

УДК 539.12

М.И. Левчук, А.И. Львов

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ В КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ НА ДЕЙТРОНЕ ПРИ ЭНЕРГИЯХ НИЖЕ ПИОННОГО ПОРОГА

Исследовано комптоновское рассеяние фотонов на дейтроне при энергиях ниже порога фоторождения пионов с учетом поляризаций начальных частиц. Теоретический подход основан на использовании нерелятивистской версии потенциала однобозонного обмена для NN -взаимодействия. Изучена чувствительность теоретических предсказаний к величинам изоскалярных электрической (α) и магнитной (β) поляризуемостей нуклона. Показано, что асимметрия Σ рассеяния линейно-поляризованных фотонов, а также векторная, T_{11} , и тензорная, T_{22} , асимметрии рассеяния на поляризованных дейтронах слабо зависят от величин α и β . В то же время тензорные асимметрии T_{20} и T_{21} проявляют заметную чувствительность к поляризуемостям нуклонов в области энергий вблизи 100 МэВ, и их измерение может служить одним из методов получения информации о поляризуемостях.

Введение

Упругое (или комптоновское) рассеяние фотонов на составной системе позволяет получать важную информацию о внутренней структуре такой системы, в частности об ее дипольных электрической (α) и магнитной (β) поляризуемостях. Поляризуемости характеризуют способность системы приобретать наведенный электрический и магнитный дипольные моменты во внешнем электромагнитном поле. Они входят в низкоэнергетическое разложение амплитуды комптоновского рассеяния во втором порядке по энергии фотона [1].

Поляризуемости протона α_p и β_p были измерены в серии экспериментов по γp -рассеянию при энергиях ниже порога фоторождения пионов, проведенных с 1960 по 2001 годы. Усредненные значения результатов этих измерений приведены в обзоре [2] и составляют:

$$\alpha_p = 12.0 \pm 0.6, \quad \beta_p = 1.9 \pm 0.5 \quad (1)$$

в единицах 10^{-4} Фм³, которые будем использовать в дальнейшем для поляризуемостей.

Поскольку свободные, стабильные нейтронные мишени отсутствуют, то аналогичные эксперименты по γn -рассеянию невозможны. Поэтому поляризуемости нейтрона можно извлекать только из данных по рассеянию фотонов на нейтронах, связанных в ядрах. Очевидно, что наиболее подходящим для таких целей является простейшая система – дейтрон, состоящая из протона и нейтрона с энергией связи $E_b = 2.2246$ МэВ.

В последнее время были развиты различные подходы к теоретическому описанию комптоновского рассеяния на дейтроне [3–10]. Часть из них, обсуждаемая, например, в работах [3–6], основана на использовании реалистических феноменологических потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия. В других анализах [7–10] применялись методы эффективных полевых теорий, в частности, киральной полевой теории.

Ранее в рамках модели [6] были проанализированы результаты имеющихся экспериментов [11–13] по измерению дифференциального сечения γd -рассеяния и получены следующие значения поляризуемостей нейтрона (см., обзор [2]):

$$\alpha_n = 8.8 \pm 2.4 \pm 3.0, \quad \beta_n = 6.5 \pm 2.4 \pm 3.0, \quad (2)$$

которые имеют заметно бóльшие неопределенности, чем аналогичные значения для

протона (1).

В последнее время активно обсуждаются возможности проведения γd -экспериментов с поляризованными частицами. Пучок поляризованных фотонов имеется на установке $\text{HI} \gamma \text{S}$ (университет г. Дюка, США), и аналогичный скоро будет создан в MAX-Lab (Лундский университет, Швеция). Кроме того, на $\text{HI} \gamma \text{S}$ имеется и поляризованная дейтронная мишень. Учитывая, что в планах исследований указанных лабораторий значится изучение комптоновского рассеяния на дейтроне, представляется своевременным проведение теоретического анализа поляризационных явлений в γd -рассеянии и возможности извлечения из таких экспериментов информации о поляризуемостях нейтрона. Такой анализ и проведен в настоящей работе в рамках подхода [6].

Сделаем здесь два важных замечания. Во-первых, из-за того, что амплитуда γd -рассеяния зависит только от изоскалярных комбинаций поляризуемостей протона и нейтрона:

$$\alpha = \frac{\alpha_p + \alpha_n}{2}, \quad \beta = \frac{\beta_p + \beta_n}{2}, \quad (3)$$

только их и можно извлечь из экспериментальных данных. Далее следует использовать протонные значения (1) для нахождения α_n и β_n . Поскольку эти значения весьма точные, то такая процедура не вносит больших погрешностей в α_n и β_n .

Во-вторых, имеется известное правило сумм Балдина для суммы поляризуемостей:

$$\alpha + \beta = \int_{\omega_0}^{\infty} \sigma_{tot}(\omega) \frac{d\omega}{2\pi^2 \omega^2}. \quad (4)$$

Здесь $\sigma_{tot}(\omega) = \frac{1}{2}[\sigma_{tot}^p(\omega) + \sigma_{tot}^n(\omega)]$ – усредненное по изоспину полное сечение фотопоглощения на нуклоне, а ω_0 означает энергию порога фоторождения пионов на нуклонах. Дисперсионный интеграл был вычислен в [6] и составляет $\alpha + \beta = 14.6 \pm 0.5$. Таким образом, единственной величиной, которую нужно извлечь из экспериментов, остается разность поляризуемостей $\alpha - \beta$. Отметим, что анализ амплитуды комптоновского рассеяния на частице с произвольным спином показывает, что такая амплитуда при задних углах рассеяния зависит именно от $\alpha - \beta$ [1].

Кинематика и определения поляризационных наблюдаемых

Расчеты амплитуды реакции $\gamma(\omega_B, \vec{k}) + d(E_d, \vec{p}_d) \rightarrow \gamma'(\omega'_B, \vec{k}') + d'(E'_d, \vec{p}'_d)$ будем проводить в системе Брейта, в которой имеются следующие соотношения между импульсами и энергиями частиц:

$$\vec{p}_d = -\vec{p}'_d = \frac{\vec{k}' - \vec{k}}{2}, \quad E_d = E'_d = \sqrt{M_d^2 - \frac{t}{4}}, \quad \omega_B = \omega'_B. \quad (5)$$

Здесь $M_d = 2M_N - E_b$ есть масса дейтрона ($M_N = 938.9$ МэВ – масса нуклона) и $t = -(\vec{k}' - \vec{k})^2$. Отметим следующие полезные соотношения между энергиями фотона и углами рассеяния в лабораторной системе (E_γ, Θ_L) , системе центра масс (ω, Θ) и системе Брейта (ω_B, Θ_B) :

$$t = -2\omega^2(1 - \cos \Theta) = -2\omega_B^2(1 - \cos \Theta_B),$$

$$\omega W = M_d E_\gamma, \quad \omega_B E_d = M_d E_\gamma + \frac{t}{4}, \quad W = \sqrt{M_d^2 + 2M_d E_\gamma}. \quad (6)$$

Амплітуда γd -рассеяния $\langle \lambda' m' | T | \lambda m \rangle$ зависит от спиральностей начального, λ , и конечного, λ' , фотонов, а также проекций спинов начального и конечного дейтронов (m и m' , соответственно) на ось z , выбранную вдоль импульса начального фотона $\vec{k}$.

В данной работе мы будем изучать случай, когда поляризована только одна из частиц – фотон или дейтрон. Дифференциальное сечение реакции имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} & \left[1 - P_\gamma^l \cos(2\phi) \Sigma + \hat{t}_{10} \frac{\sin \Theta_d \sin \varphi_d}{\sqrt{2}} T_{11} + \right. \\ & \left. + \hat{t}_{20} \left(\frac{3 \cos^2 \Theta_d - 1}{2} T_{20} + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin 2\Theta_d \cos \varphi_d T_{21} + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \Theta_d \cos 2\varphi_d T_{22} \right) \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где $d\sigma_0/d\Omega$ – сечение реакции в случае неполяризованных частиц. P_γ^l означает степень линейной поляризации (она определяется свойствами конкретной экспериментальной установки), а ϕ – это угол между вектором линейной поляризации фотона и плоскостью реакции xz , образуемой векторами $\vec{k}$ и $\vec{k}'$. При $\phi = 0$ (поляризация вдоль оси x) или $\phi = 90^\circ$ (поляризация вдоль оси $y \parallel \vec{k} \times \vec{k}'$) мы имеем дело с фотонами, поляризованными параллельно или перпендикулярно плоскости реакции, соответственно. Тогда, полагая $P_\gamma^l = 1$, получаем из (7), что асимметрия рассеяния фотонов Σ есть

$$\Sigma = \frac{d\sigma^\perp - d\sigma^\parallel}{d\sigma^\perp + d\sigma^\parallel}, \quad (8)$$

где $d\sigma^\perp$ и $d\sigma^\parallel$ – дифференциальные сечения реакции рассеяния фотонов, поляризованных перпендикулярно и параллельно плоскости реакции, соответственно.

Асимметрия Σ выражается через парциальные амплитуды реакции соотношением:

$$\Sigma = \frac{1}{f} 2 \operatorname{Re} \sum_{\lambda' m' m} \langle \lambda' m' | T | +1m \rangle \langle \lambda' m' | T | -1m \rangle^*, \quad (9)$$

где введено обозначение

$$f = \sum_{\lambda' m' m} |\langle \lambda' m' | T | \lambda m \rangle|^2. \quad (10)$$

Отметим, что часто при рассмотрении различных процессов с поляризованным пучком фотонов используется знак $+$ перед вторым слагаемым в правой части (7). При этом, соответственно, изменятся и знаки правых частей выражений типа (8) и (9).

В выражении (7) $\hat{t}_{10}$ и $\hat{t}_{20}$ – это параметры векторной и тензорной поляризаций дейтрона, которые также определяются свойствами конкретной экспериментальной установки. Они имеют вид:

$$\hat{t}_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}} (w_{+1} - w_{-1}), \quad (11)$$

$$\hat{t}_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} (w_{+1} + w_{-1} - 2w_0). \quad (12)$$

Здесь w_{m_d} есть заселенность состояния дейтрона с проекцией спина m_d на ось ориентации $\vec{d}$, которая определяется углами Θ_d и φ_d в выбранной системе координат.

Векторная T_{11} и тензорные T_{2M} асимметрии выражаются через амплитуды реакции следующим образом (см., например, [16]):

$$T_{11} = \frac{1}{f} \sqrt{6} \operatorname{Im} \sum_{\lambda' \lambda m'} (< \lambda' m' | T | \lambda + 1 > - < \lambda' m' | T | \lambda - 1 >) < \lambda' m' | T | \lambda 0 >^*, \quad (13)$$

$$T_{20} = \frac{1}{f} \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\lambda' \lambda m'} (| < \lambda' m' | T | \lambda - 1 > |^2 + | < \lambda' m' | T | \lambda + 1 > |^2 - 2 | < \lambda' m' | T | \lambda 0 > |^2), \quad (14)$$

$$T_{21} = \frac{1}{f} \sqrt{6} \operatorname{Re} \sum_{\lambda' \lambda m'} (< \lambda' m' | T | \lambda - 1 > - < \lambda' m' | T | \lambda + 1 >) < \lambda' m' | T | \lambda 0 >^*, \quad (15)$$

$$T_{22} = \frac{1}{f} 2\sqrt{3} \operatorname{Re} \sum_{\lambda' \lambda m'} < \lambda' m' | T | \lambda - 1 > < \lambda' m' | T | \lambda + 1 >^*. \quad (16)$$

Теоретическая модель реакции

Теоретический подход основан на использовании нерелятивистской версии потенциала однобозонного обмена для NN -взаимодействия. Поскольку он подробно описан в работе [6], то мы приведем ниже только некоторые детали расчетов.

Два типа диаграмм дают вклады в амплитуду реакции. Первый из них – это резонансные диаграммы. Физически они соответствуют механизму, когда дейтрон, поглотив начальный фотон, переходит в возбужденное np -состояние, которое затем, излучив конечный фотон, возвращается в основное дейтронное состояние. Поскольку np -пропагатор $G(E) = (E - H + i0)^{-1}$ может быть представлен в виде

$$G(E) = G_0(E) + G_0(E) T_{NN}(E) G_0(E), \quad (17)$$

где $G_0(E) = (E - H_0 + i0)^{-1}$ – пропагатор свободных нуклонов, а $T_{NN}(E)$ – немассовая амплитуда NN -рассеяния, то резонансная амплитуда разбивается на две части: без NN -перерассеяния в промежуточном состоянии и с перерассеянием. Диаграммное представление указанных механизмов приведено на рис. 1.

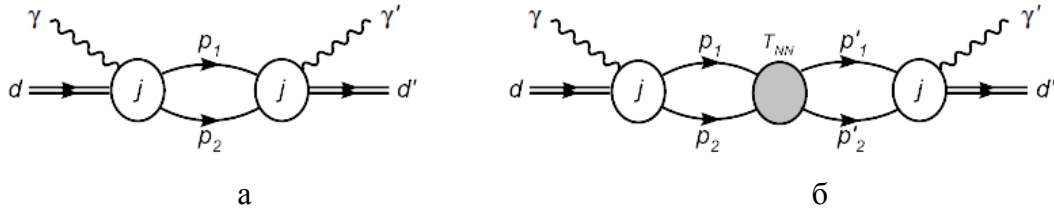


Рисунок 1 – Резонансные вклады без NN -перерассеяния в промежуточном состоянии (а) и с перерассеянием (б). Перекрестные диаграммы не показаны

Символ j на рис. 1 означает оператор электромагнитного тока. Форма этого оператора должна быть согласована с гамильтонианом NN -взаимодействия H , т. е. удовлетворять условию калибровочной инвариантности

$$[j_0^{[1]}(\vec{x}), H] = -i\vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{x}) = -i\vec{\nabla} \cdot [\vec{j}^{[1]}(\vec{x}) + \vec{j}^{[2]}(\vec{x})], \quad (18)$$

где $\vec{j}^{[1]}(\vec{x})$ и $\vec{j}^{[2]}(\vec{x})$ – одно- и двухчастичные операторы токов. Последний часто называют мезонным обменным током (МОТ). Предполагается, что зарядовая плотность $j_0(\vec{x})$ не изменяется потенциалом NN -взаимодействия V (теорема Зигерта), так что $j_0(\vec{x})$ совпадает с одночастичной зарядовой плотностью двух нуклонов $i = 1, 2$:

$$j_0(\vec{x}) = j_0^{[1]}(\vec{x}) = \sum_{i=1,2} eZ_i \delta(\vec{x} - \vec{r}_i), \quad Z_i = \frac{1 + \tau_i^z}{2}. \quad (19)$$

Одночастичный оператор $j^{[1]}$ имеет следующий вид в импульсном пространстве [6]:

$$\vec{j}^{[1]}(\vec{k}; \vec{p}, \vec{p}') = -\frac{eZ}{2M_N}(\vec{p} + \vec{p}') - \frac{e}{2M_N}(Z + \kappa)i\omega \vec{\sigma} \times \vec{k} + \frac{e}{8M_N^2}(Z + 2\kappa)i\omega \vec{\sigma} \times (\vec{p} + \vec{p}'). \quad (20)$$

Два первых слагаемых в правой части (20) описывают электромагнитное взаимодействие частицы со спином $1/2$, массой M_N , зарядом eZ и аномальным магнитным моментом κ . Последний член в (20) – это спин-орбитальная часть тока. Она не учитывалась во многих расчетах [5; 7–10]. Но, как показано в [6], хотя этот ток и является релятивистской поправкой $\sim (\omega p)/M_N^2$, его вклад в наблюдаемые, тем не менее оказывается очень важным даже при энергии ниже 100 МэВ.

В практических расчетах нами были использованы нерелятивистские версии боннского потенциала однобозонного обмена (OBER) [14; 15]. Оператор двухчастичного тока $\vec{j}^{[2]}$, согласованный с этими потенциалами, может быть получен из диаграммного представления, показанного на рис. 2. Этот ток является модельно-зависимым в том смысле, что его вид определяется потенциалом NN -взаимодействия, и эта связь задается уравнением непрерывности (18). Явные выражения для $\vec{j}^{[2]}$ приведены в работах [6; 16].

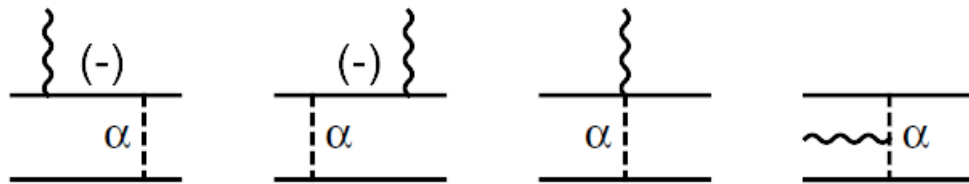


Рисунок 2 – Диаграммное представление потенциально-зависимой части оператора $\vec{j}^{[2]}$. Символ α означает различные мезонные обмены

Существуют также вклады в $\vec{j}^{[2]}$, форма которых не задается уравнением непрерывности (18). Это так называемые модельно-зависимые МОТ. Их диаграммное представление показано на рис. 3. Основной вклад в амплитуду реакции дают модельно-зависимые МОТ, связанные с возбуждением Δ -изобары.

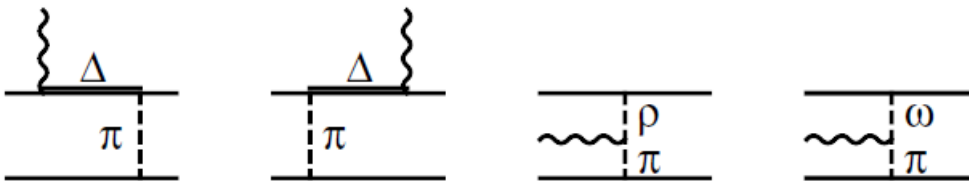


Рисунок 3 – Диаграммное представление потенциально-независимой части оператора $\vec{j}^{[2]}$

Сегалляная амплитуда, в отличие от резонансной, отвечает процессу, при котором поглощение и излучение фотона происходит в один и тот же момент времени. Как и в случае оператора тока $\vec{j}$, форма оператора сегаллы S зависит от гамильтониана H . Соответствующее условие калибровочной инвариантности имеет вид:

$$[j_0^{[1]}(\vec{x}), j_l(\vec{y})] = i \frac{\partial S_{kl}(\vec{x}, \vec{y})}{\partial x_k}. \quad (21)$$

Оператор S также может быть разбит на одночастичную, $S^{[1]}$, и двухчастичную, $S^{[2]}$, части. Первой из них отвечает диаграммное представление, показанное на рис. 4.

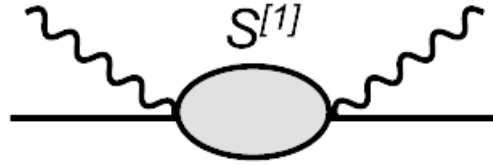


Рисунок 4 – Диаграммное представление одночастичного сегалла $S^{[1]}$

Оператор $S^{[1]}$ имеет следующий вид [6]:

$$\begin{aligned} \varepsilon'^{\mu} \varepsilon^{\nu} S_{\mu\nu}^{[1]}(-k', k) = & -\frac{e^2 Z^2}{M_N} \vec{\varepsilon} \cdot \vec{\varepsilon}'^* + \frac{e^2 Z}{4M_N^2} (Z + 2\kappa)(\omega + \omega') i \vec{\sigma} \cdot \vec{\varepsilon}'^* \times \vec{\varepsilon} + \\ & + 4\pi\omega\omega'(\alpha_N + \delta\alpha_0) \vec{\varepsilon} \cdot \vec{\varepsilon}'^* + 4\pi\omega\omega'\beta_N \vec{s} \cdot \vec{s}'^* + \varepsilon'^{\mu} \varepsilon^{\nu} \delta S_{\mu\nu}^{[1]}(-k', k). \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь $\vec{\varepsilon}$ и $\vec{\varepsilon}'$ – векторы поляризации начального и конечного фотонов соответственно: $\vec{s} = \vec{k} \times \vec{\varepsilon}$ и $\vec{s}' = \vec{k}' \times \vec{\varepsilon}'$. $\delta\alpha_0$ – есть релятивистская поправка к электрической поляризуемости α . Последний член содержит вклады от поляризуемостей более высоких порядков. Из выражения (22) видно, что поляризуемости нуклонов α_N и β_N входят в качестве параметров именно в $S^{[1]}$.

Наконец, явный вид оператора двухчастичного сегалла $S^{[2]}$ может быть получен из его диаграммного представления на рис. 5. Соответствующие выражения приведены в [6].

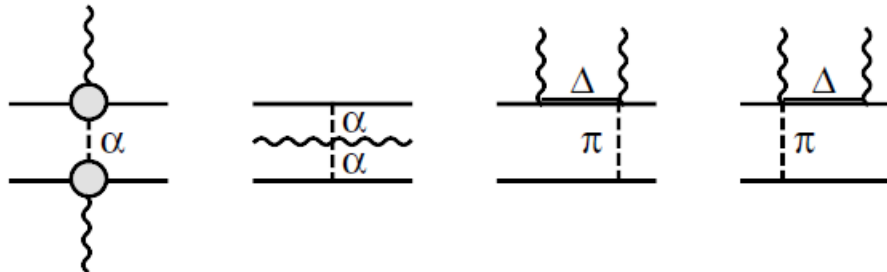


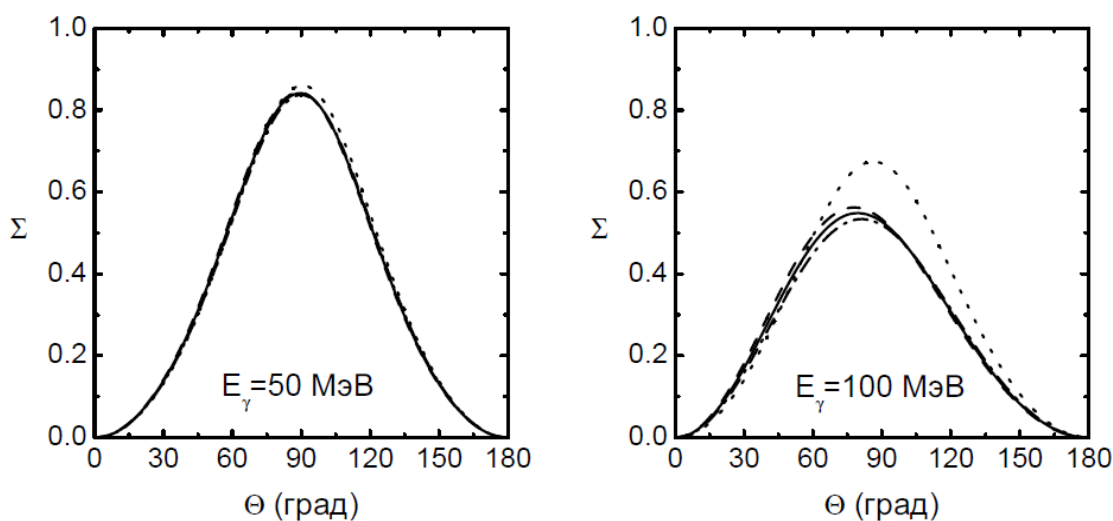
Рисунок 5 – Диаграммное представление двухчастичного сегалла $S^{[2]}$

Описанная в этом разделе модель была использована в [6] для анализа экспериментальных данных работ [11–13] по дифференциальному сечению рассеяния неполяризованных частиц при энергиях в области от 55 до 94 МэВ. В данной работе мы применим ее для случая реакции с поляризованными фотонами и дейтронами.

Результаты и обсуждение

Начнем обсуждение с асимметрии рассеяния линейно-поляризованных фотонов Σ . На рис. 6 показана угловая зависимость Σ при энергиях 50 и 100 МэВ. Можно видеть, что при 50 МэВ учет поляризуемостей практически не изменяет величину асимметрии. С ростом энергии эффект поляризуемостей заметно увеличивается. Однако даже при 100 МэВ имеется только весьма слабая чувствительность Σ к величине $\alpha - \beta$ (мы варьируем ее в пределах 9 ± 3 , поскольку именно эти значения лежат в области теоретических предсказаний). Таким образом, можно сделать вывод о том, что

измерение асимметрии Σ вряд ли целесообразно для целей извлечения величины $\alpha - \beta$. Аналогичное заключение было уже сделано ранее в работе [6] и подтверждено в более поздних расчетах [17; 18].

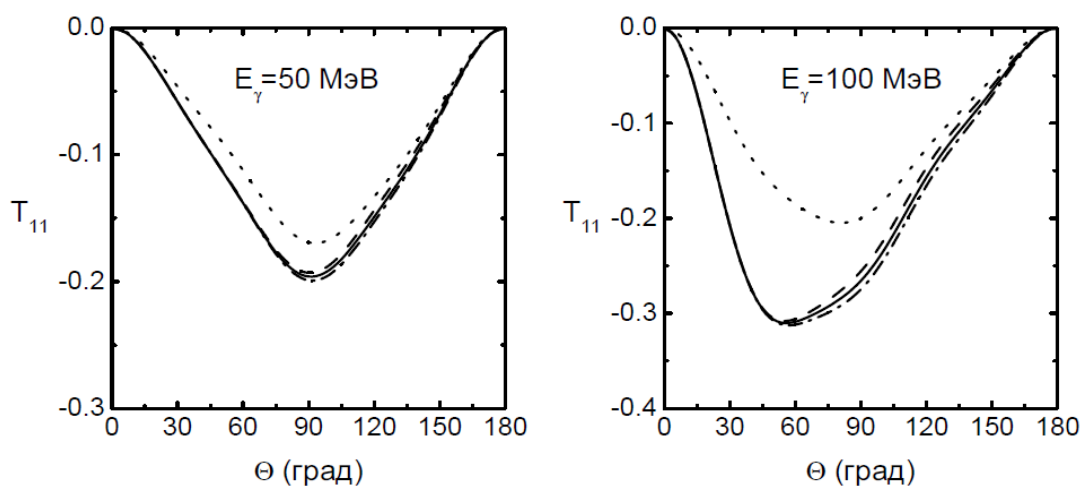


Пунктирные кривые соответствуют расчетам без поляризуемостей. Штрихованные, сплошные и штрихпунктирные кривые получены при $\alpha - \beta = 6, 9$ и 12 соответственно.

Сумма поляризуемостей зафиксирована значением $\alpha + \beta = 14,6$ в соответствии с предсказанием правила сумм Балдина.

Рисунок 6 – Угловая зависимость асимметрии Σ при 50 и 100 МэВ

Как видно из рис. 7, все, что было сказано об асимметрии Σ , в полной мере относится и к векторной асимметрии T_{11} . Хотя вклад поляризуемостей оказывается несколько бóльшим, но чувствительность T_{11} к величине $\alpha - \beta$ весьма слаба, так что измерение T_{11} не может служить методом для извлечения поляризуемостей.

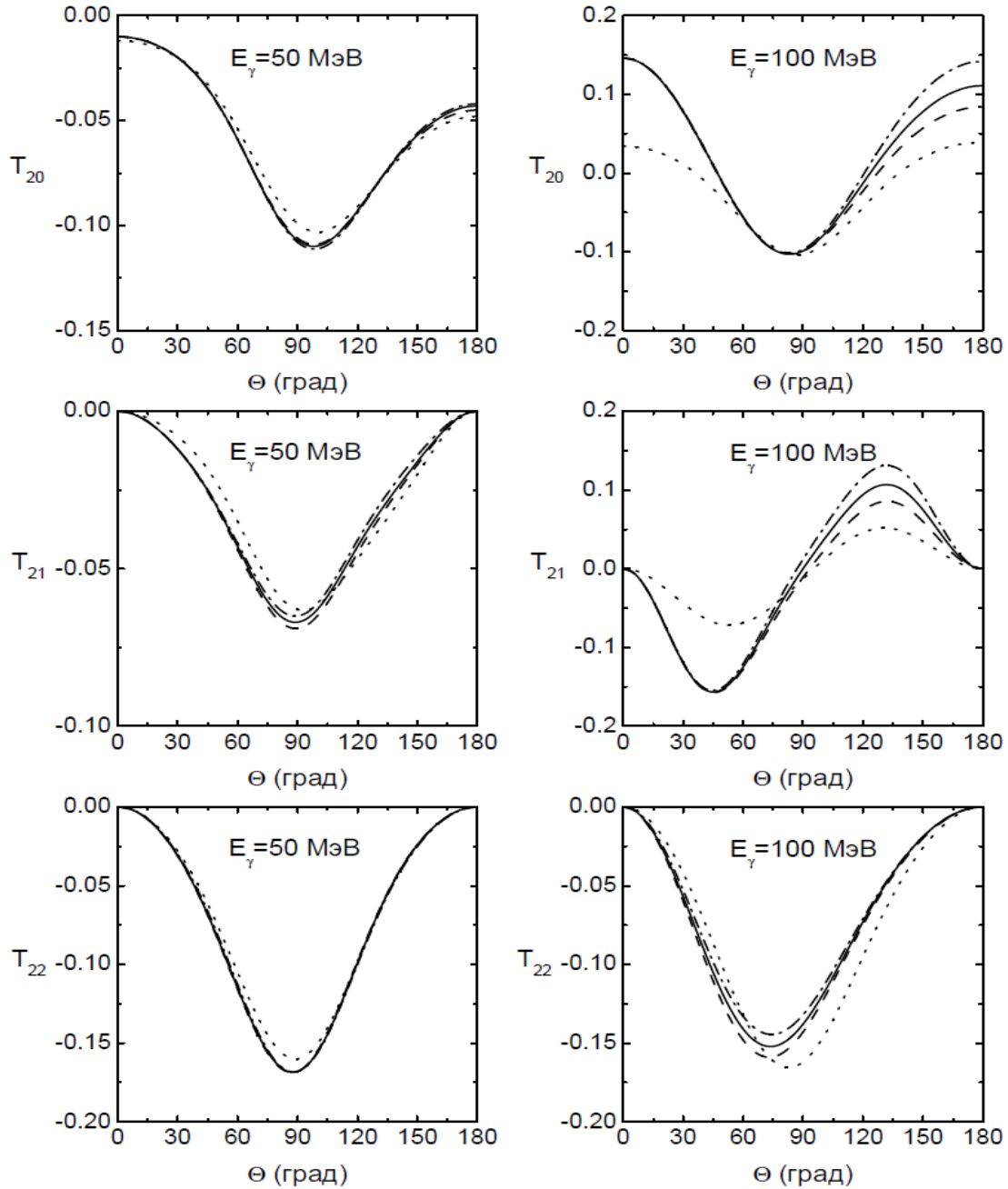


Смысл кривых, как и на рис. 6.

Рисунок 7 – Угловая зависимость векторной асимметрии T_{11} при 50 и 100 МэВ

Наконец, на рис. 8 показаны предсказания модели для тензорных асимметрий дейтрона T_{2M} . Можно видеть, что при 50 МэВ все T_{2M} слабо зависят от поляризуемостей. Однако при 100 МэВ ситуация существенно изменяется. Хотя асимметрия T_{22} ос-

тается малочувствительной к $\alpha - \beta$, но асимметрии T_{20} и T_{21} проявляют заметную зависимость от этой разности. Например, в области $\Theta \sim 120^\circ$ вариация $\alpha - \beta$ с 9 на ± 3 приводит к изменению величин T_{20} и T_{21} примерно на $\pm 30\%$. Таким образом, измерения асимметрий T_{20} и T_{21} с точностью $\sim 10\%$ при энергиях фотона в области 100 МэВ и задних углах рассеяния были бы весьма полезными для извлечения поляризуемостей.



Смысл кривых, как и на рис. 6.

Рисунок 8 – Угловая зависимость тензорных асимметрий T_{2M} при 50 и 100 МэВ

Отметим еще один интересный факт, который не связан непосредственно с поляризуемостями. Как видно из рис. 6–8, форма угловой зависимости асимметрий Σ , T_{11} , T_{21} и T_{22} практически не изменяется при увеличении энергии фотона с 50 до 100 МэВ. В то же время поведение асимметрии T_{21} имеет совершенно разный вид при

энергиях 50 и 100 МэВ.

Заклучение

Таким образом, изучение комптоновского рассеяния фотонов на дейтроне с поляризованными начальными частицами позволило бы, в принципе, получать информацию о поляризуемостях нейтрона. Для этого необходимо работать при энергиях ~ 100 МэВ. При меньших энергиях все рассмотренные асимметрии слабо зависят от разности поляризуемостей $\alpha - \beta$. Однако и вблизи 100 МэВ не все асимметрии чувствительны к $\alpha - \beta$. Изучение асимметрии рассеяния линейно-поляризованных фотонов Σ , а также векторной T_{11} и тензорной T_{22} асимметрий вряд ли имеет смысл для указанной цели. Только измерения тензорных асимметрий T_{20} и T_{21} с точностью $\sim 10\%$ могут дать сильные ограничения на величину $\alpha - \beta$.

Работа поддержана грантом Ф09–051 Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и программой «Физика элементарных частиц и фундаментальная ядерная физика» Российской Академии наук.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. L'vov, A.I. Theoretical aspects of the polarizability of the nucleon // A.I. L'vov // Int. J. Mod. Phys. – 1993. – Vol. A8, №30. – P. 5267–5303.
2. Review of Particle Physics / C. Amsler [et al.] // Phys. Lett. – 2008. – Vol. B667, №1. – P. 1–1340.
3. Wilbois, T. Deuteron Compton Scattering / T. Wilbois, P. Wilhelm, H. Arenhövel // Few-Body. Syst. Suppl. – 1995. – Vol. 9, – P. 263–266.
4. Levchuk, M.I. Elastic γd -Scattering // M.I. Levchuk, A.I. L'vov // Few-Body. Syst. Suppl. – 1995. – Vol. 9, – P. 239–443.
5. Karakowski, J.J. Neutron polarizabilities from Compton scattering on the deuteron? / J.J. Karakowski, G.A. Miller // Phys. Rev. – 1999. – Vol. C60, №1. – P. 014001.
6. Levchuk, M.I. Deuteron Compton scattering below pion photoproduction threshold / M.I. Levchuk, A.I. L'vov // Nucl. Phys. – 2000. – Vol. A674, №3,4. – P. 449–492.
7. Gamma - deuteron Compton scattering in effective field theory / J.-W. Chen, [et al.] // Nucl. Phys. – 1998. – Vol. A644, №3. – P. 245–259.
8. Compton scattering on the deuteron in baryon chiral perturbation theory / S.R. Beane [et al.] // Nucl. Phys. – 1999. – Vol. A656, №3,4. – P. 367–399.
9. Compton scattering on the proton, neutron, and deuteron in chiral perturbation theory to $O(Q^4)$ / S.R. Beane [et al.] // Nucl. Phys. – 2005. – Vol. A747, №2-4. – P. 311–361.
10. Explicit Delta(1232) degrees of freedom in Compton scattering off the deuteron / R.P. Hildebrandt [et al.] // Nucl. Phys. – 2005. – Vol. A748, №3,4. – P. 573–595.
11. Lucas, M.A. Compton scattering from the deuteron at intermediate energies: PhD Thesis / M.A. Lucas – Urbana, Illinois, 1994. – 173 p.
12. Elastic Compton scattering from the deuteron and nucleon polarizabilities / D.L. Hornidge [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84, №11. – P. 2334–2338.
13. Compton scattering from the deuteron and extracted neutron polarizabilities / M. Lundin [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90, №19. – P. 192501–192505.
14. Machleidt, R. The Bonn meson-exchange model for the nucleon-nucleon interaction / R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster // Phys. Rep. – 1987. – Vol. 149, №1. – P. 1–89.
15. Machleidt, R. The meson theory of nuclear forces and nucleon structure / R. Machleidt // Adv. Nucl. Phys. – 1989. – Vol. 19. – P. 189–376.
16. Levchuk, M.I. Deuteron photodisintegration in the diagrammatic approach /

M.I. Levchuk // Few-Body Syst. – 1995. – Vol. 19, №3. – P. 77–108.

17. Choudhury, D. Predictions for polarized-beam and/or vector-polarized-target observables in elastic Compton scattering on the deuteron / D. Choudhury, D.R. Phillips // Phys. Rev. – 2005. – Vol. C71, №4. – P. 044002.

18. Chen, J.-W. Deuteron Compton scattering in effective field theory: Spin-dependent cross sections and asymmetries / J.-W. Chen, X. Ji, Y. Li // Phys. Rev. – 2005. – Vol. C71, №4. – P. 044321.

M.I. Levchuk, A.I. L'vov. Polarization Observables in Deuteron Compton Scattering at Energies below Pion Threshold

Deuteron Compton scattering below pion threshold is investigated in the case of polarized initial particles. The approach is based on a nonrelativistic one-boson-exchange potential of NN -interaction. The sensitivity of theoretical predictions to values of the isoscalar electric, α , and magnetic, β , polarizabilities of the nucleon is studied. It has been shown that the photon beam asymmetry Σ , and both vector T_{11} and tensor T_{22} target asymmetries are practically independent of α and β . However, the tensor asymmetries T_{20} и T_{21} at energies near 100 MeV are noticeably sensitive to the nucleon polarizabilities so that their measurements can serve as one of methods for providing information on the polarizabilities.