

# ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ ПУЧКА ИОНОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ ЗОНДОФОРМИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ

*В.И. Мирошниченко, А.А. Пономарев*

*Институт прикладной физики НАН Украины, Сумы, Украина*

*E-mail: ponomart@ipflab.sumy.ua, Fax +38(0542)22-37-60*

Рассмотрено преобразование различных типов распределений фазовой плотности пучка ионов нелинейными квадрупольными зондоформирующими системами. Распределения фазовой плотности задавались многочастичным приближением ( $\sim 10^7$ ). Нелинейности, вызванные абберациями зондоформирующих систем, учитывались до 3-го порядка включительно. На примере трех зондоформирующих систем показано, что нелинейный характер преобразования фазовых координат из плоскости объекта на плоскость мишени приводит к образованию ярко выраженного пика распределения плотности пучка.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Задача фокусировки пучка заряженных частиц с целью уменьшения в некоторой поперечной плоскости (плоскости мишени) его линейных размеров возникает в различных приложениях, таких как ионные и электронные пушки, которые применяются в пучковой литографии, приборы вторичной ионной масс-спектрометрии, коллайдеры, электронные и ядерные сканирующие микроанализаторы. Системы, цель которых состоит в концентрации частиц в заданном малом пятне на мишени, принято называть зондоформирующими системами (ЗФС). В ядерных сканирующих микроанализаторах применяются электростатические ускорители. В современных электростатических ускорителях применяются плазменные источники ионов, которые имеют невысокую яркость пучка в сравнении с электронными пушками и жидкометаллическими ионными источниками. Поэтому при теоретических расчетах критерием выбора ЗФС ядерного микрозонда является ее аксептанс [1]. Это позволяет создать на мишени сфокусированный пучок с достаточным током и обеспечить минимально возможные размеры пятна [2]. Размеры пятна при этом определяются в виде размеров геометрической фигуры, полученной в результате проекции фазового объема пучка на гауссову плоскость изображения  $xu$ . Однако большая часть тока пучка может быть сосредоточена в центре пятна. В этом случае именно эта область определяет разрешающую способность микрозонда, которая характеризует минимально возможное расстояние между двумя объектами, когда их можно различить в виде отдельных образований за счет частично перекрывающихся распределений интенсивности выхода продуктов взаимодействия ионов пучка с атомами мишени. Экспериментально размер пучка на мишени определяется по величине полной ширины на полувысоте распределения интенсивности тока. Поэтому вопрос теоретического рассмотрения влияния нелинейных процессов фокусировки на характер формирования плотности пучка на мишени с учетом различных типов распределения фазовой плотности пучка на входе в ЗФС представляет особый интерес.

## 2. НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ФАЗОВЫХ МНОЖЕСТВ В ЗФС

На Рис.1 схематически представлена ЗФС, где пятно пучка на мишени является некоторой виртуальной апертурой. Стационарное уравнение движения, описывающее эволюцию фазового множества частиц пучка в процессе фокусировки с помощью электрических и магнитных полей может быть записано в общем виде:

$$\frac{d\varphi}{dz} = F(m, q, \mathbf{V}, \mathbf{E}, \varphi, \delta), \quad \varphi(0) = \varphi_0 \in g_0, \quad (1)$$

где  $m, q$  – масса и заряд частицы пучка соответственно,  $\mathbf{V} = \mathbf{V}(x, y, z)$ ,  $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, y, z)$  – распределение векторов магнитного и электрического полей в области прохождения пучка,  $\delta = (p - p_0)/p_0$  – разброс по импульсу частиц пучка, определяющий относительное отклонение импульса каждой частицы  $p$  от средней его величины  $p_0$ ,  $\varphi(z) = (x, y, x', y')^T$  – фазовые координаты частиц пучка,  $x = x(z)$ ,  $y = y(z)$  – линейные поперечные координаты, определяющие расположение частицы относительно оси пучка  $z$ ,  $x' = x'(z)$ ,  $y' = y'(z)$  – угловые координаты, задающие направление движения частицы относительно оси  $z$ ,  $g_0$  – начальное фазовое множество частиц пучка в плоскости объекта на входе в ЗФС.

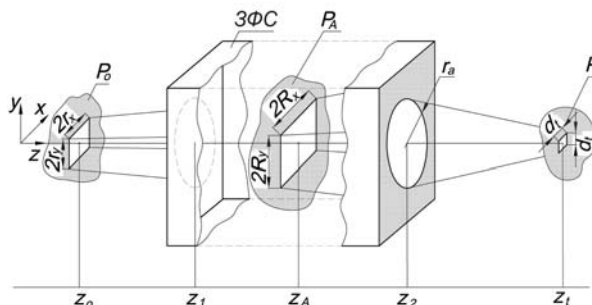


Рис.1. Схема зондоформирующей системы

В силу того, что здесь рассматриваются ЗФС, обеспечивающие фокусировку параксиальных пучков, которые по своим энергетическим характеристикам близки к монохроматическим, фазовые координаты  $\varphi$  и разброс по импульсу  $\delta$  являются малыми величинами. Поэтому по ним можно произвести разложение правой части уравнения (1) в ряд по системе линейно независимых степенных

функций  $x^i y^j x'^k y'^l \delta^m$ . Разложению в ряд также подвергаются электромагнитные поля в области, занимаемой пучком. Тогда (1) обычно преобразуется к виду, который представляется ограниченным рядом порядка малости N:

$$\frac{d\Phi}{dz} = \sum_{\substack{i,j,k,l,m \\ i+j+k+l+m \leq N}} C_{ijklm} x^i y^j x'^k y'^l \delta^m, \quad \Phi(0) = \Phi_0 \in G_0, \quad (2)$$

где  $C_{ijklm} = C_{ijklm}(p_0, E_0, B_0, z)$  – коэффициенты ряда разложения,  $E_0 = E_0(z)$ ,  $B_0 = B_0(z)$  – распределение электрического и магнитного полей вдоль оси z соответственно.

Рассмотрим систему линейно независимых функций  $\{x^i y^j x'^k y'^l \delta^m\}$  в виде обобщенных фазовых координат или фазовых моментов, как их называют авторы работы [3]. Применим процедуру погружения уравнения (2) в пространство фазовых моментов, изложенную в той же работе. Тогда можно получить систему линейных дифференциальных уравнений относительно фазовых моментов в виде

$$\frac{d\Phi}{dz} = P \cdot \Phi, \quad \Phi(0) = \Phi_0 \in G_0, \quad (3)$$

где  $\Phi(z) = (x^i y^j x'^k y'^l \delta^m)^T$ ,  $i+j+k+l+m \leq n \leq M$  – фазовые моменты частицы пучка, n – порядок фазовых моментов,  $P = P(p_0, E_0, B_0, z)$  – квадратная матрица,  $G_0$  – начальное множество фазовых моментов в плоскости объекта.

Ниже рассмотрены фазовые моменты в виде

$$\Phi = \{\Phi_i\} = (x, x', y, y', x\delta, x'\delta, y\delta, y'\delta, x^3, x^2 x', x x'^2, x^3, x y^2, x y y', x y^2, x' y^2, x' y y', x' y^2, y^3, y^2 y', y y'^2, y^3, y x^2, y x x', y x^2, y' x^2, y' x x', y' x'^2)^T, \quad (4)$$

где  $i=1, \dots, 28$ , которые описывают нелинейную динамику фазового множества частиц пучка в зондоформирующих системах с учетом аберраций до 3-го порядка ( $M=3$ ).

В тех случаях, когда необходимо рассматривать эволюцию некоторого множества, а не одного лишь его элемента, эффективно перейти к нахождению матричной функции - матрицанта  $\mathfrak{R}(z/z_0)$  уравнения (3) такого, что  $\Phi(z) = \mathfrak{R}(z/z_0) \cdot \Phi(z_0)$ , который позволяет вычислять эволюцию множества фазовых моментов.

$$\frac{d\mathfrak{R}}{dz} = P \cdot \mathfrak{R}, \quad \mathfrak{R}(z_0/z_0) = I, \quad (5)$$

где  $I$  – единичная матрица.

Так как фазовые моменты первого порядка в (4) представляют собой фазовые координаты, поэтому первые четыре строки матрицанта  $\mathfrak{R}(z/z_0)$  представляют собой коэффициенты уменьшения и аберрации преобразования фазовых координат частицы из плоскости объекта  $z_0$  в плоскость мишени  $z_t$ .

### 3. ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА НА ВХОДЕ В ЗОНДОФОРМИРУЮЩУЮ СИСТЕМУ

В системах транспортировки пучков, где нелинейные эффекты, связанные с аберрациями, пренебрежимо малы, вид максимального проходного фазового объема имеет простую форму в виде эллипса или параллелограмма. Вид максимального проходного фазового объема в нелинейных зондоформирующих системах имеет сложную

форму в случае квадрупольных систем, когда движения в x- и y-направлениях взаимосвязаны, фазовый объем к тому же является 4-мерным. Поэтому создание оптической системы, которая бы сформировала пучок с фазовым объемом, максимально согласованным с ЗФС, очень сложная задача. Традиционные методы формирования пучка на входе в ЗФС основываются на применении системы коллиматоров или круглых апертур. Для однозначного задания фазового пространства пучка применяются как минимум два коллиматора (Рис.1). Первый коллиматор располагается в объектной плоскости  $P_0$ , второй имеет произвольное расположение вдоль оптического тракта (может располагаться в межлинзовых промежутках) в плоскости  $P_A$  и выполняет функцию ограничения углового направления движения частиц. Оптимальное коллимирование пучка с целью получения максимального тока в фиксированном пятне на мишени может быть описано следующим образом. Необходимо определить размеры коллиматоров и их взаимное расположение, в результате чего будет сформирован (вырезан) фазовый объем пучка, который будет иметь максимальную величину и будет вписан в максимальный проходимый фазовый объем ЗФС. Задача оптимального коллимирования пучка в зондоформирующих системах может быть формализована в виде

$$a_0^* = \max_{r_x, r_y, R_x, R_y, z_A} (a_0), \quad a_0 = \text{vol}(g_0), \quad (6)$$

$$g_0 = \{(x_0, y_0, x'_0, y'_0) \mid |x_0| < r_x, |y_0| < r_y,$$

$$|T_{0x}(z_t)| \leq d_t, |T_{0y}(z_t)| \leq d_t,$$

$$(T_{0x}(z_a))^2 + (T_{0y}(z_a))^2 \leq r_a^2,$$

$$|T_{0x}(z_A)| \leq R_x, |T_{0y}(z_A)| \leq R_y, |\delta| \leq \delta_{\max}\},$$

$$\text{где } T_{0x}(z) = \sum_{j=1}^{28} \mathfrak{R}_{1,j}(z/z_0) \cdot \Phi_{0j} \text{ и}$$

$$T_{0y}(z) = \sum_{j=1}^{28} \mathfrak{R}_{3,j}(z/z_0) \cdot \Phi_{0j} \text{ – преобразование фазовых}$$

координат из плоскости  $z_0$  в произвольную плоскость  $z$ ;  $z_a \in [z_1, z_2]$  – область ионопровода с радиусом апертуры  $r_a$ , проходящего внутри активных оптических элементов (Рис.1);  $z_t$  – координата плоскости мишени;  $z_A$  – координата расположения углового коллиматора;  $a_0^*$  – величина максимального фазового объема пучка  $g_0$ , сформированного при помощи двух прямоугольных коллиматоров, который будет трансформирован с помощью ЗФС в плоскости мишени в квадратное пятно размером  $d_t$ , как показано на Рис.1.

Для случая, когда  $z_0 < z_A \leq z_1$ , решение задачи (6) реализовано в численном коде MAXWEMIT, алгоритм которого изложен в работе [1].

### 4. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ ПУЧКА

В большинстве источников заряженных частиц в эмитируемом пучке частицы имеют максвелловское распределение по скоростям. Как показано в монографии Глазера [4], в этом случае фазовая

плотность частиц в пучке имеет нормальный закон распределения. Однако для геликоновых плазменных источников ионов, где реализуется высокая плотность плазмы, частицы распределены в занимаемом фазовом объеме пучка по закону Лоренца [5], который, как известно, относится к законам распределения с тяжелыми хвостами. Так как источники заряженных частиц и электростатический ускоритель имеют аксиальную симметрию, поэтому распределение плотности частиц в четырехмерном фазовом пространстве  $(x, y, x', y')$  может быть представлено в виде произведения двух распределений в плоскостях  $(x, x')$  и  $(y, y')$  и нормированным на единицу в  $(0, 0)$

$$\rho(x, y, x', y') = \rho_x(x, x') \cdot \rho_y(y, y'), \quad (7)$$

где

$$\rho_\tau(\tau, \tau') = \begin{cases} \exp\left[-\frac{\gamma \ln 2}{2(1-\kappa^2)}\left(\frac{\tau^2}{\sigma_\tau^2} - 2\kappa \frac{\tau\tau'}{\sigma_\tau\sigma_{\tau'}} + \frac{\tau'^2}{\sigma_{\tau'}^2}\right)\right], \\ \text{нормальное распределение} \\ 1 \\ 1 + \frac{\gamma}{2(1-\kappa^2)}\left(\frac{\tau^2}{\sigma_\tau^2} - 2\kappa \frac{\tau\tau'}{\sigma_\tau\sigma_{\tau'}} + \frac{\tau'^2}{\sigma_{\tau'}^2}\right), \\ \text{распределение Лоренца} \end{cases}$$

$\tau = (x, y)$ ;  $\gamma$  – масштабный множитель, определяющий величину сосредоточения распределения вблизи оси;  $\sigma_\tau, \sigma_{\tau'}$  – определяются по величине размеров объектного и углового коллиматоров;  $\kappa$  – коэффициент корреляции между  $\tau$  и  $\tau'$  – определяется также

*Основные ионно-оптические и геометрические параметры зондоформирующих систем, используемые в расчетах преобразования распределения фазовой плотности пучка*

Параметры	Система S1 Триплет [6]	Система S2 Квадруплет [7]	Система S3 Квинтуплет [8]
Длина системы ( $z_L - z_0$ ), см	668	405.8	832
Длина объектного расстояния ( $z_A - z_0$ ), см	578.6	194.5	555
Рабочее расстояние ( $z_L - z_2$ ), см	16	12	9
Коэффициенты уменьшения, $D_x \times D_y$	4 × (-31)	58 × 58	346 × (-346)
Хроматические aberrации, мкм/(мрад·%) <x/x'δ>; <x/x'δ'>	166.18; 104.02	-914; -182.84	-497.96; 4631.96
Сферические aberrации, мкм/мрад <sup>3</sup> <x/x' <sup>3</sup> >; <x/x'y' <sup>2</sup> > <y/y' <sup>3</sup> >; <y/y'x' <sup>2</sup> >	-3.4; -25.2 -7; -2.6	6071.8; 938.8 105.2; 938.8	6122.3; 100882.4 621007.8; 100918.2
Оптимальные размеры коллиматоров для создания пятна на мишени с $d_f = 1$ мкм $\Gamma_x; \Gamma_y$ , мкм $R_x; R_y$ , мкм Акцептанс, мкм <sup>2</sup> ·мрад <sup>2</sup>	0.8; 7.9 330; 522 0.55	9.7; 17.7 30; 91 1.49	83.7; 8.2 117; 17 0.4

С применением численного кода MAXWEMIT [1] были рассчитаны оптимальные размеры объектного и углового коллиматоров (см. таблицу), которые обеспечивают максимальную величину акцептанса ЗФС при условии фокусировки исходного фазового объема пучка в квадратное пятно на мишени с размерами 1 мкм. Размеры коллиматоров определяют фазовые контуры в виде параллелограммов в плоскостях  $(x, x')$  и  $(y, y')$ . На Рис.2 показан такой фазовый контур в виде параллелограмма, который формируется с помощью двух щелевых коллиматоров, расположенных симметрично относительно оси пучка.

по величине размеров объектного и углового коллиматоров.

После выхода пучка из ускорителя все ионно-оптические элементы в системе транспортировки пучка имеют линейный закон преобразования фазовых координат, поэтому не изменяют распределений, а лишь приводят к их перемасштабированию. В распределениях (7) коэффициенты подобраны таким образом, чтобы оба распределения имели одинаковую ширину на полувысоте.

## 5. АНАЛИЗ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ ПУЧКА НЕЛИНЕЙНЫМИ ЗФС

Для анализа преобразования фазовой плотности пучка нелинейными ЗФС были выбраны три системы, имеющие как различное количество магнитных квадрупольных линз, так и различную степень нелинейности, вызванную величиной aberrаций. Система S1 состоит из трех магнитных квадрупольных линз [6] и имеет невысокие коэффициенты уменьшения и aberrации. Система S2 состоит из четырех магнитных квадрупольных линз [7] и имеет умеренные коэффициенты уменьшения и aberrации. Система S3 состоит из пяти магнитных квадрупольных линз [8] и имеет высокие коэффициенты уменьшения и aberrации. Основные ионно-оптические и геометрические параметры для всех трех ЗФС приведены в таблице.

Для такого контура рассчитывались значения  $\sigma_\tau, \sigma_{\tau'}, \kappa$ , которые обеспечивали согласование соответствующего распределения (7) с вырезаемым фазовым объемом объектным и угловым коллиматорами для каждой из трех ЗФС. Выбор параметра  $\gamma = 0.25; 1; 4$  приводит к изменению степени концентрации частиц в приосевой области в плоскости объектного коллиматора. Количество частиц выбиралось из условия моделирования реального эксперимента, когда величина тока пучка составляет 100 пА и процесс сканирования происходит с частотой 100 Гц. В этом случае в пятно

на мишени попадает число частиц  $N \sim 10^7$ . Все частицы распределялись случайным образом равномерно под гиперповерхностью  $\rho(x, y, x', y')$ , заданной одним из распределений в (7) с применением метода выбраковки (reject method), изложенного в [9].

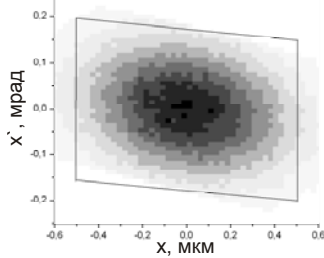


Рис.2. Фазовый контур в плоскости  $(x, x')$ , сформированный объектным коллиматором системы S2 с нормальным распределением фазовой плотности частиц

В этом случае распределение плотности частиц  $\mu(x, y, x', y') \sim \rho(x, y, x', y')$  в любой точке фазового контура, сформированного объектным и угловым коллиматорами. Разброс частиц по импульсу осуществлялся равномерно случайным образом. Таким образом, каждая  $i$ -я частица в плоскости объектного коллиматора имеет фазовые координаты  $(x_{oi}, y_{oi}, x'_{oi}, y'_{oi}, \delta_i)$ ,  $i=1 \dots N$ . В соответствии с фазовыми координатами формировались координаты фазовых моментов (4), которые с помощью метода, изложенного в разд. 2, преобразовывались в плоскости мишени в фазовые координаты  $(x_{ti}, y_{ti}, x'_{ti}, y'_{ti}, \delta_i)$ ,  $i=1 \dots N$ . Для большинства методов микроанализа важным является распределение плотности частиц в пятне пучка на мишени, а величина направления их движения не существенна. Поэтому определялось распределение плотности частиц  $\eta(x, y)$  в плоскости объектного коллиматора и в пятне на мишени исходя из соотношения:

$$\eta(x, y) = \sum_{i=1}^N \tilde{\mu}(x_i, y_i, x'_i, y'_i), \quad (8)$$

$$\tilde{\mu}(x_i, y_i, x'_i, y'_i) = \begin{cases} 1, & \forall i: |x - x_i| \leq \Delta_x, |y - y_i| \leq \Delta_y \\ 0, & \forall i: |x - x_i| > \Delta_x, |y - y_i| > \Delta_y \end{cases}$$

где  $\Delta_x \cdot \Delta_y$  – размер элементарной площади в плоскости объектного коллиматора или пятна пучка на мишени.

На Рис.3 показаны распределения плотности частиц  $\eta(x, y)$  для системы S3 ( $\gamma=1$ ) в плоскости объектного коллиматора для нормального распределения частиц в фазовом пространстве (см. Рис.3,а) и распределения Лоренца (см. Рис.3,б). На Рис.3,в и Рис.3,г представлены соответствующие распределения в плоскости мишени после преобразования фазовых координат частиц с помощью нелинейной зондоформирующей системы S3.

Из этих рисунков видно, что существенного различия в плотности пучка для двух типов распределений (7) не наблюдается. Это подтверждается и видом сечений  $\eta(x, 0)$  и  $\eta(0, y)$  распределения плотности пучка на мишени для системы S2, приведенной на Рис.4, где также видно, что увеличение концентрации частиц у оси (рост

параметра  $\gamma$ ) на входе в ЗФС приводит также к их большей концентрации у оси и на мишени. Это характерно для всех трех рассмотренных систем.

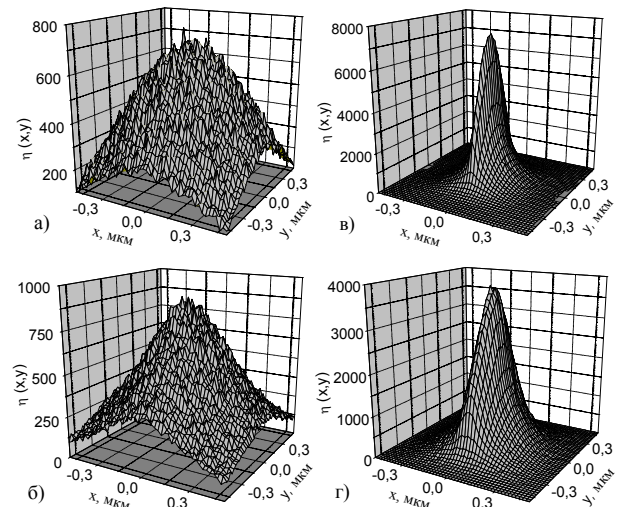


Рис.3. Распределения плотности частиц  $\eta(x, y)$  для системы S3 ( $\gamma=1$ ) в плоскости объектного коллиматора (а, б) и в плоскости мишени (в, г) для различных распределений частиц в фазовом пространстве при нормальном распределении частиц (а, в) и распределении Лоренца (б, г)

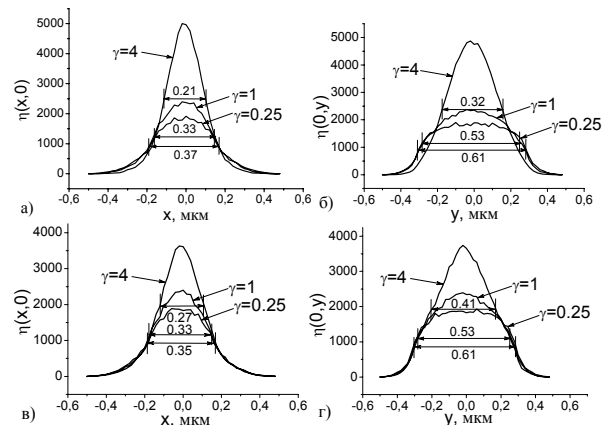


Рис.4. Зависимость формы сечения распределения плотности пучка на мишени для системы S2 от различных значений  $\gamma$  при нормальном распределении частиц (а, б) и распределении Лоренца (в, г)

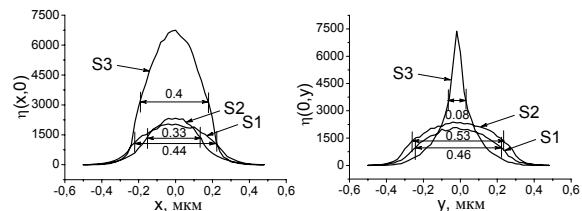


Рис.5. Сечения распределения плотности пучка для различных зондоформирующих систем при нормальном распределении и  $\gamma=1$

Для определения концентрирующих свойств выбранных для анализа ЗФС оценивались отношения размеров полной ширины на полувысоте распределений  $\eta(x, y)$  к размеру у основания в каждом из направлений  $x$  и  $y$ . На Рис.5 показаны сравнительные характеристики концентрирующих свойств всех трех систем, из которых видно, что чем

выше у системы коэффициенты уменьшения, тем более сконцентрированным у оси является распределение плотности частиц.

Однако количество частиц  $N_{FWHM}$  под куполом распределения, отсекаемого плоскостью на полувысоте, в процентном отношении к общему их числу уменьшается. Это можно объяснить влиянием aberrаций, которые размывают пучок в пятне за пределами некоторой области, характерной для каждой системы, размеры которой определяются уровнем aberrаций или степенью нелинейности ЗФС. В заключение стоит заметить, что распределение частиц по импульсу от некоторого среднего значения принималось равномерным на уровне  $5 \cdot 10^{-4}$ . Безусловно, необходимо рассмотреть влияние степени монохроматичности пучка на распределение его плотности на мишени в процессе зондоформирования. Также необходимо обратить внимание на указания в некоторых работах, которые говорят о возможности корреляции энергетического разброса с угловым распределением частиц в пучке.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распределение плотности частиц пучка на мишени практически слабо зависит от типа исходного распределения фазовой плотности на входе в зондоформирующую систему. Это связано с тем, что система коллиматоров отсекает хвосты распределений и формирует близкую по величине исходную фазовую плотность пучка. Нелинейные преобразования фазовых координат частиц в ЗФС чувствительны к величине распределения, а не к его типу, что видно из увеличения параметра  $\gamma$ . Системы с более высокими коэффициентами уменьшения приводят к большей концентрации частиц вблизи оси, судя по величине пика распределения плотности и размеров его полной ширины на полувысоте. Однако в этом случае более высокие aberrации приводят к размытию плотности частиц по пятну, снижая процентное отношение количества частиц, сосредоточенных в области, ограниченной размерами полной ширины на полувысоте распределения плотности частиц пучка. Из этого следует, что в сильно нелинейных системах разрешение определяется не величиной полной ширины на полувысоте распределения плотности частиц в пучке на мишени, а полными

размерами пятна. Поэтому постановка задачи оптимизации зондоформирующих систем с учетом неоднородности распределения фазовой плотности должна учитывать критерий эффективного акцептанса, где оптимальные размеры коллиматоров выбираются из условия получения пятна на мишени с максимальным отношением ширины распределения плотности частиц на полувысоте к его основанию. Это позволит удалить ореол из рассеянных частиц в области пятна на мишени.

### ЛИТЕРАТУРА

1. A.G. Ponomarev, V.I. Miroshnichenko, V.E. Storizhko. Optimum collimator shape and maximum emittance for submicron focusing of ion beams. Determination of the probe forming system resolution limit // *Nucl. Instr. and Meth.* 2003, v. A506, p.20-25.
2. A.G. Ponomarev, K.I. Melnik, V.I. Miroshnichenko. Parametric multiplets of magnetic quadrupole lenses: application prospects for probe-forming systems of nuclear microprobe // *Nucl. Instr. and Meth.* 2005, v. B 231, p. 86-93.
3. А.Д. Дымников, Г.М. Осетинский. Система формирования протонных пучков микронных размеров // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* 1989, т.20, в.3, с.694-733.
4. В. Глазер. *Основы электронной оптики.* М.: «Гостехтеориздат», 1957, с.763.
5. S.N. Mordyk, V.I. Voznyy, V.I. Miroshnichenko et al. High brightness RF ion source for accelerator-based microprobe facilities // *Review of scientific instruments.* 2004, v.75, №5, p.1922-1925.
6. G.W. Grime, F. Watt. *Beam Optics of Quadrupole Probe-Forming Systems.* Bristol: "Adam Hilger Ltd." 1984, p.273.
7. V.E. Storizhko, A.G. Ponomarev, V.A. Rebrov et al. The Sumy scanning nuclear microprobe: design features and first tests // *Nucl. Instr. and Meth.* 2007, v.B260, p.49-54.
8. D.N. Jamieson, B. Rout, R. Szymanski et al. The new Melbourne nuclear microprobe system // *Nucl. Instr. and Meth.* 2002, v.B190, p.54.
9. William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery. *Numerical Recipes in C++.* Cambridge University Press, 2003, p.994.

Статья поступила в редакцию 08.05.2008 г.

## TRANSFORMATION OF THE ION BEAM PHASE DENSITY BY NON-LINEAR PROBEFORMING SYSTEMS

V.I. Miroshnichenko, A.A. Ponomarev

Transformation of the different types of the ion beam phase density distribution by non-linear quadrupole probe-forming systems was considered. Phase density distributions were specified by multiparticle approximation ( $\sim 10^7$ ). Nonlinearities caused by probeforming system aberrations were taken into account to the third order inclusive. Using three probe forming systems was showed that non-linear character of the phase coordinates transformation from the object to the target plane leads to the pronounced peak of the beam density distribution.

## ПЕРЕТВОРЕННЯ ФАЗОВОЇ ГУСТИНИ ПУЧКА ІОНІВ У НЕЛІНІЙНИХ ЗОНДОФОРМУЮЧИХ СИСТЕМАХ

V.I. Miroshnichenko, A.O. Ponomarev

Розглянуто перетворення різних типів розподілів фазової густини пучка іонів нелінійними квадрупольними зондоформуючими системами. Розподіли фазової густини задавалися багатокількісним наближенням ( $\sim 10^7$ ). Нелінійності, що викликані aberrациями зондоформуючих систем, враховувались до 3-го порядку включно. На прикладі трьох зондоформуючих систем показано, що нелінійний характер перетворення фазових координат з площини об'єкта на площину мішені призводить до утворення яскраво визначеного піка розподілу густини пучка.