

## СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОПУЧКОВ

*Н. Ю. Казаринов, В. И. Казача<sup>1</sup>, И. В. Калагин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе получены уравнения для расчета канала формирования микропучков. Канал состоит из двух соосных диафрагм радиусами  $r_{1,2}$  и мишени радиусом  $r_T$ . Система уравнений позволяет при заданных параметрах ионного пучка, расстоянии между двумя диафрагмами  $L$ , радиусе пучка на мишени  $r_T$  и требуемой эффективности прохождения пучка через диафрагмы  $\eta_0$  вычислить расстояние от второй диафрагмы до мишени  $L_1$  и радиусы обеих диафрагм. Найдены зависимости радиусов диафрагм и расстояния  $L_1$  от эффективности  $\eta_0$  для фиксированного радиуса мишени  $r_T$ . Найдены зависимости эффективности  $\eta_0$  и радиусов диафрагм  $r_{1,2}$  от расстояния  $L$  при фиксированном расстоянии  $L_1$ . Проведена оценка влияния на эффективность формирования микропучка отклонений основных параметров канала и пучка от оптимальных значений. Определены допуски на величину смещения диафрагм и фонового магнитного поля.

A system of equations for calculation of formation of a microbeam channel was obtained in this work. The beam line consists of two coaxial diaphragms having the radii  $r_{1,2}$  and a target. The system of equations allows one to calculate the distance from the second diaphragm to the target  $L_1$  and the required radii  $r_{1,2}$  of both diaphragms for given parameters of the ion beam, the distance between two diaphragms  $L$ , the desired efficiency of the ion beam transfer through the diaphragms  $\eta_0$ , and the desired beam radius  $r_T$  at the target. The dependences of the diaphragm radii  $r_{1,2}$  and the distance  $L_1$  on  $\eta_0$  were calculated for a fixed radius value  $r_T$ . The dependences of  $\eta_0$  and  $r_{1,2}$  on the distance  $L$  were calculated for the fixed distance  $L_1$ . The influences of the errors of the basic parameters of the channel and the beam on the efficiency of the formation of microbeam were evaluated. Tolerances on the values of the diaphragm displacements and the background magnetic field were determined.

PACS: 29.20.Dg

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время технология получения микропучков ионов широко используется в литографии [1], при облучении биологических объектов [2, 3], при создании треков в поликарбонатах для получения медных нанопроволочек [4]. В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ проводятся работы по тестированию микросхем пучками тяжелых ионов [5], и для этих же целей планируется создание канала формирования микропучков.

Микропучок формируется на мишени радиусом  $r_T$  с помощью двух диафрагм  $D_1$  и  $D_2$  радиусами  $r_{1,2}$  с расстоянием  $L$  между ними (рис. 1). Расстояние между диафрагмой  $D_2$  и мишенью равно  $L_1$ .

---

<sup>1</sup>E-mail: kazacha@dubna.ru

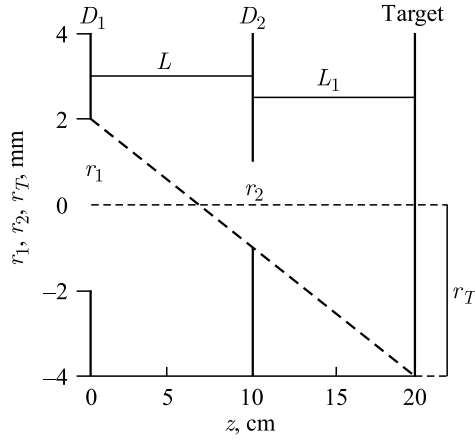


Рис. 1. Схема формирования микропучка

В работе получены формулы для расчета основных параметров канала микропучка (радиусов диафрагм  $r_{1,2}$ , расстояния  $L_1$  и эффективности прохождения пучка через диафрагму  $\eta_0$ ) в самом общем виде без использования каких-либо ограничений, накладываемых на параметры задачи.

### 1. ПАРАМЕТРЫ КАНАЛА ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОПУЧКОВ

Функция распределения плотности пучка, прошедшего через две диафрагмы, в общем случае представляется следующим образом:

$$f(x, x', y, y') = F(x_0, y_0, x'_0, y'_0) \theta \left( 1 - \frac{x_0^2 + y_0^2}{r_1^2} \right) \theta \left( 1 - \frac{x^2 + y^2}{r_2^2} \right). \quad (1)$$

Здесь  $F(x_0, y_0, x'_0, y'_0)$  — нормированная на единицу произвольная функция от координат и углов частицы на входе в первую диафрагму, отмечаемых индексом «0». Функция  $\theta(x)$  определяется как

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 \rightarrow x \geq 0, \\ 0 \rightarrow x < 0. \end{cases} \quad (2)$$

Координаты пучка в фазовом пространстве на второй диафрагме  $\{x, x', y, y'\}$  связаны с начальными координатами пучка на первой диафрагме  $\{x_0, x'_0, y_0, y'_0\}$  с помощью матрицы перехода:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

В работе считается, что начальная функция распределения  $F(x_0, y_0, x'_0, y'_0)$  зависит от интегралов движения  $I_{x,y}$  и  $\varepsilon_{x,y}$ :

$$F(x_0, x'_0, y_0, y'_0) = F \left( \frac{I_x}{\varepsilon_x} + \frac{I_y}{\varepsilon_y} \right), \quad (4)$$

где  $\varepsilon_{x,y}$  — среднеквадратичные эмиттансы пучка;  $I_{x,y}$  — инварианты Куранта–Снайдера [6]:

$$\begin{aligned} I_x &= \gamma_{0x}x_0^2 + 2\alpha_{0x}x_0x'_0 + \beta_{0x}x_0'^2, \\ I_y &= \gamma_{0y}y_0^2 + 2\alpha_{0y}y_0y'_0 + \beta_{0y}y_0'^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\alpha_{0x,y}$ ,  $\beta_{0x,y}$ ,  $\gamma_{0x,y}$  — значения параметров Твисса на входе в первую диафрагму.

Используя инварианты (5), предполагая гауссово распределение частиц в фазовом пространстве и аксиальную симметрию пучка на входе в первую диафрагму  $\alpha_{0x} = \alpha_{0y} = \alpha$ ,  $\beta_{0x} = \beta_{0y} = \beta$ , получаем следующее выражение для функции распределения  $f(x, x', y, y')$  на выходе из второй диафрагмы:

$$\begin{aligned} f(x, x', y, y') &= \\ &= \frac{\beta^2}{(2\pi)^2\sigma^4} \exp\left(-\frac{x_0^2 + \beta^2x_0'^2 + y_0^2 + \beta^2y_0'^2}{2\sigma^2}\right) \theta\left(1 - \frac{x_0^2 + y_0^2}{r_1^2}\right) \theta\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{r_2^2}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

При выводе (6) предполагалось также, что пучок имеет кроссовер ( $\alpha = 0$ ) на входе в первую диафрагму.

Для нахождения эффективности прохождения пучка  $\eta$  через две диафрагмы проинтегрируем (6) по всему фазовому объему:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\beta^2}{(2\pi)^2\sigma^4} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{x_0^2 + \beta^2x_0'^2 + y_0^2 + \beta^2y_0'^2}{2\sigma^2}\right) \theta\left(1 - \frac{x_0^2 + y_0^2}{r_1^2}\right) \times \\ &\quad \times \theta\left[1 - \frac{(x_0 + x'_0L)^2 + (y_0 + y'_0L)^2}{r_2^2}\right] dx_0 dx'_0 dy_0 dy'_0. \end{aligned} \quad (7)$$

Проведя в (7) замену переменных

$$\begin{aligned} x_0 &= r \cos \varphi; & x'_0 &= -\frac{r}{L} \cos \varphi + u \cos \psi, \\ y_0 &= r \sin \varphi; & y'_0 &= -\frac{r}{L} \sin \varphi + u \sin \psi \end{aligned} \quad (8)$$

и проинтегрировав по переменным  $\varphi$ ,  $\psi$ , получаем следующее выражение для определены величины  $\eta$ :

$$\eta(r_1, r_2) = \frac{\beta^2}{\sigma^4} \int_0^{r_1} \left\{ \int_0^{r_2/L} \exp\left[-\frac{r^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{L^2}\right) + u^2\beta^2}{2\sigma^2}\right] I_0\left(\frac{\beta^2 ru}{L\sigma^2}\right) u du \right\} r dr. \quad (9)$$

Здесь  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя.

Полученное выражение для эффективности (9) дает возможность определить основные параметры канала  $r_{1,2}$ ,  $L_1$  для получения максимально возможной эффективности прохождения пучка через две диафрагмы  $\eta_0$  при заданных начальных параметрах ионного пучка и величине  $L$ . Однако для решения этой задачи одного уравнения (9) недостаточно, поскольку оно не зависит от величины  $L_1$ .

Дополнительное уравнение можно вывести на основе требования, что радиус частиц на мишени не должен превышать  $r_T$ . На рис. 1 штриховая прямая ограничивает область допустимых углов частиц на входе в первую диафрагму. В соответствии с рис. 1 получаем следующее соотношение:

$$\frac{r_1 + r_2}{L} = \frac{r_T - r_2}{L_1} \Rightarrow r_1 = - \left(1 + \frac{L}{L_1}\right) r_2 + r_T \frac{L}{L_1}. \quad (10)$$

Соотношение (10) может быть получено также с помощью рассмотрения третьей диафрагмы радиусом  $r_T$ , установленной в точке расположения мишени, которая приводит к появлению дополнительной ступенчатой функции  $\theta\left(1 - \frac{x_T^2 + y_T^2}{r_T^2}\right)$  в формулах (6), (7). Координаты частиц на мишени  $(x_T, y_T)$  связаны с начальными координатами  $(x_0, y_0)$  с помощью соответствующей матрицы перехода.

Для нахождения оптимальных величин  $r_1$ ,  $r_2$  и  $L_1$  при заданных начальных параметрах пучка, а также заданных величинах  $L$ ,  $\eta_0$  и  $r_T$  используется метод Лагранжа, заключающийся в нахождении экстремума функционала  $J(r_1, r_2, \lambda_1, \lambda_2)$ :

$$J = (1 + \lambda_2) \eta(r_1, r_2) + \lambda_1 \left[ r_1 + \left(1 + \frac{L}{L_1}\right) r_2 - r_T \frac{L}{L_1} \right] - \lambda_2 \eta_0. \quad (11)$$

После приравнивания нулю производных  $\partial J / \partial r_{1,2}$  и  $\partial J / \partial \lambda_{1,2}$  из полученных уравнений исключаются параметры  $\lambda_{1,2}$ . В результате имеем систему трех уравнений с тремя неизвестными  $r_1$ ,  $r_2$  и  $z = L/L_1$ :

$$\frac{\frac{1}{L^2} \int_0^{r_1} \exp \left[ -\frac{r^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{L^2}\right) + \beta^2 \left(\frac{r_2}{L}\right)^2}{2\sigma^2} \right] I_0 \left( \frac{\beta^2 r_2}{L^2 \sigma^2} r \right) r_2 r dr}{\int_0^{r_2/L} \exp \left[ -\frac{r_1^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{L^2}\right) + \beta^2 u^2}{2\sigma^2} \right] I_0 \left( \frac{\beta^2 r_1 u}{L \sigma^2} \right) r_1 u du} = 1 + z, \quad (12a)$$

$$r_1 + r_2(1 + z) - r_T z = 0, \quad (12b)$$

$$\eta(r_1, r_2) = \eta_0. \quad (12в)$$

Начальные значения величин  $r_{1,2}$  и  $z$ , требуемые для решения системы уравнений (12), могут быть оценены при заданных параметрах задачи  $\varepsilon_0$ ,  $L$ ,  $\eta_0$  и  $r_T$  по приближенным формулам. При выполнении условия  $\frac{\beta^2 r_1 r_2}{L^2 \sigma^2} \ll 1$  модифицированную функцию Бесселя в формуле (9) можно положить равной единице, после чего интегрирование в ней легко проводится и дает в результате

$$\eta(r_1, r_2) = \frac{1}{1 + (\beta/L)^2} \left( 1 - \exp \left( -\frac{1}{2} \frac{r_1^2 (1 + \beta^2/L^2)}{\sigma^2} \right) \right) \left( 1 - \exp \left( -\frac{1}{2} \frac{r_2^2 \beta^2}{\sigma^2 L^2} \right) \right). \quad (13)$$

Если показатели экспонент в (13) много меньше единицы, то получим приближенную формулу для вычисления эффективности  $\eta(r_1, r_2)$ :

$$\eta(r_1, r_2) = \frac{4r_1^2 r_2^2}{\varepsilon_0^2 L^2}. \quad (14)$$

Экстремум функционала  $J(r_1, r_2, \lambda_1, \lambda_2)$  (11) для эффективности (14) достигается при следующих значениях параметров канала формирования микропучка:

$$z = \mu_0 \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{2}{\mu_0}} \right), \quad \mu_0 = \frac{\varepsilon_0 L}{r_T^2} \sqrt{\eta_0}, \quad (15)$$

$$r_1 = r_T \frac{z}{2}, \quad r_2 = r_T \frac{z}{2(1+z)}.$$

Приближенные значения  $r_{1,2}$  и  $z$  зависят только от одного параметра  $\mu_0$ , и радиус первой диафрагмы всегда больше радиуса второй:  $r_1 > r_2$ .

Если необходимо найти параметры канала при фиксированном значении какой-либо неизвестной, например  $L_1$ , то в этом случае для решения задачи используются уравнения (12а), (12б). Максимальная величина эффективности  $\eta_0$  находится с помощью уравнения (12в). При использовании приближения (14) величина  $\eta_0$  также может быть найдена аналитически:

$$\eta_0 = \left( \frac{\chi}{1 + 1/z} \right)^2, \quad \chi = \frac{r_T^2}{2\varepsilon_0 L_1}. \quad (16)$$

Радиусы диафрагм  $r_{1,2}$  по-прежнему определяются формулами (15).

Канал формирования микропучка может быть построен из диафрагм, у которых радиус первой диафрагмы не превосходит радиуса второй:  $r_1 \leq r_2$ . С использованием формул (12б) и (14), (15) можно найти величину радиуса  $r_2$ :

$$r_2 = \frac{r_T}{2(1+z)} \left[ z + \sqrt{z^2 - 2\mu(1+z)} \right], \quad \mu = \mu_0 \sqrt{\frac{\eta}{\eta_0}}. \quad (17)$$

Условие  $r_1 \leq r_2$  выполняется при величинах эффективности  $\eta$ , не превосходящих максимальной эффективности:  $\eta_0 - \eta \leq \eta_0 \left[ 1 - \left( \frac{z}{2+z} \right)^2 \right]^2 < \eta_0$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводились для следующих параметров ионного пучка [7] на входе в первую диафрагму:

- эмиттанс  $4\varepsilon_x = 4\varepsilon_y = \varepsilon_0 = (4\pi - 20\pi) \cdot 10^{-4}$  см · рад;
- начальные  $\alpha$ -функции пучка  $\alpha_{0x} = \alpha_{0y} = 0$ ;
- круглый пучок радиусом  $r_b = 0,5$  см;
- среднеквадратичные размеры пучка  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma = r_b/2$ ;
- начальные  $\beta$ -функции пучка  $\beta_{0x} = \beta_{0y} = \beta = r_b^2/\varepsilon_0 = 125-625$  см.

Зависимости  $r_1(\eta_0)$ ,  $r_2(\eta_0)$  и  $L/L_1(\eta_0)$  при  $L = 50$  см и  $r_T = 50$  мкм, рассчитанные с помощью формул (12), показаны на рис. 2–4. Кривые 1 соответствуют значению  $\varepsilon_0 = 5\pi$  мм · мрад и кривые 2 —  $\varepsilon_0 = 15\pi$  мм · мрад. Штриховыми кривыми на рис. 2–4 показаны приближенные решения, найденные по формулам (15).

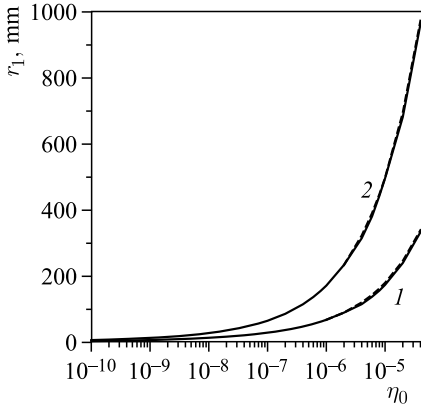


Рис. 2. Зависимость  $r_1(\eta_0)$

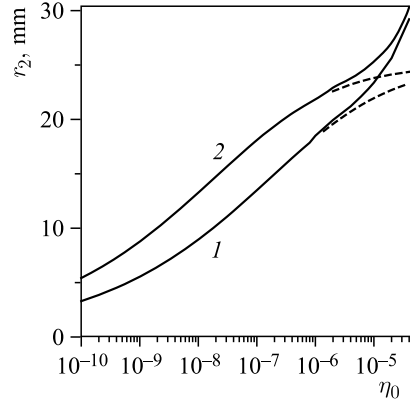


Рис. 3. Зависимость  $r_2(\eta_0)$

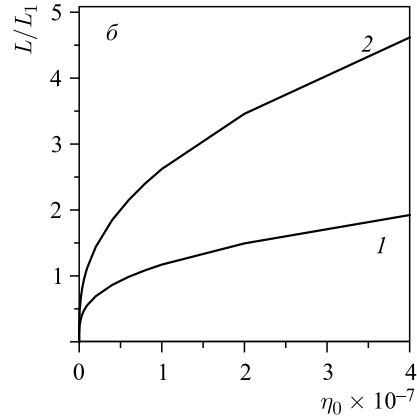
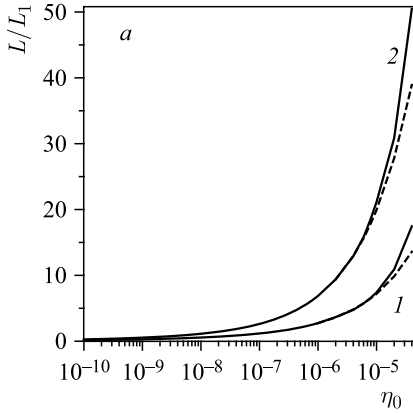


Рис. 4. а) Зависимость  $L/L_1(\eta_0)$ . б) Зависимость  $L/L_1(\eta_0)$  при малых  $\eta_0$

Из рис. 2–4 видно, что результаты расчетов по формулам (12) начинают отклоняться от приближенных значений, соответствующих формулам (15), при  $\eta \geq 10^{-6}$ .

Максимально возможная эффективность канала формирования микропучка  $\eta_{\max}$  при фиксированном значении  $r_T$  может быть определена из формулы (7) при  $r_2 = r_T$  с помощью предельного перехода  $L \rightarrow 0$  и  $r_1 \rightarrow \infty$ . Вычисление предела приводит к результату

$$\eta_{\max} = 1 - \exp\left(-\frac{2r_T^2}{r_b^2}\right), \quad (18)$$

что дает значение  $\eta_{\max} = 2 \cdot 10^{-4}$  в случае  $r_T = 50$  мкм. Данное значение эффективности является практически нереализуемым, поскольку соответствует длинам  $L$  и  $L_1$ , равным нулю, что делает невозможным использование систем диагностики. В соответствии с результатами расчетов (см. рис. 2–4) достижение величин эффективности больших, чем  $1 \cdot 10^{-5}$ , также является проблематичным, поскольку расстояние между второй диафрагмой и мишенью  $L_1$  не превышает 7 см при  $\varepsilon_0 = 5\pi$  мм·мрад и уменьшается с ростом эмиттанса пучка.

Выбор расстояния  $L_1 \geq 10$  см дает возможность размещения блока диагностики между второй диафрагмой и мишенью. Согласно формуле (16) при увеличении  $L_1$  мак-

симальная эффективность  $\eta_0$  уменьшается как  $1/L_1^2$ , поэтому в дальнейших расчетах величина  $L_1$  считалась равной 10 см.

Зависимости радиусов диафрагм  $r_1(L)$ ,  $r_2(L)$  и  $\eta_0(L)$  при фиксированном расстоянии  $L_1 = 10$  см приведены на рис. 5 и 6 соответственно. Отметим, что расчет по формулам (15), (16) дает одинаковые результаты.

Как видно из рис. 5, при фиксированных  $r_T = 50$  мкм и  $L_1 = 10$  см радиусы диафрагм  $r_{1,2}$  увеличиваются с ростом  $L$ . Это, в соответствии с формулой (16), определяет увеличение  $\eta_0$  с ростом  $L$ , показанное на рис. 6.

При изменении эмиттанса пучка  $\varepsilon_0$  максимальная эффективность  $\eta_0$  изменяется обратно пропорционально его квадрату, в соответствии с формулой (16). На рис. 7 показана зависимость  $\eta_0$  от  $\varepsilon_0$  для  $L = 50$  см и  $L_1 = 10$  см.

При создании канала формирования микропучков, в случае, когда  $r_1 < r_2$ , величина эффективности  $\eta$  не может превосходить значения  $10^{-7}$  при  $z = L/L_1 = 5$ . Это иллюстрируется рис. 8, на котором представлены зависимости радиусов диафрагм  $r_{1,2}$  от величины  $\eta$ .

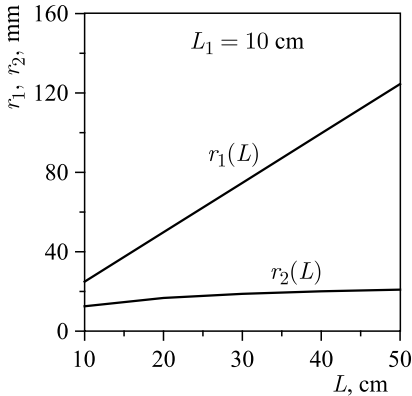


Рис. 5. Зависимости  $r_1(L)$ ,  $r_2(L)$  при  $L_1 = 10$  см

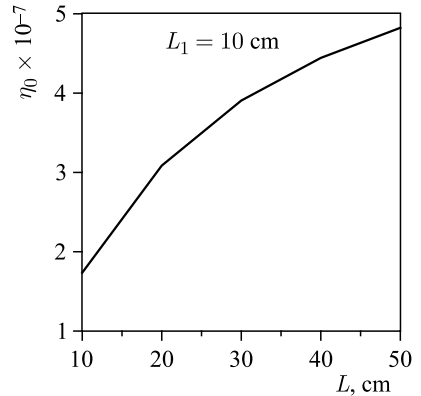


Рис. 6. Зависимость  $\eta_0(L)$

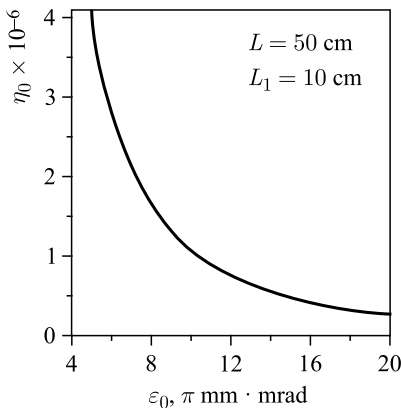


Рис. 7. Зависимость  $\eta_0(\varepsilon_0)$

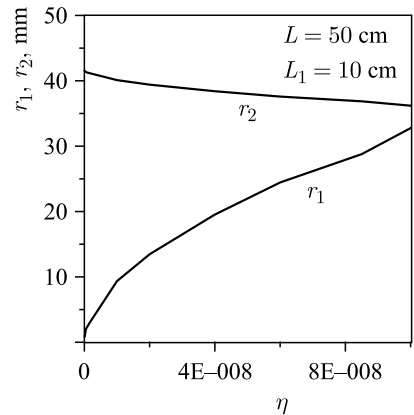


Рис. 8. Зависимости  $r_{1,2}(\eta)$ , рассчитанные для случая  $r_1 < r_2$

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ

Для независимой проверки полученных результатов были проведены расчеты эффективности прохождения через две диафрагмы  $N_0 = 10^7$  частиц, параметры которых в четырехмерном фазовом пространстве соответствовали начальной функции распределения пучка, использовавшейся в разд. 1. Расчет проводился для следующих параметров пучка и канала:  $r_b = 0,5$  см,  $\varepsilon_0 = 15\pi$  мм·мрад,  $L = 50$  см и  $r_T = 50$  мкм. Максимальная эффективность канала изменялась в пределах  $\eta_0 = (1-5) \cdot 10^{-5}$ .

В качестве примера рассматривался канал, обеспечивающий величину  $\eta_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ . В соответствии с системой уравнений (12) значения параметров канала равны:  $r_1 = 1,08$  мм,  $r_2 = 32$  мкм,  $L_1 = 8,2$  мм. На рис. 9, 10 показаны изменения огибающих пучка ионов  $a(s)$  в пространстве между первой и второй диафрагмами и между второй диафрагмой и мишенью, рассчитанные для данных параметров канала.

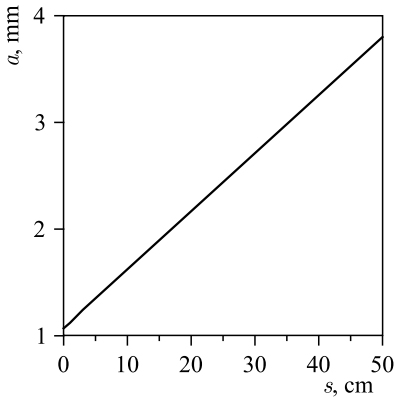


Рис. 9. Изменение огибающих пучка между первой и второй диафрагмами

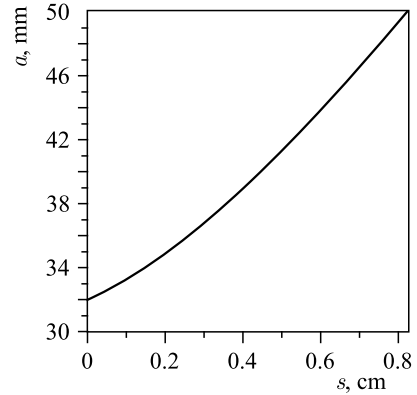


Рис. 10. Изменение огибающих пучка между второй диафрагмой и мишенью

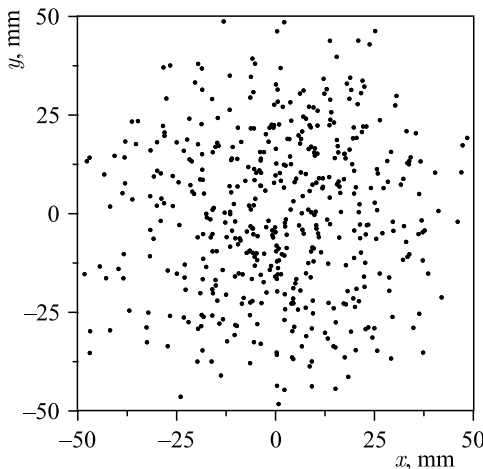


Рис. 11. Распределение частиц на мишени для  $\eta_0 = 5 \cdot 10^{-5}$  и  $L = 50$  см

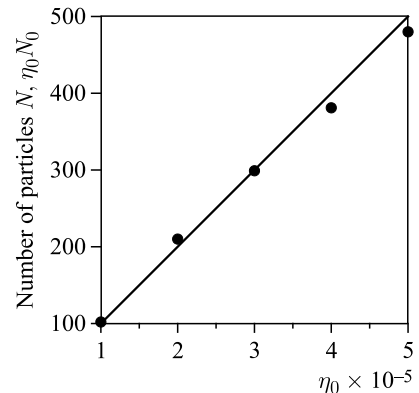


Рис. 12. Зависимость числа прошедших через две диафрагмы частиц от  $\eta_0$



На рис. 11 представлено распределение частиц на мишени. Из рисунка видно, что радиусы ионов не превышают радиуса мишени  $r_T = 50$  мкм.

Для каждой заданной величины  $\eta_0$  с помощью системы уравнений (12) находились величины  $r_{1,2}$ , использовавшиеся для численного определения количества частиц  $N$ , прошедших через две диафрагмы. На рис. 12 представлено сравнение величины  $N$  с величиной  $\eta_0 N_0$ , определяющей ожидаемое число частиц на мишени. Как можно видеть из рис. 11, результаты моделирования и расчетов совпадают с погрешностью, не превышающей 2 %.

#### 4. ДОПУСКИ НА ПАРАМЕТРЫ КАНАЛА

В этом разделе анализируется влияние на эффективность  $\eta$  отклонений основных параметров канала и пучка от ранее определенных оптимальных значений.

Отклонение радиусов диафрагм  $r_{1,2}$  от оптимальных значений на величину  $\Delta r_{1,2}$  приводит к отлнчию эффективности  $\eta$  от ранее определенной величины  $\eta_0$ . Используя приближенную формулу для эффективности (14), получаем оценку для среднеквадратичного отклонения

$$\sqrt{\left\langle \left( \frac{\eta - \eta_0}{\eta_0} \right)^2 \right\rangle}: \quad \sqrt{\left\langle \left( \frac{\eta - \eta_0}{\eta_0} \right)^2 \right\rangle} = 2 \sqrt{\left\langle \left( \frac{\Delta r_1}{r_1} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left( \frac{\Delta r_2}{r_2} \right)^2 \right\rangle}. \quad (19)$$

Так, например, при отклонениях  $\Delta r_1/r_1 = \Delta r_2/r_2 = 10\%$  изменение эффективности составит приблизительно 30 %.

Конечная толщина диафрагм  $l$  эквивалентна уменьшению их радиусов  $r_{1,2}$  на величину  $\Delta r_1/r_1 = l/L$  и  $\Delta r_2/r_2 = l/L_1$ , что приводит в соответствии с формулой (14) к уменьшению эффективности на величину

$$\frac{\eta - \eta_0}{\eta_0} = -2l \left( \frac{1}{L} + \frac{1}{L_1} \right) = 7,2 \cdot 10^{-3}. \quad (20)$$

Численная оценка соответствует диафрагмам, изготовленным из вольфрама, с толщиной  $l = 300$  мкм, равной пробегу иона  $^{40}\text{Ar}^{16+}$  с энергией 3,5 МэВ/нуклон [8].

В рассмотренных далее случаях эффективность  $\eta$  является гауссовой функцией от величины возмущения  $\delta$ :

$$\eta = \eta_0 \exp \left( -\frac{\delta^2}{2\Delta_\delta^2} \right). \quad (21)$$

Среднеквадратичная величина  $\sqrt{\langle \delta^2 \rangle} = \Delta_\delta$  распределения (21) будет зависеть от типа возмущения. При выполнении равенства  $\delta = \Delta_\delta$  эффективность канала будет меньше максимального значения  $\eta \cong 0,6\eta_0$ . Приведенные оценки среднеквадратичных величин различных возмущений соответствуют выбранным параметрам пучка и канала —  $\sigma = r_b/2 = 0,25$  см,  $\varepsilon_0 = 15\pi$  мм·мрад,  $\beta = 166,7$  см,  $L = 50$  см и  $L_1 = 10$  см.

**4.1. Смещение центра масс пучка от оси канала.** Радиальное смещение центра масс (ЦМ) пучка  $\delta$  вводится в аргумент начальной функции распределения выражения (6) с помощью замены  $x_0 \rightarrow x_0 - \delta \cos \varphi_0$  и  $y_0 \rightarrow y_0 - \delta \sin \varphi_0$ , где  $\varphi_0$  является

азимутом смещенного ЦМ. При этом аргументы обеих  $\theta$ -функций не изменяются. Проводя интегрирование в формуле (7) и используя приближения, в которых справедлива формула (14), можно получить выражение (21) со среднеквадратичным отклонением

$$\Delta_{\delta} = \frac{\sigma}{\sqrt{1 + (\beta/L)^2}} = 720 \text{ мкм.} \quad (22)$$

**4.2. Угол центра масс пучка.** Угол ЦМ пучка на входе в первую диафрагму вводится в рассмотрение по схеме, аналогичной использованной в п. 4.1. Для величины угла ЦМ пучка  $\theta$  среднеквадратичный угол

$$\Delta_{\theta} = \frac{\sigma}{\beta} = 1,5 \text{ мрад.} \quad (23)$$

Отметим, что величина  $\Delta_{\theta}$  совпадает со среднеквадратичным угловым разбросом частиц.

**4.3. Смещение первой диафрагмы.** Смещение первой диафрагмы на величину  $\delta_1$  от оси канала эквивалентно смещению ЦМ пучка на ту же величину. Поэтому среднеквадратичная величина  $\Delta_{\delta_1} = \Delta_{\delta}$  определяется формулой (22).

**4.4. Смещение второй диафрагмы.** Смещение второй диафрагмы на величину  $\delta_2$  от оси канала эквивалентно наличию угла ЦМ пучка на входе в первую диафрагму:  $\theta = \delta_2/L$ . В соответствии с формулой (23) среднеквадратичная величина

$$\Delta_{\delta_2} = \frac{L\sigma}{\beta} = 750 \text{ мкм.} \quad (24)$$

**4.5. Магнитное поле  $B$  между диафрагмами.** Перпендикулярное к оси канала магнитное поле  $B$  между диафрагмами эквивалентно смещению второй диафрагмы на величину  $\delta_B = \frac{BL^2}{2B\rho}$ , где  $B\rho$  — магнитная жесткость частицы. В соответствии с ранее рассмотренными случаями среднеквадратичное отклонение

$$\Delta_B = \frac{2\sigma B\rho}{\beta L} = 40 \text{ Гс.} \quad (25)$$

Отметим, что наличие магнитного поля в промежутке между второй диафрагмой и мишенью приведет к небольшому  $\sim (L_1/L)^2$  уменьшению значения  $\Delta_B$ . Численная оценка в формуле (25) приведена для пучка ионов  $^{40}\text{Ar}^{16+}$  с энергией 3,5 МэВ/нуклон.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Рассмотрена система формирования микропучка на мишени заданным радиусом  $r_T$  с помощью двух диафрагм радиусами  $r_{1,2}$  с заданным расстоянием  $L$  между ними.

2. Получена система уравнений, позволяющая при заданных эмиттансе и радиусе пучка ионов вычислить расстояние от второй диафрагмы до мишени  $L_1$  и требуемые радиусы  $r_{1,2}$  обеих диафрагм для заданной величины эффективности ( $\eta_0$ ) формирования микропучка:  $\eta_0 < 10^{-6}$ .

3. Найдены приближенные решения задачи для значений эффективности  $\eta_0 < 10^{-6}$ .

4. Для значений эффективности  $\eta_0 \leq 4 \cdot 10^{-5}$  найдены численные решения для радиусов диафрагм  $r_{1,2}$  и расстояния от второй диафрагмы до мишени  $L_1$  при радиусе мишени  $r_T = 50$  мкм и расстоянии  $L = 50$  см.

5. Эффективность  $\eta_0$  не превышает величины  $5 \cdot 10^{-7}$  при фиксированном расстоянии  $L_1 = 10$  см, достаточном для размещения системы диагностики микропучка. Найдена зависимость эффективности  $\eta_0$  и радиусов диафрагм  $r_{1,2}$  от расстояния между диафрагмами  $L$ .

6. Проведено численное моделирование прохождения пучка ионов через две диафрагмы при различных значениях эффективности  $\eta_0$  ( $10^{-5} \leq \eta_0 \leq 5 \cdot 10^{-5}$ ). Пучок моделировался с помощью  $10^7$  крупных частиц. Результаты моделирования находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями.

7. Проведена оценка влияния на эффективность формирования микропучка отклонений основных параметров канала и начального пучка от оптимальных значений. Определены допуски на величины смещения диафрагм и фонового магнитного поля.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fischer B. E., Spohr R. Heavy Ion Microlithography — a New Tool to Generate and Investigate Submicroscopic Structures // Nucl. Instr. Meth. 1980. V. 168. P. 241–246.
2. Kamiya T. et al. Development of an Automated Single Cell Irradiation System Combined with a High Energy Heavy Ion Microbeam System // Nucl. Instr. Meth. B. 2001. V. 181. P. 27–31.
3. Moretto Ph. et al. Development of a Single Ion Irradiation System at CENBG for Applications in Radiation Biology // Ibid. P. 104–109.
4. Toimil Molaes M. E. et al. Etched Heavy Ion Tracks in Polycarbonate as Template for Copper Nanowires // Ibid. V. 185. P. 192–197.
5. Skuratov V. A. et al. Roskosmos Facilities for SEE Testing at U400M FLNR JINR Cyclotron // Proc. of Conf. on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS-2011), Sevilla, Spain, Sept. 2011. P. 756–759.
6. Courant E. D., Snyder H. S. Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron // Ann. Phys. 1958. V. 3, No. 1. P. 1–48.
7. Gulbekyan G. et al. High Intensity Cyclotrons for Super Heavy Elements Research at FLNR JINR // Proc. of Cyclotrons, Lanzhou, China, 2010. P. 33–36.
8. Bazin D. et al. The Code LISE: A New Version for “Windows” // Nucl. Phys. A. 2002. V. 701. P. 661–665.

Получено 4 марта 2016 г.