

## ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ЗАРЯДА ЯДЕР ЛИТИЯ ПРИ ИХ СТОЛКНОВЕНИИ С БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Б. А. Марцынкевич<sup>1</sup>, А. М. Хильманович<sup>1</sup>, М. И. Левчук<sup>1</sup>,  
С. В. Корнеев<sup>2</sup>, С. Е. Чигринов<sup>2</sup>, В. С. Бутцев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Объединенный институт энергетических ядерных исследований-Сосны НАН Беларуси, Минск, Беларусь

<sup>3</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Измерено эффективное сечение процесса изменения электрического заряда ядер лития при их столкновении с быстрыми нейтронами. Описывается эксперимент по обнаружению нового процесса:  $n + {}^7\text{Li} \rightarrow n' + {}^7\text{Be} + e + \nu$ . Эффективное сечение изменения заряда ядра  ${}^7\text{Li}$  при столкновении с быстрыми нейтронами с энергией 2,5 МэВ составило  $1,6 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$ .

### 1. Введение

В последнее время в ядерной физике низких энергий значительный интерес уделяется столкновительным ядро-ядерным и нуклон-ядерным процессам [1 - 3]. Исследование таких процессов дает ценную информацию о динамике соударений сталкивающихся частиц, свойствах межъядерного взаимодействия. Особый интерес представляют исследования столкновительных процессов, приводящих к стимулированию распада радиоактивных и стабильных ядер. Косвенные свидетельства о реальности столкновительного  $\beta$ -распада можно почерпнуть из анализа кривых распространенности стабильных ядер. Речь идет об образовании так называемых обойденных изотопов в процессе нуклеосинтеза. Другие предложенные механизмы синтеза таких изотопов оказываются малоэффективными [4, 5].

В работах И. В. Копытина и др. [1 - 3] высказана идея, выполнены расчеты и предложена схема эксперимента по обнаружению нового явления –  $\beta$ -распада ядер (в том числе и стабильных) при их столкновении с быстрыми нейтронами (столкновительного  $\beta$ -распада – СБР). В случае стабильных ядер предполагается, что  $\beta$ -распад запрещен только законом сохранения энергии, в то время как по спиновым и другим квантово-механическим характеристикам состояний материнского и дочернего ядер  $\beta$ -распад разрешен. Если в результате столкновения нейтрона с ядром будет превышена пороговая энергия, то становится возможным процесс



Столкновительный  $\beta$ -распад согласно (1) является одноступенчатым процессом и ранее экспериментально не наблюдался.

Дочернее ядро  ${}^{Z+1}\text{A}^*$  может оказаться в основном или возбужденном (метастабильном) состояниях. В работе [2] для наблюдения СБР предлагается использовать  $\gamma$ -переход из метастабильного состояния. Дочернее ядро  ${}^{Z+1}\text{A}^*$  может также путем  $\beta$ -перехода распасться в основное или возбужденное состояние исходного ядра  ${}^Z\text{A}$  или ядра  ${}^{Z+2}\text{A}$ . Регистрация  $\gamma$ -переходов во всех вышеперечисленных вариантах и является доказательством обнаружения СБР.

Расчеты [2, 3] показывают, что эффективное сечения процесса СБР для нейтронов с  $E_n = 12 \text{ МэВ}$  для ядер с  $A \approx 100$  составляет  $\sim 10^{-41} \text{ см}^2$ . Согласно этим расчетам при увеличении энергии нейтронов сечение процесса СБР существенно возрастает. Так для нейтронов из реакции (d, t), имеющих энергию 15 МэВ, сечение СБР  $\sim 5 \cdot 10^{-38} \dots 1 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2$ .

В дальнейшем в работе [5] был выполнен расчет распространенности обойденных ядер, результаты которой позволяют объяснить их значения в предположении существования процесса типа (1).

В связи с тем, что в последнее время появились новые экспериментальные возможности (высокопоточный генератор нейтронов НГ-12-1, высокоэффективный низкофононовый полупроводниковый  $\gamma$ -спектрометр [6]) для поиска явления вынужденного  $\beta$ -распада при столкновении ядер с быстрыми нейтронами, нами предпринята попытка выполнения такого эксперимента.

### 2. Подготовка и проведение эксперимента

В качестве мишени был выбран  ${}^7\text{Li}$ . Содержание изотопа  ${}^7\text{Li}$  в естественной смеси изотопов лития составляет  $k = 92,58 \%$ , что является значительным.

Предполагается, что при столкновении быстрого нейтрона с ядром  ${}^7\text{Li}$  происходит следующий процесс (рис. 1):

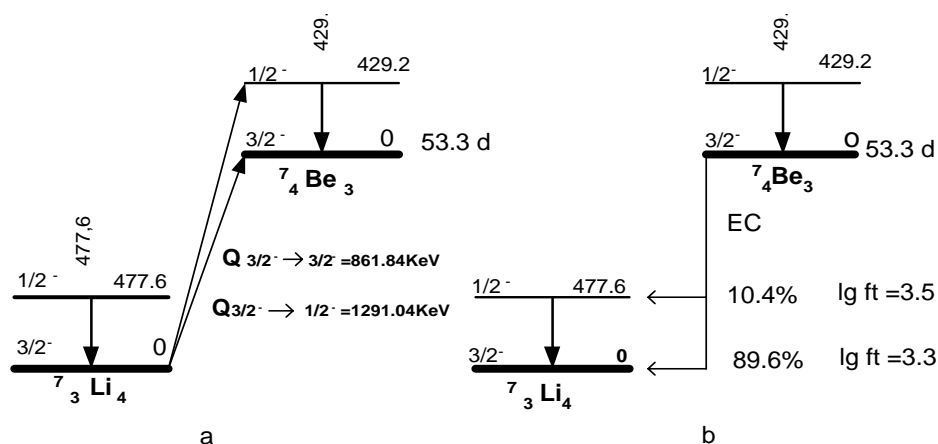
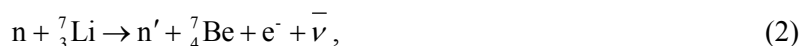


Рис. 1. Фрагменты схемы возбуждения (а) и распада (б) ядра  ${}^7\text{Be}$  в результате реакции  $n + {}^7_3\text{Li} \rightarrow n' + {}^7_4\text{Be} + e^- + \bar{\nu}_e$ .

Образовавшийся радионуклид  ${}^7_4\text{Be}$  имеет удобный для эксперимента период полураспада  $T_{1/2} = 53,29$  дней. В процессе  $\beta$ -распада ядра  ${}^7_4\text{Be}$  с вероятностью  $p = 0,103$  заселяется уровень ядра  ${}^7_3\text{Li}$  с энергией 477,6 кэВ. При распаде этого возбужденного состояния испускается  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma = 477,6$  кэВ, регистрация которого и явилась бы подтверждением искомого процесса – СБР.

Число отсчетов, вызванное процессом СБР, рассчитывается по известной формуле активационного метода

$$S = m\varepsilon(E_\gamma) [1 - \exp(-\lambda t_a)] \exp(-\lambda t_s) [1 - \exp(-\lambda t_m)] \frac{kpN_A}{M\lambda} \sigma F, \quad (3)$$

где:  $S$  – число отсчетов в фотопике;  $m$  – масса элемента, г;  $k$  – содержание аналитического изотопа, отн. ед.;  $N_A$  – число Авогадро;  $p$  – выход  $\gamma$ -квантов на один распад образовавшегося радионуклида, отн. ед.;  $M$  – атомная масса элемента, г·моль $^{-1}$ ;  $\lambda = 0,693/T_{1/2}$  – постоянная распада, с $^{-1}$ ;  $t_a$ ,  $t_s$ ,  $t_m$  – времена активации, выдержки и измерения соответственно, с;  $\varepsilon(E_\gamma)$  – эффективность регистрации  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma$ , отн. ед.;  $\sigma$  – сечение реакции, см $^2$ ;  $F$  – плотность потока нейтронов, нейтрон/(см $^2$ ·с).

Проведем оценку нижнего предела определения сечения искомого явления, основываясь на реальных оценках параметров эксперимента. Минимально регистрируемое сечение можно рассчитать по формуле

$$\sigma^{\min} = \frac{S^{\min}}{S(\sigma = 1 \text{ см}^2)} \quad (4)$$

Здесь  $S(\sigma = 1 \text{ см}^2)$  – число отсчетов, рассчитанное в соответствии с формулой (3) для сечения реакции, равного 1 см $^2$ , а  $S^{\min}$  – минимально регистрируемое число отсчетов при погрешности измерения, равной 1 стандартному отклонению, рассчитываемое как

$$S^{\min} = 1,4\sqrt{n^{bkg} \cdot t_m}, \quad (5)$$

где  $n^{bkg}$  – скорость счета фона в районе аналитического пика.

Задав реальные условия эксперимента ( $m = 1 \cdot 10^2$  г;  $\varepsilon = 6 \cdot 10^{-2}$ ;  $t_a = 3$  сут;  $t_m = 20$  сут;  $F = 5 \cdot 10^6$  нейтрон/см $^2$ ·с;  $n^{bkg} = 4 \cdot 10^{-3}$  с $^{-1}$ ), можно рассчитать по формулам (3) - (5) значение нижнего предела определения сечения искомого явления:  $\sigma^{\min} \approx 8 \cdot 10^{-33}$  см $^2$ .

Для выполнения такого эксперимента требуется источник с высокой плотностью потока быстрых нейтронов и длительное время облучения мишени. Было решено поставить эксперимент по обнару-

жению столкновительного  $\beta$ -распада на нейтронах с энергией –  $E_n = 2,5 \dots 3,1$  МэВ, рождающихся в генераторах нейтронов в результате реакции (d, d).

В качестве вещества мишени выбран металлический литий с естественным содержанием изотопов лития-6 и лития-7.

После извлечения из запаянной металлической банки литий механически очищался от масла до металлического блеска и помещался в закрытую емкость с петролейным эфиром с целью удаления остатков масла. В емкости с эфиром литий находился 2 ч.

Следующая операция выполнялась в боксе в атмосфере аргона. Подготовленная емкость для образца лития помещалась в бокс. Внутренние стенки полиэтиленовой емкости для размещения лития выстилались алюминиевой фольгой толщиной 0,2 мм. В этот же бокс переносился сосуд с кусочками металлического лития, повторно помещенными в чистый петролейный эфир. Бокс вместе с помещенной в нем емкостью с алюминием продувались в течение 15 мин аргоном для удаления паров воды. Далее, кусочки лития переносились из эфира в емкость с алюминием и плотно закрывались крышкой.

В качестве источника нейтронов использовался генератор нейтронов НГ-12-1 [6]. Ток пучка дейтронов равнялся 2 мА. В результате взаимодействия ускоренных дейтронов с ядрами дейтерия, содержащимися в мишени, протекает ядерная реакция



с испусканием нейтронов с энергией  $E_n = 3,1$  МэВ в направлении угла  $0^\circ$  и  $E_n = 2,5$  МэВ в направлении угла  $90^\circ$ .

Был подготовлен и проведен следующий эксперимент. Образец металлического лития массой  $m = 40,67$  г (п. 1, табл. 1), подготовленный в соответствии с приведенной выше методикой, помещался под углом  $90^\circ$  к пучку дейтронов, падающих на дейтерий-содержащую мишень генератора нейтронов НГ-12-1. В таблице также приведены характеристики других образцов, используемых в настоящей работе.

Таблица 1. Характеристики мишеней лития и условия облучения нейтронами

№ п/п	Химическое вещество мишени	Масса литиевой мишени, г	Масса лития в мишени, г	Реакция образования нейтронов в НГ-12-1	Энергия нейтронов, МэВ	Время облучения мишени
1	Li	40,67	40,67	(d, d)	2,5	72 ч 31 мин
2	LiOH	89,40	26,10	(d, d)	2,5	- // -
3	Li	37,76	37,76	(d, t)	14,1	5 ч 28 мин

На образец лития падали нейтроны с  $E_n = 2,5$  МэВ. Средняя плотность потока нейтронов в центре облучаемого образца равняется  $F = 1,62 \cdot 10^6$  нейтрон  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$ . Время облучения составило  $t_a = 72$  ч 31 мин, время выдержки образца –  $t_s = 5,5$  сут, время измерения –  $t_m = 19,8$  сут (табл. 2). Фрагмент спектра  $\gamma$ -излучения приведен на рис. 2.

Таблица 2. Времена измерения спектров и удельные активности  ${}^7_4\text{Be}$  на 1 г лития

№ п/п	Химическое вещество мишени	Время выдержки мишени после облучения	Время измерения спектра	Удельная активность $C_0$ , Бк/г	Отн. погрешность $\delta$ , %
1	Li	475200 с $\approx$ 5,5 сут	1712147 с $\approx$ 19,8 сут	$8,10 \cdot 10^{-4}$	22,8
2	LiOH	4060800 с $\approx$ 47 сут	1192168 с $\approx$ 13,8 сут	$5,12 \cdot 10^{-2}$	1,6
3	Li (d, t)	1123200 с $\approx$ 13 сут	275189 с $\approx$ 3,2 сут	1,21	0,44
4	Li (фон)	---	1810555 с $\approx$ 21,0 сут	$< 1,0 \cdot 10^{-6}$	100

В спектре обнаружен  $\gamma$ -пик с энергией 477,6 кэВ. В результате обработки спектра удельная активность  ${}^7_4\text{Be}$  на момент окончания облучения  $C_0$ , рассчитанная по формуле

$$C_0 = \frac{S}{m \rho \varepsilon} \frac{\lambda}{\exp(-\lambda t_s) [1 - \exp(-\lambda t_m)]}, \quad (7)$$

составила  $8,10 \cdot 10^{-4}$  Бк/г (см. табл. 2).

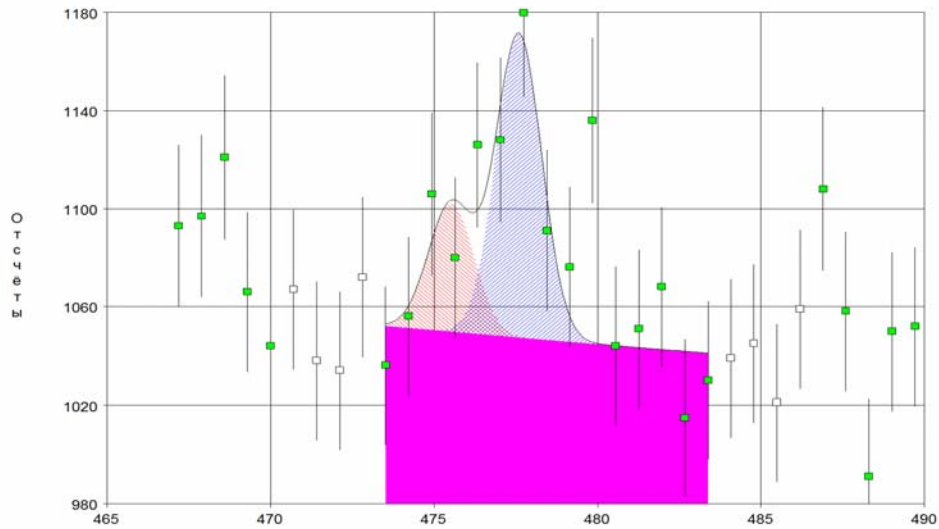


Рис. 2. Фрагмент  $\gamma$ -спектра лития, облученного быстрыми нейтронами с энергией 2,5 МэВ. Мишень – образец металлического лития с естественным содержанием изотопов, расположенная под углом  $90^\circ$  по отношению к пучку дейтронов.

К фоновым процессам, приводящим к появлению в  $\gamma$ -спектре пика с энергией 477,6 кэВ в связи с образованием  ${}^7_4\text{Be}$ , относятся:

процессы взаимодействия космического излучения с веществом;

процесс упругого столкновения быстрого нейтрона с ядром  ${}^1_1\text{H}$  и последующей реакции



двухступенчатые реакции, первой ступенью которых являются реакции на быстрых нейтронах ( $E_n = 2,5$  МэВ и  $E_n = 14,1$  МэВ) с образованием частиц p, d, t, а второй ступенью – участие этих частиц в реакциях с изотопами  ${}^6_3\text{Li}$  и  ${}^7_3\text{Li}$ , приводящие к образованию  ${}^7_4\text{Be}$ . Последовательно рассмотрим три названные выше фоновые процессы, которые могут привести к образованию  ${}^7_4\text{Be}$ .

Первый фоновый вклад в образование  ${}^7_4\text{Be}$  может внести космическое излучение (в основном быстрые протоны), взаимодействующее с легкими ядрами (углеродом, азотом, кислородом и др.). Для обнаружения этого вклада был проведен следующий эксперимент. Приготовленный образец металлического лития (п. 3, табл. 1) располагался на детекторе в том же положении, что и облученный нейтронами образец. С помощью Ge-спектрометра регистрировался спектр  $\gamma$ -излучения. Время экспозиции составило  $t_m = 21$  сут (см. табл. 2). Спектр фона представлен на рис. 3.

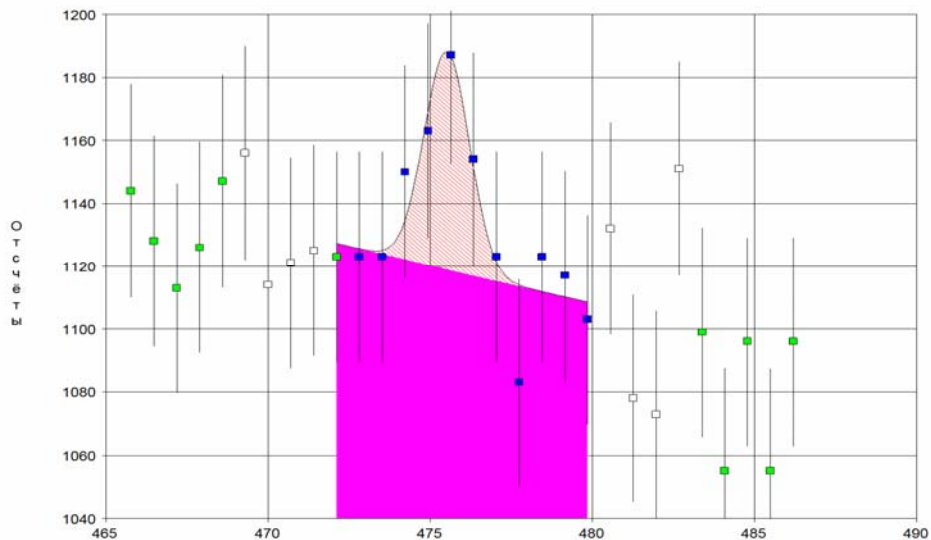


Рис. 3. Спектр фона с необлученным образцом металлического лития.

Пик с энергией 475,5 кэВ принадлежит радионуклиду  $^{102}\text{Rh}$ . Вследствие хорошей защиты спектрометра и низкой интенсивности фонового  $\gamma$ -излучения пик с энергией 477,6 кэВ не обнаружен.

Второй фоновый вклад в образование  $^7_4\text{Be}$  может дать процесс упругого рассеяния нейтрона на ярах водорода (n, p) и последующей реакции  $^7_3\text{Li}(p, n)^7_4\text{Be}$ . Протоны образуются в результате столкновения нейтрона с ядром атома водорода. Поскольку в эксперименте используется металлический литий, то атомы водорода могут появиться только на поверхности металла в результате протекания двух последовательных химических реакций:



В соответствии с химической формулой на один атом лития приходится один атом водорода. За время очистки поверхности лития до металлического блеска и помещения его в бокс с аргоном ( $t = 30 \dots 100$  с) для окончательной промывки в петролейном эфире могло произойти частичное превращение окиси лития в щелочь. Отметим, что на воздухе литий активно соединяется также с азотом, образуя нитрид лития. В связи с образованием щелочи лития одновременно с основным образцом металлического лития была облучена нейтронами щелочь LiOH (см. п. 2, табл. 1). В результате измерения спектра LiOH (рис. 4) определена удельная активность на конец облучения:  $C_0(\text{LiOH}) = 5,12 \cdot 10^{-2}$  Бк/г (см. табл. 2).

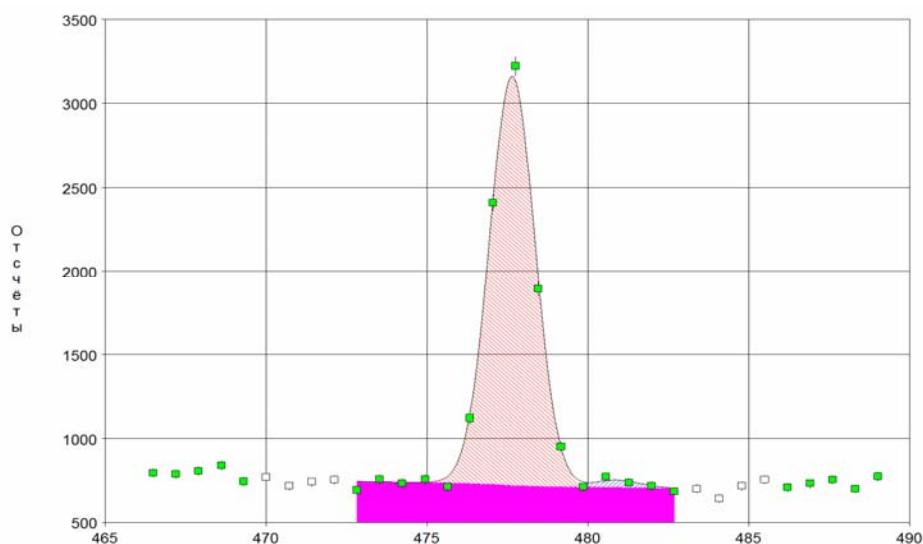


Рис. 4. Фрагмент  $\gamma$ -спектра вещества LiOH, облученного быстрыми нейтронами с энергией 2,5 МэВ. Мишень расположена под углом  $90^\circ$  по отношению к пучку дейтронов.

В работе выполнен расчет величины  $\alpha$  - отношения количества образовавшихся за 100 с молекул LiOH к количеству оставшихся в образце атомов лития. Для этого была составлена и решена система из трех линейных дифференциальных уравнений, описывающая зависимость числа молекул химических веществ от времени:  $N_{\text{Li}}(t)$ ,  $N_{\text{Li}_2\text{O}}(t)$  и  $N_{\text{LiOH}}(t)$ .

Поскольку атомный и молекулярные веса различаются ( $A_{\text{Li}} = 6,939$ ,  $A_{\text{Li}_2\text{O}} = 29,877$  и  $A_{\text{LiOH}} = 23,946$ ), то должно наблюдаться увеличение массы образца со временем. Было проведено большое число взвешиваний массы образца и рассчитано ее относительное увеличение за единицу времени. Полученный результат был использован для расчета скоростей химических реакций (9). В результате было найдено, что значение величины  $\alpha = N_{\text{LiOH}}(t = 100 \text{ с}) / N_{\text{Li}}(t = 100 \text{ с})$  лежит в пределах от  $\alpha_{\text{min}} \sim 6,6 \cdot 10^{-8}$  до  $\alpha_{\text{max}} \sim 3,3 \cdot 10^{-7}$  частей. Следовательно, присутствие LiOH может внести вклад в образование  $^7_4\text{Be}$  в диапазоне удельных активностей:  $C_0^{\text{min}}(\text{LiOH}) = 5,12 \cdot 10^{-2} \cdot 6,6 \cdot 10^{-8} \approx 3,4 \cdot 10^{-9}$  Бк/г;  $C_0^{\text{max}}(\text{LiOH}) = 5,12 \cdot 10^{-2} \cdot 3,3 \cdot 10^{-7} \approx 1,7 \cdot 10^{-8}$  Бк/г.

Сравнив найденное значение удельной активности для металлического лития равное  $C_0 = 8,10 \times 10^{-4}$  Бк/г с максимальным значением удельной активности LiOH из приведенного диапазона  $C_0^{\text{max}}(\text{LiOH}) \approx 1,7 \cdot 10^{-8}$  Бк/г, связанной с образованием на поверхности щелочи и последующей реакции (p, n), приходим к выводу, что этот процесс дает малый вклад.

Третий фоновый вклад в образование  ${}^7_4\text{Be}$  дают двухступенчатые реакции, включающие взаимодействие быстрых нейтронов с изотопами лития, приводящее к образованию частиц  $a \equiv p, d$  или  $t$ , и последующие реакции этих частиц с изотопами лития



С целью оценки вклада фоновых по отношению СБР двухступенчатых ядерных реакций, приводящих к образованию  ${}^7_4\text{Be}$ , выполнен соответствующий расчет. В природном литии содержится 7,5 % изотопа  ${}^6_3\text{Li}$  и 92,5 %  ${}^7_3\text{Li}$ . Рассчитаны на основе масс ядер [7] пороговые энергии  $T$  реакций, протекающих на изотопах  ${}^6_3\text{Li}$  и  ${}^7_3\text{Li}$  при их взаимодействии с нейтронами. Рассчитаны также максимальные значения энергий ядер-продуктов ( $a$  и  $b$ ) тех реакций, которые протекают на нейтронах с энергиями 2,5; 3,1; 14,1 и 15,2 МэВ. Максимальные энергии ядер-продуктов ( $a$  и  $b$ ) реакций нейтронов с  ${}^6_3\text{Li}$  и  ${}^7_3\text{Li}$  (первой ступени) сопоставлены с порогами реакций второй ступени (с образованием  ${}^7_4\text{Be}$ ). В табл. 3 приведены пороги реакций  $T$  на изотопах лития с участием образовавшихся ядер и их максимальные энергии.

Таблица 3. Пороги  $T$  реакций ядер ( $a$  и  $b$ ) с изотопами лития, приводящих к образованию ядра-продукта  ${}^7_4\text{Be}$ , и максимальные энергии  $E_a$  и  $E_b$

№	Реакция				$T$ , МэВ	$E_a$ или $E_b$ , МэВ			
						$E_n$ , МэВ			
						2,5	3,1	14,1	15,2
1	${}^6_3\text{Li} +$	$\rightarrow$	${}^7_4\text{Be} +$	$\gamma$	0	-	-	<b>&lt;9,36</b>	<b>&lt;10,29</b>
2				${}^1_0n$	0	-	<b>&lt;0,24</b>	<b>&lt;8,10</b>	<b>&lt;8,89</b>
3				${}^3_1H$	4,31	4,17	<b>&lt;4,51</b>	<b>&lt;10,79</b>	<b>&lt;11,42</b>
4				${}^4_1H$	0	-	-	-	-
5				${}^4_2He$	23,68	3,13	3,39	8,09	8,56
6				${}^5_2He$	29,72	-	0,10	3,24	3,55
7				${}^6_2He$	35,75	-	-	1,56	1,71
8				${}^7_2He$	20,28	-	-	0,27	0,41
9	${}^7_3\text{Li} +$	$\rightarrow$	${}^7_4\text{Be} +$	${}^1_0n$	1,88	-	-	<b>&lt;9,36</b>	<b>&lt;10,29</b>
10				${}^2_0n$	4,97	-	0,24	<b>&lt;8,10</b>	<b>&lt;8,89</b>
11				${}^3_0n$	14,47	4,17	4,51	10,79	11,42
12				${}^4_0n$	11,36	-	-	-	-
13				${}^4_1H$	38,27	3,13	3,39	8,09	8,56
14				${}^5_1H$	39,88	-	0,10	3,24	3,55
15				${}^6_1H$	31,67	-	-	1,56	1,71
16				${}^7_1H$	17,08	-	-	0,27	0,41

Максимальные энергии частиц  $E_a$  или  $E_b$ , которые превосходят порог  $T$  приведенной реакции, показаны со знаком "<" и выделены жирным шрифтом.

Анализ данных, приведенных в табл. 3, позволяет прийти к следующим выводам:

1. Для нейтронов с  $E_n = 2,5$  МэВ вторичные частицы на изотопе  ${}^7_3\text{Li}$  не образуются. На изотопе  ${}^6_3\text{Li}$  образуются только ядра  ${}^3_1H$  с  $E = 4,17$  МэВ и  ${}^4_2He$  с  $E = 3,13$  МэВ. Эти ядра ( ${}^3_1H$  с  $E = 4,17$  МэВ и  ${}^4_2He$  с  $E = 3,13$  МэВ) при взаимодействии с изотопами  ${}^6_3\text{Li}$  и  ${}^7_3\text{Li}$  не приводят к образованию  ${}^7_4\text{Be}$  (см. табл. 3).

2. Аналогично, для нейтронов с  $E_n = 3,1$  МэВ вторичные частицы на изотопе  ${}^7_3\text{Li}$  не образуются. На изотопе  ${}^6_3\text{Li}$  помимо ядер  ${}^3_1H$  с  $E = 4,51$  МэВ и  ${}^4_2He$  с  $E = 3,39$  МэВ образуются  ${}^2_1H$  с  $E = 0,24$  МэВ и  ${}^5_2He$  с  $E = 0,10$  МэВ. Ядра  ${}^2_1H$  с  $E = 0,24$  МэВ и  ${}^5_2He$  с  $E = 0,10$  МэВ при взаимодействии с изотопами  ${}^6_3\text{Li}$  могут привести к образованию  ${}^7_4\text{Be}$  (см. табл. 3, реакции № 2 и 3).

3. В случае нейтронов с  $E_n = 14,1$  МэВ образуются ядра  ${}^1_1H$  с  $E = 9,36$  МэВ;  ${}^2_1H$  с  $E = 8,10$  МэВ;  ${}^3_1H$  с  $E = 10,79$  МэВ;  ${}^4_2He$  с  $E = 8,09$  МэВ;  ${}^5_2He$  с  $E = 3,24$  МэВ;  ${}^6_2He$  с  $E = 1,56$  МэВ.

В случае нейтронов с  $E_n = 15,2$  МэВ образуются ядра  ${}^1_1H$  с  $E = 10,29$  МэВ;  ${}^2_1H$  с  $E = 8,89$  МэВ;  ${}^3_1H$  с  $E = 11,42$  МэВ;  ${}^4_2He$  с  $E = 8,56$  МэВ;  ${}^5_2He$  с  $E = 3,55$  МэВ;  ${}^6_2He$  с  $E = 1,71$  МэВ.

Из них ядра  ${}^1_1H$ ,  ${}^2_1H$ ,  ${}^3_1H$  могут привести к образованию  ${}^7_4\text{Be}$  при взаимодействии с изотопом  ${}^6_3\text{Li}$ , а ядра  ${}^1_1H$ ,  ${}^2_1H$  с  ${}^7_3\text{Li}$  (см. табл. 3).

Таким образом, наиболее подходящими условиями проведения эксперимента по обнаружению процесса СБР является использование нейтронов низких энергий с  $E_n = 2,5$  МэВ, образующихся в реакции (d, d).

Рассмотрим двухступенчатые ядерные реакции с участием частиц, образующихся в реакциях на изотопах лития под действием нейтронов с энергиями 14,1 МэВ (см. табл. 3). Такие нейтроны могут рождаться в генераторах нейтронов с дейтериевой мишенью вследствие изначального загрязнения мишени тритием. Для насыщения мишени использовался газообразный дейтерий, поставляемый Украинским объединением «Изотоп». В соответствии с выпиской из сертификата качества следует, что удельная активность примеси трития в дейтерии составляет 8,22 Бк/г водорода. Расчет показал, что это составляет  $1,5 \cdot 10^{-14}$  частей трития по отношению к дейтерию. Отметим, что в атмосфере количество трития по отношению к дейтерию составляет  $2 \cdot 10^{-13}$  частей, т. е. приблизительно в 10 раз больше, чем дается сертификатом.

В эксперименте использовалась свежая дейтериевая мишень. Выше отмечалось, что в генераторе нейтронов используется магнитная сепарация ионов по массам, вследствие чего на мишень падает чистый пучок дейтронов. Таким образом, вклад нейтронов с энергией 14,1 МэВ вследствие загрязнения мишени и пучка тритием в образование  ${}^7_4\text{Be}$  пренебрежимо мал.

Была изучена динамика содержания дейтерия и трития в мишени генератора нейтронов с учетом реакции



Для этого составлена система дифференциальных уравнений, описывающая содержание в мишени изотопов дейтерия и трития. Система уравнений учитывает ток падающих дейтронов, «выгорание» дейтерия в результате реакции рождения нейтронов (6), накопление трития в результате реакции (11) и «выгорание» трития в результате реакции (d, t) и диффузия трития из мишени. Решение системы показывает, что через время работы генератора нейтронов  $\sim 100$  ч отношение содержания трития к содержанию дейтерия в мишени независимо от начальных условий стабилизируется и выходит на плато. Отношение содержания трития к содержанию дейтерия в мишени составляет  $\sim 2 \cdot 10^{-7}$  частей. Это вызвано тем, что количество падающих на мишень в единицу времени дейтронов на много порядков превышает количество протекающих в единицу времени реакций с образованием трития (11).

Отношение содержания трития к содержанию дейтерия в мишени равное  $2 \cdot 10^{-7}$  может быть использовано при расчете вклада быстрых нейтронов с энергией 14,1 МэВ в образование  ${}^7_4\text{Be}$ . В связи с этим был выполнен эксперимент по облучению металлического лития нейтронами с энергией 14,1 МэВ, испускаемые генератором нейтронов в режиме (d, t)-реакции (рис. 5).

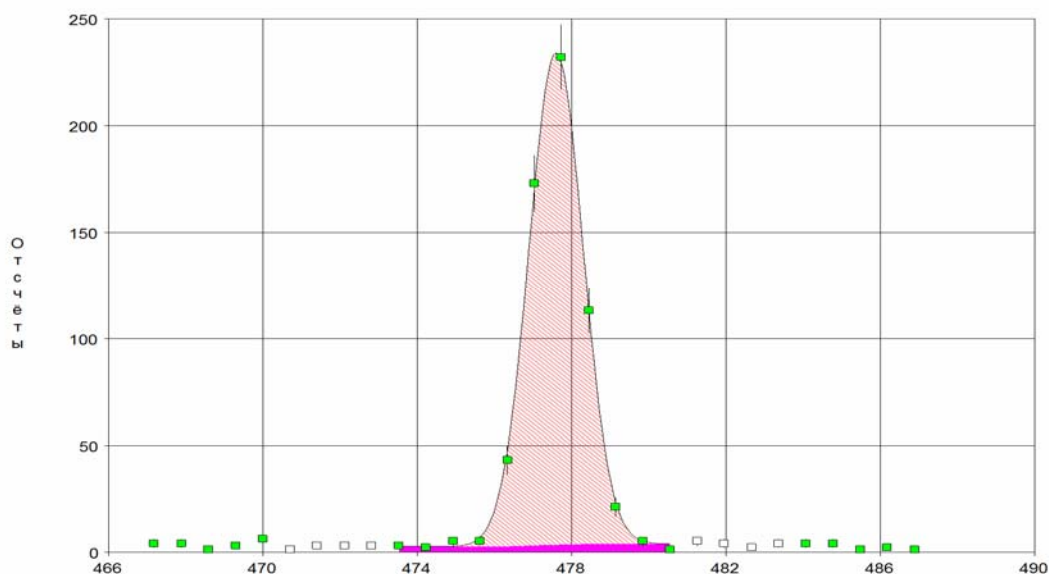


Рис. 5. Фрагмент  $\gamma$ -спектра лития, облученного быстрыми нейтронами с энергией 14,1 МэВ. Мишень – образец металлического лития с естественным содержанием изотопов, расположенная под углом  $90^\circ$  по отношению к пучку дейтронов.

Концентрация трития в тритий-титановой мишени приблизительно такая же, как и у дейтерий-титановой мишени, используемой в генераторе нейтронов.

Облучалась мишень металлического лития (см. п. 3, табл. 1). Экспериментальное значение удельной активности образовавшегося  ${}^7_4\text{Be}$  составило:  $C_0 = 1,21$  Бк/г (см. п. 3, табл. 2). Умножив рассчитанное выше содержание трития в дейтериевой мишени на экспериментально измеренную удельную активность, получим:  $C_0^{bkg}({}^3_1\text{H}) = 2 \cdot 10^{-7} \cdot 1,21 = 2,42 \cdot 10^{-7}$  Бк/г. Просуммируем найденные вклады фона от LiOH и присутствия трития в мишени генератора нейтронов:  $C_0^{bkg} = C_0^{bkg}(\text{LiOH}) + C_0^{bkg}({}^3_1\text{H}) = 1,7 \cdot 10^{-8}$  Бк/г +  $2,4 \cdot 10^{-7}$  Бк/г =  $2,6 \cdot 10^{-7}$  Бк/г. Вычтем фоновые вклады из общей удельной активности (СМ. табл. 2):  $C_0^* = C_0 - C_0^{bkg} = 8,10 \cdot 10^{-4} - 2,6 \cdot 10^{-7} = 8,07 \cdot 10^{-4}$  Бк/г. Т.о. максимальное значение фоновых вкладов составляют  $\sim 0,03$  % от общей удельной активности  ${}^7_4\text{Be}$ , образовавшегося в металлическом литии.

### 3. Расчет сечения процесса изменения заряда ядра лития ( ${}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^7_4\text{Be}$ ) при облучения мишени металлического лития быстрыми нейтронами

С использованием пороговых активационных детекторов на основе индия была рассчитана средняя по мишени лития плотность потока быстрых нейтронов  $\langle F(r) \rangle = 1,62 \cdot 10^6$  нейтрон/(см<sup>2</sup> · с). Выражение для сечения СБР можно записать как

$$\sigma^* = \frac{C_0^*}{N_{\text{Li}} [1 - \exp(-\lambda t_a)] \langle F \rangle}, \quad (12)$$

где  $\langle F \rangle$  – усредненная по объему плотность потока быстрых нейтронов;  $\sigma_{\text{СБР}}$  – сечение изменения заряда ядра лития ( ${}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^7_4\text{Be}$ );  $N_{\text{Li}}$  – число ядер  ${}^7_3\text{Li}$  в 1 г. Подставив в формулу (12) найденные численные значения удельной активности и усредненной плотности потока нейтронов, получим

$$\sigma^* = 8,07 \cdot 10^{-4} / (8,04 \cdot 10^{22} \cdot 0,0393 \cdot 1,62 \cdot 10^6) = 1,58 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2.$$

Относительная погрешность найденного значения сечения, учитывающая статистическую погрешность измерения числа отсчетов пика с энергией  $E_\gamma = 477,6$  кэВ, калибровку эффективности регистрации спектрометра и погрешность определения плотности потока, составила 23 %.

### 4. Заключение

Можно ли считать, что найденный нами эффект изменения заряда ядра при его столкновении с быстрыми нейтронами полностью обусловлен процессом столкновительного  $\beta$ -распада в трактовке И. В. Копытина и соавторов [3]? По-видимому, нельзя. Найденное значение сечения на несколько порядков превышает значение, полученное в расчетах [3]. Однако расчеты сечений, выполненные этими авторами, относятся к ядрам с массовыми числами  $A \sim 100$ , структура которых существенно отличается от структуры легких ядер. Кроме этого, энергия налетающего нейтрона  $E_n \approx 2,5$  МэВ отличается от энергии  $\sim 12$  МэВ, рассматриваемой авторами в работе [3]. Отметим, что эта энергия нейтронов превышает энергию суммы разности масс ядер  ${}^7_4\text{Be}$  и  ${}^7_3\text{Li}$  и энергии покоя электрона ( $m_{\text{Be}} - m_{\text{Li}} + m_e \approx 1,37$  МэВ на 1,1 ... 1,7 МэВ, что позволяет заселяться также и возбужденным состояниям  ${}^7_4\text{Be}$ .

Авторы не считают возможным в настоящей работе интерпретировать полученные результаты в рамках того или иного механизма процесса. Отметим лишь следующее. Полученное относительно большое по сравнению с оценкой СБР значение сечения процесса изменения заряда ядра  ${}^7_3\text{Li}$  возможно связано с механизмом реакции, аналогичным механизму резонансного рассеяния нейтрона, а не только процесса рассеяния на оптическом потенциале ядра [2, 3].

Отметим также, что увеличение скорости  $\beta$ -распада ядер имеет место при наличии в электронной оболочке атомов свободных электронных уровней (полностью ионизированный атом) [9]. Возможно, в нашем случае имеет место аналогичная ситуация: свободными состояниями являются основное и первые возбужденные состояния ядра  ${}^7_4\text{Be}$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Копытин И.В., Карпов Э.Г., Чуракова Т.А.* Ускорение  $\beta$ -переходов высокого порядка запрета столкновительными процессами // Изв. РАН. Сер. физ. - 1997. - Т. 61, № 1. - С. 49.
2. *Копытин И.В., Долгополов М.А., Карпов Э.Г., Чураков Т.А.* Бета-распад стабильных изотопов в нуклон-нуклонных столкновениях // ЯФ. - 1997. - Т. 60, № 4. - С. 592.
3. *Копытин И.В., Крыловецкая Т.А., Чуракова Т.А.* Столкновительный  $\beta$ -распад стабильных ядер // Изв. РАН. Сер. физ. - 1998. - Т. 62, № 1. - С. 33.
4. *Крамаровский Я.М., Чечев В.П.* Синтез элементов во вселенной. - М., 1987.
5. *Копытин И.В., Крыловецкая Т.А.* Модель процесса синтеза обойденных ядер в звездном веществе // Изв. РАН. Сер. физ. - 1998. - Т. 62, № 1. - С. 56.
6. *Булыга С.Ф., Гуло В.Г.* и др. Нейтронный генератор НГ-12-1 – базовая установка для проведения исследований в Нейтронном центре Национальной академии наук Беларуси. (Препринт ИРФХП-21). - Минск. 1998.
7. *Крауцов В.А.* Массы атомов и энергии связи ядер. - М., 1974.
8. *Мерзон И.Г.* Ионизационные потери. Физическая энциклопедия. - 1990. - Ч. 2. - С. 189.
9. *Гареев Ф.А., Жидкова И.Е., Ратис Ю.Л.* Влияние возбуждения и ионизации атомов на скорость ядерных процессов при низких энергиях. - Дубна. 2004. – (Препр. / ОИЯИ; Р4-2004-68).

### THE INDUCED CHANGE OF AN ELECTRICAL CHARGE OF ${}^7\text{Li}$ AT COLLISION WITH FAST NEUTRONS

**B. A. Martsynkevich, A. M. Khilmanovich, M. I. Levchuk,  
S. V. Korneyev, S. E. Chigrinov, V. S. Butsev**

A cross-section of new phenomenon – changing of electrical charge of nuclei due to their collisions with fast neutrons has been experimentally measured. There has been described the experiment on detection of  $n + {}^7\text{Li} \rightarrow n' + {}^7\text{Be} + e + \nu$  process. The measured cross-section of  ${}^7\text{Li}$  nucleus charge altering process by its collision with fast neutrons with energy of 2,5 MeV is about  $1,6 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2$ .

### ЗМУШЕНА ЗМІНА ЗАРЯДУ ЯДЕР ЛІТІУ ПРИ ЇХ ЗІТКНЕННІ ЗІ ШВИДКИМИ НЕЙТРОНАМИ

**Б. А. Марцинкевич, А. М. Хильманович, М. І. Левчук,  
С. В. Корнеєв, С. Є. Чигринов, В. С. Бутцев**

Виміряно ефективний переріз процесу зміни електричного заряду ядер літію при їх зіткненні зі швидкими нейтронами. Описано експеримент по виявленню нового процесу:  $n + {}^7\text{Li} \rightarrow n' + {}^7\text{Be} + e + \nu$ . Ефективний переріз зміни заряду ядра  ${}^7\text{Li}$  при зіткненні зі швидкими нейтронами із енергією 2,5 Мев склав  $1,6 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$ .