

УДК 539.01.07

Е. А. Морозов, доктор технических наук, профессор;
Е. С. Косов, аспирант
Чайковский технологический институт (филиал)
Ижевского государственного технического университета
имени М. Т. Калашникова

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫСОКОТОЧНОЙ ФОКУСИРОВКИ ИОННЫХ ПОТОКОВ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Анализируются возможности фокусирующих систем для получения ионных потоков высокой энергии и мощности в микрообъемах вещества. Обосновывается преимущество использования линейно-протяженных ионных источников и аксиально-симметричных фокусирующих магнитных полей.

Ключевые слова: ионный источник, ионная пушка, автоэмиссионный ионный источник, прецизионная фокусировка, ионные потоки, ионная имплантация, электронная оптика

Воздействие мощных ионных потоков на поверхность твердого тела позволяет создавать области вещества в состоянии плазмы, что приводит к высокой скорости протекания химических реакций как синтеза, так и разложения. Особый интерес представляют технологии прецизионного воздействия. Такие технологии находят широкое применение в различных областях науки и техники, в частности, при изготовлении специальных видов стекла, керамики, полупроводниковых материалов, нанесении защитных покрытий, модификации оптических, механических, каталитических и других характеристик материалов, при высокоточной сварке, локальной закалке поверхностей, ионной имплантации [1].

Технология ионной имплантации широко применяется в металлургии для изменения физических и химических свойств основного материала с целью повышения износостойкости материалов, оборудования и инструментов. Изменяя мощность и состав воздействующего потока частиц, можно получать поверхности с заданной микроструктурой, что повышает срок службы изделий во много раз [2]. Характерное значение энергии ионов в потоке для технологий ионной имплантации составляет 10–5 000 КэВ.

Локализация высоких энергий в микрообласти вещества предполагает одновременное решение двух задач – наличие систем, осуществляющих прецизионную фокусировку потока ионов большой мощности, и создание мощных источников ионов.

В этой связи проанализируем возможности существующих фокусирующих систем. Для фокусировки потоков ионов могут быть использованы магнитостатические и электростатические поля, при этом магнитная фокусировка обладает рядом преимуществ. Оценим значения напряженности E электрического поля и индукции B магнитного поля [3], величины которых определяются соответственно

$$E = \frac{U}{R}; \quad B = \sqrt{\frac{2mU}{qR^2}},$$

где U – ускоряющая разность потенциалов; R – радиус характерной траектории движения ионов; m – масса иона; q – заряд иона.

При значениях $U = 9,9 \cdot 10^6$ В, $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, $R = 0,3$ м, $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг получим $E = 3,3 \cdot 10^7$ В/м, $B = 0,1$ Тл. Создание напряженности электрического поля такого порядка в малых объемах требует специальных мер для предотвращения пробоя. Следует также учесть, что электроды, создающие электростатическое поле, находятся непосредственно в области движения потоков ионов. Это приводит к искажению фокусирующего поля, особенно в условиях потоков большой мощности, к осаждению ионов на электродах, их загрязнению и ухудшению рабочих параметров. С другой стороны, магнитные поля с индукцией порядка 1 Тл можно получить на основе обычных соленоидов. Кроме того, соленоиды, создающие магнитное поле, расположены за пределами вакуумной камеры, в которой происходит движение ионов, следовательно, исключается их воздействие на соленоиды.

Особый интерес для прецизионной фокусировки представляют аксиально-симметричные магнитные поля со степенной зависимостью [4]:

$$B(\rho) = B_0 \left(\frac{\rho}{R_0} \right)^{-\alpha}, \quad (1)$$

где B_0 – значение магнитной индукции поля на стационарной траектории (окружности радиуса R_0).

Такие поля, в частности, применяются в рентгено-электронной спектроскопии и позволяют сфокусировать в области радиусом $r_0 \sim 5$ мкм потоки мощности $W \sim 0,1$ Вт [5]. Для технологий прецизионного воздействия требуются большие мощности.

Исследуем возможность получения более мощных потоков ионов и фокусировки их в той же области. Фокусировке высокоплотных потоков препятствует сила кулоновского отталкивания одноименно заряженных частиц, поэтому характеристики поля будут определяться не только его типом, но и величиной тока в потоке. Рассмотрим возможности магнитных полей вида (1).

Пусть однородный поток частиц с зарядом q , массой m , ускоренных разностью потенциалов U , имеет силу тока I и круговое сечение радиуса r_0 . Определим напряженность электрического поля E на поверхности потока, для поля, создаваемого бесконечно длинным заряженным цилиндром радиуса r_0 . Для участка цилиндра длиной l запишем закон Гаусса

$$\oint_s E ds = \frac{Q}{\epsilon_0}, \quad (2)$$

где E – напряженность поля на гауссовой поверхности; s – площадь гауссовой поверхности; Q – электрический заряд внутри нее; ϵ_0 – электрическая постоянная.

Из соображений симметрии ясно, что вектор E будет иметь нулевую составляющую вдоль оси гауссового цилиндра и постоянную радиальную составляющую E_r на его боковой поверхности, которая определяет напряженность электрического поля на поверхности потока $E = E_r$. Интегрирование (2) с учетом сделанных замечаний приводит к выражению:

$$E = \frac{Q}{\varepsilon_0 s_r}, \quad (3)$$

где $s_r = 2\pi r_0 l$ – площадь боковой поверхности цилиндра. Если определить длину цилиндра $l = v\Delta t$ как расстояние, проходимое частицей за время Δt , то заряд внутри цилиндра будет $Q = I\Delta t$ и выражение (3) переписывается в виде

$$E = \frac{I}{2\pi\varepsilon_0 r_0 v}. \quad (4)$$

Фокусировка в аксиально-симметричном магнитном поле осуществляется под действием силы Лоренца [3] $F_l = qvB$ при движении потока вдоль стационарной траектории – окружности радиуса R_0 . Для оценки величины индукции магнитного поля, необходимого для радиального сжатия потока, воспользуемся значением силы Лоренца на стационарной траектории, которая оказывается того же порядка, что и силы, сжимающие поток.

Отношение силы Лоренца на стационарной траектории к заряду запишется в форме

$$\frac{F_l}{q} = vB_0, \quad (5)$$

где v – скорость частицы; B_0 – индукция магнитного поля на стационарной траектории.

Приравнявая (4) и (5), получим:

$$B_0 = \frac{I}{2\pi\varepsilon_0 r_0 v^2}. \quad (6)$$

Используя закон сохранения энергии, выразим скорость частиц через ускоряющую разность потенциалов:

$$\frac{mv^2}{2} = Uq \quad \text{или} \quad v^2 = \frac{2Uq}{m}. \quad (7)$$

После чего выражение (6) принимает вид

$$B_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r_0} \frac{I}{U} \frac{m}{q}. \quad (8)$$

Из (8) следуют выражения силы тока I и мощности W , соответственно:

$$I = 4\pi\varepsilon_0 \frac{q}{m} UB_0 r_0, \quad (9)$$

$$W = 4\pi\varepsilon_0 \frac{q}{m} U^2 B_0 r_0 \quad (10)$$

и соответственно плотности тока σ_I и мощности σ_W в сечении сфокусированного потока:

$$\sigma_I = 4\varepsilon_0 \frac{q}{m} \frac{UB_0}{r_0}; \quad (11)$$

$$\sigma_W = 4\varepsilon_0 \frac{q}{m} \frac{U^2 B_0}{r_0}. \quad (12)$$

Существенными факторами, затрудняющими фокусировку высокоплотных потоков в аксиально-симметричном магнитном поле, являются геометрические ограничения, определяемые циклотронным радиусом траектории частицы. Действительно, при фокусировке в аксиально-симметричном магнитном поле движение частиц происходит в окрестности стационарной траектории – окружности радиуса R_0 (циклотронный радиус), который определяет размеры фокусирующей системы. Закон Ньютона движения заряженных частиц по окружности R_0 под действием

силы Лоренца $F_l = qvB$ запишется в виде $\frac{mv^2}{R_0} = qvB$, откуда получим

$$B_0 = \frac{mv}{qR_0}. \quad (13)$$

Определим зависимость магнитной индукции B_0 от величины R_0 . Выразим скорость v заряженных частиц в (13) через ускоряющую разность потенциалов U (7):

$$B_0 = \frac{\sqrt{2}}{R_0} \sqrt{\frac{m}{q}} U. \quad (14)$$

Подставляя (14) в (9)–(12), получим выражения, которые могут быть положены в основу расчета параметров систем прецизионной фокусировки потоков заряженных частиц:

$$I = 4\pi\epsilon_0 \sqrt{2} \frac{r_0}{R_0} \sqrt{\frac{q}{m}} U^{\frac{3}{2}}, \quad (15)$$

$$W = 4\pi\epsilon_0 \sqrt{2} \frac{r_0}{R_0} \sqrt{\frac{q}{m}} U^{\frac{5}{2}} \quad (16)$$

$$\sigma_I = 4\epsilon_0 \sqrt{2} \frac{1}{R_0 r_0} \sqrt{\frac{q}{m}} U^{\frac{3}{2}}, \quad (17)$$

$$\sigma_W = 4\epsilon_0 \sqrt{2} \frac{1}{R_0 r_0} \sqrt{\frac{q}{m}} U^{\frac{5}{2}}. \quad (18)$$

Оценим параметры I , W , σ_I , σ_W для ионов ${}^6\text{Li}^+$, H^+ , Pb^+ . При значении индукции фокусирующего магнитного поля $B_0 = 1$ Тл, ускоряющего потенциала $U = 10^6$ эВ, циклотронного радиуса $R_0 = 3 \cdot 10^{-1}$ м, радиуса сечения сфокусированного потока $r_0 = 5 \cdot 10^{-6}$ м получим значения, приведенные в таблице ниже.

Частицы	I , А	W , Вт	σ_I , А/м ²	σ_W , Вт/м ²
${}^6\text{Li}^+$	$9,78 \cdot 10^{-3}$	$9,78 \cdot 10^3$	$1,24 \cdot 10^8$	$1,24 \cdot 10^{14}$
H^+	$2,57 \cdot 10^{-2}$	$2,57 \cdot 10^4$	$3,27 \cdot 10^8$	$3,27 \cdot 10^{14}$
Pb^+	$1,79 \cdot 10^{-3}$	$1,79 \cdot 10^3$	$2,28 \cdot 10^7$	$2,28 \cdot 10^{13}$

Таким образом, характерные величины аксиально-симметричных полей позволяют фокусировать потоки мощностью до $2,57 \cdot 10^4$ Вт в микронных областях вещества.

Рассмотрим способы получения мощных ионных потоков. В настоящее время наибольшее распространение получили плазменные ионные источники [5], позволяющие получить потоки большой мощности. Принципиальным недостатком плазменных ионных источников является протяженный характер области инжекции ионов (области плазмы), который вследствие закона сохранения фазового объема (теорема Лиувилля [1]) не позволяет сфокусировать весь получаемый поток в малой области пространства. Для получения прецизионной фокусировки необходимо использовать источники с площадью поверхности области инжекции, стремящейся к нулю. Характерным примером такого источника является жидкометаллический источник, в котором инжектируемой поверхностью является острие иглы. Однако очевидно, что в этом случае неприемлемо малой окажется сила тока и, как следствие, малая мощность самого ионного потока. Для преодоления возникших противоречий было предложено использование линейно-протяжных ионных источников [6, 9], область инжекции которых выполнена в форме острой лезвия, что позволяет создавать ионные потоки с силой тока до 10 А, не нарушая требование теоремы Лиувилля, поскольку площадь инжекции по-прежнему стремится к нулю. Это снимает фундаментальное ограничение на возможность прецизионной фокусировки потока, но требует создания аксиально-симметричных полей специальной конфигурации.

Из теории электронной оптики [7] известно, что аксиально-симметричные магнитные поля вида (1) фокусируют заряженные частицы при их движении в окрестности центральной траектории ($\rho = R, z = 0$), одновременно по ρ и z направлениям (двойная фокусировка) при условии

$$\alpha = \frac{l^2}{l^2 + k^2}, \quad l, k = 1, 2, \dots$$

где l – количество полуколебаний, совершаемых частицей по оси ρ относительно центральной траектории; k – количество полуколебаний, совершаемых частицей по оси z . Если точечный источник заряженных частиц имеет угловую координату $\varphi_0 = 0$, то фокусировка осуществляется под углом $\varphi_f = \pi\sqrt{l^2 + k^2}$ к источнику. Во всех известных конструкциях используется тип магнитного поля с показателем $\alpha = -\frac{1}{2}$, поскольку только в этом случае поток фокусируемых частиц при движении не пересекает собственный источник. Использование иных типов магнитного поля [8] обусловлено необходимостью фокусировки частиц, полученных от линейно-протяженного источника [9].

Пусть показатель поля составляет $\alpha = -\frac{1}{5}$, тогда частицы совершают одно полуколебание по оси ρ и два полуколебания по оси z , фокусируясь под углом $\varphi_f = \pi\sqrt{5}$ (рис. 1).

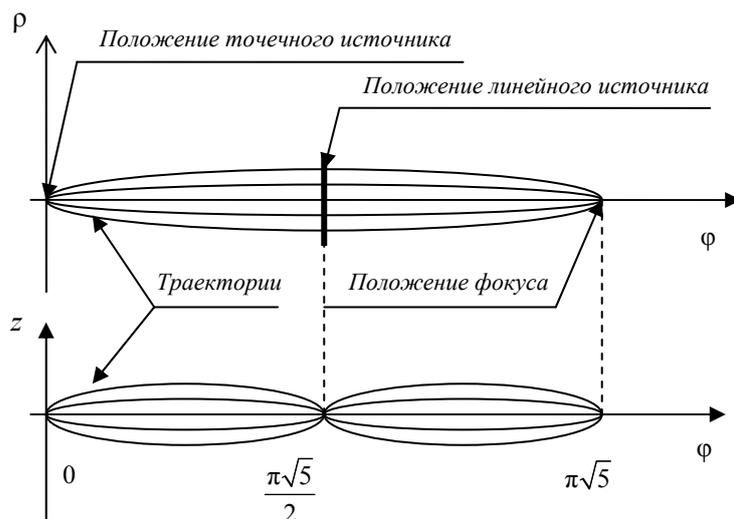


Рис. 1. Траектории частиц и положение линейного источника при использовании поля

$$\text{типа } \alpha = -\frac{1}{5}$$

Под углом $\varphi_f = \frac{\pi\sqrt{5}}{2}$ сечение потока стремится к линии по оси ρ , а значит, расположение в этом месте линейно-протяженного источника позволяет получить прецизионную фокусировку мощного потока ионов под углом $\varphi_f = \frac{\pi\sqrt{5}}{2}$ относительно линейного источника. При использовании поля типа $\alpha = -\frac{4}{5}$ частицы будут совершать два полуколебания по оси ρ и одно полуколебание по оси z . В этом случае поток частиц будет стремиться к линии по оси z под углом $\varphi_f = \frac{\pi\sqrt{5}}{2}$ (рис. 2) относительно точечного источника, и фокусировка вновь будет происходить под углом $\varphi_f = \frac{\pi\sqrt{5}}{2}$ относительно помещенного туда линейного источника.

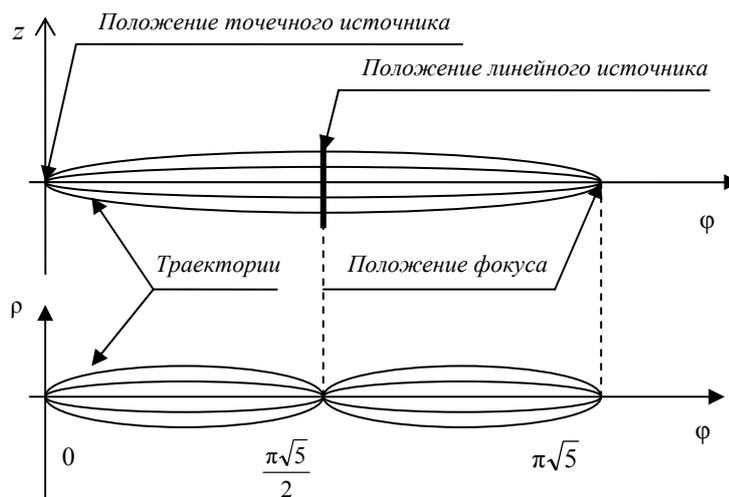


Рис. 2. Траектории частиц и положение линейного источника при использовании поля типа $\alpha = -\frac{4}{5}$

Использование аксиально-симметричных магнитных полей [8] и линейно-протяженных ионных источников [9] позволяет фокусировать потоки мощностью $W = 2,57 \cdot 10^4$ Вт в области $r = 5$ мкм и достигать плотности мощности $\sigma_w = 3,27 \cdot 10^{14}$ Вт/м² в микронной области вещества. Сопоставимые плотности энергии ($\sigma \approx 10^{11} - 10^{15}$ Вт/м²) до сих пор были получены только в случае фокусировки лазерного луча [10].

Библиографические ссылки

1. Физическая энциклопедия / гл. ред. А. М. Прохоров. – М. : Большая Рос. энцикл., 1992. – Т. 2. – С. 197–199.
2. Рудаков Л. И. Сильноточные пучки заряженных частиц // Сорос. образоват. журн. – 1996. – № 2. – С. 105–110. – URL: http://www.pereplet.ru/nauka/Soros/pdf/9602_105.pdf (дата обращения: 24.04.2012).
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики : в 5 т. – 4-е изд., стер. — М. : Физматлит ; Изд-во МФТИ, 2004. – Т. 3 : Электричество. – 656 с. – URL: http://dwl.alleng.ru/d_ar/phys/phys105.zip (дата обращения: 24.04.2012).
4. Зигбан К., Нордлинг К. Электронная спектроскопия / пер. с англ. – М. : Мир, 1973. – 493 с.
5. Анализ поверхности методами оже- и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии / под ред. Д. Бригса, М. П. Сиха. – М. : Мир, 1987. – 600 с.
6. Ефимов И. Н., Морозов Е. А. О возможности значительного увеличения тока жидкометаллического ионного источника // Интеллектуал. системы в пр-ве. – 2010. – № 1. – С. 300–303.
7. Ефимов И. Н., Морозов Е. А. Каноническое интегрирование динамических систем. – Екатеринбург ; Ижевск : Изд-во Ин-та экономики УрО РАН, 2006. – 196 с.

8. Фокусирующая система (варианты) : пат. 2427056 Рос. Федерация / Е. А. Морозов, И. Н. Ефимов ; заявл. 20.08.11.

9. Устройство создания ионных потоков : пат. 2389105 Рос. Федерация / Е. А. Морозов, И. Н. Ефимов ; заявл. 10.05.10.

10. Горизонты петаваттных лазерных комплексов / А. В. Коржиманов, А. А. Гоносков, Е. А. Хазанов и др. // Успехи физ. наук. – 2011. – Т. 181. – С. 9–32.

E. A. Morozov, DSc in Engineering, Professor, Tchaikovsky Technological Institute, Branch of Kalashnikov Izhevsk State Technical University

E. S. Kosov, Post-graduate, Kalashnikov Izhevsk State Technical University

Capability of high-precision focusing of high power ion beams

Capabilities of focus systems for generating high energy and power ion beams in microvolumes are analyzed. Advantage of applying linearly extended ion sources and axial symmetric magnetic focus fields is substantiated.

Keywords: ion source, ion gun, field-emission ion source, high-precision focusing, ion beams, ion implantation, electron optics

Получено: 19.03.12

УДК 519.95

Д. В. Пархоменко, аспирант

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

СПЕКТРАЛЬНАЯ АВТОМАТНАЯ ФУНКЦИЯ И СВЯЗАННЫЕ С НЕЮ РЕГУЛЯРНЫЕ ЯЗЫКИ

Введено понятие спектральной автоматной функции и рассмотрены некоторые ее свойства. Изучено свойство этой функции порождать языки. Исследованы свойства множеств с кратностями, возникающих на выходе детерминированных автоматов. Все эти множества оказываются регулярными, «продолжаемыми» и образуют систему вложенных друг в друга регулярных языков.

Ключевые слова: спектральная автоматная функция, мультимножества на выход детерминированных автоматов, выходные языки детерминированных автоматов

Основные определения и результаты

Рассмотрит конечные алфавиты A, B : $A = \{a_1, \dots, a_{|A|}\}$, $B = \{b_1, \dots, b_{|B|}\}$. Тогда конечным детерминированным инициальным [1] автоматом V с входным алфавитом A и выходным алфавитом B назовем шестерку

$$V = (A, Q, B, \varphi, \psi, q_0),$$

где Q – конечное множество состояний автомата; φ – функция переходов, что $\varphi: AxQ \rightarrow Q$, ψ – функция выходов: $\psi: AxQ \rightarrow B$, а через q_0 обозначено начальное состояние автомата.