На правах рукописи

Гаузштейн Вячеслав Валерьевич

Измерение компонент тензорной анализирующей способности фотообразования π^- -мезона на тензорно-поляризованных дейтронах

Специальность 01.04.16 — Физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Работа выполнена на кафедре Общей физики Физико-технического института федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» (ФГАОУ ВО НИ ТПУ)

Научный руководитель:	доктор физико-математических наук, профессор Крючков Юрий Юрьевич
Официальные оппоненты:	Лукин Петр Анатольевич, кандидат физико-математических наук Федеральное государственное бюджетное учре- ждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской акаде- мии наук, г. Новосибирск, старший научный сотрудник даборатории №2
	Косенко Григорий Иванович, доктор физико-математических наук, профессор Омский автобронетанковый инженерный инсти- тут филиала Военной академии материально- технического обеспечения, г. Омск, профессор кафедры физико-математических дис- циплин
Ведущая организация:	Федеральное государственное автономное образо- вательное учреждение высшего образования «На- циональный исследовательский Томский государ- ственный университет», г. Томск.

Защита состоится «22» декабря 2016 г. в 16 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д 212.269.05 на базе ФГАОУ ВО НИ ТПУ по адресу: 634050, г. Томск, проспект Ленина, 2а, ауд. 326.

С диссертацией можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ФГА-ОУ ВО НИ ТПУ и на сайте: http://portal.tpu.ru/council/912/worklist.

Автореферат разослан « » ноября 2016 года.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 212.269.05, к.ф.-м.н., доцент Жашир А.В. Кожевников

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Процессы фотообразования π^- -мезонов на ядрах и нуклонах как реальными, так и виртуальными γ -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 ΔN -взаимодействии и о 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 собой поперечные сечения реакции (дифференциальные или полные), усредненные по спиральностям начальных частиц и просуммированные по спиральностям конечных частиц. Поляризационные наблюдаемые представляют собой квадратичные формы различных комбинаций действительных и мнимых частей амплитуды реакции. Неполяризационные наблюдаемые выражаются суммой квадратов амплитуд реакции. Поэтому, при исследовании в процессах фотообразования π^- -мезонов таких эффектов, как вклады обменных токов, возбуждение нуклонных резонансов и ΔN -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.).Эти модели основаны на формальном описании процессов сильного взаимодействия с помощью эффективных степеней свободы. Описание процесса фоторождения π^- -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 фотообразования π^- -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 [1].

Целью данной работы является экспериментальное измерение T_{20} -, T_{21} - и $\overline{T_{22}}$ -компонент тензорной анализирующей способности реакции фотообразования π^- -мезонов на тензорно-поляризованных дейтронах.

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

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

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1. Результаты измерения T_{20} -, T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ как функции энергии γ -кванта и инвариантной массы $p\pi$ -системы;
- Метод выделения событий реакции γd → ppπ⁻ из экспериментальных данных, основанный на анализе ионизационных потерь протонов в сцинтилляторах и время-пролетной методике;
- 3. Метод восстановления кинематических переменных событий реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^{-}$, основанный на определении энергии протонов по времени пролета и анализе световыходов с разных слоев сцинтилляционных детекторов.

Научная новизна:

- 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;
- Выполнены более точные измерения T₂₀- и T₂₂-компонент тензорной анализирующей способности реакции γd → ppπ⁻ в диапазоне полярных углов вылета протонов θ_{p1,2} = 50° ÷ 90° и в диапазоне энергий протонов E_{1,2} = (50 ÷ 200) МэВ.

Научная и практическая значимость:

Результаты измерения компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ могут быть использованы для проверки теоретических моделей процессов фоторождения π^- -мезонов на ядрах. Методика идентификации исследуемого канала реакции и обработки экспериментальных данных может быть использована для экспериментального исследования других каналов реакции электрообразования π -мезонов.

Достоверность изложенных в работе результатов обеспечивается корректностью постановки решаемых задач, применением апробированных методов обработки экспериментальных данных и использованием программных пакетов ROOT и PAW++. Результаты измерений качественно согласуются с теоретическими расчетами, выполненными с учетом перерассеяния в конечном состоянии.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

- 1. XII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ НАУК» (Россия, Томск, 2015);
- 2. ICNRP-2013. Nuclear and radiation physics (Казахстан, Алматы, 2013);
- 3. LX International Conference on Nuclear Physics Nucleus 2010: Methods of Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnologies (Россия, Санкт-Петербург, 2010);

Диссертационная работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-02-00570, 11-02-90715-моб-ст и 10-02-90701-моб-ст.

Личный вклад. Автор принимал активное участие в разработке комплекса программ для обработки экспериментальных данных и получении зависимостей тензорных асимметрий от кинематических переменных. Также при его участии было проведено моделирования спектра виртуальных фотонов для реакции $ed \rightarrow e'pp\pi^-$. Комплекс программ для расчета T_{20^-} , T_{21^-} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ был разработан автором лично.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в семи печатных изданиях, четыре из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, три — в тезисах докладов.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, формулируется научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава посвящена базовому теоретическому исследованию реакции $ed \to e'pp\pi^-$. При взаимодействии фотонов с дейтронами могут могут происходить как процессы, приводящие к развалу дейтрона с образованием двух нуклонов так и процессы с образованием π -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 $\sim 0^{\circ}$ квадрат переданного четырехмерного импульса $Q^2 \to 0$, и виртуальный фотон по своим свойствам приближен к реальному [2]. Таким образом, реакцию $ed \to e'pp\pi^-$ в однофотонном приближении можно рассматривать как образование π^- -мезонов виртуальными фотонами: $\gamma d \to pp\pi^-$. Вклад в сечение этой реакции от продольных фотонов и LT-интерференции стремится к нулю, поэтому связь сечений электро и фоторождения пионов на дейтроне можно записать как:

$$\frac{d\sigma_e}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = J \frac{N_e}{\omega_\gamma} \frac{d\sigma_\gamma}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2},$$

где N_e – спектр виртуальных фотонов, J – кинематический множитель, ω_{γ} – энергия виртуального фотона, $E_{1,2}$ и $\Omega_{1,2}$ – энергия и телесные углы протонов. Для расчета амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ использовался диаграммный подход (Рис. 1). Учитывался вклад диаграммы спектаторной модели и диаграмм нуклон-нуклонного и пион-нуклоного взаимодействия в конечном состоянии. Также учитывались диаграммы с перестановкой тождественных нуклонов в конечном состоянии. Спектаторная модель хорошо согласуется с экспериментальными данными в области, где импульсы обоих нуклонов меньше 200 МэВ/с (квазисвободное фоторождение). Для больших импульсов



Рис. 1 – Диаграммы реакции фотообразования π^- -мезона на дейтроне. а) импульсное приближение (спектаторная модель); b) πN -перерассеяние; c) NN-перерассеяние.

обоих нуклонов необходимо учитывать вклад диаграмм, описывающих перерассеяние в конечном состоянии. При расчетах использовались волновые функции Боннского потенциала [3,4]. Амплитуда реакции фоторообразования π -мезонов, соответствующая сумме диаграмм спектаторного механизма, пион-нуклонного и нуклон-нуклонного перерассеяния записывается в виде:

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

где \mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2 и \mathbf{q} – импульсы нуклонов и π -мезона, \mathbf{k} , λ_{γ} - импульс и спиральность γ -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.

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

Во **второй главе** приводится описание постановки эксперимента и экспериментального оборудования.

Если постановка эксперимента предполагает регистрацию всех трех частиц в одной плоскости (компланарная геометрия), то компоненты анализирующей способности становятся или чисто вещественными, или чисто мнимыми или равными нулю и выражение для сечения упрощается [5]:

$$\frac{d^{5}\sigma}{d^{5}\Phi} = \frac{d^{5}\sigma_{0}}{d^{5}\Phi} \left(1 + \sqrt{3}P_{z}T_{11}\sin\theta\sin\varphi + \frac{\sqrt{2}}{2}P_{zz} \left(T_{20}\frac{(3\cos^{2}\theta - 1)}{2} - \sqrt{\frac{3}{2}}T_{21}\sin^{2}\theta\cos\varphi + \sqrt{\frac{3}{2}}T_{22}\sin^{2}\theta\cos^{2}\varphi \right) \right),$$
(1)

где P_z – степень векторной поляризациимишении, P_{zz} – степень тензорной поляризации мишени, углы θ и φ определяют направление ведущего магнитного поля в системе координат, выбранной для описания реакции.

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

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

здесь σ^+ и σ^- – сечение реакции для мишени со степенью тензорной 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 $54.7^{\circ}, 125.3^{\circ}\theta = 180^{\circ}$. При этих условиях, в соответствии с формулами (1) и (2), получим систему трёх уравнений для однозначного извлечения всех трёх компонет тензорной анализирующей способности

$$\begin{aligned}
a_1^T &= c_1 T_{20}, \\
a_2^T &= c_2 T_{21} + c_3 T_{22}, \\
a_3^T &= -c_2 T_{21} + c_3 T_{22},
\end{aligned} \tag{3}$$

где 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.

Общая схема эксперимента приведена на рис 2. Детектирующая система проектировалась для регистрации фоторасщепления дейтрона [6], где нейтроны регистрируются верхним плечом, которое назвали "нейтронным", а протоны – нижним, "протонным". Протонные и нейтронные плечи расположены в вертикальной плоскости.

Дополнительным каналом измерения был канал регистрации фотообразования π^- -мезонов ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-$). Два протона регистрировалсь на совпадении протонным и нейтронным плечом #2 – см. рис. 2. Результаты измерения асимметрии выхода протонов по отношению к смене знака тензорной



Рис. 2 – Общая схема детектора.

поляризации дейтрона были использованы для расчета компонет тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \to pp\pi^-$.

Нижнее плечо регистрации состоит из системы дрейфовых и координатных камер, а также из трёх следующих друг за другом сцинтилляторов. Дрейфовые камеры предназначены для измерения углов вылета протонов в нижнем плече. Вершинная камера регистрирует вершину взаимодействия, перпендикулярную оси пучка электронов и угол ϕ_p . В условиях эксперимента погрешность измерения углов вылета протонов θ_p и ϕ_p составила $\sigma \approx 0.5^\circ$. 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 лежит в интервале (50 – 145) МэВ, если в третьем – в интервале (145 – 200) МэВ.

Верхнее плечо регистрации состоит из двух сцинтилляционных детекторов. Первый сцинтилляционный счетчик расположен на расстоянии примерно 1.5 метра от мишени и имеет толщину 1 см. Его функция - идентификация заряженных частиц. Второй сцинтилляционный детектор состоит из набора толстых сцинтилляторов, находящихся на расстоянии примерно 3 метра от мишени. Этот сцинтилляционный детектор предназначен для измерения энергии по времени пролета и углов вылета протонов и нейтронов.

Третья глава посвящена описанию обработки экспериментальных данных. В ней описаны процедуры идентификации частиц, определения углов вылеты и энергии.



Рис. 3 – Двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде сигналов

Идентификация протонов в нижнем плече осуществлялась путём анализа амплитуд сигналов ФЭУ с двух следующих друг за другом слоев сцинтилляторов. Фоновыми частицами в этом плече являются дейтроны, электроны и заряженные π -мезоны. На рис. 3 показаны двумерные распределения по амплитуде сигналов с ФЭУ в первом и втором сцинтилляторах (слева), и во втором и третьем сцинтилляторах (справа). 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 времяпролетной методикой при наличии сигнала в вето-счетчике (условие пролета заряженной частицы) см. рис. 4. Здесь фоновыми частицами являются электроны и зяряженные *π*-мезоны



Рис. 4 – Двумерная гистограмма распределения событий по времени пролета и амплитуде сигналов в сцинтилляторах нейтронного плеча при наличии (рисунок слева) и отсутствии (рисунок справа) сигнала в вето-счетчике.

Кинетическая энергия протона, зарегистрированного в нижнем плече, определялась из анализа амплитуд сигналов с ФЭУ двух, следующих друг за другом, сцинтилляторов. Амплитуда сигнала, получаемая с ФЭУ, пропорциональна величине потерянной энергии протона в сцинтилляторе. Для расчета ионизационных потерь энергии в сцинтилляторах была создана программа, которая вычисляла удельные потери энергии в каждом слое сцинтиллятора в зависимости от энергии и углов вылета протона. Вычисленные потери энергии в слое использовались для определения световыхода в сцинтилляторе. Результаты расчета световыходов ΔL_i в двух следующих друг за другом слоях сцинтилляторов сопоставлялись с экспериментальными амплитудами сигналов с ФЭУ. На рис. 5 приведены результаты подгонки расчетных и измеренных световыходов в первом и втором слое сцинтилляторов для разных углов вылета протонов. Энергии протона определялась по амплитуде с сцинтиллятора, в котором протон останавливался. Для этого сцинтиллятора строилась зависимость $E = f(\Delta L_i)$, которая аппроксимировалась полиномом. Погрешность измерения энергии протонов в нижнем плече не превышает 10%. Углы вылета протонов в нижнем плече определялись по данным, полученным с дрейфовых камер. Энергия протона в верхнем плече определялась по времени пролета от мишени до сцинтиллятора. Сцинтилляторы были расположены на максимально возможном расстоянии от мишени, в зале ВЭПП-3 в районе



Рис. 5 – Результаты подгонки расчетных и измеренных световыходов в первом и втором слое сцинтилляторов для $\phi_p = 0^\circ$ и разных θ_p .

проведения эксперимента – это составляет $L \approx 3$ м. Таким образом обеспечивалась максимально возможная точность определения энергии по времени пролета. Для калибровки временной шкалы в нейтронном плече выделяются γ -кванты от распада π^0 -мезона из реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$. Пик γ -квантов (рис. 4), соответствует времени пролета γ -кванта от мишени до сцинтиллятора ≈ 10 нс. Из времени пролета t определяется кинетическая энергия протона:

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

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 поределяется точностью определения времени пролета и составляет (5 - 12)%. Углы вылета протона в нейтронном плече определялись по измеренной координате попадания в сцинтиллятор. Азимутальный угол ϕ определялся по разности времён прохождения света до торцов сцинтиллятора. 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°, поэтому можно определить зависимость между азимутальным углом вылета и разностью времени распространения света до торцов сцинтиллятора. Полярный угол θ принимается равным среднему полярному углу, под которым расположен сцинтиллятор с поправкой на азимутальный угол.

В **четвертой главе** показан расчет компонент тензорной анализирующей способности, представлены результаты проведенных измерений, приведено описание моделирования реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ и сравнение результатов измерений с теоретическими рассчетами.

Перейдем в выражении (2) от дифференциальных сечений к нормированным выходам:

$$a^{T} = \sqrt{2} \frac{N^{+} - N^{-}}{P_{zz}^{+} N^{-} - P_{zz}^{-} N^{+}},$$
(4)

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 $P_{zz}^-/P_{zz}^+ = -1.70 \pm 0.15$. В соответствии с формулами (3) и (4) получаем формулы для расчета T_{20} , T_{21} и T_{22} :

$$T_{20} = a_1^T \cdot \frac{2}{3\cos^2(\theta_1) - 1},\tag{5}$$

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

$$T_{21} = -\frac{4}{\sqrt{6}} \frac{a_2^T}{\sin(2\theta_2)} + \frac{\sin^2(\theta_2)}{\sqrt{2}\sin(2\theta_2)} \cdot a_2^T \cdot T_{22},\tag{7}$$

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.

В результате обработки экспериментальных данных было выбрано примерно 36000 событий реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$. На рис. 6 показаны зависимости T_{20^-}, T_{21^-} и T_{22^-} компонент анализирующей способности от энегрии γ -кванта и инвариантной массы πN -подсистемы.



Рис. 6 – Зависимость компонент тензорной анализирующей способности от энегрии γ-кванта и инвариантной массы πN-подсистемы. Сплошная линия — соответствует расчетам с полной амплитудой, пунктирная – расчет без учета взаимодействия в конечном состоянии

Сплошной кривой представлены теоретические расчеты, выполненные с учетом перерассеяния в конечном состоянии, пунктирная кривая отображает расчеты без учета взаимодействия в конечном состоянии. Как видно из рисунков в некоторых кинематических областях поведения T_{20} - и T_{22} -компонент качественно согласуются с теоретическими предсказаниями, однако есть такие области, где наблюдается сильное рассогласование. В то же время поведение T_{21} -компоненты находится в неплохом согласии с результатом моделирования. Это означает, что амплитуда реакции, включающая вклады квазисвободного фоторождения пиона на нуклоне и взаимодействия пиона и нуклонов в конечном состоянии, может рассматриваться лишь в качестве некоторой отправной 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 оказывается малым в нашей кинематической области [7]. Это связано с тем, что эффективная масса двух протонов, образованная в этом случае в результате ΔN -взаимодействия, в подавляющем количестве экспериментальных событий оказывается меньше суммы масс Δ -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 [8] и возможность описания дейтрона на основе новых механизмов взаимодействия нуклонов на малых расстояниях [9, 10].

В <u>заключении</u> приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

- 1. 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 $E_{1,2} = 50$ МэВ $\div 200$ МэВ;
- 2. Разработан программный комплекс для обработки экспериментальных данных и восстановления кинематических переменных зарегистрированных событий;
- 3. 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 согласуется с теоретическими расчетами с полной амплитудой.

Публикации автора по теме диссертации

- а. Гаузштейн, В.В. Измерение компонент тензорой анализирующей способности реакции γd → ppπ⁻ при больших импульсах протонов / В.В. Гаузштейн, С.А. Зеваков, А.Ю. Логинов, С.И. Мишнев, В.В. Нейфельд, Д.М. Николенко, И.А. Рачек, А.А. Сидоров, В.Н. Стибунов, Д.К. Топорков, Ю.В. Шестаков // Ядерная Физика – 2015. – Т. 78 – С. 3 – 11.
- b. Гаузштейн, В.В. Экспериментальное исследование компонент тензорной анализирующей способности реакции γd → ppπ⁻ / В.В. Гаузштейн, А.В. Грамолин, Б.И. Василишин, С.А. Зеваков, А.Ю. Логинов, Д.М. Николенко, И.А. Рачек, Р.Ш. Садыков, Д.К. Топорков, Ю.В. Шестаков, К.В. Афанасьев, М.И. Левчук, Р.Р. Дусаев // Изв. ВУЗов. Физика. 2016. Т. 59, № 6. С. 100 105.
- с. Гаузштейн, В.В. Измерение компонент тензорой анализирующей способности реакции γd → ppπ⁻ при больших импульсах протонов / В.В. Гаузштейн, Р.Р. Дусаев, А.Ю. Логинов, Д.М. Николенко, И.А. Рачек, А.А. Сидоров, В.Н. Стибунов, Д.К. Топорков, Ю. В. Шестаков // Изе. ВУЗов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 11/2. – С. 6 – 12.
- d. Гаузштейн, В.В. Виртуальные фотоны в реакции d(e, pp)e'π⁻ / В.В. Гаузштейн, А.Ю. Логинов, Д.М. Николенко, А.В. Осипов, А.А. Сидоров, В.Н. Стибунов // Изв. ВУЗов. Физика. 2010. Т. 53, № 5. С. 14 19.

Список литературы

- Логинов, А.Ю. Исследование реакции D(e, pp)e'π⁻ на тензорно-поляризованной дейтериевой мишени при больших величинах импульсов протонов / А.Ю. Логинов, А.В. Осипов, А.А. Сидоров и др. // Писъма в ЖЭТФ – 1998. – Т. 67, №. 10. – С. 730 – 736.
- Гаузштейн, В.В. Виртуальные фотоны в реакции d(e, pp)e'π⁻ / В.В. Гаузштейн, А.Ю. Логинов, Д.М. Николенко и др. // Известия вузов. Физика 2010. Т. 53, №. 5. С. 14 19.
- Davidson, R.M. Effective-Lagrangian approach to the theory of pion photoproduction in the Δ(1232) region / R.M. Davidson, Nimai.C. Mukhopadhyay, R.S. Wittman // Phys. Rev. D. - 1991. - Vol. 43. - P. 71 - 94.

- Drechsel, D. A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV / D. Drechsel, O. Hanstein, S.S. Kamalov et. al. // Nucl. Phys. A. - 1999. - Vol. 645. - P. 145.
- 5. *Немец, О.Ф.* Поляризационные явления в ядерной физике / О.Ф. Немец, А.М. Ясногородский – Киев: Изд. Наукова думка, 1980.
- Rachek, I.A. Measurement of Tensor Analyzing Powers in Deuteron Photodisintegration / I.A. Rachek, L.M. Barkov, S.L. Belostotsky et al. // Phys. Rev. Lett. - 2007. - Vol. 98. - P. 182303.
- 7. Laget, J.M. Double Pion Photoproduction on One Nucleon and the Reaction $\gamma D \rightarrow pp\pi^- / J.M.$ Laget // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 89.
- 8. Smirnov, Yu.F. Isobaric component of the deuteron in the quark model / Yu.F. Smirnov, Yu.M. Tchuvil'sky // Journal of Physics G: Nuclear Physics 1978. Vol. 4. P. L1.
- Kukulin, V.I. The New mechanism for intermediate range and short range nucleon-nucleon interaction / V.I. Kukulin, I.T. Obukhovsky, V.N. Pomerantsev et al. // Journal of Physics G: Nuclear Physics - 2001. - Vol. 27. - P. 1851-1868.
- Kukulin, V.I. Isoscalar short-range current in the deuteron induced by an intermediate dibaryon / Kukulin, V.I. and Obukhovsk, I.T. and Grabmayr, P.A., et al. // Phys. Rev. C – 2006. – Vol. 74. – P. 064005.