

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ РАБОТА

**«ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЕЗНОГО
МИКРОТРОНА НА ЭНЕРГИЮ 35 МЭВ»**

Выполнил студент

213м группы:

Борисов Максим Антонович

подпись студента

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., профессор Шведунов Василий Иванович

подпись научного руководителя

Допущен к защите

Зав. кафедрой _____

подпись зав. кафедрой

Москва
2020

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ.....	5
ГЛАВА 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА	10
2.1 Аксептанс	10
2.2 Линейный ускоритель	12
2.3 Поворотный магнит.....	18
2.4 Оптимизация положений поворотных магнитов и ускоряющей структуры	23
2.5 Сравнение с RTM-55	27
ГЛАВА 3. КОРРЕКЦИЯ ОШИБОК И ДИАГНОСТИКА.....	30
3.1 Корректоры пучка.....	30
3.2 Синхротронное излучение.....	33
3.3 Подстройка параметров микротрона.....	39
ГЛАВА 4. СИЛЬНОТОЧНЫЕ НЕУСТОЧИВОСТИ.....	41
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	46
Приложение 1 Использование языка программирования Python для моделирования динамики движения заряженных частиц	47
ЛИТЕРАТУРА	49

ВВЕДЕНИЕ

Разрезной микротрон является хорошей альтернативой линейному ускорителю в ситуации, когда необходимо получить пучок с энергией от 10 до 100 МэВ и током до десятков миллиампер. К основным преимуществам можно отнести меньшие габариты и стоимость. В разрезном микротроне пучок проходит ускоряющую структуру не один раз, поэтому затраты на СВЧ мощность существенно ниже, что упрощает и удешевляет СВЧ систему, стоимость которой составляет существенную часть. Однако существует ряд проблем, связанных с особенностями данного типа ускорителей. Разрезной микротрон обладает малой областью устойчивых фазовых колебаний. Это дополняется неизбежными погрешностями в элементах ускорителя и их установке, что может привести к значительным потерям тока в процессе ускорения, приводящим к возникновению сильной наведенной радиоактивности, существенно осложняющей эксплуатацию. Разрезной микротрон — это циклический ускоритель. Поэтому даже при сравнительно небольших выходных токах, наведенные поля в ускоряющей структуре могут приводить к существенным потерям.

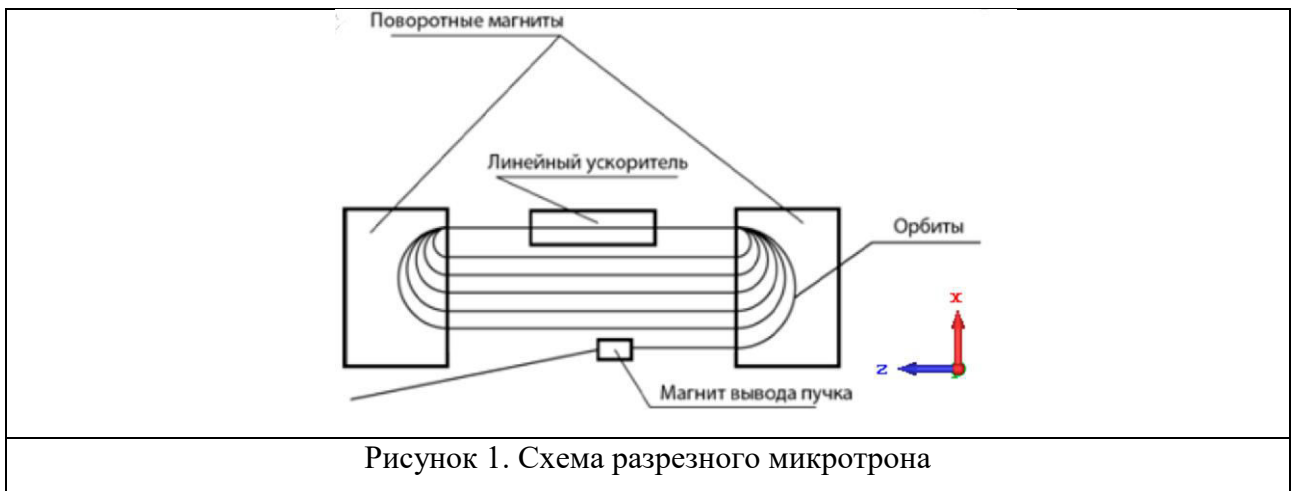
Главным стимулом для создания данной работы стала потребность в относительно дешевых ускорителях электронов для производства изотопа $^{99\text{m}}\text{Tc}$ в целях медицинской диагностики [1]. При этом на выходе такого ускорителя должны быть частицы с энергией 35 МэВ и средним током в 100 мкА. Линейные ускорители на такие энергии стоят дорого, поэтому выбор пал на разрезные микротроны. Однако величина необходимого среднего тока на выходе лежит около своего предела для данного типа ускорителей.

Основной целью данной работы является моделирование основных частей разрезного микротрона и динамики частиц в процессе ускорения. Геометрия и распределения полей в поворотных магнитах и ускоряющей структуре должны обеспечивать большой коэффициент захвата. Все расчеты

проводятся в 3-Д, в программе CST [2]. После чего необходимо найти оптимальное положение основных элементов разрезного микротрона. Для уменьшения потерь вследствие конструктивных погрешностей, необходимо промоделировать систему диагностики ускорителя и возможные способы устранения различных отклонений от расчётного варианта. Для получения на выходе среднего тока в 100 мкА, было решено использовать импульсный режим ускорения, с импульсным током в 25 мА и скважностью 250. Как отмечалось ранее, данная величина тока является пограничной для разрезных микротронов. Поэтому необходимо проверить возможность его достижения и определить его предельно возможное значение.

ГЛАВА 1. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ

Рассмотрим продольное фазовое движение частиц в разрезном микротроне. Расстояние между магнитами равно l , индукция магнитного поля равномерно распределена во всем поворотном магните и равна B (краевое поле на входе магнитов отсутствует). Также введем максимальное значение прироста энергии за оборот, равное $E_{\text{макс}}$. При этом изменение энергии происходит мгновенно (приближение бесконечно узкого ускоряющего зазора).



Для начала рассмотрим предельный, ультррелятивистский случай ($v = c$) и найдем период обращения частицы в однородном магнитном поле. В соответствии с выражением для силы Лоренца радиус, описываемый частицей при условии, что частица движется перпендикулярно однородному магнитному полю:

$$R = \frac{E}{|e|Bc} \quad (1)$$

где B – вектор магнитной индукции магнитов, E – полная энергия частицы, v – скорость частицы, c – скорость света в вакууме. Из названия разрезного микротрона следует, что поворотный магнит как бы “разрезан” на две половинки. Поэтому учтем также пространство дрейфа между ними и найдем период обращения частицы для данной упрощенной схемы:

$$T = \frac{2l}{c} + \frac{2\pi}{|e|Bc^2} E \quad (2)$$

Введем следующие параметры:

$$T_{p,1} = \frac{2\pi}{|e|Bc^2} E_{p,1} = \mu\tau \quad (3)$$

$$T_{p,n+1} - T_{p,n} = \frac{2\pi}{|e|Bc^2} (E_{p,n+1} - E_{p,n}) = \nu\tau \quad (4)$$

где τ – период ускоряющего поля, μ и ν – натуральные числа, определяющие режим работы ускорителя, индекс p означает, что рассматривается равновесная частица. Параметр μ определяет условия синхронизма равновесной частицы, находящейся на первой орбите, ν определяет прирост времени, затрачиваемого равновесной частицей на прохождение оборота.

Связь между энергией и фазой после прохождения $(n+1)$ – го оборота с энергией и фазой после n – го оборота [3]:

$$\begin{cases} E_{n+1} = E_n + \Delta E(\varphi_n) & (5.1) \\ \varphi_{n+1} = \varphi_n + \frac{4\pi l}{\lambda} + 2\pi f * \frac{2\pi}{|e|Bc^2} E_{n+1} & (5.2) \end{cases}$$

где λ и f – длина волны и частота ускоряющего поля, ΔE – прирост энергии частицы, зависящий от фазы, который изменяется по гармоническому закону. Для удобства, перейдем к новым переменным, равным отклонениям по энергии и фазе от равновесной частицы. Равновесной частицей назовем частицу, которая получает фиксированный (равновесный) прирост энергии на каждом обороте. Также необходимо учесть отличную от скорости света с скорость частиц. Для этого введем $\beta = v/c$:

$$\begin{cases} \delta E_{n+1} = \delta E_n + E_{\text{макс}} * \cos(\delta\varphi_n + \varphi_p) - \Delta E_p & (6.1) \\ \delta\varphi_{n+1} = \delta\varphi_n + \frac{4\pi l}{\lambda\beta} + 2\pi\nu \frac{\delta E_{n+1}}{\Delta E_p} & (6.2) \end{cases}$$

Видно, что данная система отличается от системы для классического микротрона наличием дополнительного слагаемого во втором уравнении, которое описывает дрейф частиц между поворотными магнитами. Очевидно, что для ультррелятивистских частиц, расстояние между поворотными

магнитами должно быть кратно длине волны. В действительности, есть еще эффект краевого поля – траектория в магнитах отличается от идеальных половин окружностей даже в ультррелятивистском случае, и это дает дополнительный зависящий от энергии сдвиг фазы. Также наличие β существенно усложняет ситуацию. Из – за этого происходит так называемое скольжение фазе, при котором синхронизм между ускоряющим полем и частицей нарушается вследствие меньшей скорости частиц на первых орбитах. При условии, что равновесный прирост энергии составляет 5 МэВ, а среднее расстояние между магнитами составляет 1 м., можно рассчитать смещение по фазе на разных орбитах по сравнению с релятивистской частицей ($\beta = 1$). Для этого будем использовать следующие формулы:

$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{m_0 c^2}{E}\right)^2}$	(7.1)
$\Delta\varphi = \frac{4\pi l}{\lambda} \left(\frac{1}{\beta} - 1\right)$	(7.2)

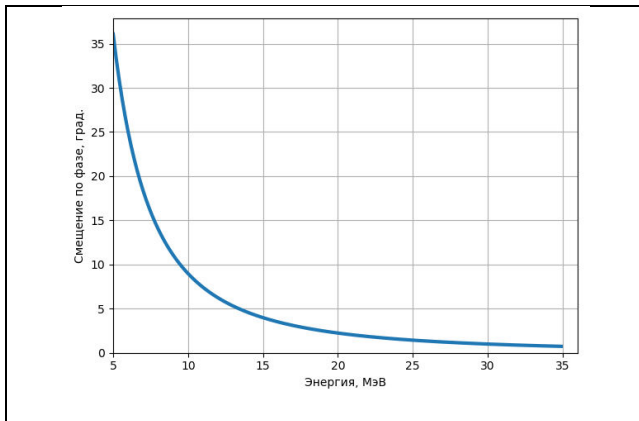


Рисунок 2. Зависимость отставания по фазе частицы от релятивистского случая от энергии.

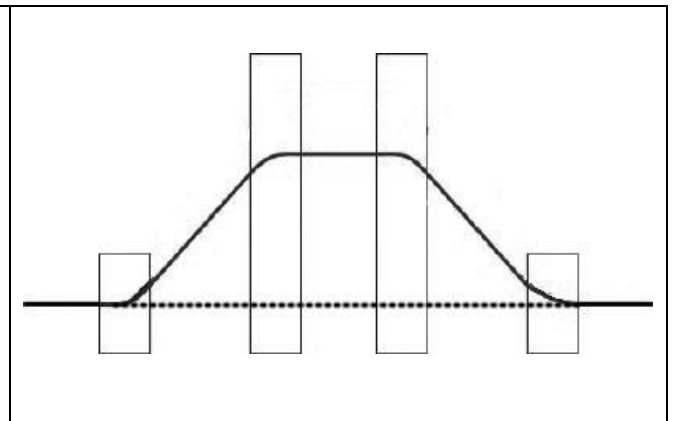


Рисунок 3. Схематическое изображение “chicane”

На рисунке 2 видно, что из-за дрейфа между магнитами, частица на первой орбите запаздывает на 35 градусов, по сравнению с релятивистским случаем. Поэтому переопределим равновесную частицу как частицу, фазовые координаты которой при неограниченном росте количества орбит стремятся к

фазовым координатам ультрарелятивистской равновесной частицы. Далее, используя выражения (6), смоделируем фазовые движения и найдем оптимальное значение расстояния между магнитами, обеспечивающее максимальный коэффициент захвата. Частота ускоряющего поля равна 2856 МГц, максимальный прирост энергии за оборот составляет 5.2 МэВ. На вход подаются равномерно распределенные по фазе ($\pm 180^\circ$) и энергии ($(50 \pm 30$ кэВ) частицы. Для ультрарелятивистского случая коэффициент захвата составил 11 %, при учете $\beta - 6$ %.

В разрезных микротронах существует так называемая “проблема первой орбиты”. С учетом того, что энергия после первого ускорения примерно равна максимальному приросту энергии за оборот (5.2 МэВ), диаметр орбиты, описываемой частицей в поворотном магните, составляет примерно 3.5 см (1). При это внутренний радиус ускоряющей ячейки для частоты 2856 МГц в среднем составляет 4 см. Таким образом, на пути первой орбиты находится ускоряющая структура. Есть два решения этой проблемы: создание такой конфигурации поворотного магнита, которая приводит или к увеличению диаметра орбит, или к замыканию первой орбиты. Оба случая имеют свои плюсы и минусы. При увеличении диаметра орбит, после первого ускорения частицы проходят полный круг. Как было показано до этого, коэффициент захвата при этом падает почти в 2 раза. Это связано с запаздыванием частиц относительно релятивистского случая. Данная проблема может быть решена путем введения последовательных поворотных магнитов (“chicane”), локально удлиняющих первую траекторию (рисунок 3). При замыкании первой орбиты, появляется возможность подстраивать фазу частиц путем изменения расстояния между магнитом и ускоряющей структурой. Однако в данном случае возможно значительные потери ввиду дисперсионных свойств поворотного магнита. Из выражения (1) видно, что чем больше энергия частицы, тем больший радиус она описывает. Таким образом на выходе из первого магнита получается распределение частиц по оси X. При увеличении

диаметра орбит, второй магнит полностью компенсирует данное распределение.

Используя систему (6), также смоделируем фазовое движение, но в одном случае введем дополнительно расстояние для первой орбиты (что равносильно использованию “chicane”), во втором – пройденное расстояние между первым и вторым ускорением будет составлять около 0.25 м. В результате коэффициенты захвата составили 11.5 и 12 соответственно, что аналогично полностью релятивистскому случаю. Из этого следует, что проблема первой орбиты может быть решена введением “chicane” или замыканием первой орбиты [4, 5]. При этом длина траектории в первом случае должна быть больше примерно на 5 см, что не очень удобно. Также при замыкании первой орбиты есть возможность подстраивать фазу инжекции в разрезной микротрон. Поэтому далее будет рассмотрен лишь этот вариант.

Программа расчета движения частиц, которая будет использоваться в дальнейшем, не использует для расчета понятие равновесная частица. В качестве основного критерия работы разрезного микротрона будет использоваться коэффициент захвата. При этом равновесной частицей в данном случае будем называть частицу, находящуюся в центре тяжести пучка.

ГЛАВА 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА

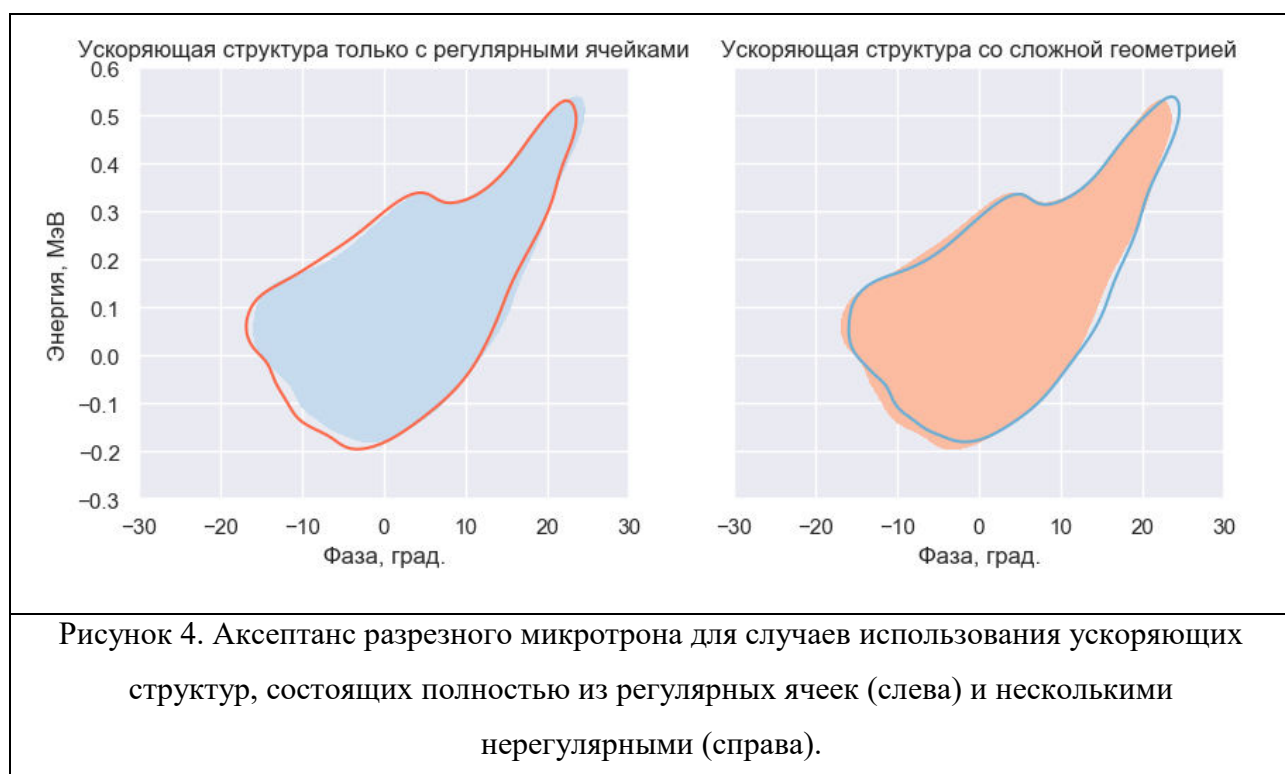
В данной главе определим и смоделируем следующие элементы разрезного микротрона: поворотные магниты, ускоряющую структуру, квадрупольную и соленоидальную линзу. В данной работе не будем рассматривать электронную пушку с термокатодом и магнит вывода пучка на ось симметрии линейного ускорителя. Предполагается использовать систему инжекции как в RTM55. Далее необходимо найти оптимальные положения всех рассчитанных элементов. В качестве первоначальных параметров системы используются поля от RTM55 НИИЯФ МГУ [5].

2.1 Аксептанс

Переход от классического микротрона к разрезному позволил использовать полноценную ускоряющую структура вместо резонатора. В качестве системы формирования пучка на начальном этапе использовалась полноценная система инжекции [6] или укороченная версия регулярной ячейки ускоряющей структуры [4, 5]. Однако в линейных ускорителях в настоящее время начальная часть ускоряющей структуры оптимизирована с целью обеспечить продольную и поперечную фокусировку пучка [7]. Для увеличения коэффициента захвата предлагается использовать ускоряющую структуру со сложной системой формирования пучка в разрезном микротроне.

Для начала оценим влияние добавления нерегулярной части ускоряющей структуры на аксептанс ускорителя. Для этого будем использовать поля поворотных магнитов от RTM55, которые для упрощения распределены равномерно вдоль оси x (рисунок 1). Таким образом мы не учитываем неоднородность поля вдоль этой оси, обусловленной конечными поперечными размерами полюсов магнита. В качестве полей ускоряющей структуры используем поля от RTM55 и поля, рассчитанные для линейного ускорителя,

система формирования пучка которого состоит из 3 нерегулярных ячеек. При этом настроим их на равновесный прирост энергии 5 МэВ (максимальный прирост энергии составляет 5.2 МэВ). Для этого на вход подается монохроматический высокоэнергичный пучок длиной, равной длине волны ускоряющего поля, и находится максимальная энергия частиц на выходе. Аксептанс рассчитывался следующим образом: в ускоряющую структуру инжектировался ансамбль частиц с разбросом по фазе и энергии, достаточным для построения замкнутой ограниченной области первоначальных частицы, которые не были потеряны в процессе ускорения. Средняя энергия частиц составляет 5.1 МэВ.



На рисунке 4 представлены полученные аксептансы. Для наглядности, огибающая линия другого цвета соответствует противоположному случаю. Видно, что заметных изменений аксептанса при добавлении нерегулярной части ускоряющей структуры не происходит. Таким образом далее будет использоваться ускоряющая структура, с полноценной системой формирования пучка.

2.2 Линейный ускоритель

Начальная часть ускоряющей структуры должна оптимизироваться для получения наибольшего коэффициента захвата разрезного микротрона. Воспользуемся следующими рассуждениями [8]:

1. Первый резонатор используется для модуляции электронного пучка по скорости (группирователь). Для этого случая есть аналитически выражения, позволяющие определить начальные параметры резонатора, такие как его длина и амплитуда поля, при котором пучок электронов будет сфокусирован в продольном направлении в определенной точке, которая должна находиться в центре следующего резонатора. [9] Данный тип группировки будем называть клистронным.
2. При таком режиме работы резонатор обладает дефокусирующими свойствами [10]. Поэтому функция следующего резонатора состоит в фокусировке сгруппированного пучка. Длина резонатора должна обеспечивать нахождение точки группировки в его центре, а амплитуда поля подбирается таким образом, чтобы обеспечить необходимые оптические свойства ускоренного пучка.
3. Длина и амплитуда поля третьего резонатора подбирается исходя из обеспечения синхронизма между регулярными ячейками и сгустком.

Аналогично RTM55, будем использовать бипериодическую ускоряющую структуру с внутренними ячейками связи, работающую на частоте 2856 МГц. При этом частица считается утерянной, если она пересекла “стенки” ускорителя, которые состоят из двух вакуумных камер поворотных магнитов и восьми пролетных трубок (включая пролетный канал ускоряющей структуры), с радиусом 5 мм. На основе описанных ранее рассуждений, была рассчитана следующая ускоряющая структура [11]:

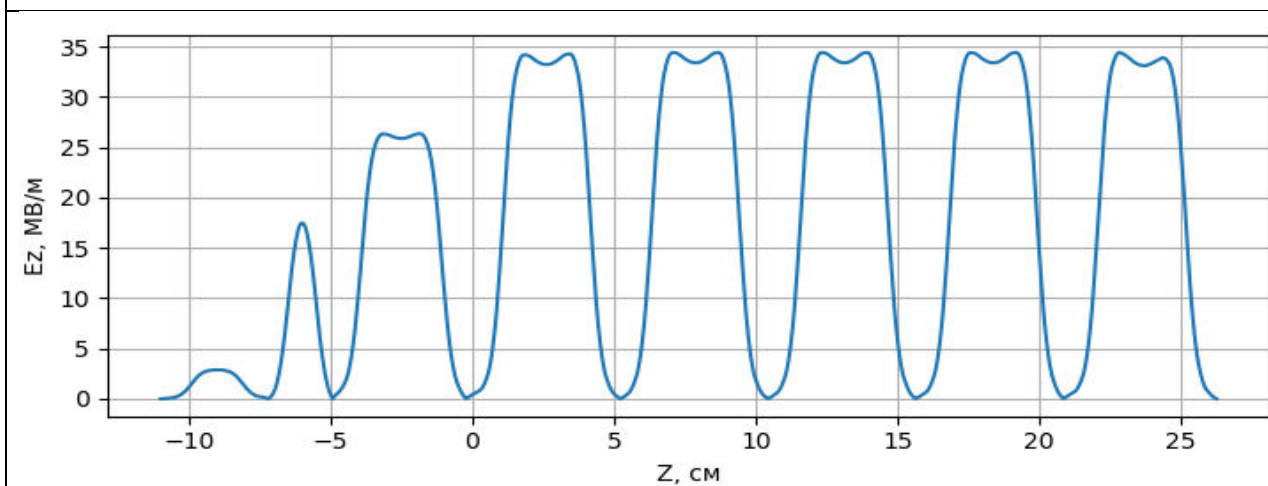
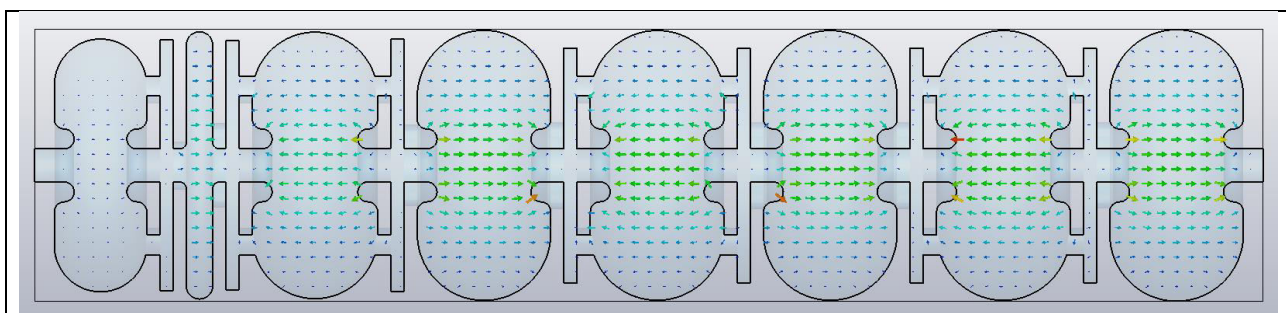


Рисунок 5. Внешний вид ускоряющей структуры (сверху) и распределение полей в ней (снизу).

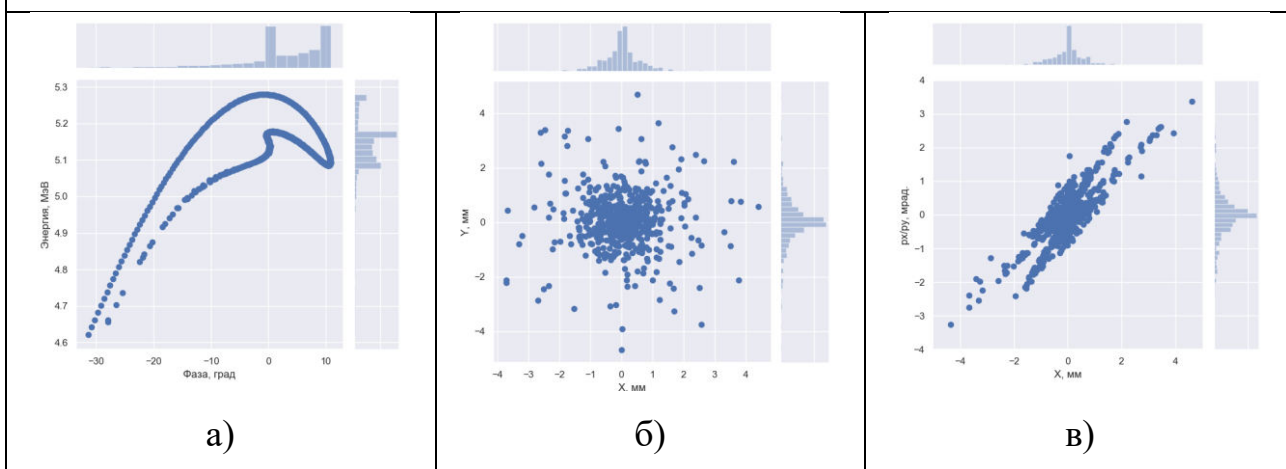
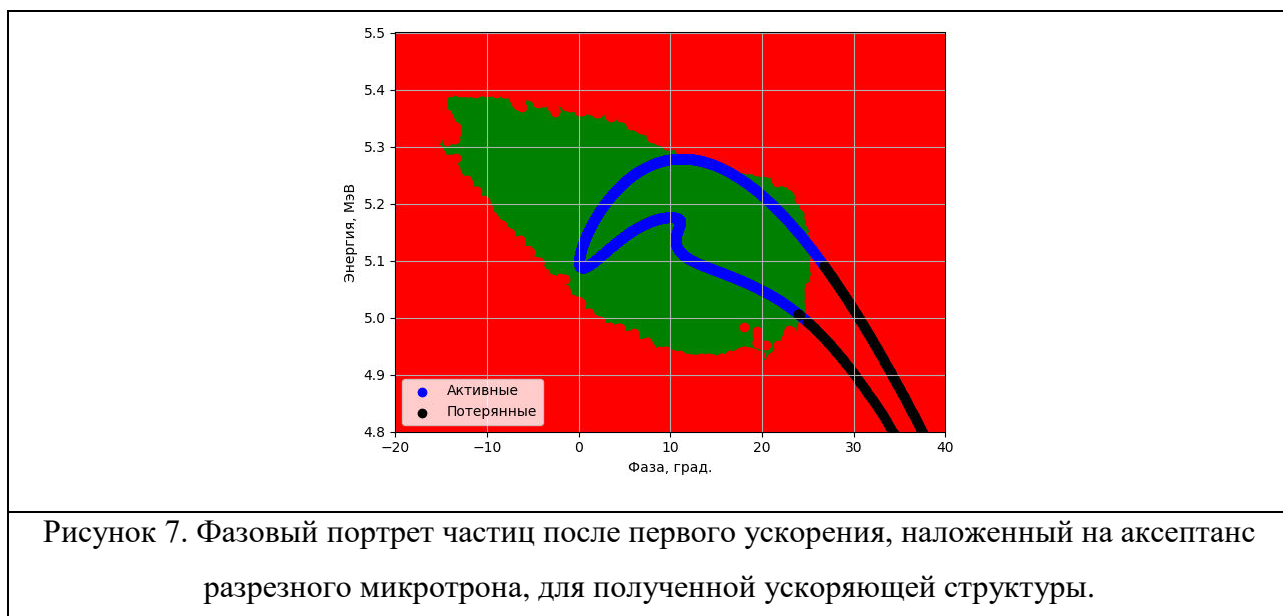


Рисунок 6. Распределение частиц на выходе из ускоряющей структуры в плоскости: энергия – фаза (а), X – Y (б), угол направления движения частицы относительно оси Z – X (в).

Геометрия полученной ускоряющей структуры и распределение полей в ней показаны на рисунке 5. В ускоряющую структуру инжектируется равномерно распределенный пучок электронов с энергией 50 кэВ, длиной, равной длине волны ускоряющего поля, и радиусом 1 мм. Распределение частиц на выходе представлено на рисунках 6. Коэффициент захвата составил

примерно 78% (столько частиц вылетело из структуры с энергией больше 4.5 МэВ). Далее рассчитаем аксептанс следующим образом: ансамбль частиц будем запускать после первого ускорения, но перед входом в поворотный магнит. Таким образом можно в дальнейшем сравнивать различные варианты ускоряющих структур.



На рисунке 7 представлен фазовый портрет частиц после первого ускорения, наложенный на аксептанс. В данных расчетах не учитывались поперечные размеры пучка. Видно, что основная часть ансамбля (65 %) полностью укладывается в нужный объем. Главным преимуществом данного подхода к получению необходимой геометрии является наличие аналитических выражений, позволяющим найти первоначальные длины резонаторов. Далее, варьируя амплитуды полей в них, можно дополнительно оптимизировать систему. Однако частицы рядом с границей аксептанса скорее всего будут утеряны из-за неизбежных ошибок настройки элементов ускорителя. Таким образом предпочтительнее заполнять фазовый объем ближе к центру. Однако можно ли лучше?

В качестве критерия оценки ускоряющей структуры будем использовать коэффициент захвата, полученный после наложения фазового объема на выходе из ускоряющей структуры на аксептанс разрезного микротрона. На вход

ускоряющей структуры будем подавать распределение электронов с энергией 50 кэВ, длиной, равной длине волны ускоряющего поля, и радиусом 1 мм. Текущая программа расчета динамики заряженных частиц позволяет масштабировать загруженные поля (см. приложение 1). Таким образом был написан оптимизатор, оперирующий длинами и амплитудами резонаторов, создавая из них поле ускоряющей структуры. Рассматривались случаи с тремя – пятью нерегулярными ячейками и пятью регулярными. Далее рассмотрим результаты лишь с тремя нерегулярными резонаторами, так как он давал наибольший коэффициент захвата. Остальные варианты не сработали скорее всего из-за слишком большого количества входных параметров и требуют дальнейшего исследования.

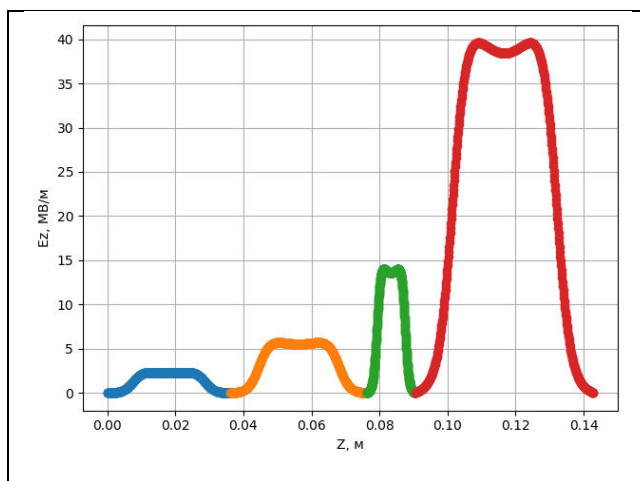


Рисунок 8. Распределение поля нерегулярной части ускоряющей структуры (синий, оранжевый и зеленый), полученное посредством изменения размеров распределения регулярной ячейки (красный).

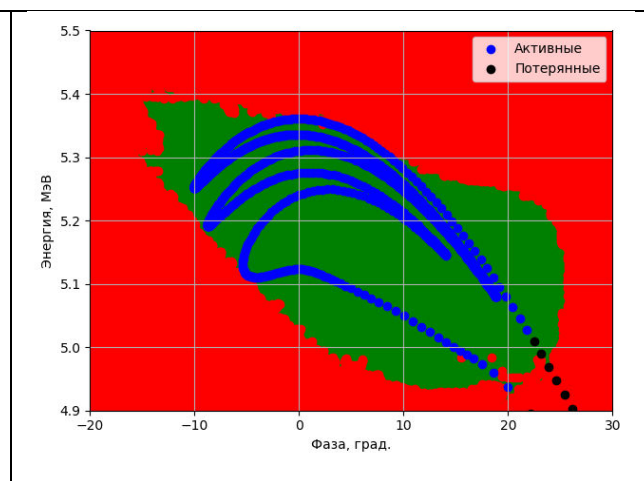
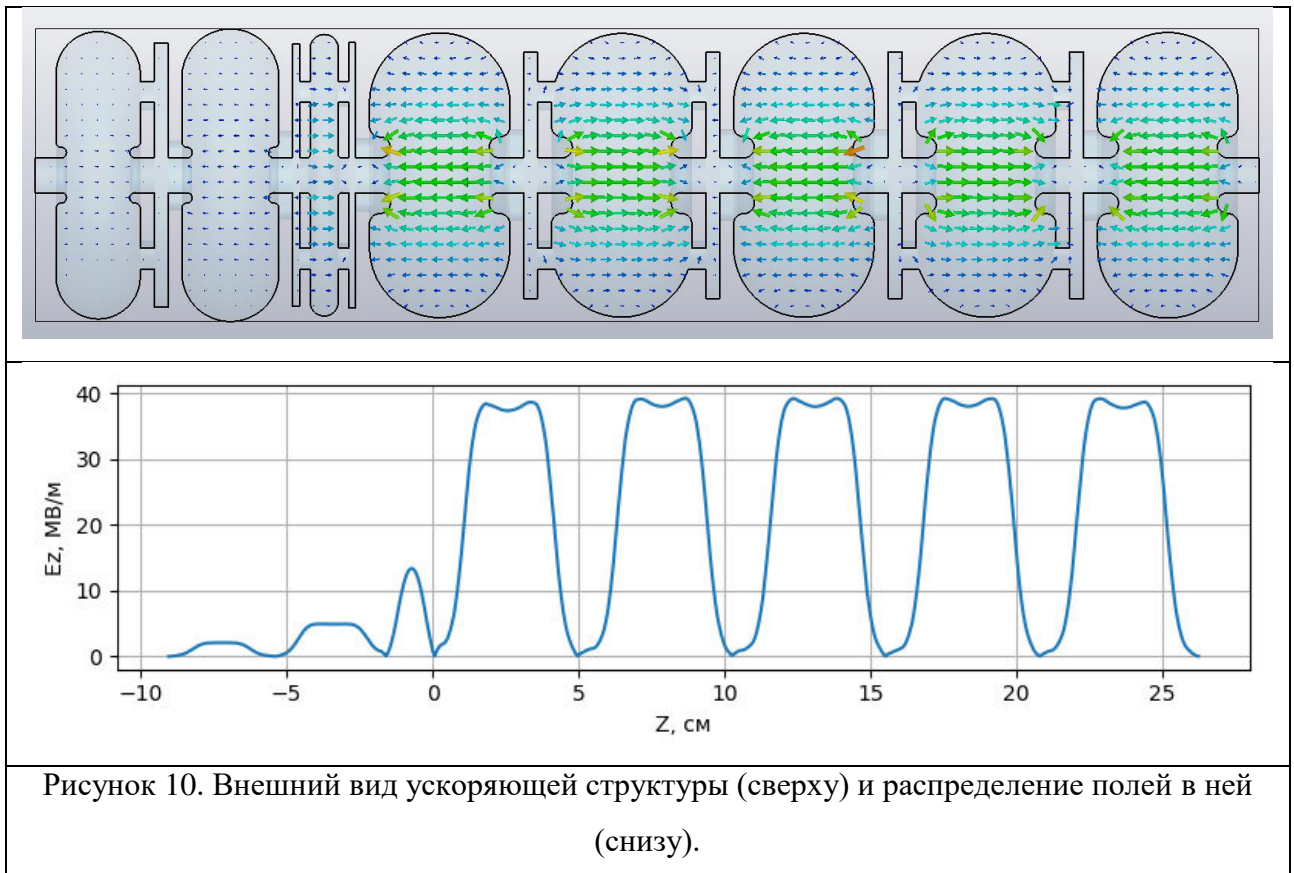


Рисунок 9. Фазовый объем частиц после первого ускорения, наложенный на акцептанс разрезного микротрона, для ускоряющей структуры, полученной путем оптимизации размеров распределения регулярной ячейки.

На рисунке 8 представлено распределение полей в трех нерегулярных ячейках и одной регулярной. Видно, что программа изменяет длины отдельных распределений. На рисунке 9 представлен полученный фазовый объем, наложенный на акцептанс разрезного микротрона. Коэффициент захвата составляет 84%. Однако данное распределение необходимо перенести на

реальную геометрию, так как создать распределение поля с формой, как в третьем резонаторе скорее всего невозможно.



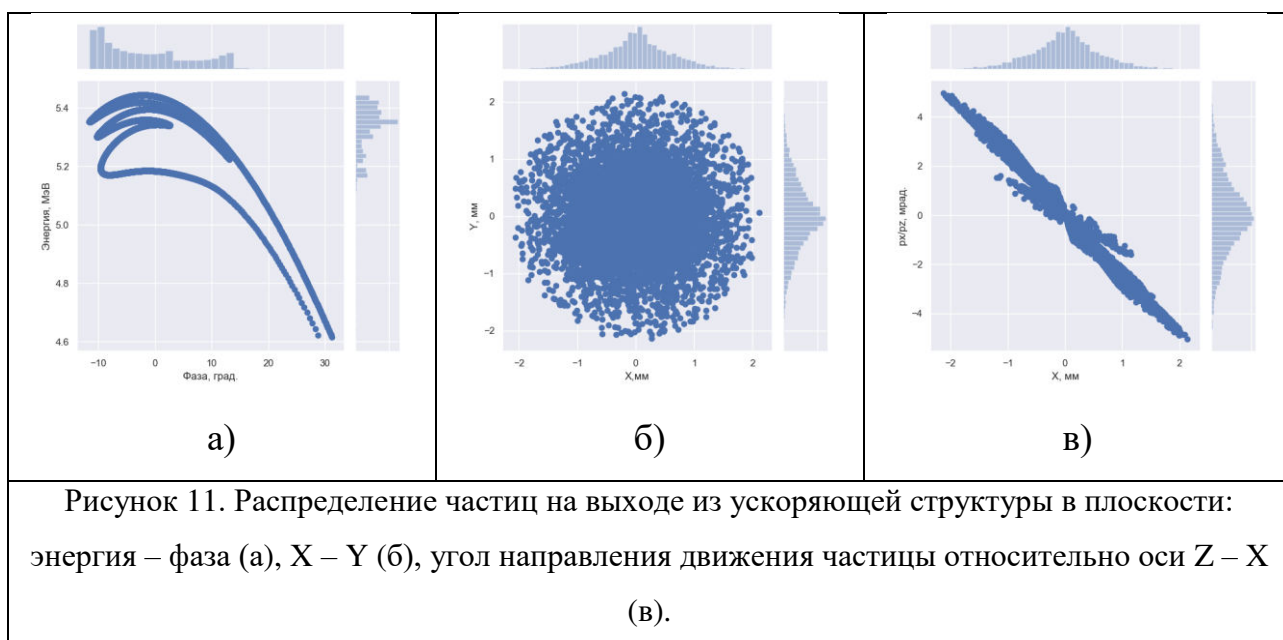
На рисунке 10 представлена ускоряющая структура и распределение полей в ней. Из-за малой длины третьей ячейки, была изменена ее форма и уменьшены ширины ячеек связи по бокам от нее. Максимальная амплитуда ускоряющего поля в регулярной ячейке на оси составляет 39 МВ/м, а около поверхности, вблизи носиков – 68 МВ/м. При разработке ускорителей с высоким градиентом обычно используют зависимость, полученную Килпатриком [12] для оценки максимальной напряженности электрического поля, выше которой происходит пробой:

$$f = 1.643 * E_{\text{макс}}^2 * e^{-\frac{8.5}{E_{\text{макс}}}} \quad (8)$$

где f – частота МГц, $E_{\text{макс}}$ – максимальное значение электрического поля на поверхности металла в МВ/м. Для частоты 2856 МГц, $E_{\text{макс}} = 45.8$ МВ/м. Однако формула была получена для зазора между двумя параллельными пластинами, что существенно отличается от распределения поля в Ω – образном резонаторе.

Также современные резонаторы обладают лучшим качеством обработки поверхности, что также увеличивает максимальную напряженность поля. Поэтому вполне допустимо использовать ускоряющую структуру с амплитудой, превосходящей в полтора раза предел Килпатрика [13].

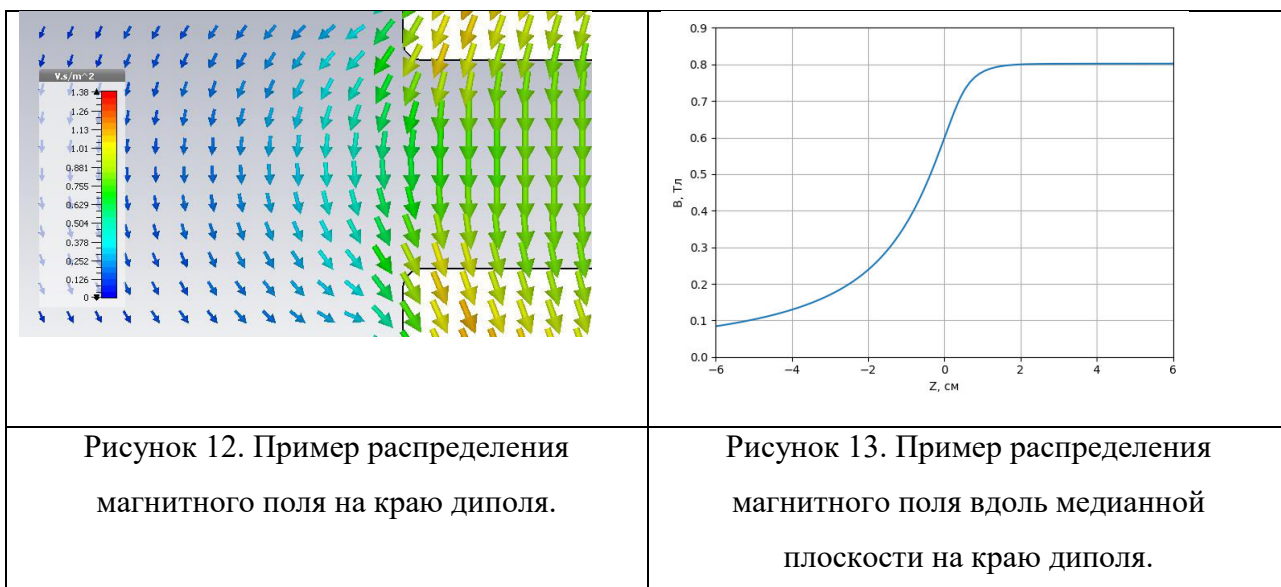
Электрическая длина структуры	см	35.3
Частота $\pi/2$ колебания	МГц	2856
Коэффициент связи ячеек	%	3.5
Собственная добротность		15133
Мощность СВЧ потерь в стенках	МВт	1.44



На рисунках 11 представлено распределение частиц на выходе из ускоряющей структуры. Коэффициент захвата увеличился до 85% (столько частиц вылетело из структуры с энергией больше 4.5 МэВ). Однако данное распределение имеет большие поперечные импульсы, по сравнению с предыдущим подходом к геометрии ускоряющей структуры. Далее проанализируем полученный коэффициент захвата. Ускоряющая структура настроена на равновесный прирост энергии 5 МэВ. При этом средняя энергия пучка после первого ускорения слишком высокая для полей поворотных магнитов, использовавшихся до этого, так как не происходит замыкания первой

орбиты. Поэтому следующим этапом разработки является моделирование поворотного магнита.

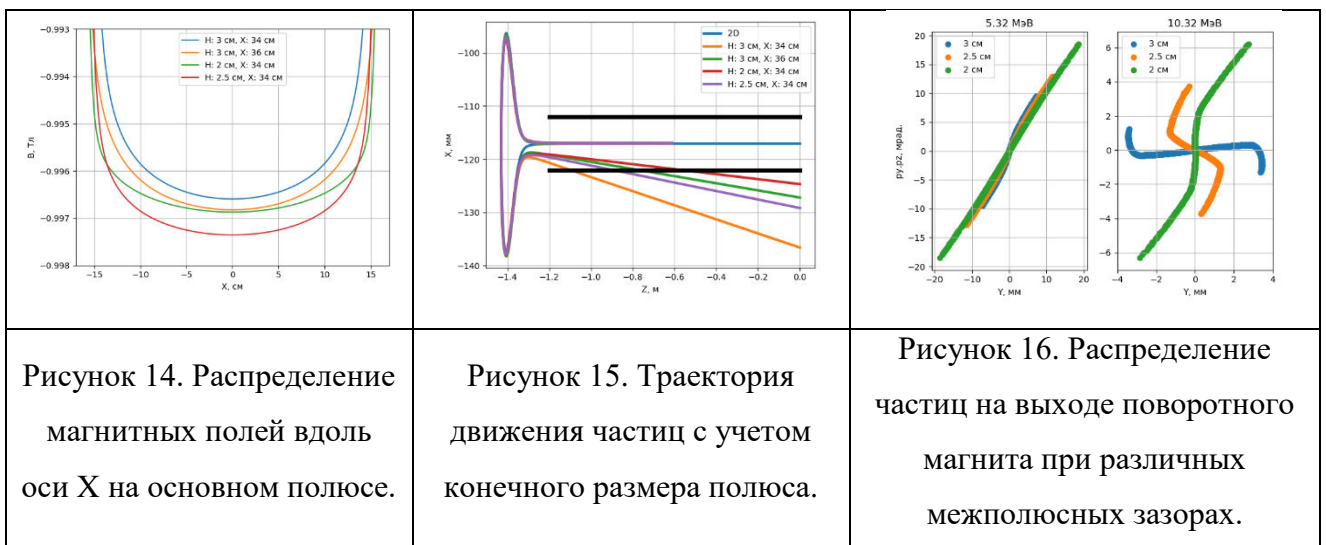
2.3 Поворотный магнит



Два 180° поворотных магнита обеспечивают рециркуляцию электронного пучка через ускоряющую структуру. Рассмотрим краевое поле на входе в один из них. Все расчеты сделаны в программе CST, в модуле по расчету постоянных магнитных полей. На рисунке 12 представлены силовые линии, созданные между двумя плоскими полюсами с шириной зазора в 3 см. Распределение в медианной плоскости представлено на рисунке 13, где $z = 0$ соответствует границе полюсов. Видно, что на границе, помимо основной вертикальной составляющей, также присутствует и горизонтальная составляющая, направленная вдоль оси z . Поэтому частица, не находящаяся на оси магнита ($y \neq 0$), будет испытывать влияние всех трех компонент силы Лоренца, которое приводит к дефокусировке пучка в вертикальной плоскости, увеличивая потери частиц на первых орбитах (1). Таким образом, необходимо подбирать краевое поле на входе в поворотный магнит специальным образом. Для этого используются вспомогательные полюса, находящиеся перед входом в основной полюс. Помимо решения проблемы дефокусировки, посредством создания специальных краевых полей можно или замкнуть первую орбиту или существенно увеличить его диаметр. Однако расчеты по оптимизации

ускоряющей структуры производились с использованием полей поворотных магнитов от RTM55, в котором происходит замыкание первой орбиты. Как отмечалось ранее, главным недостатком такого подхода является потери частиц вследствие дисперсионных свойств магнита. Однако из рисунка 11 видно, что основная часть частиц будет захвачена. При этом захват малоэнергетического хвоста не приведет к значимому увеличению коэффициента захвата ввиду малой области устойчивости фазовых колебаний. Также создание дополнительных конструкций, изменяющих фазу частиц на первом обороте, может привести еще к большим потерям. Поэтому остановимся на варианте краевого поля, приводящего к замыканию первой орбиты.

Аналогичные эффекты краевого поля присутствуют с торцов поворотного магнита. На границе полюсов величина вертикального поля меньше, чем в центре. Поэтому при пролете частицы вблизи границы магнита, на нее будет действовать меньшая величина силы Лоренца, чем при пролете в центре. Таким образом, интеграл магнитного поля за первую половину траектории будет меньше, чем за вторую половину. Это приводит к вылету частиц из магнита под некоторым углом, который зависит от скорости спада магнитного поля к границе полюса. Для уменьшения этого эффекта необходимо уменьшать межполюсный зазор или увеличивать ширину полюса.



На рисунке 14 представлены распределения полей вдоль оси X в основном полюсе магнита при различных межполюсных зазорах и ширинах магнита (вдоль оси X). На рисунке 15 представлены траектории частиц в таких полях, начальное положение которых совпадает с выбранным положением оси резонатора, которое выбирается таким образом, чтобы первая и последняя траектории лежали симметрично относительно магнита. Однако данное условие не корректно, так как частицы, имеющие значительно большую энергию на последней орбите, меньше подвержены эффекту краевого поля. Помимо этого, на орбитах, где пучок проходит один раз можно использовать корректоры для компенсации возникшего отклонения. Поэтому в дальнейшем необходимо сдвигать ось резонатора в сторону центра магнита, что будет сделано в следующей главе. На рисунке 15 видно, что достичь уменьшения угла вылета частиц можно, как и уменьшением межполюсного зазора, так и увеличением ширины магнита. Оба случая имеют свои плюсы и минусы. Если сравнивать варианты: зазор 2 см, ширина 34 и зазор 3 см, ширина 36, то при уменьшении межполюсного расстояния уменьшается ток на основных и вспомогательных обмотках ($27.6 \rightarrow 17.7$ и $8.4 \rightarrow 4.8$ ампер соответственно). Также уменьшается размеры и масса магнита ($835 \rightarrow 794$ кг). Однако главным минусом уменьшения межполюсного зазора является появление аббераций. На рисунке 16 представлен поперечный фазовый портрет в вертикальной плоскости после прохождения магнита. Видны абберации начиная со второй орбиты. Особенно они выражены для магнита с межполюсным зазором в 2 см, что было отмечено и в RTM55. Поэтому далее будем рассматривать магнит с межполюсным зазором в 3 см и шириной 36 см. Эффекты краевого поля вследствие конечного размера полюса будут дополнительно рассмотрены в следующей главе.

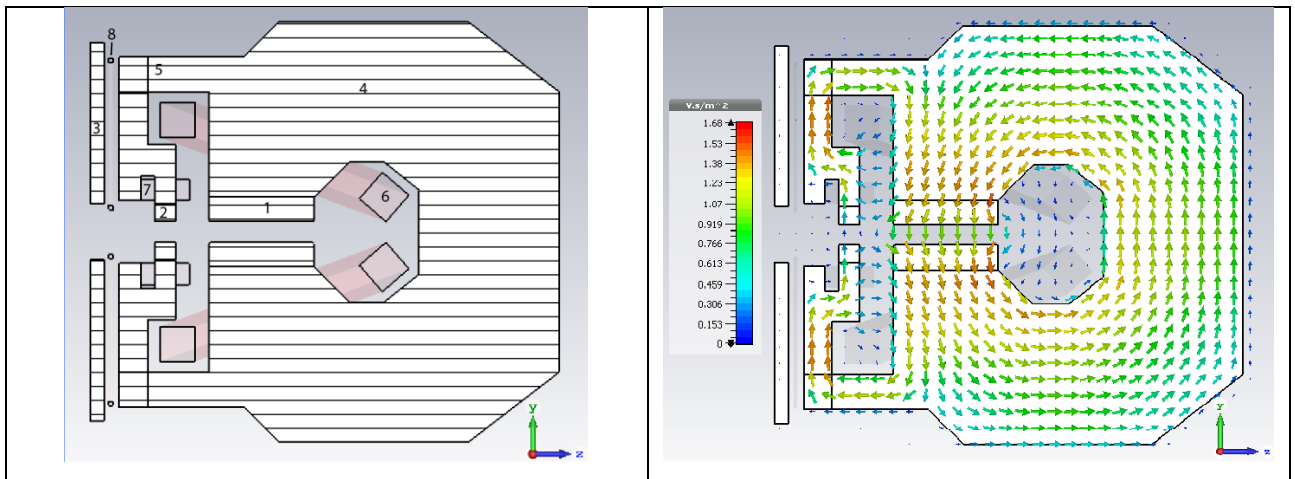


Рисунок 17. Сечение поворотного магнита (слева) и распределение полей в нем (справа).

Сечение рассчитанного магнита показано на рисунке 17. За основу был взят магнит от RTM55. Магнит имеет два полюса: основной (1) и обратный полюс (2). Также он состоит из основного (4) и вспомогательного (5) ярма, основной (6) и вспомогательной (7) обмотки. Для уменьшения эффекта краевого поля на входе в магнит устанавливается активный экран (3) со своей обмоткой (8).

Индукция основного магнитного поля	Тл	1
Индукция вспомогательного магнитного поля	Тл	-0.15
Высота межполюсных зазоров	мм	30
Размеры основного полюса Д×Ш	мм	150×360
Ток основных обмоток	А	27.6 * 400
Ток вспомогательных обмоток	А	8.4 * 200
Масса	кг	835

Размеры основного полюса выбираются из условия, что от края полюса до ближайшей орбиты должно быть не меньше чем высота межполюсного зазора. Для уменьшения влияния краевых полей, минимальное расстояние между первой орбитой и краем полюса составляет 4 см. В начале строится основное и вспомогательное ярмо. Далее подбирается ток в основной обмотке, обеспечивающий индукцию магнитного поля на основном полюсе в 1 Тл.

Места, имеющие насыщения максимально скругляются, места с низкой плотностью магнитного потока убираются для уменьшения массы магнита. После чего путем изменения ширины (по оси Z), положения и индукции обратного полюса оптимизируется форма краевого поля таким образом, чтобы обеспечить замыкание первой орбиты. В данном случае была взята фиксированная ширина вспомогательного полюса (по оси z) в 3 см, расстоянием между основным и вспомогательным полюсом изменялась оптическая сила магнита. Далее обмоткой активного экрана поле на выходе из магнита выводится до минимального значения. Полученные параметры приведены в таблице 2.

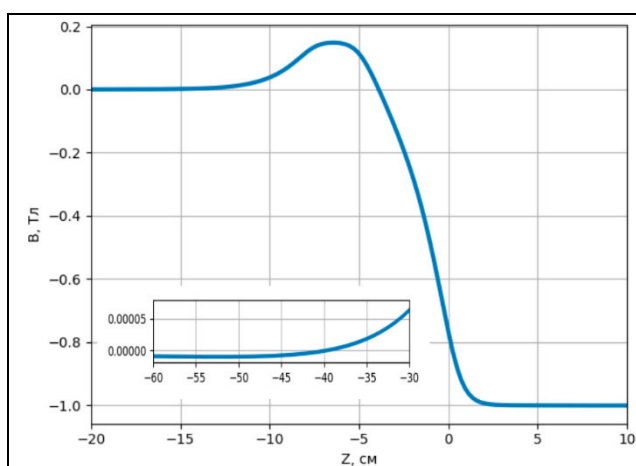


Рисунок 18. Распределение магнитного поля в медианной плоскости в центре магнита вдоль оси Z .

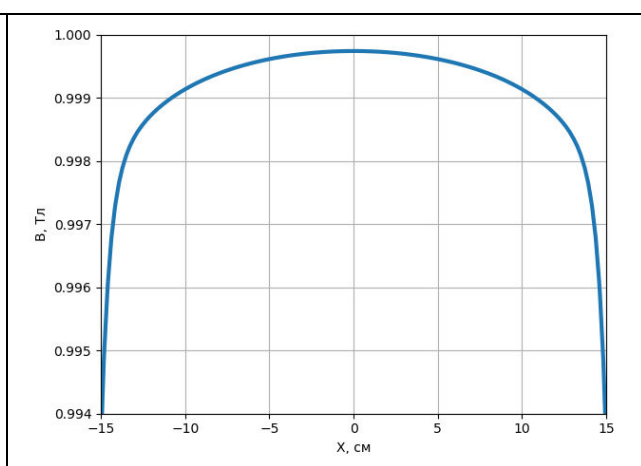


Рисунок 19. Распределение магнитного поля в медианной плоскости вдоль оси x между основными полюсами.

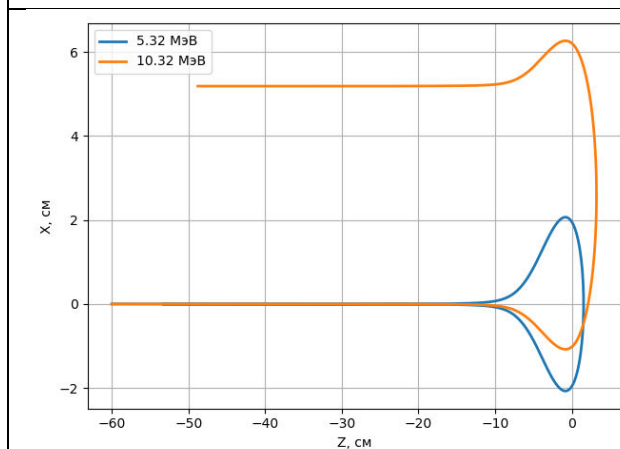


Рисунок 20. Траектория движения частицы в поворотном магните в плоскости $X - Z$

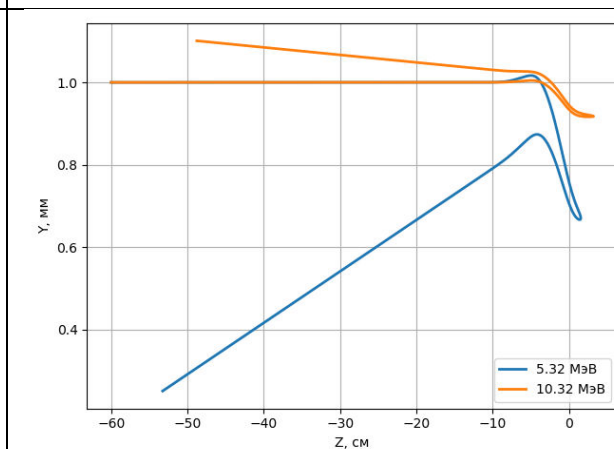


Рисунок 21. Траектория движения частицы в поворотном магните в плоскости $Y - Z$.

На рисунке 18 представлено распределение магнитного поля на оси магнита. Видно, что активный экран позволяет минимизировать рассеяние поля на входе в магнит. На рисунках 20 и 21 представлены траектории частиц на первой и второй орбиты в двух плоскостях. Видно замыкание первой орбиты и ее фокусировка. Дефокусировка на последующих орбитах будет скомпенсирована дублетом квадрупольных линз.

2.4 Оптимизация положений поворотных магнитов и ускоряющей структуры

Найдем взаимное расположение магнитов и ускоряющей структуры, обеспечивающие наибольший коэффициент захвата. Амплитуда поля ускоряющей структуры должно обеспечивать максимальный прирост энергии в 5.2 МэВ. Для этого через нее пропускается релятивистский монохроматический пучок, длиной, равной длине волны ускоряющего поля. Также частица считается утерянной, если она пересекла “стенки” ускорителя, которые состоят из двух вакуумных камер поворотных магнитов и восьми пролетных трубок (включая пролетный канал ускоряющей структуры), с радиусом 5 мм. Положение трубок определяется следующим образом: средняя энергия после первого ускорения равна 5.32 МэВ (рисунок 11), далее в поворотный магнит инжектируются частицы с энергией $5.32 + n * 5$ МэВ, где n – номер орбиты. Центр полученной траектории должен совпадать с центром трубки.

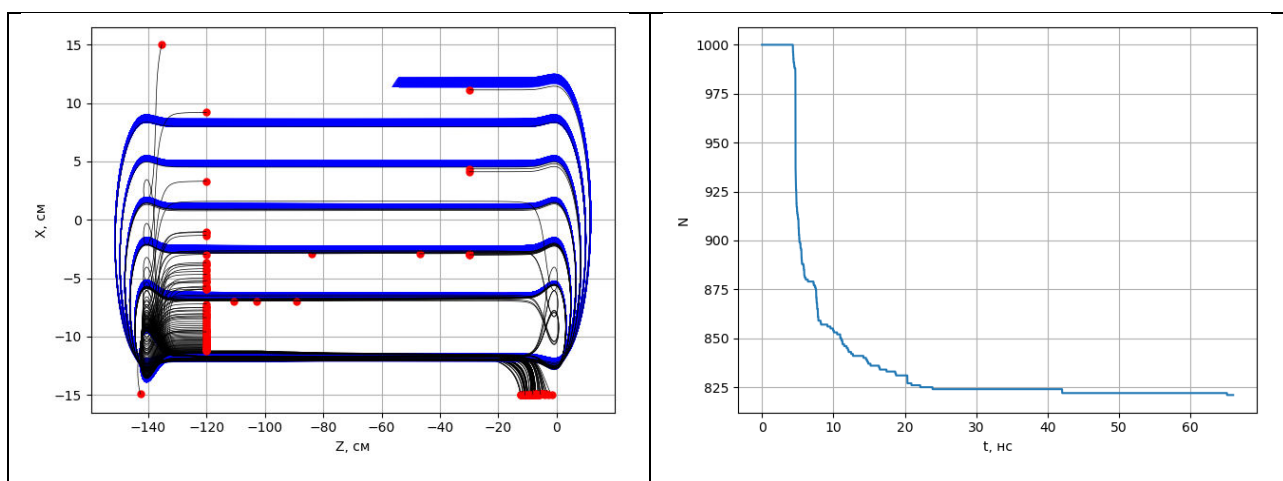


Рисунок 22. Траектории движения частиц и точки их рассеяния при инъекции пучка с нулевым радиусом.	Рисунок 23. Зависимость количества частиц от времени в процессе ускорения при инъекции пучка с нулевым радиусом.
--	--

Далее оптимизируем положение ускоряющей структуры и одного из магнитов. При этом будем инжектировать монохроматический пучок с энергией 50 кэВ, нулевым радиусом и длиной, равной длине волны ускоряющего поля. На рисунке 22 представлены траектории частиц в полученной оптимальной геометрии. Синим цветом показаны частицы, которые не были потеряны в процессе ускорения. Черным – потерянные. Красными точками показаны места потери частицы. Видно, что основные потери происходят на стенках вакуумной камеры магнита. Потери справа соответствуют частицам, который после первого ускорения приобрели противоположное направление движения и вылетели из ускоряющей структуры в обратном направлении. Потери слева соответствуют частицам, которые имели сильно меньшую энергию (по сравнению со средней энергией 5.32 МэВ) и были утеряны после первого поворота в магните из-за его дисперсионных свойств (чем меньше энергия частицы, тем больший радиус имеет ее траектория в поворотном магните). На рисунке 23 представлена зависимость количества частиц в пучке от времени. Видно, что основные потери частиц происходят в поворотном магните после первого ускорения. При этом коэффициент захвата составляет 82 %.

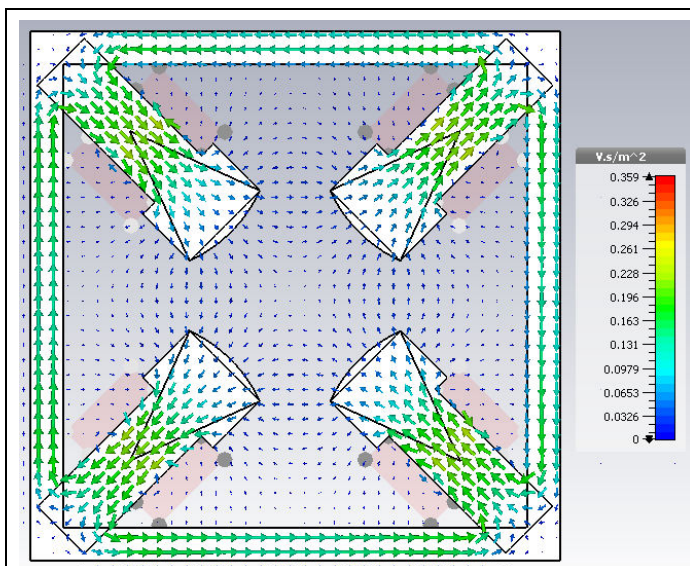


Рисунок 24. Распределение поля в магнитной линзе.

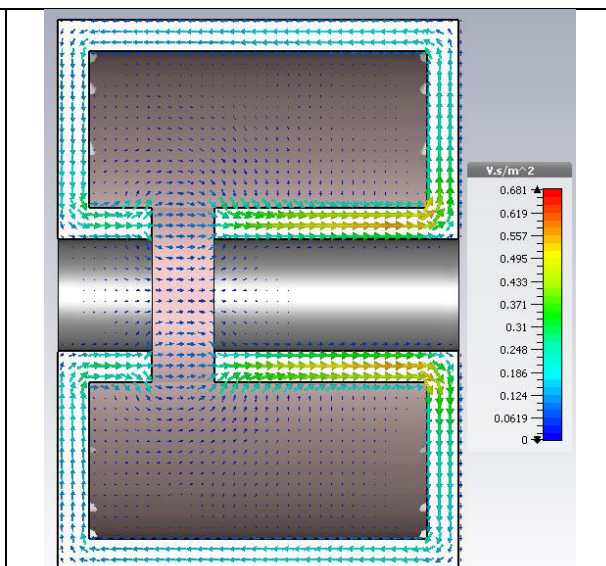


Рисунок 25. Распределение поля в соленоидальной линзе

Далее будем инжектировать монохроматический пучок 50 кэВ с радиусом 1 мм. Ускоряющая структура, и поворотный магнит обладают определенными оптическими свойствами, которые могут влиять на пучок. Однако основным элементом, отвечающим за фокусировку пучка в процессе ускорения должен быть дублет квадрупольных линз. По аналогии с 55 МэВ разрезным микротроном, перед входом в ускоряющую структуру можно добавить соленоидальную линзу, согласовывающую параметры пучка от пушки с поперечным аксептансом разрезного микротрона. Таким образом обеспечивается минимизация потерь частиц из – за их расходимости. Распределение полей квадрупольной и соленоидальной линз представлены на рисунках 24 и 25 соответственно. В данной случае для создания полюса квадруполья использовался сегмент круга, что не является оптимальным вариантом. В идеале он должен иметь форму гиперболы, чтобы обеспечивать линейное возрастание величины магнитного поля с расстоянием от центра в поперечной и продольной плоскостях. Расстояние между двумя линзами составляет 30 мм. Размеры и параметры соленоидальной линзы были взяты из отчетов по RТМ-55. Далее варьировались поля в дублете линз и соленоиде, обеспечивающие наибольший коэффициент захвата.

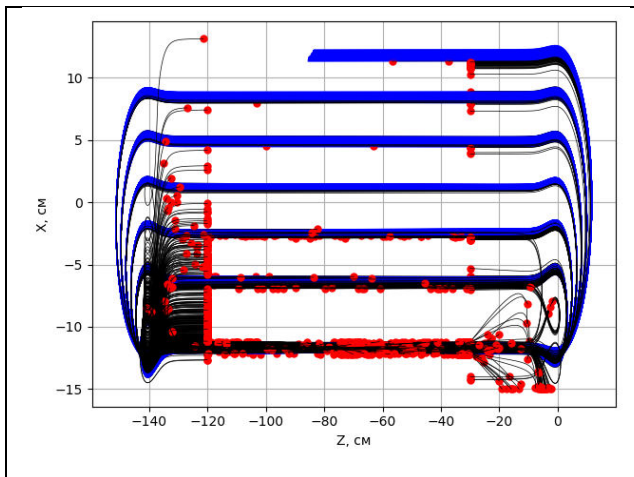


Рисунок 26. Траектории движения частиц и точки их рассеяния при инъекции пучка с радиусом 1 мм.

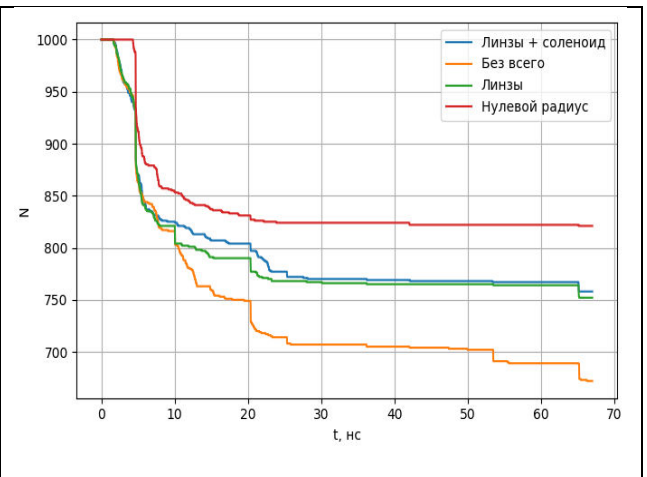
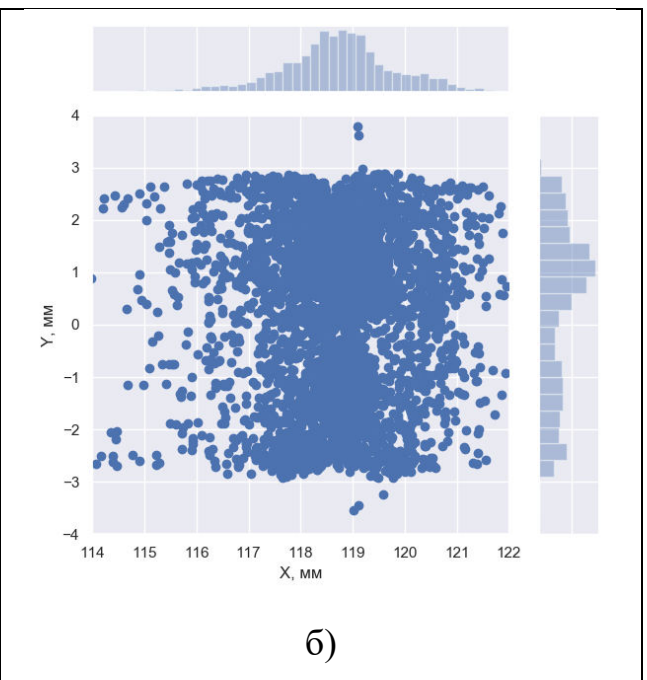
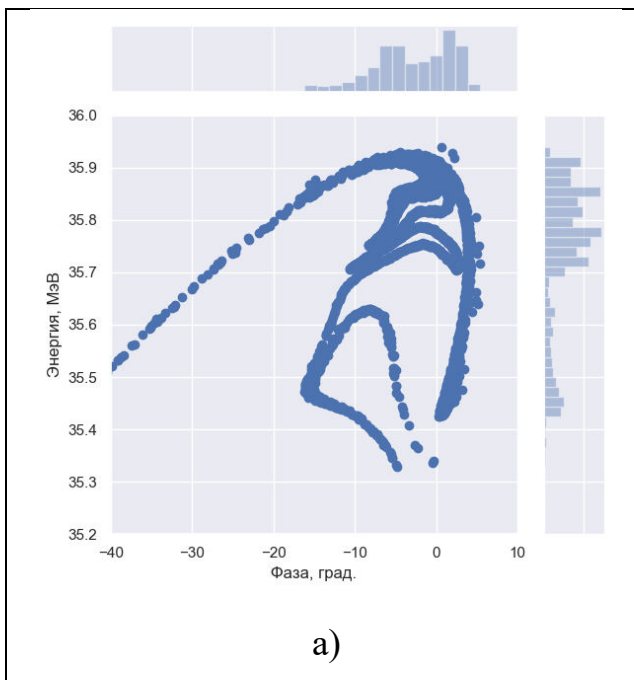
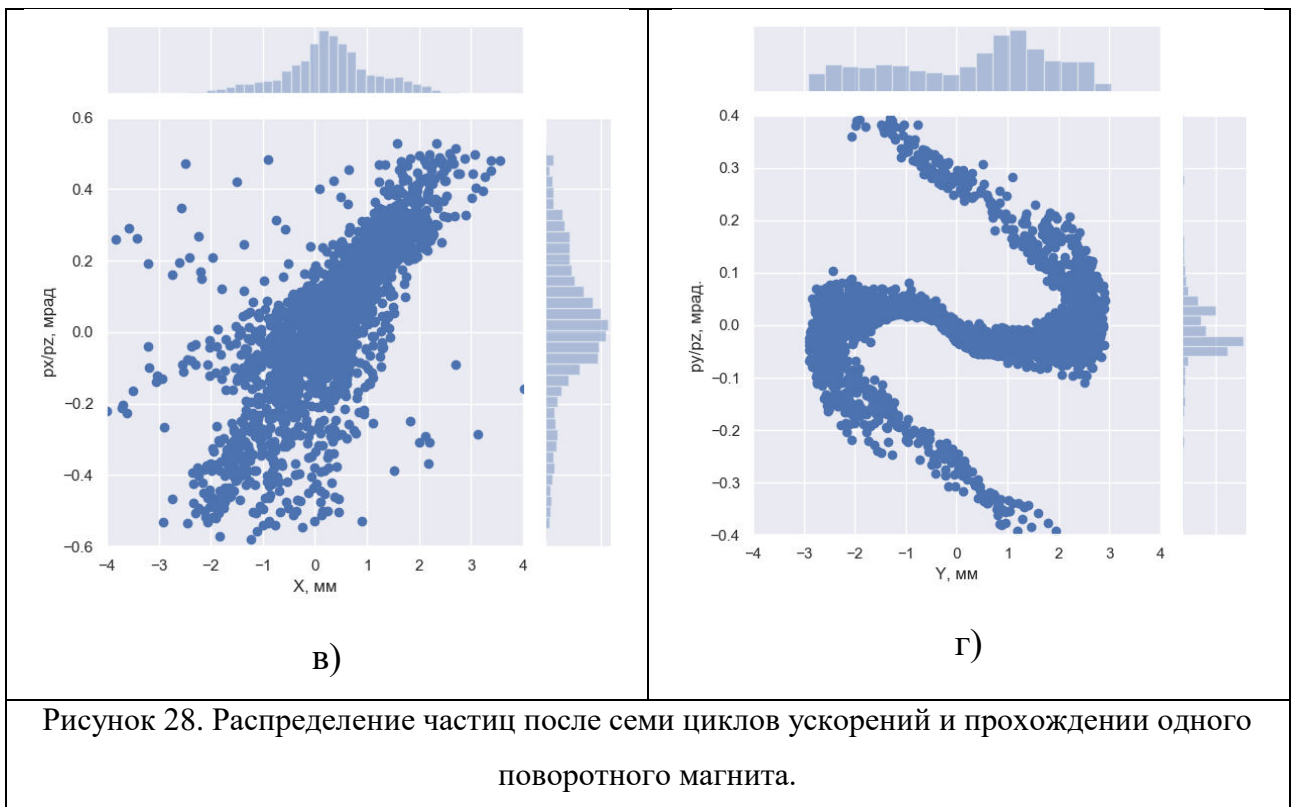


Рисунок 27. Зависимость количества частиц от времени в процессе ускорения при инъекции пучка с радиусом 1 мм.

На рисунке 26 представлена траектория движения частиц. На рисунке 27 представлена зависимость количества частиц от времени для случаев с использованием только дублета линз (зеленый цвет) и вместе с соленоидальной линзой (синий цвет). Для сравнения, красным цветом нанесена зависимость для случая, когда инжектируется пучок с нулевым радиусом. С использованием дублета линз и соленоида коэффициент захвата составляет 76 %.





Так как вывод пучка происходит между двумя поворотными магнитами (рисунок 1), частицы после 7 – го ускорения, с энергией ≈ 35 МэВ проходят поворотный магнит лишь один раз. На рисунках 28 представлены их фазовые портреты. На рисунке 28г распределение продольного фазового портрета по оси Y имеет форму двойной спирали, что может свидетельствовать о абберациях вследствие прохождения пучка через поворотные магниты.

2.5 Сравнение с RTM-55

Для наглядности, сравним полученную систему с RTM-55. Поля поворотных магнитов и ускоряющей структуры были рассчитаны до этого, а геометрия была воспроизведена по отчетам. Ввиду особенностей программы, нельзя использовать аналитические выражения для расчёта действия квадрупольного дублета линз, как это было сделано в программе RTMTrace. Поэтому воспользуемся рассчитанными ранее полями, амплитуды которых оптимизируются для получения наибольшего коэффициента захвата.

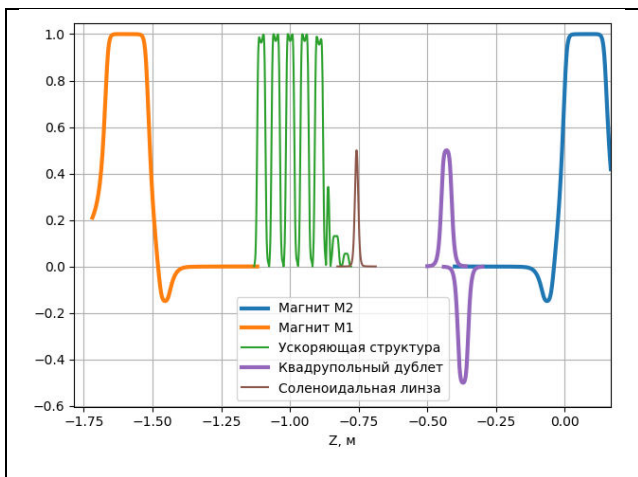


Рисунок 29. Схематическое распределение электромагнитных полей, полученное в предыдущем параграфе для разрезного микротрона.

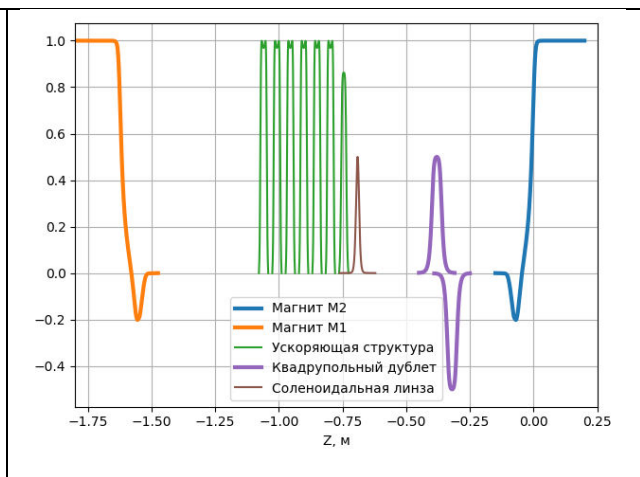


Рисунок 30. Схематическое распределение электромагнитных полей в RTM-55.

На рисунках 29 и 30 представлены схематические распределения полей новой системы и RTM-55 соответственно. Для наглядности, амплитуды нормированы на 1 для поворотных магнитов и ускоряющей структуры, на 0.5 для соленоидальной и квадрупольных линз. Видно, что главным отличием является наличие нескольких ячеек ускоряющей структуры, обеспечивающих полноценное формирование пучка. При этом ее длина не сильно отличается из-за большей амплитуды ускоряющего поля (39 против 28 МВ/м).

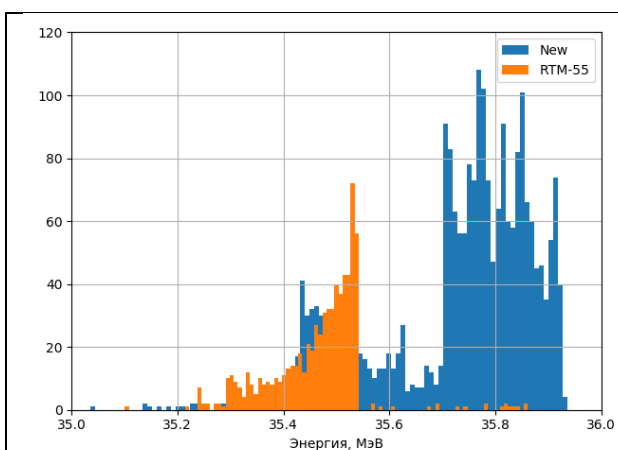


Рисунок 31. Энергетическое распределение частиц после семи циклов ускорения и прохождения одного поворотного магнита.

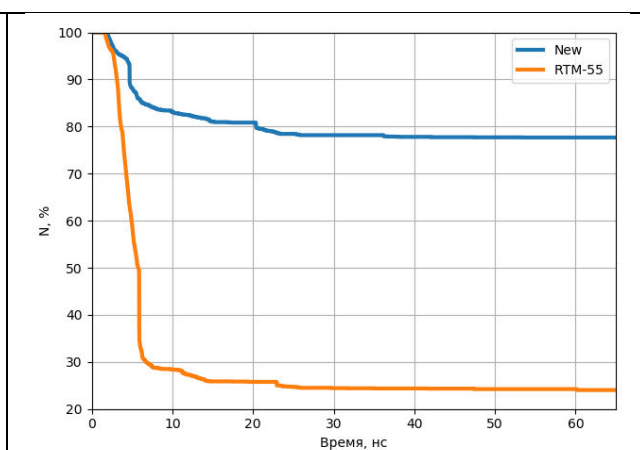


Рисунок 32. Зависимость количества частиц от времени в процессе ускорения.

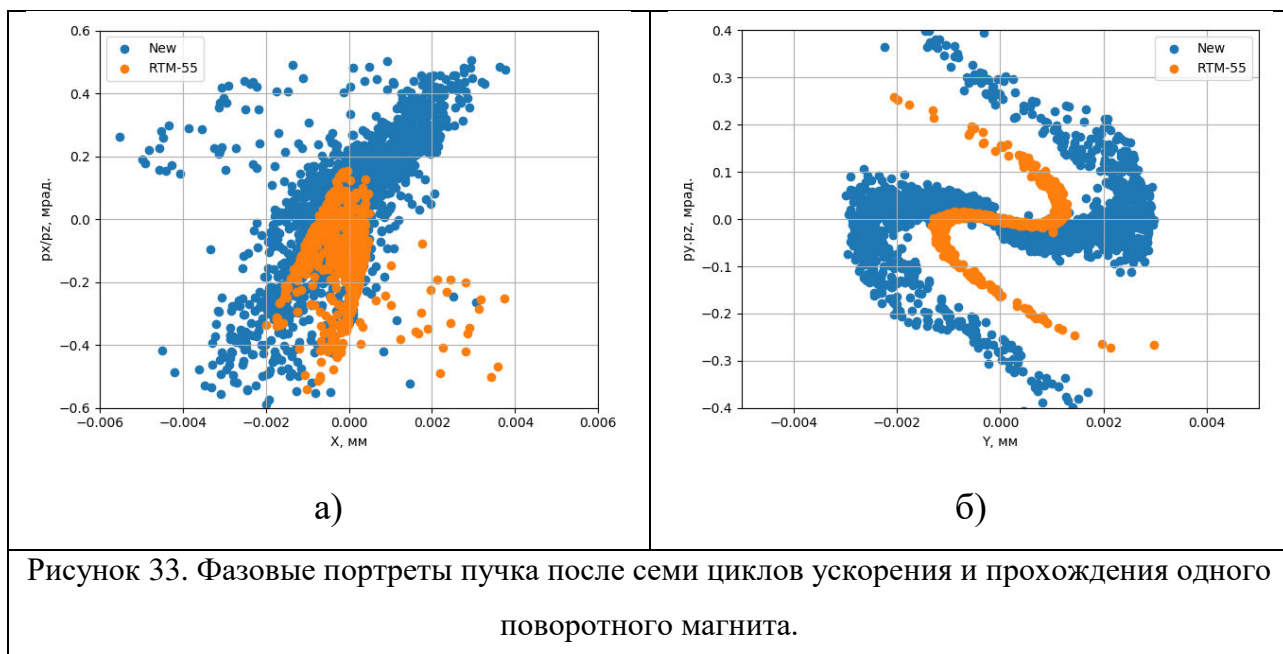


Рисунок 33. Фазовые портреты пучка после семи циклов ускорения и прохождения одного поворотного магнита.

Как и раньше, будем использовать распределения частиц после прохождения одного из магнитов. На рисунке 33 представлены поперечные фазовые портреты пучка на выходе из ускорителя. Видно (рисунок 33б), что в обоих случаях имеют место нелинейные искажения фазового портрета ввиду aberrаций краевого поля поворотных магнитов. При этом в новой системе величина межполюсного зазора поворотных магнитов была увеличена, по сравнению с RTM-55, с 20 до 30 мм, что должно было уменьшить нелинейные эффекты. Однако, как и на рисунке 33а, распределение от полученной системы занимает большую площадь на графике. Скорее всего это связано с более высоким коэффициентом захвата. На рисунке 32 видно, что он был увеличен с 24 % (по отчетам 16 %) до 76 %. Аналогичная ситуация наблюдается с энергетическим распределением частиц (рисунок 31).

ГЛАВА 3. КОРРЕКЦИЯ ОШИБОК И ДИАГНОСТИКА

Все рассчитанные ранее элементы разрезного микротрона на практике не могут быть воспроизведены с абсолютной точностью. Так или иначе, возникают погрешности в изготовлении и настройке элементов разрезного микротрона и их взаимном расположении. Из-за малой области устойчивых фазовых колебаний, неизбежны потери частиц, которые невозможно рассчитать заранее. Поэтому следующим важным этапом является создание системы, которая способна компенсировать погрешности в изготовлении и настройки отдельных элементов разрезного микротрона, в особенности поворотных магнитов. Безусловно необходимо добиться максимально равномерного распределения поля в медианной плоскости поворотных магнитов, однако даже незначительные аномалии (дефекты поверхности, непараллельность полюсов)

могут приводить к вылету частиц из магнита под углом, что может привести к значительным потерям ввиду использования пролетных трубок ограниченного радиуса, а не сплошной камеры. Также немаловажным является определение отклонений положений поворотных магнитов и ускоряющей структуры от своих расчетных значений и возможность их корректировки.

3.1 Корректоры пучка

Для компенсации ошибки угла вылета частиц из поворотных магнитов обычно используют корректоры – дипольные магниты, которые состоят из ярма и обмоток, способные отклонять пучок в вертикальной и горизонтальной плоскостях [14]. В данном случае не будем рассматривать реальные поля, рассчитанные в CST, а ограничимся использованием равномерного прямоугольного распределения поля. Корректоры устанавливаются на участках дрейфа между поворотными магнитами. При этом использование пролетных трубок, а не сплошной камеры, обусловлено именно необходимостью установки корректоров вне вакуумной камеры. На каждую орбиту можно установить один или два корректора. Рассмотрим траектории движения частиц, используя трехмерное распределение поля поворотных магнитов.

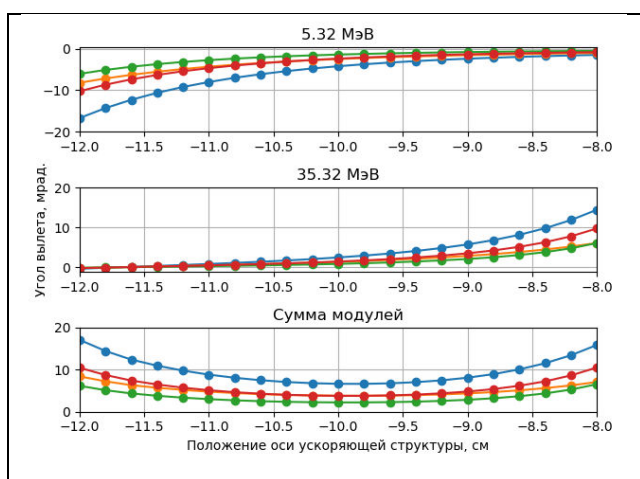


Рисунок 34. Зависимость угла вылета частицы из поворотного магнита от положения оси УС относительно центра

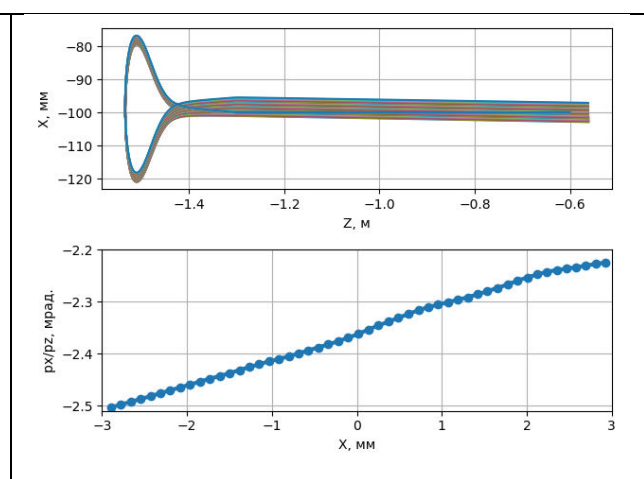


Рисунок 35. Траектории движения частиц в поворотном магните и зависимость угла ее вылета от конечной координаты X.

магнита.	
----------	--

На рисунке 34 представлена зависимость угла вылета частицы с энергией, соответствующей первой и последней орбите, от положения оси ускоряющей структуры относительно центра магнита при различных комбинациях межполюсного зазора и ширины магнита. Синий цвет соответствует зазору в 3 см и ширине в 34 см, оранжевый – 36 см. Красный и зеленый – высота 2.5 и 2 см соответственно при ширине в 34 см. Из графика видно, что оптимальное по сумме углов положение соответствует 10 см относительно центра магнита, которое выберем для дальнейших расчетов. Однако компенсировать угол вылета частиц после замыкания первой орбиты посредством одного корректора не удастся. На рисунке 35 представлены траектории частиц при различных амплитудах поля корректора. Также представлена зависимость угла вылета от положения частицы по оси X при одинаковом времени интегрирования. Видно, что посредством одного корректора нельзя добиться движения отраженной частицы вдоль оси ускоряющей структуры. Единственной изменяемой величиной является положение частицы по оси X. Поэтому необходимо производить дополнительную настройку поворотных магнитов с целью получения большей равномерности магнитного поля, особенно в месте замыкания первой орбиты. Это может быть сделано посредством добавления в определенных местах поверхности полюсов накладок из магнитомягкой стали (шимм). Проблему шиммирования мы здесь не рассматриваем и далее будем рассматривать движение частиц до второго ускорения для двумерных полей поворотных магнитов.

Для настройки корректоров будем использовать одну частицу с энергией $10.32 + 5.0 * i$ МэВ, где, $i = 2, 3, \dots 7$. Далее будем находить значения полей корректоров, обеспечивающие нулевой угол вылета частицы перед входом в ускоряющую структуру.

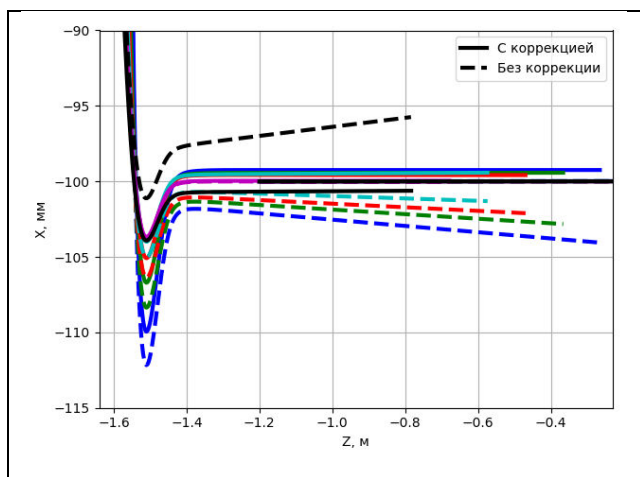


Рисунок 36. Траектории движения частиц с учетом и без учета корректоров.

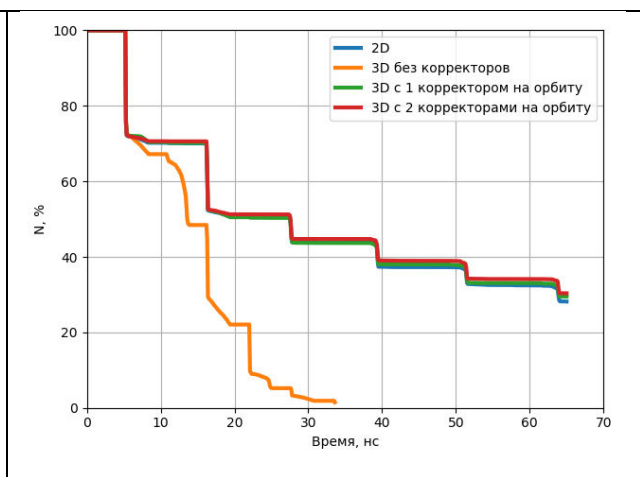
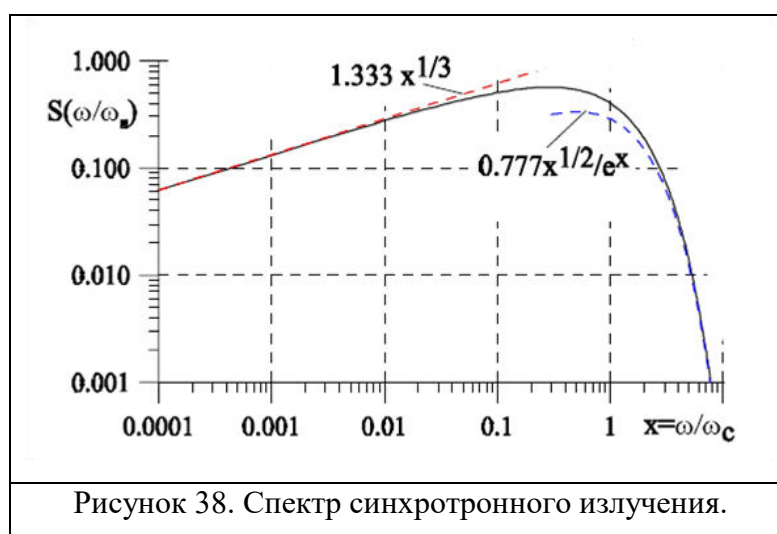


Рисунок 37. Зависимость количества частиц от времени с учетом корректоров.

На рисунке 36 представлены траектории движения частицы с энергией $10.32 + 5.0 * i$ МэВ без использования корректоров (штриховая линия) и с использованием одного корректора на орбиту (сплошная линия). Видно, что таким образом можно нивелировать угол вылета частицы. Однако используя лишь один корректор на орбиту нельзя вывести частицу на ось ускоряющей структуры с нулевым углом вылета. Данной проблемы нет при использовании двух корректоров на орбиту, которые могут обеспечивать параллельный перенос частиц в пространстве дрейфа между магнитами. Далее рассмотрим потери частиц в полученной системе. Будем инжектировать в ускоряющую структуру распределение частиц с энергией 10.32 ± 0.2 МэВ, радиусом 3 мм длиной 1 см. В качестве эталонного случая рассмотрим двумерные поля поворотных магнитов. На рисунке 37 представлена зависимость числа выживших частиц от времени. Видна необходимость дополнительной настройки равномерности распределения поля поворотного магнита и использования корректоров. Однако заметной разницы между использованием одного или двух корректоров на орбиту выявлено не было. Также необходимо отметить, что в данном случае используются пролетные трубки с радиусом 5 мм, чего достаточно с точки зрения расчетов. Однако их диаметр может быть увеличен и ограничивается он размерами самих корректоров.

3.2 Синхротронное излучение

Из классической электродинамики известно, что любая заряженная частица, двигаясь с ускорением, излучает электромагнитную энергию. В магнитном поле поворотного магнита разрезного микротрона частица движется по окружности, испытывает центростремительное ускорение и излучает. При определенных параметрах такой системы излучение попадает в видимый диапазон и может быть зарегистрировано CCD камерой. Такие наблюдения, например, производились на каскаде разрезных микротронов в Майнце (MAMI) [15] и на разрезном микротроне RTM-55 [4]. Очевидно, что такие изображения представляют собой ценный источник информации. По положению изображения пучка или по расстоянию между изображениями, снятыми с нескольких орбит, можно получить информацию о некоторых параметрах системы (энергии пучка, положении основных элементах ускорителя).



Оценить энергию синхротронного излучения можно по формуле для критической энергии [16]:

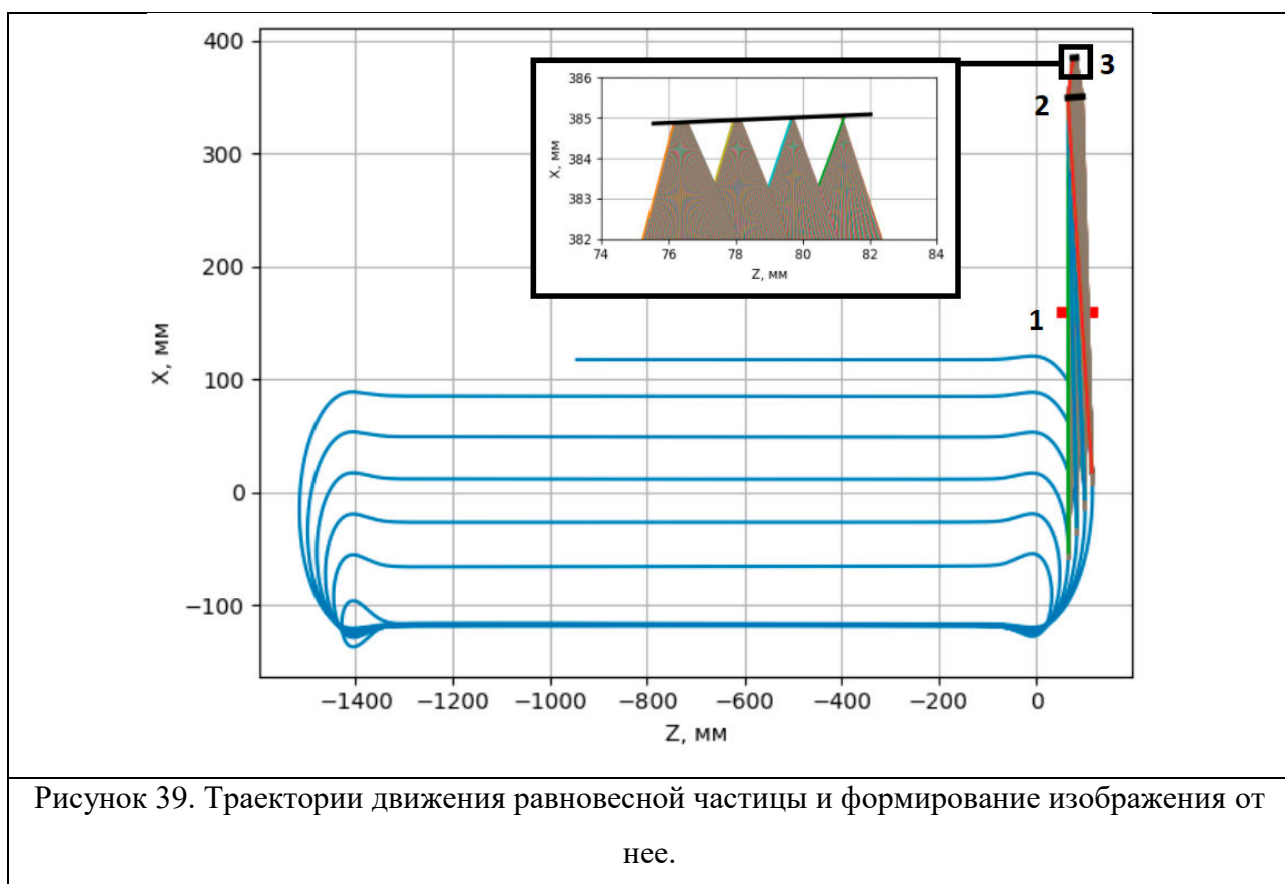
$$E_e = \hbar \omega_c = \frac{3}{2} \hbar c \frac{\gamma^3}{\rho} \quad (9)$$

где ρ – радиус кривизны траектории, γ – Лоренц фактор. Для энергии 20 МэВ и величины магнитного поля в 1 Тл, критическая энергия составляет 1.24 эВ (видимый диапазон составляет 1.59 – 3.26 эВ). Однако, учитывая форму спектра синхротронного излучения (рисунок 38), она попадает в видимый диапазон. На

разрезном микротроне RTM-55 были получены изображения пучков частиц, начиная с 4 - й орбиты, что соответствует энергии 20 МэВ.

Для оценки возможности диагностики разрезного микротрона по синхротронному излучению, была написана программа, моделирующая изображение на матрице регистрирующей камеры. Для этого были приняты следующие упрощения:

- Синхротронное излучение направлено по касательной к траектории, которая вычисляется путем ее дифференцирования.
- Угловое распределение не учитывается. Положим, что излучение сосредоточено в бесконечно малом угле раствора конуса.
- Полученное излучение фиксируется камерой независимо от энергии частиц. Поэтому положение камеры настраивается на получение изображения пучка, имеющего энергию 20 и более МэВ. Также не учитывается мощность излучения.



Используя данные упрощения, можно найти оптимальное положение камеры и смоделировать изображение на ней. На рисунке 39 представлена траектория равновесной частицы, смотровое окно в камере поворотного магнита (1), тонкая линза (2) и матрица (3) камеры. Расстояние между линзой и матрицей составляет 35 мм. Размеры матрицы: 6.5 x 4.8 мм., разрешение 782 x 582 пикселей. Видно, что изображение некоторых орбит будет расфокусировано. Однако далее нас будет интересовать лишь положение центра изображения пучка, который не меняется при изменении фокусного расстояния.

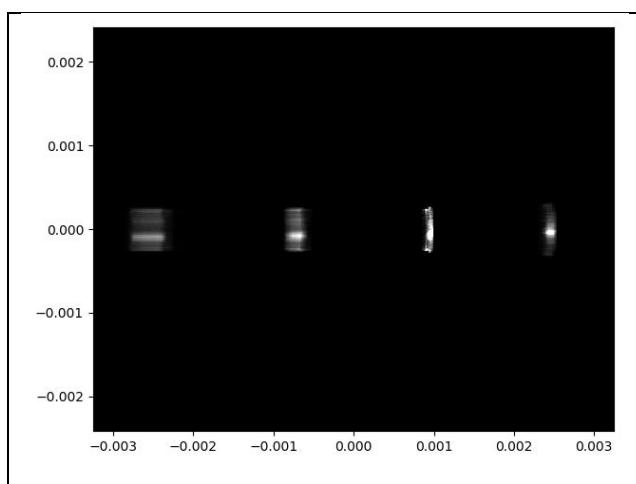


Рисунок 40. Пример изображения, полученного от пучка частиц.

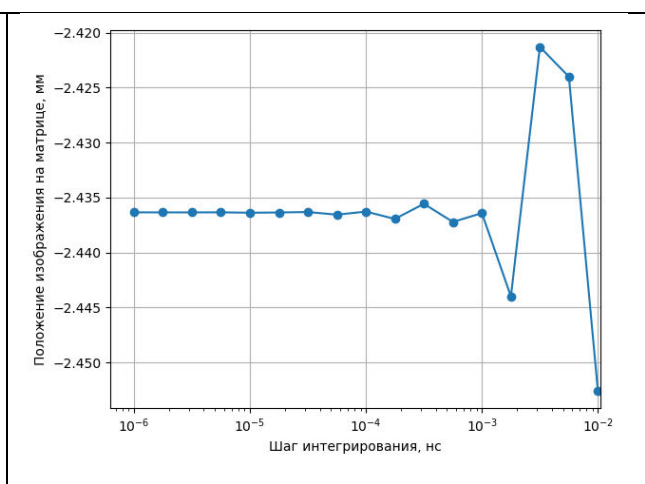


Рисунок 41. Зависимость положения центра равновесной частицы на фотографии от шага интегрирования.

На рисунке 40 представлена гистограмма, которую можно интерпретировать как изображение пучка на орбитах. Так как при расчете движения частиц шаг интегрирования имеет конечную величину, положение центра на фотографии может колебаться при слишком маленьком его значении. Данная проблема может быть решена путем интерполяции траектории каждой конкретной частицы. Однако это приводит к сильному возрастанию времени расчета, поэтому в дальнейшем использоваться не будет. На рисунке 41 представлена зависимость положения центра изображения одной частицы, от шага интегрирования. Видно, что при шаге, менее чем 10^{-4} нс., положение

изображения остается постоянным. Поэтому далее будем использовать именно этот шаг интегрирования.

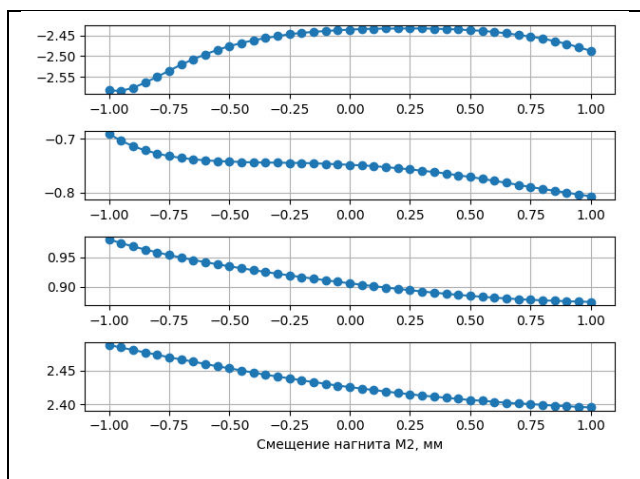


Рисунок 42. Зависимость положения равновесной частицы с разных орбит на матрице камеры от смещения магнита M2

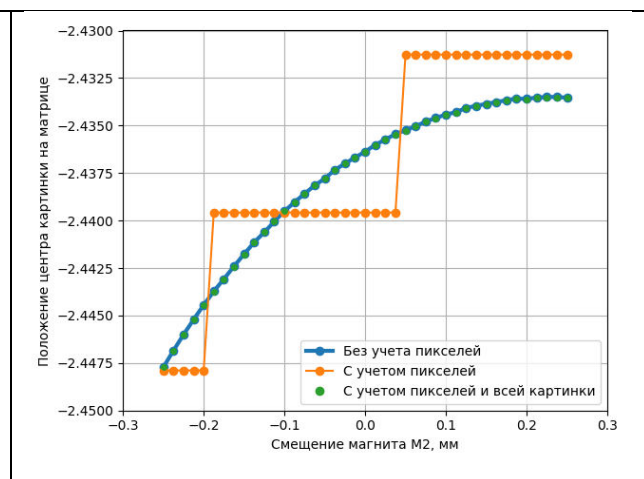


Рисунок 43. Зависимость положения равновесной частицы на матрице камеры от смещения магнита M2 с учетом конечного размера пикселей.

На рисунке 42 представлена зависимость положения центра изображения, оставленного одной частицей, от смещения магнита M2 для 4 – х орбит. Используя их, можно определять смещение положения магнитов или отклонение амплитуды поля ускоряющей структуры от своих оптимальных значений. Однако данная зависимость была сделана без учета конечного размера пикселей на матрице. На рисунке 43 представлена аналогичная зависимость для первой траектории, но с учетом дискретности матрицы. Синим цветом представлена зависимость без учета пикселей, оранжевым – с их учетом. В этом случае центром считается самый яркий пиксель. Однако можно рассматривать всё изображение и определять центр как среднее арифметическое от всех пикселей, использующихся для построения изображения. Данный вариант представлен зеленым цветом, и он пренебрежимо мало отличается от случая, не учитывающего конечные размеры пиксели.

Каждый раз искать распределение полей разрезного микротрона, которые обеспечивают необходимое изображение, слишком долго. Поэтому наберем статистику заранее. Для этого будем инжектировать 5000 частиц, с энергии 50 кэВ, радиусом 1 мм и длиной, равной длине волны ускоряющего поля. При этом будем варьировать положение магнитов (± 1 мм) и амплитуду ускоряющего поля (± 3 %) и учитывать только те случаи, при которых видны все 4 траектории. Далее на основе полученной статистики, восстановим положения поворотных магнитов и амплитуду ускоряющей структуры. Для этого были задействованы библиотеки Scikit – learn [17] и Torch [18]. В первом случае использовалась полиномиальная регрессия, во втором – нейронная сеть. В результате последняя библиотека выдавала более точный результат.

Таблица 3. Ошибки восстановления положений поворотных магнитов и амплитуды ускоряющей структуры.				
	Непрерывный случай		Дискретный случай	
	Медиана	Сигма	Медиана	Сигма
Отклонение M1, мм	0.14	0.22	0.18	0.22
Отклонение M2, мм	0.16	0.27	0.21	0.25
Отклонение амплитуды ускоряющего поля, %	0.26	0.57	0.32	0.61

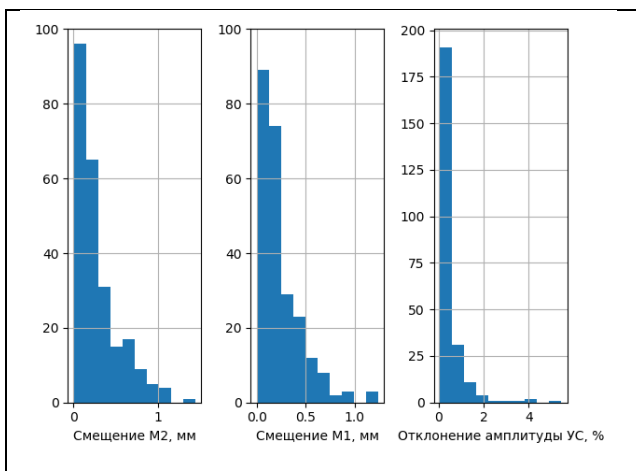


Рисунок 44. Распределение ошибки определения положения магнитов и УС.

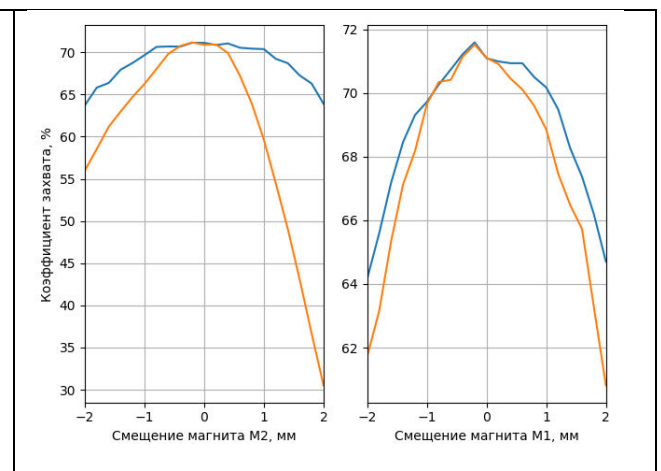


Рисунок 45. Зависимость коэффициента захвата от смещения магнитов с

В таблице 3 представлены результаты отклонения восстановленных по статистике значений от их реальных, а на рисунке 44 представлена гистограмма этих отклонений для случая учета конечного размера пикселей матрицы. Видно, что в большинстве случаев программа восстанавливает отклонения корректно, с точностью до 0.3 мм для отклонений магнитов. При этом набор большей статистике скорее всего не приведет к значительному уменьшению этих показателей.

3.3 Подстройка параметров микротрона

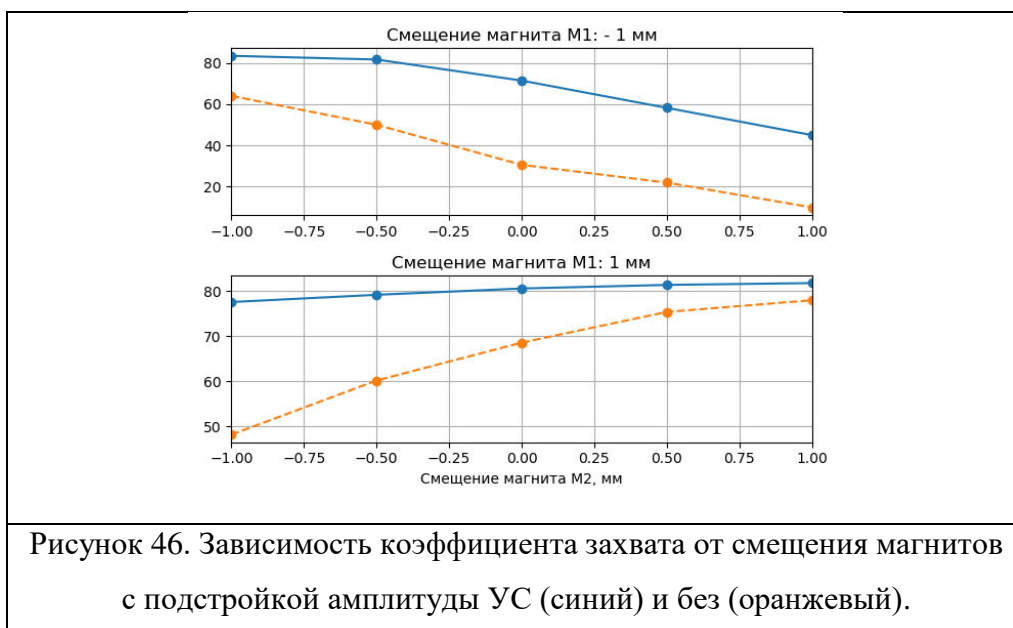
В предыдущем параграфе была проведена схема, по которой можно определить отклонения положения магнитов и амплитуды поля ускоряющей структуры от своих расчетных положений. Однако далеко не всегда имеется возможность изменить положение магнитов в отличие от амплитуды полей ускоряющей структуры и поворотных магнитов. Оценим коэффициент захвата при такой подстройке. Для этого будем использовать уравнения (6), в которых случайным образом изменим в пределах 1 мм положение магнитов и найдем для каждого случая оптимальный равновесный прирост энергии (что соответствует изменению амплитуды ускоряющего поля и поля поворотных магнитов). На рисунке 45 представлены зависимости коэффициента захвата от смещения положения магнитов. Оранжевым цветом показан случай, при котором подстройки не производилось, синим – производилось. Видно, что смещение магнита M2 сильнее влияет на коэффициент захвата, так как именно его положение в итоге определяет расстояние между магнитами, которое влияет на динамику частиц на протяжении всего процесса ускорения. При этом подстройка параметров позволяет существенно уменьшить потери частиц при сильном отклонении магнита M2.

Проведем моделирование на реальных полях. Для каждой комбинации отклонений магнитов будем находить амплитуду ускоряющего поля, которая

обеспечивает наибольший коэффициент захвата. Для сохранения синхронизма между частицами и ускоряющим полем, магнитное поле должно изменяться в соответствии с формулой:

$$B = \frac{2\pi\Delta E_p}{e c \lambda} \quad (10)$$

где ΔE_p – равновесный прирост энергии, λ – длина волны ускоряющего поля. Также для ускорения набора статистики, инжектировался пучок с энергией 50 кэВ, с нулевым радиусом и длиной, равной длине волны ускоряющего поля.



На рисунке 46 представлена зависимость коэффициента захвата от смещения магнита M2, при фиксированном смещении магнита M1. Видно, что подстройка амплитуды ускоряющей структуры позволяет уменьшить потери частиц вследствие небольших смещений поворотных магнитов от своих расчетных значений.

ГЛАВА 4. СИЛЬНОТОЧНЫЕ НЕУСТОЧИВОСТИ

В разрезном микротроне в процессе ускорения пучок проходит через ускоряющую структуру много раз. Таким образом даже небольшой для линейных ускорителей ток может вызывать сильные наведенные поля, которые вместе с малой областью устойчивости может приводить к значительным потерям пучка. Исходя из [19], импульсный ток в 25 мА может приводить к токовым неустойчивостям.

Эффекты, связанные с пространственным зарядом, можно разделить на две категории: взаимодействие друг с другом отдельных частиц и взаимодействие частиц с элементами ускорителя [20]. Первый случай редко приводит к существенным потерям пучка, однако существенно ухудшает его параметры. Также эту группу эффектов тяжело подавить, так как она непосредственно зависит от плотности заряда сгустка. При взаимодействии пучка с элементами ускорителя, например, с ускоряющей структурой, могут возбуждаться долгоживущие поперечные моды, которые при больших значениях тока могут воздействовать на циркулирующий пучок и приводить к значительным потерям тока – к так называемому эффекту обрыва пучка.

Поскольку постоянная времени развития явления обрыва пучка, как правило, превышает длительность импульса импульсных разрезных микротронов, оно представляет опасность, в первую очередь, для разрезных микротронов и рециркуляторов непрерывного действия. Впервые данное явление было предсказано и затем обнаружено на разрезном микротроне MUSL-2 со сверхпроводящей ускоряющей структурой с большой добротностью паразитных мод [21]. Основной метод борьбы с данным явлением – снижение добротности и смещение частоты паразитных мод. В частности, эта проблема была решена на нормально проводящих разрезных микротронах непрерывного действия MAMI [22] и на сверхпроводящем рециркуляторе CEBAF.

У импульсных классических и разрезных микротронов основную опасность представляет так называемая сильноточная неустойчивость, обусловленная нагрузкой током пучка резонатора или ускоряющей структуры и наличием положительной обратной связи, приводящей к развитию неустойчивости. Суть проблемы заключается в том, что суммарный ток со всех орбит ускорителя потребляет значительную часть высокочастотной мощности, поступающей от источника СВЧ энергии (клистрона, магнетрона). Часть мощности СВЧ источника расходуется на создание ускоряющего поля нужной амплитуды. Изменение уровня ускоряющего поля вследствие каких-либо причин, например, его рост, ведет к нарушению условий синхронизма (5), к потере тока пучка и росту доли мощности, идущей на создание поля, росту амплитуды поля, и дальнейшей потере тока.

Для достижения импульсного тока на выходе в 25 мА и частотой следования пучков в 2856 МГц, заряд каждого из них должен равняться 8.8 пКл ($q = I/f$). При наличии семи орбит, данное значение повышается до 62 пКл. В качестве проявления эффекта пространственного заряда рассмотрим дрейф пучка с энергией 10 МэВ и радиусом 1 мм. На рисунке 47 представлена зависимость радиуса пучка, после прохождения им расстояния в 1 м, от его заряда. Видно, что до 100 пКл не происходит значимого увеличения поперечного размера сгустка. Поэтому в дальнейших расчетах пренебрежем взаимодействием частиц между собой. Также стоит отметить что помимо увеличения поперечных размеров пучка, также происходит удлинение пучка в продольном направлении.

Рассмотрим упрощенную модель нагрузки током пучка ускоряющей структуры разрезного микротрона без учета механизма обратной связи, ведущего к сильноточной неустойчивости. Для оценки величины наведенного поля будем использовать модуль Wakefield в CST [2, 23], который позволяет оценить амплитуду наведенного поля от одного сгустка, гауссовой формы. Ограничимся рассмотрением основной моды в регулярном резонаторе

ускоряющей структуры. Далее используя систему (6), промоделируем процесс ускорения. Амплитуда ускоряющего поля в определенный момент времени равна:

$V = \left(1 - e^{-\frac{i_0 * dt}{\tau}}\right) * A - \sum_i F[i] * \exp\left(-\frac{(i_0 - i) * dt}{\tau}\right)$	(11.1)
$\tau = \frac{\sqrt{4 * Q^2 + 1}}{2\pi f}, Q = \frac{Q_0}{1 + \beta}$	(11.2)

где A – амплитуда ускоряющего поля, i_0 – текущий шаг, τ – время релаксации, F – массив амплитуд наведенных полей, возникших на шаге i , Q_0 и Q – собственная и нагруженная добротность, β – коэффициент связи [24]. Амплитуда наведенного поля прямо пропорциональна заряду. Так как в данном подходе не учитывается фаза пролета частицы, при расчете наведенного поля каждая прошедшая частица наводит поле ровно в противофазе с основным. Прошедший через резонатор заряд высчитывается из заранее построенной зависимости коэффициента захвата от амплитуды ускоряющего поля в конкретный момент времени.

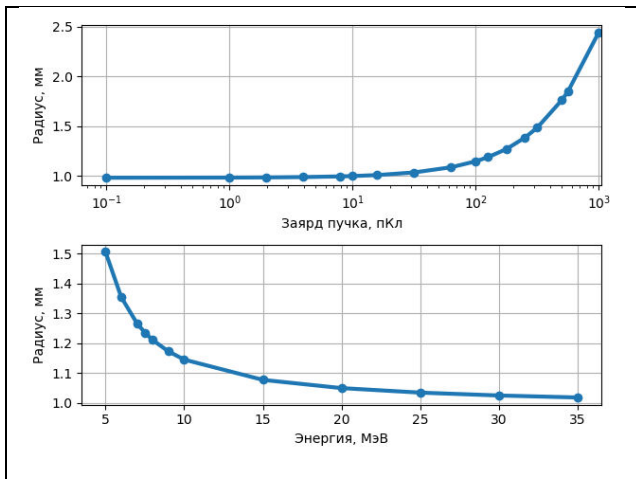


Рисунок 47. Зависимость радиуса пучка от его заряда при прохождении им 1 метра.

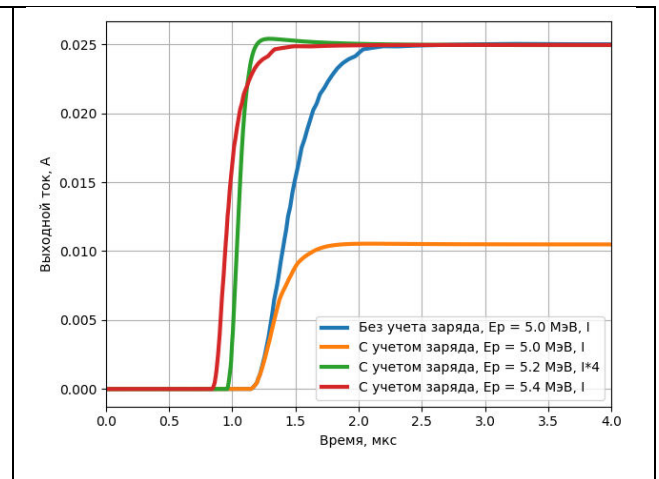


Рисунок 48. Зависимость величины тока на выходе от времени с использованием аналитических выражений.

На рисунке 48 представлена зависимость выходного тока от времени с учетом заряда и без. Видно, что получение импульсного тока в 25 мА требует некоторой подстройки амплитуды ускоряющего поля. При этом необходимая величина может быть получена как путем увеличения равновесного прироста энергии, так и путем увеличения величины входного тока (красный и зеленый случаи). Однако первый вариант предпочтительнее вследствие меньших потерь частиц в процессе ускорения.

Усложним модель и перенесём ее на рассчитанные поля. Так как процесс интегрирования занимает много времени и одновременно в ускорителе обычно циркулирует большое количество сгустков (около 150), будем инжектировать в систему по одной частице с энергией 50 кэВ, находящейся на оси ускоряющей структуры, на каждые 10 шагов интегрирования, который рассчитывается из условия, что на каждый период ускоряющего поля должно быть инжектировано 10 частиц. При прохождении частицей резонатора, в массив записывается текущее время, которое далее используется для определения фазы и амплитуды наведенного поля. Его изначальная амплитуда вычисляется исходя из заряда пролетевшей частицы.

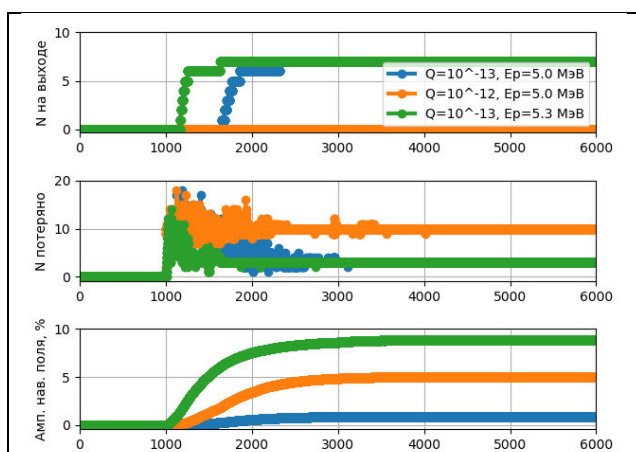


Рисунок 49. Зависимость количества частиц от времени.

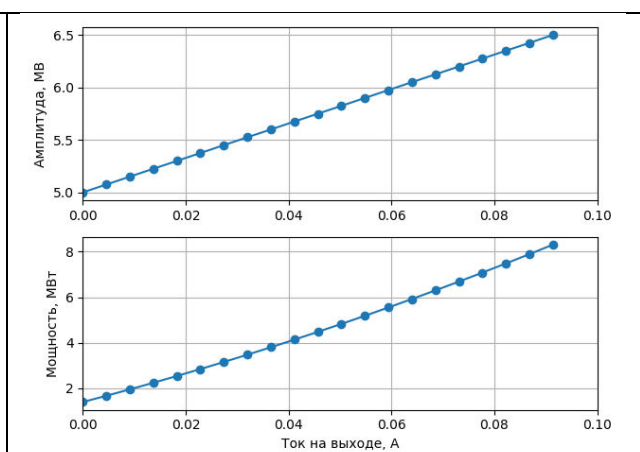


Рисунок 50. Зависимость амплитуды ускоряющего поля от тока на выходе

На рисунке 49 представлены зависимости количества частиц на выходе, потерянных в процессе ускорения и суммарной амплитуды наведенных полей в процентах от ускоряющего поля (без учета фазы) от времени. Информация

снимается каждые 100 шагов интегрирования. Как и до этого, дополнительная подстройка амплитуды ускоряющего поля позволяет увеличить величину выходного тока. Попробуем оценить максимальную величину выходного тока, которую можно получить таким образом. Очевидно, что максимальная величина амплитуды ускоряющей структуры зависит от мощности источника СВЧ, которая расходуется на ускорение пучка, потери в стенках резонаторов и на компенсацию наведённого поля. Предполагается использовать клистрон мощностью 6 МВт. Исходя из этого оценим максимально возможный ток на выходе. Ограничимся использованием аналитических выражений. Будем увеличивать амплитуду ускоряющего поля и находить ток, который после установления равновесия обеспечит равновесный прирост энергии в 5 МэВ. На рисунке 50 представлена зависимость амплитуды ускоряющей структуры от тока на выходе (сверху). Снизу представлена зависимость необходимой для этого мощности. При условии использования 6 МВт – го клистрона, максимальный импульсный ток на выходе равен 65 мА.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была рассчитана динамика пучка и основные элементы импульсного разрезного микротрона с учетом потерь частиц в процессе ускорения значительно меньшим, чем это имеет место в существующих ускорителях такого типа. Это позволяет примерно на порядок увеличить средний ток ускоренного пучка, что важно для таких приложений, как производство медицинских изотопов с помощью электронных ускорителей. Для получения большого коэффициента захвата (малых потерь тока в процессе ускорения), было синтезирована ускоряющая структура со специально оптимизированной нерегулярной начальной частью, благодаря которой обеспечивается полноценное формирование пучка. Используя аксептанс разрезного микротрона, посредством алгоритмов программы было найдено оптимальное распределение полей в элементах ускорителя. Далее производилось 3 – мерное моделирование электромагнитных полей ускоряющей структуры и поворотных магнитов. Были найдены их положения, обеспечивающие наибольший коэффициент захвата, который был увеличен по сравнению с RTM-55 с 24 до 76 %. Так как при создании и сборке ускорителя неизбежны погрешности и ошибки, была изучена система диагностики пучка, позволяющая по изображениям синхротронного излучения частиц, оценивать отклонение положений поворотных магнитов и амплитуды ускоряющего поля от своих расчетных значений. В дальнейшем, данный метод необходимо развивать для уменьшения ошибок и предсказания большего количества параметров разрезного микротрона. Также для компенсации неравномерности распределения магнитного поля поворотных магнитов, была промоделирована система коррекции пучка. Была произведена оценка максимального выходного тока рассчитанного разрезного микротрона. Для оценки нагрузки током пучка, использовался модуль CST WakeField. В результате было показано, что посредством увеличения напряженности ускоряющего поля можно добиться

максимального выходного тока в 65 мА без учета возможности возбуждения сильноточной неустойчивости.

Приложение 1 Использование языка программирования Python для моделирования динамики движения заряженных частиц

Для поставленных целей, таких как получения численной информации о системе по изображению пучка, необходимо было использовать специфические для этого алгоритмы поверх основных. Однако такие программы по расчету движению заряженных частиц в электромагнитных полях как CST [2] и ASTRA [25] имеют закрытый программный код, что не позволяет просто надстроить на них необходимые расширения. Поэтому была написана программа на языке Python, рассчитывающая движение частиц в электромагнитных полях. Python – высокоуровневый язык программирования общего назначения, ориентированный на повышение производительности разработчика и читаемости кода, который смог удачно аккумулировать в себе «находки» из других языков программирования [26]. Это привело к появлению языка программирования, который за более чем 25 лет своего существования успел понравиться, обрасти массой накопленного кода – и в результате стать одним из самых распространённых языков программирования. В этом и состоит основная причина, по которой для написания программы был выбран именно Python – наличие большого количества библиотек позволяет с легкостью обрабатывать и выводить данные. В программу заносятся рассчитанные электромагнитные поля, которые интерполируются на заранее созданные сетки. При этом всего выделяется 3 типа полей, для которых подбирается определённый шаг сетки: поля поворотных магнитов, поля ускоряющей структуры и произвольные поля. Расчёты могут производиться на 3, 2 и 1 Д полях поворотных магнитов и ускоряющей структуры. Для одномерных случаев недостающие значения восстанавливаются посредством аналитических выражений. Для оптимизации оперативной памяти, программа оперирует не

глобально сеткой, а локальной для каждого поля. Фиксация положения в пространстве и амплитуда фиксируется отдельным указателем. Это позволяет использовать сразу несколько одинаковых полей (при этом не загружая их несколько раз), быстро менять их положение и амплитуду. Также возможно их масштабирование в пространстве путем изменения фактического шага сетки в пространстве (не в массиве данных), что было использовано при нахождении оптимального распределения полей ускоряющей структуры.

Далее производится интегрирование методом Рунге - Кутты четвертого порядка следующей системы дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{V} & (12.1) \\ \frac{d\vec{p}}{dt} = e\{\vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}]\} & (12.2) \end{cases}$$

где V – скорость, z – импульс, E и B – вектора электрических и магнитных полей. Для увеличения скорости расчета используется линейная интерполяция. Результаты сравнивались с использованием интерполяционного многочлена Лагранжа. Значимых отклонений выявлено не было. После интегрирования получаются массивы с координатами и импульсами частиц на протяжении всего процесса ускорения. Однако ввиду большого количества выходных данных, возможна запись с определенным шагом. Для уменьшения погрешностей при получении центра изображения пучка на фотографии, необходим достаточно малый шаг интегрирования. Поэтому он локально может быть изменен в определённых временных и координатных промежутках.

Python является интерпретируемым языком программирования. Поэтому он в среднем на 3 порядка медленнее компилируемых языков, таких как C++. Поэтому все основные модули программы, в которых производятся тяжелые расчеты, написаны с использованием библиотеки Numba [27], алгоритмы которой как бы компилируют функции, помеченные декоратором. Данный подход позволяет практически нивелировать разность в скорости расчетов

между Python и C++, сохранив при этом весь функционал. Также Numba позволяет проводить распараллеливание некоторых процессов, что полезно при интегрировании.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Takeda T. et al. ^{99m}Tc production via the (γ, n) reaction on natural Mo //Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2018. – Т. 318. – №. 2. – С. 811-821.
- [2] <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/>
- [3] Кубышин Ю. А. и др. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ДВИЖЕНИЯ В РАЗРЕЗНОМ МИКРОТРОНЕ.
- [4] Ermakov A. N. et al. A multipurpose pulse race-track microtron with an energy of 55 MeV //Instruments and Experimental Techniques. – 2018. – Т. 61. – №. 2. – С. 173-191.
- [5] Shvedunov V. I. et al. A 70 Mev racetrack microtron //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2005. – Т. 550. – №. 1-2. – С. 39-53.
- [6] Euteneuer H. et al. The injector linac for the Mainz Microtron //Proceedings first European Particle Accelerator Conference, EPAC. – 1988. – С. 550-551.
- [7] Овчинникова Л. Ю., Шведун В. И. Расчет динамики пучка электронов в ускорителе С-диапазона для комплекса лучевой терапии //Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2018. – №. 6.
- [8] Ишханов Б. С., Посеряев А. В., Шведун В. И. Динамика пучка в сильноточном линейном ускорителе электронов //Препринт НИИЯФ МГУ-2004-6/745. – 2004.
- [9] Лебедев Тезника и приборы СВЧ том 2.
- [10] Ветров А. А., Шведун В. И. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С РАЗЛИЧНОЙ ФОРМОЙ ПРОЛЕТНОГО КАНАЛА.
- [11] Алимов А. С. и др. Численное моделирование и экспериментальное исследование ускоряющей структуры с внутренними ячейками связи для двухстороннего разрезного микротрона непрерывного действия на энергию 1.5 ГэВ //Приборы и техника эксперимента. – 2005. – №. 1. – С. 24-35.
- [12] Kilpatrick W. D. A criterion for vacuum sparking designed to include both RF and DC. – 1953.
- [13] Tanabe E., Wang J. W., Loew G. A. Voltage breakdown at X band and C band frequencies //Conf. Proc. – 1986. – Т. 860602. – С. 137-141.
- [14] Tanabe J. T. Iron dominated electromagnets: design, fabrication, assembly and measurements. – World Scientific Publishing Company, 2005.
- [15] Herminghaus H. et al. Status Report on the Normal Conducting CW Racetrack Microtron Cascade" MAMI" //IEEE Transactions on Nuclear Science. – 1983. – Т. 30. – №. 4. – С. 3274-3278.
- [16] S. Humphries Principles of charged particle acceleration. – Courier Corporation, 2013.
- [17] <https://scikit-learn.org/stable/>
- [18] <https://pytorch.org/>
- [19] Ermakov A. N., Shvedunov V. I. RF-systems and pulsed racetrack microtron current instabilities //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2005. – Т. 550. – №. 1-2. – С. 82-89.

- [20] Смалюк В. В. Обзор коллективных неустойчивостей пучка в электрон-позитронных накопителях //Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2012. – Т. 43. – №. 2.
- [21] V. A. Volodin and A. O. Hanson, On Beam Blowup in a Racetrack Microtron, IEEE Trans. Nucl Sci . NS-22 (1975) 1194
- [22] Н. Herminhaus and H. Euteneuer, Beam blowup in race track microtrons, Nuclear instruments and methods 163 (1979) 299-308
- [23] Арсентьева М. В. и др. Разработка ускоряющей структуры миллиметрового диапазона длин волн //Письма в журнал Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2019. – Т. 16. – №. 6. – С. 679-691.
- [24] Wilson P. B., Griffin J. E. High energy electron linacs; application to storage ring RF systems and linear colliders //AIP conference proceedings. – American Institute of Physics, 1982. – Т. 87. – №. 1. – С. 450-555.
- [25] <https://www.desy.de/~mpyflo/>
- [26] В.А. Антонюк GPU+Python. Параллельные вычисления в рамках языка Python. — Физический факультет МГУ им.М.В.Ломоносова, 2018. — 48 с...
- [27] <http://numba.pydata.org/>



Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Физический факультет

Кафедра общей ядерной физики

Экспериментальное исследование фотоделения ^{232}Th и ^{238}U

Магистерская диссертация
студентки 2 курса магистратуры

Ивановой Н. В.

Научный руководитель:

к.ф.-м.н. доцент Кузнецов А. А.

Москва

2020

1. Введение.

Явление деления ядер урана при облучении нейтронами было открыто в 1939 г. О. Ганном и Ф. Штрассманом. С тех пор интерес к изучению различных аспектов процесса деления атомных ядер не спадает на протяжении десятков лет. Это связано как с фундаментальными вопросами ядерной физики, так и с прикладными проблемами ядерной энергетики. В последнее время широко исследуется возможность создания подкритических ядерных реакторов, в которых для производства нейтронов используется реакция скалывания от высокоинтенсивных источников протонов. Эта реакция сопровождается также вылетом γ -квантов, которые сами вызывают реакцию деления. Кроме этого существует серьезная проблема трансмутации и переработки ядерных отходов, которыми сопровождается реакция деления. Надежные полные данные о выходах осколков деления ядер доступны только для реакций под действием тепловых и реакторных нейтронов. Из-за недостатка ядерных данных во многих прикладных исследованиях используют результаты моделирования. Программы моделирования, например TALYS, в основе которых лежат те же известные ядерные данные, воспроизводят лишь основные закономерности процесса деления. Для уточнения параметров различных моделей необходимы новые ядерные данные.

Деление – сложный процесс, при котором происходит перестройка ядра: в ядре возникают коллективные возбуждения, приводящие к изменению его формы – ядро деформируется. Зависимость энергии делящейся системы от параметров деформации с учетом оболочечных поправок имеет вид двугорбого барьера деления. В процессе деления ядро может трансформироваться по нескольким различным траекториям (долинам) с минимальной энергией, что приводит к различным модам деления. Каждой моде деления соответствует свое соотношение между массами осколков в момент деления ядра. Образующиеся в результате деления осколки деления радиоактивные и распадаются в результате β -распада или с испусканием нейтронов. Деление ядер тяжелее тория при низких энергиях возбуждения ядра, как правило, приводит к образованию осколков с существенно разными массами. В случае наиболее вероятного деления ^{238}U отношение масс осколков равно 2:3. Вероятность деления на два равных осколка на 2-3 порядка меньше и зависит от энергии вносимой в делящееся ядро.

Сечение реакции фотоделения ^{238}U и ^{232}Th измерялось ранее на пучках квазимонохроматических фотонов методом регистрации нейтронов [1-2]. Этот метод обладает недостатками, в частности, неточностями при разделении нейтронов по множественности. Это особенно сильно проявляется при измерении сечений фотоядерных реакций на тяжелых ядрах, т.к. порог реакции фотоделения и реакции $(\gamma, 1n)$ близки. Существуют

большие различия между сечениями, полученными в разных лабораториях. Основной целью настоящей работы является экспериментальное измерение выходов реакции фотоделения и фотонейтронной реакции на изотопах ^{232}Th и ^{238}U и сравнение с существующими экспериментальными данными, чтобы определить, почему сечения, измеренные в разных лабораториях, различаются. Также выполнено сравнение с результатами моделирования сечений реакций с помощью широкоизвестной программой TALYS. В настоящей работе для измерения выходов реакции $(\gamma, 1n)$ и фотоделения (γ, F) использовался гамма-активационный метод, в котором измеряется активность конечных продуктов, этот метод позволяет избежать проблем связанных с измерением нейтронов по множественности.

2. Существующие экспериментальные данные.

Полное сечение фотопоглощения изотопа урана ^{238}U и ^{232}Th в области энергий гигантского дипольного резонанса складывается из сечений фотонейтронных реакций с вылетом одного и двух нейтронов $\sigma(\gamma; n)$, $\sigma(\gamma; 2n)$ и полного сечения фотоделения $\sigma(\gamma; F)$. $\sigma(\gamma; \text{tot}) = \sigma(\gamma; n) + \sigma(\gamma; 2n) + \sigma(\gamma; F)$. Сечения в основном измерялись в двух лабораториях – Сакле и Ливерморе. Использовались различные подходы к определению множественности нейтронов.

2.1. Методы измерения сечений фотонейтронных реакций. Метод кольцевых соотношений.

Множественность нейтронов можно определить с помощью метода кольцевых соотношений, применявшегося в Ливерморе(США). Для разделения вкладов реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ в Ливерморе высокоэффективный нейтронный детектор был построен таким образом, что имелась возможность регистрации замедленных нейтронов на различных расстояниях от мишени. ВФЗ-счетчики располагались вокруг мишени концентрическими кольцами. Использованный метод кольцевых соотношений основан на измерении средней энергии нейтронов и использовании того факта, что отношение числа отсчетов во внутреннем и внешнем кольцах ВФЗ-счетчиков представляет собой монотонно возрастающую функцию средней энергии фотонейтронов. Эффективность регистрации нейтронов различных энергий определяется с помощью калиброванных нейтронных источников. Таким образом, с использованием кольцевых соотношений средние энергии нейтронов и, соответственно, отношения для событий реакций с одним и двумя нейтронами определяются независимо и достаточно точно. Это позволяет с использованием данных об эффективности регистрации нейтронов различных энергий достаточно точно определять сечения парциальных реакций любой (1, 2, 3) множественности. Эффективность регистрации нейтронов различных энергий определялась с помощью калиброванных нейтронных источников и составляла около 40 %.

2.2. Метод прецизионной калибровки энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов.

Метод прецизионной калибровки энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов, применявшийся в Саклэ (Франция). Метод, разработанный в Саклэ, основан на прецизионной калибровке жидкого Gd сцинтиллятора большого объема с помощью источника ^{252}Cf . Определялась область, в которой эффективность регистрации практически не зависит от энергии нейтронов. Считалось, что отклонения эффективности регистрации от константы наблюдаются лишь для нейтронов с энергией $E_n \sim 5$ МэВ. Предполагалось, что энергия фотонейтронов в области гигантского резонанса не превосходит значения $E_n \sim 3$ МэВ. Опубликованные по методике сведения свидетельствуют о том, что, в то время как эффективность детектора, определенная с помощью источника ^{252}Cf , была близка к 1, в реальных экспериментах система детектирования использовалась в таких временных условиях, что достигалась эффективность всего лишь около 0.6. Очевидным и весьма важным недостатком процедуры определения множественности фотонейтронов, реализованной в Саклэ, являлся весьма высокий фон детектора: высокий фон и существенно более плохой, чем в Ливерморе, отношение «сигнал-шум» затрудняли процедуру выделения и вычитания этого фона, а также внесение поправок на случайные совпадения в срабатывании счетчиков. Все это приводило к очевидному завышению определяемой доли событий одонейтронных реакций (γ, n) по сравнению с событиями реакций с испусканием двух (трех и более нейтронов).

2.3. Существующие экспериментальные данные по сечениям фотоядерных реакций на ^{238}U и ^{232}Th .

На рис. 1. приведены сечения фотоядерных реакций, измеренных на пучке квазимонохроматических фотонов [2]. В полном сечении фотопоглощения $\sigma(\gamma; Xn)$ наблюдается два максимума, расположенных при энергии $E(1) = 10.77$ МэВ и $E(2) = 13.80$ МэВ. Расщепление гигантского резонанса на два максимума обусловлено деформацией ядра ^{238}U в основном состоянии. Первый максимум проявляется в основном в канале реакции ($\gamma; n$), второй — в канале реакции ($\gamma; 2n$) и фотоделения.

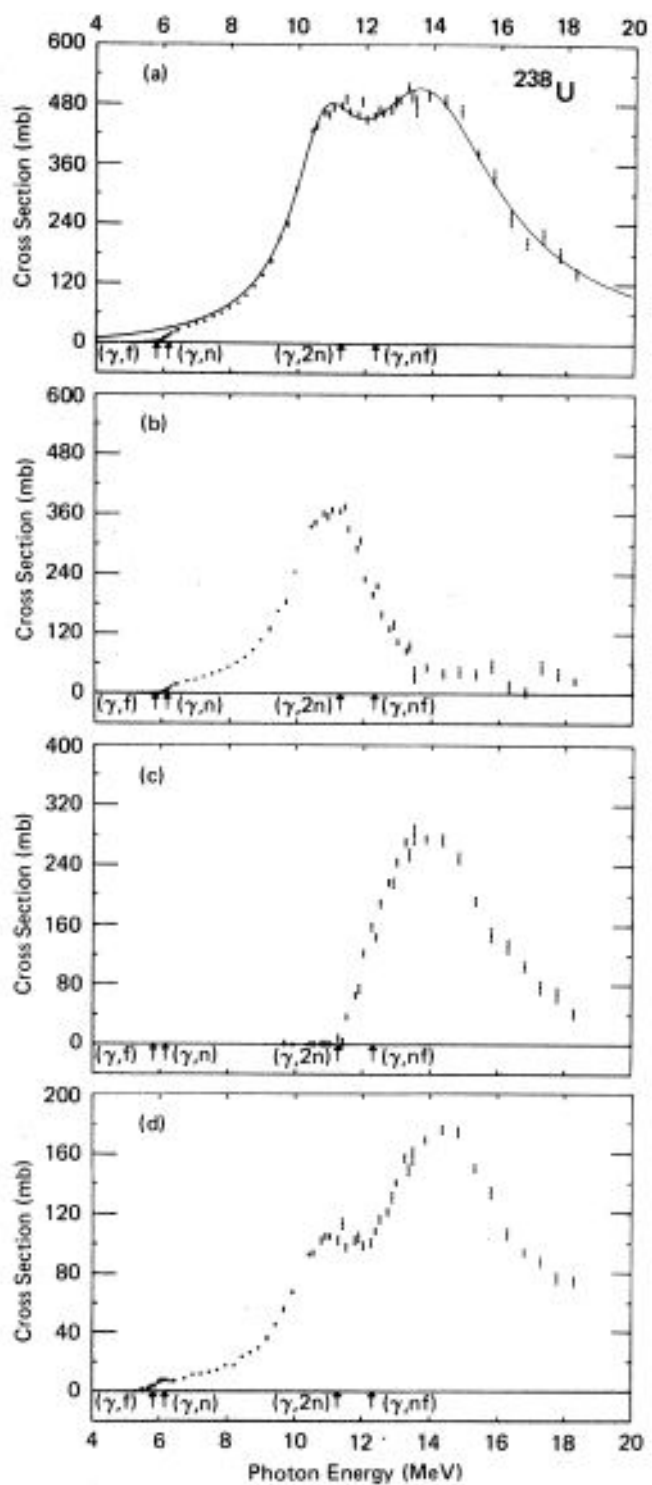


Рис.1 Сечения фотоядерных реакций на ядре ^{238}U : а) $(\gamma; Xn)$; б) $(\gamma; n)$; в) $(\gamma; 2n)$; г) $(\gamma; F)$. Рисунок взят из работы [2]

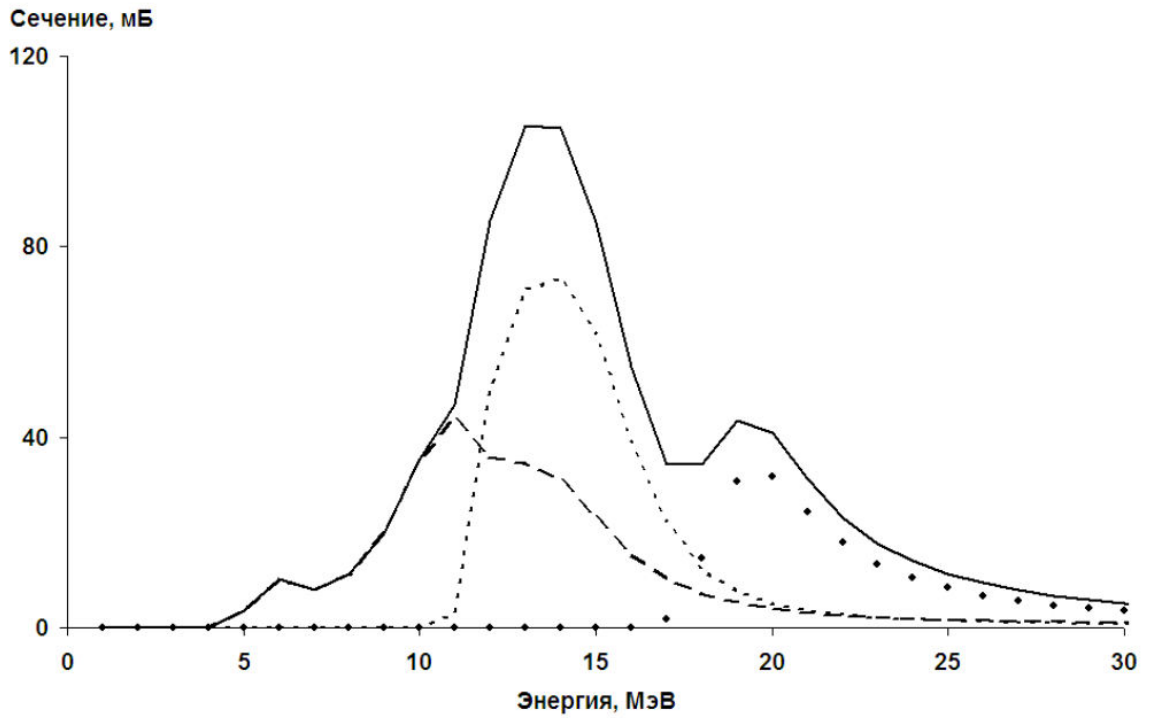


Рис.2. Сечения различных каналов фотоделения ^{238}U , рассчитанные с помощью программы TALYS [3]: полное сечение фотоделения ($\gamma; F$) — линия, ($\gamma; \text{fiss}$) — штриховая линия, ($\gamma; n \text{ fiss}$) — пунктирная линия, ($\gamma; 2n \text{ fiss}$) — точки.

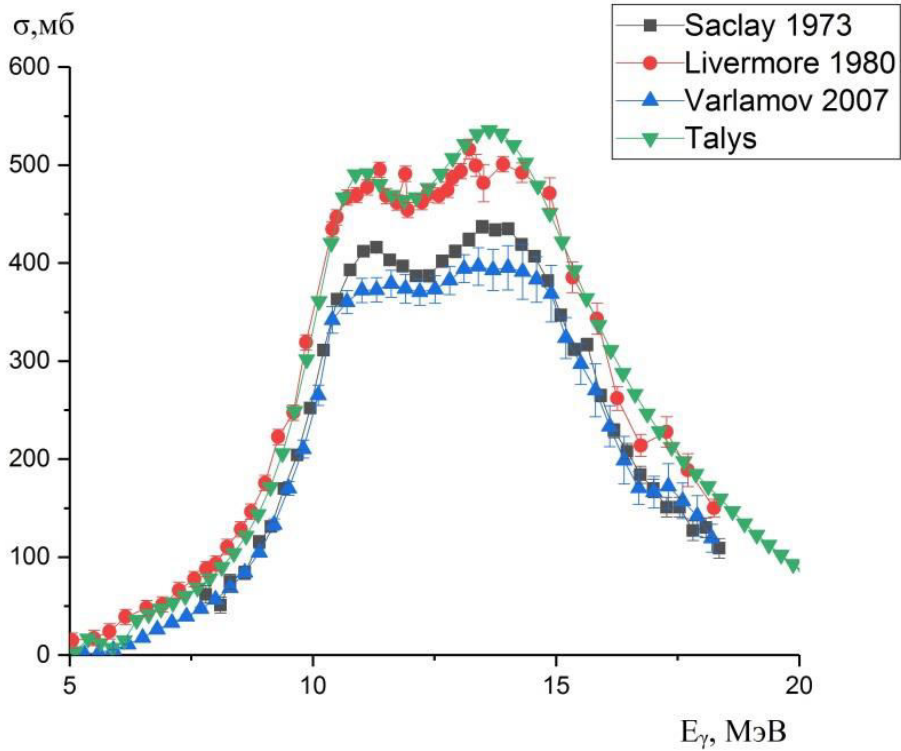


Рис. 3. Сечения реакции полного фотопоглощения $^{238}\text{U}(\gamma, Xn)$.

При делении изотопа ^{238}U возможны различные каналы деления:

- $(\gamma; f)$ — деление на 2 осколка из возбужденного состояния ядра ^{238}U .
- $(\gamma; nf)$ — деление на 2 осколка из возбужденного состояния ядра ^{237}U , образующегося после испускания одного нейтрона.
- $(\gamma; 2nf)$ — деление на 2 осколка из возбужденного состояния ядра ^{237}U , образующегося после испускания одного нейтрона.

$$\sigma(\gamma; F) = \sigma(\gamma; f) + \sigma(\gamma; nf) + \sigma(\gamma; 2nf)$$

На рис. 2. показаны сечения различных каналов фотоделения ^{238}U , рассчитанные с помощью программы TALYS. Видно, что существенную роль играет деление возбужденного ядра уже после предварительной реакции с вылетом нейтрона.

Сечения фотонейтронных реакций и реакций фотоделения в области энергий гигантского дипольного резонанса были измерены в нескольких экспериментах [1,2]. На рис. 3 представлены полные сечения фотопоглощения ^{238}U , полученные на пучках квазимонохроматических фотонов [1,2], оцененные сечения [3,4] и сечения, рассчитанные с помощью программы TALYS. Сечения реакции (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, F) представлены соответственно на рис. 4-6.

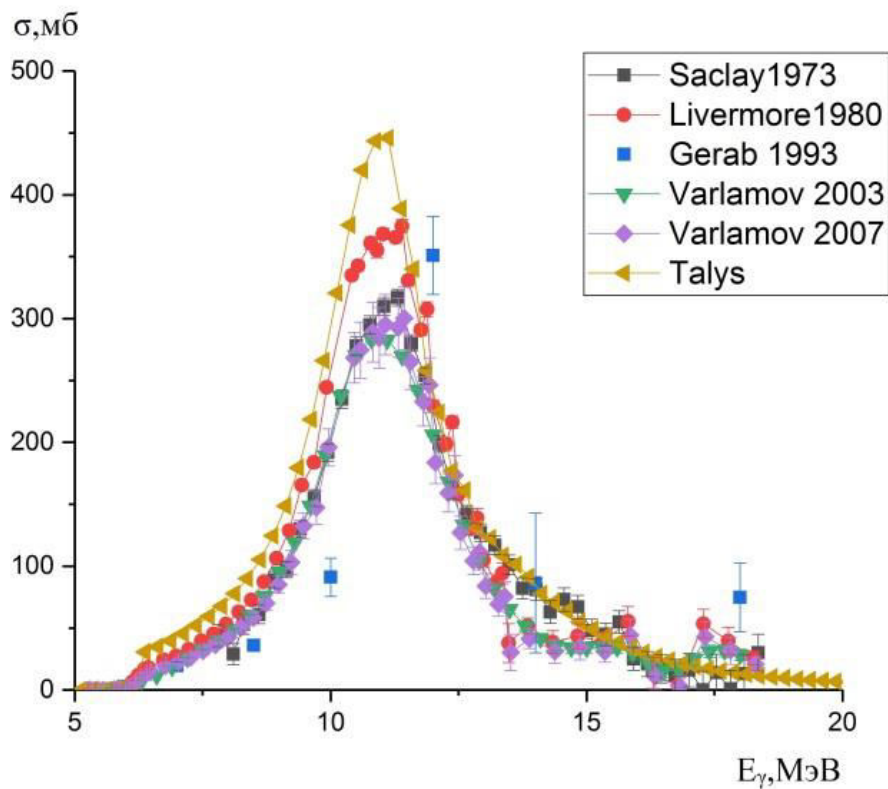


Рис. 4. Сечение реакции $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$.

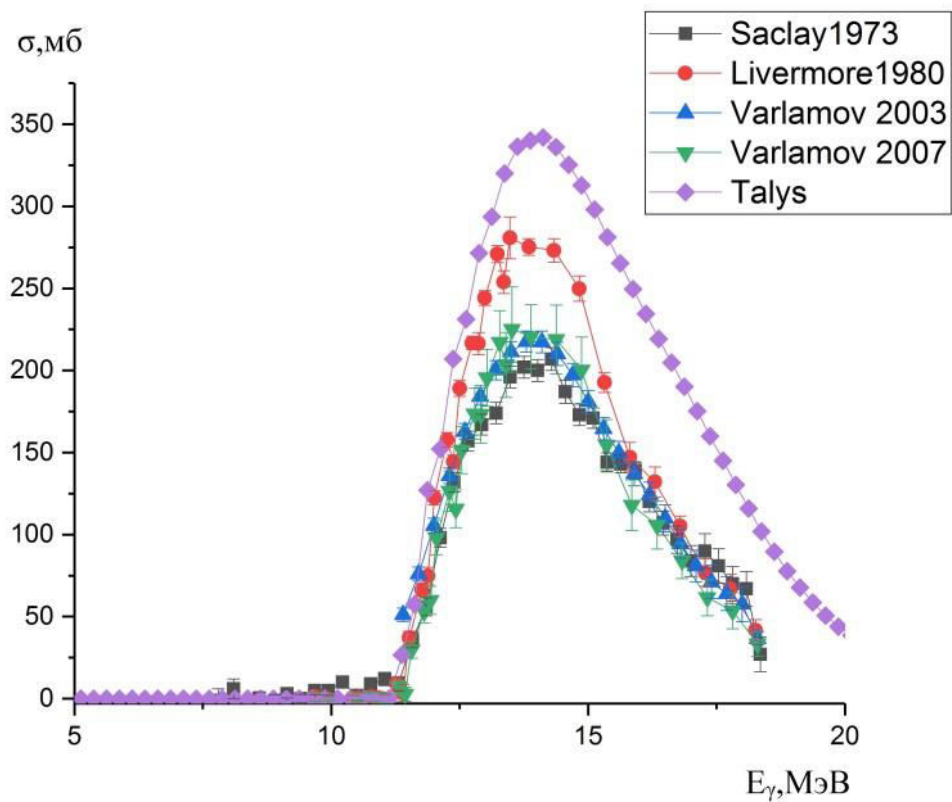


Рис.5. Сечение реакции $^{238}\text{U}(\gamma, 2n)^{236}\text{U}$.

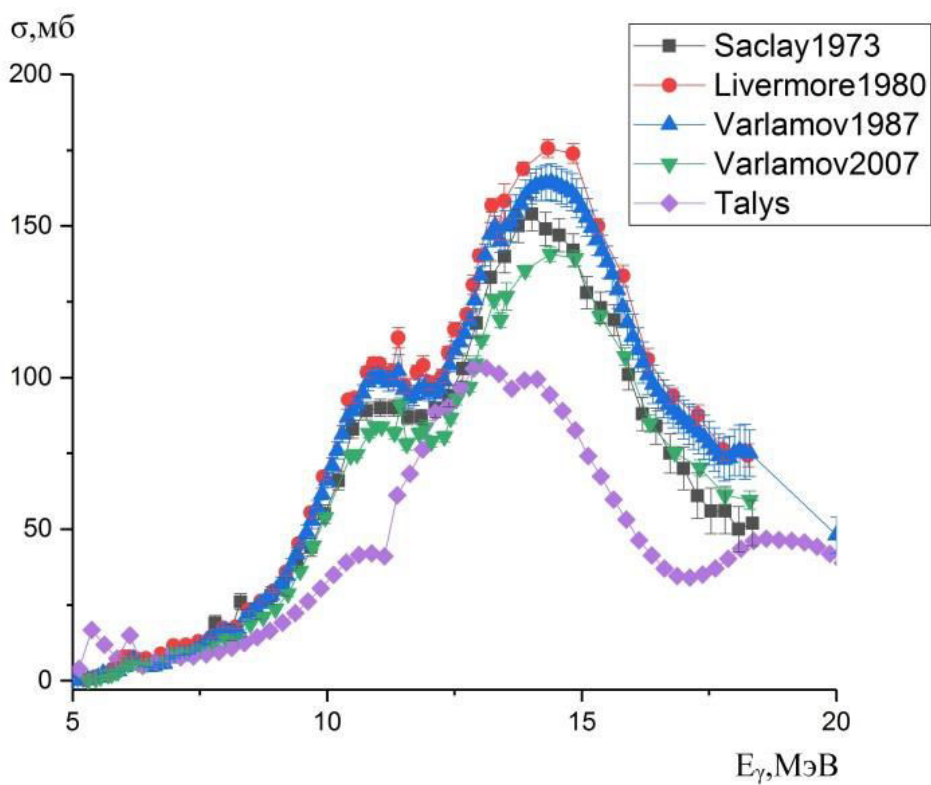


Рис. 6. Сечение реакции $^{238}\text{U}(\gamma, F)$.

В экспериментах на пучках квазимонохроматических фотонов [1,2] разделение каналов реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ проводилось на основе анализа энергетических спектров замедленных нейтронов, измеренных на различных расстояниях от исследуемой мишени методом совпадений. Этот же метод был использован для регистрации каналов реакции деления $(\gamma, F) = (\gamma, fission) + (\gamma, n fission)$. Реакция фотоделения определялась по регистрации на совпадение сигналов от трёх и более нейтронов. Проблемы, связанные с определением парциальных сечений фотонейтронных реакций по множественности детектируемых нейтронов, привели к тому, что в разных лабораториях получаются разные по величине сечения. Такая ситуация наблюдается для сечений фотоядерных реакций с вылетом нейтронов для большого набора ядер-мишеней. Определить сечение фотоделения прямым методом можно регистрируя непосредственно осколки деления.

Сечение реакции $(\gamma, 2n)$ было измерено в работах [1,2]. Оценка сечений этой реакции было выполнено в работах [3,4]. Сечение фотоделения было измерено в работах [1,2], оценка сечений была выполнена в работах [3,4]. Из рис. 4-6 видно существенное различие сечений, полученных в разных лабораториях. Кроме того наблюдается большое различие экспериментальных сечений и модельных, рассчитанных с помощью современного кода статистического описания ядерных реакций TALYS. Во всех представленных работах сечения были измерены с помощью регистрации нейтронов. Определение парциальных сечений фотонейтронных реакций по множественности детектируемых нейтронов привели к тому, что в разных лабораториях получаются разные по величине сечения. Аналогичная ситуация наблюдается для фотоядерных реакций на ^{232}Th . На рис. 7-10 приведены сечения реакций (γ, Xn) , $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и (γ, F) на ^{232}Th .

Существует только одна работа [5] в зависимости от нормировки сечение меняется в два раза, и его сложно использовать для оценки сечений. Результаты активационных экспериментов по измерению выхода и среднего сечения реакции фотоделения ^{238}U отсутствуют в литературе.

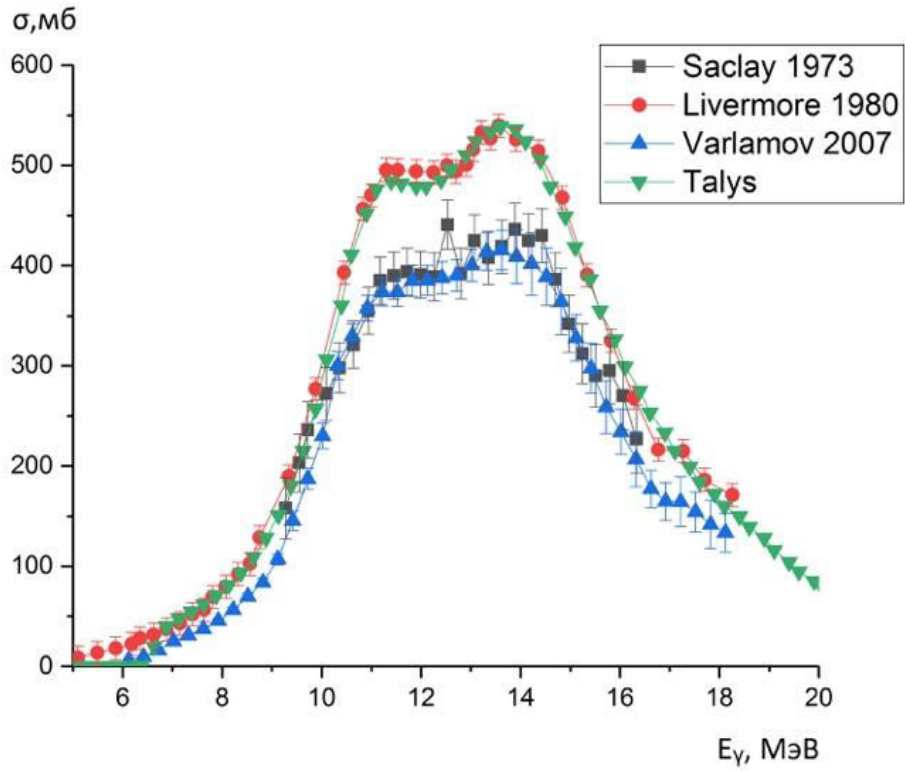


Рис. 7. Сечения реакции полного фотопоглощения $^{232}\text{Th}(\gamma, Xn)$.

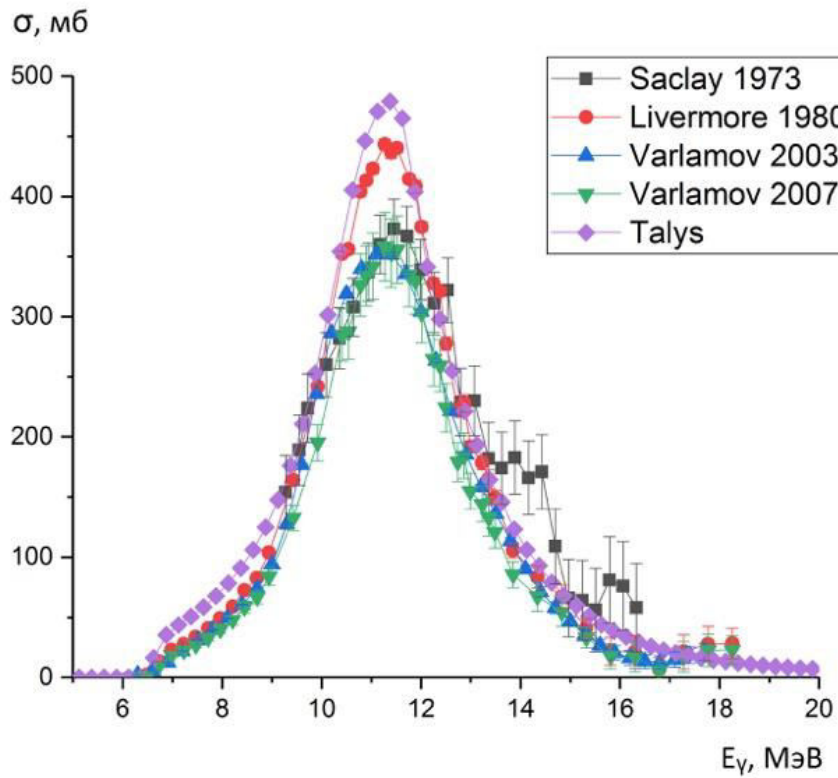


Рис. 8. Сечение реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$.

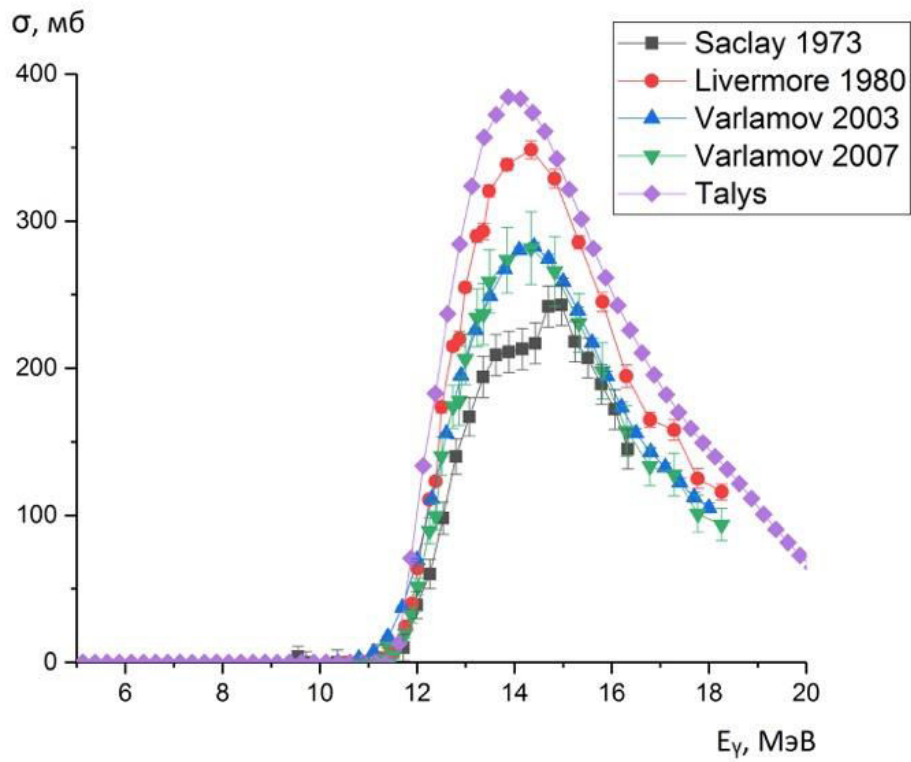


Рис. 9. Сечение реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, 2n)^{230}\text{Th}$.

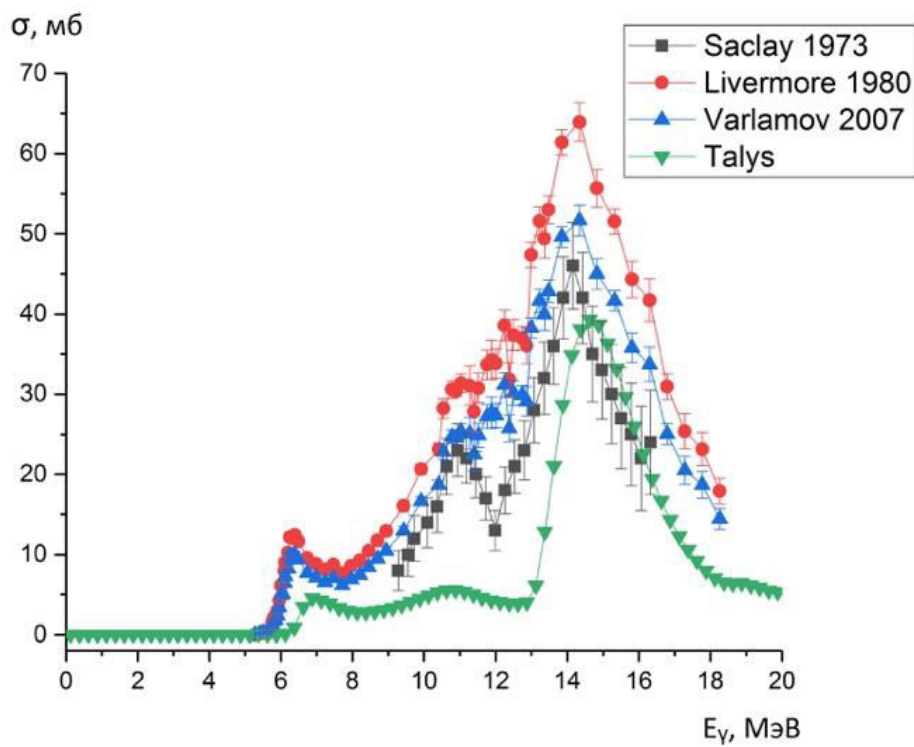


Рис. 10. Сечение реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, F)$.

3. Методика проведения эксперимента и обработки данных.

3.1. Методика проведения эксперимента.

Для измерения выходов осколков фотоделения ^{238}U использовался метод наведенной активности, т. е. метод, в котором анализируется радиоактивность осколков деления, образующихся в исследуемой мишени при облучении пучком тормозных γ -квантов ускорителя. Этот метод позволяет в одном эксперименте получить выходы нескольких осколков деления в цепи распадов ядер-изобар, что существенно повышает точность полученных результатов.

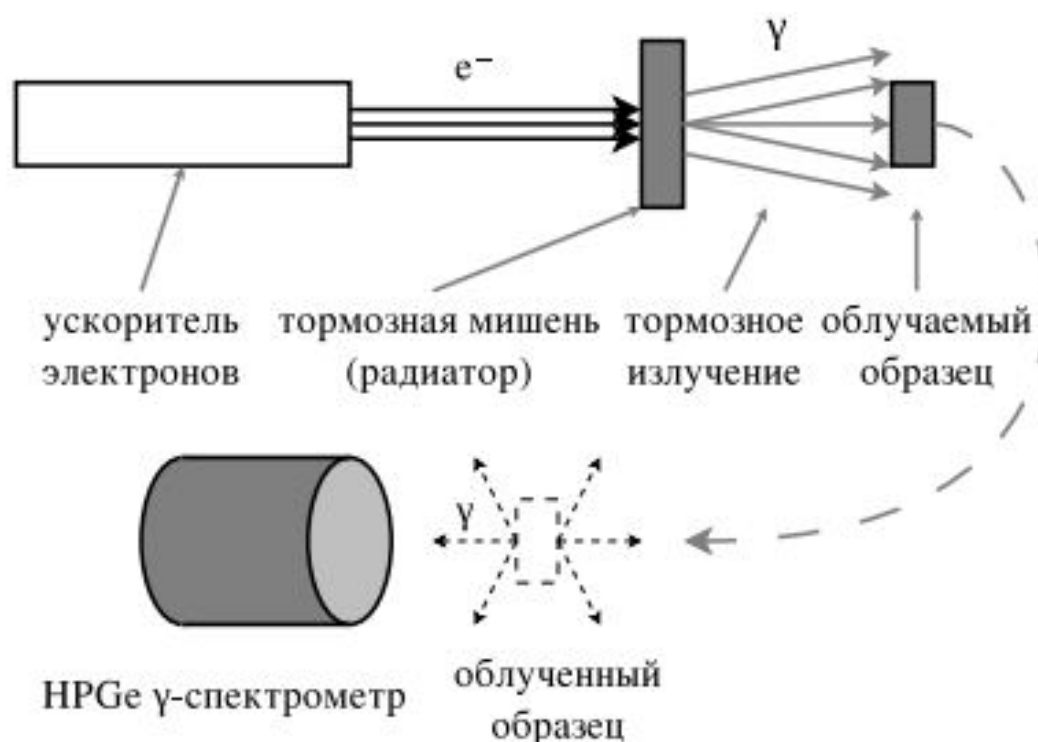


Рис. 11. Схема проведения эксперимента.

Эксперименты по облучению ^{238}U и ^{232}Th были выполнены на разрезном микротроне РМ-55 НИИЯФ МГУ при энергии электронов ускорителя 55 МэВ. Схема эксперимента показана на рис. 11. Было выполнено два эксперимента – облучения мишени из оксида урана естественного изотопного состава и мишени из оксида ^{232}Th . Облучаемая мишень из урана представляет собой оксид урана (естественная смесь изотопов), насыпанный в алюминиевый контейнер с толщиной стенок 0.2 мм. Дополнительно масса и распределение урана в контейнере определялась спектрометрически методом анализа активности необлученного образца с различными параметрами

эффективности детектора, которые зависят от плотности и распределения урана в контейнере. Масса мишени из урана составила 450 мг. Оксид тория облучался в полистироловом контейнере с толщиной стенок 1.5 мм, высотой 2.7 мм и диаметром 14 мм. Масса оксида тория составила 1.77 г. Время облучения мишени из оксида урана и тория составило 780 сек и 400 сек соответственно. Использовалась тормозная мишень из вольфрама толщиной 0.2 мм. После облучения образцы переносились на детектор из сверхчистого германия, на котором измерялись спектры остаточной активности образцов. Время измерения спектров составило около двух месяцев в обоих случаях. Энергетическое разрешение детектора составляло 0.9 кэВ для энергии γ -квантов 122 кэВ, для энергии γ -квантов 1.33 МэВ — 1.9 кэВ. Детектор помещен в свинцовую и медную защиты, что существенно улучшало фоновые условия измерений. Эффективность детектора определялась с помощью калибровочных источников ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{241}Am , ^{152}Eu . Все измерения начинались примерно через 2 мин. после окончания облучения. На основе анализа спектров и изменения интенсивности пиков полного поглощения γ -квантов, обусловленных распадом образовавшихся радиоактивных изотопов, рассчитывались выходы различных изотопов.

На рис. 12 и 13 показаны спектры остаточной активности облученных образцов из оксида урана и оксида тория сразу после облучения. Время измерения спектров составило 2 часа. В результате деления образуется большое число радиоактивных осколков, большинство из которых при распаде излучают гамма-кванты. В спектрах остаточной активности облученных образцов из оксида урана и оксида тория обнаружено и расшифровано более двухсот пиков.

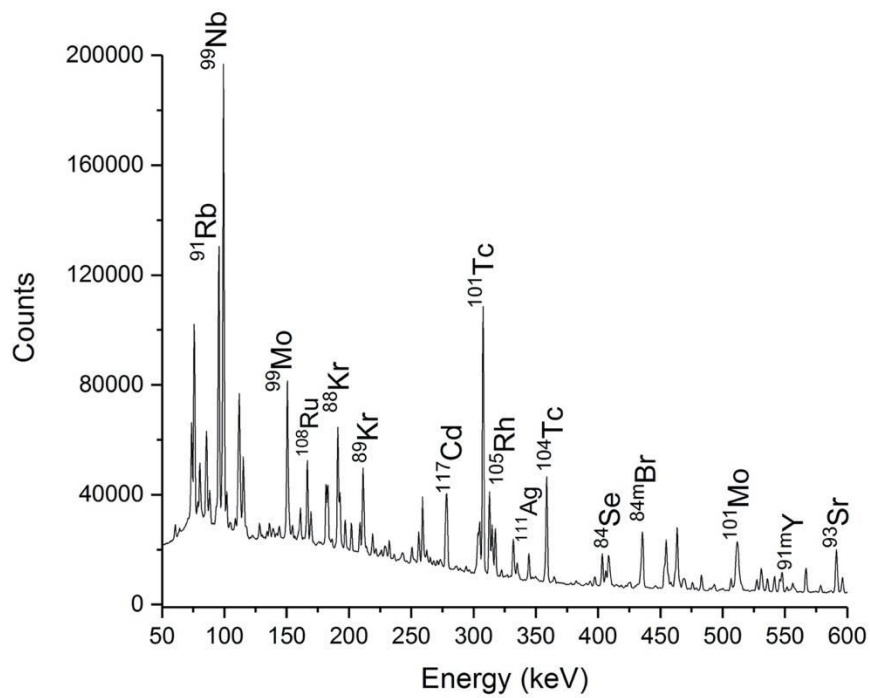


Рис. 12. Спектр γ -квантов остаточной активности мишени ^{238}U .

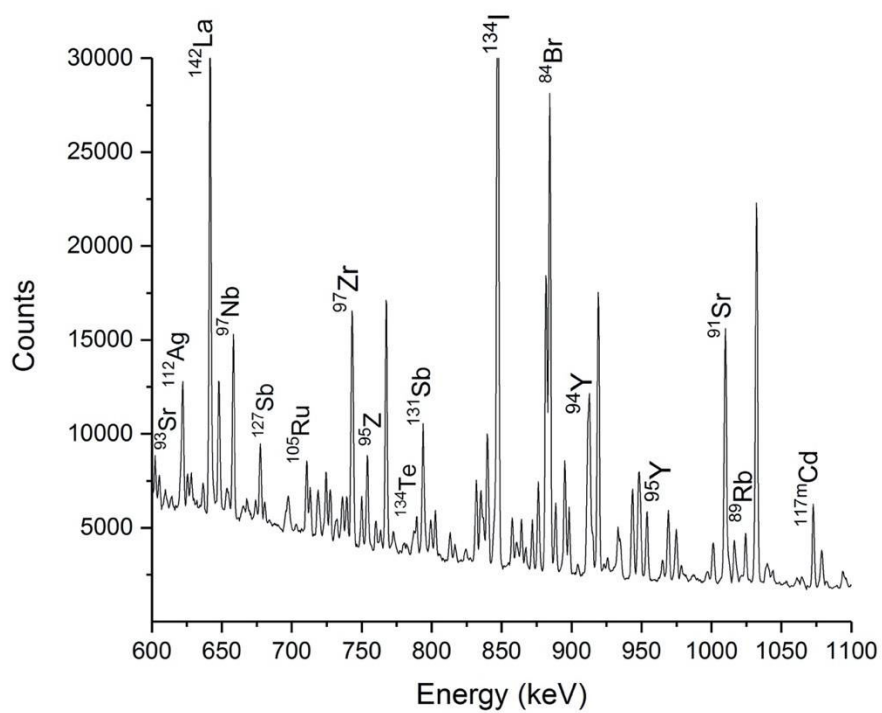


Рис. 13. Спектр γ -квантов остаточной активности мишени ^{232}Th .

3.2.Методика обработки данных.

В результате эксперимента измерялись выходы фотоядерных реакций. Выход фотоядерной реакции представляет собой свертку сечения фотоядерной реакции $\sigma(E_\gamma)$ с плотностью распределения числа тормозных фотонов с энергией E_γ на один электрон пучка ускорителя $\phi(E_\gamma, E_e)$:

$$Y = \alpha \eta \int_{E_{thr}}^{E_e} \phi(E_\gamma, E_e) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (1)$$

где α - количество исследуемых ядер, отнесенное к 1 см² мишени, η - процентное содержание исследуемого изотопа в естественной смеси.

Исследуемый изотоп может образовываться непосредственно в результате фотоядерных реакций, а также в результате распада другого изотопа, полученного в результате фотоядерной реакции. Поэтому в расчетах выходов

реакций необходимо
учитывать оба канала
образования ядра:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + I(t) Y_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + I(t) Y_2, \end{cases} \quad (2)$$

где λ_1 и λ_2 - постоянные распада, Y_1 и Y_2 - выходы образования в результате реакции ядра 1 и ядра 2 соответственно, $I(t)$ – ток ускорителя.

Выходы реакций рассчитывались на основе решения системы дифференциальных уравнений (2) с учетом квантового выхода гамма-квантов, эффективности детектора и колебания тока ускорителя во время облучения. Решение первого уравнения системы для выхода ядер, образующихся напрямую в результате фотоядерной реакции или после каскада γ -квантов:

$$Y = \frac{S}{Ck(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_2-t_1)})}, \quad (3)$$

где S – площадь фотопика в спектрах остаточной активности, соответствующего γ -переходу при распаде конечного ядра за время

измерения, t_1 – время облучения; t_2 – время начала измерения, t_3 – время окончания измерения; λ_1 – постоянная распада; k – коэффициент, равный произведению эффективности детектора, коэффициента каскадного суммирования и квантового выхода γ -кванта при γ -переходах, C – коэффициент, учитывающий изменение тока ускорителя $I(t)$ во время облучения $C = \int_0^{t_1} I(t) e^{-\lambda_1(t_3-t_1)} dt$.

3.3. Определение выхода реакции $^{238}\text{U}(\gamma, 1n) ^{237}\text{U}$ и $^{232}\text{Th}(\gamma, 1n) ^{231}\text{Th}$

Основной канал распада гигантского дипольного резонанса ^{238}U — это реакция с вылетом одного нейтрона $^{238}\text{U}(\gamma, n) ^{237}\text{U}$.

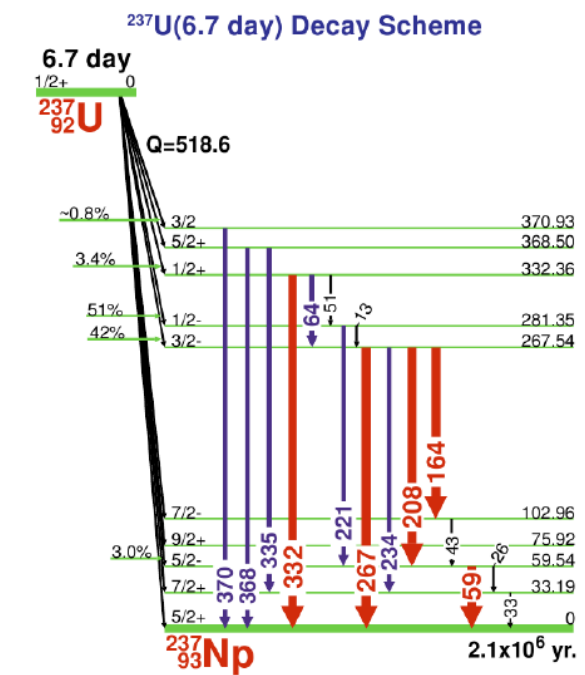


Рис. 14. Схема распада изотопа ^{237}U .

В результате реакции $^{238}\text{U}(\gamma, n) ^{237}\text{U}$ получается радиоактивное ядро ^{237}U . Это ядро β – радиоактивно с периодом полураспада 6.75 дней. После β – распада ядра ^{237}U образуется ядро ^{237}Np в возбужденном состоянии. Снятие возбуждения происходит путем испуская γ -квантов. Линии которые мы видим в спектрах это γ -переходы между уровнями ядра ^{237}Np . По этим пикам определяется образование ядра ^{237}U , и по их эволюции рассчитывается выход реакции $^{238}\text{U}(\gamma, n) ^{237}\text{U}$. На рис 14 показана схема распада ядра ^{237}U . После β – распада ^{237}U в ядре ^{237}Np происходит множество γ -переходов.

Рассматривались только самые интенсивные из них. Вероятность распада на определенный уровень и вероятность γ -перехода определяют вероятность испускания γ -кванта определенной энергии.

Таблица 1 . Выходы по отдельным γ -линиям ^{237}U .

E	$I_{\gamma}(\%)$	$[Y]=1/e$
59,541	34,5	1,29E-05
165,12	1,86	1,41E-05
208,89	21,2	1,37E-05
268,38	0,712	1,52E-05
333,29	1,2	1,30E-05

В спектрах остаточной активности видны фотопики с такой энергией. Для того чтобы определить действительно ли эти пики соответствуют распаду ^{237}U , необходимо оценить период полураспада с которым происходит их ослабление. Пик распадается по закону радиоактивного распада.

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

N - число не распавшихся ядер в момент времени t .

N_0 - число ядер в момент времени $t = 0$.

λ - постоянная распада

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

$T_{1/2}$ - период полураспада (время за которое количество радиоактивных ядер уменьшается в 2 раза). Если период полураспада совпадает с табличным значением, то можно говорить, что данный пик соответствует распаду изотопа ^{237}U . На рис 15 и рис 16_ показаны аппроксимация кривых распада γ -пику для изотопа ^{237}U . Оценим период полураспада для этой γ -линии. Для этого нужно аппроксимировать кривую распада функцией:

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot t_2}{T_{1/2}}},$$

где параметрами являются N_0 и $T_{1/2}$. Измеренные периоды полураспада (табл) для 4-х γ -линий с хорошей точностью совпадают с табличным значением периода полураспада (6.75 дней) для изотопа ^{237}U . γ -линия с энергией $E_{\gamma} = 267.5$ КэВ, кроме распада ^{237}U , соответствует γ -переходам при распаде изотопов, образующихся в результате фотоделения: $^{93}_{39}\text{Y}$ ($T_{1/2} = 10.18$ часов, $E_{\gamma} = 266.9$ КэВ), $^{133}_{53}\text{I}$ ($T_{1/2} = 20.8$ часов, $E_{\gamma} = 267.17$ КэВ),

$^{149}_{60}\text{Nd}$ ($T_{1/2} = 1.728$ часов, $E_{\gamma} = 267.69$ КэВ). Энергия пиков немного отличается от табличной из-за калибровки детектора.

Среднее значение выхода по четырем линиям составила $1.34\text{E-}05 \pm 4.62\text{E-}07$.

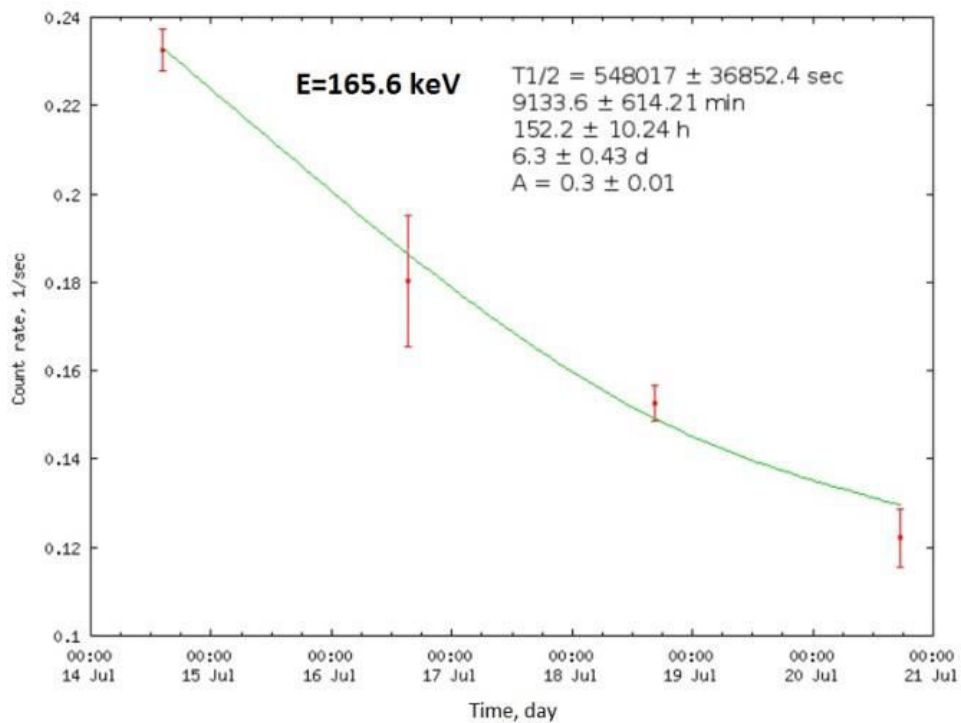
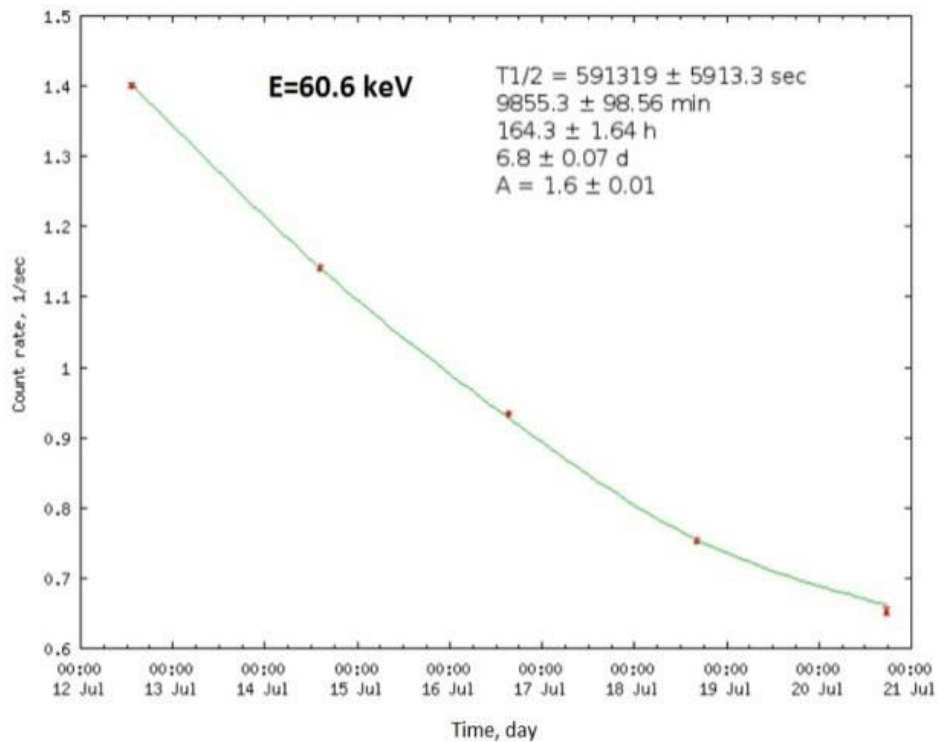


Рис. 15. Аппроксимация кривых распада γ -пигов при распаде ^{237}U .

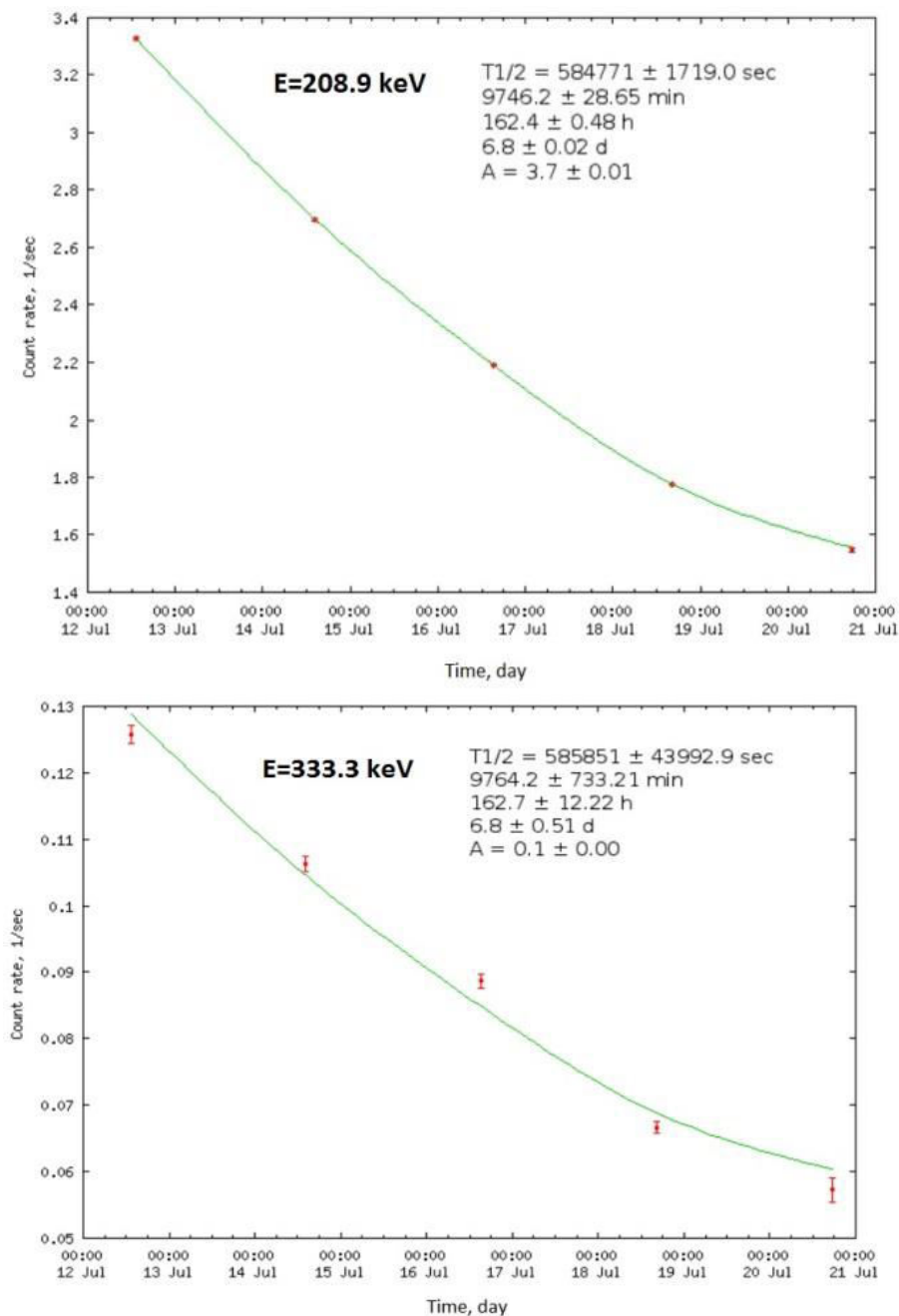


Рис. 16. Аппроксимация кривых распада γ -пикув при распаде ^{237}U .

В результате реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, 1n)^{231}\text{Th}$ получается радиоактивный изотоп $^{231}_{90}\text{Th}$. Этот изотоп β^- радиоактивен с периодом полураспада 25,52 часов. После β^- распада изотопа $^{231}_{90}\text{Th}$ образуется ядро $^{231}_{91}\text{Pa}$ в возбужденном состоянии. Снятие возбуждения происходит путем испускания γ -квантов. По этим пикам определяется образование ядра $^{231}_{90}\text{Th}$, и по их эволюции рассчитывается выход реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, 1n)^{231}\text{Th}$. Выход реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, 1n)^{231}\text{Th}$ определялся по самой интенсивной линии с энергией 84 КэВ

(рис. 17). Период полураспада этой линии (рис. 18) составил 27 часов, что хорошо совпадает с табличным значением 25.5 часов. Выход составил $5.20\text{E-}05 \pm 3.81\text{E-}06$.

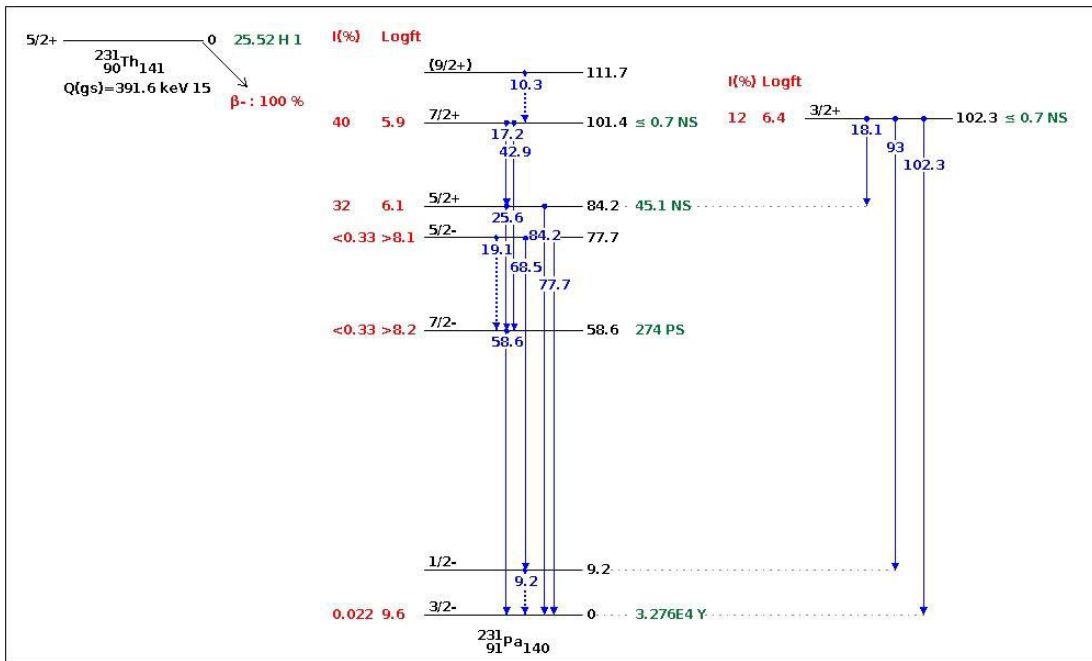


Рис. 17 . Схема распада изотопа $^{231}\text{Th}_{90}$

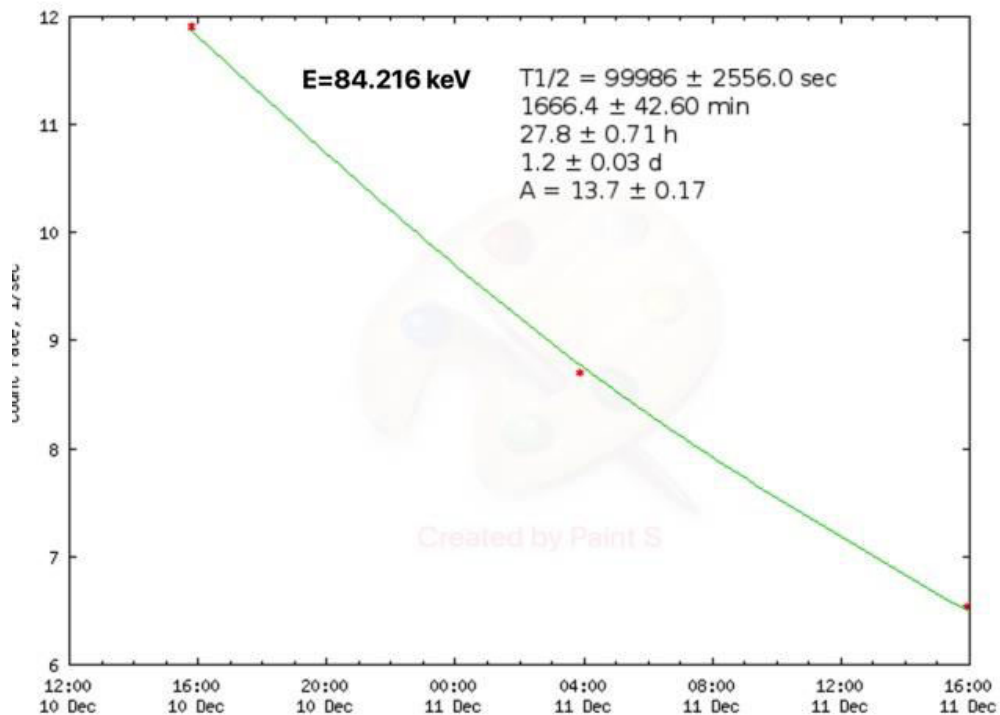


Рис. 18. Определение периода полураспада для отдельного γ -пика при β^- распаде $^{231}\text{Th}_{90}$.

3.4. Определение выхода реакции фотоделения $^{238}\text{U}(\gamma, \text{F})$ и $^{232}\text{Th}(\gamma, \text{F})$. Массовое распределение $^{238}\text{U}(\gamma, \text{F})$ и $^{232}\text{Th}(\gamma, \text{F})$.

Изотопы, образующиеся в результате деления, связаны между собой цепочкой распадов. Каждое радиоактивное ядро в цепочке может образоваться как непосредственно в результате деления, так и путем β^- -распадов родительских ядер, образовавшихся непосредственно в результате деления. Различные способы образования ядер и переходы между ядрами – изобарами с массовым числом $A = 134$ показаны на рис.19.

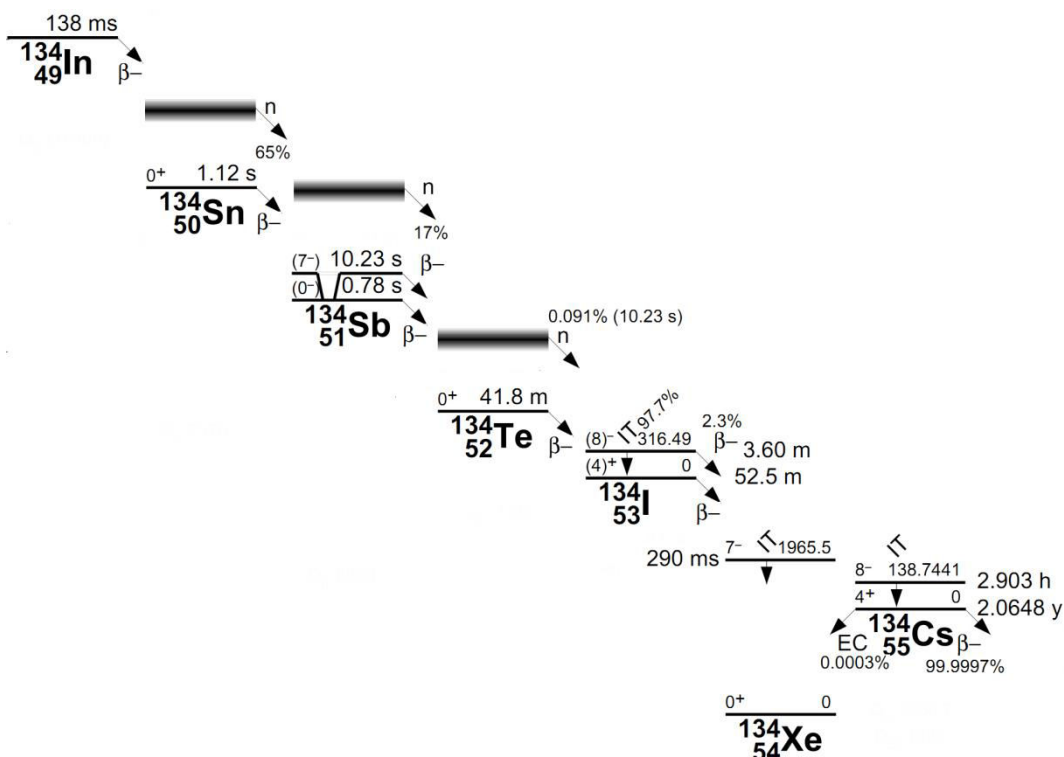
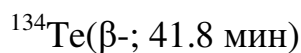


Рис. 19. Схема распадов ядер – изобар с массовым числом $A = 134$

Проанализируем способы образования различных изотопов этой цепочки при делении ^{238}U .

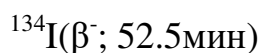


Изотоп теллура ^{134}Te может быть получен двумя способами:

- Непосредственно при делении урана ^{238}U .
- При β^- -распаде $^{134}\text{Sb}(\beta^-; 0:78 \text{ сек})$ и всей предыдущей цепочки β^- -распада родительских ядер. Причем родительские ядра получают непосредственно при делении урана.

В условиях нашего эксперимента мы не сможем определить какая доля изотопов теллура ^{134}Te образуется непосредственно в результате деления, а какая часть в результате β^- -распадов родительских ядер изобар. Выход

изотопа ^{134}Te — накопленный (то есть выход, включающий в себя все способы получения ядра).



Образование изотопа йода $^{134}\text{I}(\beta^-; 52.5\text{ мин})$ происходит двумя способами.

— Непосредственно при делении урана ^{238}U .

— При β^- – распаде ядра $^{134}\text{Te}(\beta^-; 41.8\text{ мин})$ и других родительских ядер, которые также образуются непосредственно при делении урана. Но нас будет интересовать только образование йода ^{134}I из теллура ^{134}Te , так как период полураспада других родительских ядер очень короткий. В этом случае также можно определить независимый выход образования йода. Но для этого нужно знать накопленный выход изотопа теллура ^{134}Te ,

Таким образом, в процессе деления радиоактивные изотопы могут образовываться несколькими различными способами. В одних случаях мы можем рассчитать независимый выход образования ядра только в результате деления, в других только накопленный. Для определения массового распределения не нужно измерять выходы всех изотопов, а определить только накопленные выходы самых долгоживущих изотопов, находящихся в конце цепочки β^- радиоактивных ядер-изобар. Для этого можно использовать формулу (3). В этом случае все предыдущие ядра в цепочке распадов распадутся на долгоживущее ядро, и его накопленный выход будет равен выходу всех ядер с данным массовым числом. Спектры измеряются через несколько минут после облучения, поэтому мы получаем массовое распределение после вылета быстрых нейтронов.

Результирующее массовое распределение при фотоделении ^{238}U , рассчитанное из накопленных выходов радиоактивных изотопов, находящихся в конце цепочек бета распадов, приведено в таблице 2 и на рис 20. В таблице приведены изотопы, по которым рассчитывалось массовое распределение. Размерность выхода – число реакций на 1 электрон ускорителя. Аналогичным образом рассчитывались выходы по массовым числам для фотоделения ^{232}Th . Массовые распределения фотоделения ^{232}Th при энергии электронов 55 МэВ представлены на рис. 21 и в таблице 3.

Таблица 2. Массовое распределение фотоделения ^{238}U при энергии электронов 55 МэВ.

A	Изотоп	T1/2	Y, 1/e	dY,1/e
84	84 Se 34	3.10 m	6.87E-09	1.86E-10
87	87Kr36	76.3 m	9.67E-08	4.10E-09
88	88Kr36	2.84 h	1.18E-07	3.43E-09
89	89 Rb 37	15.15 m	2.22E-07	1.28E-08
91	91Sr38	9.63 h	2.41E-07	1.43E-08
92	92Sr38	2.71 h	2.41E-07	8.39E-09
93	93Y39	10.18 h	2.64E-07	1.58E-08
94	94 Y 39	18,7 m	2.89E-07	1.12E-08
95	95Zr40	64.02 d	2.96E-07	4.78E-09
97	97Zr40	16,91 h	3.28E-07	1.67E-08
99	99Mo42	65,94 h	3.27E-07	1.00E-08
101	101 Mo 42	14,61 m	3.28E-07	1.92E-08
102	102Mo 42	11.3 m	2.84E-07	3.29E-08
103	103 Ru 44	39.26 d	2.53E-07	3.90E-09
104	104 Tc 43	18,3 m	1.51E-07	1.21E-09
105	105Ru44	4.44 h	1.47E-07	1.70E-09
107	107 Rh 45	21,7 m	6.91E-08	5.59E-09
108	108 Ru 44	4.55 m	7.37E-08	3.00E-09
111	111 Ag 47	7.45 d	2.08E-08	3.81E-09
115	115Cd48	53.46 h	3.80E-08	6.87E-09
117	117Cd48	2,49 h	3.80E-08	6.87E-09
125	125 Sn 50	9.64 d	3.07E-08	7.63E-10
127	127Sb51	3.85 d	5.53E-08	3.67E-09
128	128Sb51	9.01 h	4.97E-08	2.62E-09
129	129Sb51	4.40 h	9.90E-08	9.90E-09
131	131I53	8.02070 d	2.27E-07	5.47E-09
132	132Te52	3,204 d	2.63E-07	5.75E-09
133	133I53	20.8 h	3.59E-07	7.54E-09
134	134 Te 52	41.8 m	3.80E-07	2.83E-08
135	135 I 53	6.57 h	3.13E-07	2.17E-08
137	135I53	6.57 h	3.11E-07	8.47E-09
138	138 Xe 54	14.08 m	2.82E-07	2.66E-08
139	139Ba56	83,06 m	3.08E-07	3.13E-08
140	140Ba56	12.752 d	2.82E-07	2.04E-08
141	141 Ba 56	18.27 m	3.09E-07	7.57E-09
142	142La57	91.1 m	2.61E-07	1.24E-08
143	143Ce58	33.039 h	2.44E-07	2.70E-09
145	145 Ce 58	3.01 m	1.79E-07	8.13E-09
146	146Ce58	13.52 m	9.68E-08	1.41E-08
149	149Nd60	1,728 h	9.51E-08	1.21E-08
151	151Pm61	28,40 h	2.53E-08	1.42E-09
152	152 Nd 60	11.4 m	2.14E-08	1.23E-09

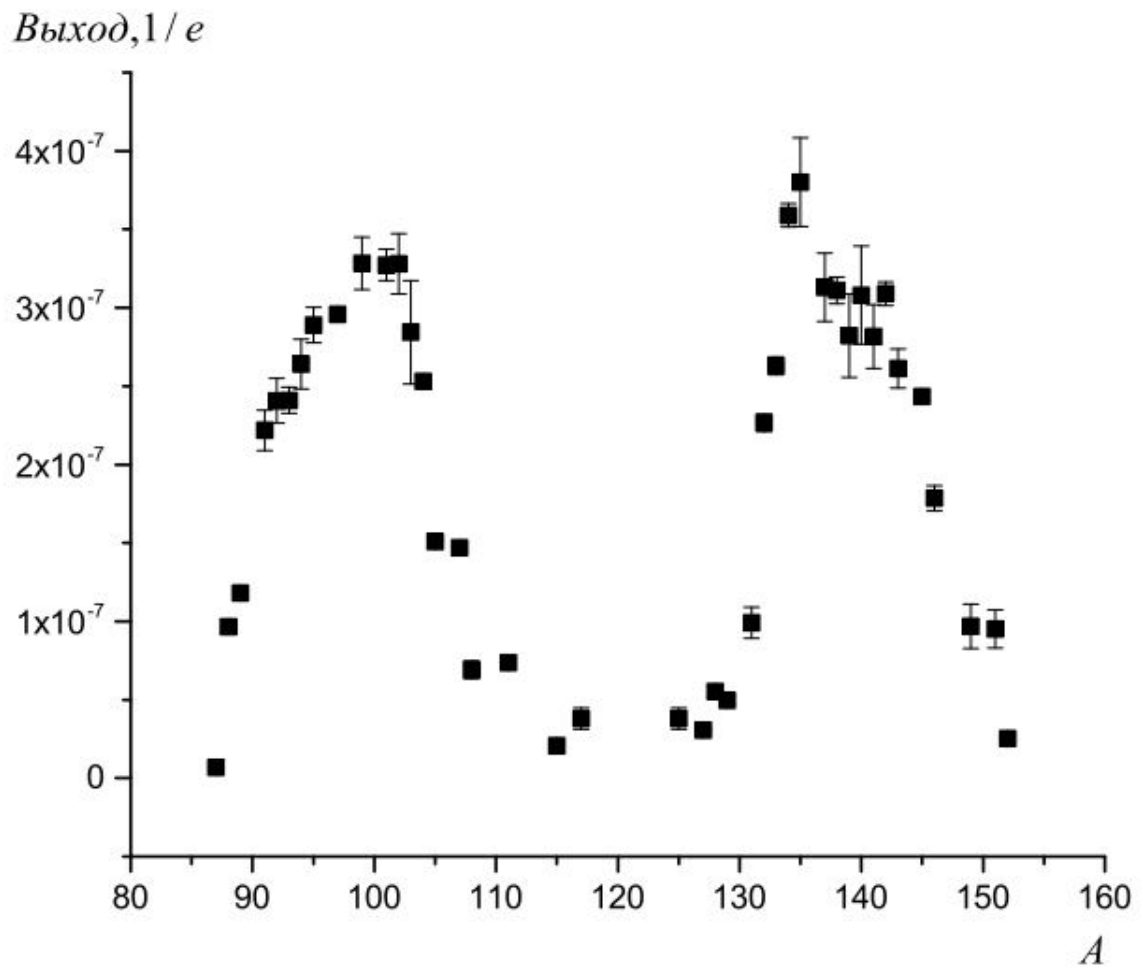


Рис. 20. Массовое распределение фотоделения ^{238}U при энергии тормозного спектра 55 МэВ

Таблица 3. Массовое распределение фотоделения ^{232}Th при энергии электронов 55 МэВ.

A	Изотоп	T1/2	Y, 1/e	dY,1/e
84	84 Se 34	3.10 m	3.76E-08	7.80E-09
87	87Kr36	76.3 m	3.27E-07	5.05E-09
88	88Kr36	2.84 h	3.68E-07	1.28E-08
89	89 Rb 37	15.15 m	5.10E-07	3.58E-08
91	91Sr38	9.63 h	3.72E-07	2.77E-08
92	92Sr38	2.71 h	3.39E-07	2.38E-08
93	93Y39	10.18 h	3.32E-07	6.82E-09
94	94 Y 39	18,7 m	3.62E-07	3.28E-08
95	95Zr40	64.02 d	3.73E-07	5.32E-09
97	97Zr40	16,91 h	3.34E-07	2.86E-08
99	99Mo42	65,94 h	2.42E-07	1.15E-08
101	101 Mo 42	14,61 m	1.88E-07	1.20E-08
103	103 Ru 44	39.26 d	1.43E-07	2.08E-08
104	104 Tc 43	18,3 m	1.30E-07	1.07E-08
105	105Ru44	4.44 h	1.05E-07	1.20E-08
107	107 Rh 45	21,7 m	9.68E-08	1.43E-08
115	115Cd48	53.46 h	1.09E-07	1.16E-08
117	117Cd48	2,49 h	1.04E-07	7.18E-09
127	127Sb51	3.85 d	1.65E-07	1.40E-08
128	128Sb51	9.01 h	1.98E-07	1.16E-08
129	129Sb51	4.40 h	2.28E-07	1.16E-08
131	131I53	8.02070 d	2.57E-07	1.49E-08
132	132Te52	3,204 d	2.91E-07	1.75E-08
133	133I53	20.8 h	3.83E-07	2.53E-08
134	134 Te 52	41.8 m	4.06E-07	3.19E-09
135	135 I 53	6.57 h	4.68E-07	4.15E-08
138	138 Xe 54	14.08 m	4.68E-07	4.15E-08
139	139Ba56	83,06 m	4.39E-07	2.77E-08
140	140Ba56	12.752 d	4.21E-07	8.95E-09
141	141 Ba 56	18.27 m	3.58E-07	1.05E-08
142	142La57	91.1 m	3.97E-07	2.03E-08
143	143Ce58	33.039 h	4.50E-07	2.38E-08
146	146Ce58	13.52 m	1.85E-07	1.40E-08
149	149Nd60	1,728 h	1.60E-07	4.16E-09
151	151Pm61	28,40 h	2.27E-08	3.90E-09

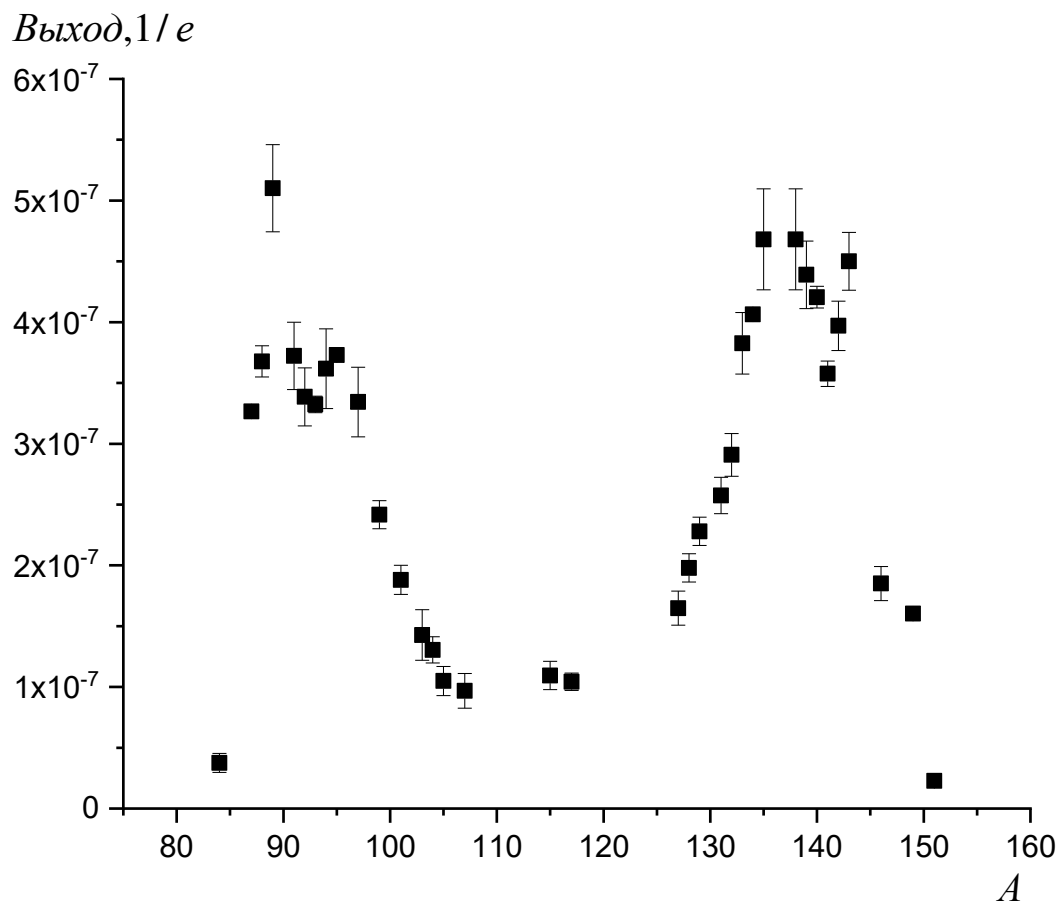


Рис. 21. Массовое распределение фотоделения ^{232}Th при энергии тормозного спектра 55 МэВ

4. Обсуждение результатов.

Массовые распределения фотоделения ^{238}U и тория показывают, что наиболее вероятно деление происходит на два осколка разной массы – несимметричное деление. Это происходит из-за влияния оболочечных эффектов. Ядру более выгодно разделиться так, что один из осколков окажется магическим и будет иметь большую энергию связи. Гамма-активационная методика не позволяет определить выходы для всех массовых чисел, в некоторых случаях ядра в цепочке распадов ядер-изобар имеют или маленькие периоды полураспада или низкоинтенсивные гамма-кванты, которые не наблюдаются в спектрах остаточной активности. Основная цель работы – определение выхода фотоделения. Чтобы это сделать использовалась аппроксимация измеренного массового распределения. Массовые распределения фотоделения ^{238}U и тория аппроксимировались суммой пяти гауссовых кривых, использовались предположения о форме массового распределения из модели мультимодального деления. В модели мультимодального деления массовое распределение интерпретируется как сумма симметричных и несимметричных мод деления. Для большинства ядер-актинидов существуют три доминирующих моды деления: симметричная супердлинная мода - SL и две несимметричные STI и STII моды. Несимметричные моды связаны с нейтронными оболочками фрагментов $N = 82$ для STI и $N = 88$ для STII. $N = 88$ проявляется для деформированного тяжелого осколка, $N = 82$ для сферического тяжелого осколка.

Суммарный выход осколков с данным массовым числом A описывается соотношением:

$$Y(A) = Y_{\text{SL}}(A) + Y_{\text{STI}}(A) + Y_{\text{STII}}(A) = K_{\text{SL}} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{\text{SL}})^2}{2\sigma_{\text{SL}}^2} \right] + \\ + K_{\text{STI}} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{\text{SL}} - D_{\text{STI}})^2}{2\sigma_{\text{STI}}^2} \right] + K_{\text{STI}} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{\text{SL}} + D_{\text{STI}})^2}{2\sigma_{\text{STI}}^2} \right] + \\ + K_{\text{STII}} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{\text{SL}} - D_{\text{STII}})^2}{2\sigma_{\text{STII}}^2} \right] + K_{\text{STII}} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{\text{SL}} + D_{\text{STII}})^2}{2\sigma_{\text{STII}}^2} \right],$$

где параметры гауссиан K_{SL} , K_{STI} , K_{STII} , σ_{SL} , σ_{STI} , σ_{STII} - амплитуды и ширины симметричной (SL) и несимметричных мод (STI, STII) деления, \tilde{A}_{SL} - наиболее вероятное значение массы для симметричной моды деления, $\tilde{A}_{SL} - D_{STI}$, $\tilde{A}_{SL} + D_{STI}$ - наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколков несимметричной моды деления STI, $\tilde{A}_{SL} - D_{STII}$, $\tilde{A}_{SL} + D_{STII}$ - наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколков несимметричной моды деления STII. Пример аппроксимации массового распределения фотоделения ^{238}U показан на рис 21. Далее рассчитывалась площадь под массовым распределением и делилась на два (т.к. регистрируются оба осколка), это и есть выход фотоделения. Аналогичная процедура выполнялась для массового распределения фотоделения тория. Экспериментальные отношения выходов реакции фотоделения к реакции с вылетом одного нейтрона для урана и тория приведены в таблице 4 и 5.

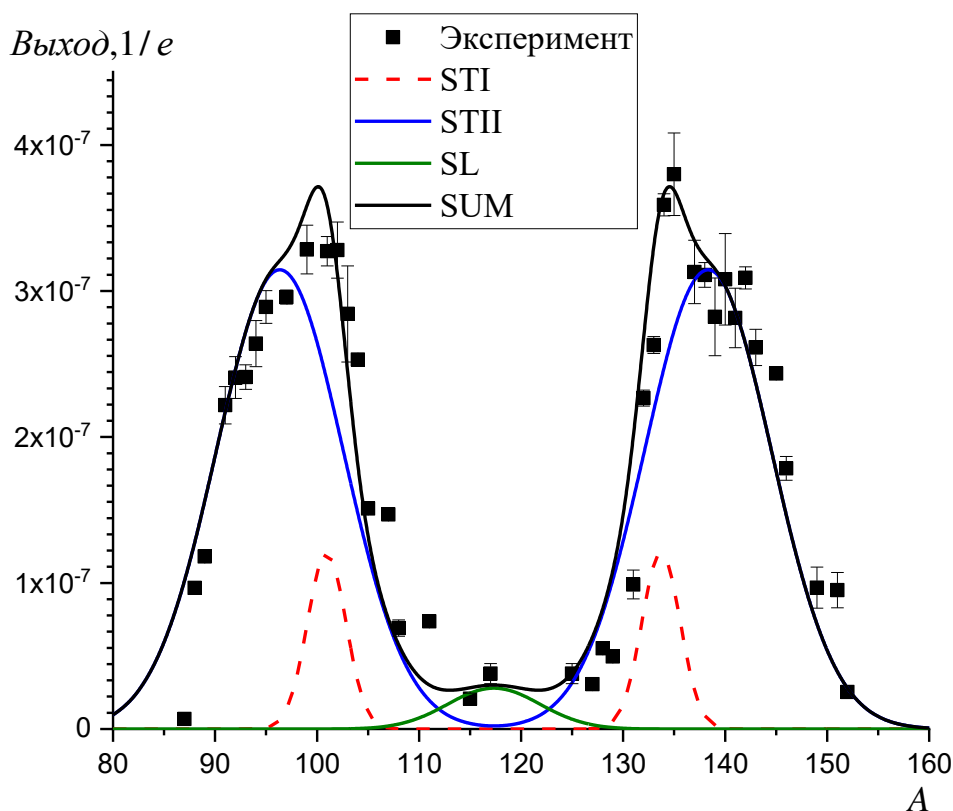


Рис.21. Аппроксимация массового распределения фотоделения ^{238}U пятью гауссовыми кривыми.

Теоретические выходы фотоделения и фотонейтронной реакции рассчитывались по формуле 1 из экспериментальных и теоретических сечений. Тормозной спектр гамма-квантов во время облучения рассчитывался с помощью программы GEANT4. Далее рассчитывались отношения реакции фотоделения и фотонейтронной реакции. Абсолютные выходы реакции $(\gamma,1n)$ ($Y(^{238}\text{U}(\gamma,1n))$) и фотоделения ($Y(^{238}\text{U}(\gamma,F))$) и отношение выходов $\frac{Y(^{238}\text{U}(\gamma,F))}{Y(^{238}\text{U}(\gamma,1n))}$, полученные в настоящей работе в сравнении с результатами работ в Сакле [1], Ливерморе [2], оцененными сечениями [3,4] и расчетами по программе TALYS при энергии электронов ускорителя 55 МэВ приведены в таблице 4. Абсолютные выходы реакции $(\gamma,1n)$ ($Y(^{232}\text{Th}(\gamma,1n))$) и фотоделения ($Y(^{232}\text{Th}(\gamma,F))$) и отношение выходов $\frac{Y(^{232}\text{Th}(\gamma,F))}{Y(^{232}\text{Th}(\gamma,1n))}$, полученные в настоящей работе в сравнении с результатами работ в Сакле [1], Ливерморе [2], оцененными сечениями [3,4] и расчетами по программе TALYS при энергии электронов ускорителя 55 МэВ приведены в таблице 5.

Таблица 4. Абсолютные выходы реакции $(\gamma,1n)$ ($Y(^{238}\text{U}(\gamma,1n))$) и фотоделения ($Y(^{238}\text{U}(\gamma,F))$) и отношение выходов $\frac{Y(^{238}\text{U}(\gamma,F))}{Y(^{238}\text{U}(\gamma,1n))}$, полученные в настоящей работе в сравнении с результатами работ в Сакле [1], Ливерморе [2], оцененными сечениями [3,4] и расчетами по программе TALYS при энергии электронов ускорителя 55 МэВ.

		[1]	[2]	[3]	TALYS
$Y(^{238}\text{U}(\gamma,1n)) \cdot 10^{-6}, 1/e$	7.74 ± 0.37	6.83	8.40	6.74	9.98
$Y(^{238}\text{U}(\gamma,F)) \cdot 10^{-6}, 1/e$	5.63 ± 0.30	4.38	5.37	5.41	4.06
$\frac{Y(^{238}\text{U}(\gamma,F))}{Y(^{238}\text{U}(\gamma,1n))}, \text{отн ед}$	0.727 ± 0.050	0.641	0.639	0.803	0.481

Таблица 5. Абсолютные выходы реакции $(\gamma, 1n)$ ($Y(^{232}\text{Th}(\gamma, 1n))$) и фотоделения ($Y(^{232}\text{Th}(\gamma, F))$) и отношение выходов $\frac{Y(^{232}\text{Th}(\gamma, F))}{Y(^{232}\text{Th}(\gamma, 1n))}$, полученные в настоящей работе в сравнении с результатами работ в Сакле [1], Ливерморе [2], оцененными сечениями [3,4] и расчетами по программе TALYS при энергии электронов ускорителя 55 МэВ.

		[1]	[2]	[4]	TALYS
$Y(^{232}\text{Th}(\gamma, 1n)) \cdot 10^{-5}, 1/e$	5.20 ± 0.38	5.62	6.39	5.49	7.11
$Y(^{232}\text{Th}(\gamma, F)) \cdot 10^{-6}, 1/e$	8.85 ± 0.63	6.21	12.3	9.99	5.38
$\frac{Y(^{232}\text{Th}(\gamma, F))}{Y(^{232}\text{Th}(\gamma, 1n))}, \text{отн ед}$	0.170 ± 0.015	0.110	0.192	0.182	0.076

Если сравнивать отношение выходов реакции фотоделения и фотонейтронной реакции $\frac{Y(^{238}\text{U}(\gamma, F))}{Y(^{238}\text{U}(\gamma, 1n))}$, можно заметить, что в Сакле и Ливерморе получилось примерно одинаковое значение, достаточно хорошо совпадающее с полученным нами. Это говорит о том, что используемые методики разделения нейтронов по множественности в обеих лабораториях в экспериментах на ^{238}U одинаково хорошо позволяют разделять вклады от реакции с вылетом одного и трех нейтронов (реакция фотоделения). Отношения оцененных сечений, полученные в работе [3] также достаточно хорошо согласуются с нашими данными. С отношениями выходов на тории $\frac{Y(^{232}\text{Th}(\gamma, F))}{Y(^{232}\text{Th}(\gamma, 1n))}$ ситуация примерно похожа, за исключением того, что в Сакле занижено относительное число нейтронов от фотоделения.

Используемая методика позволяет измерять абсолютные выходы реакций. Для этого нужно измеряться ток ускорителя во время облучения. Абсолютные выходы фотонейтронной реакции и реакции фотоделения также приведены в таблицах 4 и 5. Наилучшим образом наши данные согласуются с оцененными сечениями из работ [3] и [4]. Сечения фотоядерных реакций на ^{238}U , полученные в Сакле занижены относительно наших выходов, что говорит о том, что выбранное приближение о независимости эффективности детектора нейтронов от энергии не точное.

Теоретические значения выходов фотонейтронной реакции в случаях на ^{238}U и на ^{232}Th оказываются сильно завышенными, выходы реакции фотоделения оказываются сильно заниженными, как относительно наших данных, так и относительно экспериментальных и оцененных сечений. Это говорит о том, что в расчетах неправильно учитывается конкуренция между возможностью вылета нейтронов из возбужденного ядра и реакцией фотоделения. Это может быть связано, например, с барьером деления, который используется при расчетах. Вероятность деления оказывается меньше той, которая получается в экспериментах.

5. Заключение.

Работа посвящена экспериментальному изучению фоторасщепления тяжелых ядер ^{238}U и ^{232}Th . Цель работы – получить отношения между реакцией с вылетом одного нейтрона и реакцией фотоделения. Для этого были обработаны спектры остаточной активности облученных образцов из оксида урана и тория. Облучение проводилось на разрезном микротроне РМ55 НИИЯФ МГУ при энергии облучения 55 МэВ. В спектрах остаточной активности, измеренных после облучения на детекторе из сверхчистого германия, были обнаружены и расшифрованы гамма-пики, связанные с распадами радиоактивных ядер, образовавшихся при облучении. Было расшифровано более 200 пиков в каждом случае и определены выходы около 40 различных ядер. По рассчитанным выходам были построены массовые распределения фотоделения ^{238}U и ^{232}Th . Из массовых распределений определены полные выходы реакции фотоделения. Выполнено сравнение с выходами, рассчитанными из экспериментальных сечений, полученных в Сакле и Ливерморе, оцененных и теоретических сечений.

Список литературы:

1. Veysiere A, Beil H, Bergere R et al (1973) A study of the photofission and photoneutron processes in the giant dipole resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np . Nucl Phys A 199:45-64. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(73\)90333-3](https://doi.org/10.1016/0375-9474(73)90333-3)
2. Caldwell J T, Dowdy E J, Berman B L, Alvarez R A, Meyer P (1980) Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , and ^{232}Th . Phys Rev C 21:1215-1231. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.21.1215>
3. Varlamov V V, Peskov N N, Rudenko D S, Stepanov M E (2003) Photoneutron reaction cross sections in experiments with beams of quasimonoenergetic annihilation photons. Vop. At.Nauki I Tekn. Ser. Yadernye Konstanty Issue.1-2:48
4. Varlamov V V, Peskov N N (2007) Evaluation of (γ, Xn) , (γ, Sn) , (γ, n) , $(\gamma, 2\text{n})$, and (γ, f) reactions cross sections for actinides nuclei ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , and ^{239}Pu : consistency between data obtained using quasimonoenergetic annihilation and bremsstrahlung photons. Moscow State Univ.Inst.Phys.Reports, No.2007-8/829
5. Naik H, Crasta R, Suryanarayana S V et al (2013) Photo-neutron cross-section measurement in the 8 and 10 MeV bremsstrahlung induced reaction of ^{238}U . J. Radioanal. Nucl. Chem. 298:1065. <https://doi.org/10.107/s10967=013-2488-9>