

первый образец диаметром 120 мм и толщиной 0,5 мм, на который падал пучок  $\gamma$ -квантов, полученный в тонком радиаторе толщиной 0,1 мм. В этом случае функция возбуждения с помощью метода разности фотонов была вычислена Д. И. Сикорой и воспроизведена на рис. 3 (кривая 9), откуда видно, что она находится в разумном соответствии с результатами других авторов, которые также использовали спектр тормозного излучения и тонкие образцы. В расчете применялся спектр Вильсона. С его помощью и получено сечение ( $\gamma, n$ )-реакции, приведенное на рис. 3.

Совпадение результатов измерения с тонким образцом с данными других авторов свидетельствует о том, что аппаратура, регистрирующая электронный пучок, а также наведенную активность, работала хорошо.

В заключение следует отметить, что в настоящее время исследуются причины большого расхождения между выходами фотонейтронов, определенными на опыте и рассчитанными с помощью равновесного спектра фотонов от первичного электрона при использовании известных сейчас функций возбуждения ( $\gamma, n$ )-реакций для тяжелых и средних элементов.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить всех сотрудников Физико-технического института АН УССР и кафедры ядерной физики Ужгородского государственного университета, принимавших участие в подготовке, постановке и обсуждении описанных выше экспериментов, а также в проведении

расчетов, и в особенности А. К. Вальтера, В. И. Гольданского, А. А. Красникова, В. В. Петренко, Г. Л. Фурсова, И. К. Надь, Л. А. Шаблину, Я. Э. Костю, А. М. Парлага, Н. П. Мазюкевича, М. П. Лорикяна, П. А. Медведкова, В. И. Старцева.

Поступила в Редакцию 18/XI 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Шкода-Ульянов. В сб. «Некоторые проблемы современной физики ядра и элементарных частиц». Львов, Изд-во Львовск. гос. ун-та, 1957, стр. 89.
2. В. А. Шкода-Ульянов. Там же, стр. 55.
3. Roberg, Nordheim. Phys. Rev., 75, 444 (1949).
4. Kantz, Hofstadter. Phys. Rev., 89, 607 (1953).
5. И. А. Григашев и др. «Приборы и техника эксперимента», 6, 132 (1962).
6. Snowdon. Phys. Rev., 78, 299 (1950).
7. Carver et al. Austral. J. Phys., 10, 312 (1957).
8. Ferguson et al. Phys. Rev., 95, 77 (1954).
9. Bergman et al. Phys. Rev., 96, 83 (1954).
10. Kantz. Canad. J. Phys., 29, 518 (1951).
11. Johns et al. Phys. Rev., 80, 1062 (1950).
12. Diven et al. Phys. Rev., 80, 407 (1950).
13. Johns et al. Phys. Rev., 84, 856 (1951).
14. Montalbetti et al. Phys. Rev., 91, 659 (1953).
15. В. А. Шкода-Ульянов. В сб. «Труды Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях». М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 485.
16. Miller, Shuhl, Tzara. Nucl. Phys., 32, 236 (1962).
17. Barber, George. Phys. Rev., 116, 1551 (1959).



УДК 621.039.51

## Переходные процессы и измерение реактивности реактора, содержащего бериллий

С. С. Ломакин, Ю. А. Нечаев

Для реактора, содержащего ядра бериллия, рассмотрено влияние реакций  $Be^9(n, 2n) Be^8$  и  $Be^9(\gamma, n) Be^8$  на переходные процессы. Проведены расчеты и измерено отклонение периода реактора от асимптотического; экспериментально определена эффективность запаздывающих нейтронов и фотонейтронов. Интегральным методом измерена реактивность реактора с фотонейтронами.

Кинетику реактора на тепловых нейтронах, как известно, определяют запаздывающие нейтроны деления. К настоящему времени имеются

вполне надежные данные по их выходам и периодам. Наиболее полные данные приведены в работах [1—3], где измеренная величина  $\beta = 0,0064 \pm 0,0002$ .

В реакторах, содержащих бериллий, при поглощении  $\gamma$ -излучения от долгоживущих продуктов деления за счет реакции  $Be^9(\gamma, n) Be^8$  образуются фотонейтроны, которые оказывают прямое влияние на кинетику таких реакторов, увеличивая длительность переходных процессов. Внося незначительный вклад в общий



Групповые константы фотонейтронов для бериллия

Номер группы, $i$	$\gamma$ -Эмиттер	Энергия $\gamma$ -излучения, Мэв	Время жизни	Константа распада, сек <sup>-1</sup>	Выход $\beta_i$ (10 <sup>-5</sup> )
1	Kr <sup>90</sup> , Se <sup>87</sup>	1,78	0,51 мин	2,26 · 10 <sup>2</sup>	2,07
2	Jl <sup>136</sup> , Br <sup>87</sup>	2,49	1,3 мин	8,85 · 10 <sup>-3</sup>	3,66
3	Sb <sup>133</sup> , Kr <sup>89</sup> , Rb <sup>90</sup>	2,66	3,2 мин	3,60 · 10 <sup>-3</sup>	1,85
4	Xe <sup>138</sup> , Rb <sup>89</sup> , Mo <sup>101</sup>	2,5	15,5 мин	7,42 · 10 <sup>-4</sup>	3,68
5	Te <sup>134</sup> , Jl <sup>134</sup> , Br <sup>84</sup> , Cs <sup>138</sup>	2,42	43,2 мин	2,67 · 10 <sup>-4</sup>	0,36
6	Jl <sup>135</sup> , La <sup>142</sup> , Kr <sup>87</sup> , Kr <sup>88</sup>	2,15	3,11 ч	6,20 · 10 <sup>-5</sup>	3,20
7	Te <sup>131</sup>	2,06	21,1 ч	1,59 · 10 <sup>-5</sup>	0,260
8	Te <sup>132</sup>	2,02	77,7 ч	2,48 · 10 <sup>-6</sup>	0,038
9	La <sup>140</sup>	2,51	12,8 дня	6,24 · 10 <sup>-7</sup>	0,057

баланс нейтронов, фотонейтроны тем не менее при измерениях реактивности оказывают весьма существенное влияние, и их учет приводит к довольно заметным ошибкам.

Рядом авторов [4—6] экспериментально определялись периоды полураспада и выходы фотонейтронов бериллия на основе анализа спада радиоактивного излучения в реакторе и непосредственно в облученных образцах урана. В работе [3] проведен анализ всех имеющихся сведенных в девять групп данных по выходам фотонейтронов и их периодам. Учет этих девяти групп фотонейтронов совместно с шестью группами запаздывающих нейтронов, как было показано, позволяет вполне удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные по измерению спада нейтронного излучения в реакторе после его остановки.

С использованием этих данных (см. таблицу), дополненных расчетами средней энергии запаздывающих  $\gamma$ -лучей и фотонейтронов, были обработаны экспериментальные результаты по измерению реактивности, эффективности запаздывающих нейтронов и фотонейтронов и проведены расчеты ошибок при измерении асимптотического периода. В этих измерениях и расчетах учитывались вклад нейтронов реакции  $Be^9 (n, 2n) Be^8$  и поглощение  $\gamma$ -лучей атомами кислорода в случае системы из окиси бериллия.

Решение уравнений кинетики и определение ошибки в измерении асимптотического периода

Уравнения кинетики реактора, в котором образуются запаздывающие фотонейтроны и мгновенные нейтроны реакции  $Be^9 (n, 2n) Be^8$ , незначительно отличаются от уравнений, обычно записываемых для реактора. Однако реше-

ния вследствие условий, рассматриваемых ниже, могут иметь существенные различия.

Для рассматриваемых систем уравнения кинетики, не зависящие от пространственных координат, можно записать в виде

$$\frac{dn}{dt} = \left( \frac{k_{эфф} - 1}{l} - \frac{k\gamma\beta}{l} \right) n + \sum_i \gamma_i \lambda_i c_i; \quad (1)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{k\beta_i}{l} n - \lambda_i c_i. \quad (2)$$

где  $k$  — вклад в  $k_{эфф}$  от нейтронов деления и запаздывающих нейтронов, т. е. без нейтронов реакции  $Be^9 (n, 2n) Be^8$ ;  $\gamma$ -эффективность запаздывающих нейтронов; остальные обозначения общеприняты. С помощью преобразования Лапласа получим

$$pN - n_0 = \left( \frac{k_{эфф} - 1}{l} - \frac{k\gamma\beta}{l} \right) N + \sum_i \gamma_i \lambda_i c_i; \quad (3)$$

$$pc_i - c_{i0} = -\lambda_i c_i + \frac{k\beta_i}{l} N, \quad (4)$$

где  $n_0$  и  $c_{i0}$  — значения  $n$  и  $c_i$  в начальный момент времени  $t_0$ ;  $N = \int_{t_0}^{\infty} e^{-p(t-t_0)} n(t) dt$ . Решая относительно  $N$  уравнения (3) и (4), получим

$$N = n_0 \frac{\frac{l}{k_{эфф}} + \sum_i \frac{l\lambda_i c_{i0}}{k_{эфф} \beta_i n_0} \cdot \frac{\gamma_i \beta_i}{p + \lambda_i}}{\frac{l p}{k_{эфф}} - \frac{k_{эфф} - 1}{k_{эфф}} + \frac{k}{k_{эфф}} \gamma\beta - \frac{k}{k_{эфф}} \sum_i \frac{\gamma_i \lambda_i \beta_i}{p + \lambda_i}}. \quad (5)$$

Обратное преобразование дает

$$n(t) = n_0 \sum_i A_j e^{p_j(t-t_0)}, \quad (6)$$



где

$$A_j = (1 - \rho) \frac{\frac{l}{k_{\text{эфф}}} + \sum_i \frac{l \lambda_i c_{i0}}{k_{\text{эфф}} \beta_i n_0} \cdot \frac{\gamma_i \beta_i}{p_j + \lambda_i}}{(1 - \rho) \frac{l}{k_{\text{эфф}}} + \frac{k}{k_{\text{эфф}}} \sum_i \frac{\gamma_i \beta_i \lambda_i}{(p_j + \lambda_i)^2}}, \quad (7)$$

а значения  $p_j$  — корни уравнения

$$\frac{l p_j}{k_{\text{эфф}}} - \frac{k_{\text{эфф}} - 1}{k_{\text{эфф}}} + \gamma \beta \frac{k}{k_{\text{эфф}}} - \frac{k}{k_{\text{эфф}}} \sum_i \frac{\gamma_i \beta_i \lambda_i}{p_j + \lambda_i} = 0. \quad (8)$$

Уравнение (8) может быть записано в виде

$$\delta = \frac{(A_1/A_0) (p_1 - p_0) e^{(p_1 - p_0)t} + \dots + (A_j/A_0) (p_j - p_0) e^{(p_j - p_0)t}}{p_0 + (A_1/A_0) p_1 e^{(p_1 - p_0)t} + \dots + (A_j/A_0) p_j e^{(p_j - p_0)t}}. \quad (13)$$

$$\rho = \frac{l p_0}{k_{\text{эфф}}} + \frac{k}{k_{\text{эфф}}} \sum_i \frac{\gamma_i \beta_i p_0}{p_0 + \lambda_i}, \quad (9)$$

где  $p_0$  — величина, обратная асимптотическому периоду реактора, а  $\rho$  — измеряемая реактивность.

Для расчета величины  $A_j$ , а следовательно, и  $n(t)$  для какого-то момента времени необходимо установить соотношение между  $n_0$  и  $c_{i0}$  для момента времени  $t_0$ . Связь между  $c_{i0}$  и  $n_0$  определяется решением уравнения (2), которое при постоянных  $n_0$  и  $k$  и  $c(0) = 0$  имеет вид

$$c_i(T_{\text{выд}}) = \frac{n_0 \beta_i k}{l \lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i T_{\text{выд}}}), \quad (10)$$

где  $T_{\text{выд}} = t_0$  — время выдержки реактора на постоянной мощности.

Таким образом, функция

$$n(t) = \sum_i A_j e^{p_j(t-t_0)},$$

описывающая переходный процесс после скачка реактивности, зависит от коэффициентов  $A_j$ , определяемых из выражения

$$A_j = (1 - \rho) \frac{\frac{l}{k_{\text{эфф}}} + \frac{k}{k_{\text{эфф}}} \sum_i \frac{\gamma_i \beta_i (1 - e^{-\lambda_i T_{\text{выд}}})}{p_j + \lambda_i}}{\frac{l(1 - \rho)}{k_{\text{эфф}}} + \frac{k}{k_{\text{эфф}}} \sum_i \frac{\gamma_i \beta_i \lambda_i}{(p_j + \lambda_i)^2}}. \quad (11)$$

Полученное решение уравнений (1) и (2) с учетом фотонейтронов позволяет провести анализ переходных процессов в случае измерения величины реактивности реактора.

Наличие долгоживущих предшественников фотонейтронов, насыщение которых происходит в течение весьма длительного времени, при измерениях реактивности приводит к тому, что

отклонение измеряемого положительного периода от асимптотического оказывается значительно большим, чем в случае, когда фотонейтронов нет. Величину отклонения  $\delta$  асимптотического периода  $1/p_0$  от наблюдаемого  $n(t)/\dot{n}(t)$

$$\delta = \frac{1/p_0 - n(t)/\dot{n}(t)}{1/p_0} \quad (12)$$

можно определить для различных времен выдержки реактора на постоянной мощности. Подставляя в выражение (12) решение уравнения (1), получим

Для выбора режима измерения реактивности по положительному периоду были проведены расчеты величин  $\delta$  для различных реактивностей и времен выдержек системы на постоянном уровне мощности. Результаты расчетов приведены на рис. 1 и 2. Для реактивности 0,1% на исследуемой критической сборке из окиси бериллия отклонение измеряемого периода от асимптотического было определено экспериментально. В качестве асимптотического периода в этих измерениях принимался установившийся пе-

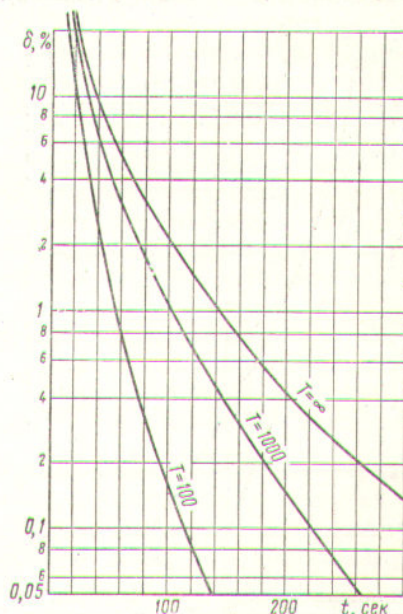


Рис. 1. Отклонение измеряемого периода от асимптотического в зависимости от времени после скачка реактивности (реактивность  $0,1 \cdot 10^{-2}$ ;  $T$  — время выдержки на постоянном уровне мощности, сек;  $l = 10^{-4}$  сек; замедлитель — бериллий).



риод, измеряемый через 200 сек после положительного скачка реактивности (для указанного времени значение  $\delta$ , как показывают расчеты, не превышает 0,1%). Результаты эксперимента и расчета сравниваются на рис. 3.

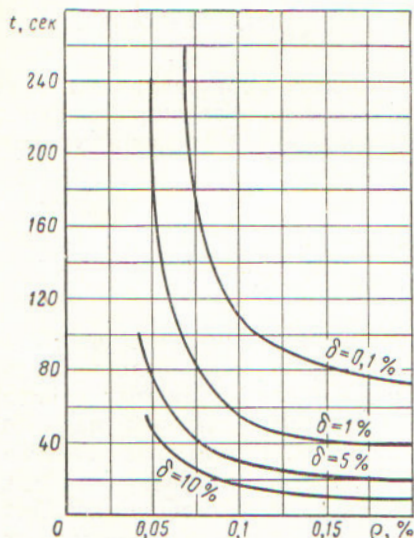


Рис. 2. Зависимость времени ожидания после скачка реактивности перед измерением периода от величины реактивности для различных  $\delta$  ( $T = 1000$  сек;  $l = 10^{-4}$  сек; замедлитель — бериллий).

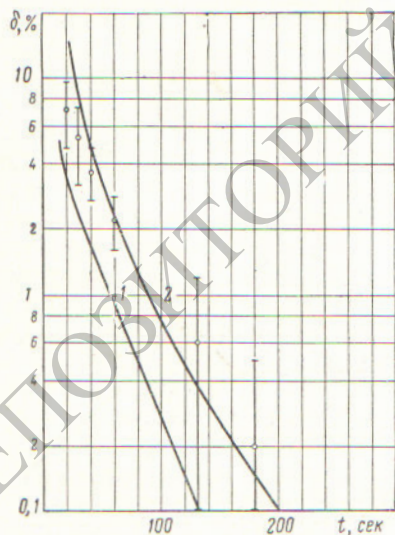


Рис. 3. Отклонение измеряемого периода от асимптотического для исследуемой сборки из окиси бериллия в зависимости от времени после скачка реактивности для выдержки 1000 сек на постоянной мощности (реактивность  $0,1 \cdot 10^{-2}$ ,  $l = 10^{-4}$  сек):

○ — экспериментальные точки; 1 — расчет без учета фотонейтронов (шесть групп [3]); 2 — расчет с учетом фотонейтронов (шесть и девять групп [3]).

### Измерение реактивности

Полученные расчетные и экспериментальные данные о величине отклонения измеряемого периода от асимптотического позволяют выбрать режим измерения реактивности.

В экспериментах на критической сборке, результаты которых приведены в настоящей работе, время выдержки на постоянной мощности было принято равным 1000 сек. Меньшее время выдержки, хотя и выгодно с точки зрения уменьшения  $\delta$ , нецелесообразно, так как перед измерением положительного периода необходимо определить критическое состояние сборки.

Положительный период измерялся через 100—200 сек после скачка реактивности. Результаты измерений обрабатывались по уравнению «обратных часов». Принятый режим измерения периода и используемая аппаратура позволяли измерять реактивность с ошибкой, не превышающей  $\pm 1,5\%$ . Рассмотренным методом была проградуирована часть регулирующего стержня. Полученные данные представлены на рис. 4.

Кроме положительных реактивностей интегральным методом [7] были измерены отрицательные реактивности.

Как было показано, после преобразования Лапласа уравнений (1) и (2) получается выра-

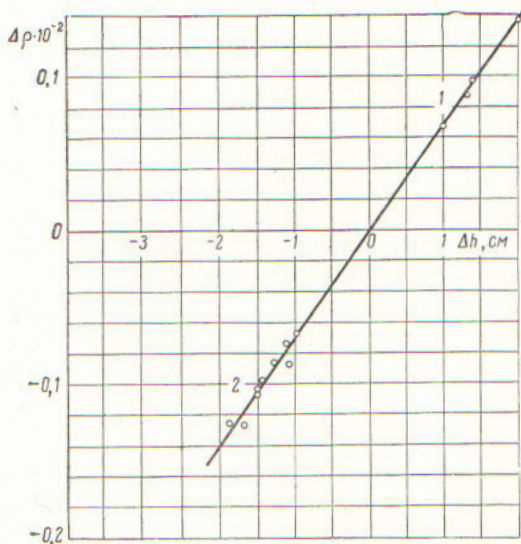


Рис. 4. Зависимость реактивности системы, измеренной двумя методами, от изменения положения стержня регулирования:

1 — метод измерения положительного периода (1 см стержня равен  $0,0681 \cdot 10^{-2}$ ); 2 — интегральный метод (1 см стержня равен  $0,0705 \cdot 10^{-2}$ ).



жение (5), которое при  $l/k_{эфф} \ll \sum_i l\lambda_i c_{i0}/k_{эфф}\beta_i n_0$  и  $p=0$  преобразуется к виду:

$$N(0) = \frac{n_0}{-q} \sum_i \frac{l\lambda_i c_{i0} \gamma_i \beta_i}{k_{эфф} \beta_i n_0 \lambda_i},$$

где

$$N(0) = \int_{t_0}^{\infty} n(t) dt,$$

откуда

$$-q = \frac{n_0}{N(0)} \sum_i \frac{l\lambda_i c_{i0}}{k_{эфф} \beta_i n_0} \cdot \frac{\gamma_i \beta_i}{\lambda_i}. \quad (14)$$

Если реактор предварительно достаточно долго работал на стационарной мощности, так что выполняется условие  $c_{i0} \lambda_i l / k_{эфф} \beta_i n_0 = 1$  для всех групп запаздывающих нейтронов, то  $-q$  определяется из выражения

$$-q = \frac{n_0 k}{N(0) k_{эфф}} \sum_i \frac{\gamma_i \beta_i}{\lambda_i}. \quad (14')$$

В отличие от уравнения «обратных часов» уравнение (14) в большей степени зависит от величины  $\lambda_i$ . Наличие фотонейтронов в системе увеличивает значение этого обстоятельства. Однако трудности в значительной степени можно преодолеть, если не стремиться к насыщению предшественников фотонейтронов, а определить величину  $c_{i0}$ , т. е.  $c_i$  к моменту  $t_0$ , когда источник удаляется из системы. Значение  $c_i$  находится из решения уравнения

$$\frac{dc_i(t)}{dt} = \frac{k\beta_i}{l} n(t) - \lambda_i c_i(t). \quad (15)$$

Для случая с постоянным  $k$  решение имеет вид

$$c_{i0}(t) = \left( \frac{k\beta_i}{l} \right) e^{-\lambda_i t_0} \int_0^{t_0} n(t) e^{\lambda_i t} dt. \quad (16)$$

После подстановки (16) в (14) выражение для измеряемой реактивности примет вид

$$-q = \frac{k}{k_{эфф}} \sum_i \gamma_i \beta_i \frac{\int_0^{t_0} n(t) e^{-\lambda_i(t-t_0)} dt}{\int_{t_0}^{\infty} n(t) dt}. \quad (17)$$

Изменением  $t_0$  можно практически исключить влияние долгоживущих групп фотонейтронов на величину реактивности и значительно сократить время эксперимента.

Предварительные результаты использования интегрального метода с отсутствием насыщения предшественников фотонейтронов были получены на аналоговой вычислительной машине, на которой воспроизводилось поведение реактора с шестью группами запаздывающих нейтронов и четырьмя группами фотонейтронов. При выборе масштабных коэффициентов предполагалось, что при насыщении предшественников  $U_n = U_{c_{i0}}$ , и тогда

$$-q = \frac{n_0 k / k_{эфф} \sum_i (\gamma_i \beta_i / \lambda_i) (U_{c_{i0}} / U_{n_0})}{\int_{t_0}^{\infty} n(t) dt}. \quad (17')$$

В эту формулу комплекс  $\gamma_i \beta_i / \lambda_i$  каждой группы запаздывающих нейтронов входит со своим коэффициентом недонасыщения  $\Phi = U_{c_{i0}} / U_{n_0}$ , зависящим от времени выдержки источника в реакторе.

Полученные данные (рис. 5, а, б) позволяют сделать выводы о величинах фактора недонасыщения и относительном вкладе в реактивность каждой группы фотонейтронов в зависимости от времени выдержки источника в реакторе и выделить две возможности измерения реактивности интегральным методом: с использованием фактора недонасыщения [уравнение (17)] или путем выбора такого режима работы, который позволяет в пределах заданной точности пренебречь фотонейтронными группами. Нами была использована первая возможность.

Рассмотренным интегральным методом на исследуемой критической сборке была проградуирована часть регулирующего стержня. Полученные данные представлены на рис. 4, где сравниваются оба метода измерения реактивности.

### Определение эффективности запаздывающих нейтронов и фотонейтронов

При описании переходных процессов или измерений реактивности необходимо знать величину  $\gamma$  или  $\beta_{эфф} = \gamma\beta$ , эффективную долю запаздывающих нейтронов и фотонейтронов.

Для исследуемой критической сборки величина  $\gamma$  была измерена методом замены горячего поглотителем и путем определения изменения реактивности, вызванного этой заменой.

Как следует из теории возмущений [8, 9], изменение реактивности системы вследствие



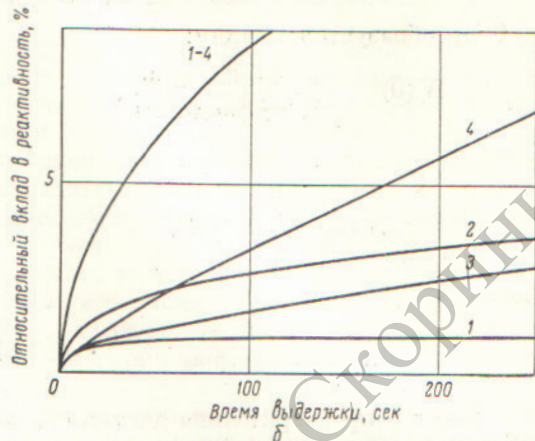
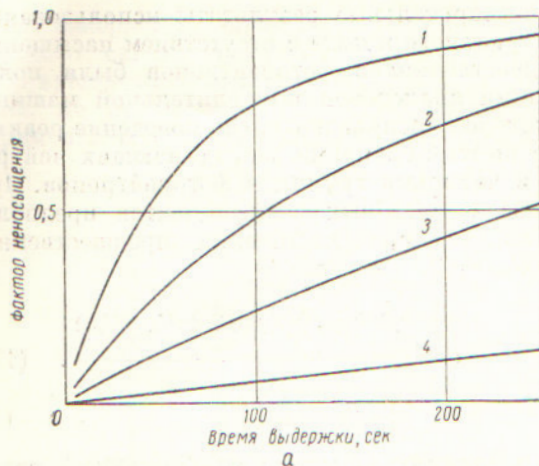


Рис. 5. Фактор насыщения групп запаздывающих фотонейтронов (а) и относительный вклад в реактивность, вносимый фотонейтронными группами (б), в зависимости от времени выдержки источника нейтронов в сборке с подкритичностью  $\rho = -1 \times 10^{-3}$  (цифры у кривых — номера групп).

изменения количества горючего и поглотителя выражается как

$$\frac{\Delta k_{эфф}}{k_{эфф}} = \frac{1}{\int_V dv \left( \int_u v F^* F \Sigma_f du + \Sigma_{fT} v_T F_T F_T^* \right)} \int_V dv \left\{ \left[ \int_u v F^* \delta \Sigma_f F du + \delta \Sigma_f F_T^* F_T \right] - \int_u \delta \Sigma_c F^* F du - \delta \Sigma_{cT} F_T^* F_T \right\}, \quad (18)$$

где  $F$  — поток нейтронов;  $F^*$  — сопряженная функция; индекс  $T$  означает тепловую группу.

Если поглощение во введенном поглотителе равно поглощению удаленного горючего, на место которого помещен поглотитель, то  $\delta \Sigma_c = 0$  и в выражении (18) не будет членов, учитывающих поглощение. Если разбить систему на  $N$  частей и в каждой части провести такую замену горючего на поглотитель, то можно записать

$$\sum_{l=1}^N \left( \frac{\Delta k_{эфф}}{k_{эфф}} \right)_l = \frac{\int_{V_1} \int_u v F^* \delta \Sigma_f F du dv + \dots + \int_{V_N} \int_u v F^* \delta \Sigma_f F du dv}{\int_V \int_u v F^* \Sigma_f F du dv} = 1 \quad (19)$$

(для краткости записи здесь под знак интеграла включена тепловая группа).

В экспериментах по измерению реактивности определяется величина  $\Delta k_{эфф}/k_{эфф} = k\gamma/k_{эфф} \times \sum_i \beta_i \rho_0 / (\rho_0 + \lambda_i)$ , если считать  $\gamma$  постоянной для всех групп запаздывающих нейтронов и фото-

нейтронов. Тогда

$$\gamma = \frac{1}{\sum_{l=1}^N \left( \frac{k}{k_{эфф}} \sum_i \frac{\beta_i \rho_0}{\rho_0 + \lambda_i} \right)_l} \quad (20)$$

Если сечение поглощения во введенном поглотителе  $\Sigma_c^n$  не совпадает с сечением поглощения горючего  $\Sigma_c^T$ , то из (18) получается

$$\sum_{l=1}^N \left( \frac{\Delta k_{эфф}}{k_{эфф}} \right)_l = 1 + \frac{\int_V \int_u (\Sigma_c^T - \Sigma_c^n) F^* F du dv}{\int_V \int_u v F^* F \Sigma_f du dv} \quad (21)$$

и поправку к единице следует получить расчетным путем. Выражение (21) использовалось для определения ошибки эксперимента, связанной с неточностью в  $\Sigma_c^T$  и  $\Sigma_c^n$ , так как

$$\Delta \gamma = \frac{1}{\sum_{l=1}^N \left( \frac{k}{k_{эфф}} \sum_i \frac{\beta_i \rho_0}{\rho_0 + \lambda_i} \right)_l} \times \left[ \frac{\int_V \int_u (\Delta \Sigma_c^T + \Delta \Sigma_c^n) F^* F du dv}{\int_V \int_u v F^* F \Sigma_f du dv} \right] \quad (22)$$



Эксперименты по определению  $\gamma$  были проведены на критической сборке из окиси бериллия с топливными элементами на основе фторопласта-4 [10]. В качестве поглощающих элементов использовались специально изготовленные пластины из фторопласта-4 с наполнителем из бора. Эксперимент заключался в замене топливных элементов поглощающими и в измерении изменения реактивности, вызванной этой заменой. За один прием заменялись обычно один-два топливных элемента. При этом для уменьшения числа замен и измерений использовалась симметрия сборки, представлявшей собой прямоугольную призму с квадратным сечением. Чтобы выяснить неточность в величине  $\gamma$ , те же эксперименты были проведены для двух случаев, когда поглощение в поглощающем элементе не было равно поглощению в топливном элементе. Для исследуемой сборки оказалось  $\gamma = 1,15$ ; ошибка эксперимента составила 4%.

Для сравнения с экспериментом были проведены расчеты величины  $\gamma$ . Различие между мгновенными и запаздывающими нейтронами, как известно, обусловлено их различной начальной энергией. Энергия запаздывающих нейтронов от продуктов деления  $U^{235}$  принималась согласно работам [2, 11, 12]. Энергия фотонейтронов определялась из рассмотрения реакции  $Be^9(\gamma, n)Be^8$  и анализа  $\gamma$ -излучения, которое образует фотонейтроны (см. таблицу). При образовании ядра  $Be^8$  в основном состоянии в результате реакции  $Be^9(\gamma, n)Be^8$  энергия фотонейтрона  $i$ -й группы определялась из выражения

$$E_{n_i} = \bar{E}_{\gamma_i} - 1,67 \text{ Мэв},$$

где  $\bar{E}_{\gamma_i}$  — средняя энергия  $\gamma$ -излучения для  $i$ -й фотонейтронной группы; 1,67 Мэв — порог реакции  $Be^9(\gamma, n)Be^8$ . Средняя энергия, с которой образуются фотонейтроны, оказалась равной 670 кэв.

Так как в проведенном эксперименте была получена величина  $\gamma$ , относящаяся ко всем группам запаздывающих нейтронов и фотонейтронов, расчетное значение  $\gamma$  определялось согласно работе [13] из выражения

$$\gamma = e^{x^2 \Delta t},$$

где  $\Delta t$  — различие в возрасте нейтронов деления и запаздывающих нейтронов и фотонейтронов, спектр которых был получен. Для исследуемой сборки  $x^2 \Delta t = 0,13$  и  $\gamma = 1,14$ .

Таким образом, рассмотрение влияния реакций  $Be^9(\gamma, n)Be^8$  и  $Be^9(n, 2n)Be^8$  на кинети-

ку систем, содержащих бериллий, показало необходимость учета этих реакций при измерении реактивности и выборе режима измерения. Анализ полученных данных показывает, что при выборе времени выдержки реактора на постоянном уровне мощности порядка 1000 сек при измерении периода через 200 сек после скачка реактивности отклонение измеряемого периода от асимптотического не превышает 0,1% для периодов в интервале 10—100 сек.

При измерении отрицательных реактивностей предложенный учет изменения количества предшественников фотонейтронов через фактор недонасыщения позволяет применять интегральный метод, который дает, как показывает сравнение с измерениями положительного периода, удовлетворительный результат.

Определение эффективности запаздывающих нейтронов и фотонейтронов методом замены горючего поглотителем и сравнение экспериментальных данных с расчетными показали хорошую применимость расчетной формулы для случая с фотонейтронами.

Особое значение эксперимента по замене горючего поглотителем состоит в том, что он позволяет определить константу перед суммой в выражении  $\gamma k/k_{эфф} \sum_i \beta_i p_0/p_0 + \lambda_i$  в формуле

«обратных часов», устраняя влияние имеющих неточностей в параметрах запаздывающих нейтронов, фотонейтронов и нейтронов реакции  $Be^9(n, 2n)Be^8$  на результат измерения реактивности. Такого рода нормировочный эксперимент желательно проводить всегда перед прецизионными экспериментами, связанными с измерениями реактивности.

В заключение авторы приносят большую благодарность Н. Н. Пономареву-Степному за ценные советы и интерес к работе и Я. В. Шевелеву за обсуждение результатов.

Поступила в Редакцию 24/1 1964 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Keerpin et al. Phys. Rev., 101, 1044 (1957).
2. G. Keerpin et al. J. Nucl. Energy, 6, No 1/2 (1957).
3. G. Keerpin. Nucleonics, 2, 151 (1962).
4. А. К. Краси́н и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 555.
5. P. Benoist et al. Proceeding of the 2nd Intern. Conf. V. 12. United Nations, Geneva, 1958, p. 89.
6. S. Bernstein et al. J. Appl. Phys., 27, 18 (1956).



7. U. Hojgn. Nucl. Sci. and Engng, 8, 518 (1960).
8. Л. Н. Усачев. «Реакторостроение и теория реакторов. Докл. советск. делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии». М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 251.
9. Г. И. Марчук. \* Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958, стр. 205.
10. Н. Н. Пономарев-Степной, С. С. Ломакин, Ю. Г. Дегальцев. «Атомная энергия», 15, 259 (1963).
11. R. Batchelor, H. McHuder. J. Nucl. Energy, 3, 7 (1956).
12. D. Hughes et al. Phys. Rev., 73, 111 (1948).
13. E. Cross, J. Marable. Nucl. Sci. and Engng, 7, 281 (1960).

УДК 546.791.4

## О кристаллогидрате $UF_4 \cdot \frac{4}{3} H_2O$

Ю. В. Гагаринский, Е. И. Ханаяев, Н. П. Галкин,  
Л. А. Ананьева, С. П. Габуда

Методами рентгенографии, рефрактометрии, ИК-спектроскопии, ЯМР и термографии изучена новая гидратированная форма тетрафторида урана состава  $UF_4 \cdot \frac{3}{4} H_2O$  и продукты ее обезвоживания. Показано, что эта форма представляет собой ранее неизвестный кристаллогидрат тетрафторида урана моноклинной сингонии. Вода в этом кристаллогидрате удерживается водородной связью с фтором. По силе связи молекулы воды можно подразделить на три группы, соответствующие трем пикам в полосах поглощения валентных и деформационных колебаний связи O — H. Обезвоживание изучаемого кристаллогидрата протекает в две ступени. Сингония исходного кристаллогидрата сохраняется по меньшей мере до состава  $UF_4 \cdot H_2O$ . При дальнейшем обезвоживании (до  $0,5 H_2O$ ) вещество претерпевает фазовое превращение, сопровождающееся изменением структуры. Кристаллическая решетка образующейся при этом фазы весьма близка к решетке кристаллогидрата кубической сингонии.

В работе [1, 2] описаны два кристаллогидрата тетрафторида урана:  $UF_4 \cdot 2,5H_2O$  — ромбической сингонии и  $UF_4 \cdot nH_2O$  ( $0,5 < n < 2$ ) — кубической сингонии. Нами получен еще один кристаллогидрат тетрафторида урана, ранее в литературе не упоминавшийся, свойствам которого и посвящена настоящая статья. Этот кристаллогидрат яркого травянисто-зеленого цвета в отличие от голубовато-зеленого кристаллогидрата кубической сингонии и светло-зеленого ромбической сингонии. Содержание воды в образцах этого кристаллогидрата после промывки спиртом и эфиром с последующей сушкой на воздухе приблизительно отвечает составу  $UF_4 \cdot 1,4H_2O$ . Калориметрическим методом установлено [3], что состав этого кристаллогидрата выражается формулой  $UF_4 \cdot \frac{4}{3} H_2O$ .

Данное соединение исследовалось нами рентгенографическим и оптическими методами (рефрактометрия и инфракрасная спектроскопия),

а также методами термографии и ядерного магнитного резонанса протонов (ЯМР). Изучаемая соль под микроскопом имеет вид тонких удлиненных зеленоватых кристаллов и их сферических сростков. Вещество гомогенно: кристаллы его оптически анизотропны и обнаруживают прямое и косое погасание, что свидетельствует об их принадлежности к моноклинной сингонии. Показатели преломления  $N$  образца состава  $UF_4 \cdot 1,4H_2O$ , измеренные иммерсионным методом с погрешностью порядка  $\pm 0,005$ , и плотности, определенные пикнометрическим методом в толуоле с погрешностью  $\pm 0,01 \text{ г/см}^3$ , представлены в табл. 1. Там же для сравнения приведены данные работы [4] для кристаллогидратов тетрафторида урана кубической и ромбической сингоний, а также для безводного моноклинного тетрафторида урана.

Из сопоставления данных табл. 1 можно сделать вывод, что по своим кристаллооптическим характеристикам новый кристаллогидрат тетрафторида урана сильно отличается от кристаллогидратов кубической и ромбической сингоний. Его показатели преломления близки к показателям преломления безводного тетрафторида урана (практически различаются только  $N_p$ ). Из кристаллооптических данных видно, что в этом случае мы действительно имеем дело с новым кристаллогидратом тетрафторида урана.

Рентгенограммы этого вещества снимались на установке УРС-50И с отфильтрованным медным излучением. Для сравнения в таких же условиях были сняты рентгенограммы безводного тетрафторида урана в стабильной моноклинной форме, а также высшего кристаллогидрата  $UF_4 \cdot 2,5H_2O$  ромбической и низшего  $UF_4 \cdot 1,5H_2O$  кубической сингоний. Из сравне-