

Ա.Բ. Ալիխանյանի անվան ԱԶԳԱՅԻՆ ԳԻՏԱԿԱՆ ԼԱԲՈՐԱՏՈՐԻԱ

Մոհամեդ Էլ-Ջոհրի

Դեյտրոնի վրա π^0 մեզոնի կոհերենտ ֆոտոծնման դիտարկյալների
մոդելային նկարագրումը

Ա.04.16-“Միջուկի, տարրական մասնիկների և տիեզերական
ճառագայթների ֆիզիկա” մասնագիտությամբ
Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
զիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՄԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ – 2011

НАЦИОНАЛЬНАЯ НАУЧНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ им. А.И.Алиханяна

Мохамед Эль-Зохри

МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ В РЕАКЦИИ КОГЕРЕНТНОГО
ФОТОРОЖДЕНИЯ π^0 МЕЗОНА НА ДЕЙТРОНЕ

АВТОРЕФЕРАТ

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

ԵՐԵՎԱՆ – 2011

Ատենախոսության թեման հաստատվել էր Երևանի պետական համալսարանի գիտական խորհրդի կողմից
Գիտական ղեկավար՝

Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր

Ն.Զ. Ակրադով (ԱԳԼ)

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝

Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր

Ա.Ս. Դանազույան (ԵՊՆ)

Ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու

Լ.Ա. Գրիգորյան (ԱԳԼ)

Առաջատար կազմակերպություն՝

ՀՀ ԳԱԱ Ֆիզիկական
Հետազոտությունների Ինստիտուտ

Պաշտպանությունը կայանալու է 2011 թ. հունիսի 8-ին ժ. 14⁰⁰-ին Ա.Բ. Ալիխանյանի անվան Ազգային գիտական լաբորատորիայում գործող ՀՀ ԲՈՂ-ի 024 մասնագիտական խորհրդի նիստում:

Հասցեն՝ 0036, Երևան, Ալիխանյան եղբայրների 2

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԱԳԼ-ի գրադարանում:

Սեղմագիրն առաքված է 2011 թ. հունիսի 8-ին:

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար,
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր՝

Յ. Գազարյան

Է.Ղ. Գազարյան

Тема диссертации утверждена ученым советом Национальной научной лаборатории им. А.И. Алиханяна

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук

Н.З. Акопов (ННЛ)

Официальные опоненты:

доктор физ.-мат. наук

А.С. Данагулян (ЕГУ)

кандидат физ.-мат. наук

Л.А. Григорян (ННЛ)

Ведущая организация:

Институт Физических Исследований НАН РА

Защита диссертации состоится 8-ого июля 2011 г. в 14⁰⁰ часов на заседании специализированного совета ВАК РА 024, действующего при Национальной научной лаборатории им. А.И. Алиханяна.

Адрес: Ереван, 0036, ул. Братьев Алиханян 2

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ННЛ.

Автореферат разослан 8-ого июня 2011 г.

Ученый секретарь специализированного совета,

доктор физ.-мат. наук:

Յ. Գազարյան

Յ.Ը. Գազարյան

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Изучение фоторождения псевдоскалярных мезонов является очень интересной классической проблемой физики высоких энергий на протяжении многих лет. Современная экспериментальная техника, позволившая набрать данные нового типа с двойной поляризацией пучка и мишени, инициировала интенсивные теоретические исследования для описания поляризационных наблюдаемых в подобных реакциях. Особенно интересны в этом плане реакции когерентного и некогерентного фоторождения пионов на дейтроне, изучение которых позволяет получить доступ к информации о свойствах нейтрона, а также понять свойства NN взаимодействий в простейшей ядерной системе, каковой является дейтрон. Существующие теоретические модели в этой области (например, хорошо известная модель МАИД) не в состоянии количественно описать полную совокупность имеющихся данных. Вот почему необходимы дальнейшие исследования для достижения удовлетворительного описания экспериментальных данных.

Цель работы :

- Изучение неполяризованных (поляризованных) наблюдаемых реакции $\bar{\gamma} d \rightarrow \pi^0 d$ в области энергий фотона от порога рождения π^0 мезона до 1 ГэВ в импульсном приближении (IA).
- Изучение влияния выбора элементарной амплитуды, заданной в приближении эффективного лагранжиана (ELA) и на основе унитарной изобарной модели (MAID), на рассчитанные значения наблюдаемых реакции.
- Подтверждение значимости сравнения модельных расчетов с экспериментальными данными по спиновым наблюдаемым, как теста для выбора элементарной нуклонной амплитуды.

Практическая значимость полученных результатов.

- Разработанный формализм может быть применен для описания когерентного рождения нейтральных пионов на дейтроне в случае виртуальных фотонов в реакции $ed \rightarrow e' \pi^0 d$, где возможно описание поведения обобщенного правила сумм GDH, как функции виртуальности фотона Q^2 .
- Выполненные исследования будут важным шагом для планирования и понимания будущих экспериментов на ускорителях MAMI, MIT-Bates и Jlab.

Научная новизна.

нашего понимания элементарной нейтронной амплитуды при отсутствии нейтронной мишени.

В первой главе дан краткий обзор формализма описания реакции на свободном нуклоне с целью введения модели, использованной в дальнейшем для описания процессов на дейтроне. Определяя систему центра масс (ц.м.) фотон-нуклон с осью z, направленной вдоль импульса фотона \vec{k} , и осью x в направлении максимальной линейной поляризации фотона, можно записать двух-частичную реакцию в виде:

$$\gamma(E_\gamma, \vec{k}, \lambda) + N(E_N, -\vec{k}) \rightarrow \pi(E_\pi, \vec{q}) + N(E'_N, -\vec{q}), \quad (1)$$

где в скобках заданы энергия и импульс частиц, участвующих в реакции и $\lambda = \pm 1$ обозначает спиральность поляризованного фотона. Неполаризованное дифференциальное сечение перехода из начального фотон-нуклонного состояния $|i\rangle$ в конечное пион-нуклонное состояние $|f\rangle$ задается в системе ц.м. в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi} = \left(\frac{M_N}{4\pi W}\right)^2 \frac{|\vec{q}|}{|\vec{k}|} \frac{1}{4} \sum_{m, m', \lambda} |M_{m, m', \lambda}^{\pi N \rightarrow \pi N}(\vec{k}, \vec{q})|^2, \quad (2)$$

где m' (m) есть проекции спина конечного (начального) нуклонов, \vec{q} и \vec{k} обозначают трехмерные импульсы пиона и фотона в системе ц.м., соответственно. Инвариантная масса системы πN , W задается в лабораторной системе как:

$$W = \sqrt{M_N^2 + 2M_N E_\gamma^{lab}}, \quad (3)$$

А модули векторов фотона и пиона k и q , соответственно задаются как:

$$k = \frac{W^2 - M_N^2}{2W} = E_\gamma^{lab}, \quad (4)$$

$$q = \frac{\sqrt{[W^2 - (M_N + m_\pi)^2][W^2 - (M_N - m_\pi)^2]}}{2W}, \quad (5)$$

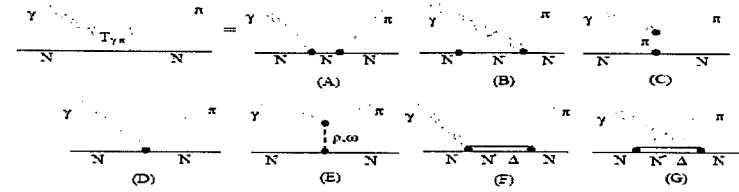


Рис. 1: Рассмотренные диаграммы в когерентном фоторождении пиона на нуклоне. Борновские члены: (а) прямой нуклонный полюс, (б) перекрестный нуклонный полюс, (с) пионный полюс, и (д) контактный член Кролла-Рудерманна; (е) обмен векторным мезоном (ρ и ω); резонансные возбуждения: (ф) прямой и (г) перекрестный.

Во второй главе описан формализм когерентного рождения пиона на дейтроне для реакции:

$$\gamma(E_\gamma, \vec{k}, \lambda) + d(E_d, -\vec{k}) \rightarrow \pi^0(E_{\pi^0}, \vec{q}) + d(E'_d, -\vec{q}) \quad (6)$$

где энергии и импульсы частиц даны в скобках, λ обозначает циркулярную поляризацию фотона. Система ц.м. фотон-дейтрон задается с осью z вдоль направления импульса фотона \vec{k} , осью y параллельной плоскости $\vec{k} \times \vec{q}$ и осью x, соответствующей право-ориентированной системе координат. Тогда вылетающий пион описывается сферическими углами ϕ_{π^0} и θ_{π^0} с $\cos \theta_{\pi^0} = \hat{q} \cdot \hat{k}$.

Используя стандартную нормировку состояний частиц, дифференциальное сечение реакции в системе ц.м. может быть записано как:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}} = \frac{E_d E'_d}{(4\pi W_{\pi d})^2} = \frac{|\vec{q}|}{|\vec{k}|} \frac{1}{6} \sum_{m_d, m'_d, \lambda} |T_{m_d, m'_d, \lambda}(\vec{k}, \vec{q})|^2, \quad (7)$$

где m'_d и m_d обозначают проекции спина начального и конечного дейтрона, \vec{q} и \vec{k} - импульсы пиона и фотона в системе ц.м., соответственно. Инвариантная энергия системы γd задается в виде:

$$W_{\pi d} = E_\gamma + \sqrt{\vec{k}^2 + M_d^2}, \quad E_\gamma = |\vec{k}|, \quad (8)$$

$$= E_{\pi^0} + \sqrt{\vec{q}^2 + M_d^2}, \quad E_{\pi^0} = \sqrt{\vec{q}^2 + M_{\pi^0}^2},$$

где M_d и m_{π^0} обозначают массы нейтрального пиона и дейтрона, соответственно.

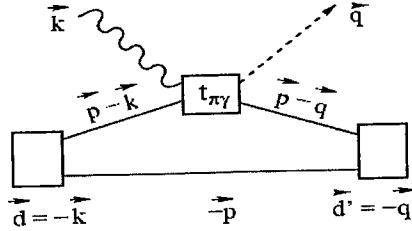


Рис. 2. Диаграммное представление реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ в импульсном приближении с определением импульсов в γd ц.м. системе.

Амплитуда рассеяния когерентного фоторождения π^0 на дейтроне в импульсном приближении (IA) задается в виде:

$$T_{m_d m'_d \lambda}(\vec{k}, \vec{q}) = 2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \Theta_{m'_d}^*(\vec{p}') t_{\gamma\pi}^{\lambda}(\vec{k}, \vec{p}_i, \vec{q}, \vec{p}_f) \Theta_{m_d}(\vec{p}), \quad (9)$$

где $t_{\gamma\pi}^{\lambda}$ обозначает соответствующую элементарную амплитуду $\gamma N \rightarrow \pi N$. Вектора \vec{p}_i и \vec{p}_f обозначают начальный и конечный импульсы активного нуклона в дейтроне, для которых имеем $\vec{p}_i = \vec{p} - \vec{k} / 2$, $\vec{p}_f = \vec{p} - \vec{q} + \vec{k} / 2$ и $\vec{p}' = \vec{p} + (\vec{k} - \vec{q}) / 2$, обозначающие относительные импульсы в конечном состоянии дейтрона.

Время-упорядоченные диаграммы принятые во внимание для расчета амплитуды рассеяния когерентного фоторождения π^0 показаны на Рис. 3. Вводя разложение по парциальным волнам можно получить следующее выражение для матрицы рассеяния:

$$T_{m_d m'_d \lambda}(\vec{k}, \vec{q}) = e^{i(m_d + \lambda)\phi_{\pi^0}} t_{m_d m'_d \lambda}(W_{\gamma d}, \theta_{\pi^0}) \quad (10)$$

где элементы редуцированной t-матрицы являются основными величинами для определения сечений и поляризационных наблюдаемых. При сохранении четности редуцированная t-матрица подчиняется соотношению симметрии:

$$t_{-m_d - m'_d - \lambda} = (-)^{1+m_d + \lambda} t_{m_d m'_d \lambda} \quad (11)$$

Для волновой функции дейтрона использован обычный анзац:

$$\Theta_{m_d}(\vec{p}) = \sum_{L=0,2} \sum_{m_L m_S} (L m_L 1 m_S | 1 m_d) u_L(p) Y_{L m_L}(\hat{p}) \chi_{m_S} \zeta_0, \quad (12)$$

где последние два члена обозначают спиновую и изоспиновую волновые функции, соответственно. В диссертационной работе радиальные волновые функции дейтрона в начальном и конечном состояниях выбраны одинаковыми, основанными на реалистичной высокоточной модели потенциала CD-Bonn.

Для задания элементарной амплитуды использовано приближение эффективного Лагранжиана (ELA), которое с теоретической точки зрения является хорошо установленным в области энергий порядка массы нуклона. Разработанная модель включает Борновские члены (диаграммы (A)-(D) на Рис. 2), обмены векторными мезонами, диаграмма (E) на Рис. 2, а также все хорошо установленные резонансы (четыре звезды) из Таблицы Элементарных Частиц (PDG) с значениями масс до 1.7 ГэВ и с значениями спинов до 3/2: $\Delta(1232)$, $N(1440)$, $N(1520)$, $\Delta(1620)$, $N(1650)$ и $\Delta(1700)$ (диаграммы (F) и (G) на Рис. 2).

В третьей главе дается описание формализма правила сумм Герасимова-Дрелла-херна (GDH Sum Rule), основные принципы вывода этого фундаментального правила сумм, основанного на базовых принципах современной теории, таких как Лоренц и калибровочная инвариантность, причинность, перекрестная симметрия и унитарность. Это правило сумм устанавливает связь между одним из основных статических свойств нуклона, каковым является его аномальный магнитный момент, с динамическими свойствами фото-поглощения поляризованного фотона поляризованным нуклоном (ядром) и записывается для частицы с массой M , зарядом eQ аномальным магнитным моментом κ и спином S в виде:

$$I_{GDH}(\infty) = \int_0^{\infty} dE_{\gamma} \frac{\sigma^P(E_{\gamma}) - \sigma^A(E_{\gamma})}{E_{\gamma}} = 4\pi^2 \kappa^2 \frac{e^2}{M^2} S. \quad (13)$$

где $\sigma^{P(A)}(E_{\gamma})$ обозначает полные сечения фото-поглощения циркулярно поляризованного фотона на мишени со спином параллельным (анти-параллельным) спину фотона, E_{γ} - энергия реального фотона. Аномальный магнитный момент определяется через оператор полного магнитного момента частицы как:

$$\vec{\mu} = e(Q - \kappa) \vec{S} / M \quad (14)$$

Основываясь на известных значениях аномальных магнитных моментов для протона ($\kappa_p = 1.79$), нейтрона ($\kappa_n = -1.91$) и дейтрона ($\kappa_d = -0.143$), правило сумм GDH позволяет установить следующие значения для приведенного выше интеграла: $I_p = 204.8 \mu\text{b}$, $I_n = 233.2 \mu\text{b}$ и $I_d = 0.65 \mu\text{b}$. Экспериментальная проверка выполнимости этого фундаментального правила сумм долгое время оставалась нерешенной задачей из за отсутствия поляризованных пучков фотонов, необходимых энергий и поляризованных мишеней, и только в последние годы с развитием техники поляризованных пучков и мишеней появилась возможность сравнения различных моделей с измеренными значениями интеграла GDH, как функции энергии реального фотона. Структура подинтегрального выражения правила сумм GDH предполагает включение в рассмотрение различных каналов реакции фоторождения псевдоскалярных мезонов при относительно небольших значениях энергии фотона порядка сотен МэВ, что делает особенно важным модельное описание когерентного

фоторождения нейтрального пиона, также как и некогерентное рождение пионов в канале $\gamma \vec{d} \rightarrow \pi^0 NN$. Еще одним важным достижением для описания поведения интеграла GDH как функции энергии фотона является достигнутое в разработанной модели расширение области описания до 600 МэВ.

Также описана ситуация с существующими экспериментальными данными по определению интеграла GDH, как функции от энергии реального фотона. Приведены краткие сведения о характеристиках поляризованных пучков и мишеней, а также об экспериментальных установках для измерения интеграла GDH на ускорителях ELSA (Bonn) и MAMI (Mainz).

Были проведены специальные исследования стабильности численного интегрирования для оценки интеграла GDH. Для численной оценки необходимо иметь величины σ^P (σ^A), как функции энергии фотона в лаб. системе, детальное описание схемы расчета этих величин дано во второй главе. Тогда, следуя определению интеграла ГДН (13) и используя хорошо известные методы численного интегрирования, такие, как, например, метод Гаусса или метод Симпсона (реализованные в виде стандартных программ библиотеки CERNLIB) можно осуществить численные оценки. Как правило, точность численного интегрирования для определенного метода зависит от вида подинтегральной функции. в нашем случае от выражения $\sigma^P - \sigma^A$ взвешенного с обратной величиной энергии фотона E_γ . На Рис. 3 представлены результаты расчетов интеграла GDH для трех случаев выбора количества узлов для численного интегрирования. Ясно видно наличие осцилляций при небольшом числе узлов ($N=10$), которые сглаживаются с ростом N . Также видно, что нестабильность результатов заметно проявляется в области энергий фотона выше 600 МэВ, что явилось еще одним доводом для ограничения области интегрирования при получении окончательных результатов.

В четвертой главе приводятся и обсуждаются основные результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы. Вначале описана зависимость полного неполяризованного сечения реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ в области энергий фотона от порога рождения пиона до 1 ГэВ в сравнении с имеющимися экспериментальными данными. Расчеты выполнены с использованием элементарной амплитуды основанной на моделях ЕЛА и МАИД. Для волновой функции дейтрона в начальном и конечном состояниях использована высокоточная реалистичная модель CD-Vonn потенциала.

На рисунке 4 отображена чувствительность результатов расчета полного неполяризованного сечения к виду элементарного оператора фоторождения пиона с использованием CD-Vonn потенциала для волновой функции дейтрона в области энергий от порога рождения пиона до 1 ГэВ. Пунктирная кривая соответствует варианту приближения "одетых" (dressed) электромагнитных мультиполей (когда амплитуда реакции на дейтроне рассчитывается с учетом πN -перерасcеяния в конечном состоянии (πN -FSI) для элементарной амплитуды) с использованием модели МАИД, тогда как штрих-пунктирная (сплошная) кривые соответствуют вариантам расчетов в приближении "голых" (bare) ("одетых") мультиполей с использованием модели ЕЛА.

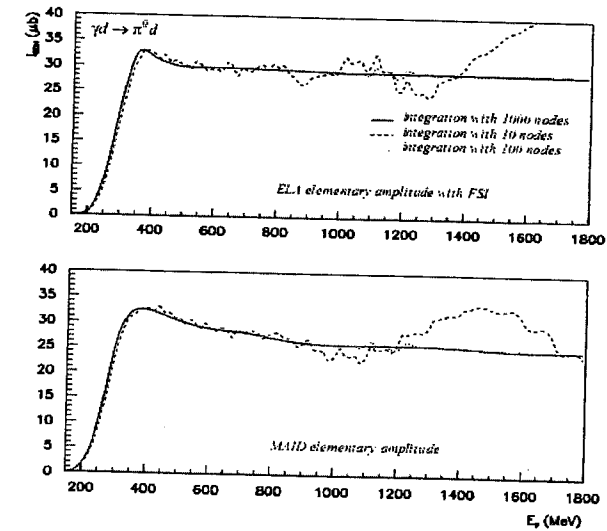


Рис. 3: Зависимость численных оценок для интеграла ГДН от количества узлов интегрирования с выбором элементарной амплитуды в виде модели ЕЛА (верхняя панель) и в виде модели МАИД (нижняя панель).

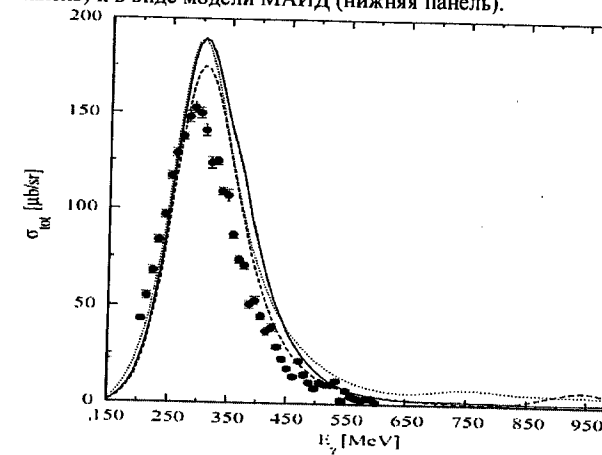


Рис. 4: Неполяризованное полное сечение реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ когерентного фоторождения пиона на дейтроне, как функция энергии фотона в лаб. системе. Объяснения смысла пунктирной, штрих-пунктирной и сплошной кривых дано в тексте. Экспериментальные данные взяты из работ коллаборации TAPS.

Обнаружено, что полное сечение воспроизводит качественно аналогичное поведение для различных элементарных операторов. Можно увидеть, что полное сечение имеет пик в области по энергии фотона в районе 350 МэВ ввиду доминантности возбуждения мультиполя M_{1+} на свободном нуклоне, также видно, что величина пика возрастает для варианта с "одетыми" мультиполями. Количественные различия между различными вариантами элементарной амплитуды ясно видны на Рис. 4. Например, можно отметить, что в области пика имеется превышение кривых с использованием моделей MAID и ELA с включением FSI над кривой соответствующей модели ELA без FSI. Разница между сплошной (dressed ELA) и штрих-пунктирной (bare ELA) кривыми показывает эффект влияния πN -перерасеяния на элементарную амплитуду $\gamma N \rightarrow \pi N$. Неудовлетворительное количественное описание экспериментальных данных в области энергий выше 270 МэВ может быть объяснено неучетом эффектов πN -перерасеяния в промежуточном состоянии для элементарной амплитуды на нуклоне.

Далее описаны результаты по неполяризованному дифференциальному сечению, на Рис. 5 показано сравнение имеющихся экспериментальных данных с расчетами неполяризованных дифференциальных сечений для реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$. Следует отметить, что при энергиях меньше области рождения $\Delta(1232)$ -резонанса имеется неудовлетворительное согласие расчетных кривых с экспериментальными данными. Причиной этого может быть пренебрежение вкладом πN -перерасеяния в промежуточном состоянии, который возрастает при низких энергиях. В протоположность этому можно отметить вполне удовлетворительное согласие с экспериментальными данными в районе $\Delta(1232)$ -резонанса (и выше).

Пунктирная кривая, соответствующая модели MAID наиболее близка к экспериментальным данным при малых углах и низких энергиях, тогда как штрих-пунктирная кривая, соответствующая модели ELA с "голыми" мультиполями наиболее близка к данным при больших углах и энергиях выше 220 МэВ. Разница в результатах с использованием различных элементарных операторов наиболее заметна при малых углах рождения пиона, тогда как под большими углами такая разница видна только при низких энергиях. Дополнительные экспериментальные данные под очень малыми углами (будущие измерения) были бы крайне полезными для настройки моделей.

Следующая группа результатов относится к описанию полных двойных поляризованных сечений σ^P (σ^A), когда спин мишени параллелен (анти-параллелен) спину фотона. Как видно из Рис. 6 оба сечения σ^P и σ^A , как и их разность $\sigma^P - \sigma^A$, имеют пик в области энергий, соответствующей возбуждению резонанса $\Delta(1232)$. Качественно все расчетные кривые имеют похожее поведение при описании величин σ^P , σ^A и $\sigma^P - \sigma^A$. Рождение пионов в пороговой области доминирует в состоянии s-волны, то есть только промежуточные состояния со спином $1/2$ могут давать вклад в сечение σ^A . В области резонанса $\Delta(1232)$ со спином $3/2$ обе спиральности имеют

вклад, но ввиду того, что существует переход $M1$, можно показать, что $\sigma^P / \sigma^A = 1.6$, при этом спиральная разность сечений $\sigma^P - \sigma^A$ становится большой и положительной. Следует также отметить, что пики в поведении величин σ^P , σ^A и их разности $\sigma^P - \sigma^A$ появляются при энергии фотона в лаб. системе около 330 МэВ ввиду большого вклада резонанса $\Delta(1232)$ в этой области, а также то, что уровень пиков больше в вариантах моделей MAID и ELA с одетыми мультиполями (с учетом πN -FSI), по сравнению с вариантом модели ELA с голыми мультиполями (без учета πN -FSI).

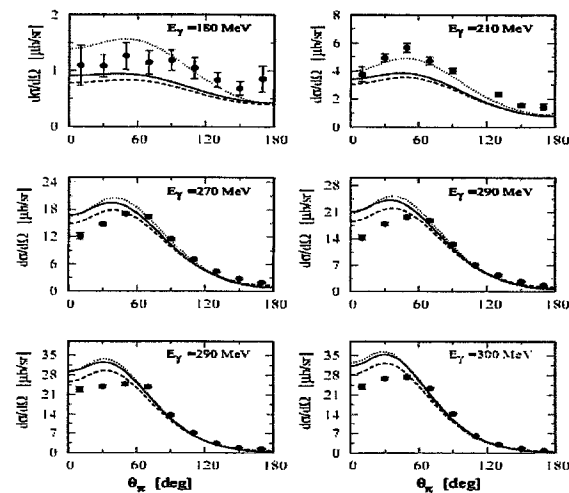


Рис. 5: Сравнение неполяризованных дифференциальных сечений когерентного фоторождения π^0 на дейтроне, заданных, как функция от угла рождения пиона в ц.м. системе при шести значениях энергии фотона в лаб. системе. Смысл кривых соответствует обозначениям на Рис. 4., экспериментальные данные получены коллаборацией TAPS.

Для спиновой асимметрии $\sigma^P - \sigma^A$ выше значений энергии 350 МэВ наблюдаются отрицательные значения в расчете по моделям MAID и ELA с учетом πN -FSI ввиду систематического превышения значений σ^P по сравнению с σ^A в этой области.

На рисунке 7 показаны результаты расчетов величины E -асимметрии, которая определяется отношением разности величин $(d\sigma/d\Omega)^A$ и $(d\sigma/d\Omega)^P$ к их сумме, как функции угла рождения пиона в γd ц.м. системе. E -асимметрия является прекрасной наблюдаемой для тестирования возможных слабостей модели элементарной амплитуды фоторождения пиона.

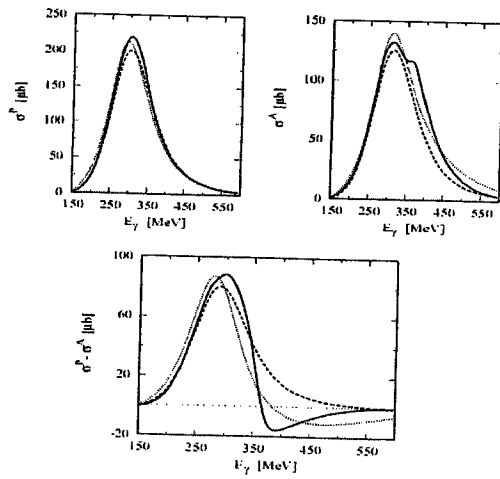


Рис. 6: Рассчитанные поляризованные полные сечения (и их разность) для когерентного фоторождения пиона на дейтроне, как функция энергии фотона в лаб. системе. Смысл обозначения кривых дан в тексте.

Эта асимметрия проявляется, как интерференция между амплитудами с разными четность-обменными свойствами. Как видно из Рис. 7 E -асимметрия имеет качественно похожее поведение по углу для всех значений энергии фотона. Максимальное значение E -асимметрии, равное единице, достигается при значениях угла $\theta = 0^\circ$ и 180° , кривые достигают минимума при значении угла $\theta = 90^\circ$. Отрицательные значения E -асимметрии, в основном, обусловлены большими положительными вкладами от величин $(d\sigma/d\Omega)^p$. Также видно из Рис. 7, что значения E -асимметрии чувствительны к виду элементарной амплитуды (заметная разница между расчетными кривыми), особенно в области минимума.

На рисунке 8 и 9 представлены результаты расчетов величины интегралов GDH для каналов реакций $\bar{\gamma}d \rightarrow \pi^0 d$ и $\bar{\gamma}d \rightarrow \pi NN$, соответственно. Для элементарного оператора фоторождения на нуклоне использована модель ELA, для задания волновой функции дейтрона в начальном и конечном состояниях использован высокоточный, реалистичный потенциал CD-Bonn. Была исследована чувствительность полученных результатов к виду элементарного оператора.

В случае некогерентного фоторождения пионов учитывались взаимодействия в конечном состоянии до эффектов первого порядка в амплитудах πN - и NN -рассеяния, расчеты по когерентному фоторождению пиона были выполнены в только импульсном приближении.

На Рис. 8 представлены результаты расчета интеграла GDH для канала $\bar{\gamma}d \rightarrow \pi^0 d$, как функции энергии фотона от порога рождения пиона до 600 МэВ. Пунктирная, сплошная и штрих-пунктирная кривые соответствуют моделям MAID (с учетом πN -FSI), ELA (с учетом πN -FSI) и модели ELA (без учета πN -FSI). Сравнивая результаты расчетов по модели MAID с результатами, выполненными с использованием модели ELA (с учетом и без учета πN -FSI) можно отметить разницу, особенно, при значениях энергии фотона выше области резонанса Δ (1232).

На Рис. 9 представлены результаты расчетов вклада в интеграл GDH от канала реакции $\bar{\gamma}d \rightarrow \pi NN$, как функции энергии фотона от порога рождения пиона до 350 МэВ. Нейтральный канал (левая панель) показывает, что обе модели (пунктирная и штрих-пунктирная кривые) дают похожее описание интеграла GDH, как функции энергии фотона, небольшое различие достигается при энергиях превышающих 300 МэВ. Также видно из этого рисунка, что большой положительный вклад в интеграл GDH идет от канала фоторождения нейтрального пиона, тогда как каналы с заряженными пионами дают отрицательный и меньший по абсолютной величине вклад в интеграл GDH для дейтрона.

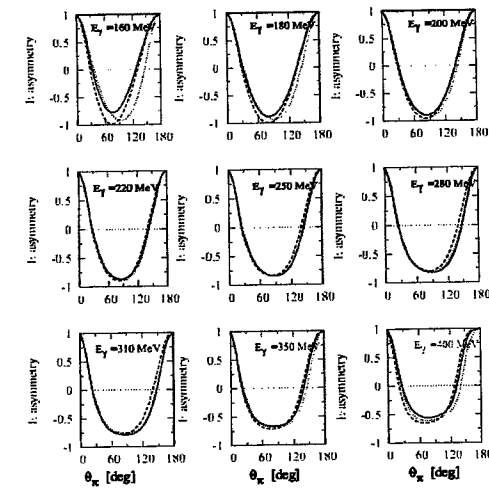


Рис. 7: E -асимметрия для реакции $\bar{\gamma}d \rightarrow \pi^0 d$, как функция угла рождения пиона в ц.м. системе при девяти значениях энергии фотона в лаб. системе. Смысл обозначения кривых дан в тексте.

На рисунке 10 представлены результаты расчетов полного (когерентный и некогерентный вклады) интеграла GDH в сравнении с имеющимися экспериментальными данными, взятыми из работ коллаборации MAMI.

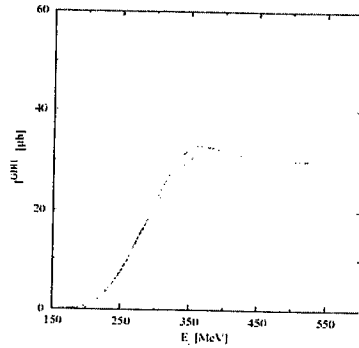


Рис. 8: Интеграл GDH с вкладом от канала $\gamma \bar{d} \rightarrow \pi^0 d$, как функция энергии фотона в лаб. системе. Смысл обозначения кривых дан в тексте.

Как видно на этом рисунке, сплошная кривая, соответствующая варианту расчетов и использованием модели ELA с "голыми" мультиполями (без учета π N-FSI) наиболее близка к экспериментальным точкам. Однако, в целом, количественное согласие между предсказаниями, выполненными, как с использованием элементарной амплитуды в виде модели MAID, так и модели ELA, с экспериментом недостаточно удовлетворительно.

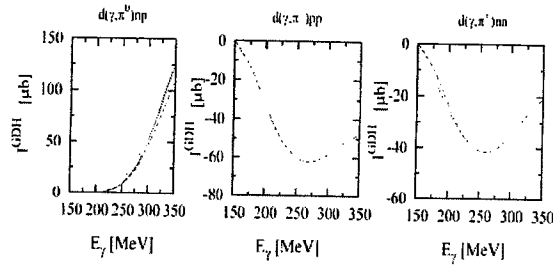


Рис. 9: Интеграл GDH с вкладом от канала $\gamma \bar{d} \rightarrow \pi NN$, как функция энергии фотона в лаб. системе. Смысл обозначения кривых дан в тексте.

В таблице 1 приведены результаты расчетов интеграла GDH с верхним пределом по энергии фотона, равным 350 МэВ для когерентного и некогерентного каналов фоторождения пионов, а также их сумма для трех вариантов элементарной амплитуды на нуклоне: модели MAID (с учетом π N-FSI), модели ELA (с учетом π N-FSI) и модели ELA (без учета π N-FSI). Сравнивая результаты различных вариантов из этой таблицы, следует отметить, что, в случае использования элементарной амплитуды в виде, данном моделью ELA с учетом π N-FSI, каналы фоторождения заряженных пионов, которые обеспечивают негативный вклад в интеграл GDH, не реализуются. По этой причине величина полного интеграла GDH (158.02 мкб) для варианта ELA (с

учетом π N-FSI) превышает величины соответствующих интегралов для вариантов ELA (без учета π N-FSI) и MAID (70.75 мкб и 116.43 мкб).

Таблица 1: Вклады (даны в мкб.) каналов $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ и $\gamma d \rightarrow \pi NN$ в интеграл GDH на дейтроне с интегрированием до энергии 350 МэВ.

| Model | $\pi^0 d$ | $\pi^0 np$ | $\pi^- pp$ | $\pi^+ nn$ | Total |
|-------------|-----------|------------|------------|------------|--------|
| bare ELA | 30.09 | 109.16 | -47.76 | -20.74 | 70.75 |
| dressed ELA | 32.23 | 125.79 | ----- | ----- | 158.02 |
| MAID | 31.28 | 122.67 | ----- | -8.68 | 116.43 |

С концептуальной точки зрения крайне важно включить в рассмотрение вклады от различных реакций в едином подходе, что является важным преимуществом, реализованным в диссертационной работе. Однако, в использованном подходе пока удалось включить в рассмотрение только когерентное и некогерентное одиночное фоторождение пионов с интегрированием до максимальной энергии, равной 350 МэВ. Этого явно недостаточно ввиду необходимости обеспечения сходимости интеграла GDH. Например, так называемые промежуточные перерассеяния и обмены двойными токами также необходимо принять во внимание, ввиду важности этих механизмов для насыщения интеграла GDH. В дополнение к этому, также фотодезинтеграция дейтрона, рождение пары пионов, и когерентное, а также некогерентное фоторождение η - мезона должны быть включены в рассмотрение.

Учет вышеперечисленных механизмов в разработанный подход, несомненно, значительно улучшит согласие с экспериментальными данными.

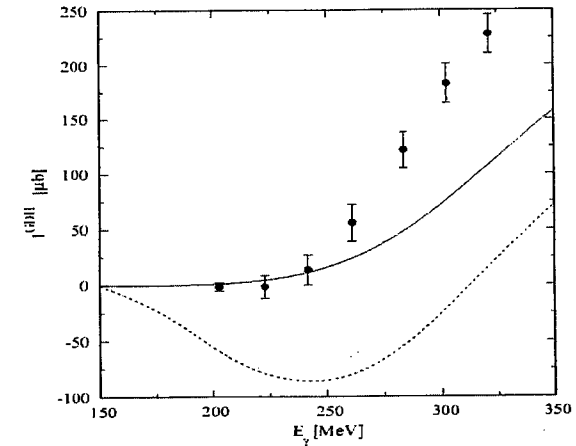


Рис. 10: Величина интеграла GDH с вкладом от каналов $\gamma d \rightarrow \pi^0 d + \pi NN$, как функция от верхнего предела интегрирования. Экспериментальные данные взяты из работ коллабораций A2 и GDH@MAMI. Смысл обозначения кривых дан в тексте.

В заключение приведем основные результаты работы:

- Обнаружена существенная чувствительность всех исследованных наблюдаемых к виду элементарного оператора, также обнаружено качественное согласие с имеющимися экспериментальными данными, несмотря на пренебрежение промежуточным πN -перерасеянием и эффектами двух тел [1,2].
- В случае двойных поляризованных сечений обнаружено, что спиральная разность $\sigma^P - \sigma^A$ также чувствительна к выбору вида элементарной амплитуды, особенно при энергиях выше 350 МэВ, также обнаружено, что модели MAID и ELA с учетом πN -FSI дают отрицательный вклад ввиду того, что $\sigma^A > \sigma^P$ в этой области энергий фотона [3].
- На основе разработанного в диссертационной работе формализма вычислен интеграл GDH для реакции $\bar{\gamma} \bar{d} \rightarrow \pi^0 d$ от порога рождения пиона до 600 МэВ, обнаружено, что значения интеграла GDH для моделей MAID и ELA с учетом πN -FSI приблизительно равны 30 мкб., тогда как для варианта модели ELA без учета πN -FSI величина интеграла равна 35 мкб., также обнаружена чувствительность интеграла GDH к виду элементарной амплитуды. Вклады от когерентного и некогерентного каналов (с верхним пределом интегрирования по энергии фотона, равным 350 МэВ) были просуммированы и сравнены с имеющимися экспериментальными данными. Наблюдаемое количественное несогласие между расчетами и экспериментальными данными может быть объяснено неучетом промежуточного πN -перерасеяния и эффектами двух тел в описании реакции $\bar{\gamma} \bar{d} \rightarrow \pi^0 d$ [3].
- Продемонстрирована возможность использования процесса $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ как фильтра для выбора элементарного оператора на основе того, что рассчитанные в рамках разработанного в диссертационной работе формализма, сечения и асимметрии, также как и интеграл GDH оказались весьма чувствительными к выбору вида амплитуды рождения на нуклоне [1-3].

Основные результаты диссертации отражены в следующих публикациях:

- 1- E. M. Darwish, N. Akopov and M. El-Zohry, Proceedings of Science for the International Conference on High Energy Physics (ICHEP-2010) 185, 21-28 June, 2010, Paris, France
- 2- E. M. Darwish, N. Akopov and M. A. El-Zohry, J. At. Mol. Sci. 2 (2011), pp. 187-202
- 3- M. El-Zohry, ИЗВЕСТИЯ НАН АРМЕНИИ, ФИЗИКА, Т. 45 N 3, с. 155-164 (2011)

Ամփոփագիր

Ներկայացվող ատենախոսության նյութը, որը վերաբերվում է պսևդոսկալյար մեզոնների ֆոտոծնմանը, վերջին տարիներին մնում է բարձր էներգիայի ֆիզիկայի շատ հետաքրքիր և դասական խնդիր: Ժամանակակից փորձարարական տեխնիկան թույլ է տալիս կուտակել տվյալների նոր դաս՝ փնջի և թիրախի կրկնակի բևեռացումով, որը խթանում է բևեռացված դիտարկվող մեծությունների նկարագրման ինտենսիվ տեսական հետազոտությունները: Մասնավորապես, դեյտրոնի վրա պիոնների կոհերենտ և ոչ կոհերենտ ֆոտոծնման հետազոտումը հատուկ հետաքրքրություն է ներկայացնում, քանի որ թույլ է տալիս տեղեկություն ստանալ դեյտրոնի կառուցվածքի մասին, ինչպես նաև հնարավորություն է ստեղծում հասկանալ դեյտրոնի նման պարզագույն միջուկային համակարգում NN- փոխազդեցության մեխանիզմը: Այս բնագավառում առկա տեսական մոդելները, օրինակ՝ քաջ հայտնի MAID մոդելը, ի վիճակի չեն ապահովել առկա փորձարարական տվյալների հետ քանակական համաձայնություն: Այդ պատճառով անհրաժեշտ է տվյալների հուսալի նկարագրության նոր գրանցումների կառուցում: Այս աշխատանքի խնդիրը կարելի է ձևակերպել հետևյալ կերպ.

- $\bar{\gamma} \bar{d} \rightarrow \pi^0 d$ ռեակցիայում բևեռացված դիտարկյալների իմպուլսային մոտավորությամբ հետազոտումը պիոնի շեմայինից մինչև 1 ԳէՎ ֆոտոնի էներգիայի տիրույթում,
- Տարրական ամպլիտուդների ազդեցության նկարագրումը հաշվարկված դիտարկյալների վրա էֆեկտիվ լազրանժիան մոտավորությամբ (ELA) և MAID մոդելի տեսքերով, օգտագործելով երկու դեպքում էլ դեյտրոնի այլքային ֆունկցիայի վրա CD-Bonn պոտենցիալը,
- Նուկլոնային մոդելի և առկա փորձարարական տվյալների միջև կատարված համեմատության նկարագրության ստացումը:

Առաջին անգամ կատարված է ոչ-բևեռացված (բևեռացված) ամբողջական և դիֆերենցիալ կտրվածքների հաշվարկը պիոնների կոհերենտ ֆոտոծնման համար շեմայինից մինչև 1 ԳէՎ՝ օգտագործելով ELA մոդելը CD-Bonn պոտենցիալի դեպքում: Առաջին անգամ կատարված է GDH ինտեգրալի հաշվարկումը պիոնի ֆոտոծնման կոհերենտ (ոչ կոհերենտ) դեպքերի համար օգտագործելով ELA մոդելը CD-Bonn պոտենցիալի դեպքում: Տվյալ աշխատանքի ֆորմալիզմը հարկ է ընդլայնել հետազոտելով չեզոք պիոնի կոհերենտ ծնումը դեյտրոնից՝ օգտագործելով վիրտուալ ֆոտոնները իրական ֆոտոնների փոխարեն, օրինակ՝ $ed \rightarrow e' \pi^0 d$, նպատակ ունենալով օգտագործել վիրտուալ ֆոտոնի ազատության լրացուցիչ աստիճանները և կատարել այս ռեակցիայի

սիստեմատիկ հետազոտությունը: Այսպիսի հետազոտությունները շատ կարևոր քայլ կլինեն MAMI, MIT-Bates and JLab գիտափորձերից սպասվող տվյալները հասկանալու համար:

Ներկայացված են ոչ-բևեռացված և բևեռացված գումարային և դիֆերենցիալ կտրվածքները, ինչպես նաև սպինային ասիմետրիան, E-ասիմետրիան և GDH ինտեգրալը էներգիայի π -ի շեմից բնօրինակ մինչև լաբորատոր համակարգում 600 ՄէՎ արժեքը: Տարրական պիոնի ֆոտոտոման համար օգտագործվել է իրական էֆեկտիվ լագրանժիանի մոտավորությունը, որը ցույց է տալիս չիրալ-սիմետրիան, չափագրական ինվարիանտությունը և կտրվածքի ասիմետրիան, ինչպես նաև 3/2-սպին փոխադեգույթյան նկարագրումը: Դեյտրոնի ալիքային ֆունկցիայի համար օգտագործվել է իրական բարձր ճշտության CD-Bonn պոտենցիալը: Հետազոտվել է նաև արդյունքների զգայնությունը ազատ նուկլոնի վրա տարրական պիոնի ֆոտոտոման օպերատորից:

Զարգացած ֆորմալիզմի սահմաններում պարզվել է, որ բոլոր դիտարկյալները շատ զգայուն են տարրական օպերատորի նկատմամբ: Հաճախ արդյունքների շեղումը տարբեր օպերատորների կիրառման դեպքում շատ մեծ է: Ցույց է տրված նաև, որ $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ պրոցեսը կարող է օգտագործվել որպես տարբեր տարրական օպերատորների գտիչ, քանի որ կտրվածքի և ասիմետրիայի կանխագուշակումները ցույց են տալիս շատ տարբեր արժեքներ տարրական պիոնի ծման օպերատորը փոխելու դեպքում:

Կատարված հաշվարկները համեմատվել են ներկայումս առկա փորձարարական տվյալների հետ: Քանի որ բևեռացված կտրվածքների համար տվյալներ չկան, համեմատությունները կատարվել են TAPS կոլաբորացիայի փորձարարական տվյալների լրիվ և ոչ բևեռացված կտրվածքների համար: Մտացվել է բավարար համաձայնություն հատկապես պիոնի ծման հետադարձ անկյունների համար: Պիոնի խիստ առաջ ծման անկյունների համար նկատվում է որոշ փոքր շեղում: Ներկայացված է նաև տարբեր կինեմատիկաների համար բևեռացված լրիվ և դիֆերենցիալ կտրվածքների կանխագուշակումները:

ԵՎ վերջապես հարկ է նշել, որ ներկայացվող մոդելի հետագա զարգացմանը կարելի է հասնել՝ ներգրավելով միջին π N-վերացումը և 2 մարմնի էֆեկտը: Ի լրացումն պետք է նշել, որ բևեռային դիտարկյալները իրենցից ներկայացնում են տեսական մոդելների ավելի խիստ ստուգում փոքր ամպլիտուդների հանդեպ զգայնության հետևանքով: Այդ տեսակետից դեյտրոնի սպինի ասիմետրիայի անհրաժեշտ լրացուցիչ չափումները կտրամադրեն կարևոր դիտարկյալներ՝ նեյտրոնի վրա պիոնի ֆոտոտոման վերաբերյալ գիտելիքների ստուգման համար և այդպիսով թույլ տալով ստանալ նոր տեղեկություններ նեյտրոնի մասին:

Resume

During many past years the subject of presented thesis related to the photoproduction of pseudo-scalar mesons, remains very interesting and classic problem of high energy physics. The modern experimental technic allowed to collect the new type of data with the double polarisation of the beam and target, then stimulating intensive theoretical investigations to describe the polarized observables. Particularly, the studies of coherent and incoherent pions photoproduction on deuteron are of special interest, because of possible access to the information on neutron features, also opportunities to understand the mechanism of NN-interactions into the simplest nuclear system like deuteron. The existing theoretical models in this field e.g. well known MAID model are not able to achieve the quantitative agreement with the existing experimental data. That is why any attempt to construct new approaches with satisfactorily description of data are needed.

The aim of this work can be formulated as following: study of unpolarized (polarized) observables in the reaction $\gamma \bar{d} \rightarrow \pi^0 d$ in the photon energy range from pions threshold up to 1 GeV done in the impulse approximation; study of the influence of elementary amplitude expression taken in the form of Effective Lagrangian Approach (ELA) and in form of MAID model on the calculated observables with the usage of the CD-Bonn potential for the deuteron wave function in both cases; approval of the significance of the performed comparison with the existing data to test the nucleon model.

Calculation of unpolarized (polarized) total and differential cross sections for coherent pion photoproduction channel from threshold till 1 GeV using ELA model with CD-Bonn potential is performed for the first time. Calculation of the GDH integral for coherent (incoherent) pion photoproduction channel(s) from threshold till 600 MeV using ELA model with CD-Bonn potential is performed for the first time.

The formalism of this work should be extended to investigate the coherent neutral-pion production from the deuteron using virtual photons instead of real ones, i.e., $ed \rightarrow e' \pi^0 d$, in order to exploit the additional degrees of freedom of virtual photons and give a systematic study for this reaction. This investigation will be a crucial step to understand upcoming experimental data from MAMI, MIT-Bates and JLab.

Results for unpolarized and polarized total and differential cross sections as well as the spin asymmetry, E-asymmetry and GDH integral are presented, in the energy region from π -threshold up to photon lab-energy of 600 MeV. For the elementary pion photoproduction operator, a realistic effective Lagrangian approach has been used which displays chiral symmetry, gauge invariance, and crossing symmetry, as well as a consistent treatment of the spin-3/2 interaction. For the deuteron wave function, the realistic high-precision CD-Bonn potential model was used. The sensitivity of the results

to the elementary pion photoproduction operator on the free nucleon has also been investigated.

Within the developed formalism all observables are found to be very sensitive to the elementary operator. In many cases the deviation among results obtained using different operators is very large. It is shown also that the process $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ can serve as a filter for different elementary operators since its cross section and asymmetry predictions show very different values when one varies the elementary pion production operators employed.

The performed calculations have been compared with the presently available experimental data. Since data for polarized cross sections are not available, the comparison was done for the unpolarized total and differential cross sections with the experimental data from TAPS collaboration. We have obtained a satisfactory agreement, especially at backward pion angles. At extreme forward pion angles, a small deviation has been observed. For polarized total and differential cross sections the predictions at various kinematics are provided.

Finally, we would like to point out that future improvements of the present model can be achieved by including intermediate πN -rescattering and two-body effects. In addition, polarization observables constitute more stringent tests for theoretical models due to their sensitivity to small amplitudes. At this point, a much needed measurement on the deuteron spin asymmetries will certainly provide us with an important observable to test our knowledge of the pion photoproduction on the neutron process and, hence, to provide us with valuable information on the neutron.

EL-Bohry