

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ И СРЕДНИЕ ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАНСОВ ЯДРА ^{115}In В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ $E = 2 - 614$ кэВ

*Г.М.Новоселов, Л.Л.Литвинский, П.Н.Ворона, А.В.Гребнев,
В.Г.Кривенко, А.В.Мурзин, О.А.Пуртов*

*Институт ядерных исследований АН Украины
252028 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 9 марта 1994 г.

Проведены измерения усредненных полных нейтронных сечений и исследованы эффекты резонансного самоэкранирования ядра ^{115}In в диапазоне энергий $2 \div 614$ кэВ. Из анализа полученных данных определены средние резонансные параметры для s - и p -волн.

1. Сечения радиационного захвата нейтронов ^{115}In и сечение неупругого рассеяния с возбуждением первого (изомерного) уровня этого ядра используются в качестве стандартов при измерениях нейтронных сечений других ядер и в прикладных исследованиях. Наличие достоверных экспериментальных данных о нейтронных сечениях ядра, как правило, обеспечивает высокую точность определения его средних резонансных параметров. Вместе с тем, имеющаяся в настоящее время информация о средних резонансных параметрах ^{115}In носит противоречивый характер и весьма ограничена. Например, приводимое в [1] значение p -нейтронной силовой функции $S^1 = (2,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ почти вдвое отличается от оцененного в [2]: $S^1 = (4,35 \pm 0,65) \cdot 10^{-4}$, а данные о параметре потенциального рассеяния p -волны R_1^∞ отсутствуют.

Повысить надежность определения средних резонансных параметров для парциальных нейтронных волн с $l > 0$ можно привлечением к анализу дополнительной экспериментальной информации о нейтронных сечениях, получаемой в области неразрешенных резонансов. В связи с этим на атомном реакторе ВВР-М ИЯИ АН Украины с помощью набора нейтронных фильтров были измерены усредненные по резонансам полные нейтронные сечения и исследованы эффекты резонансного самоэкранирования для ^{115}In в области энергий $E_n = 2 \div 614$ кэВ. Из анализа этих данных определены средние резонансные параметры этого ядра для s - и p -нейтронных волн.

2. Полные нейтронные сечения измерялись в экспериментах по пропусканью нейтронов. Пучки квазимоноэнергетических нейтронов формировались при прохождении нейтронов реакторного спектра через интерференционные фильтры, изготовленные на основе обогащенных стабильных изотопов ^{52}Cr , $^{54,56}\text{Fe}$, $^{58,60}\text{Ni}$ [3,4]. Это позволило выделить нейтроны со средними энергиями: $E_n = 3,5$ кэВ (полуширина на полувысоте (ПШПВ) нейтронной линии 2,5 кэВ), 12,0 кэВ (ПШПВ - 0,7 кэВ), 24 кэВ (ПШПВ - 2 кэВ), 144 кэВ (ПШПВ - 25 кэВ), 610 кэВ (ПШПВ - 7 кэВ). Для регистрации нейтронов, прошедших через образец, и нейтронов прямого пучка использовались газоразрядные пропорциональные счетчики (^3He -счетчик СНМ-52 для энергий $E_n \leq 12$ кэВ и водородный счетчик СНМ-38 для $E_n > 12$ кэВ). Подробно методика измерения и обработки первичных экспериментальных данных описана в [4]. В качестве образцов использовался набор металлических пластин из природного индия диаметром 15 мм и толщинами от 0,0044 до 0,042 ядер/барн.

Усредненное по спектру нейтронов пропускание определялось как отношение полного числа отсчетов N детектора от нейтронов, прошедших через образец, к числу отсчетов N_0 от нейтронов прямого пучка:

$$\langle T \rangle = N/N_0. \quad (1)$$

Наблюдаемое для данной толщины образца n полное нейтронное сечение определялось как

$$\bar{\sigma}_t = -\frac{1}{n} \ln \langle T \rangle. \quad (2)$$

На рис.1 приведены полученные зависимости наблюдаемых сечений $\bar{\sigma}_t$ от толщины n (так называемый эффект резонансного самоэкранирования).

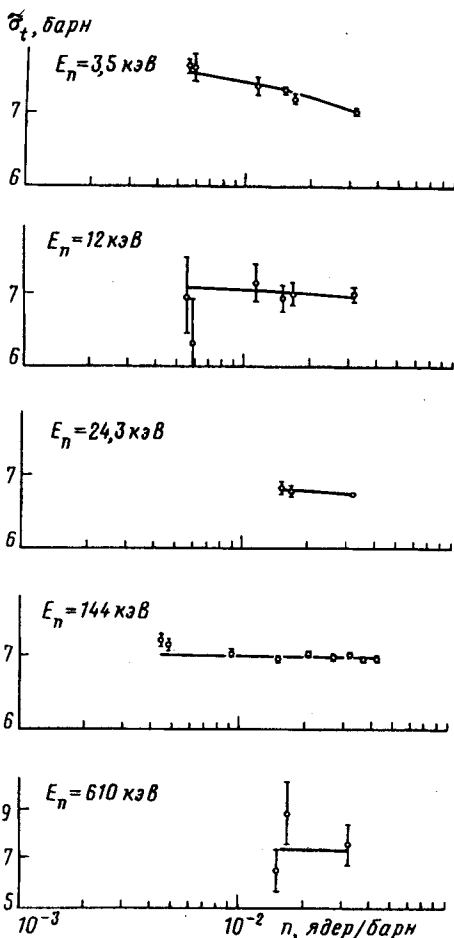


Рис.1. Зависимости наблюдаемых полных нейтронных сечений $\bar{\sigma}_t$ ядра ^{115}In от толщины образца n . Сплошные кривые - описание их с помощью метода Монте-Карло

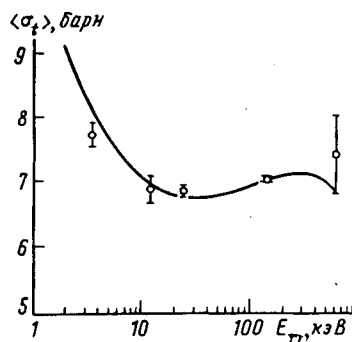


Рис.2. Средние полные нейтронные сечения ^{115}In . Приводимые погрешности, помимо экспериментальных, включают и флуктуационные, соответствующие энергетическому интервалу усреднения

3. Усредненные пропускания (1) могут быть представлены в виде

$$\langle T \rangle = \frac{\int \varphi(E) \exp[-n\sigma_t(E)] dE}{\int \varphi(E) dE}, \quad (3)$$

где $\varphi(E)$ – функция энергетического распределения нейтронов в пучке, $\sigma_t(E)$ – полное нейтронное сечение.

Так как величины $\langle T \rangle$ и $\bar{\sigma}_t$ чувствительны к детальной структуре сечений, то для их параметризации использовалось моделирование резонансной структуры $\sigma_t(E)$ методом Монте-Карло. Методика такого моделирования изложена в [5]. С ее помощью в энергетическом диапазоне, соответствующем каждому фильтру, разыгрывались параметры резонансов, по которым затем непосредственно вычислялись сечения $\sigma_t(E)$ и их функционалы (3), (2). Для расчета сечений использовалось R -матричное приближение изолированных резонансов с учетом эффекта Доплера.

При разыгрывании резонансной структуры в качестве распределения для межуровневых расстояний бралось распределение Вигнера, а для нейтронных ширин – распределение Портера–Томаса. Радиационные ширины Γ_γ считались не флуктуирующими. Резонансные параметры каждой системы уровней с данным моментом J и четностью π разыгрывались независимо. Используемое при этом значение среднего межуровневого расстояния \bar{D}_J может быть связано с наблюдаемым в низкоэнергетической области расстоянием между s -резонансами \bar{D}^0 [5], а средняя парциальная нейтронная ширина $\bar{\Gamma}_{nJ}^{sI}$ – с силовой функцией:

$$S^I \equiv \frac{\rho \bar{\Gamma}_{nJ}^{sI} d_I}{\sqrt{E p_I \bar{D}_J}}, \quad (4)$$

где l и s – орбитальный момент и спин канала; p_l – фактор проницаемости; $\rho = ka$, k – волновое число, a – радиус ядра, имеющий значение $a = 1,35 \cdot A^{1/3}$ Фм; d_I – фактор перенормировки [6]. Фазы потенциального рассеяния φ_l параметризовались через выделяемые в R -матрице нерезонансные составляющие R_l^∞ , учитывающие вклад далеких уровней:

$$\varphi_l = \phi_l - \arctg \frac{p_l R_l^\infty}{1 - s_l^0 R_l^\infty}, \quad (5)$$

где ϕ_l – фаза рассеяния на непроницаемой сфере; $s_l^0 \equiv s_l - B_l$, s_l – фактор сдвига, B_l – параметр граничного условия, равный $B_l = -l$.

Таким образом, для разыгрывания резонансной структуры требуется следующий набор средних параметров: \bar{D}^0 , S^I , R_l^∞ , $\bar{\Gamma}_\gamma$. Поскольку $\bar{\sigma}_t$ проявляют слабую чувствительность к средней радиационной ширине, ее значение не варьировалось и принималось за $\bar{\Gamma}_\gamma = 0,0887$ эВ [1]. Оптимальные значения других параметров определялись путем варьирования методом наименьших квадратов при параметризации экспериментально наблюдаемых сечений $\bar{\sigma}_t$.

4. Раздельная обработка данных, полученных на каждом из фильтров, позволила определить средние полные сечения $\langle \sigma_t \rangle$, соответствующие энергетическим интервалам этих фильтров (рис.2). Для кривых на рис.1 они отвечают экстраполяции наблюдаемых сечений к нулевой толщине. Некоторое возрастание $\langle \sigma_t \rangle$, проявляемое на рис.2 при $E_n \sim (30 - 300)$ кэВ, обусловлено существенным увеличением вклада p -волны в этой области, что в свою очередь объясняется значительной величиной p -нейтронной силовой функции ядра ^{115}In , лежащего в области $3p$ -резонанса.

Средние параметры резонансов ^{115}In находились из совместного анализа всех измеренных данных. В первом цикле расчетов была исследована чувствительность наблюдаемых сечений к средним расстояниям между резонансами

\bar{D}^0 и параметру потенциального рассеяния p -нейтронной волны R_1^∞ . Для этого методом наименьших квадратов варьировался набор всех параметров, к которым чувствительны $\bar{\sigma}_t$: \bar{D}^0 , S^0 , R_0^∞ , S^1 , R_1^∞ . В результате для \bar{D}^0 и R_1^∞ получены значения: $\bar{D}^0 = 10,7 \pm 5,2$ эВ, $R_1^\infty = -0,42 \pm 0,24$, что в пределах погрешностей согласуется с литературными $\bar{D}^0 = 10,7 \pm 0,6$ эВ (оценка [1] по области разрешенных резонансов) и $R_1^\infty = -0,2$ (оценка для ^{115}In по систематике [7] соседних ядер). Однако все найденные в этом цикле параметры имеют большие погрешности ($\geq 50\%$) и сильно коррелируют между собой (коэффициенты корреляции $\rho = 0,8 - 0,9$), что не дает возможности уточнить имевшиеся ранее данные.

Во втором цикле расчетов величины \bar{D}^0 и R_1^∞ , к которым $\bar{\sigma}_t$ проявляют меньшую чувствительность, не варьировались; их значения задавались в соответствии с [1, 7]: $\bar{D}^0 = 10,7$ эВ, $R_1^\infty = -0,2$. Это существенно уменьшило погрешности остальных параметров. Полученные значения средних резонансных параметров ^{115}In составляют: $S^0 = (0,48 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$; $R_0^\infty = 0,11 \pm 0,03$; $S^1 = (3,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$.

В литературе вместо параметра R_l^∞ при $l=0$ часто используется радиус рассеяния $R' = a(1 - R_0^\infty)$, который для найденного R_0^∞ равен $R' = (5,8 \pm 0,1)$ Фм. Эта величина, как и полученное значение S^1 , лучше согласуется с систематиками для соседних ядер [7], чем соответствующие оценки в [1] или [2]. Перспектива повышения точности определения других средних резонансных параметров для $l \geq 1$ может быть связана с привлечением к анализу дополнительных экспериментальных данных, например о сечениях радиационного захвата.

-
1. S.F.Mughabghab, *Neutron Cross Sections*, 1, New York, Pergamon Press, 1984.
 2. В.Н.Кононов, Б.Д.Юрлов и др., *Нейтронная физика*, 2, М.: ЦНИИАтомиздат, 1977, с.211.
 3. А.В.Мурзин, В.П.Вертебный, В.И.Гаврилюк и др., *Атомная энергия* 67, 216 (1989).
 4. Л.Л.Литвинский, В.А.Либман, А.В.Мурзин, Препринт КИЯИ-85-35, Киев: ИЯИ АН УССР (1985).
 5. Г.М.Новоселов, Л.Л.Литвинский, А.В.Мурзин, Препринт КИЯИ-89-25, Киев: ИЯИ АН УССР (1989).
 6. А.Лейн, Р.Томас, *Теория ядерных реакций при низких энергиях*. М.: ИИЛ, 1960 (A.M.Lane and R.G.Thomas, *Rev. Mod. Phys.* 30, 257 (1958)).
 7. Л.В.Кузнецова, А.Б.Попов, Г.С.Самосват, *Нейтронная физика*, т.2, М.: ЦНИИАтоминформ, 1988, с.254.