

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

УДК 539.1

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**РАЗРАБОТКА ПРОГРАММЫ ДЛЯ  
АВТОМАТИЗАЦИИ ОБРАБОТКИ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ**

Научный руководитель:

Младший научный сотрудник

\_\_\_\_\_ В. И. Старостин

Научный консультант:

Доктор

физико-математических наук

\_\_\_\_\_ А. С. Демьянова

Выполнил:

Студент гр. М23-112

\_\_\_\_\_ С. К. Райдун

# Содержание

Введение	3
<b>1 Эксперимент</b>	<b>5</b>
<b>2 Обработка экспериментальных данных</b>	<b>7</b>
2.1 Получение одномерных спектров из двумерных распределений .	7
2.2 Обработка одномерных спектров . . . . .	9
2.2.1 База данных легких ядер . . . . .	10
2.2.2 Учет фоновых событий в эксперименте . . . . .	11
2.2.3 Перекалибровка энергетического спектра . . . . .	11
2.2.4 Получение дифференциальных сечений . . . . .	14
<b>3 Полученные результаты</b>	<b>16</b>
Заключение	18
Список литературы	19

# Введение

В настоящее время большой научный интерес представляют так называемые "экзотические" ядра. Данный термин впервые относился к ядрам, обладающим нейтронным гало [1, 2]. Ядра, в которых обнаружено нуклонное гало, обладают увеличенным радиусом. Они представляют собой систему из остова и одного или нескольких валентных нуклонов. Ранее предполагалось, что валентные нуклоны находятся от остова на расстоянии 2-3 его радиусов [2—4]. На сегодняшний день известно около двух десятков состояний с нейтронным гало, которые наблюдаются в основном, а также в возбужденных состояниях, находящихся в дискретном спектре или континууме.

Другим видом нуклонного гало является протонное гало, образование которого является более редким процессом. Сегодня протонное гало обнаружено в двух ядрах -  $^8\text{B}$  и  $^{17}\text{F}$ . Теоретически обосновано существование протонного гало в ядре  $^{13}\text{N}$  в состоянии 2.37 МэВ [5]. В качестве одного из аргументов в пользу протонного гало в  $^{13}\text{N}$  являлся тот факт, что состояние 2.37 МэВ является зеркальным по отношению к состоянию 3.09 МэВ в ядре  $^{13}\text{C}$ , в котором ранее было обнаружено нейтронное гало [5].

Еще одним видом экзотических состояний ядер являются кластерные состояния. Это различные компактные структуры, состоящие из двух или большего числа частиц, возникающих внутри ядра. Одним из ярких примеров кластерной структуры, состоящей из трех  $\alpha$ -частиц, является второе возбужденное состояние  $0^+$  ядра  $^{12}\text{C}$  с энергией возбуждения 7.65 МэВ (состояние Хойла). В работе [6] было обосновано наличие кластерного состояния  $\alpha + \alpha + t$  с энергией возбуждения 8.56 МэВ в ядре  $^{11}\text{B}$ , аналогичного состоянию Хойла и имеющего увеличенный радиус.

<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="width: 50%;"></td> <td style="width: 50%; text-align: center;">13.1197</td> </tr> <tr> <td style="border-top: 1px solid black;"></td> <td style="border-top: 1px solid black; text-align: center;"><math>^{10}\text{B} + \text{p}</math></td> </tr> <tr> <td style="border-top: 1px solid black; text-align: center;">8.1045    3/2<sup>-</sup></td> <td style="border-top: 1px solid black;"></td> </tr> <tr> <td style="border-top: 1px solid black; text-align: center;">g.s    3/2<sup>-</sup></td> <td style="border-top: 1px solid black; text-align: center;">7.5436</td> </tr> <tr> <td></td> <td style="text-align: center;"><math>^7\text{Be} + \alpha</math></td> </tr> </table>		13.1197		$^{10}\text{B} + \text{p}$	8.1045    3/2 <sup>-</sup>		g.s    3/2 <sup>-</sup>	7.5436		$^7\text{Be} + \alpha$	<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="width: 50%;"></td> <td style="width: 50%; text-align: center;">11.45</td> </tr> <tr> <td style="border-top: 1px solid black;"></td> <td style="border-top: 1px solid black; text-align: center;"><math>^{10}\text{B} + \text{n}</math></td> </tr> <tr> <td style="border-top: 1px solid black; text-align: center;">8.5601    3/2<sup>-</sup></td> <td style="border-top: 1px solid black;"></td> </tr> <tr> <td style="border-top: 1px solid black; text-align: center;">g.s    3/2<sup>-</sup></td> <td style="border-top: 1px solid black; text-align: center;">8.6641</td> </tr> <tr> <td></td> <td style="text-align: center;"><math>^7\text{Li} + \alpha</math></td> </tr> </table>		11.45		$^{10}\text{B} + \text{n}$	8.5601    3/2 <sup>-</sup>		g.s    3/2 <sup>-</sup>	8.6641		$^7\text{Li} + \alpha$
	13.1197																				
	$^{10}\text{B} + \text{p}$																				
8.1045    3/2 <sup>-</sup>																					
g.s    3/2 <sup>-</sup>	7.5436																				
	$^7\text{Be} + \alpha$																				
	11.45																				
	$^{10}\text{B} + \text{n}$																				
8.5601    3/2 <sup>-</sup>																					
g.s    3/2 <sup>-</sup>	8.6641																				
	$^7\text{Li} + \alpha$																				
$^{11}\text{C}$	$^{11}\text{B}$																				

Рисунок 1 — Зеркальные возбужденные состояния ядер  $^{11}\text{C}$  и  $^{11}\text{B}$

Нашей научной группой совместно с коллегами из Дубны был проведен эксперимент, одной из целей которого было изучение состояний ядра  $^{11}\text{B}$ . Рассмотрена реакция  $^7\text{Li} + ^{10}\text{B}$ , для которой выделялась гипербола  $^6\text{Li}$  с помощью  $\Delta E - E$  метода идентификации заряженных частиц. Используемая методика позволила идентифицировать уровни ядра  $^{11}\text{B}$ .

Основной целью, поставленной в рамках прохождения практики, было исследование возбужденных состояний ядра  $^{11}\text{B}$ . Особый интерес представляет состояния 8.56 МэВ, которое предположительно может быть аналогом состояния Хойла в ядре  $^{12}\text{C}$ . Не менее интересным является состояния 8.1 МэВ ядра  $^{11}\text{C}$ . Как было сказано выше, инвариантность ядерных сил по отношению к сорту нуклонов позволяет предположить наличие схожей структуры в уровнях зеркальных ядер. Благодаря этому можно предположить, что уровень 8.1 МэВ ядра  $^{11}\text{C}$  является кластером  $\alpha + \alpha + ^3\text{He}$ .

Целью данной работы является разработка набора программ для обработки экспериментальных данных. Разработанные программы позволяют обрабатывать одномерные энергетические спектры независимо от типа реакции. Основной функцией программы является получение дифференциальных сечений. Разработанный инструментарий позволяет быстро обработать экспериментальные данные. Апробация результатов работы программы осуществлялась на нескольких уровнях ядра  $^{11}\text{B}$ .

Для достижения поставленной цели необходимо выполнить ряд задач, а именно:

1. Реализовать блок обработки одномерного энергетического спектра;
2. Сделать возможным учет фоновых событий, возникающих в ходе эксперимента;
3. Реализовать блок расчета дифференциальных сечений;
4. Получить дифференциальные сечения для основного и 6.74 состояний ядра  $^{11}\text{B}$ .
5. Сравнить полученные результаты с имеющимися данными.

Для реализации вышеуказанных пунктов использовался Python в качестве основного языка программирования. В ходе работы была написана база данных легких ядер на языке SQL.

Практическая значимость результатов работы состоит, во-первых, в получении дифференциальных сечений для возбужденных состояний ядра  $^{11}\text{B}$ , а во-вторых, создании программного обеспечения для ускорения и облегчения обработки данных из последующих экспериментов.

# 1. Эксперимент

Эксперимент был выполнен на циклотроне У400 ЛЯР ОИЯИ, Дубна. Проводились измерения угловых распределений из реакции  $^{10}\text{B}(^7\text{Li}, ^6\text{Li})^{11}\text{B}$ . На Рис.2 представлена схема элементов экспериментальной установки. Пучок ионов  $^7\text{Li}$  с энергией  $E = 58$  МэВ и энергетическим разрешением 0.5 МэВ фокусировался с помощью системы магнитов канала ионопровода и формировался коллиматором пучка, состоящим из диафрагм D1-D4. Сформированный коллиматором пучок в позиции мишени М имел поперечный размер диаметром  $\varnothing = 3,6$  мм и угловую апертуру  $\Delta\Theta \sim 0.2^\circ$ .

Самоподдерживающаяся мишень изотопа  $^{10}\text{B}$  ( $t \sim 0.05$  мг/см<sup>2</sup>), содержащая примеси изотопов  $^{12}\text{C}$  (9%) и  $^{16}\text{O}$  (6%), устанавливалась в центре реакционной камеры перпендикулярно оси пучка. Оценка примесей осуществлялась с помощью известных экспериментальных данных упругого рассеяния в реакциях  $^7\text{Li}+^{10}\text{B}$  [7],  $^7\text{Li}+^{12}\text{C}$  [8],  $^7\text{Li}+^{16}\text{O}$  [8] при близких энергиях ( $E=36$  МэВ и 39 МэВ).

На расстоянии 30 см от мишени М по направлению пучка располагался цилиндр Фарадея F.C., представляющий собой толстостенную ( $\sim 0.5$  см) стальную трубу диаметром 4 см и высотой 25 см. В процессе измерений информация с цилиндра Фарадея (интегратор тока ORTEC – 439) поступала в систему набора данных и на пульт ускорителя для мониторинга интенсивности пучка.

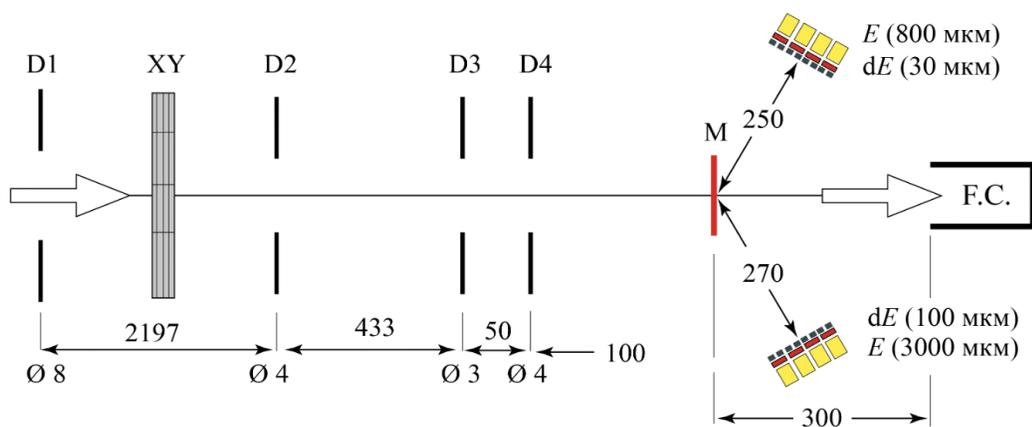


Рисунок 2 — Схема экспериментальной установки по измерению дифференциальных сечений продуктов реакции  $^7\text{Li} + ^{10}\text{B}$ . Диаметры и расстояния между элементами установки приведены в миллиметрах.

Система набора (DAQ) экспериментальных данных состояла из программы, работающей под операционной системой Linux, и блоков электроники стандарта VME (крейт-контроллер MVLC, пиковый АЦП MADC-32 фирмы Mesytec) и логических блоков стандарта NIM. Мастер-триггером DAQ служил VME-блок MVLC, на вход которого поступали сигналы запроса на запись события от любого из детекторов установки и импульса интегратора тока цилиндра Фарадея по логической схеме ИЛИ (блок LeCroy 429A). Система набора DAQ использовалась для измерений угловых распределений дифференциальных сечений продуктов реакций, которые регистрировались с помощью двух групп детекторов. Каждая группа детекторов состояла из четырех dE-E телескопов Si-детекторов. Первая группа телескопов состояла из dE детекторов толщиной 100 мкм и E Si(Li)-детекторов толщиной 3000 мкм и использовалась для измерений частиц, вылетающих в передних углах ( $7^\circ < \Theta_{\text{лаб}} < 30^\circ$ ). Вторая группа телескопов состояла из dE и E детекторов толщинами 30 мкм и 800 мкм для измерений продуктов реакций в диапазоне углов  $20^\circ < \Theta_{\text{лаб}}$ .

Перед каждым телескопом располагались свинцовые диафрагмы квадратного сечения  $\sim 3 \times 4 \text{ mm}^2$ , телесный угол имел порядок  $10^{-4}$  ср. Изменение углов  $\Theta_{\text{лаб}}$  телескопов осуществлялась с точностью  $\pm 0.50$ . Энергетическое разрешение  $dE$  и  $E$  детекторов телескопов было не хуже  $\Delta E_{\text{иншув}} = 60 \text{ кэВ}$  ( $^{226}\text{Ra}$   $\alpha$ -источник).

При взаимодействии достаточно энергичных частиц с ядрами мишени всегда открыто множество каналов, число которых сильно возрастает при переходе к более тяжелым налетающим частицам. В этом случае регистрацию интересующих продуктов реакций и рассеяния приходится вести в условиях большого фона других заряженных частиц. Для этого нужна система надежного разделения изотопов H, He, Li и т.д., при помощи которой можно выделить интересующий сорт частиц.

Для определения дифференциального сечения в реакции  $^{10}\text{B} + ^7\text{Li}$  при энергии 58 МэВ был использован широко известный метод идентификации заряженных частиц, основанный на одновременном измерении двух параметров – удельной потери энергии на ионизацию  $dE/dx$  ( $\Delta E$ ) в прострельном детекторе и полной энергии  $E$  в детекторе полного поглощения.

Потери энергии в  $\Delta E$  детекторе:

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} \cdot d \quad (1)$$

где  $dE/dx$  - удельные потери энергии в  $\Delta E$  детекторе,  $d$  - его толщина. В основе  $\Delta E - E$  метода лежит приближенное соотношение между энергией заряженной частицы и удельной ионизацией:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{k * M * Z^2}{E} \quad (2)$$

Здесь  $M$  и  $Z$  – масса и заряд налетающей частицы,  $k$  – постоянная, которая приблизительно одинаковая для всех сортов частиц,  $E$  - энергия рассеянной частицы. Из формулы видно, что если одновременно измерять  $E$  и  $(dE/dx)d$ , то каждый сорт частиц в соответствии с  $M$  и  $Z$  ложится на свою гиперболу в координатном пространстве  $E - dE/dx$ .

## 2. Обработка экспериментальных данных

Для ускорения и автоматизации обработки экспериментальных данных использовались Python и Root. Обработка данных состоит из нескольких этапов:

1. Получение двумерных распределений непосредственно из полученных данных;
2. Выделение гипербол из двумерных распределений с помощью контуров;
3. Получение одномерных спектров;
4. Разложение одномерных спектров;
5. Получение дифференциальных сечений для исследуемых состояний;

Рассмотрим подробнее данные этапы.

### 2.1 Получение одномерных спектров из двумерных распределений

Для получения одномерных энергетических спектров из экспериментальных данных необходимо выделить из интересующей гиперболы контур, получая затем полную энергию вылетевшей частицы. Обработка происходила в пакете ООП программ и библиотек ROOT. Для выделения контуров используются TCutG контуры, с помощью которых выделяются необходимые области на гистограммах. Полученные гистограммы  $\Delta E - E$  метода представлены на рисунке ниже:

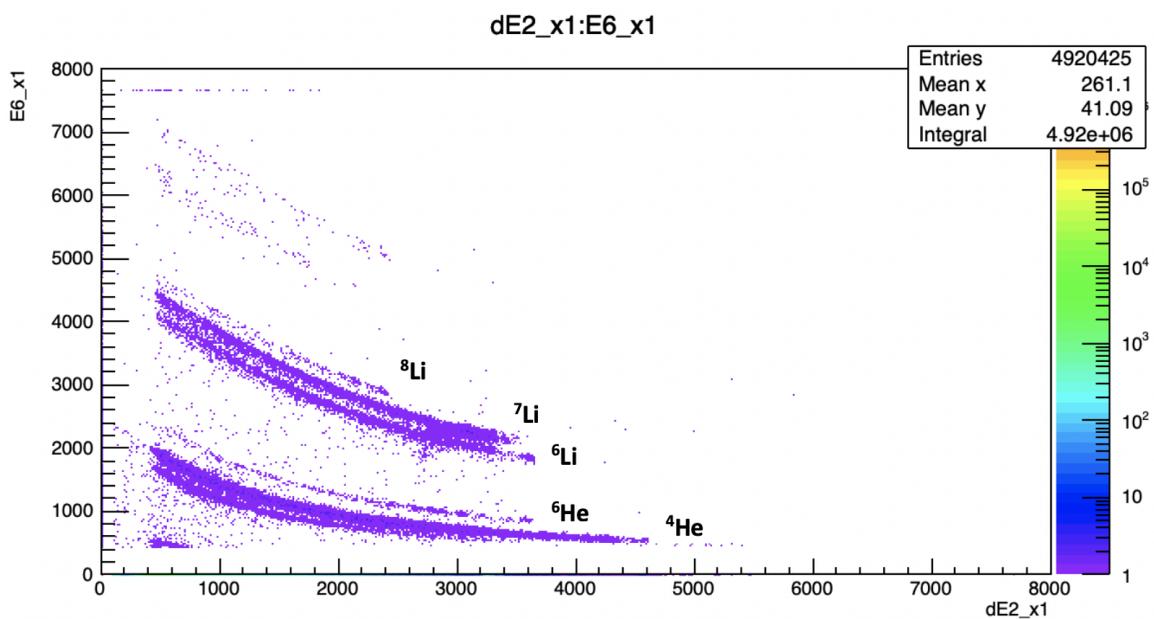


Рисунок 3 — Пример полученного двумерного спектра с помощью  $\Delta E - E$  метода из реакции  $^{10}\text{B} + ^7\text{Li}$ . Ось X - потери энергии вылетевших частиц, ось Y - энергия остановки вылетевших частиц (в каналах). Каждая гипербола отвечает за определенный канал реакции.

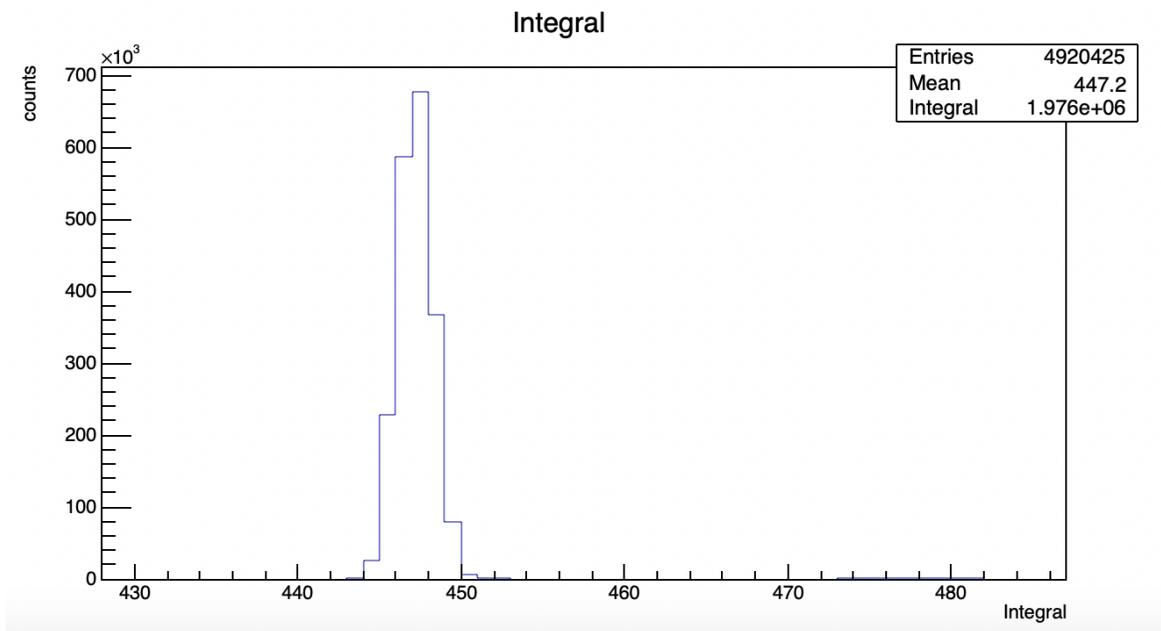


Рисунок 4 — Пример полученного интеграла событий из цилиндра Фарадея. Ось X - потери энергии вылетевших частиц, ось Y - число событий, представляющее собой ток пучка частиц.

Программа позволяет выбрать необходимую для анализа гиперболу. Следующим этапом является построение одномерного спектра для выбранной гиперболы.

На следующем рисунке представлен полученный одномерный спектр.

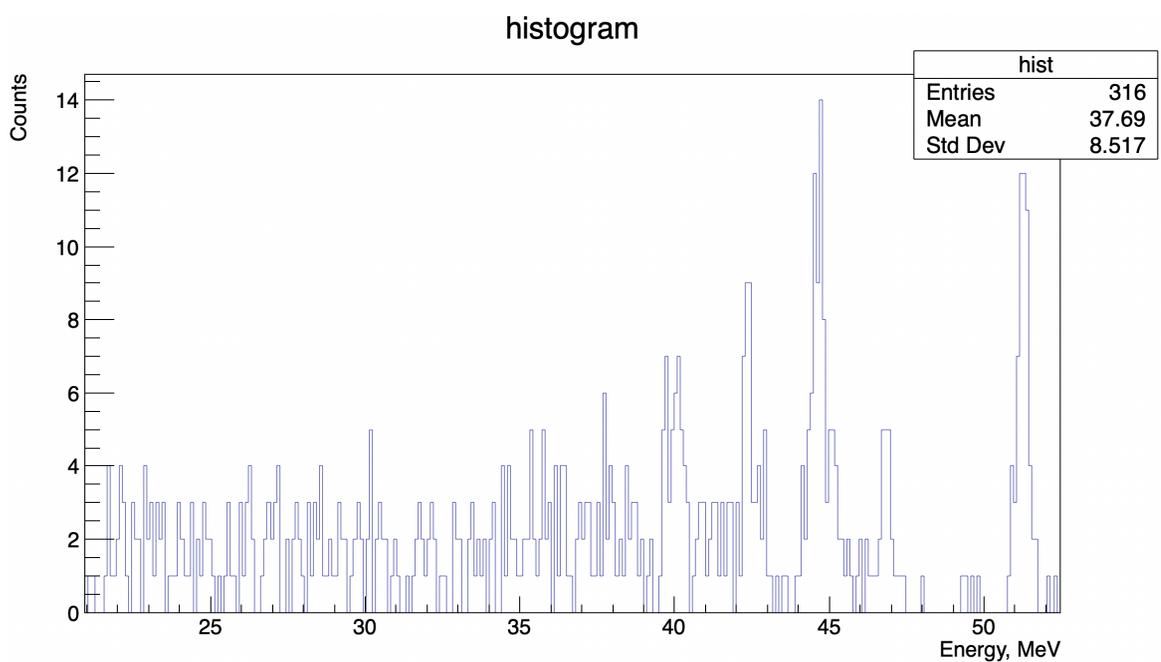


Рисунок 5 — Пример одномерного энергетического спектра из реакции  $^{10}\text{B} + ^7\text{Li} \rightarrow ^6\text{Li} + ^{11}\text{B}$ . Ось X - полная энергия вылетевших частиц, ось Y - число событий.

Следующим этапом в обработке данных является обработка одномерных спектров.

## 2.2 Обработка одномерных спектров

Обработка одномерных спектров производилась с помощью Python. Принципиальная схема расчетной программы показана на рисунке 6:

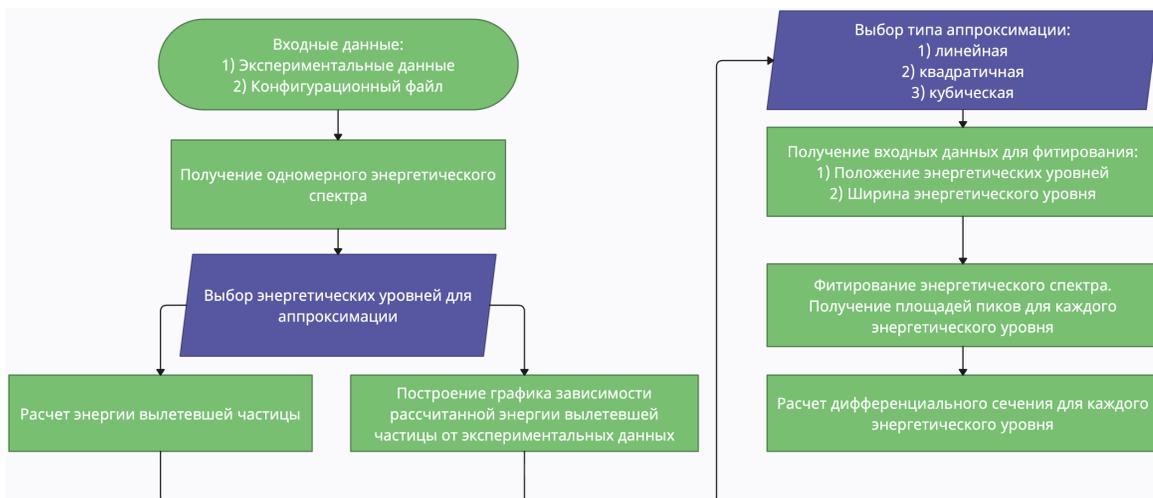


Рисунок 6 — Блок-схема расчетной программы.

Входными данными для программы являются построенные одномерные энергетические спектры, а также конфигурационный файл, содержащий информацию о ране:

1. Значение угла регистрации в ц.м;
2. Интенсивность пучка налетающих частиц;
3. Состав и толщина мишени;
4. Телесный угол детекторов;
5. Возможные пороги распада для реакции.

Конфигурационный файл служит отправной точкой для работы программы. Далее пользователь выбирает энергию налетающего пучка и ядра-примеси, зарегистрированные в эксперименте. После этого с помощью ядерных констант рассчитывается кинематика реакции для основного и примесных ядер. Необходимые ядерные константы берутся из разработанной автором базы данных, речь о которой пойдет в следующем разделе.

Пороги распада для интересующих ядер позволяют оценить физический фон, наблюдаемый в эксперименте. Физическим фоном будем называть события, зарегистрированные в результате распада компаунд ядра. База данных включает в себя значения фазовых объемов для ядер с массовыми числами от 1 до 20. На данный момент программа учитывает только двухчастичные фазовые объемы.

После учета фоновых событий в реакции происходит энергетическая перекалибровка спектра, описанная в разделе 2.2.3. Положение энергетических уровней и их начальная ширина являются начальными данными для их описания с помощью распределения Гаусса. Полный энергетический спектр возбужденных состояний получается в результате фитирования по всем возбужденным состояниям. Последним этапом работы программы является получение дифференциальных сечений на основе конфигурационного файла. Подробнее это описано в разделе 2.2.4.

## 2.2.1 База данных легких ядер

Основные константы, необходимые для работы программы, взяты из написанной библиотеки легких ядер, подготовленных в лаборатории ядерных структур НИЦ «Курчатовский институт». Ядерные константы были взяты из [9] и [10].

На рисунке ниже представлена диаграмма сущность-связь для разработанной базы данных:

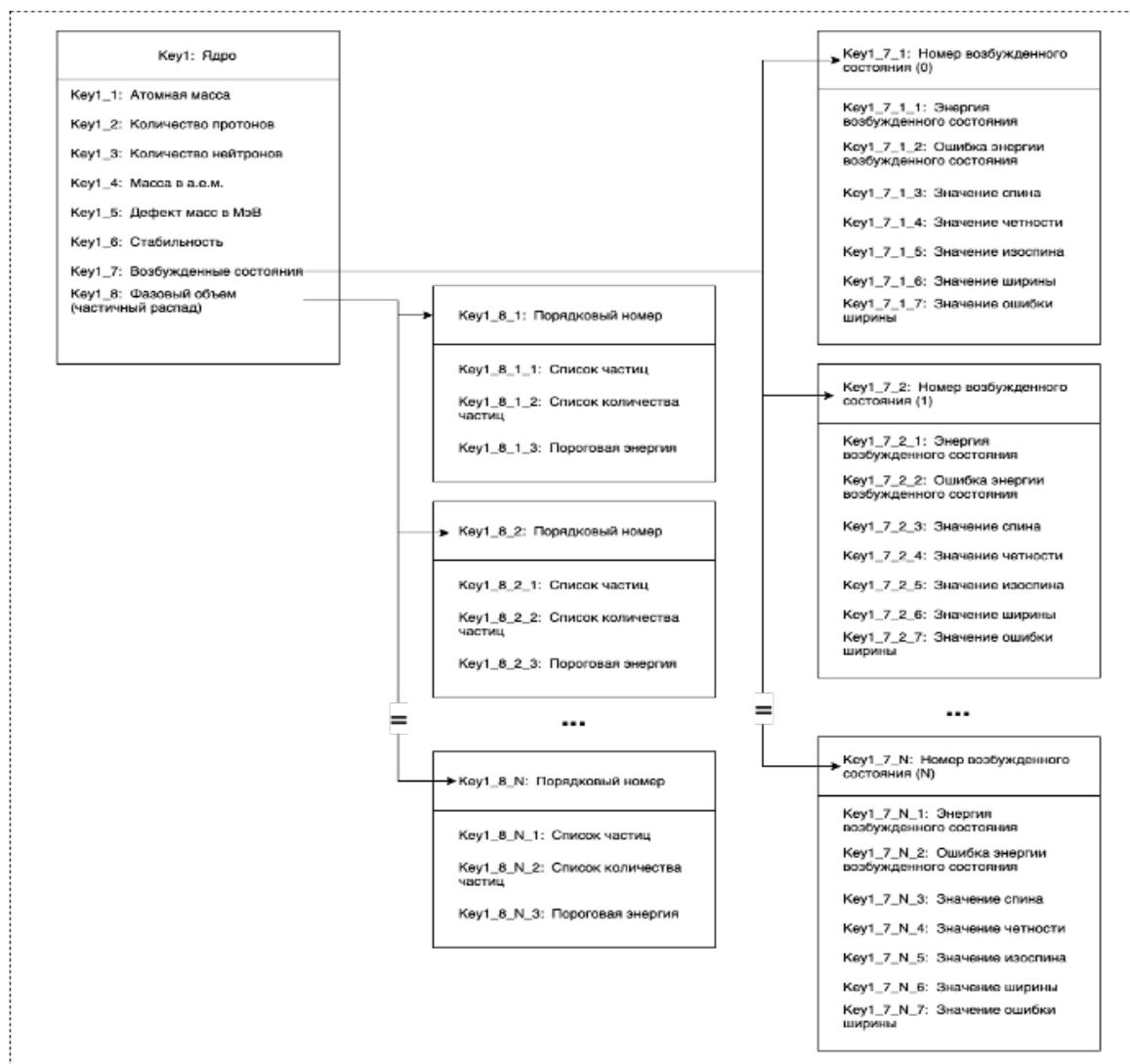


Рисунок 7 — Диаграмма базы данных.

С помощью базы данных удастся спрогнозировать возможные каналы реакции, а также рассчитать энергии регистрируемых частиц. В процессе работы программы все необходимые константы загружаются из нее.

Поговорим подробнее о структуре базы данных. Она представляет собой набор ядер с массовыми числами от 1 до 20. Для каждого ядра приведены атомная масса, дефект масс, стабильность, количество протонов и нейтронов, а также возбужденные состояния и фазовые объемы.

Фазовые объемы и возбужденные состояния представляют собой отдельные сущности. Сущность фазовых объемов состоит из:

1. Список частиц;
2. Список количества частиц, представляющих фазовый объем;
3. Пороговая энергия.

Сущность возбужденных состояний представляет собой:

1. Энергия возбужденного состояния;

2. Ошибка энергии возбужденного состояния;
3. Значение спина;
4. Значение четности;
5. Значение изоспина;
6. Значение ширины;
7. Значение ошибки ширины.

Приведенные в базе данных ядерные константы позволяют рассчитать кинематику исследуемых ядерных реакций, а также учесть фоновые события, представляющие собой распад частицы, находящейся в возбужденном состоянии, лежащем выше порога развала.

### 2.2.2 Учет фоновых событий в эксперименте

Основным источником фоновых событий в данном эксперименте являлся физический фон, возникающий в результате распада ядер, находящихся в возбужденном состоянии, лежащем выше порога развала. На данный момент программа позволяет учесть только двучастичные состояния. Вся информация о возможных фазовых объемах автоматически берется из базы данных легких ядер.

В общем случае фазовый объем определяется по следующей формуле [11]:

$$C * E_1^{1/2} * \left[ \frac{(M - m_1) * E_{cm}}{(M - E_1)} + 2 * \left( \frac{m_1 * m_p * E_p}{(m_p + m_t)^2} \right)^{1/2} * E_1^{1/2} \cos t - \frac{m_1 * m_p * E_p}{(m_p + m_t)^2} \right]^{\frac{3N-8}{2}}$$

где  $E_p$  - энергия налетающей частицы,  $m_p$  - масса налетающей частицы,  $m_t$  - масса мишени,  $E_1$  - энергия рассеянной частицы,  $m_1$  - масса рассеянной частицы,  $M$  - суммарная масса в выходном канале,  $E_{cm}$  - суммарная кинетическая энергия в выходном канале,  $N$  - число частиц в выходном канале,  $t$  - угол рассеяния,  $C$  - подбираемая константа.

Фитирование фоновой кривой осуществлялось с помощью `scipy.optimize` библиотеки SciPy. Пользователь может вручную выбрать начальное значение константы  $C$ , а также интересующие фазовые объемы. Спектр с учетом фазового объема представлен на рисунке ниже:

Как видно из рисунка 8, фоновые события достаточно хорошо описываются с помощью метода фазовых объемов.

### 2.2.3 Перекалибровка энергетического спектра

Как было сказано выше, проблема перекалибровки одномерных энергетических спектров является важной для правильного определения положения энергетических уровней. Перекалибровка одномерных спектров осуществляется по сдвигу спектра на величину, определяемую пользователем. Наиболее просто можно определить основное состояние ядра  $^{11}\text{B}$ . Чем больше энергетических уровней пользователь может определить непосредственно из необработанного спектра, тем лучше будут параметры последующей аппроксимации. Также пользователь вручную выбирает аппаратурную ширину. Она находится по ширине на полувысоте для основного состояния ядра  $^{11}\text{B}$ .

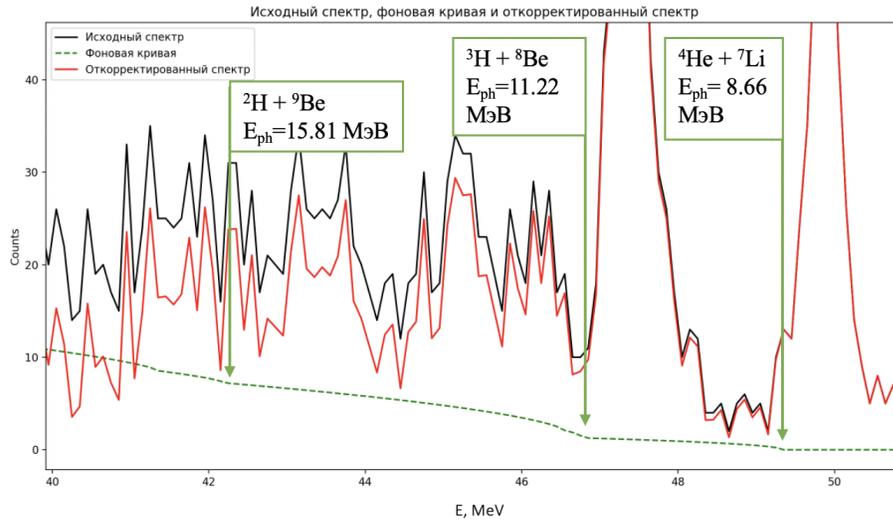


Рисунок 8 — Энергетический спектр реакции  $^{10}\text{B} + ^7\text{Li} \rightarrow ^6\text{Li} + ^{11}\text{B}$  с учетом фоновых событий. Ось X - энергии вылетевших частиц, ось Y - количество событий. Угол в лабораторной системе 22,3 град. Черным показан исходный спектр. Красный цвет отвечает за спектр с учтенным фоном. Зеленая кривая - фазовый объем.

Программа позволяет определить положения энергетических уровней из кинематики реакции. Для начала необходимо рассчитать энергетический выход реакции. Расчет Q реакции производился на основе написанных ранее библиотек для легких частиц. Они содержат информацию об атомных массах ядер, энергии отделения нуклонов, а также информацию о каждом энергетическом уровне ядра. Блок расчета положения энергетических уровней является ключевым в данной программе, так как расчетное положение уровней позволяет правильно задать параметры фитирования.

Запишем законы сохранения энергии и импульса для нашей реакции:

$$\begin{cases} E_{7\text{Li}} + E_{10\text{B}} = E_{6\text{Li}} + E_{11\text{B}} \\ \vec{p}_{7\text{Li}} + \vec{p}_{10\text{B}} = \vec{p}_{6\text{Li}} + \vec{p}_{11\text{B}} \end{cases} \quad (3)$$

Учитывая Q реакции можем написать:

$$E_{11\text{B}} = E_{7\text{Li}} + Q_{\text{react}} \quad (4)$$

Опустим точную индексацию ядер, учитывая, что  $^7\text{Li} = A$ ,  $^6\text{Li} = C$ . Скорость C после реакции в С.Ц.М:

$$\beta_C = \frac{\sqrt{E_A (E_A + 2 \cdot m_A)}}{m_A + m_B + E_A} \quad (5)$$

Энергия системы:

$$E_{\text{cm},f} = E_{\text{cm},i} + Q_{\text{react}} - m_A - m_B + m_C + m_D \quad (6)$$

Тогда для энергии частицы C в С.Ц.М получим:

$$E_{C,\text{cm}} = \frac{E_{\text{cm},f}^2 + (m_C + m_D)(m_C - m_D)}{2 \cdot E_{\text{cm},f}} \quad (7)$$

Энергия частицы C в лабораторной системе находится из преобразований Лоренца.

Первый этап работы программы представлен на рисунке 6:

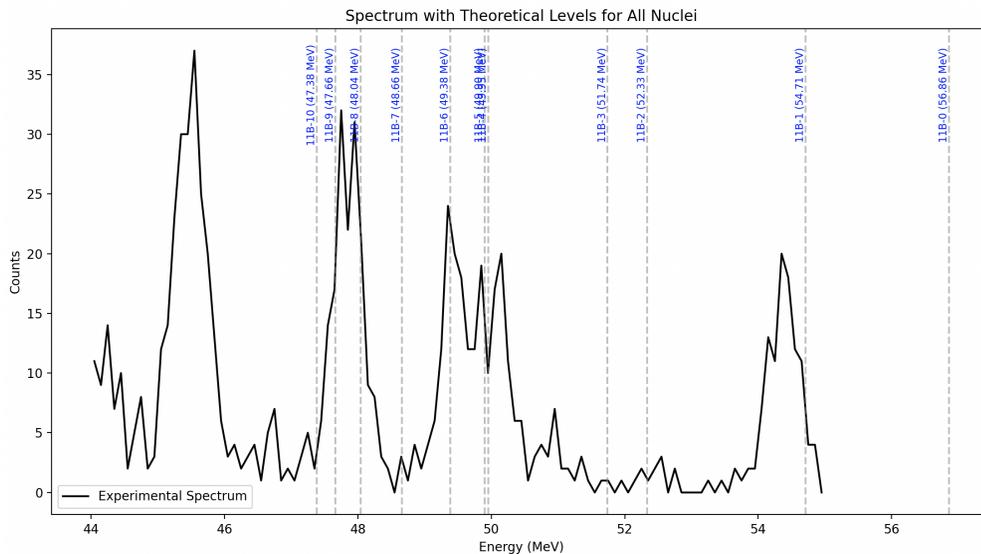


Рисунок 9 — Пример определения положения энергетических уровней. Ось X - потери энергии вылетевшей частицы, ось Y - число событий.

На следующем этапе работы программы пользователь может выбрать один из трех видов аппроксимации: линейная, квадратичная или кубическая. На практике достаточно линейного типа аппроксимации. Оставшиеся уровни энергии для всех ядер вычисляются на основе полученного из аппроксимации уравнения. Пример аппроксимации спектра представлен на рисунке 10:

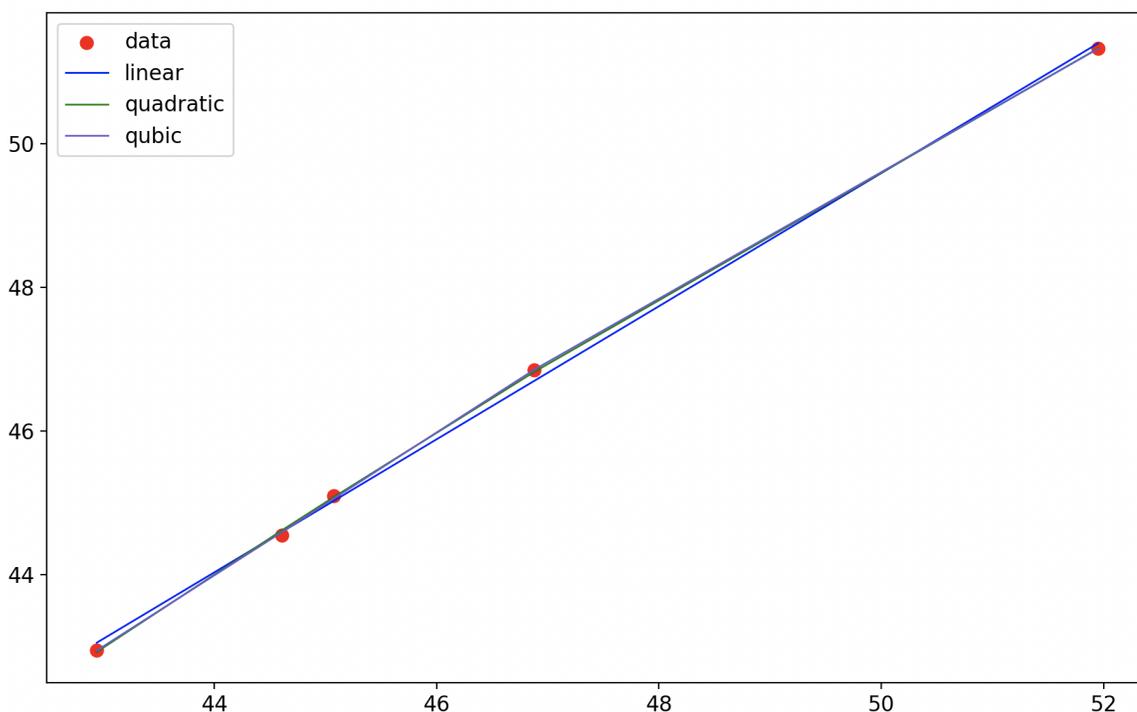


Рисунок 10 — Пример выбора типа аппроксимации. Ось X - полная энергия вылетевших частиц, рассчитанная теоретически, ось Y - выбранные пользователем значения.

Правильная перекалибровка позволяет идентифицировать энергетические уровни в спектре с хорошей точностью, что необходимо для дальнейшего расчета сечений. Перекалибровка "вручную" требует намного больше времени, а разница в получаемых результатах не особо велика. Пример откалиброванного спектра представлен на рисунке 11:

Сравнение же с ручной обработкой показывает, что сдвиг оставшихся уровней энергии на величину, определяемую с помощью аппроксимации, практически не отличается от ручного варианта. При этом, ошибка расположения уровня при перекалибровке нивелируется алгоритмом минимизации значения  $\chi^2$  в SciPy.

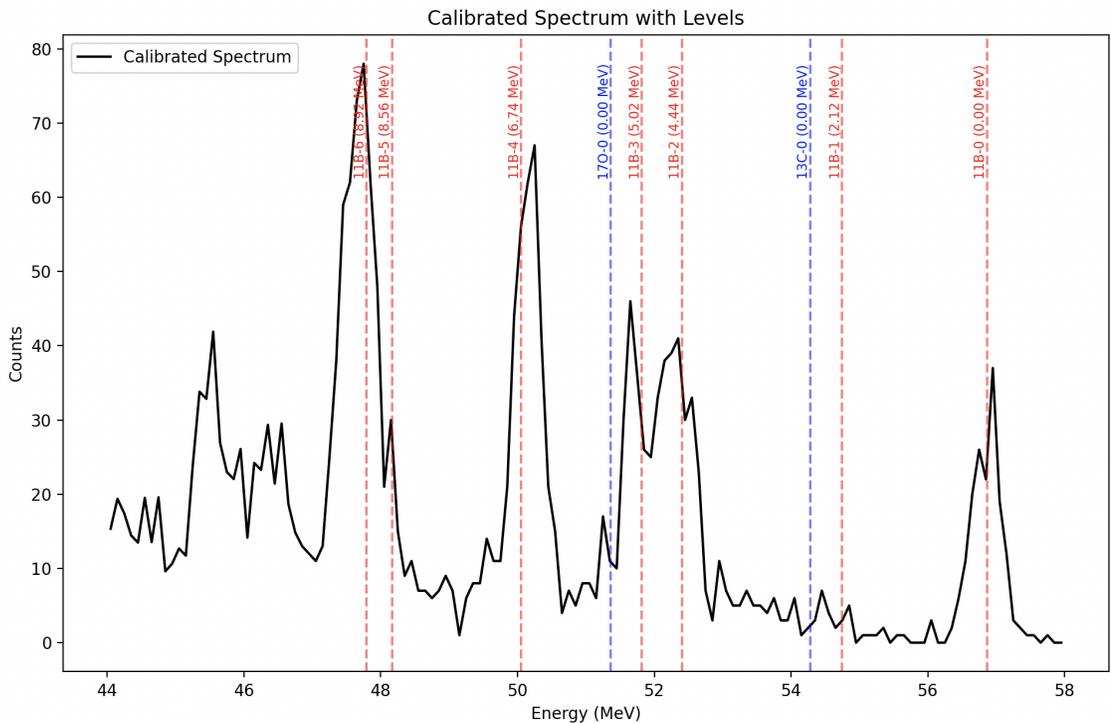


Рисунок 11 — Откалиброванный энергетический спектр реакции  $^{10}\text{B} + ^7\text{Li} \rightarrow ^6\text{Li} + ^{11}\text{B}$ . Ось X - энергии вылетевших частиц, ось Y - количество событий.

## 2.2.4 Получение дифференциальных сечений

Откалиброванные энергетические спектры служат для нахождения дифференциального сечения рассеяния.

Для описания возбужденных состояний в энергетическом спектре было использовано распределение Гаусса. Это связано с хорошей сходимостью с экспериментальными данными по критерию  $\chi^2$ . Формула для описания возбужденного состояния в энергетическом спектре:

$$y = y_0 + \frac{A}{w * \sqrt{\pi/2}} * \exp\left(-2 * \left(\frac{x - x_c}{w}\right)^2\right) \quad (8)$$

где A - площадь пика, w - суммарная ширина энергетического уровня и аппаратной ширины,  $x_c$  - положение пика на энергетическом спектре.

Энергетический спектр для каждого возбужденного состояния частиц определяется наложением соответствующих гауссовых распределений на гистограмму. Полный энергетический спектр возбужденных состояний получается в результате фитирования по всем возбужденным состояниям. В программе предусмотрена возможность считывания экспериментальных данных, что позволяет сразу сравнить результаты работы программы с экспериментальными данными.

Разложение спектра и вычисление интеграла по событиям производится с помощью `scipy.optimize` библиотеки SciPy. Итоговая картина спектра в результате работы программы приведена на рисунке ниже:

Как видно из рисунка 12, разложение по Гауссовым функциям происходит с хорошей точностью. Отклонения в ширине в основном состоянии обусловлены наличием примесных составляющих. На данном рисунке отображено большое количество примесных уровней, что дает ошибки в фитировании. Ход кривой и положения пиков с достаточной точностью совпадают с обработанными вручную спектрами. Незначительные различия между ними и результатами, полученными с помощью расчетной программы, объясняются тем, что энергетические пики, обнаруженные в ходе эксперимента, имеют смещение по сравнению с теоретическими значениями, что вызвано наличием

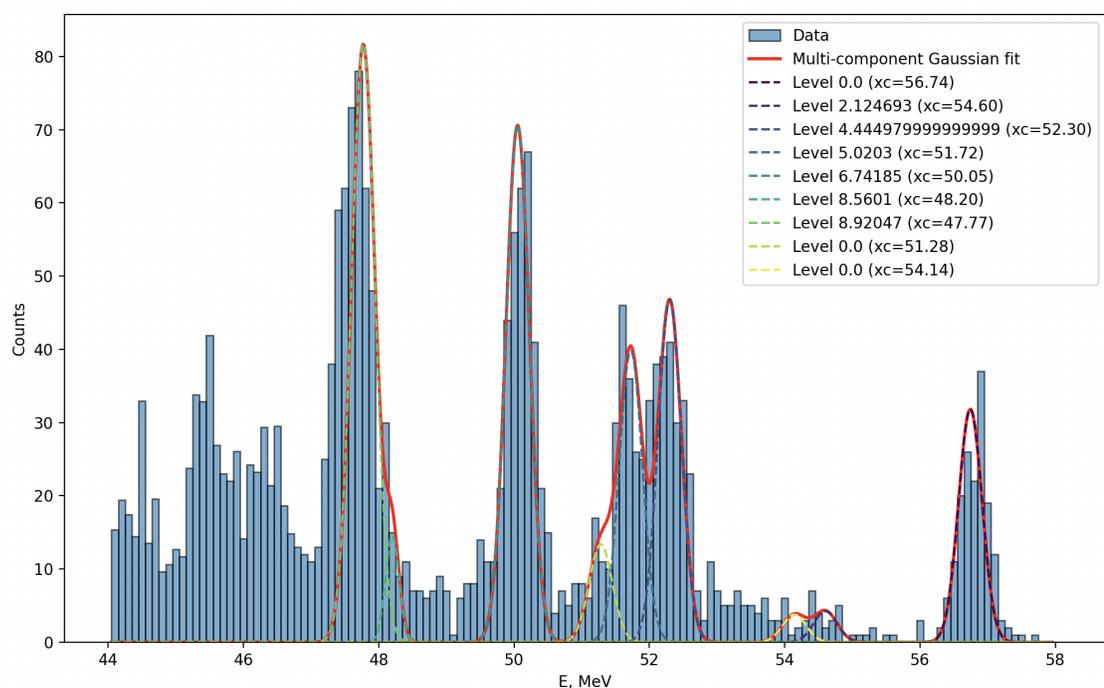


Рисунок 12 — Пример разложения одномерного энергетического спектра по Гауссовым функциям. Ось X - полная энергия вылетевших частиц, ось Y - количество событий.

примесей в мишени.

Результатом работы этого блока программы являются значения площадей под графиком каждого энергетического уровня. Эти значения необходимы для вычисления дифференциальных сечений.

Расчет дифференциальных сечений производился по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{A}{I * \Omega * N} \quad (9)$$

где A - количество событий в пике, I - интенсивность пучка,  $\Omega$  - телесный угол, N - число ядер в мишени.

### 3. Полученные результаты

Апробация разработанной программы происходила на ядре  $^{11}\text{B}$ . Были получены дифференциальные сечения для основного состояния, а также состояний 6.74 МэВ и 8.92 МэВ.

Дифференциальное сечение для основного состояния ядра  $^{11}\text{B}$  представлено на рисунке ниже:

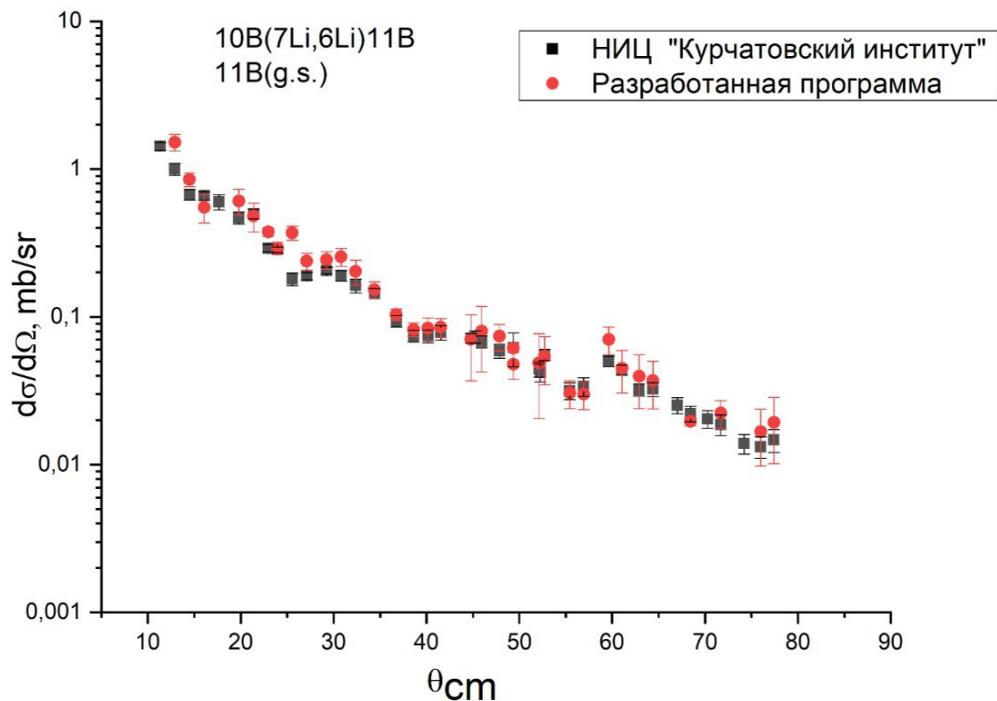


Рисунок 13 — Дифференциальное сечение для основного состояния ядра  $^{11}\text{B}$

Как видно из рисунка, полученные дифференциальные сечения совпадают с имеющимися данными в пределах ошибок.

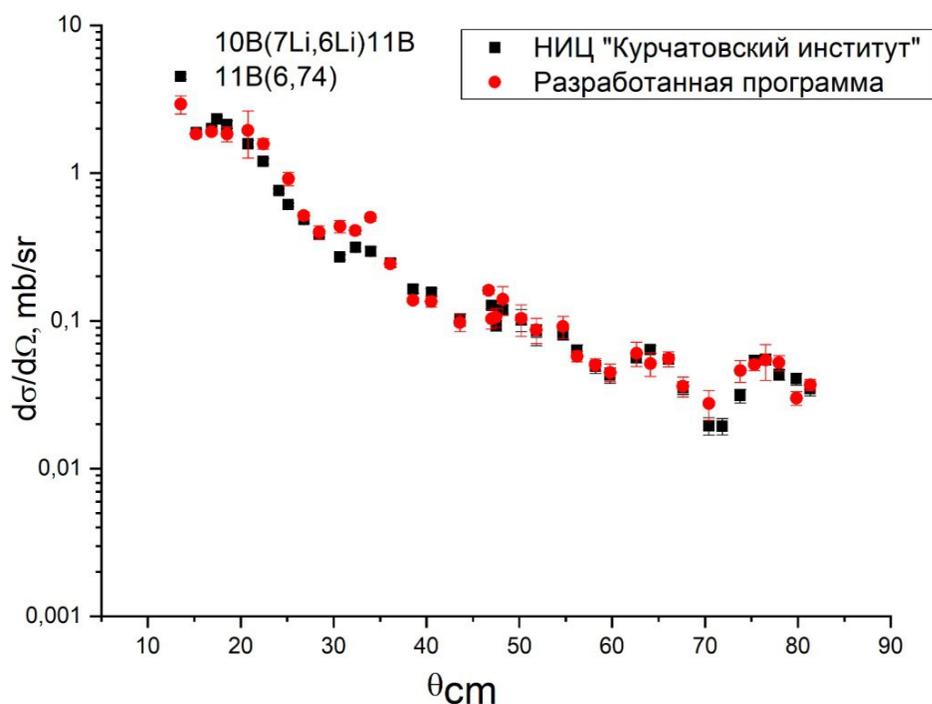


Рисунок 14 — Дифференциальное сечение для состояния 6.74 ядра  $^{11}\text{B}$

Стоит отметить, что в полученном дифференциальном сечении четко различается дифракционная область, где можем определить главный максимум.

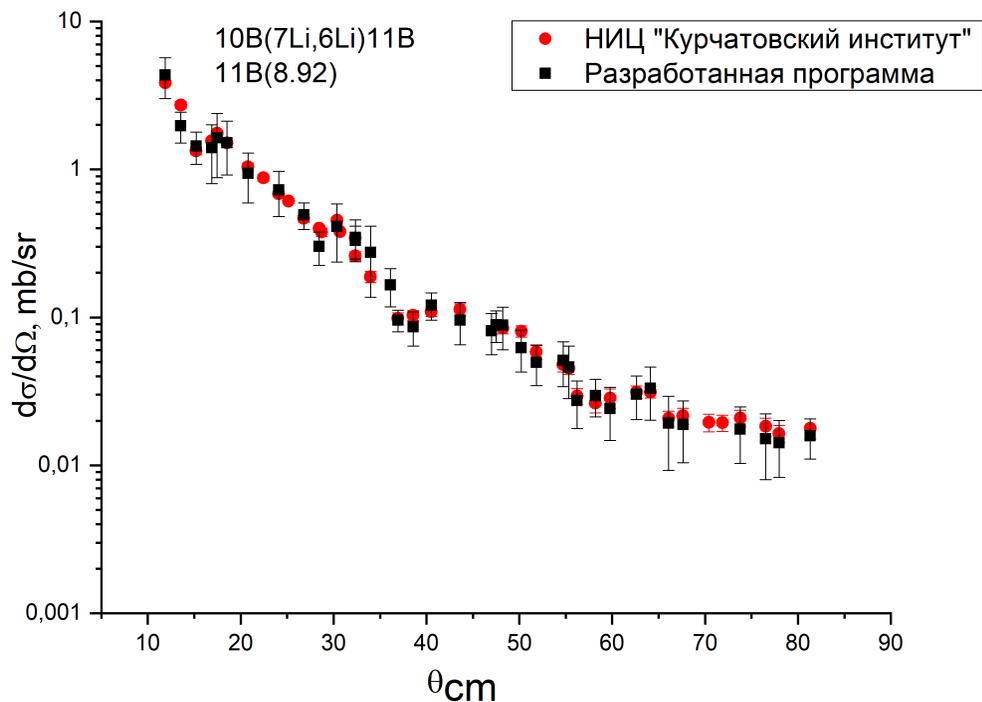


Рисунок 15 — Дифференциальное сечение для состояния 8.92 ядра  $^{11}\text{B}$

Дифференциальное сечение при малых углах указывает на передаваемый момент.

Таким образом, разработанная программа позволяет получить дифференциальные сечения, совпадающие в пределах ошибок с имеющимися данными. Одним из возможных вариантов развития программы является прогнозирование дифференциальных сечений с помощью метода Монте-Карло. Это позволит производить оценку сечений, полученных в эксперименте.

На следующем этапе планируется теоретическая обработка полученных дифференциальных сечений. Для этого планируется использовать метод искаженных волн (DWBA), а также метод связанных каналов (CC)

## Заключение

Приведем основные результаты научно-исследовательской работы:

1. Реализованы наборы программ для обработки экспериментальных данных с учетом фоновых событий;
2. Реализована база данных легких ядер;
3. Получены дифференциальные сечения для исследуемой реакции;
4. Проведена интерпретация полученных результатов.

Полученные в результате применения программы дифференциальные сечения совпадают с имеющимися данными в пределах ошибок. Программа обладает гибкой функциональностью, позволяя пользователю контролировать выходные результаты с помощью правильной перекалибровки и учета возможных фазовых объемов. Также программа обладает высокой скоростью работы.

## Список литературы

1. *Tanihata I., Savajols H., Kanungo R.* Recent experimental progress in nuclear halo structure studies // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. — 2013. — Т. 68. — С. 215—313.
2. *von Oertzen W., Freer M., Kanada-En'yo Y.* Nuclear clusters and nuclear molecules // *Physics Reports*. — 2006. — Т. 432, № 2. — С. 43—113.
3. *Hansen P., Jensen A., Jonson B.* Nuclear Halos // *Annu. Rev. Nucl. Part.* — 1995. — Т. 45, № 1. — С. 591—634.
4. Ядерные состояния с аномально большими радиусами (изомеры размеров) / А. Оглоблин [и др.] // *Ядерная физика*. — 2016. — Т. 79, № 4. — С. 328.
5. Протонное гало в ядре  $^{13}\text{N}$  / А. Демьянова [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. — 2016. — Т. 104, № 8. — С. 547—551.
6. Исследование упругого и неупругого рассеяния  $^{11}\text{B} + \alpha$  и поиск кластерных состояний  $^{11}\text{B}$  с увеличенными радиусами / А. Данилов [и др.] // *Ядерная физика*. — 2015. — Т. 78, № 9. — С. 828.
7.  $^{10}\text{B}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{10}\text{Be}$  charge-exchange reaction / А. Etchegoyen [и др.] // *Phys.Rev.C*. — 1988. — Т. 38, № 5. — С. 2124—2133.
8. Lithium elastic and inelastic scattering and lithium-induced single nucleon transfer reactions / Р. Schumacher [и др.] // *Nuclear Physics A*. — 1973. — Т. 212, № 3. — С. 573—599.
9. *Ajzenberg-Selove F.* Energy levels of light nuclei  $A = 18 - 20$  // *Nuclear Physics A*. — 1981. — Т. А392. — С. 1—216.
10. *Tilley A., Cheves C., et al.* Energy levels of light nuclei  $A = 5, 6, 7$ . Т. 708. — 2002. — С. 3—163.
11. *Балдин А., Гольданский В., Розенталь И.* Кинематика ядерных реакций. — Москва : АТОМИЗДАТ, 1959. — С. 296.