

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА В СИЛЬНОТОЧНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЛИНЗЕ

А.М.Завалов, В.Н.Горшков, А.А.Гончаров

Институт физики Национальной академии наук Украины

03039, Украина, Киев, проспект Науки, 46

тел. (044) 265-23-29, zavalov_a@ukr.net

Приводятся результаты компьютерного моделирования процесса установления стационарных состояний в сильноточной электростатической плазменной линзе, плазменная среда которой образуется широкопертурным ионным пучком и электронами вторичной ионно-электронной эмиссии. В математической модели учитывались конкретные параметры плазменной линзы, используемой в экспериментах. Установлено образование в объеме ПЛ слоистой электронной структуры, определяемой неоднородным характером распределения внешнего потенциала на электродах-фиксаторах и изолирующего магнитного поля.

Электростатическая плазменная линза (ПЛ) (рис.1) состоит из системы коаксиальных цилиндрических электродов (центральный с максимальным потенциалом, крайние – заземлены) радиуса R , погруженных во внешнее магнитное поле, конфигурация силовых линий которого может создаваться как традиционными катушками с током, так и набором постоянных магнитов [1]. Поток ионов, входящий в линзу, отклоняется к оси системы под действием радиальной компоненты электрического поля

$$\mathbf{E} = -\text{grad}\phi$$

, заряд пучка компенсируется электронами, выбиваемыми самим ионным пучком с электродов линзы, за счет вторичной ионно-электронной эмиссии. В силу замагниченности электронов их поперечное движение оказывается затруднительным, в то время как подвижность вдоль силовых линий изолирующего магнитного поля сохраняется высокой. Это приводит к эквипотенциализации силовых линий, предсказанной впервые А.И. Морозовым [2,3]. При этом электроны имеют возможность транспортировать потенциал заземленных электродов на ось и, таким образом, вводить существенное, определяемое разностью потенциалов $U(0, R) - U(0, 0)$ надтепловое электрическое поле в объем фокусируемого пучка. При выборе оптимального распределения потенциала и структуры магнитного поля для эффективной безаберрационной фокусировки ионных пучков с различными параметрами необходимо понимание закономерностей образования объемного заряда.

Численные эксперименты для исследования рабочих режимов плазменной линзы проводились методом частиц в ячейке для бесстолкновительной плазмы [4]. Плотность тока эмиссии электронов с поверхности электродов линзы считалась однородной αJ_i (α - коэффициент эмиссии, J_i - плотность потока ионов на входе линзы). Начальные энергии электронов равномерно распределены в интервале 6...10 эВ, углы вылета относительно нормали к поверхности электродов находятся в промежутке от 0 до 70 градусов. Через каждый интервал времени $\Delta T = 7 \times 10^{-11} \text{ с}$ в линзу запускалось N "новых" частиц с зарядом q и массой m .

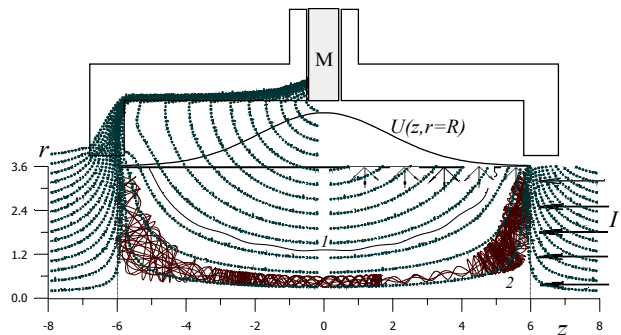


Рис.1. Схема плазменной линзы

Величины N , ΔT и q удовлетворяют соотношению $Nq/\Delta T = \alpha J_i S_e$, где S_e - площадь зоны эмиссии. Начальные данные для каждой частицы разыгрывались с помощью датчиков случайных чисел. Движение частиц описывается уравнением

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}]),$$

\mathbf{v} - скорость электронов.

Уравнение движения решалось с шагом $\Delta t \ll \Delta T$. Через время ΔT по координатам всех частиц методом «облака в ячейке» [4,5] вычислялось распределение плотности пространственного заряда электронов. Распределение объемного заряда ионов считалось однородным и соответствующим заданным энергии ионов и плотности тока J_i . По распределению суммарного объемного заряда $\rho(z, r)$ рассчитывалось поле потенциала $U(z, r)$. Поскольку потенциал задан только на электродах линзы, то строилась следующая процедура его определения. Из системы уравнений

$$U(\mathbf{r}_i) = \iint_S \frac{\sigma(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}'|} dS' + \iiint_V \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}'|} dV$$

$U(\mathbf{r}_i)$ - потенциалы электродов в точках с радиус-векторами \mathbf{r}_i , интегралы вычисляются по поверхности электродов и объему линзы. Находилось распределение поверхностной плотности заряда на элект-

тродах, заданного в виде дискретного множества σ_k . После этого правая часть вычислялась для узлов r_{ik} пространственной сетки объема линзы. Затем возобновлялся расчет движения частиц в скорректированном электрическом поле и производился запуск новой группы частиц эмиссии. И т.д. до установления самосогласованного с движением электронов квазистационарного распределения потенциала в линзе. В стационарном состоянии число частиц в объеме линзы составляло $(1.5 - 3) \times 10^6$. Убыль их определяется уходом из расчетной области. Расчеты были проведены для различных распределений потенциала на электродах линзы. Вид этого распределения задавался функцией $f(z) = U(z, R)/U(0, R)$.

На рис.2 приведено распределение объемного заряда в случае гауссовой зависимости от переменной z потенциала на электродах.

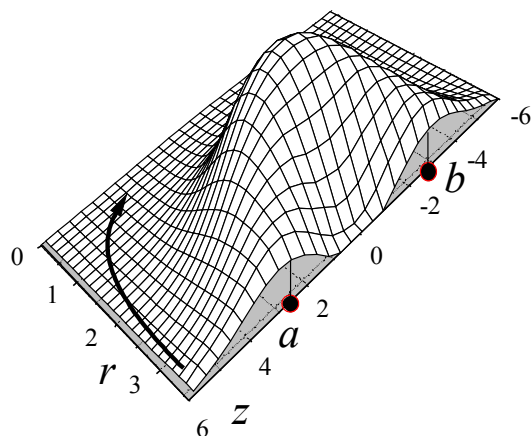


Рис.2. Распределение объемного заряда

Во всех точках объема линзы доминируют электроны. Максимальная «заселенность» ими достигается для силовой линии магнитного поля, которая начинается в точке a и заканчивается в точке b . В динамическом равновесии общее число частиц в объеме линзы практически не зависит в широких пределах от плотности потока вторичных электронов. Изменение потенциала в объеме обуславливается захваченными электронами, которые движутся вдоль этих линий. Выраженная неоднородность потенциала на электродах и неоднородности магнитного поля на торцах линзы являются теми факторами, которые увеличивают вероятность захвата электронов. Однако, как показывают расчеты, без учета ионного фона по мере заполнения электронами приосевой зоны возникает запирающий потенциал, препятствующий движению вторичных электронов от крайнего электрода вдоль силовых линий магнитного поля к оси системы. При наличии областей с нескомпенсированным ионным фоном запирающий потенциал не формируется. Избыточный отрицательный заряд в приосевой зоне возрастает, что приводит к снижению потенциала во всем объеме линзы и увеличению времени жизни электронов, что в итоге дает согласие с экспериментальными данными [6-10].

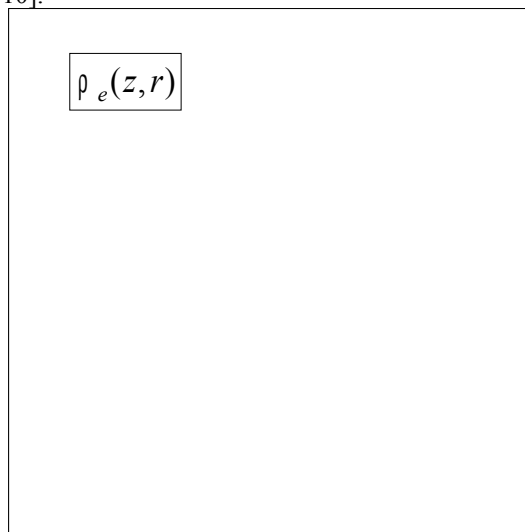


Рис.3. Модуль плотности объемного заряда в предположении избытка электронов во всех точках рабочего объема

При рассмотрении пучка однозарядных ионов меди, их концентрация $n_i = 9.8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, плотность положительного объемного заряда $\rho_i = 0.47 \text{ ed.CGSE} / \text{cm}^3$ (ионный ток в линзе 120 мА и $U = 12 \text{ кВ}$). Для общего тока ионов 180 мА $n_i = 1.47 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $\rho_i = 0.7 \text{ ed.CGSE} / \text{cm}^3$. Пространственная структура объемного заряда линзы существенно отличается от случая эквипотенциализации силовых линий магнитного поля и содержит выраженные слои избыточной концентрации электронов, расслоение объемного заряда усиливается с ростом тока.

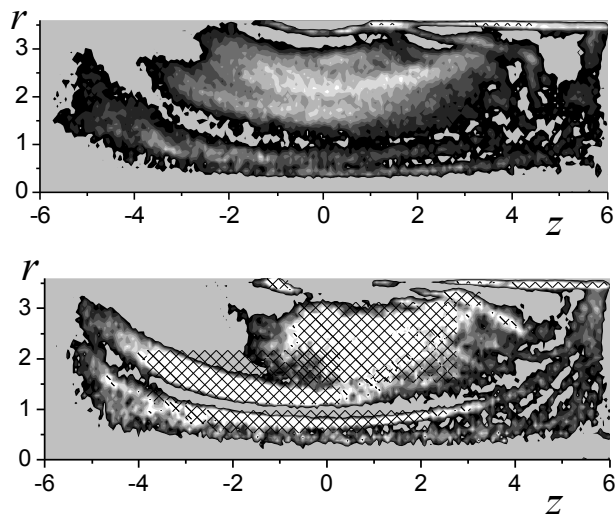


Рис.4. Структура пространственных распределений плотности заряда электронов при гауссовом потенциале на электродах линзы $I=120$ и 180 мА

На рис.4. светло-серый фон – зоны, где плотность заряда ионов выше электронной. «Острова» на этом фоне – области доминирования электронов. Градация: 8 уровней от ионного фона (0.47 и 0.7 ед. $CGSE/cm^3$ соответственно для малого и большого токов) до плотности заряда электронов равной 1. Зоны, где плотность заряда выше 1 ед. $CGSE/cm^3$ отмечены штриховкой.

Образование зон доминирования ионов приводит к усилению заполнения внутренних областей плазменной линзы. Зоны, непосредственно прилегающие к оси линзы, слабо заполнены электронами эмиссии. В реальности они заполняются электронами, входящими через торец линзы, но здесь их роль не существенна. В ходе расчетов ионный фон повышался от нуля до указанных выше уровней линейно в течение времени $\tau \approx 2 \cdot 10^{-7}$ с. При его резком изменении установление стационарного состояния затягивалось.

При изменении распределения потенциала на электродах его значения в объеме в значительной мере повторяют контуры решения, полученные в приближении эквипотенциализации силовых линий магнитного поля. Структура распределения пространственного заряда (рис.5) напоминает рис.4. Отметим слой повышенной концентрации электронов вблизи центрального электрода, связанный с

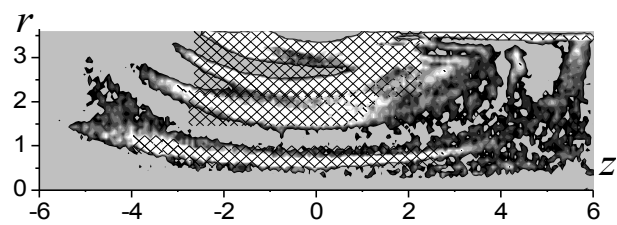
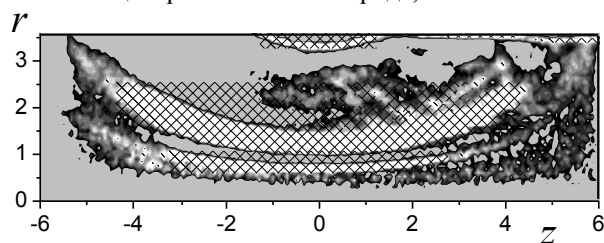


Рис.5. Структура пространственных распределений плотности заряда электронов при линейном и при экспоненциальном распределении потенциалов на электродах

особенностями распределения потенциала на электродах. Приосевой слой, обусловлен неоднородностями магнитного поля в области, которые обуславливают захват электронов в объеме линзы. Два внутренних (локализованных между ними) слоя – эффект, обусловленный присутствием ионов. Они играют важную роль в целом при формировании рабочих режимов линзы. В данном случае мы наблюдаем чисто количественный эффект: с ростом тока развиваются структуры в объемном заряде линзы, которые не наблюдались ранее. При этом электрическое поле заметнее проникает в рабочий объем (рис.5). Снижение радиальной компоненты его напряженности на периферии пучка ослабит фокусировку в зонах, через которые проходит значительная часть общего ионного потока. Плотность объемного заряда представляет собой слоистую структуру в плоскости $z-r$, и каждый из слоев (кроме приосевого) начинается и заканчивается в области межэлектродных зазоров.

В заключении отметим, что рассмотренные выше распределения объемного заряда слоистой структуры могут порождать различного рода неустойчивости в линзе, ухудшающие качества фокусируемого ионного пучка. Безаберрационные режимы фокусировки с малым уровнем шумов следует искать в области малых магнитных полей, где исчезает скольжение электронных слоев и возможна самоорганизация плазменной среды на равновесных квазибриллюэновских орбитах.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Goncharov, V.Gorshkov, S.Gubarev, A.Dobrovolsky, I.Protsenko, I.Brown // *Rev. Sci. Ins.* 2002, v.73, #2, p.1001.
2. А.И. Морозов // *ДАН СССР*. 1965, 163, вып.6, с.1363-1366.
3. А.И.Морозов, С.В.Лебедев // *Вопросы теории плазмы*.-1974, вып.8, с. 247-381.
4. Д. Поттер // *Вычислительные методы в физике*. М.: Мир, 1975, с.392.
5. Б.И. Волков, С.А. Якунин. Математические задачи плазмооптики. Сер. Математика, кибернетика. М.: Знание, 1982.
6. А.А. Гончаров, А.Н. Добровольский, А.Н. Коцаренко, А.И. Морозов, И.М. Проценко // *Физика плазмы*. 1994. т.20, № 5 с.499.
7. А.А. Goncharov // *Rev. Scient. Instr.* 1998, v.69, #2, p.1150.
8. А.А. Goncharov, А.Н. Dobrovolsky, А. Zatuagan, I. Protsenko // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1993, v.21,

- p.573.
9. A. Goncharov, A. Zatuagan, I. Protsenko // 1993, v.21, p.578.
 10. A. Goncharov, I. Protsenko, G. Yushkov, and I. Brown // *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2000, v.28, #6, p.2238