

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук

На правах рукописи

Каспаров Александр Александрович

МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ МАЛОНУКЛОННЫХ РЕАКЦИЙ
ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ДАННЫХ О НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
ПАРАМЕТРАХ $n\bar{n}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

*Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук*

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук,
Конобеевский Евгений Сергеевич

Москва, 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
ГЛАВА 1. Низкоэнергетические параметры NN -взаимодействия и зарядовая независимость ядерных сил	14
1.1. Эксперименты по определению длин рассеяния	16
1.2. Результаты извлечения величины nn -длины рассеяния в реакции $\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma$	18
1.3. Результаты извлечения величины nn -длины рассеяния в реакции $n + d \rightarrow n + n + p$	19
1.4. Определение энергии синглетных состояний NN -системы	23
1.5. Выводы к главе 1	24
ГЛАВА 2. Программы кинематического моделирования ядерных реакций	25
2.1. Программа IMSKin для моделирования реакций $A + B \rightarrow C + D^* \rightarrow C + E + F$	25
2.2. Программа DBKin для моделирования реакций вида $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 + \dots + n$	34
2.3. Выводы к главе 2	39
ГЛАВА 3. Кинематическое моделирование ядерных реакций	41
3.1. Кинематическое моделирование реакции $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + n + n$	41
3.2. Кинематическое моделирование реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$	48
3.3. Выводы к главе 3	53
ГЛАВА 4. Комплекс сервисных программ для проведения экспериментов	54
4.1. Программа расчета ионизационных потерь заряженных частиц в веществе	54
4.2. Программа расчета ионизационных потерь заряженных частиц в ΔE - E телескопе	58
4.3. Программа моделирования спектра альфа-частиц для энергетической калибровки детекторов	60
4.4. Программа определения времени пролета заряженных и нейтральных частиц	63
4.5. Программа оптимизации спектров коррелирующих наблюдаемых в ядерных реакциях	64
4.6. Выводы к главе 4	69
ГЛАВА 5. Моделирование эксперимента $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$	71
5.1. Моделирование квазибинарной реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow (nn)^s + (pp)^s$	71
5.2. Моделирование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$	73
5.2.1. Моделирование прохождения двух протонов через ΔE - E телескоп	74
5.2.2. Моделирование относительной энергии двух нейтронов	75
5.2.3. Моделирование энергетического (временного) спектра нейтронов	77
5.3. Выводы к главе 5	81

ГЛАВА 6. Экспериментальное исследование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$	82
6.1. Экспериментальная установка	82
6.2. Система сбора информации	83
6.3. Калибровка временных спектров в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$	85
6.4. Экспериментальные $\Delta E-E$ диаграммы	89
6.5. Анализ времяпролетного спектра нейтронов в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ и результатов моделирования	90
6.6. Выводы к главе 6	95
Заключение	96
Используемые сокращения и обозначения	98
Благодарности	99
Список литературы	100

Введение

Одной из труднейших задач ядерной физики является изучение ядерных сил – самых интенсивных сил природы. В течение многих лет одной из важнейших задач ядерной физики было объяснение свойств ядер в терминах взаимодействия между парой нуклонов. NN -взаимодействие исследуется большим количеством физиков по всему миру уже в течении более 70 лет.

Первый шаг в создании модели сильного NN -взаимодействия – это изучение двухнуклонной системы. К настоящему времени проведено большое количество экспериментов по pp - и np -рассеянию. Данные этих экспериментов используются как входные данные для фитирующих моделей NN -взаимодействия. В настоящее время доступно множество так называемых высокоточных NN -потенциалов, которые позволяют описать данные по NN -рассеянию с исключительной точностью (χ^2/n порядка единицы) [1; 2]. Некоторые расхождения эксперимента и теории удается устранить за счет введения трехнуклонных ($3NF$) сил [3; 4].

Более неоднозначная ситуация возникает, когда мы говорим о нейтрон-нейтронном взаимодействии. Ввиду отсутствия чисто нейтронной мишени, данные об nn -взаимодействии в основном получают из анализа реакций с двумя нейтронами в конечном состоянии.

Несмотря на долгую историю исследования нуклон-нуклонного взаимодействия, остаются связанные с ним нерешенные проблемы. Одна из таких проблем связана с принципом зарядовой независимости ядерных сил [5]. По определению зарядовая независимость – это инвариантность относительно любого вращения в изоспиновом пространстве. Нарушение этого принципа называют зарядовой зависимостью или нарушением зарядовой независимости (НЗН). Зарядовая симметрия – это инвариантность относительно поворота на 180° относительно u -оси в изоспиновом

пространстве, если положительное z -направление связано с положительным зарядом. Нарушение этой симметрии известно как НЗС, которое означает, что в изоспиновом $T = 1$ состоянии, протон-протонное ($T_z = +1$) и нейтрон-нейтронное ($T_z = -1$) взаимодействия после вычитания электромагнитных эффектов являются слегка различными.

В современном понимании зарядовая зависимость ядерных сил связана с разностью масс u - и d -кварков и электромагнитным взаимодействием между кварками [6; 7]. Наиболее очевидный и важный случай проявления этого эффекта – это нейтрон-протонная разница масс. Одним из важных проявлений НЗС эффекта является также неравенство pp - и nn -длин рассеяния.

Длины рассеяния np - и pp -систем с высокой точностью извлекаются из экспериментов по рассеянию нейтрона на протоне и протона на протоне. Среднее значение np -длины рассеяния $a_{np} = -23.748 \pm 0.010$ фм [8] получено из экспериментов по рассеянию нейтрона на протоне и анализа различных ядерных реакций с образованием np -пары в конечном состоянии [9–12]. Эксперименты по рассеянию протона на протоне дают результат pp -длины рассеяния $a_{pp} = -7.8063 \pm 0.0026$ фм [13], а после исключения поправок на вклады электромагнитных эффектов приводят к значению чисто ядерной pp -длины рассеяния $a_{pp} = -17.3 \pm 0.4$ фм [6].

Эксперименты показали, что ядерное взаимодействие в парах протон-протон и нейтрон-нейтрон слабее, чем в паре нейтрон-протон, что является отражением эффекта НЗН ядерных сил. Однако НЗН ядерных сил не исключает возможности сохранения зарядовой симметрии. Для установления эффекта НЗС необходимы точные данные о параметрах нейтрон-нейтронного взаимодействия.

Для экспериментального исследования параметров nn -взаимодействия используются ядерные реакции, приводящие к образованию в конечном состоянии двух взаимодействующих нейтронов. Однако, извлеченные из экспериментов последних лет данные о величине нейтрон-нейтронной длины

рассеяния имеют существенный разброс значений: от $a_{nn} = -25$ фм до $a_{nn} = -14$ фм [14], что не дает возможности однозначно ответить на вопрос о степени НЗС ядерных сил и даже о ее знаке.

Для устранения существующей неопределенности необходимы новые эксперименты и точная извлеченная информация о параметрах NN -взаимодействия при различных энергиях. В ИЯИ РАН планируются (и частично уже проводятся) эксперименты по исследованию NN -взаимодействия в реакциях $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$, $n + {}^2\text{H} \rightarrow p + n + n$, $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + n + n$ и $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$. Для проведения этих экспериментов необходимо моделирование как планируемых, так и различных фоновых реакций. Эта необходимость стимулировала создание ряда программ кинематического моделирования ядерных реакций с тремя и более частицами в конечном состоянии. На основе данных моделирования были получены параметры экспериментальных установок и разработаны методики извлечения данных о низкоэнергетических параметрах NN -взаимодействия.

В диссертации представлены как результаты моделирования, так и первые результаты экспериментального исследования и анализа реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow (pp) + (nn) \rightarrow p + p + n + n$ с регистрацией как двух протонов, так и нейтрона от развала nn -синглетного 1S_0 состояния.

Актуальность

Актуальность исследований определяется важностью получения данных о низкоэнергетических параметрах NN -взаимодействия, связанных с фундаментальными основами ядерной физики, в частности, с природой нейтрон-нейтронных корреляций в малонуклонных системах и с проблемой нарушения зарядовой симметрии ядерных сил – отличия взаимодействия различных пар нуклонов, и понимания механизмов, приводящих к этим нарушениям.

Цель работы и решаемые задачи

1) Разработка новых подходов и методов для извлечения данных о низкоэнергетических параметрах NN -взаимодействия в реакциях с образованием и развалом NN -виртуальных состояний.

2) Создание ряда вычислительных программ, позволяющих проводить кинематическое моделирование ядерных реакций с тремя и более частицами в конечном состоянии.

3) Создание ряда вспомогательных программ, позволяющих проводить моделирование экспериментов, на основе проведенного кинематического моделирования.

4) Определение параметров экспериментальной установки для исследования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ по результатам моделирования данной реакции.

5) Получение новых экспериментальных данных для реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ при энергии дейтронов 15 МэВ. На основе сравнения экспериментальных временных спектров нейтронов и результатов моделирования извлечение величины нейтрон-нейтронной длины рассеяния.

Научная новизна

1) Разработан ряд новых методов и подходов, а также вычислительных программ, для кинематического моделирования ядерных реакций с произвольным количеством вторичных частиц. Результаты моделирования позволяют определить геометрию эксперимента – углы регистрации, с диапазоны энергий, определить параметры детекторов, позволяющие получить данные с необходимой точностью и возможностью отделения от фоновых процессов.

2) При моделировании реакций, проходящих через стадию образования и развала виртуального состояния NN -системы, впервые обнаружена зависимость формы энергетического спектра развального нуклона от энергии и ширины этого состояния.

3) Впервые, в результате сравнения полученных экспериментальных данных кинематически полного эксперимента $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ при энергии пучка дейтронов 15 МэВ с результатами моделирования, получено значение энергии виртуального синглетного 1S_0 состояния двухнейтронной системы $E_m = 76 \pm 6$ кэВ.

4) Полученное значение энергии, значительно ниже значений, пересчитанных из длин рассеяния в экспериментах по nd -развалу (100 – 130 кэВ), что, по-видимому, указывает на эффективное усиление nn -взаимодействия в промежуточном состоянии в исследуемой реакции.

Практическая значимость

1) Разработанный программный комплекс может быть использован для моделирования различных реакций с тремя и более частицами в конечном состоянии. Результаты расчетов будут использованы при создании экспериментальных установок в таких экспериментах.

2) Начатые измерения реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ на модернизированной установке позволяют получить новую информацию об энергиях синглетных виртуальных состояний NN -системы. Анализ полученных данных позволит судить о мере нарушения зарядовой симметрии ядерных сил.

3) Результаты исследования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ имеют фундаментальный характер и могут быть использованы для совершенствования и тестирования современных теоретических моделей ядерных сил.

Положения и результаты, выносимые на защиту

1) Разработка новых подходов и методов для извлечения данных о низкоэнергетических параметрах NN -взаимодействия в реакциях с образованием и развалом NN -виртуальных состояний, основанных на выборе

оптимальной геометрии для регистрации развалных частиц, введении ограничений на параметры вторичных частиц и анализе их спектров.

2) Создание программ в рамках этого подхода для моделирования реакций с тремя и более частицами в конечном состоянии, а также комплекса программ для моделирования параметров экспериментальных установок для исследования этих реакций.

3) Обнаружение при моделировании реакций, проходящих через стадию образования и развала виртуального состояния NN -системы, зависимости формы энергетического спектра развального нуклона от энергии и ширины этого состояния.

4) Результаты детального моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ и определения на основе этих результатов параметров экспериментальной установки для извлечения энергии виртуального состояния nn -системы.

5) Получение экспериментальных данных об энергетическом спектре нейтронов в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ и определение энергии виртуального состояния nn -системы на основе сравнения этих данных и результатов моделирования.

Вклад автора

1) Разработаны программы кинематического моделирования ядерных реакций с произвольным количеством вторичных частиц, с помощью которых проведены многочисленные расчеты, в том числе и для эксперимента по исследованию nn -взаимодействия в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$.

2) Созданы различные сервисные программы для моделирования экспериментов на основе проведенного кинематического моделирования.

3) Проведена обработка экспериментальных данных, анализ и интерпретация результатов по определению энергии виртуального синглетного nn -состояния в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$.

4) Выполнена основная работа по апробации результатов исследования и подготовке основных публикаций по выполненной работе.

Приведенные результаты получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии.

Апробация работы

Результаты исследований, положенные в основу диссертации, были представлены на следующих российских и международных семинарах и конференциях:

- Международная конференция «ЯДРО» по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Москва, 2013; Минск, 2014; Санкт-Петербург, 2015; Саров, 2016).
- The 22nd European Conference on Few-Body Problems in Physics (Krakow, Poland, 2013).
- The 23rd European Conference on Few-Body Problems in Physics (Aarhus, Denmark, 2016).
- XIV International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei «EMIN-2015» (Москва, 2015).
- The 2nd international conference on particle physics and astrophysics (Москва, 2016).
- XVI Международная научная конференция СКМП-2015 (Смоленск, 2015).
- LXIX Международная научная конференция «Герценовские чтения – 2016» (Санкт-Петербург, 2016).
- LXX Международная научная конференция «Герценовские чтения – 2017» (Санкт-Петербург, 2017).
- 56-я, 57-я и 59-я всероссийская научная конференция МФТИ (2013, 2014, 2016).
- Научные семинары в ИЯИ РАН и МПГУ.

Основные публикации по теме диссертации

Основные научные результаты диссертации изложены в 9 работах, опубликованных в рецензируемых изданиях, рекомендованных ВАК:

- 1) С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский. Программа для моделирования экспериментов по изучению реакций с тремя частицами в конечном состоянии // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78(5). С. 527–531; Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2014. V. 78(5). P. 345–349.
- 2) E.S. Konobeevski, S.V. Zuyev, A.A. Kasparov, V.V. Ostashko. The Results of Simulation of $d + t \rightarrow {}^3\text{He} + {}^2\text{n}$; ${}^2\text{n} \rightarrow n + n$ Reaction // Few-Body Systems. 2014. V. 55(8–10). P. 1059–1060.
- 3) Е.С. Конобеевский, С.В. Зуев, А.А. Каспаров, В.М. Лебедев, М.В. Мордовской, А.В. Спасский. Исследование реакции $d + d \rightarrow {}^2\text{He} + {}^2\text{n}$ при энергии дейтронов 15 МэВ // Ядерная физика. 2015. Т. 78(7–8). С. 687–695; Physics of Atomic Nuclei. 2015. V. 78(5). P. 643–651.
- 4) С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский. Возможности исследования структуры гало-ядер в реакциях квазисвободного рассеяния протона при низких энергиях // Ядерная физика. 2015. Т. 78(7–8). С. 739–747; Physics of Atomic Nuclei. 2015. V. 78(5), P. 694–702.
- 5) С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский, В.М. Лебедев, М.В. Мордовской, А.В. Спасский. Реакция $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$ как источник квазимоноэнергетических нейтронов для исследования свойств нейтронных детекторов // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80(3). С. 260–265; Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2016. V. 80(3). P. 232–236.
- 6) С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский, М.В. Мордовской, И.М. Железных, А.Г. Гасанов, В.М. Лебедев, А.В. Спасский. Установка для изучения NN-корреляций в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80(3). С. 254–259; Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2016. V. 80(3). P. 227–231.

7) А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский, С.В. Зуев. Моделирование кинематики реакции $d + d \rightarrow p + p + n + n$ // Дифференциальные уравнения и процессы управления. 2016. №2. С. 257–261.

8) Konobeevski E., Kasparov A., Mordovskoy M., Zuyev S., Lebedev V., Spassky A. Determination of energies of nn-singlet virtual state in $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ reaction // Few-Body Syst (2017) 58: 107.

9) E. Konobeevski, A. Kasparov, M. Mordovskoy, S. Zuyev, V. Lebedev, A. Spassky. Determination of n-n correlations in $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ reaction // Journal of Physics: Conf. Series 798 (2017) P. 012076 (1–4)

Журналы «Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics», «Physics of Atomic Nuclei», «Few-Body Systems», «Journal of Physics: Conference Series» включены в реферативные базы данных по мировым научным публикациям «Web of Science» или «Scopus».

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения, содержит 105 страниц печатного текста, 49 рисунков, 6 таблиц и список литературы из 62 наименований.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность и новизна научной проблемы, изучению которой посвящена работа. Изложены цели исследования, представлены основные положения, выносимые на защиту, указаны данные об апробации работы и личном вкладе автора.

Первая глава посвящена важным фундаментальным величинам, играющим существенную роль в исследовании сильного нуклон-нуклонного взаимодействия – низкоэнергетическим характеристикам NN -взаимодействия. В главе приведены основные результаты экспериментов по исследованию NN -взаимодействия в различных ядерных реакциях и полученные в них значения NN -длин рассеяния и энергий виртуальных состояний.

Вторая глава посвящена описанию ряда разработанных вычислительных программ кинематического моделирования ядерных реакций с произвольным количеством вторичных частиц.

В **третьей главе** приведены результаты кинематического моделирования некоторых ядерных реакций, моделирование которых проводилось с помощью разработанных программ, описанных во второй главе.

В **четвертой главе** описан ряд созданных вспомогательных программ, позволяющий проводить моделирование экспериментов, на основе проведенного кинематического моделирования.

В **пятой главе** описано моделирование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow (nn)^s + (pp)^s \rightarrow p + p + n + n$, проходящей через промежуточную стадию с образованием синглетных дипротона и динейтрона.

В **шестой главе** описана схема экспериментальной установки, созданной на основе моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$, приведены результаты экспериментального исследования и анализа экспериментальных результатов.

ГЛАВА 1. Низкоэнергетические параметры NN -взаимодействия и зарядовая независимость ядерных сил

Несмотря на долгую историю исследования нуклон-нуклонного взаимодействия, остаются связанные с ним нерешенные проблемы. Одной из таких проблем является принцип зарядовой независимости ядерных сил [5]. По определению зарядовая независимость – это инвариантность относительно любого вращения в изоспиновом пространстве. Нарушение этого принципа называют зарядовой зависимостью или нарушением зарядовой независимости (НЗН). Зарядовая симметрия – это инвариантность относительно поворота на 180° относительно u -оси в изоспиновом пространстве, если положительное z -направление связано с положительным зарядом. Нарушение этой симметрии известно как НЗС. НЗС является частным случаем НЗН сильного NN -взаимодействия, которое означает, что в изоспиновом $T = 1$ состоянии, протон-протонное ($T_z = +1$) и нейтрон-нейтронное ($T_z = -1$) взаимодействия после вычитания электромагнитных эффектов являются слегка различными. Следует отметить, что состояния с $T = 1$ имеют спин $S = 0$, обозначаются как 1S_0 и называются спин-синглетными состояниями двухнуклонной системы. НЗС сильного NN -взаимодействия означает различие между протон-протонным и нейтрон-нейтронным взаимодействием. Зарядовая зависимость NN -взаимодействия является малым эффектом, но в синглетном 1S_0 состоянии хорошо установленным.

В современном понимании зарядовая зависимость ядерных сил обязана разности масс u - и d -кварков и электромагнитным взаимодействиям между кварками [6; 7]. Наиболее очевидный и важный случай проявления этого эффекта – это нейтрон-протонная разница масс. Другим наиболее важным НЗС эффектом (после нейтрон-протонной разницы масс) является

неравенство pp - и nn -длин рассеяния. Авторы [8] назвали нуклон-нуклонную длину рассеяния “мощным увеличительным стеклом для изучения NN -взаимодействия”. Благодаря существованию виртуального уровня с энергией близкой к нулю в синглетном состоянии двух нуклонов, соответствующие длины рассеяния a_{nn} и a_{pp} велики по абсолютной величине и весьма чувствительны к небольшим различиям nn - и pp -потенциалов (изменение потенциала на несколько процентов может приводить к 20–30 % изменениям в величине длины рассеяния). Длина рассеяния является фундаментальной характеристикой нуклон-нуклонного взаимодействия и имеет простой физический смысл.

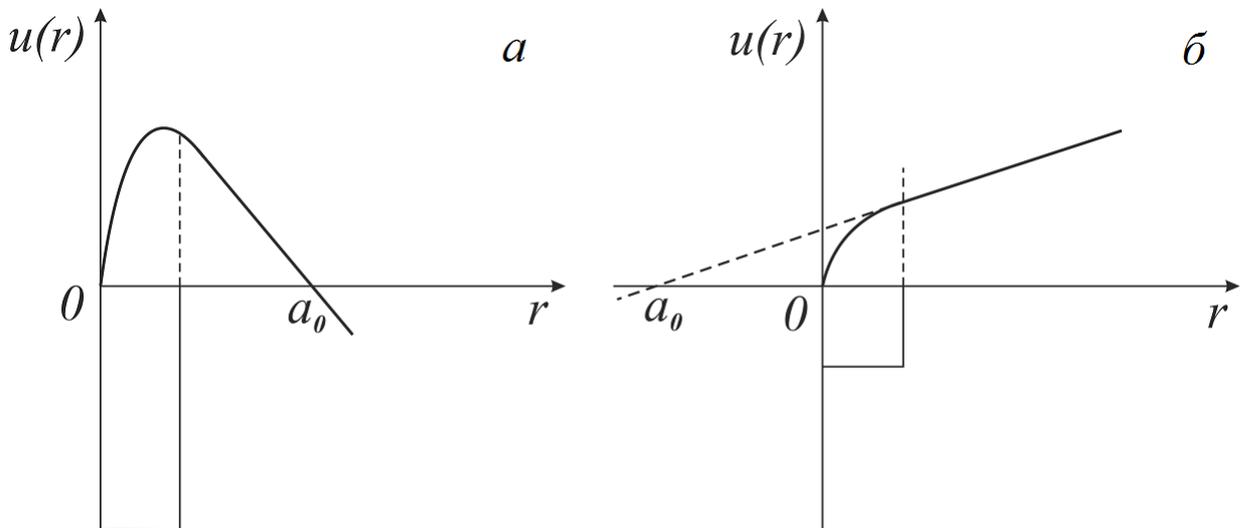


Рис. 1.1. Положительная и отрицательная длины рассеяния для потенциала притяжения.

Длиной рассеяния является точка на координатной оси, в которой линейная интерполяция радиальной волновой функции, взятой за радиусом действия сил, пересекает координатную ось. Длина рассеяния может быть как положительной, так и отрицательной даже для потенциала притяжения (рис. 1.1). Если притяжения между нуклонами недостаточно для образования связанного состояния, то максимум волновой функции лежит за пределами радиуса действия сил и линейная интерполяция выдает отрицательную длину рассеяния (рис. 1.1а). По мере углубления потенциала, максимум

передвигается в сторону меньших значений r и длина рассеяния становится всё более отрицательной. Если по мере углубления потенциала появляется уровень с $E = 0$, то волновая функция за радиусом действия сил становится не зависящей от координат, что соответствует длине рассеяния стремящейся к $-\infty$. При дальнейшем увеличении притяжения появляется связанное состояние с $E < 0$ (например, дейтрон), максимум волновой функции смещается внутрь радиуса действия ядерных сил и линейная интерполяция пересекает ось в положительных значениях (рис. 1.1б).

1.1. Эксперименты по определению длин рассеяния

Длины рассеяния np - и pp -систем с высокой точностью извлекаются из экспериментов по рассеянию нейтрона на протоне и протона на протоне. Среднее “рекомендованное” значение $a_{np} = -23.748 \pm 0.010$ фм дано в работе [8]. Кроме того, np -длины рассеяния были получены из анализа различных ядерных реакций с образованием np -пары в конечном состоянии [9–12]. В табл. 1.1 приведены результаты этих работ. Стоит отметить, что знак длины рассеяния не определяется в экспериментах, а приписывается на основании отсутствия связанного NN -состояния.

Таблица 1.1. Результаты измерений a_{np} в различных ядерных реакциях.

Реакция	Энергия (МэВ)	Кинематика эксперимента	Длина рассеяния (фм)	Год	Ссылка
${}^9\text{Be}(p, np){}^8\text{Be}$	7.5	полная	-23.78 ± 1.1	1988	9
${}^2\text{H}(n, nnp)$	13	переопределена (полная)	-23.5 ± 0.8	1999	10
${}^2\text{H}(n, np)n$	25.2	полная	-23.9 ± 1.0	2000	11
${}^2\text{H}(n, np)n$	25.1	полная	-24.3 ± 1.1	2002	12

В работах [9; 11; 12] длина рассеяния a_{np} определялась в геометрии взаимодействия в конечном состоянии (ВКС), когда протон и нейтрон регистрируются под близкими углами по одну сторону пучка; в работе [10] – в геометрии RECOIL (геометрия отдачи), в которой нейтрон и протон

регистрируются по разные стороны от оси пучка. Результаты этих работ согласуются с “рекомендованным” значением, полученным из свободного рассеяния нейтрона на протоне.

Сравнительный анализ результатов определения величины протон-протонной длины рассеяния дан в работе [13]. Средневзвешенное значение pp -длины рассеяния $a_{pp} = -7.8063 \pm 0.0026$ фм получено из свободного рассеяния протона на протоне. Однако при извлечении pp -длины рассеяния необходимо учитывать вклады электромагнитных эффектов, для получения значения чисто ядерной pp -длины рассеяния. После исключения соответствующих поправок, значение чисто ядерной длины рассеяния $a_{pp} = -17.3 \pm 0.4$ фм [6]. Неопределенность связана с процедурой исключения из экспериментальных значений pp -длины рассеяния, электромагнитных поправок, которые являются модельно зависимыми. Эксперименты показали, что ядерное взаимодействие в паре протон-протон слабее, чем в паре нейтрон-протон, что является отражением эффекта НЗН ядерных сил. Однако НЗН ядерных сил не исключает возможности сохранения зарядовой симметрии. Для установления эффекта НЗС необходимы точные данные о параметрах нейтрон-нейтронного взаимодействия.

Как было отмечено, прямое изучение nn -рассеяния остается невозможным из-за отсутствия чисто нейтронных мишеней. Основная идея непрямого измерения длины рассеяния a_{nn} состоит в исследовании ядерных реакций, в конечном состоянии которых имеются два свободных нейтрона с малой относительной энергией, т.е. проявляется взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) двух нейтронов. Основные реакции, используемые для извлечения нейтрон-нейтронной синглетной длины рассеяния – это реакция развала нейтроном дейтрона $nd \rightarrow nnp$ и реакция захвата дейтроном пиона $\pi^- d \rightarrow nnp$. Эти эксперименты и результаты, полученные в них, будут рассмотрены далее. В то же время извлечение длины нейтрон-нейтронного рассеяния велось и в других реакциях [15–19], отличных от реакции nd -развала и $\pi^- d$ -захвата (табл. 1.2).

Таблица 1.2. Результаты измерений a_{nn} в реакциях, отличных от реакций $nd \rightarrow nnp$ и $\pi^- d \rightarrow nn\gamma$.

Реакция	Энергия (МэВ)	Кинематика эксперимента	Длина рассеяния (фм)	Год	Ссылка
${}^3\text{H}(n, d){}^2\text{n}$	15.1	неполная	-17 ± 2	1968	15
${}^3\text{H}(d, n){}^3\text{He}n$	13.43	полная	-16.0 ± 1.0	1971	16
${}^3\text{H}(t, n){}^4\text{He}n$	1.43	полная	-15.0 ± 1.0	1972	17
${}^9\text{Be}(n, nn){}^8\text{Be}$	10.3	полная	-16.5 ± 1.0	1990	18
${}^2\text{H}(d, {}^2\text{He}){}^2\text{n}$	171	неполная	≤ -18.3	2005	19

1.2. Результаты извлечения величины nn -длины рассеяния в реакции $\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma$

Преимущество реакции захвата пиона дейтроном в том, что в выходном канале реакции имеется только две сильно взаимодействующие частицы (нейтроны), а третья частица (гамма-квант) очень слабо взаимодействует с нейтронами в конечном состоянии [20]. При этом кинематику эксперимента можно выбрать так, что гамма-квант уносит почти всю энергию, выделяющуюся при поглощении пи-мезона, оставляя два конечных нейтрона почти с нулевой энергией. В табл. 1.3 приведены результаты экспериментов по извлечению длины рассеяния a_{nn} в реакции $\pi^- d$ -захвата, начиная с 1965 г.

Таблица 1.3. Результаты измерений a_{nn} в реакции $\pi^- d \rightarrow nn\gamma$.

Реакция	Кинематика эксперимента	Длина рассеяния (фм)	Год	Ссылка
$d(\pi^-, \gamma n)n$ и $d(\pi^-, \gamma nn)$	полная	-16.4 ± 1.9	1965	21
$d(\pi^-, \gamma n)n$ и $d(\pi^-, \gamma nn)$	полная	-16.7 ± 1.3	1975	22
$d(\pi^-, \gamma)nn$	неполная	-18.5 ± 0.5	1979	23
$d(\pi^-, \gamma)nn$	неполная	-18.5 ± 0.4	1984	24
$d(\pi^-, \gamma n)n$	полная	-18.7 ± 0.6	1987	25
$d(\pi^-, \gamma n)n$ и $d(\pi^-, \gamma nn)$	полная	-18.50 ± 0.53	1998	26
$d(\pi^-, \gamma n)n$ и $d(\pi^-, \gamma nn)$	полная	-18.63 ± 0.48	2008	27

Измерения были проведены как в неполной [23; 24], так и в полной кинематике [21; 22; 25–27]. В работах [21; 22] (LBL, Berkeley, USA) кинематически полные эксперименты с регистрацией двойных ($n-\gamma$) и тройных совпадений ($n-n-\gamma$) дали схожие результаты $a_{nn} = -16.4 \pm 1.9$ фм и $a_{nn} = -16.7 \pm 1.3$ фм, соответственно. Однако последующие измерения (SINR, Villegan, Switzerland) как в неполной [23; 24], так и в полной кинематике [34] дали результаты ≈ -18.6 фм. Два последних эксперимента [26; 27] (среднее значение $\sim a_{nn} = -18.5 \pm 0.5$ фм), выполненных в (LAMPF, New Mexico, USA), прекрасно согласуются с результатами экспериментов, выполненных в SINR.

Таким образом, результаты последних работ по извлечению nn -длины рассеяния в реакции $\pi^- d \rightarrow nn\gamma$, проведенные в кинематически полных экспериментах [25–27], приводят к значению nn -длины рассеяния $a_{nn} \sim -18.6$ фм.

1.3. Результаты извлечения величины nn -длины рассеяния в реакции $n + d \rightarrow n + n + p$

Преимуществом реакции развала нейтроном дейтрона $nd \rightarrow nnp$ является отсутствие необходимости введения кулоновских и релятивистских поправок при низких энергиях нейтронов (< 100 МэВ). Дейтериевая мишень используется в этой реакции как квазинейтронная. Исследование реакция nd -развала имеет долгую историю, в которой были получены, зачастую, достаточно противоречивые результаты. В табл. 1.4 приведены результаты основных экспериментов по реакции $nd \rightarrow nnp$, начиная с 1972 г.

Таблица 1.4. Результаты измерений a_{nn} в реакции $nd \rightarrow nnp$.

Реакция	Энергия (МэВ)	Кинематика эксперимента	Длина рассеяния (фм)	Год	Ссылка
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{p}){}^2\text{n}$	50	неполная	-21.7 ± 1.2	1972	28
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{p}){}^2\text{n}$	14.1	неполная	-18.3 ± 0.2	1973	29
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{p}){}^2\text{n}$	13.98	неполная	-23.2 ± 3.6	1977	30
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{np})\text{n}$	17 – 27	полная	-16.9 ± 0.6	1979	31
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{p}){}^2\text{n}$	11	неполная	-16.1	1981	32
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{nnp})$	13	переопределена (полная)	-17.0 ± 1.0	1993	33
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{nnp})$	13	переопределена (полная)	-18.7 ± 0.6	1999	10
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{np})\text{n}$	16.6	полная	-18.7 ± 0.7 -16.3 ± 0.4	2006 2000	34 11
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{p})\text{nn}$	25.3		-16.1 ± 0.4		
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{p})\text{nn}$	17.4	неполная	-16.5 ± 0.9	2006	35
${}^2\text{H}(\text{n}, \text{nnp})$	40 ± 5	полная	-16.6 ± 1.0	2010	36

Эксперименты по реакции $nd \rightarrow nnp$ можно разделить на кинематически неполные [28–30; 32; 35] и кинематически полные [10; 11; 31; 33; 34; 38]. В кинематически полных экспериментах известны углы вылета и кинетические энергии всех вторичных частиц. В кинематически неполных экспериментах измерялся только спектр протонов, а результаты довольно противоречивы (табл. 1.4). Измерения в полной кинематике проводились в различных геометриях: в геометрии ВКС [10; 11; 33; 36], и в геометрии RECOIL [11; 31].

Последние результаты по nn -длине рассеяния, полученные в реакции nd -развала, можно рассматривать, начиная с 1993 года с работы [33] (ETL, Erlanger, Germany), авторы которой получили значение $a_{nn} = -17.0 \pm 1.0$ фм, регистрируя в совпадении три нуклона (т.е. в переопределенной кинематике) при энергии $E_n = 13$ МэВ. Однако, вышедшая спустя шесть лет работа [10] (TUNL, Durham, USA), при той же энергии пучка нейтронов и также в переопределенной кинематике дали несколько отличный результат $a_{nn} = -18.7 \pm 0.6$ фм. В 2006 году эта же группа повторила эксперимент и получила аналогичный результат [34]. В то же время в эксперименте, выполненном в другой геометрии [11] (ISK, Bonn, Germany), были получены $a_{nn} = -$

16.3 ± 0.4 фм и $a_{nn} = -16.1 \pm 0.4$ фм при энергиях нейтронов 16.6 МэВ и 25.3 МэВ, соответственно. Эти результаты хорошо согласуются со значением $a_{nn} = -16.5 \pm 0.9$ ($E_n = 17$ МэВ), полученным в [35] (ISK, Bonn, Germany) в неполной кинематике, и отличаются от результатов работ [10; 34] почти на четыре стандартные ошибки.

В работе [36] (INR, Moscow, Russia) реакции $n + d \rightarrow p + n + n$ исследовалась при энергии нейтронов ~ 40 МэВ в полной кинематике. В работе экспериментальная зависимость выхода реакции $n + d \rightarrow p + n + n$ от относительной энергии движения двух нейтронов $F(\varepsilon)$ сравнивалась с результатами моделирования с использованием формулы Мигдала-Ватсона [37, 38].

$$F_{MW} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{nn}} \quad (1.1)$$

В процессе подгонки параметрами являлись нормировочный коэффициент A и энергия синглетного виртуального уровня nn -системы E_{nn} . В результате из экспериментальных данных была определена энергия виртуального уровня E_{nn} , связанная с длиной нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} соотношением:

$$\frac{1}{a_{nn}} = -\left(\frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2}\right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{nn} \frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} + \dots \quad (1.2)$$

Приведенная в работе величина длины рассеяния (-17.9 ± 1.0 фм) была получена из энергии виртуального уровня $E_{nn} = 0.129$ МэВ в приближении нулевого радиуса действия ядерных сил ($r_{nn} = 0$). В табл. 1.4 для этой работы приведено значение $a_{nn} = -16.6 \pm 1.0$ фм, полученные по формуле (1.2) при $r_{nn} = 2.82$ фм. Результаты последних работ показаны на рис. 1.2.

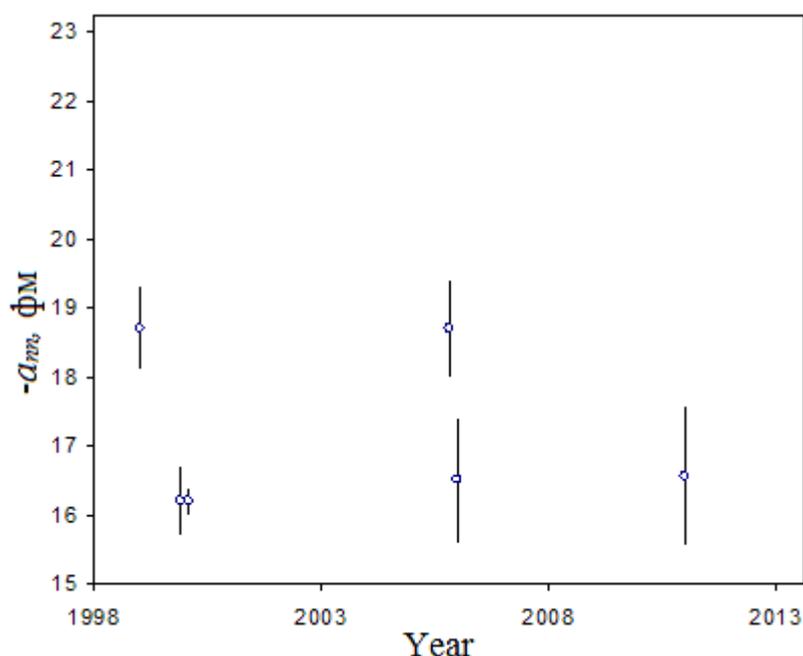


Рис. 1.2. Результаты извлечения величины nn -длины рассеяния в реакции $n + d \rightarrow n + n + p$ [10, 11, 34–36].

Наиболее достоверные результаты по извлечению a_{nn} получены в кинематически полных экспериментах, в которых проведен тщательный теоретический анализ полученных результатов [10; 11; 34]. Следует отметить, что довольно большая разница между значениями a_{nn} , извлеченными из одного и той же реакции, но с использованием различных начальных энергий и кинематических условий может быть обусловлена различным вкладом трехчастичных сил. Например, результаты экспериментов групп Durham ($E_n = 13$ МэВ) и Bonn ($E_n = 25$ МэВ) противоречивы, несмотря на то, что в анализе полученных результатов принимает участие одна и та же теоретическая группа.

Таким образом, результаты различных экспериментов дают противоречивые значения nn -длины рассеяния, даже знак разности $a_{nn} - a_{pp}$, которая определяет количественную меру НЗС ядерных сил, не известен. Поэтому, для устранения этой неопределенности необходима постановка новых экспериментов по определению нейтрон-нейтронной длины рассеяния при различных энергиях и в различной кинематике.

1.4. Определение энергии синглетных состояний NN -системы

Поиск эффекта НЗС проводился как в работах по определению NN -длин рассеяния, так и в работах по определению энергий виртуальных синглетных состояний. При этом энергия виртуального уровня синглетной NN -системы (E_{NN} в МэВ) и NN -длина рассеяния (a_{NN} в фм) связаны соотношением (1.2).

Значение энергии синглетного np -состояния, связанное с np -длиной рассеяния $a_{np} \approx -24$ фм соотношением (1.2), составляет ≈ 65 кэВ. Определение энергии синглетного pp -состояния связано с трудностями учета кулоновского отталкивания двух протонов. Значению pp -длины рассеяния $a_{pp} \approx -7$ фм, соответствует энергия $E_{pp} \approx 600$ кэВ, а после учета кулоновских поправок $E_{pp} \approx 120$ кэВ.

Поскольку экспериментальные значения длины рассеяния a_{nn} получены в интервале от -16.5 фм до -18.7 фм, этим значениям nn -длин рассеяния соответствуют энергии синглетного nn -состояния E_{nn} от ≈ 130 кэВ до ≈ 100 кэВ, соответственно.

Попытки прямого определения энергии синглетных состояний проводились в нескольких работах. Так в работе [39] приведены результаты кинематически неполного эксперимента по определению энергии синглетного pp -состояния (“дипротона”). В эксперименте определялись энергии и углы вылета двух протонов в реакции $d + d \rightarrow (nn)^s + (pp)^s \rightarrow n + n + p + p$. Для энергии pp -состояния получено значение $E_{pp} = 450 \pm 50$ кэВ, т.е. pp -состояние является несвязанным, лежащим выше порога развала на два протона. Основываясь на том же эксперименте, в работе [40] найдена энергия синглетного “динейтрона” $E_{nn} = -210 \pm 140$ кэВ. Состояние авторами было определено как виртуально связанное с энергией связи ~ 0.2 МэВ. Энергия синглетного дейтрона определялась в кинематически полном эксперименте в реакции

$d + d \rightarrow d^s + d^s \rightarrow p + n + p + n$ с регистрацией трех частиц [41]. Для энергии синглетного np -состояния было получено значение $E_{np} = 52 \pm 12$ кэВ.

1.5. Выводы к главе 1

Таким образом, из рассмотрения существующих экспериментов видно, что полученные в них данные о длинах рассеяния и энергиях виртуальных синглетных NN -состояниях являются довольно противоречивыми. Для устранения существующей неопределенности необходимы новые эксперименты и точная извлеченная информация о параметрах NN -взаимодействия при различных энергиях. В ИЯИ РАН проводятся и планируются эксперименты по извлечению низкоэнергетических параметров NN -взаимодействия в реакциях $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$, $n + {}^2\text{H} \rightarrow p + n + n$ и $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + n + n$.

Для проведения этих экспериментов необходимо моделирование как планируемых, так и различных фоновых реакций. Эта необходимость стимулировала разработку новых методов и подходов при исследовании ядерных реакций с тремя и более частицами в конечном состоянии и создание ряда программ для их реализации. На основе данных моделирования с использованием этих методов и программ были получены параметры экспериментальных установок и разработаны новые методики извлечения данных о низкоэнергетических параметрах NN -взаимодействия.

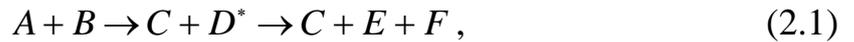
ГЛАВА 2. Программы кинематического моделирования ядерных реакций

Анализ имеющихся на сегодняшний день данных о длинах рассеяния и энергиях виртуальных синглетных NN -состояний указывает на необходимость исследования различных реакций с малонуклонными системами, в конечном состоянии которых может быть три и более частиц. Перед проведением эксперимента необходимо провести моделирование исследуемой реакции, которое позволит для заданных масс всех частиц и энергии частицы-снаряда установить различные связи между углами и энергиями всех вторичных частиц, определить оптимальные условия эксперимента, параметры которые могут быть из него извлечены, а также процедуру получения нужной информации. Существующие программы для расчета двухчастичной и трехчастичной кинематики реакций (например, NRV: 2-body kinematics of nuclear reaction [42] and 3-body kinematics of nuclear reactions [43], KINMAT: A Nuclear-Reaction-Kinematics Program [44] не позволяют полностью решить поставленные задачи.

Понимание такой необходимости привело к разработке новых методов и созданию ряда вычислительных программ, позволяющих проводить кинематическое моделирование экспериментов по изучению ядерных реакций с различным числом частиц в конечном состоянии. Выбор среды Microsoft Excel в качестве программного средства для решения этой задачи определяется простотой, наглядностью и удобством представления конечных результатов и сравнения их с получаемыми экспериментальными данными.

2.1. Программа IMSKin для моделирования реакций $A + B \rightarrow C + D^* \rightarrow C + E + F$

Отдельный интерес представляют реакции вида



которые идут в два этапа через образование и развал промежуточного состояния D^* . Примером исследования такой реакции могут быть, как эксперимент по определению энергии виртуального синглетного состояния двух нейтронов 2n , распадающегося на два нейтрона, так и поиск возбужденных состояний легких ядер, например ${}^6\text{Li}^*$, распадающегося по каналу ($t + {}^3\text{He}$) и другие подобные процессы. Для моделирования ядерных реакций типа (2.1) с тремя частицами в конечном состоянии, проходящих через стадию промежуточного состояния D^* , лежащего выше порога развала на кластеры ($E + F$) была создана вычислительная программа IMSKin (InterMediate State Kinematics). Программа позволяет проводить выбор геометрии эксперимента, в выбранной геометрии рассчитывать времена пролета и энергии всех вторичных частиц, оптимизировать параметры установки для изучения возбуждения промежуточного состояния D^* (размеры детекторов, временное и энергетическое разрешение) и получения оптимального разрешения по энергии возбуждения D^* [45].

Рассмотрим реакцию (2.1), где A – частица-снаряд, B – частица-мишень, C – частица-продукт, D^* – промежуточное ядро, распадающееся по каналу ($E + F$). В лабораторной системе частица-мишень покоится, следовательно, ее кинетическая энергия и импульс принимаются равными нулю ($E_B = 0$ и $P_B = 0$). Предположим, в эксперименте планируется поиск возбужденного состояния ядра D^* с энергией возбуждения E^* . На первом этапе рассматривается двухчастичная реакция $A + B \rightarrow C + D^*$ (рис. 2.1). При этом входными данными при расчете являются:

- 1) кинетическая энергия налетающей частицы (E_A) и ее разброс (ΔE_A);
- 2) массы частиц (m_A, m_B, m_C, m_E, m_F), участвующих в реакции (2.1);
- 3) угол вылета (регистрации) частицы C (Θ_C) и соответствующий ему угловой разброс ($\Delta\Theta_C$);
- 4) энергия возбуждения (E^*) и область ее определения (Γ);

5) параметр (ΔP), характеризующий точность выполнения закона сохранения импульса.

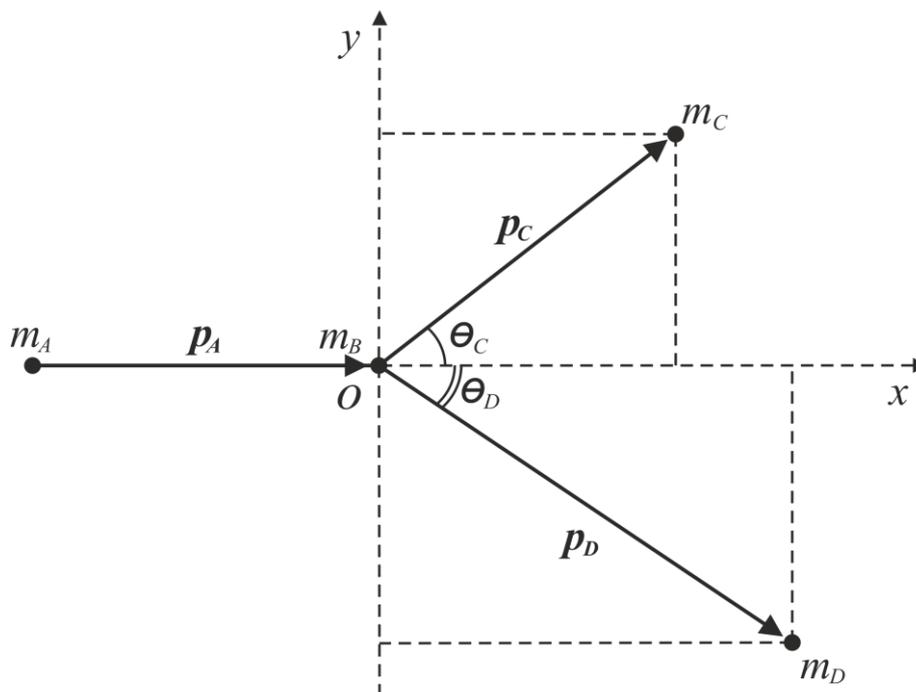


Рис. 2.1. Кинематика двухчастичной реакции $A + B \rightarrow C + D$.

Поскольку в экспериментах в основном используется компланарная геометрия, в которой ось пучка и детекторы вторичных частиц расположены в единой горизонтальной плоскости, то моделирование проводится именно для этого случая. Масса промежуточного возбужденного ядра D^* распадающегося на ядра E и F представляет собой сумму масс составляющих его ядер и энергии возбуждения E^* , т.е. $m_{D^*} = m_E + m_F + E^*$ и в расчетах программы разбрасывается в интервале $(-\Gamma, +\Gamma)$ случайным образом для 60000 событий по формуле

$$m_{D^*} = m_E + m_F + E^* - \Gamma + 2\Gamma \cdot \text{СЛЧИС}(\quad), \quad (2.2)$$

поскольку возбужденное состояние может находиться в достаточно широкой области вокруг значения E^* . Функция СЛЧИС(\quad) возвращает равномерно распределенное случайное вещественное число, большее или равное 0 и меньшее или равное 1. Для каждого события рассчитывается энергия, выделяющаяся в процессе реакции

$$Q_{\text{реакции}} = m_A + m_B - m_C - m_{D^*}, \quad (2.3)$$

и максимально возможная суммарная энергия вторичных частиц в соответствии с законом сохранения энергии и разбросом начальной энергии ядра-снаряда

$$E_{\text{max}} = E_A - \Delta E_A + 2\Delta E_A \cdot \text{СЛЧИС}(\) + Q_{\text{реакции}}. \quad (2.4)$$

Исходя из максимально возможной суммарной энергии вторичных частиц, случайным образом рассчитываются кинетические энергии вторичных частиц

$$E_C = E_{\text{max}} \cdot \text{СЛЧИС}(\), \quad (2.5)$$

$$E_{D^*} = E_{\text{max}} - E_C. \quad (2.6)$$

Далее для каждой частицы рассчитывается ее импульс

$$P_C = \sqrt{2m_C E_C + E_C^2}, \quad (2.7)$$

$$P_{D^*} = \sqrt{2m_{D^*} E_{D^*} + E_{D^*}^2}. \quad (2.8)$$

В расчетах угол вылета вторичной частицы C также разыгрывается случайным образом

$$\Theta_C = \Theta_C - \Delta\Theta_C + 2\Delta\Theta_C \cdot \text{СЛЧИС}(\). \quad (2.9)$$

Закон сохранения импульса в плоской геометрии имеет вид

$$0 = P_C \sin \Theta_C + P_{D^*} \sin \Theta_{D^*}, \quad (2.10)$$

$$P_A = P_C \cos \Theta_C + P_{D^*} \cos \Theta_{D^*}. \quad (2.11)$$

Из уравнения поперечного импульса (2.10) восстанавливается угол вылета частицы Θ_{D^*}

$$\Theta_{D^*} = -\arcsin\left(\frac{P_C \sin \Theta_C}{P_{D^*}}\right), \quad (2.12)$$

при условии, что значение арксинуса принадлежит области $[-1; 1]$; в противном случае событие считается не удовлетворяющим условиям сохранения и отбрасывается. Затем для оставшихся событий проводится отбор тех событий, для которых выполняется закон сохранения продольного импульса (2.11). Разность правой и левой частей (2.11) не должна превышать

заданный малый параметр ΔP , который характеризует точность отбора. Если выполняется соотношение

$$P_A - P_C \cos \Theta_C - P_{D^*} \cos \Theta_{D^*} \leq \Delta P, \quad (2.13)$$

то событие считается удовлетворяющим законам сохранения энергии и импульса, и все характеристики этого события (энергии и углы вылета всех вылетевших на первой стадии реакции вторичных частиц, а также энергия налетающей частицы), накапливаются в отдельный массив событий. При достаточном количестве накопленных событий (заданном заранее), строятся двумерные диаграммы кинематических соотношений (“угол-угол”, “угол-энергия”, “энергия-энергия”) вторичных частиц. На рис. 2.2–2.4 показаны примеры таких диаграмм, рассчитанные для первой стадии эксперимента по определению энергии виртуального синглетного состояния двух нейтронов в реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^2n \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$. Энергия пучка дейтронов в расчетах взята 20 МэВ.

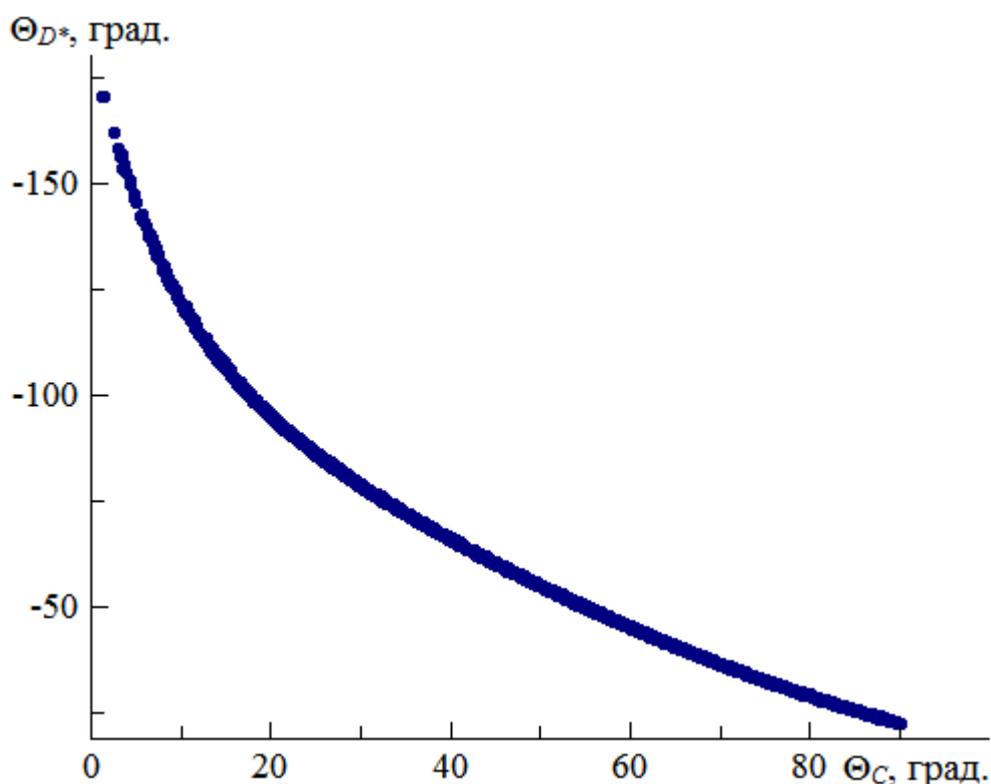


Рис. 2.2. Зависимость угла вылета Θ_{D^*} от угла вылета Θ_C . Положительным углам соответствует угол вылета направо от оси пучка, отрицательным – налево; $D^* - {}^2n$, $C - {}^3\text{He}$.

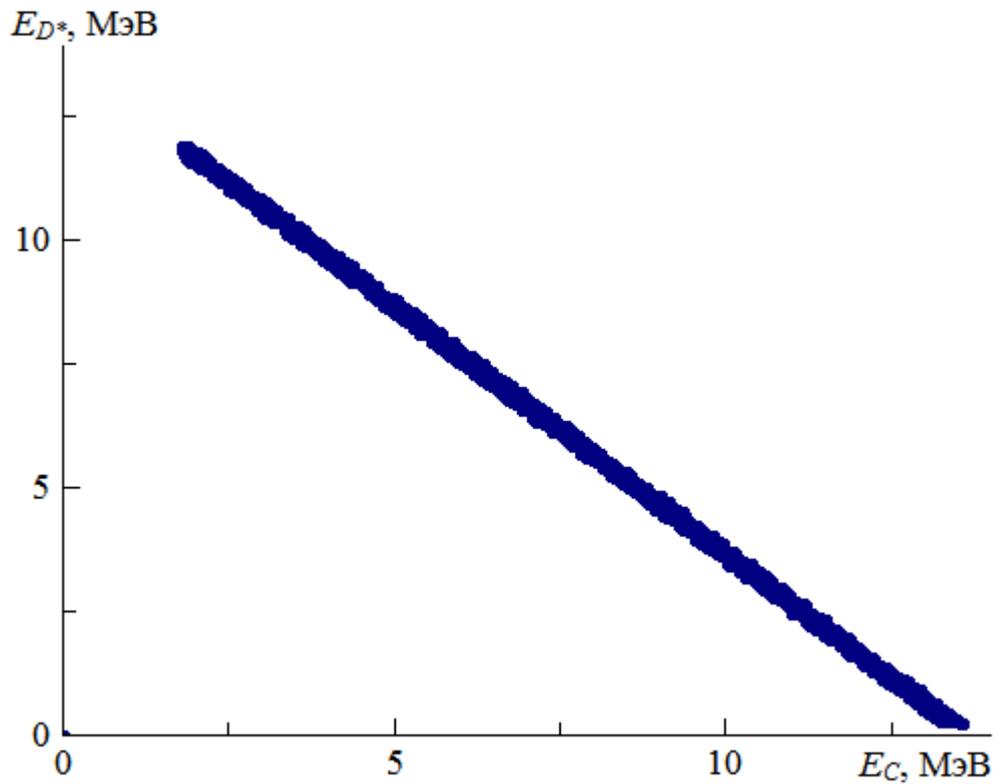


Рис. 2.3. Зависимость кинетической энергии E_{D^*} от кинетической энергии E_C ; $D^* - {}^2n$, $C - {}^3\text{He}$.

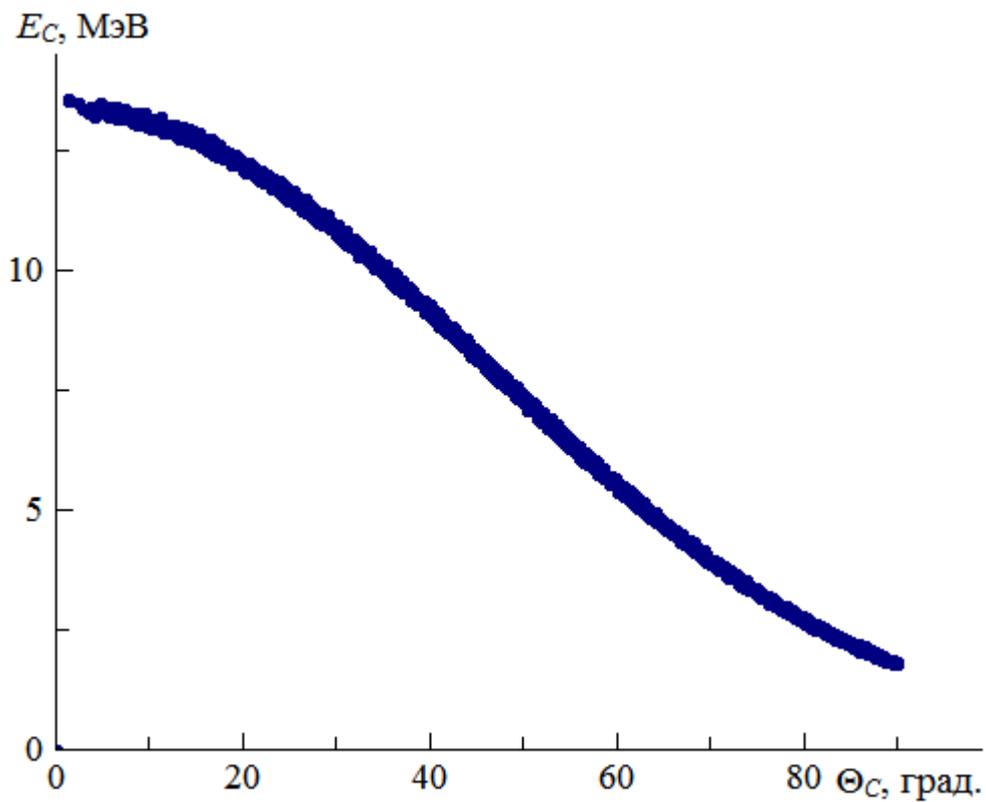


Рис. 2.4. Зависимость кинетической энергии E_C от угла вылета Θ_C ; $C - {}^3\text{He}$.

Из этих диаграмм выбираются оптимальные углы регистрации частиц C и D^* , при которых рассчитанные интервалы энергий частиц оптимально совпадают с возможностями имеющихся в распоряжении экспериментаторов детекторов. В основном это касается частицы C , поскольку энергии частиц E и F от распада промежуточного состояния будут рассчитаны на втором этапе. Например, для реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^2n \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$ углы выбираются таким образом, чтобы энергия заряженной частицы ${}^3\text{He}$ была достаточно большой для уменьшения ионизационных потерь, а энергия промежуточной системы 2n “относительно невелика” для уменьшения погрешности в определении энергии каждого нейтрона по методу времени пролета.

Первоначально при моделировании, углы вылета вторичных частиц выбираются в максимально широком интервале углов, при этом количество отбираемых событий, для которых выполняются законы сохранения энергии и импульса, будет небольшим. Анализируя кинематические диаграммы, можно определить оптимальные углы и энергии для всех вторичных частиц, и соответственно сузить диапазоны, в которых разыгрываются переменные (энергии и углы). Это приводит к увеличению доли событий, удовлетворяющих уравнениям сохранения в полном массиве разыгрываемых событий. При этом оказывается возможным уменьшение задаваемого параметра ΔP и, следовательно, достигается более точный отбор действительных событий. Данная процедура может быть неоднократно повторена до достижения необходимого количества событий рассматриваемой реакции. Таким образом, первый этап моделирования позволяет зафиксировать углы вылета вторичных частиц и оценить их область кинетических энергий. Выходными данными для каждого события первого этапа являются: m_{D^*} , E_{D^*} , Θ_{D^*} , E_C , Θ_C , при этом область поиска ($E^* - \Gamma$, $E^* + \Gamma$) берется заведомо более широкой, чем возможная при данных параметрах эксперимента.

В ряде случаев необходимо оценить область энергий возбуждения промежуточного ядра, достижимых в эксперименте при определенной

энергии налетающего ядра-снаряда и при определенных углах регистрации продуктов реакции. На выходе первого этапа остаются только значения возможной энергии возбуждения E^* тех событий, которые прошли кинематический отбор. На рис. 2.5 показана диаграмма зависимости энергии возбуждения ядра ${}^6\text{Li}^*$ от угла регистрации рассеянного ядра ${}^7\text{Li}$, полученная при моделировании реакции ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + {}^6\text{Li}^*$ при энергии снаряда $E_{\text{Li}} = 54$ МэВ. Видно, что регистрация ${}^7\text{Li}$ в интервале углов $\Theta_{\text{Li}} = 0^\circ - 45^\circ$ позволит исследовать область энергий возбуждения ${}^6\text{Li}^*$ от порога развала (15.8 МэВ) до ~ 29 МэВ [46].

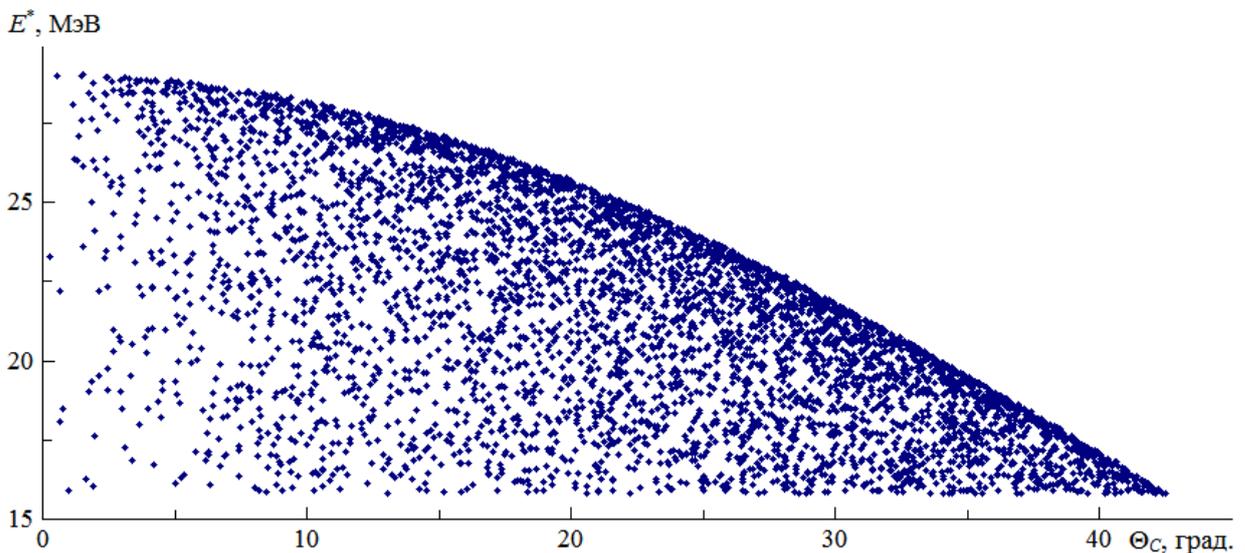


Рис. 2.5. Двумерная диаграмма зависимости энергии возбуждения E^* ядра D^* от угла регистрации рассеянной частицы Θ_C , полученная при моделировании реакции ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + {}^6\text{Li}^*$ при энергии снаряда $E_{\text{Li}} = 54$ МэВ; $D^* - {}^6\text{Li}^*$, $C - {}^7\text{Li}$.

На втором этапе рассматривается распад промежуточного состояния $D^* \rightarrow E + F$. Входными данными для каждого события второго этапа будут:

- 1) кинетическая энергия промежуточной частицы (E_{D^*});
- 2) массы частиц (m_{D^*} , m_E , m_F), участвующих в реакции распада;
- 3) угол вылета одной из частиц распада (Θ_E) и соответствующий ему угловой разброс ($\Delta\Theta_E$);

4) параметр (ΔP), характеризующий точность выполнения закона сохранения импульса.

Аналогично процедуре первого этапа для каждого события рассчитывается энергия реакции и максимально возможная суммарная энергия частиц E и F

$$Q_{\text{реакции}} = m_{D^*} - m_E - m_F, \quad (2.14)$$

$$E_{\text{max}} = E_{D^*} + Q_{\text{реакции}}, \quad (2.15)$$

которая случайным образом распределяется на обе частицы

$$E_E = E_{\text{max}} \cdot \text{СЛЧИС}(\), \quad (2.16)$$

$$E_F = E_{\text{max}} - E_E. \quad (2.17)$$

По энергиям и массам частиц E и F рассчитываются их импульсы

$$P_E = \sqrt{2m_E E_E + E_E^2}, \quad (2.18)$$

$$P_F = \sqrt{2m_F E_F + E_F^2}. \quad (2.19)$$

Угол вылета частицы E выбирается случайным образом в интервале ($-\Delta\Theta, +\Delta\Theta$), относительно угла вылета промежуточной частицы D^*

$$\Theta_E = \Theta_{D^*} - \Delta\Theta_E + 2\Delta\Theta_E \cdot \text{СЛЧИС}(\). \quad (2.20)$$

Закон сохранения импульса для процесса развала имеет вид

$$P_{D^*} = P_E \cos \Theta_E + P_F \cos \Theta_F, \quad (2.21)$$

$$0 = P_E \sin \Theta_E + P_F \sin \Theta_F. \quad (2.22)$$

Из уравнения сохранения поперечного импульса (2.21) восстанавливается угол вылета частицы F от распада промежуточной системы, если значение его арксинуса принадлежит отрезку $[-1; 1]$

$$\Theta_F = -\arcsin\left(\frac{P_E \sin \Theta_E}{P_F}\right), \quad (2.23)$$

в противном случае, событие не удовлетворяет закону сохранения импульса, и отбрасывается. Затем, аналогично первому этапу, проводится процедура отбора событий на выполнение условия сохранения продольного импульса (2.22). Разность правой и левой частей выражения (2.22) не должна превышать заданного параметра ΔP , характеризующего точность отбора

$$P_{D^*} - P_E \cos \Theta_E - P_F \cos \Theta_F \leq \Delta P. \quad (2.24)$$

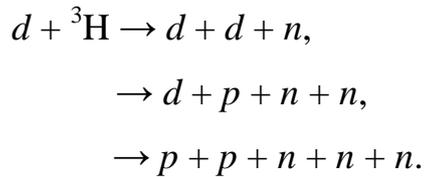
Если для события выполняется это соотношение, то все параметры отобранного события: кинетические энергии и углы вылета вторичных частиц E и F (относительно угла вылета частицы D^*), а также кинетическая энергия частицы C записываются в отдельный массив. Допустимые значения углов и энергий представляются в виде различных кинематических диаграмм, исходя из которых, могут быть выбраны окончательные углы вылета частиц E ($\Theta_{D^*} + \Theta_E$) и F ($\Theta_{D^*} + \Theta_F$) и проведено окончательное моделирование с регистрацией частицы C и одной или двух частиц от распада D^* .

По результатам моделирования энергия относительного движения фрагментов (энергия возбуждения промежуточного ядра D^*) для каждого события рассчитывается через кинетические энергии и угол разлета частиц E и F . В работе [47] было отмечено, что превышение энергии состояния ядра D^* над порогом развала E_{thr} состояния на два кластера ($E + F$) полностью определяется углом их разлета $\Delta\Theta$ и кинетическими энергиями E_E и E_F в лабораторной системе, поэтому энергия возбуждения E^* для каждого отобранного события определяется как

$$E^* = E_{\text{thr}} + \frac{1}{2} \cdot (E_E + E_F - 2\sqrt{E_E E_F} \cdot \cos \Delta\Theta). \quad (2.25)$$

2.2. Программа DVKin для моделирования реакций вида $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 + \dots + n$

В эксперименте наряду с изучаемой реакцией возможно протекание других реакций, которые могут быть связаны как с реакциями на той же мишени, так и с фоновыми реакциями на примесных элементах в мишени или конструкционных материалах. Например, при исследовании реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^2\text{n}$ с регистрацией ${}^3\text{He}$ и одного или двух нейтронов фоновыми могут быть следующие реакции



При этом число частиц в конечном состоянии как исследуемых, так и фоновых реакций может быть более трех. Для этого была создана программа DBKin (Democratic Breakup Kinematics), позволяющая проводить кинематическое моделирование ядерных реакций с различным числом частиц в конечном состоянии (3, 4, 5...) [48].

Рассмотрим ядерную реакцию $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 + \dots + n$, где 1 – частица-снаряд, 2 – частица-мишень, $3, 4, 5, \dots, n$ – продукты реакции (рис. 2.6).

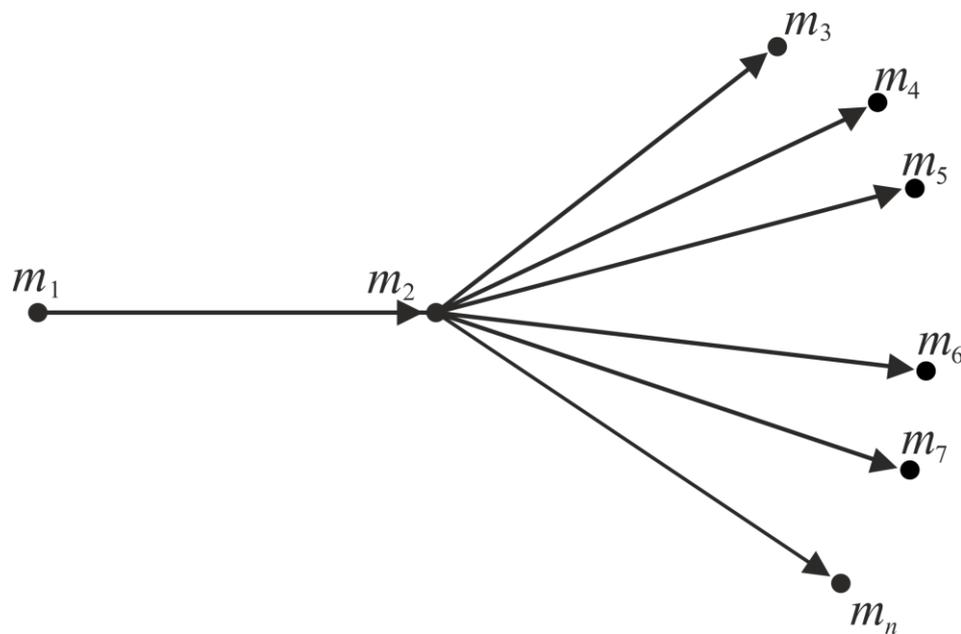


Рис. 2.6. Схематичное изображение частиц, участвующих в кинематическом моделировании реакции $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 + \dots + n$.

В лабораторной системе частица-мишень покоится, ее кинетическая энергия и импульс принимаются равными нулю $E_2 = 0, P_2 = 0$. Входными данными являются:

- 1) кинетическая энергия пучка (E_0) и ее разброс (ΔE_0);
- 2) массы всех участвующих в реакции частиц ($m_1, m_2, m_3, m_4, m_5, \dots, m_n$);

- 3) углы вылета продуктов реакции ($\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3, \Theta_4, \Theta_5, \dots, \Theta_{n-1}$) и соответствующие им угловые разбросы ($\Delta\Theta_1, \Delta\Theta_2, \Delta\Theta_3, \Delta\Theta_4, \Delta\Theta_5, \dots, \Delta\Theta_{n-1}$);
- 4) параметр (ΔP), характеризующий точность выполнения закона сохранения импульса.

Все расчеты в программе, также как и для программы IMSKin, проводятся в компланарной геометрии. Первоначально рассчитывается выделяющаяся в процессе реакции энергия

$$Q_{\text{реакции}} = m_1 + m_2 - \sum_{i=3}^n m_i. \quad (2.26)$$

В программе генерируются 60000 событий, для каждого из которых кинетическая энергия налетающей частицы E_1 выбирается случайным образом в интервале ($E_0 - \Delta E_0, E_0 + \Delta E_0$) по формуле

$$E_1 = E_0 - \Delta E_0 + 2\Delta E_0 \cdot \text{СЛЧИС}(\), \quad (2.27)$$

где функция СЛЧИС() возвращает равномерно распределенное случайное вещественное число α , $0 \leq \alpha \leq 1$. Для каждого события рассчитывается максимально возможная суммарная энергия вторичных частиц в соответствии с выполнением закона сохранения энергии

$$E_{\text{max}} = E_1 + Q_{\text{реакции}}. \quad (2.28)$$

Максимально возможная суммарная энергия вторичных частиц, случайным образом распределяется на все вторичные частицы по формулам

$$E_3 = E_{\text{max}} \cdot \text{СЛЧИС}(\), \quad (2.29)$$

$$E_i = \left(E_{\text{max}} - \sum_{k=3}^{i-1} E_k \right) \cdot \text{СЛЧИС}(\), \quad i = \overline{4, n-1}, \quad (2.30)$$

$$E_n = E_{\text{max}} - \sum_{k=3}^{n-1} E_k. \quad (2.31)$$

Далее для каждой частицы по значению ее энергии и массы рассчитывается значение импульса

$$P_i = \sqrt{2m_i E_i + E_i^2}, \quad i = \overline{1, n}. \quad (2.32)$$

Углы вылета вторичных частиц с учетом углового разброса разыгрывается случайным образом по формулам

$$\Theta_i = \Theta_i - \Delta\Theta_i + 2\Delta\Theta_i \cdot \text{СЛЧИС}(\quad), \quad i = \overline{3, n-1}. \quad (2.33)$$

Закон сохранения импульса для рассматриваемой n -частичной реакции в компланарной геометрии имеет вид

$$0 = P_3 \sin \Theta_3 + P_4 \sin \Theta_4 + \dots + P_n \sin \Theta_n, \quad (2.34)$$

$$P_1 = P_3 \cos \Theta_3 + P_4 \cos \Theta_4 + \dots + P_n \cos \Theta_n. \quad (2.35)$$

Уравнение поперечного импульса (2.34) позволяет восстановить угол вылета частицы n

$$\Theta_n = -\arcsin\left(\frac{P_3 \sin \Theta_3 + P_4 \sin \Theta_4 + \dots + P_{n-1} \sin \Theta_{n-1}}{P_n}\right), \quad (2.36)$$

в том случае, если $-1 \leq \arcsin(\Theta_n) \leq 1$. При этом автоматически удовлетворяется условие сохранения поперечного импульса; в противном случае, событие считается не удовлетворяющим условиям сохранения и далее не рассматривается. Затем для каждого события проводится отбор на удовлетворение уравнению продольного импульса (2.35). Процедура отбора заключается в проверке разности правой и левой частей уравнения (2.35), которая должна быть не больше заданного малого параметра (ΔP), отвечающего за точность отбора

$$P_1 - P_3 \cos \Theta_3 - P_4 \cos \Theta_4 - \dots - P_n \cos \Theta_n \leq \Delta P, \quad (2.37)$$

для того чтобы отобранное событие удовлетворяло законам сохранения продольного импульса.

В случае выполнения этого условия, событие считается удовлетворяющим законам сохранения энергии и импульса, и все параметры этого события (энергия и угол вылета всех вторичных частиц, а также энергия ядра-снаряда), записываются в отдельный массив событий. В результате модельных расчетов, при достаточном количестве накопленных событий (заданном заранее), строятся двумерные диаграммы кинематических соотношений для всех вторичных частиц. На рис. 2.7 представлена рассчитанная двумерная диаграмма $\Theta_p - E_p$ реакции ${}^6\text{He} + p \rightarrow p' + C + S$ квазисвободного рассеяния (КСР) протона на кластере C гало-ядра ${}^6\text{He}$ в

рамках спектаторной модели (угол вылета спектатора S близок к 0° , а его кинетическая энергия близка к максимальной энергии, умноженной на отношение массы спектатора к массе ядра-снаряда) [49]. Энергия налетающего ядра ${}^6\text{He}$ взята 40 МэВ.

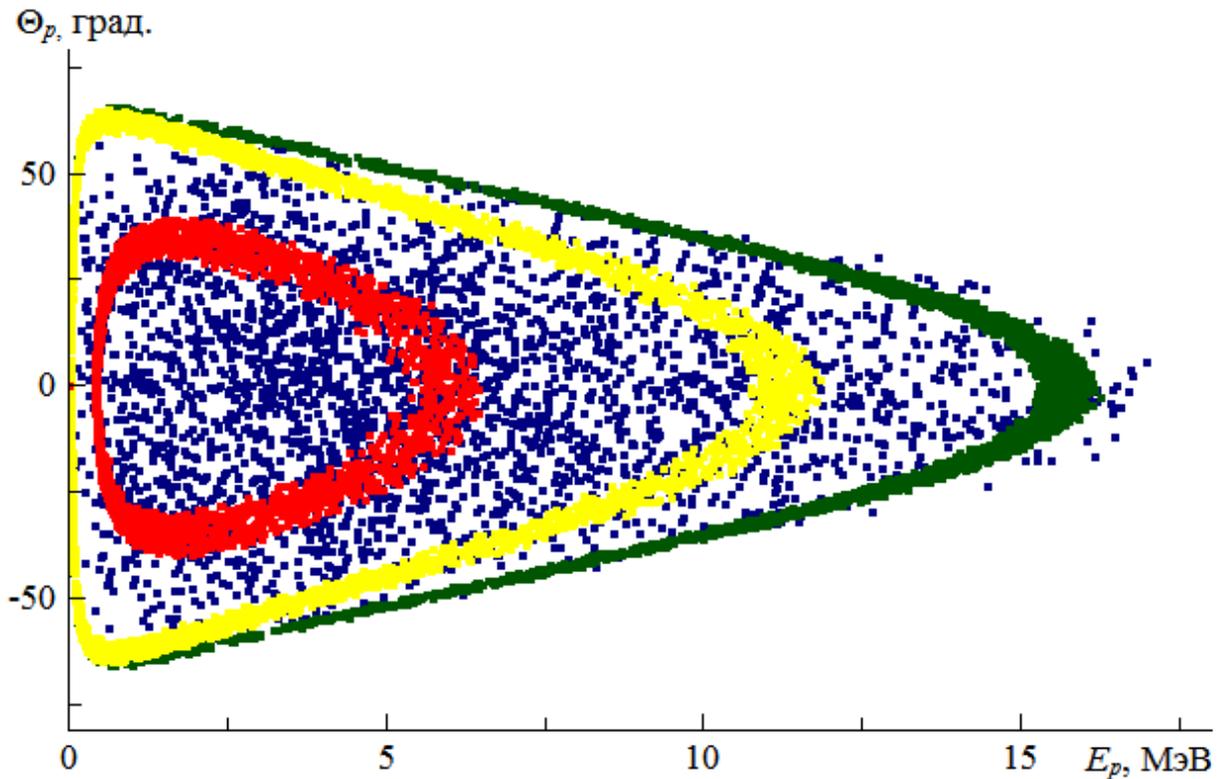
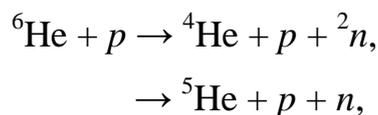


Рис. 2.7. Результаты кинематического моделирования реакции КСР протонов на кластерах гало-ядра ${}^6\text{He}$: двумерная диаграмма $\Theta_p - E_p$. Указанные области: темно-синяя – область фоновых событий реакции ${}^6\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + p + n + n$; зеленая – область КСР протона на кластере ${}^4\text{He}$; красная – область КСР протона на нейтроне; желтая – область КСР протона на динейтронном кластере. Энергия налетающего ядра $E_{{}^6\text{He}} = 40$ МэВ.

На диаграмме представлены области как искомым реакций



так и фоновой реакции



Фоновая реакция рассчитана программой четырехчастичного “демократического” развала без ограничений на энергии и углы вылета продуктов реакции. Для искомым реакций, которые рассчитаны программой

трехчастичного “демократического” развала, вводятся ограничения на угол вылета спектатора ($S = {}^2n, {}^5\text{He}, {}^4\text{He}$) $\Theta_S = 0^\circ \pm 2^\circ$ и его энергию $E_S \approx (E_1 + Q) \cdot m_S / m_1 \pm \Delta E$, пропорциональную отношению массы спектатора m_S к массе ядра-снаряда m_1 с некоторым разбросом ΔE . При введении указанных ограничений на исследуемые реакции, из общего фона (темно-синяя область, рис. 2.7) выделяются области (красная, желтая и зеленая области, рис. 2.7), соответствующие определенным кластерным состояниям ядра ${}^6\text{He}$. Наличие выделенных областей в полученных в эксперименте кинематических двумерных диаграммах даст информацию о структуре нейтронного гало-ядра ${}^6\text{He}$.

Поскольку первоначально углы вылета вторичных частиц выбираются в максимально возможном интервале углов, то доля событий, удовлетворяющих законам сохранения, будет невелика. Анализ кинематических диаграмм, позволяет определить оптимальные углы регистрации всех вторичных частиц, а кинетические энергии, соответствующие этим углам, позволяют определиться с выбором детекторов для регистрации частиц-продуктов. Это приводит к сужению диапазонов, в которых разыгрываются переменные (энергии и углы), и к увеличению доли событий, удовлетворяющих уравнениям сохранения в полном массиве разыгрываемых событий. Увеличение числа действительных событий позволяет уменьшить значение задаваемого параметра ΔP , что в свою очередь производит более точный отбор действительных событий. Данная процедура неоднократно повторяется до накопления необходимого количества событий рассматриваемой реакции.

2.3. Выводы к главе 2

1) Кинематическое моделирование экспериментов необходимо для того, чтобы при заданных массах и энергиях взаимодействующих частиц

установить различные связи между углами и энергиями продуктов распада реакции, используя уравнения законов сохранения энергии и импульса. Необходимость учета вкладов различных фоновых процессов требует проведения кинематических расчетов этих реакций, иногда с большим количеством вторичных частиц (≥ 3).

2) Для этой цели были созданы новые методы и подходы, а также компьютерные программы, позволяющие проводить кинематическое моделирование ядерных реакций с различным числом частиц в конечном состоянии (3, 4, 5...). В программах по произвольно заданным кинетическим энергиям и углам разлета вторичных частиц отбираются только те решения, которые удовлетворяют выполнению законов сохранения энергии и импульса с заданной заранее точностью.

3) Результаты проведенного моделирования позволяют определить геометрию эксперимента – углы регистрации вторичных частиц, соответствующие диапазоны энергий, определить необходимые параметры детекторов, позволяющие получить данные с необходимой точностью и возможностью отделения от фоновых процессов.

ГЛАВА 3. Кинематическое моделирование ядерных реакций

Как было отмечено выше, в ИЯИ РАН планируются эксперименты по исследованию NN -взаимодействия в различных реакциях. Кинематика играет не вспомогательную, а важную роль в планировании, проведении и анализе эксперимента. С точки зрения кинематики состояние вторичной частицы характеризуется значением кинематических переменных: энергии, импульса и угла вылета. Другие квантовые числа, такие как спин, четность, заряд и др. не учитываются. Знание кинематики позволяет выбрать оптимальную геометрию эксперимента, учесть или уменьшить вклады фоновых реакций, а также избежать ошибочных интерпретаций экспериментальных эффектов [50].

3.1. Кинематическое моделирование реакции $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + n + n$

В последнее время обсуждается возможность использования для исследования нуклон-нуклонного взаимодействия реакций с трехнуклонными ядрами (${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$) [51]. Авторы дибарионной модели ядерных сил [52] предположили, что в ядре ${}^3\text{H}$ дополнительная корреляция двух нейтронов, индуцированная протоном, приводит к появлению эффективного “слабосвязанного состояния” двух нейтронов в поле протона, а в ядре ${}^3\text{He}$ появляется околороговое состояние двух протонов в поле нейтрона. Основная идея предложенного эксперимента заключается в том, чтобы быстро удалить протон из ядра ${}^3\text{H}$. В таком случае наблюдаемый характер импульсного распределения “оставшейся” nn -пары не должен измениться, так как динейтронная пара в таком эксперименте является

спектатором, который быстро вылетает из зоны реакции без сильного искажения того состояния, которое нейтрон-нейтронная пара имела в ядре трития. Можно рассчитывать, что измеренные характеристики nn -взаимодействия, в частности энергия виртуального синглетного nn -состояния, окажутся совсем не теми, которые присущи свободным двухнейтронным системам [53].

Моделирование реакции $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + n + n$ проведено с помощью программ двух и трехчастичного “демократического” развала (DBKin). Углы регистрации вторичных частиц рассчитываются из двухчастичной реакции $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + {}^2n$ и выбраны так, чтобы энергия, переданная вторичному дейтрону, была максимальной и “динейтрон” выступал в таком случае в качестве спектатора. При этом энергия пучка нейтронов должна значительно превышать энергию связи трития. Кинематика двухчастичной реакции определена однозначно, моделированные зависимости энергий и углов вылета вторичных частиц представлены на рис. 3.1–3.3.

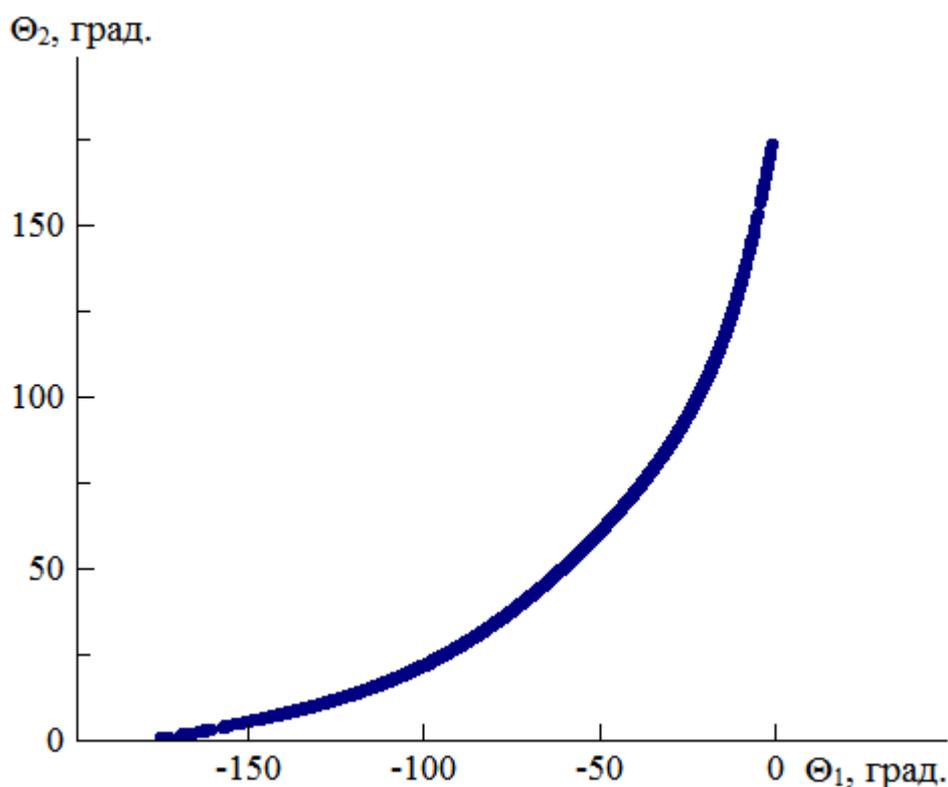


Рис. 3.1. Результаты кинематического моделирования реакции $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + {}^2n$: двумерная диаграмма Θ_2 – Θ_1 (1– d , 2 – 2n).

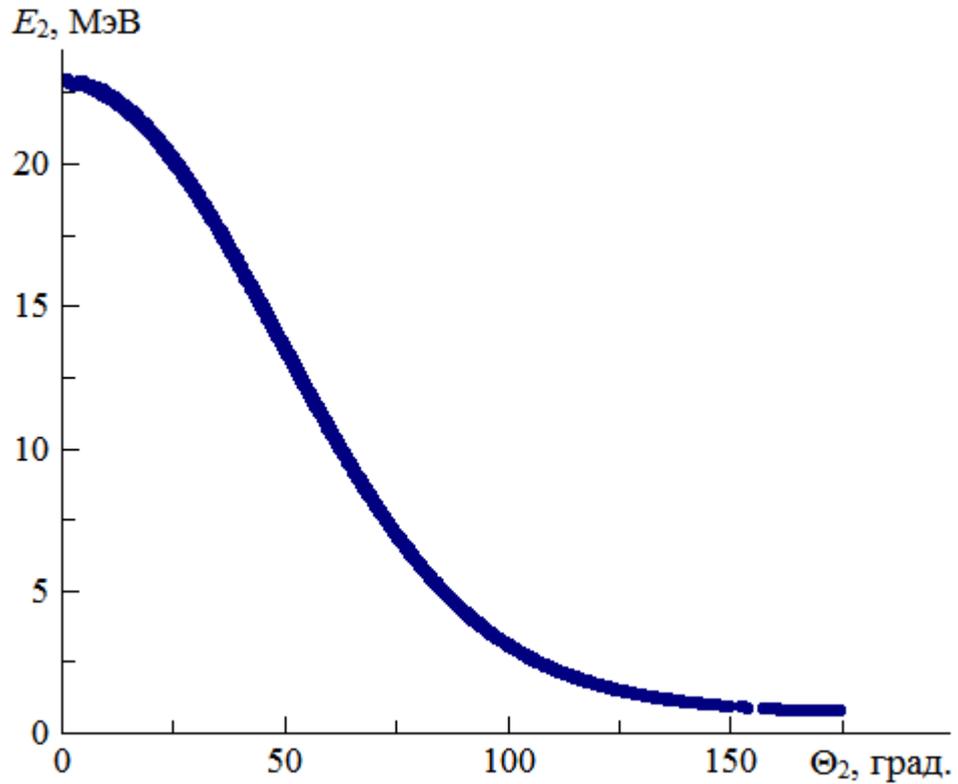


Рис. 3.2. Результаты кинематического моделирования реакции $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + {}^2\text{n}$: двумерная диаграмма $E_2-\Theta_2$ ($2 - {}^2n$).

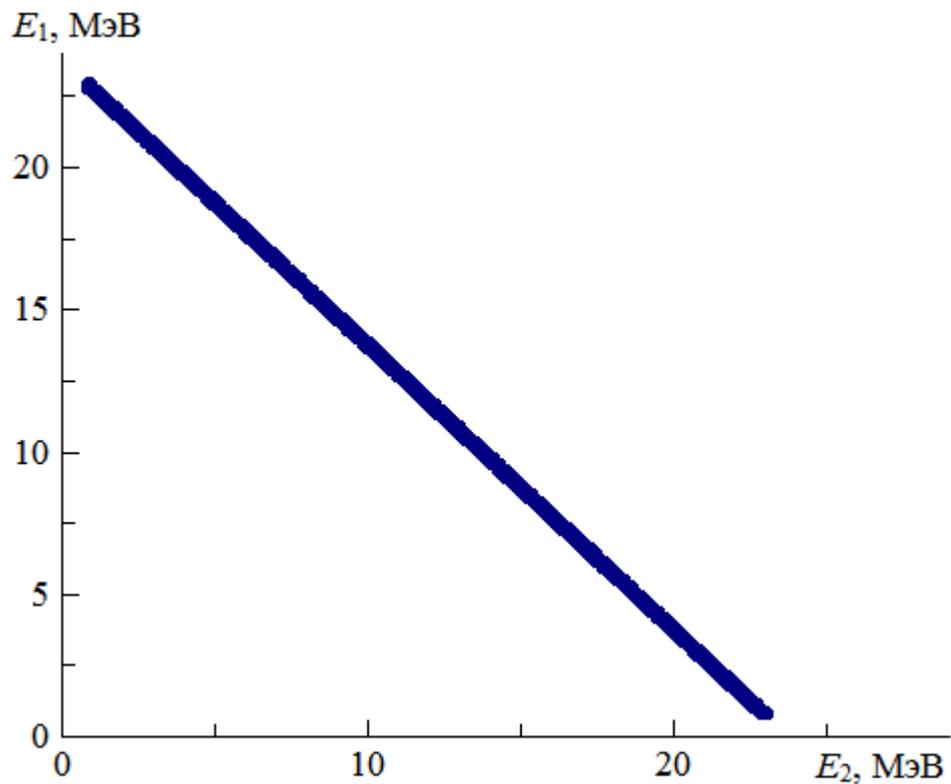


Рис. 3.3. Результаты кинематического моделирования реакции $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + {}^2\text{n}$: двумерная диаграмма E_1-E_2 ($1-d, 2 - {}^2n$).

Например, при кинематическом моделировании с энергией пучка нейтронов 30 МэВ возможна следующая геометрия эксперимента (табл. 3.1). Поскольку регистрация заряженных частиц в эксперименте предполагается кремниевым ΔE - E телескопом (установленный под расчетным углом), в табл. 5 также приведен пробег дейтронов в кремнии для оптимального выбора толщин детекторов. В программных расчетах масса двухнейтронной системы закладывалась как $m_{2n} = 2m_n + 0.15$ МэВ.

Таблица 3.1. Углы регистрации и энергетические интервалы вторичных частиц двухчастичной реакции $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + {}^2n$.

Пучок	Регистрация ${}^2\text{H}$			Регистрация нейтронов	
	E_n , МэВ	Θ_d , град.	E_d , МэВ	Пробег в Si, мкм	Θ_{2n} , град.
30	22 ± 0.5	20.6 ± 0.2	~ 1400	-100 ± 1	3 ± 0.1

Из табл. 3.1 видно, что в качестве ΔE -детектора нужно использовать кремниевый детектор с толщиной ~ 400 – 500 мкм, а в качестве E -детектора использовать детектор с толщиной ~ 1000 – 2000 мкм.

Моделирование реакции $n + {}^3\text{H} \rightarrow d + n + n$ с геометрией, соответствующей кинематике двухчастичной реакции (табл. 3.1), показало значительное кинематическое усиление для малых значений энергии возбуждения двухнуклонной системы. На рис. 3.4–3.5 показан моделированный спектр углов вылета второго нейтрона и область энергий возбуждения nn -системы в зависимости от угла вылета первого нейтрона и кинетической энергии дейтрона.

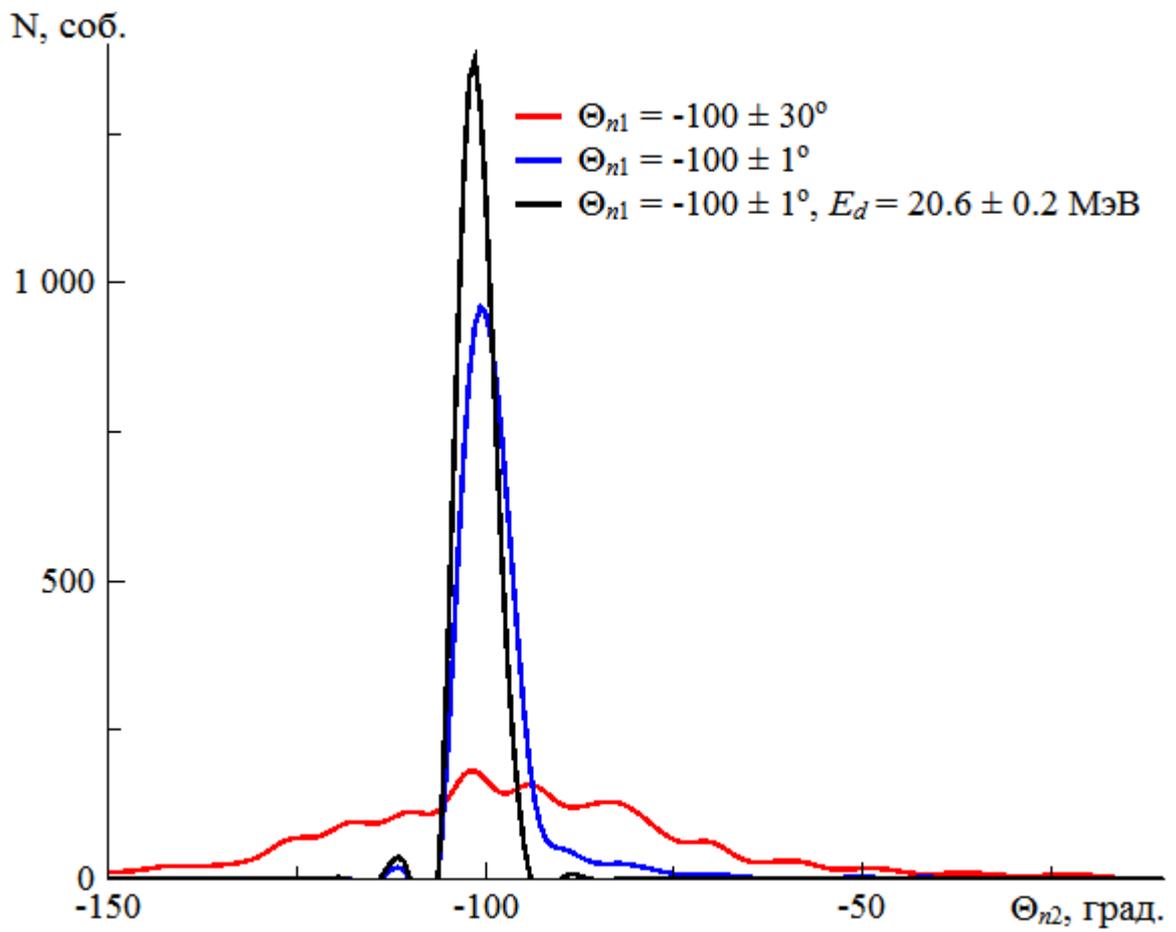


Рис. 3.4. Моделированный спектр углов вылета второго нейтрона в зависимости от угла вылета первого нейтрона и кинетической энергии дейтрона.

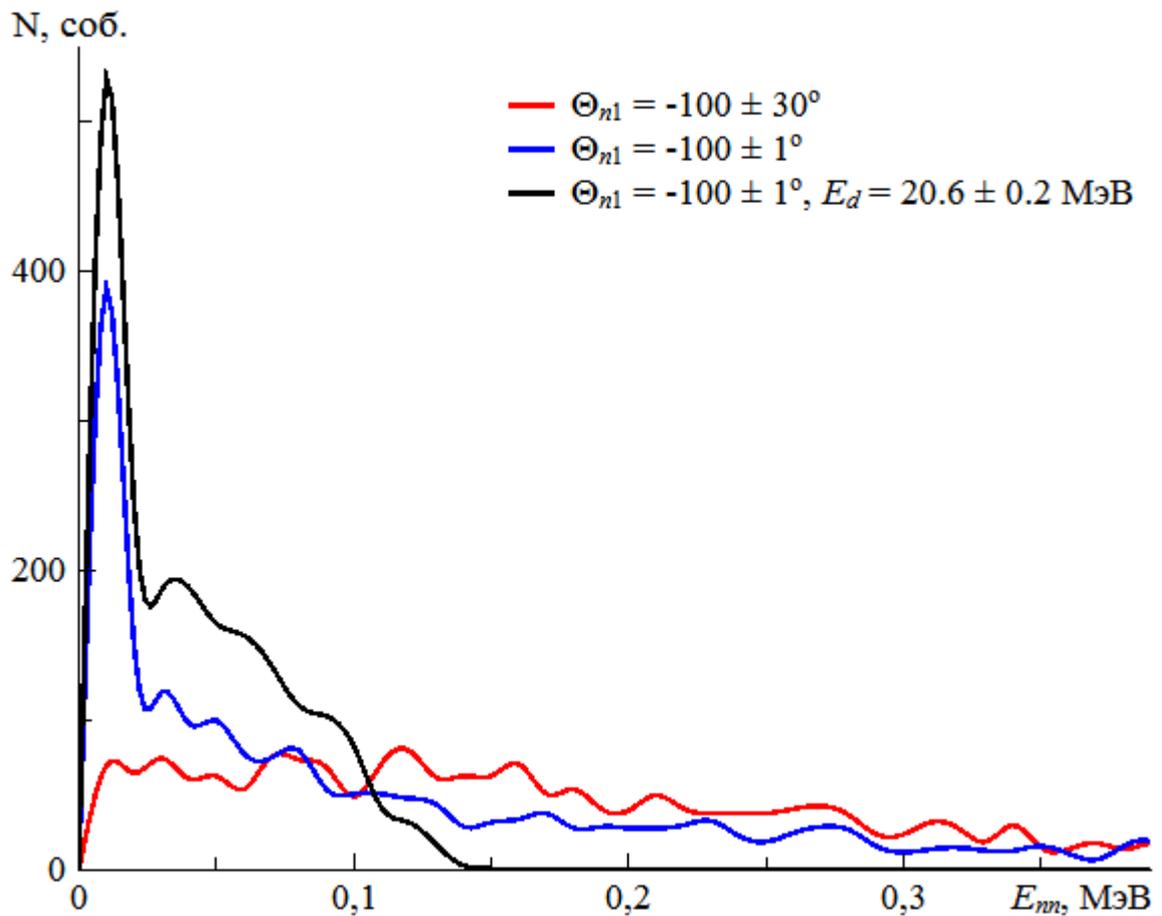


Рис. 3.5. Моделированная область энергий возбуждения nn -системы в зависимости от угла вылета первого нейтрона и кинетической энергии дейтрона.

На рис. 3.4 видно, что сужение углового аксептанса одного нейтрона и регистрация дейтронов с максимальной энергией приводят к значительному уменьшению аксептанса второго нейтрона и к соответствующему уменьшению угла разлета нейтронов. Практически, оба нейтрона летят в узком конусе углов. На рис. 3.5 видно соответствующее уменьшение исследуемой области возбуждения nn -системы и соответствующий сдвиг ее в представляющую интерес область малых энергий возбуждения. При этом будут значительно подавлены фоновые процессы “демократического” развала (трех- и четырехчастичные).

Энергия относительного движения двух нейтронов (энергия возбуждения nn -системы) для каждого события рассчитывается по формуле (2.25), используя информацию об углах вылета и кинетических энергиях

каждого из зарегистрированных в совпадении с дейтроном нейтронов. Принимая во внимание то условие, что детектирование нейтронов происходит под углом, соответствующим вылету nn -системы в двухчастичной реакции, попасть в детектор могут только распадные частицы, вылетающие в системе ц.м. или вперед ($\sim 0^\circ$) или назад ($\sim 180^\circ$). Как показало моделирование, при таком детектировании нейтронов их энергетический спектр (или соответствующий ему временной спектр) имеет специфический вид, зависящий от энергии возбуждения nn -системы, и характеризуется двумя пиками. На рис. 3.6 в координатах $E_{n1} - E_{n2}$ видно, что различным значениям энергий возбуждения соответствуют отдельные области распределения по энергиям распадных нейтронов на фоне возможных комбинаций энергий вторичных нейтронов, разрешенных кинематикой трехчастичной реакции.

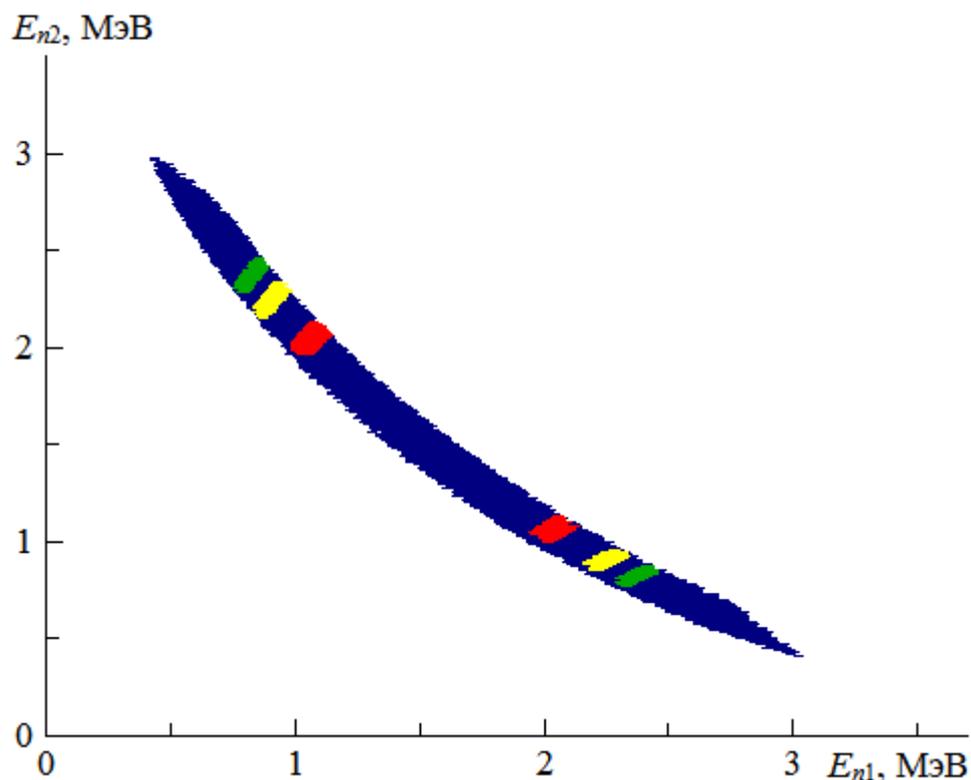


Рис. 3.6. Двумерная диаграмма $E_{n2} - E_{n1}$ всевозможных энергий вторичных нейтронов (темно-синяя область) и различные распределения по энергиям вторичных нейтронов соответствующие энергиям виртуального nn -состояния 80 ± 10 кэВ (красная область), 150 ± 10 кэВ (желтая область) и 200 ± 10 кэВ (зеленая область).

Таким образом, проведенное моделирование показало, что исследование энергетического (временного) спектра нейтрона, регистрируемого под углом, близким к углу вылета nn -системы, позволит получить информацию об энергии виртуального nn -состояния.

3.2. Кинематическое моделирование реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$

Эксперимент по определению энергии виртуального синглетного состояния двух нейтронов можно рассматривать как двухэтапную реакцию, идущую через стадию промежуточного (возбужденного) состояния. Реакции такого типа можно исследовать с помощью программы IMSKin и с ее помощью выбрать оптимальные параметры установки (размеры детекторов и их энергетическое и временное разрешения) для получения оптимального разрешения по энергии промежуточного состояния [45].

Рассмотрим процесс выбора оптимальных условий эксперимента по определению энергии виртуального синглетного nn -состояния в реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^2n \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$. Кинематическое моделирование проведено в два этапа с энергией пучка дейтронов 20 МэВ [54]. На первом этапе моделируется реакция $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^2n$, результаты моделирования которой приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2. Углы регистрации и энергетические интервалы вторичных частиц двухчастичной реакции $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^2n$.

Пучок	Регистрация ${}^3\text{He}$			Регистрация нейтронов	
	E_d , МэВ	Θ_{He} , град.	E_{He} , МэВ	Пробег в Si, мкм	Θ_{2n} , град.
20	27	~13	~128	-73	~4

Угол вылета $\Theta_{\text{He}} = 25^\circ$ выбран таким образом, чтобы рассчитанная для этого угла энергия гелия-3 (~13 МэВ) была достаточно большой, для того чтобы

частицы ${}^3\text{He}$ не останавливались в тонком прострельном ΔE -детекторе (в нашем случае толщиной 24 мкм), а полный пробег ${}^3\text{He}$ в кремнии был меньше суммарной толщины ΔE - и E -детектора. Поскольку для определения энергии нейтронов используется времяпролетная методика, таким энергиям гелионов будет соответствовать достаточно малая энергия двухнейтронной системы (<5 МэВ), чтобы время пролета нейтронов до детектора было достаточно большим и обеспечивало хорошее разрешение по энергии.

На втором этапе рассматривается распад ${}^2n \rightarrow n_1 + n_2$. На рис. 3.7 показана двумерная диаграмма углов вылета нейтронов $\Theta_{n1} - \Theta_{n2}$ для энергий возбуждения $E_{mn} = 20-220$ кэВ.

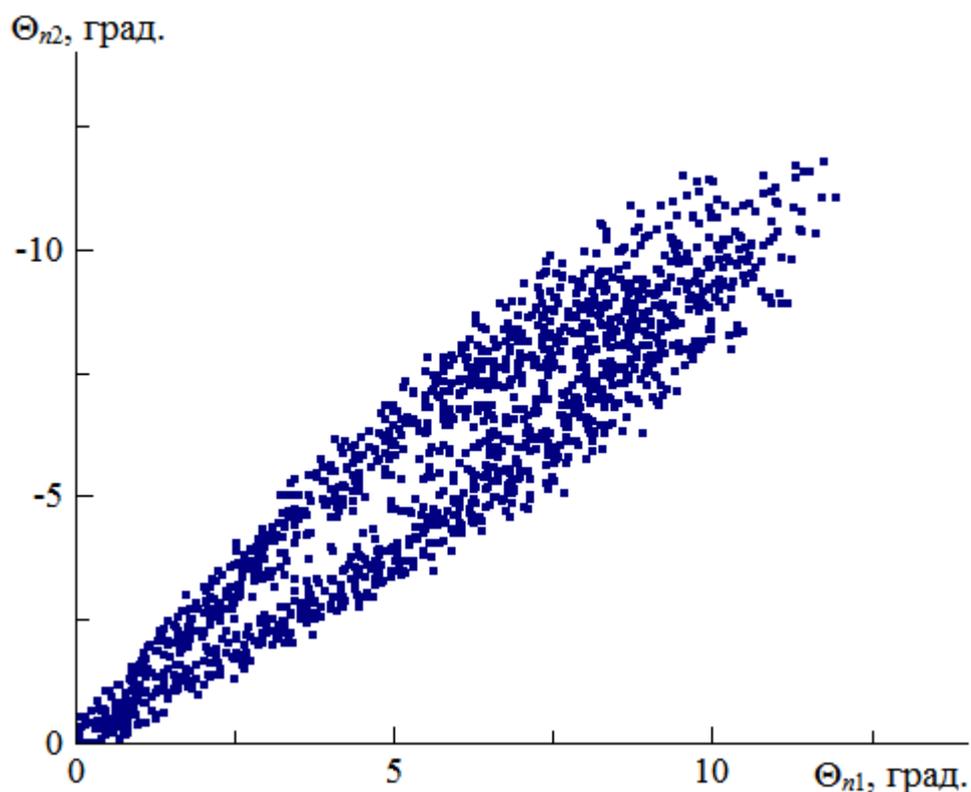


Рис. 3.7. Двумерная диаграмма углов вылета нейтронов $\Theta_{n1} - \Theta_{n2}$ для энергий возбуждения $E_{mn} = 20-220$ кэВ. Углы отсчитываются относительно угла вылета двухнейтронной 2n -системы.

Из рис. 3.7 видно, что в достаточно широкой области энергии возбуждения продукты распада (n_1 и n_2) летят в достаточно узком конусе углов $\Theta_{n1, n2} \approx \pm 12^\circ$. Кроме того, если первый нейтрон вылетает в интервале углов $\pm 1^\circ$ относительно угла вылета двухнейтронной системы, то и второй нейтрон

вылетает примерно в этом же интервале. В результате для регистрируемого нейтрона наблюдается распределение по энергиям, зависящим от энергии виртуального нейтрон-нейтронного состояния (рис. 3.8).

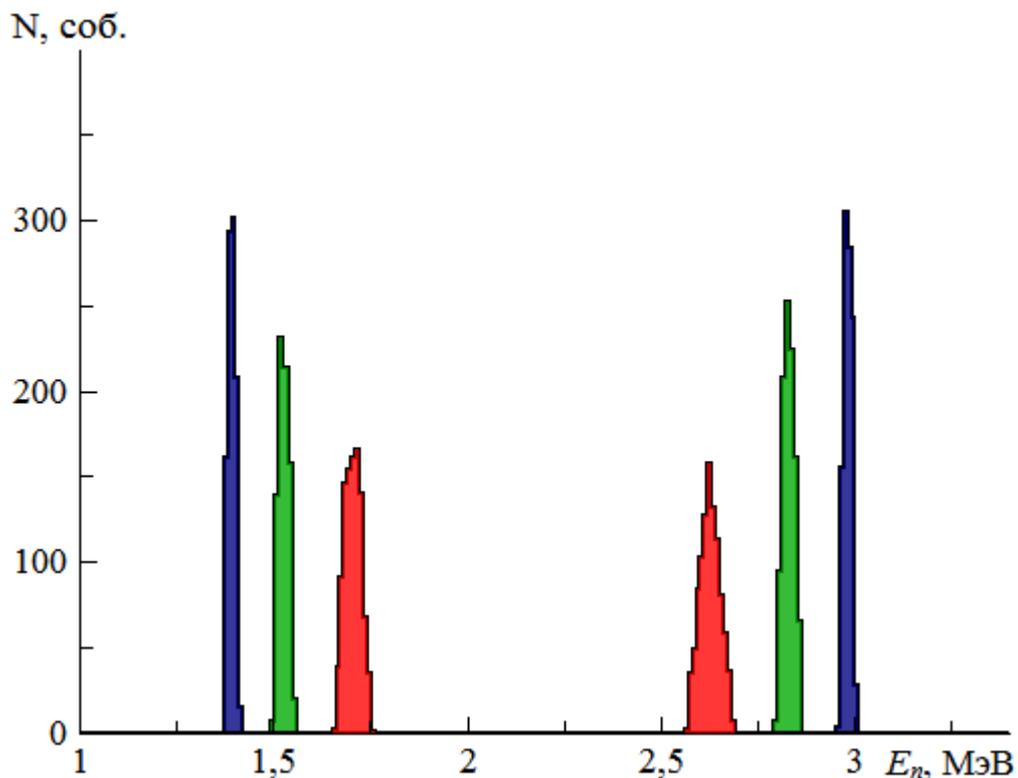


Рис. 3.8. Моделированные распределения энергии нейтрона, регистрируемого под углом -73° , соответствующие различным “входным” энергиям виртуального синглетного состояния двух нейтронов: $E_{nn} = 50 \pm 1$ кэВ (красная гистограмма); $E_{nn} = 100 \pm 1$ кэВ (зеленая гистограмма); $E_{nn} = 150 \pm 1$ кэВ (синяя гистограмма).

Зависимость разрешения по энергии виртуального nn -состояния от параметров экспериментальной установки (углового размера и энергетического разрешения детектора заряженных частиц, углового размера детектора нейтронов и его временного разрешения) представлены на рис. 3.9.

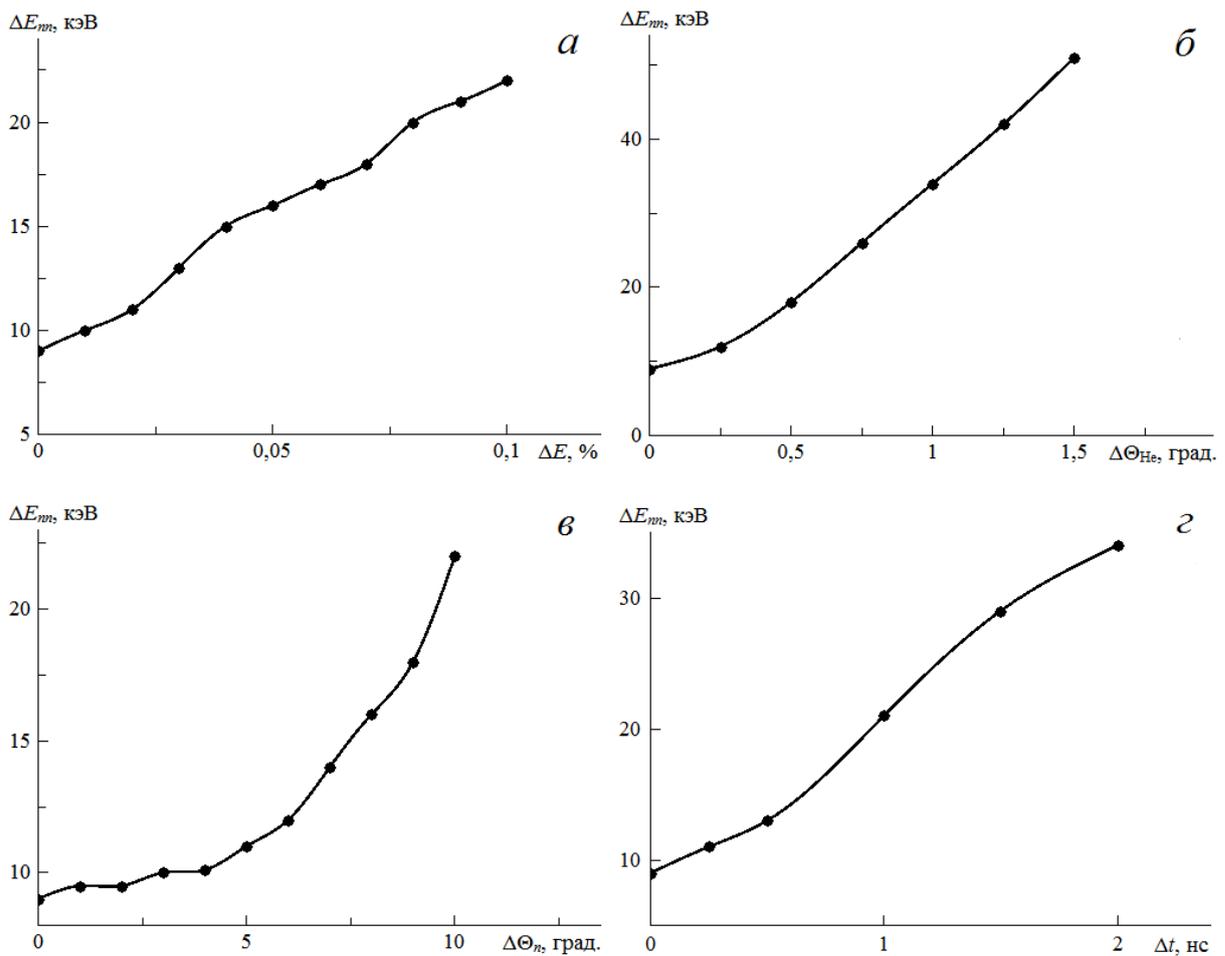


Рис. 3.9. Зависимость разрешения по энергии возбуждения E_{mn} : *а* – от энергетического разрешения $\Delta E/E$ детекторов ${}^3\text{He}$; *б* – от углового размера детектора ${}^3\text{He}$ – $\Delta\Theta_{\text{He}}$ и *в* – от углового размера детектора нейтронов – $\Delta\Theta_n$ *г* – от временного разрешения детектора нейтронов – Δt .

Из этих зависимостей следует, что энергетическое разрешение детектора гелия-3 и временное разрешение детектора нейтронов не должны превышать 4–5% и 1 нс, соответственно; разрешение по энергии возбуждения 2n -системы очень чувствительно к угловому размеру детектора заряженных частиц, который не должен превышать 0.5° , в то время как угловой размер детектора нейтронов можно брать до $5\text{--}6^\circ$ без ухудшения разрешения по энергии возбуждения nn -системы. Для проверки возможного разрешения по энергии E_{mn} было проведено моделирование при углах регистрации: $\Theta_{\text{He}} = 27^\circ \pm 0.5^\circ$ и $\Theta_n = -73^\circ \pm 1.5^\circ$. Энергетическое разрешение детекторов ΔE - и E -детекторов взято 1 %, а временное разрешение детектора нейтронов и длина времяпролетной базы 0.5 нс и 2 м, соответственно. На рис. 3.10

показа аппаратная функция (разрешение по энергии возбуждения) при “входной” энергии синглетного np -состояния $E_{nn} = 100 \pm 1$ кэВ и равномерного распределения энергий возбуждения в интервале $E_{nn} = 10$ –290 кэВ.

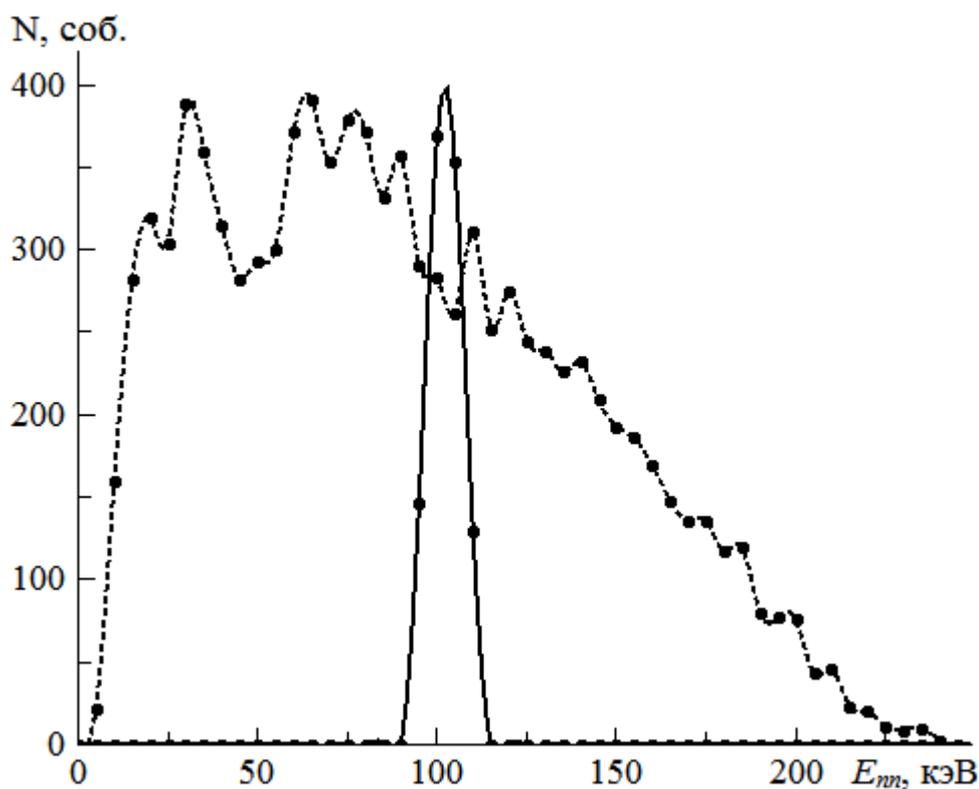


Рис. 3.10. Аппаратная функции установки для “входной” энергии возбуждение синглетного состояния $E_{nn} = 100 \pm 1$ кэВ (сплошная линия) и равномерного распределения энергий возбуждения $E_{nn} = 10$ –290 кэВ (штриховая линия).

“Выходная” энергия возбуждения рассчитывалась для каждого промоделированного события по формуле (2.25) для рассчитанных значений энергий (с учетом приведенных выше параметров моделирования). Видно, что при таких параметрах установки разрешение по энергии возбуждения будет порядка 10 кэВ. Таким образом, проведенное кинематическое моделирование позволяет определить оптимальные параметры детектирующей системы, при которой экспериментальные данные могут быть получены в достаточно широкой области энергий возбуждения с

хорошей точностью (разрешением по энергии виртуального синглетного nn -состояния).

3.3. Выводы к главе 3

1) Результаты кинематического моделирования различных ядерных реакций позволяют определить не только углы регистрации и толщины детекторов вторичных частиц, но также их угловые, энергетические или временные характеристики, для достижения результатов с необходимой точностью.

2) Кинематическое моделирование показывает, что исследование энергетического (временного) спектра нейтрона, регистрируемого под углом, близким к углу вылета nn -системы, позволит получить информацию об энергии виртуального nn -состояния.

3) Исходя из результатов кинематического моделирования, определяется схема экспериментальной установки для исследования нужной реакции и выбираются методики обработки экспериментальных данных и извлечения исследуемых величин.

ГЛАВА 4. Комплекс сервисных программ для проведения экспериментов

Кинематическое моделирование эксперимента позволяет определить распределения углов вылета и энергий (импульсов) продуктов реакции, взаимные зависимости различных кинематических переменных, предельные интервалы углов вылета и энергий вторичных частиц. В связи с этим появляется возможность выбрать оптимальные углы регистрации частиц, а энергетические интервалы, соответствующие этим углам, позволяют определиться с выбором детекторов для регистрации частиц. Принцип действия большинства детекторов заряженных частиц основан на регистрации образованного ими ионизационного заряда. Поэтому при расчете энергетических спектров необходимо учитывать ионизационные потери заряженных частиц в различных материалах и прогнозировать отличие в прохождении частицами различных слоев веществ. Кроме того необходимо учитывать неопределенности в определении энергии частиц детекторами (энергетическое разрешение), а также проводить энергетические калибровки детекторов, определять времена пролета частиц и многое другое.

4.1. Программа расчета ионизационных потерь заряженных частиц в веществе

При попадании тяжелой заряженной частицы в вещество она начинает взаимодействовать с электронами и атомными ядрами вещества. Наиболее вероятный процесс – ионизация и возбуждение атомов вещества [55]. В результате этих процессов заряженные частицы теряют свою энергию (ионизационные потери) до полной остановки. Таким образом, заряженные частицы характеризуются определенной длиной пробега в данном материале,

которая представляет собой расстояние, дальше которого частицы не проникают. При столкновении с электроном частица незначительно отклоняется от своего первоначального пути (так как масса частицы намного больше массы электрона), а из-за большого числа хаотически ориентированных столкновений, эти малые отклонения почти полностью компенсируют друг друга, поэтому траекторию движения тяжелой заряженной частицы в веществе можно считать приближенно прямолинейной.

Средняя энергия, теряемая частицей на единице пути в веществе, называется удельной потерей энергии на ионизацию и обозначается $\frac{dE}{dx}$. При прохождении частицей с энергией E_0 слоя данного вещества толщины l , энергия после прохождения этого слоя связана с полным пробегом R в данном веществе при энергии E_0 и толщиной данного слоя l . По определению

$$E_0 = \int_0^R \frac{dE}{dx} dx. \quad (4.1)$$

Воспользуемся аддитивным свойством определенного интеграла

$$\int_0^R \frac{dE}{dx} dx = \int_0^{R-l} \frac{dE}{dx} dx + \int_{R-l}^R \frac{dE}{dx} dx, \quad (4.2)$$

и преобразуем выражение

$$\int_0^R \frac{dE}{dx} dx - \int_{R-l}^R \frac{dE}{dx} dx = \int_0^{R-l} \frac{dE}{dx} dx. \quad (4.3)$$

Получим

$$E_0 - \Delta E = E_1 \quad (4.4)$$

где ΔE – потеря энергии частицей в слое вещества толщины l , а E_1 – величина энергии, при которой пробег в этом веществе равен $R - l$. Таким образом, потери энергии частицей при прохождении слоя вещества толщиной l равна разности значений энергии, которым соответствуют пробеги в этом веществе R и $R - l$, соответственно. Полученное соотношение (4.4) лежит в основе

вычислительной программы для расчета потерь заряженных частиц в различных слоях веществ. Принцип работы программы следующий:

1. С помощью программы SRIM [56] при различных кинетических энергиях частицы E в данном веществе просчитываются их пробеги R и страгглинг (разброс пробега) ΔR .

2. Строятся зависимости $R(E)$, $\Delta R(E)$ и $E(R)$ и определяются аналитические выражения функций, описывающие эти зависимости.

3. Статистический характер столкновений, вызванный случайным характером процесса, приводит к увеличению разброса по импульсу, в связи с этим необходимо учитывать разброс пробега. При моделировании пробег случайным образом разбрасывается в интервале $(R - \Delta R, R + \Delta R)$.

4. Энергия частицы после прохождения слоя вещества толщины l рассчитывается как $E_0 - \Delta E$, где $\Delta E = E(R_0) - E(R_0 - l)$.

Рассмотрим прохождение частиц ${}^3\text{He}$ с энергией 5–15 МэВ в кремниевом детекторе толщиной 60 мкм. На рис. 4.1–4.2 представлены зависимости $R(E)$, $\Delta R(E)$ и $E(R)$ в кремнии, вычисленные для частиц ${}^3\text{He}$ с энергиями 5–15 МэВ с помощью программы SRIM.

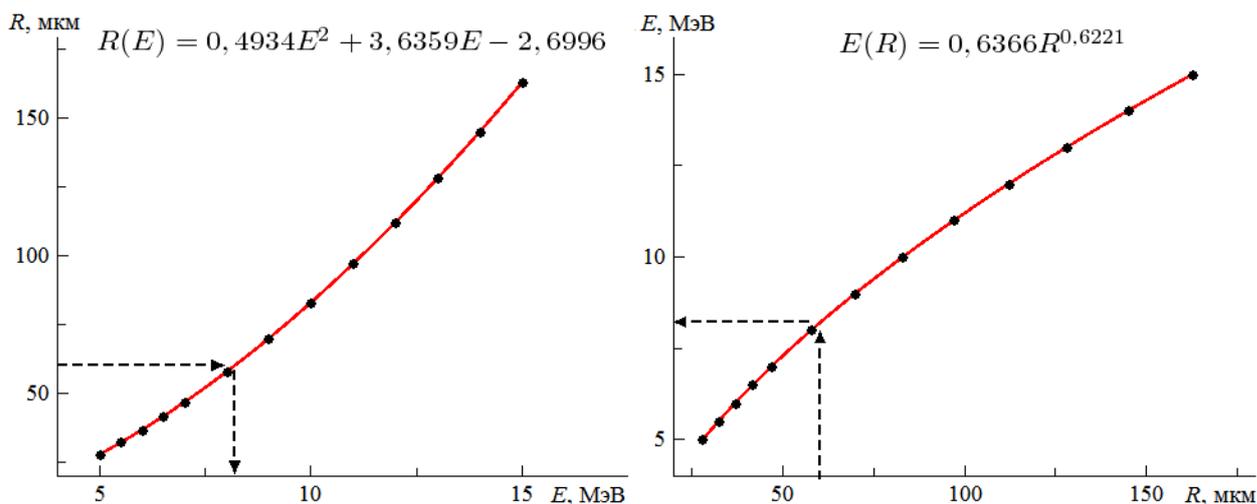


Рис. 4.1. Зависимости пробега в кремнии от кинетической энергии ${}^3\text{He}$ (левая часть) и энергии от пробега (правая часть). На рисунках представлены также аналитические выражения функций, приближенно описывающие данные зависимости, стрелками указаны значения энергии при длине пробега 60 мкм.

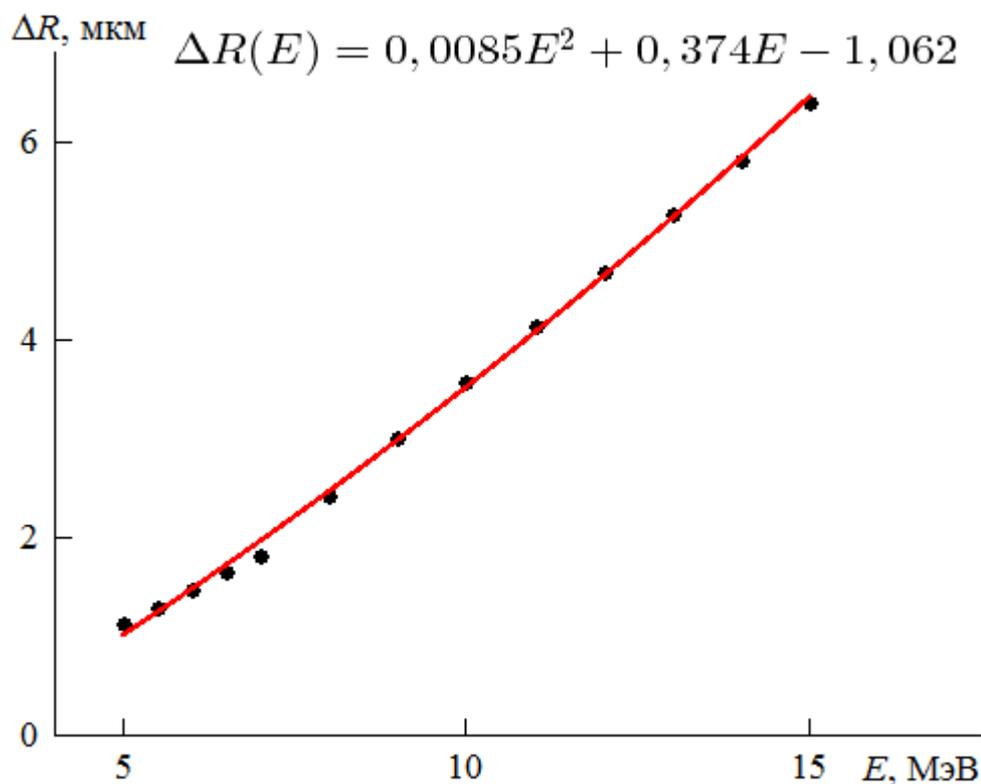


Рис. 4.2. Зависимость страгглинга в кремнии от кинетической энергии частиц ${}^3\text{He}$. На рисунке представлено аналитическое выражение функции, приближенно описывающее данную зависимость.

На рис. 4.1 видно, что частицы гелия-3 с энергиями менее 8 МэВ полностью поглотятся в кремнии. Рассмотрим прохождение заряженных частиц с равномерно распределенными энергиями от E_{\min} до E_{\max} через слой вещества толщины l . Кинетическая энергия для каждого события рассчитывается как

$$E = E_{\min} + (E_{\max} - E_{\min}) \cdot \text{СЛЧИС}(\quad), \quad (4.5)$$

где функция $\text{СЛЧИС}(\quad)$ – возвращает равномерно распределенное случайное вещественное число, которое больше или равно 0 и меньше или равно 1. Затем для каждого события по энергии заряженной частицы рассчитываются ее пробег и страгглинг в данном слое вещества по аналитическим выражениям функциональных зависимостей $R(E)$ и $\Delta R(E)$. Энергия после прохождения слоя вещества толщины l вычисляется как значение функции $E(R)$ в точке $R - l$, в том случае если $R - l \geq 0$. В противном случае событие не учитывается. При этом в расчетах пробег частицы берется как

$$R = R - \Delta R + 2\Delta R \cdot \text{СЛЧИС}(\quad). \quad (4.6)$$

Если различных слоев веществ несколько, то данная процедура повторяется последовательно для каждого события. Электронные таблицы MS Excel оказываются достаточно удобным средством для решения задач расчета ионизационных потерь, особенно учитывая возможности графического представления результатов и быстрого пересчета в случае изменения материала и толщины слоев.

4.2. Программа расчета ионизационных потерь заряженных частиц в $\Delta E-E$ телескопе

При исследовании реакций с легкими ионами ($p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) помимо измерения энергии частиц необходимо также проведение их идентификации. Обычно в конечном состоянии могут образовываться различные частицы, тип которых необходимо определять. Для идентификации заряженной частицы в некотором интервале энергий (E_{\min}, E_{\max}) одновременно измеряются потери $\frac{dE}{dx}$ в двух детекторах: тонком “прострельном” ΔE -детектора (его толщина выбирается меньше пробега частицы с энергией E_{\min} в веществе детектора) и E -детекторе полного поглощения энергии (с толщиной большей пробега частицы с энергией E_{\max}). Такой метод идентификации частиц носит название $\Delta E-E$ метода [57]. Он основан на двух фактах:

1). Удельные ионизационные потери энергии пропорциональны квадрату заряда частицы

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| \sim Z^2.$$

Это означает, что при одинаковой скорости альфа-частицы ($Z = 2$) теряют на ионизацию вещества в 4 раза больше энергии, чем протоны ($Z = 1$).

2). Если сопоставлять потери на ионизацию различных частиц с одинаковой кинетической энергией, то частицы с одинаковой энергией теряют на ионизацию тем больше энергии, чем больше их масса

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| \sim \frac{M}{E}.$$

Например, на единице своего пути дейтроны теряют на ионизацию энергию в 2 раза большую, чем протоны с такой же кинетической энергией, а тритоны в 3 раза большую, чем протоны.

Ионизационные потери в ΔE - и E -детекторах зависят только от типа и энергии частицы. На двумерной диаграмме ΔE - E распределение имеет вид семейства непересекающихся гипербол, каждая из которых соответствует частице с определенным значением массового числа и заряда. Такая ΔE - E диаграмма позволяет идентифицировать тип частицы. Моделирование этих диаграмм легко реализуется, используя вычислительную программу расчета ионизационных потерь заряженных частиц в веществе, описанную выше. Сначала вводятся толщины всех слоев веществ, которые должна пройти частица до детектора, а потом последовательно вычисляются ионизационные потери во всех слоях от мишени до детекторов. При этом возможно введение энергетического разрешения детекторов заряженных частиц.

В качестве примера на рис. 4.3 представлена диаграмма моделированных потерь в ΔE - и E -детекторах однозарядных (протоны, дейтроны, тритоны) и двухзарядных частиц (гелий-3 и гелий-4) в интервале энергий от 0 до 10 МэВ. В данном примере заряженные частицы проходят следующие слои: выходное окно камеры рассеяния (лексан) 20 мкм, слой воздуха 10 мм от выходного окна до пролетного ΔE -детектора, толщина пролетного кремниевого ΔE -детектора 24 мкм, второй слой воздуха 10 мм между ΔE - и E -детектором, толщина кремниевого E -детектора полного поглощения 316 мкм (при такой толщине на протонном локусе видна “прострельная” область).

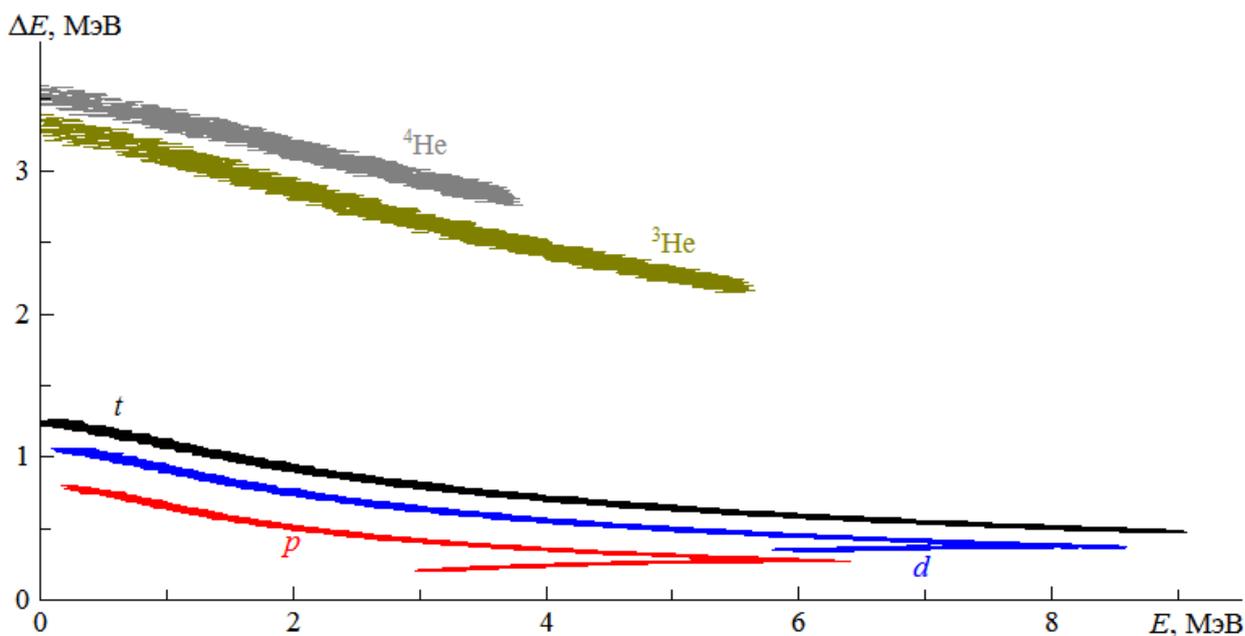


Рис. 4.3. Двумерная $\Delta E-E$ диаграмма ионизационных потерь для идентификации заряженных частиц.

4.3. Программа моделирования спектра альфа-частиц для энергетической калибровки детекторов

Энергетическая калибровка необходима для того, чтобы установить связь между номером канала амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП) и энергией детектируемой частицы. Для калибровки кремниевых детекторов заряженных частиц обычно измеряют спектр калибровочного альфа-источника с заранее известными энергиями. Например, на рис. 4.4а показан измеренный в вакууме экспериментальный спектр альфа-частиц источника ^{226}Ra . Затем в полученном спектре идентифицируют пики и устанавливается связь между номером измерительного канала и энергией пика источника излучения (рис. 4.4б).

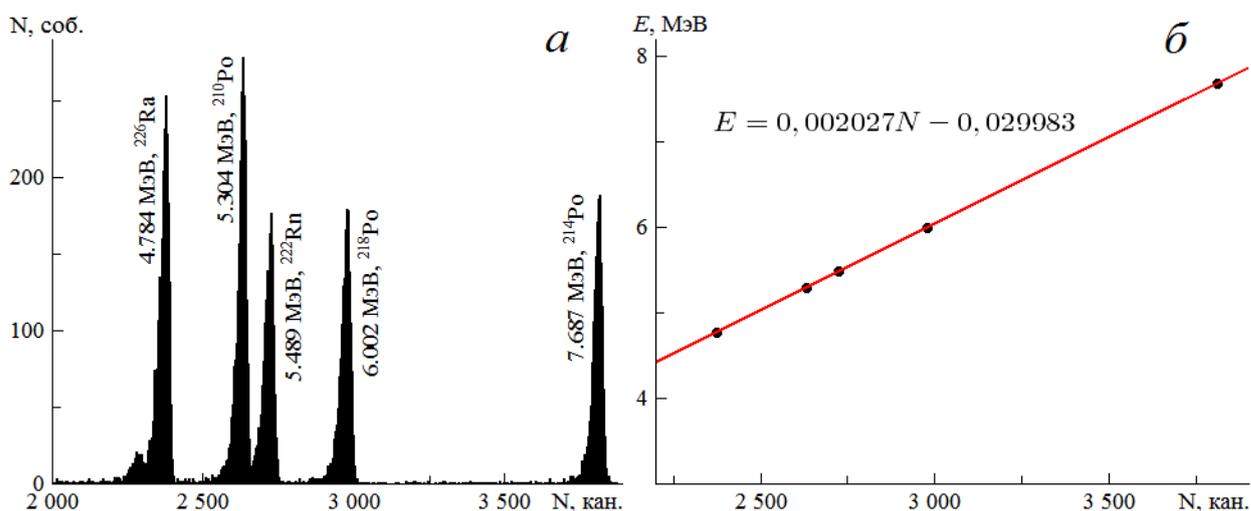


Рис. 4.4. *a* – экспериментальный спектр радия-226 и его продуктов распада; *б* – калибровочная кривая кремниевого детектора.

Если спектр от источника излучения снимается не в вакууме, а на воздухе, то положения пиков будут отличаться от измерения в вакууме. В связи с этим на основе программы расчета ионизационных потерь в детекторах была создана вычислительная программа, позволяющая проводить калибровку с возможным введением различных поглощающих слоев и их толщин в геометрии источник– ΔE -детектор– E -детектор. При этом учитываются энергетические разрешения детекторов и их радиусы, и разброс угла вылета частиц Θ относительно линии, соединяющей центр источника и центры детекторов. Для частицы, вылетевшей под углом Θ , толщина любого слоя x_0 соответственно увеличивается

$$x = \frac{x_0}{\cos \Theta}, \quad (4.7)$$

а перед получением спектров энергий альфа-частиц в детекторах проводится отбор моделируемых событий по условию попадания частиц в детектор

$$\begin{cases} \operatorname{tg} \Theta \cdot l_1 \leq r \\ \operatorname{tg} \Theta \cdot l_2 \leq R \end{cases}, \quad (4.8)$$

где l_1 и l_2 – расстояния от источника до ΔE - и E -детекторов, а r и R – радиусы ΔE - и E -детекторов, соответственно.

В качестве примера конечного результата программы показан моделированный спектр альфа частиц с энергиями 4.784, 5.304, 5.489, 6.002 и

7.687 МэВ в воздухе для ΔE -детектора (рис. 4.5а) и E -детектора (рис. 4.5б). Параметры моделирования следующие: слой воздуха от источника до ΔE -детектора 5 мм, толщина прострельного кремниевого ΔE -детектора 24 мкм, слой воздуха между детекторами 5 мм, толщина кремниевого E -детектора 316 мкм, радиусы и энергетические разрешения обоих детекторов 4 мм и 1 %, соответственно.

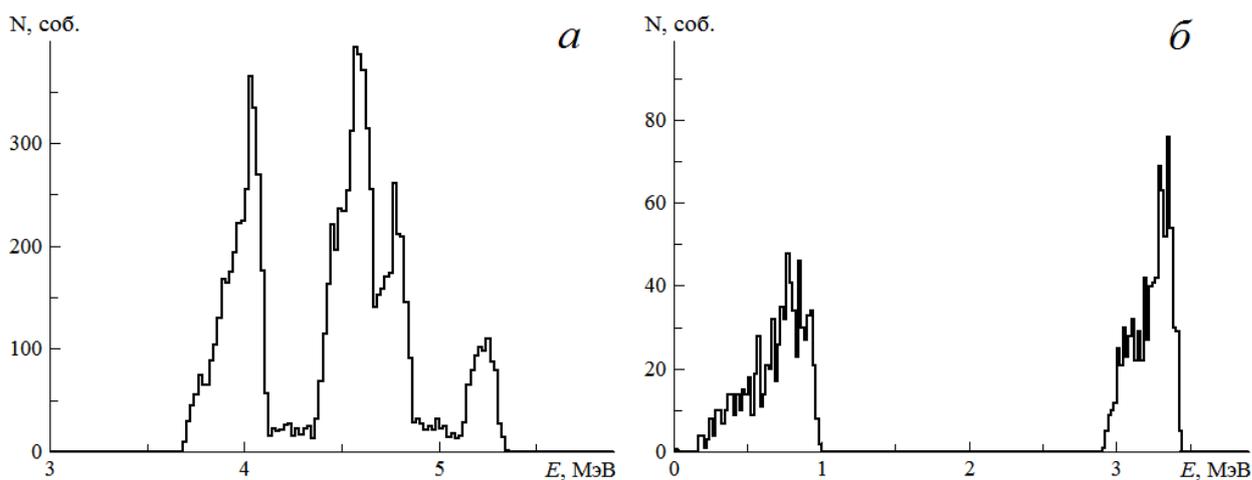


Рис. 4.5. Моделированные энергетические спектры альфа-частиц источника радия-226 при измерении на воздухе: а – для ΔE -детектора; б – для E -детектора.

Отличие энергетических спектров на рис. 4.6 связано с различием поглощающих слоев для частиц, пришедших в ΔE - и E -детекторы. В ΔE -детектор попадают частицы, прошедшие первый слой воздуха, в E -детектор приходит малая доля частиц, прошедшая два слоя воздуха и ΔE -детектор.

Таким образом, данная программа позволяет провести энергетическую калибровку детекторов заряженных частиц не только в вакууме, но и при наличии различных поглощающих слоев веществ.

4.4. Программа определения времени пролета заряженных и нейтральных частиц

Определение времени пролета заряженных частиц часто необходимо для временной калибровки детектирующей системы, а также для идентификации заряженных частиц. Так как сами нейтроны не ионизируют и не возбуждают атомы вещества детектора, то обычно энергию нейтронов определяют по методу времени пролета [58]. Для нерелятивистских частиц время пролета частицы определяется выражением

$$t [\text{нс}] = 72.3 \cdot L [\text{м}] \sqrt{\frac{A [\text{а.е.м.}]}{E [\text{МэВ}]}} , \quad (4.9)$$

где t – время пролета, L – пролетная база, A – массовое число частицы, E – ее энергия.

Выражение (4.9) применялось для расчета времен пролета частиц от мишени до детекторов, при этом для заряженных частиц учитывалось прохождение всех возможных слоев веществ и их толщин, при прохождении которых частица теряет свою энергию.

Для заданной геометрии (слои веществ и их толщины) и кинетической энергии частицы (в МэВ) с заданным A , время пролета (в наносекундах) каждого слоя материала толщины l (в метрах) рассчитывается как

$$t = 72.3 \cdot l \sqrt{\frac{2A}{E_1 + E_2}} , \quad (4.10)$$

где E_1 и E_2 – энергии до и после прохождения слоя l . Энергия после прохождения слоя в свою очередь определяется с помощью программы расчета ионизационных потерь заряженных частиц. Полное время пролета частицы до детектора определяется как сумма времен пролета каждого слоя.

Для нейтрона ($A = 1$) при определении времени пролета учитывается временное разрешение детектора Δt (в нс) и разброс по месту взаимодействия нейтрона с веществом детектора Δl (в м), который может изменить длину пролетной базы L (расстояние от мишени до середины толщины детектора)

$$L^* = L - \Delta l + 2\Delta l \cdot \text{СЛЧИС}(\quad), \quad (4.11)$$

$$t = 72.3 \cdot L^* \sqrt{\frac{1}{E}} - \Delta t + 2\Delta t \cdot \text{СЛЧИС}(\quad). \quad (4.12)$$

4.5. Программа оптимизации спектров коррелирующих наблюдаемых в ядерных реакциях

В результате экспериментального исследования могут быть получены зависимости нескольких искомым величин от параметров – например, $A(a)$ и $B(b)$. Если эти величины не связаны, какими-либо связями, т.е. не коррелируют, например, $A_i(x) = A_0 \cdot \text{СЛЧИС}()$ и $B_i(y) = B_0 \cdot \text{СЛЧИС}()$, где функция $\text{СЛЧИС}()$ возвращает случайно выбранное число в интервале $(0,1)$, то двумерная диаграмма XU не будет содержать каких-либо особенностей, а проекции на оси X и Y будут представлять равномерный спектр от 0 до A_0 , и от 0 до B_0 , соответственно. Однако, если величины A и B коррелируют, т.е. вероятность получения значения определенных A_j и B_j отличается от среднего значения по всему интервалу возможных значений, то на двумерной диаграмме могут появиться определенные выделенные области, а их проекции на оси координат дадут выраженные структуры в спектрах.

Однако, хотя проецируемые области могут быть достаточно хорошо локализованы на двумерных диаграммах, их проекции на оси могут приводить к спектрам с “замытыми” структурами. Математическими методами можно получить оптимизированные одномерные спектры наблюдаемых из двумерных диаграмм коррелирующих переменных. Одним из таких методов оптимизации является поворот осей координат на некоторый угол, так что проекция коррелирующей переменной на одну из осей координат дает одномерный спектр с гораздо более выраженной структурой.

В качестве примера можно рассмотреть моделирование ядерной реакции $n + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n + n$. Данная реакция может идти через образование в

промежуточном состоянии динейтронного состояния с определенной энергией $n + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^2n \rightarrow {}^6\text{Li} + n + n$, которое затем распадается на два нейтрона. При этом энергия вторичного нейтрона может зависеть как от энергии динейтронного состояния, так и от энергии второго вылетающего нейтрона и от энергии вылетающего ядра ${}^6\text{Li}$. На рис. 4.6а показана моделированная двумерная диаграмма $E_{n1} - E_{n2}$ для всех событий реакции $n + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n + n$ (темные точки), и для событий реакции, проходящей через промежуточное состояние 2n -системы с энергией 60 ± 10 кэВ (серые точки). В расчетах энергия пучка нейтронов $E_n = 60$ МэВ, а углы регистрации $\Theta_{\text{Li}} \sim 13^\circ$ и $\Theta_{n1} \sim -63^\circ$.

На двумерной диаграмме видны выделенные области (серые точки), соответствующие событиям, проходящим через промежуточное состояние. Однако энергетические спектры нейтронов, представляющие цель исследования, получаемые как проекции на оси координат, не дают четкой картины (рис. 4.6б). При этом видно, что обе области на рис. 4.6а группируются симметрично относительно некоторого центра вращения.

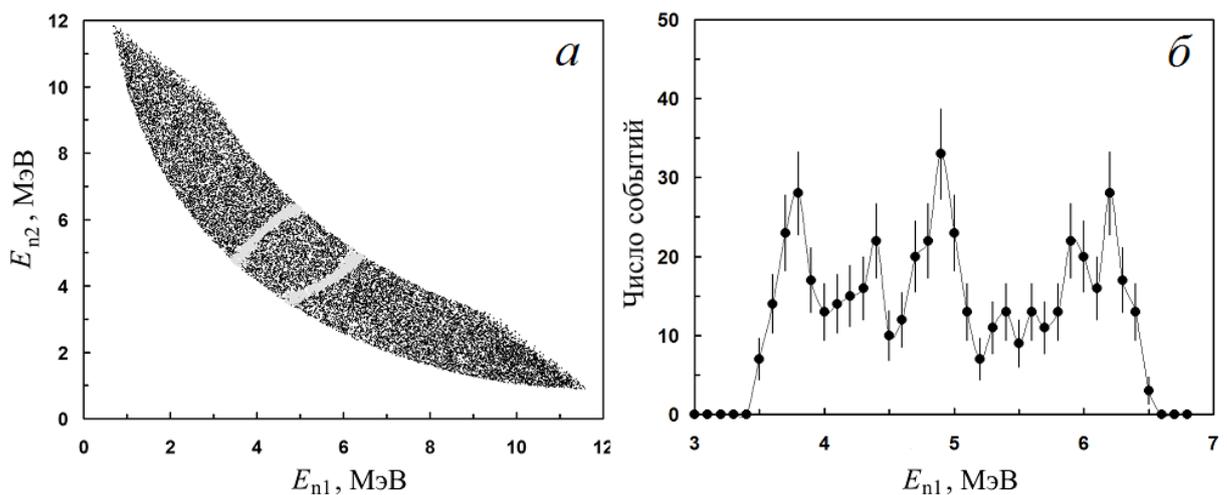


Рис. 4.6. *а* – двумерная диаграмма $E_{n1} - E_{n2}$. Черным цветом указаны все события для реакции $n + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n + n$, серым цветом отмечены события, проходящие через промежуточное состояние с $E_{m1} = 60 \pm 10$ кэВ; *б* – энергетический спектр нейтронов (проекция на ось X) для событий с $E_{m1} = 60 \pm 10$ кэВ.

Оптимизация энергетического спектра нейтронов проводится путем поворота осей координат на некоторый угол α и переходу к новым смешанным переменным:

$$E'_1 = E_1 \cos \alpha - E_2 \sin \alpha, \quad (4.13)$$

$$E'_2 = E_2 \cos \alpha + E_1 \sin \alpha, \quad (4.14)$$

где α – угол поворота, E_1 и E_2 – кинетические энергии нейтронов до поворота, E'_1 и E'_2 – координаты после поворота (рис. 4.7).

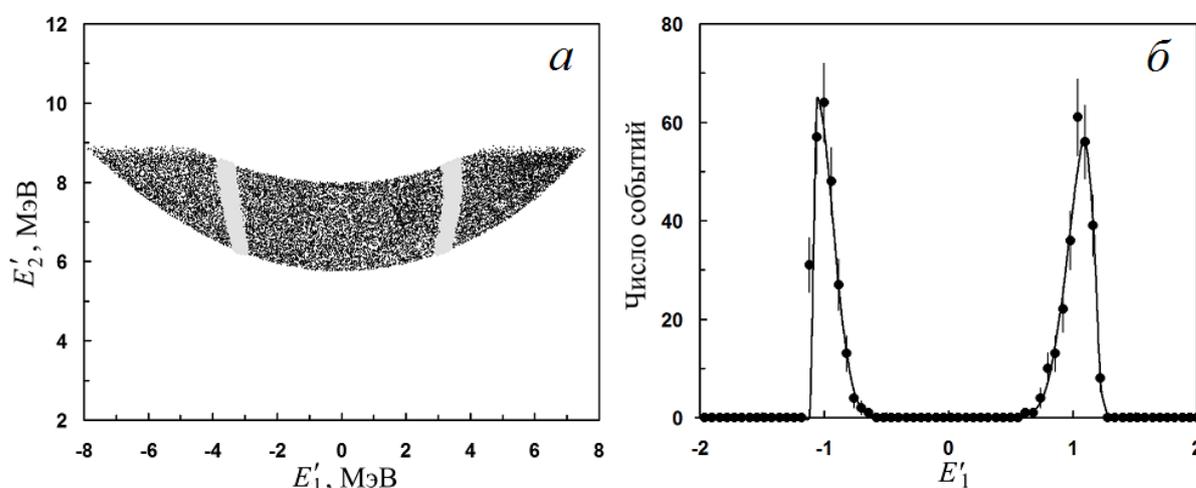


Рис. 4.7. *а* – двумерная диаграмма $E'_1 - E'_2$ после поворота первоначальной диаграммы (рис. 4.6а) на угол 45° . Обозначения те же, что и на рис. 4.6а.; *б* – соответствующий спектр E'_1 для событий с $E_{mn} = 60 \pm 10$ кэВ.

Для поиска оптимального угла поворота была создана вычислительная программа для Microsoft Excel на языке Visual Basic for Applications. В программе подбирается угол поворота осей координат, при котором одномерный спектр в координатах E'_1 (рис. 4.7б) имеет наилучшее разделение. В ходе подбора были получены спектры для различных углов поворота. Было обнаружено, что пики могут иметь несимметричный вид с “завалом” в область между пиками (рис. 4.8).

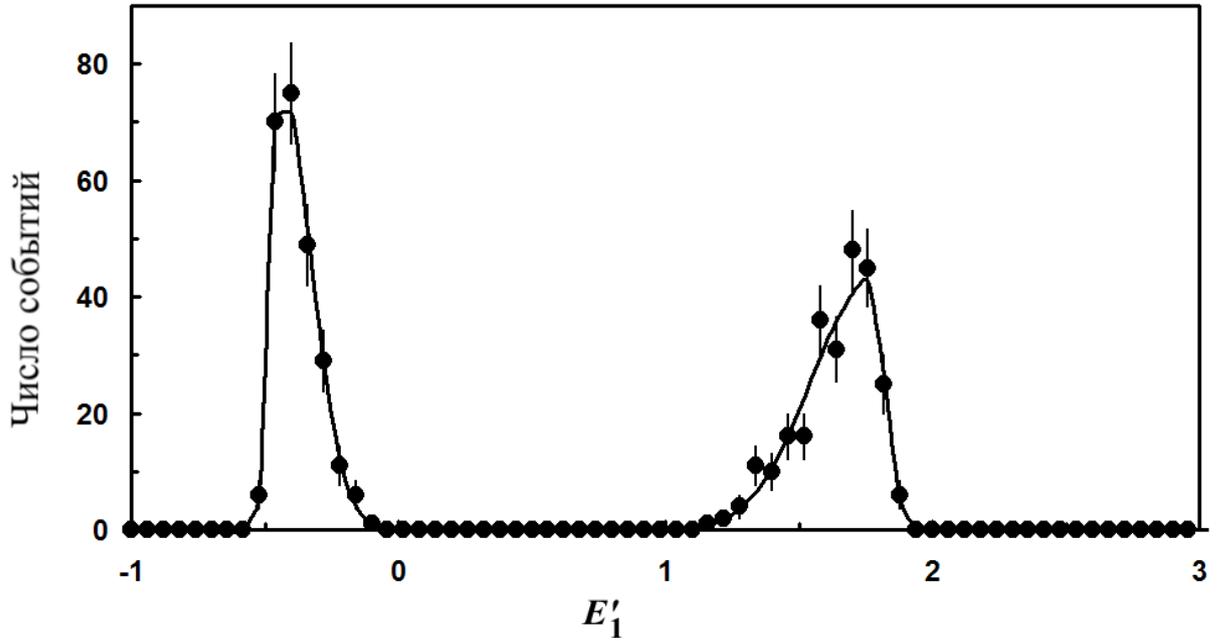


Рис. 4.8. Спектр E'_1 для событий с $E_{mn} = 60 \pm 10$ кэВ (точки) и результаты подгонки спектра E'_1 суммой гауссианов (сплошная линия).

В программе два асимметричных пика спектра E'_1 аппроксимируются суммой четырех гауссианов вида

$$y = A \cdot \exp\left(\frac{\ln 0.5 \cdot (x - x_0)^2}{b^2}\right), \quad (4.15)$$

где: A – максимальная амплитуда, x_0 – положение максимальной амплитуды, b – полная ширина на половине высоты. При этом первый пик аппроксимируется суммой двух гауссианов вида (4.15):

$$y_{11} = A_1 \cdot \exp\left(\frac{\ln 0.5 \cdot (x - x_{01})^2}{b_{11}^2}\right), \quad x \leq x_{01} \quad (4.16)$$

$$y_{12} = A_1 \cdot \exp\left(\frac{\ln 0.5 \cdot (x - x_{01})^2}{b_{12}^2}\right), \quad x > x_{01}, \quad (4.17)$$

а второй –

$$y_{21} = A_2 \cdot \exp\left(\frac{\ln 0.5 \cdot (x - x_{02})^2}{b_{21}^2}\right), \quad x \leq x_{02} \quad (4.18)$$

$$y_{22} = A_2 \cdot \exp\left(\frac{\ln 0.5 \cdot (x - x_{02})^2}{b_{22}^2}\right), \quad x > x_{02}, \quad (4.19)$$

где для первого пика выполняется условие $b_{11} \leq b_{12}$, а для второго – $b_{21} \geq b_{22}$.

Здесь также как и для (14): A_1 и A_2 – максимальные амплитуды и x_{01} и x_{02} – положения максимальных амплитуд, соответственно, первого и второго пика, b_{11} и b_{12} – полная ширина на половине высоты левого и правого гауссиана первого пика, а b_{21} и b_{22} – полная ширина на половине высоты левого и правого гауссиана второго пика.

Для каждого угла поворота из заданного диапазона углов проводится процедура фитирования, в процессе которой определяются наилучшие значения параметров A , x_0 и ширин b каждого из гауссианов. В процессе подгонки минимизируется значение χ^2 определяемое выражением

$$\chi^2(A, x_0, b) = \sum_x \frac{(f_e(x) - f_m(x))^2}{f_e(x)}, \quad (4.20)$$

где $f_e(x)$ – значения экспериментальных точек, а $f_m(x)$ – значения моделированных точек.

Для количественного сравнения качества разделения пиков вычисляется параметр FOM (*Figure of Merit*) – показатель качества разделения:

$$FOM = \frac{|x_{01} - x_{02}|}{0.5 \cdot (b_{11} + b_{12} + b_{21} + b_{22})}. \quad (4.21)$$

Чем больше величина FOM , тем лучше разделение пиков. Для поиска наилучшего значения параметра FOM в программе предусмотрен цикл прохода по заданному интервалу углов вблизи заранее выбранного угла, а также возможность изменять шаг по углу. Результаты работы программы сохраняются в отдельной таблице со значениями углов поворота и соответствующих им значений параметра FOM , χ^2 и параметров A , x_0 для каждого пика и значения ширин b каждого из гауссианов. Строится график зависимости FOM от угла поворота (рис. 4.9).

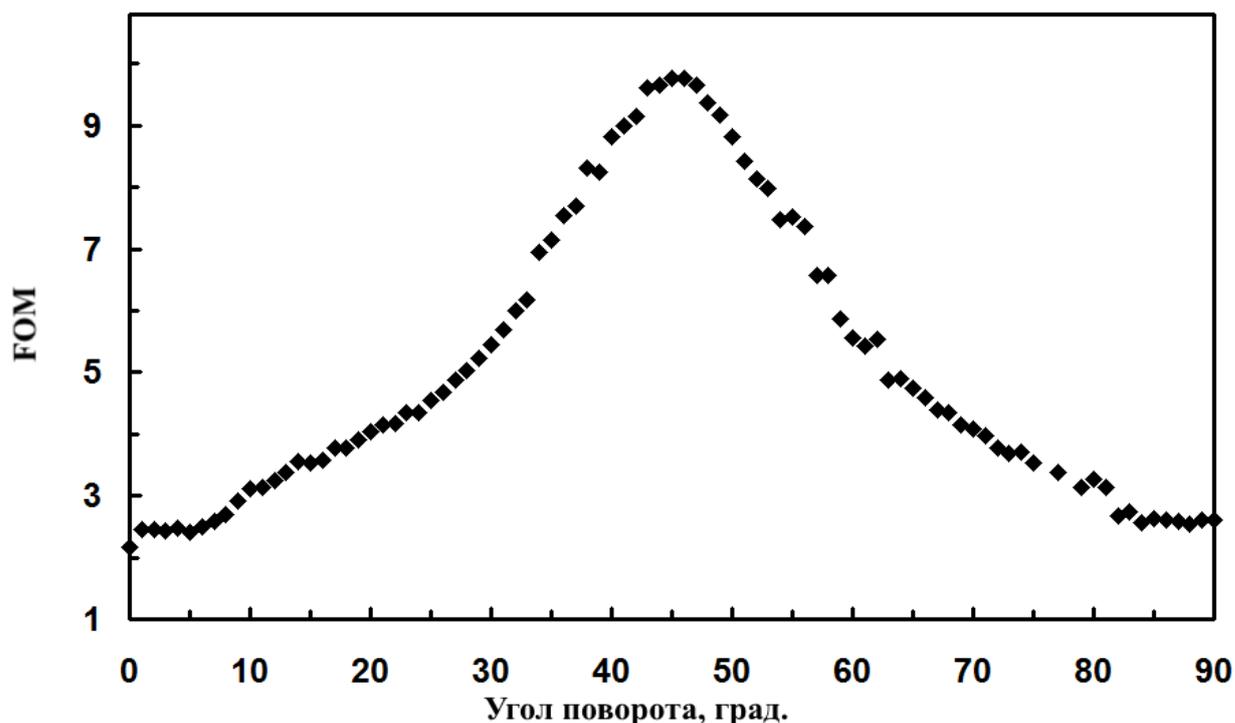


Рис. 4.9. График зависимости FOM от угла поворота осей координат для переменной E'_1 .

Таким образом, в программе реализована возможность оптимизации спектров коррелирующих наблюдаемых в ядерных реакциях. Анализ полученных данных позволяет определить наилучший угол поворота, при котором обеспечивается максимум FOM для проекции на соответствующую ось, и соответственно, оптимальная форма спектров коррелирующих наблюдаемых.

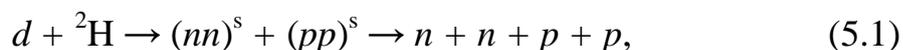
4.6. Выводы к главе 4

1) В малонуклонных экспериментах, в конечных каналах которых могут быть как заряженные частицы, так и нейтроны, необходима процедура идентификации зарегистрированных частиц, определения их энергий и времен пролета, которые в свою очередь сильно зависят от точного расчета ионизационных потерь заряженных частиц и точных энергетических калибровок.

2) Для этих целей создан ряд вспомогательных программ, позволяющий проводить моделирование экспериментов, на основе проведенного кинематического моделирования: программа ионизационных потерь заряженных частиц, как для идентификации заряженных частиц, так и для энергетических калибровок детекторов, программа определения времен пролета заряженных и нейтральных частиц, а также программа оптимизации спектров коррелирующих наблюдаемых в ядерных реакциях.

ГЛАВА 5. Моделирование эксперимента $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$

Как уже было отмечено, в настоящее время имеется неопределенность в данных о длинах рассеяния и энергиях виртуальных синглетных NN -состояний, для уточнения которой необходимы новые независимые эксперименты по исследованию NN -взаимодействия. В главе описано моделирование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow (nn)^s + (pp)^s \rightarrow p + p + n + n$, уникальной тем, что может идти с образованием на первом этапе различных синглетных двухнуклонных систем: $d + {}^2\text{H} \rightarrow (nn)^s + (pp)^s$ или $d + {}^2\text{H} \rightarrow (np)^s + (np)^s$. Коррелированные nn - и pp -пары могут образовываться динамически в промежуточном состоянии. При этом измеряемые nn - и pp -корреляции, в частности энергии виртуального синглетного 1S_0 состояния (E_{nn} , E_{pp}), могут оказаться отличными от тех, которые присущи свободным nn - и pp -системам. Задача состоит в определении энергии промежуточного синглетного состояния (${}^2n^s$), распадающегося на два нейтрона в реакции



с регистрацией трех частиц (p , p и n).

5.1. Моделирование квазибинарной реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow (nn)^s + (pp)^s$

Кинематическое моделирование реакции (5.1) при энергии дейтронов 15 МэВ [59–61] проводилось в два этапа. На первом этапе моделировалась “квазибинарная” реакция $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n^s + {}^2p^s$, при этом “затравочные” массы двухнуклонных ${}^2n^s$ и ${}^2p^s$ систем берутся из существующих на сегодняшний день оценок этих масс $m_{2n} = 2m_n + 0.16 \pm 0.1$ МэВ и $m_{2p} = 2m_p + 0.4 \pm 0.2$ МэВ. Анализ рассчитанных угловых (рис. 5.1) и энергетических (рис. 5.2) зависимостей двухчастичной реакции позволил выбрать оптимальные углы

вылета двухнуклонных систем ($\Theta_{2p} = 27^\circ$ справа от оси пучка; $\Theta_{2n} = -36^\circ$ слева от оси пучка), так чтобы соответствующая им кинетическая энергия pp -системы была достаточно большой ($E_{2p} \approx 6.5$ МэВ) для уменьшения ионизационных потерь, а энергия nn -системы ($E_{2n} \approx 4$ МэВ) была “относительно невелика”, для уменьшения погрешности в определении энергии нейтрона по времени пролета. Выбранные углы вылета pp - и nn -систем и соответствующие этим углам кинетические энергии обозначены стрелками на рис. 5.1–5.2.

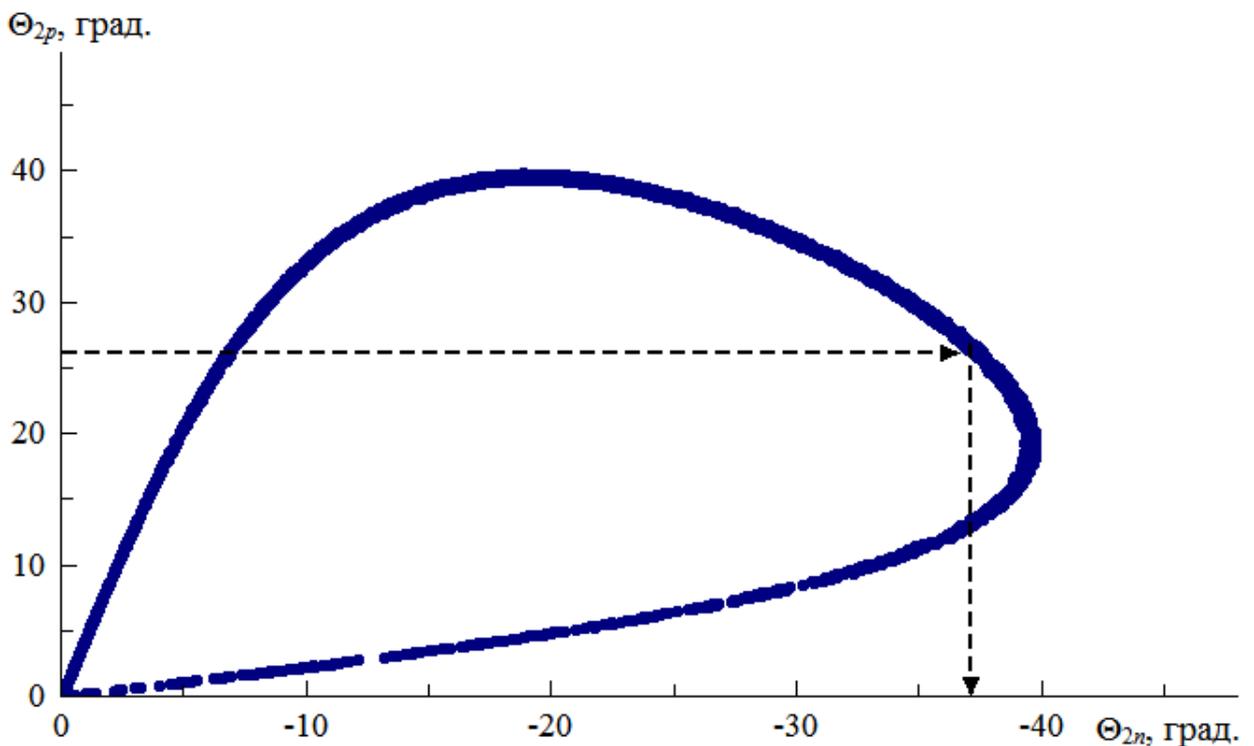


Рис. 5.1. Результаты моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n^s + {}^2p^s$: угловая зависимость $\Theta_{2p} - \Theta_{2n}$. Стрелками отмечены выбранные углы вылета двухнуклонных систем.

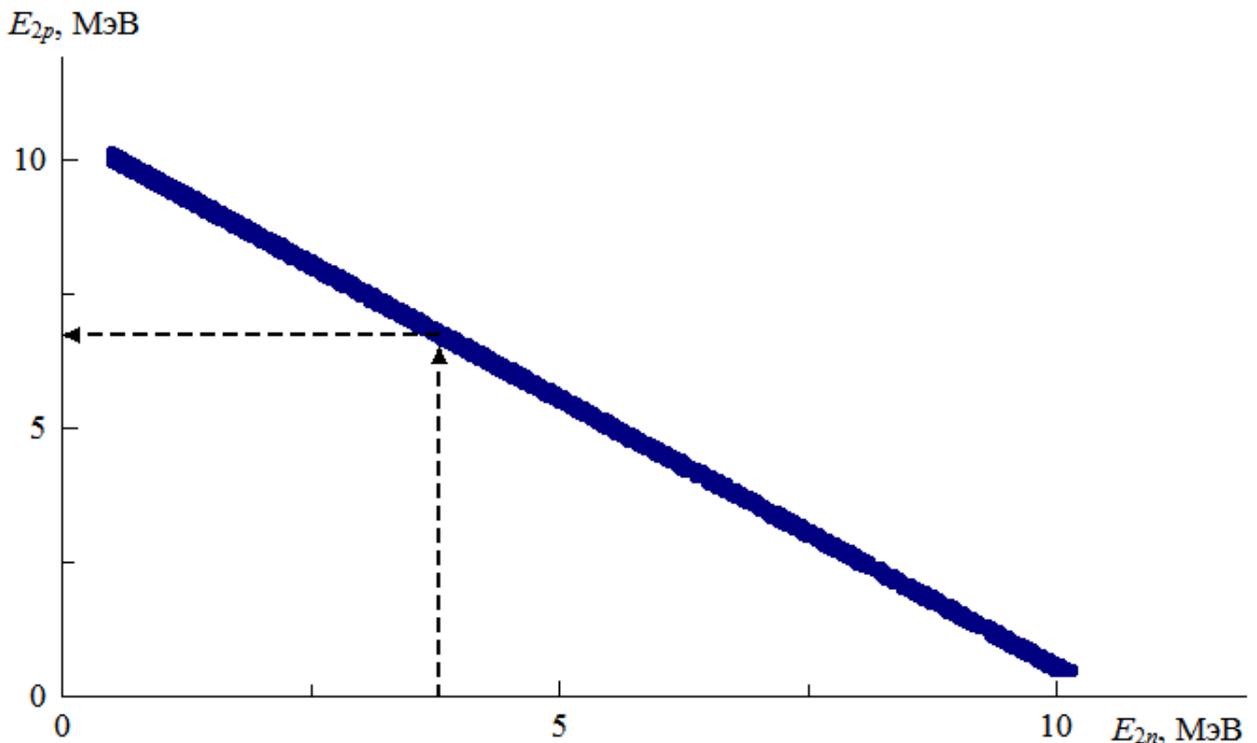


Рис. 5.2. Результаты моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n^s + {}^2p^s$: энергетическая зависимость $E_{2p} - E_{2n}$. Стрелками отмечены сопряженные кинетические энергии двухнуклонных систем.

В результате моделирования “квазибинарной” реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n^s + {}^2p^s$ определяются затравочные значения углов вылета двухпротонной и двухнейтронной систем, на которых предполагается установить детекторы протонов и нейтронов.

5.2. Моделирование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$

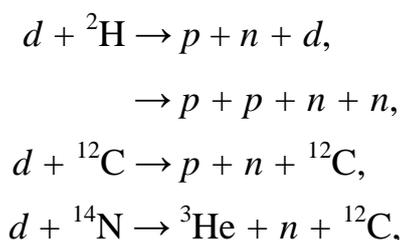
На втором этапе моделировалась реакция $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ с четырьмя частицами в конечном состоянии. При этом первым условием эксперимента является расположение детекторов протонов и нейтронов под углами равными или близкими к углам вылета двухнуклонных систем. Вторым важным условием эксперимента является детектирование в совпадении двух протонов одним телескопом детекторов. Таким образом, в эксперименте будут зафиксированы углы вылета трех частиц (двух протонов

и нейтрона), что позволяет восстановить энергию и угол вылета второго (недетектируемого) нейтрона решением уравнений законов сохранения энергии и импульса.

Кинематическое моделирование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ проводилось при углах вылета нейтронов и протонов, выбранных на первом этапе моделирования ($\Theta_n = -36^\circ \pm 1.2^\circ$; $\Theta_{p1,2} = 27^\circ \pm 1.5^\circ$), и энергии дейтронов 15 МэВ. В результате моделирования получался массив событий (обычно 20000–60000 событий) – каждое со всеми параметрами (энергиями, импульсами и углами вылета) для всех вторичных частиц. Эти параметры могут быть использованы для построения различных двумерных диаграмм и спектров.

5.2.1. Моделирование прохождения двух протонов через ΔE – E телескоп

Полученные в результате моделирования четырехчастичной реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ данные об энергиях протонов были использованы для вычисления ионизационных потерь двух протонов в различных слоях на пути от мишени, в том числе в кремниевых ΔE - и E -детекторах (ΔE -детектор толщиной 25 мкм и E -детектор толщиной 300 мкм). На рис. 5.3 представлена двумерная ΔE – E диаграмма, на которой показаны как события от одновременного прохождения двух протонов, так и локусы потерь одиночных частиц (p , d , ${}^3\text{He}$). Локусы потерь одиночных частиц: протонов, дейтронов и гелионов, рассчитаны для фоновых реакций на мишени и конструкционных материалах



при углах вылета заряженных частиц $\Theta_{ch} = 27^\circ \pm 1.5^\circ$ ($ch = p, d, {}^3\text{He}$) и нейтрона $\Theta_n = -36^\circ \pm 1.2^\circ$.

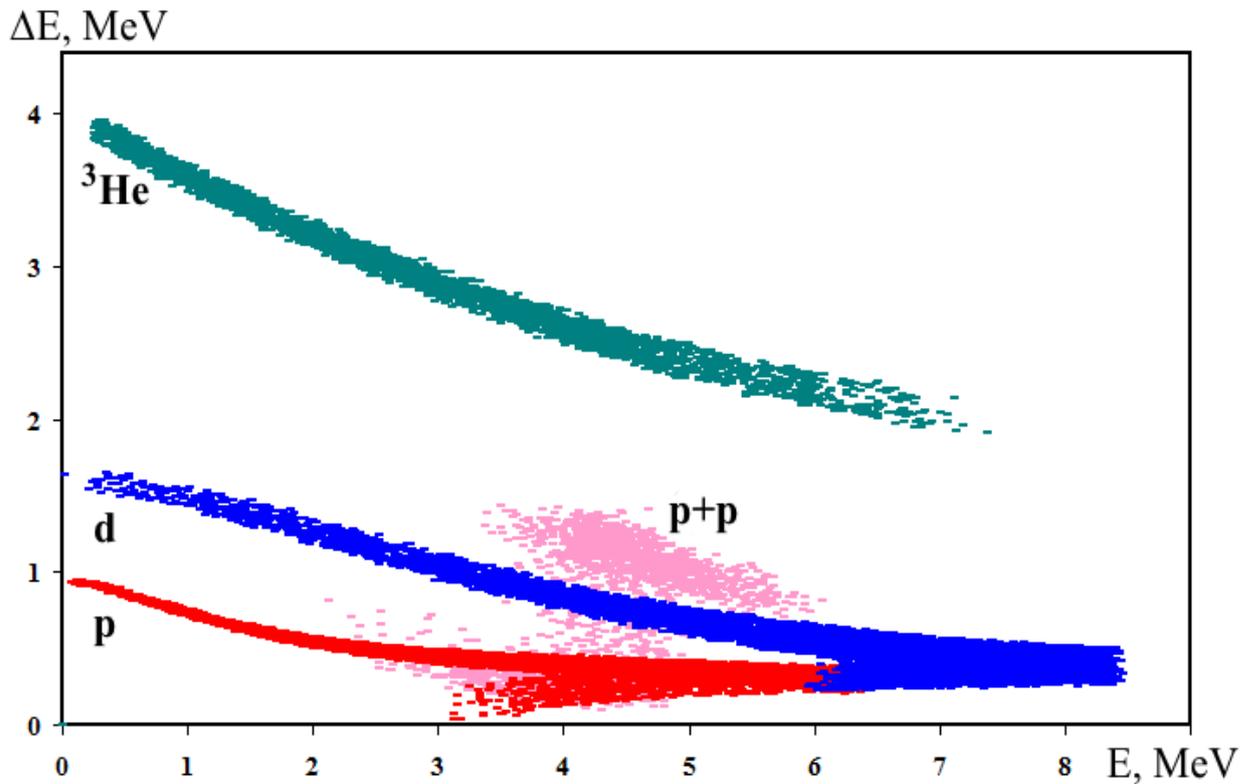


Рис. 5.3. Моделированные потери заряженных частиц: p , d , ${}^3\text{He}$, $p+p$, проходящих через $\Delta E-E$ телескоп.

Видно, что кинематическая область, отвечающая двухпротонным событиям, может быть однозначно отделена в эксперименте от локусов одиночных частиц. Таким образом, в эксперименте можно будет отобрать события, отвечающие одновременному прохождению двух протонов через $\Delta E-E$ телескоп.

5.2.2. Моделирование относительной энергии двух нейтронов

Зафиксировав условие регистрации двух протонов одним телескопом, рассмотрим результаты моделирования для вторичных нейтронов. Так на рис. 5.4а представлена рассчитанная двумерная диаграмма $E_{n1} - E_{n2}$ для всех

событий развала, а на рис. 5.4б представлен спектр относительной энергии двух нейтронов.

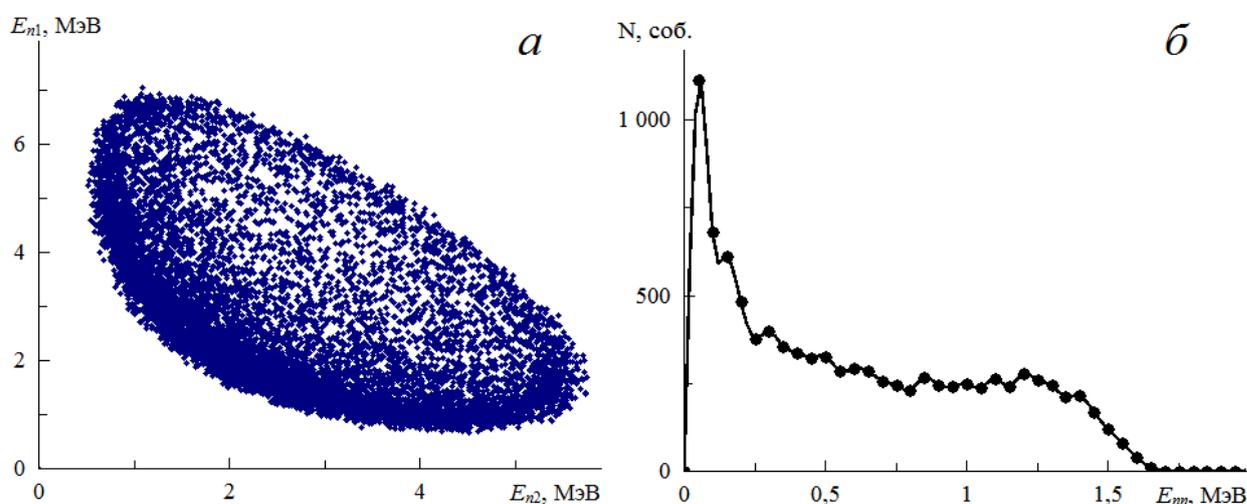


Рис. 5.4. Результаты моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$: *а* – двумерная диаграмма $E_{n1} - E_{n2}$; *б* – спектр относительной энергии двух нейтронов. Параметры моделирования: $E_d = 15$ МэВ, $\Theta_n = -36^\circ \pm 1.2^\circ$; $\Theta_{p1,2} = 27^\circ \pm 1.5^\circ$.

Для каждого отобранного события относительная энергия системы двух нейтронов, т.е. превышение энергии 2n -системы над ее массой, рассчитывается по формуле (2.25) через кинетические энергии нейтронов и угол их разлета в лабораторной системе. На рис. 5.5 представлена моделированная зависимость относительной энергии от суммарной энергии двух протонов. Видно что, во-первых, при демократическом развале нейтроны могут иметь относительную энергию в интервале от 0 до ~ 1.8 МэВ, а во-вторых, представляющая интерес область малых энергий возбуждения ($\sim 0-300$ кэВ) достигается при максимальных суммарных энергиях протонов. Таким образом, исследование области относительной энергии $E_{nn} = 0-300$ кэВ, позволяет применить дополнительный отбор событий (как при моделировании, так и в эксперименте) с условием $E_{p1} + E_{p2} > 4.5$ МэВ, тем более что в эксперименте с регистрацией двух протонов одним детектором величина $E_{p1} + E_{p2}$ и будет определяться.

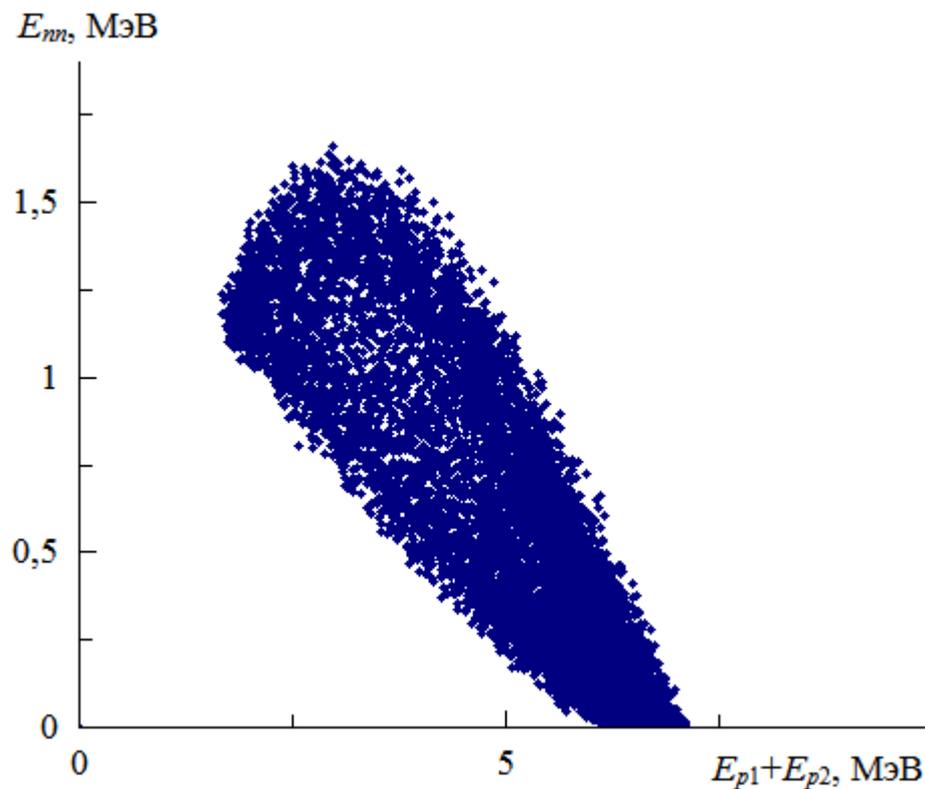


Рис. 5.5. Двумерная диаграмма $E_{nn} - (E_{p1} + E_{p2})$. Параметры моделирования те же, что и на рис. 5.4.

5.2.3. Моделирование энергетического (временного) спектра нейтронов

Отбор событий со значениями относительной энергии nn -системы E_{nn} в интервале $\pm\Gamma_{nn}$ ($E_{nn} - \Gamma_{nn}; E_{nn} + \Gamma_{nn}$) приводит к структуре как в двумерных диаграммах, например $E_{n1} - E_{n2}$ (рис. 5.6а), так и в энергетическом спектре нейтронов (рис. 5.6б). Наличие двух пиков в энергетическом спектре нейтронов (и в соответствующем ему времяпролетном спектре) объясняется тем, что в реакциях с образованием и развалом виртуального NN -состояний при условии детектирования частицы под углом близким к углу вылета NN -системы, попасть в детектор могут только частицы от развала NN -состояния, вылетающие в системе ц.м. или вперед ($\sim 0^\circ$) или назад ($\sim 180^\circ$). При этом разность между энергиями в спектре зависит от энергии NN -состояния [54; 61].

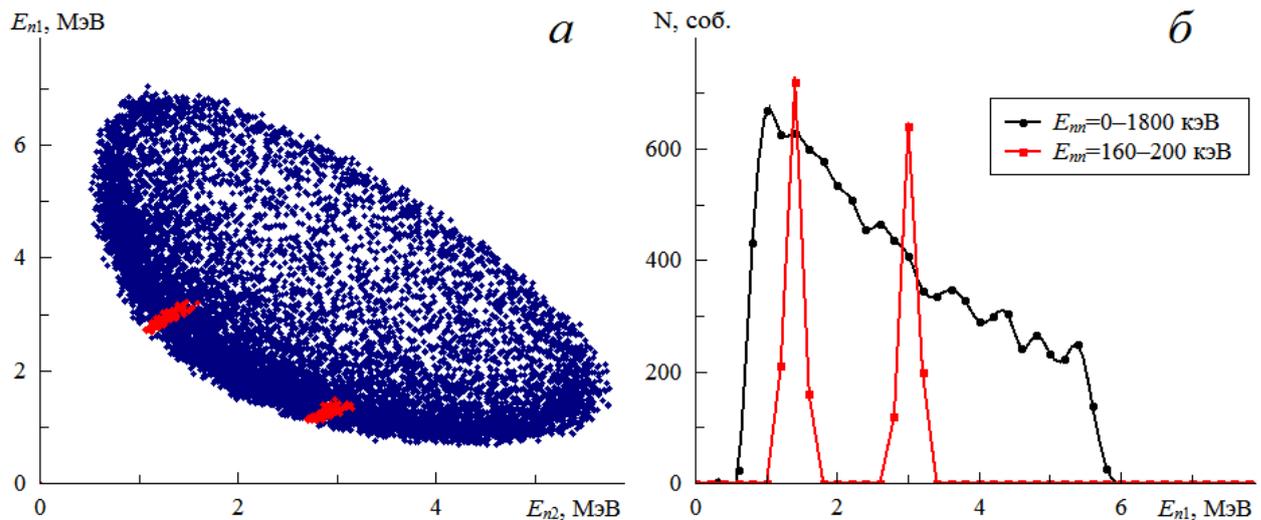


Рис. 5.6. *а* – двумерная диаграмма $E_{n1} - E_{n2}$. Черным цветом указаны все события без отбора по относительной энергии двух нейтронов, красным цветом отмечены события с $E_{nn} = 160 - 200$ кэВ; *б* – энергетический спектр нейтронов: черная линия соответствует всем событиям без отбора по E_{nn} , красная линия – событиям с $E_{nn} = 160 - 200$ кэВ. Параметры моделирования те же, что и на рис. 5.4.

Поскольку в эксперименте энергия нейтрона будет определяться по времени пролета дальнейшие расчеты будут касаться временных спектров. Отбор событий с определенной относительной энергией двух нейтронов в интервале $E_{nn} \pm \Gamma_{nn}$ (соответствующей развалу виртуального nn -состояния с определенной энергией E_{nn}) показал, что различным энергиям соответствуют различные временные интервалы между пиками (рис. 5.7) в спектре по времени пролета нейтронов [54]. Чем больше значение энергии виртуального nn -состояния, тем больше расстояние между пиками.

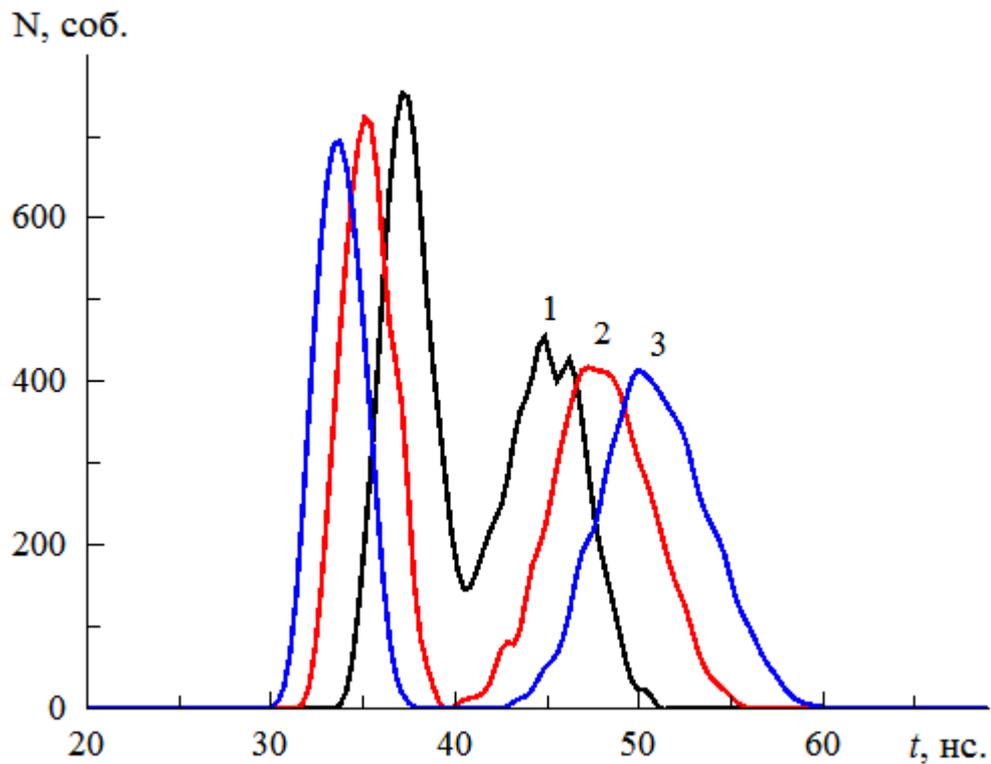


Рис. 5.7. Моделированные спектры времен пролета нейтронов для событий: 1 — $E_{mn} = 50$ кэВ, $\Gamma_{mn} = 30$ кэВ; 2 — $E_{mn} = 120$ кэВ, $\Gamma_{mn} = 70$ кэВ; 3 — $E_{mn} = 200$ кэВ, $\Gamma_{mn} = 100$ кэВ. Длина времяпролетной базы нейтронов 0.79 м.

Сравнение временных спектров нейтронов, отобранных при фиксированном значении энергии виртуального mn -состояния, например при $E_{mn} = 120$ кэВ в различных интервалах $\Gamma_{mn} = 20; 70; 110$ кэВ (рис. 5.8), показывает, что изменение ширины интервала влияет в основном на “замытие” области между пиками и небольшому смещению пика с большим значением времени пролета к середине распределения.

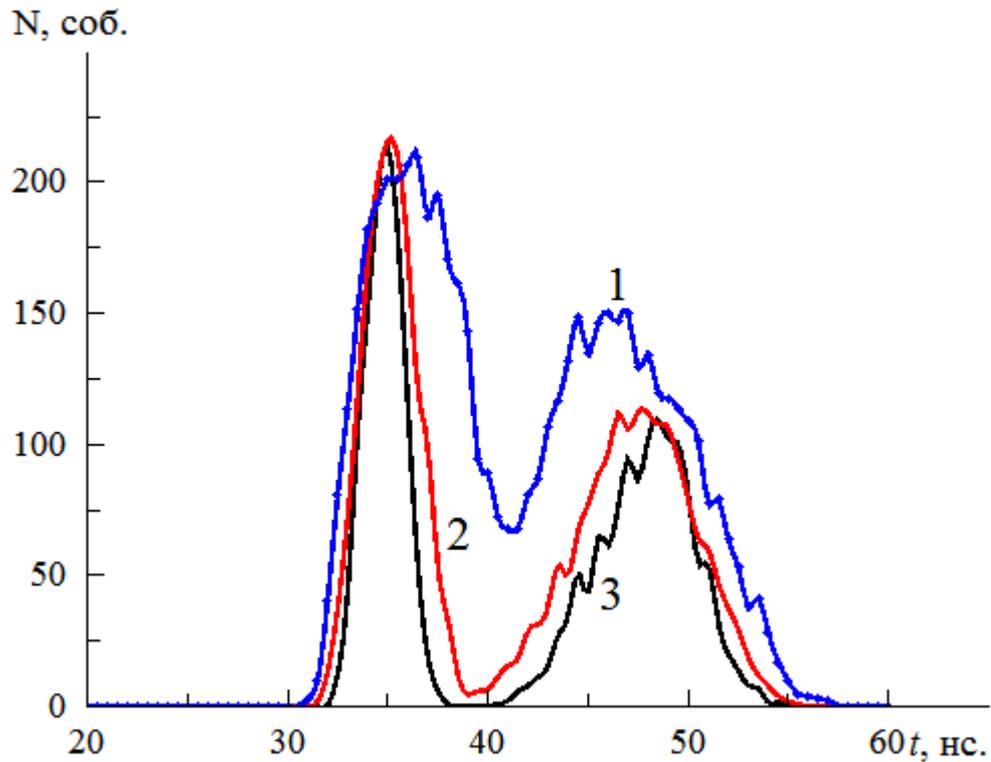


Рис. 5.8. Моделированные спектры времен пролета нейтронов для событий с $E_{nn} = 120$ кэВ и 1 – $\Gamma_{nn} = 30$ кэВ, 2 – $\Gamma_{nn} = 70$ кэВ и 3 – $\Gamma_{nn} = 110$ кэВ. Длина времяпролетной базы нейтронов 0.79 м.

Подобная картина наблюдается и при достаточно плохом временном разрешении детектора нейтронов. На рис. 5.9 показаны моделированные времяпролетные спектры нейтрона для различных значений энергий E_{nn} с $\Gamma_{nn} = 5$ кэВ при временном разрешении детектора нейтронов 0.1 нс (рис. 5.9а) и 3.5 нс (рис. 5.9б) и длине времяпролетной базы 79 ± 2.5 см.

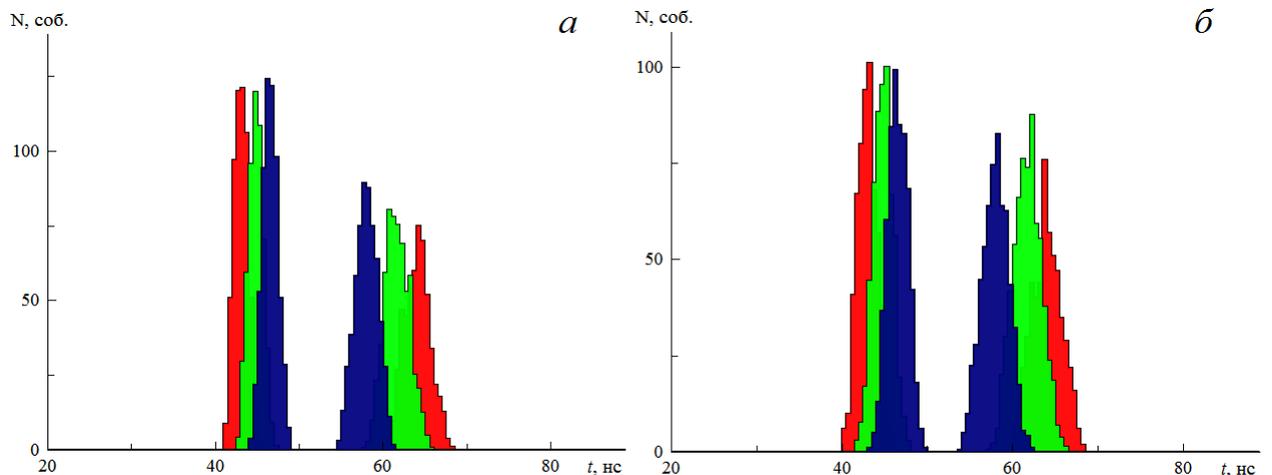


Рис. 5.9. Моделированные времяпролетные спектры “развальных” нейтронов для различных энергий виртуального 2n -состояния: красная гистограмма – 150 ± 5 кэВ; зеленая – 100 ± 5 кэВ; темно-синяя – 50 ± 5 кэВ; а – при временном разрешении детектора нейтронов 0.1 нс; б – при временном разрешении детектора нейтронов 3.5 нс.

При кинематическом моделировании реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ с образованием и развалом виртуального nn -состояния показано, что при определенных кинематических условиях форма временного спектра нейтронов чувствительна как к величине энергии виртуального nn -состояния, так и к ее ширине. Полученные экспериментальные данные о временных спектрах нейтронов от развала 2n -системы, в сравнении с результатами моделирования, позволят определить энергию 1S_0 виртуального nn -состояния.

5.3. Выводы к главе 5

Кинематическое моделирование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$:

1) Позволило выбрать параметры экспериментальной установки для регистрации двух протонов и нейтрона, определить спектры фоновых реакций.

2) Показало возможность отбора событий, отвечающих прохождению двух протонов через $\Delta E-E$ телескоп.

3) Позволило установить ограничение на суммарную энергию $E_{p1} + E_{p2}$, и, соответственно, снизить фон нерезонансных событий без уменьшения количества полезных (от развала nn -состояния).

4) Показало возможность извлечения данных о величине энергии виртуального состояния nn -системы из формы временного спектра нейтронов.

ГЛАВА 6. Экспериментальное исследование реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$

6.1. Экспериментальная установка

Исходя из результатов моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$, была определена схема экспериментальной установки, показанная на рис. 6.1.

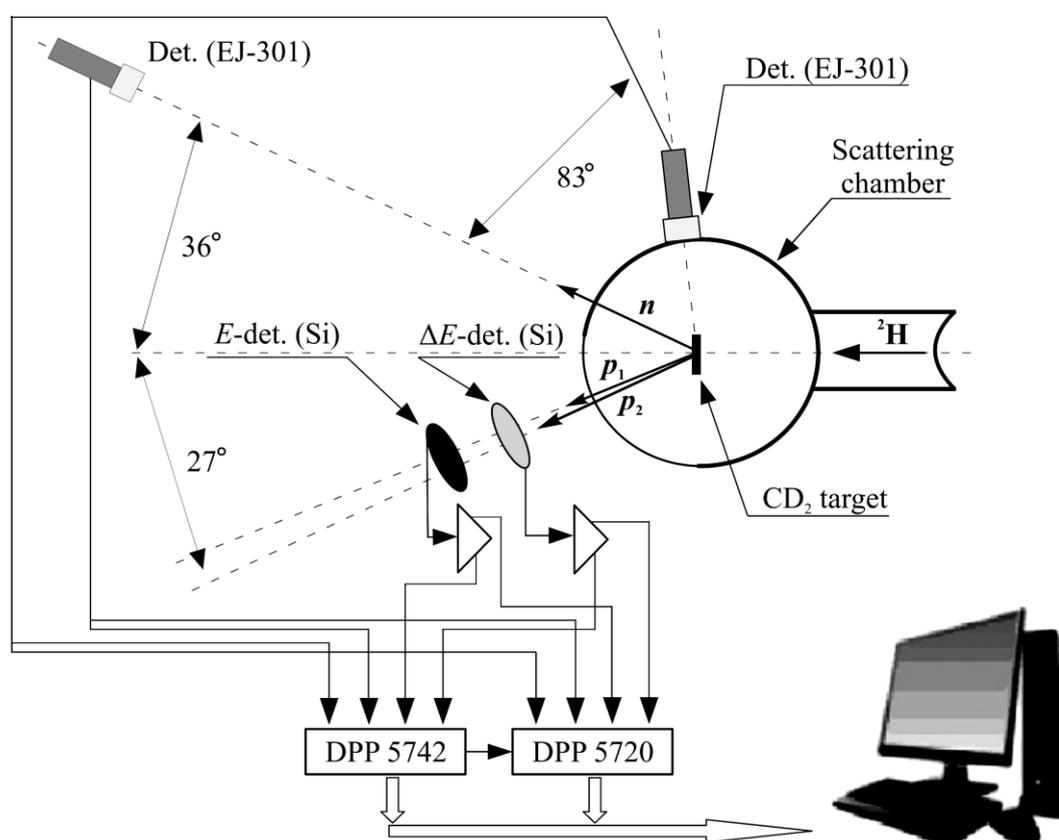


Рис. 6.1. Схема экспериментальной установки для исследования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$.

В эксперименте на пучке дейтронов с энергией 15 МэВ НИИЯФ МГУ с током на мишени 10–20 нА [62]. Использовались мишени из дейтерированного полиэтилена толщиной $2 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$. Телесные углы детектора заряженных частиц и нейтронов составляли $\sim 10^{-3}$ ср. Протоны

регистрировались ΔE – E телескопом, установленным под расчетным углом $\Theta_p = 27^\circ$ слева от направления первичного пучка. В качестве ΔE -детектора использовался полностью обедненный поверхностно-барьерный кремниевый детектор с толщиной 24 мкм, а в качестве E -детектора кремниевый детектор с толщиной 316 мкм. Нейтроны детектировались жидким водородсодержащим сцинтиллятором EJ-301 (аналог NE-213) под углом $\Theta_n = 36^\circ$ справа от оси пучка, установленным на расстоянии 0.79 м от мишени. Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтронов до детектора, при этом в качестве стартового сигнала времяпролетной системы использовался временной сигнал от ΔE -детектора. Наличие зависимости формы импульса от типа регистрируемой частицы в сцинтилляторе EJ-301 позволяет проводить процедуру n – γ разделения для снижения фоновой загрузки от γ -квантов.

6.2. Система сбора информации

Для получения конечной информации об энергии виртуального нейтрон-нейтронного состояний необходимо определять энергии всех зарегистрированных частиц (в том числе и нейтронов), т.е. измерять с достаточной точностью как амплитудные, так и временные характеристики сигналов от всех детекторов. Для получения этих характеристик использовалась система сбора информации на основе дигитайзеров (цифровых сигнальных процессоров – ЦСП) DT5742 и DT5720 фирмы CAEN (рис. 6.2). Дигитайзеры заменяют одновременно несколько аналоговых и цифровых модулей – формирователей, усилителей, пиковых детекторов, АЦП, ЗЦП, дискриминаторов и т.д. Имеющаяся в этих устройствах буферная память позволяет значительно снизить “мертвое время”.



Рис. 6.2. Дигитайзеры фирмы CAEN: блок DT5742 (левый рисунок) и блок DT5720 (правый рисунок).

Принцип действия дигитайзера таков же, как у цифрового осциллографа: входной сигнал непрерывно оцифровывается параллельным АЦП и при срабатывании триггера запуска в буферной памяти сохраняется определенное количество (соответствующее заранее заданному временному диапазону накопления) событий. Блок DT5742 предназначен для временного анализа сигналов и имеет следующие характеристики: количество детекторных входов 16, максимальная частота оцифровки 5×10^9 выборок/с (шаг временной развертки 0.2 нс, 1024 канала), амплитудное разрешение 12 бит, буферная память на 128 событий. Блок 5720 предназначен для амплитудного анализа и соответственно имеет характеристики: 4 детекторных входа, 250×10^6 выборок/с (шаг 4 нс, 16000 каналов), разрешение 12 бит и память на 1250 событий. Таким образом, сочетание этих модулей позволяет получать с хорошим разрешением как временную, так и амплитудную информацию со всех детекторов системы регистрации.

В нашей системе сбора данных сигнал от ΔE -детектора запускал быстрый блок DT5742, предназначенный для получения временной информации. На него же поступали временные сигналы от других детекторов (E -детектора заряженных частиц и нейтронных детекторов). Блок DT5742 в свою очередь запускал блок DT5720, на который поступали амплитудные сигналы от всех детекторов. Реальному событию соответствовал случай, когда на оба блока поступали сигналы от трех детекторов (ΔE -, E - и одного из нейтронных детекторов).

6.3. Калибровка временных спектров в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$

Для калибровки времяпролетных спектров нейтронный детектор перемещался на угол 83° (справа от оси пучка) для регистрации нейтрона из двухчастичной реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$. При этом стартовый сигнал в блок DT5742 поступал с E -детектора, регистрирующего ${}^3\text{He}$, а стоповый – с нейтронного детектора. Углы регистрации были выбраны по результатам моделирования реакции. При энергии пучка дейтронов 15 МэВ полученные в результате расчета кинематические зависимости энергий и углов вылета вторичных частиц показаны на рис. 6.3–6.5. Стрелками показаны выбранные сопряженные углы регистрации вторичных частиц 27° и -83° , которым соответствуют определенные кинетические энергии.

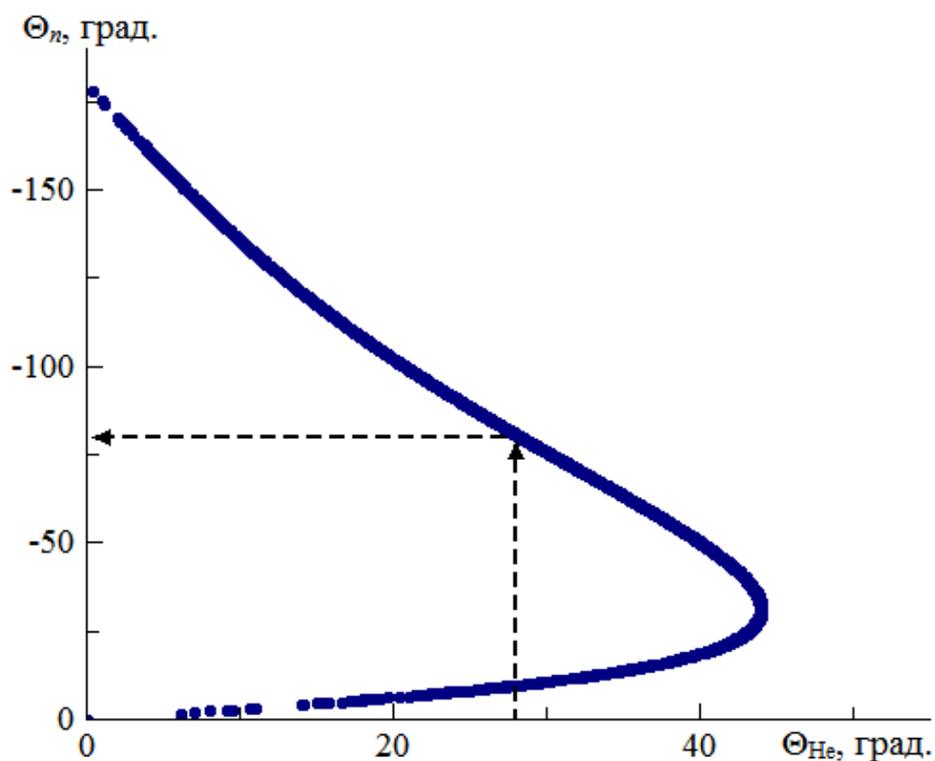


Рис. 6.3. Результаты кинематического моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$: двумерная диаграмма $\Theta_n - \Theta_{\text{He}}$. Энергия пучка дейтронов 15 МэВ.

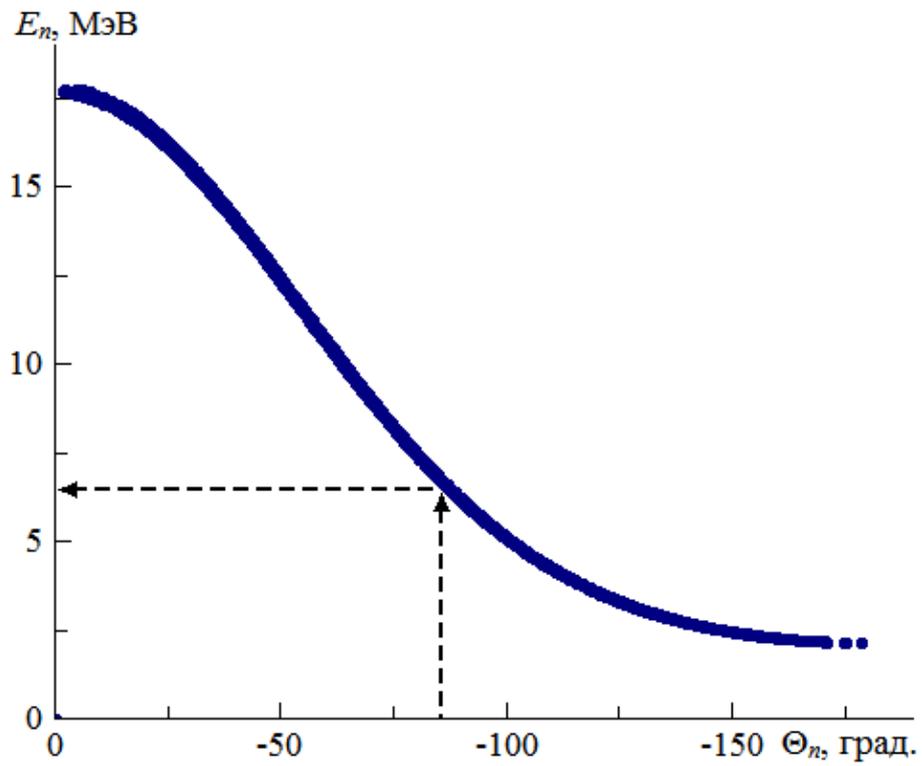


Рис. 6.4. Результаты кинематического моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$: двумерная диаграмма $E_n - \Theta_n$. Энергия пучка дейтронов 15 МэВ.

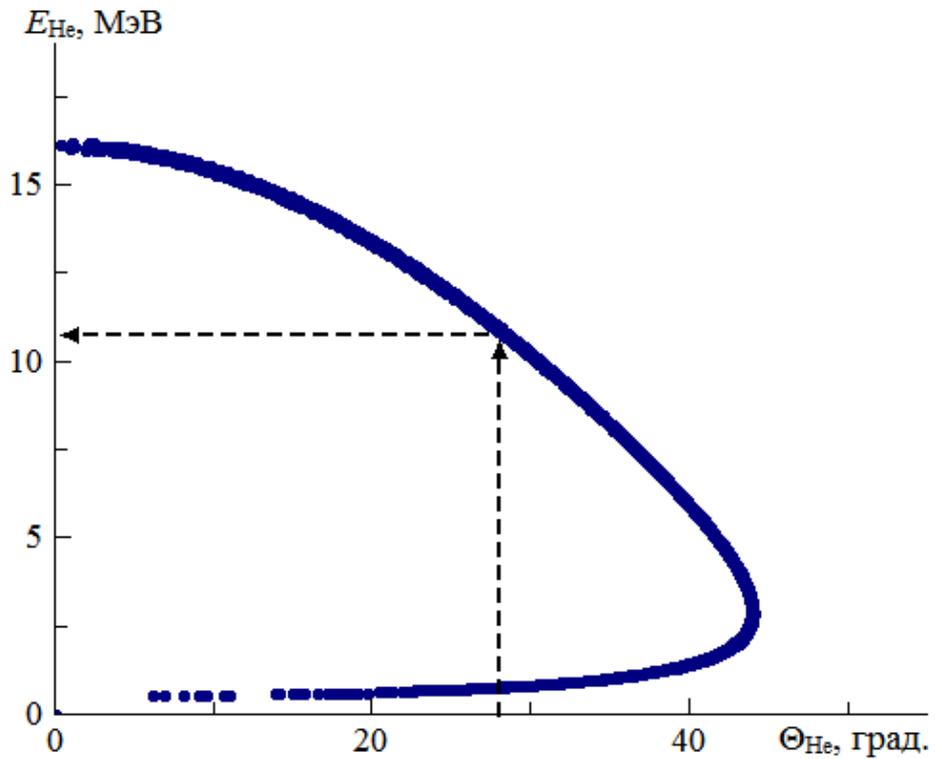


Рис. 6.5. Результаты кинематического моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$: двумерная диаграмма $E_{\text{He}} - \Theta_{\text{He}}$. Энергия пучка дейтронов 15 МэВ.

На рис. 6.6 показана двумерная ΔE – E диаграмма, полученная в тестовом эксперименте с помощью блока DT5720 при условии совпадения сигналов от ΔE -, E - и нейтронного детектора, в соответствии с кинематикой реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$.

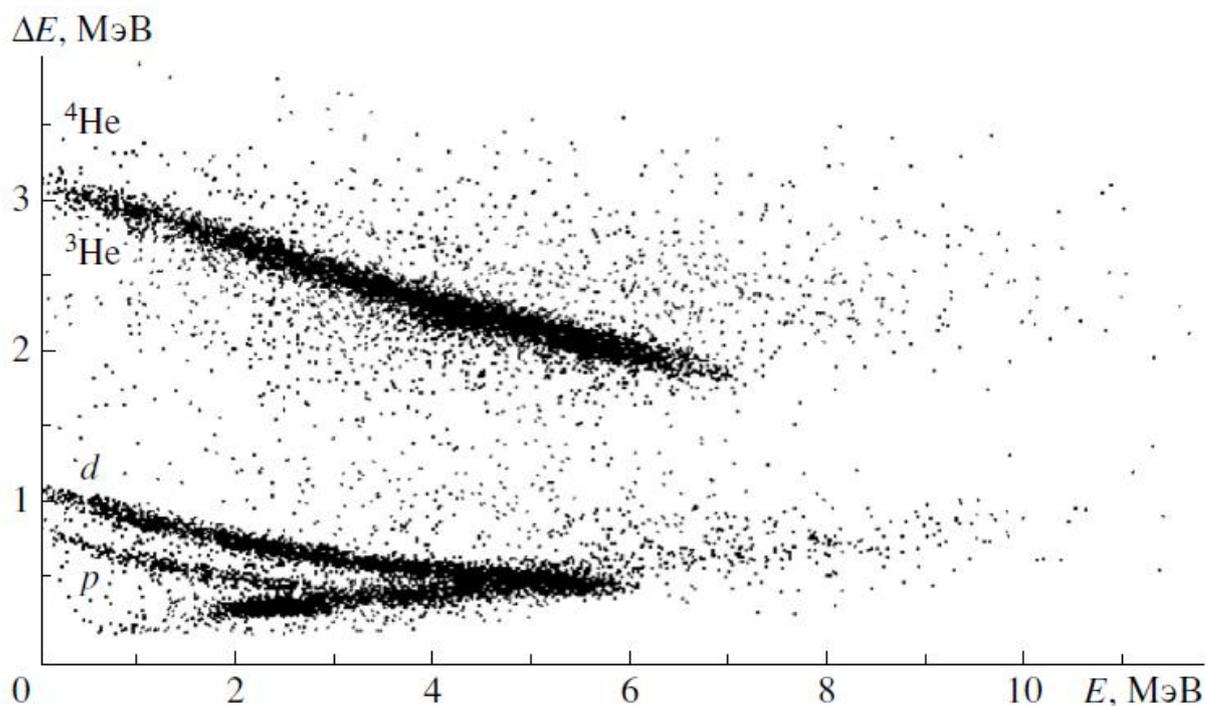


Рис. 6.6. Двумерная ΔE – E диаграмма, полученная с помощью блока DT5720 при условии совпадения сигналов от ΔE -, E - и нейтронного детектора (83°). На диаграмме видны локусы, соответствующие протонам, дейтронам, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

На рисунке хорошо виден локус ${}^3\text{He}$. Видны также протонный и дейтронный локусы от реакции трехчастичного развала $d + {}^2\text{H} \rightarrow d + n + p$. Спектр разности времен $\Delta t = t_n - t_{\text{He}}$ между сигналами нейтронного (83°) и E -детектора, для отобранных событий, соответствующих локусу ${}^3\text{He}$, представлен на рис. 6.7.

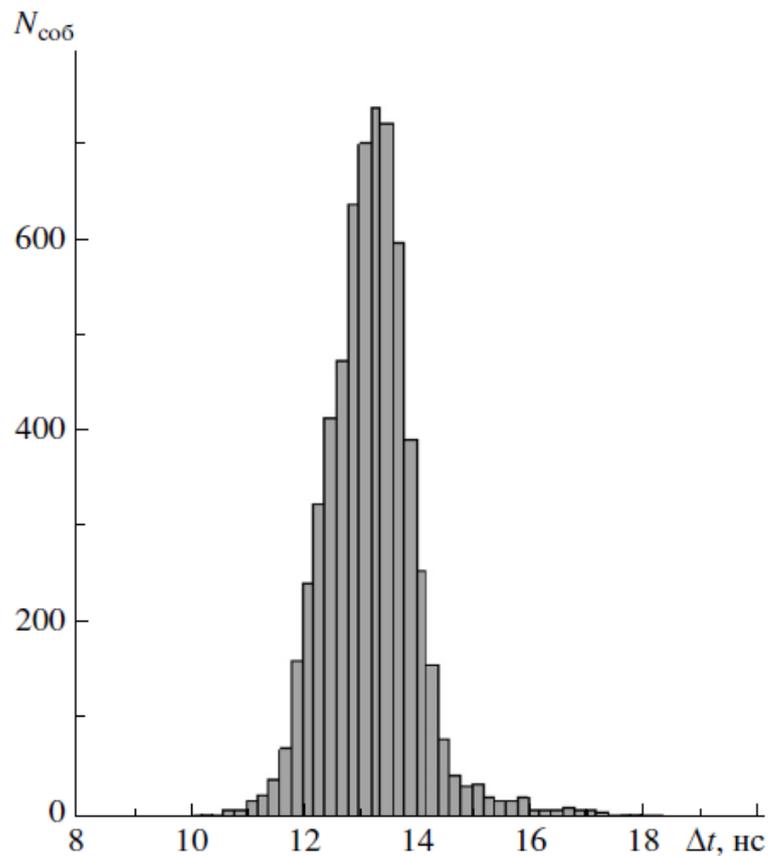


Рис. 6.7. Спектр разности времен $\Delta t = t_n - t_{He}$ между сигналами нейтронного (83°) и E -детектора, полученный с помощью блока DT5742. Отобраны события, соответствующие локусу ${}^3\text{He}$ на диаграмме рис. 6.6.

Полученное время (~ 13 нс) характеризует разность аппаратных задержек в каналах E - и нейтронного детекторов, поскольку расстояния до детекторов выбирались при моделировании так, чтобы частицы (${}^3\text{He}$ и нейтрон) попадали в детекторы одновременно. Ширина временного пика составляет 1.5 нс, что в основном связано с разбросом места образования нейтроном протона отдачи в достаточно длинном нейтронном детекторе (± 2.5 см) при достаточно короткой базе ~ 20 см. Полученная разность аппаратных задержек будет использована при определении времени пролета нейтрона.

6.4. Экспериментальные $\Delta E-E$ диаграммы

На рис. 6.8 показана двумерная $\Delta E-E$ диаграмма, полученная с помощью дигитайзера DT5720 при совпадении сигналов от ΔE -, E - и нейтронного детекторов, установленными под углами, соответствующими кинематике реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2\text{p} + {}^2\text{n}$. На рисунке видны локусы ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, протонный и дейтронный локусы, а также показана область диаграммы для событий, полученных в результате моделирования прохождения двух протонов через детектирующую систему. Видно, что имеется значительное количество экспериментальных событий попадающих в эту область.

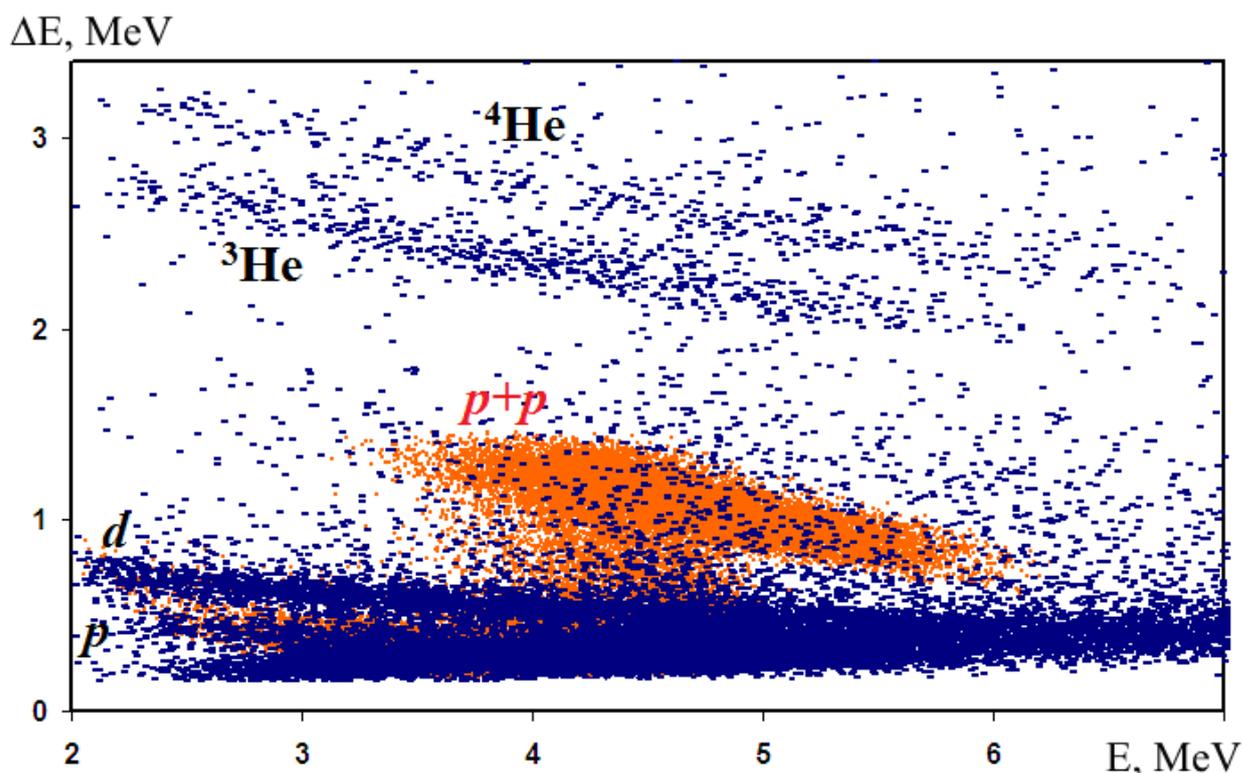


Рис. 6.8. Двумерная $\Delta E-E$ диаграмма, полученная с помощью блока DT5720 при условии совпадения сигналов от ΔE -, E - и нейтронного детектора (36°). Точки — экспериментальные события, красная область — результаты моделирования прохождения двух протонов через $\Delta E-E$ телескоп.

Локусы ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, протонный и дейтронный локусы образованы фоновыми событиями при взаимодействии дейтронного пучка с CD_2 мишенью и

конструкционными материалами. Моделирование этих процессов обсуждалось в главе 5.

6.5. Анализ времяпролетного спектра нейтронов в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ и результатов моделирования

Отбор событий по области прохождения двух протонов через $\Delta E-E$ телескоп и определение времени пролета нейтрона для событий, принадлежащих этой области, приводит к временному спектру нейтронов, показанному на рис. 6.9.

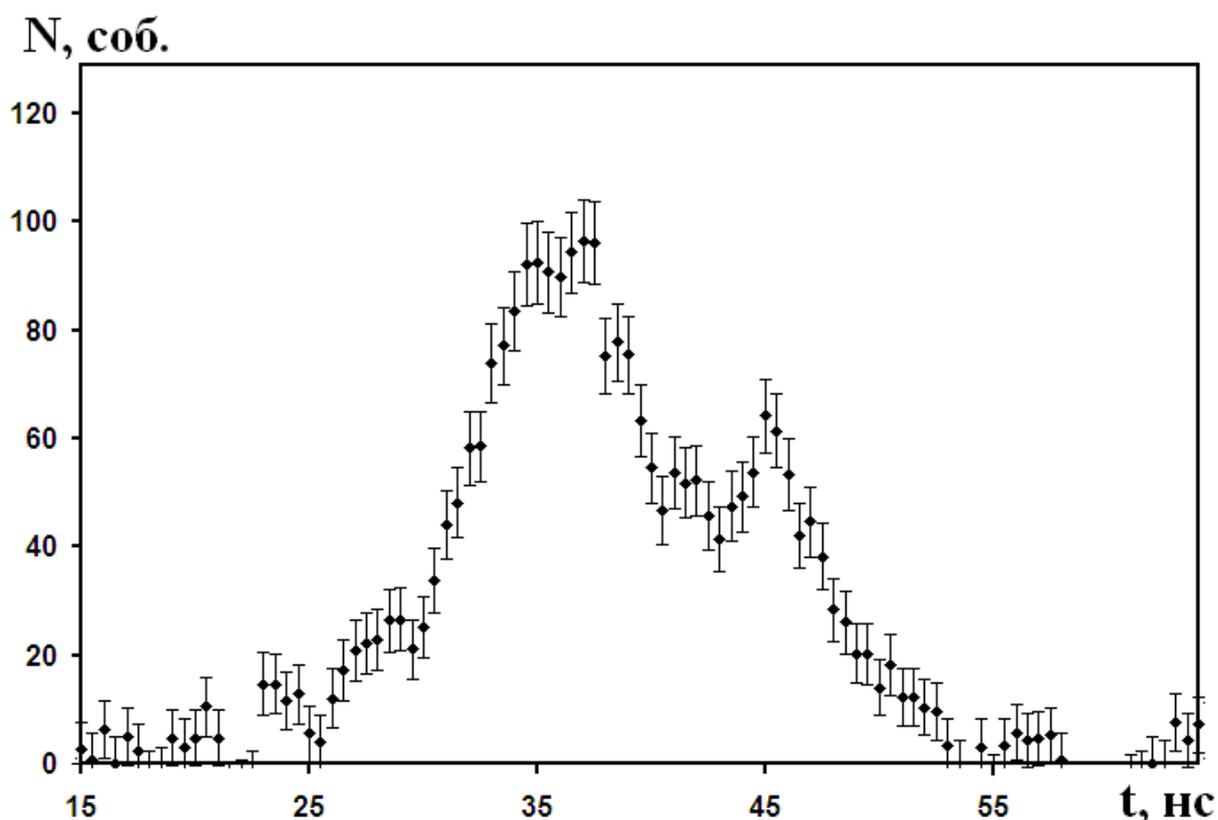


Рис. 6.9. Экспериментальный времяпролетный спектр нейтронов в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$. Длина времяпролетной базы — 79 см, временное разрешение детектора нейтронов — 2.5 нс.

На основе параметров экспериментальной установки (рис. 6.1), было проведено моделирование четырехчастичной реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$, при этом бралось ограничение на суммарную энергию двух протонов $E_{p1} + E_{p2} > 4.5$ МэВ, которое соответствовало области относительных энергий двух нейтронов $\sim 0\text{--}300$ кэВ. В результате моделирования, из всего массива полученных событий отбирались события с определенными значениями энергии виртуального состояния nn -системы E_{nn} в интервале $E_{nn} \pm \Gamma_{nn}$, а полученные при отборе моделированные времяпролетные спектры нейтронов сравнивались с времяпролетным спектром нейтронов, полученным в эксперименте (рис. 6.9). Для каждого значения E_{nn} проводилась процедура фитирования, в процессе которой определялось наилучшее значение интервала Γ_{nn} . В процессе подгонки минимизировалось значение χ^2 для экспериментальных $N^{\text{exp}}(t)$ и моделированных $N_{E_{nn}, \Gamma_{nn}}^{\text{mod}}(t)$ точек, даваемое выражением

$$\chi^2(E_{nn}, \Gamma_{nn}) = \sum_t \frac{(N_{E_{nn}, \Gamma_{nn}}^{\text{mod}}(t) - A \cdot N^{\text{exp}}(t))^2}{(\Delta N^{\text{exp}}(t))^2}, \quad (6.1)$$

где A – нормировочный коэффициент, определяемый как отношение интегралов экспериментального и теоретического спектров по всему интервалу суммирования t , а $\Delta N^{\text{exp}}(t)$ – статистическая ошибка экспериментальных точек. Для представляемых данных интервал суммирования по времени пролета составлял 31–48 нс и включал большую часть наблюдаемой структуры. Изменение интервала суммирования незначительно влияла на результат подгонки. Для каждого фиксированного значения E_{nn} оптимальная величина Γ_{nn}^{opt} выбиралась по минимуму χ^2 (6.1) (рис. 6.10). Таким образом, для каждого значения E_{nn}^i находилось минимальное значение $\chi_{\text{min}}^2(E_{nn}^i, \Gamma_{nn}^{\text{opt}})$.

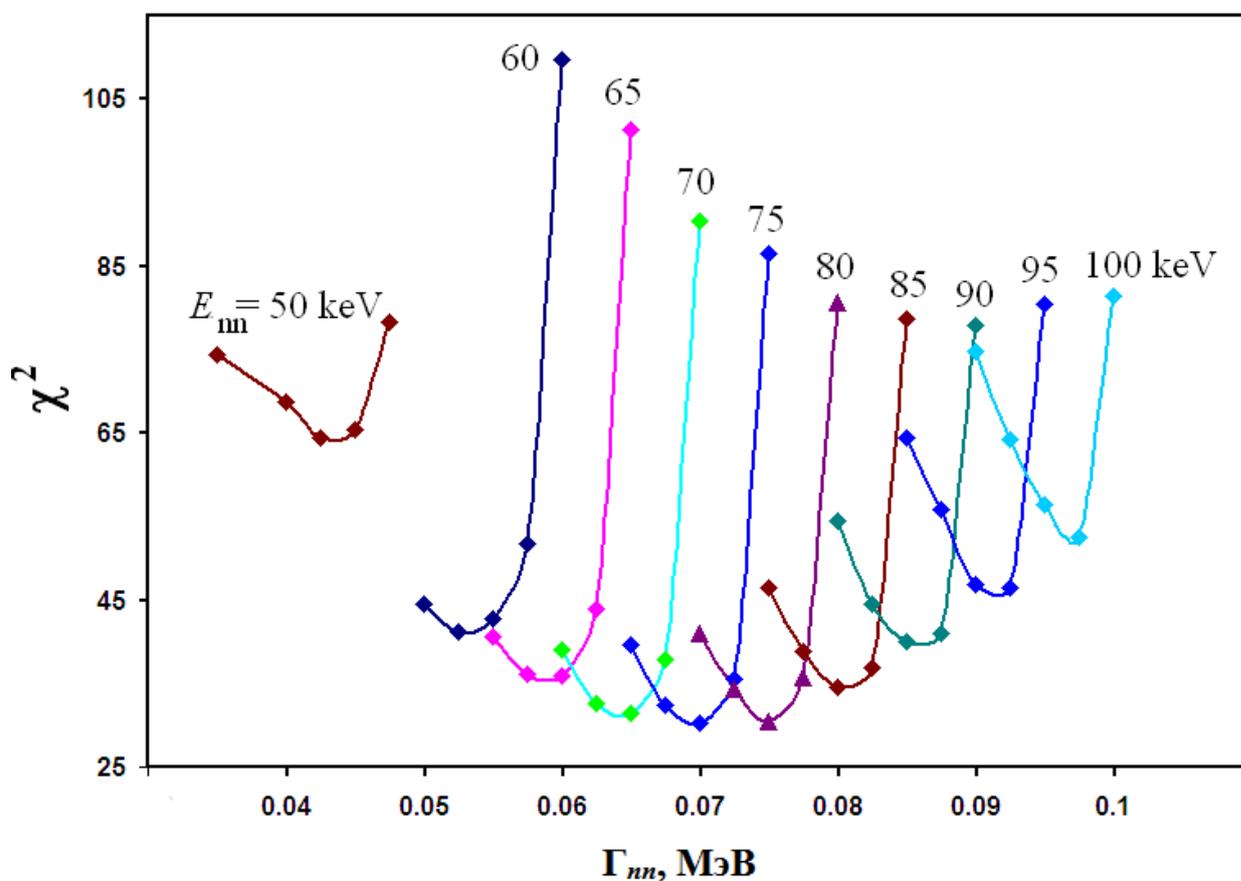


Рис. 6.10. Зависимость $\chi^2(E_m^i, \Gamma_m)$ от величины Γ_m^i для различных значений E_m^i . Значения χ^2 получены с использованием формулы (6.1).

На рис. 6.11 экспериментальный спектр сравнивается с различными вариантами моделирования – демократический развал ($E_{nn} = 0-1300$ кэВ); $E_{nn} = 160$ кэВ, $\Gamma_{nn} = 150$ кэВ; $E_{nn} = 80$ кэВ, $\Gamma_{nn} = 70$ кэВ и $E_{nn} = 40$ кэВ, $\Gamma_{nn} = 35$ кэВ. Для последних трех вариантов, моделирование проводилось для указанных значений E_m^i с оптимальным значением параметра Γ_m^{opt} .

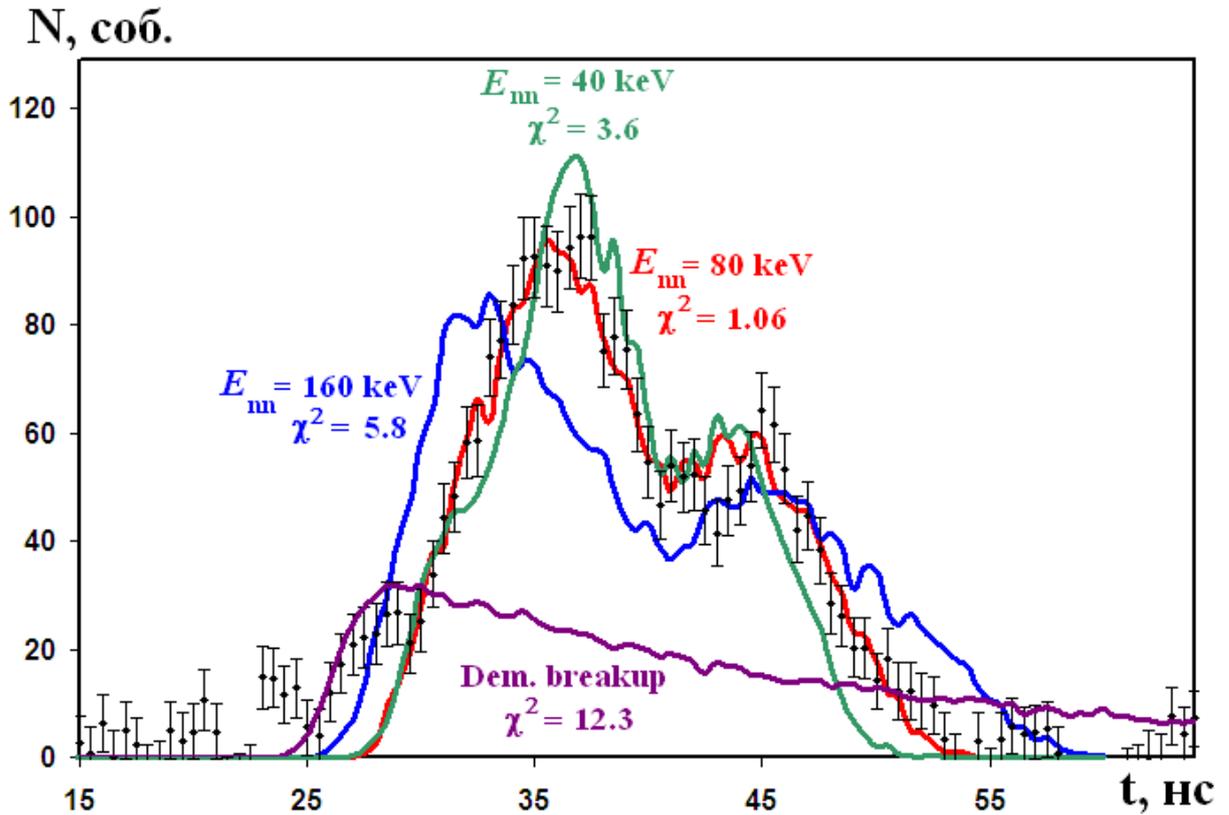


Рис. 6.11. Экспериментальный времяпролетный спектр нейтронов и примеры моделированных спектров. Моделирование: сиреневая линия – демократический развал, синяя линия – $E_{mn} = 160$ кэВ, $\Gamma_{mn} = 150$ кэВ; красная – $E_{mn} = 80$ кэВ, $\Gamma_{mn} = 70$ кэВ, зеленая – $E_{mn} = 40$ кэВ, $\Gamma_{mn} = 35$ кэВ.

Для определения величины E_{mn} строилась зависимость минимального значения $\chi_{\min}^2(E_{mn}^i, \Gamma_{mn}^{\text{opt}})$ от величины E_{mn}^i , которая подгонялась квадратичным полиномом (рис. 6.12). При этом минимальное значение χ_{\min}^2 определяет величину энергии состояния, а ошибка ΔE_{mn} в определении E_{mn} дается формулой

$$\Delta E_{mn} = |E_{mn}(\chi_{\min}^2) - E_{mn}(\chi_{\min}^2 + 1)|. \quad (6.2)$$

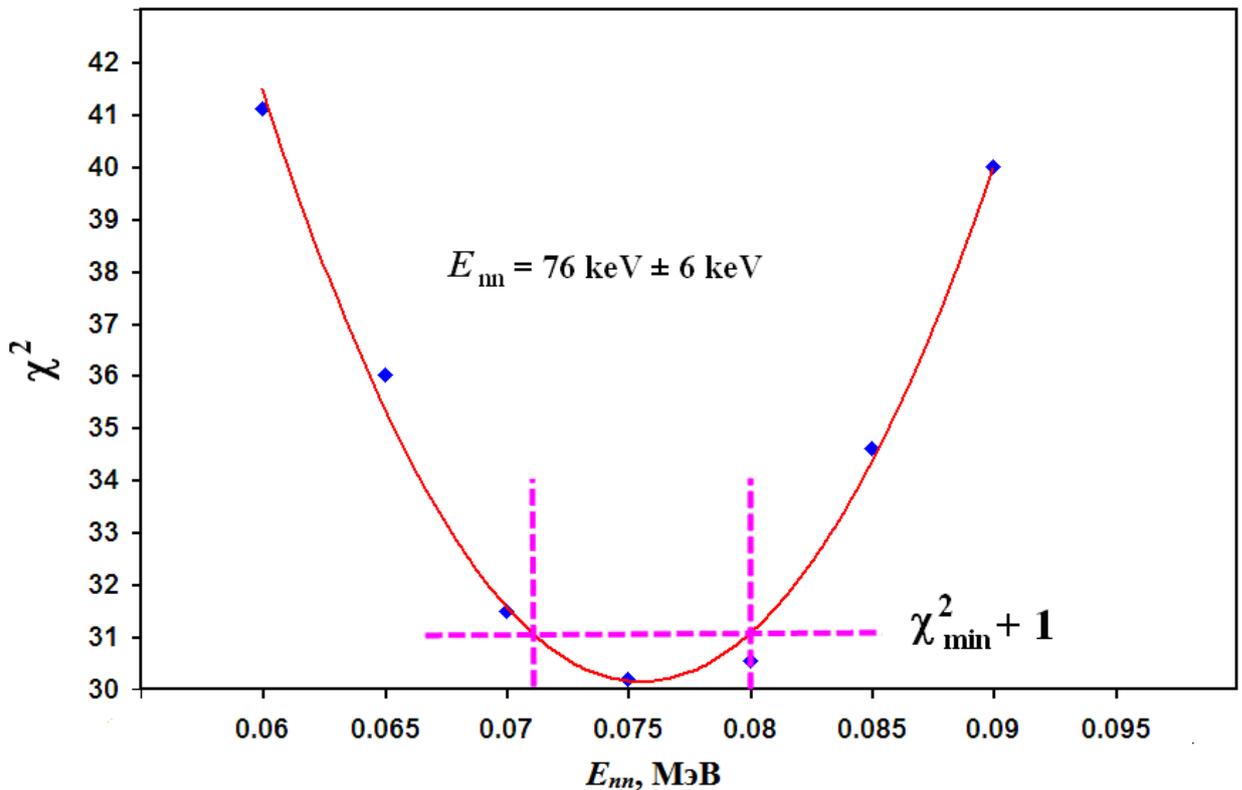


Рис. 6.12. Зависимость $\chi^2(E_{nn}^i, \Gamma_{nn}^{\text{opt}})$ от величины E_{nn}^i . Кривая – подгонка квадратичным полиномом.

Анализ зависимости $\chi^2(E_{nn}^i, \Gamma_{nn}^{\text{opt}})$ от величины E_{nn} показал, что минимальное значение χ^2 достигается при энергии виртуального синглетного nn -состояния $E_{nn} = 76 \pm 6$ кэВ, $\Gamma_{nn} = 70 \pm 2$ кэВ. Согласно формуле (1.2) этому значению энергии синглетного состояния можно сопоставить значение синглетной длины nn -рассеяния $a_{nn} = -22.2 \pm 0.6$ фм [62]. Полученное значение nn -длины рассеяния в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n^{\text{S}} + {}^2p^{\text{S}} \rightarrow n + n + p + p$ значительно превышает (по абсолютной величине) значения длин рассеяния в экспериментах по nd -развалу ($a_{nn} = -19$ фм до $a_{nn} = -16$ фм), что, по-видимому, указывает на эффективное усиление nn -взаимодействия в промежуточном состоянии в исследуемой реакции.

6.6. Выводы к главе 6

1) На основе результатов моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ создана экспериментальная установка для исследования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$.

2) В проведенном эксперименте реализованы принципы получения информации о величине энергии виртуального уровня, найденные при моделировании – определенные углы регистрации, отбор двухпротонных событий с определенной суммарной энергией, получение временного спектра нейтрона.

3) Величина энергии виртуального синглетного nn -состояния получена из анализа экспериментального времяпролетного спектра нейтронов и результатов моделирования.

4) Полученное значение энергии виртуального синглетного nn -состояния $E_{nn} = 76 \pm 6$ кэВ соответствует значению синглетной nn -длины рассеяния $a_{nn} = -22.2 \pm 0.6$ фм и значительно превышает (по абсолютной величине) значения длин рассеяния в экспериментах по nd -развалу ($a_{nn} = -19$ фм до $a_{nn} = -16$ фм), что, по-видимому, указывает на эффективное усиление nn -взаимодействия в промежуточном состоянии в исследуемой реакции.

Заключение

Основные результаты работы:

1) Разработаны новые подходы и методы для извлечения данных о низкоэнергетических параметрах NN -взаимодействия в реакциях с образованием и развалом NN -виртуальных состояний, основанных на выборе оптимальной геометрии для регистрации развальных частиц, введении ограничений на параметры вторичных частиц и анализе их спектров.

2) В рамках этого подхода созданы программы для моделирования реакций с тремя и более частицами в конечном состоянии, а также комплекса программ для моделирования параметров экспериментальных установок для исследования этих реакций.

3) При моделировании реакций, проходящих через стадию образования и развала промежуточных состояний, впервые обнаружена зависимость формы энергетического спектра развальной частицы от энергии и ширины этих состояний.

5) На основе расчетов моделирования реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ определены параметры экспериментальной установки для исследования данной реакции. Проведены соответствующие экспериментальные исследования.

6) На основе сравнения экспериментальных данных реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$, идущей в промежуточном состоянии через образование синглетных динуклонных состояний, и результатов моделирования получены данные о nn -длине рассеяния в исследуемой реакции $a_{nn} = -22.2 \pm 0.6$ фм.

7). Данное значение nn -длины рассеяния значительно превышает (по абсолютной величине) значения длин рассеяния в экспериментах по nd -развалу (от $a_{nn} = -19$ фм до $a_{nn} = -16$ фм), что, по-видимому, указывает на

эффективное усиление nl -взаимодействия в промежуточном состоянии в исследуемой реакции.

Используемые сокращения и обозначения

НЗС – нарушение зарядовой симметрии

НЗН – нарушение зарядовой независимости

ВКС – взаимодействие в конечном состоянии

КСР – квазисвободное рассеяние

ЦСП – центральный сигнальный процессор

АЦП – амплитудно-цифровой преобразователь

ЗЦП – зарядово-цифровой преобразователь

Благодарности

Выражаю особую благодарность моему научному руководителю Е.С. Конобеевскому за неоценимую помощь в написании диссертационной работы, проявленное терпение, важные замечания к написанию текста диссертации. Хочу выразить свою благодарность С.В. Зуеву за ценные советы и многочисленные обсуждения результатов, положенных в основу диссертации. Я благодарен всему коллективу лаборатории атомного ядра за создание теплой, творческой, научной атмосферы и постоянное содействие в работе.

Список литературы

- 1) *R. Machleidt, F. Sammarruca, and Y. Song.* Nonlocal nature of the nuclear force and its impact on nuclear structure // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 53(4). P. R1483–R1487.
- 2) *V.G.J. Stoks, R.A.M. Klomp, C.P.F. Terheggen, et al.* Construction of high-quality *NN* potential models // *Phys. Rev. C.* 1994. V. 49(6). P. 2950–2962.
- 3) *S.A. Coon, M.D. Scadron, P.C. McNamee, et al.* The two-pion-exchange three-nucleon potential and nuclear matter // *Nucl. Phys. A.* 1979. V. 317. P. 242–278.
- 4) *S.A. Coon and H.K. Han.* Reworking the Tuscon-Melbourne three-nucleon potential // *Few-Body Systems.* 2001. V. 30. P. 131–141.
- 5) *W. Heisenberg.* Uber den Bau der Atomkerne. I. // *Z. Phys.* 1932. V. 77. P. 1–11.
- 6) *G.A. Miller, B.M.K. Nefkens, and I. Slaus.* Charge symmetry, quarks and mesons // *Phys. Rep.* 1990. V. 194(1-2). P. 1–116.
- 7) *G.A. Miller and W.T.H. van Oers* // *Charge Independence and Charge Symmetry* // 1994, e-print arXiv:nucl-th/9409013.
- 8) *O. Dumbrajs, R. Kohn, H. Pilkuhn, et al.* Compilation of coupling constants and low-energy parameters // *Nucl. Phys. B.* 1983. V. 216. P. 277–335.
- 9) *K. Bodek, B. Bruggemann, J. Krug, et al.* The neutron-proton scattering length in the reaction ${}^9\text{Be}(p,np){}^8\text{Be}$ at 7.5 MeV // *Few-Body Systems.* 1988. V. 3. P. 135–141.
- 10) *D.E. Gonzales Trotter, F. Salinas, Q. Chen, et al.* New measurement of the 1S_0 neutron-neutron scattering length using the neutron-proton scattering length as a standard // *Nucl. Rev. Lett.* 1999. V. 83(19). P. 3798–3791.
- 11) *V. Huhn, L. Watzold, Ch. Weber, et al.* New investigation of the neutron-neutron and neutron-proton final state interaction in the *n-d* breakup reaction // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 63(1). P. 014003 (1–12).

- 12) *J. Deng, A. Siepe, and W. von Witsch.* New measurement of the neutron-proton scattering length a_{np} via n - d breakup reaction at 25 MeV breakup reaction // Phys. Rev. C. 2002. V. 66(4). P. 047001 (1–3).
- 13) *J.R. Bergervoet, P.C. van Campen, W.A. van der Sanden, et al.* Phase shift analysis of 0–30 MeV pp scattering data // Phys. Rev. C. 1988. V. 38(1). P. 15–50.
- 14) *C. R. Howell.* Review of indirect methods used to determine the 1S_0 neutron-neutron scattering length // 2008, e-print arXiv:0805.1177.
- 15) *E. Fuschini, C. Maroni, I. Massa, et al.* The neutron-neutron scattering length from reactions with tritium targets// Nucl. Phys. A. 1968. V. 109. P. 465–470.
- 16) *R. Grotzschel, B. Kuhn, K. Moller, et al.* Neutron-neutron scattering length from a kinematically complete measurement of the $^3\text{H}(d,\tau n)n$ reaction // Nucl. Phys. A. 1971. V. 176. P. 261–272.
- 17) *B. Kuhn, H. Kumpf, S. Parzhitsky, et al.* Determination of the neutron-neutron scattering length from a kinematically complete experiment with the reaction $^3\text{H}(t,n^4\text{He})n$ reaction // Nucl. Phys. A. 1972. V. 183. P. 640–650.
- 18) *K. Bodek, J. Krug, W. Lubcke, et al.* Neutron-neutron scattering length in the reaction $^9\text{Be}(n, nn)^8\text{Be}$ at 10.3 MeV // Few-Body Systems. 1990. V. 8. P. 23–35.
- 19) *C. Baumer, D. Frekers, E.-W. Grewe, et al.* Measurement of the $^2\text{H}(d, ^2\text{He})^2n$ reaction at $E_d = 171$ MeV and implications for the neutron-neutron scattering length // Phys. Rev. C. 2005. V. 71(4). P. 044003 (1–12).
- 20) *A. Gardestig.* Extracting of the neutron-neutron scattering length – recent developments // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 2009. V. 36(5). P. 053001 (1–15).
- 21) *R. P. Haddock, R. M. Salter, Jr. M. Zeller, et al.* Measurement of the neutron-neutron S-wave scattering length from the reaction $\pi^- + d \rightarrow 2n + \gamma$ // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14(9). P. 318–323.
- 22) *R. M. Salter, R. P. Haddock, M. Zeller, et al.* The n-n S-wave scattering length from the neutron spectra of the reaction $\pi^- + d \rightarrow 2n + \gamma$ // Nucl. Phys. A. 1975. V. 254. P. 241–268.

- 23) *B. Gabioud, J.-C. Alder, C. Joseph, et al.* n-n scattering length from the photon spectra of the reactions $\pi^-d \rightarrow \gamma nn$ and $\pi^-p \rightarrow \gamma n$ // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42(23). P. 1508–1511.
- 24) *B. Gabioud, J.-C. Alder, C. Joseph, et al.* nn scattering parameters a_{nn} and r_{nn} from the photon spectrum of the reaction $\pi^-d \rightarrow \gamma nn$ // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 420. P. 496–524.
- 25) *O. Schori, B. Gabioud, C. Joseph, et al.* Measurement of the neutron-neutron scattering length a_{nn} with the reaction $\pi^-d \rightarrow nn\gamma$ in complete kinematics // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 35(6). P. 2252–2257.
- 26) *C. R. Howell, Q. Chen, T. S. Carman, et al.* Toward a resolution of the neutron-neutron scattering-length issue // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 444. P. 252–259.
- 27) *Q. Chen, C. R. Howell, T. S. Carman, et al.* Measurement of the neutron-neutron scattering length using the π^-d capture reaction // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 77(5). P. 054002 (1–19).
- 28) *A. Striker, Y. Saji, Y. Ishizaki, et al.* The ${}^2\text{H}(n,p)2n$ reaction at 50 MeV and the neutron-neutron scattering length // *Nucl. Phys. A.* 1972. V. 190. P. 284–292.
- 29) *S. Shirato, K. Saiton, and N. Koori.* A determination of the singlet neutron-neutron scattering length from the ${}^2\text{H}(n,p)2n$ reaction // *Nucl. Phys. A.* 1973. V. 215. P. 277–300.
- 30) *R.C. Haight, S.M. Grimes, and J.D. Anderson.* Measurement of the proton spectrum from the ${}^2\text{H}(n,p)2n$ reaction at 13.98 MeV and the neutron-neutron scattering length // *Phys. Rev. C.* 1977. V. 16(1). P. 97–106.
- 31) *W. von Witsch, B. G. Moreno, W. Rosenstock, et al.* Determination of the n-n scattering length from the ${}^2\text{H}(n,pn)n$ reaction at bombarding energies between 17 MeV and 27 MeV // *Nucl. Phys. A.* 1979. V. 329. P. 141–156.
- 32) *V. Kulkarni, J. Rapaport, R. W. Finlay, et al.* Differential cross-section of the ${}^2\text{H}(n,p)2n$ and ${}^2\text{H}(n,d)n$ reactions and the n-n scattering length // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 367. P. 157–175.

- 33) K. Gebhart, W. Jager, C. Jeitner, et al. Experimental and theoretical investigation of the ${}^2\text{H}(n,pnn)$ reaction and the neutron-neutron scattering length // Nucl. Phys. A. 1993. V. 561. P. 232–250.
- 34) D. E. Gonzales Trotter, F. Salinas, W. Tornow, et al. Neutron-deuteron breakup experiment at $E_n = 13$ MeV: Determination of the 1S_0 neutron-neutron scattering length a_{nn} // Phys. Rev. C. 2006. V. 73(3). P. 034001 (1–21).
- 35) W. von Witsch, X. Ruan, and H. Witala. Neutron-neutron final-state interaction in the ${}^2\text{H}(n,p)2n$ reaction at $E_n = 17.4$ MeV // Phys. Rev. C. 2006. V. 74(1). P. 014001 (1–5).
- 36) E. S. Konobeevski, Yu. M. Burmistrov, S. V. Zuyev, et al. Determination of the 1S_0 neutron-neutron scattering length in the nd breakup reaction at energies in the range $E_n = 40$ – 60 MeV // Phys. of Atom. Nucl. 2010. V. 73(8). P. 1302–1308.
- 37) Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – Москва: Физматгиз, 1963.
- 38) Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. – Москва: Мир, 1967.
- 39) Zhang Ying-ji, Yang Jin-qing, Zhang Jie, et al. Resonant diproton spectrum measured using the reaction ${}^2\text{H}(d, {}^2p)2n$ at 15.7 MeV // Phys. Rev. C. 1992. V. 45(2). P. 528–531.
- 40) Zhang Yingji, Jiang Dazhen, Yang Jinqing. Experimental evidence of dineutron existence // Chinese. Phys. Lett. 1989. V. 6(3). P. 113–116.
- 41) Zhang Ying-ji, He Jian-hua, Yang Jin-qing, et al. Breakup energy spectrum of singlet deuterons $d + d \rightarrow d^* + d^*$ four-body reaction at 15.7 MeV // Phys. Rev. C. 1993. V. 47(2). P. 468–472.
- 42) http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/kinematics/two_body.php.
- 43) http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/kinematics/three_body.php.
- 44) <https://ntrl.ntis.gov/NTRL/dashboard/searchResults/titleDetail/DE82903216.xhtml>
- 45) С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский. Программа для моделирования экспериментов по изучению реакций с тремя частицами в конечном состоянии // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т 78(5). С.

527–531; Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2014. Vol 78(5). P. 345–349.

46) *E. Konobeevski, P. Sugathan, K.S. Golda, ..., A. Kasparov, et. al.* Cluster structure of ${}^6\text{Li}$ and ${}^6\text{He}$ nuclei in reactions with neutron and ${}^6\text{Li}$ beams // Preprint INR 1392/2014.

47) *D. Robson.* Nuclear reactions with resonant-particle production // Nucl. Phys. A. 1973. V. 204. P. 523–528.

48) *С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский.* Математическое моделирование малонуклонных экспериментов с тремя и более частицами в конечном состоянии // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т 81(6). С. 753–757.

49) *С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский.* Возможности исследования структуры гало-ядер в реакциях квазисвободного рассеяния протона при низких энергиях // Ядерная физика. 2015. Т 78(7–8). С. 739–747; Physics of Atomic Nuclei. 2015. V. 78(5), P. 694–702.

50) *Е. Бюклинг, К. Каянти.* Кинематика элементарных частиц. – М.: Мир, 1975. – 343 с.

51) *H. Witala, and W. Glockle.* The nn quasifree nd breakup cross section: discrepancies with theory and implications for the 1S_0 nn force // Phys. Rev. C. 2011. V. 83(3). P. 034004 (1–8).

52) *V.I. Kukulin, and M.I. Platonova.* Short-range components of nuclear forces: experiment versus mythology // Phys. of Atom. Nucl. 2013. V. 76(12). P. 1465–1481.

53) *Е.С. Конобеевский, В.И. Кукулин, С.В. Зуев и др.* Исследование нейтрон-нейтронных и протон-протонных корреляций в малонуклонных системах с двумя нуклонами в конечном состоянии // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т 78 (5). С. 522–526.

54) *E.S. Konobeevski, S.V. Zuyev, A.A. Kasparov, et al.* The results of simulation of $d + T \rightarrow {}^3\text{He} + {}^2n; {}^2n \rightarrow n + n$ reaction // Few-Body Systems, 2014, V. 55(8–10). P. 1059–1060.

- 55) *Д.В. Сивухин*. Атомная и ядерная физика. Том 5. – М.: МФТИ, 2002. – 784 с.
- 56) SRIM – The stopping and range of ions in matter. James F. Ziegler // URL: <http://www.srim.org/>
- 57) *А.А. Курашов*. Идентификация ионизирующих излучений средних и низких энергий. – М.: Атомиздат, 1979. – 264 с.
- 58) *И.Н. Бекман*. Спектрометр нейтронов по времени пролета. Курс лекций [Электронный ресурс] // Москва, 2006. URL: http://profbeckman.narod.ru/radiometr.files/L6_3.pdf (дата обращения: 26.04.2017).
- 59) *С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский и др.* Установка для изучения NN -корреляций в реакции $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p + p$ // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80(3). С. 254–259.
- 60) *Е.С. Конобеевский., С.В. Зуев, А.А. Каспаров и др.* Исследование реакции $d + d \rightarrow {}^2\text{He} + {}^2n$ при энергии дейтронов 15 МэВ // Ядерная физика. 2015. Т. 78(7–8). С. 687–695; Phys. of Atom. Nucl. 2015. V. 78(5). P. 643–651.
- 61) *А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский, С.В. Зуев.* Моделирование кинематики реакции $d + d \rightarrow p + p + n + n$ // Дифференциальные уравнения и процессы управления. 2016. №2. С. 257–261.
- 62) *Konobeevski E., Kasparov A., Mordovskoy M., et al.* Determination of energies of nn-singlet virtual state in $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ reaction // Few-Body Syst (2017) 58: 107.