

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН
(ИЯФ СО РАН)

А.А. Брызгин, В.Е. Нехаев, А.Д. Панфилов,
В.М. Радченко, Б.Л.Факторович, Е.А. Штарклев

СПОСОБ ПОВОРОТА НЕМОНОХРОМАТИЧНЫХ ПУЧКОВ
МАГНИТНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ
СО СПАДАЮЩИМ ПОЛЕМ

ИЯФ 2014-15

НОВОСИБИРСК
2014

Оглавление

Введение	5
1. Расчет трассировки немонохроматических пучков	5
1.1 Выбор основных уравнений и начальных условий для вычисления трассировки электронного пучка.....	8
1.2 Определение основных параметров для расчета системы поворота немонохроматического пучка	12
2. Методика расчета системы поворота немонохроматического пучка на 180 градусов	17
2.1 Выходные пучковые параметры ускорителя ИЛУ-7	17
2.2 Выбор конструкции магнитного зеркала	19
2.3 Выбор основных параметров магнита системы поворота.....	21
Список литературы.....	27

Способ поворота некохроматических пучков магнитными зеркалами со спадающим полем

А.А. Брызгин, В.Е. Нехаев, А.Д. Панфилов,
В.М. Радченко, Б.Л.Факторович, Е.А. Штарклев

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

В препринте предлагается к применению новая система для поворота некохроматических пучков. Сущность предлагаемого устройства заключается в применении двух одинаковых магнитных зеркал, в которых распределение магнитного поля по глубине сформировано так, что за естественным нарастанием напряженности магнитного поля на входе в зеркало следует спад этого поля по определенному закону. В результате воздействия на заряженные частицы сил, возникающих в цилиндрических линзах каждого зеркала, удастся компенсировать угловые расходимости сильно некохроматических пучков в зазоре и получить после поворота пучок с параметрами близкими к фазовым характеристикам входного пучка. В работе приведена методика расчета такого поворотного устройства и общий вид установки, предназначенной для проверки предлагаемой системы поворота на электронном пучке.

© Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН

Введение

Устройство для поворота некогерентных пучков заряженных частиц представляет собой конструкцию, состоящую из двух одинаковых магнитных зеркал. Каждое зеркало отражает пучки заряженных частиц на угол, не зависящий от их энергии и равный углу падения. После прохождения первого магнита отраженный некогерентный пучок имеет на выходе значительное параллельное смещение траекторий частиц с разными энергиями относительно друг друга. После второго магнита это смещение по энергии частиц снимается. Основной сложностью для применения данной схемы было наличие рассеяния частиц в области неоднородного поля на краях магнита. Авторами была предложена конструкция зеркала с такой формой магнитного поля, которая позволила компенсировать дефокусирующее действие участка на краях при нарастании поля [1]. В качестве примера рассмотрены вопросы расчета трассировки пучка и вопросы, связанные с конструированием магнитной системы для поворота пучка на 180 градусов.

1. Расчет трассировки некогерентных пучков

Вопрос использования магнитного электронного зеркала в качестве системы поворота некогерентных пучков рассматривался уже давно [2]. Однако, практическая реализация этих схем (с образованием заряженными частицами в зеркале траекторий в виде петель и без описания петель) по разным причинам не получила широкого распространения (сложность получения требуемых распределений магнитных полей, узкий диапазон величин поворота). У магнитных зеркал с электронными траекториями без образования петель входное магнитное поле (поле рассеивания на краях полюсов) является дефокусирующим. Этот эффект расширения пучка по ширине щели зеркала остановил применение такой схемы поворота. В связи с этим, последующие ахроматические поворачивающие или смещающие магнитные системы стали содержать плоские поворотные магниты и фокусирующие системы в виде квадрупольных линз. Эта схема позволяла уменьшать угловую расходимость пучка после поворота [3, 4]. Опыт создания подобной ахроматической системы для поворота электронного пучка импульсного ВЧ ускорителя

ИЛУ-10 (50 кВт, 5 МэВ, разброс по энергии 15%) на 90 градусов [5] показал сложность ее применения в радиационном промышленном производстве. Основной трудностью стало нахождение оптимальных параметров большого числа элементов системы (2 поворотных магнита, 5 квадрупольных линз и 2 датчика положения пучка), особенно при изменении режимов работы ускорителя. Учитывая предыдущий опыт, авторы предлагают использовать в поворотных системах (с электронными траекториями без описания петель) два одинаковых магнитных зеркала с такой характеристикой распределения магнитного поля по глубине, при которой сразу за нарастанием напряженности на входе магнита следует ее спад по определенному закону. В процессе поворота пучок заряженных частиц последовательно проходит через два одинаковых магнитных зеркала. Частицы, попадая в магнитном поле, движутся в средней плоскости, которая проходит посередине зазора между полюсами магнита (плоскость антисимметрии), заворачиваются и выходят из зеркала с той же стороны, с которой они в него вошли. После прохождения первого магнита пучок поворачивается на угол, равный удвоенному углу входа в зеркало, во втором зеркале этот эффект повторяется. Таким образом, суммарный угол поворота на выходе из системы двух зеркал равен учетверенному начальному углу входа пучка. При этом магниты расположены друг относительно друга таким образом, что разворачивают пучок на одинаковый угол. В линейном приближении для плоских полей составляющая магнитного поля в произвольной точке, ответственная за фокусировку в направлении, перпендикулярном к средней плоскости (аксиальная фокусировка), пропорциональна расстоянию частицы от плоскости антисимметрии и величине первой производной распределения поля по глубине зеркала. Поэтому дефокусирующее действие нарастающего поля на входе в зеркало компенсируется фокусирующей областью спада поля (из-за смены знака первой производной). Другими словами, подбором формы спада магнитного поля по глубине можно компенсировать расширение пучка по щели. В области выхода из зеркала происходит обратное чередование сил в зазоре магнита, и пучок с сечением в виде разложенного по энергии линейного фокуса выходит из первого зеркала и транспортируется до второго зеркала. Во втором зеркале происходит дополнительный половинный (от суммарного) поворот пучка и его обратная трансформация (с точностью до учета хроматической аберрации) к входным параметрам. В качестве примера рассмотрим результаты расчета поворота пучка на 180 градусов, в первый магнит пучок входит под углом 45 градусов. Для получения трехмерной трассировки пучка электронов решалась задача уравнения движения Ньютона в декартовых координатах. Расчет производился для энергии электронов до 2.5 МэВ (это стандартный параметр ускорителя ИЛУ-7, на котором планируется испытание рассчитанного по предлагаемой методике поворотного устройства). Расчет траекторий проводился при произвольно выбранной некогерентности пучка 50% (от 1.25 до 2.5 МэВ).

Трассировалось 1000 траекторий, магниты зеркал M1 и M2 принимались одинаковыми с выбранным распределением $B(z)$ для M1 и $B(x)$ для M2 соответственно. Входной диаметр пучка составил 1.5см, пучок имел Гауссово распределение и нулевые углы входа в зеркало. Расчетная радиальная проекция пучка на среднюю плоскость (плоскость xz), расположение зеркал M1 и M2 и аксиальная проекция развертки траекторий на плоскость xy показаны на рис.1 (на рисунках все размеры указаны в метрах).

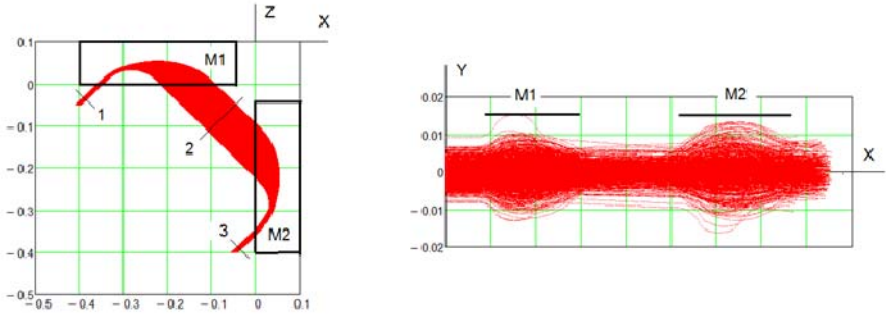


Рис. 1. Радиальное сечение и развертка аксиального сечения поворота пучка на 180 градусов.

Для получения пучка на выходе с параметрами, близкими к входным характеристикам, авторами предложено использовать такую форму распределения магнитного поля по глубине магнита, которая компенсирует дефокусировку на входном участке зеркала. На рис. 2 приведен общий вид зеркал и форма распределения поля в них по глубине для разных величин зазоров между полюсами зеркала.

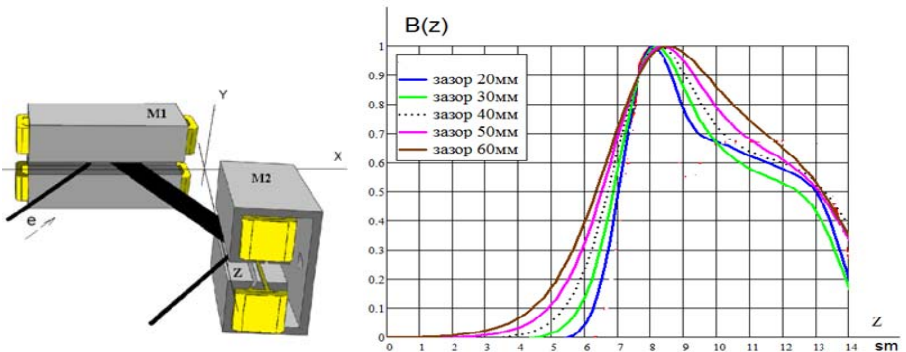


Рис. 2. Общий вид зеркала и график распределения поля по глубине магнита (расчетные значения для разных зазоров).

Из первых двух рисунков можно определить основные размеры зеркала. По проекции поворота пучка на плоскость xz (рис. 1) оценочная длина магнита равна 0.3 м, а ширина щели в зеркале по проекции на плоскость yx равна 4 см. Расчетная величина максимального поля в зазоре $B(z)$ равна 0.09 Тл. Вопросы выбора конструкции магнита рассмотрены ниже. На рис. 3 приведены сечения пучка по пути поворота. Цифрами 1,2,3 обозначены их места, показанные на рис. 1.

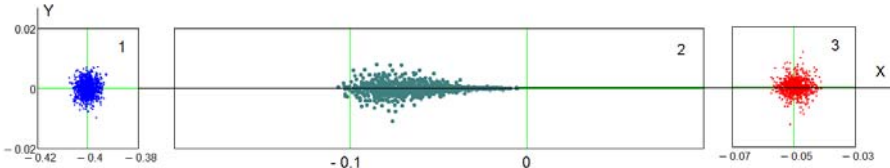


Рис. 3. Сечения пучка в разных точках поворота: 1 – сечение пучка на входе в магнит, 2 – середина траекторий между зеркалами, 3 – выходное сечение пучка.

Аналогичные расчеты были проведены для поворота пучка на 90 и 270 градусов. Их результаты идентичны приведенному варианту. Такая система поворота позволяет разворачивать пучки заряженных частиц с высокой монохроматичностью практически на любой угол.

1.1 Выбор основных уравнений и начальных условий для вычисления траекторий электронного пучка

Магнитное зеркало представляет собой отклоняющую систему с двумерным магнитным полем. Это, так называемые, плоские или цилиндрические поля. В таких полях для определения трехмерного распределения магнитного поля применяется метод аппроксимации данного поля в плоскости симметрии отрезками кривых второго порядка [6]. Согласно данной работе составляющие магнитного поля в произвольной точке (x, y, z) для M1 и M2 имеют вид:

$$B_X(x, y, z) = y \cdot B'(x);$$

$$B_Y(x, y, z) = B(z) + B(x) - \frac{y^2 \cdot B''(x)}{2} - \frac{y^2 \cdot B''(z)}{2}; \quad (1)$$

$$B_Z(x, y, z) = y \cdot B'(z).$$

Где B_X, B_Y, B_Z – составляющие вектора индукции магнитного поля в любой точке магнита, $B(z)$ и $B(x)$ – заданные распределения магнитного поля в плоскости симметрии: для M1 по z , для M2 по x . B' и B'' – соответственно первая и вторая производная данных распределений полей в плоскости

симметрии. Система уравнений движения для электронов в декартовых координатах:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} vx &= \eta \cdot (vy \cdot BZ(x, y, z) - vz \cdot BY(x, y, z)); \\ \frac{d}{dt} vy &= \eta \cdot (-vz \cdot BX(x, y, z) + vx \cdot BZ(x, y, z)); \\ \frac{d}{dt} vz &= \eta \cdot (vx \cdot BY(x, y, z) - vy \cdot BX(x, y, z)). \end{aligned} \quad (2)$$

Где η – отношение заряда электрона к его релятивистской массе, vx , vy и vz – проекции скоростей частиц. При рассмотрении трехмерного движения частиц в зеркале удобно разделить его на две группы проекций траекторий, как и принято для дипольных магнитов. Первая группа в радиальной плоскости симметрии (для М1 это zx) представляет собой поворот пучка на 90 градусов, вторая группа в аксиальной плоскости ($xу$ для зазора магнита М1) описывает фокусировку и дефокусировку электронного пучка. Впервые задача вхождения пучка с учетом поля рассеяния на краях магнитного диполя была рассмотрена в работе Я.Л. Хургина в 1939 году [7]. В данной работе была впервые рассмотрена динамика движения частиц в нарастающих плоских полях. Основным физическим выводом данной статьи было доказательство того, что нарастающие поля края магнита являются цилиндрическими линзами, которые в зависимости от направления входа могут быть собирающими или рассеивающими. Там же было показано, что поля недалеко от средней плоскости (для М1 это плоскость zx при $y = 0$) равны произведению координаты частицы от этой плоскости y на величину производной распределения магнитного поля по глубине (для М1 по z). Рассмотрим работу системы поворота при представлении реального распределения $B(z)$ (рис. 2) тремя линейными участками: a-b, b-c и c-d. Линеаризованная аппроксимация реальной формы распределения магнитного поля позволяет упростить физическую и математическую интерпретацию трассировок пучка при повороте. Допустимость упрощения формы распределения поля по глубине будет рассмотрена ниже.

На рис. 4 приведены основные расчетные траектории электронов в зеркале М1. На этих рисунках показаны проекции электронных траекторий, полей и взаимодействующих с ними скоростей на плоскости xz и $xу$. На верхнем рисунке показаны проекции трех траекторий поворота электронов с разными энергиями на плоскость xz . Там же приведена аппроксимированная кривая распределения $B(z)$, которую можно разбить на три участка: нарастающего поля a-b и спадающих полей b-c и c-d. Для движения электронов вблизи плоскости антисимметрии эти участки являются цилиндрическими линзами. Каждый линейный участок формирует цилиндрическую линзу. Участок a-b – дефокусирующая линза,

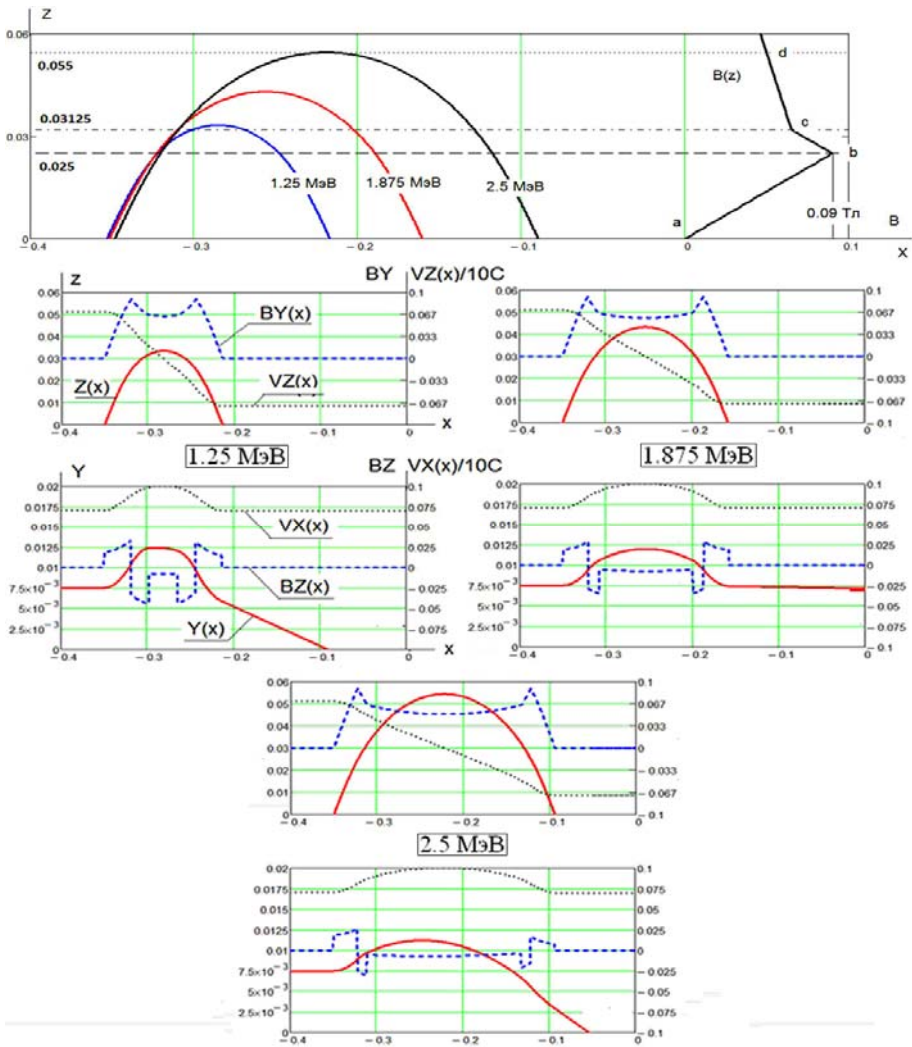


Рис. 4. Проекция электронных траекторий, полей и взаимодействующих с ними скоростей на плоскости xz и xy для зеркала $M1$.

участок b - c - d – фокусирующий участок, состоящих из двух линз. Частицы до достижения максимальной глубины входа сначала дефокусируются (участок a - b , по z от 0 до 0.025 м), а затем фокусируются на участках b - c и c - d . Для энергий 1.25 МэВ и близких к ней основная фокусировка происходит на участке b - c . Для максимальной энергии спектра 2.5 МэВ фокусирующая область максимальна по глубине – это участок b - c - d . На последующих трех

парах рисунков показаны проекции данных траекторий на плоскости xz и $xу$. Там же приводятся основные физические характеристики для этих траекторий с энергией электронов 1.25 МэВ, 1.875 МэВ и 2.5 МэВ. Эти энергии являются предельными и средней в принятом для расчета энергетическом спектре пучка. Каждая пара рисунков содержит основные физические параметры: величины магнитных полей и скоростей для данных энергий электронов. Из рис. 4 следует, что на частицу при входе в зеркало М1 кроме основного поворачивающего частицу в плоскости xz поля ВУ действует поле ВZ в плоскости $xу$. Данное поле является знакопеременным и при взаимодействии с v_x в аксиальной плоскости приводит к фокусировке или дефокусировке пучка в зазоре зеркала. Длина магнитного поля определяется радиусом поворота пучка электронов с энергией 2.5 МэВ и для данного распределения $V(z)$ равна 0.26 м (см. верхний фрагмент на рис. 4). Из этих же кривых максимальная величина глубины входа в зеркало равна 0.0545 м. На нижних трех парах графиков рис. 4 также показаны траектории частиц в зазоре магнита для трех выбранных энергий. Начальное отклонение частиц от плоскости симметрии выбрано $y_0 = 0.0075$ м. Максимальный размер пучка для М1 в плоскости $xу$ не превышает 2.5 сантиметров.

На верхнем графике рис. 4 показан поворот пучка в М1 на 90 градусов полем $V(z)$. На нижних трех парах графиков приведена интегральная зависимость аксиального воздействия на пучок пяти цилиндрических магнитных линз данного зеркала. Далее частицы должны транспортироваться в вакууме до второго зеркала М2 без магнитных полей. В плоскости xz имеем разложенный по спектру пучок, повернутый на 90 градусов с шириной на выходе 0.13 м. В плоскости $xу$ имеем перефокусировку пучка для низких и высоких энергий спектра. Средние энергии транспортируются без существенных углов. На рис. 5 показаны развертки монохроматических пучков в плоскости $xу$ с энергиями 1.25, 1.875 и 2.5 МэВ. Перефокусировка электронов самых низких и самых высоких энергий позволяет транспортировать пучок от М1 до М2 с угловыми характеристиками близкими к начальным. На нижнем графике приведена развертка траекторий заданного ахроматического пучка (весь спектр энергий).

Очевидно, что основные габариты зеркала связаны с величиной максимального значения магнитного поля в зазоре. Критической величиной глубины входа электронов в зеркало для выбранной формы $V(z)$ и минимальной энергии 1.25 МэВ является значение 0.0319 м. При этом сила дефокусировки на участке $a-b$ и сила фокусировки на участке $b-c$ сравниваются. Для больших энергий требуется добавление фокусирующей силы образованного вторым спадом участка $b-c-d$. Максимальная величина глубины входа частиц в магнит в этом случае равна 0.0545 м. Из нижнего графика на рис. 5 следует, что ширина пучка не превышает 0.04 м, т.е. все частицы проходят систему поворота. Предварительные исследования конструкции магнитов (подробное описание конструирования магнита

приведено ниже) показали, что протяженность нарастания магнитного поля для этого зазора не удастся получить менее 0.025 м. Угловые коэффициенты нарастающего поля и его первого спада выбраны одинаковыми. Максимальное значение индукции в зазоре равно 0.09 Тл.

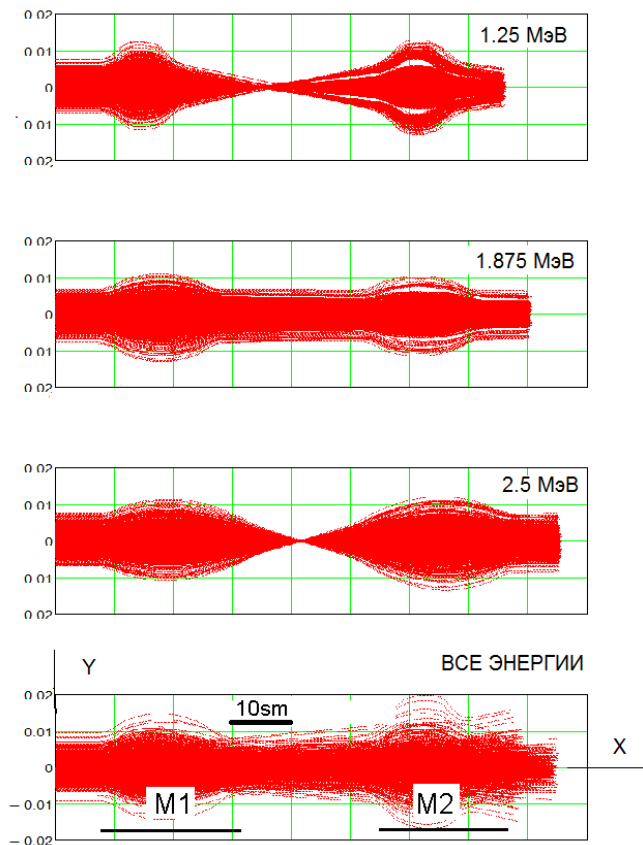


Рис. 5. Развертки монохроматических пучков разных энергий и ахроматического пучка в плоскости $xу$.

1.2 Определение основных параметров для расчета системы поворота немонохроматического пучка

Магнитное зеркало представляет собой дипольную отклоняющую систему с двумерным полем. Плоскость антисимметрии (xz) является одновременно средней плоскостью зеркала. Поле зеркала создается магнитными полюсами, вытянутыми в одном направлении, для магнита M1 – это ось « x ». В этой области поле не зависит от « x », и его индукция

определяется только координатами «у и z», т.е. $B = B(y, z)$. Данное сформированное магнитное поле играет роль цилиндрических линз, которые дефокусируют, а затем фокусируют пучок в направлении, перпендикулярном к средней плоскости. На рис. 6 показана схема системы магнитных зеркал. Привязка расположения пары магнитов к системе координат объясняется простотой задания распределения магнитных полей в зеркалах. Областью задания входного угла (α) является область (1). Эта область лежит в диапазоне от 0 градусов до практически 90 градусов (за исключением 90 градусов) и характеризуется тем, что первая линза дефокусирует пучок электронов. Область (2) на рис. 6 является областью отрицательных углов входа в магнитное поле ($-\alpha$). Эта область характеризуется фокусирующим действием нарастающего поля и подробно описана в работах по электронной спектроскопии и в данной работе не рассматривается.

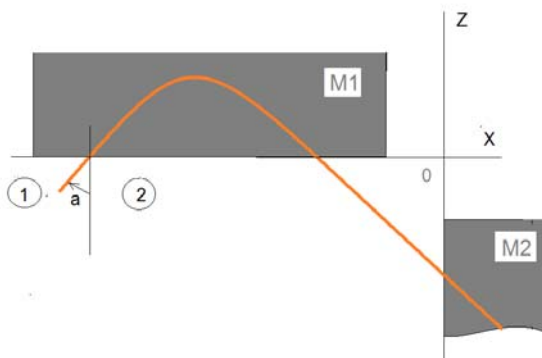


Рис. 6. Области углов входа пучка в магнитное зеркало.

На рисунке 7 показаны основные характеристики ахроматического поворота в зеркале крайних энергий спектра пучка электронов (1.25 и 2.5 МэВ). На верхнем рисунке кроме поворота пучка в плоскости (x, z) приведена картина требуемого распределения поля $B(z)$. В перпендикулярной плоскости (x, y) происходит дефокусировка и фокусировка пучка от взаимодействия составляющих v_x и BZ согласно второму уравнению системы уравнений движения (2).

Вертикальная сила, действующая на электрон:

$$F(x) = e \cdot V_x(x) \cdot BZ(x),$$

где $BZ(x) = y \cdot \frac{d}{dz} B(z)$ (см. формулы (1)).

Значение вертикальной силы удобно представить выражением:

$$FY(x) = BZ(x) \cdot \frac{V_x(x)}{c}.$$

Где $BZ(x)$ – это z-я составляющая магнитного поля зеркала, а $V_x(x)/c$ – медленно меняющаяся функция проекции скорости на ось x (от 0.7 до 1). На рис. 7 также показана проекция траектории частицы на плоскость $(x,y) – y(x)$. На последнем рисунке приведена кривая интеграла воздействия

вертикальных сил на частицу по оси x : $S(x) = \int_{-0.4}^x FY(x)dx$.

Из данного рисунка видно, что магнитное поле предложенной формы поворачивает пучок на 90 градусов в плоскости (x, z) , а в плоскости (x, y) пучок расширяется примерно в 1.7 раза при входе пучка в зеркало и затем возвращается к исходным размерам при выходе из магнита.

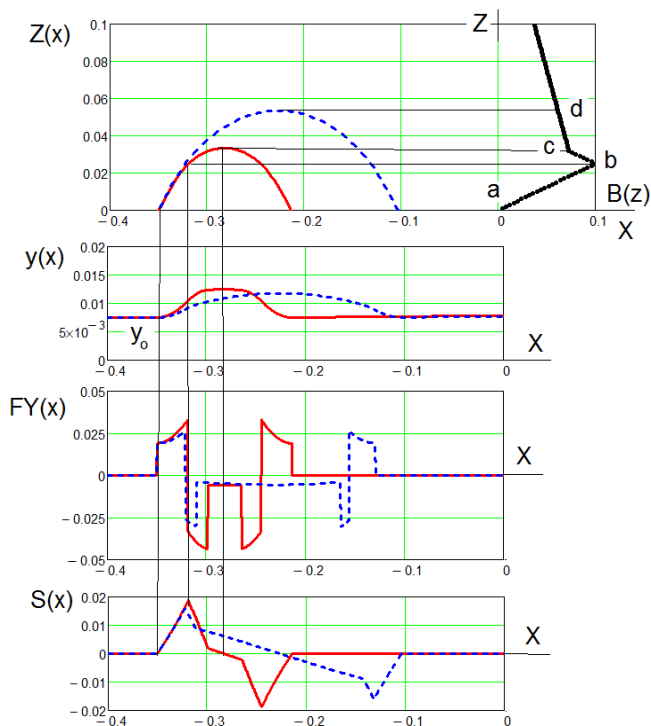


Рис. 7. Ахроматический поворот в зеркале для крайних энергий спектра пучка: электронные траектории, действующие силы и интеграл воздействия этих сил на электроны.

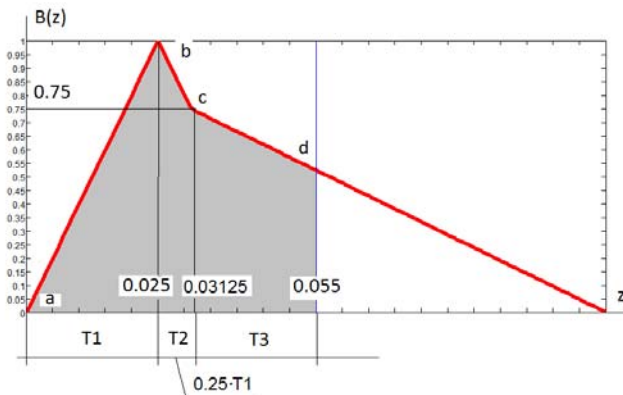


Рис. 8. Требуемое распределение магнитного поля по глубине зеркала.

На рис. 8 приведена подробная форма требуемого распределения магнитного поля по глубине зеркала. Величина максимального значения магнитного поля нормирована на единицу.

Эта форма рассчитана для ранее указанных параметров пучка. При этом $T1 = 0.025$ м и угол входа в зеркало $a = 45$ градусов. Закрашенная область с участками a,b,c,d – это область взаимодействия данного распределения магнитного поля со всеми частицами пучка. Для выбора основных геометрических и физических параметров магнита решались задачи прохождения пучка через два зеркала в диапазоне энергий электронов от 1.25 МэВ до 2.5 МэВ. Величины нарастания $T1$ принимались равными 1 см, 2.5 см, 5 см и 10 см. Углы входа в магнит были следующие: 0, 22.5, 45, 72.5 и 85 градусов. Результаты вычислений амплитуд магнитного поля для разных углов входа пучка при заданном значении $T1$ представляют собой определенную зависимость, описываемую выражением, приведенным ниже:

$$B \max(T1, a) = \frac{0.0075}{T1} \cdot \left(1 - \sin \left(a \cdot \frac{\pi}{180} \right) \right).$$

По полученной формуле можно вычислить необходимую для поворота в магнитном зеркале амплитуду поля для любого угла входа пучка в зеркало (при выбранном энергетическом спектре). На рис. 9 приведены графики выбора основных параметров зеркала.

Точка А показывает параметры выбранного режима $T1 = 0.025$ м и $a = 45$ градусов, $B \max = 0.09$ Тл и $k3 = 9$. Величина $k3$ определяет угловой коэффициент участка c-d на рис. 8. В уравнениях задания пространственных величин проекций магнитного поля эта величина отрицательна. Для выбора других энергетических диапазонов в пучке необходимо учитывать нелинейность зависимости отношения заряда электрона к его релятивистской

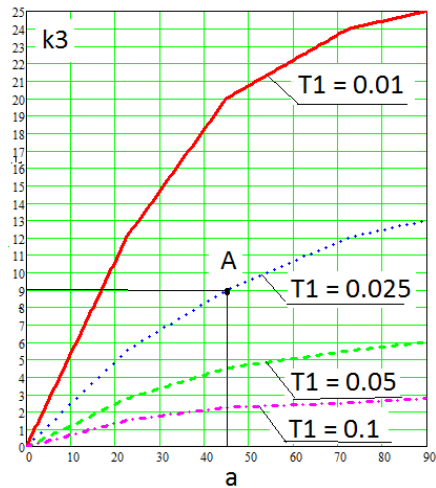
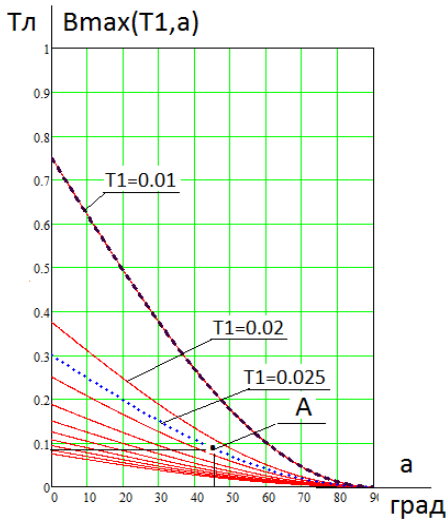


Рис. 9. Зависимости амплитуды магнитного поля зеркала и углового коэффициента k_3 от угла входа пучка в зеркало для разных значений длительности переднего фронта распределения поля зеркала.

массе в уравнении (2). На рис. 10 приведена зависимость этого отношения для диапазона энергий, реально применяемого в радиационных технологиях ($1 \div 10$ МэВ).



Рис. 10. Зависимость отношения e/m от энергии пучка.

Поэтому для каждого нового энергетического диапазона в пучке необходим новый расчет величин, представленных на рис. 9.

2. Методика расчета системы поворота монохроматического пучка на 180 градусов

Основными задачами, решаемыми в данной главе, являются расчеты, которые легли в основу при конструировании макета устройства для ахроматического поворота электронного пучка ускорителя ИЛУ-7. Отличительной особенностью ускорителей серии ИЛУ, разработанных в ИЯФ СО РАН, в том числе и ИЛУ-7, является использование так называемой «внутренней» инжекции, при которой катод электронной пушки с заземленной управляющей сеткой располагается непосредственно на входе ускоряющего зазора резонатора. При таком способе инжекции инжектируемый ток формируется ВЧ полем, проникающим из ускоряющего зазора в промежуток сетка – катод и определяемым проницаемостью сетки. При этом максимальное значение импульса тока соответствует максимуму ускоряющего напряжения в зазоре резонатора. Регулируя постоянный запирающий потенциал на катоде, можно получить необходимую фазовую протяженность инжектируемого импульса тока, при котором обеспечивается энергетический разброс ускоренного пучка в заданных пределах и одновременно исключается наличие «обратных» электронов.

2.1 Выходные пучковые параметры ускорителя ИЛУ-7

Ниже на рисунках приведены основные параметры генерируемого ИЛУ-7 электронного пучка, которые являются исходными для расчета прохождения пучка через систему ахроматического поворота.

Точки – эксперимент, сплошная линия – "нормальный" закон распределения.

На рис.13. изображен фазовый эллипс, построенный по уравнению эллипса в координатах "угол - радиус" по координате «х» на уровне 0.97 от полного тока. По координате «у» распределение плотности тока и фазовая характеристика пучка аналогичны приведенным на рис.12 и рис.13 графикам. Величина измеренного эмиттанса составляет (при определении эмиттанса по формуле $\varepsilon = r \cdot r' \text{ см} \cdot \text{мрад}$): $\varepsilon \approx 15 \text{ см} \cdot \text{мрад}$ на уровне 0.97 от полного тока.

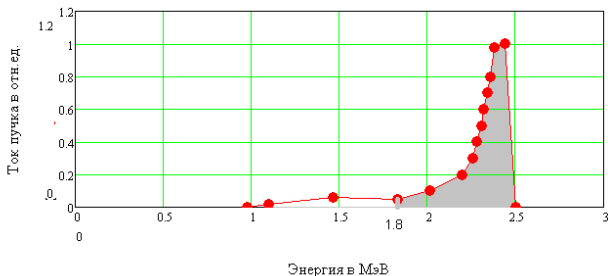


Рис. 11. Спектр ускоренного пучка электронов ИЛУ-7.

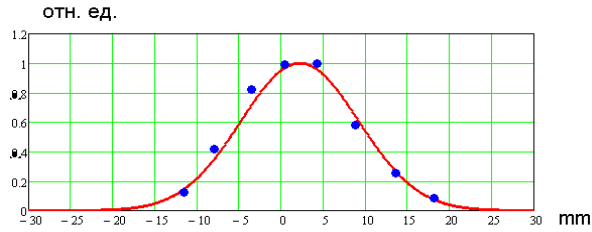


Рис. 12. Распределение плотности тока по радиусу пучка в относительных единицах.

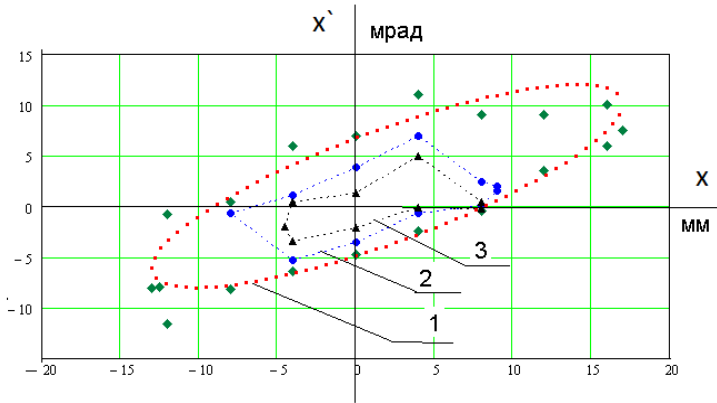


Рис. 13. Фазовый портрет ускоренного пучка электронов с линиями равной плотности тока в горизонтальной плоскости измерения: 1 – на уровне 0.97 от полного тока, 2 – на уровне 0.75 от полного тока, 3 – на уровне 0.5 от полного тока.

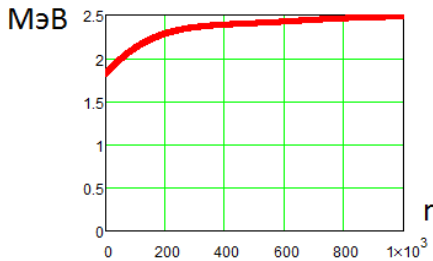


Рис. 14. Диапазон энергий для пучка из 1000 частиц.

Все измерения были проведены при токе ускоренного пучка электронов $150 \div 200$ мА с энергией 2.5 МэВ. Частота ускоряющего высокочастотного поля резонатора 117 МГц. На основании этих характеристик выбираем входные параметры пучка для расчета: диаметр пучка с нормальным распределением по радиусу – 3 см, углы входных траекторий в систему

(реально они менее 1 градуса) принимаем нулевыми. Спектр пучка, приведенный на рис. 11 (без низкоэнергетичных частиц), преобразован в энергетическую зависимость каждой из 1000 частиц и приведен на рис. 14. Учитываем только частицы с энергией 1.8 МэВ и выше. При этом величина монохроматичности в пучке равна 28%.

Начальные геометрические параметры пучка задаются функцией случайных чисел с нормальным распределением.

2.2 Выбор конструкции магнитного зеркала

Основной задачей при выборе конструкции магнитного зеркала было получение необходимой формы распределения магнитного поля по глубине зеркала (см. рис.8). В ходе многочисленных расчетов авторами была разработана наиболее оптимальная и простая в изготовлении конструкция магнитного зеркала. Данная конструкция представляет собой ш-образный магнитопровод с двумя парами катушек – внутренних и внешних (см. рис.15).

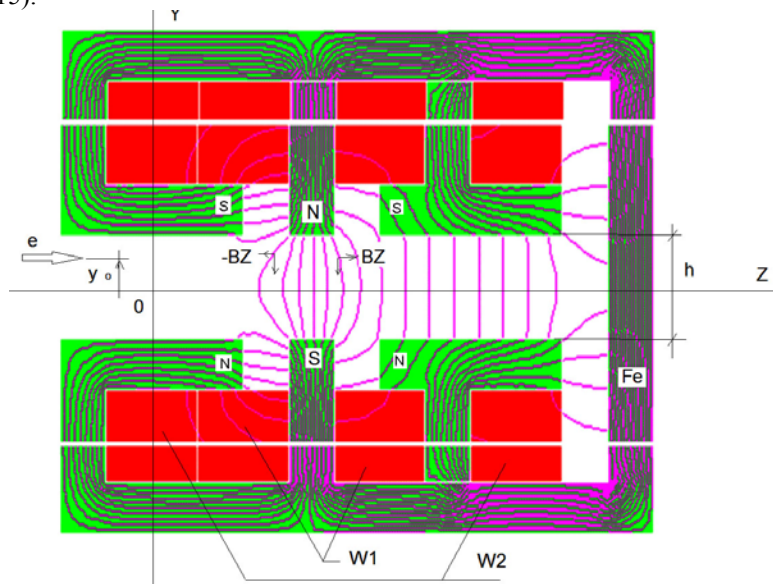


Рис. 15. Магнитное зеркало с двумя парами катушек.

Расчеты магнита проводились по программе “Mermaid” [8].

Кроме геометрии силовых линий из рисунка очевидна конструкция магнитной системы. Две пары обмоток $W1$ и $W2$ с одинаковым числом витков вместе с магнитопроводом формируют требуемую форму распределения магнитного поля по оси z в щели зеркала шириной h .

Меняя ток в катушках, можно регулировать величину спада заднего фронта распределения магнитного поля. Распределения магнитного поля в средней плоскости данного электромагнита для разных ампервитков катушек представлены на рис.16 ($h=5\text{см}$).

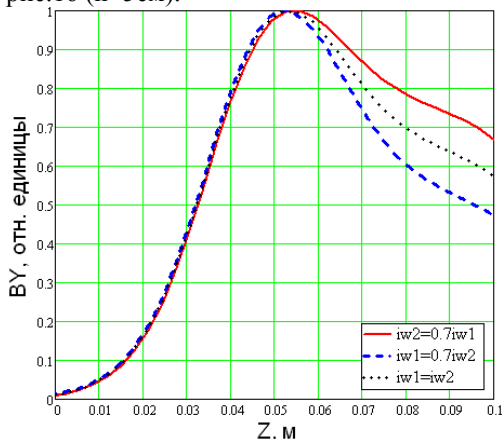


Рис. 16. Регулировка заднего фронта магнитного поля при разных соотношениях ампервитков внутренних (w_1) и внешних (w_2) катушек зеркала.

Регулировка крутизны второго спада распределения магнитного поля (участок c-d на рис. 8) в данной конструкции будет реализована за счет изменения геометрии магнитопровода в области, отвечающей за этот спад. На рис. 17 приведены несколько вариантов незначительной модификации исходной конструкции, получающихся путем установки различных взаимозаменяемых железных пластин магнитопровода (выделены на рисунке черным цветом). Соответствующие этим модификациям распределения магнитных полей изображены на рис. 18.

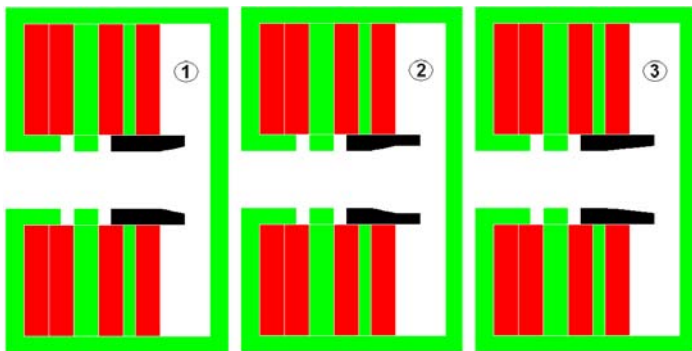


Рис. 17. Модификации магнитного зеркала с двумя парами катушек.

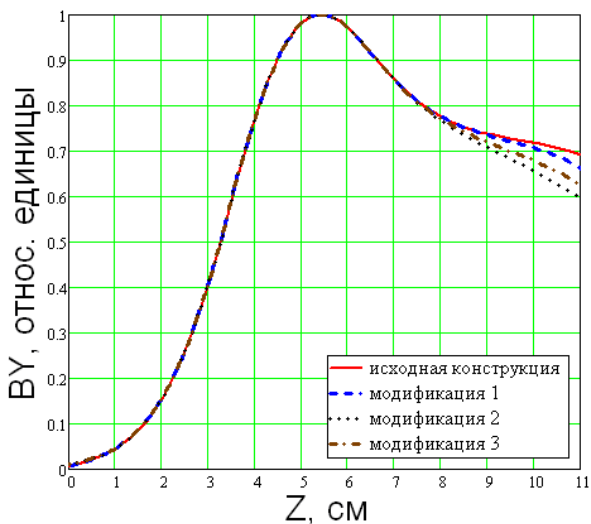


Рис. 18. Регулировка второго спада магнитного поля изменением геометрии магнитопровода.

Из приведенных распределений магнитного поля видно, что максимум поля достигается при $Z \approx 5$ см, что в 2 раза больше, чем в расчетах трассировки пучка в магнитном зеркале, описанных в предыдущей главе. Это приведет к увеличению продольных габаритов магнита по сравнению с расчетными величинами. Тем не менее, относительная простота изготовления такого электромагнита, а также тот факт, что геометрия данной конструкции полностью удовлетворяет входным параметрам электронного пучка, делают этот недостаток вполне допустимым для наших целей. Таким образом, из двух описанных выше конструкций магнитных зеркал авторы статьи остановили свой выбор на последнем варианте.

2.3 Выбор основных параметров магнита системы поворота

После определения основных параметров пучка, который требуется развернуть на 180 градусов, необходимо определиться с выбором конструкции магнита зеркала. Основной задачей данного этапа расчета является получение основных геометрических параметров пучка при повороте и использование полученных данных для конструирования системы поворота из двух зеркал. Естественно такое устройство должно содержать датчики контроля прохождения частиц в поворотном канале.

Основным параметром зеркала является ширина зазора. Коэффициент расширения пучка в магните при повороте равен 1.7. Эта величина определяется при траекторном расчете (см. рис. 4). Следовательно, вакуумный короб для поворота должен быть не уже чем 5.1 см.

На рис. 15 показан вид аксиального сечения магнитной системы зеркал. Зазор в магните $h = 5.1$ см. Как уже было показано ранее две пары обмоток $W1$ и $W2$ при регулировании соотношения токов в них позволяют не только формировать требуемую форму распределения магнитного поля в щели зеркала, но и оставляют возможность корректировать эту форму. Это является важным обстоятельством при настроечных работах с системой поворота. На рис. 19 показана расчетная кривая распределения магнитного поля по глубине (по оси z). Там же приведена кусочно-линейная аппроксимация этого распределения.

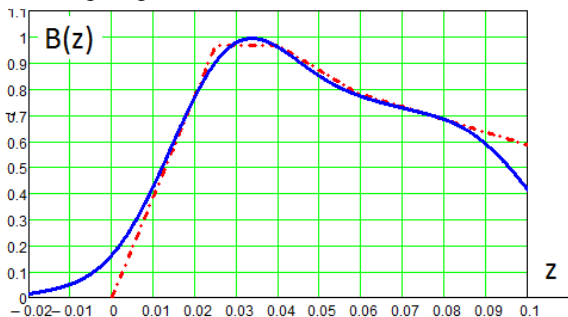


Рис. 19. Расчетная кривая распределения магнитного поля по глубине зеркала.

Применение упрощенной формы распределения поля позволяет лучше понимать взаимодействие магнитного поля с частицами пучка. На рис. 20 показаны результаты расчета для двух частиц с крайними энергиями спектра (1.8 и 2.5 МэВ). Вариант «а» – для аппроксимированной формы (с учетом производных только первого порядка) и «б» – для реального распределения магнитного поля по глубине.

Рассмотрим результаты полученных расчетов траекторий частиц для реального распределения магнитного поля по глубине (по « z »). Подобный расчет уже анализировался ранее на рис. 4 и 7. Отличием реального распределения $B(z)$ является наличие плавного перехода поля от нарастания до его спада (область « b -с» на его аппроксимированной форме). Данная область поля не взаимодействует с частицами, т.к. первая производная или мала или для линейного представления $B(z)$ равна нулю. Физически это означает, что частицы в этой области (участок « b -с») не добавляют рассеивающий угол (интеграл воздействия вертикальных сил $S(x)$ пропорционален углу, образованному направлением движения частицы и осью пучка). На траектории $z(x)$ на рис. 20 этот участок — прямая линия. На плоскости « $x0z$ » этот участок расширяет область рассеивания по оси « x ». Чтобы учесть этот эффект необходимо уменьшить расчетную амплитуду $B(z) - B_{1m}$. Причем это уменьшение становится оптимальным

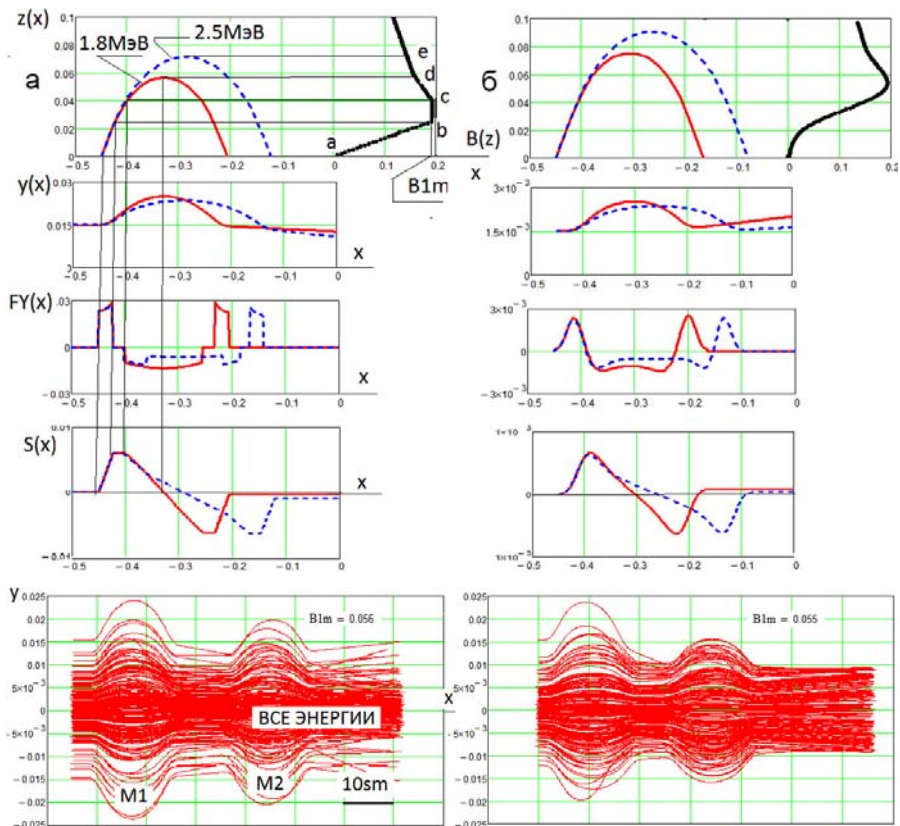


Рис. 20. Электронные траектории, действующие силы и интеграл воздействия этих сил на электроны для двух крайних энергий спектра пучка: а – для аппроксимированной формы (с учетом производных только первого порядка) распределения поля, б – для реального распределения магнитного поля по глубине зеркала.

при достижении электронами с минимальной энергией глубины входа в зеркало, соответствующей точке «d». Под оптимальными значениями подразумеваются значения, обеспечивающие минимальные продольные габариты магнита. Так, если принять из картины реального распределения поля на рис. 20 протяженность нарастания поля равной 0.04 м, то отношение этой величины к рассмотренному ранее $T1 = 0.025$ м даст значение 1.6. Так как все величины в этой области имеют только линейные зависимости, то амплитуда поля в зазоре должна быть уменьшена в 1.6 раза. Таким образом, амплитуда реального поля в зазоре получается равной 0.055 Тл.

Траекторный расчет, приведенный на рис. 20 подтверждает данное значение величины максимального магнитного поля в зеркале. На картинках для реального и аппроксимированного распределений поля на рис. 20 видна существенная разница по глубине входа частиц в магнит (около 2 см). Это объясняется наличием у реального поля в самом начале слабо нарастающего участка примерно равного этой разнице.

На рис. 21 приведен чертеж установки для поворота ахроматического пучка на 180 градусов, состоящей из линейного ускорителя ИЛУ-7, двух магнитных зеркал и вакуумного тракта для транспортировки пучка. На рис. 22 проиллюстрирована расчетная трассировка пучка в системе описанных выше магнитных зеркал.

В заключении следует еще раз отметить, что габариты магнита, особенно продольные, зависят от величины магнитного поля в зазоре зеркала, размер которого определяется диаметром пучка. Форма распределения поля в зазоре не является строго определенной заранее, однако, основным алгоритмом при решении задачи поворота пучка является условие равенства дефокусирующих и фокусирующих радиальных сил при повороте заряженных частиц в магните.

Примечание

При повороте пучка на малые углы (90° и менее) появляется трудность, связанная с тем, что для проникновения пучка в зону снижения магнитного поля (ввиду конечности размера зоны нарастания поля) приходится снижать напряжённость поля и увеличивать продольные размеры магнитов. Поэтому при необходимости повернуть пучок на угол «а» $< 90^\circ$ удобнее выполнять поворот на угол $360^\circ - \text{«а»}$ по схеме, приведенной на рис. 23. При этом поворот пучка электронов в каждом из магнитов составляет $180^\circ - \text{«а/2»}$, что позволяет сократить зону прохождения пучка в магните, т.е. продольный размер магнита.

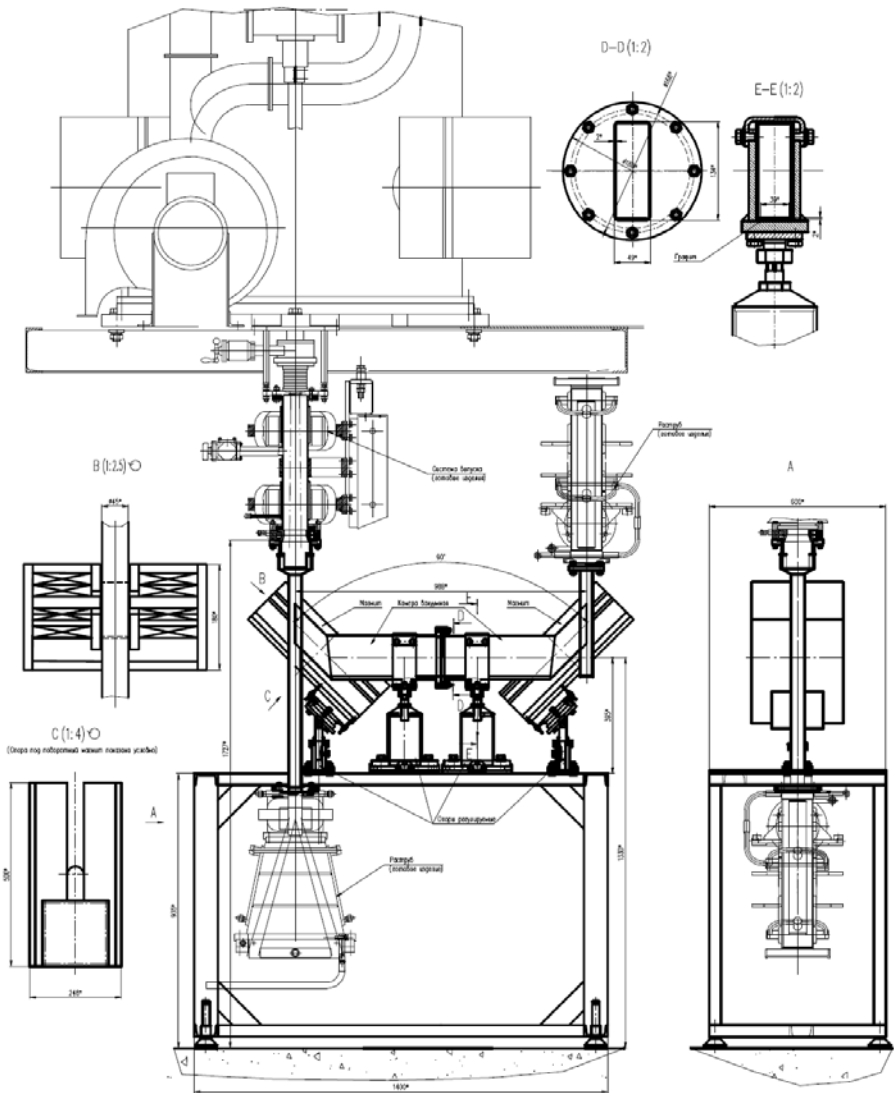


Рис. 21. Установка для поворота пучка на 180°.

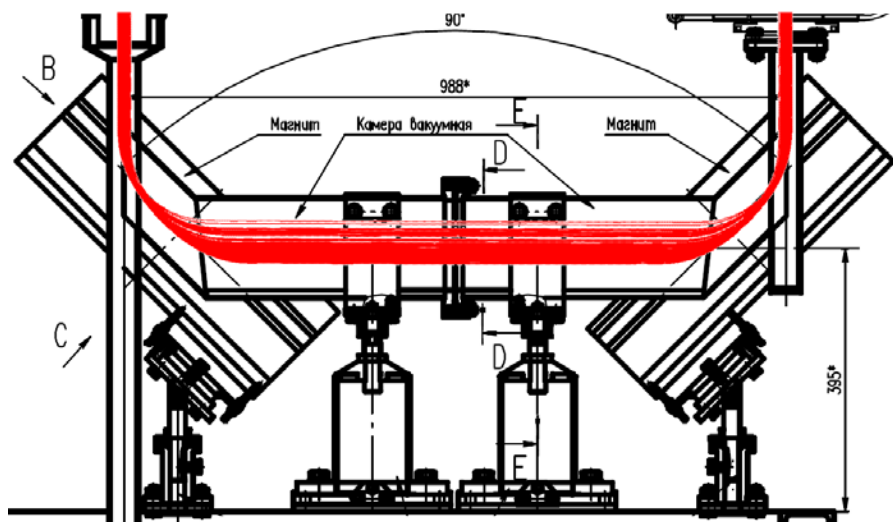


Рис. 22. Движение пучка в системе магнитных зеркал.

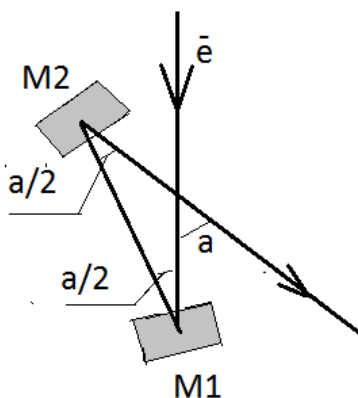


Рис. 23. Схема поворота пучка на малые углы.

Список литературы

- [1] Брызгин А.А., Нехаев В.Е., Радченко В.М., Штарклев Е.А. Устройство для поворота ахроматических пучков заряженных частиц. // Патент на изобретение №2463749, заявка №2011115741, приоритет изобретения 20 апреля 2011 г. Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений Российской Федерации 10 октября 2012 г.
- [2] Кельман В.М., Явор С.Я., Фишкова Т.Я. Ахроматические магнитные зеркала. // ЖТФ, том 30, выпуск 2, с.129-137, 1960.
- [3] Panofsky Wolfgang K.H., McIntyre J.A. Achromatic beam translation systems for use with the linear accelerator. // The review of scientific instruments, vol. 25, num. 3, p. 287-290, 1954.
- [4] Владимирский В.В., Кошкарев Д.Г. // Ахроматическая поворачивающая магнитная система. ПТЭ, №6, 1958.
- [5] Ауслендер В.Л., Брызгин А.А., Воронин Л.А., Глаголев Г.Б. и др. Импульсный высокочастотный линейный ускоритель электронов ИЛУ-10. // Вестник «РАДТЕХ-ЕВРАЗИЯ», № 1 (11), с. 94-106, Москва-Новосибирск, 2002.
- [6] Блейвас И.М. и др. Программа для решения на ЭЦВМ БЭСМ-6 трехмерных задач электроники. Новосибирск, 1970. - Труды III Всесоюзного семинара. [7] Хургин Я.Л. О вертикальной фокусировке пучка заряженных частиц при его отклонении в магнитном поле. // ЖЭТФ, том 9, выпуск 7, с. 824-825, 1939.
- [7] Хургин Я.Л. О вертикальной фокусировке пучка заряженных частиц при его отклонении в магнитном поле. // ЖЭТФ, том 9, выпуск 7, с. 824-825, 1939.
- [8] Dubrovin A.N. Mermaid manual, 1995.

А.А. Брызгин, В.Е. Нехаев, А.Д. Панфилов,
В.М. Радченко, Б.Л.Факторович, Е.А. Штарклев

**Способ поворота некохроматических пучков
магнитными зеркалами со спадающим полем**

A.A. Bryazgin, V.T. Nekhaev, A.D. Panfilov,
V.M. Radchenko, B.L. Faktorovich, E.A. Shtarklev

**The method of the nonmonochromatic beams bending
by magnetic mirrors with the falling field**

ИЯФ 2014-15

Ответственный за выпуск А.В. Васильев

Работа поступила 29.09. 2014 г.

Сдано в набор 30.09. 2014 г.

Подписано в печать 30.09. 2014 г.

Формат 60x90 1/16 Объем 1,7 печ.л., 1,4 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 15

Обработано на РС и отпечатано
на ротапринтере «ИЯФ им. Г.И. Будкера» СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11