

Σ -асимметрия и сечения в $(1^-,0^-)$, $(1^-,1^-)$ - каналах фотоделения ядра ^{232}Th **В.М.Хвастунов****ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков**

Исследование угловых распределений осколков деления дают важную информацию о свойствах барьеров деления тяжелых ядер и о квантовых числах низколежащих возбужденных состояний. Использование в этих экспериментах фотонов приводит к небольшому числу каналов деления с низким значением спинов [1]. При малых энергиях фотонов деление в основном определяется электрическим дипольным ($E1$)-возбуждением и много меньшим вкладом электрического квадрупольного ($E2$) возбуждения. Угловые распределения осколков деления из этих возбужденных состояний хорошо описываются формулой:

$$W(\theta) = a + b \sin^2\theta + c \sin^2 2\theta. \quad (1)$$

Коэффициенты **a, b, c** определяются вкладами 5 каналов деления с квантовыми числами $(J^\pi, K) = (1^-, 0)$, $(1^-, 1)$, $(2^+, 0)$, $(2^+, 1)$, $(2^+, 2)$, где J, π – спин и четность возбужденного состояния ядра, K – проекция спина J на ось симметрии ядра. Так как из подгонки к экспериментальным данным выражения (1) получают три величины **a, b, c**, то для анализа данных используют три основных канала деления $(1^-, 0)$, $(1^-, 1)$, $(2^+, 0)$, пренебрегая вкладами $(2^+, 1)$, $(2^+, 2)$ каналов.

В настоящее время для исследования фотоделения тяжелых ядер стали использовать линейно поляризованные фотоны [2,3]. В этих экспериментах для ядра ^{232}Th была получена новая независимая величина – Σ -асимметрия, которая характеризует анализирующую способность фотоядерной реакции. Величина Σ -асимметрии может быть выражена через коэффициенты углового распределения осколков деления и через сечения трех основных каналов деления [2,4]. При угле $\theta = \pi/2$ выражение Σ -асимметрии имеет простой вид:

$$\Sigma(\pi/2) = b/(a + b), \quad (2)$$

$$\Sigma(\pi/2) = [2\sigma(1^-,0) - \sigma(1^-,1)] / [2\sigma(1^-,0) + \sigma(1^-,1)]. \quad (3)$$

В этом случае коэффициент **c** и сечение $\sigma(2^+,0)$ не оказывают влияние на величину Σ -асимметрии [2,5]. Используя выражения (2), мы получили значения Σ -асимметрии для ядра ^{232}Th из экспериментальных значений коэффициентов **a, b** и их отношений **b/a** в области энергий до 20 МэВ. Для энергий фотонов до $E_\gamma = 10$ МэВ были обработаны данные работы [6], а для $E_\gamma > 10$ МэВ – результаты всех фотоядерных экспериментов. Все эти эксперименты были проведены с тормозным спектром фотонов.

Полученные значения Σ -асимметрии показаны на рис.1. При энергиях 10 и 12 МэВ показаны значения из эксперимента с линейно поляризованным пучком фотонов, полученным в результате внесосевого коллимации тормозного спектра фотонов [2]. При энергии 18 МэВ приведено значение из работы [3], где использовался поляризованный пучок фотонов, полученный в результате плоскостного каналирования электронов с энергией 1200 МэВ в кристалле кремния.

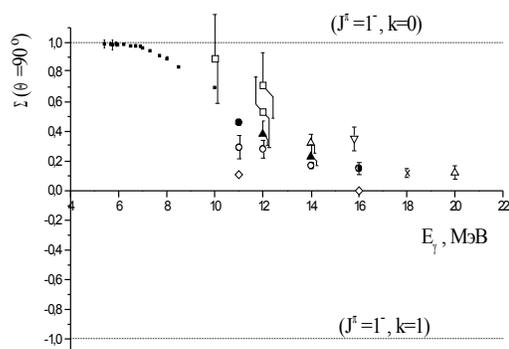


Рис. 1. Σ -асимметрия деления ядра ^{232}Th получена в настоящей работе из экспериментальных данных разных работ: \bullet – [6], \blacktriangle – [7], \bullet – [8], \blacktriangledown – [9], \blacktriangle – [10] – тормозные фотоны, \diamond – электроны, виртуальные фотоны [11], \bullet – позитроны, виртуальные фотоны [11], \times – тормозные поляризованные фотоны [2], \times – поляризованные фотоны при каналировании электронов в кристалле кремния [3].

Из рис.1 видно, что величина Σ -асимметрии близка к единице при 5,65 МэВ и плавно уменьшается до 0,1 с увеличением энергии до 20 МэВ. Несмотря на то, что эти данные получены с различными формами спектров фотонов (тормозные фотоны, виртуальные фотоны на пучках электронов и позитронов, когерентная часть спектра фотонов при каналировании электронов в кристалле кремния), они достаточно хорошо согласуются между собой. Такое согласие говорит о том, что в ядре ^{232}Th для новой наблюдаемой величины Σ -асимметрии хорошо выполняется дипольное приближение и с точностью до ошибок эксперимента не проявляются вклады $(2^+, 1)$ - и $(2^+, 2)$ - каналов квадрупольного деления.

Из анализа выражения (3) видно, что для $(1^-,0)$ -канала Σ -асимметрия положительна и равна (+1), а для $(1^-,1)$ - канала отрицательна и равна (-1). Эти значения показаны пунктирными линиями на рис. 1. Полученные из экспериментов значения Σ -асимметрии имеют положительную величину, т.е. в основном определяется $(1^-,0)$ каналом деления. До энергии 6,5 МэВ проявляется только $(1^-,0)$ -канал (Σ -асимметрия равна +1), а выше 6,5 МэВ начинает проявляться вклад $(1^-,1)$ -канала, который уменьшает значение Σ -асимметрии. Из этого так же следует, что энергия 6,5 МэВ является порогом реакции фотоделения ядра ^{232}Th через канал $(1^-,1)$.

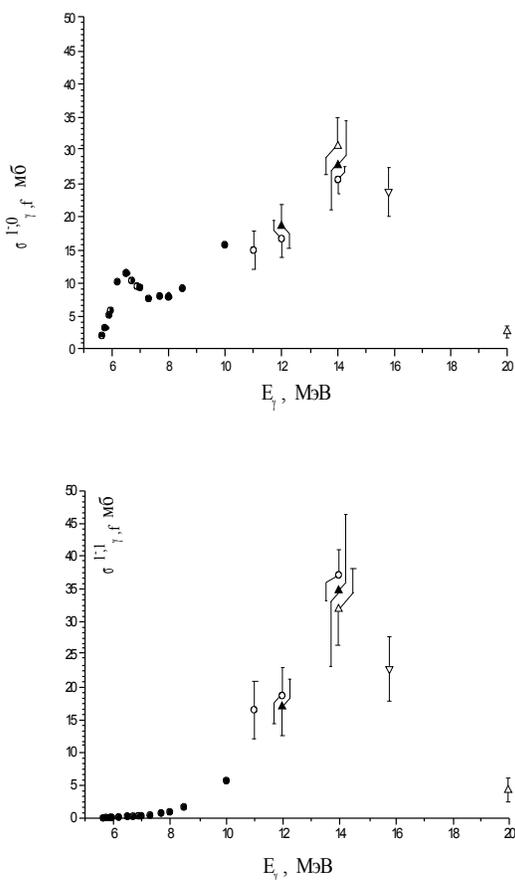


Рис. 2. Сечения деления $\sigma_{\gamma,f}^{1^-,0}$ и $\sigma_{\gamma,f}^{1^-,1}$ ядра ^{232}Th тормозными фотонами получены в настоящей работе из данных разных работ: \bullet —[6], черный треугольник —[7], \circ —[8], ∇ —[9], Δ —[10].

Энергетическое поведение сечений деления трех основных каналов можно получить из анализа угловых распределений осколков деления.

Коэффициенты **a,b,c** связаны с сечениями $\sigma(J^\pi,K)$ следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} a &= 3\sigma(1^-,1)/2, \\ b &= 3\sigma(1^-,0)/4 - 3\sigma(1^-,1)/4, \\ c &= 15\sigma(2^+,0)/16. \end{aligned} \quad (4)$$

Используя эти выражения и экспериментальные данные для коэффициентов **a,b,c** [6-10], нами были получены сечения $\sigma(J^\pi,K)$ для трех каналов деления. Сечение $\sigma(2^+,0)$ получено для энергий до 10 МэВ, и оно много меньше дипольных сечений. Выше 10 МэВ данных для коэффициента **c** нет. Сечения в дипольных каналах деления $\sigma(1^-,0)$, $\sigma(1^-,1)$ приведены на рис. 2. Данные из разных работ обозначены разными символами. Там, где не показаны экспериментальные ошибки, они меньше размера символа. Из рис. 2 видно, что оба дипольных сечения имеют пики при энергии 14 МэВ. Такое положение пиков согласуется с данными из других экспериментов [12]. Существенное отличие наблюдается у порога деления, где сечение $\sigma(1^-,0)$ имеет ярко выраженный пик при энергии 6,5 МэВ. Данные по сечениям деления $\sigma(J^\pi,K)$ имеются только для ядра ^{238}U , которые получены в эксперименте с мечеными фотонами [13] от порога деления до 8,3 МэВ. Наши данные для ядра ^{232}Th качественно согласуются с данными работы [13] и могут быть использованы для проверки различных теоретических моделей.

Литература

1. Uberall H. Electron scattering from complex nuc-lei, parts A,B (Academic Press, New York, 1971).
2. Ratzek R. et al. Z.Phys.A.-Atoms and Nuclei. A308, 63(1982).
3. Хвастунов В.М. и др. ЯФ. 57, 1930(1994).
4. Steiper F. et al. Nucl.Phys. A563, 283(1993).
5. Bellini V. et al. Lett.Nuovo Cim. 26, 173(1979).
6. Работнов Н.С. и др. ЯФ, 11, 508(1970).
7. Winhold E.J. et al. Phys.Rev. 87, 1139(1952).
8. Winhold E.J., Halpern I. Phys.Rev. 103, 990(1956).
9. Faissner H. et al. F. Z.Physik. 153, 257 (1958).
10. Baerg A.P. et al. Can J.Phys. 37, 1418 (1959).
11. Weber Th. et al. Nucl.Phys. A522, 443(1991).
12. Pitthan R. et al. Phys Rev. C21, 28(1980).
13. Weber Th. et al. Nucl.Phys. A510, 1(1990).

Статья поступила: в редакцию 25 мая 1998 г.,
в издательство 30 мая 1998 г.