

изводства. Пат. РФ № 2613157 от 15.03.2017. — Бюл. «Изобретения. Полезные модели», 2017, № 8, с. 346.

4. Палкин В.А., Маслоков Е.В. Очистка регенерированного гексафторида урана в двухкаскадной схеме при обогащении ^{235}U менее 5%. — Атомная энергия, 2017, т. 122, вып. 4, с. 219—224.

5. Палкин В.А., Маслоков Е.В. Аналитическая оценка содержания минорных изотопов урана в оптимальных каскадах. — В сб.: XII Межд. научн. конф. «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул». Звенигород, 2008, с. 31—34.

Поступила в Редакцию 7.11.17

УДК 539.125.52:621.384.654

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ГЕНЕРАТОРОВ НЕЙТРОНОВ ЭНЕРГИЕЙ 14 МэВ

Севастьянов В.Д., Коваленко О.И., Шибяев Р.М. (ФГУП ВНИИФТРИ, Менделеево),
Кащук Ю.А., Обудовский С.Ю. (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, г. Троицк)

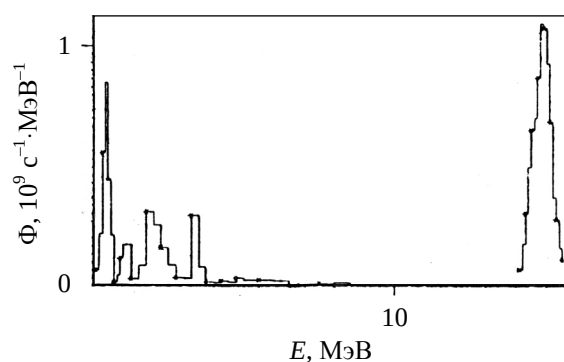
Энергетические спектры в низкоинтенсивных полях нейтронов измеряют спектрометрами со сцинтилляционными органическими детекторами. В частности, их используют для измерения характеристик излучения в смешанных полях нейтронного и γ -излучения радионуклидных источников нейтронов, вблизи мишеней блоков нейтронных генераторов и за биологической защитой ядерных и термоядерных реакторов [1—3]. Идентификация частиц в спектрометрах с органическими сцинтилляторами (монокристаллами стильбена и паратерфинила) микросекундного диапазона основана на разной форме их импульса. Применяются спектрометры с аналоговой схемой сепарации сигналов при регистрации нейтронов и γ -квантов по форме импульса. Оптимальная загрузка таких спектрометров по скорости счета импульсов с фотоумножителей не превышает 10^3 имп./с, потому их преимущественно использовали только для измерения характеристик полей нейтронов радионуклидных источников излучения [1]. В последние годы на основе достижений в области цифровых технологий регистрации и обработки сигналов разработаны спектрометры излучения с цифровым методом кодирования по форме импульсов нейтронного и γ -излучения наносекундного диапазона, которые обладают лучшими характеристиками, чем аналоговые спектрометры [4]. Поэтому их применяют для исследования высокоинтенсивных полей излучения нейтронных генераторов. Такие спектрометры работоспособны при загрузке их измерительных трактов до 10^6 имп./с.

В настоящей работе измеряли энергетические спектры полей генераторов нейтронов энер-

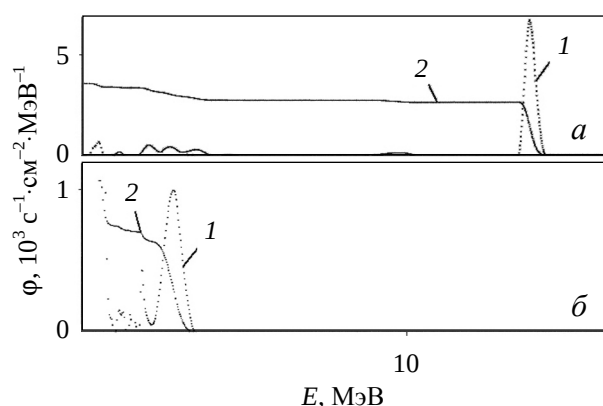
гией 14 МэВ спектрометрами обоих типов для уменьшения систематических погрешностей.

В работе были измерены энергетические спектры нейтронов трех генераторов с применением указанных спектрометров с органическими сцинтилляторами. Нейтроны энергией ~ 14 МэВ генерировались по реакции $\text{T}(d, n)^4\text{He}$. Энергия ускоряемых дейтронов, бомбардирующих тритиевую мишень, составляла 270 (генератор СНЕГ-13), 150 (генератор НГ-160 госэталона ГЭТ 51—80) и 200 кэВ (портативный генератор НГ-24). Ток ионных пучков в экспериментах варьировал от сотен микроампер до десятков миллиампер. Энергетический спектр нейтронов генератора СНЕГ-13 измеряли с применением только спектрометра первого типа. В качестве детектора нейтронов в спектрометре использовали сцинтилляционный кристалл стильбена размером 15×10 мм. Измерения проводили на расстоянии 535 мм от тритиевой мишени генератора в направлении ускоряемого пучка дейтронов. Один из измеренных спектров нейтронов генератора СНЕГ-13 показан на рис. 1 [1].

Энергетические спектры нейтронов генератора НГ-160 (ГЭТ 51—80) определяли спектро-



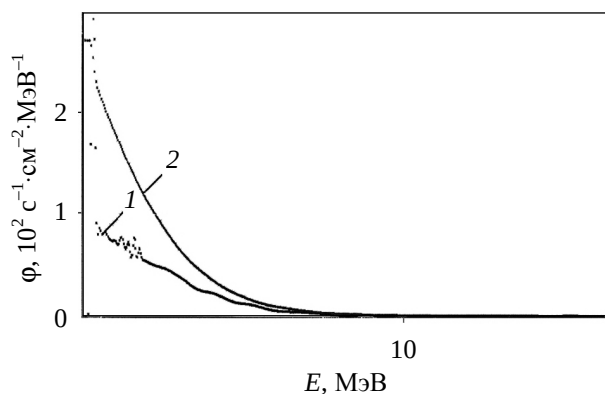
Р и с. 1. Спектр нейтронов генератора СНЕГ-13



Р и с. 2. Дифференциальный (1) и интегральный спектр (2) нейтронов генератора ГЭТ 51—80 (а) и ИНГ-07Д (б)

метром второго типа SDMF-1206 PRO также в направлении ускоряемого пучка дейтронов на расстоянии 122 мм от тритиевой мишени генератора (рис. 2, а).

На рис. 1, 2, а видно, что форма спектров почти идентична. Благодаря применению быстродействующей электроники спектрометр с цифровой обработкой сигнала имеет лучшие временные характеристики и меньшую энергетическую ширину канала по сравнению со спектрометром с аналоговой схемой разделения сигналов по форме импульса, что позволяет получить детальную информацию об энергетическом спектре исследуемого поля нейтронов генератора НГ-160 (видно на рисунке). При использовании спектрометров обоих типов в спектрах наблюдаются пики энергией 2,3, 2,7, 3,6, 10 и 14 МэВ, однако первые четыре не выделяются в спектре нейтронов спонтанного деления ядер ^{252}Cf , для которого средняя энергия нейтронов составляет 2,14 МэВ (рис. 3). Пик нейтронов энергией 3,6 МэВ в спектре источника спонтанного деления отсутствует, так как порог для реакции $^{12}\text{C}(n, n', 3\alpha)$ на ядрах углерода сцинтил-



Р и с. 3. Дифференциальный (1) и интегральный спектр (2) нейтронов источника спонтанного деления ^{252}Cf

лятора равен 7,2 МэВ, а вклад нейтронов энергией выше 7,2 МэВ в спектр нейтронов деления ^{252}Cf не более 1,6%. Это означает, что указанные четыре пика обусловлены конструкцией и принципом действия подобных источников нейтронов.

Пик нейтронов энергией 14 МэВ в спектре обусловлен моноэнергетическими нейтронами, вылетающими из мишени в результате взаимодействия ускоренных дейтронов с ядрами трития в мишени по реакции $\text{T}(d, n)^4\text{He}$. Незначительный пик энергией 10 МэВ обусловлен упругорассеянными на ядрах кислорода воды нейтронами энергией ~ 14 МэВ, охлаждающей тритиевую мишень генератора [5]. Ядра отдачи кислорода в результате лобового соударения приобретают энергию не более 4 МэВ. Следовательно, нейтроны энергией ~ 14 МэВ в результате этого процесса могут уменьшить свою энергию до 10 МэВ.

Пик нейтронов энергией 3,6 МэВ обусловлен только взаимодействием нейтронов энергией 14 МэВ с ядрами углерода, содержащимися в материале органических сцинтилляторов детекторов спектрометров, по реакции $^{12}\text{C}(n, n', 3\alpha)$ (см. таблицу, рис. 1, 2, а) [6]. Этот пик вместе с пиком нейтронов энергией 14 МэВ может быть использован для градуировки энергетической шкалы спектрометра.

Пик нейтронов энергией 2,7 МэВ в спектре обусловлен примесными нейтронами из сопутствующей мешающей реакции $\text{D}(d, n)^3\text{He}$ (см. рис. 2, а). При длительной работе с тритиевой мишенью и ее облучении ускоренным пучком дейтронов отмечают преимущественно три процесса: выход нейтронов энергией 14 МэВ из мишени уменьшается в результате испарения трития, ускоренные дейтроны внедряются в активный слой мишени, в результате чего выход нейтронов энергией $\sim 2,7$ МэВ и их доля в общем потоке возрастают относительно нейтронов энергией 14 МэВ, и распад ядер трития ($T_{1/2}$ 12,32 года), в результате чего поток нейтронов энергией ~ 14 МэВ из мишени уменьшается. Для подтверждения наличия пика энергией 2,7 МэВ был измерен также спектр нейтронов источника нейтронов энергией 2,7 МэВ, основным элементом которого является портативный нейтронный генератор ИНГ-07Д, генерирующий нейтроны по реакции

Ядерно-физические характеристики ядерных реакций в материалах мишенного и сцинтилляционного блока детектирования спектрометров

Реакция	Содержание нуклида-мишени, %	Период полураспада	Источник	Сечение реакции при облучении нейтронами энергией 14,5 МэВ, мб	Энергетический порог реакции, МэВ
$^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$	98,89	20,20 мс	JENDL-3.1	0,395	12,5871
$^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$	98,89	Стабилен	TENDL-3.1	74,418	5,702
$^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$	98,89	20,370 мин	TENDL-2014	—	18,721
$^{12}\text{C}(n, n', 3\alpha)$	98,89	10^{-16} с	JENDL-3.1	213,583	7,275
^{12}C :					
упругое рассеяние	98,89			794,7	
неупругое рассеяние	98,89			425,6	
^{16}O , упругое рассеяние	99,762		JENDL-3	897,9	
$^{16}\text{O}(n, n')$	99,762		JENDL-3	508,4	
$^{16}\text{O}(n, 2n)$	99,762	2,041 мин	JENDL-3	—	15,669
$^{56}\text{Fe}(n, n')$	91,754		JENDL-3	761,5	0,862
$^{56}\text{Fe}(n, 2n)$	91,754	2,737 года	JENDL-3	439,1	11,4

$\text{D}(d, n)^3\text{He}$ (см. рис. 2, б). В спектре наблюдается тот же пик нейтронов энергией 2,7 МэВ.

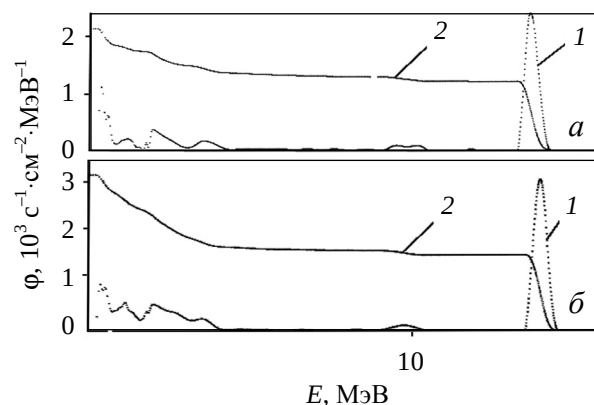
Пик нейтронов энергией ~ 2 МэВ появляется в результате неупругих процессов (n, n') и $(n, 2n)$, протекающих на ядрах железа материалов мишеней и мишенных блоков генераторов (см. таблицу) [6]. Средняя энергия нейтронов, образующихся при бомбардировке ядер железа нейтронами энергией 14 МэВ, составляет ~ 2 МэВ [7]. Вклад этой составляющей, измеренный нейтронно-активационным методом, может достигать десятков процентов и определяется массой мишенных блоков [8]. Это отчетливо видно на спектре портативного генератора НГ-24М, возле мишенного блока которого находятся массивные конструктивные элементы из железа, и спектре нейтронов генератора ГЭТ 51—80, за мишенным блоком которого размещен слой свинца толщиной 120 мм (рис. 4).

Дополнительными целями измерения энергетических спектров нейтронов около мишенных блоков генераторов также были:

исследование формирования энергетических спектров нейтронов, вылетающих из мишенных блоков;

проверка корректности методик определения выхода нейтронов из мишеней и потока нейтронов энергией ~ 14 МэВ из мишенных блоков.

В результате исследований можно констатировать, что непосредственно из мишенных блоков могут вылетать преимущественно моноэнергетические нейтроны энергией 14 МэВ, генерируемые в тритиевой мишени по реакции $\text{T}(d, n)^4\text{He}$, а также энергией $\sim 2,7$ МэВ, генерируемые по сопутствующей реакции $\text{D}(d, n)^3\text{He}$. Последняя реакция имеет место в мишени в результате внедрения в нее ускоренных дейтронов энергией 150—200 кэВ. Для корректного измерения выхода нейтронов из мишени и потоков нейтронов энергией 14 МэВ из мишенных блоков генераторов необходимо использовать тритиевые мишени сразу после их изготовления для исключения сопутствующих реакций. В частности, это необходимо для определения выхода



Р и с. 4. Дифференциальный (1) и интегральный спектр (2) нейтронов генератора НГ-24М (а) и ГЭТ 51—80 за слоем свинца толщиной 120 мм (б)

нейтронов методом счета сопутствующих вылету α -частиц энергией ~ 3 МэВ [9]:

$$W = \frac{n_{\alpha}}{G_{\alpha}} K_{\text{ан}},$$

где n_{α} — количество α -частиц, вылетающих в телесный угол их регистрации в единицу времени; G_{α} — телесный угол регистрации α -частиц; $K_{\text{ан}}$ — коэффициент, учитывающий анизотропию вылета нейтронов и α -частиц реакции $T(d, n)^4\text{He}$.

Поток моноэнергетических нейтронов энергией 14 МэВ, вылетающих из мишенного блока, рассчитывали по формуле [9, 10]

$$\Phi = \frac{n_{\alpha}}{G_{\alpha}} K_{\text{ан}} K_{\text{п}},$$

где $K_{\text{ан}}$ — коэффициент, учитывающий угловую анизотропию вылета нейтронов и α -частиц; $K_{\text{п}}$ — коэффициент, учитывающий уменьшение потока нейтронов энергией ~ 14 МэВ в результате поглощения в подложке мишени, в стенках мишенного блока и неупругого рассеяния на ядрах железа, входящего в состав материалов мишенных блоков. В результате неупругого рассеяния их энергия уменьшается и лежит в диапазоне 1—2 МэВ.

Из рассмотренного следует, что из мишенных блоков генераторов нейтронов могут вылетать:

моноэнергетические нейтроны энергией ~ 14 МэВ, генерируемые в тритиевой мишени по реакции $T(d, n)^4\text{He}$;

нейтроны средней энергией < 2 МэВ, образующиеся в материале мишенного блока (железо, молибден и медь) в результате неупругих процессов взаимодействия (n, n') и $(n, 2n)$ нейтронов энергией 14 МэВ;

незначительное число нейтронов средней энергией ~ 10 МэВ, получаемых в результате упругого рассеяния нейтронов энергией 14 МэВ на ядрах кислорода воды, охлаждающей тритиевую мишень в мишенном блоке генератора нейтронов;

нейтроны энергией $\sim 2,7$ МэВ, генерируемые в результате мешающей сопутствующей реакции $D(d, n)^3\text{He}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Севастьянов В.Д., Трыков Л.А., Колеватов Ю.И. и др. Исследование характеристик полей нейтронов и γ -излучения высокоинтенсивного источника нейтронов энергией 14,8 МэВ, созданного на базе нейтронного генератора. — Атомная энергия, 1997, т. 82, вып. 6, с. 432—439.
2. Севастьянов В.Д., Коваленко О.И., Орлов А.В. и др. Формирование энергетического спектра нейтронов вблизи мишенного блока источника моноэнергетических нейтронов с энергией ~ 14 МэВ. — Измерительная техника, 2016, № 9, с. 59—64.
3. Севастьянов В.Д., Трыков Л.А. Исследование характеристик нейтронного и γ -излучения генераторов нейтронов. — Атомная энергия, 2008, т. 104, вып. 1, с. 60—63.
4. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Характеристики полей нейтронов. Источники мгновенных нейтронов деления и 14 МэВ — генераторы нейтронов, исследовательские и энергетические реакторы, специальные конвертирующие нейтронное излучение устройства. Справочник. В 2 т. Т. 1. Менделеево, ВНИИФТРИ, 2014. 191 с.
5. Физика быстрых нейтронов. Эксперименты и теория. Под ред. Дж. Мариона и Дж. Фаулера. Пер. с англ. Под ред. Н.А. Власова. Т. 1. М.: Атомиздат, 1966.
6. Antolkovic B., SLaus I., Plenkovic D. e.a. Study of the reaction $^{12}\text{C}(n, 3\alpha)n$ from threshold to $E_n = 35$ MeV. — Nucl. Phys. A, 1983, v. 394, p. 87—108.
7. Стрижак В.И., Гуртовой М.Е., Лещенко Б.Е. и др. Физика быстрых нейтронов. М.: Атомиздат, 1977. 265 с.
8. Севастьянов В.Д., Маслов Г.Н., Ковальчук В.Д. и др. Исследование спектров генераторов нейтронов с энергией 14 МэВ. — Приборы и техника эксперимента, 2006, № 3, с. 5—13.
9. Мирсалихова Ф.Х., Скородумов Б.Г., Таланин Ю.Н. К вопросу об измерении абсолютного выхода нейтронов с энергией 14 МэВ по соответствующим α -частицам из реакции $T(d, n)^4\text{He}$. — Изв. АН Уз. ССР, сер. физико-математических наук, 1966, № 4, с. 57—60.
10. Нефедов Ю.Я., Швецов М.С., Нагорный В.И., Су-ров Л.М. Измерение флюенса 14 МэВ нейтронов по сопутствующему α -излучению. — В сб.: III Всес. сов. по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Т. 2. М., ЦНИИатоминформ, 1983, с. 92—98.

Поступила в Редакцию 30.05.17