$\Gamma_{sl}^e = \frac{1}{R} \int_0^R 4\pi v^{*2} D_v(v^*) \left. \frac{\partial f_e}{\partial v} \right|_{v=v^*} r dr, \quad (7)$$

где $D_v(v^*) = \nu_{ee}(v^*) T_e / m_e = 4\pi e^4 n_e T_e \ln \Lambda / m_e^3 v^{*3}$.

В результате получим следующее трансцендентное уравнение относительно T_e :

$$\exp(-\varepsilon^* / T_e) (\varepsilon^* + \varepsilon_i) / \varepsilon^* = 2^{1/2} v_s r_b / R^2 \nu_{ee}, \quad (8)$$

где $\nu_{ee} = 20 n_e(0) T_e^{-3/2}$, плотность измеряется в см^{-3} , а температура — в градусах Кельвина.

Охлаждение электронного газа связано с работой электронов против электрического поля в объеме плазмы и в пристеночном слое. Энергия вырвавшихся из потенциальной ямы и уходящих на стенку электронов тратится на поддержание электрического поля, которое передает энергию ионам.

Остановимся на механизмах нагрева удерживаемых амбиполярным полем электронов. Эти электроны получают энергию при "рождении" в соответствии с томсоновским распределением, величина которой определяется последним выражением в левой части уравнения (5).

Необходимо различать столкновительный и бесстолкновительный высокочастотный нагрев электронов. Первый тип нагрева происходит в поле электронных ленгмюровских колебаний плазмы при соударениях электронов и нейтральных атомов с частотой ν_{e0} , а второй — благодаря коллективному ускорению в ВЧ поле, где роль эффективной частоты столкновений при взаимодействии волна-частица играет величина $\gamma_e \nu_{gz}$.

Ограничение амплитуды колебаний, бегущих вдоль пучка с фазовой скоростью $v_{\phi z} = v_b$, происходит на нелинейной стадии путем захвата электронов плазмы. При низкой плотности газа, когда выполняется неравенство

$$n_e/n_b < (v_b/v_{Te})^2 (m_b/m_e)^{1/2}, \quad (9)$$

нелинейность в динамике электронов плазмы наступает при меньшей амплитуде поля, чем нелинейность в динамике быстрых частиц пучка. Предполагается, что вплоть до точки захвата амплитуда колебаний растет экспоненциально согласно линейному инкременту неустойчивости. Выражение для максимального линейного пространственного инкремента гидродинамической пучковой неустойчивости ($v_{\phi z} = \omega_{pe}/k_z > v_{Te}$) при $\omega = \omega_{pe}(1 + k_z^2 v_{Te}^2/2\omega^2)$ имеет вид

$$\gamma_e = |\text{Im } k_z|_{\text{max}} = \begin{cases} \frac{3^{1/2}}{2^{4/3}} \frac{\omega_{bi}^2 \omega_{pe}^{1/3}}{v_b} \left(\frac{v_b}{v_{Te}} \right)^{2/3} & \text{при } \gamma_e > \nu_{e0}/v_{gz}, \\ \frac{\omega_{bi}}{v_b} \left(\frac{\omega_{pe}}{2\nu_{e0}} \right)^{1/2} & \text{при } \gamma_e < \nu_{e0}/v_{gz}, \end{cases} \quad (10)$$

где $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e/m_e)^{1/2}$, $\omega_{bi} = (4\pi e^2 n_b^\pm/m_b)^{1/2}$, групповая скорость одномерных колебаний $v_{gz} = v_{Te}^2/v_b \ll v_b$, $k_z \approx \omega_{pe}/v_b \gg k_\perp \approx 2/r_b \ln(R/r_b)$.

По аналогии с неустойчивыми во времени колебаниями [8,11] верхнее из этих выражений соответствует инкременту бесстолкновительной неустойчивости, а нижнее — диссипативной неустойчивости.

При распространении плотного ионного пучка в газе развивается бесстолкновительная неустойчивость и, согласно (5), (10), преимущество имеет коллективный нагрев электронов плазмы с эффективной частотой $\gamma_e \nu_{gz}$. Такой нагрев электронов плазмы электронным пучком во времени рассмотрен в [11]. Максимальное значение амплитуды потенциала колебаний при насыщении пучковой неустойчивости из-за нелинейности в динамике электронов плазмы равно $\tilde{\varphi}_{\text{max}} \approx m_e (v_b - v_{Te})^2/4e \approx m_e v_b^2/4e$. Соответственно в уравнение (5) необходимо подставлять амплитуду ВЧ поля $\tilde{E}_0 = k_z \tilde{\varphi}_{\text{max}}$.

Отметим, что в стационарном состоянии уровень колебаний в отсутствие диссипации оказывается в $(v_b/v_{Te})^{4/3}$ раз выше, чем при развитии во времени. Это связано с тем, что выход на стационар в пространственной задаче обеспечивается сносом колебаний со скоростью $v_{gz} \ll v_b$. При рассмотрении баланса энергии плазменных электронов для электронного [2] и ионного [3] пучков было положено $v_{gz} = v_b$, т.е. по существу учитывалось насыщение колебаний во времени. Кроме этого, для пучков с высокой плотностью частиц рассматривался столкновительный, а не коллективный нагрев электронной плазмы, при этом использовался инкремент бесстолкновительной неустойчивости.

Наконец, кулоновский нагрев электронов при столкновениях с ионами пучка ниже ВЧ нагрева, если для параметров ионно-пучковой плазмы выполняется условие

$$\min(\nu_{e0}/2; \gamma_e v_{gz}) > 16\nu_{be}. \quad (11)$$

В плотных ионных пучках доминирует коллективный ВЧ нагрев плазменных электронов.

В заключение этого раздела рассмотрим предел очень низких давлений газа, когда параметр $A \ll 1$ и нарушается неравенство (4), т.е. электронный газ становится бесстолкновительным. Электроны получают энергию от волны за время $1/\gamma_e v_{gz} \ll 1/\nu_{ee}$ и в амбиполярном режиме покидают плазму за время $\tau_e = R/v_s$, не сталкиваясь друг с другом. Направленная скорость электронов в тормозящем электрическом поле плазмы всегда много меньше их тепловой скорости. Согласно [8], в бесстолкновительной плазме при $u_e \ll v_{Te}$ поток электронов по-прежнему имеет гидродинамический вид (6). Поэтому для определения глубины потенциального барьера ε^* правомерно использовать уравнение баланса энергии электронов в приведенном виде (5), где необходимо положить столкновительный ВЧ нагрев равным нулю. Средняя энергия захватываемых в потенциальную яму электронов в этом случае описывается следующим выражением:

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^{\varepsilon^*} f_T(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon / \int_0^{\varepsilon^*} f_T(\varepsilon) d\varepsilon = \varepsilon_i \left[(1 + \varepsilon_i/\varepsilon^*) \ln(1 + \varepsilon^*/\varepsilon_i) - 1 \right]. \quad (12)$$

При пренебрежении тепловым движением в бесстолкновительной плазме нельзя ввести понятие температуры как средней энергии электронов. Тем не менее будем использовать как аналог T_e величину $\bar{\varepsilon}$ с коэффициентом 1, так как электроны совершают двумерное движение вдоль и поперек пучка.

Заключение

Определим стационарные параметры разреженной плазмы, когда плотность газа изменяется в пределах $2(10^{11} - 10^{13}) \text{ см}^{-3}$. Верхняя граница плотности газа определяется условием $\lambda_{i0} < R$. В расчетах для пучков обоих типов используем параметры пучка отрицательных ионов H^- , взятые из экспериментальной работы [7]: $I_b^- = 50 \text{ мА}$, $\varepsilon_b = 35 \text{ кэВ}$, $n_b^- \approx 1.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $r_b = 1.5 \text{ см}$, $R = 5 \text{ см}$, $\sigma_i^- = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

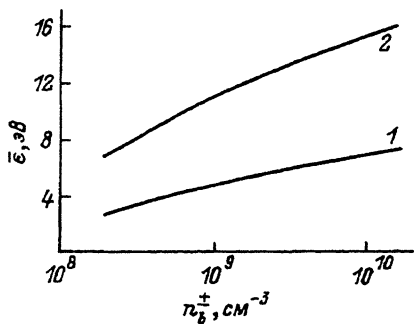


Рис. 1. Зависимость средней энергии электронов бесстолкновительной плазмы от плотности пучка.

1 — при $n_b^- \approx n_i$ и $n_{g1} = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$,
 2 — при $n_b^+ \approx n_e$ и $n_{g2} = 3.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

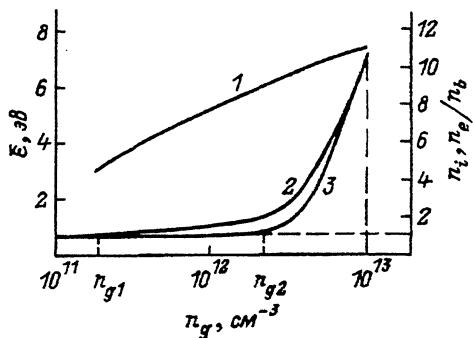


Рис. 2. Зависимость средней энергии электронов и плотности компонент бесстолкновительной плазмы от плотности газа.

1 — $\bar{\epsilon}$ в случае пучка H^- ; 2 — n_i/n_b ;
 3 — n_e/n_b ; $\epsilon^* = 6.7 \text{ эВ}$ и $n_e = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ при n_{g1} ; $\epsilon^* = 18.8 \text{ эВ}$ при n_{g2} .

Потенциал ионизации атомов аргона $\epsilon_i = 15.7 \text{ эВ}$ и сечение резонансной перезарядки медленных ионов на атомах $\sigma_{i0} = 10^{-14} \text{ см}^2$. Плотность электронов на оси пучка при $n_b^- \approx n_e$, когда $\sigma_{i0} n_g = 1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, определяется из условия $n_i(0) = 4n_w v_s^2 / v_{\phi \perp}$ [1].

Согласно (4), при умеренных плотностях пучка ($n_b^\pm < 10^{10} \text{ см}^{-3}$) в указанном диапазоне плотности газа плазма является бесстолкновительной. На рис. 1 и 2 представлены зависимости средней энергии электронов бесстолкновительной плазмы от плотности ионного пучка и газа, а также зависимость плотности компонент плазмы от плотности газа. При высокой плотности пучка ($n_b^+ \approx 1.7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $r_b = 0.15 \text{ см}$) и плотности частиц газа $n_g \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ необходимо учитывать электрон-электронные столкновения. Из уравнений (5) и (8) следует: температура электронов $T_e \approx 7 \text{ эВ}$ и глубина потенциальной ямы $\epsilon^* \approx 12 \text{ эВ}$.

Полученные результаты позволили сделать следующие выводы.

1. В плазме низкого давления величина амбиполярного электрического поля в случае стабильного пучка отрицательных ионов ($n_b^- \approx n_i \gg n_e$) значительно меньше величины поля для пучка положительных ионов ($n_b^+ \approx n_e \gg n_i$) и согласуется с численными расчетами [4].

2. Под действием поперечных ионных колебаний плазмы возрастает поток медленных ионов на стенку камеры, вследствие чего в неустойчивом пучке отрицательных ионов стационарное амбиполярное поле возрастает до величины поля в пучке положительных ионов.

Найденные параметры плазмы хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [7].

3. Рассчитанный поток медленных ионов на стенку камеры при учете НЧ колебаний плазмы совпадает с измеренным потоком. Соответствующий перепад стационарного потенциала на радиусе пучка отрицательных ионов совпадает с полученным в эксперименте.

4. При низкой плотности газа ($A \ll 1$) получено хорошее согласие расчетного значения средней энергии и экспериментального значения температуры электронов $T_e \approx 3 \text{ эВ}$ в пучке отрицательных ионов.

Имеет место следующее соотношение механизмов нагрева плазменных электронов.

5. Диссипативная неустойчивость и столкновительный ВЧ нагрев электронов происходят в ионных пучках с достаточно низкой плотностью частиц. С ростом плотности пучка основным каналом нагрева электронов становится коллективный нагрев.

6. В нестабильных ионных пучках с высоким уровнем флуктуаций кулоновский нагрев плазменных электронов при столкновениях с ионами пучка ниже ВЧ нагрева. Кулоновский нагрев становится эффективным каналом нагрева электронов в стабильных или нестабильных пучках с низкой плотностью частиц и неразвитой турбулентностью. При этом на длине системы амплитуда электронных ленгмюровских колебаний нарастает до величины, намного меньшей, чем величина амплитуды насыщения колебаний.

Список литературы

- [1] Удовиченко С.Ю. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 8. С. 104–112.
- [2] Аланакян Ю.Р., Штернов Н.П. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 3. С. 355–361.
- [3] Аланакян Ю.Р., Штернов Н.П. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 134–136.
- [4] Hooper E.V., Andersen O.A., Willmann P.A. // Phys. Fluids. 1979. Vol. 22. N 12. P. 2334–2335.
- [5] Афанасьев П.Н., Сеистунов Ю.А., Сидоров В.П., Удовиченко С.Ю. Препринт НИИЭФА им. Д.В.Ефремова. № В-0759. М., 1987.
- [6] Дьяченко В.Ф., Ходатаев К.В., Шагнова Е.В. Препринт ИПМ АН СССР. № 192. М., 1987.
- [7] Sherman J., Pitcher E., Stevens R., Allison P. // Proc. of Symp. on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams. Brookhaven, 1992. P. 686–694.
- [8] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.
- [9] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 48 с.
- [10] Сидоров В.П., Удовиченко С.Ю. // ВАНТ. Сер. Термоядерн. синтез. М., 1992. Вып. 4. С. 31–35.
- [11] Мишин Е.В., Ружин Ю.Я., Телегин В.А. Взаимодействие электронных пучков с ионосферной плазмой. Д.: Гидрометеиздат, 1989.