

МЕТОДИКА ПРЯМОГО ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ РАДИОАКТИВНЫМИ ЯДРАМИ

© 2010 Ю. Г. Щепкин, В. И. Слисенко, В. Н. Шевель

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

На основе спектрометрии множественности захватного гамма-излучения создана методика прямого измерения сечения захвата радиоактивных ядер с помощью γ -4 π -многосекционного детектора. Энергия радиоактивного гамма-излучения не более ~1 МэВ. Работоспособность методики проверена в измерениях захвата с тепловыми нейтронами, чувствительность метода по минимальному количеству измеряемого вещества с сечением захвата ~ 40 б составляет 0,37 мг, максимальная удельная радиоактивность измеряемого образца (по цезию) $\sim 0,44 \cdot 10^{10}$ Бк·г⁻¹.

Ключевые слова: нейтрон, радиационный захват, сечение, спектрометрия, множественность, гамма-излучение, детектор.

В предыдущей статье [1] авторы рассмотрели методы измерения сечения σ_γ захвата нейтронов радиоактивными веществами, сложность таких измерений, достоинства и недостатки используемых методик, их возможности. В работе обращено внимание на значение развития методов прямого измерения σ_γ радиоактивных ядер (путем регистрации мгновенного захватного гамма-излучения). Показано, какие новые возможности открывает такая методика в проведении исследований и решении прикладных задач. Сложность прямого измерения σ_γ состоит в том, что регистрация мгновенного гамма-излучения (n, γ)-реакции происходит на фоне интенсивного гамма- и бета-излучения радиоактивных ядер исследуемого образца, что приводит к возникновению фона этого излучения по отношению к актам захвата нейтронов и влиянию его на детектор и регистрирующие схемы. Чтобы уменьшить влияние указанных отрицательных факторов, приходится уменьшать количество исследуемого вещества, что приводит к необходимости увеличивать время измерения, ограничивает значение сечения, доступного для измерения из-за увеличения доли внешних фонов и фона детектора.

Авторами работы [1] был рассмотрен способ прямого измерения σ_γ радиоактивных образцов, используя признаки, которые отличают захватное гамма-излучение от радиоактивного, - энергия и множественность. В частности, в работе рассмотрен источник радиоактивного излучения ¹³⁷Cs, множественность и энергия гамма-излучения которого $\nu_\gamma = 1$ и $E_a = 0,67$ МэВ соответственно заметно меньше соответствующих параметров захватного гамма-излучения большинства ядер - $\bar{\nu}_\gamma \approx 3 \div 4$ и $\sum_{i=1}^{\nu_\gamma} E_{\gamma i} \approx V_n \approx 7,5$ МэВ (V_n - энергия связи нейтрона).

В работе [1] показано, что использование указанных различий, множественности и энергии, позволит с помощью спектрометрии множественности (СМ) [2] регистрировать мгновенное захватное гамма-излучение на фоне достаточно интенсивного радиоактивного излучения и уменьшить влияние последнего на детектирующее и регистрирующее устройства. Принцип действия метода СМ в данной задаче состоит в том, что использование многосекционного детектора, на основе которого реализуется метод СМ, позволяет ввести фактор, значительно ограничивающий вероятность регистрации гамма-квантов активного образца, а именно условие определенного пространственного распределения гамма-квантов на возможность их регистрации. Это условие в сочетании с условиями регистрации гамма-квантов в определенном временном интервале τ (разрешающее время) и заданного энерговыделения в секциях детектора резко уменьшает вероятность регистрации радиоактивного излучения по сравнению с актом захвата и уменьшает отрицательное влияние этого излучения на электронные схемы.

В настоящей работе на основе СМ создана методика измерения сечения захвата нейтронов радиоактивных образцов прямым способом. Работоспособность методики опробована для радиоактивности, обусловленной ¹³⁷Cs, в измерениях на тепловых нейтронах реактора.

Установка

Методика создана на базе 3-го горизонтального канала исследовательского реактора ВВР-М ИЯИ НАН Украины. Детектирующее устройство - многосекционный детектор. Описанный в работе [3] γ -4 π -детектор множественности был модернизирован до варианта более компактной 12-секционной сборки на основе кристаллов NaI (Тl) в виде двух цилиндрическихборок, каждая из которых состоит из шести светоизолированных секций, просматриваемых фотоэлектронными умножителями. Общий объем детектора 26 л.

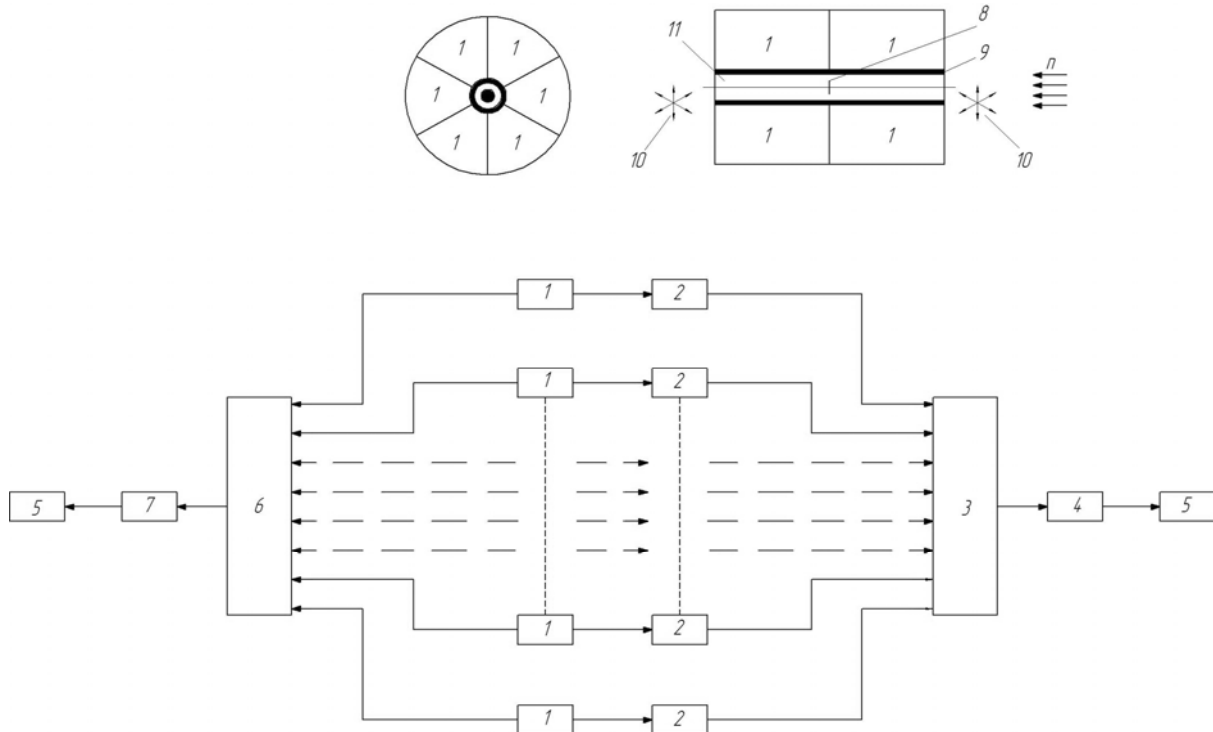
В центре детектора вдоль его длины проходит цилиндрический канал для прохождения пучка и размещения исследуемого образца и защиты кристаллов из ${}^6\text{LiH}$ от рассеиваемых на образце, элементах конструкции образцедержателя и в воздухе канала нейтронов. Толщина защиты $\sim 0,5 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$. Так как измерения проводятся с радиоактивным образцом, его количество ограничено. В то же время метод СМ реализуется с помощью 4 π -системы с эффективностью регистрации, близкой к 100 %, т.е. системы большого объема. Фактор малого отношения весов образца и детектора предъявляет высокие требования к внешней защите детектора для снижения космического фона и фона зала реактора. Защита детектора состоит из свинца толщиной $20\div 30 \text{ см}$ и блоков "нейтрон-стоп" толщиной 30 см.

Детектор размещался на расстоянии 9 м от активной зоны [3]. На выходе канала размещался кремниевый фильтр длиной 96 см, выделяющий из реакторного спектра тепловые нейтроны. На выходе пучка нейтронов из реактора и расположения фильтра собрана усиленная защита от нейтронного и гамма-излучения толщиной $1,5\div 2,0 \text{ м}$.

Вследствие малого количества образца повышенные требования предъявляются к формированию пучка. Размер пучка должен быть, по воз-

можности, минимальным, чтобы избежать его рассеяния на воздухе канала, а также обеспечивать равномерное облучение всего образца. Количество и размер образца должны удовлетворять условию "тонкости" образца - $n\sigma \ll 1$, так как трудно изготовить образец малой массы с однородной толщиной. Формирование пучка должно также свести к минимуму попадание в детектор пучка, рассеиваемого на близлежащих к детектору секциях коллиматора. Поэтому пучок формировался с постепенным уменьшением его сечения по мере прохождения от канала реактора до диаметра 15 мм, а затем, начиная с расстояния $\sim 2,5 \text{ м}$ от центра детектора, увеличением до $\sim 30 \text{ мм}$, т.е. "сходяще-расходящаяся" система коллимации.

Блок-схема электронного тракта приведена на рисунке. Предусмотрено два режима работы. В первом режиме импульс от секции детектора поступает на дискриминатор ДС и с его выхода стандартный сигнал поступает на вход сумматора Σ_k . На дискриминаторе ДК проводится отбор кратности совпадений К, больше заданной. Во втором режиме, предназначенном для работы со стабильными ядрами, аналоговые импульсы от секции детектора поступают на сумматор Σ_a и затем на дискриминатор ДА. Импульс в каждой секции формируется до длительности $\sim 0,1 \text{ мкс}$.



Блок-схема детектора и электронного тракта:

1 - секции детектора [NaI (Tl)]; 2 - дискриминаторы ДС в секциях; 3 - сумматор Σ_k стандартных импульсов; 4 - дискриминатор ДК; 5 - счетное устройство; 6 - сумматор Σ_a аналоговых импульсов; 7 - дискриминатор ДА; 8 - исследуемый образец; 9 - защита ${}^6\text{LiH}$; 10 - источники ${}^{137}\text{Cs}$; 11 - канал детектора.

Измерения

Измерение параметров пучка нейтронов

Для определения эффективного размера пучка нейтронов, степени его однородности по диаметру и качества коллимации были проведены измерения счета актов захвата с десятью образцами ^{181}Ta одинаковой толщины (полученных из одной пластины), но разной массы (диаметра). Измерения проводились в режиме отбора кратности совпадений $K > 3$ (для уменьшения фона) и при уровне дискриминации энерговыделения в секции $D_c = 0,06$ МэВ. В табл. 1 приведены результаты счета актов захвата N_γ (фон вычтен). Отношение N_γ/P (P - масса образца) в зависимости от

P характеризует степень и область однородности пучка. Для первых пяти образцов среднее значение этого отношения отличается от отдельных значений не более чем на 1,5 %. Начиная с образца № 6, для которого отличие от среднего составляет $\sim 10\%$, происходит уменьшение этого отношения. Таким образом, в пределах 11 мм пучок с достаточно высокой степенью однороден. Однородность пучка имеет большое значение при измерении с малыми количествами вещества (а это обычно характерно при измерении σ_γ радиоактивных веществ), так как в этом случае трудно обеспечить однородность образца, но однородность образца незначительна (в приближении "тонкого" образца), если однороден пучок.

Таблица 1. Результаты измерений параметров пучка

Номер образца	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Масса образца P , мг	26	45	63	80	135	271	487	1035	2166	3447
Диаметр образца D , мм	4,76	6,25	7,40	8,34	10,83	15,36	20,60	30,00	43,00	54,20
Счет актов захвата N_γ	14766	26358	36480	45180	77947	141786	182337	196195	197961	198951
N_γ/P	567,9	585,7	579,0	566,5	577,4	523,2	374,4	189,6	91,39	57,72

При больших размерах образцов при переходе от диаметра 30 мм к 54,2 мм счет N_γ меняется всего на $\sim 1,4\%$, что указывает на хорошее качество коллимации - отсутствие касания пучка конструкций канала детектора и образцедержателя.

Измерение актов захвата нейтроном образцом в условиях радиоактивного излучения

Исследования проводились с радиоактивным излучением, создаваемым ^{137}Cs . С целью определения влияния радиоактивного излучения на работу детектирующего и электронного устройств и определения фона этого излучения проведены исследования актов захвата при различных уровнях активности ^{137}Cs . Изменение активности проводилось следующим образом. В детектор помещался образец стабильного вещества ^{59}Co , а для имитации радиоактивности образца использовались два интенсивных источника ^{137}Cs , которые размещались с внешней стороны у каждой половины детектора вне пучка (см. рисунок). Изменяя расстояние источников ^{137}Cs от детектора, изменялась интенсивность счета Q_0 детектором гамма-излучения от радиоактивного источника. Для определения значения Q_0 в каждом положении источников ^{137}Cs проводились измерения счета по аналоговому тракту электроники.

Так как указанные источники ^{137}Cs имеют высокую активность, прямое измерение счета невозможно вследствие перегрузки электронного тракта детектора. Поэтому для определения Q_0 привлекались два менее интенсивных источника ^{137}Cs , активность которых была приемлемой для регистрации в аналоговом режиме. Со слабыми источниками снимался счет N_s от половины детектора и счет N_1 от одной произвольной секции, а затем с интенсивными источниками, которые помещались в те же положения (с торцов детектора), что и слабые источники, снимался счет N_1' от той же одной включенной секции. В таком случае (при одной включенной секции) интенсивные источники не перегружают электронную аппаратуру. Тогда интенсивность счета Q_0' гамма-квантов от сильного источника одной половиной детектора равна

$$Q_0' = \frac{N_1'}{N_1} \cdot N_s. \quad (1)$$

Аналогичная процедура измерений проводилась с другой половиной детектора и определялась интенсивность счета Q_0'' этой половины. Положения источников подбирались таким образом, чтобы $Q_0' \approx Q_0''$. Полная счетная загрузка все-

го детектора Q_0 от обоих интенсивных источников ^{137}Cs равна

$$Q_0 = Q_0' + Q_0'' \quad (2)$$

Измерения по определению Q_0 проводились при уровне дискриминации суммарного энерговыделения во всем объеме детектора, равном $D_a = 0,06$ МэВ (дискриминатор DA).

Для проведения измерений актов захвата были изготовлены три образца металлического ^{59}Co с массами 3,15, 7,50 и 14,9 мг. Каждый образец помещался в центре канала детектора (см. рисунок) с помощью образцедержателя, к которому образец крепился с помощью тонкой алюминиевой фольги (~20 мкм), чтобы минимизировать рассеяние и захват в ней.

При разной Q_0 загрузки детектора радиоактивным излучением ^{137}Cs проводились следующие измерения с пучком нейтронов: измерения счета N детектора для каждого образца ^{59}Co , измерение с образцом углерода массой 6 мг, имитирующим рассеяние на образце ^{59}Co , а также

соответствующие значения фона N_ϕ при пучке нейтронов, перекрытом образцом кадмия. Образец кадмия практически полностью поглощал тепловые нейтроны. Фон N_ϕ обусловлен активацией детектора и его конструкций, образцедержателя, а также внешним фоном и фоном от ^{137}Cs . Результаты измерений N и N_ϕ для образцов ^{59}Co и C для разных значений Q_0 приведены в табл. 2. Для случая отсутствия ^{137}Cs ($Q_0 = 0$) проводились также измерения с пустым (без образца) образцедержателем - первая строка таблицы. Это измерение было проведено для определения вклада в фон от образцедержателя, воздуха канала, внешнего фона и образца. Из табл. 2 видно, что введение образца углерода не приводит к изменению фона в пределах ошибки измерений. Поэтому в последующих измерениях для определения фона для всех образцов ^{59}Co проводились измерения с образцом углерода. Число N_γ актов захвата в ^{59}Co определялись как

$$N_\gamma = (N - N_\phi)_{\text{Co}} - (N - N_\phi)_{\text{C}} \quad (3)$$

(последняя колонка табл. 2, индексы Co и C означают измерения с кобальтом и углеродом соответственно).

Таблица 2. Результаты измерений числа отсчетов детектора с образцами ^{59}Co , C и источниками ^{137}Cs (в скобках указана ошибка)

Активность Q_0 от ^{137}Cs , Бк	Образец	P, мг	N	N_ϕ	N_γ
0	-	-	48337	2896	-
	C	6,0	48241	2910	-
	Co	3,15	56466	2801	8334(350)
	Co	7,50	68539	2894	20314(350)
	Co	14,90	89406	2813	41262(400)
$2,50 \cdot 10^6$	C	6,0	168013	25286	-
	Co	3,15	195252	25497	27028(600)
	Co	7,5	238772	23823	72222(600)
	Co	14,9	297113	23508	130878(600)
$1,97 \cdot 10^6$	C	6,0	80346	8154	-
	Co	3,15	93493	8317	12984(400)
	Co	7,5	111835	8099	31544(500)
	Co	14,9	140233	8107	59934(500)
$1,81 \cdot 10^6$	C	6,0	59672	5919	-
	Co	3,15	69468	5777	9938(350)
	Co	7,5	85782	5858	26171(400)
	Co	14,9	107933	5766	48414(400)
$1,53 \cdot 10^6$	C	6,0	50947	3608	-
	Co	3,15	59780	3597	8844(350)
	Co	7,5	74603	3642	23622(350)
	Co	14,9	94531	3499	43693(400)
$1,32 \cdot 10^6$	C	6,0	48021	3048	-
	Co	3,15	57965	2975	8606(350)
	Co	7,5	68455	2994	20488(350)
	Co	14,9	89710	2998	41739(400)

Активность Q_0 от ^{137}Cs , Бк	Образец	P, мг	N	N_Φ	N_γ
$1,08 \cdot 10^6$	C	6,0	48979	3140	-
	Co	3,15	57965	3273	8853(350)
	Co	7,5	68448	3166	19443(350)
	Co	14,9	89805	3071	40895(400)
$0,78 \cdot 10^6$	C	6,0	48271	2960	-
	Co	3,15	56573	2880	8582(350)
	Co	7,5	68149	2812	20036(350)
	Co	14,9	89281	2897	41073(400)

П р и м е ч а н и е. $D_c = 0,6$ МэВ, $D_k = (K > 2)$. Время измерения $t = 300$ с.

Режим измерений с образцами ^{59}Co и ^{12}C в условиях радиоактивного облучения ^{137}Cs выбирался на основе оценочных расчетов работы [1], результаты которых показали, что в случае радиоактивного излучения с $\nu_\gamma = 1$ и энергией $E_a \approx D_c$ для детектора с количеством секций 12 и отборе событий с кратностью совпадений $K > 2$ уменьшение вероятности регистрации радиоактивного излучения за счет случайных наложений составляет ~ 150 раз. Уровень дискриминации в секциях устанавливался $D_c = 0,6$ МэВ, на дискриминаторе ДК устанавливался уровень дискриминации, позволяющий отбирать события с кратностью совпадений $K > 2$. Время измерения каждой позиции 300 с.

Из данных табл. 2 видно, что при максимальном значении Q_0 наблюдается значительное отличие в измеренных значениях N , N_Φ и N_γ по сравнению с соответствующими значениями при $Q_0 = 0$ в ~ 3 раза для N и N_γ и в ~ 9 раз для N_Φ . По мере уменьшения интенсивности Q_0 загрузки детектора цезием происходит довольно резкое снижение влияния цезия на указанные величины и уже при $Q_0 = 1,53 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ разница в N_γ по сравнению со значением этой величины при $Q_0 = 0$ составляет не более 6 %, а при $Q_0 = 1,32 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ - около 2 %, что находится в пределах статистической точности определения N_γ .

Из рассмотренного можно заключить, что при значении $Q_0 \leq 1,32 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ влияние ^{137}Cs на результат определения числа актов N_γ радиационного захвата нейтронов в ^{59}Co отсутствует. Эффективность регистрации детектором гамма-лучей ^{137}Cs , определенная с эталонным источником ^{137}Cs , помещенным в центр детектора, составила $\epsilon_\gamma \approx 81$ %. Поэтому допустимый уровень радиоактивности $(A_\gamma)_{\max}$ цезия образца для измерений σ_γ может быть несколько выше, чем найденное значение $Q_0 = 1,32 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ (при котором отсутствует влияние радиоактивности цезия на ре-

зультат измерения σ_γ), в $1/\epsilon_\gamma$ раз и равно $(A_\gamma)_{\max} = Q_0 / \epsilon_\gamma \approx 1,63 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Если за меру чувствительности метода принять количество образца ^{59}Co , при котором статистическая ошибка за время измерений $t = 300$ с составляет 30 % и отсутствует влияние ^{137}Cs , то из приведенных результатов измерений можно оценить, что такая ошибка соответствует измерениям с образцом ^{59}Co в количестве $\sim 0,37$ мг. Тогда максимально допустимая удельная радиоактивность (по цезию) измеряемых образцов

$$(A_\gamma^{(0)})_{\max} = (A_\gamma)_{\max} / (P_{\text{Co}})_{\min} \quad (4)$$

составляет $0,44 \cdot 10^{10} \text{ Бк} \cdot \text{г}^{-1}$.

Измерение эффективности ϵ_γ регистрации актов захвата

Для измерения ϵ_γ и степени флуктуации этого параметра от ядра к ядру для широкого круга стабильных ядер были проведены измерения зависимости счета актов захвата N_γ от уровня D_a дискриминации энергии, выделяемой во всем объеме детектора гамма-лучами (n, γ)-реакции в аналоговом режиме. Для радиоактивных ядер такие измерения невозможны из-за перегрузки детектора и схем радиоактивным излучением. Для стабильных ядер проведены также измерения чисел актов N_γ захвата в режиме, в котором проводились измерения с ^{59}Co в присутствии ^{137}Cs (см. предыдущий раздел) - отбор актов захвата с кратностью совпадений $K > 2$ и уровне дискриминации энергии в секциях $D_c = 0,6$ МэВ (колонка 11 табл. 3). Время измерений при каждом значении D_a составляет 100 с. Измерения проводились для семи значений D_a - от 0,28 до 2,0 МэВ. Число актов захвата N_γ определялось на основе соотношения (3). Для измерения пучкового фона использовались имитирующие фон образцы углерода и свинца. Ошибка N_γ определяется статистикой числа отсчетов измеряемых величин, входящих в формулу (3), адекватно-

Таблица 3. Зависимости счета N_γ актов захвата и $N_\gamma/N_\gamma^{(0)}$ от уровня дискриминации D_s суммарного выделения энергии во всем объеме детектора

Ядро (соединение)	Масса образца, г	Экстраполированное значение, $N_\gamma^{(0)}$	Уровень дискриминации, D_s , МэВ										N_γ ($K > 2$)	ε_γ ($K > 2$)	σ_γ	σ_γ^p [4]
			0,28	0,39	0,70	1,00	1,35	1,70	2,00							
^{169}Tm	0,145	2050000	1994560	1958599	1845802	1783876	1633381	1497692	213201	10,4 (0,3)	106 (3,8)	105 (2)				
		100 (1,7)	97,3 (2,4)	95,5 (1,5)	90,0 (1,7)	87,0 (1,6)	79,7 (1,4)	73,1 (1,4)	10,4 (0,3)							
		806000	791043	781215	747459	696900	594167	546825	63206	7,84 (0,3)	22,9 (1,0)	20,5 (0,5)				
^{181}Ta	0,282	100 (2,6)	98,1 (3,0)	96,9 (2,5)	92,7 (2,4)	86,5 (2,3)	73,7 (2,0)	67,8 (1,8)	7,84 (0,3)							
		3060000	2936666	2809820	2684515	2533170	2300311	2084167	260712	8,52 (0,25)	23,8 (0,8)					
		100 (1,6)	99,1 (2,7)	91,8 (1,9)	87,7 (1,7)	82,8 (1,5)	75,2 (1,4)	68,1 (1,3)	8,52 (0,25)							
^{59}Co	1,030	1300000	1274919	1186187	1110425	1087748	1015144	948830	90558	6,97 (0,25)	35,7 (1,7)	37,18 (0,06)				
		100 (2,8)	98,1 (3,5)	91,2 (3,0)	85,4 (2,6)	83,6 (2,5)	78,1 (2,1)	73,0 (2,2)	6,97 (0,25)							
		851000	849258	796225	794082	769422	696352	668789	78671	9,24 (0,3)	29,2 (1,3)	33,1 (0,3)				
Cl (NaCl)	0,075	100 (1,7)	99,9 (3,9)	93,6 (3,0)	92,3 (2,8)	90,4 (2,5)	81,8 (1,9)	78,6 (1,7)	9,24 (0,3)							
		3490000	3425602	3363717	3282446	3204263	3048156	2904857	330632	9,47 (0,4)	30,5 (1,2)					
		100 (2,5)	99,3 (3,8)	96,4 (3,2)	94,1 (3,0)	91,8 (2,8)	87,3 (2,6)	83,2 (2,4)	9,47 (0,4)							
Cu	0,610	751000	740445	739974	721486	751226	718477	689463	55700	7,42 (0,5)	3,48 (0,31)	3,78 (0,2)				
		100 (3,1)	98,6 (5,7)	98,5 (5,1)	96,1 (4,6)	100 (3,6)	95,7 (3,2)	91,8 (3,0)	7,42 (0,5)							
		1910000	1871857	1914163	1930089	1965768	1902764	1845565	150392	7,87 (0,35)	3,75 (0,11)					
La (LaO)	0,930	100 (2,6)	98,0 (3,0)	100,2 (3,0)	101,1 (3,0)	102,9 (3,0)	99,6 (3,0)	96,6 (3,0)	7,87 (0,35)							
		465000	456797	435882	418193	403856	353885	309858	33108	7,12 (0,5)	8,47 (0,4)	8,93 (0,40)				
		100 (2,5)	99,7 (7,7)	93,7 (6,1)	89,9 (5,1)	96,9 (4,8)	76,1 (3,6)	66,7 (3,2)	7,12 (0,5)							
La (LaO)	0,930	1170000	1188303	1130021	1120112	1066494	955883	835540	92430	7,90 (0,6)	8,62 (0,35)					
		100 (3,5)	101,6 (7,6)	96,6 (6,0)	95,7 (5,8)	91,2 (4,5)	81,7 (4,1)	71,4 (3,7)	7,90 (0,6)							
		100 (3,5)	99,0 (6,9)	96,6 (6,0)	95,7 (5,8)	91,2 (4,5)	81,7 (4,1)	71,4 (3,7)	7,90 (0,6)							

Продолжение табл. 3

Ядро (соединение)	Масса образца, г	Экстраполированное значение, $N_{\gamma}^{(0)}$	Уровень дискриминации, D_{α} , МэВ								N_{γ} ($K > 2$)	ε_{γ} ($K > 2$)	σ_{γ}	σ_{γ}^p [4]
			0,28	0,39	0,70	1,00	1,35	1,70	2,00					
K (K_2CO_3)	0,510	315000	302114	291941	311699	311840	331346	312079	293230	34207	10,9 (1,0)	1,88 (0,2)	2,1 (0,1)	
		100 (8,0)	95,9 (20)	92,7 (17)	99,0 (15)	99,0 (11)	105,2 (10)	99,1 (8)	93,1 (8)	10,9 (1,0)				
		1210000	1151717	1214541	1127660	1092682	1096677	1028884	973974	93049				
Mn ($KMnO_4$)	0,590	100 (3,0)	95,2 (6,0)	100,4 (5,0)	93,2 (4,5)	90,3 (3,5)	90,6 (2,9)	85,0 (2,6)	80,5 (2,5)	7,69 (0,51)	7,69 (0,51)	14,3 (0,6)	13,3 (0,2)	
		772000	785112	756781	739599	729554	705796	677100	654988	87236				
		100 (1,5)	102 (2,8)	98,0 (2,4)	95,8 (2,2)	94,5 (2,0)	91,4 (1,7)	87,7 (1,3)	84,8 (1,0)	11,3 (0,6)				
^{113}Cd	0,086	3540000	3507585	3477379	3378119	3286520	3196784	3046238	2906780	385860	10,9 (0,15)			
		100 (0,6)	99,1 (0,8)	98,2 (0,7)	95,4 (0,7)	92,8 (0,6)	90,3 (0,5)	86,1 (0,5)	82,1 (0,8)	10,9 (0,15)				
		1190000	1114257	1045948	960791	883309	715077							
^{60}Co	p/a	100 (1,7)	93,6 (1,7)	87,9 (1,5)	80,7 (1,4)	74,2 (1,2)	60,1 (1,0)							
		48150	47231	46850	45739	44538								
		100 (0,5)	98,1 (0,5)	97,3 (0,5)	95,0 (0,5)	92,5 (0,5)								
^{60}Co	Расчет													

Примечание. $N_{\gamma}^{(0)}$ – экстраполированное значение N_{γ} ; N_{γ} ($K > 2$) – счет актов захвата в режиме трехкрайних и более совпадений; ε_{γ} ($K > 2$) – эффективность регистрации; σ_{γ} и σ_{γ}^p – экспериментальное и рекомендуемое значения сечения сечения захвата. В скобках указана ошибка.

стью имитации фона исследуемых стабильных ядер образцами свинца и углерода и точностью мониторинга измерений с исследуемыми и фоновыми образцами к одному потоку. Условия измерений, их результаты и исследуемые образцы приведены в табл. 3.

На основе измеренной зависимости $N_\gamma = f(D_a)$ для каждого ядра определялось экстраполированное значение счета $N_\gamma^{(0)}$, соответствующее нулевому значению D_a (3-я колонка табл. 3). Значения N_γ отнормированы на $N_\gamma^{(0)}$ (2-я строка для каждого образца, %). В табл. 3 приведена также зависимость числа зарегистрированных актов N_γ распада источника ОСГИ ^{60}Co с известной активностью при тех же значениях D_a и аналогичная зависимость, полученная расчетным путем методом случайных испытаний.

Характер изменения величины N_γ для (n, γ) -реакции показывает выход N_γ на плато при приближении D_a к нулевому порогу, изменение N_γ в области D_a от 0,28 до 0,7 МэВ составляет ~8 %. Потому можно предположить, что экстраполированное значение $N_\gamma^{(0)}$ соответствует 100 %-ной эффективности регистрации акта захвата. Это предположение подтверждается измерением с эталонным источником ОСГИ ^{60}Co и соответствующим расчетом: экстраполированное значение $N_\gamma^{(0)}$ актов распада равно $(1,19 \pm 0,02)10^4 \text{ c}^{-1}$, а паспортное значения активности $A_\gamma = (1,25 \pm 0,02)10^4$, т.е. $\varepsilon_\gamma^{(0)} = 0,95 \pm 0,03$. Расчет методом случайных испытаний ($5 \cdot 10^4$ испытаний) дает экстраполированное значение $N_\gamma^{(0)} = 48150$, т.е. $\varepsilon_\gamma^{(0)} = 0,96$. Таким образом, для каскада гамма-квантов с $\nu_\gamma = 2$ и суммарной энергией 2,5 МэВ достигается довольно высокое значение эффективности регистрации акта распада. При захвате нейтрона суммарная энергия гамма-излучения в ~3 раза больше, а $\nu_\gamma \sim 3 \div 4$. Из значения $\varepsilon_\gamma^{(0)}$ для ^{60}Co следует, что эффективность регистрации ε_1 одного гамма-кванта составляет, исходя из соотношения

$$\varepsilon_\gamma^{(0)} = 1 - (1 - \varepsilon_1)^{\nu_\gamma}, \quad (5)$$

$0,78(\nu_\gamma = 2, \varepsilon_\gamma^{(0)} = 0,95)$. Тогда для каскада из трех гамма-квантов имеем $\varepsilon_\gamma^{(0)} = 99$ %. Таким образом, характер зависимости $N_\gamma = f(D_a)$ для актов захвата и измерения и расчеты $N_\gamma = f(D_a)$ для ^{60}Co позволяют положить, что для измеряемых ядер $\varepsilon_\gamma^{(0)} = 100$ %.

Используя экстраполированное значение $N_\gamma^{(0)}$ и полагая $\varepsilon_\gamma^{(0)} = 100$ %, по числу $N_\gamma(K > 2)$ (колонка 11) актов захвата в режиме отбора кратности совпадений $K > 2$ находим эффективность регистрации $\varepsilon_\gamma(K > 2)$ актов захвата в этом режиме для каждого ядра (колонка 12):

$$\varepsilon_\gamma(K > 2) = \frac{N_\gamma(K > 2)}{N_\gamma^{(0)}} \cdot 100 \%. \quad (6)$$

Среднее значение эффективности по всем ядрам равно $\bar{\varepsilon}_\gamma(K > 2) = (8,95 \pm 1,32)$ %. Наибольшее отклонение от среднего значения составляет 12,6 %, что обусловлено, по-видимому, значительным отличием спектров гамма-излучения для соответствующих ядер.

Измерение нейтронного потока

Последний параметр, знание которого необходимо для нахождения сечения захвата σ_γ , - плотность потока n_0 нейтронов, падающих на образец. Значение n_0 измерялось с помощью образца кадмия путем снятия суммарного числа отсчетов (во всем объеме детектора) в аналоговом режиме при значении $D_a = 0,7$ МэВ. Сечение кадмия в тепловой области обусловлено резонансом с энергией 0,178 эВ, у которого нейтронная ширина много меньше радиационной и велико значение сечения. Поэтому уже при толщине образца 1 мм практически все падающие нейтроны испытывают захват. Поскольку диаметр пучка (< 10 мм) невелик, площадь образца определялась путем взвешивания этого образца и образца прямоугольной формы значительно большей площади (~20 см²), которая находится с высокой точностью, полученных из одной и той же пластины. Так как плотность нейтронного потока высока, в режиме суммирования аналоговых импульсов от всех секций детектора электронный тракт перегружается. Поэтому в измерениях также использовался образец кадмия массой 4 мг. С таким образцом снимался суммарный счет $\sum N_\gamma'$ актов захвата при всех включенных секциях (уже без перегрузки), а также средний счет \bar{N}_1' от одной секции (в режиме включения одной секции).

Аналогичное значение \bar{N}_1' находилось с основным образцом кадмия толщиной 1 мм (при включении одной секции перегрузки электронной схемы с таким образцом уже нет). Тогда искомого значение потока равно

$$n_0 = \frac{\bar{N}_1'}{S} \cdot \sum N_\gamma' / S \varepsilon_\gamma t, \quad (7)$$

где ε_γ - эффективность регистрации акта захвата в кадмии при $D_a = 0,7$ МэВ, которая находилась на основании зависимости $N_\gamma = f(D_a)$ (см. табл. 3, колонка б) и составила 95,4 %; S - площадь образца и t - время измерения. Найденное значение $n_0 = (3,77 \pm 0,11)10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{c}^{-1}$.

Определение сечения захвата по измерениям в условиях радиоактивного излучения

На основе измеренных значений n_0 , $\varepsilon_\gamma(K > 2)$ и $N_\gamma(K > 2)$ были рассчитаны значения σ_γ исследованных ядер в приближении “тонкого” образца

$$N_\gamma(K > 2) = n_0 \cdot n \sigma_\gamma \cdot \varepsilon_\gamma(K > 2) \cdot S \cdot t = \\ = n_0 p N_A \sigma_\gamma \varepsilon_\gamma(K > 2) t / A, \quad (8)$$

где A и N_A - атомная масса и число Авогадро. По этой же формуле рассчитаны значения σ_γ ^{59}Co по результатам измерений $N_\gamma(K > 2)$ в условиях радиоактивного излучения ^{137}Cs (см. табл. 2) при значении $Q_0 = 1,32 \cdot 10^5$ Бк. Среднее σ_γ по измерениям с тремя образцами составило $(34,39 \pm \pm 0,38)$ б, что в пределах ошибок согласуется с результатом измерения σ_γ , приведенного в табл. 3, и говорит об отсутствии влияния радиоактивного излучения на результат измерения. В табл. 3 для сравнения приведены также рекомендованные значения σ_γ^p [4] в тепловой области. Наблюдается согласие значений, что показывает на корректность процедуры определения σ_γ .

При измерении сечения σ_γ радиоактивных ядер для определения σ_γ на основе соотношения (8) можно использовать найденное значение $\varepsilon_\gamma(K > 2)$, либо, если имеется такая возможность, провести определение $\varepsilon_\gamma(K > 2)$ путем проведения измерений, описанных выше, со стабильными ядрами, имеющими схожие спектры множественности, что и исследуемые радиоактивные

ядра, т.е. близкие значения энергии связи нейтрона, спина возбужденного и основного состояний компаунд-ядра. Это позволит получать более адекватное значение эффективности.

Заключение

Разработана методика прямого измерения сечения радиационного захвата радиоактивных ядер с энергией излучения $\sim 0,7$ МэВ на основе спектрометрии множественности захватного гамма-излучения. Методика реализована с помощью 4 π -сцинтилляционного многосекционного детектора и ее работоспособность проверена в измерениях σ_γ на тепловых нейтронах реактора. Регистрация актов захвата происходит на фоне радиоактивного излучения благодаря значительному уменьшению вероятности детектирования последнего за счет введения определенных условий на пространственное распределение гамма-излучения для его регистрации в сочетании с условиями определенного энерговыделения в секциях детектора и вылета гамма-квантов в течение ограниченного временного интервала t . Чувствительность метода определяется как минимально допустимое количество измеряемого вещества для ядер с сечением ~ 40 б и составляет 0,34 мг, а максимальная удельная активность $0,44 \cdot 10^{10}$ Бк·с $^{-1}$, время измерений 300 с.

Отметим, что эффективность методики для исследования радиоактивных ядер и ее параметры значительно повышаются при использовании импульсного реактора как источника нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Щепкин Ю.Г., Слисенко В.И., Шевель В.Н., Костюк Т.А. О способе прямого измерения сечения радиационного захвата нейтронов радиоактивными ядрами // Ядерная физика та енергетика. - 2007. - № 2 (20). - С. 113.
2. Мурадян Г.В., Щепкин Ю.Г., Адамчук Ю.В., Устуроев Г.И. Исследование нейтронных сечений и квантовых характеристик ядерных уровней на основе спектрометрии множественности излучений. - М., 1976. - 31 с. - (Препр. / ГКАЭ. Ин-т атомной энергии им. И. В. Курчатова; ИАЭ-2634).
3. Щепкин Ю.Г., Слисенко В.И., Павленко Е.А. и др. Применение метода спектрометрии множественности для определения содержания делящихся ядер // Ядерная и радиационная безопасность. - 2000. - Т. 3, вып. 3. - С. 52.
4. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б., Пляскин А.Б. Радиационный захват нейтронов: Справочник. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 248 с.

МЕТОД ПРЯМОГО ВИМІРЮВАННЯ ПЕРЕРІЗУ ЗАХОПЛЕННЯ НЕЙТРОНІВ РАДІОАКТИВНИМИ ЯДРАМИ

Ю. Г. Щепкін, В. І. Слісенко, В. М. Шевель

На основі спектрометрії множинності захватного гамма-випромінювання створено методику прямого вимірювання перерізу захоплення радіоактивних ядер за допомогою γ -4 π -багатосекційного детектора. Енергія радіоактивного гамма-випромінювання не більше ~ 1 МеВ. Працездатність методики перевірено у вимірюваннях захоплення з тепловими нейтронами, чутливість методу по мінімальній кількості вимірюваної речовини з перерізом захоплення ~ 40 б становить 0,37 мг, максимальна питома радіоактивність вимірюваного зразка (по цезію) $\sim 0,44 \cdot 10^{10}$ Бк·г $^{-1}$.

Ключові слова: нейтрон, радіаційне захоплення, переріз, спектрометрія, множинність, гамма-випромінювання, детектор.

METHOD OF DIRECT MEASUREMENT OF THE CAPTURE NEUTRON CROSS SECTION FOR RADIOACTIVE NUCLEI**Yu. G. Schepkin, V. I. Slisenko, V. M. Shevel**

Method of direct measurement of the capture neutron cross section for radioactive nuclei on the base of the multiplicity spectrometry of the capture gamma radiation was realized by means of the 4π -multisection detector. The energy of gamma rays of the radioactive irradiation must not exceed not more 1 MeV. Capacity methods had been examined for the thermal neutron cross section measurement. Methods sensitivity on the minimum quantity of measuring sample with capture cross section 40 barns equal to 0,37 mg and maximum specific activity on the ^{137}Cs of the measuring sample is around $0,44 \cdot 10^{10} \text{ Bkg}^{-1}$.

Keywords: neutron, radioactive capture, cross section, spectrometry, multiplicity, gamma-radiation, detector.

Поступила в редакцию 15.03.10,
после доработки - 08.10.10.