

УДК 539.122, 539.125, 539.128.2

*А.И. Фикс, М.И. Левчук, А.И. Львов*

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ НА НЕЙТРОНЕ ИЗ ПРОТОННЫХ И ДЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ОТ 700 ДО 1500 МЭВ I. ФЕРМИ-РАЗМАЗКА И НЕАДДИТИВНЫЕ ПОПРАВКИ

Пересмотрено общее соотношение между полными сечениями фотопоглощения на нуклонах и дейтроне. Предложена процедура снятия эффектов размазки, обусловленных Ферми-движением нуклонов в дейтроне, и определения сечений фотопоглощения на свободных нуклонах. Наряду с некогерентными (аддитивными) вкладами, найденными в импульсном приближении в области энергий 700–1500 МэВ, рассчитаны неаддитивные поправки, связанные с интерференцией процессов фоторождения мезонов на протоне и нейтроне. Вычислены также поправки, вызванные взаимодействием нуклонов и мезонов в конечном состоянии.

### Введение

Настоящая работа была мотивирована недавними результатами экспериментов на установке GRAAL по измерению полных сечений фотопоглощения на протоне и дейтроне при энергиях фотона в области 700–1500 МэВ [1–4] и их использованием для нахождения полного сечения фотопоглощения на нейтроне. Интригующая особенность новых данных состоит в том, что они указывают на примерно одинаковые и большие силы  $F_{15}(1680)$ -резонанса как в случае протона, так и нейтрона (см., например, рисунок 5 работы [4]). Во многих предыдущих работах, как, например, в [5], сила этого резонанса для нейтрона оказывалась гораздо меньшей. Particle Data Group [6] приводит следующие относительные брэнчинги распада  $F_{15}(1680)$  в  $\gamma N$ :

$$\begin{aligned} \text{Br}(F_{15}(1680) \rightarrow \gamma p) &= 0.21 - 0.32\% \\ \text{Br}(F_{15}(1680) \rightarrow \gamma n) &= 0.021 - 0.046\% \end{aligned} \tag{1}$$

Значения (1) основаны, главным образом, на парциально-волновых анализах фоторождения пионов. Однако некоторые недавние эксперименты по фоторождению  $\eta$ -мезонов [7–10] на нейтроне и комптоновскому рассеянию на нейтроне [11] указывают на возможное существование другой узкой резонансной структуры, которая видна в случае нейтрона примерно при той же полной энергии в 1680 МэВ. Такой возможный резонанс может также давать вклад в полное сечение фотопоглощения на дейтроне.

В данной работе мы делаем попытку пересмотреть использовавшуюся ранее процедуру нахождения полного сечения фотопоглощения на нейтроне из дейтронных данных и сделать ряд существенных улучшений. Предыдущая процедура подробно описана в работе группы из Дарсбери (Daresbury), которая выполнила детальные измерения полного сечения фотопоглощения на дейтроне  $\sigma_d(\omega)$  [5] и протоне  $\sigma_p(\omega)$  [12] в диапазоне энергий фотона  $\omega$  от 265 до 4215 МэВ. В области нуклонных резонансов они полагали, что имеет место следующее соотношение

$$\sigma_d(\omega) = F(\omega)[\sigma_p(\omega) + \sigma_n(\omega)], \tag{2}$$

где фактор  $F(\omega)$  был введен для того, чтобы учесть эффекты размазки из-за фермиевского движения нуклонов в дейтроне. Этот фактор находился численным интегрирова-

нием (выше упомянутой размазкой) протонного сечения, исходя из известного импульсного распределения нуклонов в дейтроне, и он одинаково применялся как к протону, так и к нейтрону. Наконец, нейтронные сечения находились, точка за точкой, с шагом 25 МэВ из соответствующих протонных и дейтронных сечений при тех же энергиях с использованием соотношения (2).

Очевидные недостатки соотношения (2) состоят в следующем. Во-первых, эффекты размазки предполагались равными для протона и нейтрона, что является неверным в случае разной энергетической зависимости сечений.

Во-вторых, в действительности индивидуальные нуклонные сечения не связаны алгебраическим соотношением типа (2) с дейтронным сечением при той же энергии, так что основания для применения поточечной процедуры извлечения  $\sigma_n(\omega)$  нет. Вместо этого можно найти только среднее от сечения  $\sigma_n(\omega)$  по конечному энергетическому интервалу, и, следовательно, здесь должна применяться обоснованная процедура снятия размазки.

В-третьих, в уравнении (2) не учитывались неаддитивные по нуклонам поправки, связанные, в основном, с интерференционными вкладами и взаимодействиями рождающихся частиц в конечном состоянии. Такие поправки вычисляли Бродский и Памплин в работе [13] при энергиях  $\omega \geq 2$  ГэВ в предположении, что сечение фоторождения на нуклоне при высоких энергиях определяется дифракционным фоторождением векторных мезонов  $(\rho, \omega, \phi)$ , которые затем взаимодействуют со вторым нуклоном. Поправки Бродского и Памплина учитывались в анализе высокоэнергетической части данных Дарсбери [5], а также при фотопоглощении на протоне и дейтроне при энергиях 20–40 ГэВ [14]. Однако при более низких энергиях (в том числе, энергиях GRAAL) вклад векторных мезонов в полное сечение фотопоглощения фотонов мал, но другие каналы рождения могут оказаться заметными. И это действительно так, как показано ниже. Насколько нам известно, неаддитивные поправки к соотношению (2) до сих пор не анализировались при энергиях ниже 2 ГэВ.

В настоящей работе мы улучшаем процедуру, развитую группой Дарсбери [5], во всех трех указанных аспектах.

### 1. Ферми-размазка (folding)

В действительности общее соотношение между дейтронным и нуклонными сечениями  $\sigma_d(\omega)$ ,  $\sigma_p(\omega)$  и  $\sigma_n(\omega)$  имеет более сложный вид по сравнению с (2), а именно

$$\sigma_d(\omega) = \hat{F}[\sigma_p(\omega) + \sigma_n(\omega)] + \Delta\sigma_{pn}(\omega). \quad (3)$$

Здесь  $\hat{F}$  не есть численный фактор, а является оператором, который размазывает нуклонные сечения в соответствии с Ферми-движением нуклонов в дейтроне, а  $\Delta\sigma_{pn}(\omega)$  – аддитивная поправка, которая будет обсуждена ниже. Соотношение (3) имеет вид интегрального уравнения Фредгольма относительно искомой суммы  $\sigma_p(\omega) + \sigma_n(\omega)$ .

Первое слагаемое в уравнении (3) возникает от квадратов модулей диаграмм некогерентного импульсного приближения (ИП) (см. рисунок 1, который взят из работы [15]) в предположении малости эффектов схода с массовых поверхностей промежуточных нуклонов, что является обоснованным вследствие малости энергии связи дейтрона ( $E_b = 2.2246$  МэВ). Сечения  $\sigma_p(\omega)$  и  $\sigma_n(\omega)$  возникают из-за квадратов модулей амплитуд инклюзивных процессов  $\gamma p \rightarrow X$  и  $\gamma n \rightarrow X'$ , соответственно, после интегрирования по фазовому пространству.

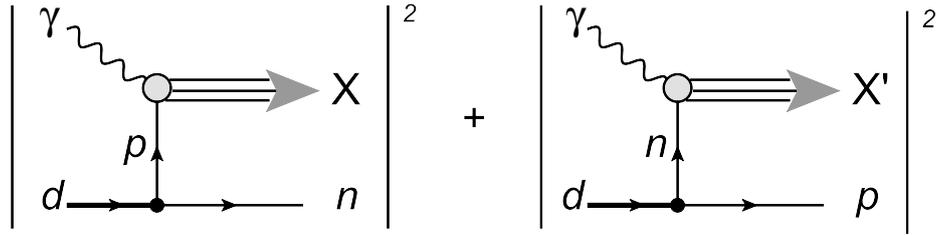


Рисунок 1 – Диаграммы некогерентного ИП для  $\sigma_d(\omega)$

В нерелятивистском приближении оператор  $\hat{F}$  имеет вид

$$\hat{F}\sigma_N(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(p_z) \frac{\omega^{\text{eff}}}{\omega} \sigma_N(\omega^{\text{eff}}) dp_z. \quad (4)$$

Здесь

$$\omega^{\text{eff}} = \omega \left(1 - \frac{p_z}{M}\right) \quad (5)$$

есть эффективная (сдвинутая из-за эффекта Доплера) энергия для движущегося нуклона массы  $M$ , когда его продольная компонента (вдоль направления фотонного пучка) равна  $p_z$ .  $W(p_z)$  – есть распределение продольной компоненты нуклонов в дейтроне

$$W(p_z) = \int |\psi(p)|^2 \frac{d^2 p_{\perp}}{(2\pi)^3}, \quad (6)$$

нормированное как

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W(p_z) dp_z = 1, \quad (7)$$

а фактор  $\omega^{\text{eff}} / \omega$  учитывает изменение потока фотонов, видимых движущимся нуклоном. Как и в работе [5], мы используем в дальнейшем хюльтеновскую волновую функцию дейтрона [16]

$$\psi(r) = \frac{k}{r} (e^{-ar} - e^{-br}), \quad \int_0^{\infty} |\psi(r)|^2 4\pi r^2 dr = 1, \quad (8)$$

где  $a = 45.7 \text{ MeV}/c$ ,  $b = 260 \text{ MeV}/c$  и  $k^2 = ab(a+b) / [2\pi(a-b)^2] = 12.6 \text{ MeV}/c$ .

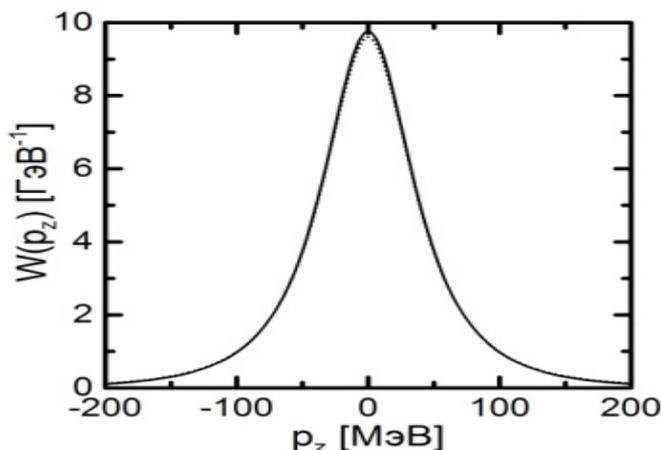
В импульсном пространстве

$$\psi(p) = 4\pi k \left( \frac{1}{a^2 + p^2} - \frac{1}{b^2 + p^2} \right), \quad (9)$$

так что функция  $W(p_z)$  в (4) имеет вид

$$W(p_z) = 2k^2 \left( \frac{1}{a^2 + p_z^2} + \frac{1}{b^2 + p_z^2} + \frac{2}{a^2 - b^2} \ln \frac{b^2 + p_z^2}{a^2 + p_z^2} \right). \quad (10)$$

Распределение (10) показано на рисунке 2. Оно оказывается очень близким к распределению, полученному с более аккуратной волновой функцией (CD-Bonn [17]). В наших расчетах мы обрезаем импульсы  $|p_z| > p_{\text{cut}} = 200 \text{ MeV}/c$ , где  $W(p_z)$  становится малой, но импульс  $p_z$  остается нерелятивистским. Отметим, что вклад от области  $|p_z| > 200 \text{ MeV}/c$  в нормировочный интеграл (7) составляет только 1.3%.



Сплошная и пунктирная кривые: результаты с хюльтеновской и CD-Bonn волновыми функциями дейтрона соответственно

**Рисунок 2 – Распределение  $W(p_z)$  продольного импульса в дейтроне**

Хюльтеновское распределение для  $W(p_z)$  дает следующее усредненное значение продольного импульса нуклонов в дейтроне

$$\langle p_z^2 \rangle^{1/2} = 53.9 \text{ МэВ}/c \quad (11)$$

(или 54.9 МэВ/с для CD-Bonn волновой функции). Оно дает также следующую неопределенность в энергии фотона, видимого движущимся нуклоном

$$\Delta\omega^{\text{eff}} = \omega \frac{\langle p_z^2 \rangle^{1/2}}{M} = 0.057\omega. \quad (12)$$

Другими словами, это соотношение характеризует «энергетическое разрешение дейтрона» как «спектрального измерительного прибора» для нейтрона. При энергии  $\omega \approx 1000$  МэВ только среднее нуклонное сечение по области  $\pm 60$  МэВ может быть извлечено из данных по полному сечению фотопоглощения на дейтроне. Определение же  $\sigma_n(\omega)$  с шагом 25–30 МэВ, как это сделано в работах [4;5] в выше указанной области энергий, не является обоснованным.

## 2. Неаддитивные поправки

Слагаемое  $\Delta\sigma_{pn}(\omega)$  в соотношении (3) учитывает различные эффекты, которые нарушают аддитивность сечений фотопоглощения на отдельных нуклонах. Среди них:

- интерференция диаграмм фоторождения на протоне и нейтроне, показанных на рисунке 1;
- взаимодействие образующихся частиц (взаимодействие в конечном состоянии, ВКС), включающее как взаимодействие несвязанных, так и связанных нуклонов (образование дейтрона в конечном состоянии);
- взаимодействие пионов и других мезонов, родившихся на одном нуклоне, со вторым нуклоном в дейтроне;
- поглощение пионов и наличие таких процессов, как фоторасщепление дейтрона без пионов в конечном состоянии.

Таким образом, слагаемое  $\Delta\sigma_{pn}(\omega)$  имеет вид

$$\Delta\sigma_{pn}(\omega) = \sigma_{\gamma d \rightarrow pn}(\omega) + \sigma_{\gamma d \rightarrow \pi^0 d}(\omega) + \Delta\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi NN}(\omega) + \sigma_{\gamma d \rightarrow \pi\pi d}(\omega) + \Delta\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi\pi NN}(\omega) + \dots, \quad (13)$$

где члены  $\Delta\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi NN}(\omega)$  и  $\Delta\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi\pi NN}(\omega)$  означают неаддитивные вклады в соответствующие сечения из-за интерференции и ВКС.

В дальнейшем мы детально обсудим слагаемые в правой части (13), имея в виду энергии эксперимента GRAAL, т.е.  $700 \text{ МэВ} < \omega < 1500 \text{ МэВ}$ . При таких энергиях динамика фоторождения обычно описывается ИП с поправками на ВКС. Более того, при этих энергиях сечения когерентного образования одиночных пионов  $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$  и фоторасщепления дейтрона  $\gamma d \rightarrow pn$  малы. Отметим, что при таких энергиях открываются и другие каналы, например, рождение трех и более  $\pi$ -мезонов,  $\eta$ -мезона и др. Однако полные сечения этих процессов в указанной области энергий также малы. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся обсуждением только последних трех слагаемых в соотношении (13).

Для оценки неаддитивных эффектов от некогерентного однопионного фоторождения  $\gamma d \rightarrow \pi NN$  мы используем модель, включающую ИП и однопетлевые поправки от  $NN$  и  $\pi N$  ВКС. Соответствующее диаграммное представление таких вкладов показано на рисунках 3 и 4.

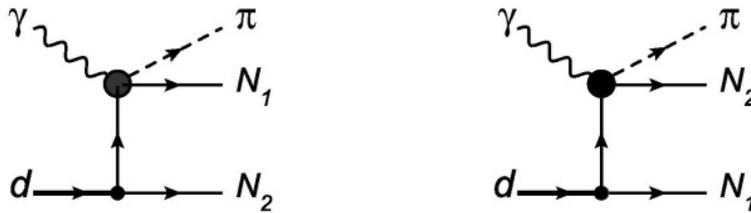


Рисунок 3 – Диаграммы ИП для реакции  $\gamma d \rightarrow \pi NN$

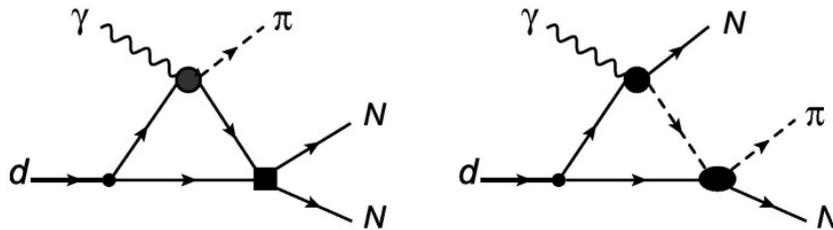
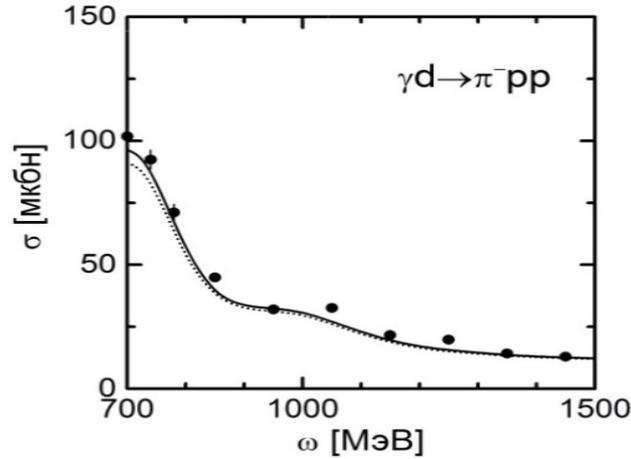


Рисунок 4 – Диаграммы  $NN$  и  $\pi N$  ВКС для реакции  $\gamma d \rightarrow \pi NN$

Формализм расчета и основные блоки диаграмм 3 и 4 детально обсуждены в работах [18–20]. В частности, элементарные амплитуды реакции  $\gamma N \rightarrow \pi N$  брались из MAID анализа [21] с соответствующей экстраполяцией вне массовой поверхности. Для расчета амплитуд реакций  $NN \rightarrow NN$  и  $\pi N \rightarrow \pi N$  использовались результаты SAID анализа [22] также с экстраполяцией вне массовой поверхности.

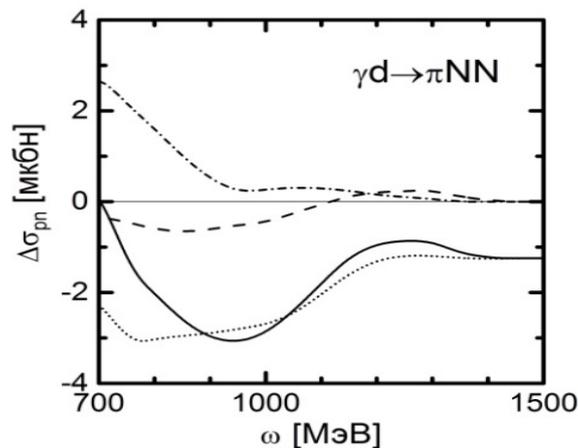
Реалистичность такой модели демонстрирует рисунок 5, на котором видно удовлетворительное согласие предсказаний модели с имеющимися данными по реакции  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  в области энергий  $\omega = 700 - 1500 \text{ МэВ}$ . Экспериментальные данные по двум другим каналам реакции,  $\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$  и  $\gamma d \rightarrow \pi^0 pn$ , в этой области энергий отсутствуют.



Пунктирная и сплошная кривые: предсказания работ [19,20] в ИП и с поправками на ВКС соответственно.  
Данные из работы [23]

**Рисунок 5 – Полное сечение реакции  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$**

В построенной модели неаддитивные эффекты от процесса  $\gamma d \rightarrow \pi NN$  возникают из-за интерференции диаграмм ИП, приведенных на рисунке 3, а также от ВКС (диаграммы на рисунке 4) и интерференции диаграмм 3 и 4. Описанный выше подход дает неаддитивную поправку  $\Delta\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi NN}(\omega)$ , показанную на рисунке 6. Она отрицательна и составляет только несколько микробарн при энергиях выше 700 МэВ.

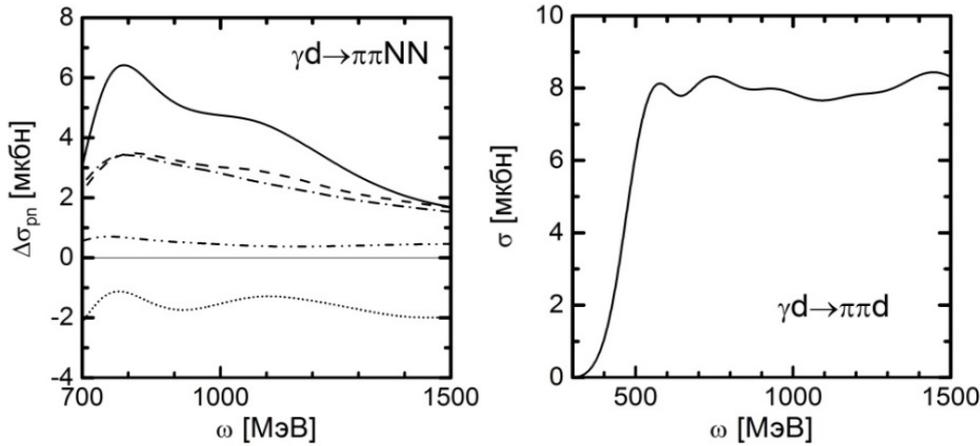


Пунктирная, штрихованная и штрихпунктирная кривые: отдельные вклады  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  и  $\pi^-$  каналов соответственно.  
Сплошная кривая: полный вклад

**Рисунок 6 – Вклад в неаддитивную поправку  $\Delta\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi NN}(\omega)$**

Для расчета вкладов от фоторождения двух  $\pi$ -мезонов,  $\Delta\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi\pi NN}(\omega)$  и  $\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi\pi d}(\omega)$  мы используем известную модель, развитую в работе [24]. В случае некогерентного канала  $\gamma d \rightarrow \pi\pi NN$  она включает диаграммы, аналогичные изображенным на рисунках 3 и 4, но без учета  $\pi N$  ВКС. Необходимый для таких расчетов оператор двойного пионного фоторождения на нуклонах был также построен в работе [24]. Этот же оператор использовался для расчета полного сечения для когерентного канала  $\gamma d \rightarrow \pi\pi d$ .

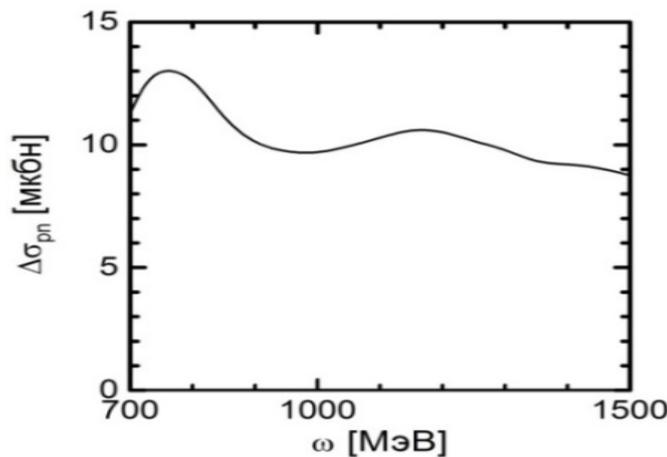
Результаты расчетов показаны на рисунке 7. Видно, что в некогерентном образовании двух  $\pi$ -мезонов имеется некоторое сокращение вкладов различных каналов реакции  $\gamma d \rightarrow \pi\pi NN$ , и суммарный вклад составляет от 2 до 6 микробарн в рассматриваемой области энергий. Вклад же когерентного канала  $\gamma d \rightarrow \pi\pi d$  примерно одинаков при всех энергиях от 700 до 1500 МэВ и составляет около 8 микробарн.



На левом рисунке пунктирная, штрихованная, штрихпунктирная, штрих-дважды-пунктирная кривые: вклады каналов  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^0$ ,  $\pi^+\pi^0$  и  $\pi^0\pi^0$  соответственно. Сплошная кривая: полный вклад

**Рисунок 7 – Вклады в неаддитивные поправки  $\Delta\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi\pi NN}(\omega)$  и  $\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi\pi d}(\omega)$**

Суммируя все вклады, приведенные на рисунках 6 и 7, мы приходим к нашему окончательному результату для неаддитивной поправки  $\Delta\sigma_{pn}(\omega)$  в области энергий от 700 до 1500 МэВ. Эта поправка, показанная на рисунке 8, составляет от 9 до 13 микробарн. Если учесть, что измеренное полное сечение фотопоглощения на дейтроне при таких энергиях составляет от 300 до 400 микробарн [5], а статистическая ошибка измерений меньше 10 микробарн, то это означает, что пренебрежение поправкой  $\Delta\sigma_{pn}(\omega)$ , как это было сделано в работах [1–5], не является обоснованным приближением.



**Рисунок 8 – Полная неаддитивная поправка  $\Delta\sigma_{pn}(\omega)$**

### Заклученне

Таким образом, в представленной работе значительно усовершенствован метод извлечения полного сечения фотопоглощения на нейтроне из данных на протоне и дейтроне. Предложено интегральное уравнение, которое позволяет снять Ферми-размазку, обусловленную движением нуклонов в дейтроне. Вычислена неаддитивная поправка в дейтронное сечение, обусловленная эффектами интерференции и взаимодействием в конечном состоянии.

В следующей работе будет дано решение интегрального уравнения (3) и с его помощью извлечены полные сечения на нейтроне из имеющихся экспериментальных данных на протоне и дейтроне.

Работа поддержана грантом Ф14–035 Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и программой “Физика элементарных частиц и фундаментальная ядерная физика” Российской академии наук.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Measurement of the total photoabsorption cross section on a proton in the energy range 600–1500 MeV at the GRAAL / O. Bartalini [et al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2008. – Vol. 71, №1. – P. 75–82.
2. Total cross section for photoabsorption on light nuclei in the energy range 600–1500 MeV / N.V. Rudnev [et al.] // Phys. Atom Nucl. – 2010. – Vol. 73, № 8. – P. 1469–1473.
3. Недорезов, В.Г. Эксперименты на пучках гамма-квантов, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния / В.Г. Недорезов // ЭЧАЯ. – 2012. – Том 43, Вып. 3. – С. 637–674.
4. Simultaneous photo-production measurement of  $\pi$  and  $\eta$  mesons on nucleons at 700–1500 MeV / A. Turinge [et al.] // Progr. Part. Nucl. Phys. – 2012. – Vol. 67. – P. 406–411.
5. 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.
6. The Review of Particle Physics / J. Beringer [et al.] // Phys. Rev. – 2012. – Vol. D 86, № 1. – P. 1–1490.
7. [Evidence for a narrow structure at  \$W \sim 1.68\$ -GeV in eta photoproduction on the neutron](#) / V. Kuznetsov [et al.] // Phys. Lett. – 2007. – Vol. B 647, № 1. – P. 23–29.
8. Narrow resonance at  $E_\gamma = 1200$  MeV in the  $d(\gamma, \eta)pn$  reaction / F. Miyahara [et al.] // Progr. Part. Nucl. Phys. – 2007. – Vol. 168, № 1. – P. 90–96.
9. Quasi-free photoproduction of eta-mesons off the deuteron / I. Jaegle [et al.] // Eur. Phys. J. – 2011. – Vol. A 47, № 1. – P. 89–115.
10. Narrow structure in the excitation function of  $\eta$  photoproduction of the neutron / D. Werthmüller [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 111, № 3. – P. 232001.
11. Evidence for a narrow  $N^*(1685)$  resonance in quasi-free Compton scattering on the neutron / V. Kuznetsov [et al.] // Phys. Rev. – 2011. – Vol. C 83, № 2. – P. 022201.
12. Total hadronic cross section of  $\gamma$  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.
13. Brodsky, S.J. Photon-nucleus total cross sections / S.J. Brodsky, J. Pumplin // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 182, № 7. – P. 1797–1652.
14. Полные сечения адронного фотопоглощения на водороде и дейтерии при энергии 10–40 ГэВ / А.С. Белоусов [и др.] // ЯФ. – 1975. – Т. 21, Вып. 3. – С. 556–563.
15. West, G.B. The Doppler effect in the extraction of total neutron cross sections from deuterium data with particular emphasis on asymptotic hadron and deep inelastic electron scattering // G.B. West // Ann. of Phys. – 1972. – Vol. 74, № 2. – P. 464–502.

16. Хюльтен, Л. Проблема взаимодействия двух нуклонов / Л. Хюльтен, М. Сугавара // Структура атомного ядра: под ред. А.С. Давыдова. – М., 1959. – С. 7–165.
17. Machleidt, R. High-precision, charge dependent Bonn nucleon-nucleon potential / R. Machleidt // Phys. Rev. – 2001. – Vol. C 63, № 2. – P. 024001.
18. Fix, A. Incoherent pion photoproduction on the deuteron with polarization observables. II. Influence of final state rescattering / A. Fix, H. Arenhövel // Phys. Rev. – 2005. – Vol. C 72, № 6. – P. 064005.
19. Levchuk, M.I. Incoherent pion photoproduction on the deuteron in the first resonance region / M.I. Levchuk [et al.] // Phys. Rev. – 2006. – Vol. C 74, № 1. – P. 014004.
20. Levchuk, M.I. Helicity-dependent reaction  $\gamma d \rightarrow \pi NN$  and its contribution to the GDH sum rule for the deuteron / M.I. Levchuk // Phys. Rev. – 2010. – Vol. C 82, № 4. – P. 044042.
21. A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV / D. Drechsel [et al.] // Nucl. Phys. – 1999. – Vol. A 645, № 1. – P. 145–174.
22. Analysis of pion photoproduction data / R.A. Arndt [et al.] // Phys. Rev. – 2002. – Vol. C 66, № 5. – P. 055213.
23. 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, № 1. – P. 158–209.
24. Fix, A. Double-pion photoproduction on nucleon and deuteron / A. Fix, H. Arenhövel // Eur. Phys. J. – 2005. – Vol. A 25, № 1. – P. 115–135.

***A.I. Fix, M.I. Levchuk, A.I. L'vov* Extraction of the Total Photoabsorption Cross Section on the Neutron from the Proton and Deuteron Data at Energies Between 700 and 1500 MeV I. Fermi-Smearing and Nonadditive Corrections**

A general relation between the total photoabsorption cross sections on nucleons and deuteron has been reconsidered. We propose a procedure to unfold smearing effects in the incoherent contribution caused by Fermi motion of nucleons in the deuteron and get photoabsorption cross sections for free nucleons. Beyond the incoherent (additive) contributions found in the impulse approximation at energies 700–1500 MeV, nonadditive corrections caused by interference of meson photoproduction processes on the proton and the neutron and those due to final state interactions of nucleons and mesons have been calculated.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 15.08.2014