

10;12  
©1995 г.

## ВЫРАВНИВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ПУЧКА МЕТОДОМ НЕЛИНЕЙНОЙ ФОКУСИРОВКИ

*В.Н.Канунников, И.И.Логачев*

Московский радиотехнический институт РАН,  
113519, Москва, Россия  
(Поступило в Редакцию 9 марта 1994 г.)

При необходимости равномерно облучать пучком заряженных частиц объекты больших размеров часто используют развертку пучка в одном направлении и механическое перемещение облучаемого объекта — в другом. Рассмотрен метод выравнивания плотности облучения в направлении развертки. Вместо окупольной магнитной линзы, обычно применяемой для нелинейной фокусировки пучка, предложено использовать пару секторных магнитов с поперечным полем. Описан принцип действия такой магнитной системы и получены необходимые для ее расчета соотношения. Приводятся примерные параметры такой системы с нелинейной фокусировкой, предназначенной для стерилизации медицинских изделий пучком электронов с энергией  $\sim 10$  МэВ, гауссовым распределением плотности и диаметром пучка на выходе ускорителя  $\sim 1$  см. При длине развертки на облучаемом объекте  $\sim 40$  см обеспечивается неравномерность плотности облучения в направлении развертки не хуже  $\pm 5\%$ , а в поперечном направлении распределение плотности остается близким к гауссовому с полушириной  $\sim 8$  см.

### Введение

Пучки ускоренных частиц находят применение при различных исследованиях, а также в медицине и промышленности. Примерами могут служить такие области, как физика, онкология, радиационная технология, стерилизация материалов и изделий и др. Одной из задач, возникающих при облучении различных объектов пучком заряженных частиц, является формирование поля облучения с постоянной плотностью тока частиц. Для решения этой задачи используют диафрагмирование, развертку и расфокусировку пучка.

Для пучков большой мощности диафрагмирование не используют из-за его низкой эффективности. В принципе развертка пучка по двум взаимно перпендикулярным направлениям позволяет сформировать поле равномерного облучения на сколь угодно большой площади, но применение развертки не всегда целесообразно. В частности, при высокой энергии частиц для развертки необходимы весьма мощные системы возбуждения переменного электромагнитного поля, отклоняющего пучок.

Для расфокусировки пучка часто используют квадрупольные магнитные линзы, питаемые постоянным током, что дает определенные преимущества. Для повышения равномерности облучения при этом применяют дополнительную нелинейную фокусировку мультипольными линзами (см., например, [1]).

При использовании метода развертки пучка для многих прикладных целей пучок часто разворачивают только в одном направлении, а развертку в другом направлении заменяют равномерным механическим перемещением облучаемого объекта, используя конвейер. Можно вообще избавиться от развертки, заменяя ее расфокусировкой в этом направлении, но при этом возникает задача выравнивания линейной плотности такого расфокусированного пучка. Именно эта задача и решается ниже в предлагаемой работе.

Вместо обычно применяемой в аналогичных случаях октупольной линзы предлагается использовать более простую и более экономичную систему — пару секторных магнитов со стационарным поперечным полем. Приводится описание принципа действия такой системы, оцениваются ее возможности и определяются примерные параметры для одного из практически полезных вариантов — для установки стерилизации медицинских изделий пучком электронов с энергией 10 МэВ.

### Исходное распределение плотности и метод диафрагмирования

Будем исходить из одномерного распределения плотности пучка типа кривой Гаусса

$$\rho(x) = \rho_0 e^{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^2}, \quad (1)$$

в котором  $\rho_0$  — плотность частиц на оси пучка;  $x$  — поперечная координата, измеренная от оси пучка;  $x_0$  — расстояние от оси, на котором плотность уменьшается в  $e$  раз и которое характеризует ширину пучка.

Рассмотрим метод диафрагмирования как одну из возможностей улучшения равномерности облучения объекта таким пучком. Для этого введем величину относительной неравномерности облучения, определив ее как отношение максимального отклонения плотности от ее среднего значения к этому значению

$$r = \frac{\rho_{\max} - \rho_{\min}}{\rho_{\max} + \rho_{\min}} = \frac{\rho_0 - \rho_a}{\rho_0 + \rho_a} = \frac{1 - e^{-\left(\frac{a}{x_0}\right)^2}}{1 + e^{-\left(\frac{a}{x_0}\right)^2}}, \quad (2)$$

где  $2a$  — полная ширина отверстия в диафрагме,  $\rho_a = \rho(a)$ .

По заданному значению величины можно определить необходимый размер отверстия  $a$

$$a = x_0 \sqrt{\ln \frac{1+r}{1-r}}. \quad (3)$$

С другой стороны, величина отверстия  $a$  определяет ту долю пучка  $k$ , которая проходит через это отверстие,

$$k = \frac{\int_0^a \rho(x) x dx}{\int_0^\infty \rho(x) x dx} = 1 - e^{-\left(\frac{a}{x_0}\right)^2}. \quad (4)$$

$$a = x_0 \sqrt{\ln \frac{1}{1-k}}. \quad (5)$$

Например, если, используя диафрагму, ограничить проходящий через ее отверстие пучок на уровне половины максимальной плотности  $\rho_a = \rho_0/2$ , то степень неоднородности будет равна  $r = 1/3$ , а доля проходящего пучка составляет  $k = 1/2$ . Т.е. половина пучка остается на диафрагме, а облучение пучка будет сильно неравномерным (неравномерность  $\sim \pm 33\%$ ). Это показывает, что диафрагмирование является весьма неэффективным способом улучшения однородности облучения (по меньшей мере при выбранном типе распределения плотности в пучке) и его применение при сколь-нибудь значительной мощности пучка оказывается нецелесообразным.

### Принцип выравнивания распределения плотности

Для выравнивания распределения плотности на облучаемом объекте предлагается использовать оптическую систему с нелинейной фокусировкой, которая по действию на пучок подобна октаупольной линзе, но проще, компактнее и экономичнее ее. Сама эта система будет описана в следующем разделе, а здесь мы рассмотрим принцип, на котором основано выравнивание распределения плотности частиц.

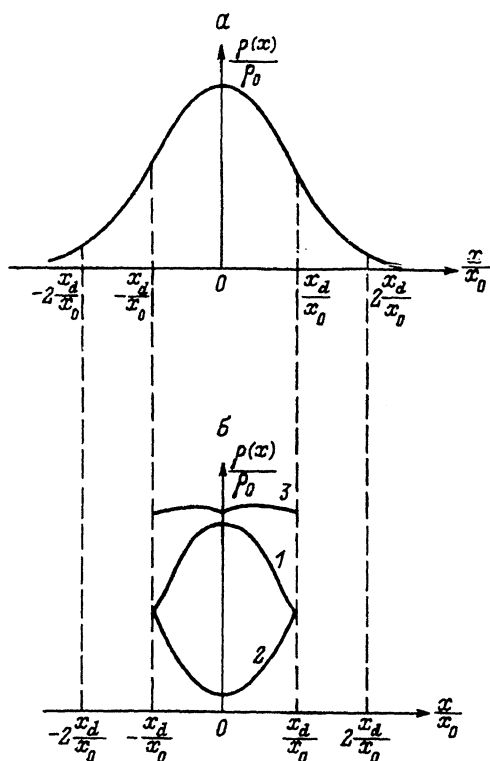


Рис. 1.

Принцип выравнивания плотности. а — исходное распределение плотности пучка, б — формирование распределения плотности на облучаемой поверхности; 1 — внутренняя неизменяемая часть исходного распределения; 2 — внешняя часть распределения, накладываемая на внутреннюю часть; 3 — результирующее распределение плотности.

Исходное гауссово распределение плотности  $\rho_1(x)$  на входе в систему выравнивания разобьем на внутреннюю и внешнюю области, выбрав в качестве границы раздела некоторую точку  $x_d$  (рис. 1,а). Система выравнивания должна преобразовать распределение  $\rho_1(x)$  в распределение  $\rho_2(x)$  в плоскости облучения (рис. 1,б). Это преобразование совершается таким образом, что в плоскости облучения, расположенной за системой выравнивания, на некотором расстоянии от нее внешняя часть распределения, в области  $x > x_d$ , накладывается на его внутреннюю часть, область  $0 \leq x \leq x_d$ , остающуюся без изменения, причем таким образом, что кривая распределения, соответствующая внешней области, как бы поворачивается вокруг границы — прямой  $x = x_d$  и суммируется с кривой внутренней области.

Результат такого преобразования показан на рис. 1,б. Кривая 1 на этом рисунке — неизменная внутренняя часть распределения  $\rho_1(x)$  на входе, кривая 2 — это преобразованная (“повернутая”) внешняя часть распределения, а кривая 3 — суммарная, которая дает результирующее распределение  $\rho_2(x)$  в плоскости облучения. Это распределение описывается зависимостью

$$\rho_2(x) = \rho_0 e^{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^2} + \rho_0 e^{-\left(\frac{x-2x_d}{x_0}\right)^2}. \quad (6)$$

Координату  $x_d$  найдем из условия

$$\rho_2(x_d) = \rho_2(0), \quad (7)$$

выполнение которого существенно уменьшает неравномерность распределения  $\rho_2(x)$ . Это приводит к уравнению

$$\varphi^4 - 2\varphi + 1 = 0, \quad \frac{x_d}{x_0} = \sqrt{\ln \frac{1}{\varphi}}, \quad (8)$$

численное решение которого дает  $\varphi \simeq 0.54$ ,  $x_d/x_0 \simeq 0.785$ . Отклонение плотности от среднего не превышает  $\pm 2\%$ .

Та часть пучка, которая приходится на область  $x > 2x_d$ , теряется (если она не срезана диафрагмами ранее). Относительная величина этих потерь определяется формулой

$$\frac{\int_{2x_d}^{\infty} \rho(x) x dx}{\int_0^{\infty} \rho(x) x dx} = e^{-\left(\frac{2x_d}{x_0}\right)^2}. \quad (9)$$

В рассмотренном случае эта величина не превышает  $\sim 8\%$ .

### Магнитная система для выравнивания распределения плотности

Рассмотрим симметричную систему из двух одинаковых секторных магнитов  $A$  и  $B$  с противоположным направлением однородного поперечного поля, показанную на рис. 2. Вершины секторных полюсов магнитов смещены на расстояние  $x_d$  от оси системы, совпадающей с осью преобразуемого пучка заряженных частиц.

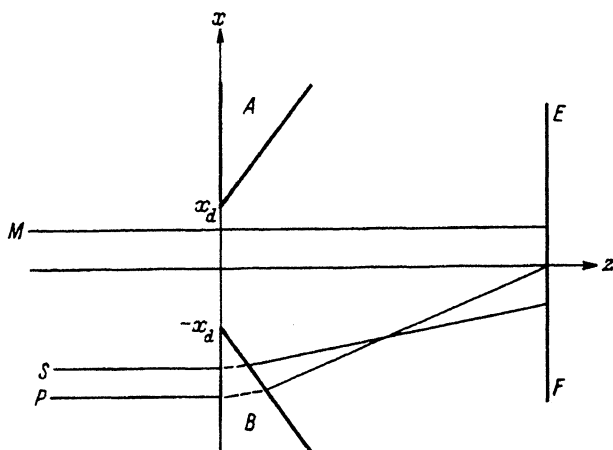


Рис. 2. Траектории частиц в системе формирования равномерной плотности на поверхности облучения.

$A, B$  — секторные магниты;  $M, S, P$  — траектории электронов;  $E$  — плоскость облучения.

Распределение магнитного поля будем считать идеально ступенчатым, т.е. поле в межполюсном зазоре секторов однородно, а в области вне секторных полюсов отсутствует. Это означает, что геометрия магнитов удовлетворяет ряду соответствующих требований. В частности, межполюсный зазор мал по сравнению с другими размерами, а обмотки возбуждения, охватывающие полюса, лежат близко к межполюсному зазору. Кроме того, для формирования такого распределения магнитного поля можно применить дополнительные нейтральные полюса, экранирующие то поле рассеяния от обмоток, которое выходит за границы сектора.

Рассмотрим сначала параллельный пучок частиц на входе в систему выравнивания. Траектории частиц этого пучка представлены на рис. 3 линиями  $M, S, P$ . Отрезки траекторий слева от магнитной системы параллельны оси.

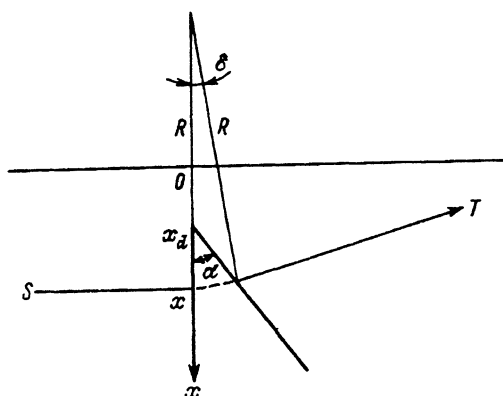


Рис. 3. Определение угла отклонения траектории частиц в однородном поле секторного магнита.

$\delta$  — угол отклонения,  $\alpha$  — угол при вершине сектора,  $R$  — радиус кривизны траектории в магнитном поле,  $x$  — расстояние от оси системы.

Траектории с  $x < x_d$  (типа траектории  $M$ ) останутся параллельными оси, внутренняя часть пучка пройдет через магнитную систему до облучаемой плоскости  $EF$  без изменений. Траектории с  $x > x_d$  (типа  $S$  и  $P$ ) изменят свое направление, причем траектории, отстоящие дальше от оси (типа  $P$ ), отклонятся сильнее, так как они проходят в магнитном поле больший путь. А именно это требуется для реализации того принципа, который описан в предыдущем разделе.

В однородном поле секторного магнита траектория поворачивается на угол  $\delta$  (рис. 3)

$$\delta = \alpha - \arcsin \left[ \left( 1 - \frac{x - x_d}{R} \right) \sin \alpha \right], \quad (10)$$

где  $\alpha$  — угол при вершине сектора,  $R$  — радиус кривизны траектории в магнитном поле,

$$R = \frac{\beta E}{eB}, \quad (11)$$

$E$  — полная энергия частиц,

$$\beta = \sqrt{1 - \left( \frac{E_0}{E} \right)^2}$$

— релятивистская скорость,  $e$  — заряд частицы,  $B$  — индукция магнитного поля.

Если  $(x - x_d)/R \ll 1$ , то первый член разложения (10) дает

$$\delta \simeq \frac{(x - x_d)}{R \operatorname{tg} \alpha}. \quad (12)$$

Чтобы сформировать в плоскости облучения, удаленной от входа в систему на расстояние  $L$ , распределение плотности частиц, близкое к равномерному, пользуясь описанным ранее принципом, потребуем, чтобы крайние траектории пучка с  $x = 2x_d$  попадали в плоскости облучения на ось. Это условие дает

$$\operatorname{tg} \delta \simeq \delta = \frac{2x_d}{L}. \quad (13)$$

Из (12) и (13) находим соотношение

$$R = \frac{l}{2} \operatorname{tg} \alpha, \quad (14)$$

которое с учетом (11) позволяет выбрать параметры системы  $L$ ,  $\alpha$  и  $B$  по заданной энергии частиц  $E$ .

Были проведены точные расчеты результирующего распределения плотности, причем не только для параллельного, но и для расходящегося пучка. Неравномерность распределения плотностей в обоих случаях не превысила  $\pm 5\%$ . Случай расходящегося пучка отличается тем, что приводит к значительному увеличению ширины пучка в плоскости облучения по сравнению с его шириной на входе в магнитную систему, а именно это часто бывает необходимо при практических применениях.

## Предварительная расфокусировка пучка квадрупольной линзой

Поперечные размеры пучка на входе в предложенную двухсекторную магнитную систему должны отвечать вполне определенным требованиям. В частности, ширина внутренней части пучка  $2x_d$  должна быть равна расстоянию между вершинами магнитных секторов, а полная ширина пучка по другой координате  $2y_{\max}$  не должна превышать величины межполюсного зазора, чтобы не допустить потерь пучка. Обычно пучок от ускорителя электронов с энергией несколько МэВ имеет ширину  $(2x_0, 2y_0)$  порядка нескольких миллиметров. Размеры же магнитной системы (расстояние между вершинами секторов, межполюсный зазор и др.) по соображениям удобства изготовления, как минимум, порядка нескольких сантиметров. С другой стороны, необходимая ширина пучка на облучаемой поверхности нередко должна достигать нескольких десятков сантиметров (в направлении, перпендикулярном направлению движения конвейера).

Все эти условия можно выполнить, если перед рассмотренной выше двухсекторной магнитной системой установить квадрупольную линзу для расфокусировки пучка. Напомним хорошо известные решения уравнений движения частиц в квадрупольной линзе [2]

$$\begin{aligned} x &= r_0 \operatorname{ch}(\sqrt{g}z) + \frac{r'_0}{\sqrt{g}} \operatorname{sh}(\sqrt{g}z), \\ y &= r_0 \cos(\sqrt{g}z) + \frac{r'_0}{\sqrt{g}} \sin(\sqrt{g}z), \end{aligned} \quad (15)$$

где  $x, y$  — поперечные координаты частицы;  $z$  — ось координат, совпадающая с осью пучка;  $r_0, r'_0$  — начальная поперечная координата и скорость частицы (одинаковые по осям  $x$  и  $y$ ).

$$g = \frac{e}{E\beta} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (16)$$

а  $\partial B/\partial x$  — градиент поля линзы.

Если  $r'_0 \ll 1$ , то вторыми членами в равенствах (15) можно пренебречь. В этом случае угол наклона траектории на выходе линзы длиной  $l$  получим после дифференцирования по  $z$  и подстановки  $z = l$

$$x'_l = r_0 \sqrt{g} \operatorname{sh}(\sqrt{g}l), \quad y'_l = -r_0 \sqrt{g} \sin(\sqrt{g}l). \quad (17)$$

Для координат частиц  $x_D, y_D$  на удалении  $D$  от линзы получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} x_D &= r_0 \left[ \operatorname{ch}(\sqrt{g}l) - D\sqrt{g} \operatorname{sh}(\sqrt{g}l) \right], \\ y_D &= r_0 \left[ \cos(\sqrt{g}l) - D\sqrt{g} \sin(\sqrt{g}l) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Выбором параметров  $\partial B/\partial x, l$  и  $D$  можно оптимизировать размеры пучка на входе в двухсекторную систему и получить необходимые размеры пучка в плоскости облучения.

## Один из примеров возможного применения системы

В установке для стерилизации упаковок с медицинскими изделиями (одноразовые шприцы и др.) планируется использовать конвейер и пучок электронов с энергией  $\sim 10$  МэВ с распределением плотности, близким к гауссовому, с  $r_0 = 0.5$  см. Для этой установки была рассчитана система, состоящая из расфокусирующей квадрупольной линзы и расположенного за ней двухсекторного магнита, обеспечивающего нелинейную фокусировку.

Заданная ширина поля облучения в направлении, перпендикулярном направлению движения конвейера, равна  $x_{\max} = +20$  см, требуемая неравномерность плотности облучения не хуже  $\pm 5\%$ . Допустимая ширина пучка в направлении движения конвейера определяется шириной фольги выходного окна и может достигать 5–10 см, а распределение плотности в этом направлении может быть близким к исходному.

Проведенные расчеты позволили определить следующие примерные параметры электронно-оптической системы. Квадрупольная линза: расстояние от входа до облучаемой поверхности 100 см, длина линзы 20 см, градиент индукции 370 Гс/см, радиус апертуры 4 см. Двухсекторный магнит: расстояние от входа до облучаемой поверхности 80 см, угол сектора  $60^\circ$ , межполюсный зазор 3 см, удаление вершины сектора от оси 3 см, индукция 600 Гс, ширина рабочей области (от оси)  $\pm 6$  см. Система с такими параметрами позволяет выполнить предъявляемые к ней требования, сформулированные выше. В частности, ширина пучка в плоскости облучения в направлении движения конвейера равна  $y_{\max} \simeq \pm 4$  см при гауссовом распределении плотности.

## Заключение

Рассмотрен метод формирования поля облучения пучком заряженных частиц, основанный на расфокусировке пучка квадрупольной магнитной линзой и на последующем выравнивании линейной плотности пучка в одном направлении с помощью пары секторных магнитов с поперечным полем. Одно из преимуществ такой системы по сравнению с системой развертки состоит в ее питании постоянным током.

Определены примерные параметры такой оптической системы, которые позволяют получить неравномерность плотности не хуже  $\pm 5\%$  при поле облучения длиной 40 см для пучка электронов с энергией 10 МэВ.

## Список литературы

- [1] Sherrill B., Bailey J., Kashy E., Leakeas C. // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. 1989. Vol. B40/41. P. 1004–1007.
- [2] Коломенский А.А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. М., 1980.