

01;04;10

ВЛИЯНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ИОННУЮ ШЛАНГОВУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

© С.В.Виноградов, С.С.Зазарова, М.Г.Никулин

Московский радиотехнический институт РАН,
113519 Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 30 ноября 1994 г.)

Теоретически исследуется влияние ионизационных процессов на развитие ионной шланговой неустойчивости релятивистского электронного пучка, распространяющегося в разреженном газе в режиме ионной фокусировки. Учитывается вклад ударной ионизации остаточного газа в канале электронами пучка и ионами канала, а также резонансной перезарядки ионов. Задача решается численно на нелинейной кинетической модели в параксиальном квазистатическом приближении в ленточной геометрии. Показано, что с ростом давления газа в канале затягивается линейная стадия неустойчивости, характеризующаяся максимальным инкрементом, вследствие чего насыщение амплитуды колебаний центра масс электронного пучка происходит на более высоком уровне, чем при низком давлении. Одновременно происходит уширение пучка и канала. Предполагается, что затягивание резонансной линейной стадии неустойчивости происходит по той причине, что в рассмотренных условиях умеренных амплитуд колебаний наработка ионов происходит в основном за счет ударной ионизации электронами, способствуя деформации ионного канала, согласованной с возмущением пучка.

Введение

Для поперечной фокусировки релятивистского электронного пучка (РЭП) в ускорительном тракте может использоваться плазменный канал, созданный самим пучком или внешним источником. При распространении пучка по такому каналу легкие плазменные электроны выталкиваются отрицательным пространственным зарядом головной части пучка, а оставшиеся на месте значительно более тяжелые положительно заряженные ионы обеспечивают транспортировку РЭП в так называемом "режиме ионной фокусировки" [1,2].

Существенные преимущества ионной фокусировки по сравнению с традиционной для ускорителей фокусировкой продольным магнитным

полем состоят в отсутствии в этом случае неустойчивости обрыва импульса и меньшей чувствительности силы фокусировки к энергии частиц благодаря корневой, а не линейной, как для магнитного поля, зависимости спада бетатронной частоты с ростом релятивистского фактора γ . Кроме того, ионная фокусировка принципиально дает возможность транспортировки релятивистских электронных пучков на значительные расстояния, технически недостижимые при магнитной фокусировке, требующей создания сильного магнитного поля в больших объемах.

Однако если за время прохождения пучка по каналу в режиме ионной фокусировки ионы успевают прийти в движение, то возможно развитие электронно-ионной (называемой часто просто ионной) шланговой неустойчивости, приводящей на нелинейной стадии к значительному отклонению и уширению пучка.

Впервые данная неустойчивость исследовалась теоретически в работах Будкера [3] и Чирикова [4], где было получено дисперсионное уравнение и найдены инкременты неустойчивости на модели жестких цилиндрических электронного и ионного пучков равного радиуса в резонансном и нерезонансном случаях.

В последние годы появилось большое число работ, посвященных транспортировке РЭП в режиме ионной фокусировки. Из теоретических выделим работу [5], в которой рассмотрены различные аспекты данной проблемы. В частности, получен инкремент ионной шланговой неустойчивости для цилиндрических пучков разного радиуса с гауссовским профилем плотности и на основе численного исследования с использованием модели распределенных масс [6] показано существенное уменьшение инкремента на нелинейной стадии неустойчивости, когда амплитуда колебаний становится сравнимой с радиусами пучков. Отметим также работу [7], в которой приводятся результаты численного исследования ионной шланговой неустойчивости на кинетической ленточной модели в электростатическом параксиальном приближении для релятивистского электронного пучка, инжектируемого в слой ионов. Рассмотрена эволюция поперечных возмущений такой системы во времени и вдоль траекторий электронов, изучено влияние на характер нелинейной стадии неустойчивости энергии электронов и степени зарядовой компенсации пучка, а также изгибов ионной дорожки, которые могут использоваться для поворота электронного пучка. Рассмотрены случаи непрерывной и импульсной инжекции пучка.

Из экспериментальных отметим работы [8,9], в которых выполнены исследования ионной шланговой неустойчивости в ионных каналах, созданных низковольтным электронным пучком в водороде, кислороде и азоте [8] и фотоионизацией триметиланилина излучением эксимерного лазера [9], а также проведено сопоставление с расчетами на модели распределенных масс [6] и на трехмерной кинетической модели [10].

Экспериментальные исследования в целом показали эффективность транспортировки электронных пучков с током $I = 1-10$ кА, энергией частиц $W = 1-50$ МэВ, длительностью импульса $\tau_i = 0.02-2.5$ мкс на расстоянии до 100 м при давлении $p = 7 \cdot 10^{-5} - 10^{-2}$ Тор в режиме ионной фокусировки в плазменных каналах, сформированных в различных газах.

Считается, что ограничения по давлению проистекают по следующим причинам. При низких давлениях плотности плазменного канала просто недостаточна для фокусировки пучка. При высоких давлениях, во-первых, происходит лавинная ионизация газа в головной части пучка плазменными электронами, выталкиваемыми полем пространственного заряда пучка, а во-вторых, сам пучок создает плазму за счет ударной ионизации остаточного газа. В результате с некоторого момента времени, скомпенсировавшись по заряду, пучок перестает выталкивать из своего объема плазменные электроны, что приводит к двухпоточковой пучково-плазменной неустойчивости, срывающей транспортировку РЭП. Ограничения сверху на давление фонового газа можно записать в виде

$$p < \mathcal{E}/\tau_i, \quad hI/a, \quad (1)$$

где \mathcal{E} [Тор · нс], h [Тор · см/кА] — размерные коэффициенты, зависящие от сорта газа.

Для азота, например, $\mathcal{E} \simeq 1$ Тор · нс, $h \simeq 0.1$ Тор · см/кА [5].

Плазмохимические процессы в остаточном газе могут оказать влияние на распространение РЭП в режиме ионной фокусировки и за счет других эффектов. В частности, при выполнении условия (1) ударная ионизация газа электронами пучка должна приводить к накоплению ионной компоненты в канале. В простейшем случае это даст увеличение погонной степени компенсации пучка и, согласно линейной теории [5], рост временного инкремента неустойчивости пропорционально корню шестой степени из плотности ионов. К аналогичному эффекту должна приводить ионизация остаточного газа ионами, набравшими энергию в поперечных колебаниях неустойчивого ионного канала. В более сложном случае изменение степени компенсации пучка, вызванное ионизацией канала, должно повлиять на радиальное равновесие пучка, что в свою очередь, как предполагается в [8], должно заметно сказаться на инкременте неустойчивости из-за изменения степени фазового перемешивания частиц.

Увеличение скорости развития неустойчивости по мере накопления ионов в канале показано в работе [11] на модели распределения масс, дополненной учетом ионизации газа электронами пучка и ионами канала, что авторы [11] связывают с уменьшением длины бетатронных колебаний РЭП по мере роста степени его зарядовой компенсации.

Другие механизмы воздействия наработки ионов могут быть связаны с изменением распределения плотности ионов в канале в результате ионизации газа пучком и ионами канала. Перезарядка ионов также должна повлиять на устойчивость пучка, поскольку фактически она должна приводить к торможению ионов, участвующих в колебательном движении неустойчивого ионного канала.

В предлагаемой работе развитая в [7] модель дополняется уравнениями химической кинетики, описывающими процессы ударной ионизации остаточного газа в канале релятивистскими электронами пучка и ионами канала, а также резонансной перезарядки, и исследуется влияние этих процессов на ионную шланговую неустойчивость РЭП, распространяющегося в режиме ионной фокусировки.

Показано, что с ростом давления газа в канале в рамках условия (1) затягивается линейная стадия ионной шланговой неустойчивости,

характеризующаяся максимальным инкрементом, вследствие чего насыщение амплитуды колебаний центра масс электронного пучка происходит на более высоком уровне, чем при низком давлении. Одновременно происходит уширение пучка и канала. Предполагается, что затягивание резонансной линейной стадии неустойчивости происходит по той причине, что в рассмотренных условиях умеренных амплитуд колебаний наработка ионов происходит в основном за счет ударной ионизации электронами, способствуя деформации ионного канала, согласованной с возмущением пучка.

Отмечается, что ввиду дестабилизирующего влияния ионизации фонового газа электронами пучка на шланговую неустойчивость РЭП, распространяющегося в режиме ионной фокусировки, газ в канале транспортировки должен иметь достаточно низкое давление, зависящее от свойств газа и характеристики пучка, причем это ограничение может оказаться более жестким, чем ограничения (1), обусловленные лавинной ионизацией плазменными электронами на фронте пучка и пучково-плазменной неустойчивостью.

Описание модели

Для исследования влияния плазмохимических процессов на развитие шланговой неустойчивости РЭП, распространяющегося в разреженном газе в режиме ионной фокусировки, воспользуемся моделью пучка и канала, развитой в работе [7], дополненной уравнениями химической кинетики для частиц, участвующих в процессе.

Рассматривается инжекция ленточного электронного пучка вдоль ленточного слоя ионов. Изучается эволюция во времени и в пространстве поперечных возмущений, вносимых в виде отклонений электронного пучка у инжектора. Используется параксиальное приближение, в котором продольная скорость электронов v_z считается постоянной, поперечные скорости частиц v_y — нерелятивистскими, продольное поле E_z — малым относительно поперечного поля E_y , длины волн возмущений λ — много большими амплитуд поперечных колебаний частиц Δy .

Численное моделирование проводилось методом крупных частиц, которые представляли собой тонкие бесконечно протяженные вдоль оси x пластины шириной $\Delta z = v_z \Delta t$ (Δt — величина шага по времени), несущие заряд с поверхностной плотностью $\sigma_k = q_k n_k d_k / N_k$ ($k = e, i$; q_k, n_k, d_k и N_k — заряд частиц, плотность, толщина слоя и число крупных частиц в сечении соответствующего компонента). Сила, действующая на данную крупную частицу со стороны остальных, находилась прямым суммированием (метод "частица-частица"). При этом использовались справедливые в параксиальном квазистатическом приближении выражения для сил парного взаимодействия между частицами в виде

$$f_{ne} = 2\pi\sigma_e \left[\frac{\sigma_e}{\gamma_e^2} \sum_{j=1}^{N_e} \frac{\text{sign}(y_{ne} - y_{je})}{\exp(\alpha|y_{ne} - y_{je}|)} + \sigma_i \sum_{l=1}^{N_i} \frac{\text{sign}(y_{ne} - y_{li})}{\exp(\alpha|y_{ne} - y_{li}|)} \right], \quad (2)$$

$$f_{mi} = 2\pi\sigma_i \left[\sigma_i \sum_{j=1}^{N_e} \frac{\text{sign}(y_{mi} - y_{ji})}{\exp(\alpha|y_{mi} - y_{ji}|)} + \sigma_e \sum_{l=1}^{N_i} \frac{\text{sign}(y_{mi} - y_{le})}{\exp(\alpha|y_{mi} - y_{le}|)} \right], \quad (3)$$

где f_{ne} и f_{mi} — силы, действующие на единицу поверхности соответственно n -й электронной и m -й ионной крупной частицы; y_{ne} и y_{mi} — пространственные координаты этих частиц; суммирование ведется по всем частицам, имеющим одинаковую продольную координату z .

В первой сумме (2) учтены силы магнитной самофокусировки электронов, ослабляющие их взаимное отталкивание; благодаря этим силам система может находиться в равновесии при условии

$$\gamma_e^{-2} < f < 1, \quad (4)$$

где $f \equiv Z_i n_i d_i / n_e d_e$ — погонная степень компенсации заряда пучка.

Экспоненциальные множители в (2), (3) включены с целью модельного учета ослабления силы взаимодействия между крупными частицами с ростом расстояния между ними, как это имеет место в случае цилиндрических пучков, но отсутствует в ленточной геометрии. Параметр α в экспонентах выбирался равным $0.2 \cdot d_e^{-1}$, чтобы на расстоянии d_e закон уменьшения силы взаимодействия двух частиц f_{12} с расстоянием между ними Δr_{12} был близок к закону $f_{12} \sim \Delta r_{12}^{-1}$, характерному для цилиндрического случая. Экспоненциальный закон был выбран только из соображений упрощения программы для ЭВМ и уменьшения времени счета.

Учет наиболее важных в рассматриваемых условиях плазмохимических процессов — ударной ионизации газа релятивистскими электронами пучка и ионами канала, набравшими достаточную энергию в колебательном движении при развитии неустойчивости, а также резонансной перезарядки этих ионов проводится в нашей модели следующим образом.

Для каждой макрочастицы пучка и ионного канала на каждый момент времени вычисляются вероятности этих процессов. В соответствии с вычисленной вероятностью с помощью датчика случайных чисел задается время рождения иона. Таким образом, в определенные моменты времени в игру включаются новые ионы (при ионизации электронным или ионным ударом) или уже существующие ионы теряют свою кинетическую энергию (при резонансной перезарядке).

Средние числа актов ионизации и перезарядки на шаге Δt по времени в зависимости от энергии электронов пучка и ионов канала выбирались в соответствии с работами [12,13]. Для водорода они имеют такие значения при электронной ударной ионизации

$$P_1 = 7 \cdot 10^{-3} \cdot p \Delta t, \quad \varepsilon_e = 0.3 - 20 \text{ МэВ}, \quad (5)$$

при ионной ударной ионизации

$$P_2 = p \Delta y_i \begin{cases} 2 \cdot 10^{-4} \cdot \varepsilon_i, & 14 \leq \varepsilon_i \leq 5 \cdot 10^4 \text{ эВ}, \\ 10, & 5 \cdot 10^4 < \varepsilon_i \leq 10^5 \text{ эВ}, \\ 10^6 / \varepsilon_i, & 10^5 \text{ эВ} < \varepsilon_i, \end{cases} \quad (6)$$

при резонансной перезарядке

$$P_3 = p \Delta y_i \varepsilon_i \begin{cases} 10^{-2}, & 200 \leq \varepsilon_i \leq 10^3 \text{ эВ}, \\ 20, & 10^3 \leq \varepsilon_i \leq 5 \cdot 10^4 \text{ эВ}, \end{cases} \quad (7)$$

где p — давление в Тор, ε_i — энергия ионов в эВ, Δy_i — смещение иона за шаг по времени Δt .

Ионная ударная ионизация и резонансная перезарядка имеют порог по энергии, поэтому эти процессы существенны только при больших энергиях ионов, т. е. при их больших поперечных смещениях, а значит, лишь на нелинейной стадии развития ионной шланговой неустойчивости.

Выбранная нами схема учета плазмохимических процессов позволяет принять во внимание локальные изменения распределения плотности и поля скорости ионов в канале транспортировки электронного пучка, которые могут сыграть существенную роль в развитии ионной шланговой неустойчивости.

Уравнения движения частиц решались методом "предиктор-корректор" четвертого порядка. Поперечные температуры электронного потока у инжектора в любой момент времени и ионного канала в начальный момент времени нулевыми, а плотности лент в начальный момент — постоянными по сечению. Пучок инжектировался параллельно ионному каналу со смещением Y_{oe} , много меньшим толщины пучка d_e .

Результаты расчета

Расчеты были проведены для пучков и каналов с параметрами, менявшимися в широких диапазонах, и позволили выделить ряд общих эффектов, которые представлены на рис. 1-3 для пучка электронов с релятивистским фактором $\gamma_e = 10$, плотностью $n_e = 3.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, толщиной $d_e = 1 \text{ см}$ и канала из однократно ионизованного молекулярного водорода с плотностью $n_i = 7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, толщиной $d_i = 0.5 \text{ см}$, который обеспечивал начальную степень компенсации заряда пучка $f_o = 0.1$.

На рис. 1 показаны зависимости максимальных смещений центров масс сегментов электронного пучка Y_{me} и ионного канала Y_{mi} , достигаемых ими при прохождении камеры длиной $L = 27 \text{ м}$ при давлении

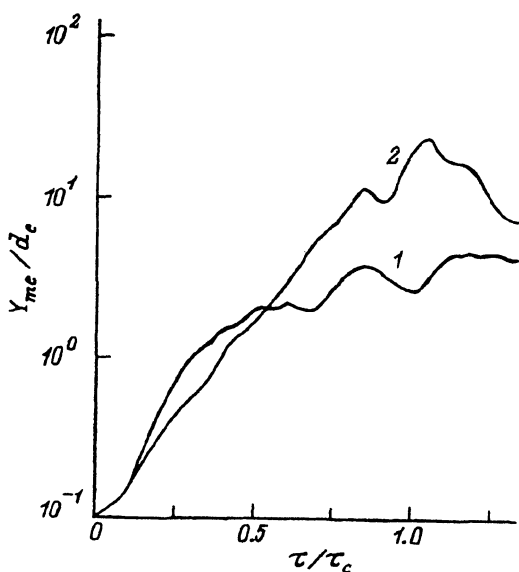


Рис. 1. Максимальное смещение центров масс пучка Y_{me} на дистанции $L = 27 \text{ м}$ в зависимости от τ .

остаточного газа в камере $p = 0$ (кривая 1) и $1.5 \cdot 10^{-2}$ Тор (кривая 2), в зависимости от величины $\tau = t - z/v_z$ — отставания по времени данного сегмента от фронта пучка. По наклону начального участка кривых на рис. 1 можно судить о линейном инкременте ионной шланговой неустойчивости, который в [8] определен как безразмерная величина G , входящая в экспоненциальную зависимость максимального смещения Y_{me} от переменной τ ,

$$Y_{me} = Y_{oe} \exp(2\pi G\tau/\tau_c), \quad (8)$$

где τ_c — характерное время эволюции ионного канала, за которое в [8] принимается период малых колебаний ионного канала в поле электронного пучка в модели жестких цилиндров.

В нашем случае ленточных пучков, как нетрудно показать,

$$\tau_c = 2\pi \left(\frac{m_i}{4\pi n_e Z_i e^2} \right)^{1/2} \left(\frac{d_i}{d_e} \right)^{1/2\theta(d_i - d_e)} \quad (9)$$

Здесь $\theta(x) = 1$ при $x \geq 0$ и $\theta(x) = 0$ при $x < 0$. Для выбранных выше параметров по формуле (9) $\tau_c = 0.11$ мкс. Отметим, что для лент равной толщины величина τ_c в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем для цилиндров равного радиуса, соответственно уменьшается и величина инкремента G . Размерный временной (по τ) инкремент неустойчивости $\delta_\tau = 2\pi G/\tau_c$, согласно (8), (9), не зависит от числа ионов в канале, а следовательно, не должен меняться при наработке ионов.

Анализ рис. 1 показывает, что в отсутствие остаточного газа (кривая 1) линейная стадия неустойчивости заканчивается при $\tau \simeq 0.5\tau_c$, а при давлении газа $p = 1.5 \cdot 10^{-2}$ Тор (кривая 2) она затягивается до момента $\tau \simeq 0.7\tau_c$. При этом линейный инкремент неустойчивости в обоих случаях примерно одинаков и равен $G = 0.25 \pm 0.05$. В результате насыщение амплитуды колебаний на нелинейной стадии происходит на уровне $Y_{me}/d_e \simeq 10$, тогда как при $p = 0$ в нашем расчете и при низком давлении $p = 7 \cdot 10^{-5}$ Тор для водорода в эксперименте [8] колебания насыщались на уровне $Y_{me}/d_e \simeq 3$.

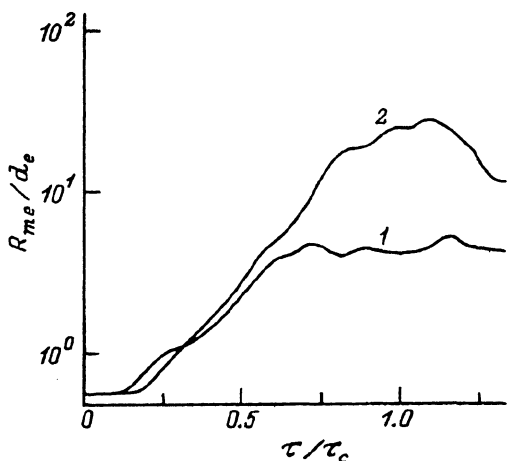


Рис. 2. Максимальная среднеквадратичная толщина пучка R_{me} в зависимости от τ .

$p = 0$ (1), $1.5 \cdot 10^{-2}$ Тор (2).

Увеличение амплитуды смещения центра масс при наработке ионов сопровождается ростом поперечного размера пучка, что отчетливо видно из рис. 2, на котором представлены зависимости максимальных значений среднеквадратичной толщины пучка R_{me} от t для различных давлений p .

Наиболее вероятная причина затягивания линейной стадии неустойчивости состоит в том, что в рассмотренных условиях умеренных амплитуд колебаний наработка ионов идет в основном за счет ударной ионизации электронами, способствуя деформации ионного канала, согласованной с возмущением пучка. Это подтверждается анализом расчетных данных о вкладе различных механизмов наработки ионов, а также сопоставлением рис. 1 с рис. 3, на котором представлены смещения центров масс пучка Y_e и канала Y_i в зависимости от дистанции z для давления $p = 0$ (а) и $1.5 \cdot 10^{-2}$ Тор (б). Для сегментов пучка, отстающих от головы пучка на время $t > 0.6\tau_c$, при $p = 0$ происходят расфазировка в пространстве и замедление роста колебаний (рис. 1, кривая 1, рис. 3, а), тогда как при $p = 1.5 \cdot 10^{-2}$ Тор (рис. 1, кривая 2, рис. 3, б) электронный пучок как бы подстраивает под себя канал, затягивая линейную (резонансную) стадию неустойчивости, и амплитуда колебаний продолжает расти.

Расчеты показали также, что ввиду порогового характера зависимости ионной ударной ионизации и резонансной перезарядки от энергии ионов эти процессы последовательно включались в игру только при достаточно больших амплитудах поперечных смещений ионов, оказывая соответственно меньшее влияние на развитие ионной шланговой неустойчивости, чем ударная ионизация газа электронами пучка. Однако они могут сыграть ключевую роль при неустойчивости прерывистого пучка, меняя структуру ионного канала в паузах между банчами.

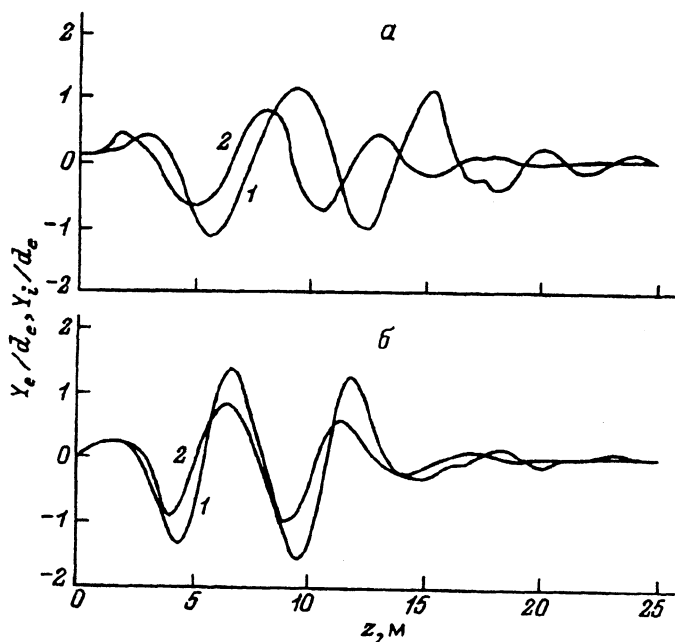


Рис. 3. Смещение центров масс пучка Y_e (1) и канала Y_i (2) в зависимости от координаты z в момент $t = 0.09$ мкс.

Заключение

На основании представленных выше результатов можно предложить следующую картину влияния ионизационных процессов в окружающем газе на развитие шланговой неустойчивости РЭП, распространяющегося в режиме ионной фокусировки.

При умеренных амплитудах колебаний электронного пучка и ионного канала, когда основным фактором можно считать ионизацию фонового газа электронами пучка, а ионная ударная ионизация и резонансная перезарядка играют относительно малую роль, наработка ионов идет в тех местах, где присутствует электронный пучок. Тем самым производится деформация ионного канала, согласованная с возмущением электронного пучка. При этом ослабляется расстройка, вызванная увеличением амплитуды и длины волны возмущения РЭП на нелинейной стадии, приводящая к насыщению колебаний. В результате затягивается резонансная линейная стадия неустойчивости и насыщение амплитуды колебаний происходит на более высоком уровне, сопровождаясь заметным расширением пучка и канала.

Включение в игру ионной ударной ионизации и перезарядки возможно при больших амплитудах колебаний. Роль этих процессов может быть существенной при неустойчивости прерывистого пучка, когда они будут менять структуру канала в паузах между банчами.

Таким образом, разреженный газ, в котором внешним источником или самим пучком проложен ионный канал, обеспечивающий транспортировку РЭП в режиме ионной фокусировки, должен иметь достаточно низкое давление, зависящее от свойств молекул газа и характеристик пучка, причем это ограничение по давлению может оказаться более жестким, чем ограничения, обусловленные лавинной ионизацией газа на фронте пучка плазменными электронами и пучково-плазменной неустойчивостью.

Список литературы

- [1] Briggs R.J., Clark J.C., Fessenden T.J et al. // Proc. 2nd Intern. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Cornell U.P.; Ithaca; New York, 1977. Vol. 1. P. 319.
- [2] Prono D.S., Caporaso G.J., Cole A.G. et al. // Phys. Rev. Let. 1983. Vol. 51. N 9. P. 723-726.
- [3] Буджер Г.И. // Атомная энергия. 1956. Т. 1. № 5. С. 9-19.
- [4] Чуриков Б.В. // Атомная энергия. 1965. Т. 19. № 3. С. 239-244.
- [5] Buchanan H.L. // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 221-231.
- [6] Lee E.P. // Phys. Fluids. 1978. Vol. 21. N 8. P. 1327-1343.
- [7] Nikulin M.G., Vinogradov S.V. // IEEE Trans. XIV Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Santa Fe; New Mexico (USA), 1990. P. 742-747.
- [8] Lipinski R.J., Smith J.R., Shokair I.R. et al. // Phys. Fluids (B). 1990. Vol. 2. N 11. P. 2764-2778.
- [9] Smith J.R., Shokair I.R., Struve K.W. et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1991. Vol. 19. N 5. P. 850-854.
- [10] Shokair I.R., Wagner J.S. // SNL Report N SAND87-2015.1987.
- [11] Владыко В.В., Рудяк Ю.В. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 5. С. 623-628.
- [12] Olson C.L. // Phys. Rev. 1975. Vol. A11. N 1. P. 288-296.
- [13] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.