

в реакторах типа ВВР-М есть участки контакта сплава САВ-1 со сталью 1Х18Н9Т необходимо обратить внимание на возможность опасных последствий снижения рН до 4 даже на сравнительно короткое время, несмотря на то что температура этих контактов обычно не превышает 60° С.

Во всех экспериментах для более холодных участков фольг, имевших температуру 90—100° С, и для фольг, испытанных при рН=5 и температурах 110 и 120° С, глубина коррозии после 250 ч была незначительной (< 1 мкм).

Результаты экспериментов показывают, что с увеличением температуры алюминиевого сплава в условиях пристеночного кипения скорость коррозии заметно возрастает и сильно зависит от рН воды, однако при температурах до 135° С скорость коррозии *K* сравнительно невелика и не представляет опасности для оболочки твэла (таблица). Поскольку ресурс твэла реактора ВВР-М весьма ограничен (время кампании при 130° С ~ 150 суток), даже в предположении, что скорость коррозии не убывает во времени, глубина коррозии за этот период составит не более 0,025 мм при рН=5 и не более 0,2 мм при рН=7,2. Тем не менее видно, что при повышении температуры оболочки твэла до 130° С целесообразно поддерживать рН на уровне 5.

Многочисленные исследования влияния реакторного излучения на коррозию алюминиевых сплавов, выполненные в СССР и за рубежом [1—5], позволяют считать, что излучение не вызовет существенного изменения измеренных значений скорости коррозии сплава САВ-1 в условиях пристеночного кипения, и поэтому получен-

Средняя скорость коррозии металла при 130° С за 250 ч

рН	<i>K</i> , мм/сутки	рН	<i>K</i> , мм/сутки
4	$(0,20 \pm 0,30) \cdot 10^{-3}$	6	$(1,26 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$
5	$(0,16 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	7,2	$(1,29 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$

ные в лабораторных условиях результаты можно распространить на оболочку твэла ядерного реактора.

Поступило в Редакцию 26/II 1974 г.  
В окончательной редакции 27/VIII 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герасимов В. В. и др. Коррозия и облучение. М., Атомиздат, 1963.
2. Хаддл Р. В сб.: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Т. 9. Л., Химиздат, 1958, с. 492.
3. Brabers M. e. a. In: Proc. III Intern. Conf., Geneva, 1964, A/Conf. 28/P/445.
4. Фреймац Л. П. В сб.: Коррозия реакторных материалов. Под ред. В. В. Герасимова. М., Атомиздат, 1960, с. 284.
5. Бялбужеский А. В. Радиационная коррозия. М., «Наука», 1967.

Выходы <sup>203</sup>Rb при облучении таллия протонами и дейтронами

ДМИТРИЕВ И. П., ДМИТРИЕВА З. П., КРАСНОВ Н. И., МОЛИН Г. А., ПАНАРИН М. В.

УДК 539.172.12

Изотоп <sup>203</sup>Rb (*T*<sub>1/2</sub> = 52,1 ч) широко используется в различных исследованиях. Схема распада <sup>203</sup>Rb, взятая из работы [1], изображена на рис. 1. Энергия и выходы  $\gamma$ -квантов и рентгеновского *KX*- и *LX*-излучения, испускаемых при распаде <sup>203</sup>Rb, приведены в таблице. Значения средней энергии *KX*-излучения (74,1 *кэв*) и энергии четырех основных *K<sub>x</sub>*-компонентов рентгеновского излучения (которые можно наблюдать при достаточно хорошем разрешении), а также энергии *LX*-излучения взяты из работы [2]. Полные коэффициенты внутренней конверсии (КВК)  $\gamma$ -квантов получены по приведенным в работе [1] значениям КВК на *K*-оболочке и относительным интенсивностям электронов внутренней конверсии для *K*, *L*, *M*-оболочек.

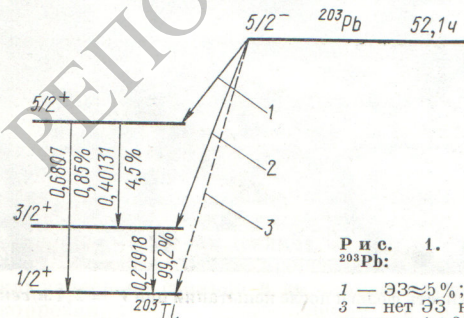


Рис. 1. Схема распада <sup>203</sup>Rb:

1 — ЭЗ ≈ 5%; 2 — ЭЗ ≈ 95%; 3 — нет ЭЗ на основное состояние (< 2%).

Энергия и квантовый выход  $\gamma$ -, *KX*- и *LX*-излучений

Энергия излучения, <i>кэв</i>	Выход, квантов на распад, %	Полные коэффициенты конверсии
680,7	0,81	0,05
401,31	3,8	0,178
279,18	81	0,228
74,1 <i>KX</i>	88	—
84,9 <i>K'β<sub>2</sub></i>	4,4	—
82,5 <i>K'β<sub>1</sub></i>	15,4	—
72,9 <i>Kα<sub>1</sub></i>	44	—
70,8 <i>Kα<sub>2</sub></i>	24,2	—
10,3 <i>LX</i>	36,5	—

Полные КВК были использованы для нахождения выходов  $\gamma$ -квантов, приведенных в таблице. Квантовые выходы *KX*- и *LX*-излучений вычислены по отношению *E<sub>L</sub>/E<sub>K</sub>* [2] (отношение вероятностей электронных захватов на *K*- и *L*-оболочках) и коэффициентам конверсии  $\gamma$ -квантов на *K*- и *L*-оболочках. Для относительных интенсивностей *K<sub>x</sub>*-компонентов рентгеновского излучения использованы данные работы [2].

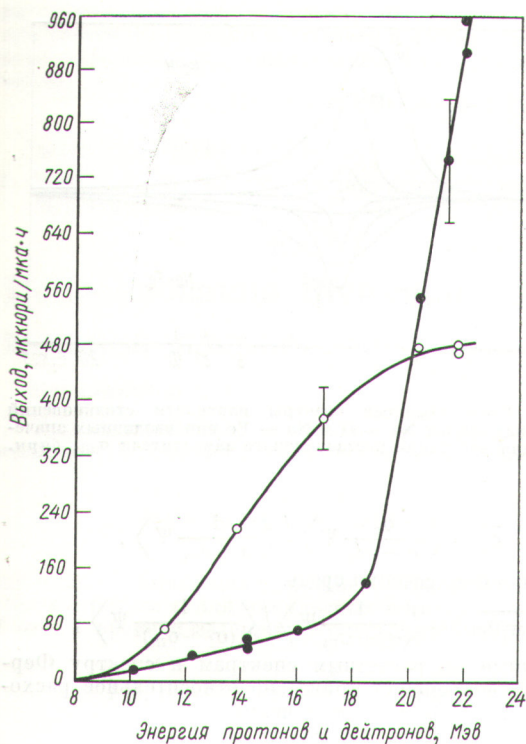


Рис. 2. Зависимость выхода  $^{203}\text{Pb}$  от энергии бомбардирующих частиц для толстых таллиевых мишеней:

● — облучение протонами; ○ — облучение дейтронами.

Значения выходов флюоресценции для  $K$ - и  $L$ -оболочек, а также значения  $n_{KL}$  (число  $L$ -вакансий, освобождаемых на каждую  $K$ -вакансию) взяты из работы [3]. Приведенные в таблице значения квантовых выходов  $\gamma$ -линий мало отличаются от данных работы [2], значения квантовых выходов  $KX$ - и  $LX$ -излучений приводятся впервые.

## Спектры резонансных нейтронов в средах, содержащих $^{23}\text{Na}$

ПЛАТОНОВ А. П.

Спектры плотности столкновений нейтронов в гомогенных средах с резонансной структурой сечений в окрестности слабопоглощающих уровней реакторных материалов представляют значительный интерес и существенны при расчете групповых констант и других ядерно-физических характеристик среды [1].

Как показали исследования [2], в непоглощающих средах спектр плотности столкновений нейтронов испытывает флюктуации, коррелированные с энергетическим ходом сечений резонансного компонента. Рассмотрим влияние резонансного характера сечений на спектр плотности столкновений в конкретных средах на примере двухкомпонентной среды, в которой резонансным компонентом является  $^{23}\text{Na}$ , а сечения нерезонансного компонента постоянны.

В настоящей работе приведены спектры плотности столкновений нейтронов в двухкомпонентных гомоген-

ных средах, определенные на основе численного решения уравнения замедления [3], в окрестности уровня  $^{23}\text{Na}$  с энергией 2,85  $\text{кэВ}$  для эквивалентных систем:  $\text{Na}-\text{H}$ ,  $\text{Na}-\text{O}$ ,  $\text{Na}-\text{Fe}$ ,  $\text{Na}-\text{Zr}$ ,  $\text{Na}-\text{Pb}$ . (Сечение рассеяния нерезонансного компонента, входящее на одно ядро  $^{23}\text{Na}$ , для всех систем одинаково.) Для систем  $\text{Na}-\text{H}$ ,  $\text{Na}-\text{Fe}$ ,  $\text{Na}-\text{O}$  сечения рассеяния нерезонансного компонента варьировались в широком интервале значений от 1 до 1000  $\text{барн}$ .

Энергетическая зависимость плотности столкновений  $\Psi$  в интервале 0,5—20  $\text{кэВ}$ , представленная на рис. 1, существенно отличается от своего асимптотического значения и коррелирована с ходом сечения рассеяния  $^{23}\text{Na}$ . При этом спектр плотности столкновений существенным образом зависит от массы ядра нерезонансного компонента. Отметим, что при массе замедлителя меньшей, чем масса  $^{23}\text{Na}$ , спектр плотности столк-

В настоящей работе измерены зависимости выхода  $^{203}\text{Pb}$  от энергии бомбардирующих частиц при облучении толстых мишеней металлического таллия протонами и дейтронами. В литературе отсутствуют данные по выходам и сечениям реакций с образованием  $^{203}\text{Pb}$ . При облучении протонами  $^{203}\text{Pb}$  образуется по реакциям  $^{203}\text{Tl}(p, n)$  и  $^{205}\text{Tl}(p, 3n)$ , энергетические пороги реакций соответственно равны 1,61 и 15,9  $\text{МэВ}$ . При облучении дейтронами реакциями образования  $^{203}\text{Pb}$  являются  $^{203}\text{Tl}(d, 2n)$  и  $^{205}\text{Tl}(d, 4n)$  с энергетическими порогами соответственно 3,87 и 18,2  $\text{МэВ}$ . Выход последней реакции при использованной энергии дейтронов 22  $\text{МэВ}$  мал ввиду высокого порога.

Активность  $^{203}\text{Pb}$  измеряли по фотопике  $\gamma$ -линии для энергии 279  $\text{кэВ}$ . Методика облучения и измерения активности и выхода изотопа аналогична описанной в работе [4]. Экспериментальные кривые зависимости выхода  $^{203}\text{Pb}$  от энергии частиц представлены на рис. 2, погрешность полученных результатов  $\pm 12\%$ .

Несколько замечаний относительно радиоизотопной чистоты получаемого  $^{203}\text{Pb}$ . При облучении таллия протонами и дейтронами образуются  $^{202m}\text{Pb}$  ( $T_{1/2} = 3,62 \text{ ч}$ ),  $^{201}\text{Pb}$  ( $T_{1/2} = 9,4 \text{ ч}$ ) и  $^{202}\text{Pb}$  ( $T_{1/2} = 3 \cdot 10^5 \text{ лет}$ ). Чтобы практически полностью избавиться от  $^{202m}\text{Pb}$  и  $^{201}\text{Pb}$ , достаточно выдержка примерно 100—120 ч. Период полураспада  $^{202}\text{Pb}$  в  $\sim 5 \cdot 10^7$  раз больше периода полураспада  $^{203}\text{Pb}$ , и поэтому примесь  $^{202}\text{Pb}$  должна составлять на конец облучения  $\sim 10^{-5}$ — $10^{-6}\%$ .

Из других способов получения  $^{203}\text{Pb}$  можно отметить облучение ртути  $\alpha$ -частицами. По нашим оценкам, выход  $^{203}\text{Pb}$  будет составлять при этом 300—400  $\text{мккюри/мг}\cdot\text{ч}$  при  $E_\alpha = 42 \text{ МэВ}$ , однако радиоизотопная чистота  $^{203}\text{Pb}$  будет значительно хуже ввиду образования в значительных количествах  $^{200}\text{Pb}$  ( $T_{1/2} = 21,5 \text{ ч}$ ).

Поступило в Редакцию 4/III 1974 г.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Auble R. Nucl. Data Sheets, 1971, v. B5, p. 531.
2. Lederer C. e. a. Tables of Isotopes. N. Y., Wiley, 1967.
3. Martin M., Blechert-Toft P. Nucl. Data Tables, 1970, A 8, N 1—2, p. 156.
4. Дмитриев П. П. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 2, с. 157; 1972, т. 32, вып. 5, с. 426.

УДК 621.039.51.12

ных бесконечных средах, определенные на основе численного решения уравнения замедления [3], в окрестности уровня  $^{23}\text{Na}$  с энергией 2,85  $\text{кэВ}$  для эквивалентных систем:  $\text{Na}-\text{H}$ ,  $\text{Na}-\text{O}$ ,  $\text{Na}-\text{Fe}$ ,  $\text{Na}-\text{Zr}$ ,  $\text{Na}-\text{Pb}$ . (Сечение рассеяния нерезонансного компонента, входящее на одно ядро  $^{23}\text{Na}$ , для всех систем одинаково.) Для систем  $\text{Na}-\text{H}$ ,  $\text{Na}-\text{Fe}$ ,  $\text{Na}-\text{O}$  сечения рассеяния нерезонансного компонента варьировались в широком интервале значений от 1 до 1000  $\text{барн}$ .

Энергетическая зависимость плотности столкновений  $\Psi$  в интервале 0,5—20  $\text{кэВ}$ , представленная на рис. 1, существенно отличается от своего асимптотического значения и коррелирована с ходом сечения рассеяния  $^{23}\text{Na}$ . При этом спектр плотности столкновений существенным образом зависит от массы ядра нерезонансного компонента. Отметим, что при массе замедлителя меньшей, чем масса  $^{23}\text{Na}$ , спектр плотности столк-