

Коллективные процессы в плазме, образованной ионным пучком в газе низкого давления

Важным фактором, определяющим транспортировку пучков заряженных частиц в газовой среде, являются коллективные процессы, связанные с возбуждением пучком спектра собственных колебаний плазмы, образованной в результате ионизации нейтральных атомов газа. Процесс возбуждения плазменных колебаний электронным и ионным пучками во многом идентичны. Поля плазменных колебаний так же, как стационарные пучково-плазменные поля, могут существенным образом влиять на динамику движения прецизионных пучков с малым фазовым объемом и малой угловой расходимостью. Под действием поля колебаний увеличивается разброс скоростей быстрых частиц и, следовательно, фазовый объем пучка. Исследование этого вопроса важно для прецизионных ионных пучков, получаемых из плазменных источников и транспортируемых в остаточном газе, натекаемом из источника. Прецизионные электронные пучки, как правило, получают из вакуумных источников, которые здесь не рассматриваются.

Кроме коллективного нагрева быстрых ионов под действием высокочастотных и низкочастотных колебаний плазмы может происходить динамическая декомпенсация объемного заряда соответственно пучков положительных и отрицательных ионов (электронов), т.е. изменяться условия их транспортировки. Особенно это обстоятельство сказывается на транспортировке сильнооточных компенсированных пучков.

4.1. Механизмы возбуждения и затухания колебаний плазмы

Теория взаимодействия радиально ограниченных пучков с плазмой без магнитного поля отсутствует, поэтому ограничимся квазиклассическим приближением или приближением геометрической оптики и рассмотрим развитие коротковолновых колебаний однородной плазмы, длина волны которых во много раз меньше характерного поперечного и продольного размеров системы. В этом приближении возмущения параметров плазмы и пучка представляются в виде бегущих волн и пропорциональны $\exp(-i\omega t + ik_{\perp} r + ik_z z)$, где k_{\perp} и k_z – составляющие волнового вектора поперек и вдоль пучка соответственно. Такое представление, однако, применимо и для крупномасштабных возмущений ($k_{\perp} r_b \approx 1$), имеющих наибольший инкремент и играющих основную роль в развитии пучково-плазменных неустойчивостей. Дисперсионные уравнения, описывающие развитие малых возмущений пучковой плазмы, являются решениями линеаризованной системы уравнений движения и непрерывности частиц плазмы и пучка, а также уравнения Пуассона для электрического поля.

Пучковые неустойчивости выражаются в раскачке колебаний плазмы, нарастающих и сносимых вдоль пучка. Поскольку пучковые неустойчивости являются конвективными, то линейные колебания в стационарных системах, когда не важна динамика их возбуждения, описываются решением дисперсионных уравнений относительно продольной составляющей волнового вектора k_z . Наиболее важными характеристиками линейных колебаний являются пространственный инкремент $\text{Im}k_z$ и характерный путь развития неустойчивости до насыщения колебаний на нелинейной стадии. Из сравнения длины раскачки колебаний с длиной установки можно получить критические параметры пучка, при которых возникает неустойчивость.

Далее рассматривается только гидродинамический режим пучковых неустойчивостей, в котором они развиваются наиболее быстро, и анализируются максимальные значения соответствующих инкрементов. Такой режим коллективного взаимодействия пучка с плазмой описывается гидродинамическим приближением и характеризуется тем, что тепловые скорости всех сортов частиц существенно отличаются от фазовых скоростей возбуждаемых колебаний, и развитие колебаний слабо зависит от вида функций распределения частиц по скоростям.

Для высокочастотных колебаний электронов плазмы, возбуждаемых быстрым ионным пучком ($v_b \gg v_{Te}$), в рамках геометрической оптики справедливо следующее дисперсионное уравнение

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 + 3 \frac{k^2 v_{Te}^2}{\omega^2} - i \frac{v_{eo}}{\omega} \right) = \frac{\omega_{bi}^2}{\left(\omega - k_z v_b \right)^2}, \quad (4.1)$$

где $\omega_{bi} = (4\pi n_b^\pm e^2/m_i)^{1/2}$; $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$ – электронная ленгмюровская частота, причем $\omega_{pe}^2 \gg \omega_{bi}^2$; v_{eo} – частота упругих столкновений электронов с нейтральным газом, удовлетворяющая условию $v_{eo} \ll \omega$. Возбуждаемые колебания являются одномерными с $k_z \gg k_\perp \gg 1/R$; R – радиус волновода.

В бесстолкновительной плазме ($\lambda_{eo} > R$) уравнение (4.1) описывает колебания, фазовая скорость которых, $\omega/k_z \approx v_b$, значительно больше тепловой скорости электронов плазмы v_{Te} и разброса скоростей ионов пучка v_{Tb} . Первое условие позволило пренебречь кинетическим эффектом затухания Ландау, связанного с разбросом скоростей электронов, а второе – считать ионный пучок холодным. В этом случае затухание колебаний и ограничение инкремента неустойчивости связано с учетом в рамках гидродинамического приближения теплового движения электронов и, следовательно, возникающего при колебаниях градиента плотности этих частиц.

Максимальным линейным пространственным инкрементом обладают электронные ленгмюровские колебания [4.1] с $\omega = \omega_{pe}$, $k_z = \omega/v_b + \delta k_z$, $\delta k_z \ll \omega/v_b$:

$$\gamma_{e1} = \text{Im} \delta k_z = -\frac{3^{1/6} \omega_{bi}^{2/3} \omega_{pe}^{1/3}}{2^{4/3} v_b} \left(\frac{v_b}{v_{Te}} \right)^{2/3}. \quad (4.2)$$

В плотной слабоионизованной плазме, когда имеет место неравенство $v_{eo} > (v_{Te} / v_b)^{4/3} \omega_{bi}^{2/3} \omega_{pe}^{1/3}$, затухание электронных колебаний обусловлено диссипацией их энергии благодаря передаче импульса электрона нейтральной частице при упругих столкновениях. При этом вкладом бесстолкновительного механизма диссипации в дисперсионное уравнение для электронных колебаний можно пренебречь. Максимальный инкремент неустойчивости достигается при $\omega = \omega_{pe}$ и равен

$$\gamma_{e2} = \text{Im} k_z = -\frac{\omega_{bi}}{v_b} \left(\frac{\omega_{pe}}{2v_{eo}} \right)^{1/2}. \quad (4.3)$$

Поскольку $\omega_{bi}^2 \ll \omega_{pe} v_{eo}$, то по-прежнему фазовая скорость колебаний близка к скорости пучка ($\omega \approx k_z v_b \gg \gamma_{e2} v_b$).

Кроме продольных высокочастотных колебаний ионный пучок возбуждает также низкочастотную ветвь продольных ионных ленгмюровских и ионно-звуковых колебаний плазмы, в которых электрическое поле направлено вдоль волнового вектора. Фазовая скорость этих колебаний лежит в пределах $v_{Ti} \ll \omega/k \ll v_{Te}$, где $k = (k_z^2 + k_\perp^2)^{1/2}$. Слабозатухающие ионно-звуковые колебания с фазовой скоростью v_s , согласно первому неравенству возможны лишь в сильно неизотермической плазме при $T_e \gg T_i$. Из-за сильного превышения скорости пучка над скоростью ионного звука v_s возбуждаемые низкочастотные колебания, распространяются поперек пучка, поскольку в них $E_\perp \gg E_z$ и $k_\perp \gg k_z$.

Ограничение инкремента колебаний происходит за счет их поглощения на резонансных частицах плазмы, скорость которых близка к фазовой скорости возмущений. В разреженной плазме более сильный механизм затухания, чем затухание Ландау на ионах плазмы, обусловлен поперечным бесстолкновительным выносом ионов плазмы из системы под действием статического электрического поля, т.е. конечного времени их жизни. С увеличением плотности газа время жизни ионов становится больше времени между их столкновениями с нейтральными атомами газа, и затухание колебаний определяется уже частотой столкновений.

В линейном приближении низкочастотные колебания плазмы, возбуждаемые быстрым ионным пучком ($v_b \gg v_{Te}$), в рамках

геометрической оптики и при $\omega \gg v_{io}$ описываются следующим дисперсионным уравнением:

$$1 + \frac{1}{k_{\perp}^2 r_{de}^2} \left(1 + i\sqrt{\pi/2} \frac{\omega}{kv_{Te}} \right) - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \left(1 - i \frac{v_{io}}{2\omega} \right) = \frac{\omega_{bi}^2}{(\omega - k_z v_b)^2}. \quad (4.4)$$

в котором, согласно стационарному уравнению движения (3.5), слагаемое, учитывающее столкновения ионов плазмы с нейтральными частицами, пропорционально $v_{io} / 2$. В случае бесстолкновительной плазмы вместо $v_{io} / 2$ необходимо использовать $3 / \tau_i$. Время жизни ионов квазинейтральной плазмы в условиях низкого давления газа, когда $n_i \approx n_b^-$, дается выражением $\tau_i \approx 2 r_b / Av_s$, где параметр A определен в параграфе 3.3.

Максимальным инкрементом ион-ионной неустойчивости обладают коротковолновые ($k_{\perp}^2 r_{de}^2 \gg 1$) ионные ленгмюровские колебания с частотой $\omega = \omega_{pi}$ и $k_{\perp} \gg k_z$, на развитие которых влиянием электронов можно пренебречь. В условиях $\omega_{bi}^2 \gg \omega_{pi}^2$ максимальный инкремент достигается при $\omega_{pi} \ll k_z v_b$ и равен [4.2]:

$$\gamma_{i1} = \text{Im}k_z = -\frac{\omega_{bi}}{v_b} \begin{cases} (\omega_{pi}/v_{io})^{1/2}, & \tau_i > 1/v_{io}, \\ (\omega_{pi}\tau_i/6)^{1/2}, & \tau_i < 1/v_{io}. \end{cases} \quad (4.5)$$

Первое выражение инкремента обусловлено затуханием раскачиваемых пучком колебаний на резонансных ионах плазмы при их столкновениях с нейтральным газом, а второе – затуханием, связанным с бесстолкновительным выносом ионов плазмы за пределы пучка. Для сравнения приведем значение инкремента, обусловленного затуханием нулевой радиальной моды колебаний из-за разброса ионов плазмы по тепловым скоростям:

$$\text{Im}k_z = - (2\pi)^{-1/4} \frac{\omega_{bi}}{v_b} \frac{\exp(a^2/4)}{a^{3/2}}, \quad (4.6)$$

где $a = \omega_{pi} / k_{\perp} v_{Ti}$. Это значение определяется из уравнения (4.4), в котором необходимо удержать член, связанный с тепловым движением ионов плазмы, в предположении $(\pi/2)^{1/2} a^3 \exp(-a^2/2) \gg 3/\omega_{pi}\tau_i, v_{io}/2\omega_{pi}$. Однако из-за малости ионной температуры указанное неравенство трудно выполнимо, и бесстолкновительным затуханием Ландау можно пренебречь. В общем случае минимальное значение из двух выражений (4.5), (4.6) определяет скорость развития пучковой неустойчивости.

Раскачка пучком длинноволновых ($k_{\perp}^2 r_{de}^2 \ll 1$) ионно-звуковых колебаний сопровождается их поглощением как резонансными ионами, так

и электронами плазмы. Затухание этих колебаний на резонансных электронах и ионах, скорость которых близка к фазовой скорости возмущений, обусловлено соответственно первым и вторым мнимыми слагаемыми в левой части уравнения (4.4). Если выполняется неравенство $(2\pi m_e/m_i)^{1/2} \ll v_{io}/\alpha^2 k_{\perp} v_s$, где $\alpha^2 = n_i/n_e$, то можно ограничиться учетом взаимодействия ионно-звуковых колебаний с ионами и не интересоваться вкладом электронов. В этом случае возбуждаемые с частотой $\omega \approx \alpha k_{\perp} v_s$ колебания ($k_{\perp}/k_z = v_b/\alpha v_s$) обладают инкрементом

$$\gamma_{i2} = -\frac{\omega_{bi}}{v_b} \left(\frac{\alpha k_{\perp} v_s}{v_{io}} \right)^{1/2} k_{\perp} r_{de}, \quad (4.7)$$

который значительно меньше γ_{i1} . Для бесстолкновительной плазмы в (4.7) частоту столкновений v_{io} необходимо заменить на $6/\tau_i$. В обратном случае, когда число резонансных электронов велико, справедливо следующее выражение:

$$\gamma_{i3} = -\frac{1}{(2\pi)^{1/4}} \frac{\omega_{bi}}{v_b} \left(\frac{v_{Te}}{\alpha v_s} \right)^{1/2} k_{\perp} r_{de}. \quad (4.8)$$

Отметим, что в плотной плазме $\alpha = 1$, так как $n_i \approx n_e \gg n_b^-$, а в разреженной плазме ($n_i \approx n_b^- > n_e$), $\alpha > 1$.

Раскачка электронных и ионных колебаний плазмы электронным пучком по своему физическому смыслу происходит так же, как и ионным пучком, и отличается лишь количественными соотношениями. Исключение представляет случай возбуждения электронных колебаний электронным пучком в разреженном газе, когда $n_b^e \approx n_i \gg n_e$, $\omega_{be}^2 \gg \omega_{pe}^2$. При этом колебания возбуждаются на частоте $\omega \ll k_z v_b$ с инкрементом, равным

$$\text{Im}k_z = -\left(\frac{\omega_{pe} \omega_{be}}{2\sqrt{3} v_{Te} v_b} \right)^{1/2}, \quad (4.9)$$

если выполнено условие $\omega_{be} v_{Te} / \omega_{pe} v_b \ll 1$.

Для пучково-плазменной системы, помещенной во внешнее продольное магнитное поле, определяются точные дисперсионные уравнения с учетом радиальной ограниченности системы, описывающие высокочастотную и низкочастотную неустойчивости [3.6, 4.3]. Пучок, полностью заполняющий цилиндрический волновод, возбуждает плазменные колебания, потенциал электрического поля которых $\tilde{\varphi} \sim \sim J_1(\mu_{ls} r/R) \exp(-i\omega t + i k_z z)$, удовлетворяет граничному условию $\tilde{\varphi}|_{r=R} = 0$, где μ_{ls} – корни функции Бесселя $J_1(\mu_{ls}) = 0$.

В условиях сильного магнитного поля, когда электроны плазмы замагничены ($\omega_{Be}^2 \gg \omega^2$), второе слагаемое в левой части дисперсионного уравнения для электронных колебаний (4.11) имеет вид: $-\omega_{pe}^2 k_z^2 / \omega^2 k^2 (1 - 3k_z^2 v_{Te}^2 / \omega^2)$. Неустойчивыми являются возмущения с $k_z \gg \gg k_\perp$, где k_\perp обозначает величину μ_{is} / R . В бесстолкновительной плазме максимальным инкрементом обладают электронные колебания при $\omega = \omega_{pe} k_z / k \approx k_z v_b$, равным [4.4]:

$$\gamma_{e1}^* = \gamma_{e1} \left(1 + \frac{k_\perp^2 v_b^4}{3\omega_{pe}^2 v_{Te}^2} \right)^{-1/3}. \quad (4.10)$$

Если плотность электронов плазмы удовлетворяет условиям $1 \ll \ll 3(\omega_{pe} / k_\perp v_b)^2 \ll (v_b / v_{Te})^2$, то $\gamma_{e1}^* < \gamma_{e1}$. Такой режим достигается при низкой плотности частиц пучка и газа. С ростом электронной плотности инкремент неустойчивости стремится к значению γ_{e1} . Степень замагниченности ионов пучка не оказывает влияния на развитие этих колебаний.

Когда замагничены электроны плазмы и ионы пучка, а ионы плазмы нет, и выполняются неравенства $\omega_{Be}^2 \gg \omega^2 \gg \omega_{Bi}^2 \gg \gg (\omega - k_z v_b)^2$, в правой части дисперсионного уравнения для ионных колебаний (4.4) появляется множитель k_z^2 / k^2 , а в слагаемом ω / kv_{Te} следует замена k на k_z . В условиях достаточно низкого давления газа ($n_i \approx n_b^- \gg n_e$) плотный ионный пучок, как и в случае без магнитного поля, может раскачивать ионные ленгмюровские колебания с $k_z \gg k_\perp$; $\omega \approx \omega_{pi} \ll k_z v_b$ и инкрементом (4.5). При увеличении давления газа, когда $n_i \approx n_b^- > n_e$, эти колебания возбуждаются на частоте $\omega_{pi} \approx k_z v_b$ и распространяются почти поперек пучка ($k_\perp = \mu_{is} / R \gg k_z$) Максимальный инкремент неустойчивости дается выражением [4.4]:

$$\gamma_{i1}^* = \gamma_{i1} \frac{\omega_{pi}}{k_\perp v_b}, \quad (4.11)$$

в котором плотность пучка должна удовлетворять соотношению $|\gamma_{i1}| < k_\perp$.

В условиях высоких плотностей газа и пучка, когда $n_e \leq n_b^-$; $n_e > n_b^-$ и $k_\perp^2 r_{de}^2 \ll 1$, возбуждаются только ионно-звуковые колебания с $\omega \approx \alpha k_\perp v_s$, которые затухают только на резонансных электронах плазмы. При этом величина инкремента неустойчивости в $(v_b / \alpha v_s)^{3/2}$ раз меньше по сравнению с соответствующим значением (4.8) в отсутствие магнитного поля.

В достаточно сильном магнитном поле при $\omega_{Bi}^2 \gg \omega^2$; $(\omega - k_z v_b)^2$, когда замагничены ионы пучка и плазмы, в ионном слагаемом левой части,

как и в правой части уравнения (4.4), добавляется множитель k_z^2/k^2 . Пучок может возбуждать только ионные ленгмюровские колебания, распространяющиеся только вдоль его оси ($k_z \gg k_\perp$) с частотой $\omega \approx \omega_{pi} k_z/k$ и с таким же инкрементом (4.5), как и в случае без магнитного поля. Степень замагниченности ионного пучка не оказывает влияния на развитие этой неустойчивости. В плотной газовой среде ($k_\perp^2 r_{de}^2 \ll 1$) ионно-звуковые колебания с частотой $\omega \approx k_z v_s$ сильно затухают на резонансных частицах плазмы.

Отметим, что для определения величины k_\perp в случае пучка, оторванного от металлической трубы, можно пользоваться выражением $k_\perp^2 \approx 2/r_b^2 \ln(R/r_b)$, где $R \gg r_b$.

Рассмотренные механизмы ограничения инкрементов пучковых неустойчивостей не приводят к изменению характера экспоненциального нарастания колебаний на линейной стадии их развития.

Кроме эффектов, связанных с динамикой плазменных ионов и их упругих столкновений с нейтральными атомами газа, на развитие колебаний могут оказывать влияние неупругие процессы, происходящие при столкновении быстрых ионов пучка с газом. Они могут приводить не только к уменьшению инкремента, но и к полной стабилизации неустойчивости. При высокой плотности газа из-за гибели ионов пучка в результате перезарядки зависимость амплитуды колебаний от расстояния вдоль оси пучка приобретает немонотонный характер.

При столкновении пучка положительных ионов с достаточно плотным газом происходит перезарядка ионов, в результате чего образуются быстрые нейтральные атомы, а плотность пучка падает вдоль оси: $n_b^+(z) = n_b^+(0) \times \exp(-\sigma_{01} n_g z)$, где σ_{01} – сечение перезарядки. Плотность же плазмы будет однородной, поскольку $n_i \gg n_b^+$, скорость пучка за счет столкновений с газом изменяется незначительно, плотность газа однородна, а ионизация газа производится ионами пучка и образованными быстрыми нейтралами, суммарное число которых постоянно вдоль оси пучка. Поэтому продольная неоднородность стационарных параметров системы входит только в уравнение непрерывности для частиц пучка. Учет этой неоднородности приводит к следующей зависимости инкремента низкочастотной неустойчивости (4.15) от расстояния вдоль оси z [4.5]:

$$\gamma_{i1}(z) = + \frac{3}{4} \frac{v_{10}}{v_b} - \frac{\omega_{bi}(0)}{v_b} \left(\frac{\omega_{pi}}{v_{io}} \right)^{1/2} \times \exp\left(- \frac{v_{10} z}{2v_b} \right), \quad (4.12)$$

где $v_{10} = \sigma_{10} n_g v_b$ – частота перезарядки иона на нейтральном атоме. Видно, что рост амплитуды колебаний происходит на начальном участке пути, затем при $z \geq z_{кр}$ инкремент меняет знак и амплитуда колебаний падает. При большой частоте перезарядки неустойчивость невозможна.

На рис.4.1 приведены зависимости амплитуды колебаний от давления газа, измеренные на различных расстояниях вдоль оси z . Видно, что при малых давлениях амплитуда колебаний нарастает в промежутке между зондами; при больших давлениях в этом же промежутке наблюдается уменьшение амплитуды.

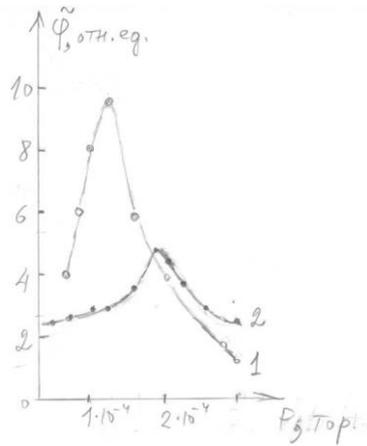


Рис.4.1. Зависимость амплитуды колебаний от давления газа: кривая 1 – $z = 2$ м., 2 – $z = 4$ м. Пучок ионов H_2^+ с энергией 25 кэВ и током 20 мА.

Характер возбуждения, развития и затухания ионных колебаний плазмы при учете неупругих процессов в пучке отрицательных ионов существенно отличается от случая пучка положительных ионов. В пучке отрицательных ионов в результате неупругих процессов помимо нейтральных атомов накапливаются быстрые электроны и положительные ионы. На основании решения линеаризованных гидродинамических уравнений движения и непрерывности компонент пучка и частиц плазмы, а также уравнения Пуассона можно говорить о том, что основной вклад в формирование потенциального поля поперечных колебаний плазмы вносит легкая компонента пучка – электроны [4.6]. Это утверждение справедливо для всей области дрейфового пространства пучка, исключая небольшую ее часть на входе в газовую среду, где электронная плотность пучка достаточно мала.

С ростом расстояния от входа в газовую среду увеличивается плотность электронов и ионов плазмы – это приводит к увеличению инкремента нарастания колебаний; затухание колебаний, связанное с неупругими процессами в пучке, существенно только вблизи входа в газовую среду [4.7]. В пучке же положительных ионов неупругий процесс – перезарядка и образование быстрых нейтральных частиц, а значит, уменьшение плотности пучка заряженных частиц вдоль направления распространения являются причиной затухания, приводящей на достаточно большом от входа в газовую среду к подавлению колебаний.

Следовательно, пучок отрицательных ионов является более активным источником возбуждения колебаний плазмы по сравнению с пучком положительных ионов.

4.2. Нелинейное ограничение амплитуды пучковой неустойчивости

Воспользуемся известными соображениями по механизмам ограничения амплитуды гидродинамической пучковой неустойчивости, связанными с захватом в колебания частиц пучка или плазмы. При этом предполагается, что вплоть до точки захвата амплитуда колебаний растет экспоненциально, согласно линейному инкременту неустойчивости. Величина амплитуды потенциала колебаний, при которой происходит захват резонансных частиц плазмы, определяется фазовой скоростью колебаний. Колебательные скорости компонент плазмы в электрическом поле ($\sim \cos \omega t$) частоты ω равны $\tilde{u}_{i,e} = (ek_{\perp,z} \tilde{\varphi}_{i,e} / \omega m_{i,e}) \sin \omega t$, а максимальный разброс скоростей, $\Delta \tilde{u}_{i,e} = 2ek_{\perp,z} \tilde{\varphi}_{i,e} / \omega m_{i,e}$, не должен превышать величину $(2e\tilde{\varphi}_{i,e \max} / m_{i,e})^{1/2}$. Отсюда $\tilde{\varphi}_{i,e \max} \approx m_{i,e} v_{\phi}^2 / 2e$, где $v_{\phi} = \omega / k_{\perp,z}$.

Нелинейность в динамике электронов плазмы наступает при их захвате полем возбуждаемых высокочастотных колебаний ($v_{\phi} \approx v_b$), когда

$$\tilde{\varphi}_{e1} \approx m_e (v_b - v_{Te})^2 / 2e \approx m_e v_b^2 / 2e. \quad (4.13)$$

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

$$\tilde{\varphi}_{e2} \approx \frac{m_{bi}}{2e} (\Delta v_b)^2 = \frac{m_{bi}}{2e} \frac{\gamma_{e1}^2 v_b^4}{\omega_{pe}^2}, \quad (4.14)$$

где $\Delta v_b = v_b - \omega / \text{Re} k_z \approx v_b \text{Im} \delta k_z / k_z$ - «отстройка» фазовой скорости неустойчивых колебаний от скорости пучка, m_{bi} - масса иона пучка. Меньшее из значений потенциалов $\tilde{\varphi}_{e1}, \tilde{\varphi}_{e2}$ определяет один из двух указанных механизмов ограничения амплитуды колебаний. При низких давлениях газа, когда $n_e < n_b^-$, хорошо выполняется условие

$$\frac{\tilde{\varphi}_{e1}}{\tilde{\varphi}_{e2}} = \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3} \left(\frac{n_e}{n_b^-} \right)^{2/3} \left(\frac{v_{Te}}{v_b} \right)^{4/3} < 1 \quad (4.15)$$

и нелинейность в динамике электронов плазмы наступает раньше, чем в динамике ионов пучка. Нелинейное взаимодействие ионного пучка с электронными колебаниями плазмы в этом режиме исследовано в экспериментальной работе [4.8]. С ростом давления газа, когда $n_e \gg n_b^-$, определяющим механизмом ограничения амплитуды колебаний становится нелинейность в динамике ионов пучка. Эффективность этого механизма возрастает при транспортировке ионного пучка в магнитном поле, при этом в (4.14) необходимо использовать величину инкремента неустойчивости γ_{e1}^* .

В условиях низкого давления газа нелинейное взаимодействие ионного пучка с электронными колебаниями плазмы отличается от аналогичного взаимодействия в электронном пучке. Особенность заключается в том, что в электрон-электронных системах нелинейность проявляется в динамике частиц пучка раньше, чем в динамике частиц плазмы [4.9], а в ионном пучке наоборот. Это положение следует и из неравенства (4.15), в котором m_i следует заменить на m_e .

При возбуждении пучком отрицательных ионов низкочастотных колебаний плазмы максимальная амплитуда потенциала достигается в условиях низкой плотности частиц пучка и газа, когда $r_{de} > r_b$. Ионы плазмы захватываются в продольные ионные ленгмюровские колебания, фазовая скорость которых $v_{\phi\perp} = \omega_{pi} / k_{\perp} \ll v_b$, и приводят к ограничению амплитуды потенциала на уровне [4.4]

$$\tilde{\varphi}_{i1} \approx \frac{m_i \omega_{pi}^2 r_b^2}{2e \mu_{01}^2} = \frac{2I_b^-}{\mu_{01}^2 v_b}, \quad (4.16)$$

где I_b^- - ток пучка. В слабом магнитном поле, когда замагничены ионы пучка, этот уровень также является определяющим, поскольку захват ионов пучка в колебания с частотой $\omega \approx k_z v_b$ должен происходить при большей амплитуде потенциала [4.4]:

$$\tilde{\varphi}_{i2} = \frac{m_b v_b^2 \gamma_i^{*2}}{2e k_z^2} \approx \tilde{\varphi}_{i1} \omega_{pi} \tau_i / 6 \gg \tilde{\varphi}_{i1}. \quad (4.17)$$

В условиях замагниченности ионов плазмы ограничение амплитуды потенциала будет происходить на меньшем уровне в результате захвата этих ионов в продольном к пучку направлении, поскольку $k_z > k_{\perp}$.

Нелинейность в динамике ионов плазмы, связанная с их захватом в ионно - звуковые колебания, наступает при амплитуде потенциала, меньшей $\tilde{\varphi}_{i1}$:

$$\tilde{\varphi}_{is1} \approx \frac{m_i \alpha^2 v_s^2}{2e} . \quad (4.18)$$

С ростом плотности бесстолкновительной плазмы ($n_i \approx n_e \gg n_b^-$) нелинейность в динамике ионов пучка проявится раньше, если $v_{Te} n_b^- / n_i < v_s$.

В пучке отрицательных ионов водорода с током $I_b^- = 15$ мА и энергией $W_b^- = 24$ кэВ при отсутствии компенсации объемного заряда радиальный перепад стационарного потенциала составляет $\Delta\varphi_b = I_b^- / v_b \approx 60$ В, максимальная амплитуда потенциала низкочастотных колебаний в случае $R = r_b$ равна $\tilde{\varphi}_{i1} \approx 21$ В, а высокочастотных колебаний $\tilde{\varphi}_{e1} = m_e v_b^2 / 2e \approx 14,6$ В.

4.3. Нелинейный коллективный нагрев ионов пучка

Важной характеристикой ионного пучка является его двумерный поперечный фазовый объем (нормализованный эмиттанс), независящий от энергии частиц :

$$\varepsilon \approx \frac{1}{c} \int_0^{r_b} \Delta v_{b\perp}(r) dr , \quad (4.19)$$

где $\Delta v_{b\perp}$ - разброс радиальных скоростей частиц пучка. Поскольку в отсутствие диссипативных сил фазовый объем пучка инвариантен, обычно считают, что величина ε определяется лишь температурой ионов в ионном источнике и радиусом плазменной границы. Однако в неустойчивой пучковой плазме коллективные процессы могут приводить к увеличению разброса поперечных скоростей и, следовательно, эмиттанса пучка.

Оценим возможное влияние регулярных колебаний плазмы на величину эффективного эмиттанса пучка. Именно эта величина, усредненная по периоду колебаний, измеряется в экспериментах. В данном случае разброс радиальных скоростей частиц пучка в (4.19) можно заменить амплитудой колебаний поперечной скорости. Величина эмиттанса, таким образом, должна нарастать вдоль направления распространения пучка до тех пор, пока нелинейные эффекты не приведут к ограничению амплитуды плазменных колебаний.

В общем случае в продольно неоднородной пучково-плазменной системе расстояние z_m , на котором происходит захват в колебания частиц пучка или плазмы, определяется выражением:

$\int_0^{z_m} \gamma_{i,e}^*(z) dz = \ln[\tilde{\varphi}_{i,e}(z_m)/\tilde{\varphi}_{i,e}(0)]$, где $\tilde{\varphi}_{i,e}(0) \approx 10^{-2}$ В - амплитуда

потенциала начальных плазменных колебаний на оси пучка. Когда радиальная скорость пучка $v_{b\perp}(r)$, обусловленная температурой ионов и кривизной плазменной границы в ионном источнике, значительно больше амплитуды поперечной скорости $\tilde{v}_{b\perp}(r)$ в поле нарастающих колебаний, а $\gamma_{i,e}^*$ слабо зависит от z , для величины нормализованного эмиттанса радиально ограниченного пучка в магнитном поле имеем [4.4]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{i,e \max} &\approx -\beta \int_0^{r_b} \int_0^{z_m} \frac{e}{m_b v_b^2} \frac{\partial \tilde{\varphi}_i(r,z)}{\partial r} dr dz \approx \\ &\approx \frac{\beta}{\gamma_{i,e}^*} \frac{e \tilde{\varphi}_{i,e}(0, z_m)}{2W_b^-} \left[1 - J_0(k_{\perp} r_b) \right], \end{aligned} \quad (4.20)$$

где $\beta = v_b/c$; W_b^- - энергия пучка; $\tilde{\varphi}_{i,e}(0, z_m)$ - максимальные амплитуды ионных и электронных ленгмюровских колебаний на оси пучка, представленные в параграфе 4.2. При получении выражения (4.20) использовалось уравнение радиального движения частиц пучка в поле колебаний, в котором учитывалась связь направленных скоростей с угловой расходимостью пучка: $v_{b\perp}/v_b = dr/dz$.

Формула (4.20) справедлива и для декомпенсированного пучка отрицательных ионов в отсутствие магнитного поля, который при низком давлении газа возбуждает самую крупномасштабную радиальную моду ионных колебаний плазмы. В рамках геометрической оптики рост эмиттанса в результате коллективного нагрева ионов радиально неограниченного пучка в поле высокочастотных колебаний дается выражением [4.10]:

$$\varepsilon_{e \max} \approx \frac{\beta}{2\gamma_{e1}} \frac{m_e}{m_{bi}}. \quad (4.21)$$

В условиях развитых колебаний, когда $\tilde{v}_{b\perp} > v_{b\perp}$, а также, когда начальный разброс поперечных скоростей отсутствует, имеем $\tilde{v}_{b\perp} = (2e\tilde{\varphi}_i/m_{bi})^{1/2}$ и

$$\varepsilon_{i,e \max} \approx \beta \left(\frac{e\tilde{\varphi}_{i,e}(0, z_m)}{W_b^-} \right)^{1/2} \int_0^{r_b} J_0^{1/2}(k_{\perp} r) dr. \quad (4.22)$$

Для ионного пучка с током $I_b^- = 15$ мА и энергией $W_b^- = 24$ кэВ, полностью заполняющего волновод, оценка эмиттанса по формуле (4.22) дает значение $\varepsilon_i \approx 1,4 \times 10^{-4} r_b$ см.рад.

Пучки отрицательных ионов транспортируют в разреженном газе для того, чтобы минимизировать его потери в результате перезарядки на молекулах газа. В этих условиях электронов плазмы настолько мало, что инкремент высокочастотной неустойчивости значительно меньше соответствующей величины в низкочастотной неустойчивости, и насыщение электронных колебаний происходит на большей длине транспортировки пучка.

Таким образом, в процессе транспортировки неустойчивого пучка отрицательных ионов в газовой среде величина нормализованного эмиттанса увеличивается преимущественно под действием ионных колебаний пучковой плазмы. Роль коллективного нагрева быстрых ионов возрастает по мере увеличения тока пучка. Это обстоятельство необходимо учитывать при расчетах динамики ионных пучков в инжекторах линейных и циклических ускорителей.

4.4. Электрическое поле в нестабильном компенсированном по заряду пучке

Стационарное электрическое поле в скомпенсированном по заряду стабильном пучке отрицательных ионов при низком давлении газа, когда рожденная пучком плазма является бесстолкновительной, выражается формулой (3.7). Величина этого поля значительно меньше величины поля для пучка положительных ионов и согласуется с численными расчетами стационарного состояния ионно-пучковой плазмы [3.1]. Соответствующая величина положительного перепада потенциала на диаметре пучка отрицательных ионов $\Delta\varphi \approx A^2 (3T_e / e)$, где $A \ll 1$. В нестабильном пучке отрицательных ионов со скомпенсированным объемным зарядом измеренный перепад потенциала значительно больше и составляет величину порядка T_e / e при уровне нестабильности тока пучка 4% [4.11]. На малом расстоянии от ионного источника в пучке отсутствуют большие статические и переменные поля, а также пульсации плотности отрицательных ионов. Однако с увеличением длины транспортировки в пучке возникают пульсации потенциала, амплитуда которых нарастает до значений, составляющих десятки процентов от потенциала полностью нескомпенсированного пучка. Наблюдаемое явление связано с пучковой ион-ионной неустойчивостью [4.12].

На ионы плазмы в быстро осциллирующем поле колебаний помимо стационарного амбиполярного поля действует еще и дополнительное постоянное электрическое поле, квадратично зависящее от амплитуды переменного поля. Поэтому в стационарное уравнение движения ионов плазмы (3.6), $r^{-1} d(r n_i u_{ir}^2) / dr = e n_i E_r / m_i$, необходимо добавить силу Миллера [4.13]. Максимальная величина соответствующего стационарного электрического поля, усредненного по периоду высокочастотных колебаний,

$$E_M = -\frac{e}{2m_i \omega^2} \frac{d\bar{E}_r^2}{dr} = -\frac{m_i}{8e} \frac{d(\omega^2 / k_{\perp}^2)}{dr} \approx \frac{T_e}{2er_b}, \quad (4.23)$$

согласуется со значением поля, определяемым из работы [4.11] при положительном перепаде потенциала на диаметре пучка отрицательных ионов $\Delta\varphi \approx T_e / e$. Здесь учтено то обстоятельство, что в условиях низкого давления газа ($A \ll 1$) заряд пучка полностью скомпенсирован ($n_b^- \approx n_i \gg n_e$), а наличие электронов приводит к тому, что в системе возбуждаются низкочастотные коротковолновые колебания ($k_{\perp} r_b \gg 1$; $k_{\perp}^2 r_{de}^2 \geq 1$). В [4.14] бегущая в радиальном направлении волна на частотах $\omega < \omega_{pi}$ была обнаружена экспериментально. В формуле (4.23) введены обозначения: $\bar{E}_r = k_{\perp} \tilde{\varphi}_0 \sin(k_{\perp} r)$; $\tilde{\varphi}_0 = \tilde{\varphi}_{\max} \approx m_i v_{\phi\perp}^2 / 2e$ - амплитуда потенциала насыщенных ионных колебаний при захвате в них ионов плазмы, $\tilde{\varphi}_0(r > r_b) = 0$. Фазовая скорость колебаний, $v_{\phi\perp} = \omega / k_{\perp}$, является медленно спадающей функцией поперечной координаты и при низком давлении газа достигает величины удвоенной скорости ионного звука (см. параграф 4.5).

С увеличением давления газа уменьшается фазовая скорость и амплитуда насыщенных ионных колебаний. Соответственно уменьшается электрическое поле (4.23), вызываемое нестабильностью ионного пучка. Одновременно растет стационарное амбиполярное поле плазмы (3.7), максимальная величина которого, $E_r(r_b) \approx 3T_e / er_b$, при $A \approx 1$ ($n_i = n_b^- + n_e \approx 2n_b^-$) выше максимальной величины поля (4.23) при низком давлении.

4.5. Баланс энергии и температура электронов плазмы в поле высокочастотных колебаний

Величина амбиполярного поля в скомпенсированных по объемному заряду пучках заряженных частиц пропорциональна температуре плазменных электронов, которая остается неопределенным параметром и берется из экспериментальных данных. Для определения электронной температуры необходимо систему гидродинамических уравнений

непрерывности (3.4) и движения (3.5), определяющих пространственную структуру и амбиполярное поле плазмы, замкнуть уравнением баланса энергии плазменных электронов [3.7, 3.8]

$$\int_0^{r_b} \left(\frac{1}{2} \frac{e^2 \tilde{E}_0^2}{m_e \omega^2} v_{eo} n_e + \gamma_e v_{gz} \frac{\tilde{E}_0^2}{4\pi} + 2W_b \frac{m_e}{m_b} v_{be} n_e + \int_0^{\varepsilon^*} f_T(\varepsilon) v_n n_b^k \varepsilon d\varepsilon \right) r dr = \int_0^R \frac{3}{2} \frac{m_e}{m_i} T_e v_{eo} n_e r dr + R \varepsilon^* \Gamma_e^{esc}(R). \quad (4.24)$$

В уравнении (4.24) приняты следующие обозначения: E_0 – амплитуда поля электронных ленгмюровских колебаний, γ_e и v_{gz} – пространственный инкремент и групповая скорость колебаний, W_b и m_b – энергия и масса частиц пучка, v_{be} – частота кулоновских столкновений частиц пучка с электронами плазмы, $\varepsilon^* = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 = e|(\Delta\varphi)_0| + e|(\Delta\varphi)_1| = T_e \ln [n_e(0)/n_e(R)]$; $(\Delta\varphi)_0$ и $(\Delta\varphi)_1$ – стационарный перепад потенциала в объеме плазмы и в заряженном слое на границе плазмы, Γ_e^{esc} – поток ранее захваченных в потенциальную яму и покидающих ее электронов, $f_T(\varepsilon) = \varepsilon_1 / (\varepsilon_1 + \varepsilon)$ – томсоновская функция распределения электронов по энергии при их «рождении», $\varepsilon_i = e\varphi_i$; φ_i – потенциал ионизации газа.

В уравнение баланса энергии включены следующие основные механизмы нагрева электронов плазмы: диссипация энергии электронных ленгмюровских колебаний, возбуждаемых пучком, парные кулоновские столкновения частиц пучка с электронами плазмы, ионизирующие столкновения частиц пучка и нейтральных частиц газа с отдачей избыточной энергии медленным электронам. Необходимо различать столкновительный и бесстолкновительный высокочастотный нагрев электронов плазмы. Первый тип нагрева происходит в поле плазменных колебаний при соударениях с частотой v_{eo} электронов и нейтральных частиц газа, а второй – благодаря коллективному ускорению в ВЧ поле, где роль эффективной частоты столкновений при взаимодействии волна – частица играет величина $\gamma_e v_{gz}$. При $\gamma_e v_{gz} > v_{eo}$ развивается бесстолкновительная высокочастотная неустойчивость пучка и преимущество имеет коллективный нагрев электронов плазмы. Такой нагрев электронным пучком во времени рассмотрен в [4.15]. Диссипативная неустойчивость и столкновительный высокочастотный нагрев электронов плазмы происходит в пучках с достаточно низкой плотностью частиц, транспортируемых в плотном газе. С ростом плотности пучка и уменьшением плотности частиц газа основным каналом нагрева электронов становится коллективный нагрев.

В нестабильных пучках заряженных частиц с высоким уровнем флуктуаций ВЧ нагрев электронов плазмы выше кулоновского нагрева, если

$$\min[\alpha(v_{eo}; \gamma_e v_{gz})] > v_{be}, \quad (4.25)$$

где частота кулоновских столкновений частиц пучка с электронами плазмы $v_{be} = 4\pi e^4 n_b^k \ln\Lambda / m_e^2 v_b^3$; $\ln\Lambda$ - кулоновский логарифм. Величина $\alpha = 1/16$, когда ограничение амплитуды ВЧ поля колебаний происходит путем захвата в них электронов плазмы, и $\alpha = (1/16)(\gamma_e v_b / \omega_{pe})^4 m_b / m_e$, когда доминирует нелинейность пучка. Кулоновский нагрев становится эффективным каналом нагрева электронов плазмы в стабильных пучка или нестабильных пучках с низкой плотностью частиц, в которых не происходит насыщение амплитуды ВЧ колебаний.

Потери энергии электронов связаны с упругими и неупругими столкновениями с нейтральными частицами газа и с уходом электронов из плазмы. При плотности газа $n_g \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ неупругими потерями можно пренебречь. Потери энергии в результате упругих столкновений с частицами газа превышают потери из-за диффузионного охлаждения, если

$$\frac{3m_e v_{eo} v_{io} R^2}{16\varepsilon^*} > 1. \quad (4.26)$$

Диффузионное охлаждение ранее захваченных и покидающих потенциальную яму электронов определяется последним интегралом в правой части уравнения (4.24) $\int_0^R e \Gamma_e^{esc}(r) E_r(r) r dr$. Оно обусловлено

работой электронов против электрического поля как в объеме плазмы, так и в пристеночном слое. Энергия вырвавшихся из потенциальной ямы и уходящих на стенку электронов тратится на поддержание электрического поля, которое передает энергию ионам плазмы.

В условиях $v_{ee} \gg v_{eo} m_e / m_i$ вырывающиеся из потенциальной ямы высокоэнергетичные электроны ($\varepsilon \geq \varepsilon^*$) имеют максвелловское распределение по скоростям и их диффузионный поток на стеку равен

$$\Gamma_e^{esc}(R) = n^* \left(\frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{T_e} \right), \quad (4.27)$$

где $n^* = v_n n_b^k r_b^2 / 2Rv_s$ - плотность квазинейтральной плазмы на границе с заряженным слоем. Скорость амбиполярного ухода заряженных частиц из квазинейтральной плазмы в слой, согласно критерию Бома, не меньше скорости звука, если слой является бесстолкновительным по ионной компоненте плазмы. В отсутствие тока на стенку при $\Gamma_e = \Gamma_i = v_n n_b^k r_b^2 / 2R$

величину перепада потенциала в заряженном слое определим, приравняв потоки Γ_e и Γ_e^{esc} :

$$(\Delta\varphi)_1 = \frac{T_e}{e} \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \gg (\Delta\varphi)_0. \quad (4.28)$$

Следовательно, диффузионное охлаждение, связанное с уходом электронов из потенциальной ямы за счет «хвоста» максвелловского распределения, в плотной плазме определяется в основном скачком потенциала у стенки, а температура электронов из совместного решения (4.24) и (4.28).

С уменьшением плотности плазмы (низкая плотность частиц пучка и газа) максвелловская функция распределения электронов по энергии искажается и имеет вид

$$f_e(\varepsilon) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \left[\exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_e}\right) - \exp\left(-\frac{\varepsilon^*}{T_e}\right) \right] \quad (4.29)$$

при $\varepsilon < \varepsilon^*$; $f_e(\varepsilon) = 0$ при $\varepsilon > \varepsilon^*$. Сильное обеднение «хвоста» максвелловской функции распределения обусловлено уходом высокоэнергетичных электронов из объема плазмы быстрее, чем перераспределение энергии между ними при $v^2(\varepsilon^*) / R^2 v_{eo} \gg v_{ee}$. Вследствие этого будет происходить уменьшение пристеночного скачка потенциала вплоть до $(\Delta\varphi)_0$, и диффузионное охлаждение в основном определяется работой электронов против сил амбиполярного поля в объеме плазмы.

Связь между электронной температурой и глубиной потенциального барьера устанавливается, если учесть закон сохранения количества захваченных в потенциальную яму и покидающих ее медленных электронов с энергией ε^* . Для этого необходимо приравнять поток медленных электронов на стенку камеры,

$$\Gamma_e^{esc}(R) = \Gamma_e(R) - \frac{1}{R} \int_0^{r_b} \int_{\varepsilon^*}^{\infty} v_n n_b^k f_T(\varepsilon) d\varepsilon r dr = \frac{v_n n_b^k r_b^2 \varepsilon^*}{2R(\varepsilon_i + \varepsilon^*)}, \quad (4.30)$$

диффузионному потоку электронов в пространстве скоростей, пересекающих сферу с радиусом $v^* = (\varepsilon^* / 2m_e)^{1/2}$:

$$\Gamma_e^{esc} = \frac{1}{R} \int_0^R 4\pi v^{*2} D_v(v^*) \left. \frac{\partial f_e}{\partial v} \right|_{v=v^*} r dr. \quad (4.31)$$

где $D_v(v^*) = v_{ee}(v^*) T_e / m_e = 4\pi e^4 n_e T_e \ln \Lambda / m_e^3 v^{*3}$; n_e определяется формулой (3.12).

В выражении (4.29) двойной интеграл представляет собой поток быстрых электронов Γ_e^f , которые возникли с энергией $\varepsilon > \varepsilon^*$ и в режиме

свободного пролета уходят на стенку; $f_T(\varepsilon) = \varepsilon_i / (\varepsilon_i + \varepsilon)$ – томсоновское распределение электронов по энергии при их «рождении», ε_i – потенциал ионизации нейтральной частицы газа. В условиях $K = v_{io} R / 2v_s \ll 1$; $K \ln(R/r_b) \ll 1$; $R \gg r_b$ имеем следующее трансцендентное уравнение относительно T_e :

$$\frac{\varepsilon^* + \varepsilon_i}{\varepsilon^*} \exp\left(-\frac{\varepsilon^*}{T_e}\right) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{v_H n_b^k r_b^2}{v_{ee} n_e(0) R^2}, \quad (4.32)$$

где $v_{ee} = 20n_e(0) T_e^{-3/2}$, плотность измеряется в см^{-3} , а температура в градусах Кельвина; $n_e(0) \approx n^*$. Если $K \gg 1$; то $n_e(0) \approx n^* K \ln(R/r_b)$ и правая часть уравнения (5.9) увеличивается в $2\ln^2(R/r_b)$ раз.

Температура электронов плазмы определяется из совместного решения уравнений (4.24) и (4.28), (4.32). На рис 4.2 представлены расчетные зависимости температуры электронов и плотности частиц плазмы на оси пучка отрицательных ионов от плотности частиц газа аргона [3.8], в которых использованы исходные параметры пучково-плазменной системы из экспериментальной работы [4.11].

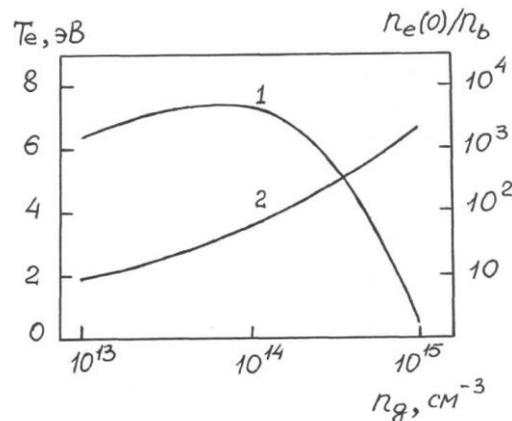


Рис.4.2. Зависимость параметров плазмы от плотности газа:
1 - температура электронов; 2 - плотность электронов
на оси, отнесенная к плотности пучка.

В бесстолкновительной плазме, когда направленная скорость электронов $u_{er} \ll v_{Te}$, поток электронов по-прежнему имеет гидродинамический вид (4.30). Для определения глубины потенциального барьера ε^* в уравнении баланса энергии электронов необходимо положить столкновительный ВЧ нагрев равным нулю. Средняя энергия захватываемых в потенциальную яму электронов в этом случае описывается следующим выражением:

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^{\varepsilon^*} f_T(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon / \int_0^{\varepsilon^*} f_T(\varepsilon) d\varepsilon = \varepsilon_i \left[\left(1 + \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon^*} \right) \ln \left(1 + \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon_i} \right) - 1 \right]. \quad (4.33)$$

При пренебрежении тепловым движением в бесстолкновительной плазме нельзя ввести понятие температуры как средней энергии электронов. Тем не менее можно использовать как аналог T_e величину $\bar{\varepsilon}$. На рис.4.3 и рис.4.4 показаны зависимости средней энергии электронов бесстолкновительной плазмы от плотности ионного пучка и газа [3.7], удовлетворяющие параметрам пучково-плазменной системы [4.11].

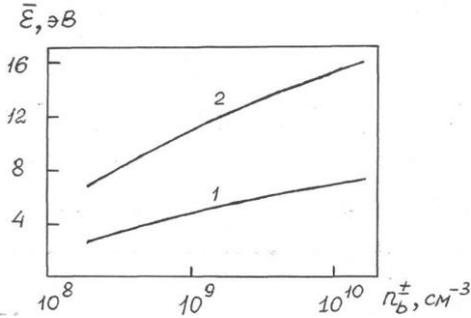


Рис. 4.3. Зависимость средней энергии электронов от плотности пучка: 1 – при $n_b^- = n_i$ и $n_{g1} = 2,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$; 2 – при $n_b^+ = n_e$ и $n_{g2} = 3,6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$

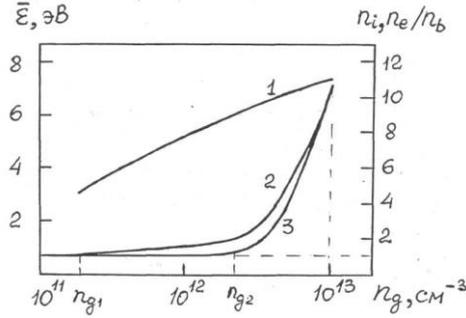


Рис.4.4. Зависимость средней энергии электронов и плотности плазмы от плотности газа: 1 - ε^- ; 2 - n_i/n_b^- ; 3 - n_e/n_b^- ; $\varepsilon^* = 6,7 \text{ эВ}$ при n_{g1} ; $\varepsilon^* = 18,8 \text{ эВ}$ при n_{g2}

4.6. Динамическая декомпенсация пучка отрицательно заряженных частиц

Под действием поперечных ионных колебаний увеличивается поток ионов плазмы на стенку камеры, вследствие чего в пучке отрицательных ионов стационарное самосогласованное поле возрастает до величины поля в пучке положительных ионов и дается выражением (4.23). Увеличение потока связано с захватом в колебания и выносом из пучка резонансных ионов плазмы со скоростью $v_{\phi\perp} \geq v_s$. Экспериментальные измерения [4.11] показывают, что величина потока ионов плазмы на границе пучка в три раза превышает его расчетное значение, полученное без учета колебаний плазмы. В общем виде ионный поток в объеме пучка можно представить следующим образом :

$$n_i(r)u_i(r) = An_b^- v_s r/r_b + n_1 v_{\phi\perp}, \quad (4.34)$$

где $A = n_g \sigma_i v_b r_b / 2v_s$. Поток $n_1 v_{\phi\perp}$ является константой интегрирования и связан с электрическим полем, создаваемым внешним источником – пучком. Отсюда плотность ионов плазмы, захватываемых в колебания, $n_1 = 2An_b^- v_s / v_{\phi\perp}$. С другой стороны, доля резонансных ионов, скорость которых близка к фазовой скорости колебаний, $\beta_i = n_1/n_b \approx (\text{Im}k_z)^2 / 2k_{\perp}^2$.

Основную роль в развитии низкочастотной неустойчивости играют крупномасштабные возмущения с $k_{\perp} r_{de} \approx 1$ на частоте $\omega = (n_b^- / n_e)^{1/2} k_{\perp} v_s / (1 + k_{\perp}^2 r_{de}^2)^{1/2}$, где $n_e \approx Av_s n_b^- / 2u_e$ – средняя по радиусу пучка плотность электронов; $u_e \approx u_i$ – направленная амбиполярная скорость плазмы. При увеличении длины волны падает инкремент, но возрастает фазовая скорость, и, следовательно, максимальная амплитуда колебаний, достигаемая в результате захвата ионов плазмы. С уменьшением длины волны имеет место обратная тенденция. В условиях эксперимента [4.11] по транспортировке ионного пучка H^- в газе аргона при $n_g \sigma_i \approx 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ имеем: $n_e / n_b^- \approx 1,2 \times 10^{-1}$; $k_{\perp} \approx 3,3 \text{ см}^{-1}$; $\text{Im}k_z / k_{\perp} \approx 0,58$, если плотность частиц пучка на оси в 5,7 раз больше средней плотности по радиусу. Фазовая скорость возбуждаемых ионных колебаний плазмы равна $2v_s$, а определяемая из (3.6) максимальная гидродинамическая скорость ионов при $n_i \approx n_b = \text{const}$ достигает величины $u_i = v_s / 2$.

Согласно уравнению (4.24), если $A < 1/6$, то $n_i(r_b) < n_b^-$ и наступает режим декомпенсации ионного пучка. Определяемая из этого условия величина критической плотности газа [3.20]

$$n_{gc} \approx \frac{v_s}{3\sigma_i v_b r_b} \quad (4.35)$$

хорошо согласуется с измеренным значением в [4.11].

Исследуем распределение плотности ионов плазмы и стационарного электрического поля вдоль и поперек цилиндрического пучка отрицательных ионов в условиях декомпенсации объемного заряда. В условиях $n_g < n_{gc}$ плотность плазменных электронов резко уменьшается: $n_e \approx Av_s n_b^- / u_e$; $u_e = (2e\Delta\phi / m_e)^{1/2}$, где $\Delta\phi$ – отрицательный перепад потенциала на радиусе пучка. Электронов настолько мало, что их дебаевский радиус r_{de} превышает радиус пучка r_b [4.14]. Поэтому электроны не могут экранировать даже самые длинноволновые возмущения, возможные в радиально ограниченной системе. Более того, как следует из [4.16], максимальным инкрементом обладает именно самая крупномасштабная мода ионных ленгмюровских колебаний – нулевая радиальная мода с $k_{\perp} = \mu_{01} / r_b$; $\mu_{01} = 2,4$.

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, найдем выражение для электрического поля (4.23):

$$E_M(r, z) = -\frac{e\mu_{01}^2 \tilde{\varphi}^2(0, z) dJ_1^2(\mu_{01} r/r_b)}{2m_i \omega_{pi}^2 r_b^2 dr}. \quad (4.36)$$

Решение уравнения Пуассона для поля в узком и длинном пучке ($d/dr \gg d/dz$) дает следующее распределение плотности ионов плазмы [3.20]:

$$n_i(x, z)/n_b^- \approx 1 - \frac{\mu_{01}^4 \tilde{\varphi}^2(0, z)}{32 \varphi_b^2} f_1(x), \quad (4.37)$$

где $\mu_{01}^4/32 \approx 1$; $x = \mu_{01} r/r_b$; $f_1(x) = x^{-1} dg_1/dx = 2[(J_0 - J_1/x)^2 - J_1^2(1-x^2)/x^2]$; $g_1 = x dJ_1^2/dx$; $f_1(0) = 1$; $\varphi_b = \pi e n_b^- r_b^2$ – потенциал пучка с однородной плотностью частиц в отсутствие компенсации заряда; Выражение (4.37) справедливо при $\tilde{\varphi}^2(0, z) \ll \varphi_b^2$. Когда же величина амплитуды потенциала в колебаниях сравнима с значением потенциала пучка, необходимо сделать замену f_1 на $f_2 = x^{-1} dg_2/dx$ $g_2 = g_1 [1 - f_1 \tilde{\varphi}^2(0, z)/\varphi_b^2]^{-1}$. Отсюда следует, полная декомпенсация на оси пучка, $n_i(0) \ll n_b^-$, происходит при $\tilde{\varphi}(0, z) = \varphi_b/\sqrt{2}$. Инкремент неустойчивости определяется не конечным временем жизни ионов плазмы, которое существенно возрастает в условиях отрицательного перепада потенциала на радиусе пучка, а бесстолкновительным затуханием Ландау [4.16, 4.17]. Причем в выражении для инкремента (4.6) вместо тепловой скорости ионов плазмы необходимо использовать некоторую эффективную скорость $v_{эфф} = (2e\tilde{\varphi}/m_i)^{1/2}$, которая определяется разбросом по поперечным энергиям в поле колебаний с амплитудой потенциала $\tilde{\varphi}$.

Распределения плотности ионов плазмы по радиусу пучка (4.37) для различных значений координаты z представлены на рис. 4.5. Видно, что в центральной области, плотность ионов плазмы меньше плотности отрицательных ионов, пучок находится в декомпесированном 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 [4.17].

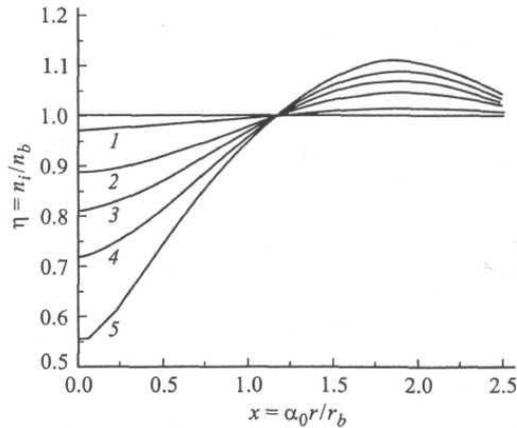


Рис. 4.5. Распределение плотности ионов плазмы по радиусу пучка для различных значений z :
1 — 50; 2 — 127; 3 — 132; 4 — 135; 5 — 138 см.

Как следует из (4.36), стационарный отрицательный перепад потенциала на радиусе пучка с изменением продольной координаты z остается меньше амплитуды потенциала в колебаниях. Поэтому даже при наличии потенциальной ямы возможен радиальный уход ионов плазмы с эффективной скоростью $v_{эфф} = (2e\tilde{\varphi} / m_i)^{1/2}$, которая при малой амплитуде возмущений меньше, а при высокой амплитуде (с ростом z) больше скорости ухода ионов в отсутствие колебаний: $u_i = Av_s n_b^- / n_i$. В результате нарастания стационарного отрицательного потенциала вдоль пучка, возникает интенсивный поток ионов плазмы в этом направлении, который в условиях заданной скорости рождения плазмы компенсирует уменьшение радиального потока при низкой амплитуде колебаний (малые z) [4.17].

Динамическая декомпенсация объемного заряда электронного пучка физически происходит так же, как декомпенсация пучка отрицательных ионов.

4.7. Нарастание объемного заряда вдоль пучка положительных ионов

Нарастание вдоль пучка стационарного положительного потенциала от величины амбиполярного потенциала (единицы вольт) до потенциала нескомпенсированного пучка (сотни вольт) обусловлено возбуждением пучком электронных ленгмюровских колебаний плазмы. Ограничение амплитуды электронных колебаний, бегущих вдоль пучка с фазовой скоростью $v_\phi \approx v_b$, будет происходить на нелинейной стадии, согласно (4.15), путем захвата электронов плазмы, начальная плотность которых при низком давлении газа $n_e \approx n_b^+$. Насыщение амплитуды линейно нарастающих вдоль пучка пространственных возмущений при этом

происходит на достаточно низком уровне : $\tilde{\varphi}_{e1} \approx m_e v_b^2 / 2e = 16,3 \text{ В}$ ($W_b^+ = 20 \text{ кэВ}$). Неустойчивый пучок выносит захваченные в колебания электроны из системы, приводя к декомпенсации объемного заряда. Для этого необходимо, чтобы характерный путь развития неустойчивости до насыщения был мал по сравнению с длиной системы L , а среднее время жизни электронов $\tau_e \approx 4 / \sigma_i n_g v_b$ заметно превышало время их ухода с пучком L / v_b .

Расстояние, на котором происходит захват электронов определяется из формулы

$$z_{зах}^e = \frac{1}{\gamma_{e1}} \ln \frac{m_e v_b^2}{2e \tilde{\varphi}_{oe}}, \quad (4.38)$$

где γ_{e1} - инкремент неустойчивости (4.2), $\tilde{\varphi}_{oe}$ - амплитуда начальных флуктуаций в плазме.

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

$$v_b \frac{dn_e^{зах}}{dz} = \eta n_g(z) n_b^+(r) \sigma_i v_b, \quad (4.39)$$

где $n_e^{зах} = n_e^0 - n_e^1(z)$; $n_e^0 = n_b^+$ - плотность электронов квазинейтральной плазмы в отсутствие колебаний; n_e^1 - плотность медленных электронов, не захваченных в колебания; $\eta = n_e^{зах} / n_e^0 = \gamma_{e1} / k_z$ - доля резонансных электронов, скорость которых близка к фазовой скорости колебаний, $k_z \approx \omega_{pe} / v_b$.

Выносимые вместе с волной электроны обуславливают избыточный положительный заряд в объеме пучка. Стационарное распределение потенциала декомпенсированного пучка определяется из уравнения Пуассона, в котором предполагается, что $d/dz \ll d/dr$ при $z \gg r_b$. В пучке с однородной плотностью частиц и резкой границей [4.19]

$$\varphi(r, z) = \frac{I_b^+}{v_b} \left(1 - \frac{r^2}{r_b^2} \right) \eta \sigma_i \int_{z_e^{зах}}^z n_g(z) dz, \quad (4.40)$$

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

4.8. Транспортировка пучков в условиях развитых колебаний плазмы

В нестабильных пучках в условиях развитых пучково-плазменных неустойчивостей происходит динамическая декомпенсация объемного заряда. Пучок положительных ионов становится нескомпенсированным по заряду, если амплитуда ленгмюровских электронных колебаний плазмы нарастает до величины, достаточной для захвата и выноса вторичных электронов с пучком. Стационарное электрическое поле растет вдоль такого пучка от величины амбиполярного поля квазинейтральной пучковой плазмы до поля полностью нескомпенсированного по заряду пучка. Его значение на радиусе пучка, согласно (4.40), определяется выражением: $E_r = 2I_b^+ \eta \sigma_i n_g (z - z_e^{zax}) / \dot{z}_0 r$.

Если поместить пучок во внешнее магнитное поле $B = B_0 \left(z / z_e^{zax} - 1 \right)^{1/2}$, квадрат величины которого нарастает вдоль координаты z по тому же закону, что и собственное электрическое поле, можно получить равновесный размер так называемого бриллюэновского пучка. Такое равновесное магнитное поле можно создать в цилиндрическом соленоиде с переменной плотностью намотки проводника с током: $n(z) = B(z)/I$, где $n(z)$ – число витков на единицу длины, I – ток в обмотке соленоида. Из уравнения огибающей, включающего собственное электрическое поле в режиме декомпенсации, следует уравнение для равновесного радиуса пучка положительных ионов:

$$\frac{\varepsilon^2}{r_0^3} - g(z)r_0 + \frac{k}{\gamma_0 r_0} \left[\frac{\eta \sigma_i n_g}{\beta_0^2} (z - z_0^{zax}) - 1 \right] = 0, \quad (4.41)$$

где $g(z) = \omega_B^2(z) / 4 \dot{z}^2 \gamma_0^2$ – параметр канала с переменной фокусировкой.

Решение (4.41) дает равновесный радиус пучка $r_0 = \varepsilon (\gamma_0 / k)^{1/2}$ и величину равновесного магнитного поля $B_0 = 4 \left(\eta \sigma_i n_g z_e^{zax} \right)^{1/2} I_b^+ / \varepsilon \dot{z}_0$.

В нарастающем магнитном поле соленоида можно улучшить транспортировку нестабильного компенсированного пучка, реализовав его равновесное состояние с нарастающим объемным зарядом вдоль направления распространения. Тем самым предотвращается распыление пучка в результате воздействия на него развитых колебаний плазмы.

Расчет динамики пучка отрицательных ионов в канале транспортировки в условиях пучково-плазменного взаимодействия проводился в [3.20] методом крупных частиц на основе решения уравнения движения в декартовой системе координат:

$$\frac{d^2x}{dz^2} = -\frac{eE_M(x)}{2W_b^-} - \frac{ev_b x_b G}{2W_b^-}, \quad (4.42)$$

в котором использовано распределение электрического поля декомпенсированного пучка (4.36). В процессе расчета динамики ионов на каждом шаге по координате вычислялась плотность ионов плазмы по формуле (4.37). На рис. 4.6. приведены огибающая стабильного пучка (при полной компенсации заряда) и траектории частиц нестабильного пучка, инжектированных на разных расстояниях от оси системы. Градиенты магнитного поля в четырех квадрупольях такие же, как и в случае полной компенсации заряда пучка (см. рис. 3.7). Видно, что в приосевой области пучка, где имеется отрицательно заряженный желоб, отрицательные ионы дефокусируются. И наоборот, периферийные частицы под действием самосогласованного пучково-плазменного поля движутся к оси пучка. В результате плотность частиц вблизи оси пучка убывает, а плотность периферийных частиц растет. Пучково-плазменное взаимодействие заметно влияет на динамические характеристики пучка на выходе из канала транспортировки. Для того, чтобы минимизировать поперечные размеры пучка и обеспечить требуемую сходимости отрицательных ионов к оси, необходима корректировка магнитного поля в квадрупольях и параметров пучково-плазменной системы.

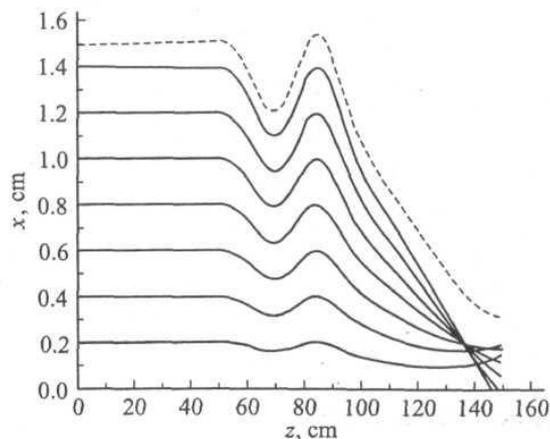


Рис.4.6. Траектории ионов пучка в условиях пучково-плазменного взаимодействия (сплошные кривые) и огибающая пучка с полной компенсацией заряда (штриховая кривая, соответствующая кривая 2 на рис. 3.7).

Представленные в 3 и 4 главах результаты могут быть использованы при решении проблемы транспортировки пучков заряженных частиц в газовой среде, связанной с реализацией стационарного состояния пучково-плазменных систем, равновесных конфигураций пучков во внешних и собственных полях и их устойчивостью. Такая проблема возникает при

формировании пучков заряженных частиц в различных инжекторных устройствах.

Список литературы

- 4.1. Габович М.Д., Лиситченко В.В., Ревьюк К.К. и др. Пространственное усиление электронных колебаний, возбуждаемых быстрым пучком положительных ионов. // Физика плазмы. 1980. Т.6. №5. С. 1069-1073.
- 4.2. Солошенко И.А. Пространственное усиление ионных колебаний плазмы, возбуждаемых быстрыми ионными пучками. // Физика плазмы. 1982. Т.8. №1. С. 103-110.
- 4.3. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. // М. : Энергоатомиздат. 1982.
- 4.4. Удовиченко С.Ю. К теории неустойчивости ионно-пучковой плазмы. // ЖТФ. 2007. №2. С.56 – 60.
- 4.5. Лиситченко В.В., Солошенко И.А., Циолко В.В. О механизмах затухания ионных колебаний плазмы, возбуждаемых быстрым ионным пучком. // Физика плазмы. 1982. Т. Т.8. №6. С. 1125-1131.
- 4.6. Сидоров В.П., Удовиченко С.Ю. Колебания плазмы и их влияние на динамику ионного пучка в инжекторе термоядерного реактора. // ВАНТ.Сер. Термоядерный синтез. 1989. №3. С. 60-65.
- 4.7. Сидоров В.П., Удовиченко С.Ю. Влияние неупругих процессов на развитие плазменных колебаний в инжекторе термоядерного реактора. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 1991. №2. С.69-74.
- 4.8. Габович М.Д., Солошенко И.А., Симоненко Л.С. Исследование нелинейного взаимодействия быстрого ионного пучка с электронами плазмы. // ЖЭТФ. 1972. Т.62. №4. С. 1369-1375.
- 4.9. Онищенко И.Н., Линецкий А.Р., Мациборко Н.Г. и др. К нелинейной теории возбуждения монохроматической волны электронным пучком. // Письма в ЖЭТФ. 1970. №8. С. 407-411.
- 4.10. Кацубо Л.П., Солошенко А.И. Влияние колебаний плазмы на поперечный фазовый объем ионного пучка. // ЖТФ. 1977. Т.47. №5. С.960 – 965.
- 4.11. Sherman J., Pitcher E., Stevens R., Allison P. H beam neutralization measurements in a solenoidal beam transport system. // Proc. Of the symposium on the production and neutralization of negative ions and beams. Brookhaven. 1992. P.686.
- 4.12. Габович М.Д., Джабаров Д.Г., Найда А.П. Эффект декомпенсации плотного пучка отрицательных ионов. // Письма В ЖЭТФ. 1979. Т.29. №9. С.536.

- 4.13. Голованивский К.С., Кузовников А.А. К эффекту сжатия положительного столба газового разряда неоднородным высокочастотным электрическим полем // ЖТФ. 1961. Т. 31. №7. С.890-892.
- 4.14. Габович М.Д., Симоненко Л.С., Солошенко И.А., Шкорина Н.В. Возбуждение ионных колебаний плазмы быстрым пучком отрицательных ионов. // ЖЭТФ. 1974. Т.67. №5. С 1710-1717.
- 4.15. Мишин Е.В., Ружин Ю.Я. Телегин В.А. Взаимодействие электронных пучков с ионосферной плазмой. // Ленинград: Гидрометеиздат. 1989.
- 4.16. Солошенко И.А. Пространственное усиление ионных колебаний плазмы, возбуждаемых быстрыми ионными пучками. // Физика плазмы. 1982. Т.8. №1. С. 103-110.
- 4.17. Джаббаров Д.Г., Найда А.П. Пространственное развитие неустойчивости плотного пучка отрицательных ионов в разреженном газе. // ЖЭТФ. 1980. Т.78. №6. С. 2259 – 2265.
- 4.18. Горецкий В.П., Найда А.П. Об условиях стабилизации ион-ионной неустойчивости пучка отрицательных ионов. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. №4. С.394-399.
- 4.19. Удовиченко С.Ю. К теории декомпенсации объемного заряда ионного пучка. // ЖТФ. 1994. Т. 64. № 8 . С. 104 – 112.