

УМЕНЬШЕНИЕ АБЕРРАЦИЙ В ЛИНЗЕ МОРОЗОВА ПУТЕМ УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ СИСТЕМЫ ВВОДА ФОКУСИРУЮЩИХ ПОТЕНЦИАЛОВ

В.И. Бутенко, Б.И. Иванов

ННЦ ХФТИ, г.Харьков, Академическая ул., 1, 61108, Украина

butenko@kipt.kharkov.ua; ivanovbi@kipt.kharkov.ua

Разработана компьютерная модель плазменной линзы Морозова, в которой магнитные поверхности являются эквипотенциалами электрического поля. Приведены результаты компьютерного моделирования фокусировки ионов с учетом их продольного, радиального и азимутального движения. Произведена оптимизация магнитного и электрического полей по величине и распределению в пространстве. Промоделировано влияние дискретного распределения потенциалов на фокусировку ионов и рассмотрены связанные с этим aberrации. С целью их уменьшения предложена более совершенная схема ввода в плазму фокусирующих потенциалов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время имеется большая потребность в развитии физики и техники интенсивных ионных пучков (см., напр., [-]). Вопросы фокусировки, транспортировки, сепарации таких пучков важны для физики плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, ядерной физики, физики и техники ускорителей, лучевой терапии, разделения изотопов, пучковых технологий. Существенной особенностью подобных операций с интенсивными ионными пучками является то, что во избежание кулоновской неустойчивости их заряд должен быть скомпенсирован электронами. В этом случае целесообразно применение плазмооптических фокусирующих систем [1], разработка которых инициирована А.И. Морозовым с сотрудниками [-], а в последнее время в основном развивается группой А.А. Гончарова [-].

В отличие от вакуумных линз, плазмооптические системы могут работать с большими ионными токами – вплоть до сотен и более ампер в широком диапазоне энергий [1]. Эти системы имеют большую фокусирующую силу; они могут быть как собирающими, так и рассеивающими. Создание плазмы в линзах может осуществляться фокусируемыми пучками в результате ионизации остаточного газа и вторичной эмиссии с электродов и стенок [-]. Кроме того, возможно заполнение линз плазмой с помощью внешних источников, что предпочтительнее с точки зрения оптимизации фокусировки. Подбирая соответствующие распределения магнитных и электрических полей, в плазмооптических системах можно устранять в принципе любые aberrации.

Основная цель данной работы – с помощью компьютерного моделирования рассмотреть возможности уменьшения геометрических aberrаций при фокусировке широкоапертурных компенсированных ионных пучков, т.е. aberrаций, зависящих от радиуса и угла инжекции частиц, а также от пространственного распределения электромагнитных полей и способа ввода фокусирующих потенциалов в линзу.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В работах [-] теоретически и экспериментально исследуются осесимметричные линзы. В этом случае магнитный вектор-потенциал имеет только одну, азимутальную, компоненту A_ϕ . Для теоретического анализа вводится так называемая функция магнитного потока [1]:

$$\psi(r, z) = rA_\phi(r, z). \quad (1)$$

При этом уравнение магнитной силовой поверхности имеет вид [1]:

$$rA_\phi = const. \quad (2)$$

В линзе Морозова связь между потенциалом электрического поля $\Phi(r, z)$ и функцией магнитного потока $\psi(r, z)$ выражается соотношением:

$$\Phi(r, z) = F[\psi(r, z)], \quad (3)$$

где функция F определяется или выбирается из условий оптимальной фокусировки.

Выражая компоненты электрического и магнитного полей через ψ и F и подставляя эти компоненты в уравнения движения частиц в форме Ньютона в цилиндрической системе координат, получим уравнения для расчета траекторий частиц в линзе [1]:

$$\frac{dV_r}{dt} = \frac{q}{mr} \frac{\partial \psi}{\partial r} \left(\frac{1}{c} V_\phi - r \frac{dF}{d\psi} \right) + \frac{V_\phi^2}{r}; \quad (4)$$

$$\frac{dV_\phi}{dt} = - \frac{q}{mcr} \left(V_z \frac{\partial \psi}{\partial z} + V_r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{V_r V_\phi}{r}; \quad (5)$$

$$\frac{dV_z}{dt} = - \frac{e}{mr} \frac{\partial \psi}{\partial z} \left(r \frac{dF}{d\psi} - \frac{1}{c} V_\phi \right), \quad (6)$$

где c – скорость света, а q , m , V – заряд, масса и скорость фокусируемых частиц.

В работах [-] используется конфигурация магнитного поля со встречным включением трех коротких соленоидов, что позволяет локализовать вблизи центральной плоскости линзы так называемые опорные электроды, с помощью которых электрические потенциалы вводятся в плазму. В данной работе такая конфигурация моделируется тремя соосными витками одинакового радиуса, причем токи в боковых витках противоположны току в централь-

ном витке. Магнитное поле кольцевого тока J_n (при радиусе витка a_c и координате l_n на оси z) описывается азимутальной компонентой вектор-потенциала [5]:

$$A_{\varphi, n} = \frac{4J_n}{ck_n} \sqrt{\frac{a_c}{r}} \left[\left(1 - \frac{k_n^2}{2}\right) K(k_n) - E(k_n) \right], \quad (7)$$

$$k_n^2 = \frac{4a_c r}{(a_c + r)^2 + (z - l_n)^2},$$

где c – скорость света, K и E – полные эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода, n – номер витка. В соответствии с принципом суперпозиции, суммарное поле n витков: $A_{\varphi} = \sum_n A_{\varphi, n}$.

Схема линзы представлена на рис. 1. Центральный виток 1 расположен при $z=0$, а боковые витки 2 – при $z_s = \pm 5$ см. Рассчитывалась топография магнитных поверхностей для различных соотношений токов в центральном и боковых витках (J_c и J_s , соответственно). В дальнейшем использовалась топография силовых линий (на рис.1 изображены пунктиром) при соотношении $J_c = -1.5 J_s$, которое обеспечивает удовлетворительное их распределение по объему линзы.

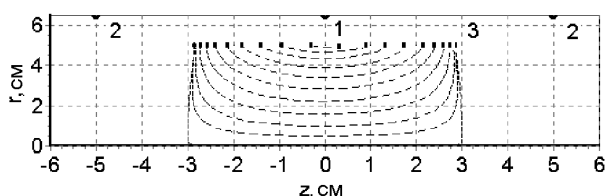


Рис. 1. Схема линзы Морозова (1–центральный токовый виток, 2–боковые токовые витки, 3–опорные электроды)

При моделировании фокусировки предполагается, что объем линзы заполнен плазмой, плотность и другие характеристики которой достаточны для компенсации пространственного заряда пучка и создания требуемых фокусирующих полей. (Плазма большой плотности, с высокой степенью ионизации и однородности, в объеме достаточных размеров может быть создана с помощью лазера, см., например, [1]). В центральной области линзы, расположенной между сепаратрисами, в области которых продольное магнитное поле проходит через ноль, магнитным поверхностям сообщается потенциал электродов 3, через которые они (поверхности) проходят. Границы центральной области: $-2.8 \text{ см} < z < 2.8 \text{ см}$. Магнитные поверхности слева и справа от центральной области находятся при нулевом потенциале. На основе соотношений и уравнений (1)-(7) нами разработана компьютерная модель плазменной линзы Морозова, позволяющая воспроизводить траектории частиц и оптимизировать параметры линзы. При этом уравнения (4)-(6) решались методом Адамса 4-го порядка.

3. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОТЕНЦИАЛА

Проведем расчет траекторий ионов при параметрах, сопоставимых с экспериментальными в работах [1]: энергия протонов $W = 20$ кэВ, радиус инжекти-

руемого пучка $r_0 = 3.5$ см, радиус опорных электродов 3.7 см, радиус токовых витков $r_a = 6.5$ см, координата инжектора протонов $z_0 = -50$ см, ток протонов 1 А. К уравнениям (1)-(7) добавим начальные условия, соответствующие инъекции параллельно оси однородного моноэнергетического пучка частиц:

$$\text{при } t = 0 - V_z = V_0, V_r = V_{\varphi} = 0, z = z_i (z_i < 0), r = r_i,$$

(7)

где z_i – координата торца инжектора, радиус инъекции частицы r_i задается от нуля до величины меньшей радиуса опорных электродов R , который в свою очередь меньше радиуса токовых витков a_c .

Как и в предыдущих работах [1], граничные условия задавались нами в виде распределения потенциала по радиусу в плоскости центрального витка: $\Phi(r, 0) = B_1 r^2 + B_2 r^4 + B_3 r^6 + \dots$, которое путем подбора размерных коэффициентов B_n оптимизировалось по максимуму плотности ионного тока на оси в области фокуса. При необходимости радиальное распределение может быть пересчитано в распределение потенциала по цилиндрической поверхности $\Phi(R, z)$. Отметим, что для успешной реализации оптимального распределения потенциала требуется применение прецизионного, локального, бесконтактного метода измерения величины и пространственного распределения напряженности электрического поля в плазме.

В рассматриваемом случае фокусировки минимальным геометрическим aberrациям соответствует оптимизированное распределение потенциала по радиусу (в киловольтах) в виде:

$$\Phi(r, 0) = 0.225 r^2 - 4.26 \cdot 10^{-3} r^4 + 6.00 \cdot 10^{-5} r^6. \quad (8)$$

Для такого оптимального распределения рассчитаны траектории ионов и распределение плотности тока ионов по радиусу в области фокуса (см. рис. 2), при этом максимальное значение $J_{max} = 8 \text{ кА/см}^2$. В результате оптимизации коэффициент компрессии пучка составил $3.1 \cdot 10^5$. Для удобства сравнения с экспериментом оптимальное распределение потенциала по радиусу в плоскости центрального витка (формула (8)) пересчитано в оптимальное распределение потенциала по длине цилиндрической поверхности радиуса $R=3.7$ см, на которой расположены опорные электроды (см. рис. 3).

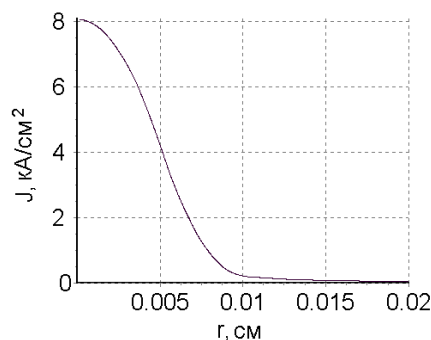


Рис. 2. Зависимость плотности тока ионов от радиуса в фокальной плоскости при оптимальном распределении потенциала

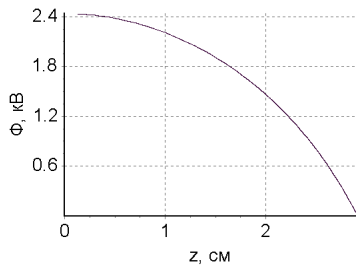


Рис.3. Оптимизированное распределение потенциала по длине в области опорных электродов

4. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ ПРИ ДИСКРЕТНОМ ЗАДАНИИ ФОКУСИРУЮЩИХ ПОТЕНЦИАЛОВ

4.1. СТУПЕНЧАТОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ

До сих пор в расчетах нами принималось непрерывное распределение фокусирующего потенциала по координатам. В отличие от этого, в экспериментах [-] потенциалы в плазму вводятся с помощью конечного числа (5 или 9) цилиндрических электродов. Рассмотрим случай 9-ти электродной линзы, что соответствует заданию 6-ти дискретных значений потенциала в линзе, из которых 6-й потенциал соответствует нулевому потенциалу на оси. В экспериментах [-] применялись электроды конечной длины (их радиус 37 мм, длина 12 мм, зазор между ними 1.5 мм, полная длина системы электродов 120 мм), задающие ступенчатое распределение потенциала, которое в плазме отчасти сглаживалось. В наших расчетах при указанных выше параметрах электродов потенциал последних задавался **В**-сплайнами 3-го порядка. При этом количество контрольных точек принималось равным количеству электродов, умноженному на порядок **В**-сплайна $k=3$, а значения каждых трех контрольных точек принимались равными величине потенциала соответствующего электрода. Такой **В**-сплайн на каждом третьем интервале имеет участки, параллельные оси абсцисс, определяющие эффективную длину электрода. Степень сглаживания определялась соотношением эффективных длин электродов и зазоров между ними, при этом полная длина системы электродов оставалась постоянной (о сплайнах см., напр., [1], о целесообразности применения сплайнов для аппроксимации полей в корпускулярных линзах см. [2]). На рис. 4 и 5 приведены рассчитанные (при эффективных зазорах 3.5 мм) сглаженное распределение потенциала и траектории протонов при задании на электродах дискретных потенциалов, взятых из оптимального распределения, представленного на рис. 3. Найдено соответствующее этому случаю распределение плотности тока протонов по радиусу в фокальной плоскости (см. рис. 6), получено при этом $j_{max}=0.5 \text{ A/cm}^2$ против 8 kA/cm^2 при непрерывном оптимальном распределении потенциала. Как установлено, при ступенчатом распределении потенциала протоны на пологой части ступенек недофокусируются, а на крутой перефокусируются, поскольку пологая часть ступенек соответствует $\nabla\Phi$

$\langle E_{opt} \rangle$, а крутой – $-\nabla\Phi > E_{opt}$ (здесь $E_{opt}(r)$ – оптимальная напряженность электрического поля).

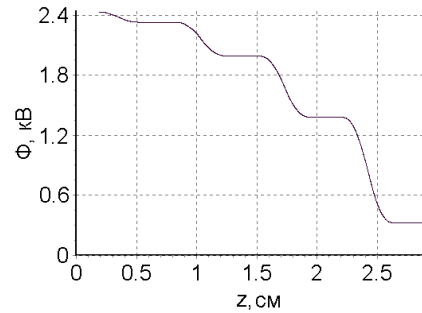


Рис.4. Сглаженное распределение потенциала в линзе при эффективных зазорах между опорными электродами 3.5 мм

При этом качество фокусировки плохое и слабо зависит от степени (и, очевидно, от способа) сглаживания ступенек. Полуширина фокального пятна ($\approx 0.5 \text{ см}$), плотность тока ($\approx 0.5 \text{ A/cm}^2$) и коэффициент компрессии по площади (≈ 20) согласуются с экспериментальными результатами работ [-]. Дополнительные сведения по этому вопросу имеются в [3].

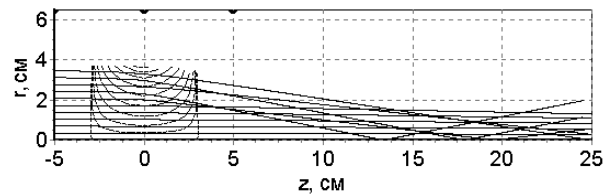


Рис.5. Траектории протонов, соответствующие сглаженному распределению потенциала в линзе при эффективных зазорах 3.5 мм

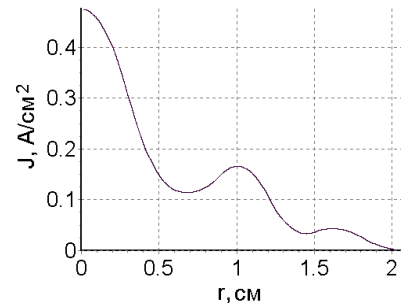


Рис.6. Распределение плотности тока протонов по радиусу в фокальной плоскости, соответствующее рис. 4 и 5

4.2. КУСОЧНО-ЛИНЕЙНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ

Рассмотрим вопрос оптимизации ввода потенциалов в линзу Морозова. Начнем с того, что в этой линзе электроны совершают азимутальное трохoidalное движение в скрещенных электрическом и магнитном полях, причем их ведущие центры перемещаются по заданным магнитным поверхностям. Характерный размер трохониды $\delta = V_d / \omega_c = c \nabla \Phi / \omega_c \sqrt{H_r^2 + H_z^2}$, где V_d – дрейфовая скорость, ω_c – электронная циклотронная частота; для типичных параметров линзы $\delta \sim 0.1-1 \text{ мм}$. Для того чтобы продольный размер электрода Δz не влиял на формирование оптимального распределения потенциала (как это рассмотрено в разделе 4.1),

он должен быть меньше шага трохойды ($\Delta z < \delta$) или, во всяком случае, значительно меньше расстояния между электродами ($\Delta z \ll d$).

Для оптимизации фокусировки вместо ступенчатого распределения фокусирующих потенциалов зададим кусочно-линейное. Для реализации последнего предлагается система опорных электродов (см. рис. 7), представляющая собой набор металлических шайб толщиной ~ 0.1 – 1 мм, разделенных диэлектрическими втулками. Линейное распределение потенциала между соседними электродами обеспечивается резистивным слоем, нанесенным на внутреннюю поверхность и торцы втулок. Внутренний диаметр системы достаточен для пропускания пучка.

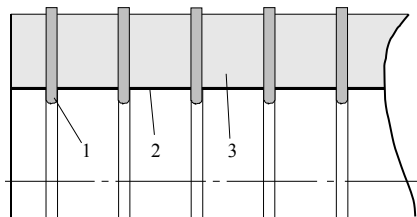


Рис. 7. Схема блока опорных электродов. 1—электроды, 2—резистивный слой, 3—изолятор

На рис. 8 показан результат фокусировки протонов при кусочно-линейной аппроксимации оптимального распределения потенциала по z при наличии 9 электродов. Как видно, фокусировка в этом случае значительно улучшилась по сравнению со ступенчатым распределением потенциала, поскольку плотность тока ионов в фокусе достигла 145 А/см^2 (компрессия $5.51 \cdot 10^4$). С увеличением количества электродов (19 вместо 9) фокусировка, как и следовало ожидать, улучшается и плотность тока ионов в фокусе достигает 230 А/см^2 (компрессия $8.74 \cdot 10^4$).

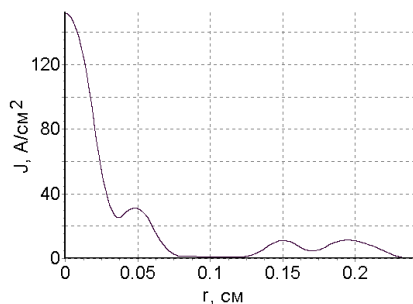


Рис. 8. Распределение плотности тока протонов по радиусу в фокальной плоскости, соответствующее кусочно-линейной аппроксимации

Следует подчеркнуть, что при экспериментальной оптимизации фокусировки необходимо контролировать распределение напряженности электриче-

ского поля в объеме плазменной линзы с помощью достаточно точного метода измерения.

Авторы благодарят В.И. Карася за обсуждение результатов работы и полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Д. Габович, Н.В. Плешивцев, Н.Н. Семашко // *Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей*. М.: Энергоатомиздат, 1986, 249 с.
2. *Proc. CERN Accelerator School: Cyclotrons, Linacs and their Applications*. Ed. S. Turner. Geneva, CERN 96-02, 1996.
3. А.И. Морозов. Плазмодинамика // *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* / Под редакцией В.Е. Фортова, вводный том, книга III, разделы IX.3, IX.4. М.: Наука, 2000.
4. А.И. Морозов // *Докл. АН СССР*. 1965, т. 163, №6, с. 1363.
5. А.И. Морозов, С.В. Лебедев. Плазмооптика // *Вопросы теории плазмы*, 1974, т. 8, с. 247. М.: Атомиздат, 384 с.
6. А.А. Гончаров, А.Н. Добровольский, А.Н. Коцаренко и др. // *Физика плазмы*. 1994, т. 20, №5, с. 499.
7. А.А. Goncharov e.a. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1993, v. 21, p. 573.
8. А.А. Goncharov, A.V. Zatuagan, I.M. Protsenko // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1993, v. 21, p. 578.
9. В.И. Бутенко, Б.И. Иванов // *Физика плазмы*. 2001, т. 27, № 6, с. 540.
10. В.И. Бутенко, Б.И. Иванов // *Физика плазмы*. 2002, т. 28, № 7, с. 651.
11. V.I. Butenko, B.I. Ivanov // *Proc. of the XXth Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*. Tours, 2002, p. 182-185.; V.I. Butenko // *Problems of Atomic Science and Technology, ser. "Nuclear Physics Researches"*. 2001, №3(38), p. 74-76.
12. А.И. Морозов, Л.С. Соловьев. Геометрия магнитного поля // *Вопросы теории плазмы*, т. 2, с. 3. М.: Госатомиздат, 1963, 264 с.
13. В.Смайт. *Электростатика и электродинамика*, Глава 7. М.: Издат. иностр. литер., 1954, 604 с.
14. M.J. Hogan, R. Assman, F.-J. Decker e.a. // *Phys. Plasmas*. 2000, v. 7, p. 2241-8.
15. К. Де Бор. *Практическое руководство по сплайнам*. М.: Радио и связь, 1985, 303 с.
16. М. Силадьи. *Электронная и ионная оптика*. М.: Мир, 1990, 639 с.