

О СПОСОБЕ ПРЯМОГО ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ РАДИОАКТИВНЫМИ ЯДРАМИ

Ю. Г. Щепкин, В. И. Слисенко, В. Н. Шевель, Т. А. Костюк

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Рассматривается возможность применения спектрометрии множественности для прямого измерения сечения радиационного захвата нейтронов радиоактивными ядрами. На регистрацию каскада гамма-квантов вводится условие их пространственного распределения в многосекционном 4 π -детекторе. Как показали расчеты, это условие в сочетании с условиями совпадения γ -квантов каскада в определенном временном интервале и заданным энерговыделением в секциях детектора позволит значительно снизить уровень фона от радиоактивного излучения исследуемого образца и его влияние на регистрирующую систему. Ожидаемая чувствительность метода по минимальному количеству образца для измерения сечения на уровне 50 б составляет 0,2 мг при удельной активности образца $2 \cdot 10^{10}$ Бк \cdot г $^{-1}$.

Практически все экспериментальные данные по сечению σ_γ радиационного захвата нейтронов радиоактивными ядрами получены косвенными методами, т.е. не путем регистрации мгновенного захватного γ -излучения. Наиболее распространенный метод измерения – активационный [1]. С его помощью получены значения σ_γ в широком диапазоне значений σ_γ и времен жизни ядер – от нескольких барн и секунд соответственно. Как правило, в качестве облучаемого вещества берутся не исследуемые ядра, а стартовые [2], в результате захвата нейтронов которыми образуются исследуемые ядра, а затем при последующем захвате происходит образование конечного продукта, по активности которого определяется сечение исследуемого ядра. В большинстве случаев между процессом образования исследуемых и конечных ядер происходит цепочка ядерных превращений образования (за счет поглощения нейтронов) и распада промежуточных ядер, что усложняет определение искомого сечения. Для его определения необходимо знание всех параметров промежуточных и конечных ядер цепочки (сечений, постоянных распада), схем распада и всех возможных ветвей цепочки, приводящих к образованию конечных анализируемых продуктов цепочки [3 - 6]. Другая сложность метода заключается во влиянии на процесс измерения и определения активности анализируемых ядер других ядер цепочки. В результате во многих случаях приходится проводить радиохимическое выделение из облученной смеси необходимых продуктов. В ряде случаев после облучения проводится радиохимическое выделение промежуточных продуктов цепочки, а после этого продолжают их облучение с последующей радиохимической очисткой. Наиболее сложными являются измерения, когда процесс облучения проводится в несколько этапов чередующихся процессов облучения, радиохимиче-

ского разделения, временной выдержки и анализа продуктов облучения [7, 8]. Время всего измерительного цикла может достигать нескольких месяцев. Недостатком метода является также сложность извлечения значения искомого сечения из уравнений кинетики, описывающих превращения ядер цепочки.

Другой распространенный метод измерения σ_γ радиоактивных ядер – масс-спектрометрический [9 - 12]. Как и в активационном методе, также проводится облучение исследуемых или стартовых ядер с образованием промежуточных и конечных продуктов в результате цепочки превращений вследствие процессов захвата и распада. Отличие состоит в методе анализа – искомое сечение определяется по количеству образованных и промежуточных ядер (используя параметры ядер цепочки и знание ветвей реакций) масс-спектрометрическим способом.

Сечение ряда ядер определено методом выгорания [13 - 15] исследуемых ядер при их облучении в реакторе. За счет захвата уменьшается количество исследуемых ядер, которое определяется по соответствующему уменьшению их активности. Обычно этот метод применяется для измерения сечений, имеющих большое значение.

Для медленных нейтронов (от тепловых до нескольких десятков электрон-вольт) разработан метод определения σ_γ путем измерения энергетической зависимости полного сечения по времени пролета нейтронов [16 - 21] исследуемых или стартовых ядер до и после облучения в реакторе. Выделение сечения исследуемых ядер из общей снимаемой кривой энергетической зависимости проводится на основе различия зависимости компонент исследуемых образцов. Для наилучшего качества разделения суммарной кривой на составляющие оптимизируются времена облучения и выдержки после облучения. Из найденной кривой хода сечения исследуемого

ядра определяются параметры низлежащих резонансных уровней. Определение проводится методом «площадей» под резонансом или по его форме в случае достаточного разрешения спектрометра. Из анализа находятся полная ширина Γ уровней и значение $g\Gamma_n$ (g – статистический спиновый фактор, Γ_n – нейтронная ширина). Для вычисления сечения захвата делается предположение малости Γ_n по сравнению с Γ , так как для определения g требуется измерение парциальных сечений.

Рассмотренные выше методы используются для измерения сечения захвата медленных нейтронов. Для получения наиболее полной информации по сечениям и проведения систематических исследований нейтронных ядерных данных – парциальных сечений, параметров уровней, статистических характеристик (нейтронных и радиационных силовых функций, распределений парциальных ширин и расстояний между уровнями и т.д.) – необходимо проведение комплекса измерений полного и парциальных сечений в более широком диапазоне энергии нейтронов. Для проведения таких исследований измерение парциальных сечений необходимо проводить прямым способом, т.е. регистрацией мгновенного излучения, в частности в случае захвата – мгновенного γ -излучения. Такие исследования успешно проводятся для стабильных ядер [22 – 26], в то время как для радиоактивных ядер таких исследований нет, что связано с экспериментальными трудностями измерения для них парциальных сечений прямым методом. Такие исследования радиоактивных ядер представляют значительный интерес, так как радиоактивные ядра в количественном отношении составляют значительную часть, к тому же представляющих класс ядер с избыточным числом нейтронов.

Отдельный класс ядер составляют ядра, находящиеся в возбужденных (изомерных) состояниях. При взаимодействии таких ядер с нейтронами с энергией E_n возбуждаются компаунд-состояния, которые для тех же ядер, но находящихся в основном состоянии, возбуждаются нейтронами более высокой энергии $E_n' = E_n + E_{is}$ (E_{is} – энергия изомерного состояния). Возможность изучения взаимодействия нейтронов с радиоактивными ядрами позволит исследовать такие высокоэнергетические компаунд-состояния с высоким энергетическим разрешением, присущим спектроскопии медленных нейтронов, а также сравнивать процесс образования одних и тех же компаунд-состояний, но возбуждаемых нейтронами различных энергий с различными орбитальными моментами.

Другая причина интереса развития методов

измерения нейтронных парциальных сечений радиоактивных ядер – потребность в них при проектировании реакторов на быстрых нейтронах [27]. Как отмечается в работе [27], 20 радиоактивных продуктов деления являются ответственными за 81 % всего захвата. Требования к нейтронным сечениям для этой цели вытекают из рассмотрения каждого из этапов технологического цикла – работы реактора, поддержания критичности, обеспечения расширенного воспроизводства, безопасности работы, прогнозирования стойкости конструкционных материалов, внешнего топливного цикла (нейтронная и γ -активности отработанного ядерного топлива и выбор методов утилизации – выгорание, распад или захоронение). Требуемая точность ядерных данных, обеспечивающих достаточно надежный расчет поддержания критичности, составляет $\sim 1\%$, а коэффициента воспроизводства – $\sim 2\%$.

Другая потребность в использовании информации по сечению радиационного захвата возникает при расчете вероятности возникновения цепной реакции в средах, содержащих расщепляющиеся материалы. В тех случаях, когда среда содержит радиоактивные продукты и неизвестен или сложен ее состав, применение существующих методов измерения сечения захвата оказывается затруднительным.

Возможность использования спектрометрии множественности для прямого измерения захвата

Реализация рассмотренных выше задач возможна при измерении сечения захвата прямым методом. Отсутствие прямого метода связано с трудностями экспериментального характера вследствие наличия радиоактивного излучения, в основном γ -излучения. Развитие техники создания мощных нейтронных источников и накопления заметных количеств радиоактивных ядер, что является одним из условий успешного решения задач по исследованию взаимодействия нейтронов с радиоактивными ядрами, стимулирует и развитие экспериментальных методов регистрации мгновенного γ -излучения для прямого измерения σ_γ . Сложность прямого способа измерения σ_γ заключается в том, что регистрация мгновенного γ -излучения от захвата нейтронов происходит на фоне интенсивного β - и (или) γ -излучений радиоактивных ядер исследуемого образца. β -излучение обычно не вызывает трудностей ввиду относительно малого пробега β -частиц. Наличие же γ -квантов приводит к двум нежелательным последствиям – возникновению фона радиоактивного излучения по отношению к актам радиационного захвата нейтронов в образце

и изменению характеристик детектирующего и регистрирующего устройств вследствие перегрузки детектора, его радиоэлектронного тракта и последующих схем регистрации. Указанные эффекты приводят к необходимости уменьшения количества исследуемого образца, при этом снижается измеряемая интенсивность исследуемого захватного излучения. Это приводит к увеличению времени измерения, ограничению значения сечения, возможного для измерения ввиду малости интенсивности счета актов захвата над уровнем собственного фона детектора и внешних фонов. Поэтому необходимы специальные меры по снижению регистрируемого фона образца. Выделение полезного γ -излучения (от n, γ -реакции) от радиоактивного излучения возможно в том случае, если существуют признаки, по которым они различаются. Такие признаки существуют. Это – различие энергии, выделяемой в n, γ -процессе и β -распаде, и множественности ν частиц этих реакций. При захвате нейтрона энергия каскада γ -лучей составляет $E_n + E_\gamma$, где E_n и E_γ – энергия связи нейтрона в компаунд-ядре и его кинетическая энергия соответственно. Значение E_n составляет $\sim 7,5$ МэВ, энергия β -распада в несколько раз меньше, а на долю γ -излучения приходится в среднем около $\sim 0,7$ МэВ. Средняя множественность ν_γ захватного излучения составляет $\sim 3 \div 4$ для большинства ядер, а для γ -лучей β -распада $\sim 1 \div 2$. Таким образом, по суммарной энергии γ -лучей и их множественности существует достаточно заметное различие. Поэтому самый естественный путь уменьшения влияния радиоактивного излучения – дискриминация радиоактивного излучения от γ -лучей захвата по выделяемой в детекторе энергии и использование защиты детектора из тяжелых элементов оптимальной толщины, располагаемой между исследуемым образцом и детектором, пропускающей лучше захватное излучение и более сильно ослабляющей более мягкое радиоактивное излучение. Однако эти меры действенны до определенного предела, так как по мере увеличения активности образца увеличивается вероятность случайных во времени совпадений отдельных актов радиоактивного распада. Для уменьшения вероятности таких совпадений используют увеличение быстродействия детектирующей и регистрирующей систем. Однако этот способ также ограничен в применении до определенных уровней активности образца и, кроме того, обычно приводит к ухудшению энергетического разрешения системы.

В данной работе анализируется возможность использования метода спектрометрии множественности (СМ) [28] для прямого измерения сече-

ния захвата путем регистрации мгновенного γ -излучения. Суть этого метода состоит в том, что разделение различных ядерных реакций осуществляется на основе различия множественности образующихся в реакциях частиц. Реализация такого метода осуществляется с помощью многосекционного сцинтилляционного 4π -детектора с эффективностью регистрации, близкой к 100 % [29 - 32]. Исследуемый образец в таких системах помещается внутри в центре детектора в сквозном канале. Нейтронный пучок проходит через канал и падает на образец. В каждой секции детектора находится дискриминатор. Если энергия E , выделяемая частицей в секции, превышает заданную величину, импульс с выхода дискриминатора поступает на кодировщик кратности совпадений (ККС), который считает количество поступивших на его вход импульсов, т.е. кратность совпадений.

Рассмотрим случай радиоактивного излучения образца с вылетом одного γ -кванта с энергией E_a и захватного излучения с множественностью $\nu_\gamma = 3$, а в качестве детектора – 4π -систему из n_c светоизолированных секций. Многосекционность детектора позволяет ввести еще один фактор, ограничивающий регистрацию активности образца, а именно ввести условие на регистрацию γ -квантов, состоящего в их определенном пространственном распределении, что значительно уменьшает вероятность регистрации радиоактивного излучения по сравнению с захватным излучением. Установим следующие условия регистрации излучения – регистрируется только такое событие, если его γ -излучение детектируется в трех и более секциях ($k \geq 3$) и выделяемая в этих секциях энергия E превышает значение E_a . Эти условия позволяют с достаточно высокой вероятностью зарегистрироваться акту нейтронного захвата, так как введенные выше условия регистрации по кратности совпадения $k \geq 3$ и уровню дискриминации $E > E_a$ удовлетворяются за счет множественности ν_γ захватного излучения и его энергии $E_n + E_\gamma$. В то же время введенные условия резко ограничивают вероятность регистрации активности образца. Действительно, условия на регистрацию события с кратностью $k \geq 3$ и выделением в секциях детектора энергии $E > E_a$ приводят для регистрации радиоактивного излучения к необходимости, во-первых, регистрации в пределах разрешающего времени τ не менее шести γ -квантов радиоактивного излучения образца и, во-вторых, чтобы эти γ -кванты вполне определенным образом распределились в пространстве детектора, а именно попали и зарегистрировались по два γ -кванта в трех секциях детектора. Т.е. ограничение вероятности регист-

рации радиоактивного излучения обусловлено малой вероятностью случайного совпадения вылета в течение времени τ шести γ -квантов радиоактивного распада и малой вероятностью указанным способом шести γ -квантам распределиться по трем секциям детектора. При рассмотренных условиях регистрации интенсивность $N^{(2)}(m, k)$ регистрируемых актов радиоактивного распада, состоящих из совпавших во времени τ m γ -квантов и распределенных по k секциям не менее чем по два γ -кванта в каждой из этих секций, можно записать как

$$N^{(2)}(m, k) = P_n(m, \tau, Q_0, \varepsilon) \cdot P_k^{(2)}(n_c, m) \cdot Q_0 \cdot \varepsilon.$$

Здесь n_c – количество секций детектора; ε – эффективность регистрации γ -кванта; Q_0 – активность образца; P_n – вероятность регистрации m γ -квантов в течение времени разрешения τ ; $P_k^{(2)}$ – вероятность m γ -квантам распределиться по k секциям не менее чем по два γ -кванта в каждой секции. P_n вычисляется как

$$P_n(m, \tau, Q_0, \varepsilon) = \frac{1}{1 + Q_0 \varepsilon \tau} e^{-Q_0 \varepsilon \tau} \frac{(Q_0 \varepsilon \tau)^{m-1}}{(m-1)!}.$$

Соотношение для $P_k^{(2)}$ в общем случае получить трудно, но для конкретного случая $m = 6$ и $k = 3$ оно имеет вид

$$P_3^{(2)}(n_c, 6) = 15 \cdot \frac{(n_c - 1)(n_c - 2)}{n_c^5}$$

и при $n_c \gg 1$

$$P_3^{(2)}(n_c, 6) \approx \frac{15}{n_c^3}.$$

Как видно, фактор условия определенного пространственного распределения γ -квантов резко снижает вероятность регистрации события радиоактивного распада образца. В частности, для детектора с количеством секций $n_c = 12$, с которым планируется разработка методики на основе спектрометра множественности [33], работающего на реакторе ВВР-М ИЯИ НАН Украины, уменьшение вероятности регистрации актов радиоактивного распада благодаря данному фактору составляет более двух порядков. В настоящее время созданы спектрометры множественности со значительным количеством секций, например $m = 48$ в работе [29]. Для такой системы значение $P_3^{(2)}(48, 6)$ составит около $8 \cdot 10^3$.

Для вероятности случайного совпадения во времени τ большего количества γ -квантов и их распределения необходимым для регистрации образом по секциям детектора проведены численные расчеты величины $P_3^{(2)}$ методом случайных испытаний. В таблице приведены результаты расчета фона случайных совпадений $N^{(2)}(6, 3)$ и $N^{(2)}(7, 3)$ для количества совпавших во времени τ $m = 6$ и $m = 7$ γ -квантов радиоактивного образца для $n_c = 12$, значений эффективности регистрации $\varepsilon = 1$ и времени совпадения $\tau = 0,4$ мкс и $\tau = 0,6$ мкс для ряда значений Q_0 активности образца. Условия регистрации события: $k \geq 3$ и $E > E_a$ (E – энергосодержание в секции). Как видно из результатов расчета, при более низких значениях Q_0 доля фона, обусловленная совпадением во времени $m = 6$ γ -квантов больше, чем для $m = 7$. По мере роста Q_0 происходит более быстрое увеличение вклада в фон $m = 7$ совпадений и уже при $Q_0 = 5 \cdot 10^6$ на долю этой составляющей фона приходится $\sim 75\%$.

В проведенных выше оценках использовались значения τ , для реализации которых не требуется использование специальных мер при работе со сцинтиллятором NaJ (Tl). Возможно улучшение временных параметров системы путем укорочения длительности импульсов, уменьшения временной неопределенности регистрации событий и т. д. Однако такие действия приводят к ухудшению энергетического разрешения и соответствующей потере части событий захвата из-за введенности условия определенного выделения энергии в секциях детектора. Кроме того, нельзя исключить негативного влияния на работу схем, вводимых для улучшения временных характеристик, высоких счетных нагрузок радиоактивного излучения образца. Рассмотренные вопросы требуют отдельного исследования и разработок.

Таким образом, проведенные оценки показывают, что введение фактора определенного пространственного распределения γ -квантов как условия их регистрации в совокупности с условиями совпадения их вылета в пределах заданного временного интервала τ и выделения в секциях детектора энергии E , большей заданного значения E_a (равного энергии радиоактивного γ -излучения), позволяет значительно снизить уровень фона, обусловленного радиоактивным излучением образца. Например, при уровне активности образца $Q_0 = 2 \cdot 10^6$ Бк и $\tau = 0,4$ мкс уровень фона составляет всего 28 Бк, что в $\sim 7 \cdot 10^4$ раз меньше самого значения Q_0 активности.

Расчетные значения фона случайных совпадений радиоактивного источника с $\nu_\gamma = 1$, $\varepsilon = 1$, $n_c = 12$

Q_0 , Бк	$Q_0 P_n(m, \tau, Q_0, \varepsilon)$, Бк		$N^{(2)}(m, k)$, Бк		$N^{(2)}(6,3) + N^{(2)}(7,3)$, Бк
	$m = 6$	$m = 7$	$m = 6, k = 3$	$m = 7, k = 3$	
$\tau = 0,4$ мкс					
$1 \cdot 10^6$	57	4	0,4	0,2	0,6
1,2	158	13	1,0	0,6	1,6
1,5	534	53	3,5	2,5	6,0
1,8	1413	169	9,3	8,0	17,3
2,0	1962	327	13,0	15,4	28,4
2,5	7667	1278	50,6	60,0	111,0
3,0	18725	3745	124,0	176,0	300,0
5,0	181333	60444	1197,0	2843,0	4038,0
$\tau = 0,6$ мкс					
$1 \cdot 10^6$	356	36	2,4	1,7	4,0
1,2	942	113	6,2	5,3	11,5
1,5	3004	451	20,0	21,0	41,0
1,8	7494	1349	49,0	63,0	112,0
2,0	12483	2497	82,0	117,0	199,0
2,5	35279	8820	233,0	415,0	648,0
3,0	77945	13383	514,0	1099,0	1613,0
5,0	506250	253125	1341,0	11897,0	15238,0

Чувствительность метода

Ожидаемую чувствительность метода оценим по минимальному количеству исследуемого образца, с помощью которого возможно измерить сечение захвата заданной величины $\sigma_{\gamma min}$ и при этом удовлетворяются следующие условия. Во-первых, число актов захвата N_γ нейтронов (исследуемый эффект) в образце за определенное время t измерений в заданное число C_1 раз превышает значение статистической ошибки числа отсчетов фона случайных совпадений радиоактивного распада образца. Во-вторых, значение N_γ в C_2 раз превышает значение статистической ошибки числа отсчетов собственного и внешнего фонов детектора. Поскольку предлагаемый способ должен реализовываться с помощью 4π-многосекционного детектора большого объема, эта составляющая фона может оказаться заметной. В-третьих, уровень счетной загрузки участка схемы, куда поступают для анализа импульсы от всех секций детектора (в данном случае вход ККС), должна обеспечивать его нормальную работу.

Запишем первое условие

$$N_\gamma = C_1 \sqrt{\sum_m N^{(2)}(m, k)} \cdot t. \quad (1)$$

Здесь $N^{(2)}(m, k)$ – приведенные в таблице интенсивности фона от радиоактивного образца в режиме отбора совпадений с кратностями $k \geq 3$. Соотношение, связывающее величину N_γ с параметрами исследуемого образца, запишем в при-

ближении «тонкого» образца ($n\sigma_\gamma \ll 1$, n – толщина образца)

$$N_\gamma = n_0 \cdot n \sigma_{\gamma min} \cdot S \cdot \varepsilon_\gamma \cdot t = n_0 (N_A \cdot P_{min}^{(1)} \cdot \sigma_{\gamma min} / A) \varepsilon_\gamma \cdot t. \quad (2)$$

Здесь S – площадь образца; ε_γ – эффективность регистрации акта захвата нейтрона в рассматриваемом режиме измерений; N_A – число Авогадро; A – атомный вес вещества образца; n_0 – плотность нейтронного потока, падающего на образец.

Из формул (1) и (2) находим

$$P_{min}^{(1)} = \frac{1}{n_0} \cdot \frac{C_1 \cdot A}{N_A \sigma_{\gamma min} \cdot \varepsilon_\gamma} \sqrt{\frac{\sum_m N^{(2)}(m, k)}{t}}. \quad (3)$$

Аналогичным способом получаем значение $P_{min}^{(2)}$ для выполнения второго условия

$$P_{min}^{(2)} = \frac{1}{n_0} \cdot \frac{C_2 \cdot A}{N_A \cdot \sigma_{\gamma min} \cdot \varepsilon_\gamma} \cdot \sqrt{\frac{N_\phi}{t}}. \quad (4)$$

Здесь N_ϕ – собственный и внешний фон детектора. Оценку значений P_{min} проведем для активности образца $Q_0 = 2 \cdot 10^6$ Бк, $\tau = 0,4$ мкс, значений C_1 и C_2 , равных 10. Уровень фона N_ϕ многосекционного 4π-детектора объемом 30 л на

основе кристаллов NaJ (Tl) в режиме отбора кратности совпадений $k \geq 3$, работающего на базе реактора ВВР-М ИЯИ НАН Украины [33], не превышает ~ 15 Бк, значение ε_γ не менее 10 %, поток тепловых нейтронов в месте планируемого расположения детектора $n_0 = 4 \times 10^5 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$. Тогда для ядра среднего атомного веса $A \approx 100$ с сечением $\sigma_{\gamma\text{min}} \approx 50$ б получаем из формул (3) и (4)

$$P_{\text{min}}^{(1)} = 4,4 \cdot 10^{-3} / \sqrt{t},$$

$$P_{\text{min}}^{(2)} = 3,2 \cdot 10^{-3} / \sqrt{t},$$

что при времени измерения всего $t = 300$ с составит 0,26 и 0,19 мг, т.е. в среднем $\sim 0,23$ мг. Значение соответствующей удельной минимальной активности составит

$$Q'_0 = Q_0 / P_{\text{min}} \approx 10^{10} \text{ Бк г}^{-1}.$$

Оценим счетную загрузку входа ККС в рассматриваемом режиме работы. Интенсивность счета радиоактивного излучения образца на входе ККС от одной секции детектора составит

$$N_1 = \left(\frac{Q_0}{n_c} \right)^2 \cdot \tau,$$

а от всех секций

$$N_z = N_1 \cdot n_c = Q_0^2 \cdot \tau / n_c,$$

т.е. счетная загрузка в точке анализа событий оказывается в n_c раз меньше, чем для несекционированного детектора, и для рассматриваемого случая составит приемлемое значение $\sim 1,3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Введенное для регистрации события условие на уровень энергывыделения $E > E_a$ в секциях детектора приведет к потере части актов радиационного захвата. В приведенных выше оценках чувствительности метода было использовано значение эффективности регистрации ε_γ захвата, равное 10 %. Для определения реального значения этой величины необходимо экспериментальное исследование ε_γ . С этой целью предполагается для стабильных ядер провести измерение отношения числа актов захвата в рассмотренном режиме к числу актов в режиме суммирования аналоговых импульсов от всех секций детектора при низком уровне дискриминации D_Σ суммар-

ного энергывыделения E_Σ ($D_\Sigma \ll E_\Sigma$), т.е. в режиме 4π -системы, при котором $(\varepsilon_\gamma)_\Sigma$ практически составляет ~ 100 %. По результатам таких измерений можно будет судить о значении величины ε_γ и степени ее флуктуации для различных ядер.

Определение значения исследуемого сечения σ_γ проводится из измеренного числа N_γ актов радиационного захвата на основе соотношения (2). Это справедливо, если образец состоит только из исследуемых радиоактивных ядер, т.е. проведена очистка образца от других ядер, сопутствующих процессу получения исследуемого вещества (стартовых при их облучении нейтронами, материнскими при получении исследуемых ядер по радиоактивному распаду и т.д.). В противном случае процесс нахождения σ_γ усложняется и необходимо проведение дополнительных измерений захвата с образцами сопутствующих ядер для определения величины их вклада в N_γ .

Предполагается также, что время измерения t числа актов N_γ захвата много меньше времени жизни исследуемых ядер. Если это условие не соблюдается, необходимо проведение измерения N_γ при нескольких временах экспозиции исследуемого образца на пучке.

Таким образом, проведенные оценки возможности рассматриваемого прямого способа измерения σ_γ показывают, что использование метода спектроскопии множественности позволяет регистрировать мгновенное γ -излучение захвата нейтронов на фоне радиоактивного излучения образца и уменьшить влияние этой активности на режим работы регистрирующей системы. Введение условий выделения определенной области спектра кратности совпадений и энергывыделения в секциях детектора приводят к относительно высокой эффективности регистрации захватного излучения по сравнению со значительным уменьшением вероятности регистрации радиоактивного излучения в связи с необходимостью для его регистрации двух маловероятных условий – вылета в течение разрешающего времени τ значительного количества γ -квантов и их определенного пространственного распределения в объеме детектора.

В настоящее время на третьем горизонтальном канале реактора ВВР-М ИЯИ НАН Украины проводится подготовка проверки рассмотренного способа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Masatake Honda, Mineo Imamura // Phys. Rev. - 1971. - Vol. 4, No. 4. - P. 1182.
2. Marray J. J., Boehm F., Marmier P., DoMond J. W. // Phys. Rev. - 1955. - Vol. 97, No. 4. - P. 1007.
3. Glendenin L. E., Schmitt R. A. // Nucl. Sci. and Eng. - 1964. - Vol. 20, No. 3. - P. 298.

4. Mowatt R. S., Walker W. H. // *Canad. Journal of Phys.* - 1971. - Vol. 49, No. 1. - P. 108.
5. Glendenin L. E., Griffin Herry C. // *Nucl. Sci. and Eng.* - 1967. - Vol. 29, No. 1. - P. 147.
6. Schuman R. P., Berreth J. R. // *Nucl. Sci. and Eng.* - 1962. - Vol. 12, No. 4. - P. 519.
7. O'Brien H. A., Jr., Eldridge J. S., Druschel R. E., Halperin J. // *Journ. of Inorgan. and Nucl. Chemistry.* - 1967. - Vol. 29, No. 2. - P. 584.
8. Lantz P. M., Baldock C. R., Idom L. E. // *Nucl. Sci. and Eng.* - 1964. - Vol. 20, No. 3. - P. 302.
9. Bemis C. E., Jr., Druschel R. E., Halperin J., Walton J. R. // *Nucl. Sci. and Eng.* - 1972. - Vol. 47, No. 3. - P. 371.
10. Petruska Bv. J. A., Melaina E. A., Tomlinson R.H. // *Canad. Journ. of Phys.* - 1955. - Vol. 33, No. 11. - P. 640.
11. Fickel H. R., Tomlinson R.H. // *Canad. Journ. of Phys.* - 1959. - Vol. 37, No. 5. - P. 531.
12. Fenner N.C., Large R.S. // *Journ. of Inorgan. and Nucl. Chemistry.* - 1967. - Vol. 29, No. 9. - P. 2147.
13. Farinelli V., Martini M. // *Physica.* - 1963. - Vol. 29, No. 11. - P. 1963.
14. Pinajian J. J., Allen J.F. // *Journ. of Inorgan. and Nucl. Chemistry.* - 1967. - Vol. 29, No. 8. - P. 2117.
15. Freedman M.S., Turkevich A., Adams R.M. et al. // *Journ. of Inorgan. and Nucl. Chemistry.* - 1956. - Vol. 2, No. 5/6. - P. 271.
16. Разбудей В.Ф., Вертебный В.П., Муравицкий А. В. Измерение полных сечений радиоактивных образцов на нейтронном спектрометре с тонким пучком // *Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтр. физ. (Киев, 9 - 13 июня 1975 г.). - М.: ЦНИИАтоминформ, 1976. - Т. 4.3 - С. 161 - 165.*
17. Вертебный В. П., Ворона П. Н., Кальченко А. И. и др. Нейтронные сечения изотопов иридия // *Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюз. конф. по нейтр. физ. (Киев, 15 - 19 сент. 1980 г.). - М.: ЦНИИАтоминформ, 1980. - Т. 4.2. - С. 114 - 118.*
18. Вертебный В. П., Ворона П. Н., Кальченко А. И., Кривенко В. Г. Нейтронные сечения изотопов самария-152, 153 и 154 // *Там же.* - С. 111 - 113.
19. Беланова Т. С., Замятнин Ю. С., Кочергин Н. Г. и др. Полные нейтронные сечения и параметры резонансов ^{226}Ra , ^{181}Ta , ^{182}Ta , ^{147}Pm // *Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтр. физ. (Киев, 9 - 13 июня 1975 г.). - М.: ЦНИИАтоминформ, 1976. - Т. 4.3. - С. 205 - 213.*
20. Coddington J. W., Jr., Tromp R. L., Simpson F.B. // *Nucl. Sci. and Eng.* - 1971. - Vol. 43, No. 1. - P. 58.
21. Kironac G. J., Eiland H. M., Conrad C. A. et al. // *Nucl. Sci. and Eng.* - 1973. - Vol. 52, No. 3. - P. 310.
22. Мурадян Г. В., Щепкин Ю. Г., Адамчук Ю. В. // *Нейтронноскопическое исследование ядер с $A < 220$ в резонансной области энергии* // *Nucl. Data for Reactors: Conf. Proc. (Helsinki, 1970).* - Vienna: IAEA, 1970. - Vol. 1. - P. 603.
23. Щепкин Ю. Г., Мурадян Г. В., Адамчук Ю. В. // *Нейтронноскопическое исследование разделенных изотопов кадмия* // *Nucl. Data for Reactors: Conf. Proc. (Paris, 1966).* - Vienna: IAEA, 1967. - Vol. 1. - P. 93.
24. Щепкин Ю. Г., Мурадян Г. В., Адамчук Ю. В. // *Нейтронные резонансы ^{112}Cd* // *Нейтронная физика: Материалы Всесоюз. совещ. (Киев, 1971).* - К.: Наук. думка, 1972. - Т. 4.1. - С. 132.
25. Мурадян Г. В., Адамчук Ю. В., Щепкин Ю. Г. // *ЯФ.* - 1968. - Т. 8, вып. 5. - С. 852.
26. Адамчук Ю. В., Зенкевич В. С., Москалев С. С. // *ЯФ.* - 1969. - Т. 10, вып. 1. - С. 18.
27. Усачев Л. Н. // *Ядрена енергия.* - 1983. - № 18. - С. 3.
28. Мурадян Г. В., Щепкин Ю. Г., Адамчук Ю. В., Устроев Г. И. Исследование нейтронных сечений и квантовых характеристик ядерных уровней на основе спектрометрии множественности излучений. - Москва, 1976. - 31 с. - (Препр. / ГКАЭ. Ин-т атомной энергии им. И. В. Курчатова; ИАЭ-2634).
29. Muradyan G. V., Adamchuk Yu. V., Shchepkin Yu. G., Voskanyan M. A. // *Nucl. Sci. and Eng.* - 1985. - Vol. 90, No. 1. - P. 60.
30. Adamchuk Yu. V., Kovtun A. L., Yuneva N. B. et al. // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research.* - 1985. - Vol. A236, No. 1. - P. 105.
31. Адамчук Ю. В., Бокалов Т., Восканян М. А. и др. // *Спектрометр множественности со сцинтилирующим конвертером* // *Нейтронная физика: Материалы I Междунар. конф. по нейтр. физ. (Киев, 14 - 18 сент. 1987 г.). - М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. - Т. 4. - С. 42.*
32. Адамчук Ю. В., Бокалов Т., Восканян М. А. и др. // *ПТЭ.* - 1989. - № 1. - С. 54.
33. Щепкин Ю. Г., Сенченко Т. А., Павленко Е. А. и др. *Спектроскопия множественности на фильтрованных пучках нейтронов.* - Киев, 1991. - 24 с. - (Препр. / НАН Украины. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ - 91 - 36).

ПРО СПОСІБ ПРЯМОГО ВИМІРЮВАННЯ ПЕРЕРІЗУ РАДІАЦІЙНОГО ЗАХВАТУ НЕЙТРОНІВ РАДІОАКТИВНИМИ ЯДРАМИ

Ю. Г. Щепкін, В. І. Слісенко, В. М. Шевель, Т. О. Костюк

Розглядається можливість застосування спектрометрії множинності для прямого вимірювання перерізу радіаційного захвату нейтронів радіоактивними ядрами. На реєстрацію каскаду γ -квантів вводиться умова їх просторового розподілу в багатосекційному 4π -детекторі. Як показали розрахунки, ця умова у сполученні з умовами збігу γ -квантів у визначеному часовому інтервалі та заданим енерговиділенням у секціях детектора дозволить значно знизити рівень фону від радіоактивного випромінювання досліджуваного зразка та його впливу на реєструючу систему. Очікувана чутливість методу за мінімальною кількістю зразка для вимірювання перерізу на рівні 50 б становить 0,2 мг при питомій активності зразка $2 \cdot 10^{10}$ Бк \cdot г $^{-1}$.

**ON THE DIRECT MEASUREMENT METHOD OF THE CAPTURE NEUTRON
CROSS SECTION BY RADIOACTIVE NUCLEI**

Yu. G. Shchepkin, V. I. Slisenko, V. N. Shevel, T. A. Kostyuk

Application possibility of multiplicity spectrometry for the measurement of direct capture neutron cross section by radioactive samples is considered. For the γ -rays cascade registration on their space distribution in the multisection 4π -detector condition is introduced. It can be seen from calculation results of this condition with combination conditions of coincidence γ -rays cascade in definite time interval and determined energy release in the detector sections which will lead to significant radiation background decrease from research sample radioactive radiation and its influence on registration system. Expected sensitivity for sample minimum quantity under cross section measurement on level 50 b consists $\sim 0,2$ mg and sample specific activity $\sim 2 \cdot 10^{10}$ Bk \cdot g $^{-1}$.

Поступила в редакцию 26.04.07,
после доработки - 25.07.07.