

УДК 539.12

М.И. Левчук

д-р физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник
 лаборатории теоретической физики имени Б.И. Степанова
 НАН Беларуси
 e-mail: mlevchuk@yandex.ru

О ПОЛНОМ СЕЧЕНИИ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ НА ДЕЙТРОНЕ В ПЕРВОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ*

Рассмотрено полное сечение фотопоглощения на дейтроне в области Δ -резонанса. Сравнены результаты прямых экспериментальных измерений этого сечения с суммой вкладов отдельных каналов реакции $\gamma d \rightarrow X$. Показано, что в центре Δ -резонанса при энергии фотона около 320 МэВ сумма завышена примерно на 100 мкбн. Обсуждены следствия такого расхождения.

Введение

В работах [1; 2] показано, что данные по полному сечению фотопоглощения на нейтроне из работы [3] в центре Δ -резонанса, т.е. при энергии фотона в лабораторной системе $\omega \approx 320$ МэВ, заметно занижены по сравнению с сечениями, ожидаемыми из анализов фоторасщепления дейтрона и фоторождения одиночных пионов на нейтроне. Данные на нейтроне извлекаются из результатов на дейтроне за вычетом протонных сечений. Поскольку последние, измеренные в работе [4], находятся в хорошем согласии с данными, полученными из анализов фоторождения одиночных пионов на протоне, то возможная причина такого расхождения состоит в том, что занижено измеренное в работе [3] полное сечение фотопоглощения на дейтроне. Следует при этом отметить, что дейтронные данные этой работы в центре Δ -резонанса находятся в хорошем согласии с результатами измерений из работы [5].

Следствие такого расхождения проявляется при расчетах суммы дипольных электрической, α_N , и магнитной, β_N , поляризуемостей нуклона по правилу сумм Балдина в случае нейтрона

$$\alpha_N + \beta_N = \int_{\omega_0}^{\infty} \sigma_N^{\text{tot}}(\omega) \frac{d\omega}{2\pi^2 \omega^2}. \quad (1)$$

В выражении (1) $\sigma_N^{\text{tot}}(\omega)$ есть полное сечение фотопоглощения на нуклоне, а ω_0 – порог фоторождения π -мезона на нуклоне ($\omega_0 \approx 150$ МэВ).

Как показано в работах [1; 2], сумма (1) в случае нейтрона ($N = n$), если ее вычислять на основе данных работы [3] для полного сечения фотопоглощения $\sigma_n^{\text{tot}}(\omega)$, занижена примерно на 20 % по сравнению с результатами расчетов с использованием этого сечения, полученного из надежных данных по фоторождению π -мезонов на нуклонах.

Есть основания предполагать, что имеется несогласование сечений из работ [3; 5] с результатами измерений по отдельным каналам реакции $\gamma d \rightarrow X$. При энергиях ниже 500 МэВ имеется пять таких каналов:

- 1) фоторасщепление дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$;
- 2) когерентное фоторождение π^0 -мезона на дейтроне $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$;

*Работа поддержана грантом Ф17Д-001 Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

- 3) некогерентное фоторождение π^0 -мезона на дейтроне $\gamma d \rightarrow \pi^0 pn$;
- 4) некогерентное фоторождение π^- -мезона на дейтроне $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$;
- 5) некогерентное фоторождение π^+ -мезона на дейтроне $\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$.

Сумма полных сечений этих каналов должна давать результаты прямых измерений из работ [3; 5]. В данной работе мы проверяем, имеет ли это место на самом деле.

Фоторасщепление дейтрона

Начнем наше рассмотрение с фоторасщепления дейтрона, $\gamma d \rightarrow pn$. Имеются многочисленные данные по этой реакции, как с неполяризованными, так и с поляризованными частицами. Для фита полного сечения будем использовать только результаты работ [6–8], полученные на пучках с мечеными (моноэнергетическими) фотонами. Профитируем их с помощью выражения (2), предложенного в работе [9]. Как нетрудно видеть, второе слагаемое отвечает за вклад от Δ -резонанса.

$$\sigma_{\gamma d \rightarrow pn}(\omega) = C_1 e^{-C_2 \omega} + \frac{C_3 + C_4 \omega}{1 + C_6(\omega - C_5)^2}. \quad (2)$$

Фитирование будем проводить с учетом систематических ошибок экспериментов, которые для данных из работ [6–8] составляют соответственно 4, 3,5 и 5 %. Это делается с помощью метода, предложенного в работе [10]. Коротко опишем этот метод.

Для каждого отдельно взятого эксперимента $j=1, \dots, N_{exp}$, рассматриваемого в данном анализе, относительные систематические ошибки измеряемых сечений $\sigma_{ij}^{exp} \equiv \sigma^{exp,j}(\omega_{ij}, \theta_{ij})$, $i=1, \dots, n_j$ слабо зависят от энергий и углов рассеяния и в основном сводятся к общей нормировке k_j этих сечений. Коэффициенты k_j можно рассматривать как независимые параметры обобщенного теоретического описания экспериментов, при котором теоретические сечения σ_{ij}^{theor} должны согласовываться с перемасштабированными экспериментальными сечениями $k_j \sigma_{ij}^{exp}$. Тот факт, что величины k_j равны единице в пределах неопределенностей δ_j абсолютизации сечений отдельных экспериментов, можно рассматривать как независимое измерение этих величин. Соответственно функции χ^2 записываются как

$$\chi^2(k) = \sum_{j=1}^{N_{exp}} \left[\sum_{i=1}^{n_j} \left(\frac{k_j \sigma_{ij}^{exp} - \sigma_{ij}^{theor}}{k_j \Delta \sigma_{ij}^{exp}} \right)^2 + \left(\frac{k_j - 1}{k_j \delta_j} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где $\Delta \sigma_{ij}^{exp}$ – статистические ошибки. Так как выражение (3) – квадратичная функция от $1/k_j$, его минимизация по величинам k_j делается в аналитическом виде. Результат имеет вид:

$$\min_k \chi^2(k) = \sum_{j=1}^{N_{exp}} \left[X_j^{ee} - \frac{(X_j^{te})^2 \delta_j^2}{1 + X_j^{tt} \delta_j^2} \right], \quad (4)$$

где

$$X_j^{ee} = \sum_{i=1}^{n_j} \left(\frac{\sigma_{ij}^{exp} - \sigma_{ij}^{theor}}{\Delta \sigma_{ij}^{exp}} \right)^2, \quad X_j^{te} = \sum_{i=1}^{n_j} \left(\frac{\sigma_{ij}^{exp} - \sigma_{ij}^{theor}}{\Delta \sigma_{ij}^{exp}} \right) \frac{\sigma_{ij}^{theor}}{\Delta \sigma_{ij}^{exp}}, \quad X_j^{tt} = \sum_{i=1}^{n_j} \left(\frac{\sigma_{ij}^{theor}}{\Delta \sigma_{ij}^{exp}} \right)^2. \quad (5)$$

В уравнении (5) член X_j^{ee} учитывает статистические ошибки j -го эксперимента. Он является обычным для методики фитирования по критерию χ^2 . Второй (отрицательный) член возникает благодаря оптимизации χ^2 по нормировочным параметрам k_j и описывает влияние систематической ошибки j -го эксперимента. Минимум (3) достигается при перемасштабировании экспериментальных данных факторами

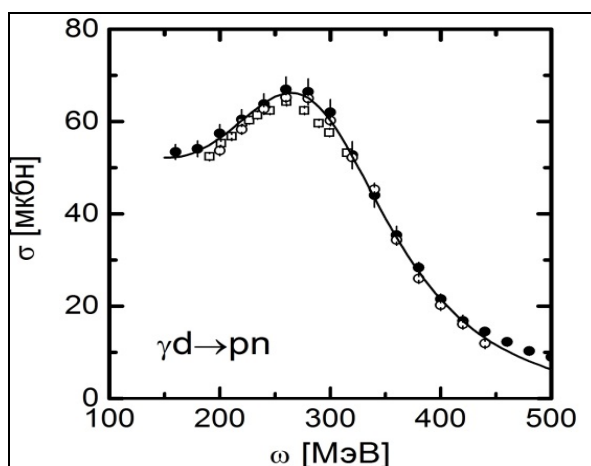
$$k_j = \left(1 + \frac{X_j^{te} \delta_j^2}{1 + X_j^{te} \delta_j^2}\right)^{-1}. \quad (6)$$

Фитирование данных из работ [6–8] с использованием описанного метода дает значения коэффициентов C_i , приведенные в таблице 1.

Таблица 1. – Коэффициенты C_i в формуле (2)

C_1 [мкбн]	C_2 [ГэВ ⁻¹]	C_3 [мкбн]	C_4 [мкбн/ГэВ]	C_5 [ГэВ]	C_6 [ГэВ ⁻²]
114 ± 55	11.0 ± 4.0	98.3 ± 6.3	-137 ± 13	0.285 ± 0.002	87.5 ± 6.5

Результаты фита показаны на рисунке 1.



Кривая – результат фита. Данные из работ [6] (○), [7] (●) и [8] (□).

Показаны статистические ошибки

Рисунок 1. – Полное сечение фоторасщепления дейтрона

Можно видеть, что выражение (2) с коэффициентами C_i из таблицы 1 позволяет получить хорошее описание имеющихся экспериментальных данных во всей исследуемой области энергий. Отметим также, что неопределенности в профитированном сечении на рисунке 1, обусловленные неопределенностями в определении коэффициентов C_i в таблице 1, составляют не более ± 1 мкбн при всех энергиях.

Когерентное и некогерентное фоторождение π^0 -мезона

Полные сечения реакций когерентного, $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$, и некогерентного, $\gamma d \rightarrow \pi^0 pn$, фоторождения π^0 -мезона на дейтроне были измерены в работах [10] и [11] соответственно. Систематические ошибки данных первого и второго экспериментов в случае

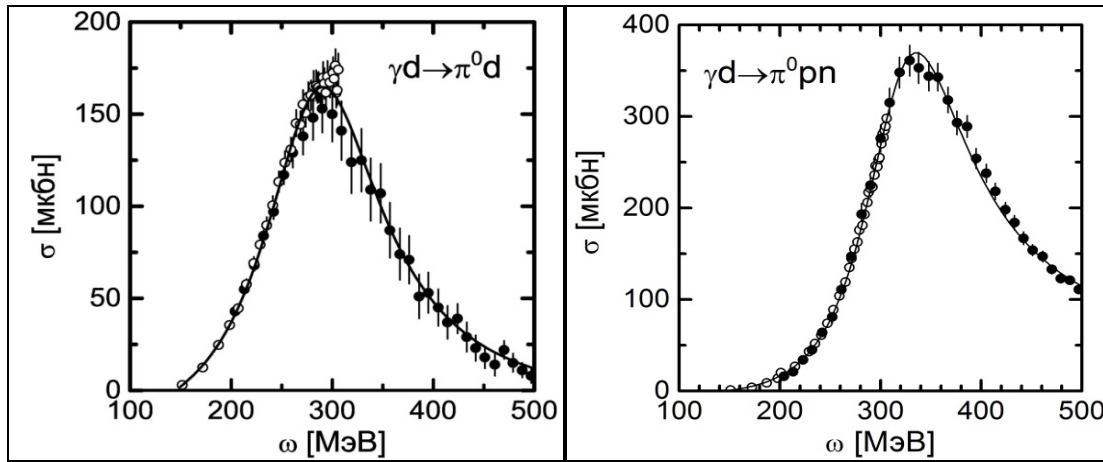
обоих каналов составляют 6 и 7 %. Полученные данные будем фитировать с помощью выражения (7), которое, в отличие от выражения (2), содержит только часть, связанную с возбуждением Δ -резонанса.

$$\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi^0(d+pn)}(\omega) = \frac{D_1 + D_2\omega + D_3\omega^2}{1 + D_5(\omega - D_4)^2}. \quad (7)$$

Коэффициенты D_i приведены в таблице 2. Как видно из рисунка 2, выражение (7) с такими коэффициентами обеспечивают очень хорошее описание экспериментальных данных.

Таблица 2. – Коэффициенты D_i в формуле (7) для двух каналов реакции с рождением нейтральных π^0 -мезонов

Канал	D_1 [мкбн]	D_2 [мкбн/ГэВ]	D_3 [мкбн/ГэВ ²]	D_4 [ГэВ]	D_5 [ГэВ ²]
$\pi^0 d$	-345 ± 19	2999 ± 175	-4269 ± 317	0.283 ± 0.002	185 ± 9
$\pi^0 np$	-37.2 ± 21.6	-521 ± 206	5398 ± 497	0.319 ± 0.001	248 ± 6



Кривые – результат фитов. Данные из работ [10] (●) и [11] (○).
Показаны статистические ошибки

Рисунок 2. – Полные сечения реакций $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ (слева) и $\gamma d \rightarrow \pi^0 pn$ (справа)

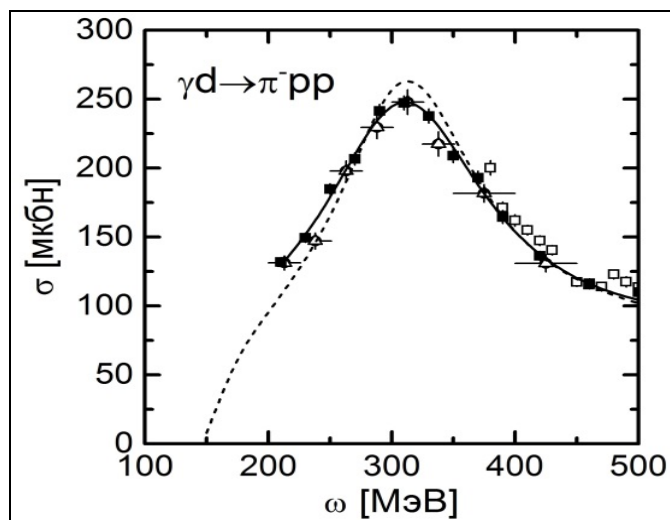
Неопределенности в профитированном сечении на рисунке 2, обусловленные неопределенностями в определении коэффициентов D_i в таблице 2, составляют не более ± 3 мкбн для обоих каналов $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ и $\gamma d \rightarrow \pi^0 pn$ при всех энергиях.

Некогерентное фоторождение заряженных π -мезонов

Полное сечение реакции некогерентного фоторождения π^- -мезона на дейтроне, $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$, измерялось в работах [13–15]. Полученные данные будем также фитировать с использованием выражения (7). Так как минимальная энергия фотона в этих экспериментах составляла 210 МэВ, то в области энергий от порога фоторождения π -мезона (~ 150 МэВ) до 210 МэВ будем опираться на предсказания теоретической модели [16], которая дает удовлетворительные предсказания для поляризационных и неполяризационных наблюдаемых во всех каналах реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$.

Таблица 3. – Коэффициенты D_i в формуле (7) для реакции $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$

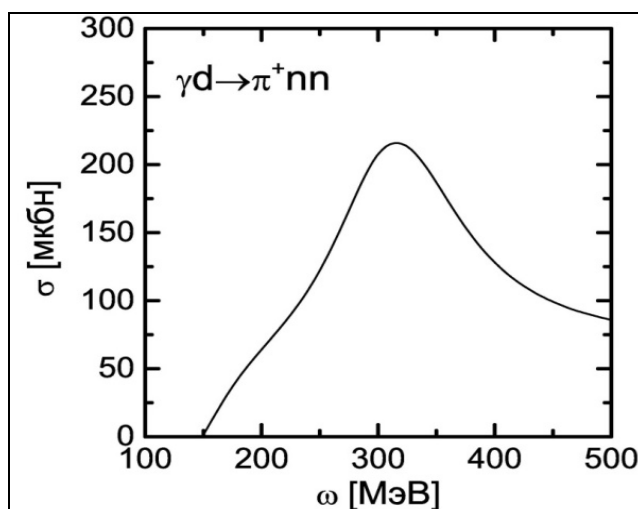
D_1 [мкбн]	D_2 [мкбн/ГэВ]	D_3 [мкбн/ГэВ ²]	D_4 [ГэВ]	D_5 [ГэВ ²]
1052 ± 39	-5695 ± 149	9987 ± 268	0.303 ± 0.003	151 ± 4



Сплошная кривая – результат фита. Данные из работ [13] (■), [14] (△) и [15] (□). Показаны статистические ошибки.
Пунктирная кривая – предсказание работы [16]

Рисунок 3. – Полное сечение реакции $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$

Неопределенности в профитированном сечении на рисунке 3, возникающие из-за неопределенностей в коэффициентах D_i из таблицы 3, составляют не более ± 5 мкбн в области первого резонанса. Что касается реакции $\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$, то экспериментальные данные по ней отсутствуют. Поэтому для предсказания полного сечения будем использовать результаты модели [16], которые, как видно из рисунка 3, находятся в удовлетворительном согласии с данными для канала $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$.

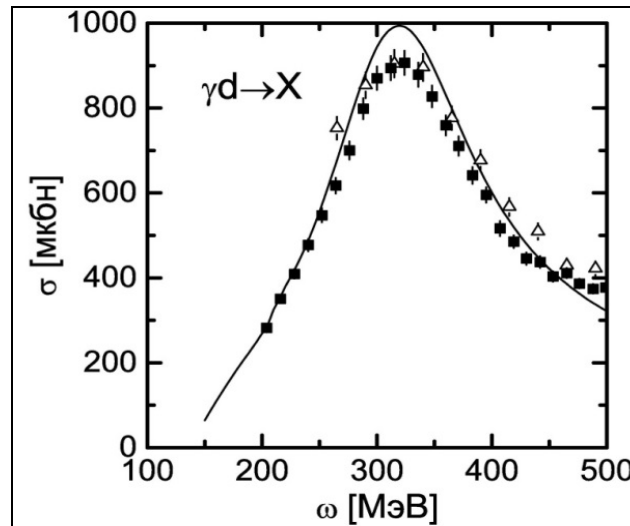


Кривая – предсказание работы [16]

Рисунок 4. – Полное сечение реакции $\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$

Полный вклад всех каналов

Складывая все сечения реакций 1–5, приходим к полному сечению процесса $\gamma d \rightarrow X$, показанному на рисунке 5. Можно видеть, что в пике Δ -резонанса сумма сечений отдельных каналов превышает примерно на 100 мкбн сечение, полученное в экспериментах [3; 5]. Ошибку в найденной сумме полных сечений можно оценить, взяв в квадратуре сумму упомянутых выше неопределенностей в найденных сечениях для отдельных каналов. Таким образом, получаем, что эта ошибка составляет примерно ± 7 мкбн. Т.е. даже с учетом этой неопределенности заметное расхождение с результатами работ [3; 5] сохраняется.



Кривая – сумма всех вкладов 1)–5).

Данные из работ [3] (Δ) и [5] ($\blacksquare$).

Показаны статистические ошибки

Рисунок 5. – Полное сечение фотопоглощения на дейтроне

Заключение

Таким образом, в результате проведенного исследования было показано, что в области пика Δ -резонанса имеется заметное расхождение между результатами прямых измерений полного сечения фотопоглощения на дейтроне $\gamma d \rightarrow X$ и суммой вкладов отдельных каналов. Это наблюдение является довольно неожиданным, так как при прямых измерениях, по сути, измеряется сумма вкладов тех же самых каналов. Понять причину такого расхождения очень трудно. Только экспериментаторы, которые участвовали в проведении всех этих экспериментов, могут указать эту причину.

После выяснения этой причины можно будет сделать вывод о том, какое значение суммы поляризуемостей нейтрона, вычисленному по правилу сумм Балдина (1), является более надежным – с использованием полного сечения фотопоглощения $\sigma_n^{tot}(\omega)$ из данных прямых измерений из работы [3] или с результатами расчетов с этим сечением, полученным из данных по фоторождению мезонов на нуклонах.

Автор благодарен А.И. Львову за многочисленные полезные обсуждения.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Babusci, D. New evaluation of the Baldin sum rule / D. Babusci, G. Giordano, G. Matone // Phys. Rev. – 1998. – Vol. C 57, № 1. – P. 291–295.
2. Levchuk, M. I. Deuteron Compton scattering below pion photoproduction threshold / M. I. Levchuk, A. I. L'vov // Nucl. Phys. – 2000. – Vol. A 674, № 3–4. – P. 449–492.
3. The total deuteron hadronic cross section in the energy range 0.265–4.215 GeV / T. A. Armstrong [et al.] // Nucl. Phys. – 1972. – Vol. B 41, № 4. – P. 445–473.
4. Total hadronic cross section of γ rays in hydrogen in the energy range 0.265–4.215 GeV / T. A. Armstrong [et al.] // Phys. Rev. – 1972. – Vol. D 5, № 7. – P. 1640–1652.
5. Total photoabsorption cross sections for ^1H , ^2H , and ^3He from 200 to 800 MeV / M. MacCormick [et al.] // Phys. Rev. – 1996. – Vol. C 53, № 1. – P. 41–49.
6. Experimental investigation of deuteron photodisintegration in the Δ -resonance region / J. Arends [et al.] // Nucl. Phys. – 1983. – Vol. A 412, № 4. – P. 509–522.
7. Two-body photodisintegration of the deuteron from 100 to 800 MeV / R. Crawford [et al.] // Nucl. Phys. – 1996. – Vol. A 603, № 3–4. – P. 303–325.
8. Measurement of $^2\text{H}(\bar{\gamma}, p)n$ with linearly polarized photons in the Δ -resonance region / G. Blanpied [et al.] // Phys. Rev. – 1999. – Vol. C 61, № 2. – P. 024604.
9. Thorlacius, A. E. Phenomological fit to deuteron photodisintegration data in the medium energy region / A. E. Thorlacius, H. W. Fearing // Phys. Rev. – 1986. – Vol. C 33, № 5. – P. 1830–1833.
10. Экспериментальный статус электрической и магнитной поляризуемостей протона / П. С. Баранов [и др.] // Физика элементарных частиц и атомного ядра – 2001. – Т. 32, № 3. – С. 699–733.
11. Single and double π^0 -photoproduction from the deuteron / B. Krusche [et al.] // Eur. Rev. J. – 1999. – Vol. A 6, № 3. – P. 309–324.
12. Coherent and incoherent π^0 photoproduction from the deuteron / U. Siodlaczek [et al.] // Eur. Rev. J. – 2001. – Vol. A 10, № 3. – P. 365–371.
13. Measurement of the reaction $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$, and determination of cross sections for the reaction $\gamma n \rightarrow \pi^- p$, at photon energies between 0.2 and 2.0 GeV / P. Benz [et al.] // Nucl. Phys. – 1973. – Vol. B 65, № 2. – P. 158–209.
14. Total cross section measurement of π^- photoproduction on the deuteron in the first-resonance region / G. Chiefari [et al.] // Lett. Nuovo Cim. – 1975. – Vol. 13, № 4. – P. 129–133.
15. Total cross section for the $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ reaction between 380 and 840 MeV / M. Asai [et al.] // Phys. Rev. – 1990. – Vol. C 42, № 3. – P. 837–845.
16. Levchuk, M. I. Helicity-dependent reaction $\bar{\gamma} \vec{d} \rightarrow \pi NN$ and its contribution to the GDH sum rule for the deuteron / M. I. Levchuk // Phys. Rev. – 2010. – Vol. C 82. – № 4.

Рукапіс паступїў у рєдакцїю 26.09.2017

Levchuk M.I. On the Total Photoabsorption Cross Section on the Deuteron in the First Resonance Region

The total photoabsorption cross section on the deuteron is considered in the first resonance region. We compare results of direct measurements of this cross section with the sum of separate contributions to the reaction $\gamma d \rightarrow X$. It is shown that in the center of the Δ -resonance at photon energy near 320 MeV the sum is exceeded by about 100 μb . The consequences of this discrepancy are discussed.