

УДК 537.534.3; 621.3.038.615

Динамическая фокусировка квадрупольной линзовой системы для управления субмикронным ионным зондом при электростатическом сканировании

К. И. Мельник

В современных ионных микрзондах фокусировка осуществляется системами сильнодействующих квадрупольных магнитных линз, крайне чувствительными к углам входа пучка. Совместное влияние линз и электростатического сканера, расположенного между линзами, приводит к значительному уширению пучка в процессе сканирования за счет aberrаций и выхода пучка из фокуса. Показано, в какой степени это уширение может быть компенсировано за счет динамической фокусировки линзовой системы при сканировании.

PACS: 41.85.-p, 41.85.Lc, 07.78.+s

Ключевые слова: зондоформирующая система, электростатическая сканирующая система, квадрупольная линза, динамическая фокусировка.

Введение

Чтобы сформировать ионный пучок с энергией в несколько МэВ (обычно 1–10) в зонд субмикронных размеров используют сложные квадрупольные зондоформирующие системы (ЗФС). Обычная схема ЗФС показана на рис. 1. Она состоит из коллиматоров (поз. 1, 2), ограничивающих фазовый объем пучка на входе ЗФС, 2–6 магнитных квадрупольных линз (МКЛ, поз. 3), распределенных вдоль оптического тракта, и сканирующей системы, производящей финальную фокусировку (поз. 4, 5).

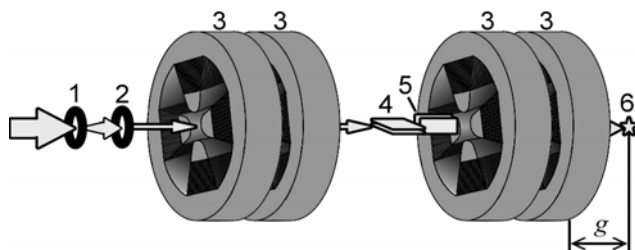


Рис. 1. Схема ионного микрзонда с электростатической сканирующей системой.

Направление движения пучка показано стрелкой:

1 — объектный коллиматор; 2 — угловой коллиматор; 3 — магнитная квадрупольная линза (МКЛ); 4 — дефлектор в вертикальной плоскости; 5 — дефлектор в горизонтальной плоскости; 6 — мишень; g — рабочее расстояние

Задача построения эффективной ЗФС является сложной, требующей оптимизации положения линз,

кроссоверов пучка, минимизации aberrаций и точной юстировки оптических элементов. Конечным итогом являются субмикронные ионные зонды с разрешением 0,7–1 мкм (типичный режим работы с током порядка 100 пкА) и даже до 0,1 мкм (при токах в единицы фА). Рекордное значение, полученное в Университете Сингапура, составляет 35×75 нм при токе 1,6 фА [1]. Локальный анализ в точке с такими малыми размерами лишен смысла, поэтому в систему вводится дополнительный элемент — сканирующая система, магнитная или электростатическая. Она является дополнительным источником возмущений, что разбалансирует процесс формирования зонда и приводит к уширению зонда в точках раstra, удаленных от оптической оси.

По данным работы [2], наилучшим местом для размещения сканера, с точки зрения минимизации вносимых возмущений, является пространство между последней линзой и мишенью. Длина этого пространства g (см. рис. 1) называется рабочим расстоянием и определяет фокусное расстояние всей системы. Новейшая тенденция состоит в неуклонном уменьшении g . Например, в одном из самых современных каналов [3] разрешение в одной из плоскостей довели до 20 нм, а $g = 7$ см. Как следствие, сканер пришлось вынести из места, где его влияние малозаметно, туда, где происходит формирование зонда, а именно, в пространство перед всей ЗФС. В перспективных системах возможно также размещение между линзами, как на рис. 1. Согласно [2], это положение обеспечивает меньшее уширение зонда, чем в случае размещения перед всей системой.

Именно размещение сканера между линзами будет рассматриваться в данной работе. При меж-

Мельник Константин Игоревич, ведущий научный сотрудник.
Институт прикладной физики НАН Украины.
Украина, 40030, г. Сумы, ул. Петропавловская, 58.
Тел. 38 (0542) 22-27-94. E-mail: ipfmail@ipfcentr.sumy.ua

Статья поступила в редакцию 22 сентября 2011 г.

линзовом размещении вместо магнитного можно применить электростатический сканер, в большей степени удовлетворяющий ряду новых задач, требующих повторяемости процесса, высокой частоты, точности позиционирования субмикронных зондов.

Сами по себе электростатические дефлекторы достаточно просты, но сильнодействующие квадрупольные линзы обладают значительными сферическими аберрациями и крайне чувствительны к углу входа пучка, поэтому характеристики зонда сильно меняются в процессе сканирования. В первом приближении оценка влияния сканера на формирование зонда для основных вариантов компоновки ЗФС проведена в [2], однако последовательный подход к задаче требует учета аберраций, вносимых сканером, и выработки методов по минимизации их влияния.

Целью работы является анализ возмущений, вносимых электростатическим сканером при его размещении между магнитными квадрупольными линзами фокусирующей системы, а также попытка применения динамической фокусировки зонда для сохранения его размеров в процессе сканирования. Результаты исследования предназначены для использования на новой установке протонно-пучкового экспонирования (англ. "proton beam writing"). ЗФС этой установки проектируется как квадруплет с четырьмя независимыми источниками питания; это система нового перспективного типа [4] с уменьшениями $71,0 \times 109,4$ (по горизонтали и вертикали), длиной $L = 672,3$ см, $g = 3$ см, расчетный размер пятна зонда на мишени на оптической оси $d_0 = 42 \times 46$ нм на полувывоте пика плотности частиц и 50×50 нм — полный размер зонда, пучок протонов $1,7\text{—}2$ МэВ с относительным разбросом по энергии 10^{-3} .

Динамика пучка в ЗФС

Динамика пучка в ЗФС микрозондов удобно описывается в терминах фазового пространства на основе траекторных уравнений, связанных с оптической осью z . Связано это со следующими особенностями ЗФС: стационарные электромагнитные поля с малыми частотами сканирования, отсутствие релятивистских поправок и дифракции, применение малоомощных узких пучков с малой расходимостью.

Квадрупольные ЗФС являются консервативными системами, удовлетворяющими уравнению Лиувилля. В фазовом пространстве каждая частица пучка описывается через координаты, отсчитываемые от оптической оси x, y и углы наклона траектории к оси x', y' , причем $x' = dx/dz$, $y' = dy/dz$.

Чтобы описать хроматические явления, следует также ввести δ — отличие импульса частицы p от среднего импульса частиц пучка p_0 в момент прохождения плоскости объектного коллиматора $\delta = (p - p_0)/p_0$. Максимальное для частиц зонда $\delta_{\max}$ — половина разброса по энергии ускорителя.

На входе ЗФС объектным и угловым коллиматором из общего эмиттанса пучка вырезается исходное фазовое множество G_0 частиц, которые будут сфокусированы на мишень в пятно с размером d и создадут множество G_t .

$$G_0 = \{(x_0, y_0, x'_0, y'_0)\},$$

$$G_t = \{(x_f, y_f) : |x_f| \leq d/2, |y_f| \leq d/2\}, \quad (1)$$

$$G_0 \Rightarrow G_t : \begin{cases} x_f = \sum_{j,k,m,n,s=0}^{\infty} A_{jkmns}(\tau) x_0^j x_0'^k y_0^m y_0'^n \delta_0^s \\ y_f = \sum_{j,k,m,n,s=0}^{\infty} B_{jkmns}(\tau) x_0^j x_0'^k y_0^m y_0'^n \delta_0^s \end{cases},$$

где A и B — аберрационные коэффициенты ЗФС, являющиеся нелинейным набором аберрационных коэффициентов всех оптических элементов; τ — набор параметров ЗФС, задающий геометрию и распределение полей.

Из (1) можно найти размер зонда на мишени d , как полный (по максимальным координатам), так и на полувывоте плотности распределения частиц $\rho(x, y)$ по G_t , решая задачу (2)

$$\begin{cases} d_x = \max\{x_{Dt}\} - \min\{x_{Dt}\}, \\ d_y = \max\{y_{Dt}\} - \min\{y_{Dt}\}, \\ (x_{Dt}, y_{Dt}) \in G_{Dt}, \end{cases} \quad (2)$$

$$G_{Dt} = \{(x, y) \in G_t : \rho(x, y) \leq \rho_{\max}/2\}.$$

Обычно поперечные размеры зонда d_x и d_y не равны друг другу в силу особенностей формирования при помощи квадрупольных линз, дальше по тексту, когда речь будет идти о размере зонда d , будет подразумеваться больший d_x и d_y , полученный по (2).

В формулировке (1) можно использовать метод матрицантов [5—7] для вычисления аберрационных коэффициентов квадрупольной ЗФС, расчета условий стигматической фокусировки, выполнения преобразования $G_0 \Rightarrow G_t$. Метод хорошо развит для систем магнитных квадрупольных линз, для которых обычно вполне достаточно учета аберраций не выше третьего порядка. Однако ранее не возникала необходимость учета аберрационных коэффициентов сканирующей системы.

Для включения сканирующей системы в общую систему формирования зонда (1), необходимо найти ее аберрационные коэффициенты. Для

этого рассмотрим в параксиальном приближении траекторные уравнения частицы в дефлекторе по y . Пластины в направлении x значительно более протяженные, чем область, занятая пучком, поэтому краевые явления для x и x' отсутствуют. Уравнения траектории частицы массой m , зарядом q , энергией qV , знак штриха означает дифференцирование по z :

$$\begin{cases} x'' = 0, \\ y'' = \frac{qm}{p^2} (E_y - y'E_z) (1 + x'^2 + y'^2), \\ \delta' = -\frac{E_z}{2V} \frac{(2\delta + \delta^2)}{1 + \delta}. \end{cases} \quad (3)$$

Уравнения поля в дефлекторе, представляющем собой две плоскопараллельные пластины на расстоянии r друг от друга, с разностью потенциалов $2\varphi_n$:

$$\begin{aligned} \bar{E} &= -\bar{\nabla}\varphi, \\ \varphi(x, y, z) &= V - \frac{2\varphi_n}{r} \left(y(g_w(z) + \frac{r^2}{24} g_w''(z) + \right. \\ &+ \frac{r^4}{576} g_w^{IV}(z)) - \frac{y^3}{6} \left(g_w''(z) + \frac{r^2}{24} g_w'^{IV}(z) \right) \Bigg) + \\ &+ O(4) = V - \frac{2\varphi_n}{r} \left(yg_w(z) + \left(y \frac{r^2}{24} - \frac{y^3}{6} \right) \times \right. \\ &\times g_w''(z) + \left(y \frac{r^4}{576} - y^3 \frac{r^2}{144} \right) g_w'^{IV}(z) \Bigg) + O(4). \end{aligned} \quad (4)$$

В (3) для описания пространственного распределения потенциала введена функция $g_w(z)$, описывающая краевые явления. На поверхности пластин $g_w(z)=1$, при удалении от пластин вдоль z спадает до нуля. Таким образом, в плоскости, совпадающей с внутренней поверхностью пластин, $\varphi(x, y, z) = \pm \varphi_n * g_w(z) + V$. Поле во всем остальном пространстве выразится через (3). Точный вид $g_w(z)$ может быть найден экспериментально или численно, эта функция имеет излом на границе пластин и быстро спадает до нуля при удалении от пластин. $g_w(z)$ можно аппроксимировать ступенчатой функцией с резкими границами, описываемыми функцией Хевисайда $\theta(z)$: $g_w(z) \rightarrow \theta(z) - \theta(z-L_c)$, где начало обкладок принято за ноль, а их эффективная длина L_c . Для этого случая существует аналитическое решение краевой задачи (3), (4) с граничным условием, $y|_{z=0} = y_i$, $y'|_{z=0} = y'_i$:

$$y = y_i + L_c \cdot y'_i + L_c / 2 \cdot \Delta y', \quad (5)$$

$$y' = y'_i + \Delta y', \quad (6)$$

$$\Delta y' = L_c \alpha \left((1 - 2\delta) (1 + x'^2 + y'^2) + 3\delta^2 - 4\delta^3 \right),$$

$$\alpha = -\frac{2 * \varphi_n}{2Vr}.$$

Соотношения (5) и (6) используются для построения матриц преобразования фазовых координат дефлектором, и определения абберационных коэффициентов для задачи (1). В (5) и (6) учтено изменение энергии частицы на входе и выходе дефлектора через члены ряда с δ .

Уширение зонда при сканировании

Известно, что свойство стигматической фокусировки сохраняется в присутствии отклоняющих полей, если отклонение недостаточно, чтобы нарушить параксиальную природу пучка. Если отклоняющее поле становится достаточно сильным, то параксиальное приближение — недействительно, сфокусированное пятно смазывается по мере отклонения. Эта проблема актуальна, прежде всего, для новейших ЗФС со значительными коэффициентами уменьшения (>100).

Рассмотрим нашу ЗФС нового типа [4] с уменьшениями $71,0 \times 109,4$. Расчетный размер пятна зонда на мишени на оптической оси $d_0 = 42 \times 46$ нм на полувысоте пика плотности частиц. Из более ранних работ [6, 8] имеем все абберационные коэффициенты для квадрупольных линз и правила получения коэффициентов ЗФС по коэффициентам отдельных элементов. Из (5) и (6) получим недостающие коэффициенты для сканирующей системы, состоящей из двух дефлекторов, и получим полностью сформулированную задачу (2) определения размеров зонда при отклонении зонда от оптической оси на заданное расстояние r .

Оценим размер зонда в разных точках раstra сканирования. Рис. 2 демонстрирует эту зависимость вдоль трех линий: при сканировании по горизонтали x ($y = 0$), вдоль вертикали y ($x = 0$) по линии $x = y$.

Из рис. 2 видно, что параксиальное приближение недействительно уже при радиусе сканирования несколько микрометров. Если поставить ограничение допустимого уширения в три раза $d \leq 3d_0$, то и тогда растр сканирования ограничен 202×86 мкм ($r \leq 101$ мкм по x , $r \leq 43$ мкм по y , $r \leq 63$ мкм по $x = y$, в силу симметрии задачи и по x и по y растр получается как $2 \cdot r$), на границе $d \leq 2d_0$ растр 176×76 мкм, на границе $d \leq 1,5d_0$ — 148×49 мкм. Таким образом, уширение с учетом аббераций является очень значительным и значительно расходится с результатом [2], что квадруплеты (системы с четырьмя МКЛ) без значительного уширения

могут сканировать в пределах 2–3 мм. В [2] рассматривалось только параксиальное приближение, классическая и исчерпавшая себя схема типа "Русский квадруплет" с уменьшениями 59,7х59,7.

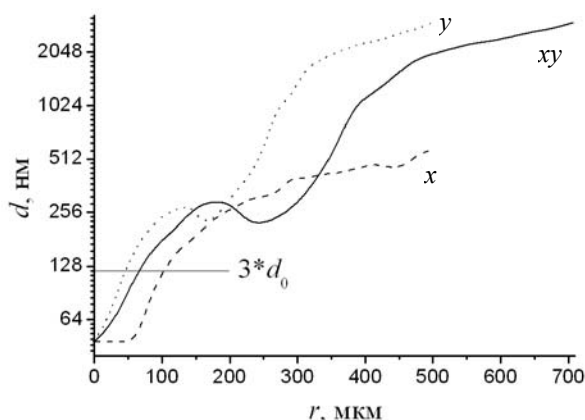


Рис. 2. Размер зонда d в зависимости от радиуса сканирования r .

Кривая x соответствует размеру при сканировании по горизонтали ($y = 0$), кривая y — по вертикали ($x = 0$), кривая xy — по линии $x = y$

Для решения практических задач растр должен приближаться к 1 мкм^2 . Между тем, при отклонении только по y на $0,5 \text{ мм}$ размер зонда растет до $646 \times 2950 \text{ нм}$. При отклонении по x на $0,5 \text{ мм}$ рост несколько меньший: $574 \times 80 \text{ нм}$. Причиной этого есть такая особенность системы: кроссовер пучка в вертикальной плоскости находится в середине третьей МКЛ, сканирующую систему проходит сходящийся по вертикали пучок с малыми y' , что и уменьшает влияние сканера на d_y в случае малых отклонений по y .

Динамическая фокусировка линзовой системы

Описанное значительное уширение зонда при сканировании происходит за счет aberrаций и выхода зонда из фокуса линзовой системы. Борьба с aberrациями отклонения можно за счет линз с переменной осью, что в квадрупольных ЗФС неприменимо. Зато существует возможность компенсировать выход зонда из фокуса во время сканирования, так как современными блоками питания линз можно управлять при помощи компьютера, причем синхронно с величиной напряжения на дефлекторах.

Динамическая фокусировка успешно применяется в ряде электронно-лучевых устройств. Ее идея состоит в изменении глубины фокуса синхронно с изменением напряжения на дефлекторах. В нашем случае осуществить динамическую фокусировку можно изменением токов квадрупольных линз по некоторому закону так, чтобы в каждой точке растра пятно оставалось наименьшим.

Ранее такая задача применительно к ионным микроскопам не рассматривалась.

Результат применения динамической фокусировки показан на рис. 3. Рабочее расстояние g варьировалось около $g_0 = 3 \text{ см}$, ток в первых двух линзах оставался неизменным, ток в третьей и четвертой изменялся с тем, чтобы обеспечить стигматическую фокусировку в плоскости g . Изначально при $g = g_0$ в точке растра с координатами $(0,25; 0,25) \text{ мм}$ от оптической оси зонд имел размеры $185 \times 481 \text{ нм}$. При фокусировке на $g = 3,005 \text{ см}$ размеры зонда уменьшаются до $69 \times 77 \text{ нм}$ и превышают d_0 всего в 1,6 раза.

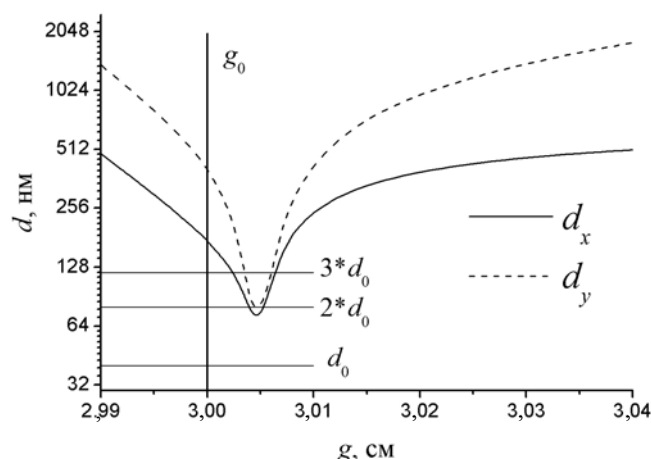


Рис. 3. Размер зонда d в зависимости от глубины фокуса g в точке $(0,25; 0,25) \text{ мм}$ от оптической оси: d_x — размер зонда по x ; d_y — размер зонда по y

Увеличение глубины фокуса на $0,17 \%$ достигается изменением магнитной индукции в третьей линзе — вместо $0,2439 \text{ Тл}$ на $0,2438 \text{ Тл}$; в четвертой — вместо $0,2872 \text{ Тл}$ на $0,2868 \text{ Тл}$. При 90 витках в обмотках линз ток в линзах должен измениться так: в третьей линзе — вместо $7,602 \text{ А}$ на $7,604 \text{ А}$; в четвертой — вместо $8,808 \text{ А}$ на $8,797 \text{ А}$. Имеющиеся блоки питания квадрупольных линз GwInstek PSM-2010 обеспечивают шаг изменения 1 мА при уровне шума 2 мА . Таким образом, перефокусировка для этой точки растра возможна, хотя точность установки тока в третьей линзе не может быть гарантирована.

Рассмотрим теперь, каким образом можно использовать динамическую фокусировку для контроля размера зонда в разных точках растра. Рис. 4 представляет результат, аналогичный рис. 2, но с учетом динамической фокусировки.

Из рис. 4 видно, что метод значительно улучшает возможности по управлению размерами зонда. В ряде случаев размеры зонда уменьшаются в 3 – 5 раз, приближаясь к d_0 . В некоторых случаях, например, при отклонении по y более чем на 400 мкм эффект от изменения глубины фокуса становится минимальным, зонд расплывается под

воздействием aberrаций, и без коррекции aberrаций компенсировать это невозможно.

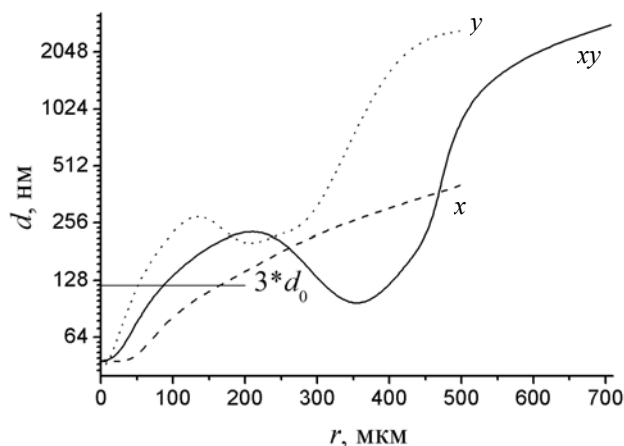


Рис. 4. Размер зонда d в зависимости от радиуса сканирования r при использовании динамической фокусировки. Кривая x соответствует размеру при сканировании по горизонтали ($y = 0$); кривая y — по вертикали ($x = 0$); кривая xy — по линии $x = y$

В целом, результат следует признать положительным, поскольку на условной границе $d \leq 3d_0$ размер раstra должен составить 323×97 мкм, на границе $d \leq 2d_0$ — 221×80 мкм. Таким образом, по координате x имеем улучшение в 1,5 раза. По координате y результат более интересный: при малых и больших отклонениях изменение глубины фокуса не помогает, зато для смещений по y от 130 до 340 мкм имеется область, где динамическая фокусировка позволяет уменьшить размеры зонда в несколько раз.

К сожалению, не каждый из источников питания линз способен удовлетворить условиям, предъявляемым к необходимой точности. Так, блоки GwInstek PSM-2010 с максимальным током 10 А, точностью установки 0,2 %, уровне шума 2 мА способны работать на динамическую фокусировку только при $r > 100$ мкм. Время установки тока 100 мс, поэтому работа возможна только для режимов с частотой, меньшей 10 Гц. Предел применимости $r > 100$ мкм получается в вычислительном алгоритме автоматически, поскольку он связан с дискретой изменения токов в линзах ЗФС. Это четко видно для отклонения по y и xy , где для $\Delta y < 100$ мкм перефокусировка требует изменения магнитной индукции на полюсах линз менее чем на 1 мТл, что соответствует изменению тока на величину, меньшую 0,75 мА.

Заключение

Для систем формирования субмикронных зондов параксиальное приближение недействительно уже при радиусе сканирования несколько микрометров. Для находящейся в процессе реализации ЗФС для нового канала протонно-пучкового экспонирования Института прикладной физики НАН Украины растр сканирования ограничен 202×86 мкм для $d \leq 3d_0$, 163×55 мкм для $d \leq 2d_0$, 136×32 мкм для $d \leq 1,5d_0$. Это ограничение является достаточно серьезным, поскольку практическое применение микрозондов требует значительно большего размаха сканирования, вплоть до 1—2 мм, что и закладывается в техническое задание.

Для компенсации смазывания пятна по мере удаления от оптической оси можно использовать динамическую фокусировку линзовой системы. Для этого необходимо производить изменение токов квадрупольных линз синхронно с напряжением на дефлекторах, чтобы в каждой точке раstra пятно оставалось наименьшим. Метод помогает контролировать параметры зонда и уширение не будет столь значительным. Так, для $d \leq 3d_0$ размер раstra должен составить 323×97 мкм, для $d \leq 2d_0$ — 221×80 мкм, т. е. имеем возможность сканирования в более широком диапазоне с меньшим уширением зонда. Практическое применение идеи требует использования высокоточных блоков питания, способных работать с частотой системы сканирования. Для блоков с точностью установки 0,2 % изменение глубины фокуса возможно только для отклонений от 130 до 400 мкм, где она обеспечивает уменьшение размера зонда в несколько раз (вплоть до 4—6 раз для оптимального режима функционирования).

Литература

1. Watt F., van Kan J. A., Rajta I., Bettiol A. A., Choo T. F., Breese M. B. H., Osipowicz T. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 2003. V. 210. P. 14.
2. Dymnikov A. D., Glass G. A., Rout B. // Ibid. 2005. V. 239. P. 250.
3. van Kan J. A., Malar P., de Vera A. B., Chen X., Bettiol A. A., Watt F. // Ibid. Res. A. 2010. doi:10.1016/j.nima.2010.12.011.
4. Ponomarova A. A., Melnik K. I., Vorobjov G. S., Ponomarev A. G. // Ibid. Res. B. 2011. doi:10.1016/j.nimb.2011.02.025.
5. Dymnikov A., Hellborg R. // Ibid. Res. A. 1993. V. 330. P. 323.
6. Дымников А. Д., Осетинский Г. М. // Физика элем. частиц и ат. ядра. 1989. Т. 20. № 3. С. 694; Sov. J. Part. Nucl. 1989. V. 20. P. 293.
7. Dymnikov A. D., Martinez G., Azbaid A. H. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1998. V. 403. P. 195.
8. Ponomarev A. G., Melnik K. I., Miroshnichenko V. I., Storizhko V. E., Sulkio-Cleff B. // Ibid. Res. B. 2003. V. 201. P. 637.

Dynamic focusing by the quadrupole lens system for control of the submicron ion probe at electrostatic scanning

K. I. Melnik

Institute of Applied Physics, NAN, Ukraine.
58 Petropavlovskaya str., Sumy, 40030, Ukraine
E-mail: ipfmail@ipfcentr.sumy.ua

Investigated is dynamic focusing by the quadrupole lens system for control of the submicron ion probe at electrostatic scanning.

PACS: 41.85.-p, 41.85.Lc, 07.78.+s

Keywords: probe forming system, electrostatic scanning system, quadrupole lens, dynamic focusing.

Bibliography — 8 references.

Received September 22, 2011