

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
«ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ»  
БЕЛОРУССКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА**

На правах рукописи  
УДК 535.347::539.128.214.2

**РОВБА**  
**Анатолий Анатольевич**

**СПИНОВЫЙ ДИХРОИЗМ ДЕЙТРОНОВ**

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук  
по специальности 01.04.16 – физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук,  
профессор Барышевский В. Г.

Минск, 2016

# ОГЛАВЛЕНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	5
ВВЕДЕНИЕ.....	6
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.....	9
ГЛАВА 1	
КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЕЙТРОНОВ В НЕПОЛЯРИЗОВАННОЙ СРЕДЕ.....	14
1.1 Показатель преломления частицы в веществе.....	14
1.2 Двойное лучепреломление дейтронов в неполяризованном веществе.....	16
1.3 Вращение и осцилляция спина, спиновый дихроизм дейтрона, движущегося в неполяризованном веществе.....	17
1.4 Рассеяние нерелятивистского дейтрона на нуклоне.....	23
1.5 Угол поворота спина и спиновый дихроизм (появление тензорной поляризации) дейтронов в нуклонной мишени в области энергий 5–20 МэВ.....	28
1.6 Выводы.....	32
ГЛАВА 2	
МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО НАБЛЮДЕНИЮ ЭФФЕКТА СПИНОВОГО ДИХРОИЗМА ДЕЙТРОНОВ В УГЛЕРОДНОЙ МИШЕНИ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 5-20 МЭВ.....	33
2.1 Эволюция поляризационных характеристик дейтронного пучка при прохождении через неполяризованную мишень.....	33
2.2 Измерение поляризации дейтронного пучка.....	36
2.3 Описание экспериментальной установки по измерению спинового дихроизма дейтронов.....	39
2.3.1 Общая план-схема установки.....	39
2.3.2 Источник неполяризованных дейтронов.....	39
2.3.3 Ускоритель частиц и измерительный канал пучка.....	40
2.3.4 Поляриметр.....	42

2.4 Методика измерения спинового дихроизма дейтронов на экспериментальной установке ИЯФ КУ .....	45
2.4.1 Измерение тензорной поляризации дейтронного пучка с помощью $^3\text{He}$ -поляриметра .....	45
2.4.2 Измерение спинового дихроизма дейтронов с энергией 5-20 МэВ прошедших через углеродную мишень на установке ИЯФ КУ .....	46
2.5 Выводы .....	51

## ГЛАВА 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОБНАРУЖЕНИЮ ЭФФЕКТА СПИНОВОГО ДИХРОИЗМА ДЕЙТРОНОВ .....	52
3.1 Эксперимент по обнаружению эффекта спинового дихроизма дейтронов с энергией до 18.7 МэВ, прошедших через углеродную мишень .....	52
3.1.1 Мишени .....	53
3.1.2 Обработка спектров детекторов и определение числа зарегистрированных протонов .....	54
3.1.3 Анализ экспериментальных результатов .....	55
3.2 Влияние кулоновского взаимодействия на эффект спинового дихроизма дейтронов в области энергий 5-20 МэВ .....	66
3.2.1. Амплитуда упругого когерентного рассеяния на угол нуль дейтрона на легких ядрах .....	66
3.2.2 Эффект двулучепреломления на ядрах $^4\text{He}$ , $^8\text{Be}$ и $^{12}\text{C}$ .....	73
3.3 Влияние анизотропного распределения электрического заряда в дейтроне на эффект спинового дихроизма .....	77
3.4 Выводы .....	83

## ГЛАВА 4

СПИНОВЫЙ ДИХРОИЗМ ДЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ .....	85
4.1 Спиновый дихроизм дейтронов в области высоких энергий. Результаты экспериментов с дейтронами с импульсом 5 ГэВ/с прошедших через углеродную мишень .....	85

4.1.1 Величина эффекта спинового дихроизма дейтронов высокой энергии в углеродной мишени.....	86
4.1.2 Влияние поведения волновых функций основного состояния дейтрона на малых расстояниях на величину эффекта двулучепреломления дейтронов.....	88
4.1.3 Результаты экспериментов по измерению спинового дихроизма дейтронов с импульсом 5 ГэВ/с в углеродной мишени.....	89
4.2 Измерение разности полных сечений взаимодействия протонов с дейтронами в области высоких энергий в эксперименте по измерению времени жизни неполяризованного протонного пучка в накопительном кольце с внутренней поляризованной дейтериевой мишенью.....	95
4.3 Выводы.....	96
 ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	 98
 БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	 102
Список использованных источников.....	102
Список публикаций соискателя.....	109
 ПРИЛОЖЕНИЕ А	
ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ:	
АППРОКСИМАЦИЯ СПЕКТРОВ.....	112
 ПРИЛОЖЕНИЕ Б	
ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ: КОНТРОЛЬ	
СООТВЕТСТВИЯ ОБРАБОТАННЫХ СПЕКТРОВ УСЛОВИЯМ ДЛЯ	
ИЗМЕРЕНИЯ СПИНОВОГО ДИХРОИЗМА.....	118

## **ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ**

ВКБ метод – метод Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна

ИЯФ КУ – Институт ядерной физики Кёльнского университета

ЭДМ – электрический дипольный момент

## ВВЕДЕНИЕ

Известные оптические явления преломления, интерференции и дифракции света объясняются в классической физике на основе волновой природы света [1, 2, 3, 4]. С другой стороны, такие явления как фотоэффект и эффект Комптона объясняются на основе представлений о корпускулярной природе света. Анализ противоречий, сопровождающих изучение взаимодействия света с атомами и веществом, привел к появлению квантовой механики и развитию представлений о корпускулярно-волновых свойствах не только света, но и всех частиц [5, 7, 8]. В результате, многие понятия из оптики были перенесены в физику частиц. К примеру, дифракция нейтронов и электронов, как и в случае со светом, описывается с помощью волнового представления частиц.

Исследования взаимодействия света с анизотропным веществом показали, что оно зависит от поляризации света. Здесь достаточно вспомнить открытие в 1669 г. Р. Бартолином явления двойного лучепреломления в исландском шпате, обусловленное наличием двух показателей преломления для линейной поляризации света параллельной и ортогональной главному сечению кристалла.

В серии экспериментов Д.Ф.Ж. Араго в 1811 г. и Ж.-Б. Био в 1812 г. было открыто явление оптической активности вещества, при которой плоскость поляризации света вращается по мере прохождения через вещество. В 1817 г. Френель показал, что эффект оптической активности обусловлен тем, что свет с левой и правой циркулярной поляризацией, на которые можно разложить линейную поляризацию, обладает разными показателями преломления.

Подобное явление поворота плоскости поляризации возникает также, если вещество поместить в магнитное поле (эффект Фарадея).

Следует отметить, что взаимодействие света с оптически анизотропным веществом сопровождается также явлением *дихроизма*, т. е. различием в поглощении света с различной поляризацией. Последовательное описание оптической анизотропии вещества имеется в работах [3, 4, 6].

Указанные выше явления интенсивно изучаются в оптике анизотропных сред. Микроскопический механизм, лежащий в их основе, обусловлен зависимостью процесса рассеяния электромагнитной волны атомом и молекулой от состояния поляризации волны и характера связей, наложенных на электроны в атомах и молекулах. При выходе за оптическую область спектра, когда частота фотона становится много больше характерных атомных частот и длина волны фотона оказывается сравнимой и меньше расстояния между атомами в веществе, указанные явления, обусловленные оптической

анизотропией вещества (структурой атомов и молекул), быстро уменьшаются и в области высоких энергий практически не наблюдаются.

Однако, в работе В. Г. Барышевского и В. Л. Любошица [9] впервые было теоретически показано, что именно при энергиях фотонов больше сотен кэВ возникает поворот плоскости поляризации пучка  $\gamma$ -квантов (длина волны менее  $10^{-9}$  см.) при прохождении через вещество с поляризованными электронами. Эффект обусловлен сложной квантово-электродинамической структурой электрона, приводящей к появлению у него спиновой поляризуемости. Эксперименты подтвердили существование этого явления [10].

Аналогичным образом прохождение через вещество частиц, представленных волнами де Бройля, можно описать с помощью показателя преломления [11, 12]. Более того, для частиц, обладающих спином, существуют эффекты, аналогичные повороту плоскости поляризации, двойному лучепреломлению и дихроизму в оптике [13, 14]. При этом явления квазиоптической активности вещества обусловлены не только электромагнитным, но и ядерным или слабым взаимодействиями.

Работы в данном направлении были инициированы В. Г. Барышевским и М. И. Подгорецким в 1964 г., предсказавшими в работе [15] существование квазиоптического явления вращения спина нейтрона, движущегося в веществе с поляризованными ядрами (явление ядерной прецессии спина нейтронов). Существование данного явления было подтверждено экспериментально группами А. Абрагама [16] и М. Форте [17]. В 1964 г. в работе Ф. К. Мишеля [18] было предсказано явление «оптического поворота» спина в слабом взаимодействии вследствие нарушения закона сохранения чётности. В 1980 г. это явление было экспериментально обнаружено М. Форте [19, 20].

В результате выяснилось, что рассматриваемые в оптике эффекты, обусловленные оптической активностью среды, являются лишь частным случаем когерентного взаимодействия поляризованных частиц с веществом, причем квазиоптические эффекты можно наблюдать и в области высоких энергий [13, 14, 21]. Направление, изучающее подобные квазиоптические эффекты получило название *ядерная оптика поляризованных сред* [13, 14].

В этой связи особый интерес вызывает квазиоптический эффект двулучепреломления частиц обладающих спином  $S \geq 1$ , существование которого было предсказано в 1992 г. В. Г. Барышевским в работах [22, 23]. В отличие от фотонов, в случае частиц с массой покоя  $m > 0$  эффект двулучепреломления существует даже в однородной изотропной среде. Эффект обусловлен внутренней анизотропией, которой обладают частицы со спином  $S \geq 1$  (в отличие от частиц со спином 0 и 1/2).

Так же как и в оптике, в квазиоптическом эффекте двулучепреломления помимо когерентного преобразования поляризации частицы возникает и эффект *спинового дихроизма* (различие в поглощении частицы в состояниях с различными магнитными квантовыми числами). К примеру, для дейтрона различными будут полные сечения рассеяния в состояниях с магнитными квантовыми числами  $M=\pm 1$  и  $M=0$ . Спиновый дихроизм приводит к возникновению тензорной поляризации у первоначально *неполяризованного* дейтронного пучка, прошедшего через *неполяризованную* мишень [22, 23, 13, 14].

В 2003 г. в экспериментах, проведённых в Институте ядерной физики Кёльнского университета (Германия) международной коллаборацией с участием автора диссертации, указанный эффект спинового дихроизма дейтронов был обнаружен в области энергий дейтронов 5-20 МэВ [3-А, 8-А, 9-А, 11-А, 12-А, 15-А] и затем в 2007 г. в ОИЯИ (г. Дубна, Россия) для дейтронов с импульсом 5 ГэВ/с [24, 4-А, 10-А].

Важно, что эффект двулучепреломления дейтронов растёт с ростом энергии частиц [13, 14]. По этой причине ведётся обсуждение дальнейших исследований эффекта двулучепреломления при более высоких энергиях в научно-исследовательских центрах COSY [25, с. 96-99], GSI, ОИЯИ (проект SPRINT на NICA) [26].

В настоящей диссертационной работе представлены результаты экспериментов, приведших к обнаружению эффекта спинового дихроизма дейтронов. Приводится разработанная автором диссертации методика экспериментов, экспериментальные результаты и их теоретическое объяснение. Описаны идеи новых экспериментов в этой области.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Связь работы с крупными научными программами и темами

Исследования, результаты которых вошли в диссертацию, проводились в период с 2003 по 2015 год в Научно-исследовательском учреждении «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета в рамках следующих НИР:

– «Когерентные эффекты вращения и осцилляции спина как универсальный метод исследования взаимодействия и строения кварков, адронов и ядер» (ГПФИ «Физика взаимодействий» № гос. рег. 20015195, 2001-2005).

– «Теоретические и экспериментальные исследования когерентных и квазиоптических явлений во взаимодействии электронов,  $\gamma$ -квантов, поляризованных частиц и ядер» (ГПФИ «Поля и частицы», шифр «Ядерная оптика», № гос. рег. 20062606, 2006-2010).

– «Разработка теории и исследование когерентных и квазиоптических явлений во взаимодействии поляризованных частиц больших энергий в накопителях и на выведенных пучках и методов управления движением частиц высоких энергий при помощи кристаллов в экспериментах на коллайдерах нового поколения» (ГПНИ «Конвергенция», подпрограмма «Физика фундаментальных взаимодействий и плазма», задание 2.3.01.1, № гос. рег. 20111381, 2011-2013).

– «Разработка теории и исследование квазиоптических явлений во взаимодействии частиц больших энергий с поляризованными мишенями, естественными и искусственными (фотонными) кристаллами» (ГПНИ «Конвергенция», подпрограмма «Физика фундаментальных взаимодействий и плазма», задание 2.3.04.1, № гос. рег. 20140533, 2014-2015).

– «Исследование ядерно-оптических процессов взаимодействия частиц высокой энергии в естественных и фотонных кристаллах с целью разработки методов изучения свойств элементарных частиц и диагностики пучков частиц при энергиях Большого Адронного Коллайдера и планируемых будущих коллайдеров» (ГПНИ «Конвергенция 2020», подпрограмма «Микромир, плазма, Вселенная», задание 2.3.01, № гос. рег. 20162274, 2016-2020).

– Совместная с ОИЯИ (Дубна, Россия) НИР «Исследование спинового дихроизма дейтронов с импульсом до 6 ГэВ/с в неполяризованной мишени на Нуклотроне ОИЯИ», (договору БРФФИ-ОИЯИ Ф08Д-004, № гос. рег. 140/2008, 01.04.2008-31.03.2010).

Исследования соответствует пункту 12.2 «Физика фундаментальных взаимодействий, высоких энергий и экстремальных состояний вещества, плазма и ее применение, плазменно-пучковые технологии» перечня приоритетных направлений фундаментальных и прикладных научных исследований Республики Беларусь на 2011–2015 гг. Диссертация соответствует пункту 8 «Прохождение частиц и ядер через вещество. Ядерная оптика» паспорта специальности 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц.

## **Цель и задачи исследования**

**Целью диссертации** является экспериментальное обнаружение явления спинового дихроизма дейтронов, пролетающих через неполяризованное вещество; разработка методов исследования зависящей от спина части амплитуды упругого когерентного рассеяния дейтрона на угол ноль на ядре в области энергий сотни МэВ – несколько ГэВ.

Поставленная цель предполагает решение ряда задач:

1) разработать методику измерения спинового дихроизма дейтронов с энергией 5-20 МэВ для условий экспериментов в Институте ядерной физики Кёльнского университета (ИЯФ КУ);

2) провести эксперименты по обнаружению эффекта спинового дихроизма в составе международных коллабораций в интервале энергий 5-20 МэВ на ускорителе ИЯФ КУ и импульсом 5 ГэВ/с на Нуклотроне ОИЯИ. Дать интерпретацию полученным результатам;

3) разработать метод исследования зависящей от спина мнимой части амплитуды упругого когерентного рассеяния дейтрона на ядре с помощью изучения времени жизни пучка частиц высокой энергии, вращающегося в накопительном кольце.

**Объектом исследования** являются спиновые характеристики (вектор поляризации, тензор поляризации) дейтронов, пролетающих через вещество, время жизни и поляризация частиц высокой энергии, вращающихся в накопительном кольце.

**Предметом исследований** является эффект спинового дихроизма дейтронов, пролетающих через неполяризованное вещество.

Выбор объекта и предмета исследования обусловлен необходимостью обнаружения явления спинового дихроизма дейтронов, которое даёт дополнительную возможность для исследования ядерных взаимодействий в малонуклонных системах.

## **Научная новизна**

Научная новизна диссертации состоит в экспериментальном обнаружении эффекта спинового дихроизма дейтронов, а также разработке экспериментальных методов его измерения. Показано, что в области низких энергий существенное влияние на эффект спинового дихроизма оказывает интерференция кулоновского и ядерного взаимодействий. Полученные результаты являются новыми. Они актуальны для изучения ядерного взаимодействия в малонуклонных системах, а также в связи с активным использованием поляризованных пучков частиц в физике высоких энергий.

## **Положения выносимые на защиту**

1) Методика эксперимента, позволившая обнаружить явление спинового дихроизма дейтронов.

2) Экспериментальное обнаружение эффекта спинового дихроизма частицы со спином  $S=1$ , проходящей через неполяризованное вещество.

3) Эффект изменения знака спинового дихроизма при прохождении дейтронов с энергией 5-20 МэВ через углеродную мишень, обнаруженный в экспериментах; его теоретическое объяснение интерференцией кулоновского и ядерного взаимодействий дейтрона с ядром.

4) Эффект зависимости времени жизни пучка неполяризованных частиц, вращающегося в накопительном кольце, от величины тензорной поляризации внутренней дейтериевой мишени, позволяющий измерить мнимую часть амплитуды упругого когерентного рассеяния дейтрона на частице на угол ноль для фиксированной энергии.

## **Личный вклад соискателя**

Диссертационная работа отражает личный вклад автора в проведенных исследованиях. Научным руководителем доктором физ.-мат. наук, профессором В. Г. Барышевским была высказана идея эксперимента, определена область исследований и осуществлялось общее руководство. Совместно с научным руководителем проводилось обсуждение и интерпретация полученных результатов. В процессе проведения международной коллаборацией экспериментов по обнаружению эффекта спинового дихроизма дейтронов с энергией до 20 МэВ автор диссертации отвечал за разработку методического обеспечения и анализ результатов экспериментов, позволивших впервые обнаружить явление спинового дихроизма дейтронов. Результатом

эксперимента стало обнаружение эффекта спинового дихроизма дейтронов. Автором диссертации было показано, что в интервале энергий 5-20 МэВ в углеродной мишени спиновый дихроизм изменяет знак и дано объяснение возможной причины такого поведения эффекта. При проведении экспериментов на Нуклотроне ОИЯИ (кроме первого эксперимента) автор участвовал в первичной обработке и интерпретации результатов измерений.

### **Апробация результатов диссертации.**

Результаты исследований, включённые в диссертацию, докладывались и обсуждались на следующих конференциях и симпозиумах:

- 1) «XII International Seminar Nonlinear Phenomena in Complex Systems. Fractals, Chaos, Phase Transition, Self-organization». Минск, Беларусь. 17 – 20 мая 2005.
- 2) The 8th International Workshop «Relativistic Nuclear Physics: from Hundreds MeV to TeV, RNP 2005». ОИЯИ, Дубна, Россия. 23 – 28 мая 2005.
- 3) VIII International School-seminar "The Actual Problems of Microworld Physics". Гомель, Беларусь. 2005.
- 4) «Caucasian-German School and Workshop on Hadron Physics: Spin in hadron physics». Тбилиси, Грузия. 4 – 8 сентября 2006.
- 5) «The 17th International spin physics symposium, SPIN 2006». Киото, Япония. 2 – 7 октября 2006.
- 6) «The 11th International Conference on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon, MENU 2007». Юлих, Германия. 10 – 14 сентября 2007.
- 7) «The 19th International spin physics symposium, SPIN 2010» Юлих, Германия. 27 сентября – 2 октября, 2010.
- 8) «The 8th Int. Conf. on Nuclear Physics at Storage Rings, STORI 2011». Фраскати, Италия. 9 – 14 октября 2011.
- 9) XII-th International School-Seminar “The Actual Problems Of Microworld Physics”. Гомель, Беларусь. 22 июля – 2 августа 2013.
- 10) 64 международная конференция «Ядро-2014» «Фундаментальные проблемы ядерной физики, атомной энергетики и ядерных технологий» (64 Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра). Минск, Беларусь. 1 – 4 июля 2014.

## **Опубликованность результатов диссертации**

Результаты работы опубликованы в 17 научных работах, в том числе 7 статей в рецензируемых журналах [1–А – 7–А] (общий объём 4 авторских листа), 7 статей в сборниках трудов конференций [8–А – 14–А], 2 тезиса докладов [15–А, 16–А] в материалах конференций и симпозиумов, 1 статья в сборнике научных трудов [17–А].

## **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, общей характеристики работы, 4 глав, заключения, списка использованных источников и 2 приложений. В главе 1 приводится краткое описание явления двойного лучепреломления дейтронов, аналитический обзор литературы по тематике диссертации, обоснование выбора направления исследований и проведения первых экспериментов по измерению спинового дихроизма дейтронов. В главе 2 приводится описание экспериментальной установки и разработанной методики измерения спинового дихроизма дейтронов в углеродной мишени в области энергий 5-20 МэВ. В главе 3 приводятся анализ и интерпретация результатов экспериментов по измерению спинового дихроизма дейтронов в углеродной мишени в области энергий 5-20 МэВ. С целью объяснения полученных на эксперименте результатов проводится также более детальный анализ явления двойного лучепреломления дейтронов с учётом кулоновского взаимодействия. Глава 4 посвящена исследованию спинового дихроизма в области высоких энергий. В ней представлены оценки спинового дихроизма в этой области энергий и результаты экспериментов, проводившихся в ОИЯИ. В главе рассматривается предложенный новый метод измерения в накопительном кольце мнимой части зависящей от спина амплитуды упругого когерентного рассеяния дейтрона на угол ноль, а также исследуется возможность экспериментального сравнения моделей нуклон-нуклонного взаимодействия посредством измерения эффекта спинового дихроизма дейтронов в мишенях из лёгких ядер.

Полный объём диссертации составляет 136 страниц; работа содержит 50 рисунков на 34 страницах и 4 таблицы на 1 странице, 2 приложения на 25 страницах. Список использованных источников на 7 страницах включает 85 наименований.

# ГЛАВА 1

## КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЕЙТРОНОВ В НЕПОЛЯРИЗОВАННОЙ СРЕДЕ

В данной главе кратко рассматривается явление двулучепреломления дейтронов в веществе, предсказанное в работах [22, 23]. Согласно [22, 23], при прохождении неполяризованного пучка через неполяризованную мишень возникает эффект спинового дихроизма дейтронов, приводящий к появлению у пучка тензорной поляризации. В случае поляризованного пучка происходит поворот вектора поляризации пучка и преобразование векторной поляризации в тензорную и наоборот. На основе рассмотренной задачи о рассеянии системы, состоящей из двух рассеивателей – протона и нейтрона в составе дейтрона, на нуклоне получено значение величины эффекта в области энергий дейтронов 5–20 МэВ, в которой готовился эксперимент по обнаружению эффекта спинового дихроизма дейтронов.

### 1.1 Показатель преломления частицы в веществе

В настоящее время теоретические исследования в физике частиц высокой энергии, выявляющие особенности фундаментальных взаимодействий, являются одним из факторов, обуславливающих строительство и модернизацию мощных ускорителей, коллайдеров, накопителей частиц (LHC, GSI, COSY, NICA). В связи с подготовкой новых прецизионных экспериментов (к примеру, экспериментов по измерению ЭДМ протона и дейтрона), актуальными являются эксперименты по изучению малонуклонных систем при взаимодействии протонов, антипротонов, нейтронов, дейтронов. Удобство использования этих частиц для поиска ненуклонных степеней свободы при взаимодействии заключается в том, что можно задавать с достаточной точностью нуклон-нуклонные потенциалы и волновые функции основного состояния дейтрона. Однако экспериментальные результаты показывают, что даже для  $pd$ -рассеяния наблюдаются расхождения с трёхнуклонными расчётами для дифференциального сечения при энергии протонов 100 МэВ. При этом расхождения увеличиваются с ростом энергии и величиной переданного импульса, соответствующего расстоянию между взаимодействующими нуклонами менее 1 Фм [32]. Одним из дополнительных инструментов для исследований нуклон-нуклонных взаимодействий является анализ спин-зависимых (поляризационных) наблюдаемых, которые являются более

чувствительными к особенностям взаимодействия по сравнению с усреднённым по поляризации дифференциальным сечением.

Спин-зависимые наблюдаемые в физике частиц высоких энергий чаще всего измеряются в экспериментах по рассеянию пучка частиц на мишени, однако явление *двойного лучепреломления частиц* позволяет проводить такие измерения, в частности, спин-зависимой амплитуды упругого когерентного рассеяния вперед *в прошедшем* через мишень пучке.

Ещё в первой половине XX века в работах Э. Ферми при анализе взаимодействия тепловых нейтронов с веществом было показано, что во многих случаях при прохождении пучка нейтронов через мишень необходимо учитывать преломление на границе вещество-вакуум. В результате детального анализа [12, 33, 34] для скалярных волн была установлена связь между показателем преломления частицы в среде и амплитудой упругого когерентного рассеяния на угол ноль:

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi\rho}{k^2} f(0), \quad (1.1)$$

$$n = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} f(0) \text{ при } \left| \frac{2\pi\rho}{k^2} f(0) \right| \ll 1, \quad (1.2)$$

где  $n$  – показатель преломления частицы в среде,

$\rho$  – число рассеивателей в единице объёма,

$k$  – волновое число частицы,

$f(0)$  – амплитуда упругого когерентного рассеяния на угол ноль,

$f(0) = \text{Re}f(0) + i \text{Im}f(0)$ ,

$\text{Re}f(0)$  – реальная часть  $f(0)$ ,  $\text{Im}f(0)$  – мнимая часть  $f(0)$ .

При этом в соответствии с оптической теоремой [6, т. 3]

$$\text{Im} f(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma, \quad (1.3)$$

где  $\sigma$  – полное сечение рассеяния.

Пусть частица с волновым числом  $k$  падает на мишень. Выберем ось  $z$  в направлении волнового вектора  $\vec{k}$ . В вакууме ее состояние описывается плоской волной  $\exp(ikz)$ . В веществе состояние описывается волной  $\exp(ik'z) = \exp(iknz)$ . В результате интенсивность пучка на расстоянии  $z$  от начала мишени имеет вид

$$I(z) = I^0 |e^{ik'z}|^2 = I^0 e^{-2\text{Im}(k'z)} = I^0 e^{-2\text{Im}(knz)}. \quad (1.4)$$

где  $I^0$  – интенсивность пучка перед мишенью.

Если выполняется условие (1.2), то имеем

$$I(z) = I^0 e^{-\sigma_p z}. \quad (1.5)$$

Обобщение выражения (1.1) на случай взаимодействия с поляризованной мишенью было дано в работах [13, 14, 22, 23]. Согласно этим работам, в случае спиновых частиц и мишени с поляризованными ядрами показатель преломления записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \hat{n}^2 &= 1 + \frac{4\pi\rho}{k^2} \hat{f}(0), \\ \hat{n} &= 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} \hat{f}(0) \quad \text{при} \quad \left| \frac{2\pi\rho}{k^2} \hat{f}(0) \right| \ll 1, \end{aligned} \quad (1.6)$$

где  $\hat{f}(0) = Sp \hat{\rho}_J \hat{F}(0)$ ,

$\hat{\rho}_J$  – спиновая матрица плотности рассеивателя,

$\hat{F}(0)$  – операторная амплитуда рассеяния вперед, действующая в спиновом пространстве частицы и рассеивателя со спином  $J$ .

## 1.2 Двойное лучепреломление дейтронов в неполяризованном веществе

В соответствии с анализом [13, 14, 22], при взаимодействии частицы со спином  $S=1$  (дейтрон) с неполяризованным ядром амплитуда  $\hat{f}(0)$  имеет вид

$$\hat{f}(0) = d_0 + d_1 (\vec{S}\vec{n})^2 = d_0 + d_1 S_z^2, \quad (1.7)$$

где  $d_0$  – независимая от спина часть амплитуды упругого когерентного рассеяния на угол ноль,

$d_1$  – зависящая от спина часть амплитуды упругого когерентного рассеяния на угол ноль,

$\vec{S}$  – оператор спина падающей частицы,

$\vec{n}$  – единичный вектор в направлении движения частицы.

Согласно (1.7), амплитуда рассеяния вперед, а вместе с ней и показатель преломления, в случае рассеяния дейтрона зависит от ориентации спина относительно направления импульса.

Пусть  $M$  – магнитное квантовое число, тогда для дейтрона, находящегося в состоянии, являющимся собственным состоянием оператора  $S_z$ , получим [13, 14, 22, 23]:

$$\begin{aligned} f_M(0) &= d_0 + d_1 M^2, \\ n_M &= 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} (d_0 + d_1 M^2). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Как видно из (1.8), движущийся в неполяризованной мишени дейтрон обладает двумя показателями преломления, соответствующими состояниям дейтрона с  $M=0$  и  $M=\pm 1$ .

### 1.3 Вращение и осцилляция спина, спиновый дихроизм дейтрона, движущегося в неполяризованном веществе

Пусть состояние дейтрона перед мишенью описывается волновой функцией  $\psi_0$ . Тогда волновую функцию частицы, прошедшей в веществе расстояние  $z$  можно записать в виде  $\psi = \exp(ik\hat{n}z)\psi_0$ .

Представим волновую функцию  $\psi$  в виде суперпозиции базисных спиновых функций  $\chi_m$ , являющихся собственными функциями оператора  $\hat{S}^2$  и  $\hat{S}_z$ ;  $\hat{S}_z \chi_M = M \chi_M$  [13, 14, 22, 23]:

$$\psi = \sum_{M=\pm 1,0} a^M \chi_M, \quad (1.9)$$

где  $a^M$  – коэффициенты разложения.

Исследуем теперь, как изменяются по мере движения в веществе поляризационные характеристики дейтрона (вектор поляризации, тензорная поляризация) [13, 14, 22].

Спиновое состояние дейтрона характеризуется вектором поляризации  $\vec{p} = \langle \vec{S} \rangle = \frac{\langle \psi | \hat{S} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}$  и неприводимым тензором второго ранга - тензором

квадруполяризации  $p_{ik} = \langle \hat{Q}_{ik} \rangle = \frac{\langle \psi | \hat{Q}_{ik} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}$  [6, т. 3; 35, 36]. Знание явного вида

спиновой волновой функции частицы  $\psi$  позволяет найти  $\vec{p}$  и  $p_{ik}$ . Волновая функция дейтрона на глубине  $z$  с учетом того, что  $n_1 = n_{-1}$  может быть записана следующим образом:

$$\psi = \begin{Bmatrix} a^1 \\ a^0 \\ a^{-1} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} ae^{i\delta_1} e^{ikn_1 z} \\ be^{i\delta_0} e^{ikn_0 z} \\ ce^{i\delta_{-1}} e^{ikn_{-1} z} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} ae^{i\delta_1} e^{ikn_{\pm 1} z} \\ be^{i\delta_0} e^{ikn_0 z} \\ ce^{i\delta_{-1}} e^{ikn_{\pm 1} z} \end{Bmatrix}. \quad (1.10)$$

Выберем систему координат таким образом, чтобы плоскость  $(yz)$  совпадала с плоскостью, образованной вектором  $\langle \vec{p} \rangle \neq 0$  и импульсом частицы. При этом  $\delta_1 - \delta_0 = \delta_{-1} - \delta_0 = \pi/2$  и компоненты вектора поляризации при  $z=0$  будут  $\langle p_x \rangle = 0$ ,  $\langle p_y \rangle \neq 0$ ,  $\langle p_z \rangle \neq 0$ .

В результате получим:

$$\begin{aligned} p_x(z) &= \frac{\sqrt{2} e^{\frac{1}{2}\rho(\sigma_0 + \sigma_{\pm 1})z} b(a-c) \sin\left(\frac{2\pi\rho}{k} \operatorname{Re} d_1 z\right)}{\langle \psi | \psi \rangle}, \\ p_y(z) &= \frac{\sqrt{2} e^{\frac{1}{2}\rho(\sigma_0 + \sigma_{\pm 1})z} b(a+c) \cos\left(\frac{2\pi\rho}{k} \operatorname{Re} d_1 z\right)}{\langle \psi | \psi \rangle}, \\ p_z(z) &= \frac{e^{\rho\sigma_{\pm 1}z} (a^2 - c^2)}{\langle \psi | \psi \rangle}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Тензор квадрупольной поляризации дейтрона выражается через операторы спина следующим образом:  $\hat{Q}_{ij} = \frac{3}{2} \left( \hat{S}_i \hat{S}_j + \hat{S}_j \hat{S}_i - \frac{4}{3} \delta_{ij} \right)$  [6 т. 3; 35, 36]. После усреднения  $\hat{Q}_{ij}$  с помощью волновой функции (1.10) получим для тензорной поляризации выражения вида:

$$\begin{aligned} p_{xx}(z) &= \frac{-\frac{1}{2}(a^2 + c^2)e^{-\rho\sigma_{\pm 1}z} + b^2 e^{-\rho\sigma_0 z} - 3ace^{-\rho\sigma_{\pm 1}z}}{\langle \psi | \psi \rangle}, \\ p_{yy}(z) &= \frac{-\frac{1}{2}(a^2 + c^2)e^{-\rho\sigma_{\pm 1}z} + b^2 e^{-\rho\sigma_0 z} + 3ace^{-\rho\sigma_{\pm 1}z}}{\langle \psi | \psi \rangle}, \\ p_{zz}(z) &= \frac{(a^2 + c^2)e^{-\rho\sigma_{\pm 1}z} - 2b^2 e^{-\rho\sigma_0 z}}{\langle \psi | \psi \rangle}, \\ p_{xy}(z) &= 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_{xz}(z) &= \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{e^{-\frac{1}{2}\rho(\sigma_0+\sigma_{\pm 1})z} b(a+c) \sin\left(\frac{2\pi\rho}{k} \operatorname{Re} d_1 z\right)}{\langle \psi | \psi \rangle}, \\
p_{yz}(z) &= \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{e^{-\frac{1}{2}\rho(\sigma_0+\sigma_{\pm 1})z} b(a-c) \cos\left(\frac{2\pi\rho}{k} \operatorname{Re} d_1 z\right)}{\langle \psi | \psi \rangle},
\end{aligned} \tag{1.12}$$

где  $\langle \psi | \psi \rangle = (a^2 + c^2) e^{-\rho\sigma_{\pm 1}z} + b^2 e^{-\rho\sigma_0z}$ ,

$$\sigma_0 = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im}(f_0(0)) = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im}(d_0),$$

$$\sigma_{\pm 1} = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im}(f_{\pm 1}(0)) = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im}(d_0 + d_1).$$

Из выражений (1.11) вытекает, что в процессе движения поляризованного дейтронного пучка через неполяризованную мишень происходит поворот вектора поляризации пучка относительно оси  $z$ , причем величина угла поворота пропорциональна реальной части амплитуды упругого когерентного рассеяния вперед. При этом в зависимости от знака реальной части и угла между вектором поляризации и импульсом (острый либо тупой угол), вращение поляризации будет описывать левый либо правый винт по отношению к оси  $z$ . Более того, как видно из выражений (1.11) и (1.12), происходит преобразование компонент векторной поляризации в тензорную и наоборот.

В случае, когда угол между вектором поляризации и импульсом составляет  $\pi/2$  ( $a=c$ ), т. е.  $\langle p_x \rangle = \langle p_z \rangle = 0$ ,  $\langle p_y \rangle \neq 0$  получим:

$$\begin{aligned}
p_x(z) &= 0, \\
p_y(z) &= \frac{\sqrt{2} e^{-\frac{1}{2}\rho(\sigma_0+\sigma_{\pm 1})z} 2ba \cos\left(\frac{2\pi\rho}{k} \operatorname{Re} d_1 z\right)}{\langle \psi | \psi \rangle}, \\
p_z(z) &= 0, \\
p_{xx}(z) &= \frac{-4a^2 e^{-\rho\sigma_{\pm 1}z} + b^2 e^{-\rho\sigma_0z}}{\langle \psi | \psi \rangle}, \\
p_{yy}(z) &= \frac{2a^2 e^{-\rho\sigma_{\pm 1}z} + b^2 e^{-\rho\sigma_0z}}{\langle \psi | \psi \rangle}, \\
p_{zz}(z) &= \frac{2a^2 e^{-\rho\sigma_{\pm 1}z} - 2b^2 e^{-\rho\sigma_0z}}{\langle \psi | \psi \rangle}, \\
p_{xy}(z) &= 0,
\end{aligned}$$

$$p_{xz}(z) = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{e^{-\frac{1}{2}\rho(\sigma_0 + \sigma_{\pm 1})z} 2ab \sin\left(\frac{2\pi\rho}{k} \operatorname{Re} d_1 z\right)}{\langle \psi | \psi \rangle},$$

$$p_{yz}(z) = 0. \quad (1.13)$$

Согласно (1.13) при заданных условиях поляризация дейтронного пучка осциллирует, поворота нет.

Следует также отметить, что в процессе движения дейтронов через неполяризованную мишень вследствие двойного лучепреломления помимо эффекта поворота вектора поляризации, возникает эффект спинового дихроизма. Эффект спинового дихроизма состоит в том, что коэффициент поглощения дейтронов в спиновом состоянии, характеризующимся магнитным квантовым числом  $M=\pm 1$  не равен коэффициенту поглощения в состоянии с  $M=0$ . Как следствие, при прохождении через мишень пучка, состоящего, например, из дейтронов в состоянии  $M=\pm 1$ , интенсивность пучка в мишени, согласно (1.5) будет меняться следующим образом:  $I_{\pm 1}(z) = I_{\pm 1}^0 e^{-\sigma_{\pm 1}\rho z}$ , где  $I_{\pm 1}^0$  – интенсивность пучка до мишени,  $\sigma_{\pm 1}$  – полное сечение рассеяния дейтронов в состоянии с  $M=\pm 1$ ,  $\rho$  – число рассеивателей в единице объема,  $z$  – пройденный в мишени путь. При прохождении через мишень пучка дейтронов, находящихся в состоянии с  $M=0$ , интенсивность изменяется согласно соотношению  $I_0(z) = I_0^0 e^{-\sigma_0\rho z}$ , где  $I_0^0$  – интенсивность пучка до мишени,  $\sigma_0$  – полное сечение рассеяния дейтронов в состоянии с  $M=0$ .

Рассмотрим прохождение неполяризованного дейтронного пучка через мишень. Неполяризованный пучок можно представить как сумму трех пучков с равными интенсивностями:  $I = I_{-1}^0 + I_0^0 + I_{+1}^0$ ,  $I_{\pm 1}^0 = I_0^0 = I/3$ . С учетом того, что при низких энергиях в реальном эксперименте величина  $\sigma_{\pm 1,0}\rho z \ll 1$ , изменение интенсивности каждой компоненты пучка в мишени представимо в виде:  $I_{\pm 1}(z) = I(1 - \sigma_{\pm 1}\rho z)/3$  и  $I_0(z) = I(1 - \sigma_0\rho z)/3$ .

Спиновый дихроизм можно охарактеризовать величиной

$$D = (I_{\pm 1}(z) - I_0(z)) / (I_{\pm 1}(z) + I_0(z)) \approx (\sigma_0 - \sigma_{\pm 1})\rho z / 2. \quad (1.14)$$

Напомним, что амплитуда упругого когерентного рассеяния дейтрона на ядре на нулевой угол может быть записана в виде  $f(0) = d_0 + d_1 M^2$ , где  $d_0$  и  $d_1$  – независимая и зависящая от спина часть амплитуды соответственно. Из этого выражения для амплитуды в соответствии с оптической теоремой вытекает равенство  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1} = -4\pi \operatorname{Im}(d_1) / k$ , где  $k$  – волновое число дейтрона. Как

следствие, из выражения (1.14) вытекает, что после прохождения мишени толщиной  $l$  величину  $D$  можно записать следующим образом:

$$D \approx (\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}) \rho l / 2 = -2\pi \rho l \operatorname{Im}(d_1) / k = -2\pi N_a L \operatorname{Im}(d_1) / k M_r, \quad (1.15)$$

где  $N_a$  – число Авогадро,

$L$  – толщина мишени в г/см<sup>2</sup>,

$M_r$  – молярная масса вещества мишени.

Вследствие спинового дихроизма, первоначально неполяризованный пучок дейтронов приобретает тензорную поляризацию [13, 14, 22, 23]. Тензорная поляризация пучка  $p_{zz}$  следующим образом выражается через интенсивности  $I_{\pm 1}$  и  $I_0$  (см. напр. [37]):  $p_{zz} = (I_{-1} + I_{+1} - 2I_0) / (I_{-1} + I_{+1} + I_0)$ .

Отсюда получаем, что тензорная поляризация первоначально неполяризованного пучка ( $I_{\pm 1}(0) = I_0(0)$ ,  $p_{zz}(0) = 0$ ) после прохождения в мишени пути  $z$  определяется следующим выражением:

$$p_{zz}(z) = \frac{(I_{-1}(z) + I_{+1}(z) - 2I_0(z))}{(I_{-1}(z) + I_0(z) + I_{+1}(z))} \approx 2(\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}) \rho z / 3, \quad (1.16)$$

т. е. после прохождения мишени толщиной  $l$

$$p_{zz} = \frac{-8\pi \rho l \operatorname{Im}(d_1)}{3k} = \frac{-8\pi N_a L \operatorname{Im}(d_1)}{3k M_r} = \frac{2N_a L (\sigma_0 - \sigma_{\pm 1})}{3M_r}. \quad (1.17)$$

Из выражений (1.14) – (1.17) вытекает связь между величиной спинового дихроизма дейтронов и величиной приобретенной тензорной поляризации:

$$p_{zz} = 4D/3. \quad (1.18)$$

Как уже указывалось выше,  $\operatorname{Re}(d_1)$  определяет угол поворота вектора поляризации дейтронов:

$$\vartheta = 2\pi N_a L \operatorname{Re}(d_1) / k M_r. \quad (1.19)$$

Следует обратить внимание на то, что при движении в мишени дейтрон теряет энергию вследствие ионизационных потерь. С учетом изменения энергии дейтронов  $E$  внутри мишени, выражения для  $p_{zz}$  и  $\vartheta$  можно записать в виде:

$$p_{zz}(l) = \frac{2}{3} n \int_0^l (\sigma_0(E(z)) - \sigma_{\pm 1}(E(z))) dz = -\frac{8\pi N_a}{3M_r} \int_0^l \frac{\text{Im}(d_1(E(z)))}{k(z)} dz, \quad (1.20)$$

$$\vartheta(L) = \frac{2\pi N_a}{M_r} \int_0^L \frac{\text{Re}(d_1(E(z)))}{k(z)} dz. \quad (1.21)$$

Здесь следует заметить, что в отличие от двойного лучепреломления света, которое возникает вследствие анизотропии вещества, в котором свет распространяется, двойное лучепреломление частиц со спином  $S \geq 1$  обусловлено внутренней анизотропией частиц. Известно, что наличие квадрупольного момента у дейтрона, а также неравенство магнитного момента дейтрона сумме магнитных моментов протона и нейтрона обусловлены тем, что основное состояние дейтрона описывается суперпозицией сферически симметричной волновой функции  $S$ -состояния и волновой функцией  $D$ -состояния [38]. В результате, волновую функцию дейтрона в состоянии с магнитным квантовым числом  $M$  можно записать в виде [38, с. 35]

$$\varphi_M = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{u(r)}{r} + \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{w(r)}{r} \hat{S}_{12} \right\} \chi_M, \quad (1.22)$$

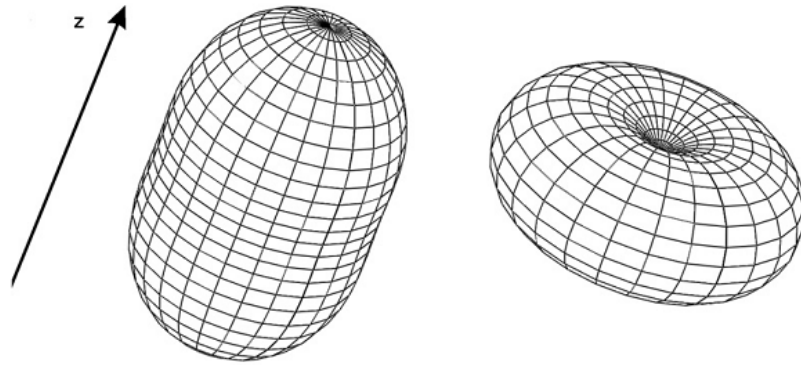
где  $u(r)$  – радиальная волновая функция  $S$ -состояния;

$w(r)$  – радиальная функция  $D$ -состояния;

$$\hat{S}_{12} = 6(\vec{S}\vec{n})^2 - 2\vec{S}^2, \quad \vec{n} = \vec{r}/r, \quad \vec{S} = (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)/2,$$

$\vec{\sigma}_{1(2)}$  – спиновая матрица Паули, описывающая спин протона (нейтрона).

С помощью волновой функции основного состояния дейтрона (1.22) можно найти распределение плотности нуклонов в дейтроне для состояний с  $M = \pm 1$  и  $M = 0$  (см. рисунок 1.1). Согласно рисунку 1.1, распределение плотности нуклонов для этих состояний различно. Именно эта внутренняя анизотропия дейтронов и обуславливает существование эффекта двулучепреломления и спинового дихроизма дейтронов в однородной изотропной мишени. Используя (1.22), можно получить среднеквадратичный поперечный радиус дейтрона. Подстановка параметров радиальных функций дейтрона из [39] дает величины 1.57 фм и 1.66 фм соответственно, т. е. разница составляет  $\sim 0.1$  фм.



**Рисунок 1.1. – Квадрат модуля волновой функции дейтрона при  $r=1.8$  фм с проекцией полного момента  $M=\pm 1$  и  $M=0$  соответственно**

Как показано в работах [13, 14] в релятивистском случае у амплитуды рассеяния вперед можно выделить Лоренц-фактор частицы  $\gamma$ :  $f(0)=\gamma f'(0)$ , в результате при релятивистских энергиях разность  $n-1$  в (1.6) пропорциональна  $k^{-1}$ , а не  $k^{-2}$ . Как следствие изменяется зависимость набега фазы от  $k$ :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\rho}{k} \gamma \operatorname{Re}(d'_1 z) = 2\pi\rho\lambda_c \operatorname{Re}(d'_1 z), \quad (1.23)$$

где  $\lambda_c = \hbar/(mc)$  – комптоновская длина волны частицы с массой  $m$ .

Как видно из (1.23), в релятивистском случае падение  $\Delta\varphi$  с ростом  $k$  прекращается.

Таким образом, предсказанное в работах [13, 14, 22, 23] квазиоптическое явление двойного лучепреломления дейтронов даёт возможность непосредственного измерения как реальной части зависящей от спина амплитуды упругого когерентного рассеяния на угол ноль посредством измерения угла поворота поляризации дейтронного пучка при прохождении неполяризованной мишени, так и измерения мнимой части посредством измерения спинового дихроизма (приобретенной тензорной поляризации при прохождении неполяризованного пучка через неполяризованную мишень).

## **1.4 Рассеяние нерелятивистского дейтрона на нуклоне**

Подготовка эксперимента по обнаружению эффекта двулучепреломления дейтронов в неполяризованной ядерной мишени потребовала более детального теоретического изучения вопроса о возможной величине эффекта. Так как проведение эксперимента готовилось на ускорителе с энергией дейтронов до 20 МэВ, то необходимо было получить значение величины поворота и спинового дихроизма для этой области энергий.

Теоретическое изучение и оценку величины эффекта спинового дихроизма дейтронов целесообразно начинать с использованием простейшей мишени – нуклонной. Это связано, во-первых, с тем, что теоретические модели и экспериментальные данные по нуклон-нуклонным взаимодействиям получены в широкой области энергий. Во-вторых, на основании результатов для нуклонной мишени можно делать качественные оценки для многонуклонных ядер.

Рассмотрим рассеяние на нуклонной мишени дейтронного пучка в диапазоне энергий 5 – 20 МэВ. Напомним, что спиновый дихроизм дейтронов зависит от разности полных сечений рассеяния дейтронов в состоянии с  $M=\pm 1$  и  $M=0$ . Известно, что полное сечение рассеяния инвариантно относительно преобразования системы координат. Рассмотрим задачу в системе покоя дейтрона. Кинетическая энергия налетающего на дейтрон нуклона много больше энергии связи дейтрона  $\varepsilon=2.225$  МэВ. Как следствие, для описания рассеяния можем применить импульсное приближение [12]. В рамках этого приближения можем рассмотреть рассеяние нуклонов с импульсом  $\vec{p}$  на дейтроне как рассеяние волны с волновым вектором  $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$  на двух рассеивателях, расположенных в точках  $\vec{r}_p$  и  $\vec{r}_n$ , где  $\vec{r}_{p(n)}$  – координата протона (нейтрона).

В работах [12; 14, с. 25] было изучено подобное рассеяние для случая бесспиновых частиц. В связи с тем, что нуклоны обладают спином, было рассмотрено рассеяние с учётом спина сталкивающихся частиц [1–А, 17–А].

Пусть один из рассеивателей (один из нуклонов дейтрона) расположен в начале системы координат (рисунок 1.2). Так как рассматривается область низких энергий, при которой длина волны де Бройля падающей частицы много больше радиуса нуклона, то для описания процесса столкновения можно использовать приближение изотропного рассеяния ( $S$ -рассеяние). Пусть  $\hat{a}_1$  и  $\hat{a}_2$  – зависящие от спина операторы амплитуды рассеяния на каждом рассеивателе при отсутствии другого рассеивателя. Процесс рассеяния волны на двух центрах будет представлять собой процесс многократного перерассеяния. Рассмотрим этот процесс подробнее. Для первого рассеяния падающей волны на первом рассеивателе амплитуда рассеяния равна  $\hat{A}_1^{(0)} = \hat{a}_1$ . Далее можем добавить вклад в волну, падающую на первый центр, от рассеяния волны, образованной вторым центром при рассеянии на нём плоской волны:

$\hat{A}_1^{(1)} = \hat{a}_1 + \hat{a}_2 \hat{a}_1 \frac{e^{ikR} e^{i\vec{k}\vec{R}}}{R}$ . Следующим шагом можем добавить вклад, возникающий от перерассеяния волны, образованной первым центром и перерассеянной вторым опять на первый:  $\hat{A}_1^{(2)} = \hat{a}_1 + \hat{a}_2 \hat{a}_1 \frac{e^{ikR} e^{i\vec{k}\vec{R}}}{R} + \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_1 \frac{e^{2ikR}}{R}$ .

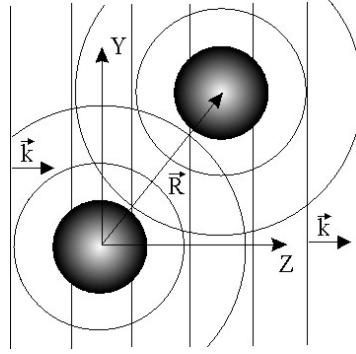


Рисунок 1.2. – Рассеяние волны на двух центрах

Слагаемое, отвечающее  $n$ -кратному рассеянию, имеет вид  $\hat{a}_2 \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_1 \dots \hat{a}_2 \hat{a}_1 \frac{e^{ikR} e^{i\bar{k}\bar{R}}}{R}$  если  $n$  – нечётное. Для чётных  $n$  слагаемое имеет вид  $\hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_1 \dots \hat{a}_2 \hat{a}_1 \frac{e^{ikR}}{R}$ . Для второго рассеивателя процесс рассеяния будет происходить аналогичным образом с поправкой на разность фаз. В результате для нечётного слагаемого получаем  $\hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_1 \hat{a}_2 \dots \hat{a}_1 \hat{a}_2 \frac{e^{ikR} e^{-i\bar{k}\bar{R}}}{R}$ , а для чётного –  $\hat{a}_2 \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_1 \dots \hat{a}_1 \hat{a}_2 \frac{e^{ikR}}{R}$ . При этом амплитуды  $n$ -кратного рассеяния на каждом центре могут быть записаны в следующем виде:  $\hat{A}_1^{(n)} = \hat{a}_1 + \hat{a}_1 \hat{A}_2^{(n-1)} \frac{e^{ikR} e^{i\bar{k}\bar{R}}}{R}$ ,  $\hat{A}_2^{(n)} = \hat{a}_2 + \hat{a}_2 \hat{A}_1^{(n-1)} \frac{e^{ikR} e^{-i\bar{k}\bar{R}}}{R}$ . При  $n \rightarrow \infty$   $\hat{A}_1^{(n)} \rightarrow \hat{A}_1$ ,  $\hat{A}_2^{(n)} \rightarrow \hat{A}_2$ . В результате получим выражения для амплитуд:

$$\begin{aligned} \hat{A}_1 &= \hat{a}_1 + \hat{a}_1 \hat{A}_2 \frac{e^{ikR} e^{i\bar{k}\bar{R}}}{R}, \\ \hat{A}_2 &= \hat{a}_2 + \hat{a}_2 \hat{A}_1 \frac{e^{ikR} e^{-i\bar{k}\bar{R}}}{R}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Таким образом, рассеяние на первом центре можно представить как рассеяние с амплитудой  $\hat{a}_1$  плоской волны и образованной вторым центром сферической волны  $\hat{A}_2 \frac{e^{ikR}}{R}$ . Аналогичные рассуждения справедливы и для второго рассеивателя.

Операторную амплитуду рассеяния на угол ноль на двух центрах можно записать следующим образом:

$$\hat{A} = \hat{A}_1 + \hat{A}_2. \quad (1.25)$$

Отсюда нужно выражение для амплитуды рассеяния  $\hat{A}$  протона на дейтроне, находящемся в основном состоянии, описываемом волновой функцией  $\Psi_M$ , получается усреднением (1.25) по спиновой волновой функции протона  $\Psi_p = \chi_p$  ( $\chi_p$  – двухкомпонентный спинор) и волновой функции основного состояния дейтрона:

$$A_M = \int \langle \Psi_M \Psi_p | \hat{A} | \Psi_M \Psi_p \rangle d^3 \vec{R} = \int (\langle \Psi_M \Psi_p | \hat{A}_1 | \Psi_M \Psi_p \rangle + \langle \Psi_M \Psi_p | \hat{A}_2 | \Psi_M \Psi_p \rangle) d^3 \vec{R}, \quad (1.26)$$

где

$$\begin{cases} \langle \Psi_M \Psi_p | \hat{A}_1 | \Psi_M \Psi_p \rangle = \langle \Psi_M \Psi_p | \hat{a}_1 | \Psi_M \Psi_p \rangle + \langle \Psi_M \Psi_p | \hat{a}_1 \hat{A}_2 | \Psi_M \Psi_p \rangle \frac{e^{ikR} e^{ik\vec{R}}}{R}, \\ \langle \Psi_M \Psi_p | \hat{A}_2 | \Psi_M \Psi_p \rangle = \langle \Psi_M \Psi_p | \hat{a}_2 | \Psi_M \Psi_p \rangle + \langle \Psi_M \Psi_p | \hat{a}_2 \hat{A}_1 | \Psi_M \Psi_p \rangle \frac{e^{ikR} e^{-ik\vec{R}}}{R}. \end{cases} \quad (1.27)$$

Выпишем выражения для волновой функции основного состояния дейтрона в различных спиновых состояниях в явном виде [38]:

$$\begin{aligned} \Psi_{+1} &= \alpha_1 \chi_{11} + \beta_1 \chi_{1-1} + \gamma_1 \chi_{10}, \\ \text{где } \alpha_1 &= \frac{u(R)}{R} Y_{00} + \sqrt{\frac{1}{10}} \frac{w(R)}{R} Y_{20}, \quad \beta_1 = \sqrt{\frac{3}{5}} \frac{w(R)}{R} Y_{22}, \quad \gamma_1 = \sqrt{\frac{3}{10}} \frac{w(R)}{R} Y_{21} \\ \Psi_{-1} &= \alpha_{-1} \chi_{11} + \beta_{-1} \chi_{1-1} + \gamma_{-1} \chi_{10}, \end{aligned} \quad (1.28)$$

$$\text{где } \alpha_{-1} = \sqrt{\frac{3}{5}} \frac{w(R)}{R} Y_{2-2}, \quad \beta_{-1} = \frac{u(R)}{R} Y_{00} + \sqrt{\frac{1}{10}} \frac{w(R)}{R} Y_{20}, \quad \gamma_{-1} = \sqrt{\frac{3}{10}} \frac{w(R)}{R} Y_{2-1},$$

$$\begin{aligned} \Psi_0 &= \alpha_0 \chi_{11} + \beta_0 \chi_{1-1} + \gamma_0 \chi_{10}, \\ \text{где } \alpha_0 &= \sqrt{\frac{3}{10}} \frac{w(R)}{R} Y_{2-1}, \quad \beta_0 = \sqrt{\frac{3}{10}} \frac{w(R)}{R} Y_{21}, \quad \gamma_0 = \frac{u(R)}{R} Y_{00} - \sqrt{\frac{2}{5}} \frac{w(R)}{R} Y_{20}. \end{aligned}$$

Рассмотрим рассеяние протона на дейтроне в состоянии  $M=+1$ . Для соответствующего матричного элемента оператора  $\hat{A}_{+1}$ :

$$\begin{aligned} A_{+1} &= \int \langle \Psi_{+1} \Psi_p | A | \Psi_{+1} \Psi_p \rangle d^3 \vec{R} = \int \langle \alpha_{+1} \chi_{11} \chi_p | A | \alpha_{+1} \chi_{11} \chi_p \rangle d^3 \vec{R} + \\ &+ \int \langle \beta_{+1} \chi_{1-1} \chi_p | A | \beta_{+1} \chi_{1-1} \chi_p \rangle d^3 \vec{R} + \int \langle \gamma_{+1} \chi_{10} \chi_p | A | \gamma_{+1} \chi_{10} \chi_p \rangle d^3 \vec{R}. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Аналогичные выражения справедливы для амплитуд  $\hat{A}_1$  и  $\hat{A}_2$ .

Рассмотрим первое слагаемое суперпозиции (1.29) (для остальных рассуждения будут аналогичны). Для упрощения обозначим вектор состояния  $|\alpha_{+1} \chi_{11} \chi_p\rangle$  через  $|\varphi_{\alpha_{+1}}\rangle$ . В результате можно записать:

$$\int \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A} | \varphi_{\alpha+1} \rangle d^3 \vec{R} = \int (\langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle + \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle) d^3 \vec{R}, \quad (1.30)$$

$$\text{где} \quad \begin{cases} \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle = \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle + \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_1 \hat{A}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle \frac{e^{ikR} e^{i\vec{k}\vec{R}}}{R}, \\ \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle = \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle + \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_2 \hat{A}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle \frac{e^{ikR} e^{-i\vec{k}\vec{R}}}{R}. \end{cases} \quad (1.31)$$

При исследовании амплитуды упругого когерентного рассеяния вперёд важны процессы, при которых спин ядра мишени и протона не испытывают переворота. Это позволяет записать (1.31) следующим образом:

$$\begin{cases} \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle = \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle + \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_1 | \chi_{11} \chi_p \rangle \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{A}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle \frac{e^{ikR} e^{i\vec{k}\vec{R}}}{R} = \\ = \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle + \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_1 | \chi_{11} \chi_p \rangle \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle \frac{e^{ikR} e^{i\vec{k}\vec{R}}}{R}, \\ \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle = \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle + \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_2 | \chi_{11} \chi_p \rangle \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{A}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle \frac{e^{ikR} e^{-i\vec{k}\vec{R}}}{R} = \\ = \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle + \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_2 | \chi_{11} \chi_p \rangle \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle \frac{e^{ikR} e^{-i\vec{k}\vec{R}}}{R}. \end{cases} \quad (1.32)$$

Решение полученной системы уравнений представимо в виде:

$$\begin{aligned} \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle &= \frac{\langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle + \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_1 | \chi_{11} \chi_p \rangle \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle \frac{e^{ikR} e^{i\vec{k}\vec{R}}}{R}}{1 - \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_1 | \chi_{11} \chi_p \rangle \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_2 | \chi_{11} \chi_p \rangle \frac{e^{2ikR}}{R^2}}, \\ \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle &= \frac{\langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle e^{i\vec{k}\vec{R}} + \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_1 | \chi_{11} \chi_p \rangle \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle \frac{e^{ikR}}{R}}{1 - \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_1 | \chi_{11} \chi_p \rangle \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_2 | \chi_{11} \chi_p \rangle \frac{e^{2ikR}}{R^2}}, \\ \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A} | \varphi_{\alpha+1} \rangle &= \frac{\langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_1 | \varphi_{\alpha+1} \rangle + \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle + 2 \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_1 | \chi_{11} \chi_p \rangle \langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{a}_2 | \varphi_{\alpha+1} \rangle \frac{e^{ikR}}{R} \cos(\vec{k}\vec{R})}{1 - \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_1 | \chi_{11} \chi_p \rangle \langle \chi_{11} \chi_p | \hat{a}_2 | \chi_{11} \chi_p \rangle \frac{e^{2ikR}}{R^2}}. \end{aligned} \quad (1.33)$$

Повторив вывод (1.33) для остальных слагаемых (1.29), имеем:

$$A_{+1} = \int (\langle \varphi_{\alpha+1} | \hat{A} | \varphi_{\alpha+1} \rangle + \langle \varphi_{\beta+1} | \hat{A} | \varphi_{\beta+1} \rangle + \langle \varphi_{\gamma+1} | \hat{A} | \varphi_{\gamma+1} \rangle) d^3 \vec{R}. \quad (1.34)$$

Аналогичным образом можно получить выражение для амплитуды рассеяния протона на дейтроне в состояниях с  $M=0$  и  $M=-1$ :

$$\begin{aligned} A_0 &= \int (\langle \varphi_{\alpha_0} | \hat{A} | \varphi_{\alpha_0} \rangle + \langle \varphi_{\beta_0} | \hat{A} | \varphi_{\beta_0} \rangle + \langle \varphi_{\gamma_0} | \hat{A} | \varphi_{\gamma_0} \rangle) d^3 \vec{R}, \\ A_{-1} &= \int (\langle \varphi_{\alpha_{-1}} | \hat{A} | \varphi_{\alpha_{-1}} \rangle + \langle \varphi_{\beta_{-1}} | \hat{A} | \varphi_{\beta_{-1}} \rangle + \langle \varphi_{\gamma_{-1}} | \hat{A} | \varphi_{\gamma_{-1}} \rangle) d^3 \vec{R} \end{aligned} \quad (1.35)$$

Окончательно выражение для амплитуды упругого когерентного рассеяния дейтрона на нуклоне на угол ноль (с учетом обратного преобразования системы координат в нерелятивистском случае) записывается в виде:

$$F(E,0)_{\pm 1} = A_{\pm 1} \frac{m_d}{m}, \quad F(E,0)_0 = A_0 \frac{m_d}{m}. \quad (1.36)$$

Как указывалось в начале главы, эффект двойного лучепреломления появляется вследствие различия амплитуд упругого когерентного рассеяния дейтрона в состоянии с  $M=\pm 1$  и  $M=0$ . Согласно (1.33) – (1.36), амплитуда рассеяния дейтрона на нуклонной мишени представляет собой сумму амплитуд рассеяния каждого нуклона в составе дейтрона на нуклонной мишени и интерференционного слагаемого, пропорционального  $\frac{e^{ikR}}{R} \cos(\vec{k}\vec{R})$ . Вследствие различной зависимости волновой функции основного состояния дейтрона с  $M=\pm 1$  и  $M=0$  от полярного угла между  $\vec{k}$  и  $\vec{R}$  (1.28), после усреднения (1.34) и (1.35) получим, что  $F(E,0)_{\pm 1} \neq F(E,0)_0$ . Обратим внимание на то, что эффект двулучепреломления определяется процессами перерассеяния нуклонов друг на друге (слагаемое пропорциональное  $\frac{e^{ikR}}{R} \cos(\vec{k}\vec{R})$ ).

## 1.5 Угол поворота спина и спиновый дихроизм (появление тензорной поляризации) дейтронов в нуклонной мишени в области энергий 5-20 МэВ

Полученное в параграфе 1.4 выражение для амплитуд рассеяния  $F(E,0)_{\pm 1}$  и  $F(E,0)_0$  позволяют определить величины эффекта двулучепреломления в исследуемой области энергий.

Согласно (1.33) – (1.36), для этого необходимо знать амплитуду рассеяния нуклона на нуклоне. В связи с тем, что кинетическая энергия нуклона в дейтроне, движущегося с энергией 20 МэВ, составляет величину порядка 10 МэВ, длина волны де Бройля нуклона составляет порядка 9 фм и превосходит

радиус действия ядерных сил (порядка 2 фм). В этом случае основной вклад в рассеяние дает волна с равным нулю орбитальным моментом ( $S$ -рассеяние). Предположим, что амплитуда  $a_1$  описывает рассеяние протона на протоне, а  $a_2$  – протона на нейтроне. Указанные амплитуды можно записать следующим как

$$a_1 = a_{pp'} + b_{pp'} (\vec{\sigma}_p \vec{\sigma}_{p'}), \quad a_2 = a_{pn'} + b_{pn'} (\vec{\sigma}_p \vec{\sigma}_{n'}), \quad (1.37)$$

где индексы  $p'$  и  $n'$  относятся к протону и нейтрону, входящих в состав дейтрона,

$\vec{\sigma}$  – совокупность спиновых матриц Паули, коэффициенты  $a_{pp'}$ ,  $b_{pp'}$ ,  $a_{pn'}$  и  $b_{pn'}$  находятся из анализа амплитуд триплетного  $a_1^t$ ,  $a_2^t$  и синглетного  $a_1^s$ ,  $a_2^s$  рассеяния протона на протоне и протона на нейтроне соответственно (в силу принципа Паули в случае  $S$ -рассеяния  $a_1^t=0$ ).

Можно показать, что

$$a_{pp'} = \frac{a_1^s}{4}, \quad b_{pp'} = -a_1^s, \quad a_{pn'} = \frac{3a_2^t + a_2^s}{4}, \quad b_{pn'} = a_2^t - a_2^s. \quad (1.38)$$

Перейдём к рассмотрению явного вида  $a_1^s$ ,  $a_2^t$ ,  $a_2^s$ .

Амплитуда  $S$ -рассеяния в системе центра масс двух нуклонов может быть записана следующим образом [38]:

$$f_{1(2)}^{s(t)} = \frac{1}{k_\mu} e^{i\delta_{1(2)}^{s(t)}} \sin \delta_{1(2)}^{s(t)}, \quad (1.39)$$

где  $k_\mu = \frac{\mu}{\hbar} \sqrt{2E}$  волновое число относительного движения двух нуклонов в

системе центра масс двух нуклонов,

$\mu$  – приведенная масса двух нуклонов,

$\delta_{1(2)}^{s(t)}$  – фаза  $S$ -рассеяния двух нуклонов.

В системе координат связанной с дейтроном, амплитуды рассеяния представимы в виде:

$$a_{1(2)}^{s(t)} = \frac{m}{\mu} f_{1(2)}^{s(t)}. \quad (1.40)$$

Согласно [38, 39], для триплетного и синглетного рассеяния протона на нейтроне фазы рассеяния  $\delta_2^t$  и  $\delta_2^s$  соответственно представимы как

$$\delta_2^t = \text{arcctg} \left( -\frac{1}{k_\mu a_{pn}^t} + \frac{1}{2} k_\mu r_{pn}^t \right), \quad \delta_2^s = \text{arcctg} \left( -\frac{1}{k_\mu a_{pn}^s} + \frac{1}{2} k_\mu r_{pn}^s \right), \quad (1.41)$$

где  $a_{pn}^t = 5.419$  фм и  $a_{pn}^s = -23.74$  фм [39] – длины рассеяния протона на нейтроне в триплетном и синглетном состоянии соответственно,  $r_{pn}^t = 1.753$  фм и  $r_{pn}^s = 2.77$  фм [39] – эффективные радиусы взаимодействия при рассеянии протона на нейтроне в триплетном и синглетном состоянии соответственно.

Фаза рассеяния протона на протоне в синглетном состоянии представима в виде [38, 39]:

$$\delta_1^s = \text{arcctg} \left( \frac{e^{2\pi\xi} - 1}{\pi} \left( \rho \left( -\frac{1}{a_{pp}^s} + \frac{1}{2} k_\mu^2 r_{pp}^s \right) - h(\xi) \right) \right), \quad (1.42)$$

где  $\xi = \frac{e^2}{\hbar v}$ ,  $\rho = \frac{\hbar^2}{m e^2}$ ,  $h(\xi) = \xi^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + \xi^2)} - \ln(\xi) - \gamma$ ,

$e$  – заряд электрона,

$v$  – скорость относительного движения протонов,

$\gamma = 0.57722$  – постоянная Эйлера,

$a_{pp}^s = -7.815$  фм [39] – длина рассеяния ядерного взаимодействия протона на протоне в синглетном состоянии

$r_{pp}^s = 2.769$  фм [39] – эффективный радиус ядерного взаимодействия протона на протоне в синглетном состоянии.

Используя выражения для фаз рассеяния (1.41) и (1.42) можем найти амплитуды рассеяния (1.39), а с помощью (1.38) и (1.40) получить  $a_1$  и  $a_2$ . Подставляя  $a_1$  и  $a_2$  в (1.34) – (1.36), получим амплитуду рассеяния дейтронов на поляризованных протонах. Для нахождения амплитуды рассеяния дейтронов в состояниях с  $M = \pm 1$  и  $M = 0$  на неполяризованных протонах необходимо (1.36) усреднить по спиновым состояниям протонов:

$$f(E, 0)_{\pm 1} = \frac{F(E, 0, \chi_p(1/2))_{\pm 1} + F(E, 0, \chi_p(-1/2))_{\pm 1}}{2}, \quad (1.43)$$

$$f(E, 0)_0 = \frac{F(E, 0, \chi_p(1/2))_0 + F(E, 0, \chi_p(-1/2))_0}{2}.$$

С помощью оптической теоремы можно найти полные сечения рассеяния дейтрона в состоянии  $M=\pm 1$  и  $M=0$  на неполяризованной нуклонной мишени:

$$\sigma(E)_{\pm 1,0} = \frac{4\pi}{k_d} \text{Im} \left( f(E,0)_{\pm 1,0} \right). \quad (1.44)$$

Полученные выражения (1.43) и (1.44) позволяют найти величину угла поворота спина дейтрона и тензорной поляризации дейтронов. Рассмотрим прохождение дейтронов с энергией 20 МэВ через водородную мишень толщиной 0.1 г/см<sup>2</sup>. Вследствие ионизационных потерь, первоначальная энергия дейтронов после прохождения мишени снизится до 4.5 МэВ. Рассмотрим сначала случай первоначально неполяризованного дейтронного пучка. Подставляя (1.44) в (1.20) и учитывая ионизационные потери, получим величину приобретенной тензорной поляризации  $p_{zz} \sim -0.01$ , при этом, следует отметить, тензорная поляризация (спиновый дихроизм) имеет знак «+». Данный результат можно объяснить тем, что в состоянии с  $M=0$  поперечный относительно оси квантования размер дейтрона (следовательно, и сечение рассеяния) больше чем в состоянии с  $M=\pm 1$  (рисунок 1.1).

В случае прохождения через мишень поляризованного дейтронного пучка с помощью подстановки (1.43) в (1.21) получаем, что угол поворота спина вокруг импульса имеет величину  $\varphi \sim -0.5^\circ$ .

Следует отметить, что различные модели нуклон-нуклонного взаимодействия приводят к разным значениям волновых функций дейтрона на расстояниях  $r \leq 2$  фм [32, 39]. Особенно проблематично описание дейтрона на расстояниях  $r \leq 0.5$  фм [32, 39]. Согласно (1.33), эффект двулучепреломления очень чувствителен к поведению волновых функций дейтрона и на малых расстояниях, что делает изучаемые явления дополнительным источником информации о волновых функциях дейтрона на малых расстояниях.

Проведенное рассмотрение показывает, что явления двойного лучепреломления можно наблюдать в водородной мишени на существующих экспериментальных установках. Для компенсации ионизационных потерь, увеличения эффектов, получения более точной зависимости эффектов от энергии дейтронов предпочтительней использовать накопительные кольца с внутренней газовой мишенью (например, COSY или GSI).

## 1.6 Выводы

Квазиоптический эффект двойного лучепреломления дейтронов, обусловленный внутренней анизотропией дейтронов, оказывает заметное влияние на спиновое состояние дейтрона, движущегося в веществе. Данное явление позволяет получить дополнительную информацию о взаимодействии малонуклонных систем, позволяет непосредственно измерить зависящую от спина часть амплитуды упругого когерентного рассеяния на угол ноль. Вследствие важности явления двойного лучепреломления дейтронов его исследование включено в программы экспериментов на ускорителях COSY [25, с. 98-101], Нуклотроне-М ОИЯИ [26].

Проведенный анализ двойного лучепреломления дейтронов с энергией 20 МэВ в нуклонной мишени показывает, что возникающая вследствие спинового дихроизма тензорная поляризация у первоначально неполяризованного пучка составляет величину порядка  $10^{-2}$  и может быть измерена в условиях эксперимента на ускорителе в ИЯФ КУ [1–А, 17–А].

## ГЛАВА 2

# МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО НАБЛЮДЕНИЮ ЭФФЕКТА СПИНОВОГО ДИХРОИЗМА ДЕЙТРОНОВ В УГЛЕРОДНОЙ МИШЕНИ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 5-20 МЭВ

В данной главе рассматривается методика, разработанная для условий экспериментов, направленных на обнаружение эффекта спинового дихроизма дейтронов. Эксперименты были проведены международной коллаборацией на тандемном электростатическом ускорителе Кельнского университета (Германия). В состав коллаборации входили сотрудники НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ; Института ядерной физики исследовательского центра в г. Юлих, Германия (Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Jülich); Института ядерной физики Кёльнского университета, Германия (Institut für Kernphysik, Universität zu Köln); Петербургского института ядерной физики, Россия.

### 2.1 Эволюция поляризационных характеристик дейтронного пучка при прохождении через неполяризованную мишень

Результаты проведенного теоретического анализа показали реальную осуществимость эксперимента по наблюдению эффекта двулучепреломления дейтронов в области низких энергий. С целью подготовки эксперимента потребовалось более детальное рассмотрение поляризационных характеристик дейтронного пучка при прохождении через мишень с неполяризованными ядрами [6–А, 8–А].

Спиновую волновую функцию  $\Psi^0$ , описывающую состояние дейтрона перед мишенью, можно представить в виде суперпозиции базисных спиновых функций  $\chi$ :  $\Psi^0 = \alpha_1\chi_1 + \alpha_2\chi_2 + \alpha_3\chi_3$ ,  $\Psi^0 = \sum_{m=1}^3 \alpha_m \chi_m$ , где  $\chi$  – спиновые волновые функции дейтрона в состоянии с проекцией спина -1, 0 и +1. Из величин  $\alpha$  можно построить спиновую матрицу плотности для определения поляризационных характеристик дейтронного пучка:  $\hat{\rho}_0 = \overline{\Psi^0 \Psi^{0+}} = \left\| \overline{\alpha_n \alpha_m^+} \right\|$ , где черта означает соответствующее усреднение коэффициентов для всех дейтронов в пучке [14, с. 45]. Известно [35; 37, с. 725], что спиновую матрицу плотности пучка частиц со спином  $S=1$  можно записать в виде суперпозиции поляризационных операторов:

$$\hat{\rho}_0 = \frac{\hat{I}}{3} + \frac{1}{2}(p_x^0 \hat{S}_x + p_y^0 \hat{S}_y + p_z^0 \hat{S}_z) + \frac{2}{9}(p_{xy}^0 \hat{Q}_{xy} + p_{xz}^0 \hat{Q}_{xz} + p_{yz}^0 \hat{Q}_{yz}) + \frac{1}{9}(p_{xx}^0 \hat{Q}_{xx} + p_{yy}^0 \hat{Q}_{yy} + p_{zz}^0 \hat{Q}_{zz}) \quad (2.1)$$

где  $\hat{S}_i$  – оператор спина,  $i, j = x, y, z$ ;

$\hat{Q}_{ij} = 3/2[(\hat{S}_i \hat{S}_j + \hat{S}_j \hat{S}_i) - 2\delta_{ij}]$  – оператор тензорной поляризации пучка;

$p_{i(j)}^0$  – соответствующие компоненты векторной и тензорной поляризации пучка.

Волновую функцию дейтрона, прошедшего в мишени расстояние  $z$ , можно записать в виде  $\Psi = e^{ikz\hat{N}}\Psi^0 = \sum_{m=1}^3 e^{ikzN_m} \alpha_m \chi_m$ , где  $N$  – показатели преломления для дейтронов в состоянии с проекцией спина  $-1, 0$  и  $+1$  ( $m=1, 2, 3$  соответственно).

Соответствующая матрица плотности дейтронного пучка в мишени представима в следующем виде:

$$\hat{\rho} = \overline{\Psi\Psi^+} = e^{ikz\hat{N}} \overline{\Psi^0\Psi^{0+}} e^{-ikz\hat{N}^+} = e^{ikz\hat{N}} \hat{\rho}_0 e^{-ikz\hat{N}^+} = \begin{pmatrix} e^{ikzN_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{ikzN_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{ikzN_3} \end{pmatrix} \hat{\rho}_0 \begin{pmatrix} e^{-ikzN_1^+} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-ikzN_2^+} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-ikzN_3^+} \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Для нахождения параметров поляризации пучка в мишени необходимо усреднить соответствующий оператор поляризации с помощью матрицы плотности (2.2) [14 с. 45]:

$$p_i = \langle \hat{S}_i \rangle = Sp(\hat{\rho} \hat{S}_i) / Sp \hat{\rho}, \quad p_{ij} = \langle \hat{Q}_{ij} \rangle = Sp(\hat{\rho} \hat{Q}_{ij}) / Sp \hat{\rho}. \quad (2.3)$$

В реальном эксперименте в широком интервале энергий выполняется приближение  $e^{ikz(N-N^+)} \approx 1 + ikz(N - N^+)$ . Опуская промежуточные вычисления, можно получить следующий результат для эволюции компонент поляризации в мишени пучка с начальной поляризацией  $p_x^0, p_y^0, p_z^0, p_{xx}^0, p_{yy}^0, p_{zz}^0, p_{xz}^0, p_{yz}^0, p_{xy}^0$ :

$$p_x = \frac{\left(1 - \frac{1}{2}\rho z(\sigma_0 + \sigma_{\pm 1})\right) p_x^0 + \frac{4}{3} \frac{\pi \rho z}{k} \text{Re} d_1 p_{yz}^0}{Sp \hat{\rho}}, \quad p_y = \frac{\left(1 - \frac{1}{2}\rho z(\sigma_0 + \sigma_{\pm 1})\right) p_y^0 - \frac{4}{3} \frac{\pi \rho z}{k} \text{Re} d_1 p_{xz}^0}{Sp \hat{\rho}},$$

$$\begin{aligned}
p_z &= \frac{(1-\rho\sigma_{\pm 1}z)p_z^0}{Sp\hat{\rho}}, \quad p_{xy} = \frac{(1-\rho\sigma_{\pm 1}z)p_{xy}^0}{Sp\hat{\rho}}, & p_{zz} &= \frac{\left(1-\frac{1}{3}\rho z(2\sigma_0+\sigma_{\pm 1})\right)p_{zz}^0 - \frac{2}{3}\rho z(\sigma_{\pm 1}-\sigma_0)}{Sp\hat{\rho}}, \\
p_{xz} &= \frac{\left(1-\frac{1}{2}\rho z(\sigma_0+\sigma_{\pm 1})\right)p_{xz}^0 + \frac{3\pi\rho z}{k}\operatorname{Re}d_1p_y^0}{Sp\hat{\rho}}, & p_{xx} &= \frac{(1-\rho\sigma_{\pm 1}z)p_{xx}^0 + \frac{1}{3}\rho z(\sigma_{\pm 1}-\sigma_0) - \frac{1}{3}\rho z(\sigma_{\pm 1}-\sigma_0)p_{zz}^0}{Sp\hat{\rho}}, \\
p_{yz} &= \frac{\left(1-\frac{1}{2}\rho z(\sigma_0+\sigma_{\pm 1})\right)p_{yz}^0 - \frac{3\pi\rho z}{k}\operatorname{Re}d_1p_x^0}{Sp\hat{\rho}}, & p_{yy} &= \frac{(1-\rho\sigma_{\pm 1}z)p_{yy}^0 + \frac{1}{3}\rho z(\sigma_{\pm 1}-\sigma_0) - \frac{1}{3}\rho z(\sigma_{\pm 1}-\sigma_0)p_{zz}^0}{Sp\hat{\rho}}, \quad (2.4)
\end{aligned}$$

где  $Sp\hat{\rho} = 1 - \frac{\rho z}{3}(2\sigma_{\pm 1} + \sigma_0) - \rho z(\sigma_{\pm 1} - \sigma_0)p_{zz}^0$ ,  $\sigma_{\pm 1,0} = 4\pi \operatorname{Im} f_{\pm 1,0}(0)/k$  – полные сечения рассеяния дейтрона (согласно оптической теореме) в состояниях с  $M=\pm 1$  и  $0$  соответственно,

$f_{\pm 1,0}(0)$  – соответствующие им амплитуды рассеяния на нулевой угол.

Как видно из (2.4), при движении поляризованного пучка через неполяризованную мишень происходит взаимное превращение компонент векторной поляризации  $p_x$  и тензорной поляризации  $p_{yz}$ . Аналогичный процесс идет и с компонентами  $p_y$  и  $p_{xz}$ . Более того, согласно (2.4), изменение компонент векторной поляризации  $p_x$  и  $p_y$  происходит с различными знаками, что приводит к повороту вектора поляризации дейтронного пучка в плоскости  $xu$  относительно оси  $z$  (направления движения пучка). Необходимо отметить, что величина поворота вектора поляризации пропорциональна действительной части зависящей от спина амплитуды упругого когерентного рассеяния на угол ноль, что дает возможность измерения этой амплитуды в эксперименте.

Другим интересным эффектом, связанным с двойным лучепреломлением является спиновый дихроизм дейтронов – различие в поглощении и рассеянии дейтронов в зависимости от их спинового состояния. Величина спинового дихроизма определяется выражением (1.14).

Наиболее наглядно эффект спинового дихроизма проявляется в случае прохождения неполяризованного дейтронного пучка ( $p_{i(j)}^0 = 0$ ) через неполяризованную мишень. В этом случае, согласно (2.4), после прохождения пучком мишени толщиной  $z$  получим

$$p_{zz} = -\frac{2}{3}\rho z(\sigma_{\pm 1} - \sigma_0) = -\frac{8\pi\rho z}{3k}\operatorname{Im}d_1, \quad p_{xx} = p_{yy} = \frac{1}{3}\rho z(\sigma_{\pm 1} - \sigma_0) = \frac{4\pi\rho z}{3k}\operatorname{Im}d_1. \quad (2.5)$$

Таким образом, вследствие спинового дихроизма неполяризованный дейтронный пучок после прохождения неполяризованной мишени приобретает

тензорную поляризацию (квадруполяризацию). Согласно (2.5), измерение тензорной поляризации пучка после мишени позволяет определить величину мнимой части зависящей от спина амплитуды упругого когерентного рассеяния на угол ноль и, тем самым, зависящую от спина часть полного сечения взаимодействия дейтрона с ядром.

## 2.2 Измерение поляризации дейтронного пучка

Из сказанного в предыдущем параграфе вытекает, что для экспериментального обнаружения явления двойного лучепреломления необходимо использовать методы измерения поляризации частиц высокой энергии.

В настоящее время для частиц наиболее распространённые способы измерения поляризации основаны на использовании предварительно изученных ядерных реакций, чувствительных к компонентам поляризации [37, 40, 41, 42, 43]. Такой анализатор поляризации пучка – *поляриметр* характеризуется эффективностью  $\eta$ , равной отношению числа зарегистрированных событий к числу прошедших частиц и эффективной анализирующей способностью  $A$ , определяющей чувствительность анализирующей реакции к данной компоненте поляризации пучка. Добротность поляриметра  $\eta A^2$  определяет его эффективность в целом для измерения нужной компоненты поляризации [37, 40]. Рассмотрим принцип измерения поляризации дейтронного пучка с помощью поляриметра подробнее.

Пусть дейтрон пучка с начальным волновым вектором  $\vec{k}$  в результате взаимодействия с ядром-анализатором рассеивается под некоторым углом (либо вылетает продукт реакции) с волновым вектором  $\vec{k}'$  и впоследствии регистрируется детектором поляриметра. Определим систему координат, связанную с анализатором и поляриметром таким образом, что ось  $z$  будет направлена вдоль оси пучка, т. е. вдоль вектора  $\vec{k}$ ; ось  $y$  зависит от ориентации регистрирующего детектора и направлена вдоль вектора  $\vec{k} \times \vec{k}'$ ; ось  $x$  образует с  $y$  и  $z$  правую тройку векторов, как показано на рисунке 2.1 [37, 40]. Как известно, ядерное взаимодействие инвариантно относительно инверсии пространства. В силу того, что пространственные координаты описываются полярным вектором и меняют знак при инверсии, а спин частицы – аксиальный вектор и не меняет знак, описанный выше процесс взаимодействия дейтрона с ядром анализатора будет зависеть лишь от следующих компонент поляризации:  $p_y, p_{xz}, p_{xx}, p_{yy}, p_{zz}$ . Дифференциальное сечение реакции при этом определяется следующим выражением [37, 40]:

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \left( 1 + \frac{3}{2} p_y A_y(\theta) + \frac{2}{3} p_{xz} A_{xz}(\theta) + \frac{1}{3} p_{xx} A_{xx}(\theta) + \frac{1}{3} p_{yy} A_{yy}(\theta) + \frac{1}{3} p_{zz} A_{zz}(\theta) \right), \quad (2.6)$$

где  $I(\theta, \varphi)$  – дифференциальное сечение реакции поляризованного пучка,  
 $I_0(\theta)$  – дифференциальное сечение реакции неполяризованного пучка,  
 $\theta$  – полярный угол вылета продукта реакции (рассеяния),  
 $\varphi$  – азимутальный угол вылета продукта реакции (рассеяния),  
 $p$  – поляризация пучка,  
 $A(\theta)$  – анализирующая способность реакции к соответствующей компоненте поляризации.

Компоненты поляризации пучка и соответствующие анализирующие способности нормированы и принимают следующие значения: компоненты вектора поляризации  $p_x, p_y, p_z$  и  $A_y(\theta)$  от -1 до +1; компоненты тензорной поляризации  $p_{xz}, p_{yz}, p_{xy}$  и  $A_{xz}(\theta)$  от -3/2 до +3/2; компоненты тензорной поляризации  $p_{xx}, p_{yy}, p_{zz}$  и  $A_{xx}(\theta), A_{yy}(\theta), A_{zz}(\theta)$  от -3/2 до +3/2 [37, 40]. Отметим, что компоненты тензорной поляризации и соответствующие анализирующие способности удовлетворяют равенствам [37, 40]:

$$p_{xx} + p_{yy} + p_{zz} = 0, \quad A_{xx}(\theta) + A_{yy}(\theta) + A_{zz}(\theta) = 0. \quad (2.7)$$

В общем случае, дейтронный пучок может иметь любую поляризацию, и в системе координат, связанной, например, с источником дейтронов, обладать всеми компонентами векторной и тензорной поляризации.

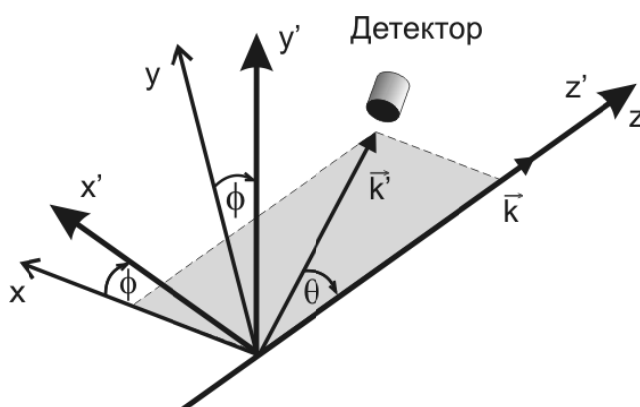


Рисунок 2.1. – Система координат для описания поляриметрии пучка

Конкретная схема регистрации с помощью анализатора и детектора, как указывалось выше, позволяет измерить лишь некоторые компоненты пучка в системе координат, связанной с анализатором и поляриметром. Определим связь компонент поляризованного пучка в системе координат связанной с

поляриметром и некоторой системой координат источника дейтронов, в которой определяется поляризация пучка.

Пусть поляризация пучка определяется в штрихованной системе координат (рисунок 2.1), связанной с источником дейтронов. Оси  $z$  и  $z'$  двух систем координат совпадают (направлены вдоль начального направления пучка), а оси  $x'$  и  $y'$  повернуты относительно оси  $z$  ( $z'$ ) по часовой стрелке на угол  $\varphi$  от осей  $x$  и  $y$ , как показано на рисунке 2.1. Связь компонент поляризации в двух системах координат можно описать посредством оператора поворота  $\hat{R}$  относительно оси  $z'$ , вектора  $\vec{p}$ , составленного из компонент векторной поляризации, и тензора  $pp$ , составленного из компонент тензорной поляризации [37]:

$$\vec{p} = \hat{R}\vec{p}', \quad pp = \hat{R}pp'\hat{R}^T, \quad \hat{R} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \vec{p}' = \begin{pmatrix} p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{pmatrix}, \quad pp' = \begin{pmatrix} p'_{xx} & p'_{xy} & p'_{xz} \\ p'_{xy} & p'_{yy} & p'_{yz} \\ p'_{xz} & p'_{yz} & p'_{zz} \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

где  $\hat{R}^T$  – транспонированный оператор  $\hat{R}$ .

В результате для компонент поляризации пучка в системе координат связанной с поляриметром получим [37]:

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{xy} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{xz} & p_{yz} & p_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p'_{xx} & p'_{xy} & p'_{xz} \\ p'_{xy} & p'_{yy} & p'_{yz} \\ p'_{xz} & p'_{yz} & p'_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

В итоге, дифференциальное сечение реакции (2.6) в некоторой геометрии относительно системы координат, в которой задается поляризация пучка, определяется следующим образом:

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \left( 1 + \frac{3}{2}(p'_x \sin \varphi + p'_y \cos \varphi) A_y(\theta) + \frac{2}{3}(p'_{xz} \cos \varphi - p'_{yz} \sin \varphi) A_{xz}(\theta) + \frac{1}{6}((p'_{xx} - p'_{yy}) \cos 2\varphi - 2p'_{xy} \sin 2\varphi)(A_{xx}(\theta) - A_{yy}(\theta)) + \frac{1}{2}p'_{zz} A_{zz}(\theta) \right). \quad (2.10)$$

Используя выражение (2.10), можно определить число событий, зарегистрированных детектором, расположение которого определяется полярным углом  $\theta$  и азимутальным углом  $\varphi$ .

## 2.3 Описание экспериментальной установки по измерению спинового дихроизма дейтронов

### 2.3.1 Общая план-схема установки

На рисунке 2.2 показана общая план-схема экспериментальной установки в ИЯФ КУ [44].

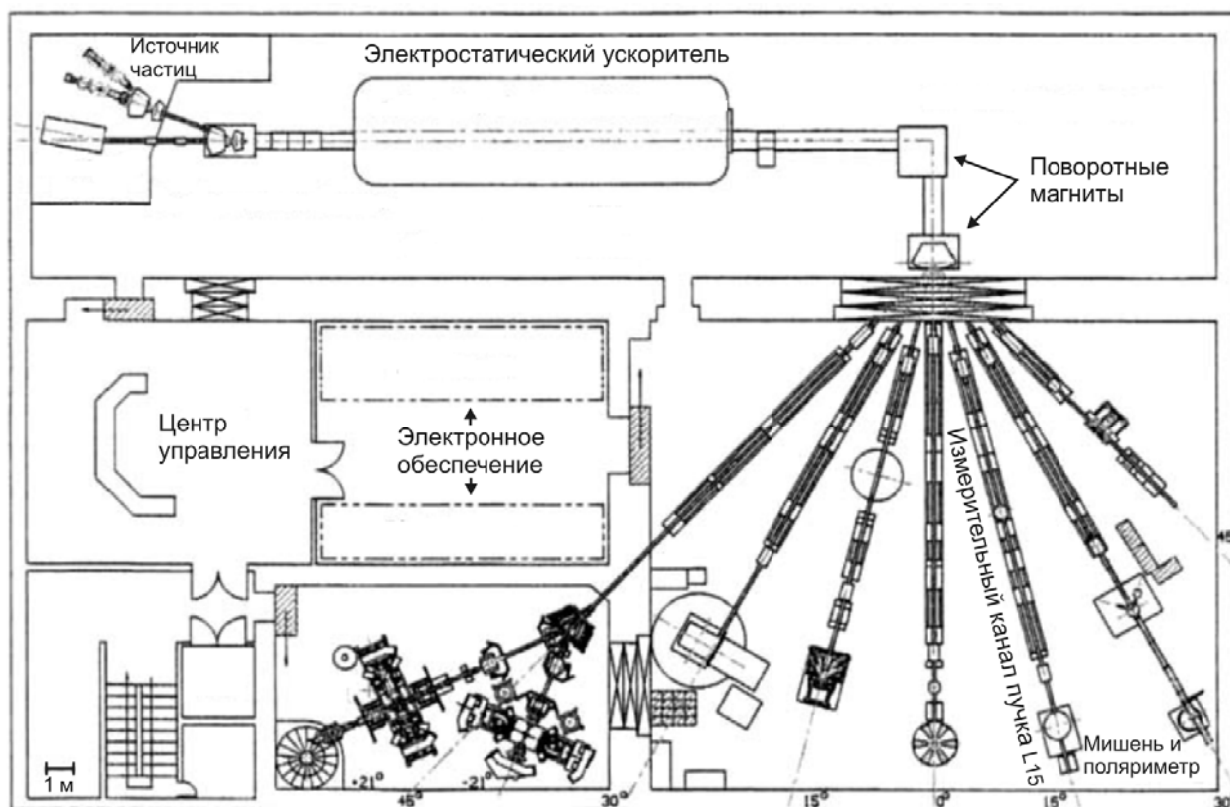


Рисунок 2.2. – Общая план-схема экспериментальной установки [44]

Кратко работу установки можно описать следующим образом. Источник частиц производит ионы дейтерия и инжектирует их в канал, где они ускоряются до заданной энергии. Далее пучок частиц с помощью поворотного магнита-анализатора отклоняется на  $90^\circ$  и направляется в измерительный зал в соответствующий измерительный канал пучка (в нашем случае канал L15, в котором расположена мишень и поляриметр дейтронов). Все управление установкой и сбор данных осуществляется из центра управления.

### 2.3.2 Источник неполяризованных дейтронов

В связи с тем, что для ускорения частиц в ИЯФ КУ используется перезарядный (тандемный) электростатический ускоритель (раздел 2.3.3), в

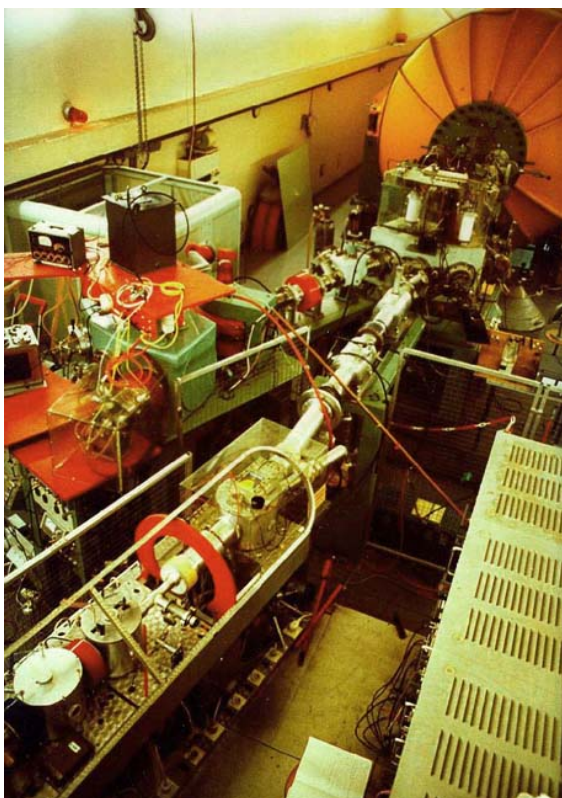
ускорительный канал инжектируются отрицательные ионы ускоряемых частиц. В качестве источника неполяризованных ионов используется распылительный источник MISS-483 (разработанный в Rossendorf Center, Германия) [45], позволяющий получать непрерывные пучки отрицательных ионов атомов от водорода до титана [44, 46] (рисунок 2.3).

Принцип работы этого источника основан на двойном обмене заряда положительных или нейтральных паров щелочного металла цезия Cs, обладающего очень высокой восстановительной способностью, с требуемыми атомами (положительными ионами):  $X^+ + Cs \rightarrow X + Cs^+$ ,  $X + Cs \rightarrow X^- + Cs^+$ . Исходные положительные ионы и нейтральные атомы частиц генерируются в результате бомбардировки образца с требуемым веществом ионами  $Cs^+$  (образуются при ионизации части паров Cs), ускоренными до энергии 1.5 кэВ [45; 47, с. 242–273; 48, с. 4–17].

Для получения атомов и ионов дейтерия в качестве образца используется капсула с дейтридом титана TiD [48, с. 17] (одновременно с ионами дейтерия источник генерирует также ионы титана, но они удаляются поворотными магнитами-анализаторами до и после ускорителя). Максимальный ток ионов дейтерия, производимый данным распылительным источником, составляет 2 мкА [46].

### 2.3.3 Ускоритель частиц и измерительный канал пучка

Как упоминалось выше, для ускорения частиц в ИЯФ КУ используется электростатический перезарядный (тандемный) ускоритель корпорации HVES серии FN (HVES FN Tandem Accelerator) [44, 46] (рисунок 2.3). В перезарядном ускорителе, благодаря перезарядке ускоряемых частиц (изменение знака и величины заряда) одно и то же ускоряющее напряжение применяется дважды. На первом этапе отрицательные ионы, поступающие из источника частиц, ускоряются при движении к положительно заряженному высоковольтному электроду, затем проходят перезарядную мишень (тонкая углеродная пленка, “обдирающая” все или часть электронов), превращаясь в положительные ионы. На втором этапе уже положительные ионы ускоряются при движении от центрального положительно заряженного электрода к электроду с нулевым потенциалом [47, с. 51–83; 49, с. 64–67]. Использование перезарядки позволяет при том же ускоряющем напряжении увеличить энергию протонов и дейтронов вдвое, а энергию более тяжелых частиц – в несколько раз.



Источники частиц



Электростатический ускоритель  
HVEC FN Tandem Accelerator

**Рисунок 2.3. – Ускорительный зал в ИЯФ КУ**

В первом эксперименте по измерению спинового дихроизма дейтронов в 2003 году высокое напряжение ускорителя создавалось генератором Ван де Граафа [47, с. 51–83; 49 с.64–67] корпорации HVEC. Во втором эксперименте в 2006 году, после очередной модернизации, ускоряющее напряжение обеспечивалось пеллетроном [47, с. 51–83, 50] корпорации NEC.

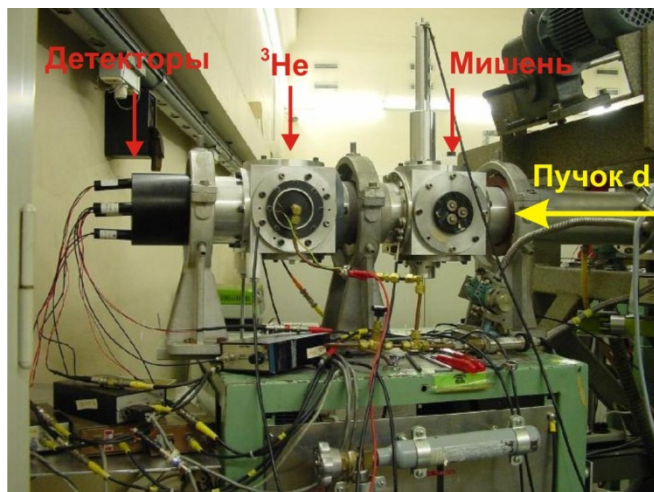
Максимальное рабочее напряжение электростатического ускорителя HVEC FN Tandem Accelerator в ИЯФ КУ после ряда модернизаций составляет 11 МВ (погрешность энергии пучка менее 0.05%), что позволяет получать пучки дейтронов с энергией до 22 МэВ [44, 46].

После ускорителя дейтроны попадают в магнит-анализатор, поворачивающий пучок на  $90^\circ$ . Настройка магнита-анализатора на требуемый импульс частиц позволяет убрать из пучка посторонние частицы и частицы с отличной от требуемой энергией. Отслеживание положения пучка в магните-анализаторе также позволяет корректировать работу ускорителя.

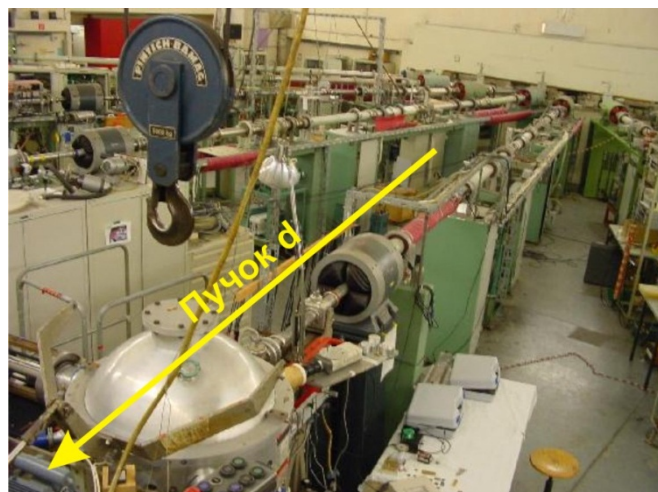
С помощью следующего поворотного магнита пучок дейтронов направляется в измерительный зал в канал пучка L15 (рисунок 2.4). Здесь производится окончательная юстировка пучка (вертикальные и горизонтальные смещения, фокусировка, коллимация) перед попаданием в мишень и поляриметр. Размеры отпечатков дейтронного пучка на использовавшихся мишенях свидетельствуют о том, что диаметр пучка составлял  $\sim 1.5$  мм [3–А].

### 2.3.4 Поляриметр

Измерительный канал L15 подводит дейтронный пучок к  $^3\text{He}$ -поляриметру, позволяющему измерять векторную и тензорную поляризацию пучка [51] (рисунок 2.4).



$^3\text{He}$ -поляриметр



Канал пучка L15

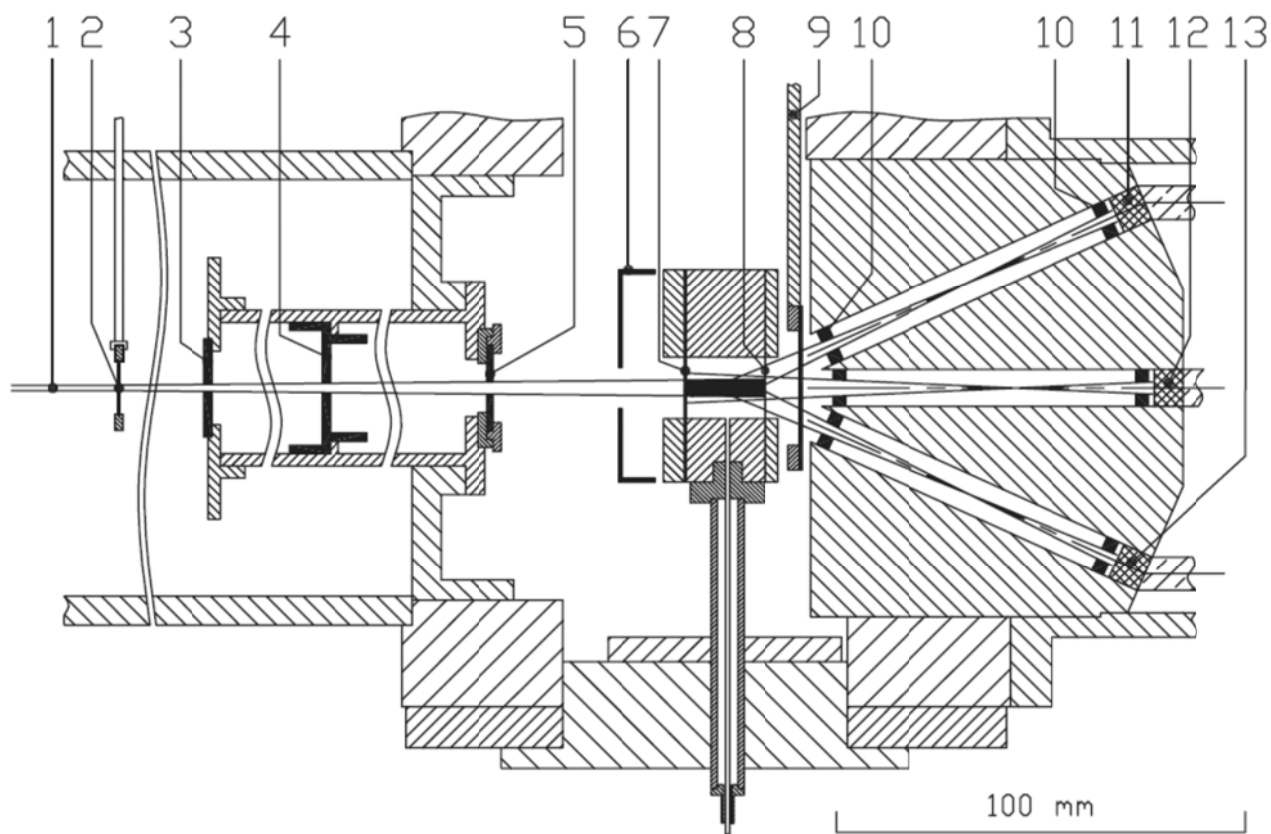
Рисунок 2.4. – Измерительный зал ИЯФ КУ

Работа данного поляриметра основана на зависимости дифференциального сечения ядерной реакции дейтрона с изотопом гелия  $^3\text{He}$  с образованием изотопа гелия  $^4\text{He}$  и протона от поляризации дейтронного пучка в рассматриваемой области энергий [42,51, 52, 53, 54, 55, 56]:



По результатам регистрации анизотропного испускания продукта реакции – протонов и происходит вычисление поляризации дейтронного пучка. На рисунке 2.5 приведена схема поляриметра и обозначены основные его узлы [51, 3–А, 11–А, 12–А].

$^3\text{He}$ -поляриметр имеет 5 детекторов для регистрации испущенных в реакции (2.11) протонов. Четыре боковых детектора регистрируют протоны, испущенные под углом  $\theta=24.5^\circ\pm 2.9^\circ$  относительно оси пучка в направлениях, определяемыми азимутальными углами  $\varphi=0^\circ$  – левый детектор (обозначим его как L),  $\varphi=90^\circ$  – верхний детектор (U),  $\varphi=180^\circ$  – правый детектор (R) и  $\varphi=270^\circ$  – нижний детектор (D). Пятый детектор – центральный (F) – расположен на оси пучка и регистрирует протоны, испущенные под углом  $\theta\leq 2.6^\circ$ .



**1** – Пучок дейтронов ( $\text{Ø} \sim 1.5 \text{ мм}$ ); **2** – Сменные мишени в алюминиевой оправке; **3, 4, 5** – Коллиматоры  $\text{Ø}=2 \text{ мм}$ ,  $2.5 \text{ мм}$  и  $3 \text{ мм}$  соответственно. Расстояние до мишени  $132 \text{ мм}$ ,  $187 \text{ мм}$  и  $251 \text{ мм}$  соответственно; **6** – Электрод для отвода электронов; **7** – Емкость с  $^3\text{He}$  (длина –  $18 \text{ мм}$ ,  $\text{Ø}=14 \text{ мм}$ , давление  $\sim 3 \text{ бар}$ ). Расстояние до мишени  $299 \text{ мм}$ ; **8** – Танталовая пластина для поглощения дейтронов (толщиной  $500 \text{ мкм}$  в эксперименте 2003 года и  $100 \text{ мкм}$  в эксперименте 2006 года); **9** – Дополнительная выдвигаемая танталовая пластина толщиной  $300 \text{ мкм}$ ; **10** – Танталовые коллиматоры ( $4 \text{ мм}$  и  $3 \text{ мм}$  для центрального детектора,  $3 \times 6 \text{ мм}$  и  $3 \text{ мм}$  для боковых детекторов). Расстояние между коллиматорами  $75 \text{ мм}$ ; **11, 12, 13** – Детекторы (4 боковых и 1 центральный) на основе кристаллов  $\text{NaI(Tl)}$  со световодом к ФЭУ Philips XP 1911

**Рисунок 2.5. – Устройство  $^3\text{He}$ -поляриметра (сечение горизонтальной средней плоскостью, вид сверху) [3–А]**

Таким образом, зная координаты расположения детекторов, используя формулу (2.10), для каждого из них можно записать выражения, описывающие связь между числом зарегистрированных протонов в реакции (2.11) и поляризацией дейтронного пучка:

$$C_L = n_L \Omega_L E_L \frac{d\sigma_0(24,5^\circ)}{d\Omega} \left( 1 + \frac{3}{2} p_y A_y(24,5^\circ) + \frac{2}{3} p_{xz} A_{xz}(24,5^\circ) + \frac{1}{6} (p_{xx} - p_{yy}) A_{xx-yy}(24,5^\circ) + \frac{1}{2} p_{zz} A_{zz}(24,5^\circ) \right),$$

$$C_R = n_R \Omega_R E_R \frac{d\sigma_0(24,5^\circ)}{d\Omega} \left( 1 - \frac{3}{2} p_y A_y(24,5^\circ) - \frac{2}{3} p_{xz} A_{xz}(24,5^\circ) + \frac{1}{6} (p_{xx} - p_{yy}) A_{xx-yy}(24,5^\circ) + \frac{1}{2} p_{zz} A_{zz}(24,5^\circ) \right),$$

$$\begin{aligned}
C_U &= nl_U \Omega_U E_U \frac{d\sigma_0(24,5^\circ)}{d\Omega} \left( 1 - \frac{3}{2} p_x A_y(24,5^\circ) + \frac{2}{3} p_{yz} A_{xz}(24,5^\circ) - \frac{1}{6} (p_{xx} - p_{yy}) A_{xx-yy}(24,5^\circ) + \frac{1}{2} p_{zz} A_{zz}(24,5^\circ) \right), \\
C_D &= nl_D \Omega_D E_D \frac{d\sigma_0(24,5^\circ)}{d\Omega} \left( 1 + \frac{3}{2} p_x A_y(24,5^\circ) - \frac{2}{3} p_{yz} A_{xz}(24,5^\circ) - \frac{1}{6} (p_{xx} - p_{yy}) A_{xx-yy}(24,5^\circ) + \frac{1}{2} p_{zz} A_{zz}(24,5^\circ) \right), \\
C_F &= nl_F \Omega_F E_F \frac{d\sigma_0(0^\circ)}{d\Omega} \left( 1 + \frac{1}{2} p_{zz} A_{zz}(0^\circ) \right),
\end{aligned} \tag{2.12}$$

где  $C$  – число зарегистрированных протонов,

$n$  – число падающих дейтронов,

$l$  – толщина  ${}^3\text{He}$ -анализатора (в см<sup>-2</sup>),

$\Omega$  – апертура детектора,

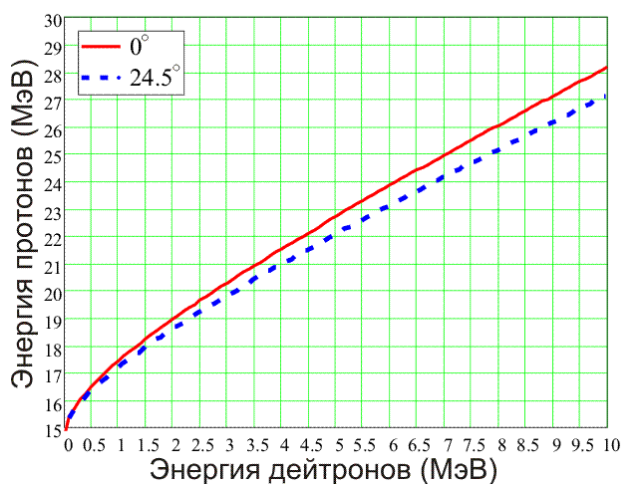
$E$  – эффективность детектора,

$d\sigma_0(24,5^\circ)/d\Omega$  и  $d\sigma_0(0^\circ)/d\Omega$  – дифференциальные сечения реакции для неполяризованного дейтронного пучка с вылетом протона под углом  $\theta=24,5^\circ$  и  $\theta=0^\circ$  соответственно,

$p_x, p_y, p_{xz}, p_{yz}, p_{xx}, p_{yy}, p_{zz}$  – компоненты поляризации дейтронного пучка

$A_y(24,5^\circ), A_{xz}(24,5^\circ), A_{xx-yy}(24,5^\circ)=A_{xx}(24,5^\circ)-A_{yy}(24,5^\circ), A_{zz}(24,5^\circ), A_{zz}(0^\circ)$  – соответствующие анализирующие способности реакции с испусканием протона под углом  $\theta=24,5^\circ$  и  $\theta=0^\circ$ .

Кратко работу поляриметра можно описать следующим образом. Дейтронный пучок, поляризацию которого необходимо измерить, через систему коллиматоров **3-5** (рисунок 2.5) попадает в емкость с  ${}^3\text{He}$ . Часть дейтронов пучка вступает в реакцию (2.11), в результате чего испускаются протоны, анизотропия вылета по углам которых описывается выражением (2.10) и зависит от поляризации дейтронного пучка. Энергия испущенных протонов может быть найдена из законов сохранения энергии и импульса для реакции (2.11) и приведена на рисунке 2.6. После прохождения емкости с  ${}^3\text{He}$  не вступившие в реакцию дейтроны пучка, а также рассеянные дейтроны устраняются поглотителями **8** и **9**. Толщина поглотителя выбирается из требований к поглощению дейтронов и прозрачности к протонам. Как видно из рисунка 2.6, разница в энергиях дейтронов и протонов вполне достаточна для их надежной и эффективной сепарации с помощью поглотителя. Поглотители и коллиматоры электрически изолированы друг от друга и от остальных узлов поляриметра и позволяют отслеживать интенсивность и фокусировку дейтронного пучка. Испущенные протоны, после прохождения системы коллиматоров **10**, регистрируются боковыми и центральными сцинтилляционными детекторами **11-13**.



**Рисунок 2.6. – Зависимость энергии протонов, вылетающих под углом 0° и 24.5° в реакции  $d+{}^3\text{He}\rightarrow{}^4\text{He}+p$  от энергии дейтронов**

Сигналы с детекторов поступают в систему регистрации данных. Зная анализирующую способность реакции (2.11) к каждой компоненте поляризации [42, 51, 52, 53, 54, 55, 56], из полученных данных по количеству зарегистрированных протонов каждым детектором можно составить комбинации из выражений (2.12) для нахождения соответствующей компоненты поляризации дейтронного пучка [37, с. 740; 51].

## **2.4 Методика измерения спинового дихроизма дейтронов на экспериментальной установке ИЯФ КУ**

### **2.4.1 Измерение тензорной поляризации дейтронного пучка с помощью ${}^3\text{He}$ -поляриметра**

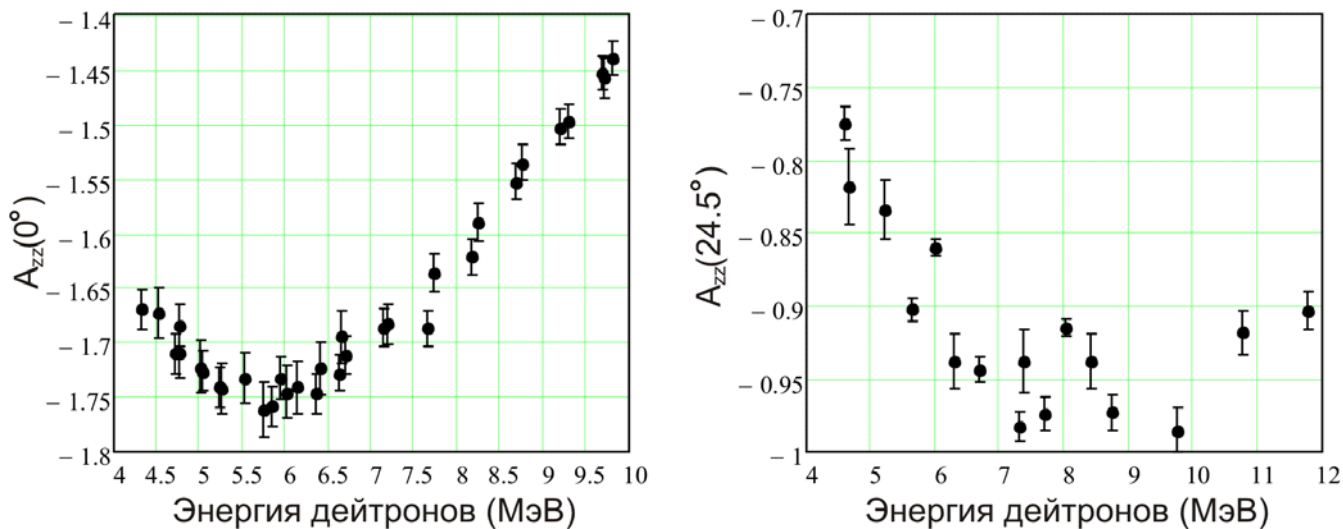
Как было показано выше, эффект спинового дихроизма приводит к появлению тензорной поляризации у первоначально неполяризованного пучка дейтронов после прохождения неполяризованной мишени (выражения (2.4), (2.5)). Следовательно, экспериментальное обнаружение данного явления основывается на измерении тензорной поляризации дейтронного пучка *прошедшего* через мишень.

Согласно выражениям (2.4) и (2.5), пучок приобретает компоненты тензорной поляризации  $p_{xx}$ ,  $p_{yy}$  и  $p_{zz}$ . В силу равенства компонент  $p_{xx}$  и  $p_{yy}$ , выражения (2.12), описывающие работу поляриметра, преобразуются к виду:

$$C_k = nl_k \Omega_k E_k \frac{d\sigma_0(24,5^\circ)}{d\Omega} \left( 1 + \frac{1}{2} p_{zz} A_{zz}(24,5^\circ) \right), \quad C_F = nl_F \Omega_F E_F \frac{d\sigma_0(0^\circ)}{d\Omega} \left( 1 + \frac{1}{2} p_{zz} A_{zz}(0^\circ) \right), \quad (2.13)$$

где  $k=L,R,U,D$ .

На рисунке 2.7 представлены анализирующие способности  $A_{zz}$  реакции (2.11) к тензорной компоненте  $p_{zz}$  дейтронного пучка для угла вылета протонов  $\theta=0^\circ$  и  $\theta=24.5^\circ$  [42, 51, 52, 53, 54, 55, 56].



**Рисунок 2.7. – Зависимость тензорной анализирующей способности  $A_{zz}$  от энергии дейтронов для центрального и бокового детектора  $^3\text{He}$ -поляриметра**

Как видно из рисунка 2.7, вследствие высокой тензорной анализирующей способности  $A_{zz}$ ,  $^3\text{He}$ -поляриметр ИЯФ КУ позволяет эффективно измерять тензорную поляризацию дейтронного пучка, а следовательно, и наблюдать спиновый дихроизм дейтронов.

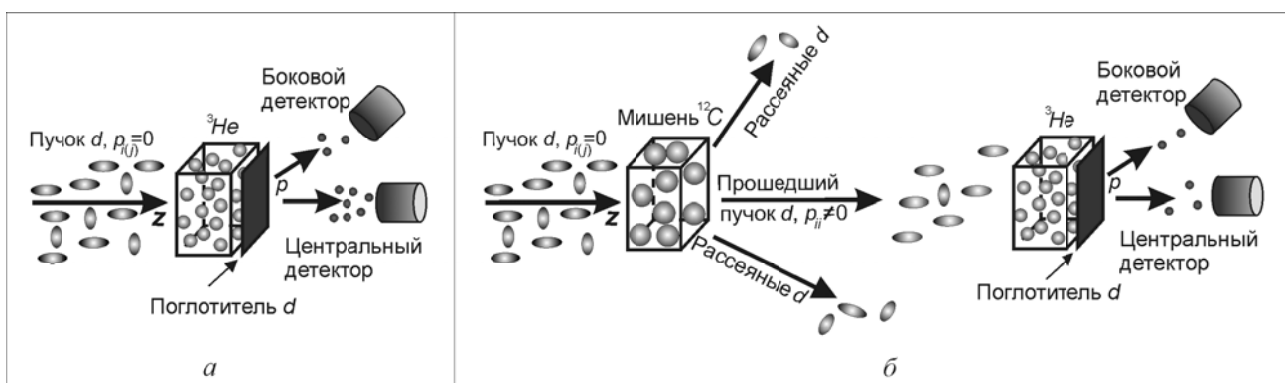
#### **2.4.2 Измерение спинового дихроизма дейтронов с энергией 5-20 МэВ прошедших через углеродную мишень на установке ИЯФ КУ**

Рассмотрим общую концепцию разработанной методики по измерению спинового дихроизма дейтронов в условиях экспериментальной установки ИЯФ КУ, а затем более подробно будут изложены особенности ее реализации на эксперименте.

Эксперимент по измерению спинового дихроизма можно разделить на два этапа. В ходе первого этапа (рисунок 2.8а), ускоренный неполяризованный дейтронный пучок проходит через  $^3\text{He}$ -анализатор. Часть пучка, не вступившая в реакцию, полностью тормозится поглотителем дейтронов (прозрачным для протонов). Испущенные в результате реакции (2.11) протоны регистрируются детекторами. В результате, измеренное соотношение зарегистрированных протонов в боковых детекторах к центральному детектору даст некоторое

соотношение для неполяризованного дейтронного пучка, зависящее только от характеристик детекторов, приведенных в выражении (2.12). Данное измерение является опорным.

На втором этапе (рисунок 2.8б) на пути пучка перед  ${}^3\text{He}$ -анализатором устанавливается неполяризованная углеродная мишень. Энергия пучка после мишени должна соответствовать энергии дейтронов на первом этапе (когда мишень отсутствует). При возникновении спинового дихроизма (появлении тензорной поляризации), согласно (2.13) и вследствие того, что  $A_{zz}(0^\circ) \neq A_{zz}(24,5^\circ)$  (рисунок 2.7), отношение зарегистрированных протонов в боковых детекторах к центральному детектору изменится по сравнению с опорным соотношением, полученным на первом этапе.



**Рисунок 2.8. – Схема эксперимента по измерению спинового дихроизма дейтронов**

В соответствии с оценками, приведёнными в главе 1, величина приобретенной тензорной поляризации составляет величину  $\sim 10^{-2}$ . Это значит, что величина отношений, полученных на первом этапе измерений должны отличаться от величины отношений полученных на втором этапе примерно на 1%, что накладывает соответствующие требования на статистику измерений. Следует отметить, что в измерениях с мишенью вследствие кулоновского взаимодействия происходит существенное уменьшение интенсивности прошедшего пучка, что увеличивает время набора необходимой статистики. Оценим толщину углеродной мишени, при прохождении которой интенсивность дейтронного пучка будет уменьшаться в  $e$ -раз вследствие однократного кулоновского рассеяния на угол, превышающий апертуру коллиматоров. Для приведенных выше параметров пучка и апертуры такая толщина углеродной мишени составляет  $\sim 50 \text{ мг/см}^2$  (параграф 3.3, выражение (3.33)).

Одним из важнейших условий подобного эксперимента является стабильность пучка, так как боковые и центральный детекторы, в силу различного расположения и апертур (рисунок 2.5), регистрируют протоны, испущенные из различных объемов  ${}^3\text{He}$ -анализатора, в результате чего при

изменении положения пучка и его фокусировки меняются соотношения показаний детекторов. Наличие коллиматоров не позволяет добиться требуемой стабильности пучка. Установка коллиматоров с меньшей, по сравнению с использовавшейся, апертурой помогает решить проблему стабильности пучка в анализаторе, но приводит к существенному падению интенсивности пучка и росту времени измерения.

Влияние положения пучка в наибольшей степени проявляется в ходе первого этапа измерений (без мишени). В этом случае поперечный размер пучка (~1.5 мм) меньше размера входных коллиматоров поляриметра (2-3 мм, см. разделы 2.3.3 и 2.3.4), что приводит к смещениям положения пучка в емкости с  $^3\text{He}$  из-за флуктуаций токов, прежде всего в поворотных магнитах (рисунок 2.2), а также в магнитных линзах измерительного канала пучка.

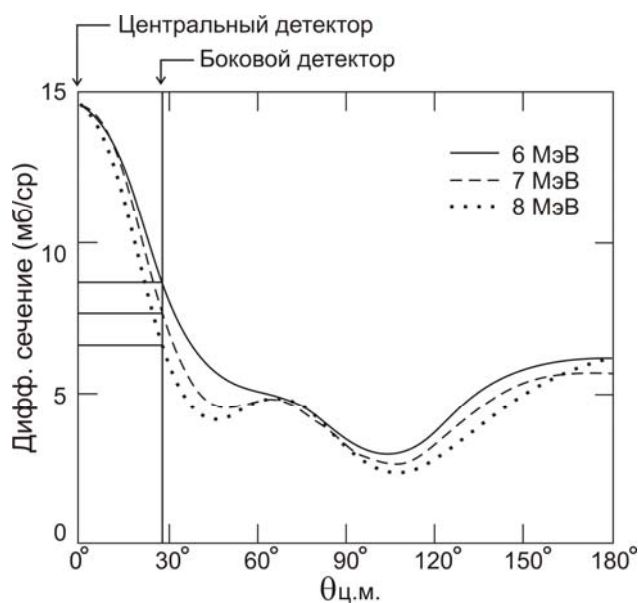
Влияние фокусировки (поперечных размеров) пучка проявляется при переходе от первого этапа измерений ко второму (с мишенью). В результате рассеяния, область взаимодействия прошедшего через мишень дейтронного пучка с  $^3\text{He}$ -анализатором определяется не фокусировкой пучка, а апертурой коллиматоров поляриметра, что приводит к систематической ошибке в измеряемых соотношениях.

Для решения проблемы фокусировки и положения пучка были предприняты следующие меры. Во-первых, во время первого этапа измерений, на пути пучка в позиции мишени устанавливалась тонкая фольга из золота которая была существенно тоньше использовавшихся углеродных мишеней. Большой заряд ядра золота обеспечивает среднеквадратичный угол многократного кулоновского рассеяния дейтронов больше апертуры коллиматоров (~0.7°). При этом тонкая фольга не приводит к заметному проявлению спинового дихроизма дейтронов, что позволяет использовать измерения, проведенные с фольгой, как опорные.

Во-вторых, вследствие одинаковой зависимости боковых детекторов от тензорной поляризации  $p_{zz}$  (см. (2.13)), отношение зарегистрированных протонов бралось не между одним боковым и центральным детектором, а между суммой показаний боковых детекторов к показанию центрального детектора. В результате увеличивается статистика измерений и уменьшается влияние смещений пучка.

Для корректного сравнения результатов измерений энергия дейтронного пучка после мишени из золота и углерода должна быть одинаковой. Однако, из-за чувствительности детекторов к фоновому  $\gamma$ -излучению, положение центра распределения протонов в спектре детекторов зависит от  $\gamma$ -фона из-за *pile-up* эффекта (эффекта наложения импульсов), степень влияния которого зависит от толщины мишени, фокусировки, тока и энергии пучка. По этой причине

невозможно провести калибровку детекторов с достаточной для данного эксперимента точностью, так как, согласно рисунку 2.9 [42], дифференциальное сечение реакции (2.11) для неполяризованного дейтронного пучка в измеряемой области энергий сильно зависит от энергии дейтронов и систематическая ошибка при измерении энергии приводит к относительной систематической ошибке измеряемых соотношений более 1% даже на первом этапе эксперимента.



**Рисунок 2.9. – Дифференциальное сечение реакции  ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$  для дейтронов с энергией 6, 7 и 8 МэВ**

Для нахождения энергии дейтронов после пролёта мишени, входного окна и емкости с  ${}^3\text{He}$ , применялась компьютерная программа «STOP», разработанная в ИЯФ КУ для расчета ионизационных потерь и среднеквадратичного угла многократного кулоновского рассеяния частиц при прохождении вещества. Программа основана на компиляции теоретических формул [57] и базы экспериментальных данных [58]. С помощью этой же программы рассчитывались толщины танталовых поглотителей поляриметра и среднеквадратичные углы многократного кулоновского рассеяния дейтронов после мишеней. Для наблюдения спинового дихроизма без прямого измерения энергии дейтронов после мишени в методику были внесены следующие дополнения.

На каждом этапе эксперимента проводилась серия измерений при различной начальной энергии дейтронов с шагом 0.1 МэВ. Начальная энергия пучка выбиралась таким образом, чтобы после уменьшения энергии пучка вследствие ионизационных потерь в мишени и емкости с гелием, расчетная энергия пучка в центре емкости с гелием была в интервале 5–8 МэВ. Выбор

данного интервала обусловлен тем, что, во-первых, как видно из рисунка 2.7, в этой области энергий поляриметр имеет высокую анализирующую способность и добротность в целом.

Во-вторых, согласно рисунку 2.9, дифференциальное сечение реакции (2.11) для неполяризованного дейтронного пучка с вылетом протона в направлении центрального детектора практически не зависит от энергии, в то же время для боковых детекторов сечение изменяется практически по линейному закону с изменением энергии, что приводит к линейной зависимости от энергии измеряемых соотношений.

В результате, полученные для каждой мишени результаты можно аппроксимировать линейной зависимостью  $r = aE_d + b$ , где  $E_d$  – энергия дейтронов. О проявлении спинового дихроизма дейтронов будет свидетельствовать несовпадение прямых, полученных в измерениях с мишенью из золота и углерода. Прежде всего, интересуют несовпадение коэффициента наклона прямых  $a$ , так как он в меньшей степени зависит от систематических ошибок при расчете энергии пучка после мишени, чем коэффициент  $b$ .

Сказанное выше можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned}
 r_{Au}(E_d) &= \frac{\sum_{k=L,R,U,D} C_k}{C_F} = \frac{\sum_{k=L,R,U,D} l_k \Omega_k E_k \frac{d\sigma_0(24.5^\circ, E_d)}{d\Omega}}{l_F \Omega_F E_F \frac{d\sigma_0(0^\circ, E_d)}{d\Omega}} \approx a_{Au} E_d + b_{Au} , \\
 r_C(E_d) &= \frac{\sum_{k=L,R,U,D} C_k}{C_F} = \frac{\sum_{k=L,R,U,D} l_k \Omega_k E_k \frac{d\sigma_0(24.5^\circ, E_d)}{d\Omega} \left(1 + \frac{1}{2} p_{zz}(E_d) A_{zz}(24.5^\circ, E_d)\right)}{l_F \Omega_F E_F \frac{d\sigma_0(0^\circ, E_d)}{d\Omega} \left(1 + \frac{1}{2} p_{zz}(E_d) A_{zz}(0^\circ, E_d)\right)} = \\
 &= r_{Au}(E_d) \frac{1 + \frac{1}{2} p_{zz}(E_d) A_{zz}(24.5^\circ, E_d)}{1 + \frac{1}{2} p_{zz}(E_d) A_{zz}(0^\circ, E_d)} \approx a_C E_d + b_C .
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Используя параметры прямых (2.14), полученных на эксперименте, можно вычислить приобретенную тензорную поляризацию дейтронного пучка:

$$p_{zz}(E_d) = \frac{2(r_{Au}(E_d) - r_C(E_d))}{r_C(E_d) A_{zz}(0^\circ, E_d) - r_{Au}(E_d) A_{zz}(24.5^\circ, E_d)} \approx \frac{2((a_{Au} E_d + b_{Au}) - (a_C E_d + b_C))}{(a_C E_d + b_C) A_{zz}(0^\circ, E_d) - (a_{Au} E_d + b_{Au}) A_{zz}(24.5^\circ, E_d)} . \tag{2.15}$$

Следует заметить, что измеренное значение тензорной поляризации будет обусловлено разницей полных сечений рассеяния  $\sigma_{\pm 1} - \sigma_0$  дейтронов на углероде в интервале энергий ионизационных потерь в мишени.

## 2.5 Выводы

С помощью использования показателя преломления дейтрона в мишени, была получена матрица плотности дейтронного пучка в неполяризованной, бесспиновой мишени. На ее основе были найдены поляризационные характеристики дейтронного пучка после прохождения мишени. Согласно выражениям (2.4), вследствие наличия у дейтрона двух показателей преломления, происходит взаимное превращение компонент векторной поляризации  $p_x$  и тензорной поляризации  $p_{yz}$ . Аналогичным образом ведут себя компонентами  $p_y$  и  $p_{xz}$ . В результате, происходят осцилляции поляризации и вращение вектора поляризации относительно направления движения пучка. В случае прохождения неполяризованного дейтронного пучка через неполяризованную мишень найдено выражение для тензорной поляризации пучка дейтронов, возникающей вследствие спинового дихроизма дейтронов [6–А, 8–А, 15–А].

На основе анализа экспериментальной установки в ИЯФ КУ, рассмотрения принципов и параметров работы основных ее узлов, таких как источник дейтронов, ускоритель, поляриметр, была разработана методика, позволяющая измерить спиновый дихроизм дейтронов с начальной энергией до 20 МэВ, прошедших через углеродную мишень, в условиях данной установки [3–А, 6–А, 8–А, 11–А, 12–А, 15–А].

## **ГЛАВА 3**

# **РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОБНАРУЖЕНИЮ ЭФФЕКТА СПИНОВОГО ДИХРОИЗМА ДЕЙТРОНОВ**

В данной главе приводятся результаты серии экспериментов, приведших к обнаружению эффекта спинового дихроизма дейтронов. Эксперименты проводились в ИЯФ КУ международной коллаборацией с непосредственным участием автора диссертации по приведенной в главе 2 методике с использованием углеродных мишеней и дейтронного пучка с энергией до 18.7 МэВ. В главе даётся анализ и обсуждение экспериментальных результатов, позволяющих сделать вывод о достоверном обнаружении эффекта спинового дихроизма и появления тензорной поляризации у первоначально неполяризованного дейтронного пучка [3–А].

С целью интерпретации полученных на эксперименте результатов был рассмотрен эффект двойного лучепреломления дейтронов в неполяризованных, бесспиновых лёгких мишенях на основе ВКБ-приближения. Показано, что кулоновское взаимодействие оказывает существенное влияние на поведение эффекта двойного лучепреломления в области низких энергий.

### **3.1 Эксперимент по обнаружению эффекта спинового дихроизма дейтронов с энергией до 18.7 МэВ, прошедших через углеродную мишень**

Как уже упоминалось в главе 2, на базе ускорителя в ИЯФ КУ проводилось два сеанса экспериментов по обнаружению спинового дихроизма дейтронов в 2003 и 2006 гг. Методика измерений в двух сеансах была одинаковой и она описана в главе 2. Основными отличиями второго сеанса являются проведение эксперимента на модернизированном ускорителе с улучшенной стабильностью работы (раздел 2.3.3) и принятый ряд мер по улучшению качества измерений:

- 1) использовалась дополнительная коллимация пучка перед мишенью для уменьшения влияния фокусировки и смещения пучка;
- 2) использовались углеродные мишени с толщинами, отличными от применяемых на первом сеансе;
- 3) использовался поглотитель дейтронов толщиной 100 мкм вместо 500 мкм (рисунок 2.5), что позволило увеличить энергию и число прошедших через него и коллиматоры протонов и тем самым улучшить разделение пика зарегистрированных протонов от спадающего  $\gamma$ -фона;

4) за счет увеличения времени измерения и применения более тонкого поглотителя была увеличена статистика измерений примерно в 5 раз.

### 3.1.1 Мишени

Для изготовления углеродных мишеней использовались углеродные фольги толщиной 14.9, 35.9 и 57.7 мг/см<sup>2</sup>. Толщины фольг определялась путем нарезки образцов определенной площадью в различных участках листа фольги с последующим взвешиванием. Мишени формировались путем комбинации фольг различной толщины. Доля посторонних примесей в мишенях (в основном кислород и сера) составляют менее 1%. Для опорных измерений использовались фольги из золота толщиной 5.0 и 9.7 мг/см<sup>2</sup>. Согласно методике, изложенной в главе 2, для каждой мишени определялся интервал начальных энергий пучка, для получения дейтронного пучка после мишени с энергией в интервале 5-8 МэВ. В таблице 3.1 приведены параметры использовавшихся в сеансах I и II мишеней [3–А, 6–А, 8–А, 11–А, 12–А, 15–А].

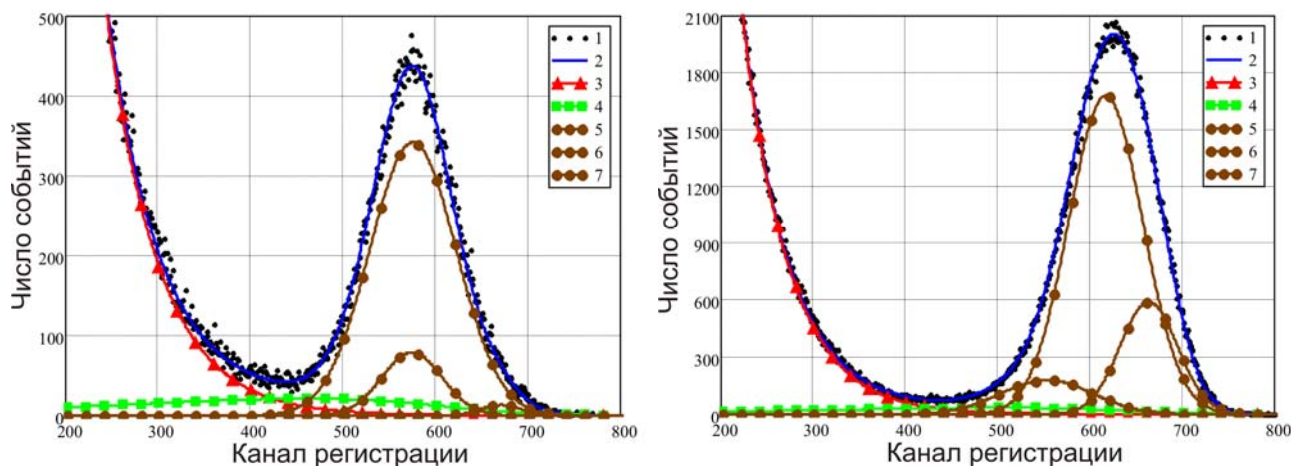
Таблица 3.1. – Толщина мишеней и соответствующие им интервалы энергий дейтронного пучка до и после мишени в <sup>3</sup>He-анализаторе

Материал мишени	Толщина (мг/см <sup>2</sup> )	Обозначение	Сеанс	Энергия до мишени, шаг 0.10 (МэВ)	Энергия в <sup>3</sup> He-анализаторе (МэВ)
	0	MT	I	6.0...8.3	5.54...7.94
Au	5.0±0.3	Au5	II	6.2...7.9	5.56...7.36
Au	9.7±0.5	Au10	I	6.8...7.8	6.02...7.09
C	35.9±0.2	C36	II	9.5...10.5	6.06...7.41
C	57.7±0.3	C58	I	10.8...12.2	5.73...7.83
C	93.6±0.4	C94	II	13.0...14.0	5.72...7.46
C	129.5±0.4	C130	II	14.8...15.9	5.41...7.55
C	152.6±0.8	C153	I	16.2...16.7	5.94...6.97
C	165.4±0.5	C165	II	16.7...17.5	5.70...7.39
C	187.9±0.7	C188	I	17.5...18.7	5.11...7.78

Ток пучка дейтронов после мишени в <sup>3</sup>He-анализаторе составлял порядка 5-10 нА в зависимости от толщины мишени.

### 3.1.2 Обработка спектров детекторов и определение числа зарегистрированных протонов

Число зарегистрированных протонов каждым детектором в каждом измерении определялось после обработки спектров. Обработка заключалась в аппроксимации спектра в области пика распределения протонов функцией, состоящей из трех нормальных распределений, описывающих асимметричный пик протонов; экспоненциальной функции, описывающей  $\gamma$ -фон и шум ФЭУ; модифицированной функции ошибки, описывающей  $\gamma$ -фон и зарегистрированные перерассеянные протоны, а также протоны от гало пучка. Для дальнейшего анализа в качестве числа зарегистрированных протонов бралась сумма трех коэффициентов при функциях нормального распределения. На рисунке 3.1 представлены примеры экспериментальных спектров, а также их аппроксимация для двух детекторов.



Боковой детектор,  $\chi^2=0.96$

Центральный детектор,  $\chi^2=1.09$

Линия 1 – экспериментальный спектр; линия 2 – аппроксимирующая спектр функция; линия 3 – экспоненциальная функция; линия 4 – модифицированная функция ошибки; линии 5, 6 и 7 – нормальные распределения

Рисунок 3.1. – Спектры бокового и центрального детекторов и соответствующие им аппроксимации

Как видно из рисунка 3.1, спектр достаточно хорошо аппроксимируется выбранной функцией, что позволяет с минимальной погрешностью определять число зарегистрированных протонов. Более подробно обработка экспериментальных спектров рассматривается в приложении А.

Окончательное значение числа протонов получалось после введения корректирующего коэффициента  $(1-t_d)^{-1}$  для каждого детектора, где  $t_d$  – доля

мёртвого времени детектора во время каждой экспозиции. Аналогичный корректирующий коэффициент вводился и для статистической ошибки числа протонов.

### 3.1.3 Анализ экспериментальных результатов

После обработки спектров и определения числа зарегистрированных протонов в каждом измерении вычислялись отношения (2.14). Для каждой мишени и для каждой начальной энергии проводилось по 2-3 измерения. Затем результаты измерений для каждой мишени и начальной энергии усреднялись. Изменяя начальную энергию дейтронного пучка с шагом 0.1 МэВ в приведенном в таблице 3.1 интервале энергий, были получены зависимости отношений (2.14) от энергии пучка после мишени. Согласно приведенной в главе 2 методике, полученные результаты аппроксимировались линейной зависимостью. Параметры аппроксимации и погрешности находились методом наименьшего квадрата и построением ковариационной матрицы.

Следует отметить, что в связи с тем, что о появлении у пучка тензорной поляризации свидетельствует изменение отношения между числом протонов, зарегистрированными боковыми и центральным детектором, необходимо проверять, не вызвано ли изменение отношения другими факторами.

Для боковых детекторов контроль осуществлялся посредством измерения отношения показаний боковых детекторов: L/R, L/U, L/D, R/U, R/D и U/D. Данные отношения должны сохраняться в измеряемом интервале энергий в случае использования опорных золотых и углеродных мишеней. Следует заметить, что изменения отношений, а также их существенный разброс могут наблюдаться из-за смещений и изменений фокусировки пучка относительно центра, влияние которых в наибольшей степени проявляется при использовании тонких мишеней.

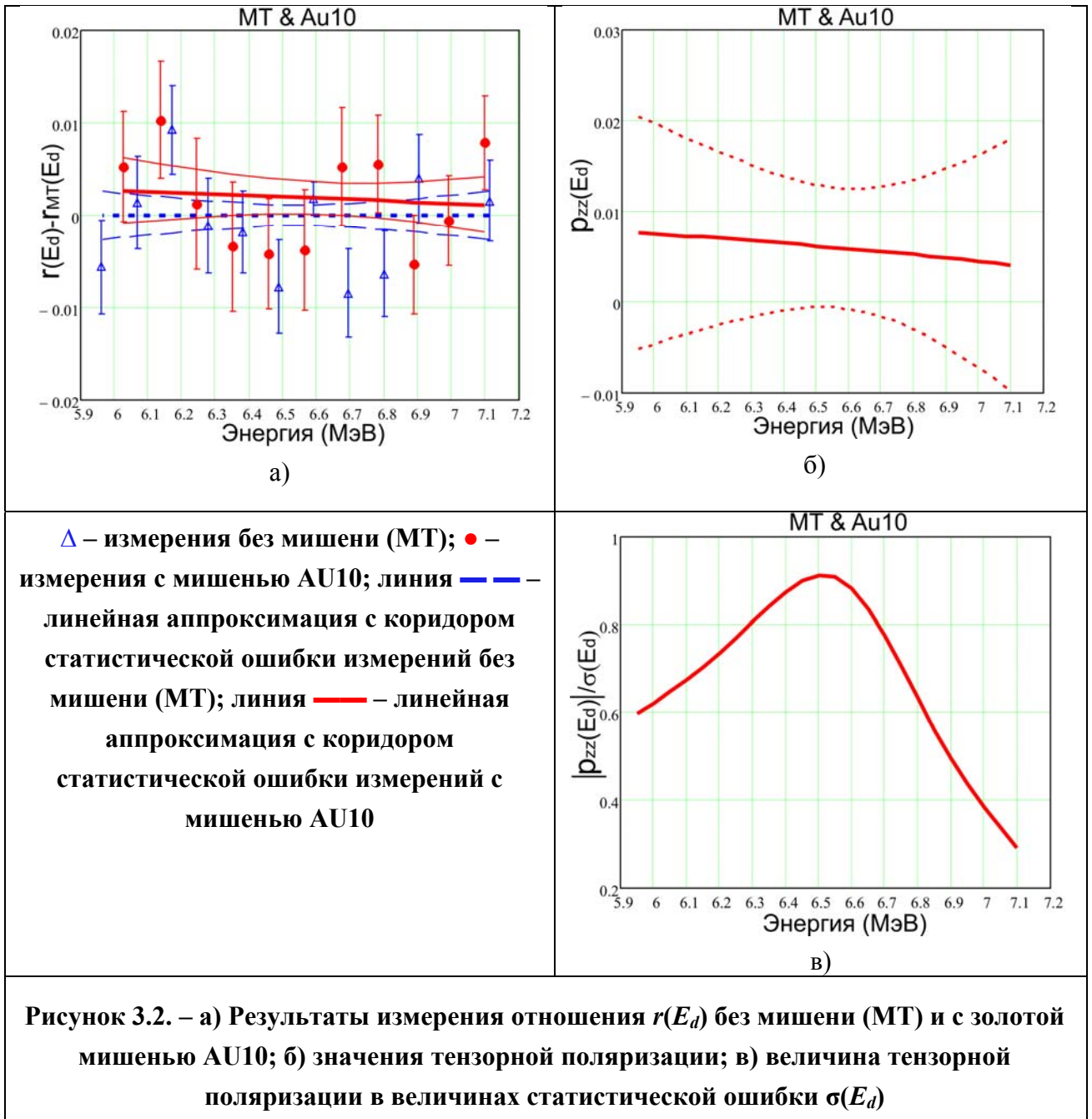
Вторым параметром, принимаемым во внимание для контроля обработки экспериментальных данных, является доля зарегистрированных протонов, которая при анализе относилась к перерассеянным протонам и протонам от гало пучка. Распределение этих протонов по энергии в спектре описывалось модифицированной функцией ошибки. Для определения этой доли протонов рассчитывался интеграл модифицированной функции ошибки в интервале каналов спектра, в котором заключено 99.9% протонов, описываемых гауссовыми функциями. Данный критерий не является абсолютным, так как по мере изменения энергии и толщины мишени происходит изменение в распределение перерассеянных протонов и протонов от гало пучка. Однако для боковых детекторов, в паре с предыдущим критерием, он позволяет

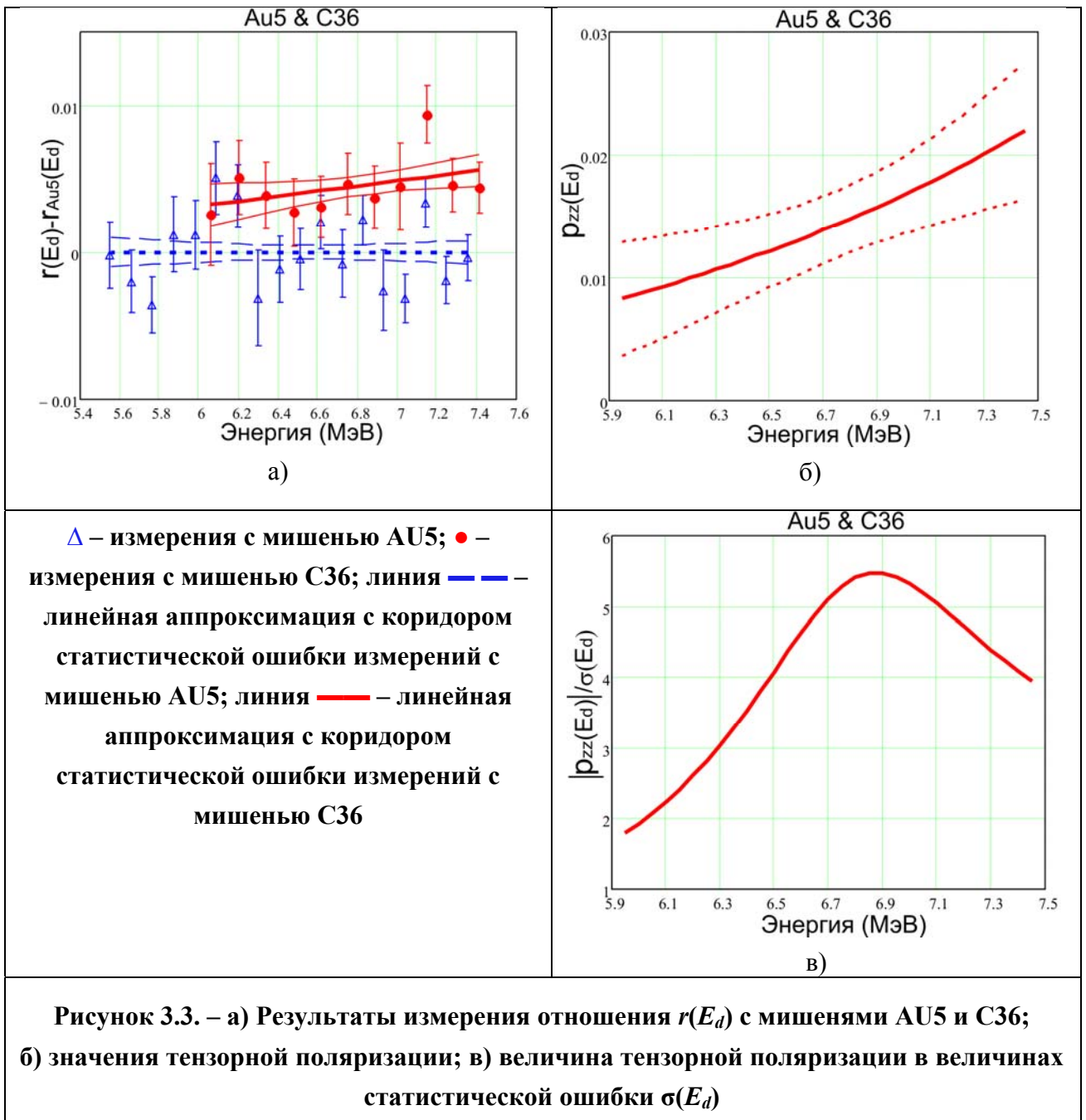
контролировать качество аппроксимации экспериментальных данных, т. е. качество разделения фона от пика протонов для каждого детектора.

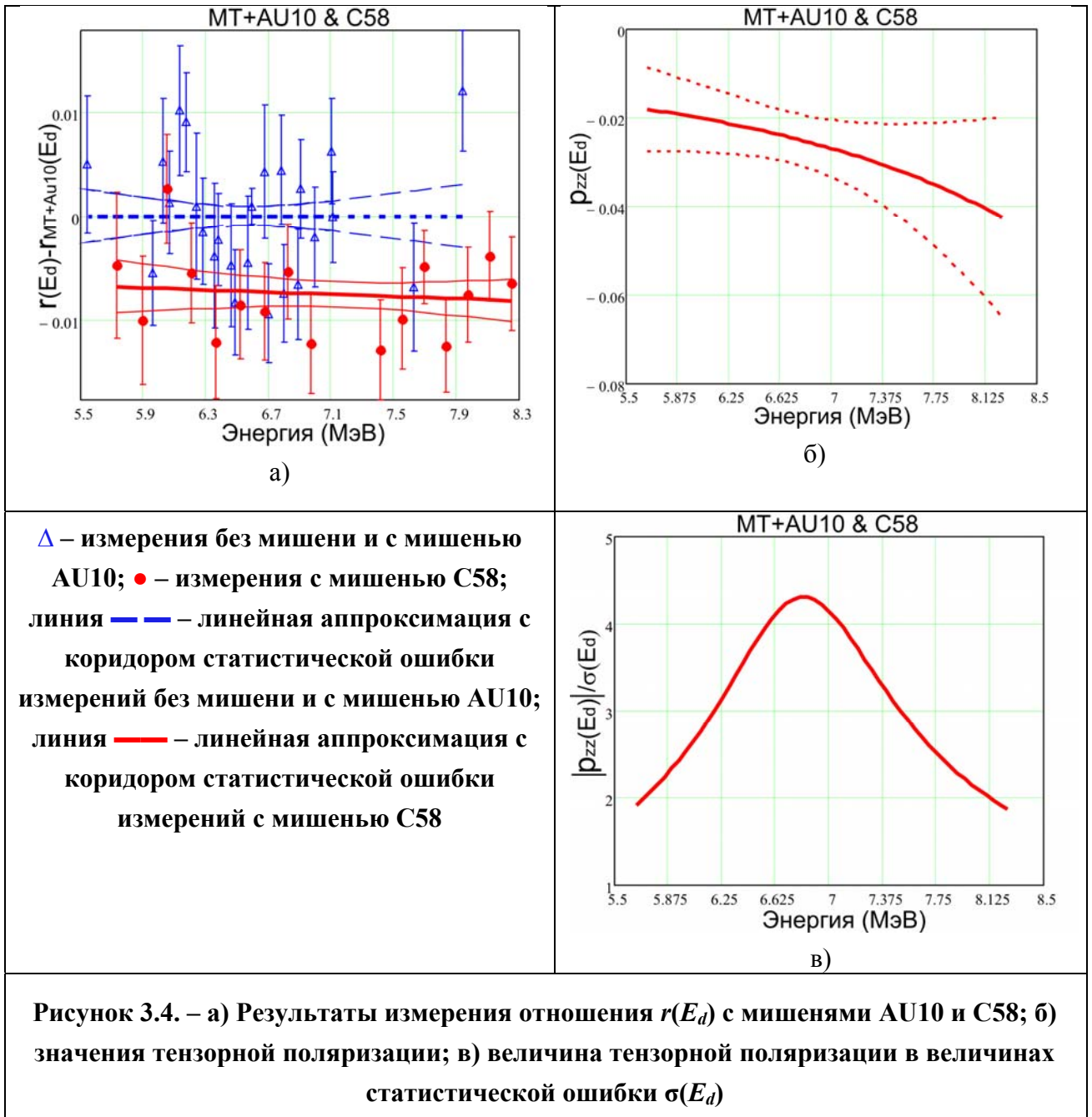
Для центрального детектора контроль доли фоновых протонов является единственным способом отслеживать качество разделения фона от пика протонов. При этом особое внимание следует обратить на зависимость доли фоновых протонов от энергии при сканировании, так как существенное изменение доли фоновых протонов, обусловленных некорректным разделением фона и пика протонов, может приводить к систематическим ошибкам при определении параметров линейной аппроксимации результатов измерения отношения (2.14).

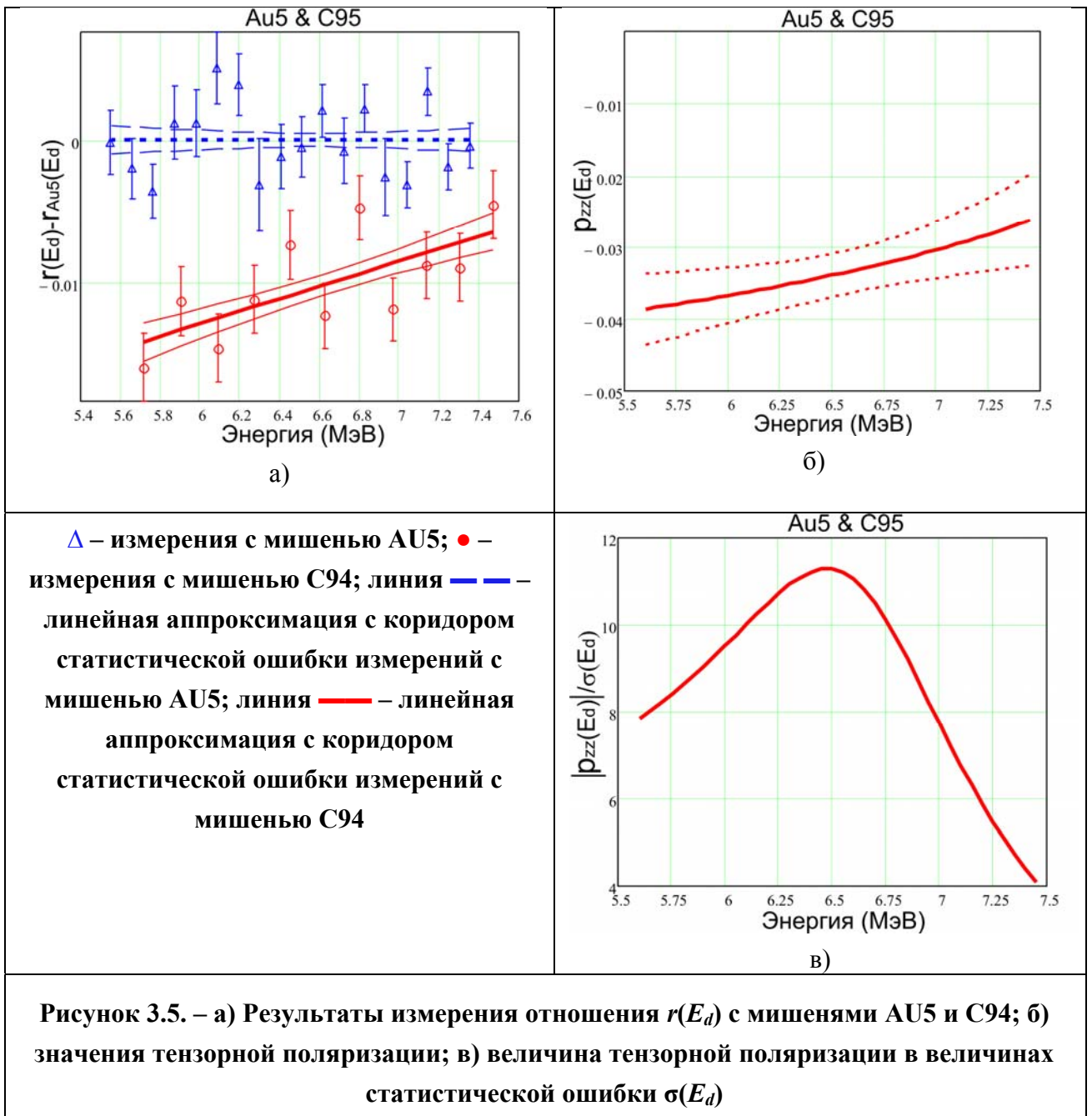
Из всего набора мишеней, приведенной выше совокупности критериев не удовлетворяют измерения, проводимые с мишенью C130 из второй серии экспериментов, которая в дальнейшем анализе рассматриваться не будет. В приложении Б представлены результаты измерения отношения показаний боковых детекторов ( $L/R$ ,  $L/U$ ,  $L/D$ ,  $R/U$ ,  $R/D$  и  $U/D$ ), а также доли фоновых протонов под пиком протонов по отношению к количеству протонов в пике для исследуемых мишеней.

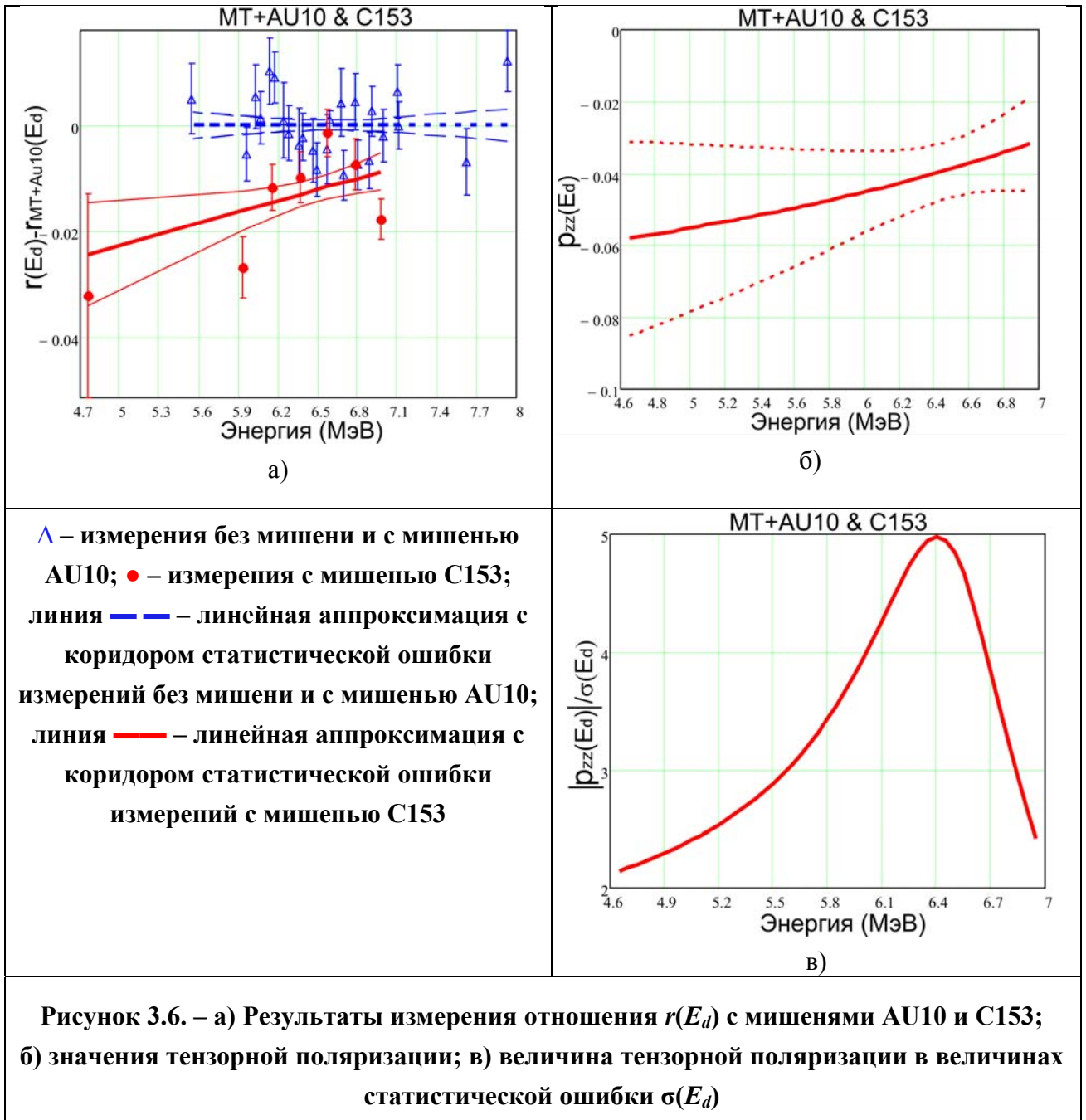
Как уже упоминалось выше, было проведено 2 сеанса по измерению спинового дихроизма. На рисунках 3.2-3.8 представлены результаты измерения отношений  $r(E_d)$  (2.14) для углеродных и соответствующих опорных мишеней в порядке роста толщины углеродных мишеней, а также значения тензорной поляризации  $p_{zz}(E_d)$ , вычисленной с помощью выражения (2.15) и величина тензорной поляризации в величинах статистической ошибки  $\sigma(E_d)$ . На рисунке 3.2 представлены результаты для измерений без мишени и с тонкой золотой мишенью в общем интервале энергий, полученные в ходе первого сеанса. В связи с тем, что результаты для этих двух серий измерений оказались статистически неразличимы, в дальнейшем, для улучшения статистики, они были объединены для получения опорных измерений первого сеанса.

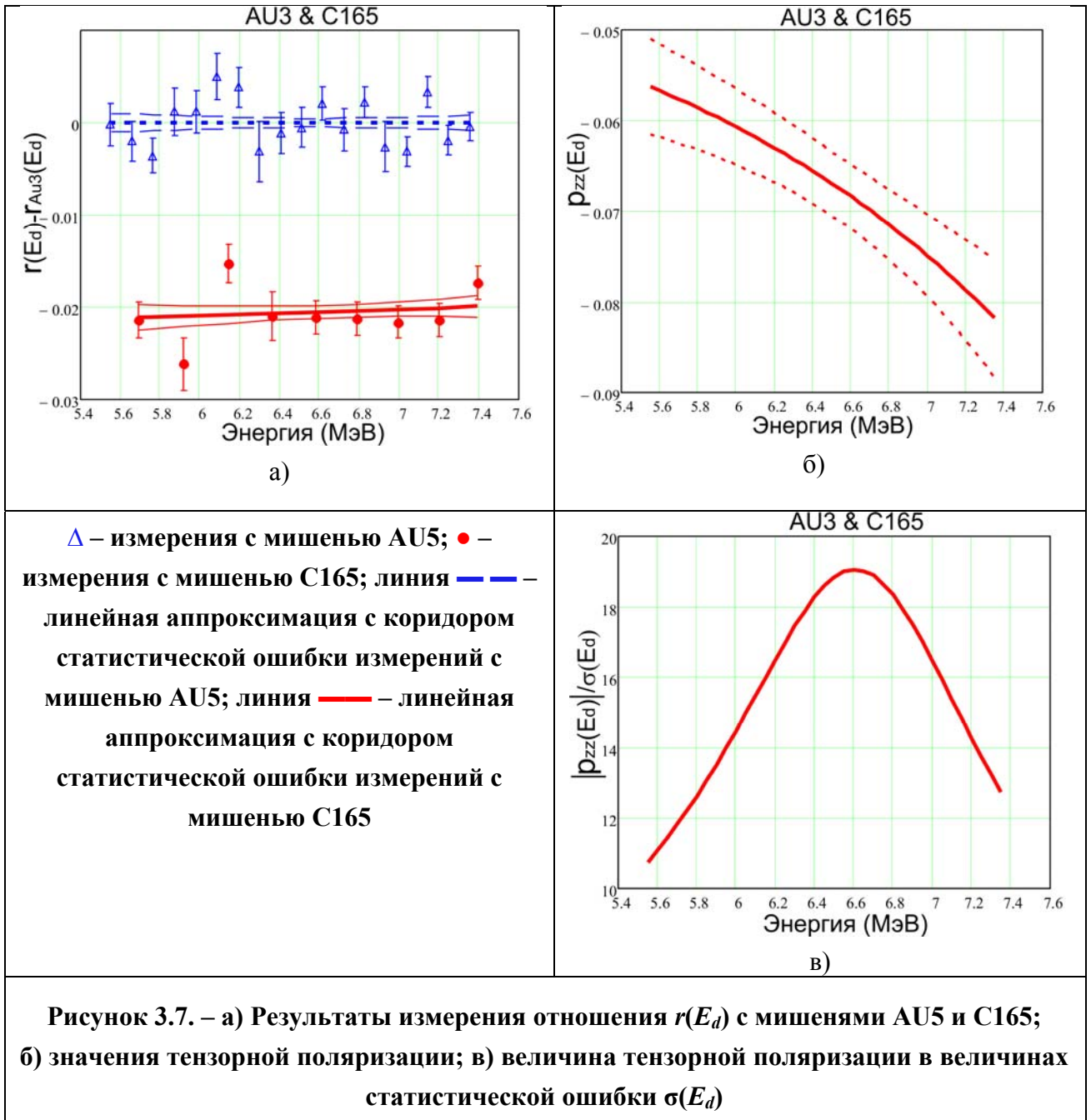


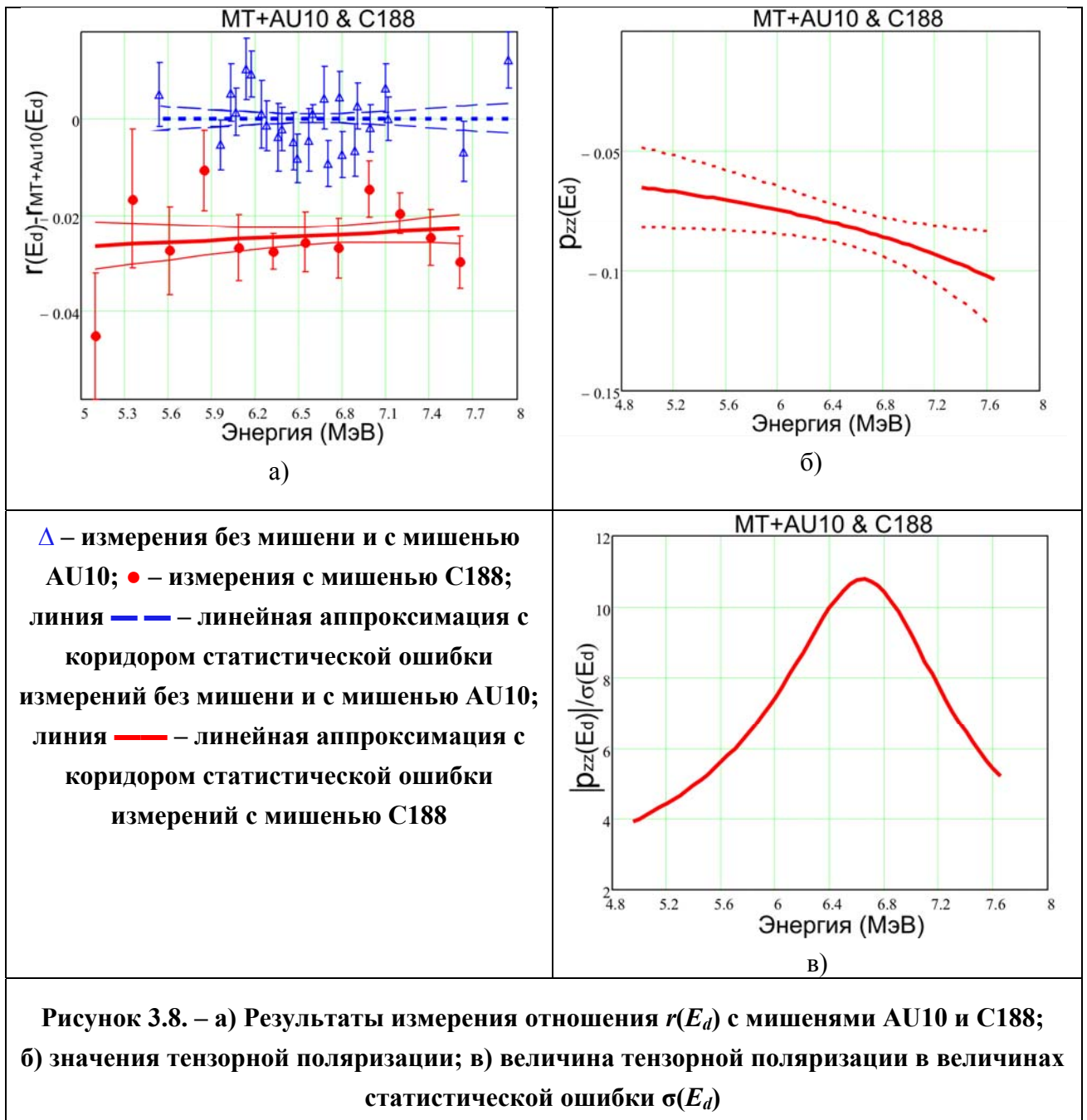












На рисунке 3.9 показана зависимость приобретенной тензорной поляризации дейтронов от начальной энергии пучка для углеродных мишеней.

Параметры аппроксимации экспериментальных данных линейной функцией (2.14) приведены в таблице 3.2. Качество аппроксимации оценивалось с помощью критерия  $\chi^2$ . Минимальный уровень значимости квантиля распределения  $\chi^2$  для каждой серии измерений выбирался на уровне 0.05 (вероятность ошибки 1-го рода – отклонения проверяемой гипотезы при её справедливости). В целом, 6 из 8 аппроксимаций удовлетворяют этому уровню значимости. Низкий уровень был получен для мишеней AU5 и C153 (значения в скобках в таблице 3.2). Незначительное снижение уровня значимости для мишени AU5 связано, скорее всего, с тем, что при очень высокой статистике

измерений уже проявились эффекты, связанные с флуктуацией пучка. Статическая ошибка каждого измерения в этой серии увеличивалась до значения, при котором уровень значимости составлял бы 0.05. Аналогичная процедура проводилась и для измерений с мишенью C153.

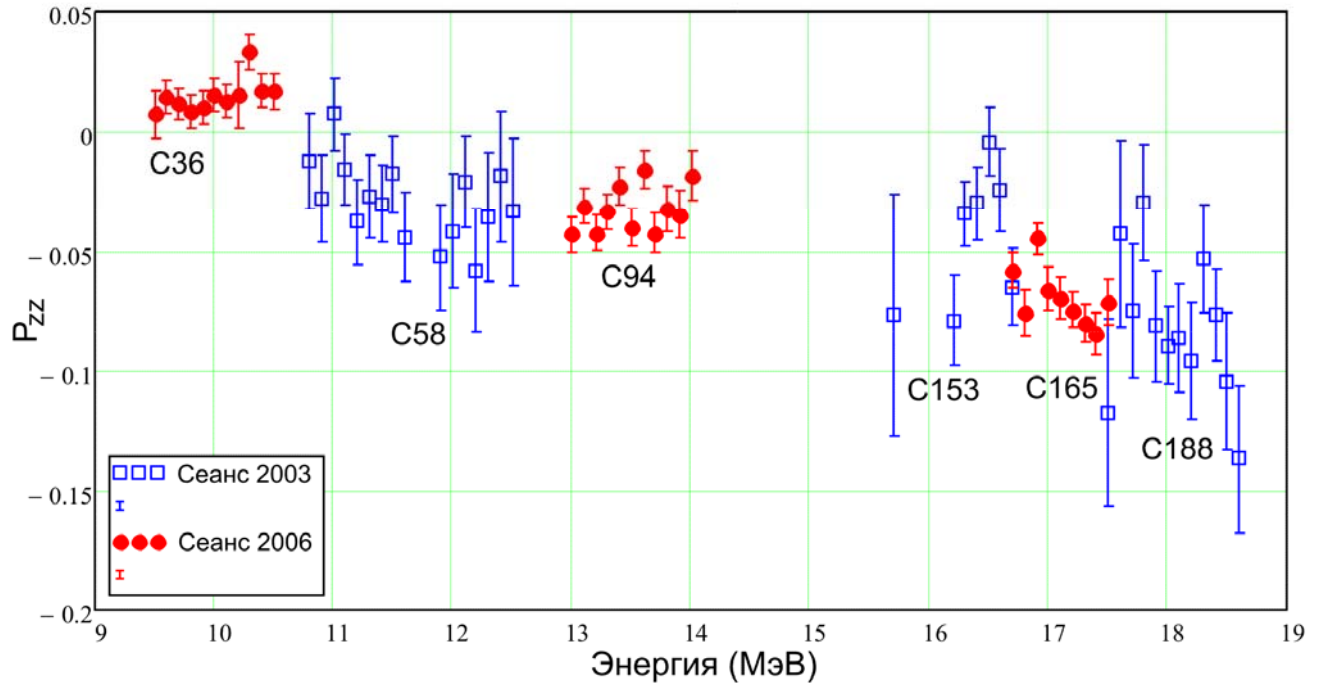


Рисунок 3.9. – Зависимость тензорной поляризации от начальной энергии пучка для различных мишеней

Таблица 3.2 – Параметры линейной аппроксимации  $a \cdot E_a + b$  экспериментальных данных с уровнем значимости  $\alpha$  соответствующего квантиля распределения  $\chi^2$

Мишень	Сеанс	$a$ (МэВ <sup>-1</sup> )	$b$	$\alpha$
MT+Au10	I	$-0.1109 \pm 0.0022$	$1.525 \pm 0.015$	0.14
Au5	II	$-0.1170 \pm 0.0008$	$1.568 \pm 0.006$	0.05 (0.04)
C36	II	$-0.1153 \pm 0.0016$	$1.560 \pm 0.011$	0.69
C58	I	$-0.1114 \pm 0.0016$	$1.521 \pm 0.011$	0.74
C94	II	$-0.1126 \pm 0.0013$	$1.528 \pm 0.009$	0.16
C153	I	$-0.104 \pm 0.005$	$1.47 \pm 0.04$	0.05 (0.01)
C165	II	$-0.1163 \pm 0.0012$	$1.542 \pm 0.008$	0.05
C188	I	$-0.110 \pm 0.003$	$1.49 \pm 0.02$	0.33

Как видно из рисунков 3.2-3.9 для всех мишеней наблюдается изменение асимметрии между боковыми и центральным детекторами, что может свидетельствовать о возникновении тензорной поляризации пучка. Более того,

характер изменения асимметрии с ростом энергии и толщины мишени свидетельствует об изменении знака тензорной поляризации. Об изменении знака спинового дихроизма может свидетельствовать также немонотонный рост абсолютного значения тензорной поляризации с ростом толщины мишеней.

Необходимо заметить, что результаты получены при использовании в расчете энергии пучка после мишени среднего значения толщины мишени. Однако, отклонение толщины конкретного экземпляра мишени от среднего значения, определяемое её погрешностью, приводит к систематическому смещению по энергии экспериментальных точек в каждой серии измерений. Для изучения влияния данного фактора можно варьировать толщины мишеней с целью уменьшения абсолютного значения тензорной поляризации пучка до величины  $3\sigma$ . В связи с тем, что удельные ионизационные потери в золоте практически в 3 раза меньше чем в углероде, при этом результаты серии измерений для мишени AU10 совпадают с результатами серии измерений без мишени, а результаты второго сеанса для мишени AU5 располагаются между результатами для мишеней C36 и C94, варьированию подвергались толщины только углеродных мишеней. Результаты варьирования представлены в таблице 3.3 и на рисунке 3.10.

Таблица 3.3. – Изменение толщины углеродной мишени в единицах соответствующей погрешности необходимое для уменьшения наблюдаемой величины эффекта спинового дихроизма до  $3\sigma$

Мишень	C36	C58	C94	C153	C165	C188
$n, (\sigma)$	+1.1	-0.65	-2.0	-0.65	-3.45	-2.1
$P(x \geq  n ), (\%)$	14	26	2.3	26	0.03	1.8

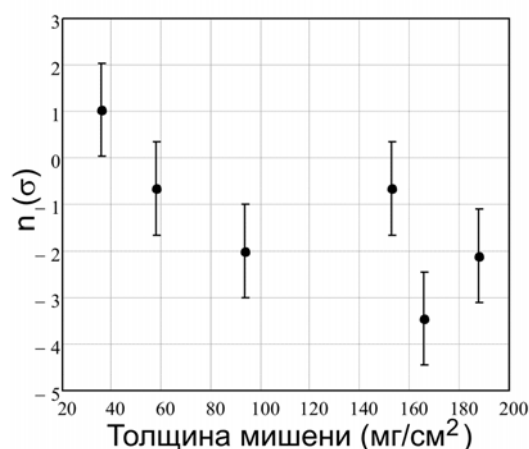


Рисунок 3.10. – Зависимость отклонения значения толщины углеродной мишени от среднего значения в единицах соответствующей погрешности, необходимое для уменьшения наблюдаемой величины эффекта спинового дихроизма до  $3\sigma$

Как видно из рисунка 3.10, отклонения значения толщины углеродной мишени от среднего значения для 5-и из 6-ти мишеней имеет отрицательный знак, причем для трёх из них необходимое отклонение равно либо превосходит значение  $2\sigma$ . Проверка случайного характера отклонений толщин от среднего значения по критерию  $\chi^2$  дает уровень значимости 0.05%.

*Таким образом, можно сделать вывод, что полученное на эксперименте изменение асимметрии между боковыми и центральным детектором не обусловлено случайной погрешностью толщины мишеней, а носит систематический характер и обусловлено появлением тензорной поляризации у дейтронного пучка.*

## **3.2 Влияние кулоновского взаимодействия на эффект спинового дихроизма дейтронов в области энергий 5-20 МэВ.**

Первые результаты экспериментов по обнаружению эффекта спинового дихроизма указывают на изменение знака спинового дихроизма в углеродной мишени в области низких энергий. С целью объяснения полученных результатов, в данном параграфе рассматривается эффект двулучепреломления дейтронов с энергией 5-20 MeV в гелиевой, бериллиевой и углеродной мишенях на основе ВКБ-приближения с учётом кулоновского взаимодействия. Показано, что кулон-ядерная интерференция даёт существенный вклад в эффект двулучепреломления дейтронов и позволяет объяснить эффект изменения знака спинового дихроизма в углеродной мишени в области низких энергий [2–А, 5–А, 9–А].

### **3.2.1. Амплитуда упругого когерентного рассеяния на угол нуль дейтрона на легких ядрах**

В первой главе эффект двулучепреломления дейтронов рассматривался без учёта кулоновского взаимодействия между дейтроном и ядром мишени. Как ранее указывалось, эффект двойного лучепреломления дейтронов обусловлен зависимостью от спина амплитуды упругого когерентного рассеяния дейтрона на ядре на угол нуль. Для описания эффекта необходимо определить амплитуды упругого рассеяния дейтрона  $f_{\pm 1}(0)$  и  $f_0(0)$  соответственно в состояниях с  $M=\pm 1$  и  $M=0$ . Включим теперь в рассмотрение и кулоновское взаимодействие.

Гамильтониан  $\hat{H}$ , описывающий взаимодействие дейтрона с ядром, может быть записан в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_d(\vec{r}_p, \vec{r}_n) + \hat{H}_N(\vec{\zeta}_i) + V_{dN}(\vec{r}_p, \vec{r}_n, \vec{\zeta}_i) \quad (3.1)$$

где  $\hat{H}_d$  – гамильтониан дейтрона,

$\vec{r}_p(\vec{r}_n)$  – координата протона (нейтрона) в составе дейтрона относительно центра ядра мишени,

$\hat{H}_N$  – гамильтониан ядра,

$\vec{\zeta}_i$  – координаты нуклонов в составе ядра относительно центра ядра,

$V_{dN}$  – потенциал взаимодействия дейтрона с ядром, включающий в себя ядерное и кулоновское взаимодействие.

Пусть  $\vec{R}$  – координата центра массы дейтрона, а  $\vec{r} = \vec{r}_p - \vec{r}_n$  – координата относительного расстояния между нуклонами в составе дейтрона. Тогда (3.1) записывается следующим образом:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_d} \Delta(\vec{R}) + \hat{H}_d(\vec{r}) + \hat{H}_N(\vec{\zeta}_i) + V_{dN}^N(\vec{R}, \vec{r}, \vec{\zeta}_i) + V_{dN}^C(\vec{R}, \vec{r}, \vec{\zeta}_i), \quad (3.2)$$

где  $V_{dN}^N$  и  $V_{dN}^C$  – потенциалы ядерного и кулоновского взаимодействия дейтрона с ядром соответственно.

Далее следуем результатам, полученным в работе [5–А].

Как и ранее будем полагать, что энергия дейтрона больше энергии связи дейтрона  $\varepsilon = 2.225$  МэВ и используем импульсное приближение. В этом приближении можно пренебречь энергией связи дейтрона, т. е. пренебречь слагаемым  $\hat{H}_d(\vec{r})$  в гамильтониане (3.2). Отметим также, что, например, для дейтронов с энергией порядка 12 МэВ характерное время кулоновского взаимодействия с ядром  $\tau_c \sim R_{\text{экp}}/\nu$  (где  $R_{\text{экp}}$  – радиус кулоновского экранирования ядра,  $\nu$  – скорость дейтрона) заметно превосходит характерное время колебаний нуклонов в дейтроне  $\tau_d \sim 2\pi\hbar/\varepsilon$ , поэтому кулоновское взаимодействие в (3.2) можно усреднить по волновой функции основного состояния дейтрона [59, 60]. В результате гамильтониан (3.2) преобразуется к виду [23]:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_D} \Delta(\vec{R}) + \hat{H}_N(\vec{\zeta}_i) + V_d(\vec{R}, \vec{r}), \quad (3.3)$$

где  $V_d(\vec{R}, \vec{r}) = V_p(\vec{R} + \frac{\vec{r}}{2}) + V_n(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}) + V_c(\vec{R})$  – потенциальная энергия взаимодействия дейтрона с ядром,

$V_p$  и  $V_n$  – потенциальная энергия ядерного взаимодействия протона и нейтрона с ядром,

$V_C$  – потенциальная энергия кулоновского взаимодействия дейтрона с ядром, усредненная по основному состоянию дейтрона.

Таким образом, проблема определения амплитуды рассеяния преобразуется в задачу рассеяния бесструктурной частицы с массой дейтрона на ядре. В этом случае координата  $\vec{r}$  выступает в роли параметра. Поэтому соотношение, полученное для амплитуды рассеяния, должно быть далее усреднено по этому параметру с помощью волновой функции основного состояния дейтрона.

Амплитуда когерентного упругого рассеяния вперед, усредненная по волновой функции основного состояния дейтрона может быть записана в виде:

$$f_M(0) = -\frac{m_d}{2\pi\hbar^2} \int V_d(\vec{b}, z, \vec{r}) \psi(\vec{b}, z, \vec{r}) e^{-ikz} d^2 b dz |\Psi_M(\vec{r})|^2 d^3 r \quad (3.4)$$

где  $V_d(\vec{b}, z, \vec{r}) = V_p(\vec{b} + \vec{b}_d/2, z, z_d) + V_n(\vec{b} - \vec{b}_d/2, z, z_d) + V_C(\vec{b}, z)$  – потенциал дейтрон-ядерного взаимодействия,

$\vec{b} = \vec{R}_\perp$  – прицельный параметр дейтрона,

$z$  – продольная компонента центра масс дейтрона,  $R^2 = b^2 + z^2$ ,

$\vec{b}_d = \vec{r}_\perp$  – поперечная составляющая  $\vec{r}$ ,

$z_d$  – продольная компонента  $\vec{r}$ ,  $r^2 = b_d^2 + z_d^2$ ,

$\psi$  – волновая функция, удовлетворяющая уравнению Шредингера  $\hat{H}\psi = E\psi$ , где  $\hat{H}$  дается выражением (2.41),

$\Psi_M(\vec{r})$  – волновая функция основного состояния дейтрона в состоянии с проекцией полного момента  $M$  (1.22).

В рассматриваемом случае энергии дейтронов составляют порядка 12 MeV и фаза  $kr^{nuc} \sim 3$ , где  $r^{nuc}$  – радиус ядерного взаимодействия дейтрона с ядром, при этом полная энергия системы превышает потенциальную энергию взаимодействия:  $E + V_d > V_d$ . По этой причине для дальнейшего анализа можем применить ВКБ-приближение для волновой функции  $\psi$  [6, т. 3; 12, 61, 62; 63 т1, гл. 6]:

$$\psi(\vec{b}, z, \vec{r}) = \frac{e^{ikz}}{\sqrt{n(\vec{b}, z, \vec{r})}} e^{\int (n(\vec{b}, z', \vec{r}) - 1) dz'} \quad (3.5)$$

где  $n(\vec{b}, z, \vec{r}) = \sqrt{1 - V_d(\vec{b}, z, \vec{r})/E}$  – показатель преломления дейтрона, движущегося в потенциале  $V_d(\vec{b}, z, \vec{r})$ .

В результате амплитуда рассеяния дейтрона на ядре на угол нуль записывается в виде

$$f_M(0) = \frac{-m}{2\pi\hbar^2} \int \frac{V_D(\vec{b}, z, \vec{r})}{\sqrt{n(\vec{b}, z, \vec{r})}} e^{ik \int_{-\infty}^z (n(\vec{b}, z', \vec{r}) - 1) dz'} d^2 b dz |\Psi_M(\vec{r})|^2 d^3 r. \quad (3.6)$$

В рассматриваемой области энергий выполняется условие  $E \gg V_C$ , в результате чего показатель преломления можно преобразовать к виду

$$n(\vec{b}, z, \vec{r}) - 1 = \frac{-V_n(\vec{b} - \vec{b}_d/2, z, z_d)}{E(1 + n_{nuc}(\vec{b}, z, \vec{r}))} + \frac{-V_p(\vec{b} + \vec{b}_d/2, z, z_d)}{E(1 + n_{nuc}(\vec{b}, z, \vec{r}))} + \frac{-V_C(\vec{b}, z)}{2En_{nuc}(\vec{b}, z, \vec{r})}, \quad (3.7)$$

$$\text{где } n_{nuc}(\vec{b}, z, \vec{r}) = \sqrt{1 - \frac{V_n(\vec{b} - \vec{b}_d/2, z, z_d) + V_p(\vec{b} + \vec{b}_d/2, z, z_d)}{E}}.$$

Амплитуду (3.6), можно представить в виде суммы двух амплитуд

$$f_M(0) = f_M^e(0) + f_M^{cor}(0), \quad (3.8)$$

где

$$f_M^e(0) = \frac{-ik}{2\pi} \int (e^{\chi_D(\vec{b}, \vec{r})} - 1) d^2 b |\Psi_M(\vec{r})|^2 d^3 r, \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} f_M^{cor}(0) &= \frac{m}{\pi\hbar^2} \int \left( E(n(\vec{b}, z, \vec{r}) - 1) - \frac{V_D(\vec{b}, z, \vec{r})}{2\sqrt{n(\vec{b}, z, \vec{r})}} \right) e^{\chi_d(\vec{b}, z, \vec{r})} d^2 b dz |\Psi_M(\vec{r})|^2 d^3 r = \\ &= \frac{m}{\pi\hbar^2} \int \left( \frac{V_n(\vec{b} - \vec{b}_d/2, z, z_d) + V_p(\vec{b} + \vec{b}_d/2, z, z_d)}{1 + n_{nuc}(\vec{b}, z, \vec{r})} + \frac{V_C(\vec{b}, z)}{2n_{nuc}(\vec{b}, z, \vec{r})} - \frac{V_d(\vec{b}, z, \vec{r})}{2\sqrt{n(\vec{b}, z, \vec{r})}} \right) \times \\ &\times e^{\chi_d(\vec{b}, z, \vec{r})} d^2 b dz |\Psi_M(\vec{r})|^2 d^3 r \end{aligned} \quad (3.10)$$

а фазы  $\chi_d$  и  $\chi_d'$  определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \chi_d(\vec{b}, \vec{r}) &= \chi_n(\vec{b}, \vec{r}) + \chi_p(\vec{b}, \vec{r}) + \chi_C(\vec{b}, \vec{r}) = \\ &= \frac{-ik}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V_n(\vec{b} - \vec{b}_d/2, z, z_d)}{1 + n_{nuc}(\vec{b}, z, \vec{r})} dz + \frac{-ik}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V_p(\vec{b} + \vec{b}_d/2, z, z_d)}{1 + n_{nuc}(\vec{b}, z, \vec{r})} dz + \frac{-ik}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V_C(\vec{b}, z)}{2n_{nuc}(\vec{b}, z, \vec{r})} dz, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \chi_d'(\vec{b}, z, \vec{r}) &= \chi_n'(\vec{b}, z, \vec{r}) + \chi_p'(\vec{b}, z, \vec{r}) + \chi_C'(\vec{b}, z, \vec{r}) = \\ &= \frac{-ik}{E} \int_{-\infty}^z \frac{V_n(\vec{b} - \vec{b}_d/2, z', z_d)}{1 + n_{nuc}(\vec{b}, z', \vec{r})} dz' + \frac{-ik}{E} \int_{-\infty}^z \frac{V_p(\vec{b} + \vec{b}_d/2, z', z_d)}{1 + n_{nuc}(\vec{b}, z', \vec{r})} dz' + \frac{-ik}{E} \int_{-\infty}^z \frac{V_C(\vec{b}, z')}{2n_{nuc}(\vec{b}, z', \vec{r})} dz'. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Отметим, что при высоких энергиях, когда  $E \gg V_d(\vec{b}, z, \vec{r})$  ( $n_{nuc}(\vec{b}, z, \vec{r}) \rightarrow 1$ ), амплитуда  $f_M^e(0)$  в (3.9) переходит в выражение для амплитуды рассеяния в эйкональном приближении:

$$f_M^e(0) = \frac{-ik}{2\pi} \int \left( e^{\frac{-ik}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} V_n(\vec{b}-\vec{b}_d/2, z, z_d) + V_p(\vec{b}+\vec{b}_d/2, z, z_d) + V_C(\vec{b}, z) dz} - 1 \right) d^2b |\Psi_M(\vec{r})|^2 d^3r.$$

Амплитуда  $f_M^{cor}(0)$  описывает поправку в  $f_M(0)$ . При высоких энергиях  $f_M^{cor}(0) \rightarrow 0$  и  $f_M(0) \rightarrow f_M^e(0)$ , однако при низких энергиях поправку  $f_M^{cor}(0)$  необходимо учитывать.

Рассмотрим сначала подробней амплитуду  $f_M^e(0)$ . Запишем (3.9) в виде суммы амплитуд:

$$\begin{aligned} f_M^e(0) &= \frac{-ik}{2\pi} \int (t_n(\vec{b}, \vec{r}) + t_p(\vec{b}, \vec{r}) + t_C(\vec{b}, \vec{r})) d^2b |\Psi_M(\vec{r})|^2 d^3r + \\ &+ \frac{-ik}{2\pi} \int t_C(\vec{b}, \vec{r}) (t_n(\vec{b}, \vec{r}) + t_p(\vec{b}, \vec{r})) d^2b |\Psi_M(\vec{r})|^2 d^3r + \\ &+ \frac{-ik}{2\pi} \int t_n(\vec{b}, \vec{r}) t_p(\vec{b}, \vec{r}) (1 + t_C(\vec{b}, \vec{r})) d^2b |\Psi_M(\vec{r})|^2 d^3r, \end{aligned} \quad (3.12)$$

где  $t_n(\vec{b}, \vec{r}) = \left( e^{\chi_n(\vec{b}, \vec{r})} - 1 \right)$ ,  $t_p(\vec{b}, \vec{r}) = \left( e^{\chi_p(\vec{b}, \vec{r})} - 1 \right)$ ,  $t_C(\vec{b}, \vec{r}) = \left( e^{\chi_C(\vec{b}, \vec{r})} - 1 \right)$  описывают соответственно ядерное взаимодействие нейтрона и протона с ядром, а также кулоновское взаимодействие протона с ядром.

Введём новые переменные, описывающие прицельные параметры протона и нейтрона относительно ядра:  $\vec{\xi} = \vec{b} + \vec{b}_d/2$ ,  $\vec{\eta} = \vec{b} - \vec{b}_d/2$ . В связи с тем, что дейтрон является слабосвязанной частицей, характеризующейся относительно большими размерами, при его рассеянии на легких ядрах в (3.12) можно пренебречь изменением волновой функции основного состояния дейтрона при интегрировании по области действия ядерного потенциала [23; 64, с. 201]. С учетом этого приближения и замены переменных амплитуду (3.12) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} f_M^e(0) &= \frac{-ik}{2\pi} \int \left( t_n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) |\Psi_M(\vec{\xi}, z_d)|^2 + t_p(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) |\Psi_M(\vec{\eta}, z_d)|^2 \right) d^2\xi d^2\eta dz_d + \\ &+ \frac{-ik}{2\pi} \int \left( t_C(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) |\Psi_M(\vec{\xi} - \vec{\eta}, z_d)|^2 + t_n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) t_C(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) |\Psi_M(\vec{\xi}, z_d)|^2 \right) d^2\xi d^2\eta dz_d + \\ &+ \frac{-ik}{2\pi} \int \left( t_p(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) t_C(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) |\Psi_M(\vec{\eta}, z_d)|^2 + t_n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) t_p(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) |\Psi_M(0, z_d)|^2 \right) d^2\xi d^2\eta dz_d + \\ &+ \frac{-ik}{2\pi} \int t_n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) t_p(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) t_C(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) |\Psi_M(0, z_d)|^2 d^2\xi d^2\eta dz_d. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Как упоминалось выше, эффект двулучепреломления обусловлен зависящей от спина частью амплитуды упругого когерентного рассеяния  $d_1$ , которая согласно (1.8) определяется как разница амплитуд (3.13) для дейтрона в состояниях с  $M=\pm 1$  и  $M=0$  соответственно:

$$\begin{aligned}
d_1^e &= f_{\pm 1}^e(0) - f_0^e(0) = \frac{-ik}{2\pi} \int t_n(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) \left( \left| \Psi_{\pm 1}(\bar{\xi}, z_d) \right|^2 - \left| \Psi_0(\bar{\xi}, z_d) \right|^2 \right) d^2 \xi d^2 \eta dz_d + \\
&+ \frac{-ik}{2\pi} \int t_p(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) \left( \left| \Psi_{\pm 1}(\bar{\eta}, z_d) \right|^2 - \left| \Psi_0(\bar{\eta}, z_d) \right|^2 \right) d^2 \xi d^2 \eta dz_d + \\
&+ \frac{-ik}{2\pi} \int t_c(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) \left( \left| \Psi_{\pm 1}(\bar{\xi} - \bar{\eta}, z_d) \right|^2 - \left| \Psi_0(\bar{\xi} - \bar{\eta}, z_d) \right|^2 \right) d^2 \xi d^2 \eta dz_d + \\
&+ \frac{-ik}{2\pi} \int t_n(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) t_c(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) \left( \left| \Psi_{\pm 1}(\bar{\xi}, z_d) \right|^2 - \left| \Psi_0(\bar{\xi}, z_d) \right|^2 \right) d^2 \xi d^2 \eta dz_d + \\
&+ \frac{-ik}{2\pi} \int t_p(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) t_c(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) \left( \left| \Psi_{\pm 1}(\bar{\eta}, z_d) \right|^2 - \left| \Psi_0(\bar{\eta}, z_d) \right|^2 \right) d^2 \xi d^2 \eta dz_d + \\
&+ \frac{-ik}{2\pi} \int t_n(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) t_p(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) \left( \left| \Psi_{\pm 1}(0, z_d) \right|^2 - \left| \Psi_0(0, z_d) \right|^2 \right) d^2 \xi d^2 \eta dz_d + \\
&+ \frac{-ik}{2\pi} \int t_n(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) t_p(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) t_c(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) \left( \left| \Psi_{\pm 1}(0, z_d) \right|^2 - \left| \Psi_0(0, z_d) \right|^2 \right) d^2 \xi d^2 \eta dz_d.
\end{aligned} \tag{3.14}$$

В области высоких энергий, когда энергия дейтронов  $E \gg V_p, V_n$ ,  $n_{nuc}(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z, z_d) \rightarrow 1$ , выражение (3.14) упрощается путем замен:  $t_p(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) \rightarrow t_p(\xi)$ ,  $t_n(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) \rightarrow t_n(\eta)$  и  $t_c(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z_d) \rightarrow t_c\left(\left|\frac{\bar{\xi} + \bar{\eta}}{2}\right|\right)$ . Вследствие этого, при высоких энергиях первые три слагаемые в (3.14) описывают одночастичное рассеяние и не дают вклада в эффект двулучепреломления ( $\int \left( \left| \Psi_{\pm 1}(\vec{r}) \right|^2 - \left| \Psi_0(\vec{r}) \right|^2 \right) d^3 r = 0$ ). Для исследуемых энергий  $n_{nuc}(\bar{\xi}, \bar{\eta}, z, z_d) \neq 1$ , но в рассматриваемом приближении вклад этих слагаемых пренебрежимо мал.

Четвертое и пятое слагаемое описывает вклад интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий одного из нуклонов дейтрона. В этом случае вклад пропорционален зависящей от спина части амплитуды кулоновского взаимодействия дейтрона с ядром. Как будет показано далее в параграфе 3.3, вклад амплитуд, обусловленных электрическим квадрупольным моментом дейтрона в эффект двулучепреломления также мал.

Последних два слагаемых описывают интерференцию, которая дает основной вклад в эффект двулучепреломления:

$$d_1^e \approx \frac{-ik}{2\pi} \int t_n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) t_p(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) \left( |\Psi_{\pm 1}(0, z_d)|^2 - |\Psi_0(0, z_d)|^2 \right) d^2 \xi d^2 \eta dz_d + \frac{-ik}{2\pi} \int t_n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) t_p(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) t_c(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z_d) \left( |\Psi_{\pm 1}(0, z_d)|^2 - |\Psi_0(0, z_d)|^2 \right) d^2 \xi d^2 \eta dz_d. \quad (3.15)$$

Таким образом, основной вклад в эффект двулучепреломления вносят ядерная и кулон-ядерная интерференция взаимодействия нуклонов дейтрона с ядром.

Как ранее указывалось, эффект двулучепреломления определяется разницей  $|\Psi_{\pm 1}(\vec{r})|^2 - |\Psi_0(\vec{r})|^2$ , т. е. разницей распределения нуклонов в дейтроне в различных спиновых состояниях. Используя выражения (1.22) для волновых функций, мы можем записать входящие в (3.14) разности модулей волновых функций в виде:

$$\begin{aligned} |\Psi_{\pm 1}(\vec{b}_d, z_d)|^2 - |\Psi_0(\vec{b}_d, z_d)|^2 &= -\frac{3}{4\pi} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{u(r)w(r)}{r^2} - \frac{1}{4} \frac{w(r)^2}{r^2} \right) \frac{b_d^2 - 2z_d^2}{r^2}, \\ |\Psi_{\pm 1}(0, z_d)|^2 - |\Psi_0(0, z_d)|^2 &= \frac{3}{2\pi} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{u(z_d)w(z_d)}{z_d^2} - \frac{1}{4} \frac{w(z_d)^2}{z_d^2} \right) = \Delta(0, z_d). \end{aligned} \quad (3.16)$$

Рассмотрим вклад в амплитуду  $f_m^{cor}(0)$  в (3.10) подробнее. Повторяя рассуждениям использовавшиеся при выводе (3.15) и используя (3.16), можно получить для поправки в зависящую от спина амплитуду упругого когерентного рассеяния  $d_1^{cor} = f_{\pm 1}^{cor}(0) - f_0^{cor}(0)$  следующее выражение:

$$\begin{aligned} d_1^{cor} &\approx \frac{m}{\pi \hbar^2} \int \left( \frac{V_n(\vec{\eta}, z, z_d) + V_p(\vec{\eta}, z, z_d)}{1 + n_{nuc}(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d)} + \frac{V_c((\vec{\xi} + \vec{\eta})/2, z)}{2n_{nuc}(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d)} - \frac{V_d(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d)}{2\sqrt{n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d)}} \right) \times \\ &\times t'_n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d) t'_p(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d) (t'_c(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d) + 1) \times \left( |\Psi_{\pm 1}(0, z_d)|^2 - |\Psi_0(0, z_d)|^2 \right) d\xi d\eta dz dz_d + \\ &+ \frac{2m}{\pi \hbar^2} \int \left( \frac{V_n(\vec{\eta}, z, z_d)}{1 + n_{nuc}(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d)} - \frac{V_n(\vec{\eta}, z, z_d)}{2\sqrt{n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d)}} \right) t'_p(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d) (t'_c(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d) + 1) \times \\ &\times \Delta(0, z_d) d\xi d\eta dz dz_d, \end{aligned} \quad (3.17)$$

где  $t'_n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d) = \left( e^{\chi'_n(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d)} - 1 \right)$ ,  $t'_p(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d) = \left( e^{\chi'_p(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d)} - 1 \right)$ ,  $t'_c(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d) = \left( e^{\chi'_c(\vec{\xi}, \vec{\eta}, z, z_d)} - 1 \right)$ .

Напомним, что фазы  $\chi'_n$ ,  $\chi'_p$  и  $\chi'_c$  определяются (3.11).

Как видно из (3.15), в рассматриваемой модели эффект двулучепреломления дейтронов зависит от параметра  $\Delta(0, z_d)$  (см. (3.16)). Данный параметр пропорционален  $r^{-2}$ , что обуславливает его чувствительность

и, как следствие, эффекта двулучепреломления к волновой функции основного состояния дейтрона на малых расстояниях. Однако именно эта область вызывает проблемы для теоретического описания дейтрона [32, 39]. Таким образом экспериментальные исследования эффекта двулучепреломления дают дополнительную информацию о свойствах взаимодействия нуклонов в дейтроне на малых расстояниях.

### 3.2.2 Эффект двулучепреломления на ядрах ${}^4\text{He}$ , ${}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$

На основе полученных выше выражений (3.15) и (3.17) можно получить значение величины разности полных сечений дейтрона в состояниях с  $M=\pm 1$  и  $M=0$ , приводящей к возникновению эффекта спинового дихроизма дейтронов для различных ядер.

Рассмотрим рассеяние дейтронов на легких ядрах со спином 0:  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и изотопе  ${}^8\text{Be}$ . Так как интерес вызывает зависимость эффекта двулучепреломления от энергии дейтрона и от атомного номера ядер мишени, то в качестве потенциала ядерного взаимодействия нуклонов дейтрона с ядром в рассматриваемой области энергий (на основе результатов [65]) был выбран оптический потенциал, описывающий центральное взаимодействие в виде

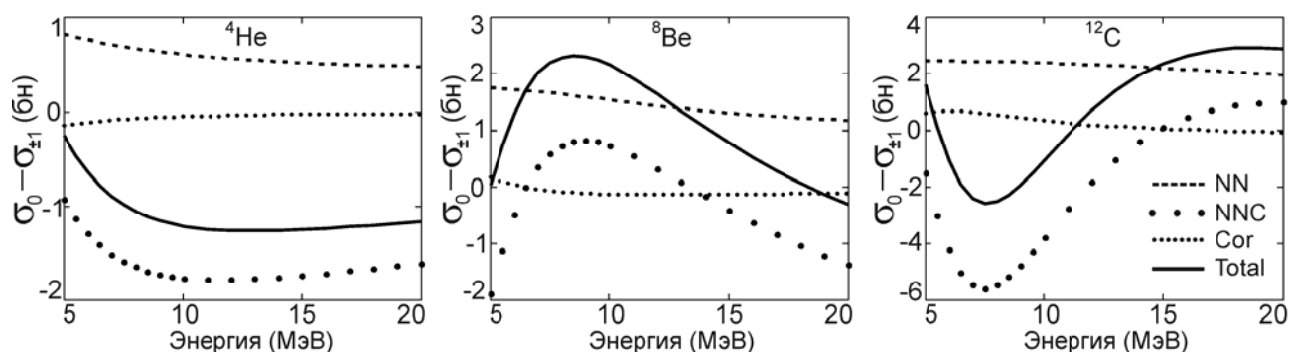
$$V_n(r) = V_p(r) = \frac{-55 - 0.47E/2 - 0.9i}{1 + \exp\left(2\left(r - 1.33A^{1/3}\right)\right)}, \quad (3.18)$$

где  $E$  – энергия дейтрона,  
 $A$  – атомный номер ядра мишени.

При этом нужно помнить о том, что реальный потенциал взаимодействия нуклона с ядром углерода будет иметь более сложный вид из-за множества резонансов в области энергий нуклона 2.5-10 МэВ [66, 67, 68, 69].

Для расчета кулоновского взаимодействия дейтрона с ядром, использовался экранированный кулоновский потенциал, с распределением заряда ядра  $Z(r) \sim \left(1 + \exp\left[2\left(r - 1.33A^{1/3}\right)\right]\right)^{-1}$ . Для расчета параметра  $\Delta(0, z_d)$  были применены параметризованные волновые функции дейтрона из [39].

Результаты расчета  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$  для ядер  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  показаны на рисунке 3.11. Из рисунка 3.11 видно, что разность сечений  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$ , обусловленная интерференцией ядерного взаимодействия нейтрона и протона в составе дейтрона с ядром мишени имеет знак "+" для всех рассмотренных мишеней и энергий. Это согласуется с представлением, что поперечный размер дейтрона в состоянии с  $M=0$  больше чем в состоянии с  $M=\pm 1$  (глава 1).



Линия --- NN –  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$  обусловленная ядерным взаимодействием,  
 линия ••• NNC –  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$  обусловленная интерференцией ядерного и кулоновского взаимодействий, линия ... Cor – поправка в  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$ , линия — Total – сумма всех вкладов

Рисунок 3.11. – Значения  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$  при рассеянии дейтронов на ядрах  $^4\text{He}$ ,  $^8\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}$  в области энергий 5-20 МэВ

Другая ситуация возникает для  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$ , обусловленной кулон-ядерной интерференцией. Видно, что эта разница сечений сильно зависит от энергии дейтронов при этом возможна смена знака  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$ . Знак  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$ , как и ее поведение в целом, зависят от типа ядра мишени: с увеличением заряда ядра и его размера происходит усиление кулоновского поля и увеличение области интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий в (3.15). В результате, разница полных сечений  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$  (с учетом всех вкладов) в рассматриваемой области энергий для  $^4\text{He}$ -мишени имеет отрицательный знак. Для  $^8\text{Be}$ -мишени она имеет положительный знак, для  $^{12}\text{C}$ -мишени она меняет знак при энергиях 5.5 МэВ и 11 МэВ.

Отметим, что поправка в разницу сечений  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$ , описываемая амплитудой (3.17), вносит вклад при энергиях до 10 МэВ, причем этот вклад усиливается с увеличением атомного номера ядра. К примеру, для ядра углерода при энергиях 5-7 МэВ поправка составляет ~30% от вклада в сечение ядерной интерференции, однако уже при энергиях более 15 МэВ вклад поправки пренебрежимо мал.

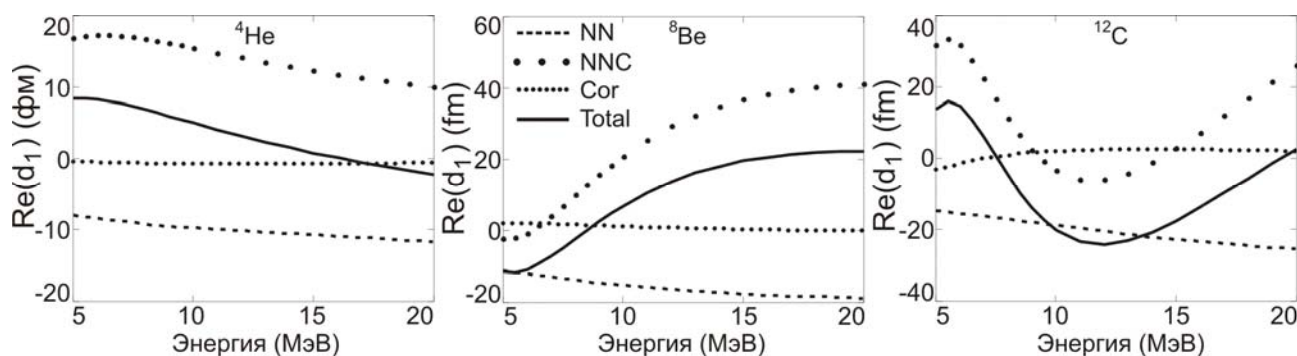
Знакопеременную зависимость  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$  от энергии, обусловленную кулон-ядерной интерференцией, необходимо принимать во внимание во время экспериментов по измерению спинового дихроизма дейтронов. Как указывалось в главе 1, вследствие спинового дихроизма дейтронов, первоначально неполяризованный дейтронный пучок приобретает тензорную поляризацию. Предположим, что тензорная поляризация пучка, прошедшего через *углеродную* мишень, измеряется при энергии дейтронов 5.5 МэВ. В силу ионизационных потерь для получения дейтронного пучка, обладающего после

мишени энергией 5.5 МэВ, необходимо перед мишенью иметь моноэнергетический пучок дейтронов с большей энергией. По мере увеличения толщины мишени соответственно необходимо увеличивать и начальную энергию дейтронов перед мишенью. В интервале энергий 5.5-11 МэВ разность  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1} < 0$ , поэтому при увеличении толщины мишени (а соответственно и начальной энергии до 11 МэВ), в силу (1.20), абсолютная величина отрицательной тензорной поляризации будет расти, достигнув максимального значения для некоторой мишени толщиной  $L^*$ , энергия пучка в которой меняется в интервале 11.5-5.5 МэВ. При дальнейшем увеличении толщины мишени необходимая энергия дейтронного пучка перед мишенью будет составлять более 11.5 МэВ. Но при энергиях более 11.5 МэВ  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1} > 0$ , поэтому в силу (1.20) при прохождении такого дейтронного пучка через мишень, по мере падения энергии до 11.5 МэВ, будет накапливаться положительная тензорная поляризация. Оставшаяся часть мишени будет вести себя уже как описанная выше мишень толщиной  $L^*$ , в которой накапливается только отрицательная тензорная поляризация. Таким образом, тензорная поляризация у пучка, прошедшего через всю мишень представляет собой сумму положительной тензорной поляризации, возникшей в той части мишени, энергия пучка в которой была выше 11.5 МэВ и отрицательной поляризации, возникшей в оставшейся части мишени толщиной  $L^*$ . Следовательно, результирующее абсолютное значение тензорной поляризации для такой мишени будет меньше чем для мишени с толщиной  $L^*$ . В результате получается немонотонная зависимость тензорной поляризации от толщины мишени и при определенной толщине мишени суммарная измеренная поляризация может равняться нулю (после прохождения мишени пучок остается неполяризованным).

Как было упомянуто в главе 1, эффект двулучепреломления для поляризованного пучка дейтронов в неполяризованном веществе, помимо спинового дихроизма, сопровождается вращением и осцилляцией вектора поляризации пучка дейтронов. Данный эффект описывается реальной частью зависящей от спина амплитуды упругого когерентного рассеяния вперёд. Результаты расчета  $\text{Re}(d_1)$  для мишеней из  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  в исследуемой области энергий показаны рисунке 3.12.

Из рисунке 3.12 видно, что  $\text{Re}(d_1)$ , обусловленная ядерной интерференцией, имеет отрицательный знак для всех рассматриваемых мишеней. Другая ситуация возникает для  $\text{Re}(d_1)$ , обусловленной кулон-ядерной интерференцией. Видно, что кулон-ядерная часть осциллирует с изменением энергии и частота этих осцилляций увеличивается с увеличением заряда ядра мишени. В результате, суммарная  $\text{Re}(d_1)$  в рассматриваемой области энергий

ведет себя не монотонно и меняет знак для всех рассматриваемых мишеней.



Линия --- NN –  $\sigma_0\text{-}\sigma_{\pm 1}$  обусловленная ядерным взаимодействием,  
 линия ... NNC –  $\sigma_0\text{-}\sigma_{\pm 1}$  обусловленная интерференцией ядерного и кулоновского  
 взаимодействий, линия ... Cor – поправка в  $\sigma_0\text{-}\sigma_{\pm 1}$ , линия — Total – сумма всех вкладов

Рисунок 3.12 – Значения  $Re(d_1)$  при рассеянии дейтронов на ядрах  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  в области энергий 5-20 МэВ

Таким образом, согласно проделанному анализу, кулон-ядерную интерференцию необходимо учитывать в экспериментах по изучению эффекта двулучепреломления в области низких энергий. Для получения максимального абсолютного значения спинового дихроизма (тензорной поляризации) и угла поворота вектора поляризации пучка необходимо тщательно выбирать начальную энергию дейтронов и толщину мишени.

Результаты расчета тензорной поляризации  $p_{zz}$  и угла поворота вектора поляризации пучка  $\varphi$  по приведенной модели для дейтронного пучка, прошедшего через перечисленные выше типы мишеней с толщинами, выбранными для получения максимального абсолютного значения тензорной поляризации, с учетом ионизационных потерь приведены в таблице 3.4.

Таблица 3.4. – Результаты расчета приобретенной тензорной поляризации и угла поворота вектора поляризации дейтронного пучка после прохождения неполяризованной мишени

Тип мишени	Толщина мишени (мг/см <sup>2</sup> )	Энергия пучка в мишени (МэВ)	$p_{zz}$ (10 <sup>-2</sup> )	$\varphi$ (град.)
${}^4\text{He}$	220	20÷5	-3	
${}^4\text{He}$	140	16÷5		0.3
${}^8\text{Be}$	200	18÷5	1.2	
${}^8\text{Be}$	210	20÷8.5		0.8
${}^{12}\text{C}$	180	20÷11	1.4	
${}^{12}\text{C}$	70	11÷5.5	-0.4	
${}^{12}\text{C}$	200	19÷7.5		-0.5

### 3.3 Влияние анизотропного распределения электрического заряда в дейтроне на эффект спинового дихроизма

Как известно, вследствие наличия  $D$ -волны в волновой функции основного состояния дейтрона распределение заряда в дейтроне не является сферически симметричным, что приводит к наличию у него квадрупольного электрического момента. Более того, распределение заряда отличается для дейтрона в состояниях с  $M=\pm 1$  и  $M=0$ . В результате данной асимметрии можно ожидать, что амплитуда рассеяния дейтрона на кулоновском потенциале различна для дейтронов в состояниях с  $M=\pm 1$  и  $M=0$ , что могло бы привести к дополнительному (по сравнению с сильным взаимодействием) вкладу в эффект двулучепреломления. Для оценки величины этого вклада найдем, например, амплитуду упругого когерентного рассеяния дейтрона на ядре без переворота спина, обусловленную взаимодействием квадрупольного электрического момента дейтрона с ядром.

При кулоновском рассеянии дейтронов с энергией порядка 10 МэВ (и более) на легких ядрах выполняется условие применимости борновского приближения [6, т.3]  $V(r) = \frac{CZ_N Z_d}{r} \ll \frac{\hbar^2 |\vec{k}_0|}{\mu_{dN} r}$ , где  $C=1.4$  МэВ·фм,  $Z_N$  и  $Z_d$  – заряд ядра и дейтрона в единицах заряда протона,  $\vec{k}_0$  – волновой вектор падающего дейтрона,  $\mu_{dN}$  – приведенная масса дейтрона и ядра. В этом случае для волновой функции, описывающей рассеяние дейтрона на ядре, можно использовать приближение плоской волны.

В этом случае амплитуда рассеяния дейтрона на ядре в системе их центра масс может быть записана в виде [36]:

$$f(\theta, \varphi) = \frac{-\mu_{dN}}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\vec{k}'\vec{r}} V(\vec{r}) \psi_{dN}(\vec{r}) d^3r, \quad (3.19)$$

где  $\vec{k}'$  – волновой вектор рассеянного дейтрона,

$V(\vec{r})$  – кулоновский потенциал, описывающий взаимодействие дейтрона с ядром, усредненный по основному состоянию дейтрона с  $M=\pm 1$  и  $M=0$ ,

$\psi_{dN}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_0\vec{r}}$  – волновая функция, описывающая рассеяние дейтрона на ядре.

В результате (3.19) можно записать в виде:

$$f(\theta, \varphi) = -\frac{\mu_{dN}}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\vec{k}'\vec{r}} V(\vec{r}) e^{i\vec{k}_0\vec{r}} d^3r = -\frac{\mu_{dN}}{2\pi\hbar^2} \int e^{i\vec{q}\vec{r}} V(\vec{r}) d^3r, \quad (3.20)$$

где  $\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}' = 2\vec{k}_0 \sin(\theta/2)$ .

Потенциальную энергию кулоновского взаимодействия ядра с дейтроном можно записать следующим образом:

$$V(\vec{r}) = \int Z_d \rho(\vec{r}') \Phi(\vec{r} + \vec{r}') d^3 r', \quad (3.21)$$

где  $\rho(\vec{r}')$  – плотность распределения заряда дейтрона в точке  $\vec{r}'$ ,  
 $\Phi(\vec{r} + \vec{r}')$  – потенциал ядра в точке  $\vec{r} + \vec{r}'$  (см. рисунок 3.13).

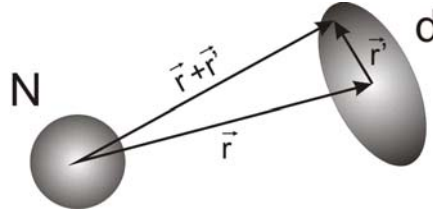


Рисунок 3.13. – Обозначение векторов, используемых при описании рассеяния

При медленном изменении  $\Phi(\vec{r} + \vec{r}')$  в окрестности  $\vec{r}$  потенциал  $\Phi(\vec{r} + \vec{r}')$  можно разложить в ряд Тейлора [70, с. 121 ]:

$$\Phi(\vec{r} + \vec{r}') = \Phi(\vec{r}) - \vec{r}' \vec{E}(\vec{r}) - \frac{1}{6} \sum_i \sum_j (3r'_i r'_j - r'^2 \delta_{ij}) \frac{\partial E_j}{\partial r_i}(\vec{r}), \quad (3.22)$$

где  $E(\vec{r})$  – напряженность электрического поля в точке  $\vec{r}$ .

Подставляя (3.22) в (3.21) получим:

$$V(\vec{r}) = Z_d \Phi(\vec{r}) - \vec{l}_d \vec{E}(\vec{r}) + \frac{Z_d}{6} \int \rho(\vec{r}') \sum_i \sum_j Q_{ij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r_i \partial r_j}(\vec{r}) d^3 r' = V^c(\vec{r}) + V^d(\vec{r}) + V^t(\vec{r}), \quad (3.23)$$

где  $V^c(\vec{r}) = \int Z_d \rho(\vec{r}') \Phi(\vec{r}) d^3 r' = Z_d \Phi(\vec{r})$  – энергия центрального кулоновского взаимодействия;

$V^d(\vec{r}) = \int Z_d \rho(\vec{r}') \vec{r}' \vec{E}(\vec{r}) d^3 r' = \vec{l}_d \vec{E}(\vec{r})$  – энергия кулоновского взаимодействия ядра с ЭДМ дейтрона  $\vec{l}_d$  (в силу того, что верхняя оценка величины ЭДМ дейтрона составляет порядка  $10^{-24}$  е·фм [27, 28], далее будем пренебрегать данным взаимодействием);

$V^t(\vec{r}) = -\frac{Z_d}{6} \int \rho(\vec{r}') \sum_i \sum_j (3r'_i r'_j - r'^2 \delta_{ij}) \frac{\partial E_j}{\partial r_i}(\vec{r}) d^3 r' = \frac{Z_d}{6} \int \rho(\vec{r}') \sum_i \sum_j Q_{ij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r_i \partial r_j}(\vec{r}) d^3 r'$  – вклад в

энергию кулоновского взаимодействия, обусловленный несферическим распределением заряда в дейтроне;

$$Q_{ij} = (3r'_i r'_j - r'^2 \delta_{ij}).$$

Представим потенциал  $\Phi(\vec{r})$  в виде преобразования Фурье:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{(\sqrt{2\pi})^3} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\vec{q}') e^{-i\vec{q}'\vec{r}} d^3 q'. \quad (3.24)$$

Подставим (3.24) в (3.23), а (3.23) в (3.20). В результате для амплитуды рассеяния получим:

$$f(\theta, \varphi) = -\frac{\mu_{dN}}{2\pi\hbar^2} \frac{Z_d}{(\sqrt{2\pi})^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\vec{q}-\vec{q}')\vec{r}'} \Phi(\vec{q}') \left(1 + \frac{1}{6} Q_{ii}^d q_i'^2\right) d^3 r' d^3 q', \quad (3.25)$$

где  $Q_{ii}^d = \int \rho(\vec{r}') Q_{ii} d^3 r'$ , а по повторяющимся индексам производится суммирование.

При получении (3.25) было учтено, что плотность распределения заряда в дейтроне задается квадратом модуля волновой функции дейтрона в основном состоянии (1.22), вследствие чего после усреднения по ней величины  $Q_{ij \neq i}^d = 0$ .

В силу того, что  $\sum_i Q_{ii}^d = 0$ , а плотность распределения заряда аксиально-симметричная, получим, что  $Q_{xx}^d = Q_{yy}^d = -\frac{1}{2} Q_{zz}^d$ . В связи с тем, что плотности распределения заряда  $\rho_{\pm 1}(\vec{r}')$  и  $\rho_0(\vec{r}')$  для дейтрона соответственно в состояниях с  $M=\pm 1$  и  $M=0$  различны, различными будут и компоненты тензора  $Q_{ii}^d$  для дейтрона в этих состояниях:  $Q_{ii}^{\pm 1} = \int \rho_{\pm 1}(\vec{r}') Q_{ii} d^3 r'$  и  $Q_{ii}^0 = \int \rho_0(\vec{r}') Q_{ii} d^3 r'$ . Как известно, квадрупольный момент дейтрона определяется как среднее значение составляющей тензора  $Q_{zz}$  в состоянии с  $M=J$  ( $J$  – полный момент дейтрона) [38]:  $Q_{zz}^{\pm 1} = \int \rho_{\pm 1}(\vec{r}') Q_{zz} d^3 r' = Q_{zz}^{\pm 1} = 0.29 \text{ фм}^2$  [39]. Для дейтрона в состоянии с  $M=0$   $Q_{zz}^0 = -2Q_{zz}^{\pm 1}$ .

Рассмотрим подробней выражение (3.25). Его можно записать в виде

$$\begin{aligned} f(\theta, \varphi) &= -\frac{\sqrt{2\pi} \mu_{dN} Z_d}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\vec{q}-\vec{q}') \Phi(\vec{q}') \left(1 + \frac{1}{6} Q_{ii}^d q_i'^2\right) d^3 q' = \\ &= -\frac{\sqrt{2\pi} \mu_{dN} Z_d}{\hbar^2} \Phi(\vec{q}) \left(1 + \frac{1}{6} Q_{ii}^d q_i^2\right). \end{aligned} \quad (3.26)$$

Для дальнейшего рассмотрения воспользуемся экранированным кулоновским потенциалом  $\Phi(r) = \frac{C \cdot Z_N}{r} e^{-\eta r}$ , где  $C = 1.4 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}$ ,  $\eta = \frac{\sqrt[3]{Z_N}}{5.3 \cdot 10^4} \text{ фм}^{-1}$  – параметр экранировки. Фурье-представление данного потенциала  $\Phi(\vec{q})$  имеет вид

$$\Phi(\vec{q}) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{C \cdot Z_N}{q^2 + \eta^2}. \quad (3.27)$$

Подставляя (3.27) в (3.26) с учетом того, что  $Q_{ii}^d q_i^2 = \frac{Q_{zz}^d q^2}{2} \left( 3 \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) - 1 \right) = \frac{Q_{zz}^d q^2}{2} \left( \frac{3 q^2}{4 k_0^2} - 1 \right)$  получим

$$f(\theta, \varphi) = f(q^2) = -\frac{2\mu_{dN}}{\hbar^2} \frac{C \cdot Z_N Z_d}{q^2 + \eta^2} \left( 1 + \frac{Q_{zz}^d q^2}{12} \left( \frac{3 q^2}{4 k_0^2} - 1 \right) \right). \quad (3.28)$$

Амплитуда (3.28) позволяет найти полное сечение упругого рассеяния:

$$\sigma(k_0) = \int |f(\theta, \varphi)|^2 d\Omega = \frac{\pi}{k_0^2} \int_0^{2k_0} |f(q)|^2 d(q^2), \quad (3.29)$$

где  $\Omega$  – телесный угол.

Отметим некоторые особенности измерения спинового дихроизма, возникающего вследствие *упругого* рассеяния. При упругом рассеянии число частиц остаётся постоянным, а спиновый дихроизм приводит к различному рассеянию частиц в различных спиновых состояниях. Если согласно условиям эксперимента происходит регистрация всех частиц-снарядов (рассеянных и прошедших), либо все частицы-снаряды направляются в поляриметр, то измеренное значение спинового дихроизма будет равно нулю (вследствие сохранения потока частиц для упругого рассеяния). В реальном эксперименте поляриметр имеет некоторую апертуру, поэтому помимо частиц, прошедших через мишень без взаимодействия, частицы, рассеянные под малым углом, также попадают в детектор (поляриметр). В результате величина измеренного спинового дихроизма будет обусловлена рассеянием частиц на угол больший, чем апертура поляриметра. Данное обстоятельство нужно учитывать при изучении спинового дихроизма, обусловленного кулоновским взаимодействием, так как дифференциальное сечение кулоновского взаимодействия имеет максимальное значение при малых углах рассеяния. Таким образом, при определении сечения процесса выбывания частиц из пучка

в выражении (3.29) нижний предел интегрирования будет определяться апертурой поляриметра.

Для дальнейших количественных оценок будем рассматривать прохождение дейтронов с энергией 15 МэВ ( $k_0 \approx 1$  фм<sup>-1</sup>) через углеродную мишень. Для определения минимального угла рассеяния, при котором дейтрон при коллимации не попадает в поляриметр, воспользуемся геометрией <sup>3</sup>He-поляриметра, использовавшегося в экспериментах по измерению спинового дихроизма [51]. В данном поляриметре апертура коллиматоров составляет  $\theta_\Omega \sim 5 \cdot 10^{-3}$  рад (глава 2), что в системе центра масс соответствует углу  $\theta_{\min} = \frac{m_d}{\mu_{dN}} \theta_\Omega \sim 6 \cdot 10^{-3}$  рад. В результате минимальное значение переданного импульса  $k_0 \theta_{\min} \sim 6 \cdot 10^{-3}$  фм<sup>-1</sup>. Заметим, что данное значение заметно превосходит величину параметра экранировки ядра углерода  $\eta \sim 3 \cdot 10^{-5}$  фм<sup>-1</sup>, поэтому далее, при использовании выражения (3.28) будем пренебрегать параметром  $\eta$ .

В результате, сечение рассеяния в интервал углов больших  $\theta_{\min}$  равно:

$$\sigma^\Omega(k_0) = \frac{\pi}{k_0^2} \left( \frac{2\mu_{dN} C \cdot Z_N Z_d}{\hbar^2} \right)^2 \int_{k_0 \theta_{\min}}^{2k_0} \left[ \frac{1}{q^4} + \frac{Q_{zz}^d}{6q^2} \left( \frac{3q^2}{4k_0^2} - 1 \right) + \left( \frac{Q_{zz}^d}{12} \right)^2 \left( \frac{3q^2}{4k_0^2} - 1 \right)^2 \right] d(q^2). \quad (3.30)$$

Интегрирование (3.30) с учетом того, что  $q_{\min} = k_0 \theta_{\min} \ll 2k_0$  даёт для сечения процесса выбывания частиц из пучка выражение вида

$$\sigma^\Omega(k_0) \approx \pi \left( \frac{2\mu_{dN} C \cdot Z_N Z_d}{\hbar^2} \right)^2 \left( \frac{1}{k_0^4 \theta_{\min}^2} + \frac{Q_{zz}^d}{6k_0^2} \left[ 3 + 2 \ln \left( \frac{\theta_{\min}}{2} \right) \right] + \frac{Q_{zz}^{d2}}{36} \right). \quad (3.31)$$

Зависимость сечения (3.31) от энергии пучка в лабораторной системе координат в нерелятивистском случае можно записать следующим образом:

$$\sigma^\Omega(E_0) \approx \pi (C \cdot Z_N Z_d)^2 \left( \frac{1}{E_0^2 \theta_\Omega^2} + \frac{Q_{zz}^d m_d}{3\hbar^2 E_0} \left[ 3 + 2 \ln \left( \frac{\theta_\Omega m_d}{2\mu_{dN}} \right) \right] + \frac{Q_{zz}^{d2} \mu_{dN}^2}{9\hbar^4} \right). \quad (3.32)$$

Как видно из (3.32), сечение выбывания частиц помимо вклада, обусловленного кулоновским взаимодействием, описываемого формулой Резерфорда [64, с. 156; 6, т. 3], содержит вклад, обусловленный квадрупольным моментом дейтрона. Вклад, обусловленный Резерфордовским рассеянием, уменьшается с ростом энергии пучка по квадратичному закону и увеличивается по мере уменьшения апертуры коллиматоров также по квадратичному закону

(при условии  $k_0\theta_\Omega m_d/\mu_{dN} \ll \eta$ ,  $k_0\theta_\Omega m_d/\mu_{dN} \ll 2k_0$ ). Вклад в сечение (3.32), обусловленный асферическим распределением заряда в дейтроне и пропорциональный  $Q_{zz}$ , с ростом энергии уменьшается по линейному закону. С уменьшением апертуры коллиматоров увеличение этой части сечения процесса происходит по логарифмическому закону, т.е. медленнее. Третье слагаемое пропорционально  $Q_{zz}^2$  и вообще не зависит от энергии пучка и апертуры коллиматоров.

Для перечисленных выше параметров дейтронного пучка, мишени и апертуры коллиматоров из (3.32) получим количественное значение сечения:

$$\sigma^\Omega(15\text{МэВ}) \approx 3.9 \cdot 10^4 \phi\text{м}^2 - 2.1 \cdot Q_{zz}^d + 4.2 \cdot 10^{-2} \phi\text{м}^{-2} \cdot Q_{zz}^{d2}. \quad (3.33)$$

Опуская последнее слагаемое в (3.33) ввиду его малости, найдем разницу сечений выбывания из пучка дейтронов в состояниях с  $M=\pm 1$  и  $M=0$ , что согласно (1.18) приводит к появлению тензорной поляризации у пучка:

$$\sigma_0^\Omega(15\text{МэВ}) - \sigma_{\pm 1}^\Omega(15\text{МэВ}) \approx -2.1 \cdot (Q_{zz}^0 - Q_{zz}^{\pm 1}) = 6.3 \cdot Q_{zz}^{\pm 1} = 1.8 \phi\text{м}^2 = 1.8 \cdot 10^{-2} \text{бн}. \quad (3.34)$$

Для углеродной мишени толщиной  $0.1 \text{ г/см}^2$  величина приобретенной тензорной поляризации, согласно (1.17) составляет величину порядка  $5 \cdot 10^{-5}$ , что значительно меньше вкладов, обусловленных ядерным и интерференцией ядерного и кулоновского взаимодействий, полученных в предыдущем параграфе ( $|p_{zz}| \sim 10^{-2}$ ) [7–А].

В более общем виде разницу сечений (3.34) в зависимости от заряда мишени и энергии дейтронов для приведенных выше условий регистрации можно записать следующим образом:

$$\sigma_0^\Omega - \sigma_{\pm 1}^\Omega \approx 2.6 \cdot \text{МэВ} \cdot \frac{Z_N^2}{E_0} Q_{zz}^{\pm 1} = 0.76 \frac{Z_N^2}{E_0} \cdot \text{МэВ} \cdot \phi\text{м}^2. \quad (3.35)$$

Согласно (3.35), разница сечений существенно возрастает для тяжелых ядер и пренебрежимо мала, к примеру, для нуклонной (протонной) мишени. В связи с тем, что в (3.32) апертура коллиматора входит под знаком логарифма, ее изменение в 2 раза приводит к изменению разницы сечений (3.35) всего на 15%.

Согласно (3.35), разница сечений имеет знак “+”, что согласуется с представлением о том, что поперечный размер дейтрона в состоянии с  $M=0$  превышает поперечный размер в состоянии с  $M=\pm 1$  (глава 1, рисунок 1.1).

Необходимо также обратить внимание, что при выводе выражений (3.30)–(3.32) не учитывался форм-фактор ядра мишени (рассматривается точечная

мишень). Для легких ядер в рассматриваемой области энергий им можно пренебречь вследствие большой области распределения заряда в дейтроне по сравнению с ядром мишени и того факта, что влияние форм-фактора проявляется при рассеянии на угол  $\theta > 2\arcsin(1/2k_0r^{nuc})$  [64, с. 170], где  $r^{nuc} \approx 1.2\text{фм}\cdot A^{1/3}$  – характерный радиус ядра,  $A$  – атомный номер ядра. Для рассматриваемой энергии пучка и углеродной мишени  $\theta \approx 20^\circ$ , так что в связи с сильной зависимостью (3.28)-(3.32) от угла рассеяния, вкладом рассеяния на угол  $\theta > 2\arcsin(1/2k_0r^{nuc})$  можно пренебречь. Для тяжелых ядер учет форм-фактора приводит к некоторому уменьшению значения сечения (3.35), что свидетельствует о том, что (3.35) дает *верхнюю* оценку вклада квадрупольного электрического момента в эффект спинового дихроизма дейтронов.

В отличие от рассеяния электронов на ядре, описываемых формулой Мотта [64, с. 157, 6, т. 3], при выводе выражений (3.28), (3.31) не учитывалось взаимодействие собственного магнитного момента дейтрона с магнитным полем ядра, вследствие малой скорости ядра в системе центра масс и малого собственного магнитного момента дейтрона.

### 3.4 Выводы

Анализ данных, полученных в первых экспериментах, указывает на обнаружение эффекта спинового дихроизма дейтронов в области низких энергий, приводящий к возникновению тензорной поляризации у пучка дейтронов в области энергий 5 – 20 МэВ, прошедших через углеродную мишень [4–А, 6–А, 8–А, 11–А, 12–А, 15–А, 16–А].

На эксперименте наблюдалось изменение знака тензорной поляризации дейтронного пучка при изменении энергии, а также немонотонное изменение тензорной поляризации с увеличением толщины мишени, что может быть обусловлено изменением знака спинового дихроизма при изменении энергии дейтронного пучка [3–А, 6–А, 8–А, 11–А, 12–А, 15–А, 16–А].

Детальное исследование взаимодействия дейтрона с легкими ядрами показало, что кулон-ядерная интерференция взаимодействий нуклонов дейтрона с ядром существенно влияет на явление двойного лучепреломления дейтронов в интервале энергий 5-20 МэВ и зависит от энергии дейтронов и атомного номера ядра мишени. Показано, что наблюдавшееся на эксперименте изменение знака тензорной поляризации дейтронного пучка при изменении энергии, а также немонотонное изменение тензорной поляризации с увеличением толщины мишени, могут быть обусловлены кулон-ядерной интерференцией, приводящей к изменению знака спинового дихроизма [2–А, 5–А, 9–А].

Анализ кулоновского взаимодействия дейтрона с ядром на основе борновского приближения показал, что наряду с вкладом, обусловленным ядерным и интерференцией кулон-ядерного взаимодействий дейтрона с ядром, имеется также незначительный по сравнению с ними вклад в спиновый дихроизм, обусловленный наличием у дейтрона квадрупольного момента [7–А].

## ГЛАВА 4

# СПИНОВЫЙ ДИХРОИЗМ ДЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В данной главе приводятся результаты экспериментов, выполненных в области высоких энергий и направленных на дальнейшее подтверждение существования явления спинового дихроизма дейтронов. Эксперименты проводились на ускорителе «Нуклотрон-М» ОИЯИ (г.Дубна, РФ), с выведенным дейтронным пучком с импульсом 5 ГэВ/с и с использованием углеродных мишеней [4–А, 10–А].

В главе также предложен метод измерения разности полных сечений взаимодействия дейтрона с частицами, основанный на измерении времени жизни пучка неполяризованных частиц в накопительном кольце, проходящего через внутреннюю поляризованную дейтериевую мишень [6–А, 12–А, 14–А].

Показано также, что величина эффекта двулучепреломления существенно зависит от поведения волновых функций основного состояния дейтрона на малых расстояниях, что может быть использовано для сравнения различных моделей нуклон-нуклонного взаимодействия.

### **4.1 Спиновый дихроизм дейтронов в области высоких энергий. Результаты экспериментов с дейтронами с импульсом 5 ГэВ/с прошедших через углеродную мишень**

Экспериментальное обнаружение эффекта спинового дихроизма дейтронов в области энергий 5-20 МэВ инициировало эксперименты по обнаружению эффекта в области более высоких энергий, т. к. в соответствии с теорией эффект остаётся значительным и при росте энергии пучка. Первый эксперимент с дейтронами с импульсом 5 ГэВ/с проводился в ОИЯИ в 2007 г. [24]. В этом эксперименте был обнаружен эффект спинового дихроизма дейтронов в области высоких энергий. Последующие эксперименты, направленные на детальное изучение эффекта, проводились с участием автора диссертации [4–А, 10–А]. В данном параграфе приводится расчёт величины спинового дихроизма и тензорной поляризации дейтронов в области высоких энергий, а также результаты экспериментов, проводившихся на ускорителе «Нуклотрон-М» ОИЯИ (г. Дубна, РФ) [4–А, 10–А].

### 4.1.1 Величина эффекта спинового дихроизма дейтронов высокой энергии в углеродной мишени

При исследовании спинового дихроизма дейтронов в области высоких энергий вследствие уменьшения удельных ионизационных потерь появляется возможность использовать мишени толщиной десятки и сотни грамм на сантиметр квадратный, что приводит к росту изучаемого эффекта.

Экспериментальные исследования спинового дихроизма на ускорителе Нуклотроне ОИЯИ предполагают использование дейтронного пучка с импульсом до 5.5 ГэВ/с, выведенного из ускорительного кольца, и углеродных мишеней толщиной десятки г/см<sup>2</sup>.

В общем виде зависящая от спина часть амплитуды упругого когерентного рассеяния дейтрона на угол ноль в эйкональном приближении получена в работе [23], далее приведем только основные выражения и аргументы, используемые для вывода амплитуды рассеяния, и уже на их основе проведем оценку величины спинового дихроизма.

Как указывалось в параграфе 3.2, в силу малости энергии связи дейтрона по сравнению с его кинетической энергией, при записи гамильтониана системы дейтрон-ядро применимо импульсное приближение, в результате можно пренебречь взаимодействием нуклонов в дейтроне. Как следствие, задача преобразуется в задачу рассеяния бесструктурной частицы с массой дейтрона на ядре, описываемую гамильтонианом системы (3.3). В этом случае координата  $\vec{r}$  ( $\vec{r} = r_p - r_n$ ,  $\vec{r}_p$  ( $\vec{r}_n$ ) – координаты протона (нейтрона) в дейтроне) выступает в роли параметра. Поэтому выражение, полученное для амплитуды рассеяния, должно быть далее усреднено по этому параметру с помощью волновой функции основного состояния дейтрона.

Таким образом, амплитуда когерентного упругого рассеяния вперед может быть записана следующим образом [23]:

$$f_M(0) = \frac{k}{2\pi i} \int \left( e^{i\chi_D(\vec{b}, \vec{r})} - 1 \right) d^2b |\Psi_M(\vec{r})|^2 d^3r, \quad (4.1)$$

где  $k$  – волновое число дейтрона,

$\chi_D = \chi_{pN} + \chi_{nN} = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{+\infty} V_{pN}(\vec{b}, z', \vec{r}_\perp) dz' - \frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{+\infty} V_{nN}(\vec{b}, z', \vec{r}_\perp) dz'$  – фаза рассеяния дейтрона на ядре,

$v$  – скорость дейтрона,

$V_{pN}$ ,  $V_{nN}$  – потенциалы ядерного взаимодействия протона и нейтрона с ядром,

$\vec{b}$  – прицельный параметр дейтрона,

$z$  – продольная компонента центра масс дейтрона,

$$b^2 + z^2 = R^2,$$

$\vec{r}_\perp$  – поперечная составляющая  $\vec{r}$ ,

$\Psi_M(\vec{r})$  – волновая функция основного состояния дейтрона в состоянии с проекцией полного момента  $M$  (1.22).

Введем новые переменные  $\vec{\xi} = \vec{R}_\perp + \vec{r}_\perp/2$  и  $\vec{\eta} = \vec{R}_\perp - \vec{r}_\perp/2$ , где  $\vec{R}_\perp$  – составляющая  $\vec{R}$ , перпендикулярная к импульсу дейтрона. Тогда при подстановке в (4.1) можно получить необходимую для описания эффекта двулучепреломления зависящую от спина амплитуду рассеяния на угол ноль ( $d_1 = f_{\pm 1} - f_0$ ) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \text{Re}(d_1) &= -\frac{2k}{\pi} \text{Im} \int t_{pN}(\vec{\xi}) t_{nN}(\vec{\eta}) \left[ \left| \Psi_{\pm 1}(\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right|^2 - \left| \Psi_0(\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right|^2 \right] d^2 \xi d^2 \eta dz, \\ \text{Im}(d_1) &= \frac{2k}{\pi} \text{Re} \int t_{pN}(\vec{\xi}) t_{nN}(\vec{\eta}) \left[ \left| \Psi_{\pm 1}(\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right|^2 - \left| \Psi_0(\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right|^2 \right] d^2 \xi d^2 \eta dz, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где  $t_{nN(pN)} = \frac{e^{i\chi_{nN(pN)}} - 1}{2i}$ .

Величина эффекта двулучепреломления определяется разницей  $\left| \Psi_{\pm 1}(\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right|^2 - \left| \Psi_0(\vec{\xi} - \vec{\eta}, z) \right|^2$ , т. е. разницей распределения плотности нуклонов в дейтроне в различных спиновых состояниях. Используя (3.16) получим:

$$\begin{aligned} \text{Re}(d_1) &= \frac{3}{2\pi^2} \text{Im} \int t_{pN}(\vec{\xi}) t_{nN}(\vec{\eta}) \left[ \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{u(r)W(r)}{r^2} - \frac{1}{4} \frac{W(r)^2}{r^2} \right\} \frac{(\vec{\xi} - \vec{\eta})^2 - 2z^2}{r^2} \right] d^2 \xi d^2 \eta dz, \\ \text{Im}(d_1) &= -\frac{3}{2\pi^2} \text{Re} \int t_{pN}(\vec{\xi}) t_{nN}(\vec{\eta}) \left[ \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{u(r)W(r)}{r^2} - \frac{1}{4} \frac{W(r)^2}{r^2} \right\} \frac{(\vec{\xi} - \vec{\eta})^2 - 2z^2}{r^2} \right] d^2 \xi d^2 \eta dz. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Теперь можем оценить разницу полных сечений упругого когерентного рассеяния вперед. Произведем оценку для дейтронов с энергией 1.6 ГэВ (импульс порядка 3ГэВ/с). Выбор величины энергии обусловлен доступными ближайшими по энергии данными нуклон-ядерных оптических потенциалов. Для оценки, в качестве потенциала сильного нуклон-ядерного взаимодействия, используем простейший оптический потенциал Вудса-Саксона для нуклонов с энергией 796 МэВ [71]:

$$V_{nN}(r) = V_{pN}(r) = \frac{8.1 \text{ МэВ} - i61.41 \text{ МэВ}}{1 + \exp((r - 2.27 \text{ фм}) / 0.4587 \text{ фм})}.$$

Для описания волновой функции основного состояния дейтрона будем использовать параметризованные радиальные функции из работы [39].

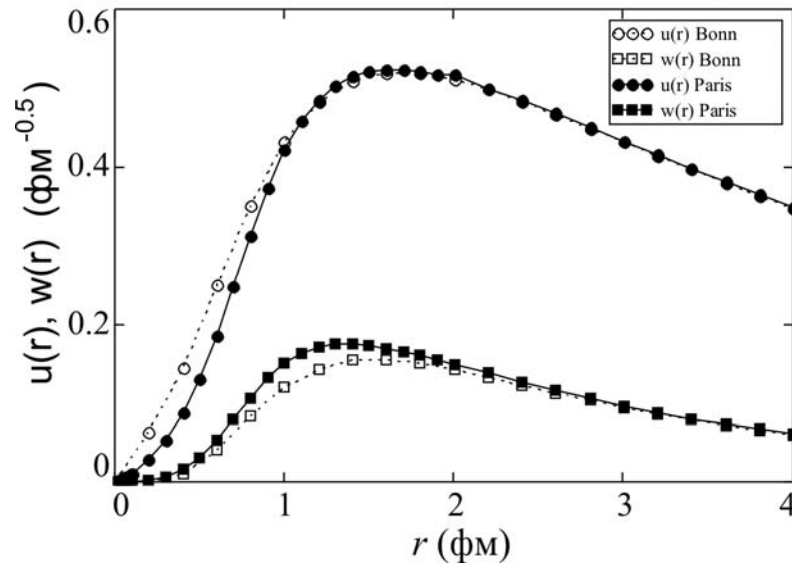
Численный расчет показывает, что для дейтронов с энергией порядка 1.6 ГэВ разность сечений  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1} \approx 9$  мб. В результате, для величины тензорной поляризации дейтронного пучка, прошедшего через неполяризованную углеродную мишень толщиной  $150 \text{ г/см}^2$ , получаем значение  $p_{zz} \sim 0.04$ . Величина угла поворота вектора поляризации для такой мишени составляет порядка  $0.3^\circ$ . Отсюда вытекает, что эффект спинового дихроизма дейтронов может быть измерен на установке СФЕРА Нуклотроне ОИЯИ.

#### **4.1.2 Влияние поведения волновых функций основного состояния дейтрона на малых расстояниях на величину эффекта двулучепреломления дейтронов**

В настоящее время существует множество моделей, описывающих потенциал ядерного нуклон-нуклонного взаимодействия, на основе которых можно построить волновые функции основного состояния дейтрона. Полученные на основе различных моделей волновые функции ведут себя одинаково на расстояниях больше 2-2.5 фм [32, 39]. Однако на малых расстояниях различные модели дают различное поведение волновых функций. Эффект двулучепреломления дейтронов, в частности спиновый дихроизм дейтронов, чувствителен к поведению волновых функций дейтрона на малых расстояниях, что позволяет использовать этот эффект для проверки различных моделей потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия.

Из выражения (4.3) видно, что разница амплитуд рассеяния вперед дейтрона в различных спиновых состояниях, а вместе с ней и величина спинового дихроизма дейтронов и тензорной поляризации зависит от функции  $(2\sqrt{2}u(r)W(r) - W(r)^2)r^{-2}$ . На малых расстояниях, где параметр  $r^{-2}$  принимает большие значения, величина приведенной функции чувствительна к значениям радиальных функций  $u(r)$  и  $W(r)$ .

На основе выражения (4.3) можно определить величину тензорной поляризации (спинового дихроизма) дейтронов при условии использования волновых функций основного состояния дейтрона, полученных в различных моделях нуклон-нуклонного взаимодействия. Для сравнения были рассмотрены радиальные функции, полученные на основе CD-Bonn [39] и Paris [72] потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия. Зависимость радиальных функций от расстояния представлена на рисунке 4.1.



**Рисунок 4.1. – Волновые функции основного состояния дейтрона, полученные при использовании CD-Bonn и Paris потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия**

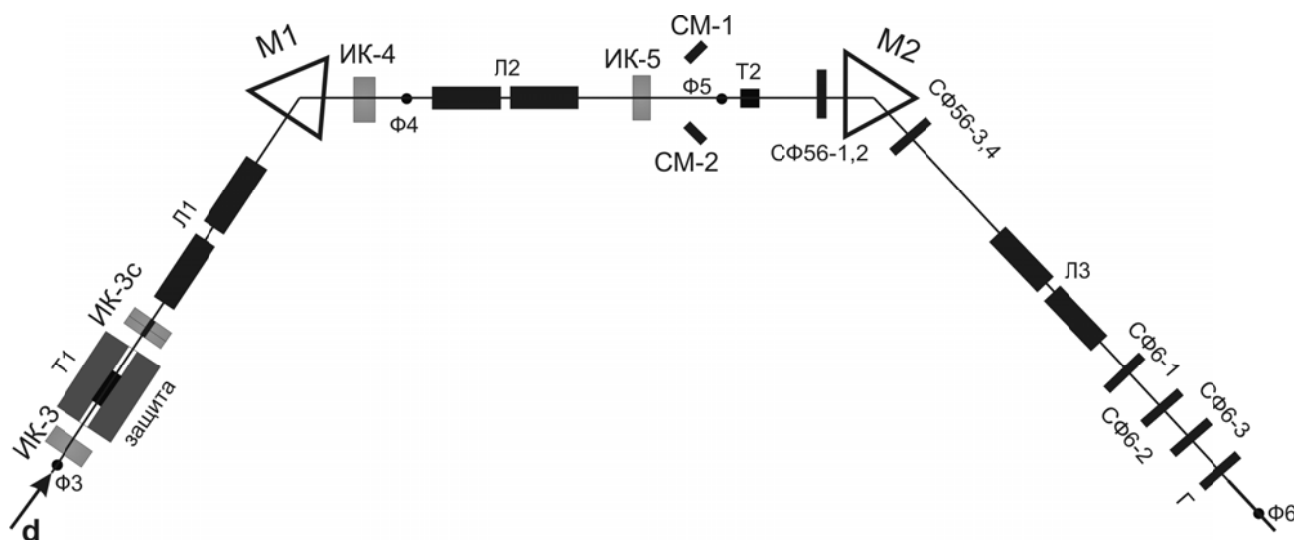
Как видно из рисунка 4.1, модели дают различное поведение радиальных функций дейтрона на расстояниях менее 2.5 фм. Численный расчет разницы сечений  $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1}$  для дейтронов с энергией порядка 1.6 ГэВ для радиальных волновых функций дейтрона в CD-Bonn модели проведен в предыдущем разделе и ее значение составляет 8.8 мб. Для Paris модели аналогичный расчет дает значение 9.2 мб. Величина тензорной поляризации дейтронного пучка, прошедшего через неполяризованную углеродную мишень толщиной 150 г/см<sup>2</sup> в первом случае составляет  $4.4 \times 10^{-2}$ , а во втором случае составляет  $4.6 \times 10^{-2}$ , т. е. разница в величине эффекта составляет порядка 5%. Таким образом, используя эффект спиновый дихроизм дейтронов, можно экспериментально сравнивать поведения волновых функций основного состояния дейтрона на малых расстояниях предсказываемых различными моделями нуклон-нуклонного взаимодействия при условии получения высокого значения спинового дихроизма (толстые мишени, внутренняя мишень в накопительном кольце) [7–А].

#### **4.1.3 Результаты экспериментов по измерению спинового дихроизма дейтронов с импульсом 5 ГэВ/с в углеродной мишени**

После обнаружения эффекта спинового дихроизма дейтронов в области низких энергий, на ускорителе Нуклотрон–М ОИЯИ были проведены первые эксперименты по обнаружению спинового дихроизма дейтронов в области высоких энергий. Так же как и в экспериментах при низких энергиях, изучение явления проводилось с использованием углеродной мишени. Уже в первом

эксперименте в 2007 г. [24] были получены результаты, указывающие на существование спинового дихроизма дейтронов в области высоких энергий. Методика измерения спинового дихроизма в условиях ускорителя Нуклотроне–М разрабатывалась группой учёных ОИЯИ под руководством Л.С. Ажгирея и Л.С. Золина. В 2008г. автор диссертации принял участие в повторном эксперименте и его предварительной обработке. Результатом повторного эксперимента стало подтверждение результатов первого эксперимента об обнаружении спинового дихроизма дейтронов в области высокой энергии. Далее кратко приводится методика измерения спинового дихроизма дейтронов на установке Сфера и Поляриметр Нуклотрона ОИЯИ в сеансе 2008 г. и результаты двух экспериментов [24, 4–А, 10–А].

Общая схема измерительной части экспериментальной установки изображена на рисунке 4.2.



**d** – пучок неполяризованных дейтронов; **Ф3, Ф4, Ф5, Ф6** – фокусы магнито-оптических систем; **ИК-3, ИК-4, ИК-5** – ионизационные камеры возле фокусов **Ф3, Ф4, Ф5**; **ИК-3С** – секционная ионизационная камера; **T1** – сменные углеродные мишени в защитном саркофаге; **Л1, Л2, Л3** – линзы; **M1, M2** – отклоняющие магниты; **T2** – бериллиевая мишень-анализатор; **СМ-1, СМ-2** – сцинтилляционные мониторы интенсивности пучка; **СФ56-1,2, СФ56-3,4** – стартовые счетчики для четырех каналов измерения; **СФ6-1, СФ6-2, СФ6-3** – триггер - счетчики возле **Ф6**; **Г** – годоскоп (профиллометр) пучка

**Рисунок 4.2. – Схема эксперимента по измерению спинового дихроизма дейтронов на Нуклотроне-М ОИЯИ [24, 4–А, 10–А]**

На схеме можно выделить два основных участка экспериментальной установки. Первый участок – **Ф3-Ф4-Ф5** – участок вывода дейтронного пучка из ускорителя, прохождения пучка через изучаемую мишень с последующей

его проводкой к поляриметру. Второй участок – Ф5-Ф6 – участок поляриметрии пучка.

Методика измерения спинового дихроизма (приобретенной тензорной поляризации) дейтронов заключается в следующем [24, 4–А, 10–А].

Неполяризованный дейтронный пучок с интенсивностью  $\sim 10^9$  частиц/сброс проходит через неполяризованную мишень Т1. В течение двух сеансов использовались углеродные мишени следующих толщин: 35, 54, 63, 84, 90 и 137 г/см<sup>2</sup>. Начальная энергия пучка для каждой мишени выбиралась такой, чтобы в результате ионизационных потерь в мишени импульс пучка во всех измерениях равнялся 5 ГэВ/с. Для такого же импульса проводились опорные измерения без мишени Т1. Интенсивность пучка дейтронов во всех измерениях контролировалась ионизационными камерами около фокусов Ф3, Ф4 и Ф5. Дополнительно для контроля положения пучка в канале использовалась секционная ионизационная камера ИК-3С. Интенсивность пучка после мишени на участке Ф4-Ф5 составляла  $\sim 10^7$  частиц/сброс.

Тензорная поляризация дейтронного пучка измеряется с помощью вторичного рассеяния на бериллиевой мишени-анализаторе Т2 толщиной 8 см, помещенной возле фокуса Ф5 [73]. Известно, что реакция  $d+A \rightarrow p+X$  для протонов, испущенных под углом  $0^\circ$  с импульсом  $p_p \approx 0.67p_d$ , обладает довольно большой тензорной анализирующей способностью  $T_{20} = -0.82 \pm 0.04$  и не зависит от атомного номера мишени ( $A > 4$ ) и импульса дейтронов в области импульсов 2.5 – 9 ГэВ/с [74]. Испущенные вперед протоны с помощью отклоняющего магнита М2 и линз L3, настроенных на импульс 3.3 ГэВ/с, направляются в измерительный канал. Отклонение частиц по импульсу в измерительном канале составляет  $\sim \pm 2\%$ , по углу  $\sim \pm 8$  мрд [24, 4–А, 10–А].

Регистрация частиц производилась на основе системы совпадения сигналов в счетчиках СФ6-1, СФ6-2 и СФ6-3. В связи с тем, что в измерительном канале в пучке присутствуют как протоны, так и неупруго рассеянные в мишени-анализаторе Т2 дейтроны с импульсом 3.3 ГэВ/с, необходимо было разделять сигналы от этих частиц. Для этого измерялось время пролёта частиц между системой стартовых и регистрирующих счетчиков СФ56 и СФ6 соответственно. Каждый стартовый счетчик входил в свой независимый канал регистрации частиц, результаты от которых, в последствии, усреднялись. Расстояние между системами составляло порядка 28 м, а разрешение времени пролёта частиц порядка 0.2 с, что обеспечило полное временное разделение сигналов от протонов и дейтронов.

Тензорную поляризацию дейтронного пучка можно определить из выражения, описывающего реакцию  $d+A \rightarrow p+X$ :

$$N_p = N_d C_{pd} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}} p_{zz} T_{20}\right), \quad (4.4)$$

где  $N_p$  – число зарегистрированных протонов,

$N_d$  – число дейтронов в пучке,

$C_{pd}$  – коэффициент пропорциональности между числом дейтронов неполяризованного пучка и числом зарегистрированных протонов,

$p_{zz}$  – значение тензорной поляризации дейтронного пучка,

$T_{20}$  – тензорная анализирующая способность реакции для протонов, испущенных под углом  $0^\circ$ .

Для определения числа дейтронов, прошедших через мишень-анализатор Т2, использовалось два метода. В первом методе интенсивность пучка измерялась ионизационной (пропорциональной) камерой ИК-5, расположенной в канале пучка перед анализатором. Во втором методе интенсивность определялась двумя сцинтилляционными счетчиками СМ-1 и СМ-2, регистрирующим дейтроны пучка, рассеянные на анализаторе Т2 под углами  $150^\circ$  и  $210^\circ$ . В результате, для числа дейтронов в пучке можно записать выражение:

$$N_d = N_c C_{cd}, \quad (4.5)$$

где  $N_c$  – число событий, зарегистрированных ионизационной камерой либо сцинтилляционным счетчиком,

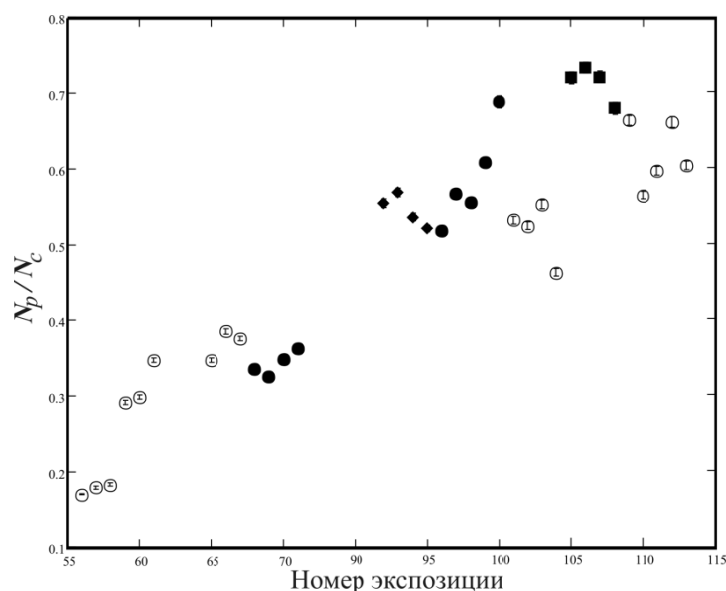
$C_{cd}$  – соответствующий коэффициент пропорциональности между числом зарегистрированных событий и числом прошедших через анализатор дейтронов.

Подставив (4.5) в (4.4), получим выражение для измерения приобретенной тензорной поляризации дейтронного пучка:

$$\frac{N_p}{N_c} = C_{pd} C_{cd} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}} p_{zz} T_{20}\right), \quad (4.6)$$

где произведение  $C_{pd} C_{cd}$  можно определить из измерений без мишени Т1 ( $p_{zz}=0$ ).

Для примера, на рисунке 4.3 приведены результаты измерения отношения  $N_p/N_c$  при использовании ионизационной камеры в качестве монитора интенсивности дейтронного пучка.



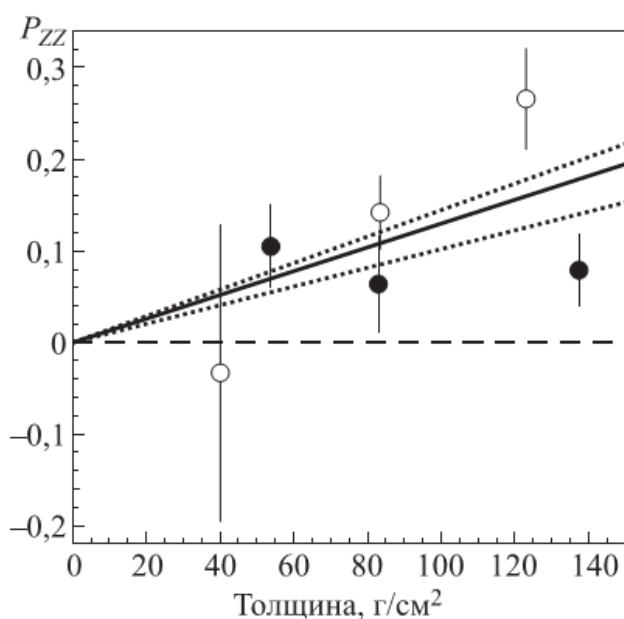
Символ ○ – измерения без мишени; символ ◆ – с углеродной мишенью толщиной 54 г/см<sup>2</sup>; символ ● – с углеродной мишенью толщиной 84 г/см<sup>2</sup>; символ ■ – с углеродной мишенью толщиной 137 г/см<sup>2</sup> (статистические ошибки меньше размера символа)

Рисунок 4.3. – Измеренные в ходе сеанса 2008 г. отношения  $N_p/N_c$  для углеродных мишеней различной толщины (в приведенных результатах измерения величины  $N_c$  выполнены с использованием ионизационной камеры ИК-5 перед анализатором Т2, при этом экспозиции 56-71 и 92-113 были выполнены с различными преобразователями тока-частоты камеры, поэтому должны анализироваться раздельно)

Из рисунка 4.3 видно, что наблюдается смещение отношения  $N_p/N_c$  в случае измерений без мишени Т1 и с мишенью. Также обращает на себя внимание факт существенного разброса точек по сравнению со статистической ошибкой, полученных при одинаковых условиях измерения. Данный разброс объясняется недостаточной стабильностью токов в магнитных системах канала медленного вывода пучка. Особенно важна стабильность тока для поворотного магнита-селектора М2, так как дифференциальное сечение реакции вылета протонов из анализаторе Т2 под углом 0° сильно зависит от незначительных отклонений импульса протонов от значения 3.3 ГэВ/с (0.67 $p_d$ ) [75, 4–А, 10–А], что, в свою очередь, приводит к флуктуациям коэффициента  $C_{pd}$  в выражении (4.6). Второй причиной большого разброса экспериментальных точек является неравномерная интенсивность выведенного дейтронного пучка (сгустка), приводящая к флуктуациям «мертвого» времени регистрации. Данный фактор особенно существенен при измерениях без мишени Т1, по причине высокой интенсивности дейтронного пучка [24, 4–А, 10–А].

С учетом всего вышесказанного при дальнейшем анализе экспериментальных данных вводились поправки, компенсирующие влияние изменения тока в магните M2, а также отбрасывались из анализа экспериментальные точки с резким изменением «мертвого» времени регистрации по сравнению со средним значением [24, 4–А, 10–А].

На рисунке 4.4 [4–А, 10–А] приведены результаты измерения тензорной поляризации (спинового дихроизма) дейтронов на Нуклотроне ОИЯИ. Результаты получены по двум независимым методикам: в сеансе 2007 г. в качестве монитора интенсивности дейтронного пучка использовалась ионизационная камера перед анализатором T2, а в 2008 г. использовались сцинтилляционные счетчики в задней полусфере анализатора T2.



Символ  $\circ$  – результаты эксперимента 2007г.; символ  $\bullet$  – результаты эксперимента 2008 г.; линия  $\cdots$  – статистический коридор измеренной поляризации по результатам экспериментов 2007 и 2008 гг.; линия  $—$  – вычисленное значение  $P_{zz}$  в рамках модели многократного рассеяния [24, 76, 77]

**Рисунок 4.4.** – Зависимость приобретенной тензорной поляризация дейтронного пучка от толщины углеродной мишени

Как видно из рисунка 4.4, экспериментальные результаты подтверждают существование явления спинового дихроизма дейтронов и в области высоких энергий. При этом знак плюс тензорной поляризации указывает на основной вклад ядерного взаимодействия в величину эффекта, в отличие от области низких энергий, где существенен вклад кулон-ядерной интерференции.

Полученная на эксперименте разница сечений  $\sigma_{\pm 1} - \sigma_0 \approx 20$  мб коррелирует также с оценками, полученными в работе [78].

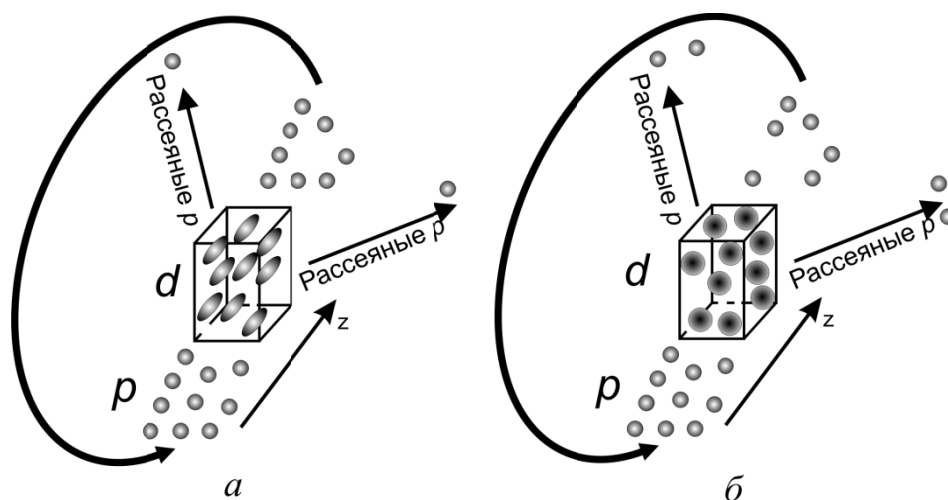
Дальнейшие работы по изучению эффекта двулучепреломления дейтронов в области высоких энергий в различных мишенях и, как следствие, измерение разности полных сечений взаимодействия дейтронов в состояниях с  $M=0$  и  $M=\pm 1$  с ядрами, заложены в программу экспериментов на Нуклотроне ОИЯИ и сопровождаются мероприятиями по устранению перечисленных выше факторов, влияющих на систематическую погрешность измерений.

## 4.2 Измерение разности полных сечений взаимодействия протонов с дейтронами в области высоких энергий в эксперименте по измерению времени жизни неполяризованного протонного пучка в накопительном кольце с внутренней поляризованной дейтериевой мишенью

В связи с созданием внутренних поляризованных дейтериевых мишеней на накопителях COSY и GSI [25, 79, 80, 81] следует обратить внимание на ещё одну возможность измерения мнимой части зависящей от спина амплитуды упругого когерентного рассеяния на угол ноль: с помощью измерения времени жизни пучка в накопителе.

Основная идея метода заключается в следующем [6–А, 12–А, 14–А, 16–А]. Пучок неполяризованных частиц (протонов, антипротонов) в течении некоторого времени  $t$  многократно проходит через квадрупольнополяризованную дейтериевую мишень, состоящую из дейтронов в состоянии  $M=\pm 1$ . По прошествии некоторого времени измеряется интенсивность протонного пучка  $I_{\pm 1}(t) = I_{\pm 1}(0) \exp(-\sigma_{\pm 1} \rho_{\pm 1} \nu t)$ , где  $I_{\pm 1}(0)$  – начальная интенсивность пучка,  $\rho_{\pm 1}$  – толщина мишени (в рассеивателях/см<sup>2</sup>),  $\nu$  – частота вращения пучка в накопительном кольце. Затем подобное измерение повторяется для квадрупольнополяризованной дейтериевой мишени плотностью  $\rho_0$ , состоящей из дейтронов в состоянии  $M=0$ :  $I_0(t) = I_0(0) \exp(-\sigma_0 \rho_0 \nu t)$ . Так как  $\sigma_0 \neq \sigma_{\pm 1}$  то конечная интенсивность пучка в этом измерении будет отличаться от интенсивности в предыдущем (рисунок 4.5). В результате для разницы сечений  $\sigma_{\pm 1} - \sigma_0$  и зависящей от спина части амплитуды рассеяния вперед  $d_1$  получим:

$$\sigma_{\pm 1} - \sigma_0 = \frac{1}{\rho_0 \nu t} \ln \left( \frac{I_0(t)}{I_0(0)} \right) - \frac{1}{\rho_{\pm 1} \nu t} \ln \left( \frac{I_{\pm 1}(t)}{I_{\pm 1}(0)} \right), \quad \text{Im } d_1 = \frac{k}{4\pi} (\sigma_{\pm 1} - \sigma_0). \quad (4.7)$$



**Рисунок 4.5. – Прохождение неполяризованного протонного пучка в накопительном кольце через квадрупольризованную дейтериевую мишень с а)  $M=\pm 1$  и б)  $M=0$**

Согласно (4.7), зависящая от спина часть амплитуды упругого когерентного рассеяния на угол ноль может быть определена в эксперименте по измерению интенсивности (времени жизни) протонного (антипротонного) пучка в накопительном кольце в результате его прохождения через квадрупольризованную дейтериевую мишень. Подобный эксперимент возможно провести на накопительных кольцах COSY, GSI, CERN [25, с. 92–95; 82, 83]. Для оценки времени вращения пучков с импульсом  $\sim 3$  ГэВ/с в накопительном кольце были использованы следующие параметры:  $\rho \sim 10^{14}$  дейтронов/см<sup>2</sup>,  $\nu \sim 1.6$  МГц,  $\sigma_{\pm 1} - \sigma_0 \sim 9$  мб (раздел 4.1.1). В итоге, для получения 1%-ой разницы в интенсивностях протонных пучков, обусловленной спиновым дихроизмом дейтронов, время вращения пучков в накопительном кольце должно составлять порядка 2 часов.

### 4.3 Выводы

В рамках эйконоального приближения получена оценка величины приобретенной тензорной поляризации дейтронным пучком в углеродной мишени в области высоких энергий. Найденное значение тензорной поляризации  $p_{zz} \sim 0.04$  подтвердило возможность проведения экспериментов по исследованию спинового дихроизма дейтронов высокой энергии на ускорителе «Нуклотрон-М» ОИЯИ (импульс 5 ГэВ/с, толщина мишени до 200 г/см<sup>2</sup>).

Результаты экспериментов по исследованию спинового дихроизма дейтронов, проводившихся на ускорителе «Нуклотрон-М» ОИЯИ, указывают на существование эффекта спинового дихроизма дейтронов и в области высоких энергий [24, 4–А, 10–А]. Высокое значение величины тензорной

поляризации  $p_{zz} \sim 0.05-0.25$ , полученное на эксперименте, указывает на возможность создания простого источника квадрупольнополяризованных дейтронов на основе эффекта спинового дихроизма [24, 4–А, 10–А, 11–А, 12–А].

Вследствие высокой чувствительности эффекта спинового дихроизма дейтронов к поведению волновых функций основного состояния дейтрона на малых расстояниях, можно экспериментально сравнивать различные модели нуклон-нуклонного взаимодействия [5–А, 9–А].

Предложен метод измерения зависящей от спина мнимой части амплитуды упругого когерентного рассеяния дейтрона на частицах (протонах, антипротонах), основанный на измерении времени жизни пучка неполяризованных частиц в накопительном кольце, проходящего через внутреннюю поляризованную дейтериевую мишень [6–А, 12–А, 14–А].

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

## Основные научные результаты диссертации

Диссертационная работа посвящена экспериментальному обнаружению эффекта спинового дихроизма дейтронов в неполяризованном веществе и заключается в разработке методов экспериментального обнаружения данного эффекта, проведении экспериментов, анализе экспериментальных данных и их интерпретации. Основные экспериментальные и теоретические результаты работы заключаются в следующем:

1. Показана возможность экспериментального наблюдения явления двулучепреломления дейтронов и, в частности, эффекта спинового дихроизма дейтронов в области низких энергий (порядка 20 МэВ). Для этого в рамках импульсного приближения найдена амплитуда рассеяния дейтрона на нуклоне на угол ноль с учетом спина сталкивающихся нуклонов. С помощью данной амплитуды определено значение величины тензорной поляризации  $p_{zz} \sim 10^{-2}$  дейтронного пучка с энергией 20 МэВ, возникающей вследствие спинового дихроизма дейтронов при прохождении неполяризованной нуклонной мишени толщиной 0.1 г/см<sup>2</sup>. Найдено значение угла поворота спина дейтронов  $\varphi \sim -0.5^\circ$ , обусловленного эффектом двулучепреломления дейтронов [1–А, 17–А].

2. Определена спиновая матрица плотности дейтронного пучка в мишени. На ее основе получены выражения, описывающие изменение поляризационных характеристик дейтронного пучка при прохождении через мишень [6–А, 8–А, 15–А].

3. Разработана методика эксперимента и анализа данных по обнаружению эффекта спинового дихроизма дейтронов в интервале энергий 5–20 МэВ для экспериментальной установки ИЯФ КУ [3–А, 6–А, 8–А, 11–А, 12–А, 15–А].

4. Впервые, на примере дейтрона, экспериментально обнаружен эффект спинового дихроизма частицы со спином  $S=1$  при прохождении через однородное изотропное вещество. Эффект обусловлен внутренней анизотропией, которой обладают частицы со спином  $S \geq 1$  (в отличие от частиц со спином 0 и 1/2). Экспериментально обнаружено изменение знака спинового дихроизма дейтронов в углеродной мишени в интервале энергий 5–20 МэВ [3–А, 6–А, 8–А, 11–А, 12–А, 15–А, 16–А].

5. Показано, что кулон-ядерная интерференция взаимодействий нуклонов дейтрона с ядром существенным образом влияет на эффект двойного

лучепреломления дейтронов в интервале энергий 5-20 МэВ и зависит от энергии дейтронов и заряда ядра мишени. Показано, что наблюдавшееся на эксперименте изменение знака тензорной поляризации дейтронного пучка при изменении энергии и немонотонное изменение тензорной поляризации с увеличением толщины мишени обусловлены кулон-ядерной интерференцией, приводящей к изменению знака спинового дихроизма [2–А, 5–А, 9–А]. При этом вклад в спиновый дихроизм, обусловленный наличием у дейтрона электрического квадрупольного момента, мал по сравнению с вкладом, обусловленным ядерным взаимодействием дейтрона с ядром [7–А].

6. Полученная в рамках эйконального приближения величина и знак приобретенной тензорной поляризации  $p_{zz} \sim 0.04$  дейтронного пучка в углеродной мишени в области энергий порядка нескольких ГэВ согласуется с результатами экспериментов по исследованию спинового дихроизма на ускорителе «Нуклотрон-М» ОИЯИ [4–А, 10–А], подтвердивших существование спинового дихроизма дейтронов и в области высоких энергий [4–А, 10–А].

7. Предложен метод сравнения моделей нуклон-нуклонного взаимодействия посредством измерения эффекта спинового дихроизма дейтронов, зависящего от поведения радиальных волновых функций основного состояния дейтрона на малых расстояниях, на которых проявляются основные отличия моделей [7–А].

8. Предложен метод измерения зависящей от спина мнимой части амплитуды упругого когерентного рассеяния дейтрона на частицах (протонах, антипротонах), основанный на измерении времени жизни пучка неполяризованных частиц в накопительном кольце, проходящего через внутреннюю поляризованную дейтериевую мишень [6–А, 12–А, 14–А].

## Рекомендации по практическому использованию результатов

Полученные в диссертации результаты могут быть использованы в физике частиц высокой энергии при изучении взаимодействий в малонуклонных системах. Как показал анализ, для этих целей особенно перспективным видятся эксперименты по измерению спинового дихроизма и угла поворота спина дейтронов на высокоэнергетичных ускорителях (NICA (Нуслотрн-М), COSY, GSI) с использованием внутренних мишеней, а также толстых мишеней на выведенном пучке.

Поскольку эффект вращения спина и эффект спинового дихроизма определяются соответственно действительной и мнимой частью зависящей от спина амплитуды упругого когерентного рассеяния на угол нуль, то это позволяет производить непосредственные измерения этих амплитуд в эксперименте.

Предложенный метод измерения зависящей от спина мнимой части амплитуды упругого когерентного рассеяния дейтрона на частицах (протонах, антипротонах), основанный на измерении времени жизни пучка неполяризованных частиц в накопительном кольце, проходящего через внутреннюю квадрупольризованную дейтериевую мишень, позволяет сделать это с более высокой точностью по сравнению с экспериментами на выведенных пучках.

Вследствие высокой чувствительности явления двулучепреломления дейтронов к поведению радиальных волновых функций основного состояния дейтрона на малых расстояниях, данное явление можно использовать для сравнения моделей нуклон-нуклонного взаимодействия, имеющих наибольшее расхождение именно на малых расстояниях.

Полученное на экспериментах высокое значение величины тензорной поляризации порядка 0.15 указывает на возможность создания простого источника квадрупольризованных дейтронов на основе эффекта спинового дихроизма.

## Благодарности

Мне хотелось бы выразить огромную благодарность своему научному руководителю – Владимиру Григорьевичу Барышевскому за доверие, оказанное при организации проведения экспериментов по обнаружению нового квазиоптического эффекта, а также за чуткое руководство и всестороннюю помощь в исследованиях, которые легли в основу данной диссертационной работы.

Мне также хотелось бы выразить благодарность коллегам из Института ядерной физики Научно-исследовательского центра г. Юлих (Германия) – Франку Ратманну, Ральфу Энгельсу, Хансу Штроеру, Хельмуту Зайферту, за инициативу и организацию проведения экспериментальных работ на ускорителе Кёльнского университета, за их гостеприимство и всестороннюю поддержку, оказанную при выполнении экспериментальной части работы. Хочется также выразить благодарность Александру Анатольевичу Васильеву, Кириллу Юрьевичу Григорьеву, Максиму Сергеевичу Микиртычьянцу из Петербургского института ядерной физики им. Б. П. Константинова за участие и помощь в проведении экспериментов и обсуждении их результатов.

Особое чувство благодарности хочется выразить Леониду Сергеевичу Золину и вспомнить ушедшего из жизни Леонида Степановича Ажгирея из Объединённого института ядерных исследований (г. Дубна, Россия), положившим начало экспериментальным исследованиям эффекта двойного лучепреломления дейтронов в области высоких энергий.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

### Список использованных источников

1. Born, M. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light / M. Born, E. Wolf. – 7<sup>th</sup> ed. – Cambridge : University press, 1999. – 952 p.
2. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – Изд. 6-е, стереот. – М. : Физматлит, 2003. – 848 с.
3. Агранович, В.М. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов / В.М. Агранович, В. Л. Гинзбург ; под ред. И. Г. Вирко, Н. А. Райская. – М. : Наука, Гл.ред.физ.-мат.лит., 1965. – 376 с.
4. Федоров, Ф. И. Теория гиротропии / Ф. И. Федоров. – Минск : Наука и техника, 1976. – 456 с.
5. Бор, Н. Избранные научные труды : в 2 т. / Н. Бор. – М. : Наука, 1970–1971. – 2 т.
6. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика : в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц ; под ред. Л.П. Питаевского. – М. : Физматлит, 2001-2005. – Т. 2-4.
7. Фейнман, Р. Фейнмановские лекции по физике : в 9 т. / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М. : Мир, 1978. – Т. 8-9 : Квантовая механика. – 526 с.
8. Ферми, Э. Квантовая механика (конспект лекций) / Э. Ферми. – Изд. 2-е. – М. : Мир, 1968. – 370 с.
9. Барышевский, В.Г. О вращении плоскости поляризации  $\gamma$ -квантов при прохождении через поляризованную электронную мишень / В. Г. Барышевский, В. Л. Любошиц // Ядерная физика. – 1965. – № 2. – С. 666–670.
10. Экспериментальное наблюдение вращения плоскости линейной поляризации  $\gamma$ -квантов в намагниченных ферромагнетиках / В. М. Лобашов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1971. –Т. 14. – С. 373–376.
11. Fermi, E. Nuclear Physics, Course Notes Compiled by J. Orear, A. Rosenfeld and R. Schuller / E. Fermi. – Chicago : University of Chicago Press, 1950. –258 p.
12. Гольдбергер, М. Теория столкновений / М. Гольдбергер, К. Ватсон – М. : Мир, 1967. – 826 с.
13. Baryshevsky, V.G. High-Energy Nuclear Optics of Polarized Particles / V.G. Baryshevsky. – World Press, 2012. – 640 p.

14. Барышевский, В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В. Г. Барышевский. – М. : Энергоатомиздат, 1995. – 320 с.
15. Барышевский, В.Г. Ядерная прецессия нейтронов / В. Г. Барышевский, М. И. Подгорецкий // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47, №3(9). – С. 1050–1054.
16. Resonance nucleaire "pseudo-magnetique" du neutron induite par un champ nucleaire de radio frequence / A. Abragam [et al.] // C.R. Acad. Sci. B, Paris. – 1972. – Vol. 274. — P. 423–433.
17. Forte, M. Neutron spin precession in polarized nuclear target / M. Forte // Nuovo Cimento. – 1973. – Vol. A18. – P. 726–736.
18. Curtis Michel, F. Parity nonconservation in nuclei / F. Curtis Michel // Phys. Rev. – 1964. –Vol. B 329. – P. 133–138.
19. First measurement of parity nonconserving neutron spin rotation: the tin isotopes / M. Forte [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1980. – Vol. 45. – P. 2088–2092.
20. Forte, M. Parity violation effects in neutron scattering and capture / M. Forte – Lett. Nuovo Cimento. – 1980. – Vol. 28(16). – P. 538–540.
21. Барышевский, В. Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях / В. Г. Барышевский. – Минск : Изд-во БГУ, 1982 – 256 с.
22. Baryshevsky, V. G. Birefringence of particles (nuclei, atoms) of spin  $S \geq 1$  in matter / V. G. Baryshevsky // Phys. Lett. – 1992. – Vol. A171, iss. 5–6, – P. 431–434.
23. Baryshevsky, V. G. Spin oscillations of high–energy particles (nuclei) passing through matter and the possibility of measuring the spin–dependent part of the amplitude of zero–angle elastic coherent scattering / V. G. Baryshevsky // J. Phys. – 1993. – Vol. G19, iss. 2– P. 273–282.
24. Observation of tensor polarization of deuteron beam traveling through matter / L. S. Azhgirey [et al.] // Письма в ЭЧАЯ. – 2008. – Т. 5, № 5 (147). – С. 728–735.
- Observation of tensor polarization of deuteron beam traveling through matter / L. S. Azhgirey [et al.] // Phys. of Part. and Nucl. Lett. – 2008. – Vol. 5, № 5, iss. 5. – P. 432–436.
25. Kacharava, A. Spin physics from COSY to FAIR / A. Kacharava, F. Rathmann, C. Wilkin // arXiv:nucl-ex/0511028v1. – 2005.
26. Spin Physics Experiments at NICA-SPD with polarized proton and deuteron beams / I. Savin [et al.] // Proceedings of the 4th International workshop on transverse polarisation phenomena in hard processes, (TRANSVERSITY 2014),

Cagliari, Italy / EPJ Web of Conf. ; ed.: U. D'Alesio; F. Murgia. – 2015. – Vol. 85. – 02039, 4 p.

27. Towards a facility at COSY to measure permanent electric dipole moments / D. Gotta [et al.] // Physics Procedia. – 2011. – Vol. 17. – P. 77–82.

28. Precursor experiments to search for permanent electric dipole moments (EDMs) of protons and deuterons at COSY / A. Lehrach [et al.] // arXiv:1201.5773v1 [hep-ex]. – 2012.

29. Baryshevsky, V. G. Rotation of particle spin in a storage ring with a polarized beam and measurement of the particle EDM, tensor polarizability and elastic zero-angle scattering amplitude / V. G. Baryshevsky // J. Phys. : Nucl. Part. Phys. – 2008. – Vol. G35. – 035102.

30. Baryshevsky, V. G. The deuteron (nuclei) birefringence effect in a matter and in an electric field and the searches for an EDM of a deuteron (nucleus) rotating in a storage ring / V.G. Baryshevsky, A.R. Shirvel // arXiv:hep-ph/0503214v2. – 2005.

31. Барышевский, В. Г. Осцилляции спина и спиновый дихроизм дейтронов, вращающихся в накопительном кольце / В. Г. Барышевский, А. Р. Ширвель // Весці НАН Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук. – 2006. – В. 4. – С. 85 – 89.

32. Платонова, М. Н. Описание спин-зависящих наблюдаемых в упругом рр–рассеянии на основе обобщённой дифракционной модели / М. Н. Платонова, В. И. Кукулин // Ядерная физика. – 2010. – Т.73, № 1. – С.90–110.

33. Foldy, L. L. The multiple scattering of waves. General theory of isotropic scattering by randomly distributed scatterers / L. L. Foldy // Phys. Rev. –1945. – Vol. 67, № 3–4. – P. 107–119.

34. Lax, M. Multiple scattering of waves / M. Lax // Rev. of Mod. Phys. – 1951. – Vol. 23, № 4. – P. 287–310.

35. Варшалович, Д. А. Квантовая теория углового момента / Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский – Л. : Наука, 1975. – 440 с.

36. Давыдов, А. С. Квантовая механика / А. С. Давыдов. Учебник. – Изд. 2-е, испр. и перераб. – М. : Наука, 1973. – 703 с.

37. Ohlsen, Gerald G., Polarization transfer and spin correlation experiments in nuclear physics / Gerald G. Ohlsen // Rep. prog. Phys. – 1972. – Vol. 35. – P.717 – 801.

38. Ситенко, А. Г. Лекции по теории ядра / А. Г. Ситенко, В. К. Тартаковский – М. : Атомиздат, 1972. – 352 с.
39. Machleidt, R. High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential / R. Machleidt // *Phys. Rev.* – 2001. – Vol. C63. – 024001.
40. Ohlsen, Gerald G. Techniques for measurement of spin-1/2 and spin-1 polarization analyzing tensors / Gerald G. Ohlsen and P. W. Keaton, Jr. // *Nuc. Instr. Meth.* – 1073. – Vol. 109. – P. 41–59.
41. Barschall, H. H. Polarized nucleons / H. H. Barschall // *Am. J. of Phys.* – 1967. – Vol. 35, Iss. 2. – P. 119–124.
42. Investigation of the  ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$  reaction between 1 and 13 MeV / M. Bittcher [et al.] // *Few-Body Syst.* – 1990. – Vol. 9, iss. 2–3. – P. 165–194.
43. Darden, S. E. Polarized Spin-One Particles / S. E. Darden // *Am. J. Phys.* – 1976. – Vol. 35. – P. 727–738.
44. The institute for nuclear physics of the University of Cologne / J. Jolie [et al.] // *Nucl. Phys. News.* – 2002. – Vol. 12, № 1. – P. 4–12.
45. Matthes, H. The effect of the source optics and the temperature of the sputter surface on the negative ion yield of the sputter source MISS-4M / H. Matthes, W. Pfestorf, L. Steinert // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* – 1984. – Vol. 220, Iss. 1. – P. 112–114.
46. Dewald, A. Reconditioning of the Cologne tandem after a fire at the ion source / A. Dewald and L. Steinert // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* – 1988. – Vol. A268, Iss. 2–3. – P. 356–360.
47. *Electrostatic Accelerators: Fundamentals and Applications* / Ed.: R. Hellborg. – Berlin : Springer Berlin Heidelberg, 2005. – 620 p.
48. Middleton, R. A Negative Ion Cookbook [Electronic resource] / R. Middleton // Department of physics University of Pennsylvania Philadelphia. – Mode of access: [www.pelletron.com/cookbook.pdf](http://www.pelletron.com/cookbook.pdf). – Date of access: October 1989.
49. Комар, Е. Г. Основы ускорительной техники / Е. Г. Комар – М. : Атомиздат, 1975. – 368 с.
50. Herb, R. G. The pelletron accelerator / R. G. Herb // *IEEE Transactions on Nucl. Science.* – 1971. – Vol. NS-18, Iss. 3. – P. 71–75.
51. Engels, R. Erweiterung des  ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ -Tensor-Polarimeters : Diplomarbeit / R. Engels. – Institut für Kernphysik Universität zu Köln, 1997. – 104 p.

52. The  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  reaction at  $0^\circ$  as an analyser for tensor polarized deuterons / W. Gruebler [et al.] // Nucl. Phys. – 1971. – Vol. A165. – P. 505–507.
53. Absolute calibration of tensor analysing powers of the  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  and the  ${}^4\text{He}(d, d){}^4\text{He}$  reactions / V. Koenig [et al.] // Nucl. Phys. – 1971. – Vol. A166. – P. 393–396.
54. The differential cross section and the analysing powers  $iT_{11}$ ,  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  and  $T_{22}$  of the reaction  ${}^3\text{He}(\overline{\text{overlined}}, p){}^4\text{He}$  between 2.8 and 11.5 MeV / W. Gruebler [et al.] // Nucl. Phys. – 1971. – Vol. A176. – P. 631–644.
55. The tensor analyzing power  $A_{zz}$  at  $\theta = 0^\circ$  for the  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  reaction / T. A. Trainor [et al.] // Nucl. Phys. – 1974. – Vol. A220. – P. 533–540.
56. Absolute calibration of the analysing powers  $T_{20}$  for the  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  reaction at  $0^\circ$  and  $iT_{11}$  for  ${}^4\text{He}(d, d){}^4\text{He}$  scattering / P. A. Schmelzbach [et al.] // Nucl. Phys. – 1976. – Vol. A264. – P. 45–53.
57. Marmier, P. Physics of nuclei and particles / Pierre Marmier, Eric Sheldon. – 2nd ed. – New York ; London : Academic Press, 1971. – Vol. 1–3.
58. Ziegler, J. F. The stopping and ranges of ions in solids / J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark. – New York : Pergamon, 1985. – 321 p.
59. Friedman, F. L. An Approximate Wave-Mechanical Description of Deuteron Stripping / F. L. Friedman and W. Tobocman // Phys. Rev. – 1953. – Vol. 92. – P. 93–101.
60. Yoccoz, J. Coulomb Effects in Stripping Reactions / J. Yoccoz // Proc. Phys. Soc. – 1954. – Vol. A67. – P. 813–821.
61. Базь, А. И. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике / А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов ; ред. В. В. Караваев. – Изд. 2-е, исправл. и доп. – М. : Наука, 1971. – 544 с.
62. Хединг, Дж. Введение в метод фазовых интегралов (метод ВКБ) / Дж. Хединг ; под ред. Маслова В. П. – М. : Мир, 1965. – 238 с.
63. Мессиа, А. Квантовая механика : в 2 т. / А. Мессиа ; под ред. Л. Д. Фаддеева. – М. : Наука, 1978. – Т. 1. – 478 с.
64. Фрауэнфельдер, Г. Субатомная физика / Г. Фрауэнфельдер, Э. Хенли. – М. : Мир, 1979. – 736 с.
65. Energy dependence of the optical model parameters / M. A. Melkanoff [et al.] // Phys. Rev. – 1956. – Vol. 101. – P. 507–509.

66. An algebraic solution of the multichannel problem applied to low energy nucleon–nucleus scattering / K. Amos [et al.] // Nucl. Phys. – 2003. – Vol. A728. – P. 65–95.
67. Beryllium and Graphite Neutron Total Cross-Section Measurements from 0.4 to 20 MeV / M. J. Rapp [et al.] // Nucl. science and engineering. – 2012. – Vol. 172. – P. 268–277.
68. Guidebook for the ENDF/B-V nuclear data files / Principal invest.: B. A. Magurno, R. R. Kinsey, F. M. Scheffel. Upton, N.Y. : Brookhaven national laboratory, 1982. – EPRI–2510. – 694 p.
69. Arellano, H. F. Reaction cross sections for proton scattering from stable and unstable nuclei based on a microscopic approach / H. F. Arellano and M. Girod // Phys. Rev. – 2007. – Vol. C76. – P. 034602.
70. Джексон, Дж. Классическая электродинамика / Дж. Джексон ; под ред. Бурштейна Э. Л. – М. : Мир, 1965. – 703 с.
71. Faldt, G. Elastic proton-nucleus scattering at 800 MeV: a comparison between the optical model and the Glauber model / G. Faldt and A. Ingemarsson // J. Phys. : Nucl. Phys. –1983. Vol. G9, Iss. 3. – P. 261–275.
72. Parametrization of the deuteron wave function of the Paris NN potential / M. Lacombe [et al.] // Phys. Lett. – 1981. – Vol. B101, Iss. 3. – P. 139–140.
73. Мониторинг тензорной поляризации дейтронных пучков высокой энергии / Золин Л. С. [и др.] // Краткие сообщения ОИЯИ. –1998.– № 2 [88]. – С. 27–36.
74. Cross section and  $T_{20}$  in  $0^\circ$  deuteron breakup at 2.1 GeV / Perdrisat C. F. [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 59, Iss. 25. – P.2840–2843.
75. Proceedings of the 8th International Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 1986 / S. A. Zaporozhets [et al.] // JINR report. –1986. – D1, 2–86–668. – P. 341.
76. Azhgirey, L.S. Calculation of spin alignment of deuterons traveling through matter/ L.S.Azhgirey, A.V.Tarasov // Физика элементарных частиц и атомного ядра. Письма. – 2008. – Т. 5, Iss.5. – P.714–719 .
77. Azhgirey, L. Spin alignment of unpolarized deuterons traveling through matter [Electronic resource] / L. Azhgirey // The 24th advanced studies institute – symmetries and spin, SPIN-Praha-2008, Prague, Czech Republic, July 20–26, 2008. – Mode of access: <http://theor.jinr.ru/~praha/2008/files/8asi-session20/8asi-azhgirey.pdf>.

78. Fäldt, G. Alignment effects in relativistic deuteron-nucleus stripping reactions / G. J. Fäldt // *Phys. : Nucl. Phys.* – 1980. – Vol. G6, iss. 12. – P. 1513–1520.

79. The polarized H and D atomic beam source for ANKE at COSY-Jülich / M. Mikirtychyants [et al.] // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* – 2013. – Vol. A721. – P. 83–98.

80. Григорьев, К. Ю. Создание поляризованной водорододейтериевой газовой мишени для эксперимента ANKE на внутреннем пучке накопительного кольца ускорителя COSY : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.01 / К. Ю. Григорьев. – Гатчина, 2007. – 119 л.

81. Микиртычьянц, М. С. Разработка и исследование источника атомарного водорода и дейтерия с ядерной поляризацией для экспериментов на внутренних пучках ускорителей : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.01 / М. С. Микиртычьянц. – Гатчина, 2002. – 118 л.

82. Weidemann, C. / Spin-filtering at COSY / C. Weidemann for the PAX collaboration // *Proceedings of the 19th Int. spin phys. symp., SPIN 2010, Forschungszentrum Jülich, Germany, September 27 – October 2, 2010.* / *J. Phys. : Conf. Ser.* ; ed.: H. Stroeher, F. Rathmann. – Bristol : IOP, 2011. – Vol. 295, iss. 1. – 012127.

83. Toward polarized antiprotons: Machine development for spin-filtering experiments / C. Weidemann [et al.] // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* – 2015. – Vol. 18. – 020101.

84. Jorch, H. H. On the analytic fitting of full energy peaks from Ge(Li) and Si(Li) photon detectors / H. H. Jorch, J. L. Campbell // *Nucl. Instr. and Meth.* – 1977. – Vol. 143, Iss. 3. – P. 551–559.

85. Leo, W. R. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how to approach* / W. R. Leo. – Berlin, Germany: Springer, 1987. – 368 p.

## Список публикаций соискателя

1–А Барышевский, В. Г. Двухлучепреломление и спиновый дихроизм дейтронов в нуклонной мишени в области энергий 5-20 МэВ / В. Г. Барышевский, А. А. Ровба // Весці НАН Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук. – 2008. – В. 1. – С. 67–73.

2–А Барышевский, В. Г. О влиянии кулоновского взаимодействия на эффект спинового дихроизма дейтронов в области энергий 5 – 20 МэВ / В. Г. Барышевский, А. А. Ровба // Весці НАН Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук. – 2009. – В. 1. – С. 64–70.

3–A Production of a beam of tensor-polarized deuterons using a carbon target / H. Seyfarth, R. Engels, F. Rathmann, H. Ströher, V. Baryshevsky, A. Rouba, C. Düweke, R. Emmerich, A. Imig, K. Grigoryev, M. Mikirtychiants and A. Vasilyev // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol.104. – P. 222501.

4–А Измерение тензорной поляризации проходящего через вещество пучка дейтронов / Л. С. Ажгирей, Т. А. Васильев, Ю. В. Гурчин, В. Н. Жмыров, Л. С. Золин, А. Ю. Исупов, А. К. Курилкин, П. К. Курилкин, В. П. Ладыгин, А. Г. Литвиненко, В. Ф. Переседов, С. М. Пиядин, С. Г. Резников, А. А. Ровба, П. А. Рукояткин, А. В. Тарасов, А. Н. Хренов, М. Янек // Письма в ЭЧАЯ. – 2010. – Т.7, № 1(157). – С.49–58.

Measurement of tensor polarization of a deuteron beam passing through matter / L. S. Azhgirei, T. A. Vasiliev, Yu. V. Gurchin, V. N. Zhmyrov, L. S. Zolin, A. Yu. Isupov, A. K. Kurilkin, P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin, A. G. Litvinenko, V. F. Peresedov, S. M. Piyadin, S. G. Reznikov, A. A. Rovba, P. A. Rukoyatkin, A. V. Tarasov, A. N. Khrenov, and M. Yanek // Phys. of Particles and Nuclei Lett. – 2010. – Vol. 7, № 1. – P. 27–32.

5–А Baryshevsky, V. Influence of Coulomb-nuclear interference on the deuteron spin dichroism phenomenon in a carbon target in the energy interval 5–20 MeV / V. Baryshevsky and A. Rouba // Phys. Lett. B. – 2010. – Vol. 683, iss. 2–3. – P. 229–234.

6–А Барышевский, В. Г. Квазиоптический эффект двойного лучепреломления дейтронов высокой энергии: теория и эксперимент / В. Г. Барышевский, А. А. Ровба // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2011. – В. 2. – С. 97–105.

7–А Барышевский, В. Г. Двойное лучепреломление (поворот спина и спиновый дихроизм) дейтронов высокой энергии / В. Г. Барышевский, А. А. Ровба // Письма в ЭЧАЯ. – 2016. – Т.13, №3(201). – С.461–470.

Baryshevsky, V. G. Birefringence (spin rotation and spin dichroism) of high-energy deuterons / V. G. Baryshevsky and A. A. Rouba // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. – 2016. – Vol. 13, No. 3. – P. 289–294.

8–A Deuteron spin dichroism: from theory to first experimental results / V. Baryshevsky, C. Düeweke, R. Emmerich, R. Engels, K. Grigoryev, A. Imig, J. Ley, M. Mikirtychiants, H. Paetz gen. Schieck, F. Rathmann, A. Rouba, H. Seyfarth, H. Stroher, T. Ullrich and A. Vasilyev // *Proceedings of the 17th Int. spin phys. symp., SPIN 2006, Kyoto, Japan, 2–7 October 2006.* / *AIP Conf. Ser.* ; ed.: K. Imai, T. Murakami, N. Saito and K. Tanida. – New York : Melville, 2007. – Vol. 915. – P. 777–780.

9–A Baryshevsky, V. G., Deuteron spin dichroism in carbon target / V. G. Baryshevsky, A. A. Rouba // *Proceedings of the 11th Int. Conf. on Meson-Nucleon Phys. and the Structure of the Nucleon, MENU 2007, Forschungszentrum Juelich, Germany, September 10–14, 2007* : in 2 vol. / *SLAC eConf. Ser.* ; editors H. Machner and S. Krewald. – Stanford, USA : SLAC, 2008. – C070910, Vol. 2. – P. 346–349.

10–A Measurement of tensor polarization of deuteron beam passing through matter / L. S. Azhgirei, T. A. Vasiliev, Yu. V. Gurchin, V. N. Zhmyrov, L. S. Zolin, A. Yu. Isupov, A. K. Kurilkin, P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin, A. G. Litvinenko, V. F. Peresedov, S. M. Piyadin, S. G. Reznikov, A. A. Rouba, P. A. Rukoyatkin, A. V. Tarasov, A. N. Khrenov, and M. Yanek // *Proc. of 13th advanced research workshop on high energy spin physics, DSPIN-09, Dubna, September 1–5, 2009.* / Ed.: A. V. Efremov and S. V. Goloskokov. – Dubna : JINR, 2010. – P. 171–174.

11–A Resonance effects in nuclear dichroism – an inexpensive source of tensor-polarized deuterons / H. Seyfarth, R. Engels, F. Rathmann, H. Stroher, V. Baryshevsky, A. Rouba, C. Düeweke, R. Emmerich, A. Imig, K. Grigoryev, M. Mikirtychiants and A. Vasilyev // *Proceedings of the 13th Int. workshop on polarized sources, targets and polarimetry, PST 2009, Ferrara, Italy, September 07–11, 2009.* / Ed.: G. Ciullo, M. Contalbrigo, P. Lenisa. – World scientific publishing Co. Pte. Ltd, 2011. – P. 37–44.

12–A Baryshevsky, V. On the possibility of measuring the imaginary part of the spin-dependent amplitude of zero-angle coherent elastic scattering in the experiment on transmission (filtering) of a beam of unpolarized protons through a polarized deuteron target / V. Baryshevsky and A. Rouba // *Proceedings of the 19th Int. spin phys. symp., SPIN 2010, Forschungszentrum Jülich, Germany, September 27 – October 2, 2010.* / *J. Phys. : Conf. Ser.* ; ed.: H. Stroher, F. Rathmann. – Bristol : IOP, 2011. – Vol. 295, iss. 1. – 012084, 5 p.

13–A Resonance-like production of tensor polarization in the interaction of an

unpolarized deuteron beam with graphite targets / H. Seyfarth, R. Engels, F. Rathmann, H. Ströher, V. Baryshevsky, A. Rouba, C. Düweke, R. Emmerich, A. Imig, K. Grigoryev, M. Mikirtychiants and A. Vasilyev // Proceedings of the 19th Int. spin phys. symp., SPIN 2010, Forschungszentrum Jülich, Germany, September 27 – October 2, 2010. / J. Phys. : Conf. Ser. ; ed.: H. Stroehel, F. Rathmann. – Bristol : IOP, 2011. – Vol. 295, iss. 1. – 012125, 6 p.

14–A Baryshevsky, V. "Optical" spin rotation phenomenon and spin-filtering of antiproton (proton, deuteron) beams in a nuclear pseudomagnetic field of a polarized nuclear target: the possibility of measuring the real and imaginary spin-dependent part of the coherent zero-angle scattering amplitude / V. Baryshevsky and A. Rouba // Proceedings of the 8th Int. conf. on nuclear physics at storage rings, STORI 2011, INFN, Frascati, Italy, October 9–14, 2011. / Proceedings of science. – PoS(STORI11). – C111009. – 028, 8 p.

15–A Experimental observation of deuteron spin dichroism / A. Rouba V. Baryshevsky, R. Engels, F. Rathmann, H. Seyfarth, H. Ströher, C. Düweke, R. Emmerich, A. Imig, K. Grigoryev, M. Mikirtychiants and A. Vasilyev // Spin in Hadron Physics : 2nd Caucasian-German School and Workshop on Hadron Physics, Tbilisi, Georgia, September 4–8, 2006. / Schriften des Forschungszentrums Jülich, Reihe Materie und Material / Matter and Materials ; ed.: Kacharava, A. [et al.] – Jülich: Forschungszentrum, Zentralbibliothek, 2006. – Vol. 33. – Mode of access: <http://hdl.handle.net/2128/2547>.

16–A Baryshevsky, V. Birefringence of deuteron in an unpolarized target: theory and experiments / V. Baryshevsky and A. Rouba // 64th Int. conf. on fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies, NUCLEUS–2014, Minsk, Belarus, July 1–4, 2014. / Book of abstracts ; ed.: A. K. Vlasnikov. – P. 166.

17–А Барышевский, В. Г. Двухлучепреломление и спиновый дихроизм дейтронов в нуклонной мишени в области энергий 5–20 МэВ / В. Г. Барышевский, А. А. Ровба // Фундаментальные и прикладные физические исследования в НИИ ЯП БГУ 2002–2009 гг. Сборник научных трудов / БГУ; Под ред.: проф. В. Г. Барышевского. – Минск, 2009. – С. 8–17.

## ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ: АППРОКСИМАЦИЯ СПЕКТРОВ

Перед извлечением информации о количестве зарегистрированных протонов каждым детектором, образующимися в реакции (2.11), над всеми экспериментальными спектрами проводилась следующая обработка.

Во-первых, для увеличения статистики в измерительных каналах, в спектрах, полученных в ходе второго сеанса, производилось объединение 4 измерительных каналов АЦП в один посредством суммы зарегистрированных в них событий. Для спектров, полученных в ходе первого сеанса, для увеличения статистики помимо объединения 6-8 измерительных каналов, производилось также суммирование 2-3 спектров, полученных при одинаковой энергии. Уменьшение числа каналов в спектре также позволило ускорить процесс последующей аппроксимации спектров.

Во-вторых, полученный после объединения спектр аппроксимировался следующей функцией:

$$F(x) = \sum_i^5 f_i(x), \quad (\text{A.1})$$

где  $f_1(x) = a_1 \exp(a_2 x)$  – экспоненциальная функция, описывающей  $\gamma$ -фон,

$$f_2(x) = \frac{a_3}{a_5 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-a_4)^2}{2a_5^2}\right), \quad f_3(x) = \frac{a_6}{a_8 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-a_7)^2}{2a_8^2}\right),$$

$$f_4(x) = \frac{a_9}{a_{11} \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-a_{10})^2}{2a_{11}^2}\right) - \text{нормальные распределения, описывающие}$$

асимметричный пик протонов,

$$f_5(x) = (|a_{12}|x + a_{13}) \left( 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\frac{a_3 a_4 + a_6 a_7 + a_9 a_{10}}{a_3 + a_6 + a_9} - x}{\frac{3a_3 a_5 + 3a_6 a_8 + 3a_9 a_{11}}{a_3 + a_6 + a_9}}}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{\frac{a_3 a_4 + a_6 a_7 + a_9 a_{10}}{a_3 + a_6 + a_9} - x}{\frac{3a_3 a_5 + 3a_6 a_8 + 3a_9 a_{11}}{a_3 + a_6 + a_9}}\right)^2\right) \right) -$$

модифицированная функция ошибки, описывающей  $\gamma$ -фон и зарегистрированные перерассеянные протоны (точка перегиба функции ошибки задается средневзвешенным положением центров нормальных распределений,

описывающих пик протонов; интервал наибольшего влияния функции ошибки задается средневзвешенной дисперсией нормальных распределений) [84].

Параметры  $a_j$  находились методом наименьшего квадратов с весовыми коэффициентами  $1/\sqrt{N_k}$ , где  $N_k$  – число событий в  $k$ -ом канале [85]. Для нахождения погрешности параметров аппроксимации составлялась матрица квадратичной формы:

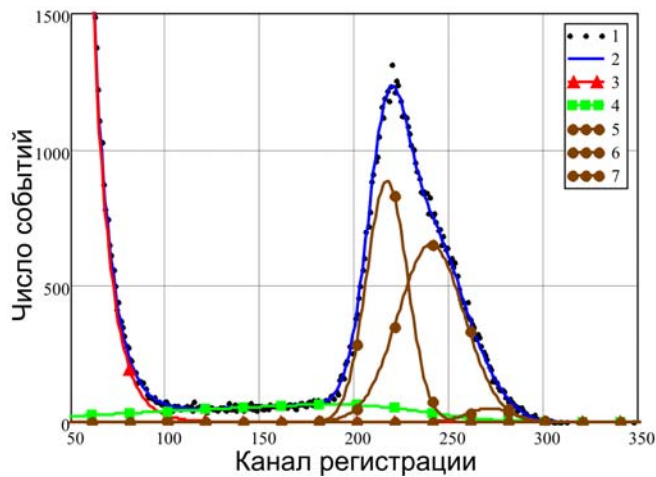
$$M_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \left( \sum_k \frac{(N_k - F(k))^2}{N_k} \right)}{\partial a_i \partial a_j}. \quad (\text{A.2})$$

С помощью метода сингулярного разложения находилась ковариационная матрица  $V=M^{-1}$ . В результате, погрешность аппроксимации параметров  $a_j$  равняется  $\sqrt{V_{jj}}$ .

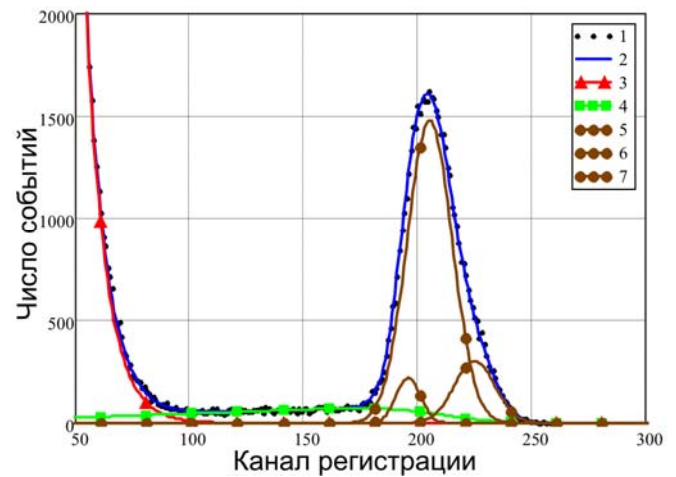
Таким образом, число зарегистрированных детектором протонов и его погрешность определяются как:

$$N_p = a_3 + a_6 + a_9, \quad \Delta N_p = \sqrt{V_{33} + V_{66} + V_{99} + 2V_{36} + 2V_{39} + 2V_{69}}. \quad (\text{A.3})$$

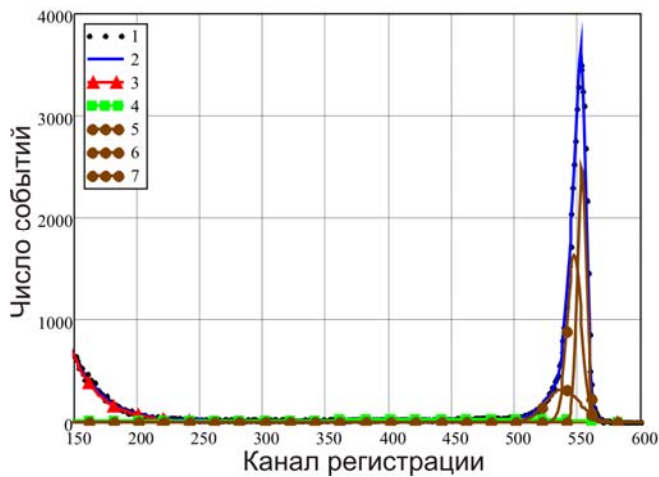
На рисунках А.1-А.4 представлены экспериментальные спектры для ряда мишеней с соответствующими аппроксимациями.



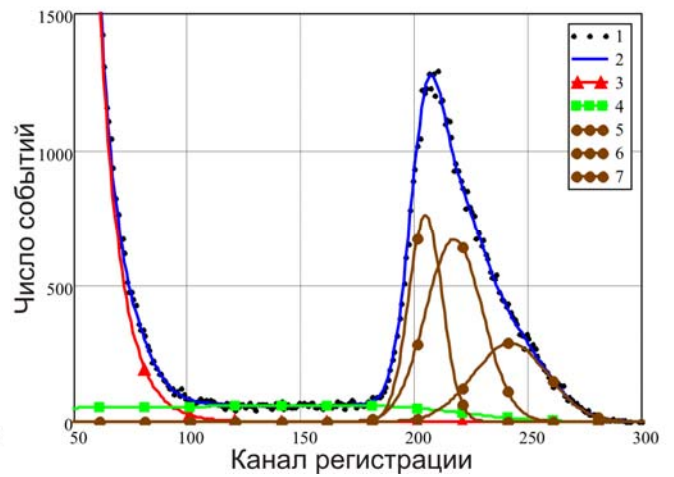
Левый детектор:  
 $\chi^2=1.05$ ,  $N_p=53900$ ,  $\Delta N_p=300$



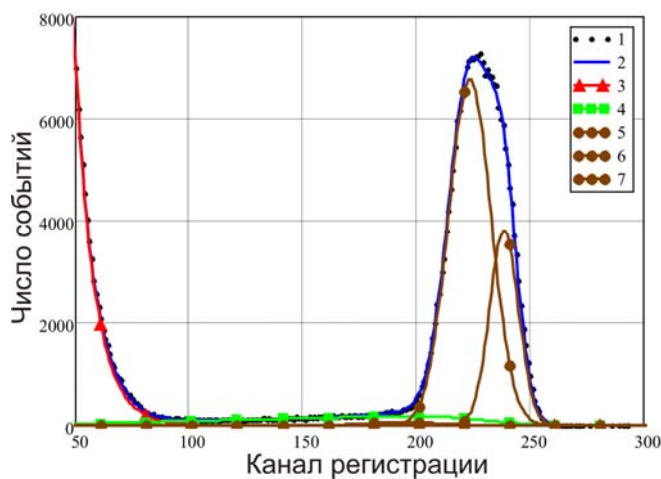
Правый детектор:  
 $\chi^2=1.08$ ,  $N_p=46160$ ,  $\Delta N_p=230$



Верхний детектор:  
 $\chi^2=1.77$ ,  $N_p=55810$ ,  $\Delta N_p=240$



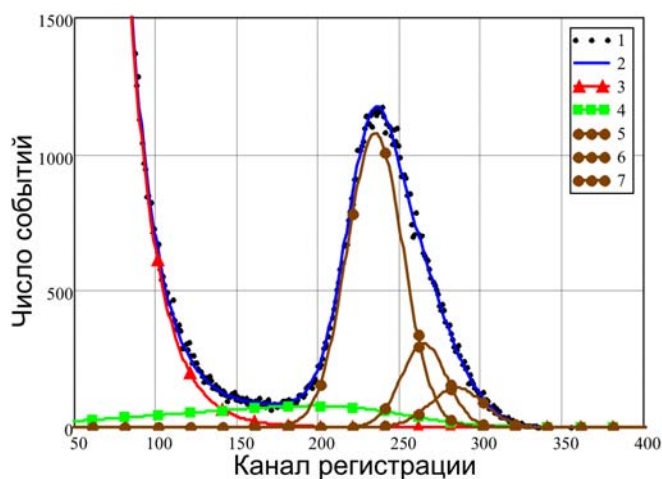
Нижний детектор:  
 $\chi^2=0.90$ ,  $N_p=46720$ ,  $\Delta N_p=250$



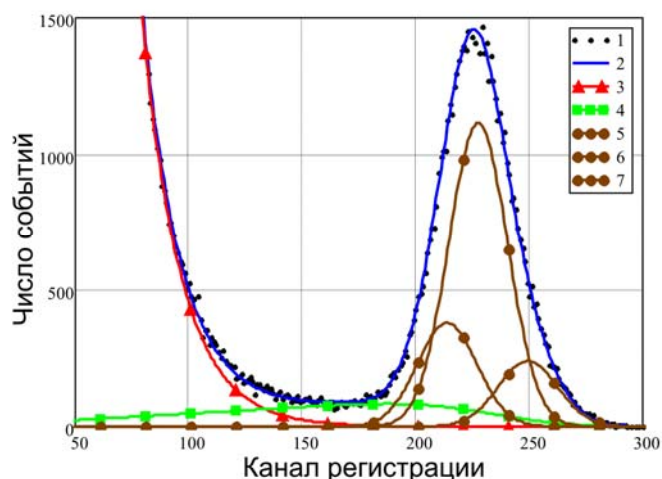
Центральный детектор:  
 $\chi^2=1.54$ ,  $N_p=223400$ ,  $\Delta N_p=700$

Линия 1 – экспериментальный спектр;  
 линия 2 – аппроксимирующая спектр  
 функция;  
 линия 3 – экспоненциальная функция;  
 линия 4 – модифицированная функции  
 ошибки;  
 линии 5, 6 и 7 – нормальные  
 распределения

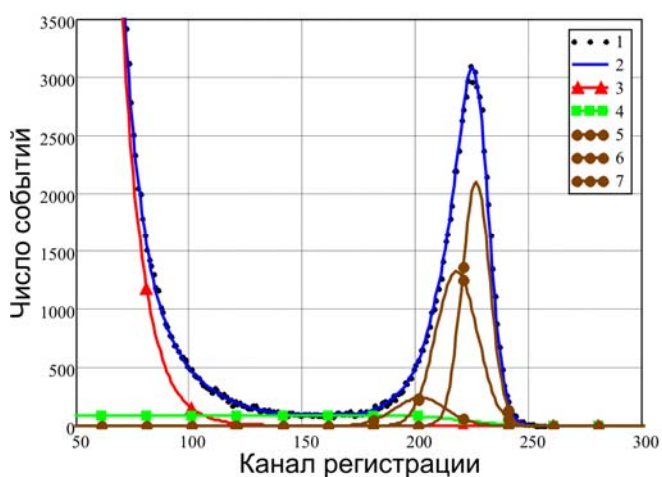
Рисунок А.1. – Спектры детекторов и соответствующие им аппроксимации для измерения с мишенью AU5 и начальной энергии пучка 6.2 МэВ



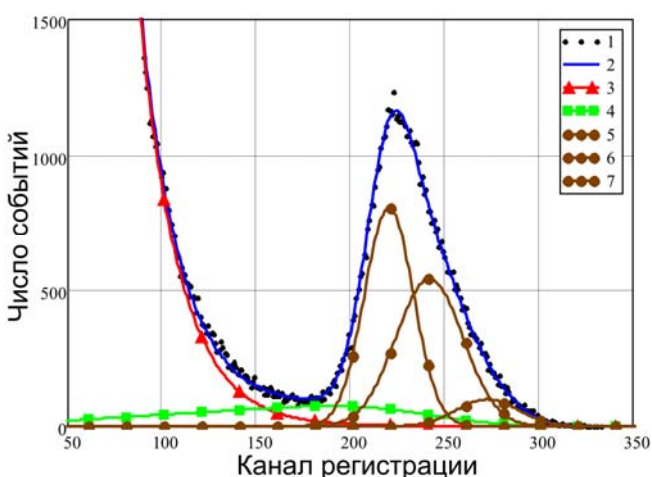
Левый детектор:  
 $\chi^2=1.17$ ,  $N_p=62800$ ,  $\Delta N_p=400$



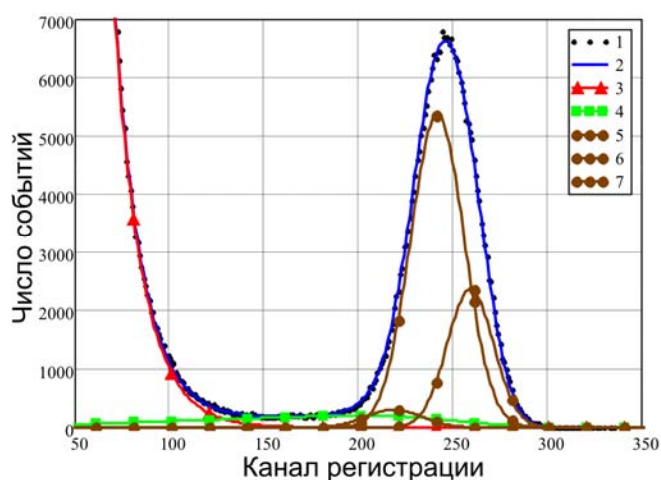
Правый детектор:  
 $\chi^2=1.39$ ,  $N_p=56500$ ,  $\Delta N_p=300$



Верхний детектор:  
 $\chi^2=1.09$ ,  $N_p=69300$ ,  $\Delta N_p=400$



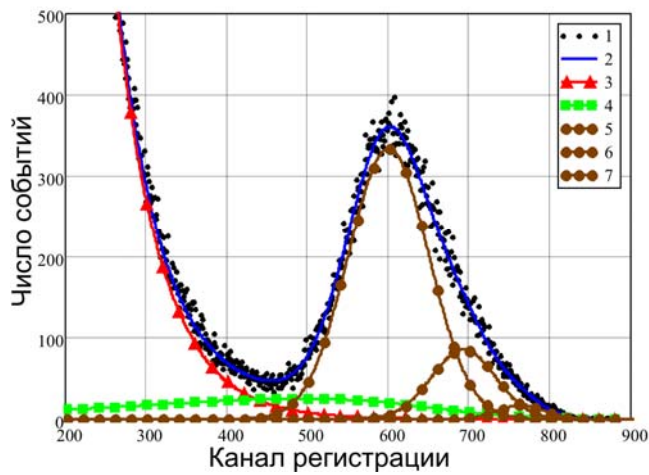
Нижний детектор:  
 $\chi^2=1.42$ ,  $N_p=54200$ ,  $\Delta N_p=400$



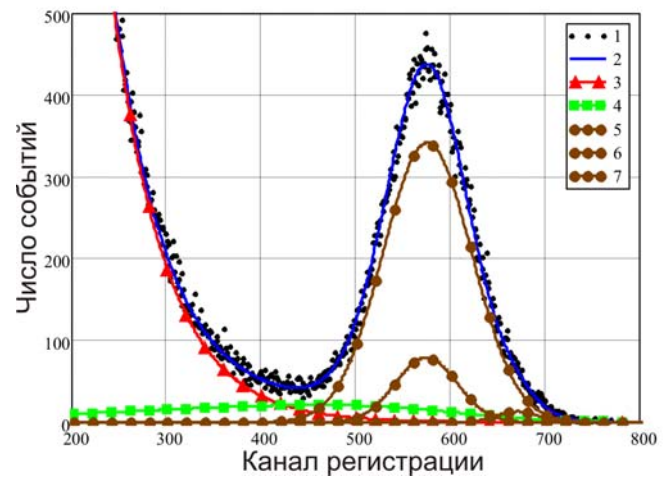
Центральный детектор:  
 $\chi^2=1.55$ ,  $N_p=274600$ ,  $\Delta N_p=800$

Линия 1 – экспериментальный спектр;  
 линия 2 – аппроксимирующая спектр  
 функция;  
 линия 3 – экспоненциальная функция;  
 линия 4 – модифицированная функции  
 ошибки;  
 линии 5, 6 и 7 – нормальные  
 распределения

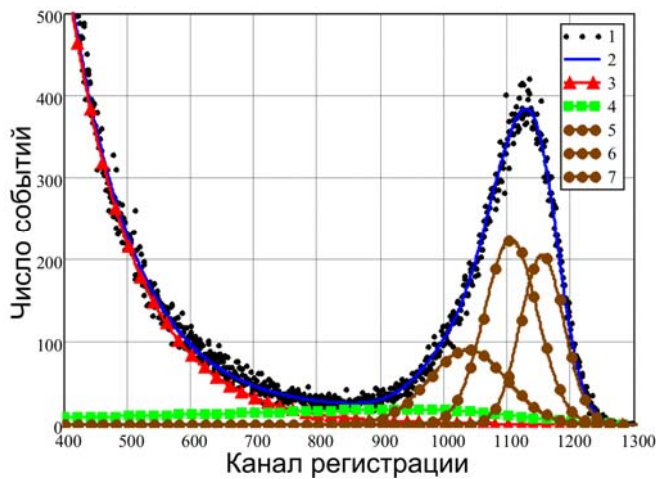
Рисунок А.2. – Спектры детекторов и соответствующие им аппроксимации для измерения с мишенью С94 и начальной энергии пучка 13 МэВ



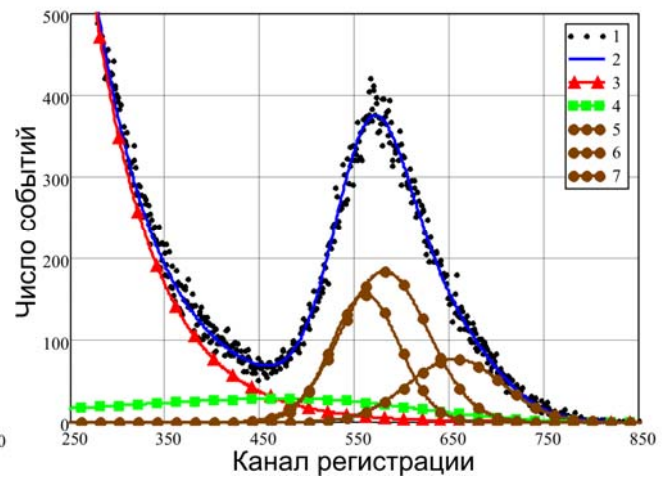
Левый детектор:  
 $\chi^2=1.11$ ,  $N_p=51600$ ,  $\Delta N_p=1200$



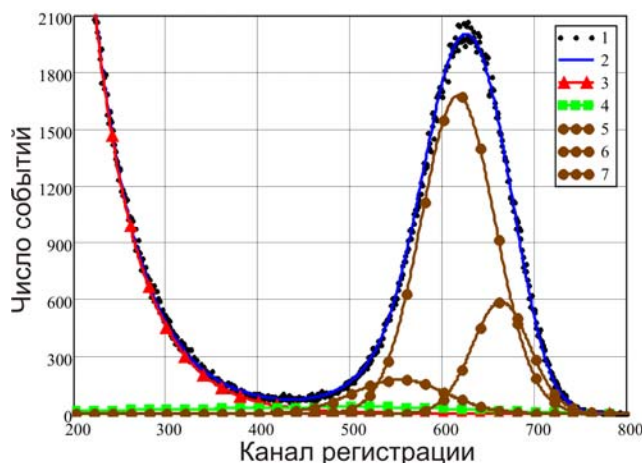
Правый детектор:  
 $\chi^2=0.96$ ,  $N_p=47300$ ,  $\Delta N_p=700$



Верхний детектор:  
 $\chi^2=1.15$ ,  $N_p=55000$ ,  $\Delta N_p=1000$



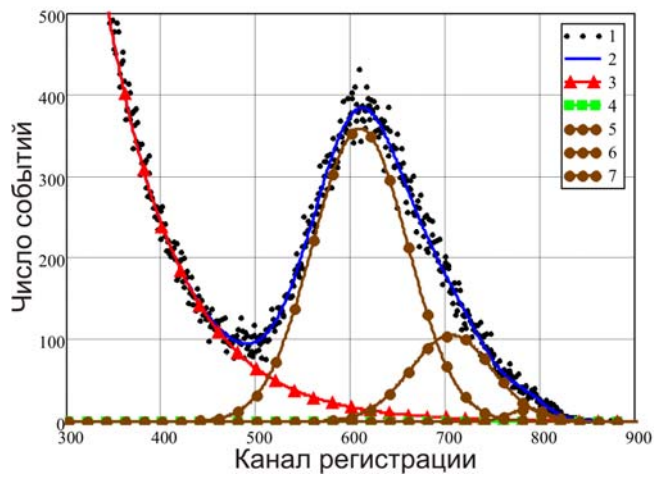
Нижний детектор:  
 $\chi^2=1.06$ ,  $N_p=44800$ ,  $\Delta N_p=1300$



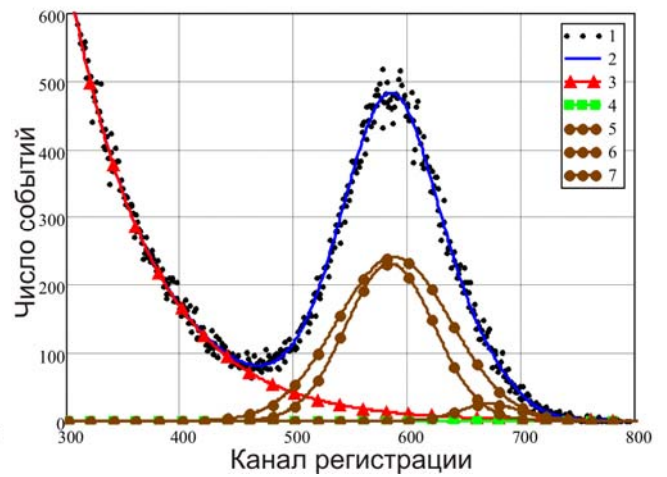
Центральный детектор:  
 $\chi^2=1.10$ ,  $N_p=237100$ ,  $\Delta N_p=1300$

Линия 1 – экспериментальный спектр;  
 линия 2 – аппроксимирующая спектр  
 функция;  
 линия 3 – экспоненциальная функция;  
 линия 4 – модифицированная функции  
 ошибки;  
 линии 5, 6 и 7 – нормальные  
 распределения

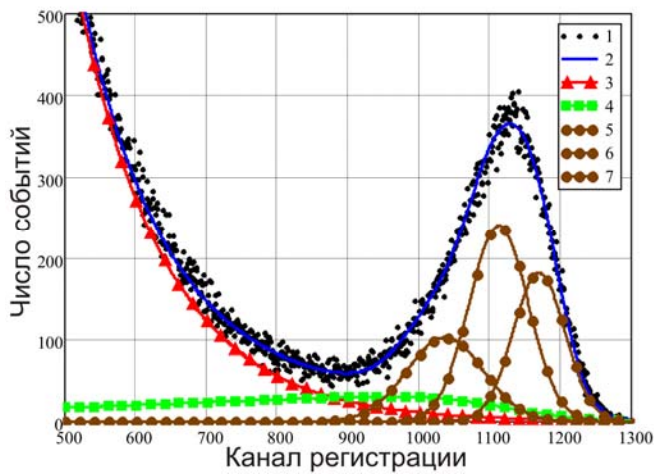
Рисунок А.3. – Спектры детекторов и соответствующие им аппроксимации для измерения с мишенью  $C130$  и начальной энергии пучка 14.8 МэВ



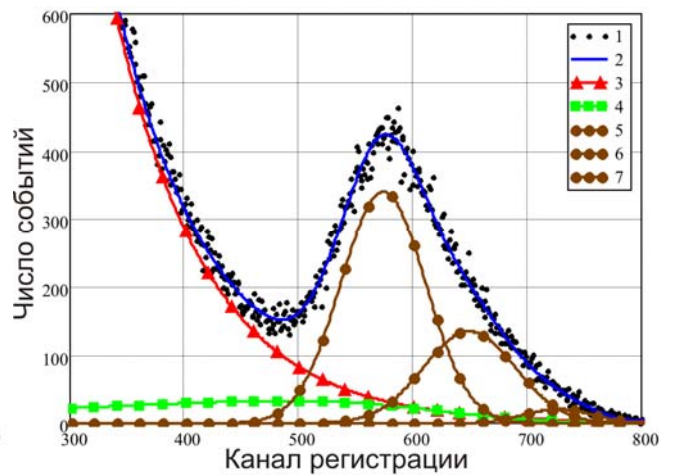
Левый детектор:  
 $\chi^2=1.04$ ,  $N_p=57100$ ,  $\Delta N_p=1000$



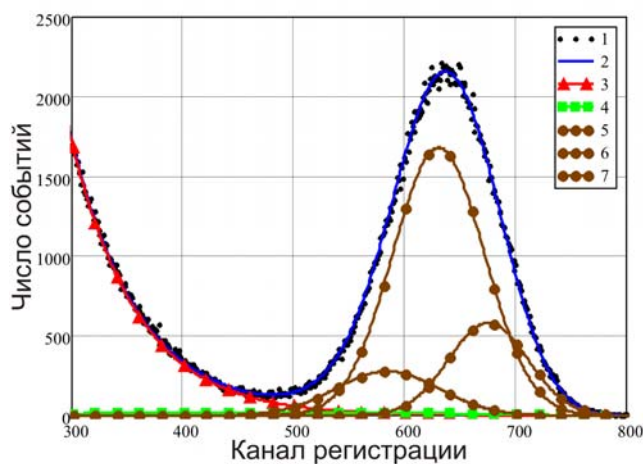
Правый детектор:  
 $\chi^2=1.00$ ,  $N_p=54200$ ,  $\Delta N_p=700$



Верхний детектор:  
 $\chi^2=1.19$ ,  $N_p=55800$ ,  $\Delta N_p=1700$



Нижний детектор:  
 $\chi^2=1.07$ ,  $N_p=46700$ ,  $\Delta N_p=1100$



Центральный детектор:  
 $\chi^2=1.16$ ,  $N_p=258300$ ,  $\Delta N_p=1000$

Линия 1 – экспериментальный спектр;  
 линия 2 – аппроксимирующая спектр  
 функция;  
 линия 3 – экспоненциальная функция;  
 линия 4 – модифицированная функции  
 ошибки;  
 линии 5, 6 и 7 – нормальные  
 распределения

Рисунок А.4. – Спектры детекторов и соответствующие им аппроксимации для измерения с мишенью C165 и начальной энергии пучка 16.7 МэВ

**ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ.  
КОНТРОЛЬ СООТВЕТСТВИЯ ОБРАБОТАННЫХ СПЕКТРОВ  
УСЛОВИЯМ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПИНОВОГО ДИХРОИЗМА**

Для контроля качества аппроксимации экспериментальных спектров и извлечённой из них информации, были определены условия, соответствие которым минимизирует систематические погрешности при измерении спинового дихроизма дейтронов

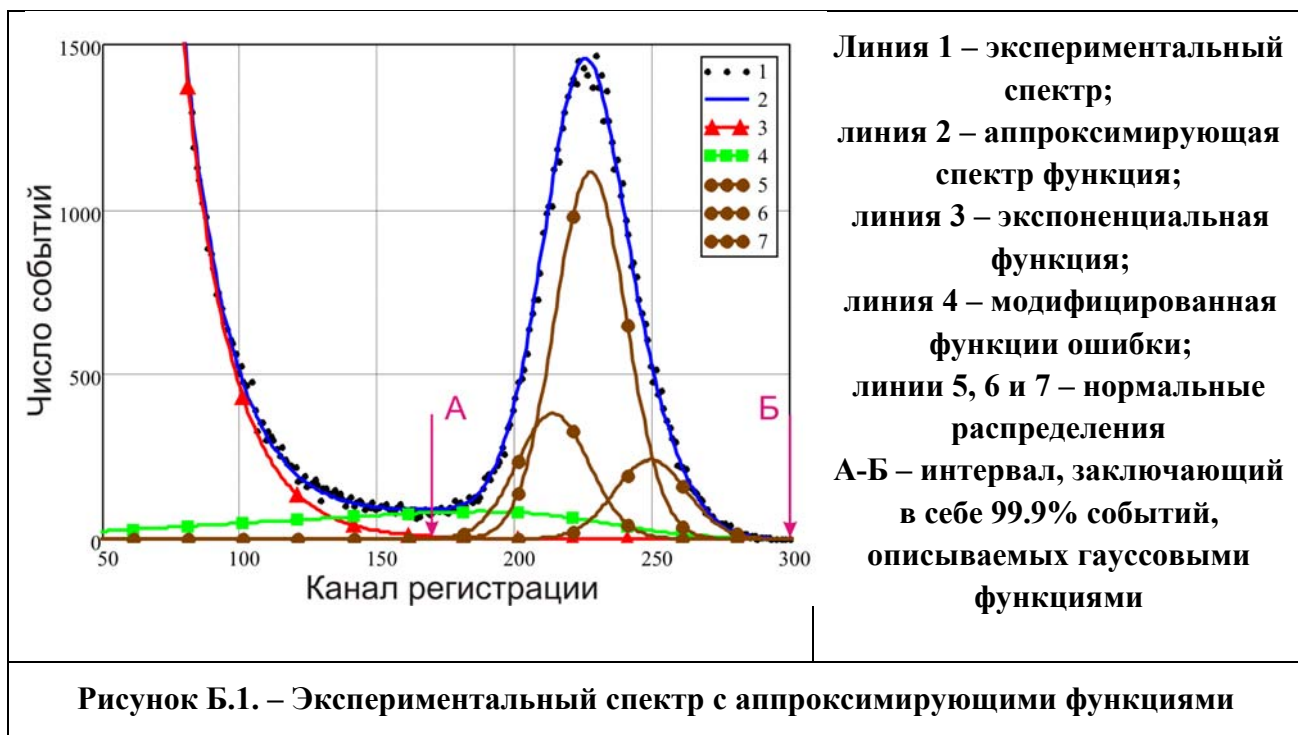
Для боковых детекторов контроль осуществлялся посредством измерения отношения показаний боковых детекторов: L/R, L/U, L/D, R/U, R/D и U/D. Данные отношения, в целом, должны сохраняться в измеряемом интервале энергий в случае использования опорных золотых и углеродных мишеней. Однако следует заметить, что из-за смещений и изменений фокусировки пучка относительно центра, влияние которых в наибольшей степени проявляется при использовании тонких мишеней, возможны изменения отношений, а также их существенный разброс в измерениях с одной мишенью при различных энергиях. Поэтому основное внимание уделялось отличию в зависимости приведенных отношений от энергий для опорных и углеродных мишеней, наличие которого может привести к систематической ошибке в конечной аппроксимации экспериментальных данных линейной функцией.

Вторым параметром, принимаемым во внимание для контроля обработки экспериментальных данных, является доля зарегистрированных событий, которая при анализе относилась к перерассеянным протонам и протонам от гало пучка. Распределение этих событий по энергии в спектре описывалось модифицированной функцией ошибки. Для определения этой доли событий рассчитывался интеграл модифицированной функции ошибки в интервале каналов спектра, в котором заключено 99.9% событий, описываемых гауссовыми функциями (рисунок Б.1).

Данный критерий не является абсолютным, так как по мере изменения энергии и толщины мишени происходит изменение в распределение перерассеянных протонов и протонов от гало пучка, однако для боковых детекторов, в паре с предыдущим критерием, он позволяет контролировать качество аппроксимации экспериментальных данных, т.е. качество разделения фона от пика протонов для каждого детектора.

Для центрального детектора контроль доли фоновых протонов является единственным способом отслеживать качество разделения фона от пика

протонов. При этом особое внимание обращалось на зависимость доли фоновых протонов от энергии при изменении энергии для каждой мишени, так как существенное изменение доли фоновых протонов, обусловленное некорректным разделением фона и пика протонов, может приводить к систематическим ошибкам при определении параметров линейной аппроксимации результатов измерения соотношения (3.14)

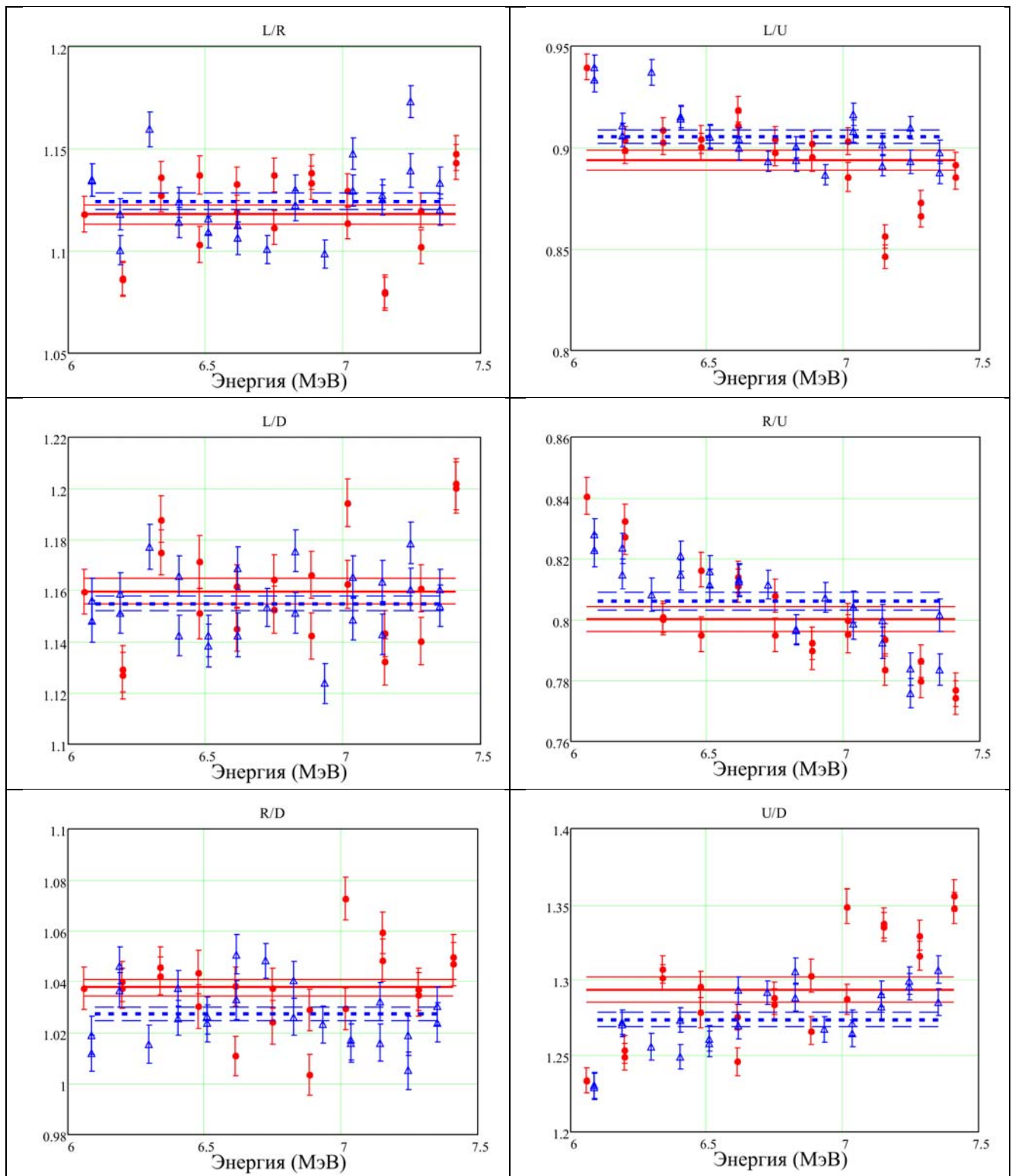


По приведенным выше критериям было проведено сравнение опорных золотых и углеродных мишеней. На рисунках Б.2 – Б.13 показаны результаты применения для мишеней, которые по результатам сравнения были отобраны для дальнейшего анализа.

На рисунках Б.14 – Б.15, для примера, показаны результаты применения критериев для мишени С132. Как видно из рисунка Б.15 для всех детекторов наблюдается существенная зависимость доли зарегистрированных событий, описываемых модифицированной функцией ошибки в области пика спектра, по отношению к числу событий в пике спектра, описываемом суммой функций нормального распределения, причем для боковых и центрального детектора эта зависимость носит противоположный характер, что приводит к существенной систематической ошибке в определении параметров линейной аппроксимации в выражении (2.14). По этой причине мишени С130 была исключена из дальнейшего анализа.

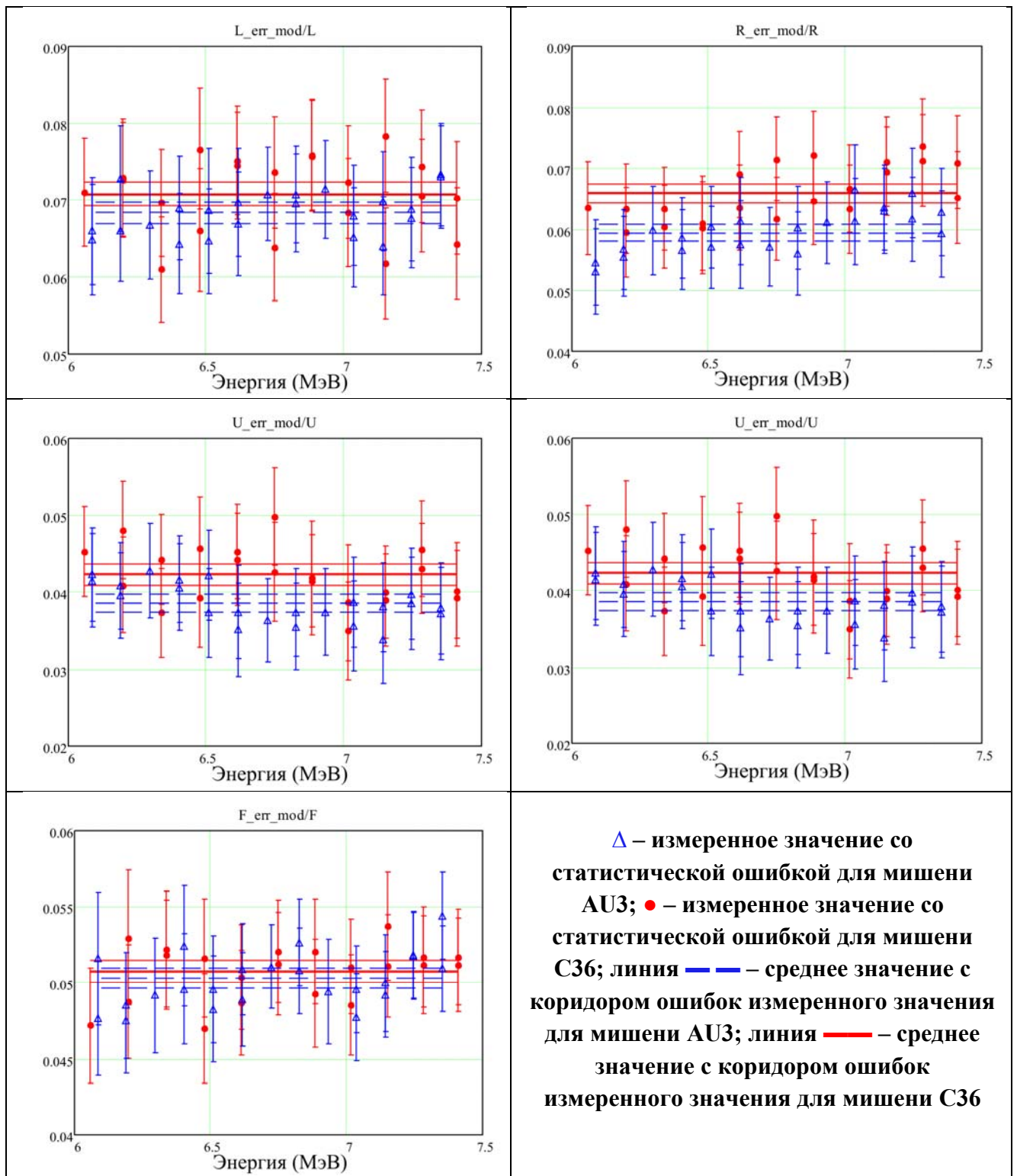
На рисунках Б.16 – Б.17 приведены сравнения применения критериев в измерениях без мишени и с золотой опорной мишенью. На рисунке Б.17 видно,

что разделение фона и пика протонов происходит практически одинаково, однако на рисунке Б.16 видно, что при измерении парных отношений показаний боковых детекторов наблюдается существенные смещения средних значений для измерений без мишени. Это подтверждает предположение о влиянии фокусировки и смещения пучка на показания боковых детекторов и подтверждает целесообразность использования тонких золотых мишеней в качестве опорных для уменьшения этого эффекта. С другой стороны даже при таком существенном различии в показаниях боковых детекторов (до 25%), были получены одинаковые (в пределах статистической погрешности) параметры аппроксимирующих линии для отношения  $(L+R+U+D)/F$  для этих двух случаев (рисунок 3.2), что подтверждает устойчивость разработанной методики измерения спинового дихроизма дейтронов к изменению параметров пучка.

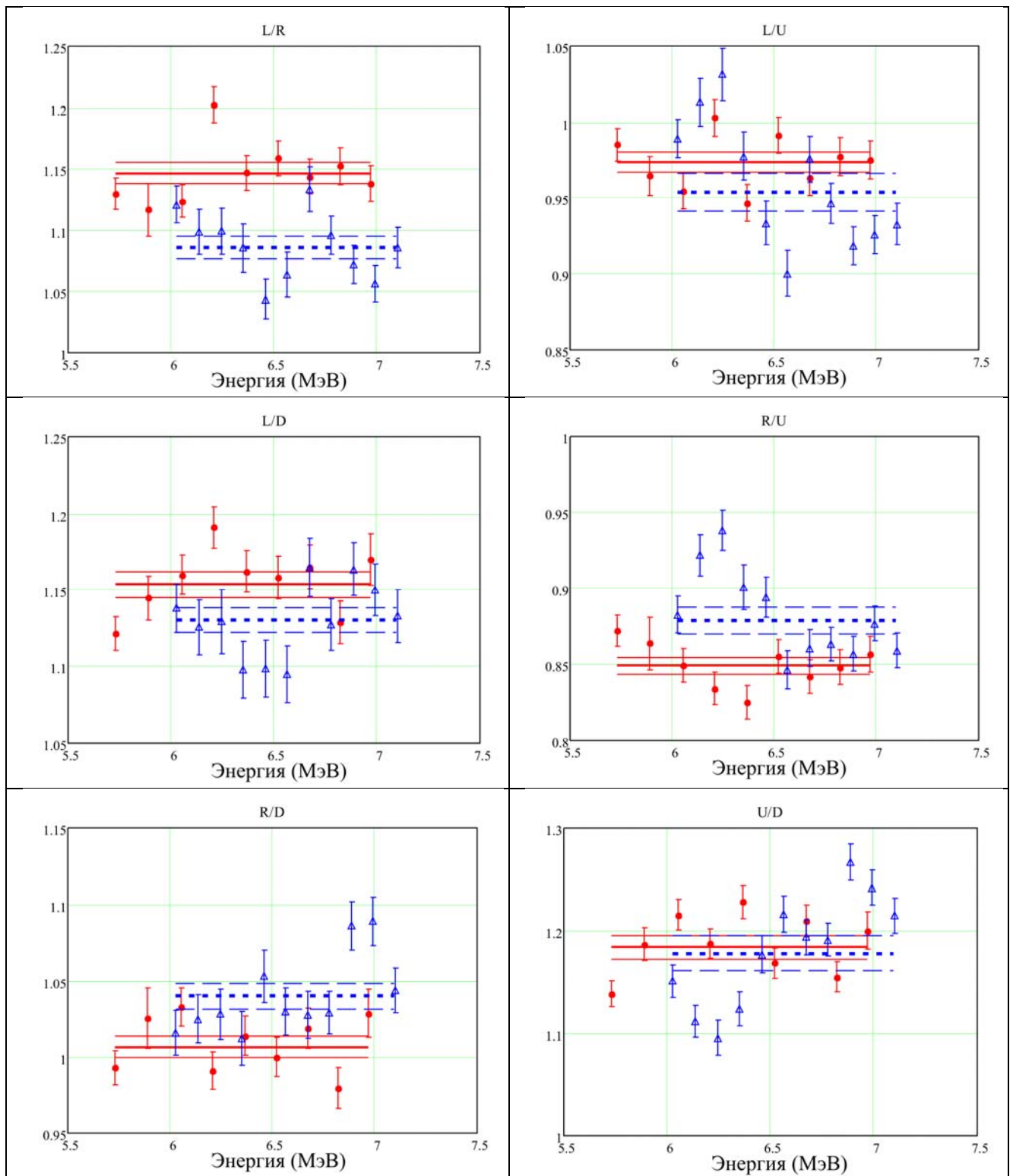


$\Delta$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени AU3;  $\bullet$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени C36; линия  $-\text{---}$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени AU3; линия  $-\text{—}$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени C36

Рисунок Б.2. – Отношения показаний боковых детекторов L, R, U и D для мишени AU3 и C36

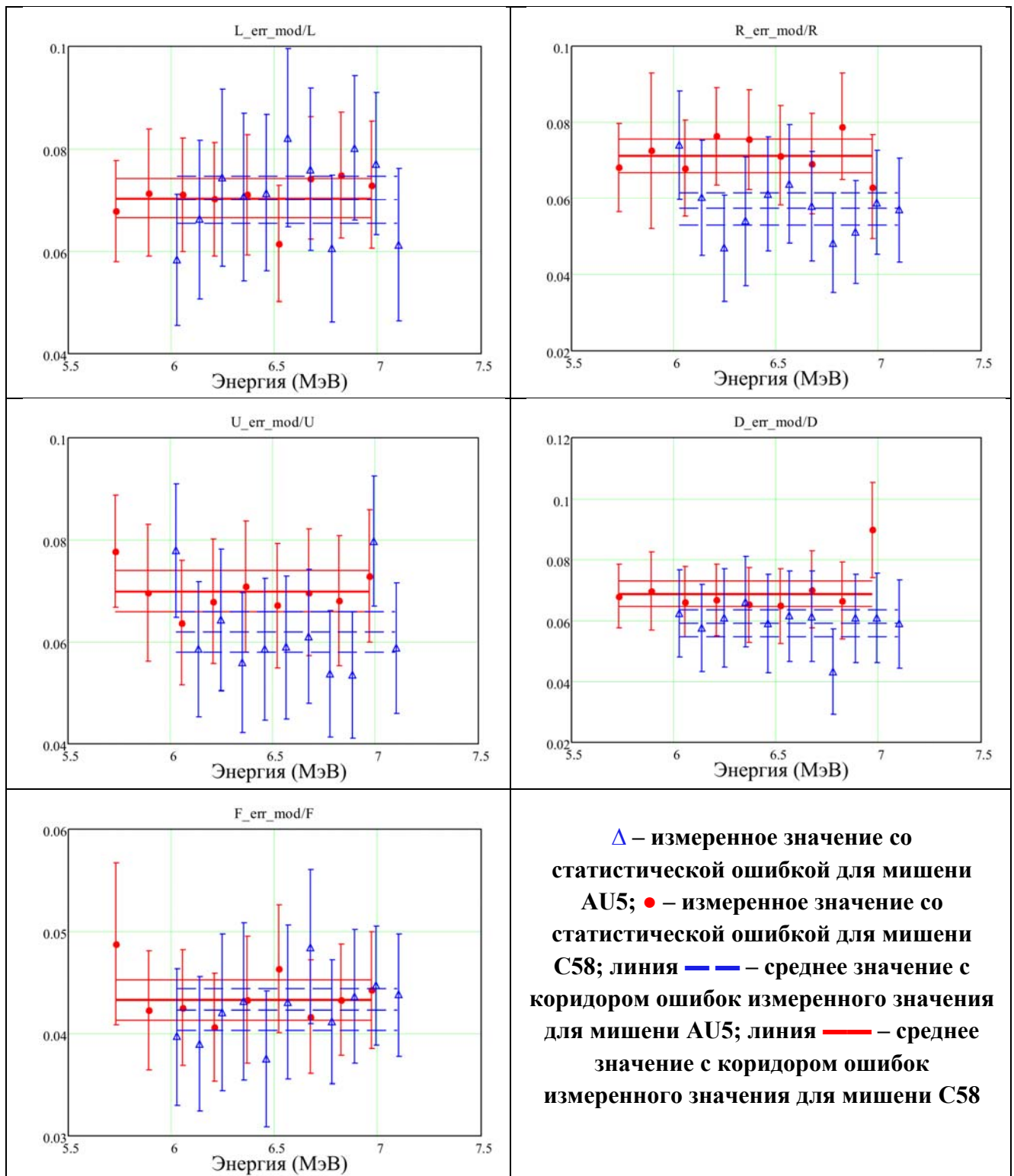


**Рисунок Б.3. – Доля зарегистрированных событий в спектре каждого детектора, описываемых модифицированной функцией ошибки в области пика спектра по отношению к числу событий в пике спектра, описываемом суммой функций нормального распределения для мишеней AU3 и C36**

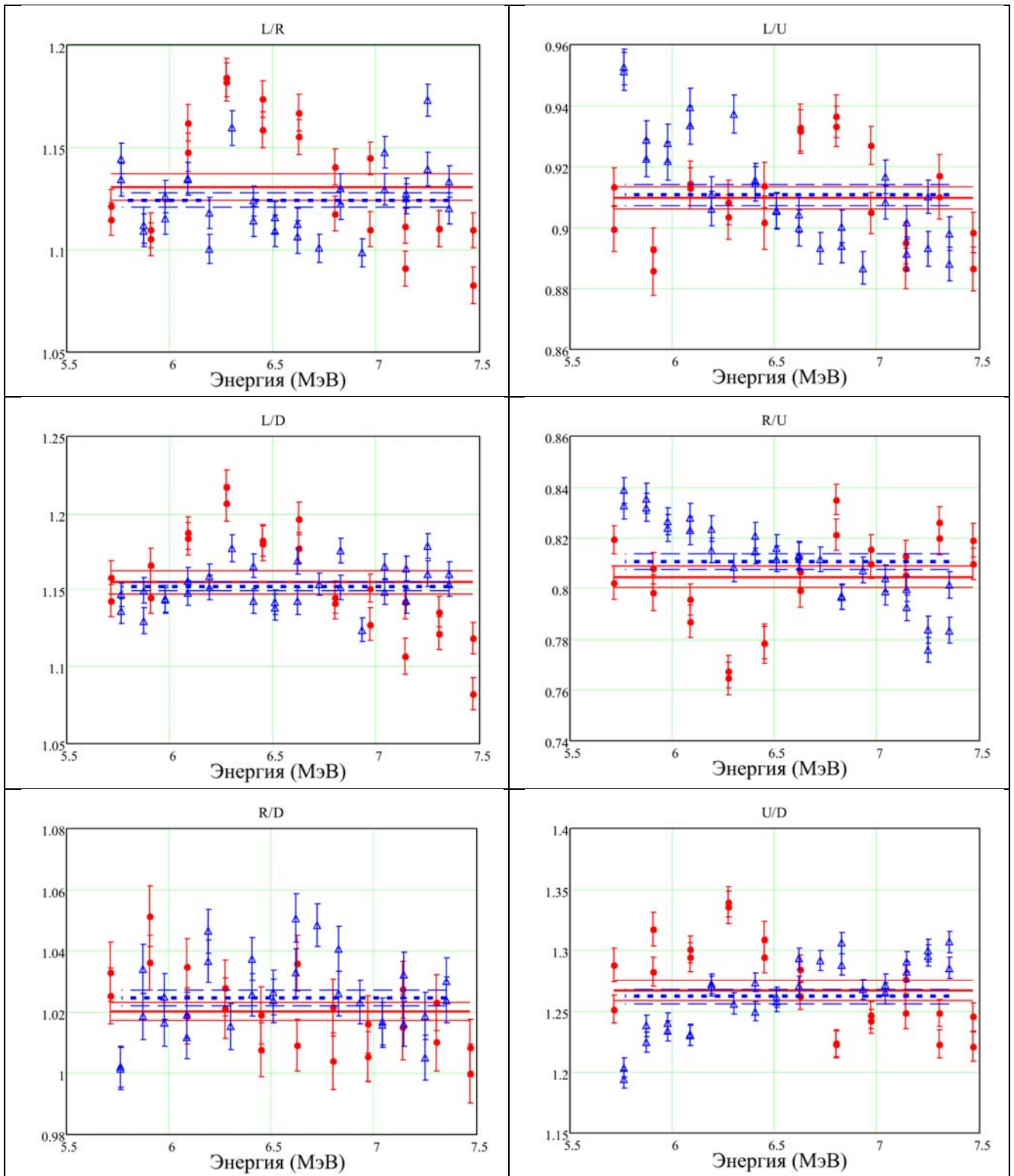


$\Delta$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени AU5;  $\bullet$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени C58; линия  $-\text{---}$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени AU5; линия  $-\text{---}$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени C58

Рисунок Б.4. – Отношения показаний боковых детекторов L, R, U и D для мишени AU5 и C58

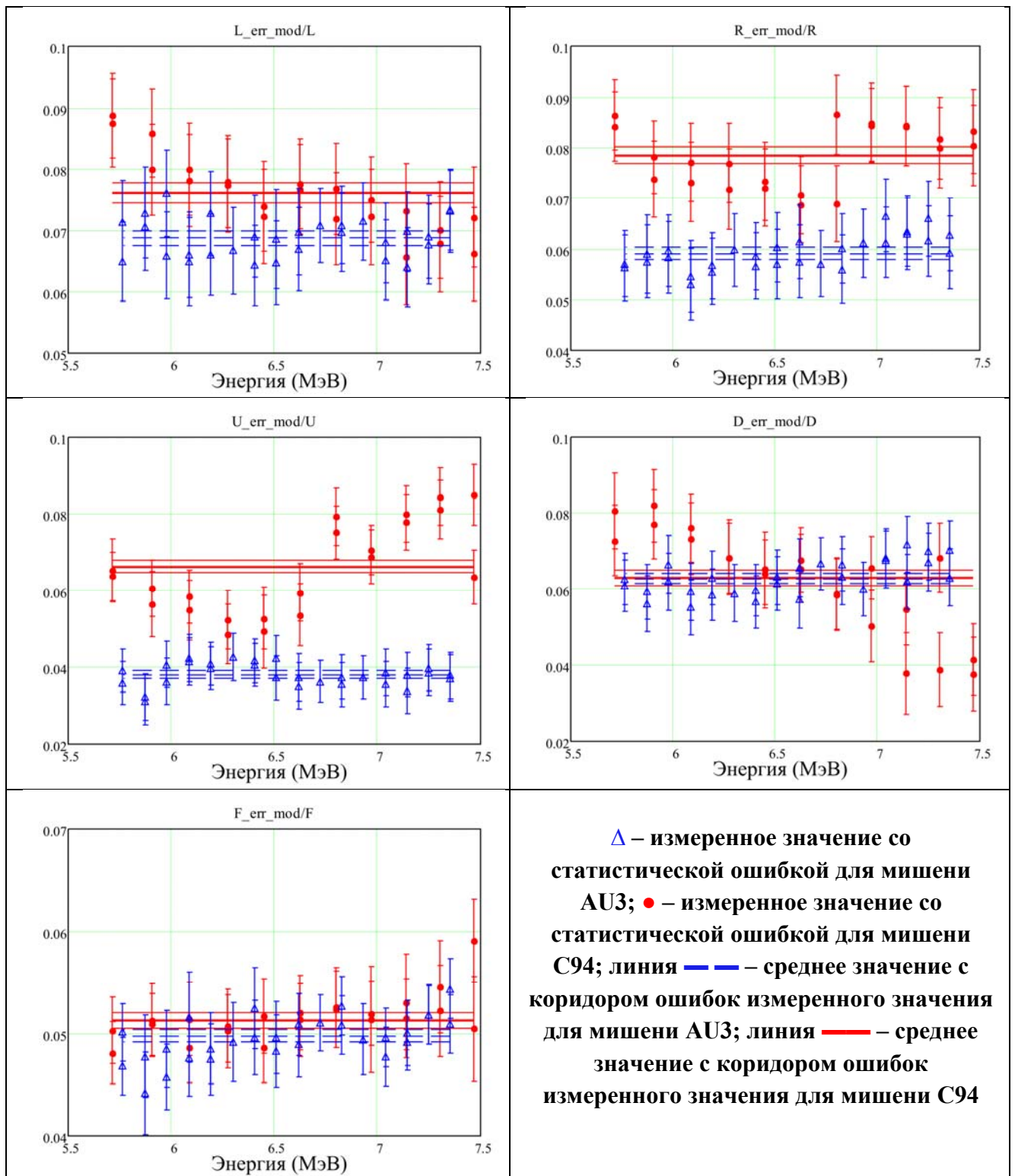


**Рисунок Б.5. – Доля зарегистрированных событий в спектре каждого детектора, описываемых модифицированной функцией ошибки в области пика спектра по отношению к числу событий в пике спектра, описываемом суммой функций нормального распределения для мишеней AU5 и C58**

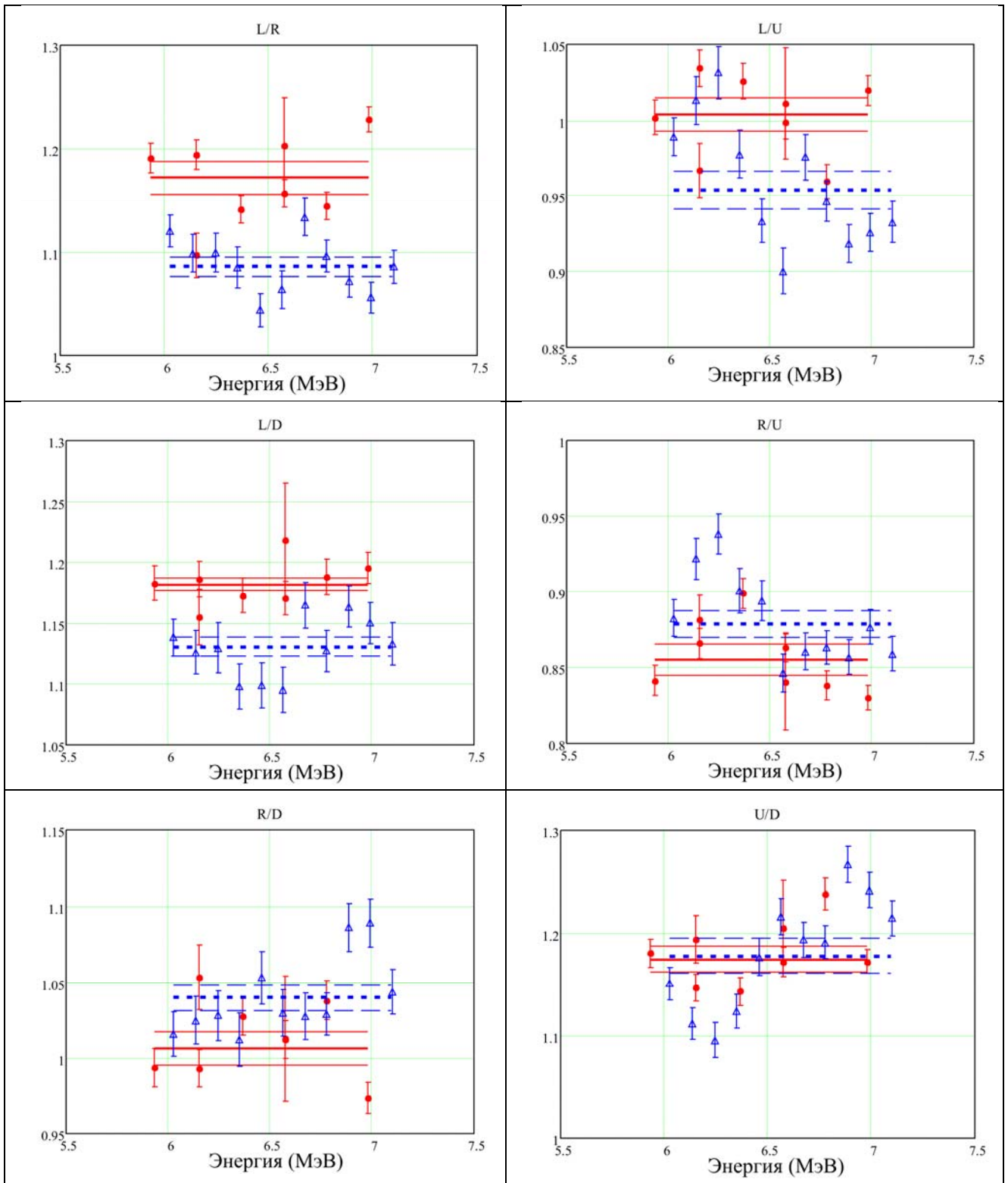


$\Delta$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени AU3;  $\bullet$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени C94; линия  $---$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени AU3; линия  $---$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени C94

Рисунок Б.6. – Отношения показаний боковых детекторов L, R, U и D для мишени AU3 и C94

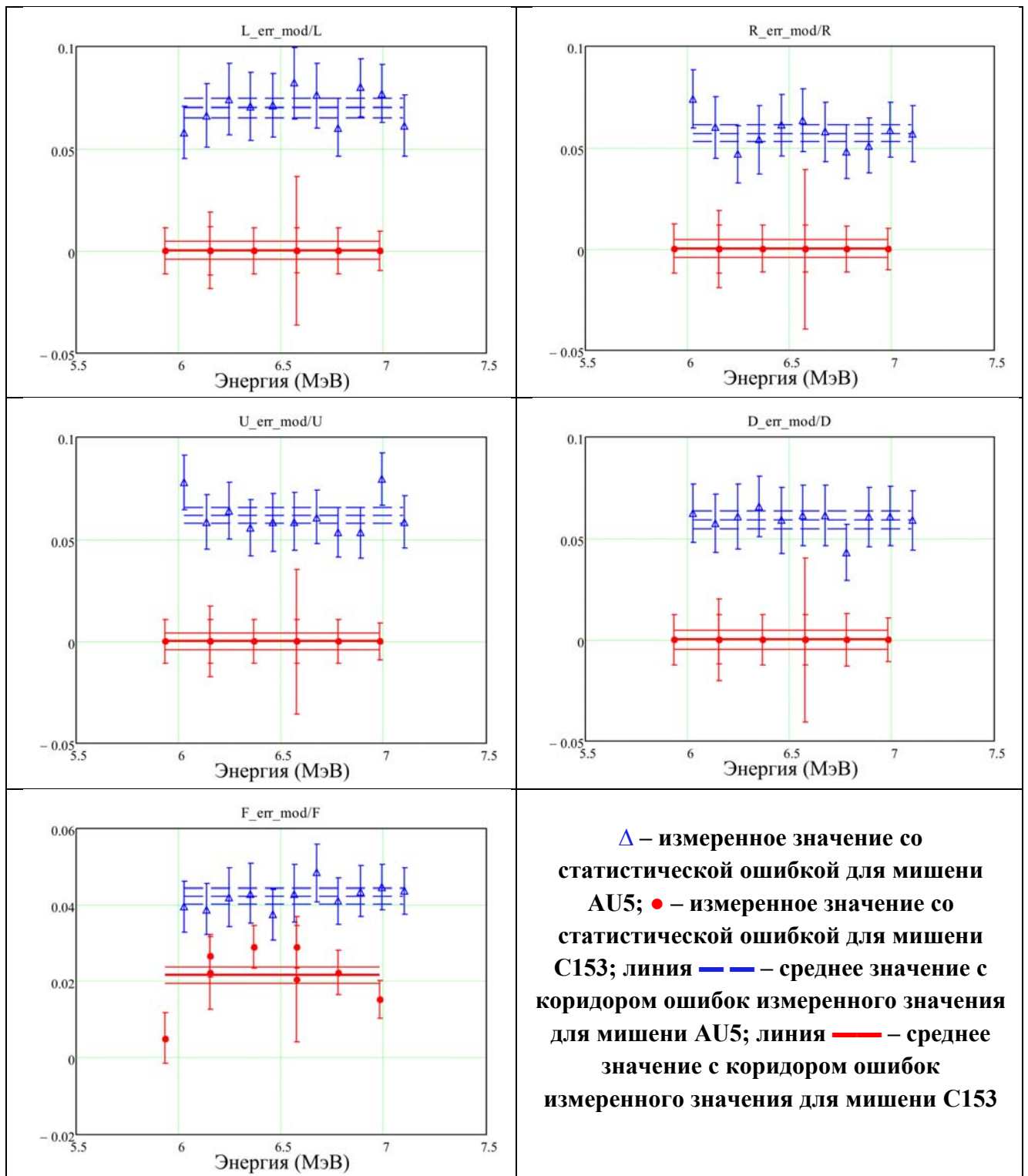


**Рисунок Б.7. – Доля зарегистрированных событий в спектре каждого детектора, описываемых модифицированной функцией ошибки в области пика спектра по отношению к числу событий в пике спектра, описываемом суммой функций нормального распределения для мишеней AU3 и C94**

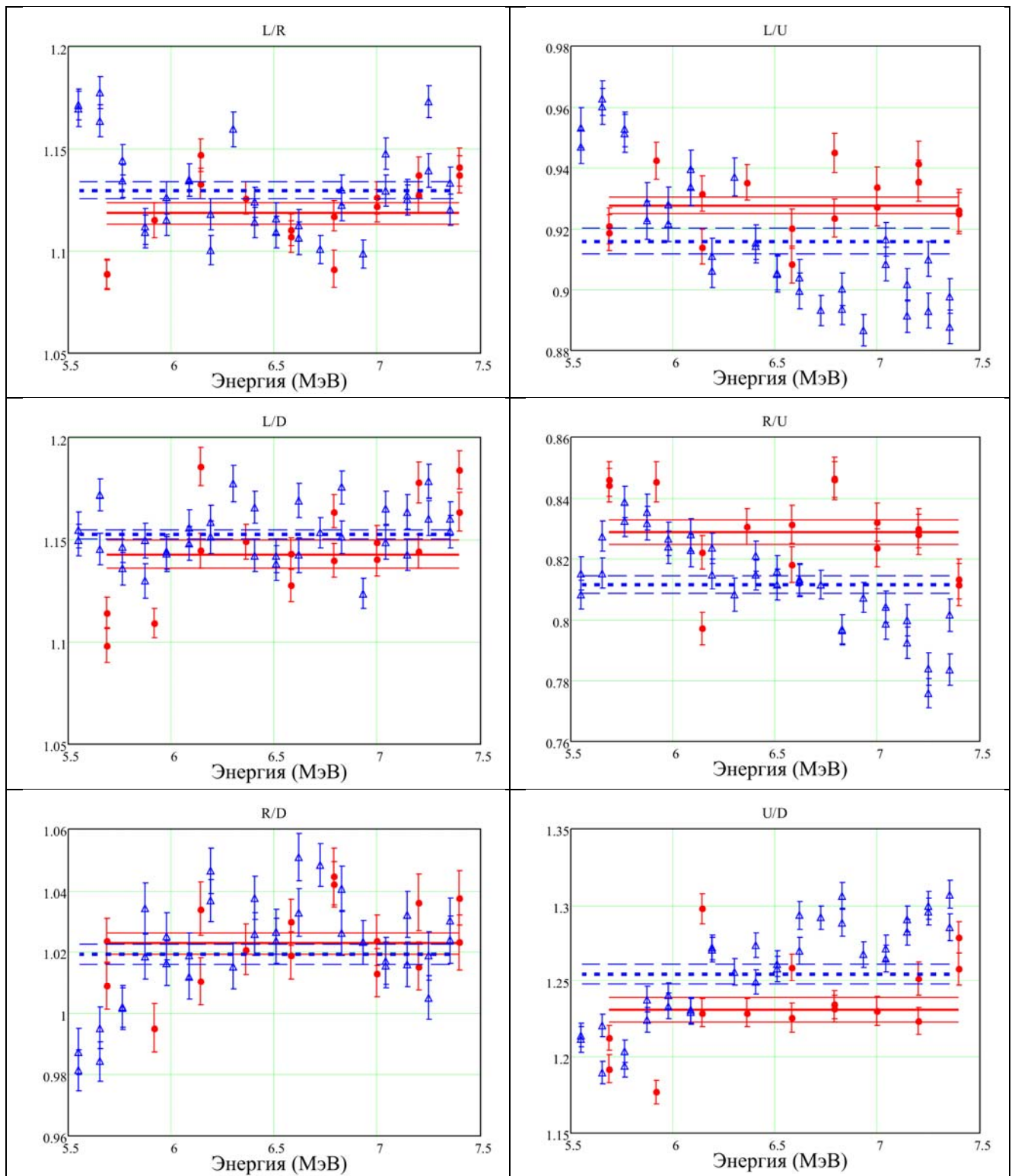


$\Delta$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени AU5;  $\bullet$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени C153; линия — — — среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени AU5; линия — — — среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени C153

Рисунок Б.8. – Отношения показаний боковых детекторов L, R, U и D для мишени AU5 и C153

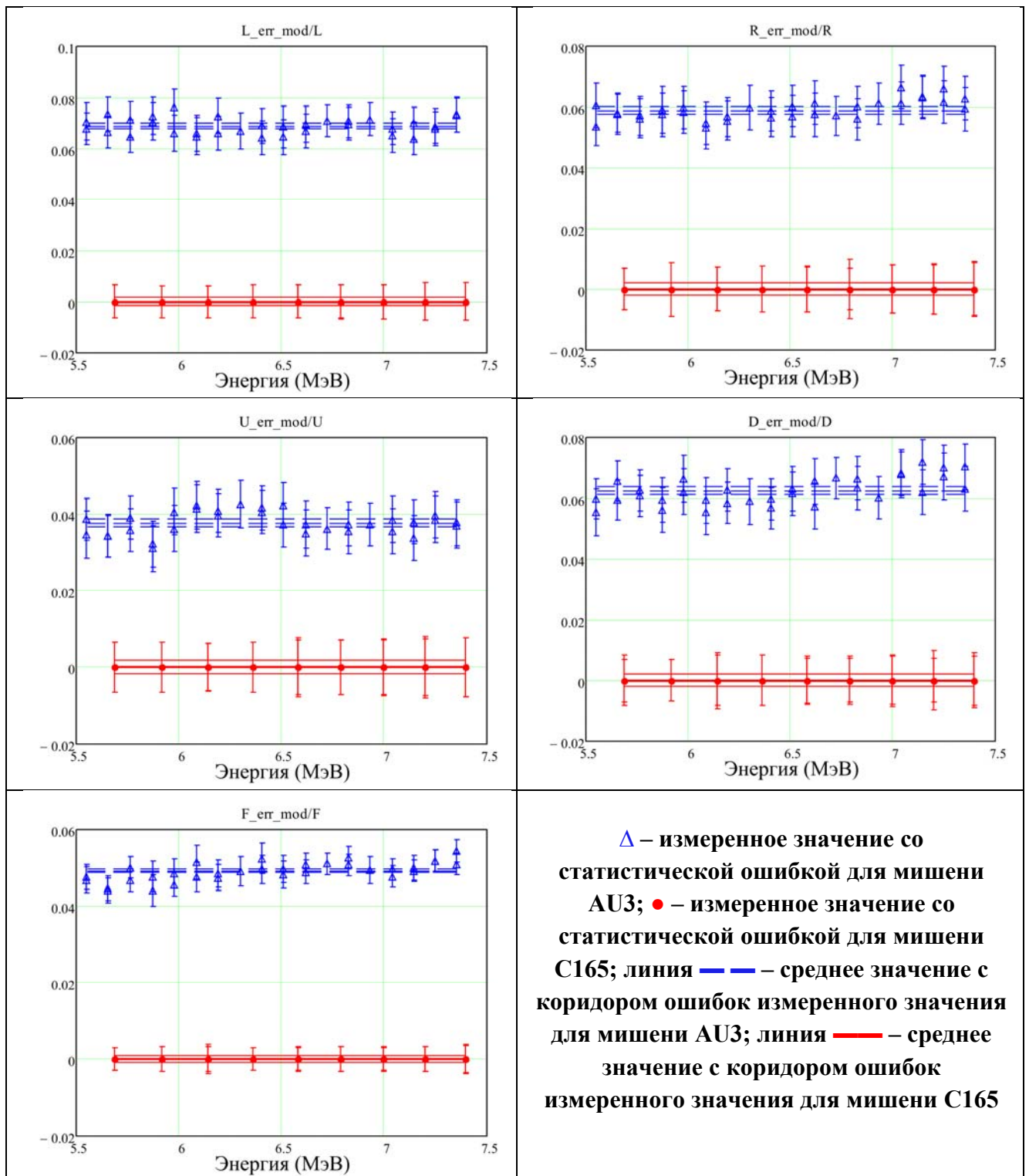


**Рисунок Б.9. – Доля зарегистрированных событий в спектре каждого детектора, описываемых модифицированной функцией ошибки в области пика спектра по отношению к числу событий в пике спектра, описываемом суммой функций нормального распределения для мишеней AU5 и C153**

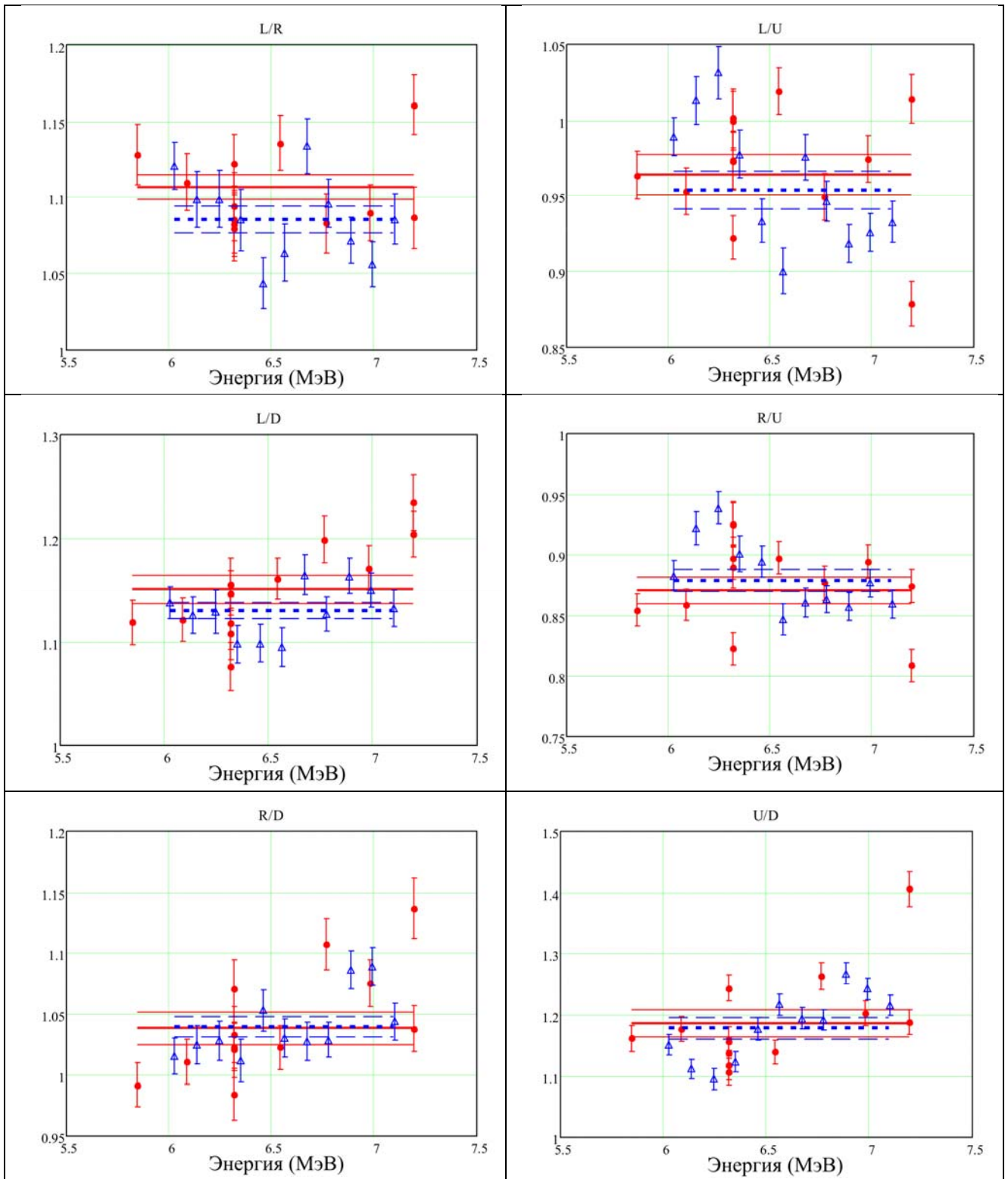


$\Delta$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени AU3;  $\bullet$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени C165; линия  $\text{---}$   $\text{---}$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени AU3; линия  $\text{---}$   $\text{---}$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени C165

Рисунок Б.10. – Отношения показаний боковых детекторов L, R, U и D для мишени AU3 и C165

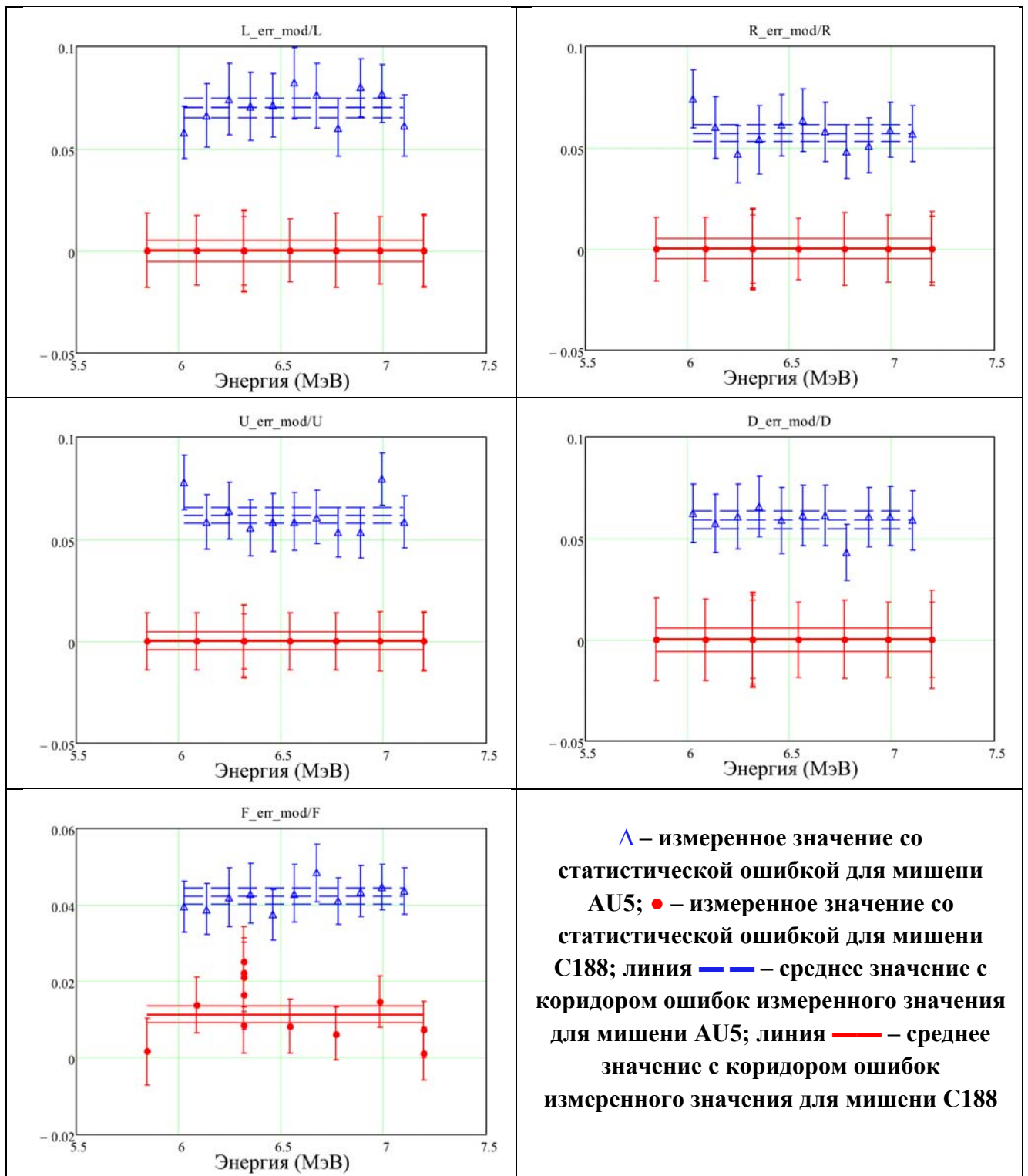


**Рисунок Б.11. – Доля зарегистрированных событий в спектре каждого детектора, описываемых модифицированной функцией ошибки в области пика спектра по отношению к числу событий в пике спектра, описываемом суммой функций нормального распределения для мишеней AU3 и C165**

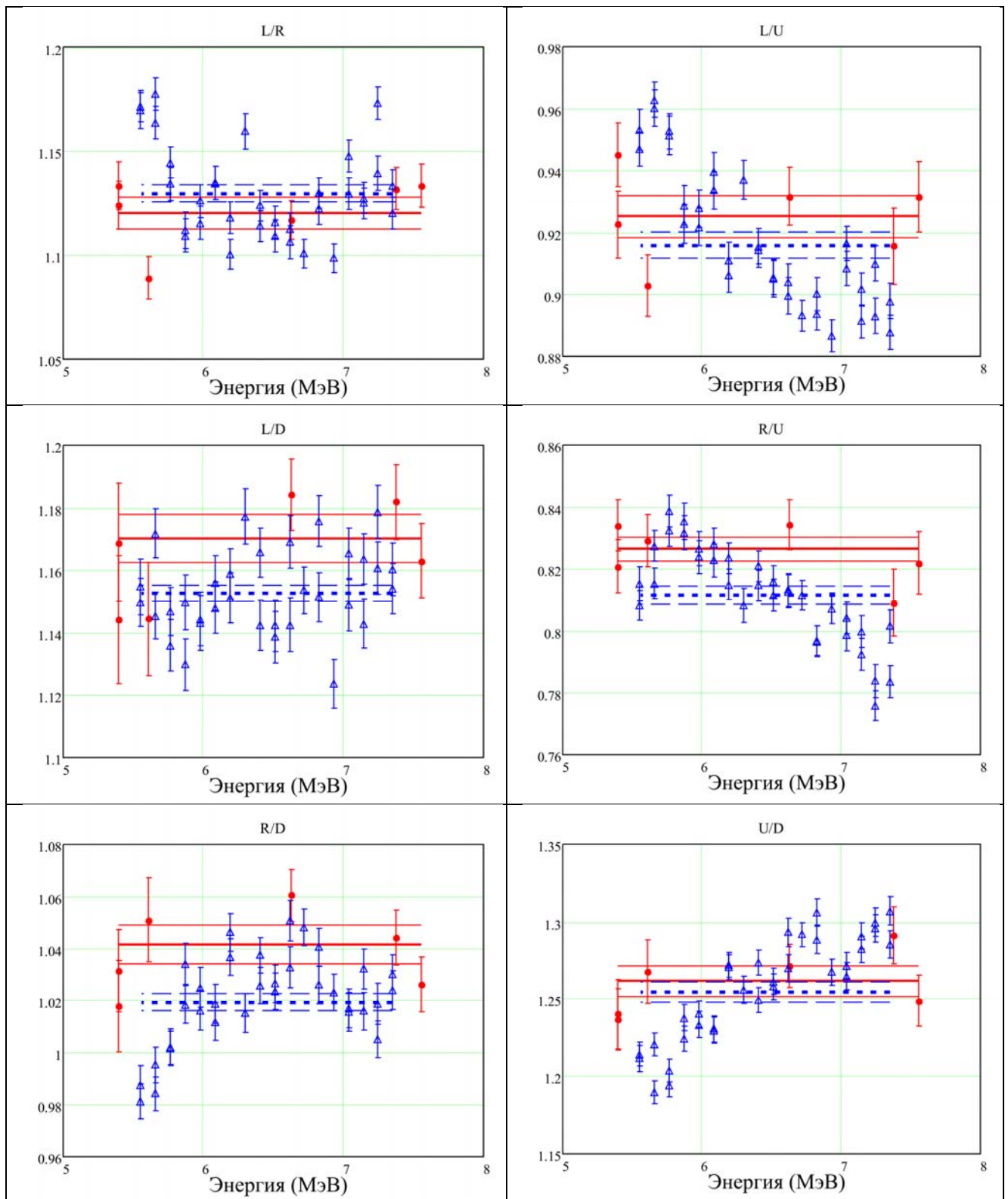


$\Delta$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени AU5;  $\bullet$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени C188; линия  $\text{---}$   $\text{---}$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени AU5; линия  $\text{---}$   $\text{---}$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени C188

Рисунок Б.12. – Отношения показаний боковых детекторов L, R, U и D для мишени AU5 и C188

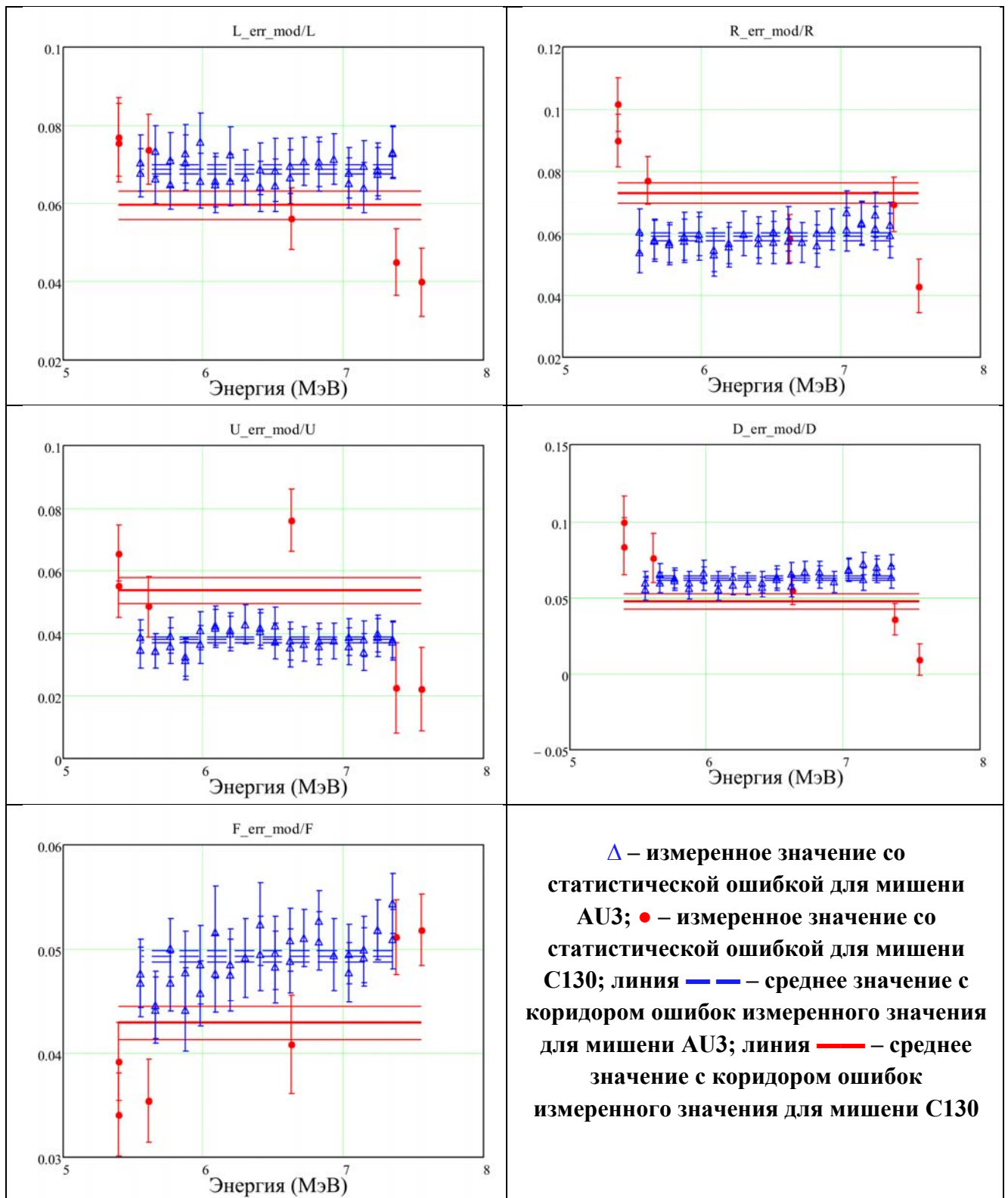


**Рисунок Б.13. – Доля зарегистрированных событий в спектре каждого детектора, описываемых модифицированной функцией ошибки в области пика спектра по отношению к числу событий в пике спектра, описываемом суммой функций нормального распределения для мишеней AU5 и C188**

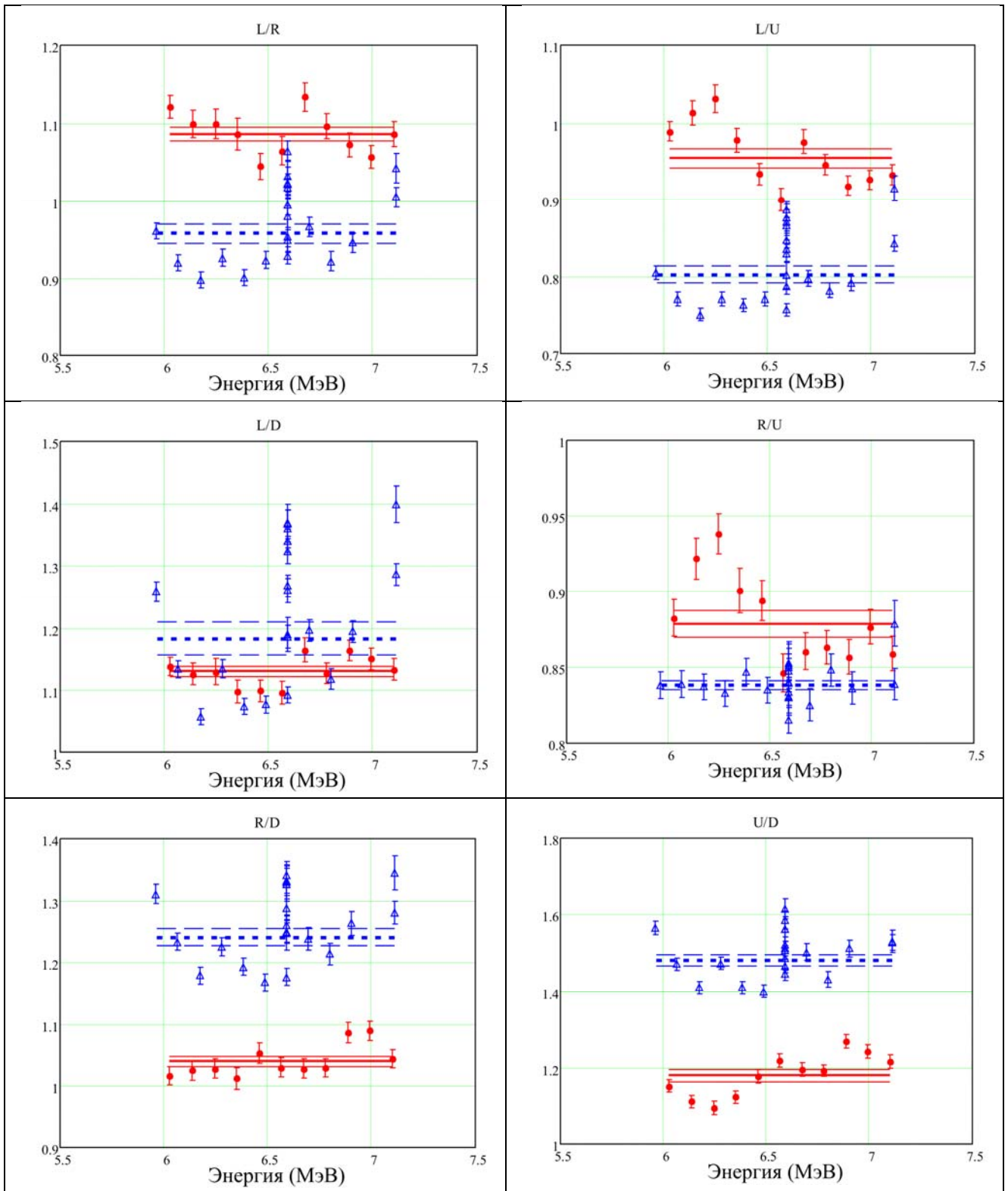


$\Delta$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени AU3;  $\bullet$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени C130; линия  $\text{---}$   $\text{---}$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени AU3; линия  $\text{---}$   $\text{---}$  – среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени C130

Рисунок Б.14. – Отношения показаний боковых детекторов L, R, U и D для мишени AU3 и C130

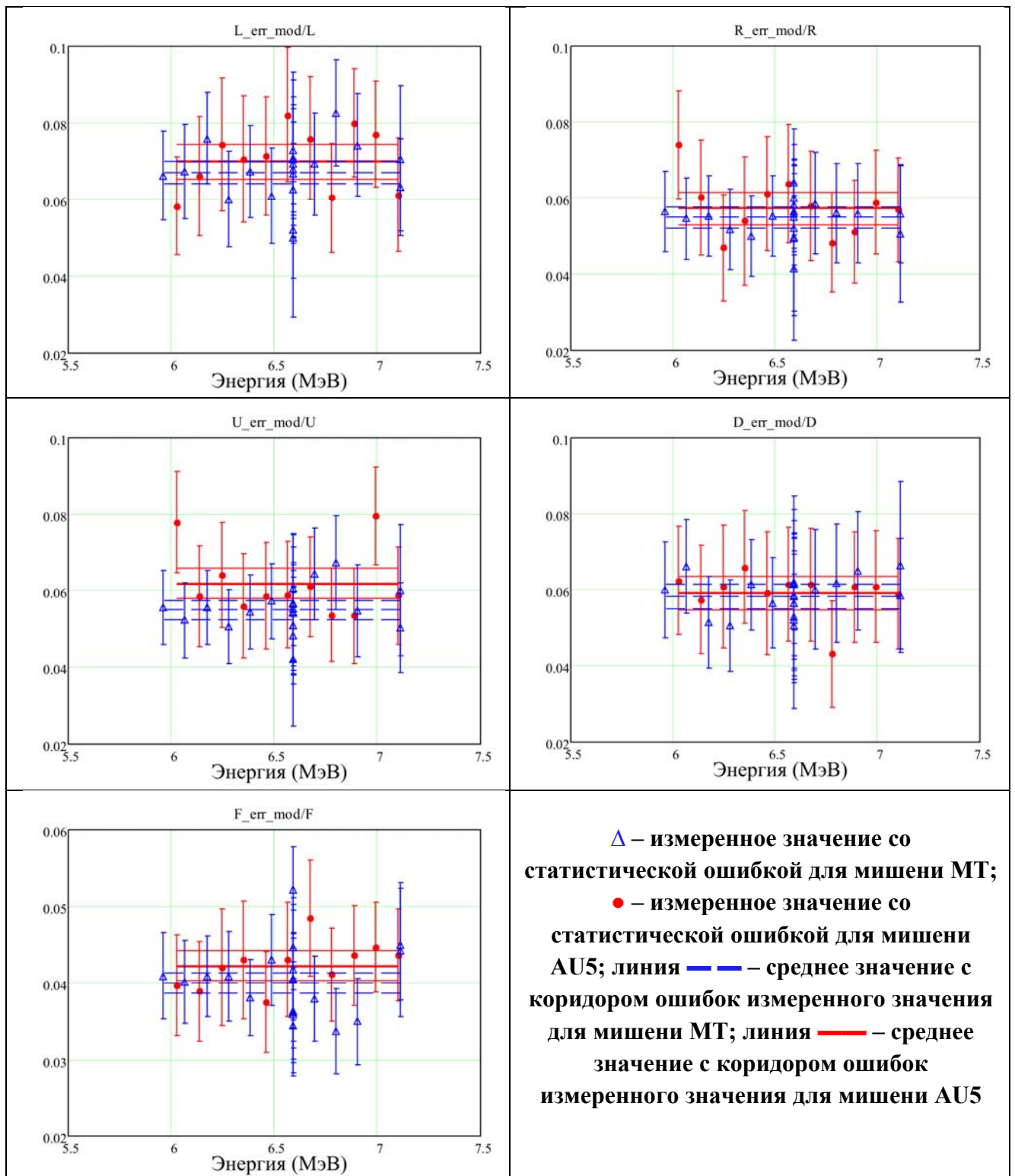


**Рисунок Б.15. – Доля зарегистрированных событий в спектре каждого детектора, описываемых модифицированной функцией ошибки в области пика спектра по отношению к числу событий в пике спектра, описываемом суммой функций нормального распределения для мишеней AU3 и C130**



$\Delta$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени MT;  $\bullet$  – измеренное отношение со статистической ошибкой для мишени AU5; линия — — — среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени MT; линия — — — среднее значение с коридором ошибок измеренного отношения для мишени AU5

Рисунок Б.16. – Отношения показаний боковых детекторов L, R, U и D для мишени MT и AU5



**Рисунок Б.17. – Доля зарегистрированных событий в спектре каждого детектора, описываемых модифицированной функцией ошибки в области пика спектра по отношению к числу событий в пике спектра, описываемом суммой функций нормального распределения для мишеней MT и AU5**