

Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Բալասանյան Նիկոլայ Ռաֆիկի

$\rho^0$  ՄԵԶՈՆԻ ԿՈԶԵՐԵՆՏ ՖՈՏՈՐՈՋԴՆԵՆԻ ԴԵՅՏԵՐԻՈՒՄԻ ՎՐԱ

Ա.04.16- «Միջուկի, տարրական մասնիկների և տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկա»  
մասնագիտությամբ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի գիտական  
աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՄԵՂՍԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ 2010

---

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.И.Алиханяна

Баласанян Николай Рафикович

КОГЕРЕНТНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ  $\rho^0$  МЕЗОНА НА ДЕЙТЕРИИ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-  
математических наук по специальности 01.04.16 – “Физика ядра,  
элементарных частиц и космических лучей”

ЕРЕВАН 2010

Ատենախառության թեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում:

Գիտական ղեկավար՝ ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆ.  
Ա.Ս. Դանազուլյան (ԵՊՀ)  
Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, ակադեմիկոս  
Ռ.Հ. Ավագյան (ԵրՖԻ)  
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու  
Ս.Պ. Թարոյան (ԵրՖԻ)

Առաջատար կազմակերպություն՝ Միջուկային հետազոտությունների  
միացյալ ինստիտուտ (Դուբնա)

Պաշտպանությունը կայանալու է 2010թ. մայիսի 25-ին ժամը 16:00 –ին Ա.Բ. Ալիխանյանի  
անվան Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտում գործող ԲՈՀ-ի 024 մասնագիտական  
խորհրդի նիստում (375036, Երևան, Ալիխանյան եղբայրներ փ. 2):

Ատենախառությանը կարելի է ծանոթանալ Ա.Բ. Ալիխանյանի անվան Երևանի ֆիզիկայի  
ինստիտուտի գրադարանում

Սեղմագիրը ատարված է 2010թ. ապրիլի 23 -ին:

Մասնագիտական խորհրդի գիտ. քարտուղար, ֆ.մ.գ.դ. *Յ. Վեյզյու* է.Ն. Գազազյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук, профессор  
А.С. Данагулян (ЕГУ)  
Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук, академик  
Р.О. Авакян (ЕрФИ)  
кандидат физ.-мат. наук  
С.П. Тароян (ЕрФИ)

Ведущая организация: Объединенный институт ядерных исследований (Дубна)

Защита диссертации состоится 25 мая 2010 года в 16:00 часов на заседании  
специализированного совета ВАК 024, действующего при Ереванском физическом институте  
им. А.И. Алиханяна (375036, г. Ереван, ул. Братьев Алиханян 2).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.

Автореферат разослан 23 апреля 2010 г.

Ученый секретарь спец. совета, д.ф.м.н. *Յ. Վեյզյու* Э.Д. Газазян

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы

Исследование взаимодействий высокоэнергетических фотонов с материей является важнейшей задачей физики высоких энергий. Одна из основных теорий, объясняющих подобные взаимодействия – модель векторной доминантности, согласно которой фотон имеет два состояния: голое т.е. чисто фотонное и адронное – суперпозиция векторных мезонов  $\rho^0$ ,  $\omega$  и  $\phi$ . Доминирующую роль в этой группе векторных мезонов играет мезон  $\rho^0$ . Распад  $\rho^0$  на пару мезонов  $\pi^+\pi^-$  происходит за время  $\sim 10^{-24}$  сек., которое эквивалентно пролету на расстоянии нескольких ферми. Единственный способ позволяющий исследовать взаимодействия  $\rho^0$  мезонов с материей (нуклонами) – изучение последнего внутри атомного ядра. Данная идея использовалась в экспериментах с мишенью комплексных ядер. В подобных экспериментах, однако, возникают некоторые трудности, обусловленные неоднозначностью определения точного числа нуклонов на пути рожденного  $\rho^0$  мезона. Ситуация намног усложняется при рассмотрении когерентного рождения  $\rho^0$  мезонов, когда возможно нахождение рассеянного ядра в возбужденном состоянии. Следует отметить также о достаточно сложном виде волновых функций комплексных ядер, что в свою очередь затрудняет теоретические расчеты изучаемых реакций. С этой точки зрения дейтрон является идеальным ядром для изучения взаимодействия векторных мезонов с нуклоном, поскольку  $\rho^0$  мезон может быть рожден на одном из нуклонов и рассеян на другом. Кроме того у дейтрона отсутствует возбужденное состояние ядра и его волновая функция хорошо известна.

Таким образом исследование когерентного фоторождения  $\rho^0$  мезонов на мишени дейтерия является наиболее простым и удобным методом для изучения взаимодействий  $\rho^0$  мезонов с нуклонами. Однако, для подобных исследований необходимо иметь детектор с высоким акцептансом и большой светимостью, так как этот процесс имеет маленькое сечение.

### Цель и задачи работы

Целью диссертационной работы является исследование когерентного фоторождения  $\rho^0$  мезона на дейтерии, которая преследует задачу изучения рождения  $\rho^0$  мезона в процессе двойного рассеяния, что впоследствии дает возможность определить сечение  $\rho^0 N$  взаимодействия.

В задачу настоящей работы входило: отбор событий в эксклюзивном канале  $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d$  в разных кинематических областях, с помощью детектирования  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  мезонов и рассеянного дейтрона в конечном состоянии; построение распределения инвариантной массы  $\pi^+\pi^-$  и извлечение числа  $\rho^0$  мезонов в каждом кинематическом интервале.

Конечный результат работы будет определение дифференциальных сечений когерентного рождения  $\rho^0$  мезона на дейтерии как функция квадрата переданного импульса при различных значениях энергий иницирующего фотона.

#### **Научная новизна**

Впервые в широком диапазоне энергий иницируемого фотона от 1.1 до 5.5 ГэВ проведен анализ экспериментальных данных по когерентному фоторождению  $\rho^0$  мезонов на мишени дейтерия. В данном энергетическом диапазоне впервые экспериментально исследовалось рождение  $\rho^0$  мезона на ядре дейтерия в процессе двойного рассеяния.

#### **Практическая ценность работы**

На основе проведенного анализа разработаны методы и алгоритмы исследования когерентного рождения  $\pi^+, \pi^-$  пар на дейтерии, которые могут быть применены в исследованиях подобных когерентных процессов. Также разработана процедура подробного отбора дейтронов с использованием депозированной энергии заряженных частиц в сцинтилляционных счетчиках. Это достаточно актуально с точки зрения обработки экспериментальных данных с участием дейтронов.

Полученные дифференциальные сечения реакции  $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$  могут использоваться в теоретических анализах для получения сечений взаимодействия  $\rho^0$  мезона с нуклоном.

#### **Научные положения, выносимые на защиту**

- Анализ экспериментальных данных по когерентному фоторождению  $\rho^0$  мезонов на мишени дейтерия.
- Полученные дифференциальные сечения когерентного образования  $\rho^0$  мезонов на дейтерии в широкой области начальных энергий и переданного импульса.
- Экспериментальное исследование двойного рассеяния  $\rho^0$  мезона внутри ядра дейтерия.

#### **Апробация работы**

Основное содержание диссертации представлялось на семинарах по эксперименту "EG3" в лаборатории им. Томаса Джефферсона и на семинарах кафедры Ядерной физики Ереванского государственного университета.

#### **Публикации**

По теме диссертации опубликованы 3 научные статьи, список которых приведен в конце автореферата.

#### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, физического обоснования (глава 1), методики эксперимента (глава 2), анализа экспериментальных данных (глава 3), изложения и обсуждения результатов (глава 4), выводов и списка использованной литературы.

Диссертационная работа изложена на 104 страницах: содержит 8 таблиц, 59 рисунков и 67 наименований библиографических ссылок.

#### **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

*Первая глава* диссертации посвящена обсуждению механизма когерентного рождения векторных мезонов на дейтроне. Описаны результаты аналогичного анализа эксперимента выполненного с использованием Стендфордского линейного ускорителя. Также приведены некоторые элементы модели векторной доминантности.

Когерентное рождение векторных мезонов на дейтерии при переданных импульсах  $-t < 1.5$  (ГэВ/c)<sup>2</sup> описывается двумя механизмами – одиночного и двойного рассеяния. Экспериментальные подтверждения данных механизмов отражены в работе Оверманна [4], где когерентное фоторождение  $\rho^0$  мезонов получено с использованием Стендфордского линейного ускорителя при энергиях фотонного пучка 6, 12 и 18 ГэВ. Одиночное рассеяние  $\rho^0$  мезонов имеет место при малых значениях квадрата переданного импульса  $-t < 0.4$  (ГэВ/c)<sup>2</sup>, когда взаимодействие фотона происходит только с одним из нуклонов дейтрона. В этом случае зависимость  $-t$  описывается форм-фактором дейтрона. В интервале  $-t$  0.4-1.5 (ГэВ/c)<sup>2</sup> доминирует двойное рассеяние, где фотон взаимодействует с одним из двух нуклонов внутри дейтрона создавая при этом промежуточное адронное состояние, которое в последствии рассеивается на втором нуклоне прежде, чем происходит образование конечного векторного мезонного состояния. Значимость двойного рассеяния при больших значения переданного импульса можно легко понять при изучении амплитуд, приведенных в формулах (2) и (3). Из-за большого значения переданного импульса, входящего в аргумент форм-фактора дейтрона, одиночное рассеяние подавляется. Однако, в случае двойного рассеяния значение переданного импульса распределяется между участвующими в процессе двумя нуклонами дейтерия. Таким образом двойное взаимодействие прощупывает форм-фактор дейтрона при умеренном значении переданного импульса.

Амплитуду рождения векторных мезонов на дейтерии можно разделить на две части: членом  $F_1$  одиночного рассеяния и  $F_2$  как вклад от двойного рассеяния. В этом случае соответствующие сечения можно записать:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi} (F_1^2 + 2\text{Re}(F_1 \cdot F_2) + F_2^2) \quad (1)$$

Одиночное рассеяние имеет амплитуду Борна, которая определяется амплитудой рождения векторных мезонов на протоне или нейтроне и форм-фактором дейтрона. Вклад амплитуды двойного рассеяния задается приближением эйконал [5][6].

Обозначим четырехвекторный импульс дейтрона мишени  $p_d^\mu$ , а импульс дейтрона отдачи  $p_d'$ ,  $q^\mu$  и  $k_V$  - импульсы фотона и рожденного векторного мезона соответственно.

Определим переданный импульс как  $l^\mu = q^\mu - k_V$ . В нерелятивистическом рассмотрении амплитуды для одиночного рассеяния можно записать:

$$F_1 = f^{p \rightarrow p} \cdot S_d(-\frac{l_\perp}{2}, \frac{l_\perp}{2}) + f^{n \rightarrow n} \cdot S_d(\frac{l_\perp}{2}, -\frac{l_\perp}{2}) \quad (2)$$

где  $l_\perp$  - перпендикулярная компонента переданного импульса, а  $l_\parallel = l_0 - l_z = \sqrt{M_d^2 + l_\perp^2} - M_d - l_z$  - его продольная часть (предполагается что ось z направлена вдоль фотонного пучка)

Амплитуду для двойного рассеяния, можно записать следующим образом: (индекс  $h$  указывает промежуточное адронное состояние, а для упрощения формулы переменные указывающие спиновую зависимость нуклонной амплитуды и спина дейтрона опущены)

$$F_2 \approx \frac{i}{2} \sum_h \int \frac{d^2 k_\perp}{(2\pi)^2} S_d(\vec{k}_\perp, -\Delta_h) \cdot f^{pN \rightarrow hN}(\frac{l_\perp}{2} - \vec{k}_\perp) \cdot f^{hN \rightarrow pN}(\frac{l_\perp}{2} + \vec{k}_\perp) \quad (3)$$

где  $\Delta_h = (2m_h^2 - m_V^2 + t)/(4E_\gamma)$ ,  $m_h$  - инвариантная масса промежуточного адронного состояния.

**Вторая глава** посвящена описанию экспериментальной установки, где приведены также её основные характеристики и параметры.

Эксперимент "EG3" был выполнен в Лаборатории имени Томаса Джеферсона, оснащенной ускорителем электронов CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) и детекторным комплексом CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer) в экспериментальном зале "Б". Ускоритель был сконструирован для экспериментальных исследований электромагнитной структуры мезонов, нуклонов и ядер посредством высокоэнергетических электронных пучков с энергией до 6 ГэВ с 100% рабочим циклом. Электронный пучок ускорителя продольно сжимается в  $\sim 2$  нс сгустки, которые в каждые 2 нс поступают в экспериментальный зал. Ускоритель обеспечивает ток пучка от  $\sim 100$  pA до  $\sim 100$   $\mu$ A. Экспериментальный зал "Б" оснащён спектрометром меченных фотонов. Диапазон определяемой энергии фотона находится в интервале от 20% до 95% по отношению к энергии пучка электронов ( $E_0$ ). Точность измерения энергии фотона  $\sim 10^{-3} E_0$ .

Детекторный комплекс CLAS [7] это спектрометр с большим телесным углом, который представляет собой систему детекторов, часть которых охватывает область по полярному углу от 8 до  $142^\circ$ , и по азимуту - область  $\sim 2\pi$ . Большой телесный угловой захват позволяет одновременно в довольно широком кинематическом объеме регистрировать рождение рассеянных частиц. Составной частью детектора являются дрейфовые камеры, используемые для регистрации траекторий заряженных частиц, газовые Черенковские счетчики для идентификации электрона, сцинтиляционные счетчики, которые измеряют время пролета заряженной частицы и электромагнитные калориметры для идентификации ливневых частиц (электронов и фотонов), а также нейтронов. Вид детектора CLAS

параллельно к пучку представлен на рис.1. Мишень расположена внутри детектора на оси пучка. Конструктивно CLAS разбит на шесть одинаковых секторов с шестью сверхпроводящими кольцами торроидального магнита, расположенными в промежутках между секторами, образуя симметричное торроидальное поле вокруг оси пучка. Это дает возможность измерить импульс заряженной частицы с хорошим разрешением в большом угловом интервале, оставляя пространство вокруг мишени неподверженным действию магнитного поля. По сути, CLAS представляет собой шесть независимых магнитных спектрометров с одной мишенью, триггером и системой сбора информации.

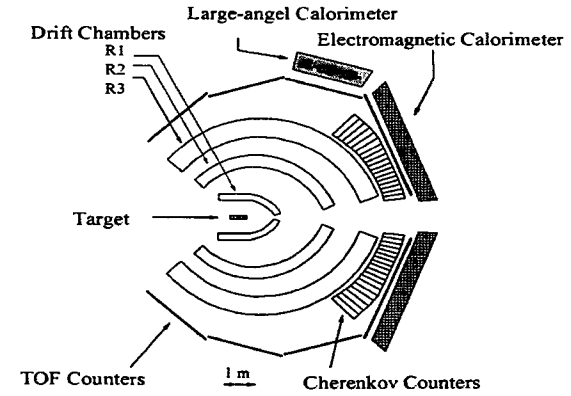


Рис.1 Схематическая структура детектора CLAS параллельно к направлению пучка

Третья глава содержит описание условий эксперимента "EG3" и соответствующей ему триггерной системы. Далее приведены процедуры анализа экспериментальных данных включая схему идентификации эксклюзивного канала  $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$ , поправки измеренных импульсов заряженных частиц и коррекции депонируемой энергии заряженных частиц в сцинтиляционных счетчиках.

Эксперимент "EG3" был выполнен на установке CLAS с декабря 2004г. по январь 2005г. Собранные данные условно разделяны на две части - до и после Рождества. Ток пучка электронов был ограничен 30 nA-ами, обусловленный рабочим режимом дрейфовых камер. Энергия пучка составила 5,7655 ГэВ и 5,7683 ГэВ соответственно до и после Рождества. Полученный фотонный пучок измерялся в диапазоне 1.1 - 5.5 ГэВ. Мишень эксперимента был жидкий дейтерий с длиной 40 см и с диаметром 4 см, установленная сдвигом на 50 см по отношению к центру детектора в положении от -70 см до -30 см.

Одной из основных целей данного анализа - идентификация эксклюзивного канала  $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$  [3], где в конечном состоянии детектируются  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  мезоны и рассеянный дейтрон. Эта процедура реализуется следующим образом: из собранных в течении эксперимента "EG3" событий выделяются те, которые содержат только одну отрицательную и две положительно заряженные частицы. Одна из положительных частиц, имеющая более тяжелую массу, гипотетически рассматривается как дейтрон, а другая положительная

частица, как пион. Первое требование в анализе этих данных – обеспечение нахождения позиции рожденного положительного пиона на мишени в пределах от -68.5 до -31.5 см, что не на много меньше положения мишени, расположенной в детекторе. Это позволяет избежать рождения частиц с окон мишени. Имеется также геометрическое ограничение к относительному расстоянию предполагаемых положительно и отрицательно заряженных пионов, рожденных в результате распада  $\rho^0$  мезона.

Важную роль в отборе интересных событий играет рассмотрение времен рождений предполагаемых частиц. Время рождения  $t_v$  (вертексное время) частицы с импульсом  $p$  и массой  $m$  рассчитывается на вершине образования следующим образом.

$$t_v = t - \frac{R}{\beta \cdot c},$$

где  $t$  — время измеренное время-пролетными счетчиками,  $R$  — длина пути частицы от места образования в мишени до время-пролетных счетчиков,  $c$  — скорость света и  $\beta = p / \sqrt{p^2 + m^2 c^2}$  скорость частицы

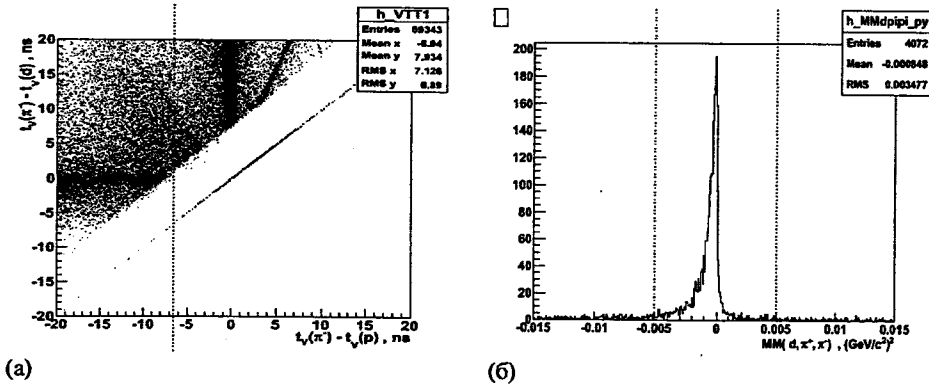


Рис. 2 (а) Разница вертексных времен  $\pi^-$  и тяжелой положительно заряженной частицы. На оси Y представлена разница при рассмотрении тяжелой положительно заряженной частицы как дейтрон, а на оси X как протон. (б) Распределение недостающей массы частиц в конечном состоянии  $\pi^+\pi^-d$ .

Вертексное время было рассчитано для всех частиц в конечном состоянии на основе измеренного импульса и предполагаемой номинальной массы частицы. Если гипотеза о виде частицы (масса) справедлива, то разница между временами рождения частиц в конечном состоянии должна быть равна нулю. Основная конкурентная реакция в конечном состоянии это  $\pi^+\pi^-p$ , где протон может идентифицироваться как дейтрон. На рис.2а разница вертексных времен  $\pi^-$  и тяжелой положительно заряженной частицы рассмотрена на основе двух предположений: на оси Y представлена разница, когда тяжелая положительная частица рассматривается как дейтрон, а на оси X как протон. Событиям вблизи нуля на оси X

соответствуют случаи, когда тяжелая положительно заряженная частица является протоном. Событиям с разницей времен, равной нулю на оси Y соответствует конечное состояние с дейтроном. Для того, чтобы выбрать событие когерентно рожденные  $\pi^+\pi^-$  пар на дейтерии применено условие  $t_x - t_p < -6.5$ .

Стоит отметить также другой важный критерий отбора данных основанный на кинематике реакции [3]. Поскольку в данном анализе рассматривается эксклюзивный канал реакции  $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d$ , в которой все частицы детектируются, то сумма четырехвекторных импульсов детектированных частиц в конечном состоянии должна быть равной суммарному импульсу иницируемых частиц. Таким образом суммарный перпендикулярный импульс частиц в конечном состоянии должен быть равен нулю. А суммарный импульс частиц по оси Z (направление фотонного пучка) должен равняться энергии падающего фотона. На рис.2б представлено распределение недостающей массы частиц ( $\pi^+\pi^-d$ ) в конечном состоянии. Согласно гистограмме распределение вблизи нуля свидетельствует о наличии эксклюзивных событий реакций  $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d$ , и были выбраны события вблизи нуля  $\pm 0.005$  ГэВ.

Для подтверждения точности идентификации рассеянных дейтронов, проверяется депозированная энергия этих частиц в сцинтилляционных счетчиках. На Рис. 3а представлена зависимость энергии депозиции предполагаемых дейтронов от их импульса после конечного отбора событий  $\pi^+\pi^-d$ . Основная часть детектированных частиц располагается на характеристической полосе типичной для дейтронов, что свидетельствует о правильной идентификации последних (Рис. 3а). Для более точного отбора дейтронов выполнена коррекция депозированной энергии заряженных частиц в сцинтилляционных счетчиках с помощью заряженных пионов и применена для дейтронов (Рис.3б) [2].

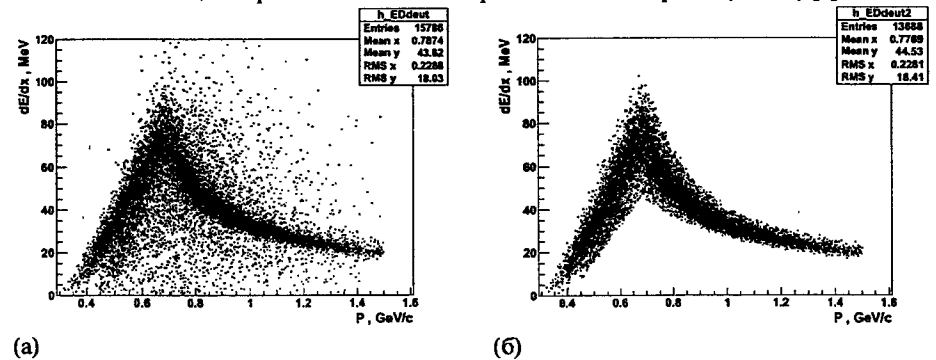


Рис. 3(а). Энергия депозиции дейтрона в сцинтилляционных счетчиках. (б) Отбор дейтронов по характеристической полосе энергии депозиции дейтронов после коррекции.

В идентификации дейтронов на установке CLAS важную роль играет энерговыделение в сцинтилляционных счетчиках. Во время анализа данных было выявлено, что некоторые сцинтилляционные счетчики детектора имели несоответствие в калибровках. На основе величин депозированной энергии пионов в сцинтилляционных счетчиках детектора CLAS

была составлена таблица коэффициентов поправок [2] для эксперимента "EG3". С помощью данной таблицы были скорректированы величины энергий депозиции дейтронов, что позволило провести достоверный отбор дейтронов при анализе экспериментальных данных. Далее был применен срез вокруг характеристической полосы энергии депозиции дейтронов, для окончательного отбора событий с дейтронами (Рис.3б).

Заряженные частицы, проходя через среду мишени и через различные участки детекторов, теряют свою энергию из-за ионизационных потерь. Основная часть потери энергии частиц связана с взаимодействием со средой мишени, камерой рассеяния и стартового счетчика. Следовательно, при регистрации заряженной частицы, регистрируемый импульс фактически получается меньше, чем реальная его величина при рождении. Это наиболее отчетливо проявляется при регистрации частиц с относительно большей массой, например, протонов и дейтронов. Обычно для выполнения поправок величин импульсов частиц из-за ионизационных потерь, применяется специальный программный пакет "elos", который и был использован в данном случае. Однако, результаты применения этой программы для дейтронов в эксперименте "EG3", оказались недостаточно корректными из-за несоответствия геометрии детектора в программе и эксперименте [1]. Программный пакет "elos" хорошо отлажен для поправки величин импульсов заряженных мезонов, на основе скорректированных значений импульсов мезонов и измеренных параметров фотона осуществлена поправка импульса дейтрона [1].

В Главе 4 приведены результаты фитирования распределения инвариантной массы  $\pi^+, \pi^-$  для извлечения числа событий с рождением  $\rho^0$  мезонов. Для определения сечения процесса были также рассчитаны аксептанс установки, поток фотонов и была проведена корректировка эффективности тигера. В конце главы сформулирован конечный результат анализа — дифференциальное сечение реакции  $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$  в зависимости от квадрата переданного импульса и сделаны соответствующие заключения.

С целью получения соответствующих дифференциальных сечений в разных кинематических областях, достигаемых в рамках эксперимента "EG3", имеющаяся энергетическая область фотонов от 1.1 до 5.5 ГэВ была разбита на девять интервалов, с необходимой для исследования статистикой в каждом отдельном кинематическом интервале. Ширина каждого отдельного энергетического интервала составляла 0.4 ГэВ в области энергии фотонов от 1.1 до 3.5 ГэВ, 0.5 ГэВ в области от 3.5 до 4.5 ГэВ, и 1 ГэВ соответственно в области от 4.5 до 5.5 ГэВ. Извлечение  $\rho^0$  мезона в данном энергетическом интервале реализовалось в зависимости о значений квадрата переданного импульса в пределах 0.25 - 1.5 (ГэВ/c)<sup>2</sup>. В энергетическом интервале от 1.1 до 3.5 ГэВ шаг квадрата переданного импульса составлял 0.04 (ГэВ/c)<sup>2</sup>. В энергетическом интервале от 3.5 до 5.5 ГэВ до значения квадрата переданного импульса 0.45 (ГэВ/c)<sup>2</sup> шаг составлял 0.05 (ГэВ/c)<sup>2</sup>, а при высших значениях - 0.1 (ГэВ/c)<sup>2</sup>.

Извлечение числа событий  $\rho^0$  мезонов было реализованно путем построения соответствующих распределений инвариантных масс  $\pi^+, \pi^-$  в разных кинематических областях, которые в последствии фитировались по различным формам функций Брейта

Вигнера. Поскольку форма резонанса  $\rho^0$  мезона не симметрична по отношению к ее массе (0.77 ГэВ) и зависит от кинематики реакции, применение традиционной функции Брейта Вигнера оказывается недостаточно точным. С этой целью были рассмотрены релятивистические функции Брейта Вигнера с параметризацией Росс-Стодлского и Содинга, известные в литературе для фитирования  $\rho^0$  резонанса, которые включают в себя вклад от нерезонансного рождения  $\pi^+, \pi^-$  мезонов.

На Рис.4 приведены примеры фитирования распределения массы  $\rho^0$  мезона (а) с помощью суммы традиционной функции Брейт Вигнера и пороговой функции  $P_0(x-C)^{\beta_1} e^{-\beta_2}$ , (б) с помощью релятивистической функции Брейта Вигнера и с той же пороговой функции, (в) с помощью релятивистической функции Брейт Вигнера с параметризацией Росс-Стодлского [8] (г) с помощью релятивистической функции Брейт Вигнера с параметризацией Содинга[9].

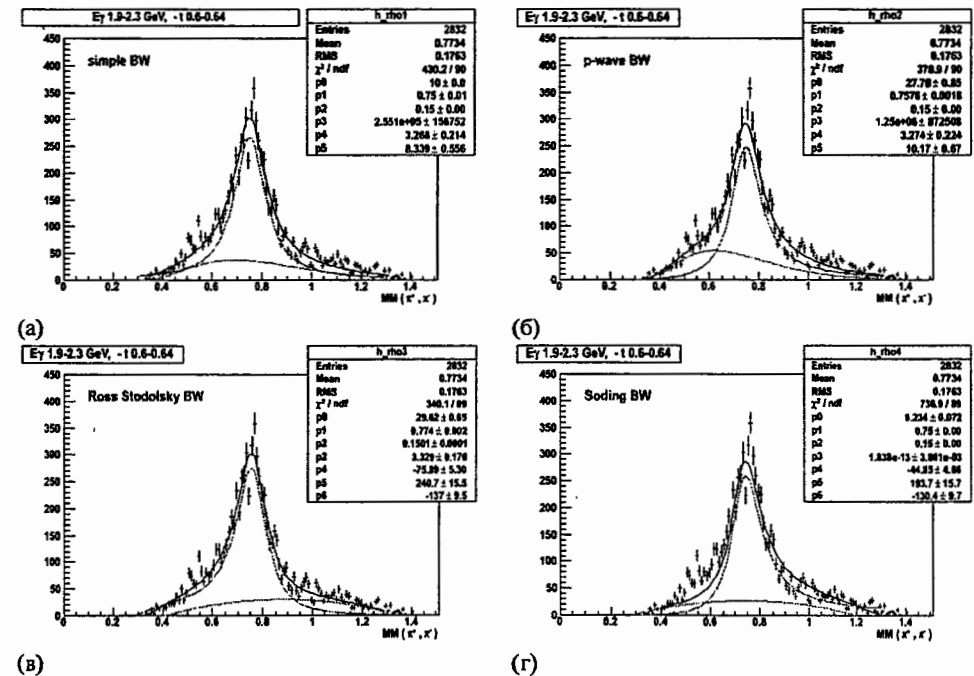


Рис.4 Примеры фитирования распределения массы  $\rho^0$  мезона (а) с помощью суммы традиционной функции Брейт Вигнера и пороговой функции  $P_0(x-C)^{\beta_1} e^{-\beta_2}$ , (б) с помощью релятивистической функции Брейта Вигнера и с той же пороговой функции, (в) с помощью релятивистической функции Брейт Вигнера с параметризацией Росс-Стодлского (г) с помощью релятивистической функции Брейт Вигнера с параметризацией Содинга

Эксперимент "EG3" был направлен на сбор максимального количества событий в интервале 4.5-5.5 ГэВ. Сбор данных осуществлялся в том случае, когда обеспечивалось условие наличия фотона в указанном интервале энергий. Однако фотоны с энергией ниже 4.5 ГэВ, случайно оказавшиеся в интервале триггерного времени, также с определенной вероятностью инициируют реакцию, которая в последствии регистрировалась детектором в качестве экспериментальных данных.

На Рис.5 приведены сечения  $\Delta^{++}$  резонанса в зависимости от энергии фотона [10]. Как видно из Рис.5 вблизи энергии 4.5 ГэВ наблюдается нехарактерный для сечения скачок, который обусловлен триггерной логикой эксперимента описанного выше. Для учета подобного обстоятельства внесен корректирующий коэффициент для событий с энергией фотонов ниже 4.5 ГэВ. На Рис.5.б приведено скорректированное сечение  $\Delta^{++}$  с применением данного коэффициента.

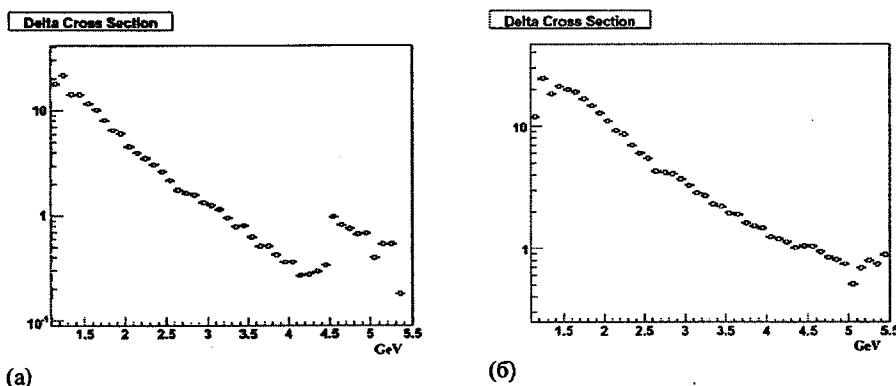


Рис.5 Сечения  $\Delta^{++}$  резонанса в зависимости от энергии фотона (а) до и (б) после триггерной коррекции.

Эксперимент "EG3" был реализован при большой скорости сбора информации близкой к максимальному значению скорости триггерной системы CLAS-а, около 4 КГц. В подобных случаях естественно рассматривать эффективность работы триггера во время анализа данных. Исследование данной задачи рассмотрено в работе посвященной изучению рождения  $\Delta^{++}$  резонанса, где в конечном состоянии регистрировались  $p, \pi^+, \pi^-$ . Основываясь на нормированном выходе события  $\Delta^{++}$ , в каждом файле собранных экспериментальных данных получены соответствующие корректирующие коэффициенты [10]. Как было упомянуто ранее, период эксперимента "EG3" условно делится на две части - до и после Рождества. Полученный средний корректирующий коэффициент для двух периодов соответственно равны 1.7 и 3.1. Рост неэффективности триггера в экспериментальных данных собранных после Рождества связан с дополнительным требованием наложенным в логике триггера.

Описанные коэффициенты поправок на триггере [10] были успешно применены в диссертационной работе при анализе реакций  $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$  [3].

Для выделения геометрической области детектора, где эффективность детектирования частиц равномерна, при анализе экспериментальных данных были применены так называемые "фидуциальные срезы". Фидуциальный срез можно определить, как функцию  $\phi$  от  $\theta$  которая в общем случае зависит от заряда и импульса частиц. Цель этих функций срезать те области, где детектирование частиц в конечном состоянии несовершенно и данная частица с большой вероятностью подвергается многократному рассеянию. В частности такими являются краевые части детектора. В данном анализе фидуциальные срезы были применены для всех детектированных частиц в конечном состоянии ( $\pi^+ \pi^- d$ ) [3].

С целью получения реалистических результатов физического анализа реакции  $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$  рассчитаны акцептансы детектора к данной реакции в исследованных кинематических областях, и как следствие, получены соответствующие поправочные множители, которые в дальнейшем были применены к экспериментальным данным. Поправочный множитель на акцептанс — это отношение числа реконструированных событий к числу сгенерированных событий в каждом кинематическом интервале. В качестве генератора событий был выбран FSGEN (Phase-Space generator). Выход генератора был использован для получения отклика детектора CLAS посредством программ GSIM, GPP и RECSIS. Программный код GSIM реализует идеальную модель детектора CLAS. Программа построена на основе генератора GEANT (пакета программного обеспечения ЦЕРНа) что позволяет моделировать отклик детектора при прохождении частицы через разные части установки. GSIM может воссоздать разные конфигурации установки посредством изменений в конфигурационном файле. После того, как смоделирован отклик идеального детектора, необходимо учесть условия соответствующие данному экспериментальному периоду. Это делалось посредством программы GPP. GPP использует информацию относительно «мертвых» областей детектора для удаления сигналов с этих частей установки из выхода GSIM. Далее был использован пакет RECSIS который восстанавливает события после GPP и таким образом пропустив через скрипт анализа данных получают реконструированные события, тем самым подсчитывают акцептанс. При определении акцептанса к сгенерированым данным были применены те же срезы, что и к экспериментальным данным.

После коррекции триггера и поправки на акцептанс детектора, необходимо нормировать экспериментальные данные к суммарному интегрированному потоку фотонов и тем самым получить сечение реакции  $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$ . В экспериментах с фотонным пучком на детекторе CLAS эта процедура реализуется с помощью программного пакета «gflux», который был использован при обработки данных эксперимента "EG3".

На Рис.6 приведены полученные нами дифференциальные сечения реакции  $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$  в зависимости от квадрата переданного импульса в девяти областях энергий фотонного пучка от 1.1 до 5.5 ГэВ.

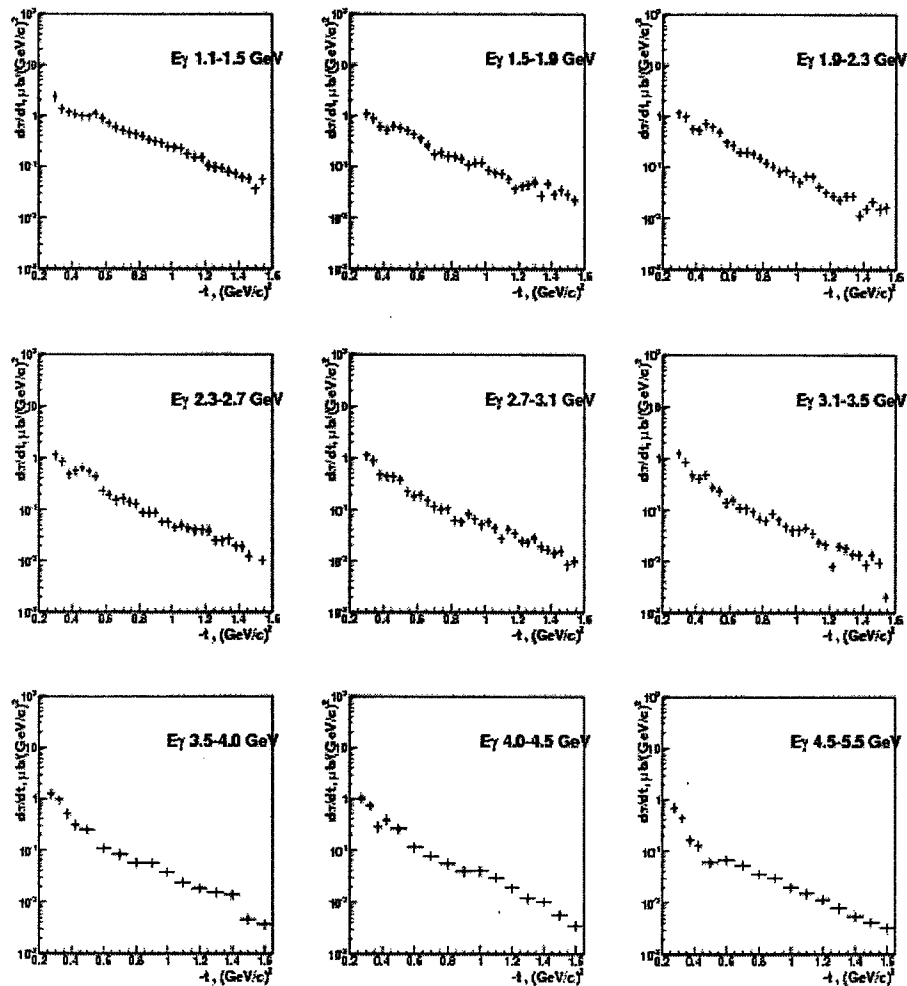


Рис.6 Дифференциальные сечения реакции  $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$  в зависимости от квадрата переданного импульса в девяти областях энергий фотонного пучка от 1.1 до 5.5 ГэВ.

На рис.7 проведено формальное сравнение полученных сечений в интервале 4.5 до 5.5 ГэВ и экспериментальных данных SLAC для 6 ГэВ.

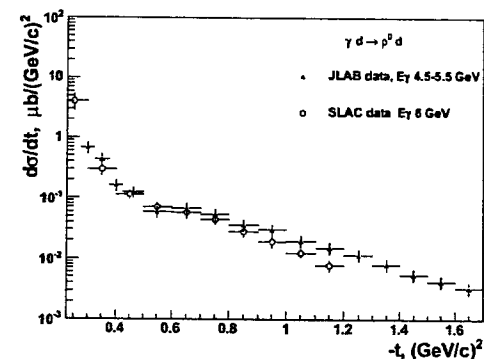


Рис.7. Сравнение полученных сечений в интервале 4.5 до 5.5 ГэВ и экспериментальных данных SLAC для 6 ГэВ.

### Выводы

Основные результаты, полученные в данной работе следующие:

- Проведен анализ экспериментальных данных по когерентному фоторождению  $\pi^+\pi^-$  пар на мишени дейтерия [1-3], на основе чего исследовано явление двойного рассеяния  $\rho^0$  мезона в ядре дейтерия в энергетическом диапазоне 1.1 -5.5 ГэВ.
- Впервые в энергетическом диапазоне 1.1 -5.5 ГэВ фотонного пучка анализированы данные когерентного фоторождения  $\pi^+\pi^-$  пар на дейтерии [1-3]. На основе последних получены дифференциальные сечения реакции  $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$  в зависимости от квадрата переданного импульса: полученные данные могут быть также использованы в теоретических анализах для получения сечений взаимодействий  $\rho^0$  мезона с нуклоном.
- Разработаны и отлажены процедуры подробного отбора дейтронов для обработки экспериментальных данных на основе характеристик депозированой энергии заряженных частиц в сцинтилляционных счетчиках [2]. Разработанная процедура применима также для обработки экспериментальных данных с участием дейтронов.
- Разработана и отлажена процедура для отбора эксклюзивных событий в реакции  $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d$  [3], позволяющая извлекать  $\rho^0$  мезоны из распределения инвариантной массы частиц  $\pi^+, \pi^-$ .

**Լիտերատուրա**

**Список работ опубликованных по теме диссертации:**

1. Н.Р. Баласанян, С.Г. Степанян. *Поправки в измерениях импульса дейтронов в эксперименте "EG3" детектора CLAS*. Известия НАН Армении, т.45 (2010), с.155-161.
2. Н.Р. Баласанян. *Коррекция величин депозированной энергии заряженных частиц в сцинтилляционных счетчиках детектора CLAS*. Доклады НАН Армении, т. 109 (2009), с.320-327
3. N.R. Balasanyan, S.G. Stepanyan, A.S. Danagulyan. *Identification of coherent  $\pi^+\pi^-$  pair production in high energy photon-deuteron scattering*. Reports of NAS Armenia v.110 (2010), p.49-55

**Цитируемая литература:**

4. R.L. Anderson, D. Gustavson, J. Johnson, I. Overman, D.M. Ritson, B.H. Wiik, R. Talman and D. Worcester. *Determination of the  $\rho^0$ -Meson-Nucleon Cross Section from Elastic  $\rho^0$  Photoproduction on Deuterium*. Phys. Rev. D 4 (1971), p.3245-3240;  
I.D. Overman. *Coherent photoproduction of  $\rho^0$  mesons from deuterium*. PhD Thesis, SLAC-140 UC-34 (1971), p.1-74
5. L. Frankfurt, W. Koepf, J. Mutzbauer, G. Piller, M. Sargsian and M. Strikman. *Coherent photo- and lepto-production of vector mesons from deuterium*. Nucl. Phys. A 622 (1997), p.511-537
6. L. Frankfurt, G. Piller, M. Sargsian and M. Strikman. *Coherent vector meson production from deuterons*. Eur. Phys. Jour. A 2 (1998), p.301-309
7. B.A. Mecking, G. Adams, S. Ahmad et al. *The CEBAF large acceptance spectrometer (CLAS)*. Nucl. Instr. and Meth. A 503 (2003), p.513-553
8. M.Ross and L.Stodolsky. *Photon Dissociation Model for Vector-Meson Photoproduction*. Phys. Rev. 149 (1966), p.1172-1181
9. P.Soding. *On the apparent shift the rho meson mass in photoproduction*. Phys. Lett. 19 (1966), p.702-704
10. G. Lewis, K. Park and R. Gothe. *Normalization study of the EG3 data using the  $\Delta^{++}$  reaction channel*. CLAS-ANALYSIS 2009-106 (2009), p.1-39

**Ամփոփագիր**

Ատենախոսությունը նվիրված է դեյտերիումի միջուկում  $\rho^0$  մեզոնի կրկնակի ցրման հետազոտությանը դեյտերիումի թիրախի վրա՝ իրականացված ֆոտոնման էքսպերիմենտալ տվյալների միջոցով, 1.1 - 5.5 ԳէՎ ֆոտոնային էներգիաների դեպքում:

Գիտափորձը իրականացվել է Թոմաս Ջեֆֆերսոնի անվան ազգային լաբորատորիայում, օգտագործելով 6 ԳէՎ էլեկտրոնային արագացուցիչը և "F" փորձարարական դահլիճում գտնվող CLAS դետեկտորը: Ֆոտոնային փունջ ստանալու համար օգտագործվել է նույն փորձարարական դահլիճում տեղակայված "tagger" ֆոտոնային սպեկտրոմետրը, որը թույլ է տալիս որոշել էլեկտրոնների արգելակային ճառագայթմամբ առաքված յուրաքանչյուր ֆոտոնի էներգիան:

Վերջնական վիճակում  $d, \pi^+\pi^-$  մասնիկների նույնականացման նպատակով ամբողջ հավաքագրված փորձարարական տվյալներից առանձնացվել են դեպքեր, որտեղ առկա են երկու դրական և մեկ բացասական մասնիկներ: Կիրառելով տարածական, ժամանակային սահմանափակումներ, ինչպես նաև տվյալ ռեակցիային բնորոշ կինեմատիկական սահմանափակումներ, իրականացվել է այդ մասնիկների նույնականացում: Տվյալների մշակման մեջ կարևոր ուշադրություն էր դարձվել դեյտերոնի նույնականացմանը. մշակվել է մեթոդ, որը թույլ է տալիս նույնականացումն իրականացնել առավել մեծ հավաստիությամբ՝ հիմք ընդունելով սցինտիլյացիոն հաշվիչներում լիցքավորված մասնիկների կորստի էներգիան:

Կատարվել է  $\rho^0$  մեզոնի տարանջատում  $\pi^+\pi^-$  մասնիկների ինվարիանտ զանգվածի սպեկտրից և լուծված են հետագա նորմալիզացիոն խնդիրները, ինչպիսին են դետեկտորի ակսեպտանսի, թրիգերի արդյունավետության և ինտեգրված լուսարձակման (luminosity) հաշվարկները: Որպես վերջաբան բերված են  $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$  ռեակցիայի դիֆֆերենցիալ կտրվածքները կախված փոխանցված իմպուլսի քառակուսուց և հաստատվել է կրկնակի ցրման երևույթի առկայությունը ֆոտոնային փնջի 1.1 - 5.5 ԳէՎ էներգիաների դեպքում:

Մշակված ալգորիթմները կարող են կիրառվել դեյտերիումի թիրախի վրա կոհերենտ ֆոտոնման այլ ռեակցիաների ուսումնասիրման համար: