

СРЕДНИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ  $^{236}\text{U}$ 

Л.Л.Литвинский, М.Ф.Власов, Г.М.Новоселов

Институт ядерных исследований РАН Украины

252028 Киев, Украина

Поступила в редакцию 16 июня 1994 г.

Из анализа литературных данных об усредненных по резонансам полных нейтронных сечениях и сечениях радиационного захвата нейтронов  $^{236}\text{U}$  определены средние резонансные параметры для  $s$ - и  $p$ -волн.

1. В диапазоне массовых чисел  $A \sim 230 - 240$  данные о средних резонансных параметрах атомных ядер крайне ограничены и зачастую противоречивы. Наиболее достоверные нейтронные данные для этих ядер относятся к области аппаратурно разрешенных резонансов [1]. Такая информация обеспечивает сравнительно достоверное определение локальных значений средних резонансных параметров  $s$ -нейтронной волны, таких как радиус потенциального рассеяния  $R'_0$ , среднее расстояние между  $s$ -резонансами  $D_0$ , среднее значение их радиационной ширины  $\Gamma_{\gamma 0}$  и  $s$ -нейтронную силовую функцию  $S_{n0}$ . Однако даже эти величины имеют сравнительно большие флуктуационные погрешности, связанные с ограниченным числом нейтронных резонансов, параметры которых определены экспериментально. Что касается параметров парциальной  $p$ -волны, их определение на основании данных из области разрешенных резонансов крайне недостоверно. Вместе с тем такая информация представляет большой интерес в связи с наличием  $4p$ -одночастичного максимума  $p$ -нейтронной силовой функции  $S_{n1}$  в области  $A \sim 230 - 240$  [1].

Надежная информация о средних резонансных параметрах для парциальных волн с орбитальным моментом  $l \geq 1$  может быть получена только из анализа усредненных по резонансам нейтронных сечений в области промежуточных энергий  $E_n \leq 0,5$  МэВ. Сравнительно полная и достоверная информация об усредненных сечениях ядер в указанном диапазоне массовых чисел в настоящее время имеется только для  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235,236,238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  [2]. Анализ экспериментальных данных о сечениях  $^{238}\text{U}$  был представлен в [3-5]. В настоящей работе приведены результаты анализа данных об усредненных полном нейтронном сечении  $\sigma_t$  и сечении радиационного захвата нейтронов  $\sigma_\gamma$   $^{236}\text{U}$ , выполненного с целью определения средних резонансных параметров этого ядра. Для анализа были привлечены по-видимому наиболее достоверные на сегодняшний день данные [6] о  $\sigma_t$  (рис.1), полученные с помощью методики высокопоточных пучков фильтрованных нейтронов, и данные [7] о  $\sigma_\gamma$  (рис.2), измеренные с помощью детектора множественности, являющегося в настоящее время одной из наиболее достоверных методик, благодаря высокому уровню дискриминации фона.

Следует отметить, что подобный анализ  $\sigma_t$  и  $\sigma_\gamma$  для  $^{236}\text{U}$ , основанный на существовавших до работ [6,7] экспериментальных данных в диапазоне энергий  $E_n \leq 1$  МэВ, был выполнен в [8]. Кроме привлечения более новых исходных данных, настоящая работа отличается от [8] анализируемым энергетическим диапазоном. Сечение радиационного захвата анализировалось при энергиях  $E_n \leq 40$  кэВ, соответствующих закрытому каналу неупругого рассеяния. Максимальная энергия для  $\sigma_t$  составляла  $E_n = 144$  кэВ [6]. Таким образом, в настоящей работе отсутствовали неопределенности, связанные

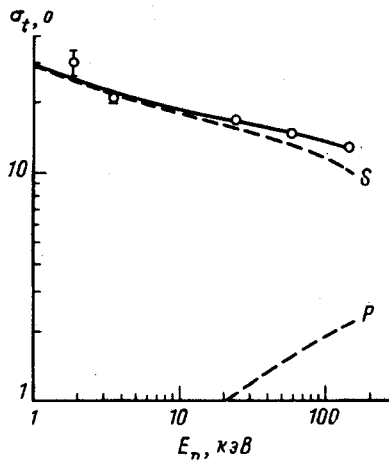


Рис.1. Полное нейтронное сечение  $^{236}\text{U}$ . Точки – экспериментальные данные [6], сплошная линия – результат их аппроксимации. Штриховыми линиями показаны парциальные вклады  $s$ - и  $p$ -волн

с неоднозначностью оптико-модельной параметризации сечений при открытых каналах неупругого рассеяния и частично перекрывающихся резонансах.

2. Методика анализа усредненных сечений была подробно описана в [3, 9] на примере  $^{238}\text{U}$  и  $^{187}\text{Os}$ . Параметризация сечений проводилась с помощью выражений, полученных в рамках одноуровневого формализма  $R$ -матричной теории, являющегося достаточно строгим в области изолированных резонансов [10]. При параметризации  $\sigma_t$  и  $\sigma_\gamma$  учитывались вклады во взаимодействие от парциальных нейтронных волн с  $l \leq 3$ . Анализируемым данным, наряду с экспериментальными ошибками, приписывались флуктуационные погрешности в соответствии с подходом, изложенным в [3].

Результаты модельно-зависимой аппроксимации экспериментальных данных [6, 7] приведены на рис.1, 2. На этих же рисунках представлены вклады парциальных  $s$ - и  $p$ -волн в  $\sigma_t$  и  $\sigma_\gamma$ . Полученные значения средних резонансных параметров  $^{236}\text{U}$  составляют:

$$S_{n0} = (1,22 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}, \quad \Gamma_{\gamma 0} = 23,2 \pm 2,0 \text{ мЭВ}, \quad R'_0 = 10,40 \pm 0,1 \text{ ф};$$

$$S_{n1} = (1,73 \pm 0,19) \cdot 10^{-4}, \quad \Gamma_{\gamma 1} = 19,2 \pm 2,0 \text{ мЭВ}.$$

Найденное значение  $s$ -нейтронной силовой функции хорошо согласуется с результатами других работ:  $S_{n0} = (1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$  [1, 8],  $S_{n0} = (1,23 \pm 0,12) \cdot 10^{-4}$  [6] и  $S_{n0} = (0,95 \pm 0,09) \cdot 10^{-4}$  [11]. Хорошее согласие полученных данных наблюдается и для других параметров  $s$ -нейтронной волны – радиуса потенциального рассеяния:  $R'_0 = 10,32 \pm 0,12 \text{ ф}$  [6],  $R'_0 = 10,15 \pm 0,20 \text{ ф}$  [8] и средней радиационной ширины:  $\Gamma_{\gamma 0} = 23,0 \pm 1,5 \text{ мЭВ}$  [1],  $\Gamma_{\gamma 0} = 22,8 \pm 2,3 \text{ мЭВ}$  [8] и  $\Gamma_{\gamma 0} = 22,3 \pm 2,0 \text{ мЭВ}$  [11].

Полученное значение  $p$ -нейтронной силовой функции согласуется с результатом [11]  $S_{n1} = (1,96 \pm 0,16) \cdot 10^{-4}$  и заметно отличается от данных [8]:  $S_{n1} = (2,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$ . Рекомендуемые в [1, 6] значения  $S_{n1}$  имеют достаточно большую погрешность:  $S_{n1} = (2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$  и не позволяют разрешить имеющееся противоречие. Следует отметить, что величина  $S_{n1}$ , полученная в [11] и в настоящей работе, лучше согласуется с систематикой данных о  $p$ -нейтронной силовой функции ядер в диапазоне массовых чисел  $A \sim 230 - 240$  по сравнению с данными [8] (рис.3). Это обстоятельство служит дополнительным свидетельством в пользу правильности полученного значения  $S_{n1}$ .

Величина  $\Gamma_{\gamma 1}$ , определенная в настоящей работе, хорошо согласуется с данными [8]:  $\Gamma_{\gamma 1} = 19,8 \pm 1,0 \text{ мЭВ}$ . Особо следует отметить, что результаты [8]

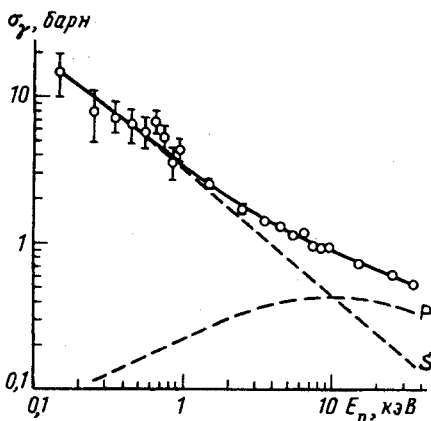


Рис.2

Рис.2. Сечение радиационного захвата нейтронов  $^{236}\text{U}$ . Точки – экспериментальные данные [7], сплошная линия – результат их аппроксимации. Штриховыми линиями показаны парциальные вклады  $s$ - и  $p$ -волн

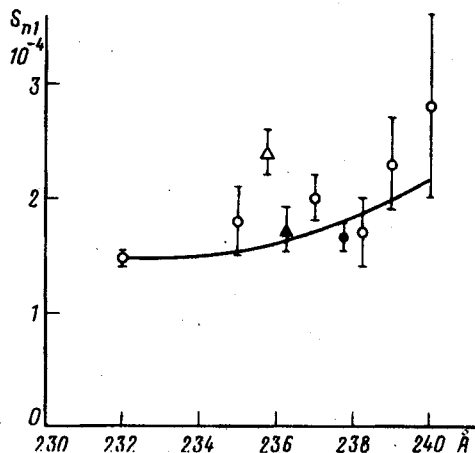


Рис.3

Рис.3. Массовая зависимость  $p$ -нейтронной силовой функции в области  $A \sim 230 - 240$ . Точки  $o, e, \Delta, \blacktriangle$  – соответственно результаты [1, 3, 8] и настоящей работы

и настоящей работы указывают на возможное различие средних радиационных ширин  $s$ - и  $p$ -резонансов  $^{236}\text{U}$ , хотя и не могут служить достоверным его подтверждением. Аналогичное указание было получено в [3] для ядра  $^{238}\text{U}$ :  $\Gamma_{\gamma_0} = 19,6 \pm 1,5$  мэВ и  $\Gamma_{\gamma_1} = 18,0 \pm 1,5$  мэВ. Подобный эффект, в случае его подтверждения, свидетельствовал бы о заметной зависимости плотности уровней от четности состояний, что заслуживает пристального внимания.

В заключение следует отметить, что при анализе, выполненном в настоящей работе, не использовались данные [6] об эффекте резонансного самоэкранирования в  $\sigma_t$ . Привлечение таких данных существенно усложнит процедуру анализа, однако позволит в дальнейшем расширить число определяемых параметров  $^{236}\text{U}$  и заметно улучшить их точность.

1. S.F.Mughabghab, Neutron Cross Sections, 2, New York, Pergamon Press, 1984.
2. V.McLane, C.L.Dunford, and P.F.Rose, Neutron Cross Sections, 2, Neutron Cross Section Curves, New York, Academic Press, INC, 1988.
3. Л.Л.Литвинский, А.В.Мурзин, Г.М.Новоселов, О.А.Пуртов, Ядерная физика 52, 1025 (1990).
4. Г.М.Новоселов, Л.Л.Литвинский, А.В.Мурзин, Препринт КИЯИ – 89-25, Киев: ИЯИ АН УССР (1989).
5. Л.Л.Литвинский, В.А.Либман, Письма в ЖЭТФ 59, 442 (1994).
6. О.А.Пуртов, Л.Л.Литвинский, А.В.Мурзин, Г.М.Новоселов, Атомная Энергия 75, 396 (1993).
7. Ю.В.Адамчук, М.А.Восканян, Г.В.Мурадян, В.А.Степанов, Нейтронная физика, 2, М.: ЦНИИ-Атоминформ, (1988), с.242.
8. Л.Е.Казakov, В.Н.Кононов, Г.Н.Мантуров, Е.Д.Полетаев, Атомная Энергия 64, 152 (1988).
9. Л.Л.Литвинский, А.В.Мурзин, А.М.Шкарупа, Ядерная Физика 56, 31 (1993).
10. А.Лейн, Р.Томас, Теория ядерных реакций при низких энергиях. М.: ИЛ, 1960 (A.M.Lane, R.G.Thomas, Rev. Mod. Phys. 30, 257 (1958)).
11. В.П.Лунев, Г.Н.Мантуров, А.О.Тигунков, В.А.Толстикov, Нейтронная физика, 1, М.: ЦНИИ-Атоминформ, (1984), с.97.