

10;12

©1993 г.

ИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Л.А.Баранова, Г.М.Гусинский, В.О.Найденов, С.Я.Явор

Представлены методы расчета двух ионно-оптических систем на основе магнитных квадрупольных линз для пучков протонов и тяжелых ионов с энергией 1–10 МэВ/нукл. с относительно большим эмиттансом. Сильно фокусирующая система обеспечивает формирование пучков с линейными размерами менее 0.1 мм. Система усиления отклонения втрое увеличивает угол поворота пучков при сканировании. Системы предназначены для использования на пучках циклотрона ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН.

Введение

Развитие технологических процессов, основанных на использовании пучков протонов и тяжелых ионов, ускоренных до энергий 1–10 МэВ/нукл., а также использование таких пучков в целях определения элементного состава образцов и концентрационных профилей распределений элементов стимулируют разработку ионно-оптических систем, формирующих высокоэнергетические пучки различной конфигурации. В настоящей работе рассмотрены две ионно-оптические системы, функциональные задачи которых в значительной степени противоположны: формирование узкого пучка для микронзондовых измерений и обеспечение равномерного облучения образцов большой плотности. Это системы рассчитаны на управление пучками с большим эмиттансом, что характерно для циклических ускорителей. Тем самым значительно расширяется область применения циклотронов, особенно при необходимости использования высокоэнергетичных пучков.

Микронзондовый тракт

Элементная диагностика образцов с помощью микронзонда используется при необходимости привязки результата измерений к конкретной координате поверхности образца. Обычно для получения узких (до нескольких микрон) пучков используются электростатические ускорители с высокой энергетической и пространственной однородностью пучков.

Как показано ниже, размеры пучка с эмиттансом, характерным для классического циклотрона, удается довести до значений ≤ 100 мкм с допустимыми потерями интенсивности. Это значительно расширяет возможности микрозондовых методов в направлении использования высокоэнергетичных пучков.

Формирование ионного микрозонда осуществлялось магнитными квадрупольными линзами. Методы расчета и параметры различных систем квадрупольных линз рассмотрены в [1]. Анализ показывает, что наиболее простой ионно-оптической схемой, решающей эту задачу, служит триплет квадруполей. Нами была получена система алгебраических уравнений, которая позволяет рассчитать параметры триплета, обеспечивающие стигматический режим работы. В приближении тонких линз она имеет вид

$$f_2^2 [f_1^2 L(L-g) - a^2(s_1 + s_2)(L-a)] + f_1 f_2 a [-L s_1 s_2 + 2s_2(a + s_1)(s_2 + g) + s_1 s_2(a + s_1 - s_2 - g)] - f_1^2 s_2(a + s_1)^2(s_2 + g) + a^2 s_1^2 s_2(s_2 + g) = 0,$$

$$f_3 = \frac{g[-f_1 s_2(a + s_1) + f_2 a(s_1 + s_2)]}{a s_1(s_2 + g) - f_1 f_2 L}. \quad (1)$$

Здесь a — расстояние от источника заряженных частиц (или его промежуточного изображения) до центра первой линзы; s_1 и s_2 — расстояния между центрами первой и второй, а также второй и третьей линз, соответственно; g — расстояние от центра третьей линзы до мишени; $L = a + s_1 + s_2 + g$ — полная длина системы; f_1 , f_2 и f_3 — абсолютные значения фокусных расстояний первой, второй и третьей линз.

Расчет триплета квадрупольных линз, его техническое воплощение и настройка существенно упрощаются, если оптические силы каких-либо двух линз положить равными. В этом случае фокусные расстояния линз определяются однозначно. Нами был подробно исследован вариант $f_1 = f_2$, поскольку другие варианты для заданного расположения электронно-оптических элементов приводили к худшим результатам, в частности к меньшему токопрохождению. Система уравнений [1] при $f_1 = f_2$ преобразуется к следующему виду:

$$f_1^4 L(L-g) - f_1^2 s_1 [2a s_2(a + s_2 + g) + a^2(s_1 + g) + s_1 s_2(s_2 + g)] + a^2 s_1^2 s_2(s_2 + g) = 0,$$

$$f_3 = \frac{f_1 g s_1(a - s_2)}{a s_1(s_2 + g) - f_1^2 L}. \quad (2)$$

На основании полученных уравнений был рассчитан триплет квадрупольных магнитных линз, формирующий ионный микрозонд для циклического ускорителя ФТИ. Пучок, выходящий из ускорителя, характеризуется относительно большим эмиттансом. В нашем случае в плоскости предварительной фокусировки поперечное сечение пучка составляло 6×6 мм, максимальный угол расходимости в горизонтальной плоскости $\alpha_2 = 0.69^\circ$, в вертикальной плоскости $\alpha_b = 0.19^\circ$. Линзовая система, формирующая микрозонд, должна располагаться близко к мишени, чтобы работать со значительным линейным уменьшением. При таком расположении, однако, резко возрастают потери в интенсивности пучка, особенно если он характеризуется большим эмиттансом.

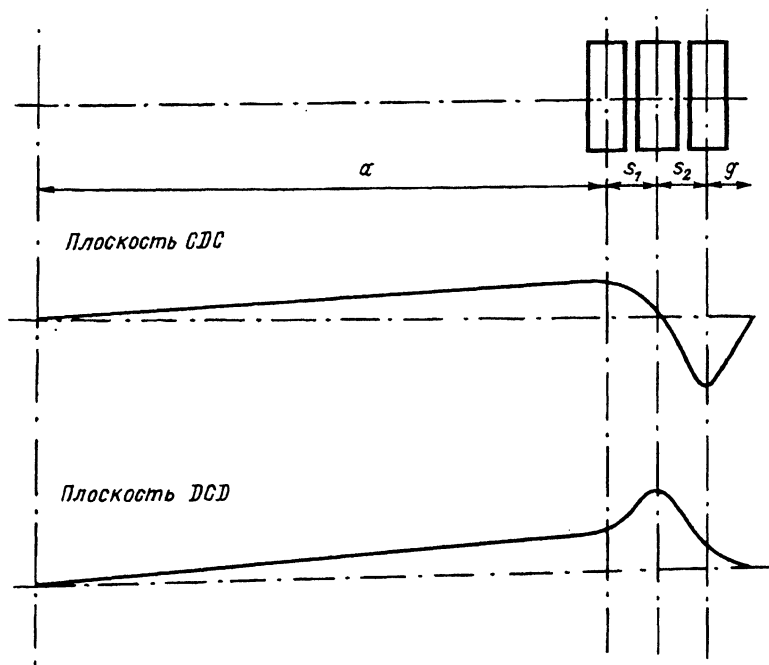


Рис. 1. Схема расположения линз триплета и траектория в нем.

Нами был найден компромисс, позволяющий создать зонд с размерами пятна, не превышающими 0.1 мм. При этом потери интенсивности могут составлять 96–98%. Учитывая реальные интенсивности пучков циклотронов и ограничения по допустимым плотностям тока микрозонда, указанный коэффициент использования пучка представляется вполне оправданным.

На рис. 1 показано расположение квадруполей и проекции траектории на две взаимно перпендикулярные плоскости (в плоскости *CDC* первая и третья линза обладают собирающим действием, вторая — рассеивающим). В рассчитанном варианте расстояние от точки предварительной фокусировки пучка до мишени составляло 5000 мм. Расстояние от этой точки до центра первой линзы было выбрано равным $f = 4626$ мм, расстояние между центрами линз составляло $s_1 = s_2 = 132$ мм, расстояние от центра последней линзы до мишени равно $g = 110$ мм. Для фокусных расстояний первой и второй линз получено значение $f_1 = f_2 = 98$ мм, а фокусное расстояние третьей линзы составляет $f_3 = 65$ мм. Такая система обеспечивает в плоскости *CDC* уменьшение в 86 раз, а в перпендикулярной плоскости *DCD* — в 24 раза.

При необходимости сфокусировать зонд, линейные размеры которого не превышают 0.1 мм, в плоскости предварительной фокусировки необходимо расположить вырезающую диафрагму, размер отверстия которой в плоскости *CDC* составляет $x_0 \leq 8.6$ мм, а в плоскости *DCD* $y_0 \leq 2.3$ мм. Для линз с длиной полюсов $l = 100$ мм, радиусом апертуры $R = 10$ мм и формой полюсных наконечников, близкой к гиперболической, требуемые напряженности поля на полюсах первой и второй линз составляют

$H = 3.5 \cdot 10^3$ э, третьей линзы — $5.4 \cdot 10^3$ э при фокусировке протонов с энергией 7 МэВ.

Тракт сканирования

При большом эмиттансе ионных пучков расфокусировка пучка с целью равномерного облучения больших поверхностей малоэффективна. Существующие системы равномерного облучения образцов высокоэнергетичными ионами, как правило, основаны на сканировании пучком образца в двух направлениях путем пилообразной модуляции тока в обеих половинах квадрупольных линз, составляющих дублет, при условии постоянства полного тока, питающего квадрупольную линзу [2].

Основным недостатком этих сканирующих систем является малая частота сканирования. Уже при частотах 10 Гц достаточно сложно обеспечить линейное во времени изменение магнитного поля из-за большой индуктивности квадрупольных линз. Электростатическое сканирование лишено этого недостатка, но требует больших напряженностей электростатических полей. Так, для отклонения на 1.5° пучка Ar^{6+} , ускоренного до энергии 40 МэВ, в конденсаторе длиной 60 см требуется напряженность поля ≈ 6 кВ/см.

При сканировании пучком в одном направлении (например, при облучении пленочного материала в процессе перемотки) возможно компоновка квадрупольных линз таким образом, что система наряду с фокусировкой пучка, сканируемого с любой частотой, обеспечивает также усиление отклонения в несколько раз. Такое свойство квадрупольных линз связано с существованием рассеивающего действия в линзе и ранее использовалось при конструировании некоторых электронно-лучевых приборов [3].

Указанной цели можно добиться с помощью триплета или квадруплета, причем необходимым условием усиления отклонения является совмещение рассеивающей плоскости последней по ходу пучка линзы с плоскостью отклонения. Отклоняющий элемент следует располагать перед последней линзой, поэтому особенностью таких систем является большое расстояние между последней и предпоследней линзами. Как правило, между этими двумя линзами происходит фокусировка пучка в плоскости, перпендикулярной плоскости отклонения, т.е. формируется линейный фокус.

Приведем в качестве примера параметры двух рассчитанных нами систем: триплета и квадруплета. Они обеспечивают усиление отклонения примерно в 3 раза. Пучок, падающий на линзы, в нашем случае был астигматичным, расстояние от точки предварительной фокусировки до центра первой линзы триплета составляло $a = 3400$ мм в плоскости отклонения и $a = 2250$ мм в перпендикулярной плоскости. Расстояние между центрами первой и второй линз равно $s_1 = 590$ мм, между центрами второй и третьей линзы $s_2 = 3070$ мм. Расстояние от центра третьей линзы до мишени составляло $g = 4900$ мм. В обеих плоскостях пучок фокусировался на мишень, т.е. на выходе из системы он был стигматичным. Отклоняющая система располагалась перед третьей линзой, расстояние между центром отклонения и центром этой линзы составляло 1970 мм. Фокусное расстояние квадрупольных линз равны соответственно $f_1 = 761$ мм, $f_2 = 935$ мм, $f_3 = 1147$ мм. Если используются

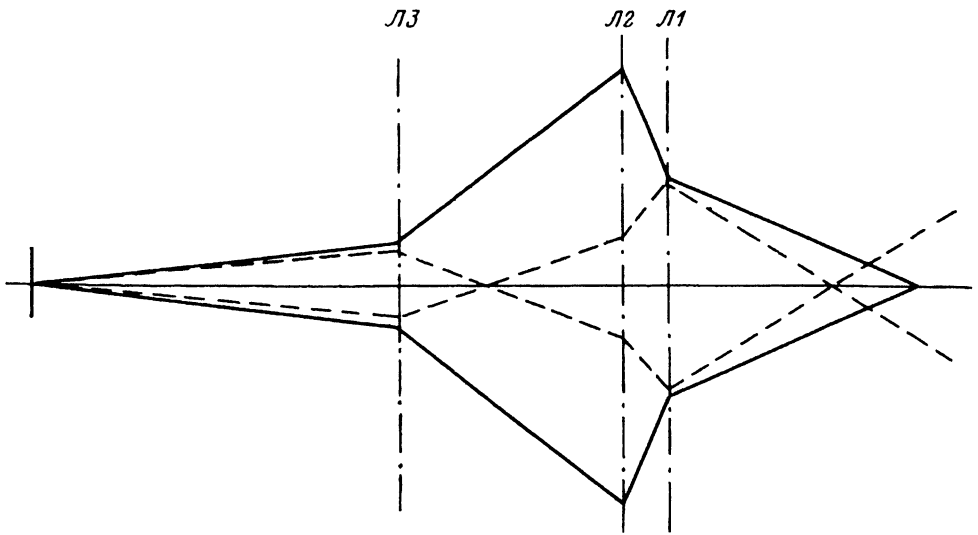


Рис. 2. Траектории в триплете с усилением отклонения.

Сплошные линии — плоскость DCD (плоскость отклонения), штриховые — плоскость CDC , штрихпунктир — центры линз.

одинаковые линзы, то отношения числа ампервитков в них составляют $(JW)_1:(JW)_2:(JW)_3 = 1.50:1.23:1.0$.

На рис. 2 схематически представлен ход неотклоненного пучка в триплете, сплошные линии — плоскость отклонения, штриховые — перпендикулярная плоскость.

Для повышения интенсивности пучка на мишени необходимо увеличить угол захвата пучка линзовой системой. Последнее можно осуществить с помощью предварительной фокусировки. С этой целью на-

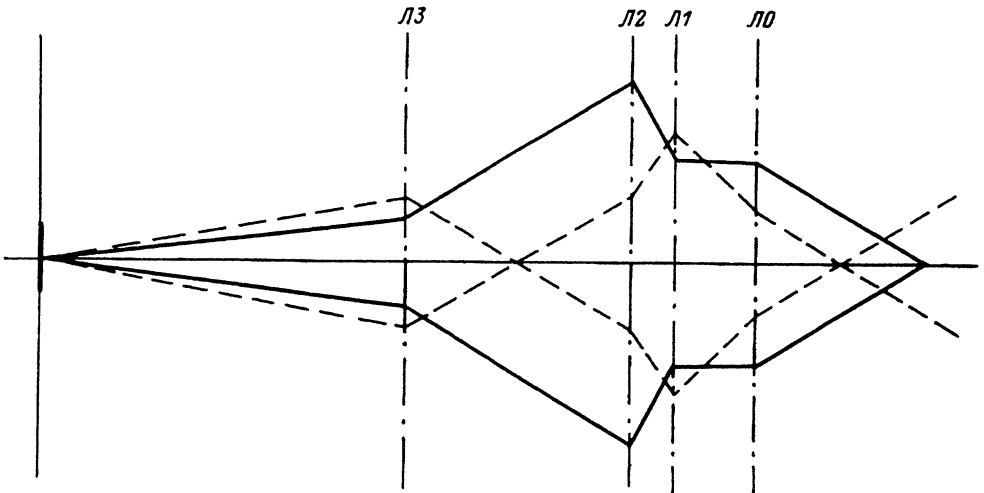


Рис. 3. Траектории в квадруплете с усилением отклонения.

Сплошные линии — плоскость $CDCD$ (плоскость отклонения), штриховые — плоскость $DCDC$.

ми была использована четвертая квадрупольная линза. Она располагалась перед первой линзой триплета, расстояние между центрами первой и дополнительной линзами составляло $s_0 = 1100$ мм (рис. 3). Геометрические параметры триплета оставались неизменными, кроме того, с целью сохранения усиления отклонения оставлено неизменным возбуждение последней линзы. Оптимизация рассмотренной системы дала следующие результаты. Угол захвата пучка в плоскости отклонения может быть увеличен в 1.3–1.5 раз. Условия прохождения пучка в перпендикулярной плоскости при этом не ухудшились. Фокусные расстояния квадрупольных линз составляют $f_0 = 2300$ мм, $f_1 = 731$ мм, $f_2 = 992$ мм, $f_3 = 1147$ мм (индекс “нуль” соответствует дополнительной четвертой линзе). Отношения числа ампервитков линз следующие: $(JW)_0:(JW)_1:(JW)_2:(JW)_3 = 0.50:1.57:1.17:1.0$. Таким образом, по сравнению с триплетом в квадруплете первая линза должна быть несколько усилена, вторая ослаблена.

Экспериментальная проверка подтвердила результаты расчета, в частности наблюдалось усиление отклонения пучка более 2.5 раз.

Заключение

Рассмотрены две актуальные задачи формирования и управления пучками высокоэнергетических протонов и тяжелых ионов для случая большого исходного эмиттенса пучков. Показана применимость общих подходов, сформулированных в [1] для создания систем, обеспечивающих фокусировку пучков ионов до уровня микрозонда и систем многократно увеличения углов отклонения пучков при сканировании. Эти системы расширяют возможности использования циклотронных пучков для аналитических целей, для модификации приповерхностных слоев твердых тел и создания новых технологических приемов.

Авторы выражают благодарность за помощь в проведении экспериментов А.В. Матюкову и Л.А. Рассадину.

Список литературы

- [1] Баранова Л.А., Явор С.Я. Электростатические электронные линзы. М.: Наука, 1986. 190 с.
- [2] Гусинский Г.М., Изотов А.Л. ПТЭ. 1981. № 1. С. 25–27.
- [3] Шкунов В.А., Семеник Г.И. Широкополосные осциллографические трубки и их применение. М.: Энергия, 1976. 126 с.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
10 февраля 1993 г.
В окончательной редакции
21 июня 1993 г.