

УДК 539.122, 539.125, 539.128.2

А.И. Фикс¹, М.И. Левчук², А.И. Львов³

¹д-р физ.-мат. наук, проф. Томского политехнического университета (Россия)

²д-р физ.-мат. наук, главный научный сотрудник Института физики
Национальной академии наук Республики Беларусь

³канд. физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник,
зав. отделом физики высоких энергий Физического института
Российской академии наук

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ
НА НЕЙТРОНЕ ИЗ ПРОТОННЫХ И ДЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ОТ 700 ДО 1 500 МЭВ П. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ
ФРЕДГОЛЬМА И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ***

Развит метод решения интегрального уравнения Фредгольма для нахождения суммы полного сечения фотопоглощения на свободных нуклонах. На основе физически обоснованного предположения о том, что такие сечения могут быть аппроксимированы суммой нескольких брейт-вигнеровских резонансов с добавлением гладкого фона, профитированы имеющиеся экспериментальные данные. Получены соотношения для оценки неопределенностей в сечениях, извлекаемых из этих фитов. В рамках развитого метода проанализированы имеющиеся данные по полным сечениям фотопоглощения на протоне и дейтроне, полученные на установке GRAAL и в Daresbury, и получены соответствующие сечения на нейтроне.

Введение

Хорошо известно, что из-за отсутствия плотной стабильной нейтронной мишени информация о свойствах нейтрона и различных процессах с его участием извлекается в основном из данных на дейтроне с привлечением, если требуется, данных на свободных протонах. В работе [1] нами был исследован вопрос извлечения полного сечения фотопоглощения на нейтроне из соответствующих протонных и дейтронных сечений. Было показано, что общее соотношение между полными сечениями фотопоглощения на дейтроне и свободных нуклонах $\sigma_d(\omega)$, $\sigma_p(\omega)$ и $\sigma_n(\omega)$ при энергии фотона ω имеет вид интегрального уравнения типа Фредгольма относительно суммы сечений $\sigma_p(\omega) + \sigma_n(\omega)$

$$\sigma_d(\omega) = F[\sigma_p(\omega) + \sigma_n(\omega)] + \Delta\sigma_{pn}(\omega). \tag{1}$$

Здесь F есть оператор, который размывает нуклонные сечения в соответствии с Ферми-движением нуклонов в дейтроне, и имеет следующий вид

$$F\sigma_N(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(p_z) \frac{\omega^{\text{eff}}}{\omega} \sigma_N(\omega^{\text{eff}}) dp_z, \tag{2}$$

где

$$\omega^{\text{eff}} = \omega \left(1 - \frac{p_z}{M}\right) \tag{3}$$

есть эффективная (сдвинутая из-за эффекта Доплера) энергия фотона для движущегося нуклона с массой M , когда его продольная компонента (вдоль направления фотонного пучка) равна p_z , а функция $W(p_z)$ является распределением этой компоненты импульса

**Работа поддержана в рамках Государственного задания ВУЗам «Наука» (3.1113.2017), грантом Ф14–035 Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и программой «Физика элементарных частиц и фундаментальная ядерная физика» Российской академии наук.*

нуклонов в дейтроне

$$W(p_z) = \int |\psi(p)|^2 \frac{d^2 p_\perp}{(2\pi)^3}, \quad (4)$$

нормированная как

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W(p_z) dp_z = 1. \quad (5)$$

Аналитическое выражение для $W(p_z)$ в случае хюльтеновской дейтронной волновой функции [2] приведено в работе [1].

Наконец, слагаемое $\Delta\sigma_{pn}(\omega)$ в соотношении (1) учитывает различные эффекты, которые нарушают аддитивность сечений фотопоглощения на отдельных нуклонах. Оно также было вычислено в работе [1].

Таким образом, наша задача состоит в решении интегрального уравнения (1) и нахождении суммы свободных сечений $\sigma(\omega) = \sigma_p(\omega) + \sigma_n(\omega)$, которая в работе [3] называется «неразмазанным дейтронным сечением».

Устранение «размазки»

Известно, что решение для функции $\sigma(\omega)$ не может быть однозначно найдено без дальнейших предположений о свойствах этой функции.

В частности, невозможно восстановить быстрые флуктуации в $\sigma(\omega)$ на энергетическом масштабе $\Delta\omega^{\text{eff}} = \omega \langle p_z^2 \rangle^{1/2} / M$. Например, для хюльтеновской волновой функции $\langle p_z^2 \rangle^{1/2} = 53,9$ МэВ/с, так что $\Delta\omega^{\text{eff}} = 0,57\omega$.

Далее мы делаем физически обоснованное предположение о том, что сечения $\sigma_p(\omega)$ и $\sigma_n(\omega)$ могут быть аппроксимированы суммой нескольких брейт-вигнеровских резонансов (имеющих фиксированные массы и ширины, но неизвестные амплитуды, вообще говоря, разные для протона и нейтрона) плюс гладкий фон. Таким образом, имеем

$$\sigma(\omega) = \sum_i Z_i f_i(\omega), \quad (6)$$

где функции $f_i(\omega)$ составляют базис разложения с неизвестными коэффициентами Z_i . Следуя работам [3; 4], мы используем функции $f_i(\omega)$ для брейт-вигнеровских резонансов в разложении (6) в виде

$$f_i(\omega) = \left(\frac{k_r}{k}\right)^2 \frac{W_r^2 \Gamma_\gamma}{(W^2 - W_r^2)^2 + W_r^2 \Gamma^2}, \quad (7)$$

где

$$\Gamma = \Gamma_r \left(\frac{q}{q_r}\right)^{2l+1} \left(\frac{q_r^2 + X^2}{q^2 + X^2}\right)^l, \quad \Gamma_\gamma = \Gamma_r \left(\frac{k}{k_r}\right)^{2j_\gamma} \left(\frac{k_r^2 + X^2}{k^2 + X^2}\right)^{j_\gamma}. \quad (8)$$

Здесь $W = \sqrt{M^2 + 2M\omega}$ – полная энергия в системе центра масс; k and q – импульсы фотона и рожденного пиона в с.ц.м. при энергии W , а индекс r относится к резонансному значению энергии; j_γ и l – угловые моменты фотона и пиона [4,5]; параметр X брался равным 350 МэВ для всех включаемых в рассмотрение резонансов.

Так как в нашем анализе мы ограничиваемся областью энергий ω от 700 до 1 500 MeV, то оказывается, что хороший фит данных из Daresbury [3; 6] и GRAAL [7] можно получить, включая в (6) только два резонанса, а именно $D_{13}(1520)$ и $F_{15}(1680)$.

Для масс и ширин этих резонансов мы использовали центральные значения из компиляции PDG2014 [8], а именно $W_r = 1515$ МэВ и $\Gamma_r = 115$ МэВ для $D_{13}(1520)$ резонанса и $W_r = 1685$ МэВ и $\Gamma_r = 130$ МэВ для $F_{15}(1680)$ резонанса.

Что касается фонового вклада, то мы снова следуем работам [3; 6] и используем функции $f_i(\omega)$ в форме W^n с целым n . Оказывается, что для фита достаточно оставить только три слагаемых с $n = 0, 1$ и 2 .

Таким образом, мы фитируем дейтронные данные с помощью соотношений (1) и (6) с пятью параметрами Z_i и находим «неразмазанное» дейтронное сечение $\sigma(\omega) = \sigma_p(\omega) + \sigma_n(\omega)$. Ошибка в найденном сечении может быть определена через флуктуации в сечении $\sigma(\omega)$

$$\delta\sigma(\omega) = \sum_i \delta Z_i f_i(\omega). \quad (9)$$

Тогда

$$\delta\sigma^2(\omega) = \sum_{ij} \delta Z_i \delta Z_j f_i(\omega) f_j(\omega) \quad (10)$$

и, наконец,

$$\langle \delta\sigma^2(\omega) \rangle = \sum_{ij} C_{ij} f_i(\omega) f_j(\omega), \quad (11)$$

где

$$C_{ij} = \langle \delta Z_i \delta Z_j \rangle \quad (12)$$

есть стандартная ковариационная матрица ошибок, найденных при фите Z_i .

Полученное таким образом «неразмазанное» дейтронное сечение $\sigma(\omega)$ является гладкой функцией энергии, в которой флуктуации при переходе от точки к точке могут быть потеряны. Ошибки, которые даются соотношением (11), тоже представляют собой гладкую функцию энергии. В следующем разделе они будут показаны на рисунках в виде полосы вокруг центральной кривой.

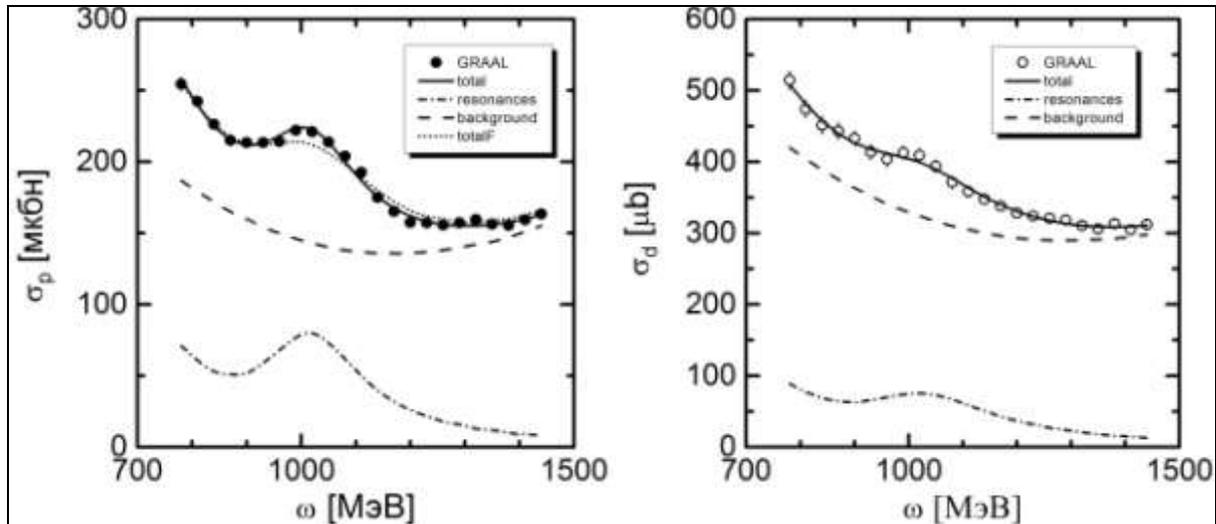
Если параметризовать (фитировать) данные на свободном протоне $\sigma_p(\omega)$ в том же самом виде (6) с полосой ошибок также даваемой соотношением (11), то тогда прямо получаем нейтронное сечение $\sigma_n(\omega)$ как разницу $\sigma(\omega) - \sigma_p(\omega)$. Полоса ошибок в $\sigma_n(\omega)$ есть сумма соответствующих полос в $\sigma(\omega)$ и $\sigma_p(\omega)$, сложенных в квадратуре.

Результаты

В качестве применения описанной процедуры рассмотрим данные по полному сечению фотопоглощения на протоне и дейтроне, полученные на установке GRAAL [7] и в Daresbury [3; 6]. Поскольку они не вполне согласуются друг с другом, то ниже мы обсудим отдельно результаты, полученные из анализа этих данных. Отметим, что имеется еще один эксперимент [9] по измерению полного сечения фотопоглощения на протоне, дейтроне и гелии, выполненный в Майнце. Полученные данные, однако, перекрывают область энергий от 200 до 800 МэВ. По этой причине они не будут учитываться в нашем анализе.

На левой части рисунка 1 показаны результаты фитов данных эксперимента GRAAL [7] для протона. Можно видеть, что фит по формуле (6) обеспечивает очень хорошее описание данных. Отдельно показаны также резонансные и фоновые вклады. Отчетливо виден хвост пика $D_{13}(1520)$ резонанса и пик при энергии фотона 1060 МэВ, обусловленный $F_{15}(1680)$ резонансом.

Для иллюстрации мы также приводим на этой части рисунка 1 результат размазки полного сечения с помощью оператора \hat{F} (2). Соответствующая кривая обозначена как «totalF». Она демонстрирует хорошо известный результат, состоящий в том, что размазка уменьшает сечение в пиках и увеличивает его в минимумах.

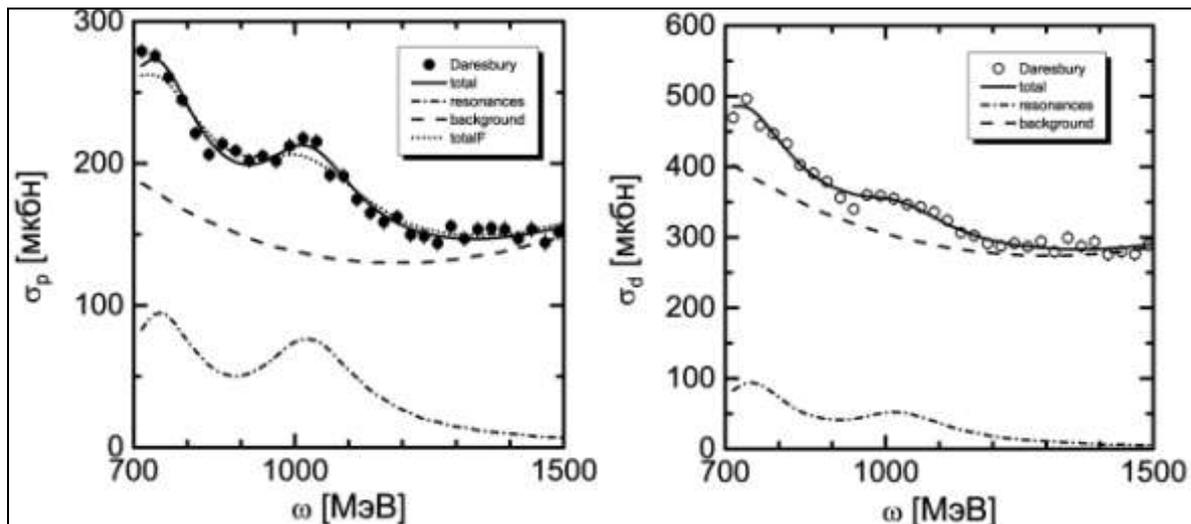


Фиты данных показаны на сплошных кривых. Штрихованная и штрих-пунктирная кривые – вклады от фона и резонансов соответственно. Результат размазки в случае протона показан на пунктирной кривой. Данные GRAAL эксперимента [7]

Рисунок 1. – Полное сечение фотопоглощения на протоне (слева) и дейтроне (справа)

Результаты фитов в случае дейтрона показаны на правой части рисунка 1. Видно, что, как и в случае протона, фит с использованием формулы (6) с пятью параметрами позволяет хорошо описать данные в рассматриваемой области энергий.

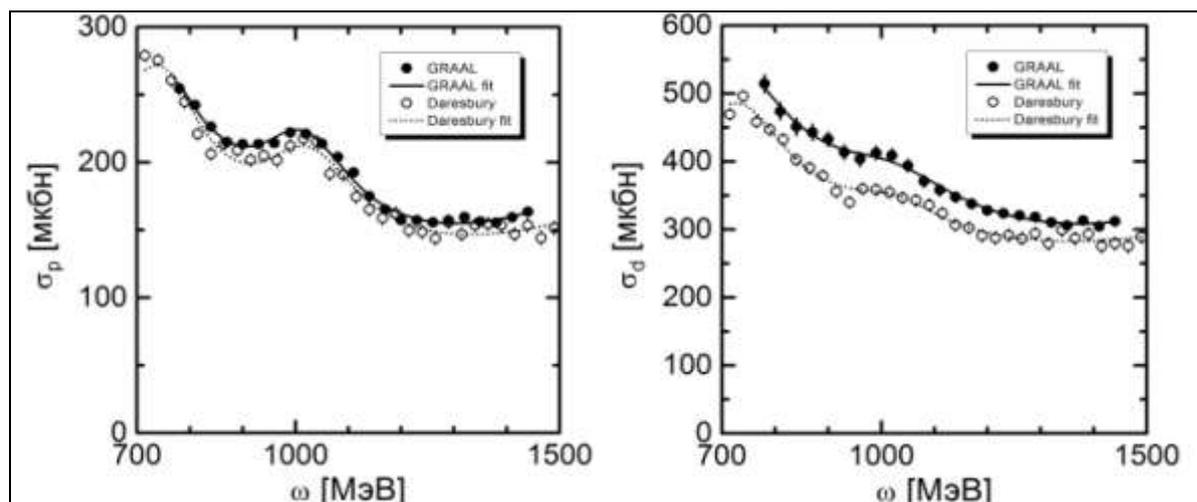
Аналогичные фиты данных Daresbury эксперимента [3; 6] показаны на рисунке 2. Также можно видеть хороший фит данных для протона и нейтрона.



Смысл кривых, как и на рисунке 1. Данные Daresbury эксперимента [3; 6]

Рисунок 2. – Полное сечение фотопоглощения на протоне (слева) и дейтроне (справа)

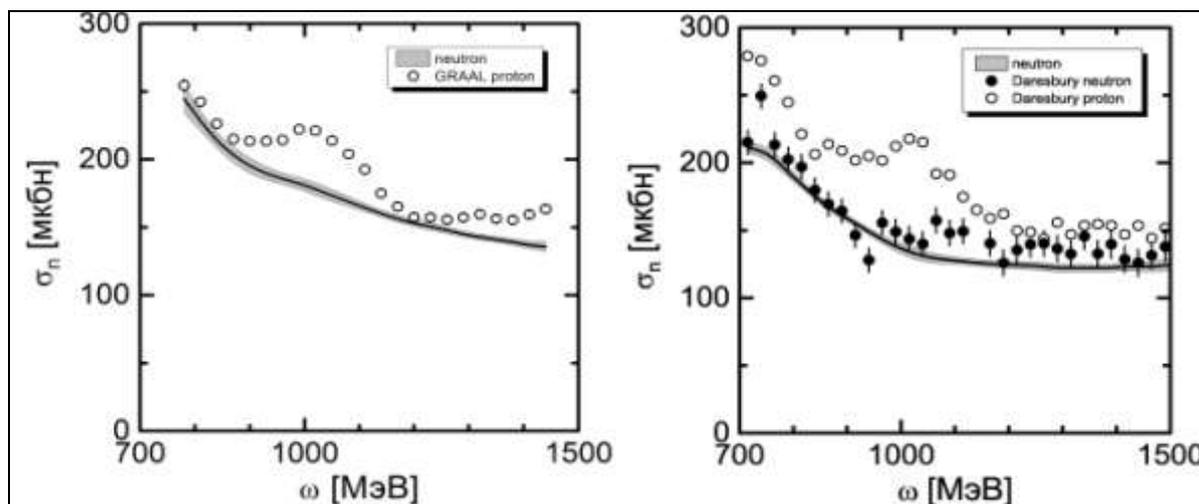
Сравнение данных GRAAL и Daresbury для протона и дейтрона приведено на рисунке 3. Для протона имеется вполне удовлетворительное двух измерений. В случае дейтрона данные GRAAL заметно превышают по величине сечения из Daresbury.



Показаны данные GRAAL [7] и Daresbury экспериментов [3; 6]. Гладкие фиты данных GRAAL и Daresbury представлены на сплошных и пунктирных кривых соответственно

Рисунок 3. – Полное сечение фотопоглощения на протоне (слева) и дейтроне (справа)

Нейтронные сечения, извлеченные из данных GRAAL и Daresbury, показаны на рисунке 4 в виде центральных линий и с ошибками в виде полос вокруг этих кривых. Можно видеть, что нейтронные сечения, извлеченные из данных GRAAL, превышают сечения, извлеченных из данных Daresbury. Это является следствием отмеченного выше превышения дейтронных сечений из GRAAL над данными из Daresbury.



Извлеченные нейтронные сечения $\sigma_n(\omega)$ с их ошибками показаны в виде центральной кривой и заполненных областей вокруг них соответственно в случае GRAAL [7] (слева) и Daresbury экспериментов [3; 6] (справа). Показаны также оригинальные значения $\sigma_n(\omega)$ (\bullet) из работы [3]. Для сравнения приведены протонные сечения $\sigma_p(\omega)$ (\circ)

Рисунок 4. – Полное сечение фотопоглощения на нейтроне

Следует отметить, что ширины заполненных областей меньше по сравнению с размером показанных ошибок экспериментальных данных. Данное обстоятельство связано с тем, что эти ширины, как было показано выше, фактически являются значениями ошибок, усредненными по интервалу энергий $\Delta\omega = \pm 60$ МэВ, в который укладываются 5–6 экспериментальных точек из работ [3; 7].

Заклученне

Таким образом, в данной работе развит метод решения интегрального уравнения Фредгольма, полученного в работе [1], для нахождения суммы полного сечения фотопоглощения на свободных нуклонах. Предполагалось, что эти сечения могут быть аппроксимированы суммой нескольких брейт-вигнеровских резонансов, имеющих фиксированные массы, но неизвестные амплитуды, вообще говоря, разные для протона и нейтрона и плюс гладкий фон. Были получены соотношения для оценки неопределенностей в сечениях, извлекаемых из фитов экспериментальных данных. В рамках развитого метода проанализированы имеющиеся данные по полным сечениям фотопоглощения на протоне и дейтроне, полученные на установке GRAAL и в Daresbury, и извлечены полные сечения фотопоглощения на нейтроне. Расхождение найденных сечений в случае экспериментов в GRAAL и Daresbury обусловлено несогласованием соответствующих сечений на дейтроне. Очень важным следующим шагом в развитии предложенного метода является анализ данных в области энергий первого резонанса ($E_\gamma \leq 500$ МэВ). Есть большие основания предполагать, что в данной области имеется большое расхождение между теоретическими предсказаниями для полного сечения фотопоглощения на дейтроне и имеющимися экспериментальными значениями. Эта область будет рассмотрена в следующей работе.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фикс, А. И. Определение полного сечения фотопоглощения на нейтроне из протонных и дейтронных данных в области энергий от 700 до 1 500 МэВ I. Ферми-размазка и неаддитивные поправки / А. И. Фикс, М. И. Левчук, А. И. Львов // Весн. Брєсц. ун-та. Сер. 4, Фїзіка. Матэматыка. – 2014. – № 2. – С. 39–47.
2. Хюльтен, Л. Проблема взаимодействия двух нуклонов / Л. Хюльтен, М. Сугавара // Строение атомного ядра ; под ред. А. С. Давыдова. – М., 1959. – С. 7–165.
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. B41, № 4. – P. 445–473.
4. Walker, R. L. Phenomenological analysis of single-pion photoproduction / R. L. Walker // Phys. Rev. – 1965. – Vol. 182, № 5. – P. 1729–1748.
5. Metcalf, W. J. A phenomenological analysis of pion photoproduction / W. J. Metcalf, R. L. Walker // Nucl. Phys. – 1974. – Vol. B76, № 2. – P. 253–1289.
6. 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. D5, № 7. – P. 1640–1652.
7. Total cross section for photoabsorption on light nuclei in the energy range 600–1 500 MeV / N. V. Rudnev [et al.] // Phys. Atom Nucl. – 2010. – Vol. 73, № 8. – P. 1469–1473.
8. The Review of Particle Physics / K. A. Olive [et al.] // Chin. Phys. – 2014. – Vol. C 38. – 1526 p.
9. 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.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 07.10.2016

Fix A.I., Levchuk M.I., L'vov A.I. Extraction of the Total Photoabsorption Cross Section on the Neutron from the Proton and Deuteron Data at Energies Between 700 and 1500 MeV II. Solution of the Fredholm Equation and an Analysis of Experimental Data

A method to solve the Fredholm integral equation for finding the sum of total photoabsorption cross section on free nucleons which was proposed in our previous paper is developed. Using physically founded assumption that such cross sections can be approximated by the sum a few Breit-Wigner resonances plus smooth background we fit available experimental data. Also, we obtain errors in cross sections extracted in these fits. In the framework of the developed method we analyze experimental data from GRAAL and Daresbury on total photoabsorption cross section for the proton and deuteron and obtain corresponding cross sections on the neutron.