

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ  
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

ГАУЗШТЕЙН ВЯЧЕСЛАВ ВАЛЕРЬЕВИЧ

ИЗМЕРЕНИЕ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРНОЙ  
АНАЛИЗИРУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ  
ФОТООБРАЗОВАНИЯ  $\pi^-$ -МЕЗОНА НА ТЕНЗОРНО-  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ

Специальность 01.04.16 —

«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук, профессор  
Крючков Ю.Ю.

Томск – 2016

# Оглавление

	Стр.
Введение . . . . .	4
<b>Глава 1 Теоретическое описание реакции <math>\gamma d \rightarrow pp\pi^-</math></b> . . . . .	<b>8</b>
1.1 Дейтрон, как источник информации о $NN$ -взаимодействии . . . . .	8
1.2 Кинематика реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ . . . . .	9
1.3 Связь электро- и фоторождения $\pi$ -мезонов на дейтроне . . . . .	10
1.4 Амплитуда реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ . . . . .	14
1.5 Анализирующая способность реакции фотообразования $\pi$ -мезонов на дейтроне . . . . .	20
<b>Глава 2 Постановка эксперимента и система регистрации частиц</b> . . . . .	<b>24</b>
2.1 Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-3 . . . . .	24
2.2 Поляризованная газовая дейтериевая мишень . . . . .	25
2.3 Выделение компонент $T_{20}$ , $T_{21}$ и $T_{22}$ . . . . .	32
2.4 Общая схема эксперимента . . . . .	34
2.5 Координатные камеры . . . . .	36
2.6 Сцинтилляционные детекторы . . . . .	39
2.7 Набор данных и система считывания в эксперименте . . . . .	40
<b>Глава 3 Обработка экспериментальных данных</b> . . . . .	<b>43</b>
3.1 Идентификация частиц . . . . .	43
3.2 Определение энергии протонов в нижнем плече . . . . .	43
3.3 Определение координат вылета протонов в нижнем плече . . . . .	52
3.4 Определение энергии протонов в верхнем плече . . . . .	55
3.5 Определение углов вылета протонов в верхнем плече . . . . .	57
<b>Глава 4 Получение и обсуждение экспериментальных результатов</b> . . . . .	<b>58</b>
4.1 Расчет компонент тензорной анализирующей способности . . . . .	58

4.2	Моделирование фоторождения $\pi^-$ -мезонов на дейтроне . . . .	59
4.3	Результаты экспериментов . . . . .	62
<b>Заключение</b> . . . . .		<b>67</b>
<b>Литература</b> . . . . .		<b>68</b>

## Введение

**Актуальность работы.** Процессы фотообразования  $\pi^-$ -мезонов на ядрах и нуклонах как реальными, так и виртуальными  $\gamma$ -квантами исследуются с 1950-х годов. Фотоны средних энергий свободно проникают в ядро и могут взаимодействовать как с нуклонами, так и со связанными парами нуклонов.

Дейтрон является самой простой ядерной системой и его использование в качестве мишени позволяет извлекать уникальную информацию об образовании пионов на нуклоне, находящемся вне массовой поверхности, о  $\Delta N$ -взаимодействии и роли ненуклонных степеней свободы без привлечения менее надежных ядерных моделей, которые становятся неизбежными в случае более тяжелых ядер.

В настоящее время экспериментально исследуются как неполяризационные, так и поляризационные наблюдаемые величины. Неполяризационные наблюдаемые представляют из себя поперечные сечения реакции (дифференциальные или полные), усредненные по спиральностям начальных частиц и просуммированные по спиральностям конечных частиц. Поляризационные наблюдаемые представляют из себя квадратичные формы различных комбинаций действительных и мнимых частей амплитуды реакции. Неполяризационные наблюдаемые выражаются суммой квадратов амплитуд реакции. Поэтому, при исследовании в процессах фотообразования  $\pi^-$ -мезонов таких эффектов, как вклады обменных токов, возбуждение нуклонных резонансов,  $\Delta N$ -взаимодействие, поляризационные наблюдаемые могут быть более предпочтительными.

Известно, что квантовая хромодинамика (КХД) не описывает адронные и фотомезонные процессы в области низких и средних энергий. В этой области хорошо работают феноменологические модели, в которых процессы сильного взаимодействия описываются в терминах эффективных степеней свободы (мезонные, нуклонные, изобарные и т.д.). Модели основаны на формальном описании процессов сильного взаимодействия с помощью эффективных степеней свободы.

Первые экспериментальные исследования неполяризационных наблюдаемых в процессах фотообразования пионов были выполнены на синхротронах

и линейных ускорителях. Основной объем полученной информации составили данные, полученные в реакциях  $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$  и  $\gamma d \rightarrow n n \pi^+$  [1, 2]. Впервые экспериментальное измерение асимметрии дифференциального сечения фотопроизводства пионов было выполнено на линейно-поляризованном пучке фотонов [3]. В 1985 году на накопителе ВЭПП-2 в ИЯФ СО РАН были проведены первые исследования реакций упругого и неупругого рассеяния электронов на тензорно-поляризованных дейтронах [4, 5]. В этих экспериментах был применен метод внутренней сверхтонкой мишени [6].

Описание процесса фоторождения  $\pi^-$ -мезона на дейтроне требует 12 комплексных амплитуд. Наблюдаемые величины являются квадратичными формами, в которые входят комбинации из действительных и мнимых частей двенадцати комплексных амплитуд. Для получения полной информации о процессе необходимо измерить двадцать три различных независимых наблюдаемых. В число таких независимых наблюдаемых обязательно входят несколько величин, связанных с тензорной поляризацией дейтериевой мишени.

Различные теоретические модели дают полную информацию о матрице рассеяния, однако при расчете дифференциального сечения все эти теоретические модели дают близкие результаты, поскольку вклады малых элементов матрицы рассеяния пренебрежимо малы по сравнению с большими. Поэтому возникает необходимость измерять такие наблюдаемые, в которых заметен вклад от малых элементов матрицы рассеяния. Одними из таких наблюдаемых являются компоненты тензорной анализирующей способности.

Первые измерения  $T_{20}$ - и  $T_{22}$ -компонент тензорной анализирующей способности фотопроизводства  $\pi^-$ -мезонов на дейтроне были выполнены в ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера в 1992 г. на ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-3. В том эксперименте удалось выделить около 1000 событий исследуемой реакции [7, 8].

**Целью данной работы** являлось измерение компонент тензорной анализирующей способности  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  реакции фотопроизводства  $\pi^-$ -мезонов на дейтронах.

В диссертационной работе приводится теоретическое описание фоторождения  $\pi^-$ -мезона на дейтроне, показана связь электро- и фоторождения пионов. Расчет амплитуды фоторождения осуществлялся в импульсном приближении с

учетом  $\pi N$  и  $NN$  взаимодействия в конечном состоянии. Приводится описание накопительного комплекса ВЭПП-3, источника поляризованных атомов, внутренней тензорно-поляризованная газовой мишени. Показана методика экспериментального выделения компонент  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  тензорной анализирующей способности. Приведено описание экспериментального оборудования, системы сбора и накопления данных. Описан процесс обработки экспериментальных данных. Приведена методика идентификации, определения энергии и углов вылета частиц. Описана энергетическая калибровка детектора. Приведены результаты экспериментальных измерений, представлено описание теоретического моделирования реакции фотоброждения  $\pi^-$ -мезонов на дейтроне, проведено сравнение экспериментальных результатов с теоретическим предсказанием.

**Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:**

1. Из общего массива накопленных экспериментальных данных выделить события, соответствующие реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ .
2. Получить энергии и углы вылета протонов, восстановить полную кинематику событий реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ .
3. Получить зависимости экспериментально измеренных асимметрий от различных кинематических переменных.

**Научная новизна диссертационной работы:**

1. Впервые экспериментально измерена  $T_{21}$ -компонента тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$  в диапазоне полярных углов вылета протонов  $\theta_{p_{1,2}} = 50^\circ \div 90^\circ$  и в диапазоне энергий протонов  $E_{1,2} = (50 \div 200)$  МэВ;
2. Выполнены более точные измерения  $T_{20}$ - и  $T_{22}$ -компонент тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$  в диапазоне полярных углов вылета протонов  $\theta_{p_{1,2}} = 50^\circ \div 90^\circ$  и в диапазоне энергий протонов  $E_{1,2} = (50 \div 200)$  МэВ.

**На защиту выносятся:**

1. Результаты измерения  $T_{20}$ -,  $T_{21}$ - и  $T_{22}$ -компонент тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$  как функции энергии  $\gamma$ -кванта и инвариантной массы  $p\pi$ -системы;

2. Метод выделения событий реакции  $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$  из экспериментальных данных, основанный на анализе ионизационных потерь протонов в сцинтилляторах и время-пролетной методике;

3. Метод восстановления кинематических переменных событий реакции  $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ , основанный на определении энергии протонов по времени пролета и анализе световых выходов с разных слоев сцинтилляционных детекторов.

**Публикации:**

Основное содержание диссертационной работы отражено в семи печатных работах, в том числе в четырёх научных статьях и трёх тезисах докладов.

## Глава 1

Теоретическое описание реакции  $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ 1.1 Дейтрон, как источник информации о  $NN$ -взаимодействии

Дейтрон является самым простым составным ядром, обладает спином ( $J$ ) = 1 и изоспином ( $T$ ) = 0. В таблице 1.1 приведены статические свойства дейтрона

Дейтрон не является сферически симметричным, поскольку величина квадрупольного момента не равна нулю и тензорные составляющие нуклон-нуклонного взаимодействия в дейтроне играют значительную роль. Вследствие того, что в сильных взаимодействиях четность сохраняется, состояния с нечетным угловым моментом запрещены. Поэтому возможен только вклад от  $D$  состояния ( $L = 2$ ). Примесь  $D$  состояния к волновой функции ядра основного состояния определяется как вероятность  $P_d$ , которая может быть записана через радиальную волновую функцию  $w(r)$  как  $P_d = \int_0^\infty w^2(r) dr$ .

Таблица 1.1 – Свойства дейтрона

Энергия связи	$E_B$	2.22457312(22)	МэВ
Спин, четность и изоспин	$J^P, T$	$1^+, 0$	
Магнитный момент	$\mu_d$	0.857406(1)	$\mu_N$
Квадрупольный электрический момент	$Q_d$	0.28590(30)	фм <sup>2</sup>
Радиус	$r_d$	1.963(4)	фм

Нуклон-нуклонное взаимодействие достаточно хорошо описывается пионным обменным потенциалом на больших и средних расстояниях. На малых расстояниях обычно для описания  $NN$ -взаимодействия используются данные по  $NN$ -рассеянию, которые и показывают вероятность  $D$  состояния от 4% до 7%. Экспериментально вклад  $S$  и  $D$  состояний изучается через упругое и неупругое рассеяние электронов на дейтроне.

Использование дейтронной мишени при регистрации реакции фото- и электрообразования мезонов позволяет:

- в условиях отсутствия нейтронных мишеней исследовать рождение мезонов на нейтроне;
- исследовать влияния ядерной среды;
- получить информацию о рождении мезонов на нуклонах, находящихся вне массовой поверхности;
- получить информации о  $\Delta N$  взаимодействии.

Основная причина исследования поляризационных эффектов заключается в том, что только использование поляризационных степеней свободы дает возможность получения полной информации о всех возможных матричных элементах реакции. Без учета поляризации поперечное сечение представляется в виде суммы квадратов матричных элементов. Таким образом малые амплитуды подавляются вкладом больших.

При взаимодействии фотонов с дейтронами могут происходить как процессы, приводящие к развалу дейтрона с образованием двух нуклонов так и процессы с образованием  $\pi$ -мезонов, сопровождающиеся развалом дейтрона (некогерентные) или без развала (когерентные). Экспериментально для исследования этих процессов используются как пучки тормозных фотонов, так и виртуальные фотоны. При рассеянии электрона на угол  $\sim 0$  квадрат переданного четырехмерного импульса  $Q^2 \rightarrow 0$ , и виртуальный фотон по своим свойствам приближен к реальному.

## 1.2 Кинематика реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$

Рассмотрим кинематику процесса фоторождения  $\pi^-$ -мезонов на дейтроне:

$$\gamma d \rightarrow pp\pi^-. \quad (1.1)$$

Зададим 4-х импульс налетающего фотона  $k\{\omega_\gamma, \mathbf{k}\}$  и дейтрона  $d\{M_d, \mathbf{d}\}$ , где  $\omega_\gamma$  – энергия налетающего фотона,  $M_d$  – масса дейтрона. Регистрации 4-х импуль-

сов двух конечных протонов в реакции (1.1) и использования законов сохранения энергии-импульса будет достаточно для полного описания кинематики процесса:

$$\omega_\gamma + M_d = E_{p_1} + E_{p_2} + \omega_q \quad (1.2)$$

$$\mathbf{k} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{q}, \quad (1.3)$$

где  $(E_{p_i}, \mathbf{p}_i)$  и  $(\omega_q, \mathbf{q})$  – 4-х импульсы протонов и  $\pi^-$ -мезона соответственно.

$$\begin{aligned} \omega_\gamma &= \frac{\mathbf{P}^2 - A^2 + m_\pi^2}{2(P_z - A)} \\ q_x &= -p_x \\ q_y &= -p_y \\ q_z &= \omega_\gamma - p_z, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где  $\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$  – суммарный импульс протонов,  $P_x, P_y, P_z$  – его проекции,  $q_x, q_y, q_z$  – проекции импульса  $\pi^-$ -мезона,  $A = E_1 + E_2 - M_d$ .

### 1.3 Связь электро- и фоторождения $\pi$ -мезонов на дейтроне

Электрообразование отрицательных пионов  $ed \rightarrow e'pp\pi^-$  в однофотонном приближении может рассматриваться как фотоброзование виртуальными фотонами –  $\gamma^*d \rightarrow pp\pi^-$  [9].

Асимметрии и анализирующие способности реакций электро- и фоторождения пионов, связанные с тензорной поляризацией мишени [10], слабо зависят от спектра ВФ, поскольку они находятся из отношений некоторых комбинаций выходов, в определение которых спектр ВФ в известных приближениях входит как сомножитель.

Дифференциальные сечения электрообразования и фотоброования  $\pi^-$ -мезонов в лабораторной системе координат записываются в виде:

$$\begin{aligned} d\sigma_e &= \frac{m_e}{2m_d k_i} \int \sum_{\tau} |M_{fi}^e|^2 \frac{m_e}{\varepsilon_f} \frac{d^3 k_f}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{E_1} \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{E_2} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_\pi}{2E_\pi (2\pi)^3} \times \\ &\times (2\pi)^4 \delta \left( \vec{k}_i - \vec{k}_f - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_\pi \right) \delta \left( \varepsilon_i - \varepsilon_f + M - E_1 - E_2 - E_\pi \right), \end{aligned} \quad (1.5)$$

$$d\sigma_\gamma = \frac{1}{4m_d E_\gamma} \int \sum_\tau \left| M_{fi}^\gamma \right|^2 \frac{m_p d^3 p_1}{E_1 (2\pi)^3} \frac{m_p d^3 p_2}{E_2 (2\pi)^3} \frac{d^3 p_\pi}{2E_\pi (2\pi)^3} \times \quad (1.6)$$

$$\times (2\pi)^4 \delta(\vec{p}_\gamma - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_\pi) \delta(E_\gamma + m_d - E_1 - E_2 - E_\pi),$$

где  $m_e, m_p, m_\pi$  и  $m_d$  – массы покоя электрона, протона,  $\pi$ -мезона и дейтрона,  $\vec{k}_i, \varepsilon_i$  – импульс и энергия налетающего электрона,  $\vec{k}_f, \varepsilon_f$  – импульс и энергия рассеянного электрона,  $\vec{p}_1, E_1, \vec{p}_2, E_2$  – импульсы и энергии протонов,  $\vec{p}_\pi, E_\pi$  – импульс и энергия  $\pi$ -мезона,  $\vec{p}_\gamma, E_\gamma$  – импульс и энергия фотона. Квадрат модуля амплитуды электрообразования записывается в виде:

$$\sum |M_{fi}^e|^2 = \frac{(4\pi\alpha)^2}{Q^4} \sum_K v_K W_K^e, \quad (1.7)$$

где  $\alpha = \frac{1}{137}$  – постоянная тонкой структуры,  $Q^2 = (\varepsilon_i - \varepsilon_f)^2 - (\vec{k}_i - \vec{k}_f)^2 = \omega^2 - \vec{q}^2$  – квадрат 4-х импульса виртуального фотона,  $v_K$  – функции, коорые зависят от электронной кинематики и соответствуют продольным ( $K = L$ ), поперечным ( $K = T$ ) виртуальным фотонам, линейной поляризации ( $K = TT$ ) и ( $K = LT$ ) – интерференции.  $W_K$  – адронные структурные функции.

$$v_L = \frac{Q^4}{\vec{q}^4} \left( 2\varepsilon_i \varepsilon_f + \frac{Q^2}{2} \right), \quad (1.8)$$

$$v_T = -\frac{Q^2}{2} + \frac{\vec{k}_i^2 \vec{k}_f^2 \sin^2 \theta_e}{\vec{q}^2}, \quad (1.9)$$

$$v_{TT} = \frac{\vec{k}_i^2 \vec{k}_f^2 \sin^2 \theta_e}{\vec{q}^2}, \quad (1.10)$$

$$v_{TL} = \frac{Q^2}{|\vec{q}|^3} \vec{k}_i \vec{k}_f (\varepsilon_i + \varepsilon_f) \sin \theta_e, \quad (1.11)$$

где  $\theta_e$  – полярный угол рассеяния электрона.

При  $Q^2 \rightarrow 0$  вклады в (1.5) от продольных фотонов и  $LT$ -интерференции стремятся к нулю. Вклад от линейно-поляризованных поперечных фотонов

( $TT$ ), проинтегрированный по азимутальному углу электрона обращается в ноль. Таким образом, при  $\theta_e \approx 0$  доминирует вклад  $v_T W_T^e$

При  $\theta_e \approx 0$  адронную структуру  $W_T^e$  при интегрировании по  $d\Omega_e$  можно вынести из-под интеграла. Равенство  $W_T^e(\theta_e = 0^\circ) = W_T^\gamma$  позволяет связать сечения (1.5) и (1.6) в однофотонном приближении.

Чтобы избавиться от  $\delta$ -функций в (1.5) и (1.6), проведем интегрирование. Используем равенство:

$$\delta(F(x)) = \sum_j \frac{\delta(x - x_j)}{|dF/dx|_{x=x_j}}, \quad (1.12)$$

где  $x_j$  - корни уравнения  $F(x) = 0$ .

Проинтегрируем (1.5) по энергии рассеянного электрона. При этом  $F^e = \varepsilon_i + m_d - \varepsilon_f - E_1 - E_2 - \sqrt{m_\pi^2 + (\vec{k}_i - \vec{k}_f - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2}$ .

$$\frac{dF^e}{d\varepsilon_f} = \frac{D(\theta_e, \varphi_e)}{E_\pi} = \frac{\varepsilon_i + m_d - E_1 - E_2 - \varepsilon_i \cos \theta_e + p_1 \cos \theta_{1e} + p_2 \cos \theta_{2e}}{E_\pi}, \quad (1.13)$$

где  $\cos \theta_{1(2)e} = \cos \theta_e \cos \theta_{1(2)} + \sin \theta_e \sin \theta_{1(2)} \cos(\varphi_e - \varphi_{1(2)})$ ,  $\theta_{1,2}$  и  $\varphi_{1,2}$  - полярные и азимутальные углы протонов. Энергия электрона в зависимости от протонных переменных и углов  $\theta_e$  и  $\varphi_e$  имеет вид:

$$\varepsilon_f = \frac{2\varepsilon_i(P_z - A) + A^2 - P^2 - m_\pi^2}{2(\varepsilon_i(1 - \cos \theta_e) - A + P \cos \theta_{pf})}, \quad (1.14)$$

где  $A = E_1 + E_2 - m_d$ ;  $\vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ ;  $\theta_{pf}$  - угол между 3-х импульсами  $\vec{P}$  и  $\vec{k}_f$ .

Используя закон сохранения энергии в (1.6), проинтегрируем по энергии второго протона ( $d^3p_2 = p_2 E_2 dE_2 d\Omega_2$ ). В реакции фоторождения  $-F^\gamma = E_\gamma + m_d - E_1 - E_2 - \sqrt{m_\pi^2 + (\vec{k}_\gamma - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2}$ ,

$$\frac{dF^\gamma}{dE_2} = E_\gamma + m_d - E_1 - \frac{E_2}{p_2} (E_\gamma \cos \theta_2 - p_1 \cos \theta_{12}), \quad (1.15)$$

где  $\cos \theta_{12} = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ .

Выражая  $W_T^\gamma$  через  $d\sigma_\gamma/dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2$  и используя равенство  $W_T^e(\theta_e = 0^\circ) = W_T^\gamma$ , придем к соотношению между (1.5) и (1.6):

$$\frac{d\sigma_e}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{N_e}{\omega_0} \frac{d\sigma_\gamma}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2} \times \left| \frac{\omega_0 + m_d - E_1 - \frac{E_2}{p_2} (\omega_0 \cos \theta_2 - p_1 \cos \theta_{12})}{D_0} \right|, \quad (1.16)$$

где

$$N_e = \frac{\alpha \omega_0^2 D_0}{\pi^2 \varepsilon_i} \int \frac{\varepsilon_f v_T}{D Q^4} d\Omega_e \quad (1.17)$$

спектр виртуальных фотонов,  $D_0 = D(\theta_e = 0^\circ)$ ,  $\omega_0 = E_\gamma$ .

Для получения аналитического выражения спектра (1.17) сделаем определенные допущения [11]. В множителе  $D$  (1.13) можно пренебречь зависимостью от  $\varphi_e$  и принять его равным  $90^\circ$ .  $D = a_r + b_r \cos \theta_e$ , где:  $a_r = \varepsilon_i - A$ ,  $b_r = P_z - \varepsilon_i$ . Величины  $A$  и  $P_z$  определены как  $A = E_1 + E_2 - m_d$ ;  $\vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ . Параметризуем зависимость энергии и импульса электрона от угла рассеяния в виде [11]:

$$\begin{aligned} k_f &= k_f(0^\circ) \left( 1 + \frac{2b_r}{a_r} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right) \\ \varepsilon_f &= \varepsilon_f(0^\circ) \left( 1 + \frac{2b'_r}{a_r} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right) \end{aligned} \quad (1.18)$$

После выражения всех переменных в (1.17) в соответствии со сделанной параметризацией без учета слагаемых порядка  $\left(\frac{b_r}{a_r}\right)^2$ , можно проинтегрировать (1.17) аналитически. Выражение для  $N_e$  записывается в виде:

$$N_e = \frac{\alpha \omega_0^2 b}{2\pi k_i^2 b'} \frac{a_r + b_r}{a_r - a'/b' \cdot b_r} \left( \left( 1 - \frac{2a}{\omega_0^2} \right) \ln \left( \frac{(a' - b')(a_r + b_r)}{(a + b)(a_r - b_r)} \right) - \frac{4b}{\omega_0^2} \right), \quad (1.19)$$

здесь

$$\begin{aligned} a &= m_e^2 - \varepsilon_i \varepsilon_f(0^\circ), \\ b &= k_i k_f(0^\circ), \\ a' &= a - \delta, \\ b' &= b + \delta, \\ \delta &= \frac{-m_e^2 b_r \left( \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_f(0^\circ)} - 1 \right)}{a_r} \omega_0 = \varepsilon_i - \varepsilon_f(0^\circ). \end{aligned}$$

Из проведенных расчетов [9] видно, что результаты численного интегрирования местами отличаются от результатов, полученных аналитически примерно на 20%. Одной из причин расхождения результатов является зависимость величины  $r = \varepsilon f/D$  в выражении (1.17) от азимутального угла электрона, которая не учитывалась для получения возможности аналитически проинтегрировать (1.17). Кроме того в некоторых областях протонных переменных даже для малых углов рассеяния электрона зависимость  $r$  от  $\varphi_e$  существенна в нашей постановке эксперимента.

## 1.4 Амплитуда реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$

Для расчета амплитуды реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$  использовался диаграммный подход [12, 13]. На Рис. 1.1 приведены диаграммы, учитывающие вклад в амплитуду, также учитывались диаграммы с перестановкой тождественных нуклонов в конечном состоянии. Спектаторная модель хорошо согласуется с экспериментальными данными в области, где импульсы обоих нуклонов менее 200 МэВ/с (квазисвободное фоторождение). Для больших импульсов обоих нуклонов необходимо учитывать вклад диаграмм, описывающих перерассеяние в конечном состоянии.

Данные для амплитуды фотообразования  $\pi$ -мезонов на нуклонах были взяты из [14, 15]. Амплитуда представлена в релятивистски-инвариантном виде, реализован псевдовекторный вариант  $\pi N$ -взаимодействия. Также в ней учтены вклады борновских диаграмм в  $s, t$  и  $u$ -каналах,  $s$  и  $u$ -канальный вклад  $\Delta$ -изобары, вклад  $t$ -канального обмена  $\omega$  и  $\rho$ -мезонами. Для парциальных амплитуд  $E_{1+}^{\frac{3}{2}}$  и  $M_{1+}^{\frac{3}{2}}$  была применена процедура унитаризации в приближении  $K$ -матрицы. Таким образом удалось единым образом описать процесс фотообразования заряженных и нейтральных пионов и избежать введения мнимой добавки к массе  $\Delta$ -изобары. Для описания пион-нуклонного рассеяния была использована релятивистски-инвариантная амплитуда [16], в которой также реализован псевдовекторный вариант  $\pi N$ - взаимодействия. Был учтен вклад  $\Delta$ -изобары в  $s$  и  $u$ -каналах, вклад  $t$ -канального обмена  $\sigma$  и  $\rho$ -мезонами и вклад борновских

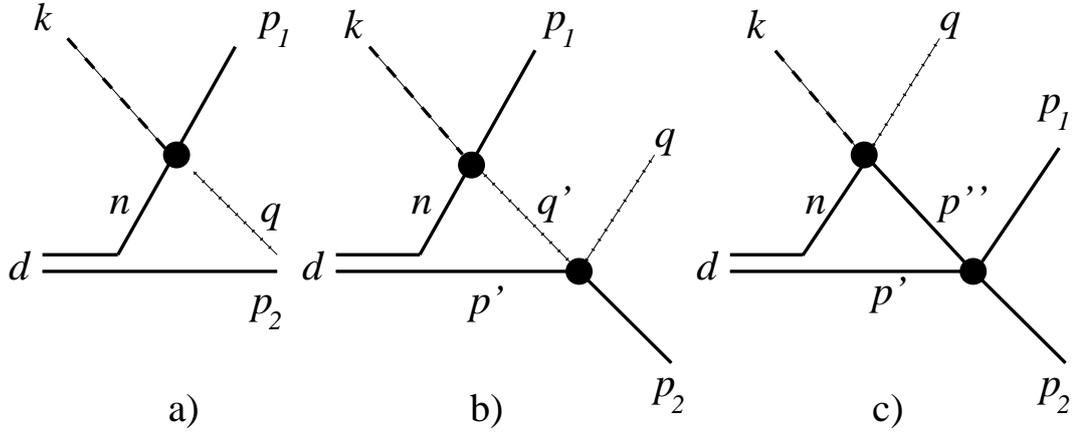


Рисунок 1.1 – Диаграммы реакции фотообразования  $\pi^-$ -мезона на дейтроне. а) импульсное приближение (спектаторная модель); б)  $\pi N$ -перерассеяние; в)  $NN$ -перерассеяние.

членов в  $s, t, u$ -каналах. Для резонансной парциальной амплитуды  $P_{33}$  была применена процедура унитаризации в приближении  $K$ -матрицы.

Амплитуда  $NN$ -рассеяния была записана в виде мультипольного разложения до парциальных волн с орбитальным моментом  $L = 2$ . Данные для парциальных фаз нуклонного рассеяния были взяты из [17].

Волновая функция конечного  $NN$ -состояния, удовлетворяющая требованиям симметрии относительно перестановки нуклонов, в связанном базисе спинового и изоспинового пространства записывается в виде:

$$|\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, sm_s, tm_t\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |\mathbf{p}_1\rangle^1 |\mathbf{p}_2\rangle^2 + (-)^{1+s+t} |\mathbf{p}_2\rangle^1 |\mathbf{p}_1\rangle^2 \right) |sm_s\rangle |tm_t\rangle, \quad (1.20)$$

где  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$  – импульсы нуклонов;  $s, m_s$  – спин нуклонной пары и его проекция на ось  $z$ ;  $t, m_t$  – изоспин нуклонной пары и его проекция на ось  $z$ . Амплитуда фотообразования  $\pi$ -мезона в спектаторной модели в системе координат, где ось  $z$  направлена по импульсу фотона, а импульс дейтрона равен  $d$ , имеет вид [18]:

$$\mathcal{M}^{spect}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) = - \sum_{m'_s} \langle sm_s | \left[ \sqrt{\frac{E_{p_2}}{E_{d-p_2}}} \mathcal{M}_{\gamma n \rightarrow p \pi^-}^1(\mathbf{p}_1, \mathbf{q}; \mathbf{d} - \mathbf{p}_2, \mathbf{k}, \lambda_\gamma) \Psi_{m'_s, m_d} \left( \frac{1}{2}(\mathbf{d} - 2\mathbf{p}_2) \right) + \right.$$

$$+ (-1)^s \sqrt{\frac{E_{p_1}}{E_{d-p_1}}} \mathcal{M}_{\gamma n \rightarrow p \pi^-}^1(\mathbf{p}_2, \mathbf{q}; \mathbf{d} - \mathbf{p}_1, \mathbf{k}, \lambda_\gamma) \Psi_{m'_s, m_d} \left( \frac{1}{2} (\mathbf{d} - 2\mathbf{p}_1) \right) \Big] |1m'_s\rangle, \quad (1.21)$$

где  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$  и  $\mathbf{q}$  – импульсы нуклонов и  $\pi$ -мезона;  $\mathbf{k}, \lambda_\gamma$  – импульс и спиральность  $\gamma$ -кванта;  $\mathbf{d}, m_d$  – импульс и проекция спина дейтрона на ось  $z$ ;  $s, m_s$  – спин нуклонной пары в конечном состоянии и его проекция на ось  $z$ ;  $m'_s$  – проекция спина нуклонов, составляющих дейтрон, на ось  $z$ ;  $E_p$  – энергия нуклона с импульсом  $\mathbf{p}$ ;  $\mathcal{M}_{\gamma n \rightarrow p \pi^-}^1(\mathbf{p}_1, \mathbf{q}; \mathbf{d} - \mathbf{p}_2, \mathbf{k}, \lambda_\gamma)$  – амплитуда фотообразования  $\pi^-$ -мезона на нейтроне, рассматриваемая как оператор, действующий на спиновые переменные первого нуклона в двухнуклонных системах  $|1m'_s\rangle$  и  $|sm_s\rangle$ . Величины  $\Psi_{m'_s, m_d}(\mathbf{p})$  выражаются через  $S$ - и  $D$ -волновые функции дейтрона следующим образом [18]:

$$\Psi_{m'_s, m_d}(\mathbf{p}) = (2\pi)^{\frac{3}{2}} \sqrt{2E_D} \sum_{L=0,2} \sum_{m_L} i^L u_L(p) Y_{Lm_L}(\hat{\mathbf{p}}) \langle Lm_L 1m'_s | 1m_d \rangle, \quad (1.22)$$

где  $E_D$  – энергия дейтрона,  $\hat{\mathbf{p}}$  – единичный вектор в направлении импульса  $p$ .

В данной работе при расчетах были использованы волновые функции дейтрона Боннского потенциала.

Для описания пион-нуклонного перерасеяния использовалась диаграмма 1.1b и диаграмма с перестановкой тождественных нуклонов в конечном состоянии. Фоторождение  $\pi$ -мезонов возможно при пион-нуклонном перерасеянии без перезарядки:  $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ , и с перезарядкой:  $\pi^0 n \rightarrow \pi^- p$ . Учитывая вышесказанное и тождественность конечных нуклонов, вклад пион-нуклонного перерасеяния может быть записан в виде:

$$\begin{aligned} & M^{\pi N}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) = \\ & \int \frac{d^4 p'}{(2\pi)^4} \sum_{m'_s} \frac{\langle sm_s | [M_{\pi N}^1(\mathbf{p}_1, \mathbf{q}; \mathbf{p}', \mathbf{q}') M_{\gamma N}^2(\mathbf{p}_2, \mathbf{q}'; \mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{k}, \lambda_\gamma)] |1m'_s\rangle}{(n^0 - E_{d-p'} + i\epsilon)(p'^0 - E_{p'} + i\epsilon)(q'^2 - m_\pi^2 + i\epsilon)} \times \\ & \quad \times V(\mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{p}'; m'_s, m_d) + \\ & + (-1)^s \int \frac{d^4 p'}{(2\pi)^4} \sum_{m'_s} \frac{\langle sm_s | [M_{\pi N}^1(\mathbf{p}_2, \mathbf{q}; \mathbf{p}', \mathbf{q}') M_{\gamma N}^2(\mathbf{p}_1, \mathbf{q}'; \mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{k}, \lambda_\gamma)] |1m'_s\rangle}{(n^0 - E_{d-p'} + i\epsilon)(p'^0 - E_{p'} + i\epsilon)(q'^2 - m_\pi^2 + i\epsilon)} \times \\ & \quad \times V(\mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{p}'; m'_s, m_d) \end{aligned} \quad (1.23)$$

где  $M_{\pi N}^1(\mathbf{p}_1, \mathbf{q}; \mathbf{p}', \mathbf{q}')$  – амплитуда  $\pi N$ -рассеяния, действующая как оператор на спиновые переменные первого нуклона  $|1m'_s\rangle$  и  $|sm_s\rangle$ ;  $M_{\gamma N}^2(\mathbf{p}_2, \mathbf{q}'; \mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{k}, \lambda_\gamma)$  – амплитуда фоторождения  $\pi$ -мезона, действующая как оператор на спиновые переменные второго нуклона  $|1m'_s\rangle$  и  $|sm_s\rangle$ . Величины  $n^0$ ,  $p^0$  и  $E_{d-p'}$ ,  $E_{p'}$  – “off shell” и “on shell” энергии нуклонов, имеющие импульсы  $\mathbf{d} - \mathbf{p}'$  и  $\mathbf{p}'$  соответственно.  $[M_{\pi N}^1 M_{\gamma N}^2]$  – сумма по изоспиновым переменным в двухчастичном операторе:

$$[M_{\pi N}^1 M_{\gamma N}^2] = M_{\pi^- p \rightarrow \pi^- p}^1 M_{\gamma n \rightarrow p \pi^-}^2 - M_{\pi^0 n \rightarrow \pi^- p}^1 M_{\gamma p \rightarrow p \pi^0}^2 . \quad (1.24)$$

Амплитуды пион-нуклонного рассеяния с перезарядкой и без перезарядки входят в амплитуду перерассеяния с противоположными знаками вследствие нулевого изоспина дейтрона. Величина  $V(\mathbf{p}'', \mathbf{p}'; m'_s, m_d)$  –  $dnp$  вершинная функция, связанная в нерелятивистском пределе с  $\Psi_{m'_s, m_d}$  [12]:

$$V(\mathbf{p}'', \mathbf{p}'; m'_s, m_d) = (E_d - E_{p'} - E_{p''}) \Psi_{m'_s, m_d} \left( \frac{1}{2}(\mathbf{p}'' - \mathbf{p}') \right) , \quad (1.25)$$

где  $\mathbf{p}'$ ,  $\mathbf{p}''$  – импульсы нуклонов.

Проинтегрировав (1.23) имеем сумму слагаемых, соответствующих вкладу  $\delta$ -функции и главного значения интеграла:

$$M^{\pi N}(\mathbf{p} \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) = M_{on}^{\pi N}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) + M_{off}^{\pi N}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) , \quad (1.26)$$

где

$$\begin{aligned} M_{on}^{\pi N}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, sm_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) = & \\ & \frac{-1}{16\pi^2 |\mathbf{p}_\Delta|} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{|p_-|}^{p_+} p' dp' \sum_{m'_s} \langle sm_s | [M_{\pi N}^1(\mathbf{p}_1, \mathbf{q}; \mathbf{p}', \mathbf{q}') \times \\ & \times M_{\gamma N}^2(\mathbf{p}_2, \mathbf{q}'; \mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{k}, \lambda_\gamma)] |1m'_s\rangle \Psi_{m'_s, m_d} \left( \frac{1}{2}(\mathbf{d} - 2\mathbf{p}') \right) + \\ & + \frac{(-1)^{1+s}}{16\pi^2 |\mathbf{p}_\Delta|} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{|p_-|}^{p_+} p' dp' \sum_{m'_s} \langle sm_s | [M_{\pi N}^1(\mathbf{p}_2, \mathbf{q}; \mathbf{p}', \mathbf{q}') \times \\ & \times M_{\gamma N}^2(\mathbf{p}_1, \mathbf{q}'; \mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{k}, \lambda_\gamma)] |1m'_s\rangle \Psi_{m'_s, m_d} \left( \frac{1}{2}(\mathbf{d} - 2\mathbf{p}') \right) \end{aligned} \quad (1.27)$$

$$\begin{aligned}
& M_{off}^{\pi N}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) = \\
& -iP \int \frac{d^3 p'}{2\pi^3} \sum_{m'_s} \frac{\langle sm_s | [M_{\pi N}^1(\mathbf{p}_1, \mathbf{q}; \mathbf{p}', \mathbf{q}') M_{\gamma N}^2(\mathbf{p}_2, \mathbf{q}'; \mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{k}, \lambda_\gamma)] | 1m'_s \rangle}{q'^2 - m_\pi^2} \times \\
& \quad \times \Psi_{m'_s, m_d} \left( \frac{1}{2}(\mathbf{d} - 2\mathbf{p}') \right) + \\
& + (-1)^{1+s} iP \int \frac{d^3 p'}{2\pi^3} \sum_{m'_s} \frac{\langle sm_s | [M_{\pi N}^1(\mathbf{p}_2, \mathbf{q}; \mathbf{p}', \mathbf{q}') M_{\gamma N}^2(\mathbf{p}_1, \mathbf{q}'; \mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{k}, \lambda_\gamma)] | 1m'_s \rangle}{q'^2 - m_\pi^2} \times \\
& \quad \times \Psi_{m'_s, m_d} \left( \frac{1}{2}(\mathbf{d} - 2\mathbf{p}') \right). \tag{1.28}
\end{aligned}$$

В (1.27) величины  $p_-$  и  $p_+$  равны:

$$p_\pm = \frac{|\mathbf{P}_\Delta|}{Q} E_{c.m.} \pm \frac{P_\Delta^0}{Q} |\mathbf{p}_{c.m.}|, \tag{1.29}$$

где  $E_{c.m.}, \mathbf{p}_{c.m.}$  – энергия и импульс нуклона в системе центра масс,  $Q$  – инвариантная масса  $\pi N$  пары,  $P_\Delta^0, \mathbf{P}_\Delta$  – энергия и импульс  $\pi N$  пары. Величины  $p_-$  и  $p_+$  есть минимальное и максимальное возможные значения импульса нуклона при  $\pi N$ -рассеянии в системе отсчета, в которой энергия и импульс  $\pi N$  равны  $P_\Delta^0, \mathbf{P}_\Delta$ . В (1.27) интеграл по  $p'$  берется в системе отсчета, где  $z$  направлена по импульсу  $\pi N$ , а интегрирование по  $\cos(\theta')$  убирает  $\delta$ -функцию и фиксирует угол  $\theta'$ .

Диаграмма 1.1с соответствует нуклон-нуклонному перерассеянию, также как и диаграмма с перестановкой тождественных нуклонов в конечном состоянии. Вклады от этих диаграмм в  $NN$ -перерассеяния одинаковы по величине и противоположны по знаку, поэтому их можно просуммировать, и выражение для амплитуды  $NN$ -перерассеяния в представлении связанного базиса записывать в виде:

$$\begin{aligned}
& M^{NN}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) = 2 \int \frac{d^4 p'}{(2\pi)^4} \times \\
& \times \sum_{\substack{s''m''_s \\ m'_s}} \frac{\langle sm_s | M_{pp \rightarrow pp}^1(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{p}', \mathbf{p}'') | s''m''_s \rangle \langle s''m''_s | M_{\gamma n \rightarrow p\pi^-}^2(\mathbf{p}'', \mathbf{q}; \mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{k}, \lambda_\gamma) | 1m'_s \rangle}{(n^0 - E_{d-p'} + i\epsilon)(p'^0 - E_{p'} + i\epsilon)(p''^0 - E_{p''} + i\epsilon)} \times \\
& \quad \times V(\mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{p}'; m'_s, m_d) \tag{1.30}
\end{aligned}$$

где  $M_{pp \rightarrow pp}^1(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{p}', \mathbf{p}'')$  – амплитуда протон-протонного рассеяния, действующая как оператор на спиновые переменные обоих нуклонов в двухнуклонных системах  $|sm_s\rangle$  и  $|s''m_s''\rangle$ ,  $M_{\gamma n \rightarrow p\pi^-}^2(\mathbf{p}'', \mathbf{q}; \mathbf{d} - \mathbf{p}', \mathbf{k}, \lambda_\gamma)$  – амплитуда фоторождения  $\pi$ -мезона, действующая как оператор на спиновые переменные второго нуклона в двухнуклонных системах  $|1m_s'\rangle$  и  $|s''m_s''\rangle$ .

После интегрирования запишем амплитуду нуклон-нуклонного перерасеяния в виде [12]:

$$\begin{aligned}
M^{NN}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) = & \\
& -i \frac{4\pi W}{m_{p.c.m.}} \sum_{m_n m_{p'} m_{p''}} \langle \frac{1}{2} m_n \frac{1}{2} m_{p'} | 1m_d \rangle \langle \frac{1}{2} m_{p''} \frac{1}{2} m_{p'} | sm_s \rangle \times \\
& \times M_{pp \rightarrow pp}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s, m_s; \frac{\mathbf{d}}{2}, \mathbf{p}'', s, m_s) M_{\gamma n \rightarrow p\pi^-}(\mathbf{p}'', m_{p''}, \mathbf{q}; \frac{\mathbf{d}}{2}, m_n, \mathbf{k}, \lambda_\gamma) \times \\
& \times \int \frac{d^3\xi}{(2\pi)^3} \frac{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sqrt{2E_D} u_0(|\xi + \frac{\mathbf{P}}{2}|)}{\sqrt{4\pi}} \frac{(p_{c.m.}^2 + \beta^2)}{(p_{c.m.}^2 - \xi^2 + i\epsilon)(\xi^2 + \beta^2)} \quad (1.31)
\end{aligned}$$

где  $W$  – энергия нуклонной пары в её системе центра,  $m_n$ ,  $m_{p'}$ ,  $m_{p''}$  –  $z$ -проекции спинов нуклонов в промежуточном состоянии,  $p_{c.m.}$  – импульс нуклона в системе центра,  $\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{d}$ ,  $\mathbf{p}'' = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \frac{\mathbf{d}}{2}$ ,  $\beta = 241 \text{ МэВ}$ . Величины  $M_{pp \rightarrow pp}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s, m_s; \mathbf{p}', \mathbf{p}'', s, m_s)$  являются диагональными матричными элементами амплитуды  $pp$ -рассеяния в представлении спина канала и могут быть представлены в виде мультипольного разложения через фазы нуклон-нуклонного рассеяния. Интегрирование по  $\xi$  в (1.31) проводится аналитически [12].

Амплитуда реакции фоторообразования  $\pi$ -мезонов, соответствующая сумме диаграмм спектаторного механизма, пион-нуклонного и нуклон-нуклонного перерасеяния записывается в виде:

$$\begin{aligned}
M(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) = & M^{spect}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) + \\
& + M^{\pi N}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d) + M^{NN}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, m_d). \quad (1.32)
\end{aligned}$$

В исследуемой кинематической области (импульсы нуклонов в конечном состоянии более 300 МэВ/с) был оценен вклад двойного перерасеяния, который составил  $\sim 1\%$  от однократного перерасеяния. Поэтому эффект двойного перерасеяния можно не учитывать.

## 1.5 Анализирующая способность реакции фотообразования $\pi$ -мезонов на дейтроне

Под поляризованной системой принято считать такую систему со спином  $s$ , в которой спиновое состояние упорядочено. При этом сразу же возникает необходимость описания спинового состояния системы. Для такого описания, естественно выбрать такие параметры, которые обращались бы в нуль для неполяризованной системы, но в то же время полностью бы характеризовали спиновое состояние, или поляризацию, системы с упорядоченными спинами.

Для системы частиц со спином  $1/2$  во внешнем магнитном поле, определяющем направление оси квантования, существует два энергетических состояния с проекциями спина  $\mu = +1/2$  и  $\mu = -1/2$  и заселенностями  $n_+$  и  $n_-$ . Спиновое состояние системы описывается одним параметром:

$$P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}; \quad (1.33)$$

В случае со спином  $s \geq 1$  необходимо использование матрицы плотности и формализма спин-тензоров. Оператор, который соответствует экспериментально наблюдаемой величине, может быть представлен в виде  $(2s + 1)$ -рядной матрицы; тогда математическое ожидание физической величины  $\mathcal{O}$ , которой соответствует оператор  $\hat{\mathcal{O}}$ , есть:

$$\langle \hat{\mathcal{O}} \rangle = \chi^\dagger \hat{\mathcal{O}} \chi = \begin{pmatrix} a_1^* & a_2^* & \dots & a_\varkappa^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{O}_{11} & \mathcal{O}_{12} & \dots & \mathcal{O}_{1\varkappa} \\ \mathcal{O}_{21}^* & \mathcal{O}_{22} & \dots & \mathcal{O}_{2\varkappa} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathcal{O}_{\varkappa 1}^* & \mathcal{O}_{\varkappa 2}^* & \dots & \mathcal{O}_{\varkappa \varkappa} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_\varkappa \end{pmatrix} = \sum_{\nu\nu'} a_{\nu'}^* \mathcal{O}_{\nu\nu'} a_\nu \quad (1.34)$$

Представляя это выражение в более компактном виде, запишем:

$$\langle \hat{\mathcal{O}} \rangle = Sp(\rho \hat{\mathcal{O}}), \quad (1.35)$$

где

$$\rho = \begin{pmatrix} |a_1|^2 & a_1 a_2^* & \dots & a_1 a_\varkappa^* \\ a_2 a_1^* & |a_2|^2 & \dots & a_2 a_\varkappa^* \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_\varkappa a_1^* & a_\varkappa a_2^* & \dots & |a_\varkappa|^2 \end{pmatrix} = \chi \chi^\dagger; \quad \rho_{\nu\nu'} = a_\nu a_{\nu'}^*, \quad (1.36)$$

называется матрицей плотности.

Матрица плотности становится диагональной, когда функции  $\chi(\sigma)$  являются собственными состояниями оператора проекции спина  $\hat{s}_z$  (ось  $z$  выбрана в направлении спина). В этих условиях собственные значения матрицы  $\rho$  являются статистическими весами  $w_\mu$  и представляют собой населенности  $n_\mu$  каждого состояния с конкретной проекцией спина  $\mu$ :

$$\rho = \begin{pmatrix} w_s & 0 & \dots & 0 \\ 0 & w_{s-1} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & w_{-s} \end{pmatrix} = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} n_s & 0 & \dots & 0 \\ 0 & n_{s-1} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & n_{-s} \end{pmatrix}, \quad N = \sum_{\mu} n_{\mu} \quad (1.37)$$

Матрицу плотности можно разложить по сферическим спин-тензорам  $\tau_{IM}$

$$\rho = \frac{1}{2s+1} \sum_{IM} t_{IM} \tau_{IM}^{\dagger}, \quad (1.38)$$

где коэффициенты разложения  $t_{IM}$  называются параметрами поляризации. Матрица плотности конечного состояния определяется как

$$\rho' = \mathcal{M} \rho \mathcal{M}^{\dagger}, \quad (1.39)$$

где  $\rho$  – матрица плотности начального состояния,  $\mathcal{M}$  – амплитуда реакции. Таким образом, если известна амплитуда реакции и матрица плотности начального состояния, которая как правило задается экспериментатором, определяется матрица плотности конечного состояния.

В выражении (1.32) поляризация частиц в начальном состоянии описывается спиральностью  $\gamma$ -кванта  $\lambda_\gamma$  и проекцией спина дейтрона  $m_d$  на ось  $z$ , а поляризация конечного состояния описывается спином нуклонной пары  $s$  и его  $z$ -проекцией  $m_s$ . Для удобства расчета поляризационных наблюдаемых используем спиральные амплитуды [19], для которых поляризационное состояние каждой частицы определяется проекцией спина на ось  $z$  в её индивидуальной спиральной системе, т.е. её спиральностью. Выполним унитарные преобразования от связанного базиса нуклонной пары к её спиральному базису, и переходим от проекции спина дейтрона на ось  $z$  (которая совпадает с направлением импульса  $\gamma$ -кванта) к его спиральности:

$$M(\mathbf{p}_1, \lambda_1, \mathbf{p}_2, \lambda_2, \mathbf{q}; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, \lambda_d) =$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_{sm_s} \sum_{m_1 m_2} \langle \frac{1}{2} m_1 \frac{1}{2} m_2 | sm_s \rangle D_{m_1 \lambda_1}^{*\frac{1}{2}}(\phi_1, \theta_1, 0) D_{m_2 \lambda_2}^{*\frac{1}{2}}(\phi_2, \theta_2, 0) (-1)^{1-\lambda_d} \times \\
&\quad \times M(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{q}, s, m_s; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, -\lambda_d), \tag{1.40}
\end{aligned}$$

где  $D_{m_i \lambda_i}^{\frac{1}{2}}(\phi_i, \theta_i, 0)$  –  $D$ -функции, определенные согласно [19],  $\phi_i, \theta_i$  – углы Эйлера, определяющие переход к индивидуальной спиральной системе нуклона  $i$ . Для спиральных амплитуд (1.40) справедливы соотношения, следующим из закона сохранения четности. Также спиральные амплитуды антисимметричны относительно перестановки конечных протонов:

$$\begin{aligned}
&M(\mathbf{p}_1, \lambda_1, \mathbf{p}_2, \lambda_2, \mathbf{q}; \mathbf{k}, \lambda_\gamma, \mathbf{d}, \lambda_d) = \\
&\prod_i \eta_i (-)^{s_i - \lambda_i} M(\mathbf{p}'_1, -\lambda_1, \mathbf{p}'_2, -\lambda_2, \mathbf{q}'; k', -\lambda_\gamma, d', -\lambda_d), \tag{1.41}
\end{aligned}$$

где  $\eta_i, s_i$  – внутренняя четность и спин частицы  $i$ , а импульсы в правой стороне равенства получаются из исходных отражением в плоскости  $xz$ .

В случае, если все три частицы в конечном состоянии находятся находятся в одной плоскости (компланарная кинематика), полученные выражения совпадают с выражениями для двухчастичной реакции. Реакция  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$  описывается 24-мя комплексными спиральными амплитудами. Для их определения требуется 47 независимых наблюдаемых. Соотношения (1.41) в два раза уменьшают количество независимых спиральных амплитуд реакции для компланарной кинематики, и их становится столько же, сколько и в реакции  $\gamma d \rightarrow pn$ .

Для реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$  все экспериментально измеряемые величины в общем виде можно представить, как:

$$F_{I_\gamma M_\gamma, I_d M_d}^{I_{p1} M_{p1}, I_{p2} M_{p2}, I_\pi M_\pi} = \frac{Sp(\mathcal{M} \tau_{I_\gamma M_\gamma} \tau_{I_d M_d} \mathcal{M}^\dagger \tau_{I_{p1} M_{p1}} \tau_{I_{p2} M_{p2}} \tau_{I_\pi M_\pi})}{Sp(\mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger)}, \tag{1.42}$$

а поперечное сечение максимальной дифференциальности

$$\begin{aligned}
\frac{d^5 \sigma}{d^5 \Phi}(\theta, \varphi) &= \frac{d^5 \sigma_0}{d^5 \Phi} \left( 1 + \frac{\sqrt{3}}{2} P_z \left( \sqrt{2} T_{10} \cos \theta - 2 \Re T_{11} \sin \theta \cos \varphi + 2 \Im T_{11} \sin \theta \sin \varphi \right) + \right. \\
&\quad \left. + \frac{P_{zz}}{8} \left( \sqrt{2} T_{20} (1 + 3 \cos 2\theta) - 4 \sqrt{3} \sin 2\theta (\Re T_{21} \cos \varphi - \Im T_{21} \sin \varphi) + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + 4 \sqrt{3} \sin^2 \theta (\Re T_{22} \cos 2\varphi - \Im T_{22} \sin 2\varphi) \right) \right), \tag{1.43}
\end{aligned}$$

где  $\Phi$  – набор выбранных переменных. Величины

$$T_{IM} = \frac{Sp \mathcal{M} \tau_{I_d M_d} \mathcal{M}^\dagger}{Sp \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger} \tag{1.44}$$

есть компоненты анализирующей способности реакции,  $P_z$  – степень векторной поляризации мишени,  $P_{zz}$  – степень тензорной поляризации мишени:

$$P_z = \frac{n_1 - n_{-1}}{n_1 + n_{-1} + n_0}, \quad P_{zz} = \frac{n_1 + n_{-1} - 2n_0}{n_1 + n_{-1} + n_0}, \quad (1.45)$$

где  $n_1, n_{-1}$  и  $n_0$  – заселенности магнитных подуровней дейтрона с разными проекциями спина на направление ведущего магнитного поля,  $d^5\sigma_0/d^5\Phi$  – сечение реакции на неполяризованной дейтериевой мишени, а углы  $\theta$  и  $\varphi$  определяют направление ведущего магнитного поля в системе координат, выбранной для описания реакции.

Анализирующая способность показывает чувствительность реакции к поляризации начального состояния. Выражение (1.43) показывает, что при заданной поляризации начального состояния можно определить компоненты анализирующей способности реакции, если измерять азимутальную зависимость дифференциального сечения.

## Глава 2

# Постановка эксперимента и система регистрации частиц

### 2.1 Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-3

Накопительный комплекс ВЭПП-3 служит инжектором ускорительного комплекса ВЭПП-4. Помимо этого на нем проводятся эксперименты по изучению синхротронного излучения и эксперименты и использованием внутренней газовой мишени. Во время проведения экспериментов по измерению компонент тензорной анализирующей способности упругого и неупругого рассеяния электронов ВЭПП-3 работал в режима накопления и ускорения электронов на энергию 2 ГэВ. Параметры накопителя ВЭПП-3 приведены в Табл. 2.1

На рис. 2.1 изображен временной цикл  $T_{cycl}$  работы ВЭПП-3. Он состоит из:

1. времени накопления пучка электронов ( $T_1$ );
2. времени ускорения энергии электронов до 2 ГэВ ( $T_2$ );
3. времени сброса пучка на мишень ( $T_3$ );
4. времени перестройки ВЭПП-3 в режим накопления ( $T_4$ ).

Время накопления определяется требуемым электронным током в накопителе. Средняя скорость накопления частиц  $\sim 1.5 \times 10^9$  в секунду, что дает прирост тока пучка в накопителе  $\dot{I}_{in} \sim 1$  мА/сек. Длительности второго и четвертого цикла постоянны и составляют  $T_2 \sim 5$  мин и  $T_4 \sim 3$  мин. Время  $T_3$  выбирается исходя из получения наибольшего тока пучка в режиме эксперимента, усредненного по времени работы накопителя:

$$I_{av} = \frac{1}{T_{cycl}} \cdot \dot{I}_{in} \cdot T_1 \cdot \int_0^{T_3} e^{-t/\tau} dt , \quad (2.1)$$

где  $T_{cycl} = T_1 + T_2 + T_3 + T_4$ ;  $T_1, T_2, T_3, T_4$  – времена соответствующих фаз рабочего цикла накопителя,  $\tau$  – время жизни пучка в режиме эксперимента. На

Таблица 2.1 – Параметры ВЭПП-3.

Энергия электронов	$E_0$	2 ГэВ
Разброс по энергии	$\Delta E/E$	0.05%
Средний ток	$I_0$	150 мА
Амплитуда ВЧ напряжения	$U_{72}$	0.8 МВ
Длина сгустка	$\sigma_L$	15 см
Период обращения сгустка	$T$	248.14 нсек
Размер сгустка по вертикали*	$\sigma_z$	0.5 мм
Размер сгустка по горизонтали*	$\sigma_x$	2.0 мм
Энергия инжекции	$E_{inj}$	350 МэВ
Скорость инжекции	$\dot{I}_{inj}$	$1.5 \times 10^9$ эл/сек
Вертикальная $\beta$ -функция*	$\beta_z$	2 м
Горизонтальная $\beta$ -функция*	$\beta_x$	6 м

рис. 2.2 представлена зависимость оптимального времени фазы эксперимента от времени жизни пучка. Для стандартного времени жизни пучка при работе с поляризованной мишенью  $\tau = 8500$  сек. оптимальная длительность фазы эксперимента составляет  $T_{opt} \sim 1$  час.

## 2.2 Поляризованная газовая дейтериевая мишень

Внутренняя поляризованная дейтерия мишень является одним из важнейших узлов эксперимента. Толщина таких мишеней  $\sim 10^{14} \text{at/cm}^2$ , что значительно меньше толщины твердых поляризованных мишеней, однако только в газовых мишенях можно получить высокую степень тензорной поляризации.

Струя поляризованных атомов дейтерия создается в источнике поляризованных атомов (ИПА) и проходя через транспортную трубу заполняет поляризованными дейтронами накопительную ячейку. Схема источника поляризованных атомов [20] показана на рис. 2.3. В ИПА пять отдельных сверхпроводящих шестиполюсных магнитов, Первые два сверхпроводящих шестиполюсных магнита имеют коническую, а следующие 3 магнита – цилиндрическую форму [21].

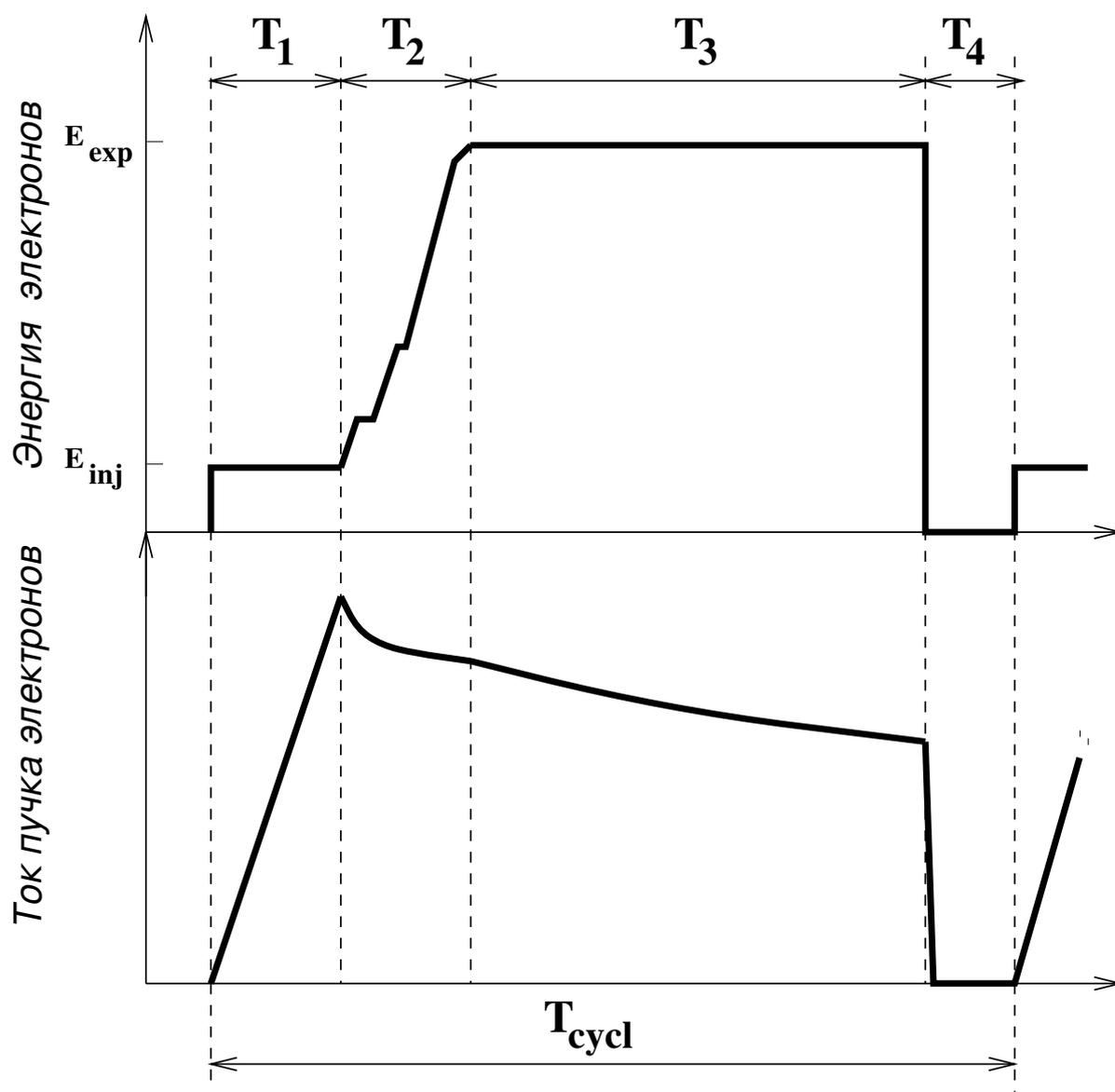


Рисунок 2.1 – График работы ВЭПП-3 в режиме эксперимента.

Величина магнитного поля на полюсе цилиндрического магнита достигает 4.6 Тл.

На рис. 2.4 изображена структура энергетических уровней дейтерия в магнитном поле и динамика заселенностей уровней по мере прохождения атомов дейтерия. Магнитное поле приведено в единицах критического поля  $B_c = 11.7$  мТл, а энергия – в единицах энергии сверхтонкого расщепления в дейтерии  $\Delta W/h = 327.4$  МГц.

Поляризация ядер дейтерия осуществляется путем прохождения двух высокочастотных переходов: в среднем магнитном поле (МФТ), расположенном между третьим и четвертым шестиполюсным магнитом, и в сильном магнитном поле (СФТ), расположенным за пятым магнитом. Величина индукции по-

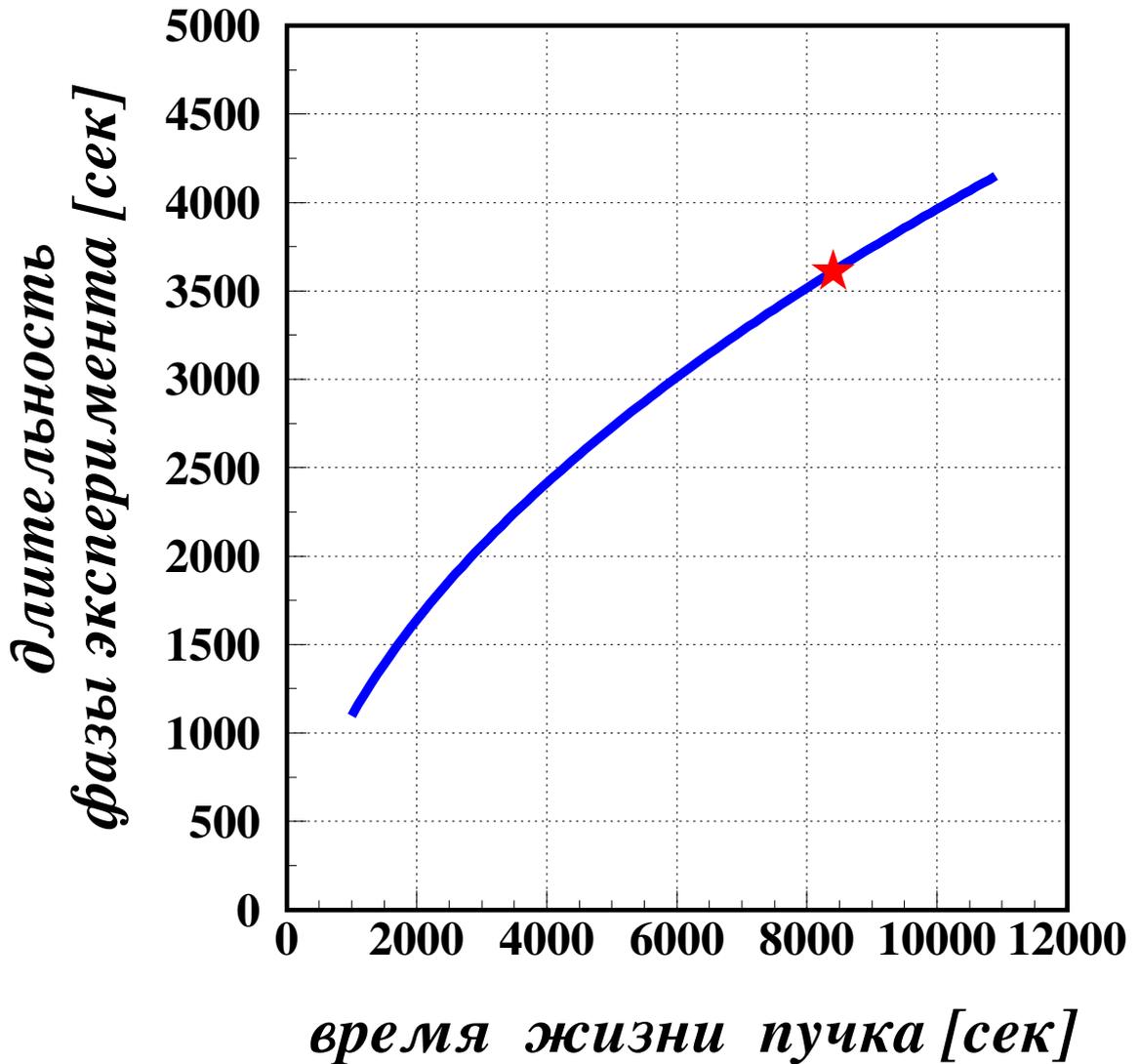


Рисунок 2.2 – Оптимальная длительность фазы эксперимента в цикле работы накопителя.

стоянного магнитного поля в MFT  $H_{MFT} = 20$  Гс, амплитуда переменного поля 0.5 Гс, градиент поля  $G_{MFT} \approx 0.5$  Гс/см, частота 20 МГц. На вход в MFT атомный пучок попадает после прохождения трёх шестиполюсных магнитов, следовательно электроны в атомах поляризованы (спин направлен вверх), и только магнитные уровни дейтерия 1,2,3 равномерно заселены, а 4,5,6 не заселены. В MFT происходит индуцирование переходов между уровнями  $3 \rightarrow 4$ ,  $2 \rightarrow 3$ ,  $1 \rightarrow 2$ , и на выходе из MFT заселены уровни 2,3,4. Измерения эффективности блока MFT составили  $\epsilon_{14} = (0.96 \pm 0.02)$ . После MFT атомы дейтерия проходят два шестиполюсных магнита, где атомы, находящиеся на магнитном уровне 4 дефокусируются и выводятся из пучка. На входе SFT заселены только уровни

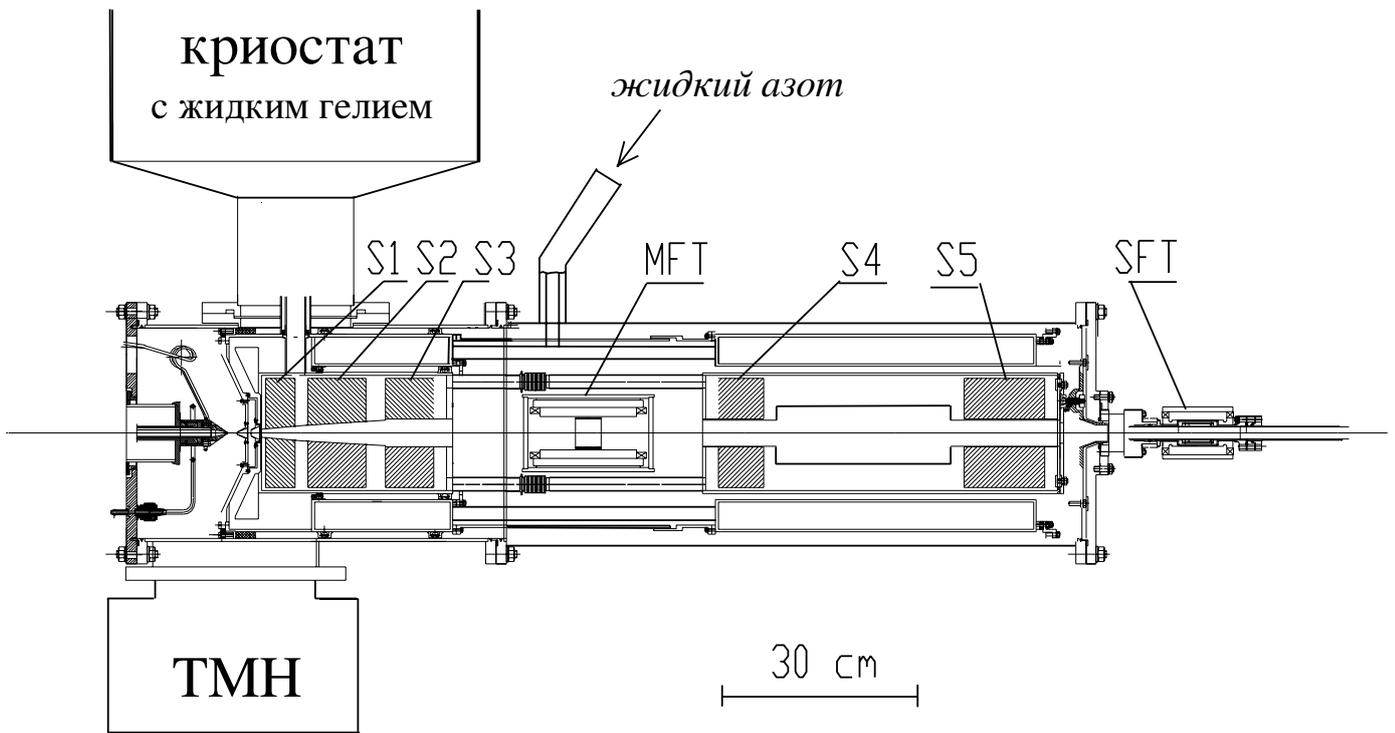


Рисунок 2.3 – Схема источника поляризованных атомов. S1–S5 – сверхпроводящие шестиполюсные магниты; MFT, SFT – блоки ВЧ-переходов; ТМН – турбомолекулярный насос.

2 и 3. Блок SFT работает в режиме, в котором осуществляется резонансный переход между уровнями 2 и 6 (1-й режим), либо в режиме, где происходит переход между уровнями 3 и 5 (2-й режим). В обоих режимах частота переменного магнитного поля 380 МГц и амплитуда индукции 1 Гс. Индукция постоянного поля в первом режиме 40 Гс, во втором – 110 Гс. Измерения эффективностей переходов показывают:  $\epsilon_{26} = (1.01 \pm 0.01)$  и  $\epsilon_{35} = (0.98 \pm 0.01)$  При работе SFT в первом режиме, в основном, происходит заселение уровней 3 и 6, параметры поляризации  $P_z \approx 0$ ,  $P_{zz} \approx +1$ . Во втором режиме происходит заселение, в основном, уровней 2 и 5 – параметры поляризации:  $P_z \approx 0$ ,  $P_{zz} \approx -2$ . Переключение между режимами занимает  $\sim 1$  с

Для увеличения толщины внутренней газовой мишени используется накопительная ячейка. Такой способ был предложен в [22] и впервые практически реализован на накопителе ВЭПП-3.

Накопительная ячейка представляет собой трубу малого поперечного сечения и имеет Т-образную форму. Два отверстия служат для пролета электрон-

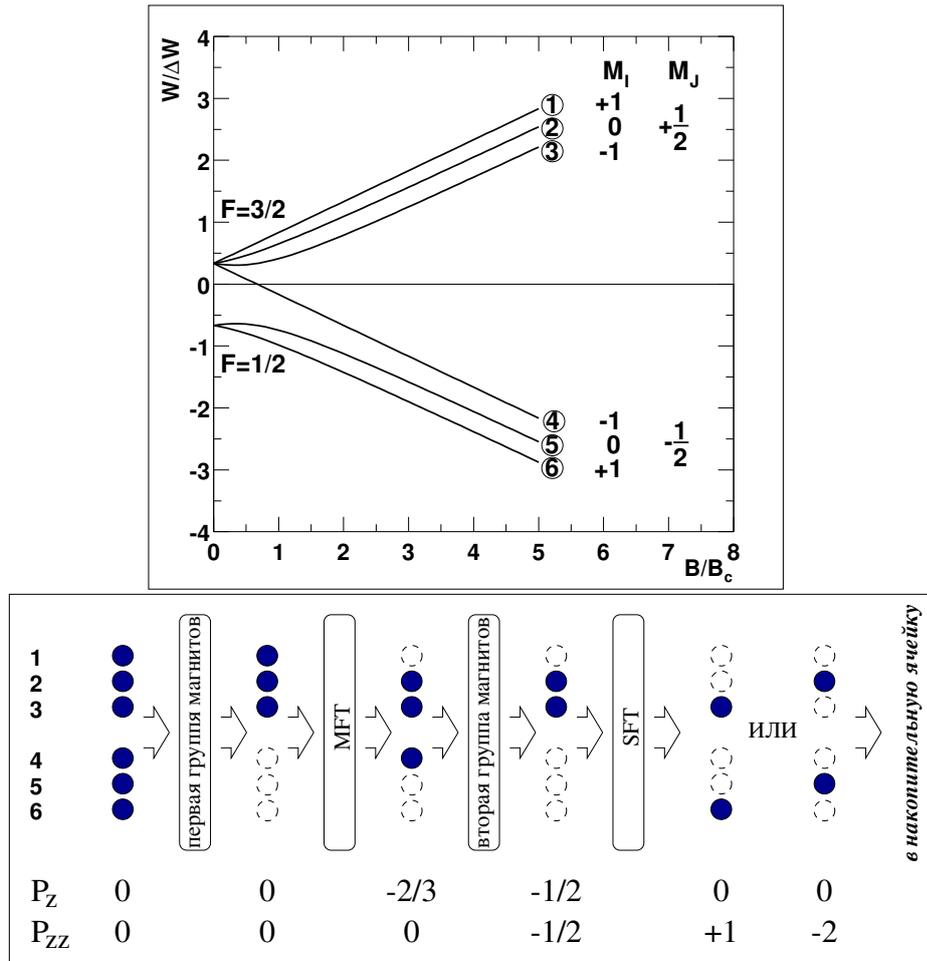


Рисунок 2.4 – Структура энергетических уровней дейтерия в зависимости от магнитного поля, и динамика заселенностей уровней по мере прохождения пучка атомов.

ного пучка и одно для ввода поляризованных атомов. Концентрация атомов в центре ячейки определяется, как:

$$n_0 = \frac{Q}{C}, \quad (2.2)$$

где  $Q$  [атомов/сек] – скорость потока газа из ИПА,  $C$  [см<sup>3</sup>/сек] – проводимость газа внутри ячейки из центра. Для Т-образной ячейки проводимость есть сумма проводимостей каналов:  $C = \sum_{i=1}^3 C_i$ .

Проводимость тонкой трубки можно рассчитать по формуле [23]:

$$C = \frac{4}{3} V_a \int \frac{1}{S^2} dl [1 + O(D/L)], \quad (2.3)$$

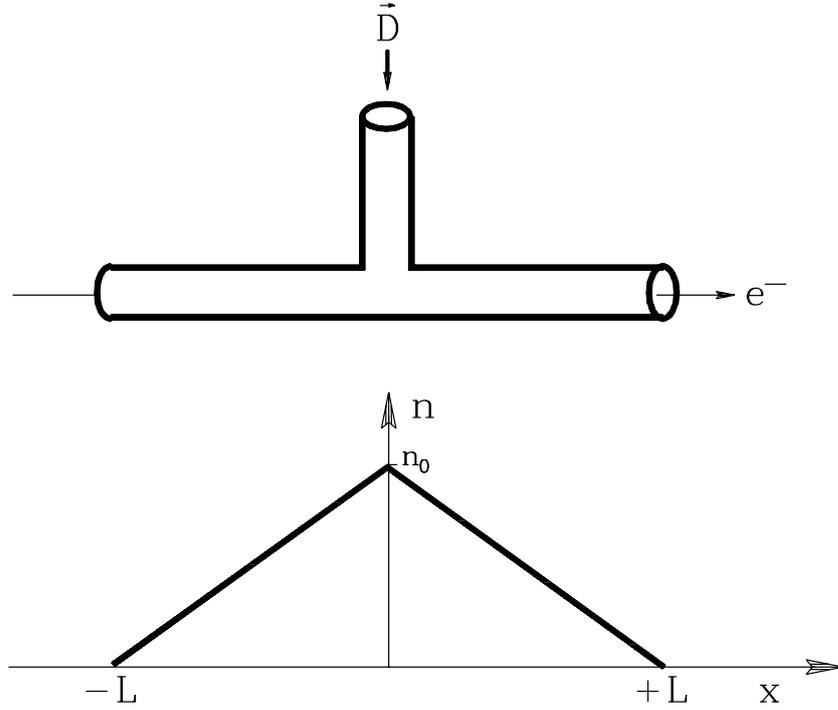


Рисунок 2.5 – Схематический вид накопительной ячейки и распределение концентрации газа.

где  $V_a = \sqrt{3kT/M_a}$  – средняя тепловая скорость атомов,  $S$  и  $H$  – поперечное сечение и периметр трубки. В случае круглой трубы, у которой диаметр  $D \ll L$  получаем:

$$C = \frac{\pi}{12} \cdot \frac{D^3}{L} \cdot V_a = 3.81 \cdot 10^3 \sqrt{T/M_a} \cdot D^3/L \quad [\text{см}^3/\text{сек}], \quad (2.4)$$

здесь  $M_a$  – в а.е.м, а  $D$  и  $L$  в см. Для эллиптической трубы с полуосями  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{b}$  проводимость:

$$C = \frac{\sqrt{8}\pi}{3L} \frac{a^2 b^2}{\sqrt{a^2 + b^2}} V_a. \quad (2.5)$$

Распределение концентрации атомов вдоль ячейки имеет треугольную форму с вершиной в центре (рис. 2.5). Толщина мишени с накопительной ячейкой:

$$t_{cell} = n_0 \cdot L = \frac{4}{\pi} \frac{Q}{V_a} \frac{L^2}{D^3}, \quad (2.6)$$

где  $L$  и  $D$  – длина и диаметр каждого из трех отрезков, образующих ячейку. Формула, показывающая отношение толщины мишени с использованием симметричной Т-образной круглой ячейки к толщине мишени в виде струи:

$$K = t_{cell}/t_{jet} \approx 1.1 \frac{L^2}{D^2} \sqrt{T_{jet}/T_{cell}}. \quad (2.7)$$

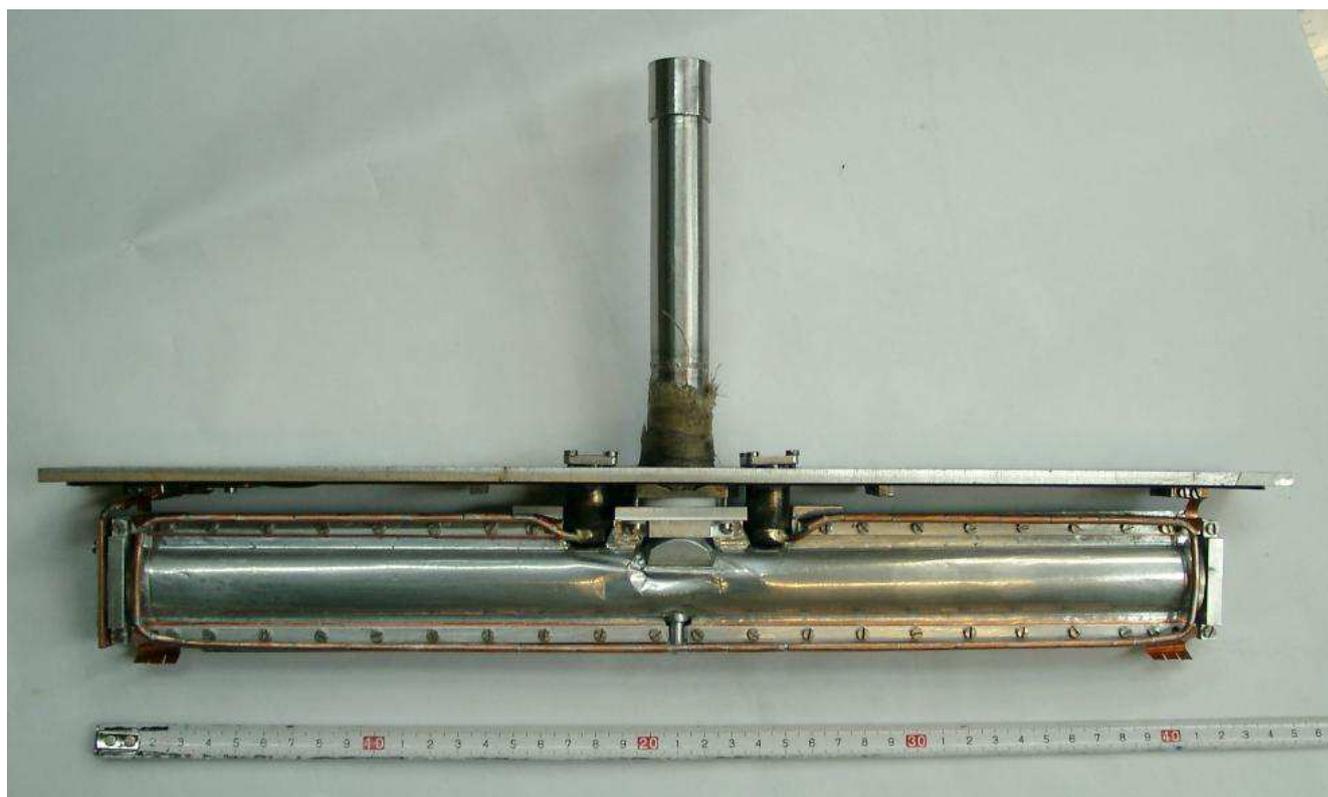
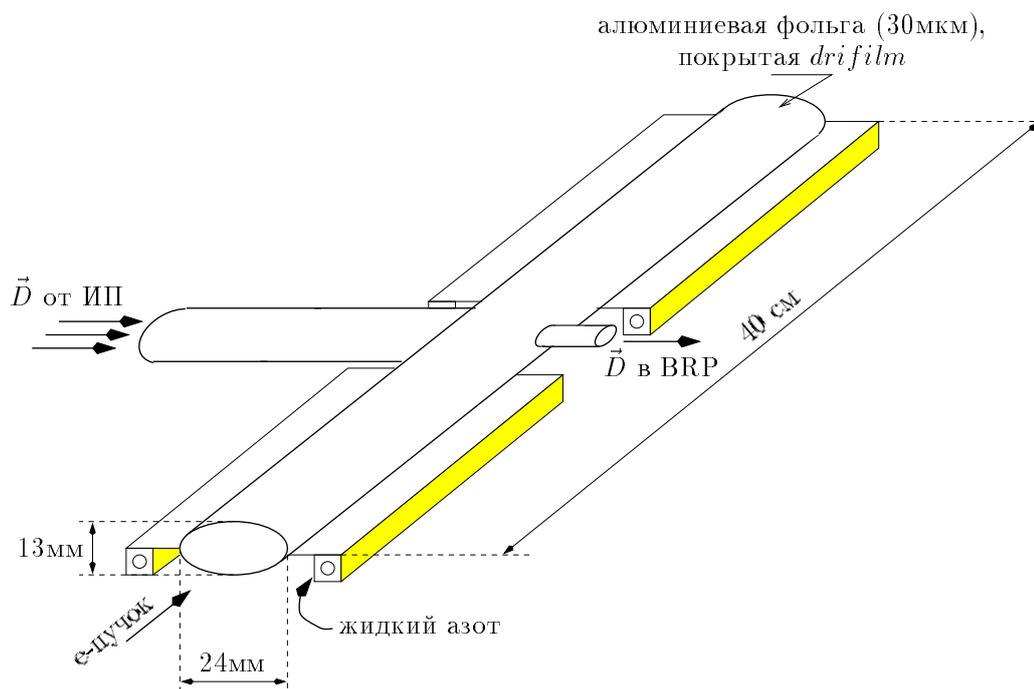


Рисунок 2.6 – Накопительная ячейка, использовавшаяся в эксперименте на накопителе ВЭПП-3.

В описываемом эксперименте накопительная ячейка (рис. 2.6) имела следующие параметры: длина – 400 мм, высота и ширина эллиптического сечения – 13 мм и 24 мм. Изготовлена из алюминиевой фольги толщиной 30 мкм. Внутренний диаметр вводной трубки – 20 мм, длина вводной трубки – 350 мм. Рабочая температура ячейки, охлаждаемой жидким азотом, около 80°К. Выигрыш от использования накопительной ячейки составляет  $K_f \approx 100$ , но с учетом апертуры детектора частиц ( $\pm 8$ см) реальное увеличение толщины мишени  $K \approx 65$ . Среднее число соударений атома со стенками ячейки до выхода из неё составляет  $\approx 400$ .

### 2.3 Выделение компонент $T_{20}$ , $T_{21}$ и $T_{22}$

Для двухчастичных реакций плоскость реакции определена и сечение такой реакции в случае поляризованного начального состояния зависит от полярного угла вылета одной из частиц и ориентации плоскости реакции в системе координат, где заданы параметры поляризации. В случае трех частиц в конечном состоянии плоскость реакции не определена. Экспериментальное исследование трехчастичных реакций возможно двумя способами: регистрируется только одна частица, проводится одновременная регистрация двух частиц.

В первом случае вводят плоскость  $xz$ , связанную с регистрируемой частицей, как плоскость реакции. Все экспериментально измеряемые величины усредняются по импульсам и спинам остальных двух частиц. Такие эксперименты ничем не отличаются от исследования двухчастичных реакций.

Во втором случае выбирают систему координат следующим образом: ось  $z$  направляют вдоль импульса налетающей частицы  $z \parallel \mathbf{k}$ ,  $y \parallel \mathbf{k} \times \mathbf{k}_i$ ,  $x \parallel \mathbf{n} \times \mathbf{k}$ . Плоскость  $xz$  определяется векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}_i$ , где  $\mathbf{k}$  – импульс налетающей частицы,  $\mathbf{n}$  – единичный вектор вдоль оси  $y$ ,  $\mathbf{k}_i$  – импульс одной из вылетающих частиц.

Если постановка эксперимента предполагает регистрацию всех трех частиц в одной плоскости (компланарная геометрия), то плоскость  $xz$  можно отождествить с плоскостью реакции (рис. 2.7). В этом случае, согласно главе 1.5 компоненты анализирующей способности становятся либо вещественными, ли-

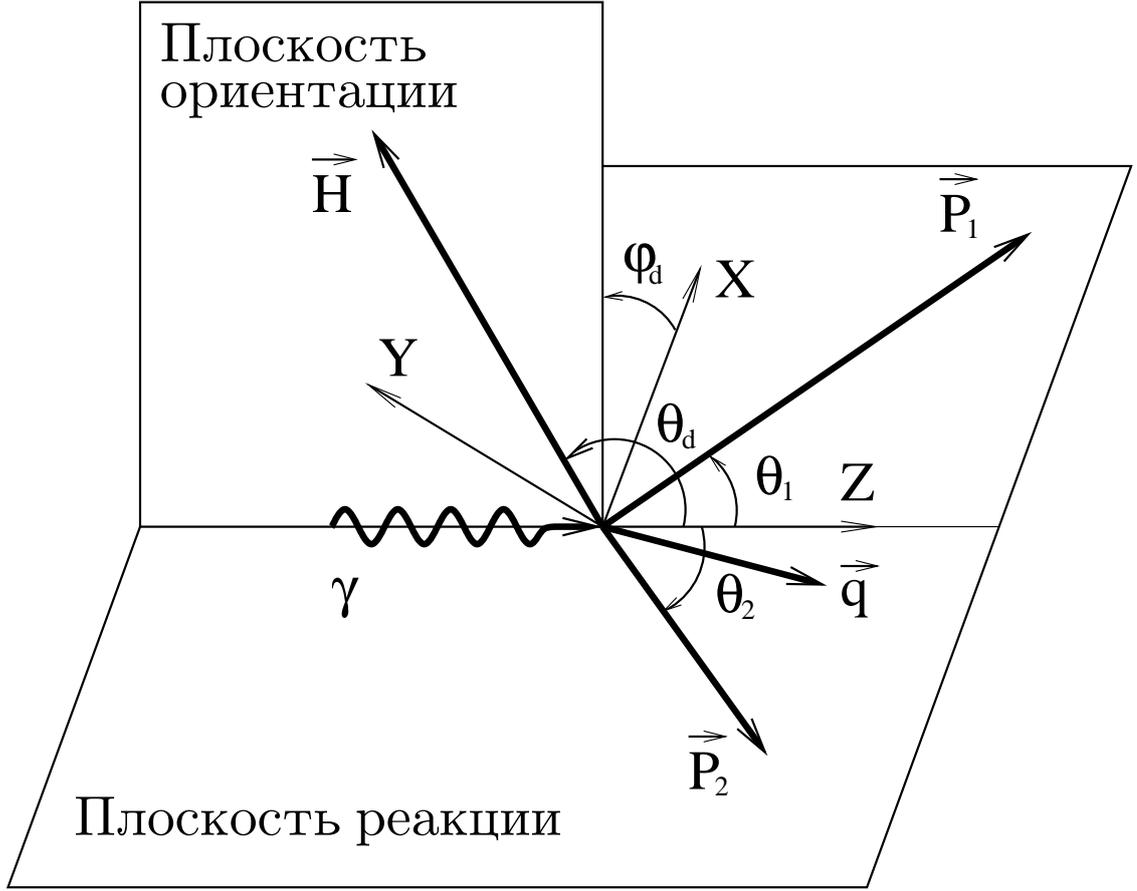


Рисунок 2.7 – Кинематика реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$  в компланарной геометрии.

бо мнимыми или равными нулю и выражение (1.43) заметно упрощается

$$\frac{d^5\sigma}{d^5\Phi} = \frac{d^5\sigma_0}{d^5\Phi} \left( 1 + \sqrt{3} P_z T_{11} \sin\theta \sin\varphi + \frac{\sqrt{2}}{2} P_{zz} \left( T_{20} \frac{(3 \cos^2\theta - 1)}{2} - \sqrt{\frac{3}{2}} T_{21} \sin 2\theta \cos\varphi + \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22} \sin^2\theta \cos 2\varphi \right) \right) \quad (2.8)$$

Выражение (2.8) показывает, что можно подобрать такие условия проведения эксперимента, что вклад определенных компонент анализирующей способности в сечение зануляется. Таким образом, измеряя различного рода асимметрии, есть возможность получить значения компонент.

В описываемом эксперименте предполагалось измерение асимметрии по отношению к смене знака тензорной поляризации  $P_{zz}$ , которую можно выразить следующим образом:

$$a^T = \sqrt{2} \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{P_{zz}^+ \sigma^- - P_{zz}^- \sigma^+}, \quad (2.9)$$

здесь  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  – сечения реакции для мишени со степенью поляризации  $P_{zz}^+$  и  $P_{zz}^-$  соответственно.

Для извлечения  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  компонент была выбрана следующая ориентация ведущего магнитного поля:  $\varphi = 180^\circ$  и  $\theta = 180^\circ, 54.7^\circ, 125.3^\circ$ . При этих условиях, в соответствии с формулами (2.8) и (2.9), получим систему трёх уравнений для однозначного извлечения всех трёх компонент тензорной анализирующей способности:

$$\begin{aligned} a_1^T &= c_1 T_{20} \\ a_2^T &= c_2 T_{21} + c_3 T_{22} \\ a_3^T &= -c_2 T_{21} + c_3 T_{22} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Здесь  $a_1^T$  – асимметрия для  $\theta_1 = 180^\circ$ ,  $a_2^T$  – для  $\theta_2 = 54.7^\circ$ ,  $a_3^T$  – для  $\theta_3 = 125.3^\circ$ . Коэффициенты  $c_1$ ,  $c_2$  и  $c_3$  зависят от степени поляризации мишени и ориентация ведущего магнитного поля.

## 2.4 Общая схема эксперимента

Общая схема эксперимента приведена на рис 2.8. Детектирующая система проектировалась для регистрации фоторасщепления дейтрона [24, 25], где нейтроны регистрируются верхним плечом, которое назвали "нейтронным", а протоны – нижним, "протонным". Протонные и нейтронные плечи расположены в одной вертикальной плоскости.

Дополнительным каналом измерения был канал регистрации фотообразования  $\pi^-$ -мезонов ( $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ ). Два протона регистрировалась на совпадении протонным и нейтронным плечом #2 – см. рис. 2.8. Результаты измерения асимметрии выхода протонов по отношению к смене знака тензорной поляризации дейтрона и были использованы для расчета компонент тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ .

Для определения средней степени поляризации дейтронов в ячейке использовался канал реакции упругого  $ed$ -рассеяния при малом переданном импульсе. Для этого был установлен сцинтилляционный детектор, регистрирующий рассеянный электрон под углом  $\approx 9^\circ$ . Электрон регистрировался на совпадении с

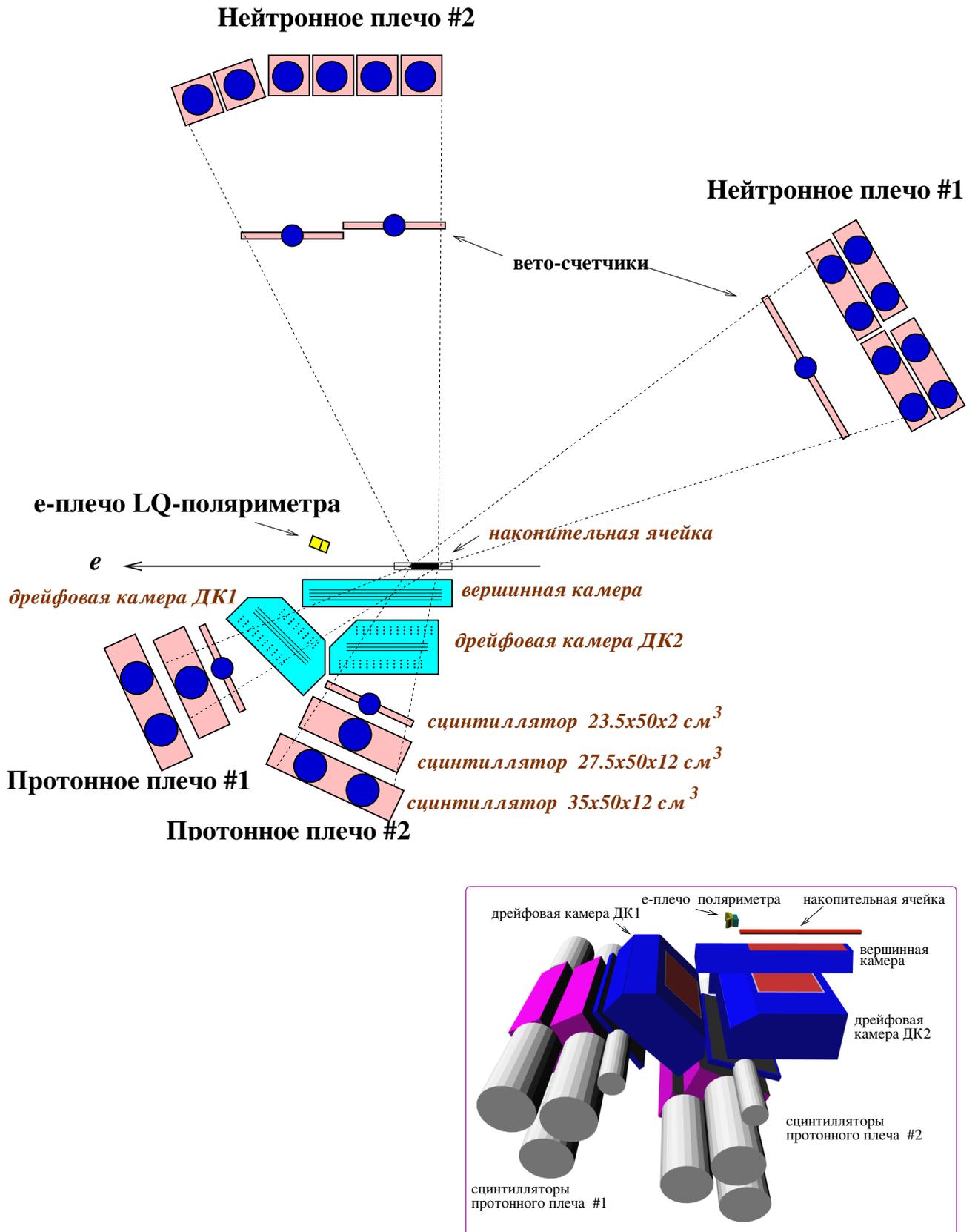


Рисунок 2.8 – Общая схема детектора. Вверху: схематический “срез” в вертикальной плоскости. Внизу: трехмерный вид на протонные плечи.

дейтроном отдачи, который детектировался в плече регистрации протона #2 – см. рис. 2.8.

## 2.5 Координатные камеры

Дрейфовые камеры предназначены для измерения углов вылета протонов в нижнем плече. Изначально система дрейфовых камер проектировалась для эксперимента по упругому рассеянию электрона на дейтроне [26]. Внутри камеры находятся три секции, заполненные газом, смесью  $\text{Ar}(90\%) + \text{CO}_2(10\%)$ . Материал, из которого изготовлены секции – нержавеющая сталь. В секциях есть окна для пролета частиц, изготовлены из лавсана, толщиной 50 мкм.

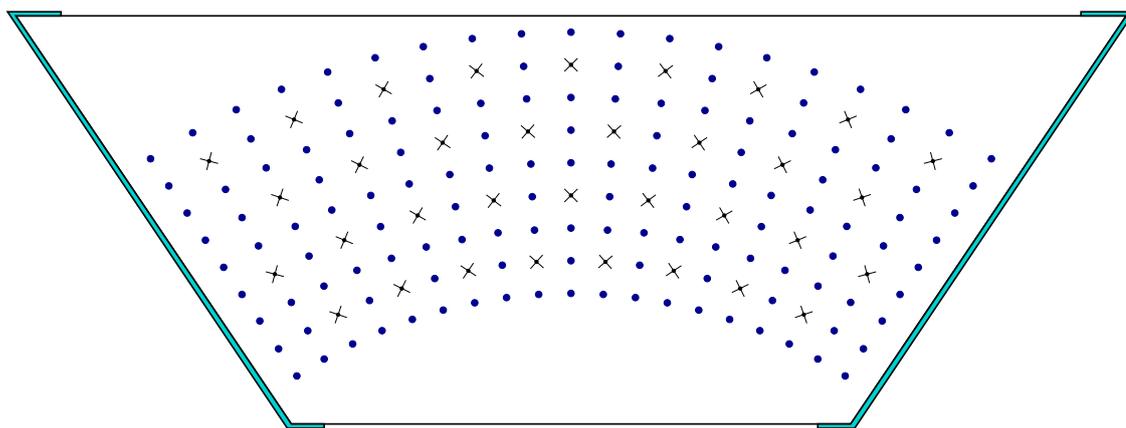
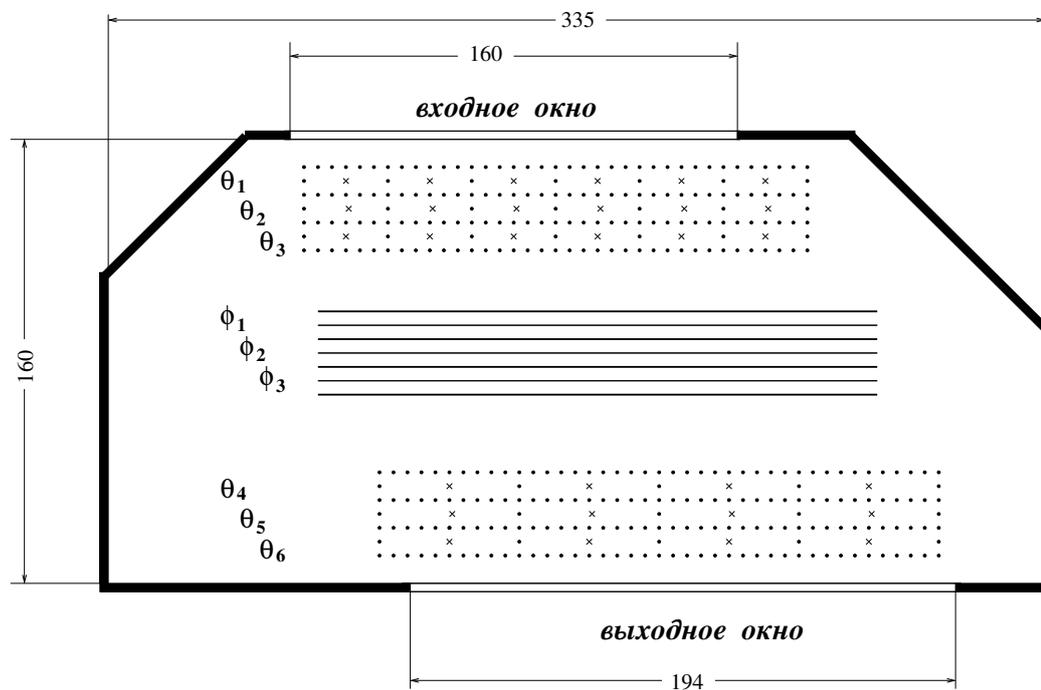


Рисунок 2.9 – Структура вершинной камеры. Крестиками показаны анодные проволоки, кружками – катодные.

Ближе всего к мишени находится вершинная камера [27]. В этой камере анодные и катодные проволоки расположены вдоль направления пучка электронов в ускорительной камере. Вершинная камера регистрирует вершину взаимодействия, перпендикулярную оси пучка электронов и угол  $\phi_p$ . Внутри вершинной камеры расположены 4 слоя по 8 или 9 сигнальных проволок. Каждый слой представляет из себя сектор окружности с центром в центре мишени (рис. 2.9). Сигнальные анодные проволоки расположены на радиусах 79, 89, 99 и 109 мм равномерно через  $7.5^\circ$ , толщина слоя 10 мм. Для решения право-левой

ДК1



ДК2

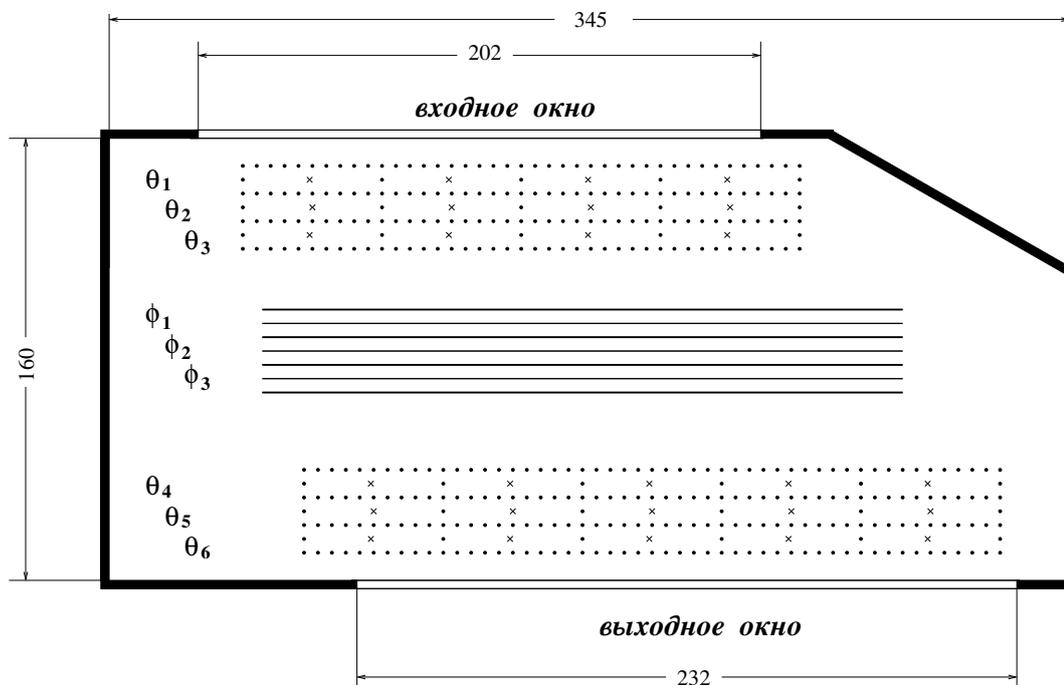
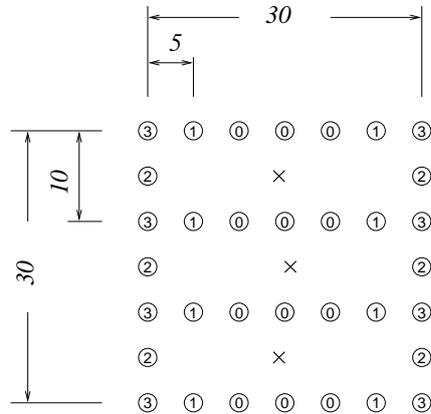
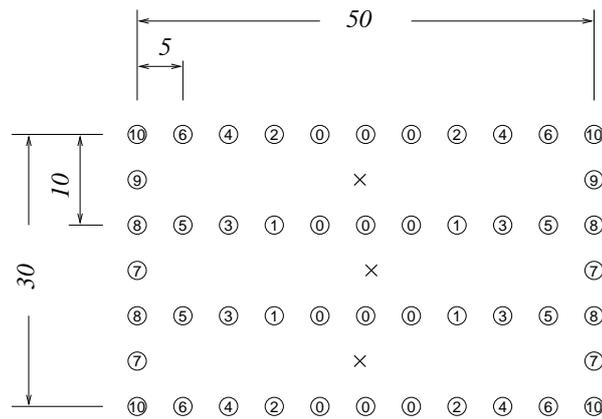


Рисунок 2.10 – Дрейфовые камеры.



Отвод делителя	0	1	2	3
Напряжение $-U$ , кВ	0	0.51	1.26	1.70



Отвод делителя	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Напряжение $-U$ , кВ	0	0.48	0.60	0.91	1.12	1.33	1.64	2.07	2.11	2.33	2.50

Рисунок 2.11 – Напряжения на полевых проволоках дрейфовой камеры. Приведены схемы ячейки, где для каждой полевой проволоки указан номер отвода делителя катодного напряжения, и таблицы с величинами напряжения на отводах делителя. Вверху – для ячейки первого суперслоя объема ДК1, внизу – для ячейки остальных суперслоев объема ДК1 и всех суперслоев объема ДК2.

неопределенности соседние слои сдвинуты друг относительно друга на  $3.75^\circ$ . На анодные подается напряжение  $U_A = +1.8$  кВ., катодные проволоки заземлены.

Следующим слоем от мишени расположены дрейфовые камеры, регистрирующие полярные углы вылета протонов. На рисунке 2.10 приведена структура блоков дрейфовых камер. Блок ДК1 регистрирует протоны, вылетающие из мишени в диапазоне полярных углов  $\theta_p = (15 - 30)^\circ$ , блок ДК2 регистрирует протоны в диапазоне  $\theta_p = (55 - 80)^\circ$ .

Внутри блоков ДК1 и ДК2 расположено по 9 плоских слоев, сгруппированных в 3 суперслоя по 3 слоя в каждом. Первый и третий суперслои измеряют координату вылета протона вдоль оси электронного пучка в ускорительной камере (угол  $\theta_p$ ), а второй суперслой измеряет координату перпендикулярно пучку (угол  $\phi_p$ ). Толщина слоя в камере – 10 мм, сигнальные проволоки имеют толщину 20 мкм и расположены с шагом 50 мм. Исключением является первый суперслой в ДК1, где шаг сигнальных проволок 30 мм. Средний слой в каждом суперслое смещен на 1 мм по отношению к крайним слоям. Полевые проволоки имеют толщину 80 мкм и натянуты с шагом 5 мм. На сигнальные проволоки подается напряжение  $U_A = +1.90$  кВ. На полевые проволоки напряжение подается с катодного делителя так, что чем дальше полевая проволока от анодной (сигнальной) проволоки, тем более высокое напряжение на нее подается. Таким образом достигается приблизительно однородное электрическое поле на всей длине дрейфовой ячейки. На вход делителя подается напряжение  $U_K = -2.5$  кВ (для дрейфовой ячейки длиной 5 см), или  $U_K = -1.7$  кВ (для дрейфовой ячейки длиной 3 см). На рис. 2.11 показаны напряжения на отдельных полевых проволоках.

В условиях эксперимента среднее пространственное разрешение измерения координат вылета частиц составило  $\sigma_0 \approx 0.6$  мм в расчете на один слой, что соответствует измерению  $\theta_p$  и  $\phi_p$  с разрешением  $\sigma \approx 0.5^\circ$ .

## 2.6 Сцинтилляционные детекторы

Сцинтилляционные детекторы нижнего плеча предназначены для измерения энергии и идентификации заряженной частицы. Сцинтилляционные детек-

торы верхнего плеча предназначены для измерения энергии по времени пролета и углов вылета протонов и нейтронов, и также для идентификации типа частицы.

Каждое нижнее (протонное) плечо сцинтилляционного детектора состоит из трёх пластмассовых сцинтилляторов. Первый, ближе всего расположенный к мишени, сцинтиллятор имеет размеры 23.5 см × 50 см и толщину 2 см. Второй сцинтиллятор имеет толщину 12 см и размеры 27.5 см × 50 см. Толщина третьего – 12 см, размеры – 35 см × 50 см (рис. 2.8). Энергетический диапазон регистрации протонов в нижнем плече разбивается на два интервала, определяемых сцинтиллятором, в котором остановился зарегистрированный протон. Если протон останавливается во втором сцинтилляторе, то его энергия (50 – 145) МэВ, если в третьем – (145 – 200) МэВ.

В верхних плечах на расстоянии около 1.5 метра от мишени установлены тонкие вето-счетчики (см рис. 2.8), толщиной 1 см. Функция вето-счетчиков – идентификация заряженных частиц. В плече #1 вето-счетчик состоит из одного сцинтиллятора, размерами 100 см. × 85 см., с одним фотоумножителем ФЭУ-65. В плече #2 вето-счетчик состоит из четырех сцинтилляторов, каждый из которых имеет размеры 82 см × 56 см., и четырех ФЭУ – по одному для каждого сцинтиллятора. На расстоянии примерно 3 метра от мишени расположены толстые сцинтилляционные счетчики. В плече #1 счетчик состоит из четырех сцинтилляторов, сложенных в два слоя, по два сцинтиллятора в каждом слое. Толщина каждого сцинтиллятора – 12 см, размеры – 100 см × 40 см. Каждый из них просматривался четырьмя ФЭУ. В плече #2 толстый сцинтилляционный счетчик состоит из шести сцинтилляторов, установленных вплотную друг к другу в один слой. Размер каждого сцинтиллятора – 20 см × 20 см × 100 см. С торцов каждого сцинтиллятора расположен один ФЭУ-58DVP.

## 2.7 Набор данных и система считывания в эксперименте

Система считывания данных имеет три уровня организации. Первые два уровня триггера реализованы аппаратно, а третий – программно. Для первого

уровня триггера используются сигналы от быстрых пластмассовых сцинтилляторов. Для второго уровня анализируются данные с дрейфовых камер. После срабатывания триггера второго уровня запускается считывание информации с кодировщиков. Триггер третьего уровня основан на быстрых программных вычислениях on-line.

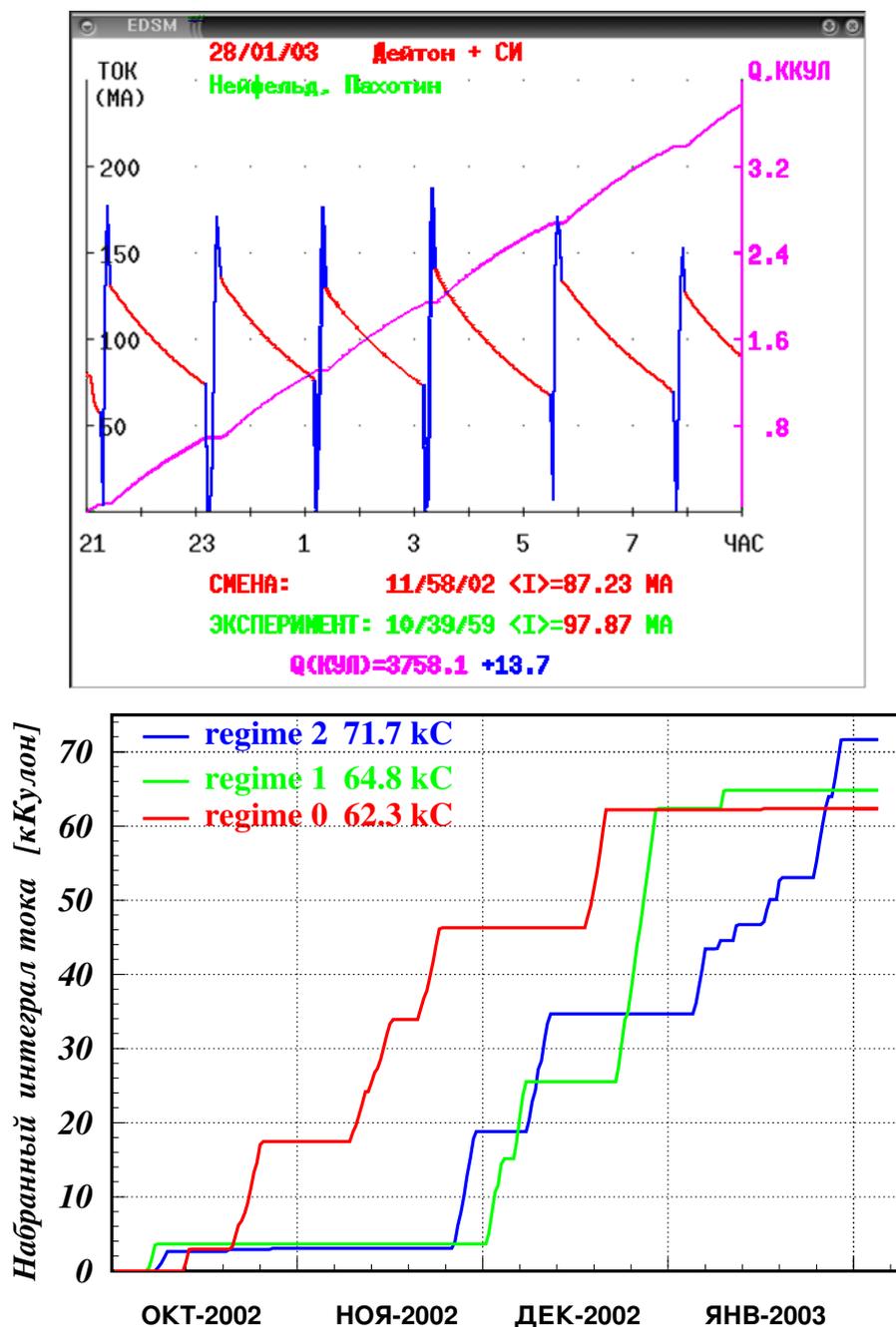


Рисунок 2.12 – График тока пучка от времени (сверху) и график накопления интеграла тока пучка за время проведения эксперимента для трех режимов магнитного поля (снизу).

Экспериментальная установка была запущена в сентябре 2002 года, набор данных велся до конца января 2003 года. Накопленный интеграл тока пучка составил примерно 200 кКулон и распределен примерно в равных долях для каждого режима ведущего магнитного поля – рис. 2.12.

## Глава 3

# Обработка экспериментальных данных

### 3.1 Идентификация частиц

В данной диссертационной работе  $pp$ -совпадения были выделены в детектирующем плече #2, поэтому обработка экспериментальных данных приводится для плеча #2 [28, 29].

Идентификация протонов в нижнем плече осуществлялась путём анализа амплитуд сигналов ФЭУ с двух следующих друг за другом слоев сцинтилляторов [30, 31]. Фоновыми частицами в этом плече являются дейтроны, электроны и заряженные пи-мезоны. На рис. 3.1 и 3.2 показаны двумерные распределения по амплитуде сигналов с ФЭУ в первом и втором сцинтилляторах, и во втором и третьем сцинтилляторах соответственно. Как видно, протонные дорожки хорошо выделяются на общем фоне. События, не попадающие на протонную дорожку, связаны как с фоновыми процессами, так и с протонами, у которых произошли искажения энерговыделения по ионизационным потерям. Эти искажения связаны с ядерным взаимодействием протонов в сцинтилляторе. Вероятность ядерного взаимодействия протонов составляет от 5% до 25% для энергий от 50 МэВ до 200 МэВ.

Идентификация протонов в верхнем плече осуществляется время-пролетной методикой [30, 31] при наличии сигнала в вето-счетчике (условие пролета заряженной частицы) см. рис. 3.3 и рис. 3.4. Здесь фоновыми частицами являются электроны и заряженные пи-мезоны

### 3.2 Определение энергии протонов в нижнем плече

Кинетическая энергия протона, зарегистрированного в нижнем плече, определялась из анализа амплитуд сигналов с ФЭУ двух, следующих друг за дру-

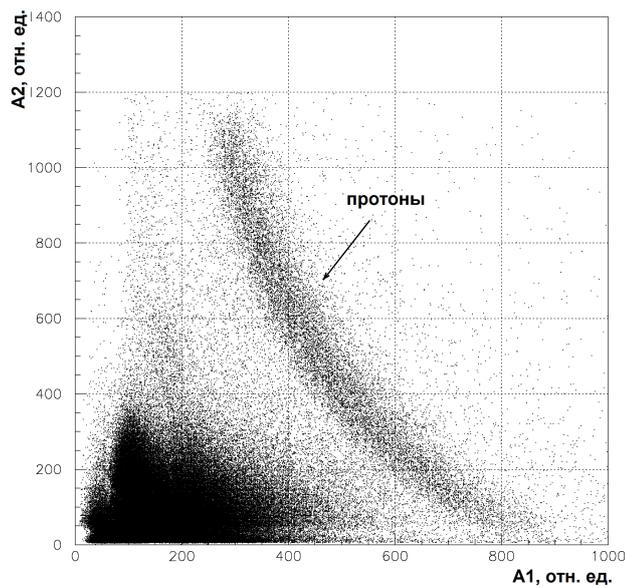


Рисунок 3.1 – Двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде сигналов в первом и втором слое сцинтилляторов протонного плеча.

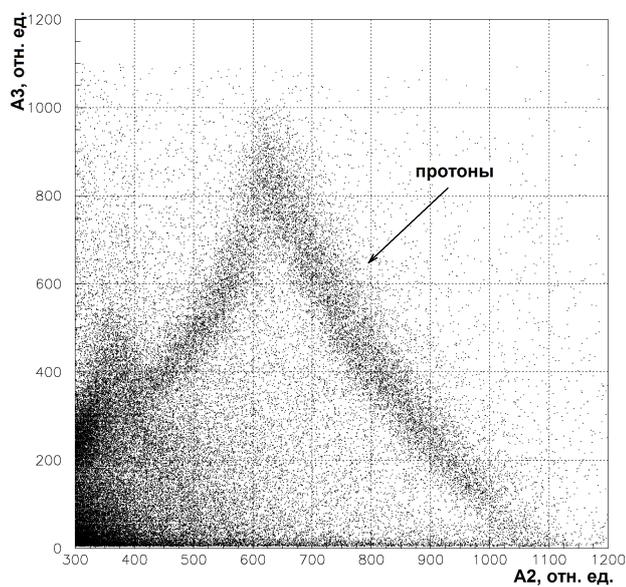


Рисунок 3.2 – Двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде сигналов во втором и третьем слое сцинтилляторов.

гом, сцинтилляторов. Амплитуда сигнала, получаемая с ФЭУ, пропорциональна величине потерянной энергии протона в сцинтилляторе.

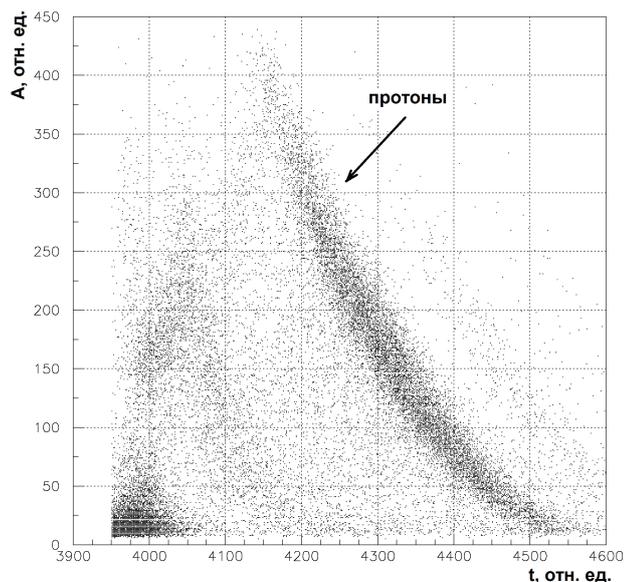


Рисунок 3.3 – Двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде и времени пролета в нейтронном плече при наличии сигнала в вето-счетчике.

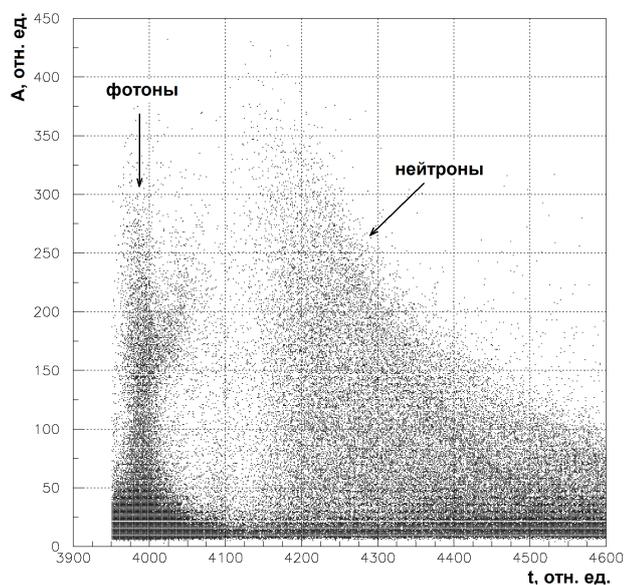


Рисунок 3.4 – Двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде и времени пролета в нейтронном плече при отсутствии сигнала в вето-счетчике.

Для описания зависимости удельных ионизационных потерь от энергии при прохождении протонов через вещество используется формула Бете-Блоха:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N z^2 Z}{m_e A \beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 E_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{1}{Z} \sum_i C_i \right), \quad (3.1)$$

где  $N = 6.022 \times 10^{23}$  – число Авогадро,  $A$  – атомный вес вещества,  $E_{max}$  – максимально-возможная переданная энергия электрону,  $\sum_i C_i$  – оболочечная поправка,  $I$  – ионизационный потенциал,  $\delta$  – поправка на эффект плотности. Максимально-возможная кинетическая энергия, которая может быть передана электрону при столкновении определяется выражением:

$$E_{max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (3.2)$$

Поправкой на эффект плотности  $\delta$  можно пренебречь, поскольку становится значимой только для ультрарелятивистской частицы. Для оболочечной поправки  $\sum_i C_i$  есть полуэмпирическая формула [32]:

$$\begin{aligned} \sum_i C_i(\tau, I) = & (0.42237 \cdot \tau^{-2} + 0.304 \cdot \tau^{-4} - 0.00038 \cdot \tau^{-6}) \cdot I^2 + \\ & + (3.858 \cdot \tau^{-2} + 0.1668 \cdot \tau^{-4} + 0.00158 \cdot \tau^{-6}) \cdot I^3, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где  $\tau = \beta\gamma$ . Данная формула применима при  $\tau_c^2 > 0.15$ , при  $\tau < \tau_c$  полагаем  $\sum_i C_i(\tau, I) = \sum_i C_i(\tau_c, I)$ .

Пробег протона  $R$  с начальной энергией  $E_0$  в сцинтилляторе можно вычислить, проинтегрировав (3.1) по энергии:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{1}{dE/dx} d\varepsilon \quad (3.4)$$

В пласмассовых сцинтилляторах световыход нелинейно зависит от ионизационных потерь. Формула для описания этой зависимости была предложена Бирксом [33] в параметрическом виде:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \left[ 1 + kB \left( \frac{dE}{dx} \right) \right]^{-1}, \quad (3.5)$$

где  $dL/dx$  – световыход на единицу длины пути,  $B$  – константа, относящаяся к плотности ионизации,  $S$  – абсолютная эффективность сцинтиллятора,  $kB$  – подгоночный коэффициент, использующийся для подгонки экспериментальных данных для различных сцинтилляторов. В работе [34] показано, что выражение (3.5) описывает световыход для величин  $dE/dx$  меньших чем 100 МэВ/(г/см<sup>2</sup>). Для более высоких  $dE/dx$  Чу [35] было предложено уточнение к

формуле Биркса:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \left[ 1 + kB \left( \frac{dE}{dx} \right) + C \left( \frac{dE}{dx} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (3.6)$$

где  $C$  – подгоночный параметр. Выражение (3.6) может быть записано в форме:

$$\frac{dL}{dE} = S \left[ 1 + kB \left( \frac{dE}{dx} \right) + C \left( \frac{dE}{dx} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (3.7)$$

где  $dL$  – количество испущенного света заряженной частицей с энергией  $E$ , которая теряет энергию  $dE$  проходя расстояние  $dx$ . Проинтегрировав по энергии (3.7), получим полное количество света, испущенное в сцинтилляторе при полной потере энергии:

$$L(E) = S \int_0^E d\varepsilon \left[ 1 + kB \left( \frac{dE}{dx} \right) + C \left( \frac{dE}{dx} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (3.8)$$

Выражение 3.8 было использовано в настоящей работе для расчета световых выходов в зависимости от энергии протонов. Подгоночные коэффициенты  $kB$  и  $C$  брались из [36]. Для расчета ионизационных потерь энергии в сцинтилляторах была содана программа, которая вычисляла удельные потери энергии в каждом слое сцинтиллятора в зависимости от энергии и углов вылета протона. Потери энергии  $\Delta E_i$  в  $i$ -ом слое детектора толщиной  $l_i$  определялись из уравнения:

$$R_i - l_i = \int_{\varepsilon_0}^{E_i - \Delta E_i} \frac{1}{dE/dx} d\varepsilon, \quad (3.9)$$

где  $R_i$  – полный пробег протона в веществе  $i$ -ого слоя с начальной энергией  $E_i$ ,  $\varepsilon_0$  – минимальное значение энергии при которой еще справедливо выражение (3.1). В разработанной программе  $\varepsilon_0$  принято равным 50 КэВ. Результаты расчетов сравнивались с данными Data Particle Group [37, 38] для различных материалов. Погрешность расчета не превышает 1%. Вычисленные потери энергии в слое использовались для определения световых выходов в сцинтилляторе:

$$\Delta L_i = \int_{E_i - \Delta E_i}^{E_i} \frac{dL}{dE} d\varepsilon, \quad (3.10)$$

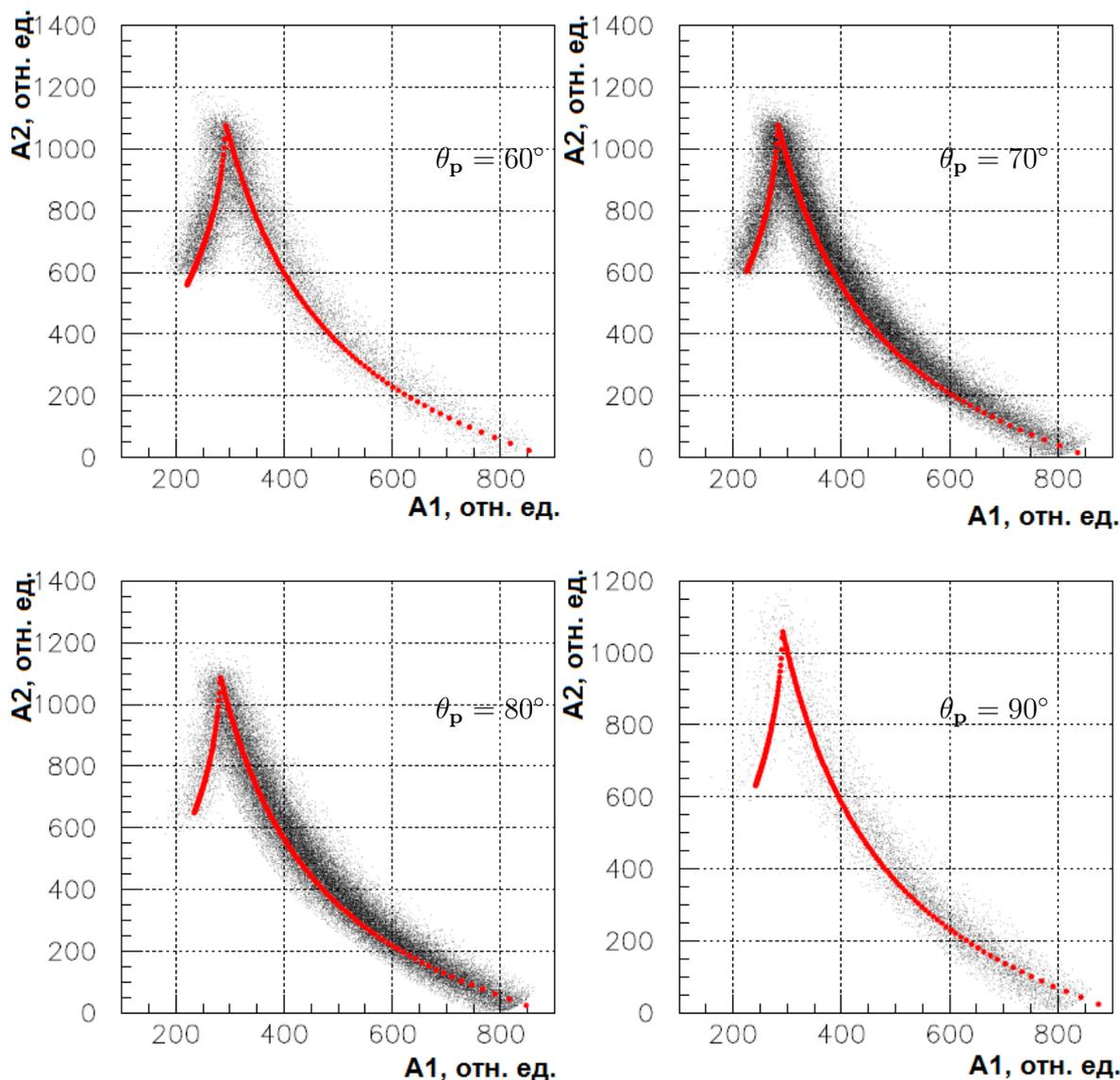


Рисунок 3.5 – Результаты подгонки расчетных и измеренных световых выходов в первом и втором слое сцинтилляторов для  $\phi_p = 0^\circ$  и разных  $\theta_p$ .

где  $dL/dE$  вычислялась по формуле (3.7).

Результаты расчета  $\Delta L_i$  в двух следующих друг за другом слоях сцинтилляторов сопоставлялись с экспериментальными амплитудами сигналов с ФЭУ. Измеренный световой выход в слое определяется как:

$$\Delta L_i(E) = \frac{A_i - A_0}{k_i}, \quad (3.11)$$

где  $A_i$  - измеренная амплитуда сигнала с ФЭУ,  $A_0$  - пьедестал АЦП,  $k_i$  - коэффициент преобразования. Путем подгонки определялись коэффициенты  $k_i$ . На рис. 3.5 приведены результаты подгонки расчетных и измеренных световых выходов

в первом и втором слое сцинтилляторов для разных углов вылета протонов. На рис. 3.6 приведены результаты подгонки для второго и третьего слоя сцинтилляторов.

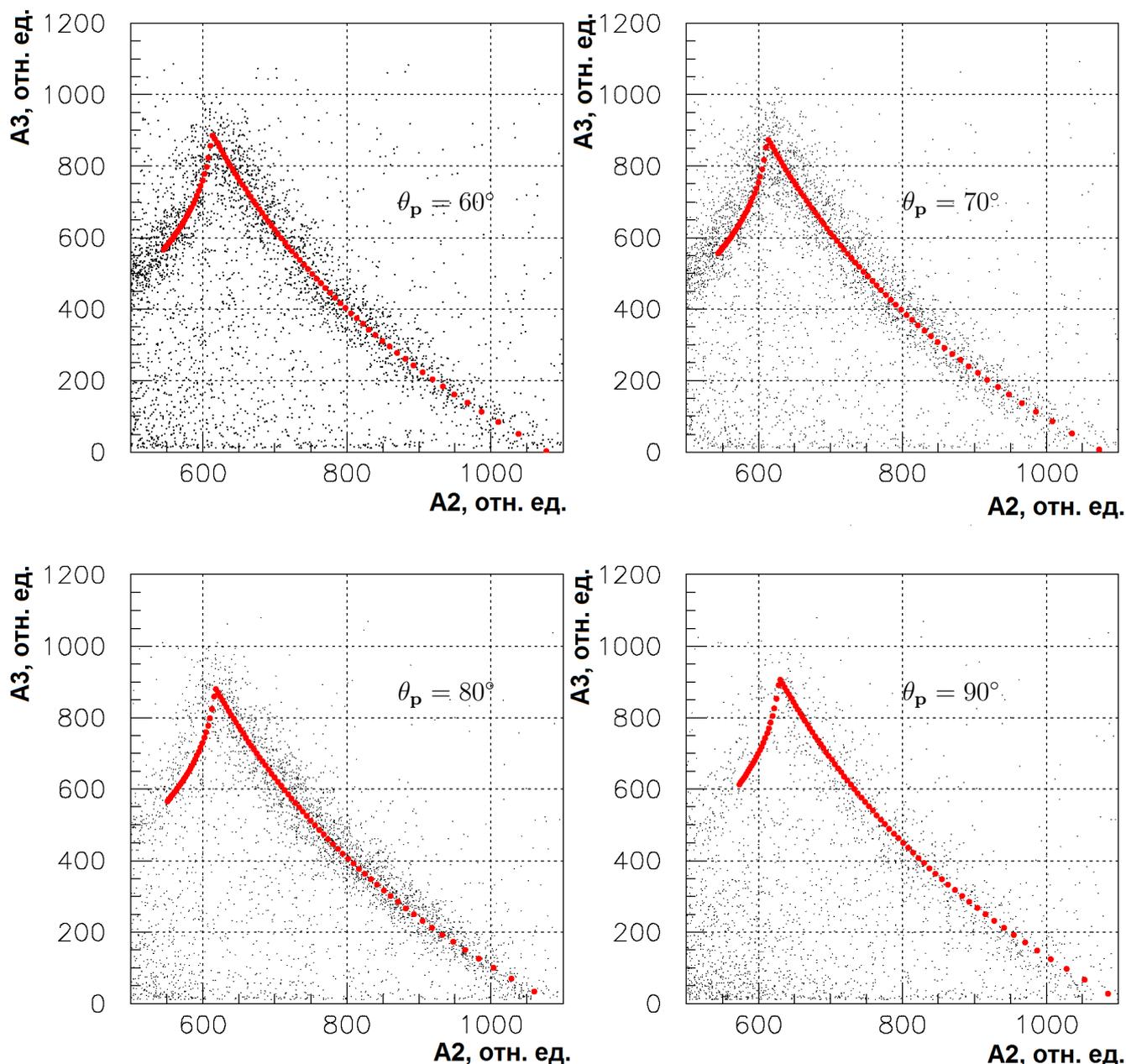


Рисунок 3.6 – Результаты подгонки расчетных и измеренных световых выходов во втором и третьем слое сцинтилляторов для  $\phi_p = 0^\circ$  и разных  $\theta_p$ .

Энергии протона определялась по амплитуде сигнала в том сцинтилляторе, где протон останавливался. Для этого сцинтиллятора строилась зависимость  $E = f(\Delta L_i)$ , которая аппроксимировалась полиномом. На рис. 3.7 и 3.8 приве-

дены зависимости энергии протонов от амплитуды сигналов для разных углов вылета.

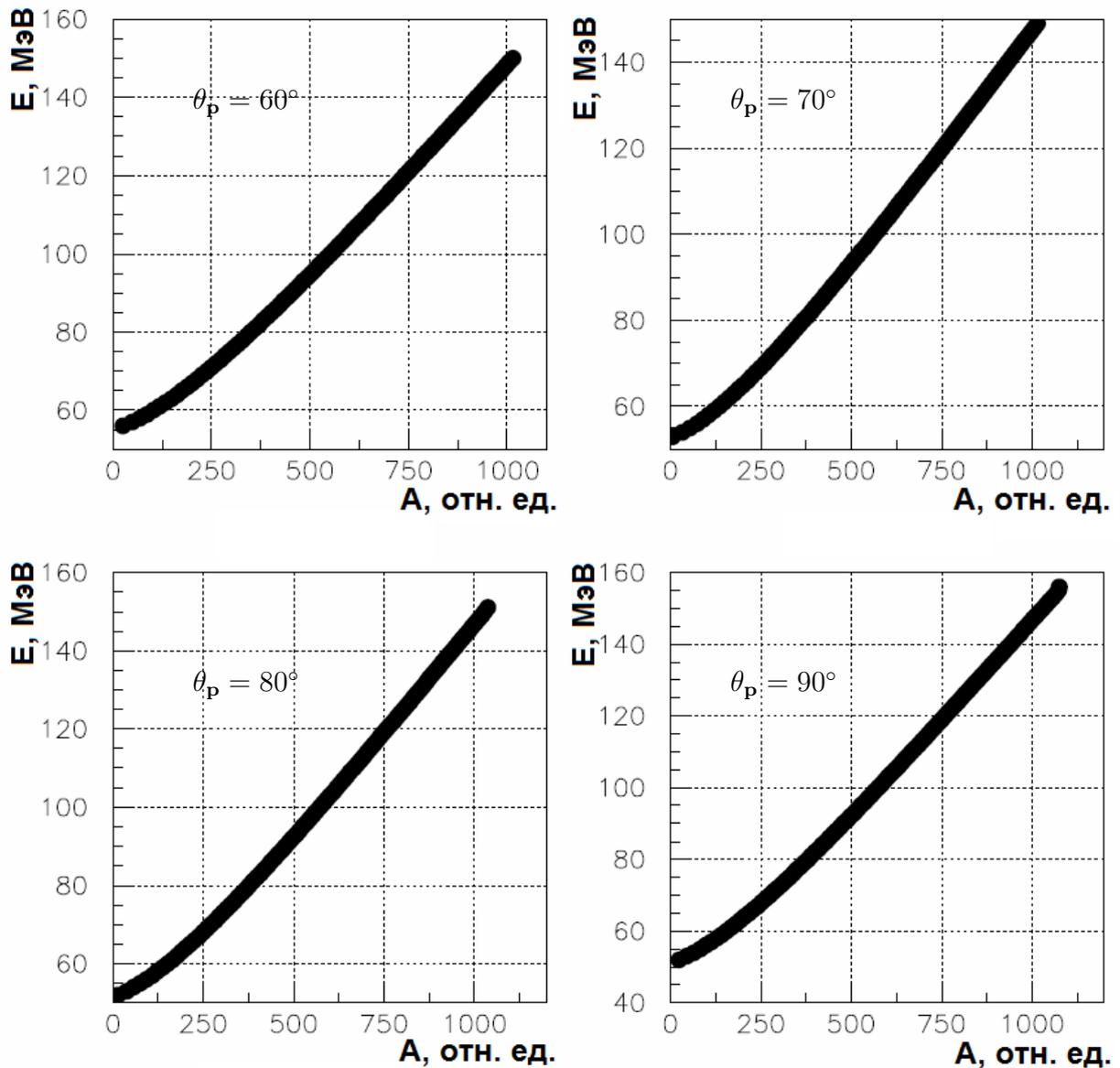


Рисунок 3.7 – Зависимость энергии протонов от амплитуды сигнала во втором сцинтилляторе для  $\phi_p = 0^\circ$  и разных  $\theta_p$ . По оси абсцисс отложена амплитуда, по оси ординат – восстановленная энергия протона

Для оценки точности определения энергии протонов строились распределения по энергии для узкого диапазона амплитуд сигналов ФЭУ в сцинтилляторе, который протон пробивает. Например, если протон останавливается во втором сцинтилляторе, то его энергия определяется по амплитуде со второго сцинтиллятора, а для оценки точности анализируется энергия в зависимости от узко-

го диапазона амплитуд в первом сцинтилляторе. Для углов вылета протонов  $\theta = (65 \pm 5)^\circ$  и  $\phi = (0 \pm 5)^\circ$  результаты оценки показаны на рис. 3.9 и 3.10.

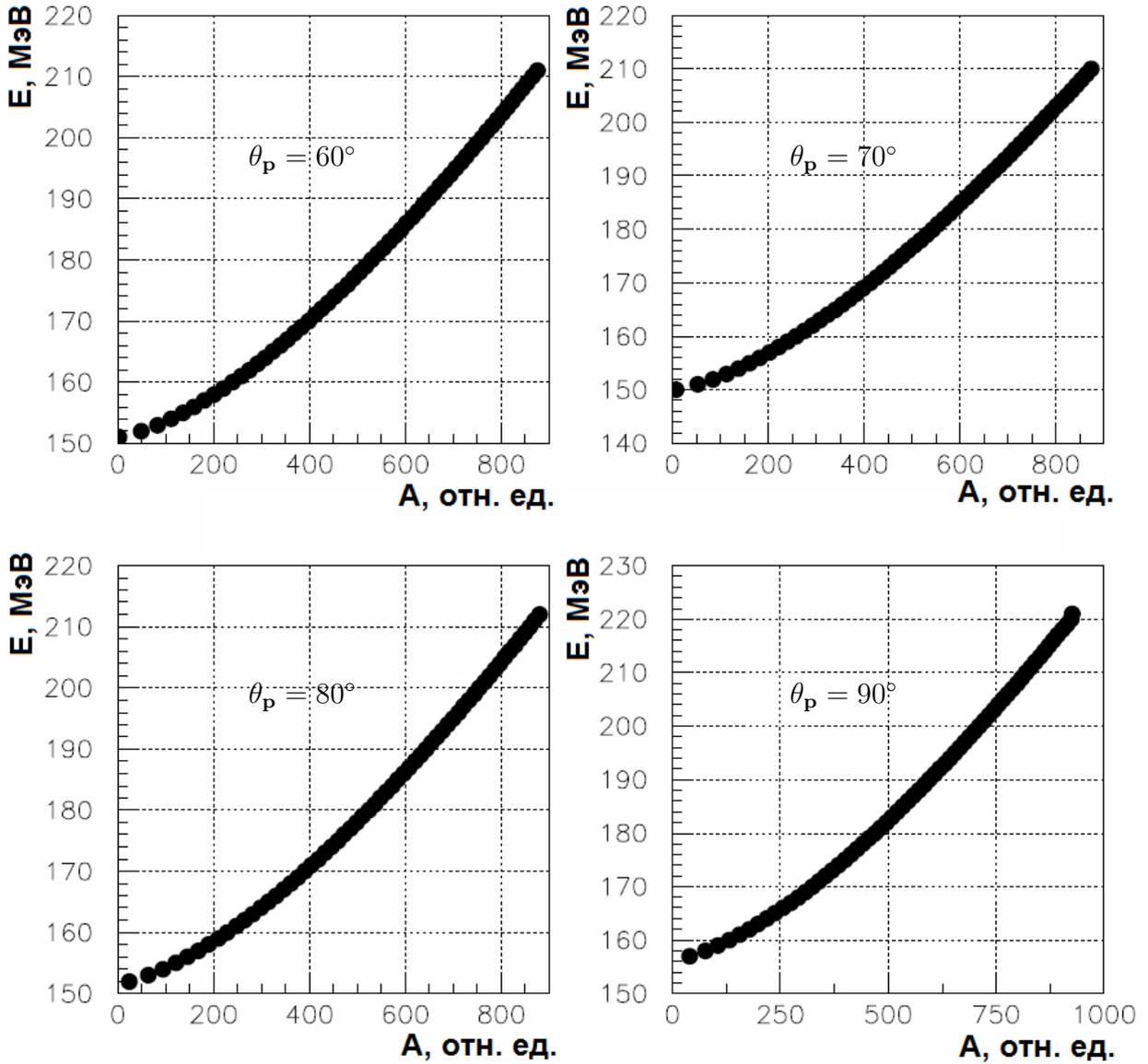


Рисунок 3.8 – Зависимость энергии протонов от амплитуды сигнала в третьем сцинтилляторе для  $\phi_p = 0^\circ$  и разных  $\theta_p$ . По оси абсцисс отложена амплитуда, по оси ординат – восстановленная энергия протона

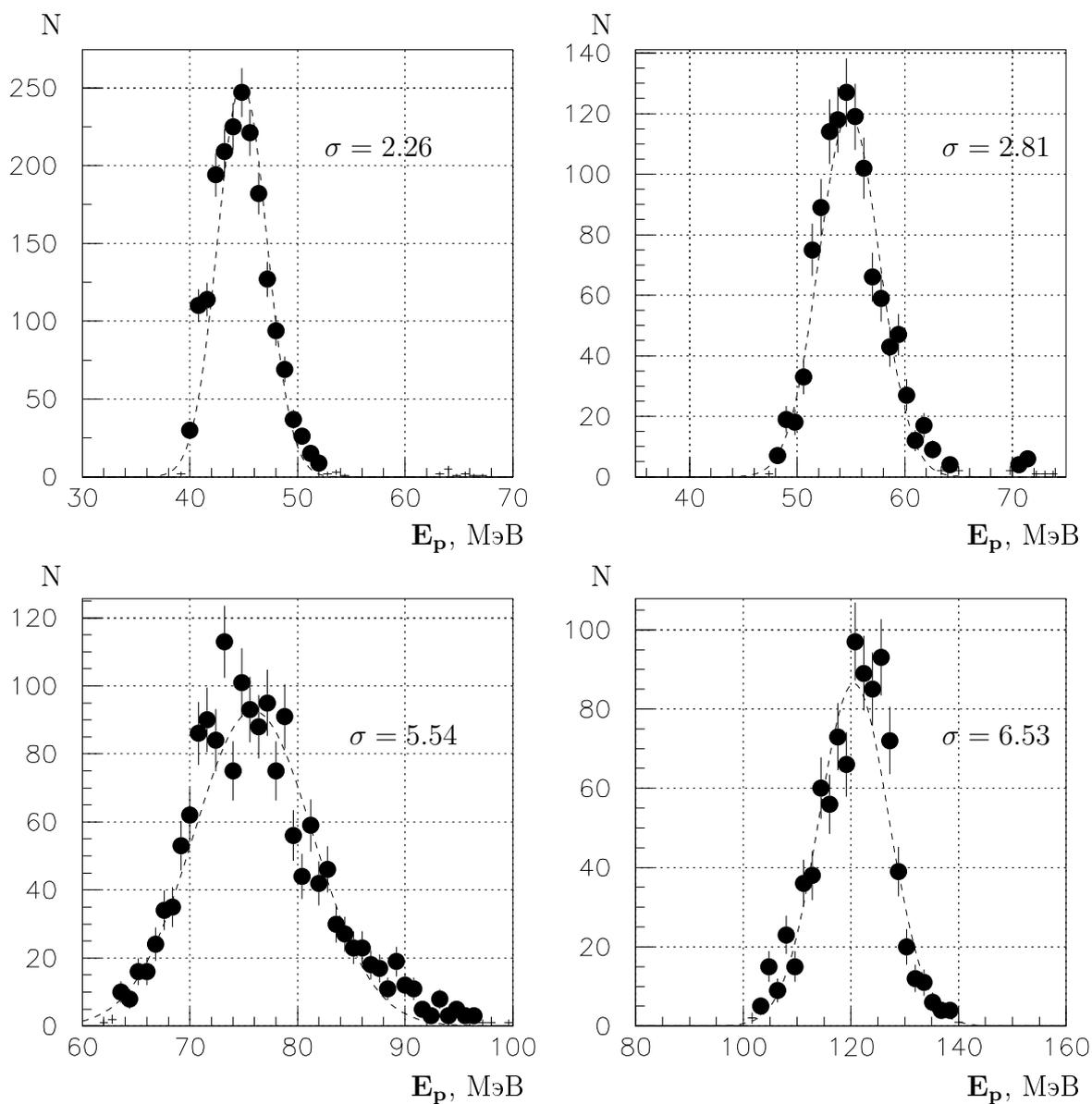


Рисунок 3.9 – Оценка точности определения энергии протонов во втором сцинтилляторе.

### 3.3 Определение координат вылета протонов в нижнем плече

Для определения координаты вылета протона использовались данные, полученные с дрейфовых камер. Конструкция камер показана на Рис.2.9 и 2.10 Для определения азимутального угла вылета протона  $\varphi$  восстанавливался трек в

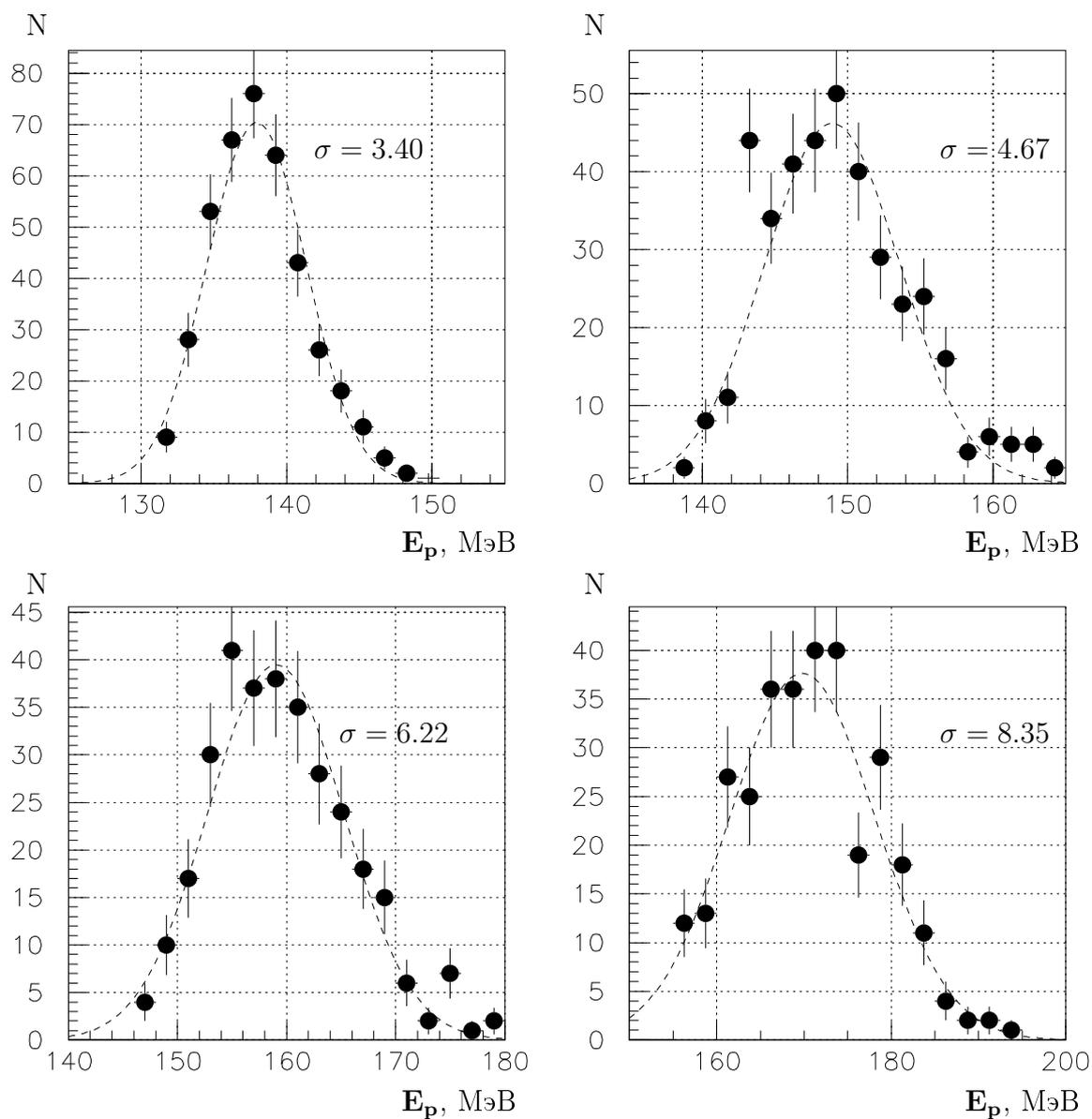


Рисунок 3.10 – Оценка точности определения энергии протонов в третьем сцинтилляторе.

плоскости перпендикулярной оси пучка электронов, для определения полярного угла  $\theta$  – в плоскости параллельной средней плоскости детектора. Восстановление трека производится путём считывания информации от трёх до шести плоскостей, в которых срабатывает хотя бы одна проволочка. Дрейфовые камеры сконструированы таким образом, чтобы создать максимально однородное поле вокруг каждой проволочки. Однако, равномерность поля не всегда достигается. В идеальном случае время дрейфа заряда напрямую зависит от длины дрейфа,

в реальном же случае скорость дрейфа заряда, который создается пролетающей частицей, оказывается не одинаковой для всех дрейфовых ячеек. Однако, распределение восстановленных координат внутри каждой ячейки будет близко к равномерному, поскольку размеры дрейфовых ячеек относительно небольшие. Можно ввести коэффициенты, которые будут учитывать корректировку неравномерности скорости дрейфа заряда. Координата в ячейке определяется выражением:

$$x_{drift} = f \cdot (a \cdot t + b \cdot t^2). \quad (3.12)$$

Для других камер:

$$x_{drift} = (t + t_c) - \frac{t_c^2}{(t + t_c)}, \quad (3.13)$$

где  $f, a, b$  и  $t_c$  – эмпирически определяемые коэффициенты для каждой проволоочки, необходимые для достижения равномерности распределения  $x_{drift}$ .

После преобразования времени дрейфа в расстояние для каждой проволоочки в позиции  $X_{wire}$  остается лево-правая неопределенность, так как известно только расстояние до проволоочки, но не сторона с которой пролетела частица. Вычисляются две координаты  $X = (X_{wire} + x_{drift})$  и  $X = (X_{wire} - x_{drift})$ , в одной из которых частица пересекает плоскость проволоочек. Для определения наилучшего трека составляется рекурсивный алгоритм. Перебираются комбинации координат, при этом используется одна координата из каждой плоскости со сработавшими проволоочками. Если в плоскости  $i$  сработало  $N_i$  проволоочек, то количество возможных комбинаций равно:  $N = \prod_{i=1}^m 2 \cdot N_i$ , где  $m$  – число плоскостей где сработали проволоочки. Через  $m$  точек с координатами  $(X_i, Z_i)$  в локальной системе координат  $x - z$  камеры методом наименьших квадратов проводится прямая  $L(z) = A \cdot z + B$ . Коэффициенты  $A$  и  $B$  определяются как:

$$A = \frac{m \sum_{i=1}^m X_i Z_i - \sum_{i=1}^m X_i \sum_{i=1}^m Z_i}{m \sum_{i=1}^m Z_i^2 - \sum_{i=1}^m Z_i \sum_{i=1}^m Z_i} \quad (3.14)$$

$$B = \frac{\sum_{i=1}^m X_i \sum_{i=1}^m Z_i^2 - \sum_{i=1}^m X_i Z_i \sum_{i=1}^m Z_i}{m \sum_{i=1}^m Z_i^2 - \sum_{i=1}^m Z_i \sum_{i=1}^m Z_i} \quad (3.15)$$

Для каждой комбинации вычисляется  $\chi^2$  и выбирается нужный трек.

### 3.4 Определение энергии протонов в верхнем плече

Энергия протона в верхнем плече определяется по времени пролета от мишени до сцинтиллятора [30, 31]. Сцинтилляторы были расположены на максимально возможном расстоянии от мишени, в зале ВЭПП-3 в районе проведения эксперимента – это  $L \approx 3\text{ м}$ . Таким образом обеспечивалась максимально возможная точность определения энергии по времени пролета. Для калибровки временной шкалы в нейтронном плече выделяются  $\gamma$ -кванты от распада  $\pi^0$ -мезона из реакции  $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ . Пик  $\gamma$ -квантов (рис. 3.4), соответствует времени пролета  $\gamma$ -кванта от мишени до сцинтиллятора  $\approx 10\text{ нс}$ .

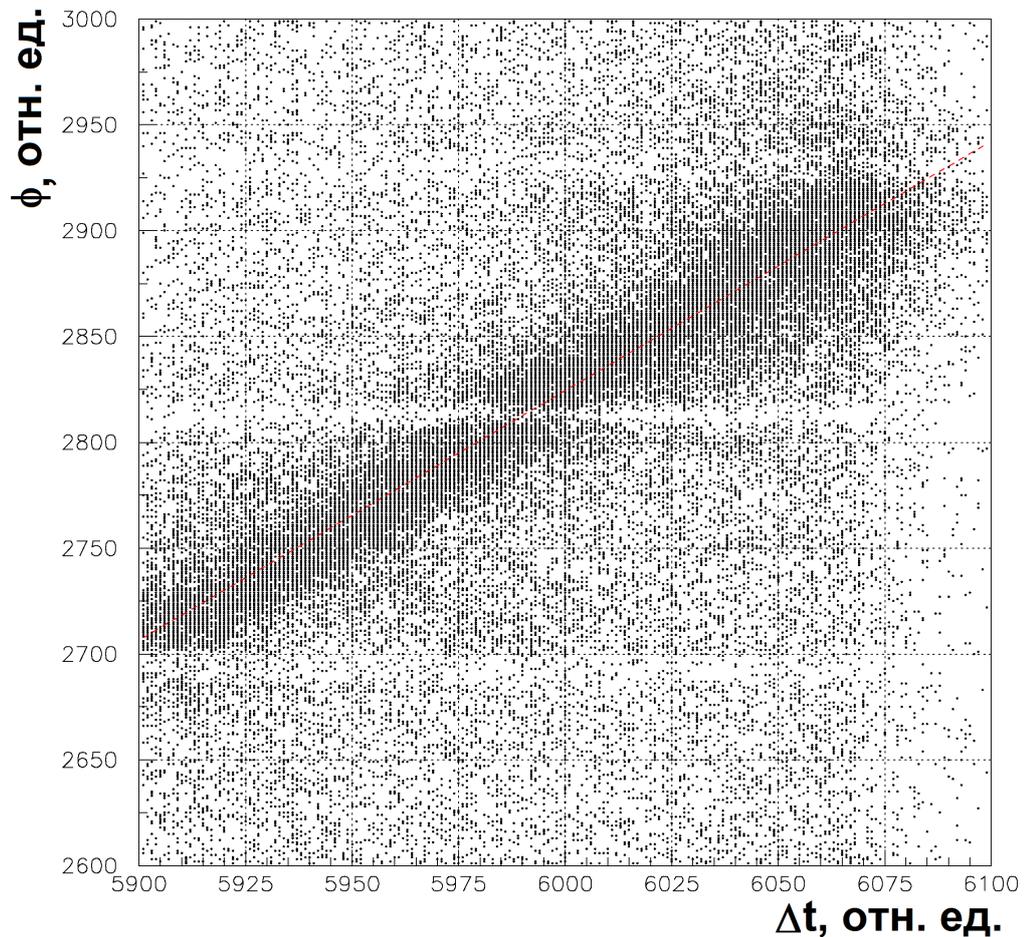


Рисунок 3.11 – Зависимость между азимутальным углом вылета и разностью времён распространения света до торцов сцинтиллятора.

Из времени пролета  $t$  определяется кинетическая энергия протона:

$$E_p = M_p \cdot \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \cdot k(E_p), \quad (3.16)$$

где  $\beta = L/(c \cdot t)$ ,  $k(E_p)$  – коэффициент, учитывающий увеличение времени пролета протонов от мишени до сцинтиллятора за счет ионизационных потерь. Точность определения энергии определяется точностью определения времени пролета и составляет  $(5 - 12)\%$ .

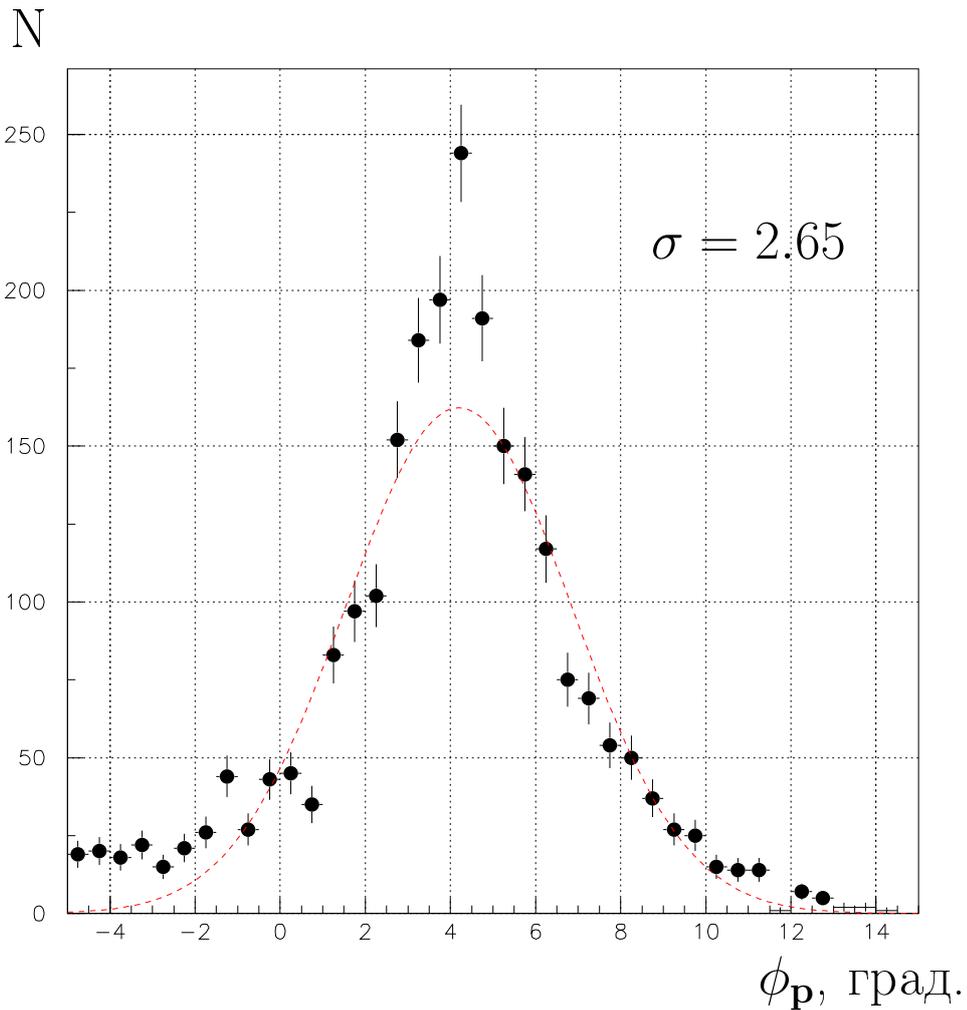


Рисунок 3.12 – Оценка точности определения азимутальных углов вылета протонов в верхнем плече.

### 3.5 Определение углов вылета протонов в верхнем плече

Углы вылета протона в нейтронном плече определялись по измеренной координате попадания в сцинтиллятор.

Азимутальный угол  $\phi$  определялся из разницы времени прохождения света до торцов сцинтиллятора [30,31]. Для калибровки выделялись события, соответствующие фоторасщеплению дейтрона ( $\gamma d \rightarrow pn$ ), где протон регистрировался нижним плечом, а нейтрон – верхним. Угол между зарегистрированными протоном и нейтроном составляет  $180^\circ$ , поэтому можно определить зависимость между азимутальным углом вылета и разностью времени распространения света до торцов сцинтиллятора.

Пример такой зависимости показан на рис. 3.11 для одного из сцинтилляторов верхнего плеча.

Полярный угол  $\theta$  принимается равным среднему полярному углу, под которым расположен сцинтиллятор с поправкой на азимутальный угол.

## Глава 4

## Получение и обсуждение экспериментальных результатов

### 4.1 Расчет компонент тензорной анализирующей способности

Как было показано в 2.3, асимметрия по отношению к смене знака тензорной поляризации  $P_{zz}$  выражается следующим образом:

$$a^T = \sqrt{2} \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{P_{zz}^+ \sigma^- - P_{zz}^- \sigma^+}$$

Здесь  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  – дифференциальные сечения реакции, где степень поляризации мишени  $P_{zz}^+$  и  $P_{zz}^-$  соответственно.

Перейдем от дифференциальных сечений к нормированным выходам:

$$a^T = \sqrt{2} \frac{N^+ - N^-}{P_{zz}^+ N^- - P_{zz}^- N^+}, \quad (4.1)$$

где  $N^+$  и  $N^-$  – выходы изучаемой реакции, нормированные на интеграл светимости для каждого состояния поляризации. Величина тензорной поляризации  $P_{zz}^+ = 0.341 \pm 0.025 \pm 0.009$ , а величина отношения  $P_{zz}^-/P_{zz}^+ = -1.70 \pm 0.15$ . Детальное описание определения степени поляризации можно найти в [39].

В соответствии с формулами (2.10) и (4.1) получаем формулы для расчета  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$ :

$$T_{20} = a_1^T \cdot \frac{2}{3 \cos^2 \theta_1 - 1}, \quad (4.2)$$

$$T_{22} = \frac{4}{\sqrt{6}} \cdot \frac{a_3^T \sin 2\theta_2 - a_2^T \sin 2\theta_3}{\sin^2 \theta_3 \sin 2\theta_2 - \sin^2 \theta_2 \sin 2\theta_3}, \quad (4.3)$$

$$T_{21} = -\frac{4}{\sqrt{6}} \frac{a_2^T}{\sin 2\theta_2} + \frac{\sin^2 \theta_2}{\sqrt{2} \sin 2\theta_2} \cdot a_2^T \cdot T_{22}, \quad (4.4)$$

где  $a_1^T, a_2^T, a_3^T$  – асимметрии, измеренные для  $\theta_1 = 180^\circ, \theta_2 = 54.7^\circ, \theta_3 = 125.3^\circ$  соответственно.

## 4.2 Моделирование фоторождения $\pi^-$ -мезонов на дейтроне

Для сопоставления экспериментальных результатов с теоретическими расчетами необходимо выполнить усреднение по фазовому объему детектора. Усреднение проще всего свести к численному интегрированию методом Монте-Карло, что и будет являться моделированием нашей реакции.

Элемент фазового объема системы, состоящей из  $n$  частиц с амплитудой рождения  $\mathcal{M}(p_1, \dots, p_n)$  записывается в виде:

$$S_n = \int \frac{d^3\mathbf{p}_n}{d\omega_n} \frac{d^3\mathbf{p}_{n-1}}{d\omega_{n-1}} \dots \frac{d^3\mathbf{p}_2}{d\omega_2} \frac{d^3\mathbf{p}_1}{d\omega_1} \times \\ \times \delta^3 \left( \sum_1^n \mathbf{p}_i - \mathbf{P}_n \right) \delta \left( \sum_1^n \omega_i - E_n \right) |\mathcal{M}|^2(p_1, \dots, p_n), \quad (4.5)$$

где  $\mathbf{p}_i$  и  $\omega_i$  – трехмерный импульс и энергия частицы  $i$ ,  $\mathbf{P}_n$  и  $E_n$  – трехмерный импульс и энергия системы  $n$  частиц.

Согласно [40], интеграл (4.5) сводится к виду  $\int_D \Phi(P) dP$ , где  $P$  определяется системой переменных

$$P = T_k(k = 2, \dots, n-1), \eta_k, \varphi_k(k = 2, \dots, n), \quad (4.6)$$

и интеграл (4.5) записывается в виде:

$$S_n = \int_0^{T_n} dT_{n-1} \int_{-1}^{+1} d\tilde{\eta}_n \int_0^{2\pi} d\tilde{\varphi}_n \int_0^{T_{n-1}} dT_{n-2} \int_{-1}^{+1} d\tilde{\eta}_{n-1} \int_0^{2\pi} d\tilde{\varphi}_{n-1} \dots \\ \dots \int_0^{T_3} dT_2 \int_{-1}^{+1} d\tilde{\eta}_3 \int_0^{2\pi} d\tilde{\varphi}_3 \int_{-1}^{+1} d\tilde{\eta}_2 \int_0^{2\pi} d\tilde{\varphi}_2 \cdot 2^{-n} M_n^{-1} \times \\ \times \tilde{p}_n \dots \tilde{p}_3 \tilde{p}_2 \mathcal{M}^2(p_1, \dots, p_n), \quad (4.7)$$

где:

$$\begin{aligned} T_n &\geq T_{n-1} \geq \dots \geq T_2 \geq T_1 \equiv 0, \\ +1 &\geq \eta_k \geq -1, 2\pi \geq \tilde{\varphi}_k \geq 0, (k = n, n-1, \dots, 2). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Вводится замена переменных, которая переводит область интегрирования в единичный гиперкуб

$$0 \leq \alpha_k (k = 2, \dots, n-1), \beta_k, \gamma_k (k = 2, \dots, n) \leq 1, \quad (4.9)$$

теперь  $\Phi(P)$

$$\Phi(P) = \frac{\pi^{\frac{3}{2}(n-1)} T_n^{\frac{3n-5}{2}}}{2M_n \Gamma(\frac{3}{2}(n-1))} \prod_2^n \frac{\tilde{p}_k}{\sqrt{T_k - T_{k-1}}} \mathcal{M}^2. \quad (4.10)$$

Процесс распада системы частиц с эффективной массой  $M_n$  можно свести к распаду этой системы на две группы, в одной из которых  $\nu$  частиц, а в другой соответственно  $n - \nu$  частиц, и элемент фазового объема записывается в виде:

$$S(M_n) = \int dM_\nu^2 S_\nu(M_\nu; m_1, \dots, m_\nu) S_{n-\nu+1}(M_n; M_\nu, m_{\nu+1}, \dots, m_n). \quad (4.11)$$

Перейдем к реакции  $ed \rightarrow e'pp\pi^-$ :

$$e + d \rightarrow e' + p_1 + p_2 + \pi^-.$$

Интеграл состояний здесь:

$$\begin{aligned} S_4(M_4) &= \int \frac{d^3\mathbf{k}'}{2\varepsilon'} \frac{d^3\mathbf{p}_1}{2\omega_1} \frac{d^3\mathbf{p}_2}{2\omega_2} \frac{d^3\mathbf{p}_\pi}{2\omega_\pi} \times \\ &\times \delta^3(\mathbf{k}' + \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_\pi - \mathbf{k}) \delta(\varepsilon' + \omega_1 + \omega_2 + \omega_\pi - E) \mathcal{M}_e^2, \end{aligned} \quad (4.12)$$

где  $M_4 = \sqrt{E^2 - \mathbf{k}^2}$  – эффективная масса системы  $e + d$ ,  $E = \varepsilon + M_d$  – энергия системы  $e + d$ ,  $\varepsilon, \mathbf{k}$  – энергия и трехмерный импульс налетающего электрона,  $\mathbf{k}', \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_\pi$  – трехмерные импульсы рассеянного электрона, протонов и  $\pi^-$ -мезона,  $\varepsilon', \omega_1, \omega_2, \omega_\pi$  – их энергии,  $\mathcal{M}_e^2$  – квадрат модуля амплитуды электрообразования  $\pi^-$ -мезона, который связан с квадратом модуля амплитуды фотообразования  $\mathcal{M}_{\gamma^*}^2$  виртуальными  $\gamma$ -квантами соотношением [41, 42]:

$$\mathcal{M}_e^2 = \frac{1}{2(1 - \varkappa)|q^2|} \mathcal{M}_{\gamma^*}^2 = R\mathcal{M}_{\gamma^*} \quad (4.13)$$



где  $\omega_\gamma = \frac{M_3^2 - M_d^2}{2M_d}$  – энергия виртуального фотона,  $M_d$  – масса дейтрона.

В [40] приведена методика розыгрыша случайных звезд. Зная четырехмерный импульс начального состояния и массы покоя конечных частиц генерируются четырехмерные импульсы конечных частиц и вес разыгранной звезды (4.10).

Для нашей реакции разыгрывается эффективная масса  $M_3$  в соответствии с (4.17), затем вычисляются импульс электрона, импульс системы  $d^*$  и вес  $\Phi_1(P')$  для  $\mathcal{M}^2 = 1$ . Зная импульс  $\mathbf{P}_3$  и массу  $M_3$  производится розыгрыш импульсов протонов и пи-мезона и считается вес  $\Phi_2(P'')$  для  $\mathcal{M}^2 = \mathcal{M}_\gamma^2$ . Вес  $\Phi = \Phi_1\Phi_2$  служит критерием отбраковки событий.

В соответствии с [40] в интервале  $\{0, 1\}$  равномерно разыгрывается случайное число  $r$ . Эта переменная приравнивается к интегралу  $\mathcal{F}(M_3)$ , нормированному на единицу:

$$r = \frac{\int_{m'}^{M_3} dM_3 \mathcal{F}(M_3)}{\int_{m'}^{m''} dM_3 \mathcal{F}(M_3)}. \quad (4.18)$$

Правая часть 4.18 протабулирована в зависимости от  $M_3$  в пределах  $\{m', m''\}$ . По разыгранному  $r$  обратной интерполяцией определялась  $M_3$ .

### 4.3 Результаты экспериментов

В результате обработки экспериментальных данных было выбрано примерно 36000 событий реакции  $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$  [44–46]. На Рис. 4.1, 4.2, 4.3, 4.4, 4.5, 4.6 показаны зависимости  $T_{20}$ -,  $T_{21}$ - и  $T_{22}$ -компонент анализирующей способности от энергии  $\gamma$ -кванта и инвариантной массы  $\pi N$ -подсистемы. Из рисунков следует, что наибольшее расхождение между экспериментом и теорией имеется в поведении  $T_{20}$ - и  $T_{22}$ -компонент тензорной анализирующей способности. В то же время поведение  $T_{21}$ -компоненты находится в неплохом согласии с результатом моделирования. Отметим, что теоретические расчеты выхода реакции на неполяризованном дейтроне [7] также оказываются в согласии с экспериментом. Это означает, что амплитуда реакции, включающая вклады квазисвободного

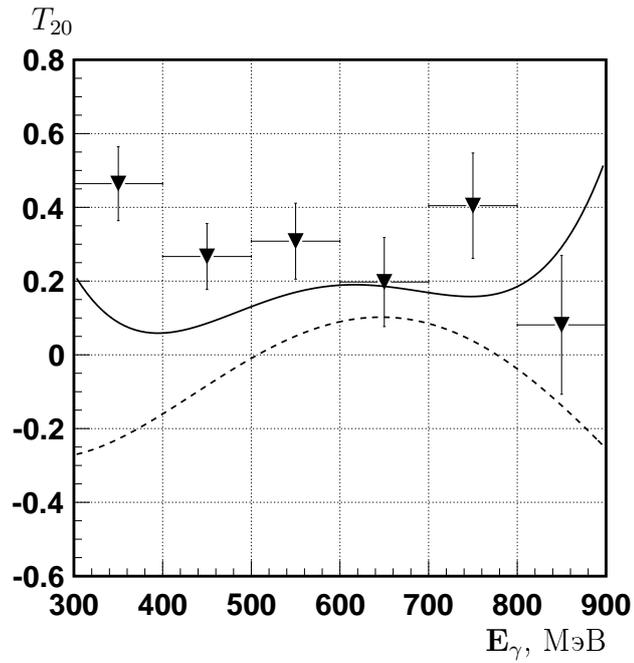


Рисунок 4.1 – Зависимость  $T_{20}$ -компоненты анализирующей способности от энергии  $\gamma$ -кванта. Сплошная линия — соответствует расчетам с полной амплитудой, пунктирная — расчет без учета взаимодействия в конечном состоянии.

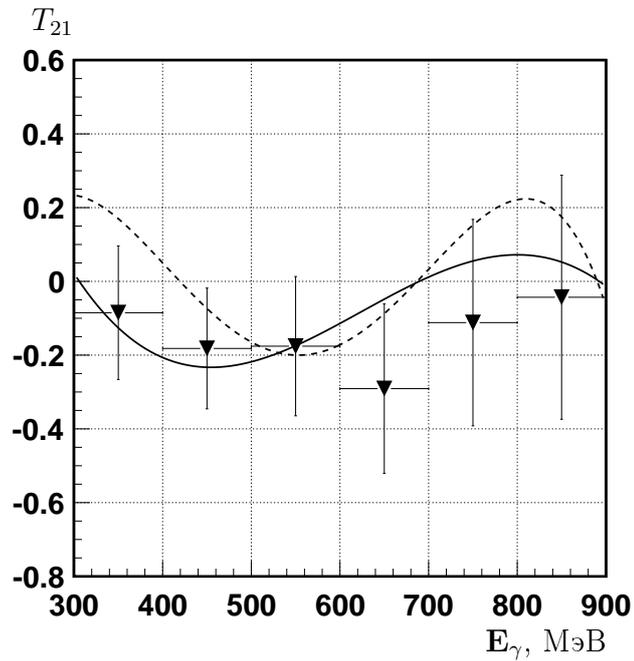


Рисунок 4.2 – Зависимость  $T_{21}$ -компоненты анализирующей способности от энергии  $\gamma$ -кванта. Сплошная линия — соответствует расчетам с полной амплитудой, пунктирная — расчет без учета взаимодействия в конечном состоянии.

фоторождения пиона на нуклоне и взаимодействия пиона и нуклонов в конечном состоянии, может рассматриваться лишь в качестве некоторой отправной

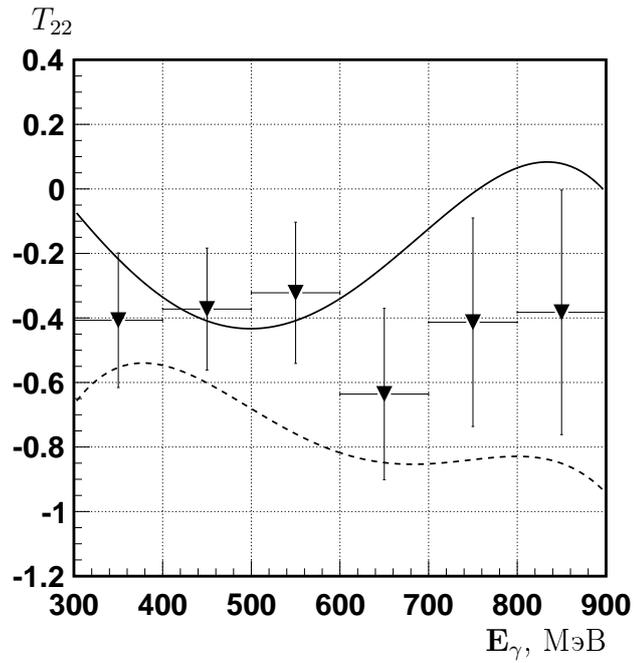


Рисунок 4.3 – Зависимость  $T_{22}$ -компоненты анализирующей способности от энергии  $\gamma$ -кванта. Сплошная линия — соответствует расчетам с полной амплитудой, пунктирная — расчет без учета взаимодействия в конечном состоянии.

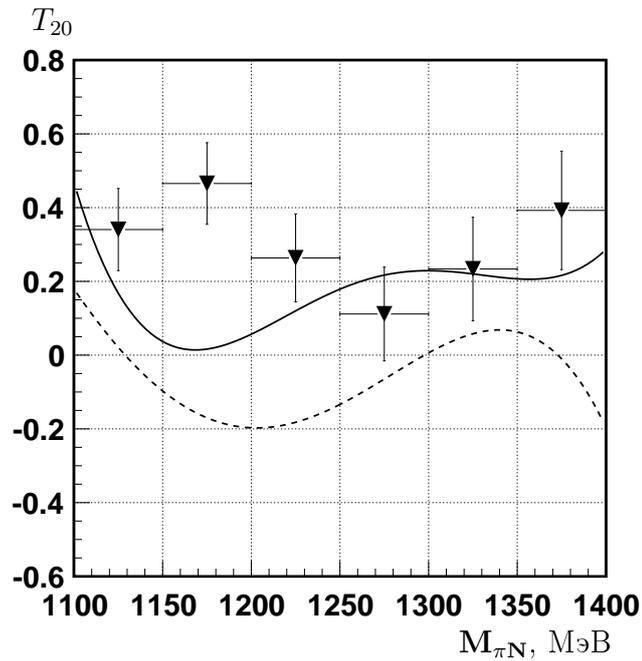


Рисунок 4.4 – Зависимость  $T_{20}$ -компоненты анализирующей способности от инвариантной массы  $\pi N$ -подсистемы. Сплошная линия — соответствует расчетам с полной амплитудой, пунктирная — расчет без учета взаимодействия в конечном состоянии.

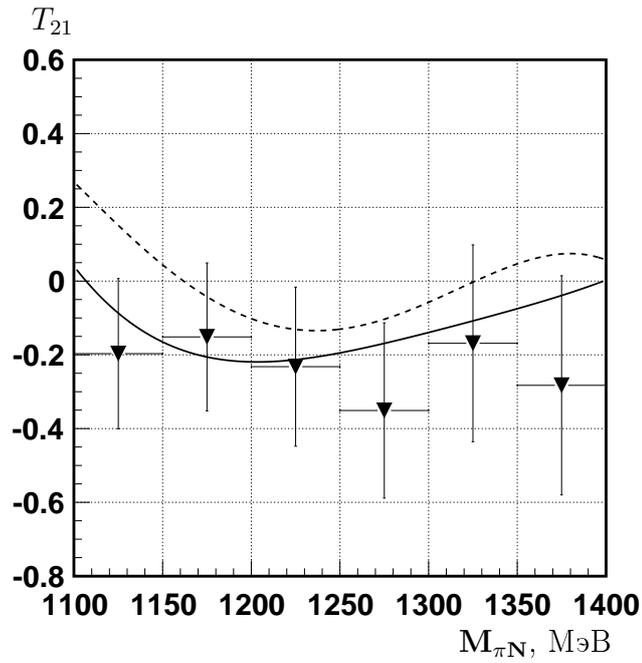


Рисунок 4.5 – Зависимость  $T_{21}$ -компоненты анализирующей способности от инвариантной массы  $\pi N$ -подсистемы. Сплошная линия — соответствует расчетам с полной амплитудой, пунктирная — расчет без учета взаимодействия в конечном состоянии.

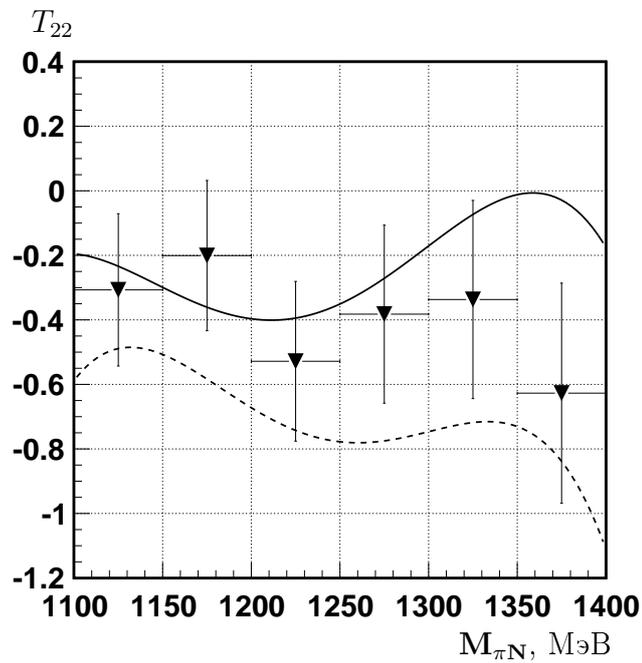


Рисунок 4.6 – Зависимость  $T_{22}$ -компоненты анализирующей способности от инвариантной массы  $\pi N$ -подсистемы. Сплошная линия — соответствует расчетам с полной амплитудой, пунктирная — расчет без учета взаимодействия в конечном состоянии.

точки при описания поляризационных наблюдаемых в области больших импульсов обоих протонов. Для кинематических областей, в которых применимо квазисвободное приближение, данная амплитуда успешно описывает экспериментальные дифференциальные сечения. Различие в поведении измеренных и моделированных  $T_{20}$ - и  $T_{22}$ -компонент тензорной анализирующей способности говорит о том, что при больших импульсах обоих протонов используемая амплитуда не учитывает всех возможных механизмов реакции.

Заметим, что вклад механизма образования двух пионов на нуклоне с последующим поглощением одного пиона вторым нуклоном [47] оказывается малым в нашей кинематической области. Это связано с тем, что эффективная масса двух протонов, образованная в этом случае в результате  $\Delta N$ -взаимодействия, в подавляющем количестве экспериментальных событий оказывается меньше суммы масс  $\Delta$ -изобары и нуклона. Для улучшения согласия эксперимента и теории может оказаться полезным учет двухчастичных механизмов взаимодействия фотона с дейтроном, а также учет вклада изобарной компоненты дейтрона в рамках кварковой модели [48] и возможность описания дейтрона на основе новых механизмов взаимодействия нуклонов на малых расстояниях [49, 50].

## Заключение

Основные результаты данной диссертационной работы:

- Измерены  $T_{20}$ -,  $T_{21}$ - и  $T_{22}$ - компоненты тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$  в диапазоне полярных углов вылета протонов  $\theta_{p_{1,2}} = 50^\circ \div 90^\circ$  и в диапазоне энергий протонов  $E_{1,2} = 50 \text{ МэВ} \div 200 \text{ МэВ}$ ;
- Разработан программный комплекс для обработки экспериментальных данных и восстановления кинематических переменных зарегистрированных событий;
- Проведено сравнение результатов эксперимента с теоретическими расчетами, выполненными как с учетом перерассеяния в конечном состоянии (полная амплитуда), так и без этого учета. Из сравнения видно, что результаты эксперимента качественно согласуются с теоретическими расчетами с полной амплитудой.

В заключении хочется выразить особую благодарность безвременно ушедшему из жизни Александру Витальевичу Осипову за его неоценимую помощь а также Дмитрию Митрофановичу Николенко и Игорю Анатольевичу Рачеку.

Я благодарен своему научному руководителю, Юрий Юрьевичу Крючкову, сотрудникам лаборатории №10 ФТИ НИ ТПУ и коллективу группы “ДЕЙТОН” за многочисленные советы, помощь и поддержку.

## Литература

1. *Morris J.V., Darvill D.C., Davenport M. et al.* Forward electroproduction of single charged pions in the resonance region using a deuterium target // *Phys. Lett. B.* — 1978. — Vol. 73. — Pp. 495 – 499.
2. *Александров Ю.М., Ганенко В.Б., Грушин В.Ф.* Соотношение сечений фоторождения положительных пионов на дейтерии и водороде в районе первого резонанса // *Ядерная Физика.* — 1974. — Т. 20, № 5. — С. 915.
3. *Ганенко В.Б., Горбенко В.Г., Жербовский Ю.В.* Соотношение асимметрий сечения фоторождения положительных пионов на дейтерии и водороде в районе первого резонанса // *Ядерная Физика.* — 1976. — Т. 23, № 1. — С. 107.
4. *Весновский Д.К., Войцеховский Б.Б., Дмитриев В.Ф.* Измерение асимметрии в упругом и неупругом рассеянии электронов на тензорно-поляризованной мишени при энергиях 180 и 400 МэВ: Препринт. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1986.
5. *Mostovoy M.V., Nikolenko D.M., Ospanov K.T. et al.* The measurement of the asymmetry of tensor-polarized deuteron electrodisintegration at 180 MeV electron energy // *Physics Letters B.* — 1987. — Vol. 188. — Pp. 181–185.
6. *Будкер Г.И. и др.* Эксперименты с мишенью в электронном накопителе // *Ядерная Физика.* — 1967. — Т. 6. — С. 775.
7. *Логинов А.Ю., Осипов А.В., Сидоров А.А. и др.* Исследование реакции  $D(e, pp)e'\pi^-$  на тензорно-поляризованной дейтериевой мишени при больших величинах импульсов протонов // *Письма в ЖЭТФ.* — 1998. — Т. 67, № 10. — С. 730–736.
8. *Осипов А.В.* Исследование образования  $\pi^-$ -мезонов на тензорно-поляризованных дейтронах: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. — Томск: Томский политехниче-

ский университет, 2010. — URL: <http://dlib.rsl.ru/rsl01004000000/rsl01004589000/rsl01004589788/rsl01004589788.pdf>.

9. Гаушштейн В.В., Логинов А.Ю., Николенко Д.М. и др. Виртуальные фотоны в реакции  $d(e, pp)e'\pi^-$  // *Известия вузов. Физика*. — 2010. — Т. 53, № 5. — С. 14–19.
10. Stibunov V.N., Barkov L.M., Dmitriev V.F. et al. Tensor analyzing power in exclusive  $\pi^-$ -meson photoproduction on deuteron // *16th International Spin Physics Symposium: Abstracts - Triest, Italy, October 10-16, 2004. - Triest: INFN*. — 2004. — Pp. 131–132.
11. Tiator L., Wright L.E. Virtual photons in electroproduction // *Nucl. Phys. A*. — 1982. — Vol. 379. — P. 407.
12. Laget J.M. Electromagnetic properties of the  $\pi NN$  system. The reaction  $\gamma D \rightarrow NN\pi$  // *Nucl. Phys. A*. — 1978. — Vol. 296. — Pp. 388–412.
13. Blomqvist I., Laget J.M. A non-relativistic operator convenient for analysis of pion photoproduction on nuclei in the  $\Delta(1236)$  region // *Nucl. Phys. A*. — 1977. — Vol. 280. — P. 405.
14. Davidson R.M., Mukhopadhyay Nimai.C., Wittman R.S. Effective-Lagrangian approach to the theory of pion photoproduction in the  $\Delta(1232)$  region // *Phys. Rev. D*. — 1991. — Vol. 43. — Pp. 71–94.
15. Drechsel D., Hanstein O., Kamalov S.S. et. al. A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV // *Nucl. Phys. A*. — 1999. — Vol. 645. — P. 145.
16. Olsen M., Osypowski E. Systematics of low-energy  $\pi N$  scattering // *Nucl. Phys. B*. — 1975. — Vol. 101. — P. 136.
17. Malcolm H. MacGregor Richard A. Arndt, Wright Robert M. Determination of the Nucleon-Nucleon Scattering Matrix. VII.  $(p, p)$  Analysis from 0 to 400 MeV // *Phys. Rev.* — 1968. — Vol. 169. — P. 1128.

18. *Schmidt R., Arenhövel H., Wilhelm P.* Quasifree pion photoproduction on the deuteron in the  $\Delta$  region // *Z. Phys.* — 1996. — Vol. A355. — P. 1812.
19. *Немец О.Ф., Ясногородский А.М.* Поляризационные явления в ядерной физике. — Киев: Изд. Наукова думка, 1980.
20. *Dyug I., Isaeva M.V., Lazarenko L.G. et al.* Internal polarized deuterium target with cryogenic atomic beam source // *Nucl. Instr. and Meth. A.* — 2002. — Vol. 495. — Pp. 8–19.
21. *Isaeva L.G., Lazarenko B.A., Mishnev S.I. et al.* High field superconducting sextupole magnets // *Nucl. Instr. and Meth. A.* — 1998. — Vol. 411. — Pp. 201–204.
22. *Holt R.J.* // *Proc. Workshop on Polarized Targets in Storage Rings, Argonne, IL.* — 1984. — P. 103.
23. *Дешман С.* Научные основы вакуумной техники. — Москва: Изд. Мир, 1964.
24. *Rachek I.A., Barkov L.M., Belostotsky S.L. et al.* Measurement of Tensor Analyzing Powers in Deuteron Photodisintegration // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 182303.
25. *Рачек И.А.* Экспериментальное изучение фотодезинтеграции тензорно-поляризованного дейтрона: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера, 2008. — URL: <http://dlib.rsl.ru/rs101004000000/rs101004236000/rs101004236291/rs101004236291.pdf>.
26. *Nikolenko D.M., Arenhovel H., Barkov L.M. et al.* Measurement of the tensor analyzing powers  $T_{20}$  and  $T_{21}$  in elastic electron deuteron scattering // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90. — P. 072501.
27. *Фролов В.В.* Вершинная камера: Дипломная Работа. — Новосибирск: Новосибирский Государственный Университет, 1992.

28. Гаушштейн В.В., Зеваков С.А., Лазаренко Б.А. и др. Измерение  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  и  $T_{22}$  компонент анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$  // *Известия вузов. Физика.* — 2010. — Т. 53, № 11/2. — С. 25–28.
29. Gauzshteyn V.V., Loginov A.Yu., Nikolenko D.M. et al. Measurement of the tensor analysing power of the negative pion photoproduction on the deuteron // *Nucleus 2010: Methods of Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnologies: Book of abstracts of LX International Conference on Nuclear Physics - St. Petersburg, July 6-9, 2010.* - St. Petersburg: St. Petersburg State University. — 2010. — P. 196.
30. Гаушштейн В.В., Осипов А.В., Стибунов В.Н. Анализ первичных данных в исследовании фотообразования пионов на поляризованных дейтронах // *Современные техника и технологии: Сборник трудов XV Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых учёных - Томск, 4–8 мая 2009.* - Томск: ТПУ. — 2009.
31. Гаушштейн В.В., Лазаренко Б.А., Николенко Д.М. и др. Анализ первичных данных в исследовании фотообразования пионов на тензорно поляризованных дейтронах // *Ядро-2009. Фундаментальные проблемы и прикладные аспекты ядерной физики: от космоса до нанотехнологий: Сборник тезисов докладов 59-й Международной конференции - Чебоксары, 15–19 июня 2009.* - Санкт-Петербург: СПбГУ. — 2009. — С. 310.
32. Букин А.Д. UNIMOD-2 - Универсальная программа моделирования экспериментов на встречных  $e^+e^-$  - пучках: Препринт. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1990.
33. Birks J.B. *The Theory and Practice of Scintillation Counting.* — Macmillan, New York, 1964.
34. Badhwar G.D., Denev C.L., Dennis B.R. et al. The non-linear response of the plastic scintillator NE102 // *Nucl. Instr. and Meth.* — 1967. — Vol. 57. — P. 116.
35. Chou C.N. Saturation Effect of Plastic Scintillators // *Phys. Rev.* — 1952. — Vol. 87. — P. 904.

36. *Craun L.R., Smith D.L.* Analysis of response data for several organic scintillators // *Nucl. Instr. and Meth.* — 1970. — Vol. 80. — P. 239.
37. TRIUMF Kinematics Handbook, Ed. by L. G. Greemiaus. 2 edition. — TRIUMF, 1987.
38. *Craun L.R., Smith D.L.* Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D.* — 2002. — Vol. 66.
39. *Dyug M.V., Isaeva L.G., Lazarenko B.A. et al.* Deuterium Target Polarimeter at the VEPP-3 Storage Ring // *Nucl. Instr. and Meth. A.* — 2005. — Vol. 536. — Pp. 344–349.
40. *Копылов Г.И.* Основы кинематики резонансов. — Москва: Изд. Наука, 1970.
41. *Ахиезер А.И., Рекало М.П.* Электродинамика адронов. — Киев: Изд. Наукова думка, 1976.
42. *Sabutis J.L., Tabakin F.* Electroproduction of Charged Pions from Light Nuclei // *Annals of Physics.* — 1989. — Vol. 195. — Pp. 223–292.
43. *Budnev V.M., Ginzburg I.F., Meledin G.V. et al.* The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Equivalent photon approximation // *Phys. Lett. C.* — 1975. — Vol. 15. — P. 181.
44. *Гауштейн В.В., Дусаев Р.Р., Логинов А.Ю. и др.* Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$  при больших импульсах протонов // *Известия вузов. Физика.* — 2013. — Т. 56, № 11/2. — С. 6–12.
45. *Гауштейн В.В., Зеваков С.А., Логинов А.Ю. и др.* Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$  при больших импульсах протонов // *Ядерная Физика.* — 2015. — Т. 78, № 1-2. — С. 3–11.
46. *Гауштейн В.В., Грамолин А.В., Василюшин Б.И. и др.* Экспериментальное исследование компонент тензорной анализирующей способности реакции  $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$  // *Известия вузов. Физика.* — 2016. — Т. 59, № 6. — С. 100–105.

47. *Laget J.M.* Double Pion Photoproduction on One Nucleon and the Reaction  $\gamma D \rightarrow pp\pi^-$  // *Phys. Rev. Lett.* — 1978. — Vol. 41. — P. 89.
48. *Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M.* Isobaric component of the deuteron in the quark model // *Journal of Physics G: Nuclear Physics.* — 1978. — Vol. 4. — P. L1.
49. *Kukulin V.I., Obukhovskiy I.T., Pomerantsev V.N. et al.* The New mechanism for intermediate range and short range nucleon-nucleon interaction // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* — 2001. — Vol. 27. — Pp. 1851–1868.
50. *Kukulin V.I., Obukhovskiy I.T., Grabmayr P.A. et al.* Isoscalar short-range current in the deuteron induced by an intermediate dibaryon // *Phys.Rev. C.* — 2006. — Vol. 74. — P. 064005.