



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ  
ЭНЕРГИИ СССР

INDC(СССР)-99/G

# нейтронная физика

ЧАСТЬ 6

МОСКВА — 1976



Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР  
Центральный научно-исследовательский институт информации  
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

**НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА**

(Материалы 3-й Всесоюзной конференции по  
нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)

Часть 6

Москва - 1976

НЕЙТРОННАЯ физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). Часть 6. М., 1976. 384 с. (ЦНИИАтоминформ).

В конференции приняло участие более 350 представителей из БНР, ВНР, ГДР, СССР, а также из Австралии, Великобритании, Нидерландов, Франции, ФРГ и из Объединенного института ядерных исследований.

В 92 репортерских доклада включено около 250 научных сообщений, из которых 52 - зарубежных. 68 репортерских докладов сделаны советскими учеными и 24 - зарубежными.

Все эти доклады публикуются в шести книгах. Остальные доклады, представленные на конференцию с опозданием, предлагается опубликовать в первых выпусках сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы".

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Редакционная коллегия:

В.П.Вертебный (зам.ответственного редактора), Д.А.Кардашев,  
В.Н.Манохин, Л.Н.Усачев (ответственный редактор)

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1976

Секция 6. СЕЧЕНИЯ И ДРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ (окончание)

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ  $Pu^{239}$  И  $U^{235}$   
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,024-7,4 Мэв

Б.И.Фурсов, В.М.Куприянов, Г.Н.Смиреньки  
(Физико-энергетический институт)

Аннотация

В работе представлены результаты измерений отношений сечений деления плутония-239 и урана-235 в диапазоне энергий нейтронов 0,024-7,4 Мэв. Источниками нейтронов служили реакции  $Li(p,n)$ ,  $T(p,n)$  и  $D(d,n)$ , осуществляемые на электростатических генераторах. В качестве детектора осколков использовалась ионизационная камера.

Abstract

The results of the measurements of fission cross section ratio for  $Pu^{239}$  and  $U^{235}$  in the energy range 0,024 - 7,4 Mev are presented in this paper. The reactions  $Li(p,n)$ ,  $T(p,n)$  and  $D(d,n)$  produced at electrostatic accelerators were used as neutron sources. The ionisation chamber was used to detect the fission fragments.

Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению отношения сечений деления  $Pu^{239}$  и  $U^{235}$ , расхождения между результатами разных авторов остаются весьма значительными. Существенным недостатком большинства работ является то, что измерения проводились либо в сравнительно узких энергетических интервалах, либо в широком диапазоне, но не достаточно подробно. Авторы настоящей работы ставили перед собой задачу единым методом провести исследование энергетической зависимости отношения сечений деления  $Pu^{239}$  и  $U^{235}$  в широком диапазоне энергий нейтронов.

Измерения проводились на электростатических генераторах с использованием реакций  $Li(p,n)$ ,  $T(p,n)$  и  $D(d,n)$  в качестве источников нейтронов. Реакции осуществлялись на твердых мишенях. Диапазон энергий нейтронов ниже 127 кэв

достигался в реакции  $Li(p, n)$  под углом  $120^\circ$  к пучку протонов. Детектор и методика измерений описаны в [1]. Осколки деления регистрировались ионизационной камерой, содержащей две пары слоев  $Pu^{239}$  и  $U^{235}$ , что позволяло получать два независимых набора данных. В работе использовались образцы  $Pu^{239}$  и  $U^{235}$  следующего изотопного состава:  $Pu^{239}$  ( $Pu^{239} - 99,8\%$ ,  $Pu^{240} \leq 0,2\%$ );  $U^{235}$  ( $U^{235} - 99,97\%$ ,  $U^{238} \leq 0,03\%$ ).

Различные компоненты нейтронного фона измерялись, как описано в [1]. Фон экспериментального зала и нейтронов, рассеянных на конструкции мишени, оказался наиболее существенным при измерении под углом  $120^\circ$ , где величина поправок при  $E_n = 24$  кэв достигала 2,5% и 4% соответственно. Фон нейтронов, обусловленный побочными реакциями на материале мишени в случае  $(d, n)$ -реакции, достигал 24%. Соответствующая такому фону поправка отношения сечений деления составила при  $E_n = 7,4$  Мэв 3%. Величины поправок и вносимые ими ошибки представлены в табл. I.

Калибровка измеренной кривой отношения сечений деления  $Pu^{239}$  и  $U^{235}$  проводилась с помощью вспомогательной методики с использованием слоев  $Pu^{239}$  и  $U^{235}$  и двух стеклянных детекторов. Эти слои облучались тепловыми нейтронами в графитовой колонне реакторов БР-5 и БР-10. Оценка температуры максвелловского спектра нейтронов пропусканием через золотой фильтр [2] дала значения  $(22 \pm 12)^\circ C$  и  $(27 \pm 11)^\circ C$ . Опорное отношение сечений деления  $Pu^{239}$  и  $U^{235}$  для максвелловского спектра нейтронов с температурой  $20^\circ C$  ( $1,3805 \pm 0,0085$ ) взято из работы [3]. Затем на электростатических генераторах методикой стеклянных детекторов с взвешенными слоями был получен ряд отношений сечений деления на быстрых нейтронах. На эту совокупность значений нормировалась кривая, измеренная ионизационной камерой. Результаты отношений сечений деления, полученные методикой стекол и ионизационной камерой, приведены в табл. 2 и 3. В обеих таблицах указана ошибка энергетического хода отношения сечений деления  $Pu^{239}$  и  $U^{235}$ , которая является квадратичной суммой статистической ошибки,

найденной из разброса результатов в серии, и ошибок, вносимых поправками. Полная ошибка состоит из ошибки энергетического хода и ошибки калибровки, оцененной в 1,6%. В эту ошибку включена неопределенность температуры спектра тепловых нейтронов.

На рисунке полученные в настоящей работе результаты, сравниваются с данными других авторов и оценками Коньшина /4/ и Соверби /5/. В диапазоне ниже 500 кэв наши данные хорошо согласуются с результатами Флетчингера и Кешлера /6/. В интервале 500-1000 кэв хорошее согласие с данными Нестерова /7/. Во всем диапазоне ниже 1,5 Мэв наши данные близки к оценке Коньшина. В интервале 1,5-7,4 Мэв хорошее согласие с данными Смита и др. /8/, несмотря на систематическое различие в 5-7% по величине.

Таблица I.

Источники ошибок и поправок	Поправки, %		Ошибки, %	
	1	2	3	4
Отношение кол-ва делящихся ядер в слоях плутония-239 и урана-235	-		1,6	
Статистическая ошибка	-		0,4-1,0	
Фон экспериментального зала	0,1	-2,5	0,1-0,8	
Фон рассеянных нейтронов	0,2	-4,0	0,1-1,0	
Фон нейтронов сопутствующих реакций	0,1	-3,0	0,1-0,5	
Примесь посторонних изотопов		0,2	0,1	
Поглощение осколков деления в слоях	0,05	-2,5	0,0-0,3	
Поправка на угловую анизотропию (стеклянные детекторы)	0,0	-2,5	0,0-0,5	

23-16  
статистическая

чужие

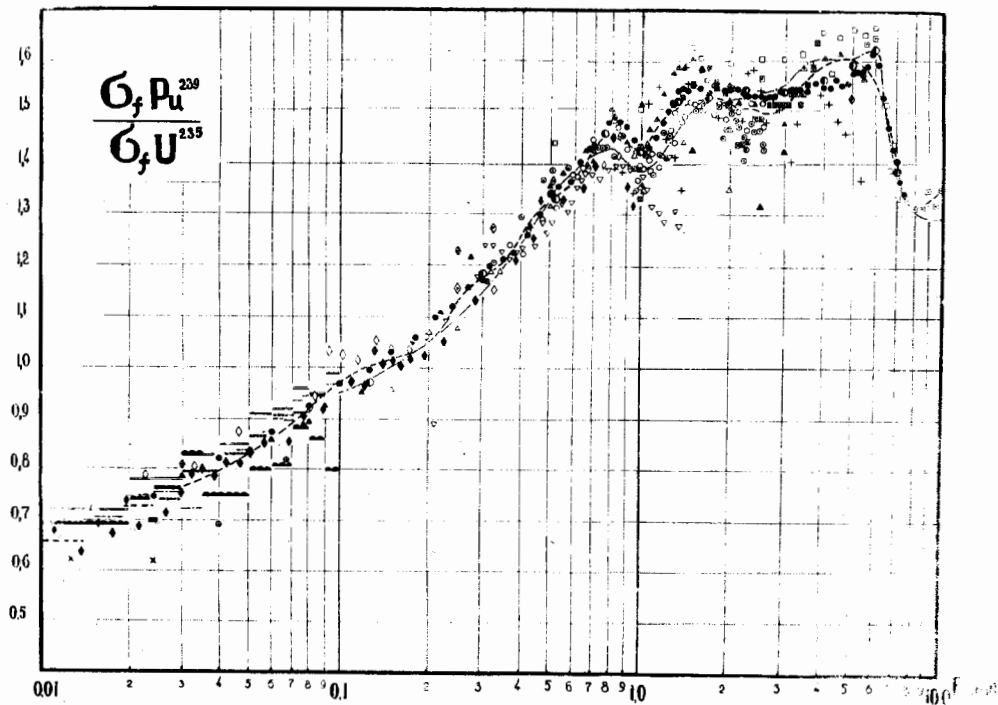
Таблица 2 (стекла)

$E_n$ , МэВ	$\Delta E$ , кэВ	$6^9/6^5$	$\Delta 6^9/6^5$	$E_n$ , МэВ	$\Delta E$ , кэВ	$6^9/6^5$	$\Delta 6^9/6^5$
0,127	20	0,966	0,018	2,25	50	1,540	0,011
0,320	30	1,186	0,012	3,0	60	1,536	0,012
0,500	30	1,331	0,018	4,0	100	1,562	0,016
0,750	30	1,452	0,015	5,0	100	1,592	0,020
1,00	35	1,416	0,014	6,0	100	1,624	0,013
1,35	40	1,519	0,018	7,0	100	1,406	0,015
1,70	40	1,329	0,015				

Таблица 3 (камера)

$E_n$ , МэВ	$\Delta E$ , кэВ	$6^9/6^5$	$\Delta 6^9/6^5$ *	$E_n$ , МэВ	$\Delta E$ , кэВ	$6^9/6^5$	$\Delta 6^9/6^5$ *
0,024	12	0,741	0,014	1,6	43	1,550	0,009
0,040	14	0,821	0,012	1,7	44	1,539	0,010
0,060	17	0,874	0,011	1,8	46	1,550	0,009
0,080	21	0,924	0,011	1,9	48	1,545	0,009
0,100	25	0,970	0,010	2,0	49	1,542	0,008
0,127	20	0,996	0,009	2,1	50	1,548	0,010
0,150	20	1,029	0,010	2,2	50	1,539	0,009
0,180	20	1,057	0,008	2,25	51	1,537	0,009
0,210	18	1,095	0,010	2,3	53	1,536	0,010
0,240	18	1,121	0,008	2,4	54	1,536	0,009
0,270	18	1,157	0,011	2,5	56	1,533	0,008
0,300	18	1,171	0,009	2,6	58	1,531	0,009
0,320	30	1,199	0,008	2,7	59	1,536	0,009
0,350	30	1,211	0,009	2,8	60	1,537	0,009
0,380	30	1,224	0,009	2,9	60	1,541	0,010
0,420	30	1,258	0,009	3,0	61	1,541	0,010
0,460	30	1,300	0,008	3,1	62	1,547	0,009
0,500	30	1,338	0,008	3,2	63	1,549	0,012
0,540	30	1,351	0,008	3,3	65	1,548	0,011
0,580	30	1,362	0,008	3,4	66	1,549	0,012
0,620	30	1,400	0,009	3,6	105	1,541	0,013
0,660	30	1,426	0,011	3,8	100	1,565	0,011
0,700	30	1,435	0,009	4,0	100	1,553	0,010
0,750	30	1,456	0,011	4,2	100	1,550	0,011
0,780	32	1,480	0,011	4,4	100	1,566	0,010
0,820	32	1,493	0,013	4,6	100	1,557	0,012
0,860	32	1,479	0,012	4,8	100	1,561	0,013
0,900	32	1,461	0,013	5,0	100	1,577	0,012
0,950	32	1,448	0,011	5,2	100	1,584	0,011
1,00	32	1,423	0,011	5,4	100	1,586	0,012
1,05	33	1,422	0,012	5,6	100	1,595	0,012
1,10	34	1,432	0,010	5,8	100	1,620	0,013
1,15	35	1,452	0,011	6,0	110	1,624	0,011
1,20	36	1,481	0,012	6,2	112	1,598	0,012
1,25	37	1,505	0,010	6,4	115	1,532	0,013
1,30	38	1,521	0,009	6,6	120	1,474	0,011
1,35	39	1,540	0,009	6,8	125	1,432	0,012
1,40	40	1,548	0,010	7,0	130	1,387	0,012
1,45	40	1,541	0,009	7,2	135	1,369	0,011
1,50	42	1,552	0,008	7,4	140	1,345	0,011

\* Указана ошибка энергетического хода  $6^9/6^5$ .



Отношение сечений деления  $\text{Pu}^{239}$  и  $\text{U}^{235}$

$\circ\circ$  - Нестеров и Смиренин, 1968; + - Сарди, 1970;  $\Delta\Delta$  - Posnitz, 1970, 1972;  $\diamond$  - Szabo et al, 1970;  
 $\times$  - Lehto, 1970;  $\blacklozenge$  - Pfletschinger and Kappeler, 1970; --- Farrell, 1971;  $\nabla$  - Solihac et al, 1970;  
 $\square$  - Smith et al, 1957;  $\otimes$  - White and Warner, White et al, 1967, 1965;  $\blacktriangle$  - Allen and Ferguson,  
 1957;  $\boxtimes$  - Netter, 1961;  $\oplus$  - Дорофеев и Добрыня, 1957;  $\blacksquare$  - Perkin, 1965;  $\equiv$  - Gwin, 1972;  $\cdots$  - Коно-  
 нов, 1974;  $\bullet$  - настоящая работа, камера;  $\circ$  - настоящая работа, стекла; --- Кольман и др., 1973;  
 - - - Sowerby et al, 1973



## Л и т е р а т у р а

1. Фурсов Б.И. и др. II Международная конференция по нейтронной физике, Киев, 1973, т.4, стр.5.
2. K.H.Besürtz, K.Wirtz. Neutron Physics. Chap 15. 1964, 325.
3. A.J.Deruytter, W.Becker, Proceedings of the Second Conf. on Nuclear Data for Reactors, vol.I, p.II7, Helsinki, 15-19 June (1970).
4. Конышин В.А. и др. Ядерные константы, вып.16, стр.329 (1974).
5. M.G.Sowerby, B.H.Patrick, D.S.Mather. AERE-R7273, 1973.
6. E.Pfletschenger and F.Kappeler. NSE, v.40, p.375 (1970).
7. Нестеров В.Г., Смиренкин Г.Н. АЭ, 24, 224, 1968.
8. R.K.Smith, R.L.Henkel and R.A.Nobles. Bull. of the American Physical Society, II, 2, p.196 (1957).
9. Кононов В.н. и др. Ядерные константы, вып.15, стр.12 (1974).

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$  НЕЙТРОНАМИ  
С ЭНЕРГИЕЙ 14,8 МэВ

И.Д. Алказов, В.П. Касаткин, О.И. Косточкин, Л.З. Малкин  
К.А. Петряк, А.В. Фомичев и В.И. Шапов  
(Радиовый институт им. В.Г. Улопина)

Аннотация

Выполнены методом сопутствующих частиц абсолютные измерения сечения деления  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 14,8 МэВ с точностью 1,7%. Показаны источники ошибок наших измерений. Для абсолютной величины сечения получено значение  $2,188 \pm 0,037$  барн.

Abstract

Absolute measurements of fission cross-section for  $^{235}\text{U}$  by 14,8 Mev neutrons have been carried out by the method of accompanied particles with accuracy 1.7%. The sources of errors of our measurements are represented. The fission cross-section obtained was equal to  $2,188 \pm 0.037$  barns.

Измерено сечение деления  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 14,8 Мэв. Измерения производились методом совпадений между осколками деления в мишени исследуемого образца и частицами, сопутствующими нейтронам, вызывающим деления. Такой метод позволяет повысить точность измерений за счет исключения целого ряда источников ошибок: исключается расчет всех геометрических факторов, отпадает необходимость в абсолютном измерении потока нейтронов, вызывающих деление, исключаются деления, вызванные рассеянными замедленными нейтронами и нейтронами, возникающими от побочной реакции  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$  и т.д. Подробнее метод описан нами в работе [17] при измерении сечения деления  $^{238}\text{U}$ .

Источником нейтронов служил нейтронный генератор, работающий по реакции  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ . В измерениях употреблялись толстые тритиевые мишени, полностью поглощающие бомбардирующие дейтроны с энергией 160 кэв. Энергия нейтронов составляла 14,8 Мэв. Мишень делящегося вещества располагалась под углом  $15^\circ$  к направлению пучка дейтронов.

Сопутствующие  $\alpha$ -частицы регистрировались тонким пластическим сцинтиллятором, осколки деления регистрировались ионизационной камерой, работающей в режиме собирания импульсов тока. Разрешающее время схемы совпадения составляло  $2\tau = 20$  нсек.

Для получения корректных результатов обеспечивалось выполнение следующих условий:

1. Схема совпадений имела 100%-ную эффективность регистрации совпадений.
2. Все нейтроны, соответствующие зарегистрированным  $\alpha$ -частицам, попадали в пределы мишени делящегося вещества.
3. Неравномерность активного слоя мишени делящегося вещества была меньше 1%.

Для изготовления мишени  $^{235}\text{U}$  такого качества была разработана и использована методика высокочастотного плазменного распыления вещества на вращающуюся подложку. Рабочие мишени имели толщину около  $300 \text{ мкг/см}^2$ . Подложки мишеней были отполированы по 12-му классу чистоты. Приготовленные мишени имели зеркальный блеск и не имели никаких видимых микро-неоднородностей, цвет тонкого слоя вещества был однородным по всей поверхности мишени. Контроль однородности мишеней "сканированием" их поверхности полупроводниковым детектором с толстой диафрагмой диаметром 0,5 - 2 мм показал, что при статистической точности измерений 1% неоднородность мишени обнаружить не удастся.

Для приготовления мишеней использовался образец  $^{235}\text{U}$ , прошедший сепараторную очистку и имеющий чистоту выше 0,9999. Контроль чистоты и определение доли примесей производились изотопным анализом с помощью  $\alpha$ -спектрометра с энергетическим разрешением 27 кэВ. Для контроля содержания  $^{234}\text{U}$  проводился также масс-спектрометрический анализ. Взвешивание мишеней выполнялось измерением их  $\alpha$ -активности полупроводниковым детектором в малом телесном угле. Точность расчета телесного угла составляла 0,2%. Правильность расчета была проверена измерениями эталона  $^{241}\text{Am}$ , калиброванного методом  $\alpha$ - $\gamma$ -совпадений с точностью 0,1%.

Погрешность полученной величины сечения деления складывалась из статистических ошибок числа зарегистрированных совпадений и числа случайных совпадений, статистических ошибок величин поправок на потери в потоке нейтронов и на наклон плато счетной характеристики детектора осколков, статистических ошибок в измерении числа  $\alpha$ -частиц при определении веса мишеней, а также из систематических погрешностей величин поправок на поглощение осколков в слое мишени и периода полураспада  $^{235}\text{U}$ .

Статистика числа совпадений составила величину, несколько больше 10 000 случаев. Случайных совпадений при этом было набрано около 250. Результирующая квадратичная погрешность составляет величину порядка 1%. Поправка на потери в пучке бомбардирующих нейтронов определялась как расчетным, так и экспериментальным путем - по измерению отношения  $N_{\text{совп}}/N_{\alpha}$  при однократной (рабочей) и двойной толщине материалов на пути нейтронов до исследуемой мишени. Величина поправки составила 11,2%.

При измерении наклона плато счетной характеристики детектора осколков разность счета в двух каналах с различным уровнем дискриминации амплитуд была несколько более 100 импульсов. Статистическую погрешность этой величины в случае двух одновременно включенных каналов совпадений следует относить к полному числу зарегистрированных совпадений. Поэтому погрешность результата составляет около 0,1%.

При взвешивании мишеней статистическая точность была 0,1% при точности определения телесного угла 0,2%.

Поправка на поглощение осколков слоем мишени определялась по данным распада  $^{241}\text{Am}$  и составляла около 2%. Оценки дали

погрешность определения этой поправки около 10% и, соответственно, результирующая погрешность была около 0,2%.

Измеренная величина сечения деления  $^{235}\text{U}$  составила  $2,188 \pm 0,037$  барн. Относительная величина погрешности была 1,7%. При взвешивании мишеней использовалась величина периода полураспада ( $7,0381 \pm 0,0048$ )  $\cdot 10^8$  лет из работы Джеффи и др. [3], вклад погрешности от которой в общей ошибке не учитывался.

Полученная величина сечения близка к опубликованным в ранних работах — Березина и др. [4]  $2,30 \pm 0,15$  барн (для нейтронов с энергией 14,6 Мэв) или Уайта [5]  $2,17 \pm 0,04$  барн (для 14,1 Мэв), но расходится с оцененным значением из обзора Коньшина и Николаева [6]  $2,40$  барн (для 15 Мэв).

Авторы благодарят Б.В. Румянцеву за участие в измерениях и приготовлении мишеней.

#### Л и т е р а т у р а

1. И.Д. Алказов, В.И. Касаткин, О.И. Косточкин, Л.З. Малкин, А.В. Сорокина, К.А. Петряк, А.В. Фомичев, В.И. Шапов, Б.В. Румянцев, А.М. Соколов. Нейтронная физика. Часть 4, стр. 13. Обнинск, 1974.
2. P.H. White. Nucl. Instr. and Meth., 79, 1 (1970).
3. A.H. Jaffey, K.F. Flynn, L.E. Glendenin, W.G. Bentley, A.M. Essling. Phys. Rev., 24, N 5, 1889 (1971).
4. А.А. Березин, Г.А. Стояров, Д.В. Никольский и И.В. Челноков. J. Nucl. En., 11, 175 (1959/60).
5. P.H. White. J. Nucl. En., 12, 325 (1965).
6. В.А. Коньшин, М.Н. Николаев. Ядерные константы. ЦНД. 1972. Вып. 9, стр. 3.

ДЕЛЕНИЕ  $U^{238}$  НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,15-1,55 Мэв  
П.Е.Воротников, С.М.Дубровина, Г.А.Отрошенко  
(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова)

Аннотация

Сообщаются результаты измерений и канального анализа  
подпорогового деления нейтронами  $U^{238}$ .

Abstract

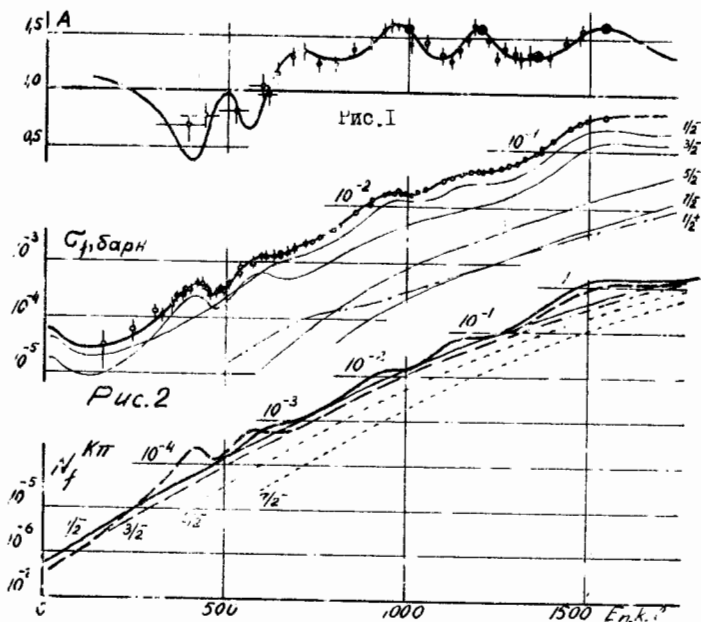
The results of the measurements and subsequent channel  
analysis of the subthreshold neutron-induced fission of  $^{238}U$   
are reported.

Сечение деления  $\sigma_f$  нейтронами  $U^{238}$  подробно измерено  
только при энергиях нейтронов  $E_n > 600$  кэв [1]. Ниже этой  
энергии имеются лишь довольно грубые данные работ [2,3].  
Нами были предприняты измерения и анализ сечения и угловых  
распределений осколков деления  $U^{238}$  нейтронами во всей под-  
пороговой области.

Измерения проводились на электростатическом ускорителе.  
Источником нейтронов служила бомбардируемая протонами твер-  
дая тритиевая мишень диаметром 5 мм и толщиной, варьирував-  
шейся от 1 до 0,2 мг/см<sup>2</sup>. Слой  $U^{238}$ , содержащий  $2,5 \cdot 10^{-5}$   
 $U^{235}$ , толщиной, превышавшей пробег осколков, и диаметром  
5 мм находился вместе с 5 стеклянными детекторами осколков  
размером 10x10 мм в тонкостенной вакуумной камере. Расстояние  
между центрами слоя и детекторов составляло 16 мм, а между сло-  
ем и мишенью ускорителя изменялось от 9 мм при "обзорных" экс-  
периментах с разрешением  $\delta E_n \sim 30$  кэв до 16 мм при измере-  
ниях  $\sigma_f$  с  $\delta E_n \sim 10$  кэв и измерениях анизотропии деления  
 $A = \sigma_f(0^\circ) / \sigma_f(90^\circ)$ . Более подробное изучение угловых распре-  
делений осколков было проведено при нескольких  $E_n$  с исполь-  
зованием 10 детекторов размером 10x20 мм, расположенных под  
углами от 0 до 90° на расстоянии 75 мм от слоя, и увеличенным  
до 30 мм расстоянием от слоя до мишени. В результаты вносились  
поправки на деление рассеянными нейтронами, определенные по отк-  
лонению от закона  $R^{-2}$ , деление примеси  $U^{235}$ , деление  $\gamma$ -  
лучами реакции  $T(p, \gamma) He^4$ . Суммарные погрешности изме-  
рений были связаны в основном с малой статистикой при низких  $E_n$   
и с неопределенностью в числе треков, вызванной большим раз-  
бросом их диаметров при использовании толстого слоя  $U^{238}$ .

Поток нейтронов мониторировался "длинным счетчиком".

Зависимость анизотропии деления  $A = \sigma_{j,10^\circ} / \sigma_{j,90^\circ}$  от  $E_n$  приведена на рис. 1. Черными кружками показаны значе -



ния, полученные из измерений угловых распределений осколков  $W_j(\varphi)$  под 10 углами. Энергетическое разрешение этих измерений составляло  $\pm 25$  кэВ, кроме случаев, показанных особо. На рис. 2 изображен измеренный нами относительный ход  $G_j(E_n)$ , нормированный к значению 16 мбарн при  $E_n = 1000$  кэВ [1]. Точками на этом рисунке показаны результаты, полученные с  $\delta E_n \sim 30$  кэВ, треугольниками - с  $\delta E_n \sim 10$  кэВ.

Экспериментальные данные были подвергнуты анализу с целью определения зависимости числа каналов деления  $N_j = 2\pi I_j^2 / \rho$  от  $E_n$  для конкретных значений квантовых чисел  $I, K, \pi$ .

Процедура анализа аналогична описанной ранее в работах [4-6] и здесь из-за ограниченности места не приводится. Результаты анализа показаны на рис. 3. Относительная точность кривых составляет около 3-5% для  $K\pi = 1/2^-$  и  $3/2^-$  и около 30% для  $5/2^-$  и  $7/2^-$  выше  $E_n \sim 1000$  кэв. Ниже этой  $E_n$  ошибки растут, достигая примерно 30% для  $K\pi = 1/2^-$  и  $3/2^-$  при  $E_n \approx 300$  кэв. Парциальные и полное сечения и анизотропия деления, соответствующие полученным  $N_j^{K\pi}(E_n)$ , показаны на рис. 1 и 2 сплошными линиями. Приводимые кривые рассчитаны с использованием оптических коэффициентов Перей и Бака [7], однако практически с точностью до нескольких процентов результаты не зависят от выбора системы оптических параметров. При этом следует иметь в виду следующее:

1. Зависимость  $N_j(E_n)$  является общей для состояний, объединяемых ротационной полосой - каналом деления - с определенными  $K\pi$ .

2. В исследованном интервале  $E_n$  примерно 90%  $G_j$  связано с каналами, имеющими  $K\pi = 1/2^-$  и  $3/2^-$ . Величины  $N_j^{K\pi}$  закономерно уменьшаются по мере увеличения  $K$ . Каналы с отрицательной четностью имеют примерно на порядок большие  $N_j$ , чем каналы положительной четности.

3. В энергетической зависимости вероятности деления наблюдаются локальные увеличения, связанные с квазистационарными состояниями делящегося ядра, имеющими определенное значение  $K\pi$ . В связи с малостью остальных парциальных сечений уверенно выделить удается лишь состояния с  $K\pi = 1/2^-$  и  $3/2^-$ . Квазистационарные состояния наблюдаются вплоть до порога деления и даже несколько выше его, причем системы состояний с различными  $K\pi$  являются независимыми.

4. Системы состояний с  $K\pi = 1/2^-$  ( 650, 930, 1170, 1550 кэв ) и, особенно,  $3/2^-$  ( 420, 590, 1570 кэв ) даже грубо неэквидистантны, что весьма затрудняет их интерпретацию в качестве вибрационных состояний ядра в промежуточном минимуме двугорбого барьера деления [8].

5. Вклады квазистационарных состояний в вероятность деления определяются непроницаемостью двугорбого барьера [9].



а имеют вид резонансных добавок к гладкой пороговой кривой  $N_{j0}^{K\pi}(E_n)$ . Это особенно хорошо видно по  $N_{j0}^{K\pi}$  в

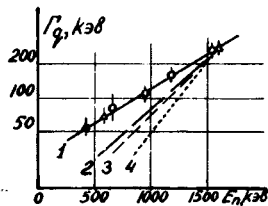


Рис. 4

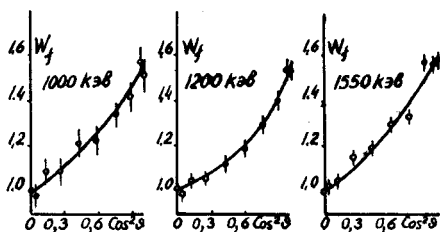


Рис. 5

интервале  $E_n$  от 700 до 1100 кэв, где кривая для двойного барьера должна была бы идти примерно на порядок ниже, что привело бы к  $C_j$  и  $A$ , существенно отличным от экспериментальных (например,  $A = 2,0$ ). "Сила", т.е. произведение усиления на ширину, квазистационарных состояний изменяется с  $E_n$  немонотонно.

6. Ширины квазистационарных состояний  $\Gamma_q$  с  $K\pi = 1/2^-$  (точки) и  $3/2^-$  (треугольники) показаны на рис. 4. Т.к. они на пять порядков превышают полную ширину распада  $\Gamma \sim I$  эв и, например, в полном нейтронном сечении  $\sigma_{tot}$  соответствующих явлений не наблюдается, очевидно, что  $\Gamma_q$  связаны с распадом на обычные компаунд-состояния, с  $\beta$ -радиационным переходом внутри ядра. Т.к., далее,  $\Gamma_q$  примерно на четыре порядка превышают средние расстояния между компаунд-уровнями с определенным  $I\pi$ , можно полагать, что средний матричный элемент такого перехода меняется мало (он равен примерно 1 кэв) - и  $\Gamma_q(E^*) \sim \rho_{компл}(E^*)$ . Кривые 1, 2, 3 и 4 показывают относительный ход эмпирической [10] и модельной ферми-газовой [11]  $\rho(E^*)$  в первой и второй ямах двугорбого барьера деления соответственно. Как видно на рисунке, квазистационарные состояния распадаются на уровни основного минимума и, следовательно, связаны с ним, а не с дополнительным минимумом двугорбого барьера.

7. После вычета вклада квазистационарных состояний пороговая зависимость  $N_{j_0}^{K\pi}(E_n)$  не описывается простой формулой Уилера, а требует изменения величины параметра  $\hbar\omega_j/2\pi$  от  $120 \pm 6$  кэв при  $E_n \sim 1400$  кэв до  $85 \pm 5$  кэв при  $E_n \sim 100$  кэв. Порог деления для состояний  $IK\pi = 1/2, 1/2^-$  соответствует  $E_n = 1460 \pm 30$  кэв. Разница порогов для состояний  $IK\pi = 3/2, 3/2^-$  и  $1/2, 1/2^-$  равна  $12 \pm 3$  кэв. Выше порога  $N_{j_0}$  экспоненциально растут пропорционально  $\rho^2(E^*)$ , т.е.  $N_{j_0}(E^*) \sim \rho_{\text{комп}}(E^*)$ .

8. Инерциальные параметры делящегося ядра, необходимые для объяснения наблюдаемых угловых распределений осколков, составляют  $\hbar^2/2J_1 = 3,0 \pm 0,8$  кэв и  $\hbar^2/2J_{II} = 4,5 \pm 1,5$  кэв, что соответствует твердотельным значениям этих параметров при равновесной деформации  $\delta_0 \sim 0,25$ . Распределение состояний с заданным  $I$  по  $K \leq I$  в районе порога деления соответствует больцмановой температуре  $t = 80 \pm 30$  кэв.

9. Угловые распределения осколков подбарьерного деления, показанные на рис. 5, не соответствуют статистическому закону  $W_j(\vartheta) = 1 + a \cos^2 \vartheta$ , а требуют более высоких степеней косинуса. Они хорошо объясняются (сплошные линии на рис. 5) при использовании  $N_{j_0}^{K\pi}(E_n)$ , приведенных на рис. 3. Этот результат, равно как и четная корреляция поведения  $G_j$  и  $A$ , противоречит выводам работы [12], где указанный закон  $W_j(\vartheta)$  и отсутствие корреляции рассматривалось как свидетельство в пользу двугорбого барьера деления.

Перечисленные результаты измерений и каналового анализа около- и подбарьерного деления нейтронами  $U^{238}$  полностью аналогичны полученным ранее для  $Th^{230}$  [4],  $Th^{232}$  [6] и  $U^{234}$  [5], что говорит об их общности для большого круга делящихся ядер. Отметим, впрочем, регулярное ослабление эффектов квазистационарных состояний при переходе от изотопов  $Th$  к  $U$  и далее к  $Pu$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Neutron cross sections. BNL-325, II ed., Suppl. N 2, 1965.
2. A. Hemmendinger. Proc. PUAE-II, v.15, Geneva, 1958.
3. M.G. Silbert, D.W. Bergen. Phys. Rev., C4, 220, 1971.

4. П.Е.Воротников, С.М.Дубровина, Г.А.Отрошенко и др.  
ЯФ, 5, 295, 1967.
5. П.Е.Воротников, ЯФ, 5, 583, 1967; ЯФ, 7, 1228, 1968.
6. П.Е.Воротников. "Нейтронная физика", ч.П, 56. "Наукова думка", Киев, 1972.
7. E.H.Auerbach, F.Perey. Opt.Mod.Neutr.Transm.Coef.  
BNL-765. 1962.
8. V.M.Strutinsky, S.Bjornholm. Proc. Dubna Symp. Nucl.  
Structure. Vienna, 1968.
9. J.D.Cramer, J.R.Nix. Phys.Rev., C2, 1048, 1970.
10. П.Е.Воротников. Изв.АН СССР, сер. физ. XXXVI, 175, 1972.
11. А.В.Мальшев. Плотность уровней и структура атомных ядер. Атомиздат, М., 1969.
12. X.Д.Андросенко, Г.Н.Смиренкин. Письма в ЖЭТФ, 8, 181, 1968.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$  И  $^{238}\text{U}$  НЕЙТРОНАМИ  
ДЕЛИТЕЛЬНОГО СПЕКТРА  $^{252}\text{Cf}$

В.М. Адамов, Л.В. Драпчинский, С.С. Коваленко, Г.Ю. Кудряв-  
цев, К.А. Петряк, Л.А. Плескачевский, А.М. Соколов  
(Радиовый институт им. В.Г. Хлопина)

Аннотация

Проведены абсолютные измерения сечений деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  нейтронами делительного спектра  $^{252}\text{Cf}$  методом совпадения делений в мишени исследуемого изотопа с сопутствующими частями.

В работе обсуждаются условия достижения высокой точности измерения сечений деления. Анализируются источники ошибок.

Abstract

The fission cross section of  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  by  $^{252}\text{Cf}$  fission spectrum neutrons have been measured. Coincidence method between  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission and U induced fission was used.

Conditions for achievement of high accuracy are discussed. Error sources are analysed.

Существующие в настоящее время данные по абсолютным измерениям сечений деления нейтронами делительного спектра  $^{252}\text{Cf}$  единичны. Эти измерения проводились лишь двумя группами авторов [1, 2], причем погрешность их была 4–8%.

В проведенной нами работе (так же, как и в работе [3], где представлены нами предварительные данные) был использован метод совпадений между делениями в мишени исследуемого изотопа и частицами, сопутствующими нейтронам, вызывающим деления. Нейтронным источником служил  $^{252}\text{Cf}$ , а сопутствующими частицами – осколки деления  $^{252}\text{Cf}$ ; при этом каждому осколку деления  $^{252}\text{Cf}$  соответствовало  $\bar{\nu}$  нейтронов, которое в настоящее время известно с точностью долей процента [4].

В качестве основной выбиралась геометрия опыта, в которой точечный источник  $^{252}\text{Cf}$  облучает нейтронами плоскую мишень исследуемого изотопа. Эта геометрия дает возможность достаточно точно рассчитать геометрические условия опыта.

Предварительный расчет показал, что для заданной точности определения сечений деления геометрические условия эксперимента должны быть очень жесткие:

а) должны быть известны с погрешностью несколько микрон радиус слоя делящегося вещества и расстояние между источником  $^{252}\text{Cf}$  и слоем делящегося вещества; поскольку в реальном случае источник будет все же иметь конечные размеры, то слой калифорния и исследуемого изотопа должны быть параллельными; чистота обработки поверхностей подложек должно достигать 12-го класса;

б) количество конструкционного материала в области, близкой к подложкам, должно быть минимальным;

в) толщин подложек должны быть минимальными для уменьшения доли рассеянных нейтронов;

г) необходимо точное знание закона распределения плотности делящегося вещества по мишени; если вещество распределено достаточно равномерно (с неоднородностью по радиусу меньше 1%), то расчет геометрических условий заметно облегчается.

Наши предварительные измерения сечений [3] проводились в геометрии опыта, в которой источник и мишень вплотную прилегают друг к другу подложками. Это приводит к тому, что для нейтронов, идущих от источника делений к краям мишени исследуемо-

го изотопа, существует значительная вероятность рассеяния. Для того чтобы уменьшить долю таких нейтронов, следует разнести подложки, на которые нанесены калифорний и исследуемый изотоп. Естественно, что расстояние между подложками следует увеличивать в разумных пределах так, чтобы счетность в канале, регистрирующем деления исследуемых изотопов, оставалась приемлемой для набора необходимой статистики. При этом точность фиксации расстояний между поверхностями подложек и их параллельность должны оставаться в пределах 10-15 мкм.

Нами были разработаны различные устройства (в дальнейшем называемые "сборками") для фиксации взаимного положения подложек источника и мишени, позволявшие проводить измерения при разных расстояниях между подложками. Как показали оценки, в первых конструкциях нейтроны, рассеянные на материале сборки, давали вклад до 2-3% от полного числа делений. В последней из разработанныхборок количество материала удалось уменьшить в 30 раз, сохранив точность фиксации подложек ( $\pm 15$  мкм).

В первых опытах [3] толщины подложек были более 0,8 мм. При этом расчетная величина поправки, учитывающей рассеяние нейтронов в материале подложек, доходила до 8%. В результате многочисленных проб была отработана технология изготовления подложек из нержавеющей стали толщиной 0,3 мм. Вырубленные из листового материала заготовки обрабатывались с обеих сторон на шлифовальном станке и затем доводились вручную до требуемого класса чистоты поверхности ( $\nabla 12$ ).

В ходе ручной доводки плоскопараллельность подложек контролировалась профилографом-профилометром модели 201. Толщина подложек измерялась оптиметром, а чистота обработки - интерферометром. Плоскопараллельность сторон подложек выдерживалась в пределах 2-4 мкм. При толщине подложек 0,3 мм величина поправки, учитывающей рассеяние нейтронов, составляет 3%.

Для изготовления мишеней делящегося вещества с высокой однородностью слоя была разработана и изготовлена установка, использующая высокочастотный плазменный метод распыления на вращающуюся охлаждаемую подложку. К достоинствам данного метода нанесения слоев следует отнести, во-первых, малые потери вещества при распылении. Во-вторых, данный метод в конечном виде позволяет получать тонкие слои изотопов с неравномерностью, не превышающей 1%.

Полученные мишени визуально были совершенно однородными: цвет тонкого слоя изотопа был одинаковым по всей площади мишени. Измерения подтвердили, что однородность толщины слоя лучше 1%.

Звешивание полученных мишеней производилось по их альфа-активности в геометрии 2л в ионизационной импульсной камере с сеткой и полупроводниковым детектором в малом телесном угле. В последней установке все необходимые размеры и расстояния были измерены оптическим методом с точностью до нескольких микрон. Точность расчета телесного угла при этом составляла 0,2%. Экспериментальная проверка с эталоном  $^{241}\text{Am}$ , прокалиброванным методом  $\alpha$ -X-совпадений с точностью 0,1%, подтвердила правильность расчета.

Несмотря на наличие паспортных данных на исследуемые изотопы, мы проводили во всех случаях изотопный анализ с помощью альфа-спектрометра с поверхностно-барьерным кремниевым детектором и анализаторами АИ-1024 и ТА-512В в камере с малым телесным углом. Энергетическое разрешение спектрометра составляло 27 кэВ.

Источник нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  изготовлялся методом термораспыления. Диаметр активного слоя был  $3,0 \pm 0,2$  мм.

Электронная часть установки [3] была усовершенствована. Для повышения надежности было введено тройное дублирование регистрации числа совпадений осколков деления  $^{252}\text{Cf}$  с осколками деления изучаемого элемента. Каждая схема совпадений являлась обычной быстро-медленной схемой совпадений с  $\tau = 20$  нсек. Кроме того, был введен канал, позволивший вести временной анализ совпадений в интервале времен 100 нсек с помощью время-амплитудного конвертера ВАК-100 и многоканального анализатора АИ-128.

Метод определения наклона плато счетной характеристики камеры по двум дискриминаторам [3] был продублирован амплитудным анализом спектра импульсов исследуемого изотопа с помощью многоканального анализатора АИ-1024. В первом методе предполагался линейный ход интегральной счетной характеристики в области малых амплитуд импульсов от осколков. Амплитудный анализ показал, что имеются некоторые отклонения от линейной зависимости, и позволил провести более точную экстраполяцию.

Сечения деления рассчитывались с помощью тех же выражений, что и в работе [3]. В формулы, описывающие геометрический фактор, было введено уточнение, которое учитывало, что спектр нейтронов, рассеянных на материале подложки, отличается от спектра нерассеянных нейтронов.

Значение геометрического фактора и его ошибка вычислялись с помощью ЭВМ. Погрешность определения геометрического фактора не превышала 0,6%.

В таблице приведены результаты измерения сечений и данные, полученные другими авторами [1].

Таблица

Ядро	Сечения деления, мбн		
	Настоящая работа	Работа [1]	Расчет
$^{235}\text{U}$	$1265 \pm 19$	$1207 \pm 52$	1281
$^{238}\text{U}$	$347 \pm 6$	$324 \pm 14$	352

Для сравнения полученных нами результатов с данными дифференциальных измерений сечений деления были проведены расчеты сечений деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  нейтронами делительного спектра  $^{252}\text{Cf}$ . Спектр нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  аппроксимировался распределением Максвелла  $n(E) = \sqrt{E} \exp - \frac{E}{T}$ , где  $T = 1565$  кэв. Величины сечений рассчитывались с помощью ЭВМ по имеющимся в нашем распоряжении оцененным данным дифференциальных сечений [5]. Полученные значения находятся в хорошем согласии с нашими результатами (см. таблицу).

#### Л и т е р а т у р а

1. Grundl J.A. et al. Trans. Am. Nuclear. Soc., 15, 945 (1972).
2. H. Pauw et al. Journal of Nuclear Energy, 25, 457 (1971).
3. В.М. Адамов, Л.В. Драпчинский, С.С. Коваленко, К.А. Петряк, Л.А. Плескачевский, А.М. Соколов. Нейтронная физика. Часть 4. Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая-1 июня 1973 г. Стр.21.
4. Second IAEA Panel Meeting on Neutron Standard Reference Data. Vienna, 1972.
5. I. Laigner, J.J. Schmidt, D. Woll. Tables of evaluated neutron cross sections for fast reactor materials.



MESURES A HAUTE RESOLUTION DES SECTIONS  
EFFICACES DE FISSION DE  $^{238}\text{U}$  ET  $^{239}\text{Pu}$  PAR  
RAPPORT A CELLE DE  $^{235}\text{U}$

J. Blons et C. Mazur

Département de Physique Nucléaire  
CEN-SACLAY, B. P. 2, 91190 Gif-sur-Yvette (France)

RESUME

Les sections efficaces de fission de  $^{238}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$  ont été mesurées par rapport à celle de  $^{235}\text{U}$  auprès de l'accélérateur linéaire de 60 MeV de Saclay jusqu'à une énergie de 5 MeV. Au-dessous du seuil de fission de  $^{238}\text{U}$ , un effet de structure intermédiaire a été observé. De plus, grâce à l'excellente résolution en énergie, plusieurs structures apparaissent entre 300 et 1200 keV pour  $^{238}\text{U}$  et jusqu'à 1 MeV pour  $^{239}\text{Pu}$ .

ABSTRACT

Ratios of the neutron induced fission cross section of  $^{238}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  relative to  $^{235}\text{U}$  were measured with a gas scintillator at the 60 MeV Saclay linac up to 5 MeV. Below the fission threshold of  $^{238}\text{U}$  intermediate structures are observed. Due to the good energy resolution some structures appear between 300 keV and 1200 keV for  $^{238}\text{U}$  and up to 1 MeV for  $^{239}\text{Pu}$ .

La spectrométrie des neutrons par temps de vol a bénéficié ces dernières années d'importantes améliorations. Celles-ci ont permis de mettre en évidence, en particulier, des effets de structure intermédiaire dans les sections efficaces de fission. Mais, si les accélérateurs linéaires avaient surtout montré leur supériorité dans le domaine des résonances, ils deviennent maintenant très compétitifs dans la région du MeV. Leurs atouts sont la résolution en énergie qui peut atteindre 1,5 keV à 1 MeV et la possibilité de couvrir en une seule fois une grande gamme d'énergie allant de quelques eV à plusieurs MeV.

Ces aptitudes sont illustrées par la série d'expériences que nous avons entreprises afin de chercher d'éventuelles résonances dans la section efficace de fission des noyaux lourds entre 50 eV et 5 MeV. Les noyaux cibles qui ont été étudiés sont les suivants :  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$  dont les sections efficaces sont comparées à celle de  $^{235}\text{U}$ . Les résultats relatifs à  $^{232}\text{Th}$  et  $^{237}\text{Np}$  font l'objet de communications séparées à cette conférence [1] [2]. Les données sur  $^{238}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$  sont présentées ici, bien qu'elles en soient encore à un stade très préliminaire.

Le détecteur utilisé est le scintillateur gazeux déjà décrit [3] [4]. Etant donné la gamme d'énergie étudiée, il n'a pas été nécessaire de le porter à la température de l'azote liquide. Grâce à ses six cellules indépendantes, il était possible de mesurer, dans la même expérience, la section efficace de plusieurs noyaux fissiles, les échantillons correspondants étant déposés, généralement sous forme d'oxyde ou d'acétate, sur des supports d'aluminium placés au centre de chaque cellule.

Le bruit de fond a été mesuré, à basse énergie par la méthode des résonances "noires" (écrans de cobalt et de manganèse), à haute

énergie par la méthode des résonances "grises" (écran de silice  $\text{SiO}_2$ ). Il faut noter que le bruit de fond est très faible : de l'ordre de 3 % à 1 MeV pour un noyau ayant une grande section efficace de fission thermique comme  $^{235}\text{U}$ . Signalons en outre qu'une ouverture a été pratiquée dans le modérateur de neutrons au niveau de la cible de l'accélérateur afin de durcir le spectre de neutrons. Les autres conditions expérimentales sont résumées dans le tableau suivant :

Accélérateur	Fréquence de répétition : 500 Hz. Largeur de l'impulsion d'électrons : 7 ns	
Sélecteur de temps de vol	Gamme d'énergie	Largeur de canal (ns)
	50 eV - 2098 eV	80
	2098 eV - 15,8 keV	40
	15,8 keV - 5 MeV	10
	500 keV - 5 MeV	2,5
Longueur de vol	22,28 mètres perpendiculaire au plan du modérateur	
Filtre	cadmium (1,2 mm)	

URANIUM-238 : La Figure 1 représente le comptage entre 700 eV et 1450 eV. On voit apparaître un effet de structure intermédiaire à 721 eV et 1211 eV. Ce résultat a été rapporté aussi par R. C. Block et al [5] et J. A. Wartena et al [6]. D'autres résonances, beaucoup moins nettes, se dessinent à 1684 eV, 2285 eV, 3230 eV, 4125 eV, 5250 eV, 7400 eV, 10710 eV et 15140 eV. Sur la figure 1, on a porté, sur l'axe des abscisses, la position des résonances connues de  $^{238}\text{U}$ .

Bien que la précision soit insuffisante pour l'affirmer avec certitude, il semble que la moitié environ de ces résonances puisse être identifiée dans la section efficace de fission grâce à la bonne résolution de la mesure, on peut remarquer que, contrairement à ce qui se passe pour  $^{237}\text{Np}$  ou  $^{240}\text{Pu}$ , la structure intermédiaire ne recouvre pas plusieurs résonances de classe I. Ceci indique que la largeur des états de classe II dans le second puits de la barrière de fission est inférieure, ou au plus égale, à l'espacement des états de classe I dans le premier puits (8,4 eV). Dans ces conditions, l'effet très prononcé observé à 721 et 1211 eV ne peut être dû qu'à la coïncidence fortuite d'un état de classe II avec un état de classe I de mêmes nombres quantiques. Une telle coïncidence ayant peu de chances de se reproduire souvent, il n'est pas étonnant que la structure intermédiaire soit plus difficile à observer aux autres énergies.

Dans la région de l'ouverture de la voie de fission, les mesures antérieures montraient de légers plateaux à 650, 950 et 1200 keV. Ces plateaux sont dus à l'ouverture de voies de diffusion inélastique entrant en compétition avec la fission  $\sqrt{77}$ . Grâce à l'amélioration de la résolution, on distingue maintenant plusieurs structures résonnantes (fig. 2 et 3) ; leur largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 20 keV. Il est probable que des structures du même type existent aussi entre les plateaux mais elles sont masquées par la variation trop rapide de la section efficace. L'espacement et la largeur de ces structures font penser qu'elles sont de nature différente de celles observées à basse énergie. Elles pourraient être dues à la présence d'états vibrationnels relativement simples dans le second puits de la barrière de fission.

PLUTONIUM-239 : Ce noyau étant fissile par neutrons lents, la recherche de structure intermédiaire dans la voie  $1^+$  (fermée) est rendue très difficile par la présence d'une forte section efficace due à la voie  $0^+$  (ouverte). Ce n'est que par la séparation des composantes

$0^+$  et  $1^+$  qu'on a pu montrer cet effet au-dessous de 660 eV  $\sqrt{g}$ .

L'examen visuel du comptage de fission au-dessous de quelques keV où la résolution est excellente fait apparaître des groupes distincts de résonances très étroites. On peut penser qu'il s'agit de résonances  $1^+$  auxquelles est associée une structure intermédiaire ayant un espacement d'environ 300 eV. Quand la largeur de la fonction de résolution se rapproche de la largeur des résonances  $0^+$  ( $\langle \Gamma_f \rangle_{0^+} \simeq 2,2$  eV), il n'est pas possible de déterminer si les modulations de la section efficace sont dues à la structure intermédiaire ou à la présence de ces résonances  $0^+$ .

A plus haute énergie encore, aux environs de 400 keV, des structures d'un type différent apparaissent avec une largeur d'environ 5 keV et un espacement de l'ordre de 20 keV (fig. 4). Elles pourraient avoir la même origine que celles qui sont observées dans  $^{238}\text{U}$  au voisinage du seuil.

REFERENCES

- [1] J. Blons et al., "Mise en évidence de bandes de rotation au voisinage du seuil de fission dans la réaction  $^{232}\text{Th}(n, f)$ ", communication à cette conférence.
- [2] S. Plattard et al., "Mesure de la section efficace de  $^{237}\text{Np}$  de 100 keV à 2 MeV", communication à cette conférence.
- [3] J. Blons et al., Rev. Phys. Appl. 4 (1969) 287.
- [4] C. Eggermann et al., Nucl. Inst. and Meth., 81 (1970) 243.
- [5] R.C. Block et al., Phys. Rev. Lett., 31 (1973) 247.
- [6] J.A. Wartena et al., "On sub-barrier fission in  $^{238}\text{U}$ ". C.R. Nuclear cross section and technology conference Washington, 1975.
- [7] L. Cranberg et al., Phys. Rev., 1968, 109, 2063.
- [8] J. Blons et al., Nuclear Data for Reactions (C.R. Conf. Helsinki 1970), I, AIEA, Vienne (1970) 513.

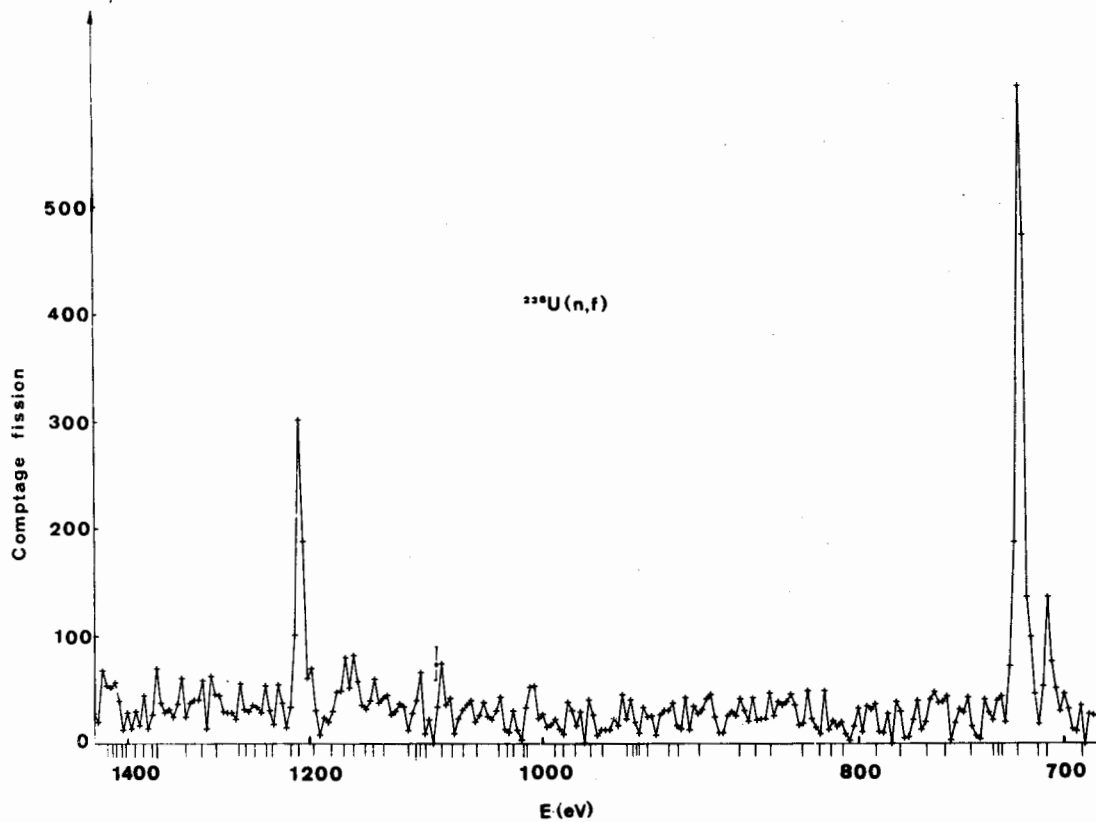


Fig. 1. : Comptage de la réaction  $^{238}\text{U}(n,f)$

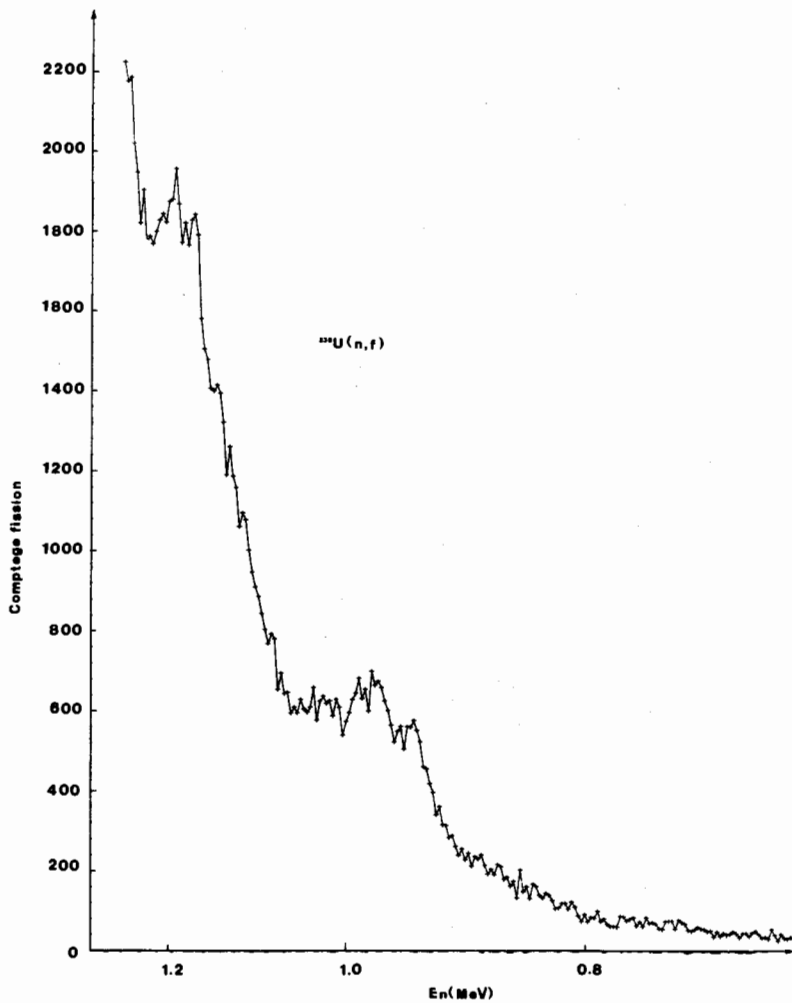


Fig. 2. : Comptage de la réaction  $^{238}\text{U}(n, f)$



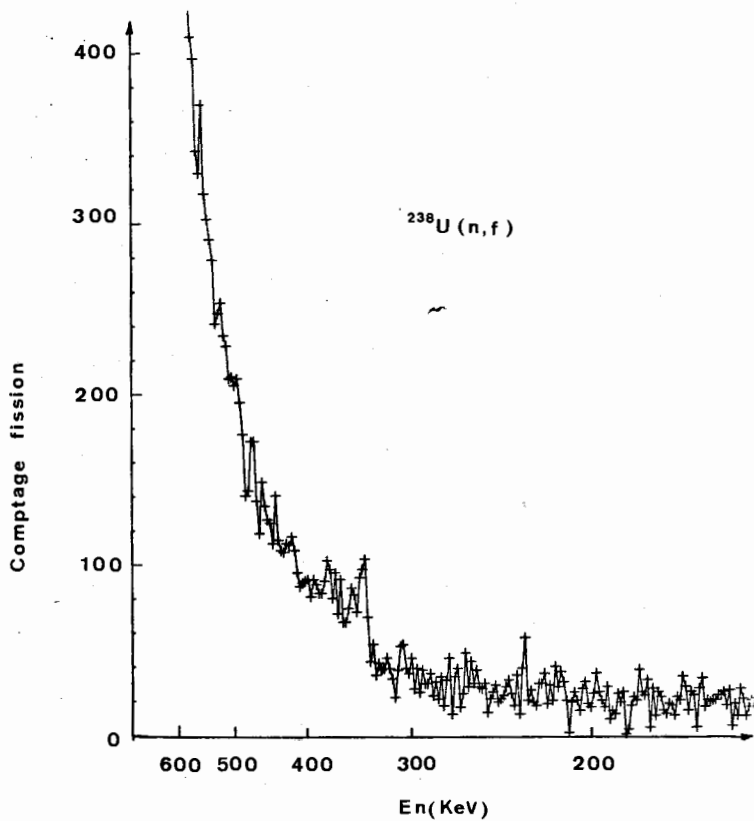


Fig. 3. : Comptage de la réaction  $^{238}\text{U}(n, f)$

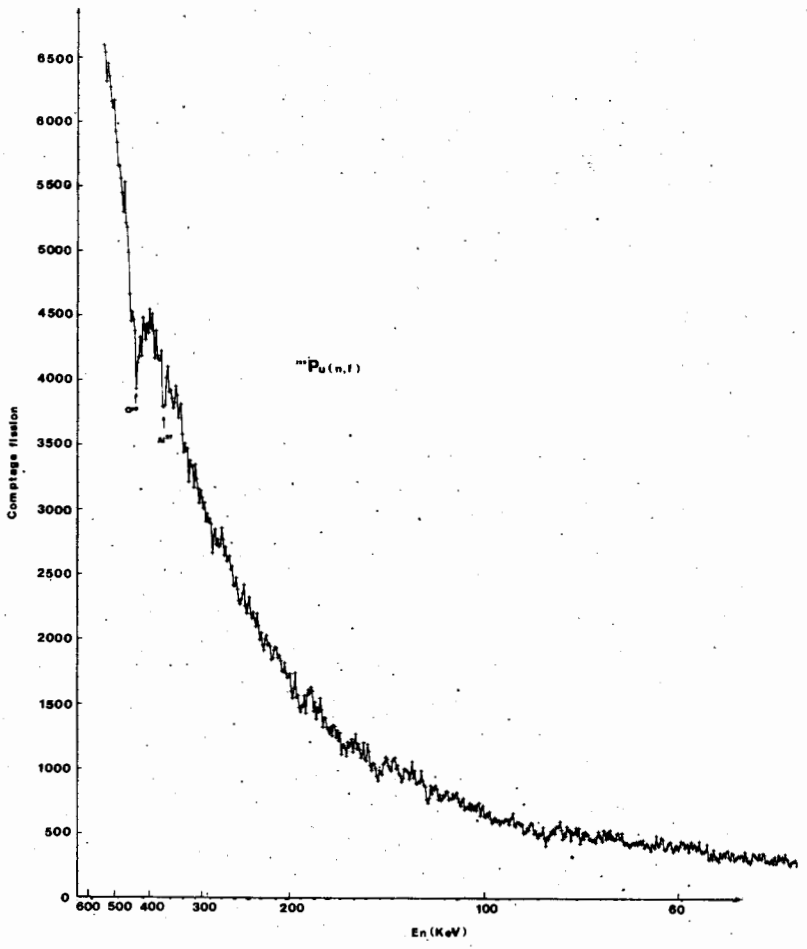


Fig. 4. : Comptage de la réaction  $^{239}\text{Pu}(n,f)$

MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DE  $^{237}\text{Np}$   
ENTRE 100 keV et 2 MeV

S. PLATTARD, Y. PRANAÛ

*Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P. n° 61, 92120 Montrouge, France*

J. BLONS, C. MAZUR

*Département de Physique Nucléaire  
C.E.N. - Saclay, B.P. N° 2, 91190 Gif-sur-Yvette, France*

RESUME

La recherche de structures résonantes dans la région du seuil de fission a récemment été entreprise auprès de l'accélérateur linéaire de 60 MeV de Saclay sur de nombreux actinides. Ce papier présente la mesure de la section efficace de fission de  $^{237}\text{Np}$  réalisée avec une résolution de 0,3 ns/m. Nous ne présentons ici que les résultats compris entre 100 keV et 2 MeV qui confirment la valeur de l'énergie du deuxième minimum de la barrière de fission déterminée dans une expérience précédente. L'amortissement important de possibles états de vibration dans le second puits de la barrière de fission n'a pas permis d'observer des résonances de vibrations dans la région du seuil.

ABSTRACT

High resolution neutron-induced fission cross section measurements in the threshold region for several actinides have been undertaken at the 60 MeV linac of Saclay used as a pulsed neutron source. The time of flight spectrometer had a nominal resolution of 0.3 ns/m. In this paper we present only the results of  $^{237}\text{Np}$  between 100 keV and 2 MeV which confirm the low value of the energy of the second minimum of the  $^{238}\text{Np}$  double-humped fission barrier. Because of the complete damping of possible vibrational states in the second well of such a fission barrier, no vibrational resonances have been observed in the threshold region.

La section efficace de fission de  $^{237}\text{Np}$  à basse énergie ( $E_n < 20 \text{ keV}$ ) offre le premier et le plus bel exemple de structure intermédiaire due à des états situés dans le second puits de la barrière de fission [1]. Les valeurs moyennes des largeurs et des espacements de ces états ainsi que les distributions correspondantes indiquent qu'il s'agit d'états du noyau composé [2, 3] et que, tout comme dans le premier puits, les états collectifs dans le second puits sont complètement amortis. On en a déduit que l'énergie du second minimum devait être assez basse [4] ( $E_{II} = 1,84 \text{ MeV}$ ), mais ce résultat n'a pu encore être confirmé, ou infirmé, par d'autres expériences, en particulier aucun isomère de forme n'a été observé jusqu'à présent dans  $^{238}\text{Np}$ . Par ailleurs, la section efficace de fission au voisinage du seuil, mesurée à l'aide d'une explosion nucléaire avec une résolution de 5 keV à 300 keV [5] présente des fluctuations qui, si elles sont statistiquement significatives, indiqueraient la présence de résonances relativement étroites à ces énergies. De telles résonances déjà observées pour des noyaux composés pair-pair [6] et impair-impair [7] sont généralement interprétées comme des résonances de vibration dans le second puits [8, 9]. Si des résonances semblables existent pour le noyau composé  $^{238}\text{Np}^*$  avec des largeurs de l'ordre d'une dizaine de keV, elles contrediraient les conclusions tirées de l'étude de la structure intermédiaire. Il était donc légitime, à l'occasion de la recherche de résonances au voisinage du seuil de fission, d'inclure un échantillon de  $^{237}\text{Np}$ .

La mesure réalisée auprès de l'accélérateur linéaire de 60 MeV de Saclay, utilisé comme source pulsée de neutrons, portait sur les noyaux suivants :  $^{232}\text{Th}$  [15],  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$ . Nous ne présentons ici que les résultats relatifs à  $^{237}\text{Np}$  entre 100 keV et 2 MeV. Le tableau 1 résume les conditions expérimentales.

Le détecteur de fragments de fission, placé sur une base de vol perpendiculaire au plan du modérateur, était constitué par un scintillateur gazeux déjà utilisé pour la mesure de la section efficace de fission de  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$  dans le domaine des résonances [10, 11] ainsi que pour celle de  $^{237}\text{Np}$  sous le seuil de fission [4, 12]. Le neptunium, sous forme d'acétate de densité  $2 \text{ mg/cm}^2$  en  $^{237}\text{Np}$ , était déposé sur les deux faces d'un demi-cercle en aluminium de 16 cm de diamètre et 10  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Un dépôt de  $^{235}\text{U}_3\text{O}_8$  de caractéristiques semblables était placé dans le même plan que le précédent afin de déterminer le spectre de neutrons délivré par l'accélérateur.

Le bruit de fond a été évalué par la méthode des résonances grises à l'aide de deux écrans de silice placés successivement dans le faisceau de neutrons et dont les épaisseurs étaient dans un rapport deux. Afin d'éviter le recouvrement entre plusieurs bouffées de neutrons, un filtre de Cd de  $1,04 \text{ g/cm}^2$  était disposé dans le faisceau.

La figure 1 présente la section efficace de fission  $\sigma_f$  entre 100 keV et 2 MeV, l'erreur statistique variant de  $\pm 23\%$  à 100 keV à  $\pm 1,3\%$  à 2 MeV. Les efficacités de détection des voies neptunium et uranium n'étant pas connues avec précision, la normalisation de  $\sigma_f$  s'est faite sur l'intégrale de fission entre 1 et 2 MeV calculée à partir de la bande ENDF/B IV; la détermination de la section efficace de fission de  $^{235}\text{U}$  a aussi été tirée de ENDF/B IV en interpolant logarithmiquement en énergie entre 100 keV et 2 MeV comme cela est recommandé.

Le tableau 2 présente les résultats de l'intégrale de fission calculée par intervalles de 100 keV et comparée à ceux déterminés à partir de [13, 14] et ENDF/B IV.

L'examen de la figure 1 semble indiquer de façon assez sûre l'absence de résonances dans le seuil de fission. En particulier, il apparaît clairement que ce qui aurait pu être pris dans [5] pour une structure résonante entre 300 et 350 keV n'était en fait dû qu'à des fluctuations statistiques. Un comportement aussi régulier de  $\sigma_f$  justifierait une mesure absolue entre quelques centaines de keV et 2 MeV (ou plus); la section efficace ainsi obtenue pourrait devenir alors en standard pour normaliser d'autres sections efficaces de fission dans cette gamme d'énergie.

La forme relativement lisse de  $\sigma_f$  apporte une confirmation qualitative sur la position du second minimum de la barrière de fission qui, étant beaucoup plus bas que l'énergie d'excitation de  $^{238}\text{Np}$  ( $E^* > 6,1 \text{ MeV}$ ), ne permet pas l'observation de résonances de vibration à cause de l'amortissement complet.

La mesure de  $\sigma_f$  dans la région du seuil n'a pas apporté d'informations nouvelles sur les barrières de fission de  $^{238}\text{Np}$ . Il faut donc, pour accroître notre connaissance sur la forme de ces barrières, nous tourner résolument vers la recherche d'un isomère de forme.

## REFERENCES

- [1] D. PAYA, H. DERRIEN, A. FUBINI, A. MICHAUDON, P. RIBON, Nuclear Data for Reactors, A.I.E.A., PARIS 1966, VIENNE 1967, II, 128 ;  
A. FUBINI, J. BLONS, A. MICHAUDON, D. PAYA, Phys. Rev. Lett., 20, 1373, (1968)
- [2] D. PAYA, J. BLONS, H. DERRIEN, A. MICHAUDON, Physics and Chemistry of Fission, A.I.E.A., VIENNE 1969, 307
- [3] S. PLATTARD, D. PAYA, Soviet National Conference on Neutron Physics, KIEV 1973, 2, 254
- [4] S. PLATTARD, Thèse 3ème cycle, ORSAY 1973
- [5] R.J. JIACOLETTI, W.K. BROWN et H.G. OLSON, Nucl. Sci. Eng., 48, 412, (1972)
- [6] H.J. SPECHT, J.S. FRASER, J.C.D. MILTON, W.G. DAVIES; Physics and Chemistry of fission, A.I.E.A., VIENNE 1969, VIENNE 1970, 363 ;  
H.C. BRITT, S.C. BURNETT, J.D. CRAMER, Ibid. P. 375 ;  
B.B. RACK, J.P. BONDORF, G.A. OSTROSHENKO, J. PEDERSEN, B. RASMUSSEN, Ibid. p. 351
- [7] A. SICRE, G. BARREAU, R. CHASTEL, T.P. DOAN, B. LEROUX, J.C. SAGEAUX, Physics and chemistry of fission; A.I.E.A., ROCHESTER 1973, VIENNE 1974, I, 71.
- [8] S. BJØRNHOLM, V.M. STRUTINSKY, Nucl. Phys., A.136, 143, (1969)
- [9] J. E. LYNN, Physics and Chemistry of fission; A.I.E.A., VIENNE 1969, VIENNE 1970, 249 ;  
Rapport UKAEA, AERE -M- 2505, (1971)
- [10] C. EGGERMANN, J. BLONS, M. DUMAZERT et Y. PRANAL, Nucl. Enstt. and Meth., 81, 243, (1970)

REFERENCES (Suite)

- [11] J. BLONS, Nucl. Sci. Eng., 51, 130, (1973)
- [12] S. PLATTARD, A. MICHAUDON et D. PAYA, Conférence Européenne de Physique Nucléaire, AIX-EN-PROVENCE, II, 21, (1972)
- [13] W.K. BROWN, D.R. DIXON, D.M. DRAKE, Nucl. Phys. A.156, 609, (1970)
- [14] R.J. JIACOLETTI, et W.K. BROWN, Rapport LASL, LA - 4763 - MS, (1971)
- [15] J. BLONS, C. MAZUR et D. PAYA, Structures in  $^{232}\text{Th}(n,f)$  and  $^{238}\text{U}(n,f)$  cross sections, Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington March 1975 .

TABLEAU 1

Largeur d'impulsion d'électrons	7 ns
Fréquence de répétition	500 Hz
Puissance	800 - 900 W.
Distance de vol	22, 42 m.
Codeur temps-amplitude	4096 canaux de 2,5 ns de large
Résolution expérimentale	40 eV à 50 keV
	130 eV à 100 keV
	1,5 keV à 500 keV
	3,2 keV à 1 MeV
	9 keV à 2 MeV
Durée d'accumulation	307 h.

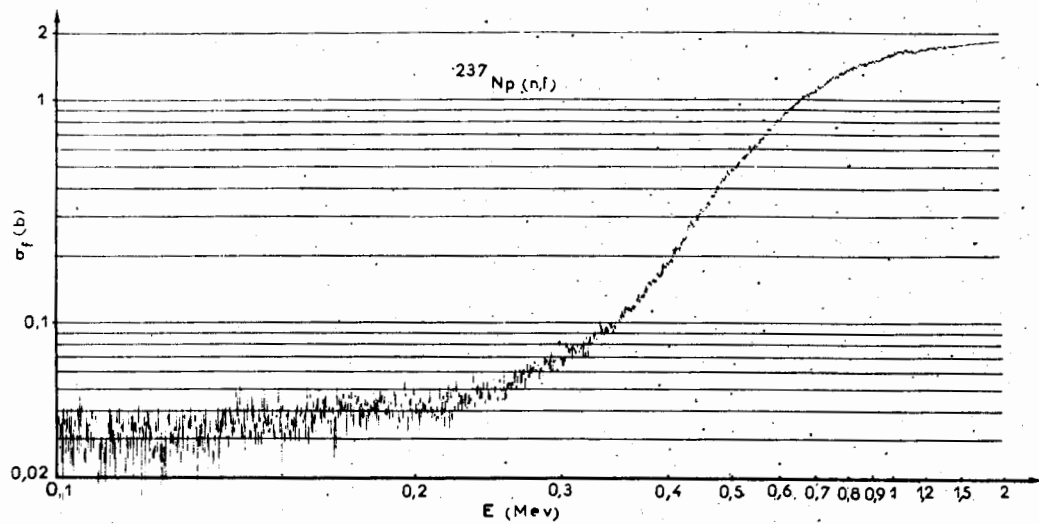
TABLEAU 2

Intégrale de fission  $I_f = \int_{\Delta E} \sigma_f(E) dE$

$I_f$ (b.MeV) $\Delta E$ (MeV)	Pomard [13]	Physics 8 [14]	ENDF/B IV	Cette expérience	erreur statistique
0.1 - 0.2	3.371 10 <sup>-3</sup>	2.961 10 <sup>-3</sup>	2.157 10 <sup>-3</sup>	3.469 10 <sup>-3</sup>	+ 18 %
0.2 - 0.3	5.803 10 <sup>-3</sup>	5.362 10 <sup>-3</sup>	3.380 10 <sup>-3</sup>	5.151 10 <sup>-3</sup>	+ 11 %
0.3 - 0.4	1.477 10 <sup>-2</sup>	1.290 10 <sup>-2</sup>	1.248 10 <sup>-2</sup>	1.114 10 <sup>-2</sup>	+ 4 %
0.4 - 0.5	3.939 10 <sup>-2</sup>	3.419 10 <sup>-2</sup>	3.549 10 <sup>-2</sup>	2.997 10 <sup>-2</sup>	+ 1 %
0.5 - 0.6	7.058 10 <sup>-2</sup>	6.669 10 <sup>-2</sup>	6.808 10 <sup>-2</sup>	5.793 10 <sup>-2</sup>	+ 0.4 %
0.6 - 0.7	1.030 10 <sup>-1</sup>	1.035 10 <sup>-1</sup>		8.839 10 <sup>-2</sup>	+ 0.2 %
0.7 - 0.8	1.233 10 <sup>-1</sup>	1.356 10 <sup>-1</sup>	1.173 10 <sup>-1</sup>	1.107 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
0.8 - 0.9	1.393 10 <sup>-1</sup>	1.488 10 <sup>-1</sup>	1.335 10 <sup>-1</sup>	1.275 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
0.9 - 1	1.368 10 <sup>-1</sup>	1.591 10 <sup>-1</sup>		1.382 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
1.0 - 1.1	1.457 10 <sup>-1</sup>	1.661 10 <sup>-1</sup>	1.598	1.486 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
1.1 - 1.2	1.485 10 <sup>-1</sup>	1.661 10 <sup>-1</sup>		1.510 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
1.2 - 1.3	1.488 10 <sup>-1</sup>	1.688 10 <sup>-1</sup>		1.551 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
1.3 - 1.4	1.608 10 <sup>-1</sup>	1.665 10 <sup>-1</sup>		1.582 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
1.4 - 1.5	1.543 10 <sup>-1</sup>	1.713 10 <sup>-1</sup>		1.596 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
1.5 - 1.6	1.498 10 <sup>-1</sup>			1.619 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
1.6 - 1.7	1.582 10 <sup>-1</sup>	1.763 10 <sup>-1</sup>		1.639 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
1.7 - 1.8	1.651 10 <sup>-1</sup>	1.764 10 <sup>-1</sup>		1.653 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
1.8 - 1.9	1.631 10 <sup>-1</sup>	1.830 10 <sup>-1</sup>		1.667 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %
1.9 - 2.0	1.639 10 <sup>-1</sup>	1.816 10 <sup>-1</sup>		1.679 10 <sup>-1</sup>	+ 0.2 %



FIGURE 1  
40



A Measurement of the  $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$  Fission Cross-Section Ratio

M.S. Coates, D.B. Gayther and N.J. Pattenden  
Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Didcot, U.K.

Abstract

The ratio of the neutron induced fission cross sections of  $^{238}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  have been measured in the energy range from 600 keV to 22 MeV using the time-of-flight method on the Harwell synchrocyclotron, at a nominal resolution of 0.5 ns/m. Fission fragments were detected in a gas scintillation chamber containing foils of each material mounted back-to-back and perpendicular to the incident beam. The measured ratio was normalised at 14 MeV to the ratio evaluated by Sowerby et al. The estimated standard deviation error in the ratio measurement is  $\pm 2\frac{1}{2}\%$ .

1. Introduction

The experiment was prompted by recent results from integral measurements, involving the  $^{238}\text{U}(n,f)$  cross section, which could not be reconciled with existing differential data on this cross section. Since relatively few measurements of the  $^{238}\text{U}$  fission cross section cover the entire energy range of fast reactor interest, the present measurement was intended to give the detailed relative shape of this cross section from 0.6 to 22 MeV using the 12m time-of-flight facility on the Harwell synchrocyclotron. The cross section was measured as a ratio to the  $^{235}\text{U}$  fission cross section due to the unavailability of an accurate method of determining the neutron flux spectrum, and the ratio was normalised at 14 MeV to the recent U.K. evaluation of Sowerby et al. <sup>(1)</sup>

2. Experimental Method

2.1 General

The experimental arrangement is shown schematically in Fig. 1. Pulses of neutrons of 5 ns duration were produced at a repetition

frequency of 760 Hz by the 140 MeV proton beam from the synchrocyclotron striking a tungsten target. The neutrons were moderated by a 2 cm thick layer of water contained in a thin-walled tantalum box, and the beam was extracted at  $180^\circ$  to the incident proton beam to minimise the energetic neutrons produced in direct interactions. The neutron beam was defined by brass collimators and the fission detector was placed at a distance of 11.8 m from the target in a heavily shielded underground tunnel.

## 2.2 The fission detector

This consisted of a gas scintillation chamber in which fission fragments were detected. Both fissile materials were deposited to a thickness of  $0.5 \text{ mg/cm}^2$  on thin Al backings. The foils were 7.6 cm in diameter and were placed back-to-back at the centre of the chamber and perpendicular to the neutron beam. The chamber was divided optically in the plane of the foils, and each half was viewed through quartz windows by two EMI 9816 photomultipliers. The detector was continuously flushed with a regulated mixture of He and  $\text{N}_2$  chosen to maximise the pulse amplitudes observed in the photomultipliers. A pulse height analyser was used to continuously monitor the stability of the chamber and to establish discriminator bias levels.

## 2.3 Time-of-flight measurement

The start pulse synchronised to the neutron burst and the stop pulses derived from the detector electronics were fed to a digital time analyser with a channel width of 3.6 ns. The stop pulse information was fed through CAMAC units to a Honeywell DDP-516 computer. The events from both halves of the chamber were recorded simultaneously.

## 3. Treatment of Data

### 3.1 Correction for energy dependence of detector efficiency

The following effects were considered which could affect the efficiency of fragment detection in the two halves of the fission chamber.

a) The incident neutron momentum causes fragments to be emitted preferentially in the forward direction, resulting in an increase detection efficiency for the side of the chamber remote from the neutron source. This change in efficiency amounting to  $\sim 7\%$  at 14 MeV was eliminated by reversing the  $^{238}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  foils and averaging the two sets of runs.

b) The anisotropy of fragment emission from the two fissile nuclei with respect to the incident neutron beam direction is different, with more forward peaking from  $^{238}\text{U}$  fragments over most of the energy range. However it was estimated that with the foil thickness used in this measurement, the difference in detection efficiency for the  $^{238}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  fragments would be  $\sim 0.5\%$  and no correction was applied.

c) In making the measurements, the detector bias levels were chosen to exclude  $\alpha$  particle events from  $(n,\alpha)$  reactions in the foil backings and thin Al windows of the chamber. This necessitated losing a significant fraction of fission event from each side of the chamber and could lead to a distortion of the results if the kinetic energy distributions are dependent on the excitation energy of the fissioning nucleus. However available evidence indicates <sup>(2)</sup> that the average fragment kinetic energy changes by only  $\sim 0.5$  MeV when the incident neutron energy increases from thermal to over 15 MeV and it has been assumed that the bias produces a negligible effect on the results.

### 3.2 Calibration of energy scale

The energy scale for the time-of-flight measurements was established by placing carbon samples in the neutron beam and observing the positions of well known resonances above 2 MeV. The observed transmission shapes of the resonance structure in carbon were also compared for the  $^{238}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  sides of the chamber in order to assess the time-dependent background in the time-of-flight measurements. The analysis was consistent with a negligible time-dependent background effect, although

the possibility of a  $\pm 2\frac{1}{2}\%$  systematic error due to such a background cannot be precluded.

### 3.3 Isotopic impurities

The only significant corrections required for the presence of other isotopes in the foils were for the  $^{235}\text{U}$  content in the  $^{238}\text{U}$  foil (0.036%) and for the  $^{238}\text{U}$  content in the  $^{235}\text{U}$  foil (6.06%).

## 4. Results

The data above 1.4 MeV are shown in Fig. 2 in comparison with the most recent UK evaluation. <sup>(1)</sup> The present ratio measurements were normalised to this evaluation at 14 MeV where the evaluators were able to assign a comparatively small error of  $\pm 2\%$  to their ratio. The standard deviation in the normalisation is  $\pm 1.5\%$ . The statistical error on all the points shown in the figure is always less than  $\pm 2\%$ . The overall agreement in shape with the evaluated data is good apart from the 6 to 7 MeV energy region where the individual fission cross sections and fragment angular distributions change abruptly.

The results at lower energies are shown in Fig. 3 together with other published data. The early values of Lamphere <sup>(3)</sup> have been re-normalised to agree with more recent measurements at higher energies following the suggestion of Sowerby et al. <sup>(1)</sup> The statistical errors increase on points in the lower energy range being  $\pm 7\%$  at 1 MeV and  $\pm 20\%$  at 0.7 MeV. The present data disagree with the Lamphere values between 0.5 and 1.3 MeV but agree well with recent values of Stein et al. <sup>(4)</sup> and Meadows. <sup>(5)</sup> Below 0.6 MeV the measured cross section ratio becomes increasingly inaccurate due to the  $^{235}\text{U}$  content of the  $^{238}\text{U}$  fission foil.

References

- (1) Sowerby, M.G., Patrick, B.H., Mather, D.S. *Annals of Nuc. Sci. & Eng.* 1, 409 (1974).
- (2) D'yachenko, P.P., Kuz'minov, B.D., Tarasko, M.Z. *Sov. J. Nuc. Phys.* 8, No. 2, 165 (1969).
- (3) Lamphere, R.W., *Phys. Rev.* 104, 1654 (1956).
- (4) Stein, W.E., Smith, R.K., Smith, H.L., *Proc. Washington Conf. on Neutron Cross-sections and Technology*, 627 (1968).
- (5) Meadows, J.W. *Nuc. Sci. Eng.* 49, 310 (1972).

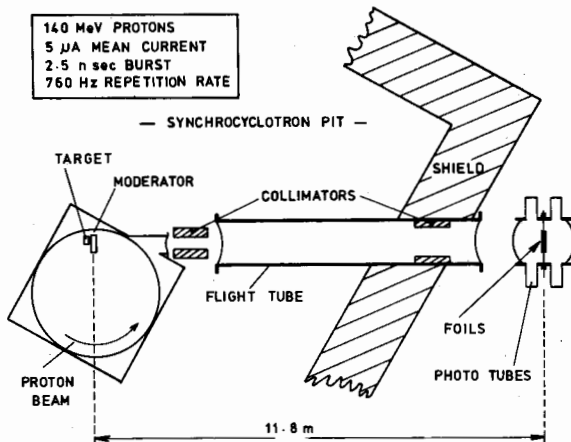


FIGURE 1. EXPERIMENTAL ARRANGEMENT

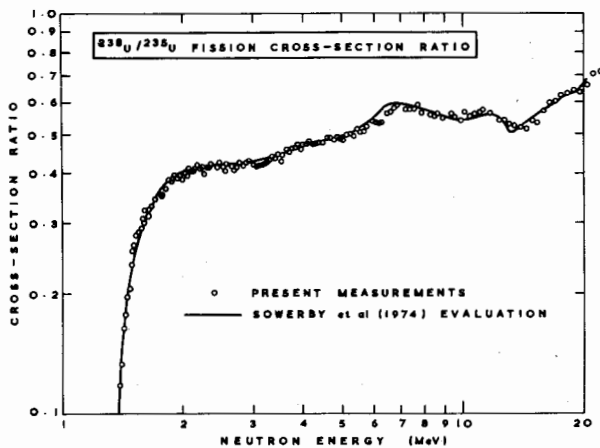


FIGURE 2. FISSION CROSS-SECTION RATIO ABOVE 1.4 MeV

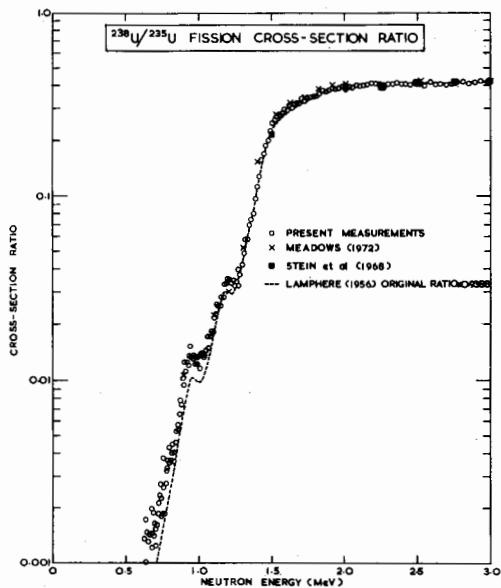


FIGURE 3. FISSION CROSS-SECTION RATIO ABOVE 0.6 Mev



Throughout most of the energy range the general shape of the ENDF/B- IV cross section is in very good agreement with the measurements. The U.S. evaluation predicts an average cross section in the 10 to 30 keV normalisation interval which is 2.2% greater than the U.K. value. At energies above 10 keV the difference between the U.K. evaluation and the measurements generally lies within the experimental uncertainty, although above 100 keV the evaluation consistently predicts a lower cross section. Below 10 keV the agreement with this evaluation is not as good.

#### References

- (1) Patrick, B.H., James, G.D. Phys. Lett. 28B, 258 (1968).
- (2) Gayther, D.B., Boyce, D.A., Brisland, J.P. Proc. 2nd IAEA Panel on Neutron Standard Reference Data, p201, Vienna (1974).
- (3) Sowerby, M.G., Patrick, B.H., Mather, D.S. Annals Nuc. Sci. Eng., 409 (1974).
- (4) Coates, M.S., Hart, W. Rep. EANDC(UK) 109 AL (1969).
- (5) Adams, J.M., Ferguson, A.T.G., McKenzie, C.D. UKAEA Rep. AERE - R6429 (1970).
- (6) Terrell, J. Physics and Chemistry of Fission. 2, 3, IAEA Vienna (1965).
- (7) Mather, D.S., Bampton, P.E. Rep. EANDC(UK) 132 AL (1971).
- (8) Schomberg, M.G., Sowerby, M.G., Boyce, D.A., Murray, K.J., Sutton, D.L. Nuclear Data for Reactors 1, 315, IAEA Vienna (1970).
- (9) Blons, J. Nuc. Sci. Eng. 51, 130 (1973).
- (10) Perkin, J.L., White, P.H., Fieldhouse, P., Axton, E.J., Cross, P., Robertson, J.C. J. Nucl. Energy, 19, 423 (1965).
- (11) Szabo, I., Fillipi, G., Huet, J.L., Leroy, J.L., Marquette, J.P. Proc. 1970 Argonne Symp. on Neutron Standards and Flux Normalization 257 (1971).
- (12) Szabo, I., Fillipi, G., Huet, J.L., Leroy, J.L., Marquette, J.P. Proc. Conf. Neutron Cross Sections and Technology 2. 573 (1971).
- (13) Szabo, I., Leroy, J.L., Marquette, J.P. Proc. 1973 Conf. on Neutron Physics, Kiev 3, 27 (1974).

Measurement of the  $^{239}\text{Pu}$  Fission Cross-Section in the Energy  
Range from 1 keV to 1 MeV

D.F. Gayther  
Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Didcot, U.K.

Abstract

The cross section for the  $^{239}\text{Pu}$  (n,f) reaction has been measured on the Harwell 45 MeV linac using the time-of-flight method. The fission events were recorded by detecting the prompt neutrons and the incident neutron spectrum was measured with a detector which was calibrated against two standard detectors. The relative cross section was normalised in the 10 to 30 keV energy interval to agree with the recent evaluation of Sowerby et al. and shows agreement with this evaluation to within 5% at energies above a few keV.

1. Introduction

Few measurements of the fission cross section of  $^{239}\text{Pu}$  have been published in the energy range from 30 keV to several MeV and these are mainly at 'spot' energies made with electrostatic machines or neutron sources. The discovery of significant fluctuations in the cross section in the keV region <sup>(1)</sup> indicates the need for new measurements to be made at continuous energies using the time-of-flight technique. This measurement on the Harwell 45 MeV linac was made with the same apparatus and during the same period of time as the previously published measurement of the  $^{235}\text{U}$ (n,f) cross section. <sup>(2)</sup> The relative cross sections obtained for both reactions were normalised to average values in the 10 to 30 keV energy range obtained from the recent UK evaluations of Sowerby et al. <sup>(3)</sup> The fission cross section is compared with other recent measurements and the UK evaluation.

2. Experimental Method

The fission yield and the incident neutron spectrum were measured using the time-of-flight technique with the detectors placed alternatively at the

same position on a 100m flight path of the linac. The same collimation system was used throughout to give a beam 8 cm in diameter at the detector position. The nominal resolution was 1.7 nsec/m.

### 2.1 The fission detector

Fission events were detected by observing the prompt fission neutrons in one or more of four NE213 proton recoil detectors placed round the sample but out of the incident beam. Gamma rays were rejected by pulse-shape discrimination. The measurements extended to 1 MeV neutron energy and scattered neutrons were prevented from being detected by setting the electronic bias on each detector to reject all neutrons with energies below 1 MeV. The four detectors were placed at  $90^\circ$  to the incident beam. With this low efficiency arrangement, the fission yield from a thin sample is proportional to  $\bar{\nu}_p \sigma_f$ , where  $\bar{\nu}_p$  is the average number of prompt neutrons per fission and  $\sigma_f$  is the fission cross section.

Measurements were made on a 5.1 cm diameter sample of  $^{239}\text{Pu}$  containing  $1.2 \times 10^{-3}$   $^{239}\text{Pu}$  atoms/b. The sample was in alloy form containing 1% by weight of Al and was clad in Al of wall thickness 0.13 mm. The plutonium sample also contained 0.7% by weight of  $^{240}\text{Pu}$  and a correction ( $\sim 8\%$ ) was made to the observed fission yields above 200 keV to allow for its presence.

### 2.2 The Spectrum measurement

The incident neutron spectrum at the 100m station was measured with a calibrated boron-vaseline plug detector. This consisted of a 7cm diameter boron-vaseline cylinder placed in the beam and surrounded by four NaI crystals which detected the 478 keV gamma-rays from the  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  reaction.

The relative neutron detection efficiency as a function of neutron energy was determined by calibration against the flat response detector of Coates et al. <sup>(4)</sup> from 1 to 700 keV and from 68 keV to 2 MeV against the Harwell long counter <sup>(5)</sup> using the pulsed Van de Graaff IBIS.

### 2.3 Background determination

The neutron backgrounds in the time-of-flight measurements were determined by the 'black' resonance filter technique using samples of Mn, Al and SiO<sub>2</sub>. The background points between the 2.38 keV Mn resonance and the 440 keV oxygen resonance were fitted by a power law in flight time which was used to extrapolate to the flight time for neutrons of energy up to 1 MeV. In the region of extrapolation the time-dependent component of background was always less than 2% of the open beam counts.

### 3. Data Analysis

In addition to dead time corrections and background subtraction, further corrections must be considered before the relative fission cross section can be obtained. Two of these arise because the efficiency of the system for detecting fission neutrons varies with the energy of the incident neutrons due to the effects of changes in the prompt neutron energy and the fragment angular distribution. However no correction was found to be necessary for the effect of multiple scattering in the sample on the shape of the relative fission cross section for the sample thickness used in this measurement.

#### 3.1 Energy dependence of fission detector efficiency.

Each of the four cylindrical glass cells of NE213 liquid scintillator was 12.5 cm in diameter and 7.6 cm thick. The neutrons entered the plane surfaces of the cells, and the discriminator for each cell was adjusted to allow only those neutrons to be detected with energy greater than 1.5 MeV. Representing the prompt neutron spectrum by a Maxwellian with a temperature determined by the Terrell relationship<sup>(6)</sup>, calculation showed that the efficiency of the detector increased with increasing incident neutron energy. The correction was negligible below 100 keV and increased to 0.9% at 1 MeV.

The increasing anisotropy of the fission fragments with increasing incident neutron energy will result in a corresponding decrease in efficiency for detectors placed at  $90^\circ$  to the beam. The correction for this effect was estimated by supposing all the fission neutrons to be emitted isotropically in the fragment rest system, making allowances for the 1.5 MeV detector bias and the angular resolution of the detectors. The correction increased from zero at 50 keV to a maximum of 1% at 1 MeV incident neutron energy.

### 3.2 The energy dependence of $\bar{v}$

The measured quantity in this experiment is  $\bar{v}_p \sigma_f$  since the efficiency for detecting fission neutrons is low. In order to derive the fission cross section, the evaluations of Mather and Bampton<sup>7</sup> were used to allow for the energy dependence of  $\bar{v}_p$ .

## 4. Results

The measured relative cross section was normalised to give an average value in the 10 to 30 keV energy range of 1.6775 barns in agreement with the UK evaluation. The estimated systematic errors in the relative measurement are generally energy dependent and vary from  $3\frac{1}{2}$  to 4% over the energy range. The largest contribution comes from the spectrum measurement and includes uncertainties in the relative efficiencies of the standard detectors (both  $\pm 2\%$ ) and uncertainties in the calibration of the boron-paraffin plug detector (2 - 3%). The fission cross section averaged over selected energy intervals is given in Table 1 where the standard deviation includes the systematic errors. The fission cross section is also shown in Fig. 1 in which statistical errors alone are indicated at selected points. In the normalisation region the UK evaluation assigns an error of 4% to the  $^{239}\text{Pu}$  fission cross section, which is not included in Table 1. The observed structure below 30 keV shown in the figure is in good agreement with earlier measurements<sup>(8)(9)</sup> and the spot point data of Kerkin et al.<sup>(10)</sup> and Szabo<sup>(11,12,13)</sup> are shown for

Table 1

The measured average fission cross section of  $^{239}\text{Pu}$ 

Energy Interval keV	Cross section barns
1 - 1.5	5.672 $\pm$ 0.233
1.5 - 2	3.417 $\pm$ 0.137
2 - 2.5	3.109 $\pm$ 0.124
2.5 - 3	3.541 $\pm$ 0.142
3 - 4	3.097 $\pm$ 0.115
4 - 5	2.391 $\pm$ 0.091
5 - 6	2.278 $\pm$ 0.084
6 - 7	2.047 $\pm$ 0.076
7 - 8	2.130 $\pm$ 0.079
8 - 9	2.222 $\pm$ 0.082
9 - 10	1.820 $\pm$ 0.067
10 - 15	1.773 $\pm$ 0.062
15 - 20	1.709 $\pm$ 0.060
20 - 25	1.650 $\pm$ 0.057
25 - 30	1.579 $\pm$ 0.055
30 - 40	1.632 $\pm$ 0.057
40 - 50	1.552 $\pm$ 0.054
50 - 60	1.570 $\pm$ 0.055
60 - 70	1.596 $\pm$ 0.056
70 - 80	1.572 $\pm$ 0.055
80 - 90	1.593 $\pm$ 0.057
90 - 100	1.545 $\pm$ 0.057
100 - 150	1.446 $\pm$ 0.054
150 - 200	1.480 $\pm$ 0.055
200 - 250	1.513 $\pm$ 0.056
250 - 300	1.457 $\pm$ 0.057
300 - 400	1.511 $\pm$ 0.056
400 - 500	1.558 $\pm$ 0.059
500 - 600	1.619 $\pm$ 0.063
600 - 700	1.648 $\pm$ 0.064
700 - 800	1.681 $\pm$ 0.066
800 - 900	1.744 $\pm$ 0.068
900 - 1000	1.783 $\pm$ 0.070

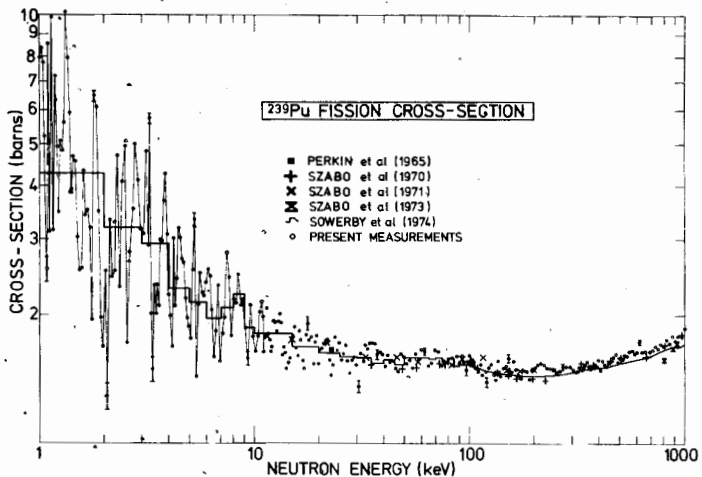


FIGURE 1.  $^{239}\text{Pu}$  FISSION CROSS-SECTION

## ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ $U^{235}$

С.А.Биржков, В.Ф.Герасимов, В.С.Зенкович, И.Н.Квитко,  
В.Н.Лазуков, В.В.Мелехов, А.А.Осочников, В.Н.Перегудов  
(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)

### Аннотация

Описана методика абсолютного измерения сечения деления по времени пролета. Измерения ведутся многодетекторной системой, регистрирующей осколки и нейтроны деления, а также  $\alpha$ -частицы и  $\gamma$ -кванты из реакции  $B^{10}(n, \alpha \gamma)Li^7$ . Приведены предварительные результаты опробования системы со слоями  $U^{235}$  на базе 45м 60-Мэвного ЛЭУ ИАЭ им.И.В.Курчатова.

### Abstract

The technique of the fission cross-section absolute measurements by TOP is described. Measurements are being performed by multidetector system, which registers fragments and neutrons from fission, and  $\alpha$ -particles and  $\gamma$ -quanta from the reaction  $B^{10}(n, \alpha \gamma)Li^7$ . The preliminary results of the probation of the system with the  $U^{235}$  deposits on the 45m pass of 60-Mev linac of the I.V. Kurchatov IAE are given.



В начале 70-х годов выполнен ряд измерений сечения деления  $^{235}\text{U}$  по времени пролета в области от тепловой энергии до нескольких Мэв [1, 2]. Интерес к точному знанию абсолютной величины и энергетической зависимости сечения деления  $^{235}\text{U}$  вызван двумя обстоятельствами: во-первых, еще не достигнута точность, необходимая для расчета параметров ядерных энергетических установок; во-вторых, эта величина, как наиболее изученная, широко используется в качестве стандарта при измерениях сечений других делящихся изотопов.

Для большинства измерений необходима нормализация к известной величине сечения. Вплоть до настоящего времени авторы работ ограничиваются предположением о том, что эффективность детекторов потока пропорциональна сечению эталонной реакции. Способ контроля энергетического хода эффективности детектора осколков с помощью слоя  $\text{Sr}^{252}$  не универсален (остаются невыявленными все зависимости вида  $\epsilon_f \sim K_1 \delta_f(E)$ ,  $K_2 \delta_f(E)$  и т.п.) Источником систематических погрешностей в таких измерениях может быть неравномерность толщины мишеней в сочетании с неоднородностью потока нейтронов, эффекты экранировки и самозранировки. Последний источник обычно либо указывается, как один из основных, если сечение нормализуется по тепловой области, либо является причиной отказа от такой нормировки [2]. В настоящей работе предлагается ряд мер по устранению указанных источников систематических ошибок, а также приводятся некоторые результаты предварительного опробования элементов измерительной системы на пролетной базе 45 м 60-Мэвного линейного электронного ускорителя ИАЭ им. И.В. Курчатова.

Для исключения влияния на точность измерений возможного энергетического хода эффективностей детекторов применяется система регистрации, основанная на принципе определения истинной скорости счета  $N_0$ , если известны скорости счета различных частиц, являющихся продуктами данной реакции (например, осколков  $N_f$  и нейтронов  $N_n$  в случае реакции деления), а также скорость счета их совпадений  $N_{fn}$ . Система состоит из двух частей: детектора актов деления и детектора потока нейтронов, использующего реакцию  $^{10}\text{B}(\alpha, \gamma)^{13}\text{C}$ . Основу обоих детекторов составляют секционированные многоклеточные пропорциональные ионизационные камеры с газовым усилением. Вокруг

камеры деления расположены в 8 кристаллов стибьена, регистрирующих нейтроны деления с помощью схемы разделения импульсов от нейтронов и  $\gamma$ -квантов по форме. Камера потока окружена литиевыми стеклами, предназначенными для регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией 478 кэВ, из реакции  $B^{10} (n, \alpha \gamma)$ .

В случае детектора актов деления угловая корреляция осколков и нейтронов деления приводит для геометрии детектора нейтронов, отличной от  $4\pi$ , к тому, что величина

$$\zeta = N_0 / \frac{N_n N_f}{N_{nf}}$$

при заданных эффективностях  $\epsilon_f$  и  $\epsilon_n$  детекторов осколков и нейтронов зависит от их взаимного расположения.

С целью поиска оптимальной геометрии, при которой величина  $\zeta$  наиболее близка к 1 и не зависит от  $\epsilon_n$  и  $\epsilon_f$ , приведены расчеты методом Монте-Карло, моделирующие процесс регистрации актов деления.

Расчеты показали, что такая геометрия осуществляется при некотором сдвиге  $L$  делящегося слоя вдоль оси  $x$  относительно детектора нейтронов (принятого в расчете кольцевым). На рис. 1. приведена зависимость экспериментальной величины  $N_0$  от  $\epsilon_f$  для пакета, составленного из 14 двусторонних слоев. На основании данных эксперимента выбрана такая геометрия, что при изменении  $\epsilon_f$  от 0,83 до 0,35  $\zeta = 1 \pm \delta (\delta < 0,01)$ . В измерениях применяются слои с содержанием 99,996%  $U^{235}$  и средней плотностью 1,2 мг/см<sup>2</sup> с равномерностью не хуже 5%/см<sup>2</sup> и слои  $B^{10}$  со средней плотностью 0,1 мг/см<sup>2</sup> с равномерностью не хуже 5%/см<sup>2</sup>.

С целью компенсации эффектов экранировки и самоэкранировки обеспечена возможность симметричной перестановки детекторов потока и делений на пучке. Эта мера способствует повышению точности измерений в области разрешенных резонансов и позволяет расширить интервал измерений до тепловой области.

Система приема и обработки информации, базирующаяся на ЭВМ HP-2100A, обеспечивает в автоматическом режиме прием событий с мертвыми временем  $< 4$  мксек, приведение событий от различных детекторов к единой временной шкале (для уменьшения неопределенности в пролётом расстоянии многосекционные камеры разбиты на 5 групп), быструю сортировку информации в 6 спектров

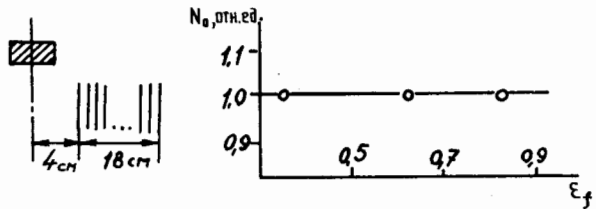
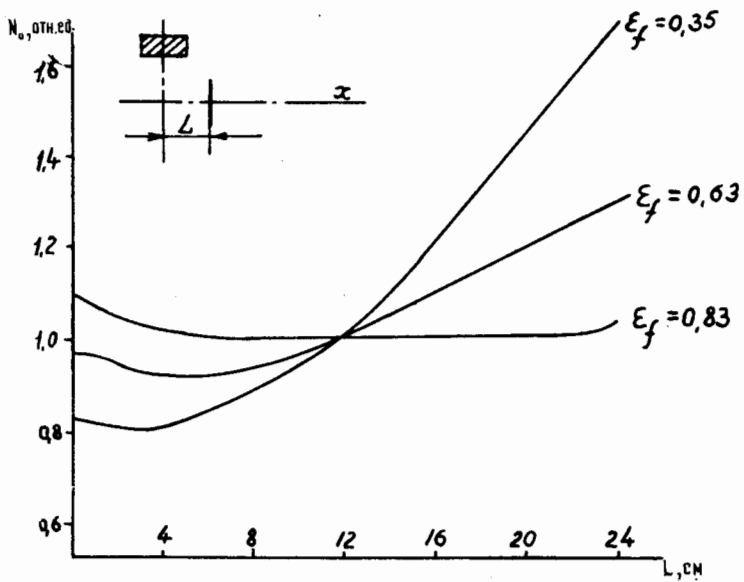


Рис. I.

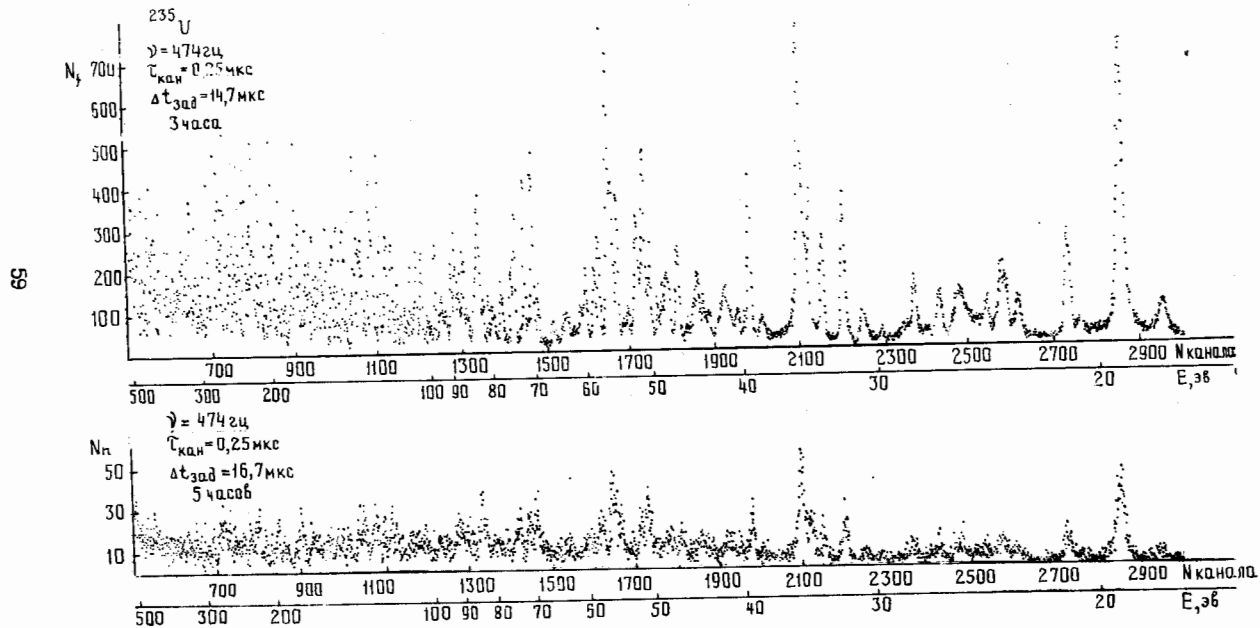


Рис. 2

(  $N_r$ ,  $N_d$ ,  $N_{gr}$ ,  $N_a$ ,  $N_b$ ,  $N_{\alpha\gamma}$  ) с переменной шириной канала, периодический контроль качества поступающей информации, а в режиме диалога - вычитание фона, введение других необходимых поправок и вычисление сечения.

Избранная методика позволяет при разрешении  $\sim 1$  нсек/м вести абсолютные измерения сечения деления в энергетическом диапазоне от 0,025 эв до 100 кэв с систематической погрешностью около 3%.

На рис. 2 приведены результаты опробования аппаратуры на нейтронном луче. В настоящее время ведутся измерения сечения деления  $^{235}\text{U}$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Neutron Standart Reference Data. Vienna, IAEA, 1974, Part IV-4, p.165.
2. R.V.Perez et al. Nuclear Science and Engineering, 1974, v.55, p.203.

ОТНОШЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ  
для  $^{239}\text{Pu}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,2-30 кэВ

А.А.Бергман, А.Н.Медведев, А.Е.Самсонов,  
В.А.Толстик

(Институт ядерных исследований АН СССР)

Аннотация

В работе приводятся уточненные данные по отношению сечения радиационного захвата к сечению деления - параметру для  $^{239}\text{Pu}$ , полученные на спектрометре по времени замедления в свинце (СВЗ).

Abstract

The paper presents the revised data on the ratio of radiative capture to fission cross-sections for  $^{239}\text{Pu}$  obtained by neutron lead slowing-down spectrometer.

Методика измерений на спектрометре по времени замедления в свинце (СВЗ) обладает рядом отличий, обсуждавшихся ранее [1-3]. Существенные особенности метода следующие.

Рассеяние нейтронов на образце не меняет изотропного нейтронного поля спектрометра, и, следовательно, при этом не меняется фон детектора. Для проверки влияния замедления в образце на фон проводились измерения с большими графитовыми образцами. Показано, что влияние замедления в образцах с двуокисью плутония на фон в условиях измерений пренебрежимо мало.

Регистрация актов захвата и деления в образце производится пропорциональным  $\gamma$ -счетчиком с эффективностью пропорциональной полной энергии  $\gamma$ -квантов, выделяющихся при захвате и делении, и не зависящей от вида спектра  $\gamma$ -квантов.

Нормировка производится в графитовой призме с хорошо термализованным изотропным спектром нейтронов, что позволяет использовать наиболее надежные опорные данные. Экранировка для тепловых нейтронов в используемых образцах мала и точно учитывается.

Перечисленные выше особенности позволили методически независимо провести измерения параметра  $\lambda$  для  $^{239}\text{Pu}$  на СВЗ. Методика измерений и предварительные результаты изложены в работах [1-3].

При проведении настоящей работы была повышена стабильность электронной аппаратуры. Более тщательно проведено измерение запаздывания времени регистрации актов деления в делительной камере. Длительность нейтронной вспышки при измерении с камерой деления уменьшена вдвое до 0,5 мксек - до длительности вспышки при измерениях с  $\gamma$ -счетчиком. Новые данные по делению снизили значение  $\lambda$  в области  $E_n > 8$  кэВ.

В настоящих измерениях, кроме "тонкого" образца плутония с  $\bar{n} = 4,2 \cdot 10^{20}$  ат.см<sup>-2</sup>, использовался дополнительно "толстый" образец с  $\bar{n} = 4,9 \cdot 10^{21}$  ат.см<sup>-2</sup>. Отношение интенсивностей счета  $\gamma$ -счетчика для этих образцов должно быть

постоянно, начиная с  $E_n > 6$  кэв, где влияние резонансной экранировки мало. Это хорошо подтвердилось на эксперименте и позволило, используя данные с "толстым" образцом, уменьшить статистический разброс в этой области энергий.

Нормировка данных по  $\alpha$  проводилась с термализованными нейтронами в графитовой призме с образцом золота с  $\bar{N} = 1,8 \cdot 10^{21}$  ат.см<sup>-2</sup> и с "тонким" образцом плутония, для которых экранировка в тепловом потоке мала. Измерения с "толстым" образцом привязывались к измерениям с "тонким" образцом по области энергий  $8 \text{ кэв} < E_n < 23 \text{ кэв}$ .

Величина  $\alpha(E)$  рассчитывалась по формуле

$$\alpha(E) - \alpha(T) = \left( \frac{\mathcal{G}_f^{Pu}(E) \cdot \Delta \mathcal{G}_f^{Pu}(T)}{\mathcal{G}_f^{Pu}(E) \cdot \Delta \mathcal{G}_f^{Pu}(T)} - 1 \right) \left( \frac{\Delta \mathcal{G}_f^{Pu}(T) \mathcal{G}_c^{Au}(T) \cdot P_{Au} \cdot A_{Pu} \cdot B_{Au}}{\Delta \mathcal{G}_f^{Au}(T) \mathcal{G}_f^{Pu}(T) \cdot P_{Pu} \cdot A_{Au} \cdot B_{Pu}} \right),$$

где  $\alpha(T) = 0,398 \pm 0,004$  - значение  $\alpha$  для максвелловского спектра нейтронов при температуре 22°C;

$\Delta \mathcal{G}_f^{Pu}(T), \Delta \mathcal{G}_f^{Au}(T)$  - число отсчетов  $\gamma$ -счетчика от захвата термализованных нейтронов в образцах  $Pu$  и  $Au$  в графитовой призме;

$\Delta \mathcal{G}_f(T)$  - число отсчетов камеры деления в графитовой призме;

$\mathcal{G}_f^{Pu}(E), \mathcal{G}_f^{Au}(E)$  - число отсчетов камеры деления и  $\gamma$ -счетчика (от захвата и деления в образце  $^{239}Pu$ ) в момент времени цикла соответствующей средней энергии нейтронов  $\bar{E}_n$ ;

$\mathcal{G}_f^{Pu}(T), \mathcal{G}_c^{Au}(T)$  - сечение деления  $^{239}Pu$  и сечение захвата  $^{197}Au$  для нейтронов максвелловского спектра с температурой 22°C;

$P_{Au}, P_{Pu}, A_{Au}, A_{Pu}, B_{Au}, B_{Pu}$  - веса, атомные веса, энергии связи для золота и плутония-239;

$\delta$  - множитель, зависящий от радиусов образцов  $^{239}Pu$  и золота.

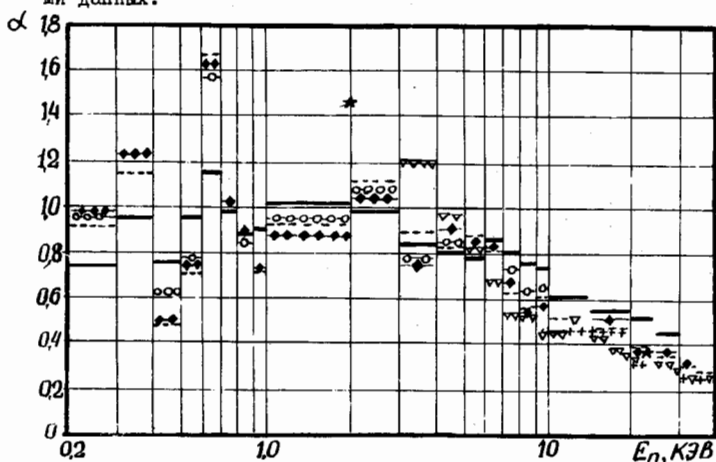
Из приведенной выше формулы следует, что при  $\alpha(E) = \alpha(T)$  надежность измерений выше, т.к. ошибки, содержащиеся во второй скобке формулы, исключаются.



Данные по  $\alpha$  и  $\sigma_f$  усреднены по рекомендованным интервалам энергии нейтронов и приводятся в таблице. Для  $\alpha$  при  $E_n < 6$  кэВ приводятся данные для образца с  $\bar{n} = 4,2 \cdot 10^{20}$  ат.см $^{-2}$ ; а при  $E_n > 6$  кэВ - для образца с  $\bar{n} = 4,9 \cdot 10^{21}$  ат.см $^{-2}$ .

Таблица содержит графы ошибок, определяемых среднеквадратичным разбросом данных и нормировок. Полная ошибка определяется корнем квадратным из суммы квадратов указанных ошибок. Поправка на разрешение спектрометра для  $\alpha$  составляет для энергий нейтронов I - 30 кэВ не более 4%.

На рисунке наши данные сравниваются с данными работ других авторов, выполненных после 1972 г. [4-8]. Данные более ранних работ были проанализированы Коньшиным и Соуэрби [9] и рассматриваются совокупно в виде усредненных этими авторами данных.



Усредненные значения  $\alpha$  для  $^{239}\text{Pu}$  в сравнении с данными других авторов: — - данная работа  
 +++ - Кононов [4], 1974;  $\nabla \nabla \nabla$  - Воротников [5], 1974;  
 ○○○ - Сухоручкин [6], 1974; ◆◆◆ - Гвинн [8], 1973;  
 --- - рекомендации Коньшина-Соуэрби [9], 1972;  
 ★ - Двухшерстнов [7], 1974

$E_n$ , кэВ	$\bar{\alpha}$	$\overline{\Delta\alpha}^x$	$\overline{\Delta\alpha}^{xx}$	$\bar{\sigma}_f$	$\overline{\Delta\sigma}_f^x$	$\overline{\Delta\sigma}_f^{xx}$
25-30	0,45	0,02	0,05	1,77	0,03	0,03
20-25	0,51	0,03	0,05	1,79	0,03	0,04
15-20	0,55	0,02	0,05	1,81	0,02	0,04
10-15	0,61	0,02	0,06	1,98	0,02	0,04
9-10	0,74	0,04	0,06	2,01	0,04	0,04
8- 9	0,76	0,04	0,06	2,09	0,05	0,05
7- 8	0,81	0,04	0,07	2,11	0,05	0,04
6- 7	0,86	0,03	0,07	2,21	0,04	0,04
5- 6	0,78	0,05	0,07	2,42	0,04	0,05
4- 5	0,80	0,04	0,07	2,61	0,06	0,05
3- 4	0,84	0,04	0,07	2,92	0,04	0,06
2- 3	0,98	0,02	0,08	3,34	0,03	0,07
1- 2	1,02	0,02	0,08	4,92	0,04	0,10
1- 0,9	0,90	0,05	0,08	6,41	0,14	0,13
0,9-0,8	0,88	0,04	0,08	6,29	0,16	0,13
0,8-0,7	0,98	0,04	0,08	6,37	0,11	0,13
0,7-0,6	1,15	0,03	0,09	7,29	0,10	0,15
0,6-0,5	0,95	0,03	0,08	9,63	0,11	0,19
0,5-0,4	0,76	0,02	0,06	10,4	0,11	0,21
0,4-0,3	0,95	0,03	0,08	12,1	0,11	0,24
0,3-0,2	0,74	0,01	0,06	17,0	0,10	0,32

<sup>x</sup> Среднеквадратичный.

<sup>xx</sup> Нормированный.

#### Л и т е р а т у р а

1. А.А.Бергман, А.Н.Медведев, А.Е.Самсонов, Ю.Я.Ставиский, В.А.Толстикова, В.Б.Челноков. Нейтронная физика, часть I, стр.29. (Материалы Всесоюзного совещания, Киев, 24-28 мая, 1971.). "Наукова думка", Киев, 1972.
2. А.А.Бергман, Ю.Я.Ставиский, В.Б.Челноков, А.Е.Самсонов, В.А.Толстикова, А.Н.Медведев. Ядерные константы, вып.7, стр.50. Атомиздат, 1971.

3. А.А.Бергман, Ю.Я.Стависский, В.Б.Челноков, А.Е.Самсонов, В.А.Толстикова, А.Н.Медведев. Ядерная физика, т.14, вып.6, стр.1123, 1971.
4. В.Н.Кононов, Е.Д.Полетаев, Б.Д.Орлов. Ядерные константы. Выпуск № 15, стр. 12, 1974.
5. П.Е.Воротников, В.А.Вуколов, Е.А.Колтынин, Ю.Д.Мочанов, Г.Б.Янков. Нейтронная физика, часть 4, стр.42. (Материалы Второй всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г.). Обнинск, 1974.
6. В.П.Болотцкий, В.И.Петрушин, А.Н.Солдатов, С.И.Сухоручин. Нейтронная физика, часть 4, стр.49. (Материалы Второй всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г.) Обнинск, 1974.
7. В.Г.Двухшерстнов, Ю.А.Казанский, В.Н.Фурманов, В.А.Петров. Атомная энергия, т.37, вып.2, 131 (1974).
8. R.Gwin et al. Extor Library A N 10276. 1973.
9. M.I.Sowerby, V.A.Konshin. Atomic Energy Review, vol.10, N 4, p.455. IAEA, Vienna, 1972.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$  И  $^{239}\text{Pu}$   
НЕЙТРОНАМИ СО СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ 2 И 24,3 кэВ

К.Д.Журавлев, Н.И.Крошкин, Л.В.Карин

(Научно-исследовательский институт атомных реакторов им.В.И.Ленина)

Аннотация

Приводятся результаты получения моноэнергетических пучков нейтронов с энергиями 2 и 24,3 кэВ и измерения сечений деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  нейтронами этих энергий.

Abstract

Presented are the results on production of monoenergetic neutron beams with the energies of 2 and 24,3 KeV as well as on measurements of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  fission cross sections for these energies.

Дальнейшее развитие современных представлений о структуре ядра, а также практические потребности в точных ядерно-физических константах для расчета ядерных реакторов на быстрых нейтронах, накопления изотопов требуют обширных исследований с моноэнергетическими нейтронами. В последнее время наряду с методами, использующими ускорители и технику времени пролета, получил распространение метод фильтрованных пучков [1-3], с помощью которого можно получить достаточно интенсивные пучки монохроматических нейтронов в области промежуточных энергий 1-200 кэВ на фильтрах из скандия, железа и кремния, для которых энергии нейтронов соответственно равны 2; 24,3; 55 и 144 кэВ.

В настоящей работе представлены результаты получения интенсивных пучков нейтронов с энергиями 2 и 24,3 кэВ на мощном пучке нейтронов реактора СМ-2 и проведены измерения сечений деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  и их отношений нейтронами этих энергий. Измерения проводились относительно сечений деления тепловыми нейтронами  $G_{fo}$   $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  и сводились к одновременной регистрации осколков деления и нейтронов пучка соответственно в потоках тепловых нейтронов 2 и 24,3 кэВ. Для регистрации чис-

ла падающих на мишень нейтронов использовался детектор с  $^{10}\text{B}$ , для которого хорошо известна зависимость сечения от энергии нейтронов. В предположении, что сечение реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  следует зависимости  $1/v$  для сечения деления имеем выражение

$$G_f(E) = G_{f_0} \frac{f(E)}{f_0} \cdot \frac{n_0}{n(E)} \sqrt{\frac{E_0}{E}}$$

где  $f_0$  и  $f(E)$  - число регистрируемых актов деления тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией  $E$  соответственно;  $n_0$  и  $n(E)$  - число регистрируемых тепловых нейтронов и нейтронов с энергией  $E$ .

Фильтры из скандия (99,9%) и железа (сталь "Армко"), а также дополнительные фильтры из серы, алюминия и титана диаметром 30 мм помещались в отверстие комбинированного коллиматора, изготовленного из свинца, стали и смеси парафина с карбидом бора и установленного в горизонтальном канале реактора. На выходе из канала пучок нейтронов формировался коллиматором, изготовленным из смеси парафина с карбидом бора, с отверстием для выведенного пучка диаметром 20 мм и длиной 1500 мм.

Пучок нейтронов с энергией 2 кэв формировался фильтром из скандия длиной 950 мм с дополнительным 10-миллиметровым фильтром из титана. Для такого фильтра измерение фона проводилось добавлением марганца, имеющего сильный резонанс в полном сечении при  $E=2,3$  кэв. С использованием марганца толщиной 30 мм был определен фон, составляющий 9% от эффекта. Измерения с кадмием показали, что доля тепловых нейтронов в пучке 2 кэв нейтронов не превышает 0,1%. Величина потока нейтронов с энергией 2 кэв составляет  $10^7$  н/сек.

Нейтронный пучок с энергией 24,3 кэв сформирован фильтром из железа длиной 650 мм с дополнительными 220-миллиметровым фильтром из алюминия и 50-миллиметровым фильтром из серы. Введение 10-миллиметрового фильтра из титана позволило определить фон пучка, который составил 10%. Доля тепловых нейтронов составляет 0,1%. Величина потока нейтронов с энергией 24,3 кэв составляет  $5 \cdot 10^5$  н/сек.

Тепловой пучок нейтронов с энергией 0,0253 эв выделялся с помощью 2-кристального нейтронного монохроматора. Фон на пучке тепловых нейтронов измерялся перекрытием нейтронов кадмием толщиной 1 мм и составлял 0,5% от эффекта. Поток тепловых нейтронов составил  $2 \cdot 10^4$  н/сек.

Мишени из  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{10}\text{B}$  диаметром 15 мм наносились на алюминиевые подложки толщиной 0,1 мм и диаметром 75 мм. Для измерения сечений деления  $^{235}\text{U}$  использовались две мишени с разными изотопными составами. Изотопный состав мишеней приведен в табл. 1.

Таблица 1  
Изотопный состав мишеней

Массовое число	$^{235}\text{U}$ , %	$^{235}\text{U}$ , %
234	$0,0010 \pm 0,0005$	$0,98 \pm 0,08$
235	$99,9955 \pm 0,0100$	$89,370 \pm 0,022$
236	$0,0035 \pm 0,0005$	0,206
238	0,0005	$9,65 \pm 0,02$

Мишень из  $^{10}\text{B}$  толщиной  $0,3 \text{ мг/см}^2$  была приготовлена напылением в вакууме. В качестве детектирующей аппаратуры применялись ионизационная камера с сеткой для регистрации продуктов реакции  $^{10}\text{B} (\alpha, \alpha) ^7\text{Li}$  и камера деления [4] для регистрации осколков деления. Камера деления и ионизационная камера с сеткой размещались в одном рабочем объеме и наполнялись аргоном до давления 600 мм рт.ст. Конструктивно камеры объединялись так, что мишени с делящимся материалом и  $^{10}\text{B}$  касались друг друга тыльными сторонами и служили общим электродом камеры. Результаты измерений представлены в табл. 2.

Таблица 2  
Результаты измерений

Энергия нейтронов	$\sigma_f(^{235}\text{U})$ , барн (эталон)	$\sigma_f(^{239}\text{Pu})$ , барн	$\frac{\sigma_f(^{239}\text{Pu})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$	$\frac{\sigma_f(^{239}\text{Pu})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$
0,0253 эв	$580,2 \pm 1,8$	$739 \pm 15$	$1,278 \pm 0,006$	$1,274 \pm 0,025$
2 кэв	$6,69 \pm 0,13$	$3,97 \pm 0,08$	$0,593 \pm 0,018$	$0,603 \pm 0,022$
24,3 кэв	$2,26 \pm 0,05$	$1,73 \pm 0,04$	$0,765 \pm 0,023$	$0,785 \pm 0,035$

В четвертом столбце табл.2 приведены отношения  $\frac{\sigma_f(^{239}\text{Pu})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$ , вычисленные из эталонных значений сечений для тепловых нейтронов и измеренных сечений деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  нейтронами с энергиями 2 и 24,3 кэВ. В пятом столбце приведены отношения  $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ , измеренные непосредственным сравнением числа делений в мишенях  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  и числа ядер в них, известных с точностью 1%. Из этого отношения для теплового пучка оценено сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами относительно опорного значения сечения деления  $^{235}\text{U}$ . При определении сечения деления вводились поправки на изотопный состав мишеней и на отклонение хода сечения  $^{10}\text{B}$  от зависимости  $I_0$  [5,6]. За эталонные принимались следующие значения сечений деления тепловыми нейтронами:  $\sigma_{fo}(^{235}\text{U}) = 580,2 \pm 1,8$  и  $\sigma_{fo}(^{239}\text{Pu}) = 741,6 \pm 3,76$  [7]. Как видно из табл. 2, полученные величины отношений хорошо согласуются между собой и в целом результаты измерений достаточно хорошо согласуются с имеющимися литературными данными [8, 9].

#### Л и т е р а т у р а

1. Simpson O., Miller I. Nucl.Inst.Meth., v.61(1968), 245.
2. Кузин Е.Н. и др. Атомная энергия, т.35, вып. 6, 1973, с.391.
3. Chrien R.E., Rimawi K., Wasson O.A. Second Intern. Symp. on Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy and Related Topics. September 2-6, 1974, Petten, The Netherlands, p.99.
4. Насыров Ф., Пашкин И.Ф. ПТЭ, 1966, т.2, с. 64.
5. Sowerby M.G. et al. J.Nucl.Eng., v.24 (1970), 323.
6. Sowerby M.G. et al. Proc.Conf. on Neutron Standards and Flux Normalization, ANL, Oct., 21-23, 1970.
7. Hanna G.C. et al. Atomic Energy Review, v.7, No.4 (1969), 3.
8. Blons J. et al. Nucl. Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, p. 469.
9. Blons J., Derrien H. and Michaudon A. Nucl. Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, v. 1, p. 513.

ТЕПЛОВЫЕ СЕЧЕНИЯ И РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ  
ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{249}\text{Bk}$ ,  $^{249}\text{Cf}$

В.Д.Гаврилов, В.А.Гончаров, В.В.Иваненко,  
В.П.Смирнов, В.Н.Кустов

(Научно-исследовательский институт атомных реакторов  
им. В.И.Ленина)

Аннотация

Приведены результаты измерений тепловых сечений и резонансных интегралов захвата и деления изотопов  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{249}\text{Bk}$ ,  $^{249}\text{Cf}$ . Измерения проводились относительным методом, в качестве репера использовались сечения захвата  $^{197}\text{Au}$  и  $^{59}\text{Co}$ . Для регистрации осколков деления использовались твердые трековые детекторы (стекло, слюда).

Abstract

The measurement results are presented on  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{249}\text{Bk}$ ,  $^{249}\text{Cf}$  fission and capture cross sections for thermal neutrons and resonance integrals. The measurements were carried out by a relative method with  $^{197}\text{Au}$  and  $^{59}\text{Co}$  capture cross sections as a reference. To detect fission fragments solid track detectors (glass, mica) were used.

Оптимизация процессов накопления трансплутониевых элементов в реакторах требует знания сечений взаимодействия нейтронов с ядрами всех изотопов, участвующих в процессе накопления. В настоящей работе измерялись тепловые сечения и резонансные интегралы захвата и деления изотопов  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{249}\text{Bk}$ ,  $^{249}\text{Cf}$ . Измерения проводились методом кадмиевой разности. Толщина кадмиевого экрана составляла 1 мм. В качестве мониторов нейтронного потока использовались образцы  $^{197}\text{Au}$  ( $\sigma_{\gamma} = 98,8$  барн,  $I_{\gamma} = 1558$  барн) и  $^{59}\text{Co}$  ( $\sigma_{\gamma} = 37,5$  барн,  $I_{\gamma} = 70$  барн). Измерения наведенной активности облученных мониторов проводились на  $\gamma$ -спектрометре с  $\text{Ge(Li)}$ -детектором. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов определялась по образцовым гамма-источникам (ОСИ).

Сечения деления

Измерения сечений деления проводились на выходе горизонтального канала реактора СМ-2. Для регистрации актов деления использовались твердые трековые детекторы (ТТД) из слюды и фотостекла. Детекторы из этих материалов обладают довольно высокой эффективностью регистрации осколков деления и практи-



чески не чувствительны к  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ - и нейтронному излучению [1]. Небольшие геометрические размеры детекторов позволяют уменьшить или исключить влияние возмущения нейтронного потока.

Стартовое число ядер исследуемых изотопов определялось по  $\alpha$ -активности мишеней. Исследуемые изотопы в виде азотно-кислого раствора наносились на алюминиевые подложки и измерялись на  $2\pi$ -проточном пропорциональном счетчике. На облучение образцы ставились в виде сэндвича: мишень-детектор. Количество исследуемого вещества и время облучения мишеней выбирались исходя из того, чтобы число треков на детекторе было в пределах  $(0,8 \div 1,5) \times 10^3$ . Учет фоновых треков достигался предварительным травлением детекторов до облучения.

Эффективность регистрации осколков деления трековыми детекторами определялась из опытов со спонтанно-делящимися изотопами  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{244}\text{Cm}$ . В результате обработки четырех серий измерений 10 мишеней  $^{252}\text{Cf}$  и 7 мишеней  $^{244}\text{Cm}$  были получены следующие значения эффективности: для стекла  $\epsilon_1 = 0,396 \pm 0,004$  и для слюды  $\epsilon_2 = 0,812 \pm 0,010$ . В расчетах использовались значения отношения скорости  $\alpha$ -распада и спонтанного деления, измеренные в работах [2,3]. Для проверки методики были проведены измерения сечений деления  $^{239}\text{Pu}$ .

Альфа-спектрометрический анализ изотопа  $^{243}\text{Am}$  показал наличие  $^{242}\text{Cm}$ , по количеству которого было определено содержание  $^{242\text{m}}\text{Am}$  (табл. I). Для учета скорости реакции деления, обусловленной  $^{242\text{m}}\text{Am}$ , использовались тепловое сечение  $\sigma_f = 7200$  барн [4] и резонансный интеграл  $I = 1570$  барн [4]. Присутствие даже столь небольшой примеси  $^{242\text{m}}\text{Am}$  существенно ухудшило точность определения теплового сечения  $^{243}\text{Am}$ . На величину и точность определения резонансного интеграла это не повлияло. Результаты измерений представлены в табл. 2.

#### Сечения захвата

Тепловые сечения и резонансные интегралы захвата определялись по накоплению дочерних продуктов, образовавшихся в результате захвата нейтронов ядрами исследуемых изотопов.

Таблица I

Стартовый изотопный состав исследуемых образцов

Исследуемый изотоп	Изотопный состав необлученных образцов, %				
	$^{239}\text{Pu}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{237}\text{Np}$	$^{238}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
	100	-	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$10^{-3}$	
$^{241}\text{Am}$	$^{241}\text{Am}$	$^{237}\text{Np}$	$^{239}\text{Pu}$		
	97,84	2,0	0,16		
$^{249}\text{Bk}$	$^{249}\text{Bk}$	$^{249}\text{Cf}$	$^{250}\text{Cf}$	$^{252}\text{Cf}$	
	65,46	34,54	-	$10^{-3}$	
$^{249}\text{Cf}$	$^{249}\text{Bk}$	$^{249}\text{Cf}$	$^{250}\text{Cf}$	$^{252}\text{Cf}$	
	-	100	-	$2,85 \cdot 10^{-2}$	
$^{243}\text{Am}$	$^{243}\text{Am}$	$^{241}\text{Am}$	$^{242\text{m}}\text{Am}$	$^{242}\text{Cm}$	$^{244}\text{Cm}$
	96,63	3,37	$7,85 \cdot 10^{-3}$	$2,37 \cdot 10^{-5}$	$1,89 \cdot 10^{-4}$

Таблица 2

Результаты измерений тепловых сечений и резонансных интегралов захвата и деления ряда ПШ

Изотоп	$\sigma_f (V=2200 \text{ м/сек})$	$J_f$	$\sigma_f (V=2200 \text{ м/сек})$	$J_f$
$^{239}\text{Pu}$	-	-	$740 \pm 46$	$320 \pm 19$
$^{241}\text{Am}$	$780 \pm 50^*$ $73 \pm 14^{**}$	$1570 \pm 110^*$ $230 \pm 80^{**}$	$2,80 \pm 0,25$	$22,5 \pm 1,7$
$^{243}\text{Am}$	$83 \pm 6$	$2200 \pm 150$	$0,2 \pm 0,11$	$17,1 \pm 1,3$
$^{249}\text{Bk}$	$1800 \pm 100$	$1100 \pm 100$	-	-
$^{249}\text{Cf}$	$530 \pm 33$	$720 \pm 120$	$1610 \pm 110$	$1800 \pm 200$

\* Сечение реакции  $^{241}\text{Am}$  (п.γ)  $^{242\text{g}}\text{Am}$ .\*\* Сечение реакции  $^{241}\text{Am}$  (п.γ)  $^{242\text{m}}\text{Am}$ .

Облучение образцов проводилось в девятом канале реактора СМ-2. На облучение ставились две капсулы, одна из которых была в кадмиевом экране. В каждой капсуле находилось по 4 образца и по 4 монитора нейтронного потока. Из облученных и необлученных образцов были приготовлены мишени (5-6 мишеней каждого исследуемого изотопа), которые затем измерялись на  $\alpha$  - спектрометре.

Реакция захвата ( $n, \gamma$ ) ядрами  $^{241}\text{Am}$  приводит к образованию  $^{242}\text{Am}$  в основном и возбужденном состояниях. Ядра  $^{242}\text{Am}$  с периодом полураспада 16,1 час путем  $\beta$  - распада (83,6 %) превращаются в  $^{242}\text{Cm}$ . Содержание  $^{242}\text{Cm}$  в облученных образцах было определено из отношения интенсивностей  $\alpha$  - линий  $^{242}\text{Cm}$  и  $^{241}\text{Am}$ .

Содержание  $^{242m}\text{Am}$  в облученных образцах определялось с помощью ТТД. Из облученных и необлученных образцов  $^{241}\text{Am}$  были приготовлены мишени, которые затем в виде сэндвичей с пластинками слюды ставились на поток нейтронов реактора СМ-2. По разности скоростей реакций деления в облученных и необлученных образцах на одно стартовое ядро  $^{241}\text{Am}$  определяли содержание изотопа  $^{242m}\text{Am}$ . В расчетах использовались тепловое сечение и резонансный интеграл деления  $^{242m}\text{Am}$  [4].

Как и в случае с  $^{241}\text{Am}$ , реакция захвата нейтронов ( $n, \gamma$ ) при облучении  $^{243}\text{Am}$  приводит к образованию  $^{244}\text{Am}$  в двух состояниях: основном и метастабильном. Ядра  $^{244m}\text{Am}$  с периодом полураспада 10,1 час и ядра  $^{244g}\text{Am}$  с периодом полураспада 26 мин путем  $\beta$  - распада превращаются в ядра  $^{244}\text{Cm}$ . Содержание  $^{244}\text{Cm}$  в облученных образцах было определено с использованием  $\alpha$  - спектрометрического анализа.

Накопление  $^{250}\text{Cf}$  в облученных образцах  $^{249}\text{Bk}$  и  $^{249}\text{Cf}$  было определено по измерениям интенсивностей  $\alpha$  - линий  $^{250}\text{Cf}$  и  $^{249}\text{Cf}$ .

Следует отметить, что интегральный поток эпитепловых нейтронов, в котором облучались исследуемые образцы, оказался недостаточным для изотопов  $^{241}\text{Am}$  и  $^{249}\text{Cf}$ , что привело к значительному увеличению погрешностей в определении содержания  $^{250}\text{Cf}$ ,  $^{242m}\text{Am}$  и времени на  $\alpha$  - спектрометрические измерения кадмированных образцов.

Исходя из результатов измерения изотопного состава облу-

ченных и необлученных образцов, времени облучения и нейтронных потоков, были рассчитаны тепловые сечения и резонансные интегралы захвата для исследуемых изотопов (табл. 2).

Полученные в настоящей работе данные о сечениях радиационного захвата и деления довольно хорошо согласуются с результатами других работ [4]. В то время как в ряде работ сечения захвата определялись по накоплению продуктов длительного нейтронного облучения, далеких от исходного ядра, результаты настоящей работы получены для цепочек превращений, состоящих из двух звеньев, что значительно снижает погрешность эксперимента и увеличивает достоверность полученных данных.

Основной вклад в ошибки измерений сечений захвата и деления вносили погрешности в определении нейтронных потоков, поскольку эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов спектрометром находилась по ОСТИ, изготовленным с точностью 3-5%.

#### Л и т е р а т у р а

1. Капусник А. ПТЭ, I, 43 (1968).
2. Александров Б.М. и др. АЭ, 28, 4, 361 (1970).
3. Metta D. et al. Inorganic and Nucl. Chem., 27,33(1965).
4. BNL-325. Third Edition, volume 1. June 1973.

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ

НЕЙТРОНОВ 0,01 - 10 кэв

Т.А.Мостовая, В.И.Мостовой, В.Н.Перегудов

(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)

Аннотация

На нейтронном спектрометре 60-Мэв линейного электронного ускорителя ИАЭ измерено сечение деления  $^{235}\text{U}$  с номинальным разрешением  $\Delta t / 2 \cdot L \sim 3$  нсек/м.

В области энергий 0,01-10 кэв вычислены резонансные интегралы и интегралы деления, которые сравниваются с опубликованными данными.

Abstract

On the IAE 60-Mev linac neutron spectrometer fission cross-section of  $^{235}\text{U}$  is measured with nominal resolution  $\Delta t / 2 \cdot L \sim 3$  nsec/m.

In the energy region 0,01 - 10 kev resonance and fission integrals are calculated, which are compared with published data.

Измерения сечения деления  $^{235}\text{U}$  проведены на одном из нейтронных пучков нового линейного электронного ускорителя ИАЭ ДУ, запущенного для физических исследований в конце 1974 г.

В данном эксперименте ускоритель работал в следующем режиме:

Энергия ускоренных электронов .....	60 Мэв
Ток электронов в импульсе на мишени .....	0,7 а
Частота посылок .....	250-500 гц
Длительность импульса электронов .....	50 нсек

Мишенью ускорителя служил блок природного урана, охлаждаемый водой. Замедлителем являлся слой воды (вокруг блока) толщиной 2,5 см.

В качестве детектора осколков деления использовалась ионизационная камера [2], содержащая 0,8 г  $^{235}\text{U}$  99,98%-ного обогащения. Камера располагалась на пролетном расстоянии 26 м. Для уменьшения рассеяния и поглощения нейтронов входные и выходные окна камеры (в данном случае) были сделаны из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм и удалены от ее электродов на 40 см. На центральный электрод камеры с двух сторон был нанесен слой урана-235 в виде окиси-закиси толщиной 2 мг/см<sup>2</sup>. Этот электрод мог охлаждаться до температуры 80 К. Камера наполнялась смесью аргона и метана (1%) до давления 180 мм рт.ст.

Спектр нейтронов измерялся пропорциональными счетчиками СММ-12 со слоем аморфного бора-10. Счетчики находились внутри камеры, сзади уранового слоя, на расстоянии 3 см, и перекрывали всю площадь нейтронного пучка.

Сигналы от камеры и счетчиков после токовых усилителей (постоянная времени интегрирующей цепи на входе 15 нсек) и формирователей поступали на временные анализаторы АИ-4096. Использовались четыре анализатора - по два на каждый детектор. Анализатор с 50 нсек годинировщиком [3] был включен параллельно анализатору с шириной каналов 250 нсек.

В качестве фильтров резонансных нейтронов в высокой области энергий (частота  $\nu = 250$  гц) использовалась фольга  $^{113}\text{Cd}$ , в более высокой области - слой бора-10 толщиной 0,142 г/см<sup>2</sup>.

Нейтронный фон измерялся попеременно с бором в отдельном опыте с помощью фильтров  $\text{Ag}$ ,  $\text{Co}$  и  $\text{Mn}$ . Он был мал и для борного детектора составлял 1-2,5%.

Перегрузка детектора первоначальным  $\gamma$ -всплеском устранялась теневой свинцовой защитой толщиной 50 см.

Измерения проводились как при комнатной температуре, так и при охлаждении делящегося слоя жидким азотом.

При обработке результатов вводились поправки на фон, на различные пролетных расстояний для камеры и счетчиков (3 см), на самопоглощение в стенках счетчиков и слое бора, на отклонение сечения реакции ( $n, \alpha$ ) на  $B^{10}$  от закона  $\frac{1}{V}$ . Последняя поправка вычислялась согласно работе [4]. Из полученных сечений были вычислены резонансные интегралы в области энергий 10-200 эв и интегралы деления в области энергий 10 эв - 10 кэв. Привязка сделана к значению интеграла деления, равного 2103 барн·эв в области энергий 100-200 эв [6].

Предварительные результаты обработки части полученной информации приводятся в табл. I и 2, там же указаны опубликованные данные других авторов.

Таблица I

Значения  $RI = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_f(E) \frac{dE}{E}$ , барн

$E_1 - E_2$ , эв	Деройттер/5]	де Соссюра/6]	Брукс/7]	Рябов/8]	Данная работа
5-10	35,03	35,01	35,29	34,88	35,2
10-15	17,51	17,46	17,53	18,1	17,6
15-20,5	17,35	17,36	16,86	16,69	17,3
20,5-33		17,76	18,20	18,03	17,7
33-41		14,0	12,95	14,11	13,4
41-60		18,17	18,20	17,54	17,5
60-100		12,48	11,72	13,46	12,4
100-200		14,81	13,96	15,55	14,1

\*) Данные перенормированы Деройттером и Рагемансом [5] к значению

$$\int_{7,8}^{14,8} \sigma_f(E) dE = 240,2 \text{ барн.}$$

Таблица 2

$$\text{Значение } I = \int_{E_1}^{E_2} \sigma f(E) dE, \quad \text{барн}\cdot\text{эв}$$

$E_1 - E_2,$ кэВ	де Соссюра [6]	Блонс [9]	Гайтер [10]	Лемли [11]	Перес [12]	Данная работа
0,1-0,2	2093,8	2103		2090		2103
0,2-0,3	2081,8	2077		2015		2040
0,3-1,0	8124,8	8197		7761		8117
I-2	7566	7550	7881	6441		7447
2 - 3	5674	5480	5722	5057	5402	5516
3 - 4	5167	4940	5045	4511	4933	4741
4 - 5	4656	4480	4474	4011	4406	4398
5 - 6	I7700	I7000	4048	I5525	3961	3836
6 - 7			3379		3359	3452
7 - 8			3280		3330	3226
8 - 9			3071		3065	2967
9 - 10			3153		3188	3295

Резонансные интегралы в области энергий до 20,5 эв хорошо согласуются с данными Деройттера [5], а в области до 200 эв - с данными де Соссюра [6], перенормированными Деройттером [5] (только в двух интервалах отклонение превышает 0,5%).

Интегралы деления от 200 эв до 1000 эв хорошо согласуются с данными Блонса [9] и де Соссюра [6]. В области выше 1 кэВ наши данные наиболее близки к данным Блонса [9] (расхождение не превышает 4%).



## Л и т е р а т у р а

1. В.Ф.Герасимов, В.Ф.Лепников, М.И.Певзнер, Н.А.Черношлеков. Сильноточный ускоритель электронов для физических исследований. Сборник материалов Всесоюзного совещания по нейтронной физике, ч. II, стр. 201, Киев, 24-28 мая 1968 г.
2. Т.А.Мостовая, В.И.Мостовой. Доклад на англо-советском семинаре. АСС-68/15, Дубна, 18-22 июня 1968 г.
3. С.В.Крушин. Наносекундный временной преобразователь для анализатора АИ-4096-3М. Препринт ИАЗ-2418, 1974.
4. M.G.Sowerby, B.H.Patrick, C.A.Uttley, K.M.Diment. AERE-R6316 (1970).
5. A.J.Deguytter, C.Wagemans. Journal of Nuclear Energy, 25 (1971), 263.
6. G.de Saussure et al. Nuclear Data for Reactors, Paris (1966), IAEA, II, 233.
7. F.Brooks et al. Nuclear Data for Reactors, Paris (1966). IAEA, II, 241.
8. Ван-Ши-ди, Ван-Юн-чан, Е.Дерменджиев и Ю.В.Рябов. Симпозиум по физике и химии деления. (Зальцбург 22-26 марта 1965г.), том I, стр. 287.
9. J.Blons et al. Nuclear Data for Reactors, Helsinki (1970), IAEA, I, 469; J.Blons. Nucl. Science & Eng., 51, (1973), 130.
10. D.B.Gayther, D.A.Boyce, J.B.Brisland. Neutron Standard Reference Data. Proceedings of a Panel. Vienna (1972), 201.
11. J.R.Lemley, G.A.Keyworth, B.C.Diven. Nucl. Science & Eng., 43 (1971), 281.
12. R.B.Perez et al. Nucl. Science & Eng., 55 (1974), 203.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ  $\eta$   $U^{233}$  В ОБЛАСТИ  
0,02 - 1 эв.

В. А. Пшеничный, А. И. Блановский, Н. Л. Глидак, Е. А. Павленко

(Институт ядерных исследований АН УССР)

Аннотация

На атомном реакторе ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР проведено измерение энергетической зависимости  $\eta$   $U^{233}$  в области 0,02-1эв с точностью 1-2%. В этом же энергетическом интервале приводятся данные о сечении деления урана-233. Обсуждается вклад возможных ошибок.

Abstract

Energy dependence of eta and fission cross section  $U^{233}$  (neutron energy region 0,02-1 ev) was measured with accuracy 1-2%. Possible errors are discussed.

Точные данные об эффективном числе нейтронов деления  $\eta$  для  $U^{233}$  в области низких энергий важны для проектирования реакторов-размножителей на медленных нейтронах, так как основная неопределенность коэффициента воспроизводства таких реакторов вносится неопределенностью  $\eta$   $U^{233}$ . В связи с этим на атомном реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР определялась энергетическая зависимость  $\eta$   $U^{233}$  в диапазоне 0,02-1эв с точностью 1-2%. Измерения выполнены по методу времени пролета с разрешением  $\sim 12$  мксек/м и нормализованы к значению при  $E=0,0253$  эв, причем было принято, что в этой точке  $\eta = 2,297$  [1]. Эффективное число нейтронов деления определяется следующим выражением:

$$\eta = \frac{R_s}{\Phi(1-T)(1-\sigma_s/\sigma_t)(1+M)}$$

где  $R_s$  - выход нейтронов деления;  $T$  - прозрачность делимого образца;  $\Phi$  - падавший на образец поток нейтронов;  $\sigma_s$  и  $\sigma_t$  - соответственно сечение рассеяния и полное сечение делимого образца;  $M$  - величина, учитывающая вклад от многократно рассеянных нейтронов в выход нейтронов деления.

При рассмотрении возможных вариантов измерений  $\eta$  было отдано предпочтение определению выхода нейтронов деления, потока и пропускания на одной и той же пролетной базе, в противном случае можно было ожидать значительного искажения энергетической зависимости  $\eta$ . Измерение проводилось на 8-м горизонтальном канале реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР. Пучок нейтронов из реактора превращался в пульсирующий механическим прерывателем, ротор которого имел в диаметре 300мм и ширину щели 1мм. На расстоянии  $L = 503 \pm 5$  см от прерывателя находились образец и детекторы, схема размещения которых показана на рис.1.

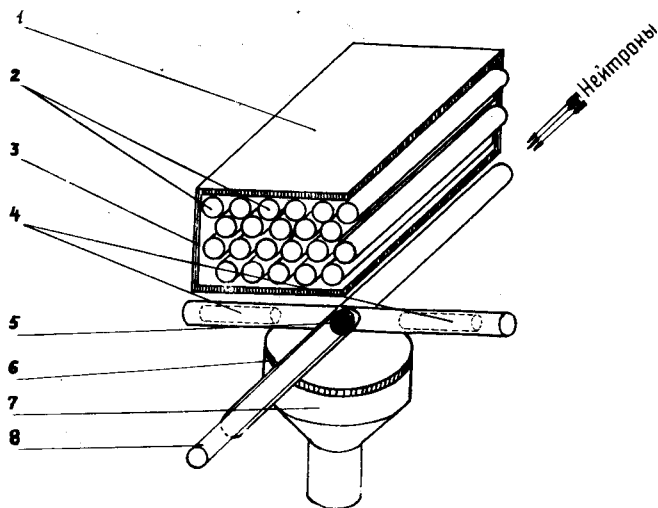


Рис.1. Схема эксперимента:

1-детектор быстрых нейтронов; 2-счетчики СМ-37; 3-защита; 4-детекторы для измерения пропускания; 5-образец; 6-кристалл  $NaI(Tl) - 70 \times 70$  мм; 7-ФЭУ-49; 8-держатель образцов

Нейтроны деления регистрировались в геометрии, близкой к 2 $\pi$ , батареей из пятидесяти гелиевых счетчиков СМ-37 с замедлителем. Для уменьшения времени жизни нейтронов экран из кадмия помещался между замедлителем и счетчиками. Поток падающих нейтронов измерялся по  $\gamma$ -лучам захвата нейтронов

образцом кадмия или индия. Такой  $(n, \gamma)$  - детектор состоит из кристалла  $NaJ(\text{Cl})$  ( $\phi = 70 \times 70 \text{ мм}$ ) и ФЭУ-49. Измерения пропускания проводились борным счетчиком СМ-5 или тремя гелиевыми счетчиками СМ-37.

Особое внимание в этих измерениях уделялось выяснению природы фона для различных детекторов и доказательству того, что детектор нейтронов деления не чувствителен к гамма-лучам деления и продуктов распада. Симметричный относительно вспяски фон определялся по методу, предложенному в работе [2], и составлял для детектора быстрых нейтронов, детектора потока и борного счетчика при энергии 0,2 эв соответственно 10; 8; 0,2% в области 0,6эв - 3; 2; 0,01% от эффекта. Было показано, что асимметричный фон существенен только для детектора потока, причем его отношение к эффекту практически во всей области измерений постоянно и составляет при определении потока по кадмию  $\sim 1\%$  и по индию  $\sim 1,6\%$ .

В полученные экспериментально результаты вводились рассчитанные поправки на разрешение, на энергетическую зависимость детектора потока и на многократное рассеяние нейтронов в образце. Величина поправки на многократные процессы в делющемся образце рассчитывалась методом Монте-Карло и составляла в области энергии 0,025 эв около 2,5% и увеличивалась до 3,5% в районе 1эв. Расчет пропускания для образцов индия и кадмия с учетом многократного рассеяния нейтронов, а также самопоглощения гамма-лучей показал, что для индия толщиной 25мм отклонение от постоянного значения в эффективности регистрации нейтронов составляет  $\sim 0,5\%$  в области энергий 0,05-0,5эв. Для кадмия толщиной 2мм эффективность постоянна в области энергий 0,02-0,3эв. Поправка на разрешение составляла около 2% в области энергий 0,2 эв по отношению к значению при  $E = 0,0253 \text{ эв}$ . Это искажение энергетической зависимости  $\eta$  связано в основном со сдвигом порядка 3 мксек во времени регистрации нейтронов деления по отношению к моменту регистрации нейтронов потока. Неточное знание этой поправки внесло систематическую ошибку порядка 0,5%, почти сравнимую со статистической ошибкой измерений  $\sim 0,7\%$ . На рис.2 приведена полученная энергетическая зависимость  $\eta$  и  $^{233}\text{U}$  с измерением потока  $(n, \gamma)$ -

- детектором с образцами кадмия /черные кружки/ и индия /светлые кружки/. Систематические расхождения в данных, полученных при определении потока с индиевыми и кадмиевыми детекторами, очевидно, связаны с некоторой неопределенностью предметного расстояния в измерениях с индием из-за его большей толщины.

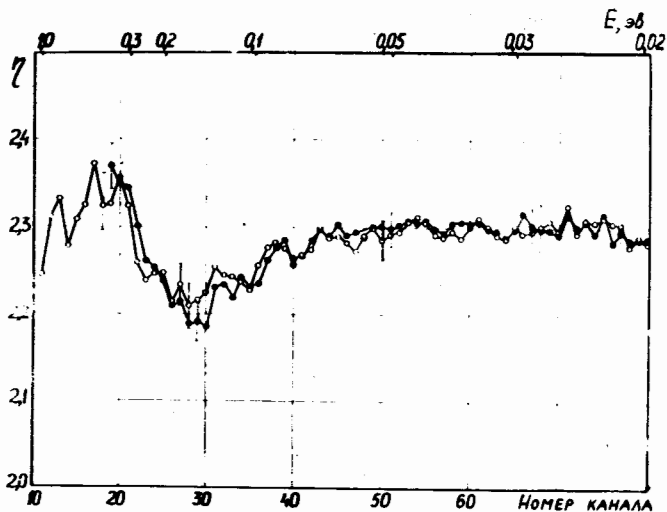


Рис.2.

Энергетическая зависимость  $\eta$   $U^{233}$

В таблице приведены рекомендованные значения  $\eta$  и сечения деления  $U^{233}$  в области энергий 0,02-3эв, полученные усреднением измеренных величин, что соответствует ухудшению разрешения примерно в 2 раза. Значения  $\eta$  от 1 эв до 3 эв взяты из наших экспериментов, выполненных в 1964г., в которых было показано, что величина  $\eta$  в этой области не зависит от изменения разрешения с 3 до 6 мсек/м. Энергетическая зависимость сечения деления получена в предположении, что  $\bar{v} = const$  в изучаемой области энергий нейтронов и нормирована на значение  $\sigma_f = 525,1$  бари при  $E = 0,0253$  эв [1].

Рекомендованные значения  $\eta$   $U^{233}$  в области энергий 3-0,02эв

$E, \text{эв}$	$\eta$	$\pm \Delta \eta$	$\bar{\sigma}_f, \text{барн}$	$\pm \Delta \bar{\sigma}_f, \text{барн}$	Примечание
2,76	1,64	0,04			
2,11	1,71	0,04			
1,67	2,08	0,05			
1,35	2,14	0,06			
1,12	2,25	0,07			
0,764	2,293	0,02	139	1,0	
0,399	2,341	0,02	154	1,0	
0,293	2,328	0,02	171	1,0	
0,244	2,284	0,02	182	1,0	
0,207	2,240	0,02	192	1,0	
0,191	2,223	0,02	197	1,0	
0,165	2,201	0,02	205	1,0	
0,119	2,229	0,02	235	1,0	
0,0894	2,263	0,02	275	1,0	
0,0698	2,290	0,02	314	1,0	
0,0561	2,296	0,02	349	1,5	
0,0460	2,304	0,02	389	1,5	
0,0384	2,304	0,02	424	2,0	
0,0325	2,295	0,02	463	2,0	Область нормировки, среднее значение: $\bar{\eta} = 2,297, \bar{\sigma}_f = 525,1$
0,0279	2,301	0,02	501	2,0	
0,0242	2,302	0,02	537	2,0	
0,0212	2,290	0,02	571	2,0	

В последние пять лет в области энергий 3,02-1эв проводились измерения  $\eta$   $U^{233}$  [3,4]. Результаты этих работ согласуются друг с другом, отмечается уменьшение в величине  $\eta$  при 0,16эв на 4,0-4,2% от значения при  $E = 0,0253$ эв. Энергетическая зависимость  $\eta$  определялась одновременным измерением сечений деления и захвата. Наша работа выполнена другой методикой: непосредственно измеряется энергетическая зависимость величины  $\bar{\sigma}_f$ . Результаты в пределах 1% согласуются с данными упомянутых работ, хотя падение величины  $\eta$  при 0,16 эв, полученное при измерении потока по кадмью, доходит до 5% от значения  $\eta$  при  $E = 0,0253$ эв. Отметим, что согласие результатов нашей работы в пределах 1% с результатами работ [3,4] указывает, что с такой же точностью среднее число нейтронов деления  $U^{233}$  остается постоянным в тепловой области энергий.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность доктору физ.-мат.наук В.П.Вертебному за постоянное внимание к настоящей работе.

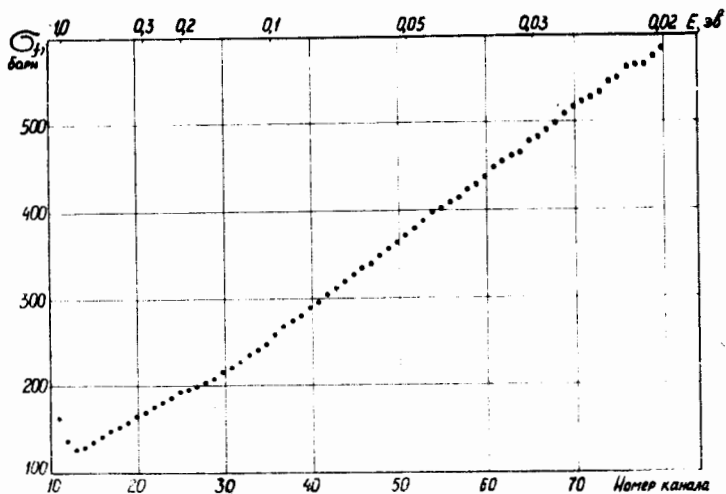


Рис.3.  
 Энергетическая зависимость сечения деления  $U^{233}$  в области 0,02-1эв; нормировка сечения при  $E=0,0253$ эв на величину 525,1 бари; точность измерений  $\sim 1\%$  (меньше размеров точек)

#### Л и т е р а т у р а

1. N.M.Sten. Trans. Amer. Nucl. Soc., 14, 374 (1971).
2. В.И.Мостовой, М.И.Певзнер, А.П.Цитович. Материалы международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1965 г., том 4, стр. 19 (Москва, 1969).
3. L.W.Weston et al. Nucl. Sci. Eng., v.42, p. 143(1970).
4. J.R.Smith, S.D.Reeder. TID-4500, IN-3407, UC80, p.39(1970).

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ АНАЛИЗ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ  
(ДУХУРОВНЕВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ)

С.А.Тошков, Н.Б.Янева

(Институт ядерных исследований и ядерной энергетики  
Болгарской АН)

АННОТАЦИЯ

Формула для сечения реакции с учетом интерференции между двумя соседними резонансами, которые относятся к одному и тому же значению полного момента, основанная на  $R$ -матричном формализме, используется для анализа сечения деления  $^{239}\text{Pu}$  резонансными нейтронами. Экспериментальное разрешение и тепловое движение ядер мишени учитываются путем усреднения численным интегрированием.

Abstract

The formula for the reaction cross-section based on the  $R$ -matrix formalism considering the interference between the two neighboring resonances, referred to the same value of total momentum was used for the analysis of the cross-section of resonance neutron induced fission of  $^{239}\text{Pu}$ . The experimental resolution and thermal motion of the target nuclei was calculated by numerical integration.

Измерение сечений взаимодействия делящихся ядер с нейтронами с высокой точностью создает возможность более точной параметризации их энергетического хода. Это осуществляется методами интерференционного анализа.

Интерференционный анализ нейтронных сечений делящихся ядер проводится на основе разных представлений формальной теории ядерных реакций. Метод анализа, основанный на  $R$ -матричном формализме [1], отличается тем, что параметры являются реальными числами, которые, по крайней мере в области разрешенных резонансов, не зависят от энергии. Это — энергия возбуждения составного ядра  $E_S$  и амплитуда вероятности распада состояния  $S$  по каналу  $c$ - $\sigma_{sc}$ . Эта последняя величина связана с парциальной шириной  $\Gamma_{sc}$  канала соотношением  $\Gamma_{sc} = 2P_c \sigma_{sc}^2$ , где  $P_c$  — коэффициент, зависящий от энергии канала. На практике для простоты применяются следующие предположения: во-первых, о существовании большого



числа приблизительно равновероятных каналов для процесса радиационного захвата, т.е. радиационная ширина всех уровней одинакова и не существует интерференции между радиационными каналами, т.е. во-вторых, об одноканальности нейтронных ширин.

Формулу для сечения реакции с учетом интерференции между двумя соседними резонансами, которые относятся к одному и тому же значению полного момента  $J$ , можно записать следующим образом [2]:

$$\sigma_{aa'} = \frac{\pi g^2}{K^2} \sum_{s1s2'} \{ [(E_2 - E) \Gamma_{1c}^{1/2} \Gamma_{1c'}^{1/2} + (E - E) \Gamma_{2c}^{1/2} \Gamma_{1c'}^{1/2}]^2 + \frac{1}{4} \left[ \sum_{c''} \Gamma_{c''c} \Gamma_{c''c'} \right]^2 \} \times \{ [(E_1 - E)(E_2 - E) + \frac{1}{4} (\Gamma_{12}^2 - \Gamma_1 \Gamma_2)]^2 + \frac{1}{4} [\Gamma_1 (E_2 - E) + \Gamma_2 (E - E)]^2 \}^{-1} \quad (I)$$

$$\text{где } \Gamma_{c''c} = \Gamma_{1c''}^{1/2} \Gamma_{2c}^{1/2} - \Gamma_{2c''}^{1/2} \Gamma_{1c}^{1/2};$$

$g$  - спиновой статистический фактор  $\frac{2J+1}{2(2I+1)}$ .

Энергетическая зависимость сечения реакции определяется энергией относительного движения налетающей частицы и ядра мишени. Поэтому при применении формулы (I) для анализа экспериментальных данных необходимо учитывать энергетическое разрешение и тепловое движение ядер мишени.

При предположении о максвелловском виде распределения скоростей атомов мишени, уширение резонансных пиков за счет Допплер-эффекта можно получить [3] путем усреднения

$$\bar{\sigma}(E_n) = \frac{\int_0^\infty \bar{\omega}(E) \sigma(E) dE}{\int_0^\infty \bar{\omega}(E) dE} \quad (2)$$

$$\text{где } \bar{\omega}(E) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta} \text{EXP}[-(E - E_n)^2 / \Delta^2];$$

$E_n$  - энергия падающего нейтрона в лабораторной системе координат;

$E$  - энергия нейтрона относительно движущейся мишени;  
 $\Delta = 2(KTm/M)^{1/2} E_n^{1/2}$ ;  $T$  - температура мишени;  $K$  - константа Больцмана;  $m/M$  - отношение масс нейтрона и ядра-мишени. Для делящихся ядер и при комнатной температуре  $\Delta \sim E_n^{1/2} / 48,5$  (эв).

Аналогично можно учитывать и вклад экспериментального

разрешения в уширении пиков, причем в этом случае ширина распределения  $\Delta = 2^{3/2} \tau E^{3/2}$ , где  $\tau$  в мксек/м.

Параметризация экспериментально наблюдаемого сечения на основе описанной модели осуществляется по методу наименьших квадратов. Для этой цели составленная в ОИЯИ (Дубна) программа FUMILI [4] была адаптирована для ЭВМ типа IBM-360.

Программа для интерференционного анализа сечения деления построена по модульному принципу и записана в библиотеке перемещаемых модулей ЭВМ IBM-360/40. Она выбирает участок для анализа, находит значения параметров, соответствующие минимуму величины  $\chi^2$ , выдает на печать и в виде графика теоретически рассчитанную и экспериментальную кривую и переходит к следующему участку. В случае, когда анализируется группа резонансов (больше двух), при переходе к следующей паре резонансов параметры второго резонанса из первой группы фиксируются как параметры первого резонанса второй группы.

Описанная программа была использована для анализа энергетического хода сечения деления  $^{239}\text{Pu}$ . Экспериментальный спектр сечения деления  $^{239}\text{Pu}$ , измеренный группой Блонса на электронном ускорителе Сакле по методу времени пролета с разрешением 0,0162 мксек/м, был получен нами из библиотеки данных МАГАТЭ (Вена). На рис. 1 и 2 для иллюстрации показаны участки экспериментальных кривых сечения деления  $^{239}\text{Pu}$ . Наборы параметров, при помощи которых двухуровневая формула аппроксимирует экспериментальные данные в каждом из показанных участков, представлены в таблице.

$E$ , эв	$2g\Gamma_n^\circ$ , эв	$\Gamma_f$ , эв	$J$
10,96	0,00444	-0,220	I
11,93	0,00031	0,115	I
14,30	0,00026	-0,080	I
14,74	0,00148	0,102	I
22,34	0,00104	0,114	I
23,95	0,00003	-0,015	I
26,34	0,00264	-0,074	I

Полученные параметры можно сравнивать с параметрами, значения которых определены "полным" многоуровневым анализом. При таком сравнении надо учитывать трудность оценки вклада остальных резонансов в сечение на участке, который анализируется при помощи двухуровневой формулы. В данном случае этот вклад учитывается по средним значениям параметров данного спина.

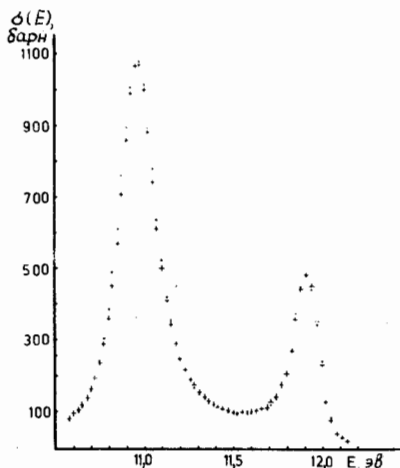


Рис. I. Сравнение экспериментально полученных и рассчитанных по формуле (I) данных из спектра деления  $^{239}\text{Pu}$  в области энергии нейтронов 10-12 эв.

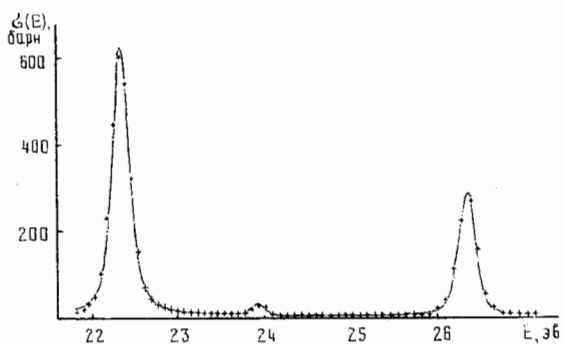


Рис. 2 Сравнение экспериментально полученных и рассчитанных по формуле (I) данных из спектра деления  $^{239}\text{Pu}$  в области энергии нейтронов 20–26 эв.

#### Л и т е р а т у р а

1. C.W.Reich and M.S.Moore. Phys.Rev., 111, 925 (1958).
2. А.Лейн, Р.Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях, ИЛ, Москва, 1960.
3. J.L.Cook. Aust.J.Phys., 20, 67 (1967).
4. С.Н.Соколов, И.Н.Силин. Препринт ОИЯИ Д-810 (1963).

ДЕЛЕНИЕ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ  
Н.Н.Гоним, В.К.Горшков, Л.К.Козловский, Н.С.Работнов,  
Ю.Я.Ставиский, Д.И.Тамбовцев  
(Физико-энергетический институт)

АННОТАЦИЯ

Излагаются результаты экспериментального изучения влияния выстраиваемости ядер-мишени  $U^{235}$  на угловые распределения осколков и величину сечения при делении нейтронами с энергией 10-150 кэв.

Abstract

The results are reported of the experimental investigations of the nuclear orientation effects in the angular anisotropy of fragments and the cross-section of neutron induced fission of  $U^{235}$  in the energy range 10-150 KeV.

Ориентация ядер мишени, меняя кинематику ядерной реакции, позволяет получить новую информацию о её механизме, прежде всего о спиновых зависимостях ширины различных процессов. Так, изучение деления ориентированных ядер позволяет уточнить данные о зависимости формы барьера деления от квантовых характеристик делящегося ядра [1-3]. Известно также [4], что ориентация позволяет изменить относительный вклад в процесс различных парциальных нейтронных волн и дает новые сведения для оценки этого вклада. В настоящей работе излагаются результаты измерения угловой анизотропии вылета осколков деления и предварительные данные по полному сечению деления ориентированных ядер  $U^{235}$  при нескольких значениях энергии нейтронов в интервале 10-150 кэв. Сообщения о методике работы и некоторых экспериментальных результатах были опубликованы в работах [5-7].

Ориентирование ядер  $U^{235}$  осуществлялось за счет взаимодействия их квадрупольного момента с градиентом неоднородного электрического поля монокристалла  $UO_2 \cdot 8H_2O$  ( $UO_2 \cdot 8H_2O$ ) при его охлаждении до  $T \approx 0,2$  К. При этом происходит плоскостное выстраивание системы ядер со степенью выстраивания 10% ( $G_2 = 0,11$ , см. [3]). Охлаждение образца проводилось методом адиабатиче-

ского размагничивания. Образец представлял собой пластинку УРН, вырезанную параллельно грани  $10\bar{1}2$  монокристалла на основе естественного урана и покрытую монокристаллическим слоем, в котором естественный уран замещен ураном-235 90%-ного обогащения. Толщина активного покрытия составляла  $1 \text{ мг/см}^2$ . Образец приклеивался к медной подложке, которая с помощью хладопровода контактировала с блоком парамагнитной соли. Для намагничивания использовался сверхпроводящий соленоид. Температура подложки монокристалла измерялась угольным термометром сопротивления. Экспериментальная установка более подробно описана в работе [5], а методика изготовления образца - в работе [6]. Источником нейтронов служили реакции  $Li(p,n)$  и  $T(p,n)$  на ускорителе КР-2,5 ФЭИ. Энергия нейтронов и их энергетический разброс рассчитывались при заданном превышении над порогом реакции с учетом толщины мишени и конечных размеров образца и мишенек с помощью соотношений, приведенных в работе [8].

С-ось монокристалла, относительно которой наблюдается выстраивание ядер  $U^{235}$ , была ориентирована по направлению пучка нейтронов. При измерении угловой анизотропии осколки деления регистрировались парой стекол, расположенных в подвижной кассете под углами  $0^\circ$  и  $90^\circ$  к С-оси (рис.1). При измерении полного сечения деления пары стекол (рабочее и мониторное) размещались в шестигранной поворотной кассете между монокристаллическим образцом и слоем из обогащенного урана, служившим для мониторингования (рис.2). Плоскость детектора была параллельна естественной грани монокристалла, составлявшей с С-осью угол  $\sim 40^\circ$ .

Экспозиции проводились при температурах 0,2 К и 4К ("горячая точка"). Смена стекол при изменении условий эксперимента (изменение температуры образца или энергии нейтронов) осуществлялась путем перемещения кассет с помощью проволочных тяг, выведенных из криостата. После облучения стекла травились в растворе HF и следы осколков подсчитывались под микроскопом. При обработке результатов вводились поправки, учитывающие геометрию образца и детектора в приближении равномерного распределения потока нейтронов по образцу и представления углового распределения осколков в виде  $W(\theta) \sim 1 + A_2 P_2(\cos \theta)$ .

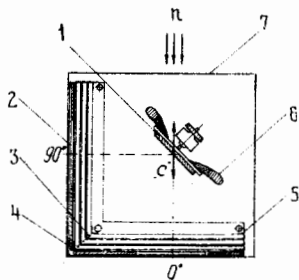


Рис.1. Расположение образца и детекторов при измерении угловой анизотропии: 1-образец; 2-стекло-детектор в кассете; 3-тяга кассеты; 4, 5-направляющие кассеты; 6-холодopовод; 7-камера

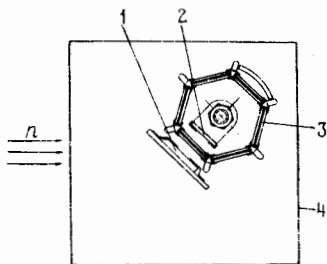


Рис.2. Расположение образца и детекторов при измерении полного сечения деления: 1-образец; 2-мониторный слой  $U^{235}$ ; 3-стекло-детекторы в поворотной кассете; 4-камера

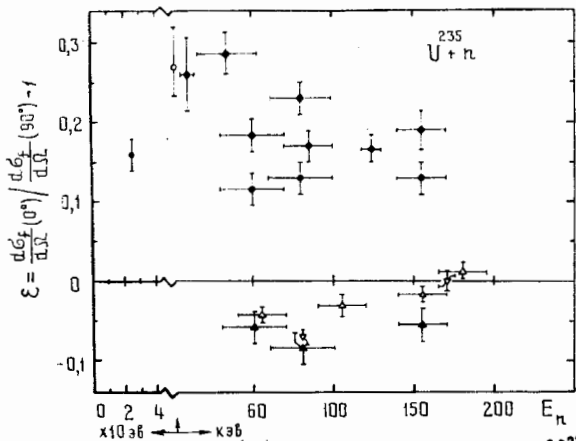


Рис.3. Угловая анизотропия осколков при делении  $U^{235}$  нейтронами:  $\bar{\epsilon}$ ,  $\Delta$  - данные работ [9,10] на неориентированных ядрах;  $\bar{\epsilon}$  - результаты Кукина, Паттендена и Постмы [3], приведенные к условиям нашего эксперимента; результаты настоящей работы:  $\bar{\epsilon}$  - ядра-мишени не ориентированы,  $\Delta$  - анизотропия осколков на выстроенных ядрах,  $\bar{\epsilon}$  - "эффект выстроенности" ядер

Результаты измерений угловой анизотропии осколков деления приведены на рис.3. Постановка опыта позволяла получить как абсолютные значения анизотропии осколков для выстроенных и невыстроенных ( $T=4$  К) ядер, так и "эффект выстроенности", т.е. изменение анизотропии, вызванное только температурной ориентацией ядер мишени. Эти три рода данных и представлены на рис.3. Данные, полученные в отсутствие выстроенности ядер мишени, согласуются с результатами работ [9,10], подтверждая наличие небольшой отрицательной анизотропии в области  $E_n = 50-150$  кэв. Для выстроенных же ядер анизотропия осколков положительна во всей исследованной области и имеет значительно большую абсолютную величину. Анизотропия деления на выстроенных ядрах при  $E_n = 10$  кэв хорошо согласуется с результатами Кукина, Паттендена и Поста [3] для области  $E_n = 1+2$  кэв, приведенными по температурной зависимости выстроенности к условиям нашего эксперимента.

В опытах по измерению полного сечения деления устойчиво наблюдалось уменьшение сечения для выстроенных ядер. При энергиях  $E_n = 40$  кэв и 100 кэв предварительные значения отношения  $\sigma_f^{ор} / \sigma_f^{неор}$  примерно одинаковы и составляют  $0,90 \pm 0,05$ .

Рассмотрение простых кинематических соотношений показывает, что качественно все основные факты - отрицательная анизотропия при делении неориентированных ядер, положительная при делении ориентированных ядер и уменьшение сечения деления при ориентации - указывают в одном направлении:

1) на аномально большой, по сравнению с предсказаниями оптической модели, вклад р-нейтронов в процесс образования составного ядра;

2) на преимущественное деление из состояний  $3+$  и  $4+$ , образованных под действием р-нейтронов (состояния  $2+$  и  $5+$  давали бы эффект противоположного знака и в анизотропии и в полном сечении); кроме того, сечение деления на  $S$ -нейтронах не зависит от ориентации.

Однако количественная интерпретация в рамках принятых одномерных моделей двугорбого барьера деления с расщеплением по  $J$  и  $K$  затруднительна; наблюдаемые величины эффектов близки к



максимальным значениям, разрешаемым кинематикой реакции и потребуют для своего объяснения, если будут подтверждены, дополнительных предположений о механизме подчеркивания вероятности образования и делимости состояний, дающий основной вклад в процесс.

#### Л и т е р а т у р а

1. L.D.Roberts, J.W.Dabbs et al. *Proced. Intern. Conf. on Nucl. Struct.*, Kingston (1960).
2. J.W.T.Dabbs et al. *Symp. on Phys. and Chem. of Fission*, Vienna, 1969. IAEA, SM-122/123.
3. N.J.Pattenden, H.Postma. *Nucl. Phys.*, A167(1971),225; R.Kuiken, N.J.Pattenden, H.Postma. *Nucl.Phys.*,A190 (1972), 401.
4. Ефимов В.Н. Препринт ОИЯИ, Р-1369, 1963.
5. Гонин Н.Н., Козловский Л.К., Ставиский Ю.Я., Тамбовцев Д.И. *ПТЭ*, I, 47, 1974.
6. Гентош А.И., Гонин Н.Н., Козловский Л.К., Тамбовцев Д.И. *ПТЭ*, I, 232, 1975.
7. Гонин Н.Н., Горюнов В.К., Козловский Л.К., Работнов Н.С., Ставиский Ю.Я., Тамбовцев Д.И. *Письма в ЖЭТФ*, 20,503,1974.
8. Кононов В.Н., Полегаев В.Д., Орлов Б.Д. Доклад на III конференции по нейтронной физике, Киев, 1975.
9. Нестеров В.Г., Смиренькин Г.Н. и др. *ЯФ*, 4,399,1966.
10. Смиренькин Г.Н., Шлак Д.Л. и др. *Письма в ЖЭТФ*, II, 489,1970.

АБСОЛЮТНЫЕ ВЫХОДЫ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$   
ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ  $^{252}\text{Cf}$

И.А. Кондуров, Ю.А. Мирошниченко, А.М. Никитин  
(Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова)

Б.М. Александров, А.С. Кривохатский  
(Радиевый институт им. В. Г. Хлопина)

Аннотация

Измерены выходы  $\alpha$ -частиц при тройном делении  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами и спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ ; на основании литературных данных рассчитаны выходы легких частиц, образующихся при делении этих ядер.

Точность измерений определяется формой энергетического спектра  $\alpha$ -частиц деления. Результаты данной работы сравниваются с результатами других авторов.

Abstract

Yields of  $\alpha$ -particles in the ternary fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  with thermal neutrons and in  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission have been measured. Yields of light particles formed in the fission of these nuclei have been calculated on the basis of literature data.

The accuracy of measurements is defined by the form of the energetic spectrum of fission  $\alpha$ -particles. The results of this work have been compared to the results obtained by other authors.

Величины выходов легких частиц в тройном делении являются важными фундаментальными константами, характеризующими деление. В настоящее время имеются данные по выходам легких частиц тройного деления различных ядер, измеренным относительно выходов  $\alpha$ -частиц, поэтому необходимы надежные измерения выходов  $\alpha$ -частиц тройного деления по отношению к двойному.

На рис. 1 представлены скомпилированные данные по измерению выходов длиннопробежных частиц при тройном делении  $^{233}\text{U}(n_{th,f})$ ,  $^{235}\text{U}(n_{th,f})$ ,  $^{239}\text{Pu}(n_{th,f})$  и  $^{252}\text{Cf}(SF)$  из работ [1] и [2].

Измерения, где выход  $\alpha$ -частиц определяется по их энергетическому спектру, представляются наиболее точными, но в них имеется неопределенность, связанная с тем, что измеряется суммарный спектр всех легких частиц без разделения их по массам и зарядам [3].

Целью настоящей работы было получить значение вероятности рождения  $\alpha$ -частиц тройного деления по отношению к вероятности двойного деления при делении  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами и спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ . Тройное деление этих ядер наиболее изучено [4-7]. Одновременное измерение выходов  $\alpha$ -частиц при делении этих ядер проводилось в работе [8], но в ней не делалось разделения частиц по сорту и, кроме того, были использованы мишени  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  толщиной порядка 1 мг/см<sup>2</sup>, что могло сказаться на результатах измерений.

Для идентификации  $\alpha$ -частиц и отделения их от других легких частиц тройного деления применялся телескоп  $\Delta$ E-E $\alpha$ . Скорость счета  $\alpha$ -частиц тройного деления и скорость счета осколков измерялись одновременно двумя полупроводниковыми детекторами E $\alpha$  и E $\beta$  с известным отношением их телесных углов.

Облучение мишеней производилось на одном из горизонтальных пучков реактора ВВР-М, нейтронный поток составлял  $4 \cdot 10^7$  н/см<sup>2</sup>сек при кадмиевом отношении по  $A_{\text{Cd}}$ , равном 5,8. В качестве  $\Delta$ E- и E $\alpha$ -детекторов использовались поверхностно-барьерные кремниевые детекторы диаметром 12 мм и толщиной чувствительной зоны 14,5 мм и 600 мкм соответственно. Мишени из  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  изготовлялись на алюминиевой подложке толщиной 22 мкм методом многократного впекания. Толщина делящегося слоя равнялась примерно 300 мкг/см<sup>2</sup>.  $^{252}\text{Cf}$  наносился на подложку из алюминия толщиной 32,4 мкм методом саморасплевания [9], активность мишени  $\sim 10^5$  делений/сек. Выбранные под-

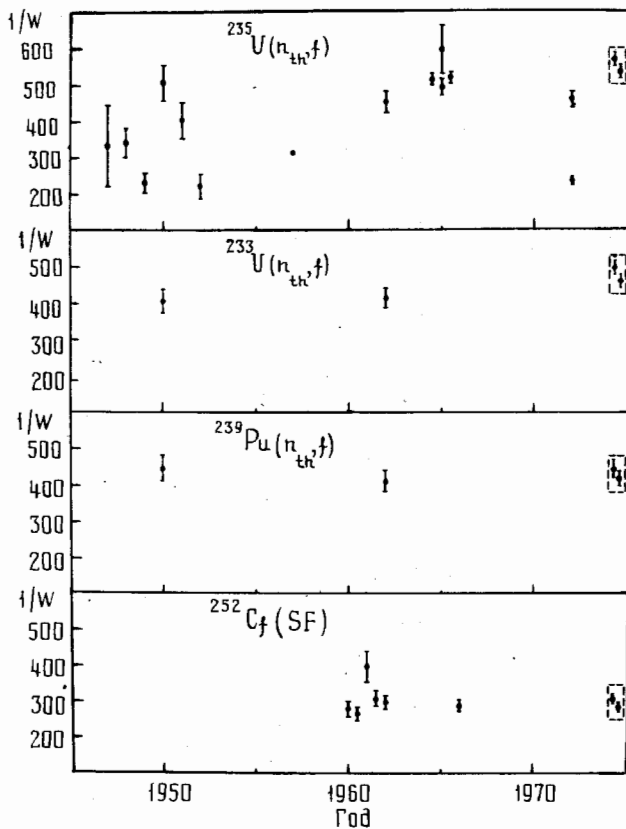


Рис. 1. Выходы длиннопробежных частиц при тройном делении  $^{233}\text{U}(n_{th},f)$ ,  $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$  и  $^{252}\text{Cf}(SF)$  [1,27] и результаты данной работы (в пунктирном прямоугольнике).

ложки полностью поглощали  $\alpha$ -частицы изотопов, нанесенных на них.

Мишень устанавливалась активной стороной к осколочному детектору  $E_f$ , а подложкой к телескопу  $\Delta E-E_\alpha$  таким образом, что она могла поворачиваться на  $180^\circ$  и быть обращенной активной стороной к телескопу  $\Delta E-E_\alpha$  и при этом геометрия опыта оставалась неизменной. Это нужно было для определения отношения телесных углов детекторов  $E_f$  и  $E_\alpha$ , которое определялось по счету  $\alpha$ -частиц естественной радиоактивности мишени. Сигналы  $\Delta E$ ,  $E_\alpha$ - и  $E_f$ -детекторов преобразовывались в цифровой код. Спектр  $\Delta E-E_\alpha$  записывался в виде двумерной матрицы  $64 \times 64$  канала, а сигнал  $E_f$  независимо записывался многоканальным анализатором.

Число двойных делений, приходящихся на одну  $\alpha$ -частицу тройного деления, определяется соотношением

$$\frac{1}{W_\alpha} = \eta \cdot \frac{\omega_\alpha}{\omega_f} \cdot \frac{n_f}{2n_\alpha} \quad (1)$$

где  $W_\alpha$  - вероятность рождения  $\alpha$ -частицы в делении;

$\eta$  - доля измеренного спектра  $\alpha$ -частиц тройного деления;

$\omega_\alpha/\omega_f$  - отношение телесного угла  $E_\alpha$ -детектора к телесному углу  $E_f$ -детектора;

$n_f/n_\alpha$  - отношение скорости счета осколков на детекторе  $E_f$  к скорости счета  $\alpha$ -частиц тройного деления на детекторе  $E_\alpha$ .

Предполагая, что спектр  $\alpha$ -частиц тройного деления имеет форму, близкую к гауссовой, зная параметры гауссиана и учитывая поглощение  $\alpha$ -частиц в алюминиевой подложке и  $\Delta E$ -детекторе, можно определить, какую долю  $\eta$  от полного спектра составляют зарегистрированные в  $E_\alpha$ -детекторе  $\alpha$ -частицы. Уровень дискриминации энергетического спектра  $\alpha$ -частиц тройного деления, использованный при расчете величины  $\eta$ , определялся с помощью кривой "пробег-энергия" и составлял для деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  на тепловых нейтронах  $E_0 = (6,9 \pm 0,2)$  Мэв, а для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$   $E_0 = (8,1 \pm 0,2)$  Мэв. Гауссовы параметры спектров  $\alpha$ -частиц взяты нами из работ [4-7]. В наших измерениях параметры спектров  $\alpha$ -частиц тройного деления в пределах ошибок совпали с результатами этих работ.

Отношение телесных углов регистрации  $\alpha$ -частиц тройного деления и осколков  $\frac{\omega_\alpha}{\omega_f}$  измерялось для всех исследуемых ядер при многократной перестановке мишеней. Оценка средней квадратичной

погрешности  $\frac{\Delta \alpha}{\alpha}$ , которая вносится из-за неопределенности произведения геометрии одного измерения, оказалась порядка 1,5%.

Таблица I

Делящееся ядро	Результаты данной работы								Работа [8]
	$\langle \eta \rangle$	$\langle n_f/n_\alpha \rangle$	$\langle \omega_\alpha/\omega_f \rangle$	Спектр $\alpha$ -частиц (гауссиан)		Спектр $\alpha$ -частиц ( $\chi^2$ на 10)		1/W	
				1/W $_\alpha$	1/W	1/W $_\alpha$	1/W		
$^{233}\text{U}(n\text{th}f)$	0,99±0,02	123±1,5*	8,8±0,13	535±14	494±13	499±13	461±12	414±26	
$^{235}\text{U}(n\text{th}f)$	0,99±0,01	146,7±1,2	8,8±0,13	635±12	570±11	595±11	534±10	499±30	
$^{239}\text{Pu}(n\text{th}f)$	0,98±0,01	115,9±0,5	8,8±0,13	499±10	443±9	471±9	418±8	411±26*	
$^{252}\text{Cf}$	0,97±0,03	44,3±0,3	16,49±0,34	352±13	310±11	324±12	285±11	299±18	

\* Помимо статистической ошибки, указанной в таблице, возможна систематическая ошибка, связанная с неопределенностью при вычитании фона, порядка 3-4%.

В табл. I приведены величины  $\frac{1}{W}$ ,  $\frac{n_f}{n_\alpha}$  и их ошибки. Значения для каждой из мишеней измерялись 3-4 раза. В качестве погрешностей взяты среднеквадратичные ошибки среднеарифметического значения измерявшихся величин, так как они превышали в 1,5-2 раза среднеквадратичные ошибки средневзвешенного значения, полученного из гипотезы нормального распределения. В измерениях для вынужденного деления имеется также систематическая ошибка, оцененная нами в ~4%: экспериментальный спектр  $\alpha$ -частиц тройного деления  $^{252}\text{Cf}$  представляет собой искаженный поглощением гауссиан (рис. 3), а в случае деления  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами в мягкой области на подобный гауссиан накладывается еще экспоненциально спадающий с ростом энергии спектр, который, как предполагается обычно [4], является результатом фона от  $(n, \alpha)$ -реакций на легких ядрах, входящих в состав мишени.

На рис. 4 показан экспериментальный спектр  $\alpha$ -частиц при делении  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами.

Был проведен фоновый эксперимент, где в качестве мишени использовался  $^{238}\text{U}$ . Оказалось, что вклад  $(n, \alpha)$ -реакций составляет всего 10-20% от полученного на исследуемых мишенях (см. также [2]). Тем не менее, для получения "истинного" экспериментального спектра  $\alpha$ -частиц в мягкой области энергий было проведено вычитание экспоненциально спадающего фона (см. рис. 4). При нормировке фона использовалось предположение о том, что из-

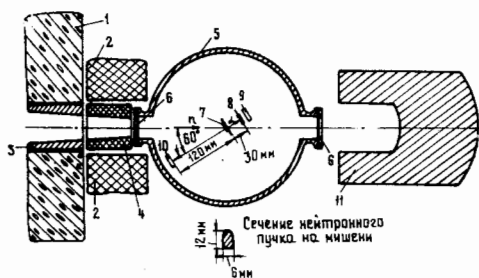


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: I - защита реактора; 2 - внешняя защита; 3 и 4 - коллиматоры; 5 - вакуумная камера; 6 - окно из алюминия (200 мкм); 7 - мишень; 8 -  $\Delta E$ -детектор; 9 - детектор  $\alpha$ -частиц  $E_{\alpha}$ ; 10 - детектор осколков  $E_{\alpha}$ ; II - нейтронная ловушка

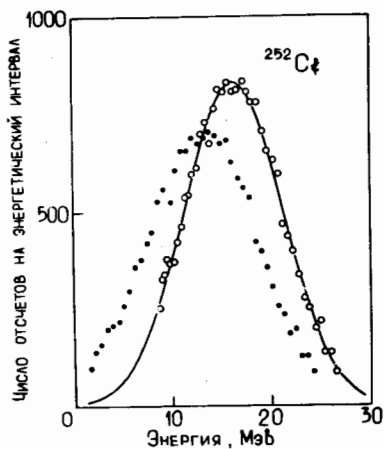


Рис. 3. Энергетический спектр  $\alpha$ -частиц при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ :  
 • - экспериментальный спектр; ○ - спектр  $\alpha$ -частиц с поправкой на поглощение в подложке мишени и  $\Delta E$ -детекторе. Сплошная кривая - аппроксимация данных нормальным распределением.

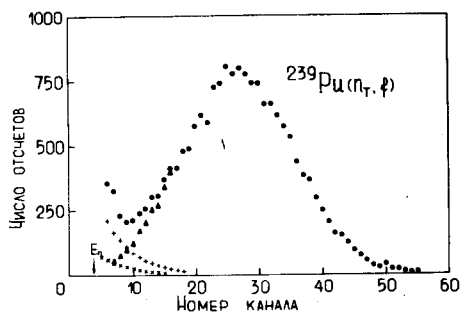


рис. 4. Экспериментальный энергетический спектр  $\alpha$ -частиц при делении  $^{239}\text{Pu}(n, \alpha)$  и вычитание фона  $(n, \alpha)$  реакцией:  
 ● - экспериментальный спектр  $\alpha$ -частиц; X - фон  $(n, \alpha)$ -реакций от мишени  $^{238}\text{U}$ ; + - нормированный фон (см. текст);  
 Δ - часть экспериментального спектра  $\alpha$ -частиц после вычитания нормированного фона



меренный  $\alpha$ -спектр вынужденного деления должен иметь вид, подобный экспериментальному спектру спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  (см. рис. 3).

Величины полученных выходов  $\alpha$ -частиц тройного деления при делении  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами и спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  представлены в табл. 1. При сравнении наших результатов с результатами работы [8] следует иметь в виду, что в [8] измерялась полная вероятность тройного деления  $W$ . Для учета выходов других легких частиц и приведения  $W_\alpha$  к  $W$  мы воспользовались результатами работ [4-7]. Мягкая область спектра  $\alpha$ -частиц спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  [10] существенно отличается от гауссиана. Спектр  $\alpha$ -частиц в работе [8] подобен спектру в [10].

Если сделать предположение, что спектры  $\alpha$ -частиц вынужденного деления подобны спектру  $\alpha$ -частиц при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ , и ввести поправку на потерянную часть спектра в соответствии с [10], то мы получаем наилучшее согласие наших результатов с результатами работы [8] (см. табл. 1).

Абсолютные выходы для каждой из легких частиц представлены в табл. 2. Результаты по выходам легких частиц в табл. 2 содержат систематическую ошибку за счет неопределенности при вычитании фона (в случае вынужденного деления) и за счет неопределенности формы спектров частиц. Величину этой ошибки мы оцениваем в 10%. На рис. 1 в пунктирном прямоугольнике приведены наши результаты (табл. 1) по выходам длиннопробежных частиц для двух случаев: а) гауссова форма спектра  $\alpha$ -частиц (верхняя точка), б) форма  $\alpha$ -спектра из работы [10].

В заключение мы хотим выразить нашу благодарность А.А. Воробьеву и Д.М. Селиверстову за полезные обсуждения данной работы, Н.Н. Смирнову за помощь в обработке результатов измерений, а также сотрудникам измерительного центра лаборатории нейтронных исследований и реакторного отдела ДИЯФ им. Б.П. Константинова за помощь в проведении измерений.

Таблица 2

Абсолютные выходы легких частиц тройного деления при делении  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами и спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  (величины выходов нормированы на  $10^6$  двойных делений)

Частица	$^{233}\text{U}(n_{th}, f)$	$^{235}\text{U}(n_{th}, f)$	$^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$	$^{252}\text{Cf}(SF)$
$^1\text{H}^*$	-	18,1 ± 2,4	38 ± 2	49,7 ± 8,7
$^2\text{H}$	7,7 ± 0,4	7,9 ± 0,4	13,8 ± 0,5	19,3 ± 1,1
$^3\text{H}$	86 ± 4,3	113 ± 5	144 ± 7	240 ± 12
$^3\text{He}$	-	0,0016	0,002	-
$^4\text{He}$	1870 ± 50	1570 ± 30	2000 ± 40	2840 ± 100
$^6\text{He}$	25,6 ± 1,5	30,0 ± 1,4	38,4 ± 1,3	75 ± 6
$^8\text{He}$	0,67 ± 0,08	1,3 ± 0,1	1,8 ± 0,1	2,6 ± 0,4
$^6\text{Li}$	-	0,008 ± 0,003	0,010	-
$^7\text{Li}$	0,69 ± 0,04	0,64 ± 0,05	1,3 ± 0,05	3,8 ± 0,3
$^8\text{Li}$	0,34 ± 0,04	0,28 ± 0,05	0,64 ± 0,06	-
$^9\text{Li}$	0,67 ± 0,09	0,47 ± 0,06	1,06 ± 0,06	-
$^7\text{Be}$	-	0,0016	0,002	-
$^9\text{Be}$	0,69 ± 0,15	0,46 ± 0,05	1,0 ± 0,1	-
$^{10}\text{Be}$	8,0 ± 0,6	5,0 ± 0,3	9,8 ± 0,3	5,7 ± 0,6
$^{11}\text{Be}$	-	0,31 ± 0,05	0,7 ± 0,06	-
$^{12}\text{Be}$	-	0,24 ± 0,05	0,44 ± 0,1	-
$^{10}\text{B}$	-	0,003	0,004	-
$^{11}\text{B}$	-	0,04 ± 0,02	0,18 ± 0,06	-
$^{12}\text{B}$	-	0,027 ± 0,008	0,2 ± 0,08	-
$^{13}\text{B}$	-	0,03 ± 0,01	0,26 ± 0,08	-
$^{14}\text{B}$	-	0,016 ± 0,008	0,04 ± 0,02	-
$^{13}\text{C}$	-	0,08 ± 0,05	0,2	-
$^{14}\text{C}$	-	0,85 ± 0,10	2,8 ± 0,1	-
$^{15}\text{C}$	-	0,24 ± 0,16	0,70 ± 0,26	-
$^{16}\text{C}$	-	0,03 ± 0,02	0,7 ± 0,3	-
$^{16}\text{N}$	-	0,008	0,004	-
$^{18}\text{O}$	-	0,008	-	-
$^{20}\text{O}$	-	0,08 ± 0,03	0,16 ± 0,08	-

\* Данные по  $^1\text{H}$  для  $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$  взяты из [11], а для  $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$  взяты из [12].

## Л и т е р а т у р а

1. T.D. Thomas, S.L. Whetstone, Phys. Rev., 144, 1060 (1966).
2. G. Kugler, W.B. Clarke, Phys. Rev., C5, 551 (1972).
3. В.М. Адамов, С.С. Коваленко, К.А. Петряк, И.И. Тютюгин. Я.Ф., 9, 732 (1969).
4. A.A. Vorobyov, D.M. Seleverstov, V.T. Grachov, I.A. Kondurov, A.M. Nikitin, A.I. Yegorov and Yu.K. Zalite. Phys. Lett., 30B, 332 (1969).
5. A.A. Vorobyov, D.M. Seleverstov, V.T. Grachov, I.A. Kondurov, A.M. Nikitin, N.N. Smirnov and Yu.K. Zalite. Phys. Lett., 40B, 102 (1972).
6. А.А. Воробьев, В.Т. Грачев, И.А. Кондуров, В.А. Мирошниченко, А.М. Никитин, Д.М. Селеверстов, Н.Н. Смирнов. Я.Ф., 20, 461 (1974).
7. S.W. Cosper, J. Cerny, R.S. Gatti, Phys. Rev., 154, 1193 (1967).
8. R.A. Nobles, Phys. Rev., 126, 1508 (1962).
9. Б.М. Александров, И.А. Баранов, А.С. Кривохатский, Г.А. Тютин, Я.Ф., 33, вып. 4, 821 (1972).
10. W. Loveland, Phys. Rev., C9, 395 (1974).
11. M. Dakowski, J. Chwaszczewska, T. Krogulski, E. Piasecki, M. Sowinski. Phys. Lett., 25B, 213 (1967).  
J. Blocki, J. Chwaszczewska, M. Dakowski, T. Krogulski, E. Piasecki, M. Sowinski. Nucl Phys., A127, 495 (1969).
12. T. Krogulski, J. Chwaszczewska, M. Dakowski, E. Piasecki, M. Sowinski, J. Tys. Report "P" N 1010/1A/11/PL, 1968.

О СТРУКТУРЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА  $\alpha$ -ЧАСТИЦ  
ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

В.Т.Грачёв, Ю.А.Мирошниченко, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов

(Ленинградский институт ядерной физики  
им. Б.П.Константинова АН СССР)

Аннотация

При помощи  $\Delta E$ - $E$ -телескопа измерены энергетические распределения  $\alpha$ -частиц, образующихся при делении  $^{235}\text{U}$  нейтронами реакторного спектра, в диапазоне энергий 4-25 мэв при углах  $\Theta = 45, 60, 70, 84, 90$  и  $98^\circ$  относительно оси разлёта осколков. В полученных спектрах не обнаружено низкоэнергетичной компоненты при энергии  $\alpha$ -частиц 5-8 Мэв, о наблюдении которой сообщалось ранее рядом авторов.

Abstract

The energy spectra of  $\alpha$ -particles from  $^{235}\text{U}$  neutron fission have been measured by  $\Delta E$ - $E$  method in the energy range 4-25 MeV at the angles  $45, 60, 70, 84, 90$  and  $98^\circ$  to the fission axis. The data do not show an existence of the structure in the low-energy part of  $\alpha$ -spectrum from ternary fission.

Характер энергетических распределений заряженных частиц с  $1 \leq Z \leq 8$ , образующихся при делении тяжёлых ядер тепловыми нейтронами, можно в настоящее время считать надёжно установленным [1-3]. Все спектры хорошо аппроксимируются нормальными распределениями, и параметры этих распределений практически не зависят от типа делящегося ядра. Наиболее подробно изучены энергетические спектры  $\alpha$ -частиц [4]. В спектре  $\alpha$ -частиц в области энергий ниже 10 Мэв обнаруживается отклонение от нормального распределения. Однако в силу того, что большинство измерений было выполнено с мишенями, закрытыми поглощающими осколками деления фольгами, энергетический порог регистрации составлял 7-10 Мэв и вид спектра в этой области энергий надёжно установить довольно трудно. Ранее нами на магнитном спектрометре был измерен спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{233}\text{U}(n, f)$  до энергии  $E_\alpha = 2$  Мэв [1]. Но трудность в вычитании фона от  $(n, \alpha)$ -реакций на материале подложки мишени не позволила точно воспроизвести вид спектра при значениях  $E_\alpha < 7$  Мэв. По на-

ним оценкам, отклонение от нормального распределения ( $E_{н.в.} = 16,3 \pm 0,1$  Мэв,  $\sigma = 4,15 \pm 0,08$  Мэв) составило величину, не превышающую 5-7%. В последние годы появился ряд работ, в которых отмечался ряд интересных особенностей в низкоэнергетичной части  $\alpha$ -спектров [5-7]. Так, в работе [5], выполненной масс-спектрометрической методикой на  $^{235}\text{U}$ , авторы обнаружили низкоэнергетичную компоненту  $\alpha$ -спектра (короткопробежные  $\alpha$ -частицы с  $E_{\alpha} \leq 8$  Мэв), приблизительно равную основной компоненте с наиболее вероятной энергией в районе 16 Мэв (длиннопробежные  $\alpha$ -частицы). Эти результаты дали основание автору [8] выдвинуть гипотезу о том, что короткопробежные  $\alpha$ -частицы испускаются полностью ускоренными осколками деления после эмиссии нейтронов при энергии возбуждения 3-4 Мэв и что эти частицы являются ответственными за тонкую структуру массового спектра осколков деления в диапазоне масс  $M=140 \pm 145$ . Последующие измерения  $\alpha$ -спектра в совпадении с осколками деления для случая спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  не подтвердили данных о большой вероятности эмиссии короткопробежных  $\alpha$ -частиц, хотя отклонение от нормального распределения при  $E_{\alpha} < 10$  Мэв составило значительную величину - 8-10%. Наконец, недавно появилось сообщение [7], из которого следует, что при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами наряду с обычными  $\alpha$ -частицами тройного деления наблюдается довольно узкая линия (ширина порядка 2-3 Мэв) при энергии 7-8 Мэв. Поэтому настоящая работа предпринята с целью установить, действительно ли существует структура в низкоэнергетичной части спектра  $\alpha$ -частиц и чем она обусловлена.

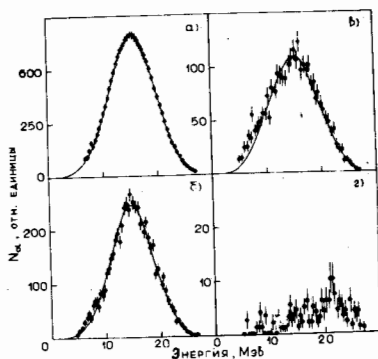
#### Эксперимент

Измерения выполнены на выведенном пучке нейтронов реактора ВВР-М при интенсивности пучка на мишени  $2 \cdot 10^9$  нейтрон /  $\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ . В качестве мишени использовался  $^{235}\text{U}$ , нанесённый в виде окисла на подложку из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной  $100 \text{ мкг}/\text{см}^2$  в виде диска диаметром 1 см и весом 100 мкг. Идентификация  $\alpha$ -частиц осуществлялась методом  $\Delta E$ -и  $E$ -измерений. В качестве  $\Delta E$ -и  $E$ -детекторов использовались полупроводниковые счётчики с толщиной чувствительного слоя 15-18 и 300 - 500 мкм соответственно и площадью 1-1,5  $\text{см}^2$ . Регистрация осколков деления производилась  $\text{Si}(\text{Au})$ -счётчиками площадью 4  $\text{см}^2$ .

Загрузка  $\Delta E$ -детектора и счётчиков осколков деления составляла  $\sim 1000 \text{ сек}^{-1}$ . Из-за радиационных повреждений срок службы детекторов ограничивался набором интеграла осколков деления в  $1+2 \cdot 10^9$ . Угловой захват  $\Delta E$ - E-телескопа и детекторов осколков составлял  $\pm 4^\circ$ . В эксперименте измерялись одновременно  $\Delta E$  и  $E$  лёгких заряженных частиц, энергии осколков деления, регистрируемых под тремя углами, и номер детектора осколков. Опыты проведены при следующих значениях угла  $\Theta$  относительно оси разлёта осколков:  $45, 60, 70, 84, 90$  и  $98^\circ$ . Ширина временного окна схемы совпадений выбиралась равной  $50-100$  нсек и контролировалась в процессе эксперимента. Информация с 6 аналого-цифровых преобразователей накапливалась в промежуточной памяти ЭВМ и затем записывалась на магнитную ленту.

### Результаты измерений

Результаты измерений приведены на рисунке и в таблице.



Энергетические спектры  $\alpha$ -частиц:

a1 - спектр, проинтегрированный по углам;  
 б, б<sub>1</sub>, б<sub>2</sub> - спектры  $\alpha$ -частиц при  $\Theta = 84, 70$  и  $60^\circ$   
 (линии - результат аппроксимации экспериментальных данных нормальными распределениями)

Параметры аппроксимации экспериментальных данных нормальными распределениями

$\Theta$	$E_{н.в.}, \text{ МэВ}$	$E_{\alpha}, \text{ МэВ}$
$70^{\circ}$	$15,2 \pm 0,1$	$4,55 \pm 0,05$
$84^{\circ}$	$15,1 \pm 0,1$	$3,85 \pm 0,06$
Все углы	$16,0 \pm 0,1$	$4,22 \pm 0,08$

Приведены только статистические ошибки измерений. Основным репером для градуировки энергетической шкалы служил  $\alpha$ -спектр, полученный без совпадений с осколками деления. Параметры этого спектра были определены нами ранее в прецизионных измерениях на магнитном спектрометре. Как видно из рисунка, не наблюдается сколько-нибудь заметной группы короткопробежных  $\alpha$ -частиц с энергиями в 5-8 МэВ. Отклонение от нормального распределения в этой области энергий не превышает 2-5%. Аналогичная ситуация проявляется и в энергетических распределениях, полученных при других значениях  $\Theta$ . Таким образом, если и можно говорить о существовании некоторой структуры в низкоэнергетичной части спектра  $\alpha$ -частиц тройного деления, то только на уровне нескольких процентов от полного числа длиннопробежных  $\alpha$ -частиц, образующихся в делении.

Л и т е р а т у р а

1. A.A.Vorobyov, D.M.Seleverstov et al. Phys.Lett., 30B (1969), 332.
2. A.A.Vorobyov, D.M.Seleverstov et al. Phys.Lett., 40B (1972), 102.
3. A.A.Воробьев, В.Т.Грачев и др. ЯФ, 20 (1974), 461.
4. I.Halpern. Ann.Rev.Nucl.Sci., 21 (1971), 245.
5. G.Kugler, and W.B.Clarke. Phys.Rev., C5 (1972), 551.
6. W.Loveland. Phys.Rev., C9 (1974), 395.
7. M.Asghar. Discussion remark on paper IAEA - SM/50, vol.2 (Proc.Symp, Rochester, 1973).
8. N.Feather. Proc.R.Soc.Edinb., 71A (1973), 233.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ДВУХСТУПЕНЧАТОЙ

РЕАКЦИИ  $^{235}_{92}\text{U}(n, \gamma f)$

А.А.Богдзель, Ю.Грейф\*, З.Длоуги, Ц.Пантелеев,  
И.М.Саламатин

(Объединенный институт ядерных исследований)

Аннотация

Описывается эксперимент по изучению  $(n, \gamma f)$ -процесса посредством измерения отношения числа квантов характеристического рентгеновского излучения урана, совпадающего с делением, к числу делений. Приводятся предварительные результаты измерения амплитудного спектра  $\gamma$ -излучения, возникающего при делении ядер урана нейтронами с энергией 2 - 25 эВ.

Abstract

The experiment of investigation of the  $(n, \gamma f)$  process by measuring the ratio between the number of uranium X-rays emitted in coincidence with fission to the number of fission events is described. The preliminary results are given on gamma-ray spectrum from fission induced by resonance neutrons in the energy range from 2 to 25 eV.

Возможность существования  $(n, \gamma f)$ -процесса, т.е. испускания  $\gamma$ -кванта с последующим делением высоковозбужденного тяжелого ядра, была впервые предсказана Ставнимским и Шакером в работе [1], где также приведены оценки величины  $\Gamma_{\gamma f}$  для ядер  $^{233}_{92}\text{U}$ ,  $^{235}_{92}\text{U}$ ,  $^{239}_{94}\text{Pu}$  для энергии возбуждения, равной энергии связи нейтронов в этих ядрах. Линн в своей более поздней работе [2] существенно снижает значение оцениваемой величины и получает  $\Gamma_{\gamma f} \approx 4$  мэВ.

Одной из первых попыток косвенного измерения величины  $\Gamma_{\gamma f}$  для нескольких резонансов  $^{235}_{92}\text{U}$  было измерение множественности  $\gamma$ -квантов на акт деления [3], и получен-

\* Настоящий адрес: Институт Лауэ-Ланжевена, Гренобль, Франция.



ная оценка  $\Gamma_{\delta f} \leq 4$  мэВ соответствует данным Линна. Тем же методом в работе [4] была дана верхняя оценка  $\Gamma_{\delta f} \leq 4$  мэВ для ядра  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ .

Пользуясь методом измерения средней энергии всех испускаемых гамма-лучей  $\bar{E}_{\gamma}$  на акт деления, авторы работы [5] получили весьма интересные результаты для нескольких резонансов  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ . Была получена хорошо выраженная корреляция делительной ширины  $\Gamma_f$  резонанса с величиной  $\Delta E_{\gamma}$ , соответствующей превышению полной энергии гамма-лучей над  $\bar{E}_{\gamma}$ . Кроме того, в работе [6] была получена антикорреляция между суммой  $\Delta E_{\gamma}$  и  $\Gamma_f$  и средним числом нейтронов  $\nu$ .

Все указанные выше методики измерения  $(n, \delta f)$ -процесса являются косвенными. В настоящем докладе рассматривается эксперимент, который должен дать прямое доказательство существования  $(n, \delta f)$ -процесса. Суть эксперимента заключается в регистрации  $\delta$ -квантов, предшествующих делению, посредством характеристических линий рентгеновских лучей ядра-мишени, возникающих в результате внутренней конверсии. В таком случае измерение корреляции между делительной шириной  $\Gamma_f$  и величиной  $R$ , представляющей отношение числа квантов характеристического излучения исследуемого образца, совпадающих с делением, к числу делений, должно дать ответ на вопрос о существовании  $(n, \delta f)$ -процесса.

Измерение проводится на времяпролетной базе 57 метров реактора ИБР-30, работающего в бустерном режиме с линейным ускорителем электронов, что обеспечивает разрешение  $\sim 70$  нсек/м. В качестве мишени и вместе с тем быстрого детектора осколков деления используется импульсная камера, работающая в токовом режиме. Камера содержит 2 г  ${}_{92}^{235}\text{U}$ , нанесенного в виде II двойных слоев с диаметром  $\sim 72$  мм и толщиной 2 мг/см<sup>2</sup>. Расстояние между электродами 2 мм, что обеспечивает активный объем камеры 250 см<sup>3</sup>. Электрическая емкость составляет  $\sim 2000$  пф. Эффективность регистрации актов деления при использовании одного предусилителя составляет  $\sim 90\%$  от числа осколков, вышедших из нанесенного слоя.

Фронт импульсов на выходе предусилителя  $\sim 5$  нсек. Импульс от предусилителя подается на быстрый интегральный дискриминатор, который используется как для дискриминации от  $\gamma$ -фона, так и для формирования логического сигнала, соответствующего акту деления. На рис. I представлен исследуемый участок временного спектра делительной камеры.

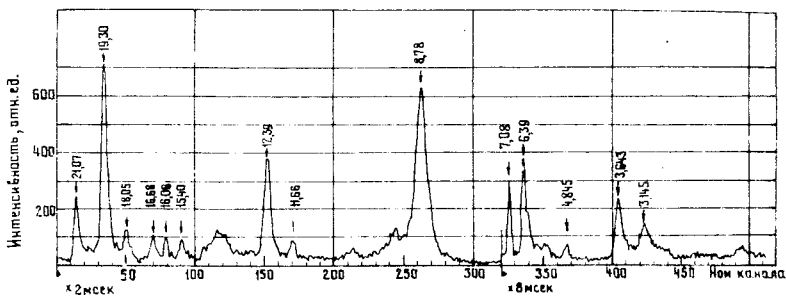


Рис. I. Временной спектр импульсов от камеры деления

На расстоянии 2,5 см от края активного объема камеры вне пучка нейтронов расположен  $Ge(Li)$ -детектор  $\gamma$ -квантсв с объемом  $7 \text{ см}^3$ . Импульсы от детектора с выхода предусилителя раздваиваются: по первому тракту импульсы усиливаются стандартной спектрометрической аппаратурой и по длинному кабелю подаются на входной блок регистрирующего комплекса (энергетическое разрешение составляет 2,6 кэВ); второй тракт включает быстрый усилитель и дискриминатор со следящим порогом. Быстрые сигналы с камеры и  $Ge(Li)$ -детектора подаются на конвертор время-амплитуда. Экспериментальное разрешение мгновенных совпадений импульсов от камеры и  $\gamma$ -квантов составляет 15 нсек. Аналоговый сигнал от конвертора также подается на входной блок регистрирующего комплекса. С помощью дифференциального дискриминатора выбираются только те импульсы, которые соответствуют мгновенным совпадениям. Временное окно при этом составляет 30 нсек.

Комплекс регистрирующей аппаратуры состоит из входного блока, выполненного в стандарте КАМАК, малой ЭВМ ТРА-1 и магнитного диска емкостью  $1,2 \cdot 10^6$  слов (по  $2^{16}$  бит информации). Одно регистрируемое событие записывается в виде слова, содержащего в кодированном виде время пролета нейтрона и амплитуду импульса от  $\gamma$ -кванта (всего 512 временных и 1024 амплитудных каналов). Поступающие коды накапливаются в памяти ЭВМ, после набора 128 кодированных слов машина производит частичную сортировку по временным каналам и сбрасывает набранную информацию на одну половину диска. При заполнении этой половины диска программа останавливает эксперимент, записанная информация считывается с диска, полностью сортируется и записывается на второй половине диска. После окончания сортировки программа выводит весь регистрирующий комплекс на продолжение эксперимента. Такой способ работы обеспечивает 90% от полного времени измерения на набор информации.

Результаты предварительного измерения, в котором статистика набиралась в течение 6 суток, показали работоспособность всего комплекса аппаратуры. Приведенный на рис. 2 амплитудный спектр является результатом интегрирования по всем временным каналам, соответствующим энергии нейтронов 2 - 25 эВ.

Из представленного спектра можно сделать некоторые заключения:

Наблюдается характеристическое рентгеновское излучение атомов урана, которое может возникать как в результате  $(n, \gamma f)$ -процесса, так и внешнего фотоэффекта, обусловленного мгновенными  $\gamma$ -квантами, или взаимодействия осколков с атомами мишени. Вклад этих процессов нуждается еще в дополнительном определении.

Наблюдаются также линии, обусловленные  $\gamma$ -активностью осколков деления, которые наблюдались в работе [7], причем  $\gamma$ -линии от радиационного захвата нейтронов ядром  $^{235}_{92}\text{U}$  полностью подавлены.

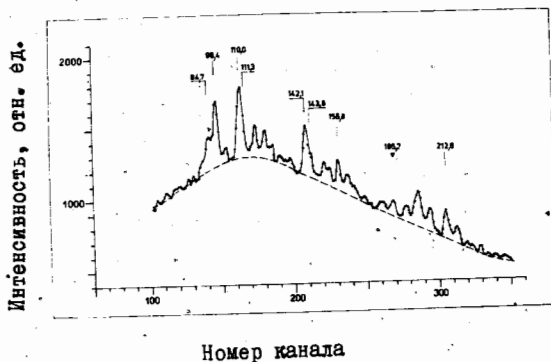


Рис. 2. Амплитудный спектр мгновенных  $\gamma$ -квантов деления. Треугольником отмечена наиболее интенсивная линия естественной активности образца. Линии 94,4; 98,4 и 113,3 кэВ принадлежит характеристическому рентгеновскому излучению атомов урана

Сильное подавление наиболее интенсивной  $\gamma$ -линии (185,7 кэВ), существующей в спектре естественной активности образца, показывает, что линии, которые наблюдаются в области энергий рентгеновских лучей урана, связаны только с делением и случайные совпадения практически отсутствуют.

В настоящее время работы по этому эксперименту продолжаются.

#### Л и т е р а т у р а

1. V.S.Stavinsky, M.O.Shaker. Nucl.Phys., 62(1965)667.
2. J.E.Lynn. Phys.Lett., 18(1965)31.
3. Тв. Panteleev, Yu.V.Ryabov, Tyan San Khak, G.Z.Borukhovich, G.A.Petrov, E.M.Teterev. Phys.Lett., 35B(1971)507.
4. Зен Чан Бом, Ц.Пантелеев, Тянь Сан Хак. Известия АН УССР; тер. физ. (1973) т.37, № 1, 82.
5. Yu.V.Ryabov, J.Trochon, D.Shackleton, J.Frehaut. Nucl.Phys., A216 (1973)395.
6. D.Shackleton, J.Trochon, J.Frehaut, M.Le Bars. Phys.Lett., 42B(1972)344.
7. F.Corvi, M.Stefanon, C.Cocceva; P.Giacobbe. Nucl.Phys.A203 (1973)145.

О ВЕРОЯТНОСТИ ИОНИЗАЦИИ АТОМНОЙ ОБОЛОЧКИ ДЕЛЯЩЕГОСЯ  
АТОМА ФЛУКТУАЦИОННЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ  
НАГРЕТОГО ЯДРА

Л.А. Попеко, Г.А. Петров, Е.Ф. Кочубей

(Ленинградский институт ядерной физики  
им. Б.П. Константинова АН СССР)

Аннотация

При помощи  $Ge(Li)$ -спектрометра исследован выход характеристического рентгеновского  $K$ -излучения урана, сопровождающего деление  $^{235}U$  тепловыми нейтронами. Обнаружено, что выход не превышает  $3 \cdot 10^{-4}$  квант/деление, что ещё не противоречит теоретической оценке вероятности флюктуационной ионизации электронной оболочки атома в поле нагретого ядра.

Abstract

Uranium  $K$  X-ray spectrum has been studied with  $Ge(Li)$  - spectrometer in the process of the  $U^{235}$  thermal fission. The X-ray yield estimate gives the value not more than  $3 \cdot 10^{-4}$  quanta/fission. This result is not in contradiction with the theoretical estimations for the probability of the electron shell ionization by the electromagnetic field of the heated nucleus.

За время существования компаунд-ядра нагретого элемента энергия возбуждения может многократно переходить из моды коллективного движения в одночастичные моды и обратно. Теоретические оценки показывают, что ядро может испытать  $10^7$ - $10^8$  колебаний до тех пор, пока произойдёт деление. Предполагается, что при этом возникает флуктуирующее электромагнитное поле, которое может вызвать ионизацию атомной оболочки с испусканием электронного и характеристического излучения. Оценка эффекта на основе полуклассического рассмотрения флюктуационных колебаний осциллятора в вязкой нагретой среде приводит к значениям вероятности в пределах от  $10^{-2}$  до  $10^{-4}$  электрон/деление.

Экспериментальная установка схематически показана на рис. 1. Мишень  $^{235}U$  на тонкой никелевой подложке (2) помещалась в вакуумную камеру, через которую проходил пучок тепловых нейтронов из реактора ВВР-М. Парные осколки деления регистрировались поверхностно-барьерными детекторами (1), мягкое  $\gamma$ -излучение в диапазоне энергий от 50 до 150 кэВ регистрировалось  $Ge(Li)$ -спектрометром (3) (энергетическое разрешение 1 кэВ).

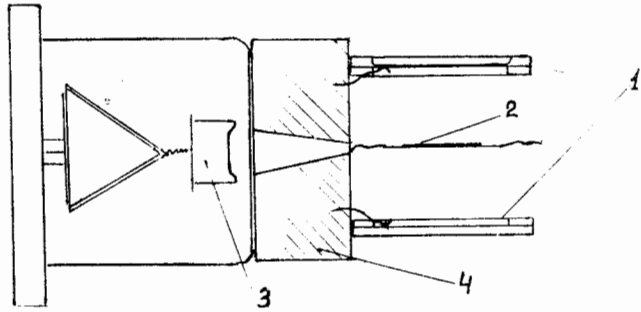


Рис.1. Схема экспериментальной установки:  
1 - детекторы осколков деления; 2 - мишень  $^{235}\text{U}$ ; 3 -  $\text{Ge(Li)}$  - детектор;  
4 - коллиматор

При изучении выхода характеристических  $K_{\alpha_{1,2}}$  - линий рентгеновского излучения урана ( $E_{K_{\alpha_2}} = 94,88$  кэв;  $E_{K_{\alpha_1}} = 98,44$  кэв) и совпадении с осколками учитывалось, что вклад в этот диапазон энергий могут давать следующие источники  $\gamma$ -излучения:

1.  $\gamma$ -лучи из осколков деления с энергиями 97,0 кэв, 98,2 кэв, 96,9 кэв и 97,7 кэв, испускаемые соответственно ядрами  $^{99}\text{Nb}$ ,  $^{101}\text{Zr}$ ,  $^{142}\text{Cs}$ ,  $^{150}\text{Ce}$  за времена порядка 1,6 нсек <sup>13/</sup>.
2. Характеристическое рентгеновское излучение атомов урана, вызванное  $\gamma$ -излучением из осколков деления (флуоресценция атомов урана).
3. Характеристическое рентгеновское излучение атомов урана в результате ионизации атомной оболочки флюктуационным электромагнитным полем ядра.

Для уменьшения вклада  $\gamma$ -лучей из осколков регистрация  $\gamma$ -излучения из мишени велась через сцинтилляторный щелевой коллиматор с размерами щели до 1 мм. Эффективное время регистрации  $\gamma$ -излучения в этом случае составляет  $\sim 10^{-10}$  сек, что много меньше времени испускания  $\gamma$ -лучей из осколков деления. Влияние  $\gamma$ -излучения осколков на изучаемый эффект проверялось при изменении ширины щели коллиматора, а также при исследовании сортированных по массам  $\gamma$ -спектров осколков.

При оценке влияния флуоресценции атомов урана принималось во внимание, что выход флуоресценции должен примерно линейно зависеть от толщины мишени, в то время как изучаемый эффект от тол-

цены мишени не зависит. В связи с этим были проведены измерения относительной интенсивности  $\gamma$ -излучения в исследуемом диапазоне энергий для ряда мишеней равной толщины. Пример полученных спектров показан на рис.2.

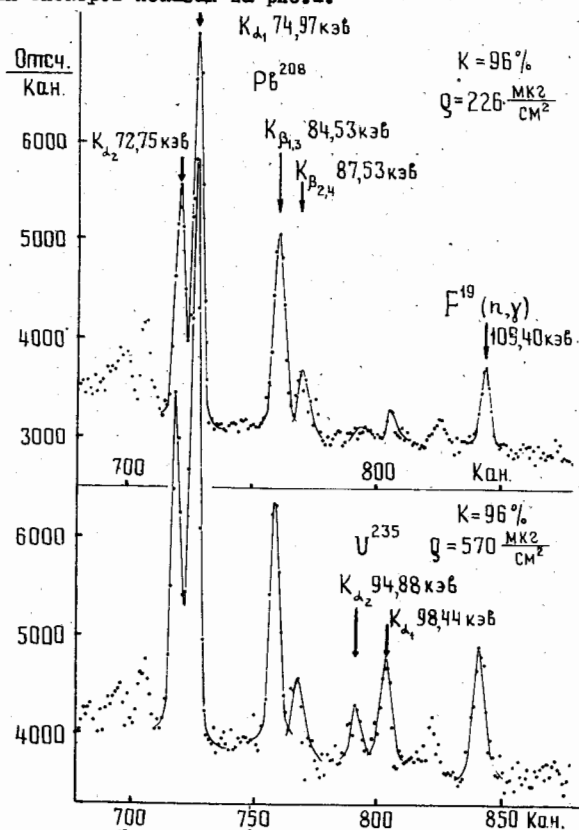


Рис.2. Спектры  $\gamma$ -лучей в диапазоне энергий 50-120 кэВ в совпадении с осколками деления. Толщина мишени и энергии линий указаны на рисунке

Выход  $\gamma$ -лучей в районе ожидаемых  $K_{\alpha 1,2}$ -линий урана после вычитания экстраполированного гладкого фона и нормировки пред-

ставлен на рис.3 (а и б) в зависимости от толщины мишени. Нормировка производилась либо на выход линии  $109,40$  кэв из реакции  $^{19}\text{F}(n,\gamma)$  (рис.3, а), либо на выход характеристического излучения свинца под действием  $\gamma$ -квантов деления (рис.3, б). В обоих случаях видно уменьшение выхода с уменьшением толщины, что является характерным для флуоресцентного излучения урана под действием  $\gamma$ -квантов деления.

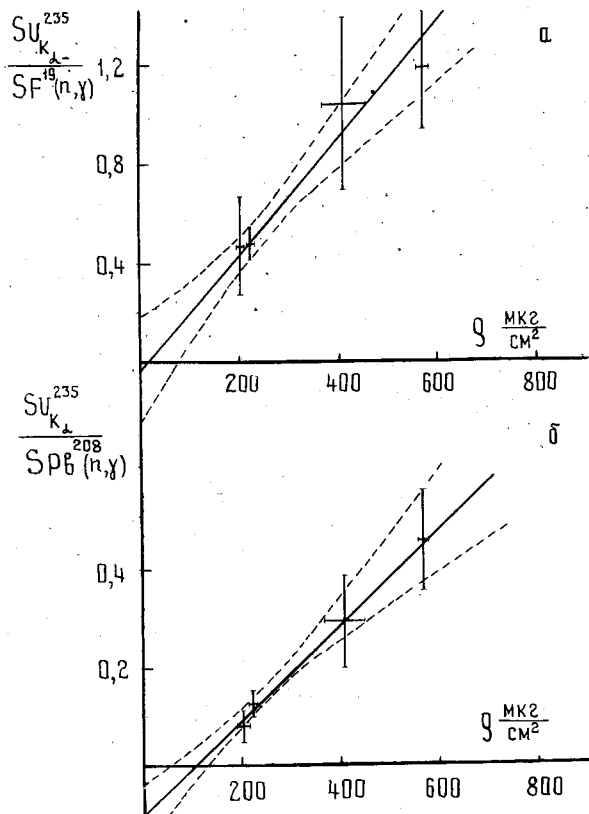


Рис.3. Зависимость нормированного выхода  $\gamma$ -квантов в области  $K_{\alpha,2}$  - линий урана от толщины мишени



Произведённая обработка точек по методу наименьших квадратов показывает, что в пределах ошибок эксперимента эффекта не наблюдается при экстраполяции выходов к нулевой толщине мишени.

В качестве верхней оценки выхода характеристического рентгеновского излучения делящегося атома при ионизации атомной оболочки флюктуационным электромагнитным полем нагретого ядра может быть указана величина ошибки  $3 \cdot 10^{-4}$  квант/деление. Этот первый экспериментальный результат ещё не противоречит оценке ожидаемого эффекта, данной в работе <sup>1/</sup>. Учитывая важность этого эффекта и возможность в случае его обнаружения оценить ядерную вязкость <sup>2/</sup>, представляется интересным продолжить эти исследования.

В заключение авторы приносят свою благодарность профессору Д.М.Каминкеру за поддержку работы и коллективу эксплуатации реактора за обеспечение бесперебойной работы.

#### Л и т е р а т у р а

1. Д.П.Гречухин. "Ядерная физика", 4, 6 (1966).
2. Д.А.Попеко, Г.А.Петров, Е.Ф.Кочубей. Программа и тезисы XIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Харьков, 29/I-74 г. - I/II-74 г. Изд. "Наука", Ленинград, 1974, стр.249.
3. T.A.Khan, D.Hofmann, F.Horsch. Nucl.Phys., A205, 488(1973).

СРАВНЕНИЕ СПЕКТРОВ МГНОВЕННОГО  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ  
ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  ТЕП-  
ЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ  $^{252}\text{Cf}$

Э.Н.Тетерев, Г.В.Вальский, Г.А.Петров, Ю.С.Плева.

(Ленинградский институт ядерной физики  
им.Б.П.Константинова АН СССР)

Аннотация

В одинаковых экспериментальных условиях произведено сравнение спектров  $\gamma$ -квантов, сопровождающих деление ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  на тепловых нейтронах и спонтанное деление  $^{252}\text{Cf}$ . В области от 0,5 до 3 Мэв обнаружены заметные различия в спектрах  $\gamma$ -квантов, испускаемых за время 7-10 нсек после акта деления. Результаты обсуждаются в свете теоретических представлений об испускании фотонов при делении.

Abstract

The comparison of the prompt gamma-radiation spectra from  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  thermal neutron fission and from  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission has been carried out at the same experimental conditions. Within the energy range of 0.5 to 3 MeV there were discovered the differences in spectra of gamma-quanta emitted during  $7 \pm 10$  nsec after a fission. The results are discussed according to the theoretical ideas on the photon emission from the fission.

Мгновенное  $\gamma$ -излучение деления связано главным образом с разрядкой ядер осколков, находящихся в сильно возбуждённых состояниях после испускания ими нейтронов. Ввиду большого многообразия масс и зарядов продуктов деления, широкого диапазона начальных энергий возбуждения и угловых моментов осколков спектр электромагнитного излучения оказывается весьма сложным. Несмотря на это, мгновенное  $\gamma$ -излучение деления позволяет получить весьма интересную информацию как о самом процессе деления (см., например, [1]), так и о свойствах нейтронно-избыточных ядер-продуктов деления. До сих пор ни одна из известных теоретических попыток [2,3] не привела к сколько-нибудь полному описанию спектра  $\gamma$ -квантов при делении. Спектры мгновенного  $\gamma$ -излучения, сопровождающего деление, были известны более или менее детально из литературы, вышедшей к 1973 году, лишь для случаев деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [4] и спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  [5,6]. В недавней подробной работе Вербинского и др. [7] измерялись спектры  $\gamma$ -излучения трёх делящихся систем:  $^{235}\text{U} + n$ ,  $^{239}\text{Pu} + n$  и  $^{252}\text{Cf}$ .

Мы полагаем, что детальное сравнение спектров  $\gamma$ -излучения при делении возможно большего числа ядер позволит выявить влияние на  $\gamma$ -спектры различных факторов, в их числе энергии возбуждения, индивидуальных свойств осколков, формы и высоты барьеров деления и др.

Экспериментальная установка, методика измерений и обработка результатов

Работа выполнена на горизонтальном канале реактора ВВР-М. Нейтронный пучок, термализованный кристаллом кварца, имел диаметр  $\sim 26$  мм. Плотность потока в центре пучка составляла  $\sim 10^7$  н/см<sup>2</sup>·сек при кадмиевом отношении по золоту  $\sim 300$ .

В измерениях использовались односторонние мишени <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U, <sup>238</sup>Pu и <sup>239</sup>Pu с поверхностной плотностью активных слоёв от  $\sim 60$  до  $\sim 100$  мкг/см<sup>2</sup> при диаметре 10–20 мм. Источник <sup>252</sup>Cf имел интенсивность спонтанных делений  $2 \cdot 10^3$  1/сек. Примеси делящихся изотопов, сопутствующих основному, во всех случаях были пренебрежимо малы.

Делящиеся образцы располагались внутри герметичной камеры газового сцинтилляционного детектора (ГСД) с окнами для прохождения нейтронного пучка, закрытыми фольгой из Al толщиной 0,2 мм. Камера ГСД заполнялась гелием с примесью 3 % азота до давления 1 атм. Световые вспышки регистрировались ФЭУ-36. Применение ГСД и соответствующей электроники позволяло с высокой эффективностью, близкой к 100 %, надёжно выделять события деления на уровне большого  $\alpha$ -фона.  $\gamma$ -излучение регистрировалось сцинтилляционным спектрометром с кристаллом NaI (Tl) 70x70 мм и ФЭУ-56. Собственное энергетическое разрешение  $\gamma$ -детектора при энергии фотонов 0,662 Мэв от источника <sup>137</sup>Cs составляло  $\pm 2$  %. Максимальная нестабильность, обусловленная дрейфом электроники, во всех измерениях не превышала 2 %.

Вклад нейтронов деления в  $\gamma$ -спектр учитывался по методу времени пролёта. Методика измерений заключалась в попеременном измерении спектров  $\gamma$ -излучения 2-х выбранных мишеней, из которых одна была реперной. Точность установки делящихся образцов относительно  $\gamma$ -спектрометра составляла  $\leq 1$  мм при многократной (20–40 раз) смене мишеней в каждой серии измерений.

Нижний уровень дискриминации импульсов от  $\gamma$ -квантов соответствовал 0,45 Мэв для всех экспериментов, кроме измерений

$^{239}\text{Pu}$  -  $^{238}\text{Pu}$ . В последнем случае величина порога равнялась 0,3 Мэв. При выбранном нами пороге 0,45 Мэв полная ширина на полувысоте пика мгновенных совпадений составляла в среднем 6 - 7 нсек.

Фон случайных совпадений измерялся после каждой серии. Интегральная величина этого фона по всему интервалу энергий  $\gamma$ -квантов от 0,45 до 3 Мэв для измерений с реперной мишенью  $^{235}\text{U}$  не превышала 1%. В случае измерений  $\gamma$ -спектров  $^{238}\text{Pu}$  фон составлял 2%. Стабильность работы всех электронных трактов непрерывно контролировалась при помощи многоканального счётного устройства.

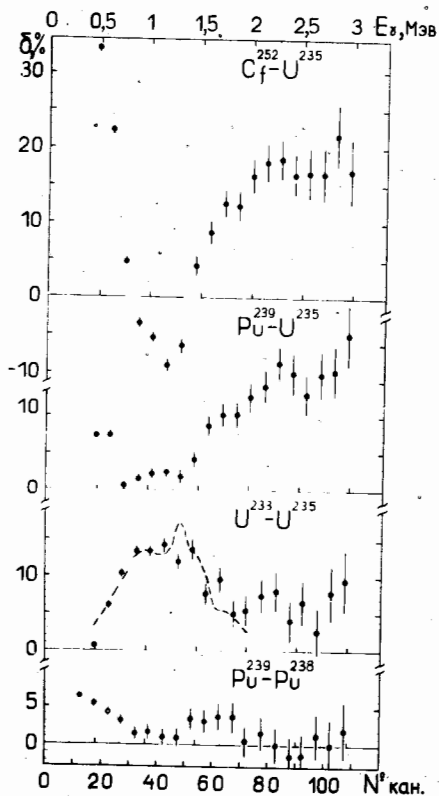
При обработке все спектры были разбиты на ряд последовательных интервалов по 5 каналов в каждом. Ширина интервала соответствовала 133 кэв. В каждом интервале производилось суммирование по всем сериям измерений данной пары делящихся образцов. После необходимых нормировок и поправок на фон определялись аппаратные интенсивности счёта  $\gamma$ -квантов на интервал и на акт деления  $W_{\gamma}$ , а затем их относительные разности по формуле  $\delta = (W_{\gamma 1}/W_{\gamma 2} - 1) \cdot 100\%$ . Здесь индекс "1" относится к спектрам  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{252}\text{Cf}$ , а индекс "2" соответствует реперному спектру  $^{235}\text{U}$  (или  $^{238}\text{Pu}$ ).

#### Результаты измерений и обсуждение

Относительные разности  $\delta$ , полученные в результате описанной выше процедуры, представлены на рисунке. Наблюдается постоянно повышающийся выход фотонов с энергией выше  $\sim 1,5$  Мэв в ряду ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{252}\text{Cf}$  по сравнению с  $^{235}\text{U}$ . Похожая тенденция проявляется и для  $\gamma$ -квантов с энергией ниже  $\sim 0,7$  Мэв, за исключением деления  $^{233}\text{U}$ . Можно отметить, что выход жестких  $\gamma$ -квантов, по-видимому, коррелирует со средней температурой осколков, определяемой как  $\bar{E}_n/2$ , где  $\bar{E}_n$  - средняя энергия испарительных нейтронов в системе центра масс.

На поведение выходов  $\gamma$ -квантов с энергиями меньше  $\sim 0,7$  Мэв могут влиять такие факторы, как угловые моменты формирующихся осколков деления и средние значения параметра плотности уровней. Из теоретических расчётов<sup>[8]</sup> известно, что величина угловых моментов связана с деформацией осколков. Доля деформи-

рованных или слабо деформированных осколков при делении более тяжёлых ядер, как правило, больше, чем при делении более лёгких ядер. Что касается параметра плотности уровней, то он, вообще говоря, возрастает с массой ядер. Таким образом, можно ожидать, что выход мягких  $\gamma$  - квантов будет увеличиваться при переходе от  $^{233}\text{U}$  к  $^{252}\text{Cf}$ .



Экспериментальные относительные разности  $\delta = (W_{\gamma 1} / W_{\gamma 2} - 1) \cdot 100\%$ , где  $W_{\gamma 1}$  и  $W_{\gamma 2}$  интенсивности аппаратурных  $\gamma$  - спектров двух сравниваемых делящихся ядер. Указана статистическая ошибка измерений.

Обращает на себя внимание поведение  $\gamma$  - спектров в области энергий фотонов от  $\sim 0,7$  до  $\sim 1,5$  Мэв. В случае спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  здесь наблюдается резко выраженный провал в относительных выходах, который, вероятно, связан с низким выходом

в этом случае слабо деформированных или сферических ядер с массами  $M = 132$  и  $M = 100$ . Чётно-чётные ядра-осколки из этих областей масс могут иметь первое возбуждённое состояние  $2^+$  на высоте 1-2 Мэв над основным состоянием <sup>29/</sup>.

Интересно обратить внимание на сравнительные спектры <sup>233U</sup> и <sup>235U</sup>. Ожидалось очень малое различие в  $\gamma$ -спектрах этих делящихся ядер ввиду близости делительных характеристик. Тем не менее, в центральной части исследованной области спектра заметно превышение в выходе  $\gamma$ -квантов в случае деления <sup>233U</sup>. На рисунке пунктирной линией показан ожидаемый ход разности спектров  $\gamma$ -квантов, полученный, если предположить, что в случае деления <sup>233U</sup> примерно 30 % актов деления происходит после испускания фотонов, хотя каких-либо веских оснований в пользу сделанного предположения в настоящее время не имеется.

Сравнение  $\gamma$ -спектров для случаев деления <sup>239Pu</sup> и <sup>238Pu</sup> которые, по-видимому, весьма мало отличаются по массовым распределениям и спектрам нейтронов деления, позволяет предположить, что характер прохождения барьеров деления слабо влияет на вид  $\gamma$ -спектров.

Следует отметить, что в наших экспериментах сравнивались аппаратурные спектры  $\gamma$ -излучения. Для целей приведённого здесь анализа операция обращения спектров в истинные не может существенно изменить характер отмеченных закономерностей. Это подтверждается сравнением наших данных с результатами, полученными соответствующей обработкой данных Вербинского и др. <sup>27/</sup>, которое показывает хорошее качественное согласие в перекрывающихся областях энергий  $\gamma$ -квантов.

В заключение авторы считают своим долгом выразить глубокую благодарность сотрудникам Радиового института им. В.Г. Хлопина Б.М. Александрову и А.С. Кривохатскому за приготовление источника <sup>238Pu</sup>, Д.В. Николаеву и В.Л. Варенцову за помощь при наладке аппаратуры и проведении длительных измерений, Т.К. Звёздкиной за обработку данных на ЭВМ, а также коллективу эксплуатации реактора ВВР - М за обеспечение бесперебойной работы.

#### Л и т е р а т у р а

- I. H. Nitenecker, C. Signarbieux, J. Poitou. Third IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission (Rochester, 1973). SM-174/207.

2. B.П.Зоммер, А.Е.Савельев, А.М.Прокофьев. А.Э., 19, 116, 1965.
3. T.D.Thomas, J.R.Grover. Phys.Rev., 159, 980, 1967.
4. K.W.Peell and F.C.Maienschein. Phys.Rev., 63, 373, 1971.
5. A.E.Smith, P.R.Fields, A.M.Friedman. Phys.Rev., 104, 699, 1956.
6. H.R.Bowman, S.G.Thompson. Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (United Nations, Geneva, Switzerland), vol. 15, p.212, 1958.
7. V.V.Verbinski, H.Weber, R.E.Sund. Phys.Rev., 67, 1172, 1972.
8. J.O.Kasmussen, W.Norenberg, H.J.Mang. Nucl.Phys., A128, 467, 1969.
9. W.J.Schindler, C.M.Fleck. Nucl.Phys., A206, 574, 1972.

## ЭФФЕКТИВНЫЕ МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ ДОАКТИНИДНЫХ ЯДЕР

М.Г.Иткис, В.Н.Околович  
(Институт ядерной физики АН КазССР)

А.В.Игнатюк, Г.А.Руськина,  
Г.Н.Смиренкин, А.С.Тилин  
(Физико-энергетический институт)

### Аннотация

Проведены измерения угловых распределений осколков деления доактиноидных ядер  $\alpha$ -частицами и протонами. Из анализа результатов эксперимента получены данные об эффективном моменте инерции делящихся ядер с  $Z^2/A < 33$ .

### Abstract

The fission-fragment angular distributions were measured for  $^1\text{H}$  and  $^4\text{He}$  - induced fission of the preactinoid nuclei. The values of the effective moment of inertia of nuclei with  $Z^2/A < 33$  has been obtained from the experimental data on the fragment anisotropies.

Изучение угловой анизотропии осколков деления позволяет получать информацию об эффективном моменте инерции  $\mathcal{J}_{\text{эф}}$  переходных конфигураций делящихся ядер. Для высоковозбужденных ядер в области  $Z^2/A > 33$  данные о величине  $\mathcal{J}_{\text{эф}}$  достаточно хорошо согласуются с предсказаниями модели жидкой капли [1,2]. Область более легких доактиноидных ядер исследована значительно слабее, хотя именно здесь можно ожидать возникновения специфических эффектов, связанных с непосредственной близостью конфигураций седловой точки и точки разрыва.

В настоящей работе сообщаются результаты измерений угловых распределений осколков большой группы доактиноидных ядер  $\alpha$ -частицами и протонами, которые проводились на изохронном



циклотроне ИФ АН КазССР. В качестве мишеней использовались слои обогащенных изотопов; регистрации осколков деления осуществлялась цилиндрическими стеклянными детекторами. Более подробно методика измерений описана в работе [3]. Характерная зависимость полученной угловой анизотропии  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  от  $Z^2/A$  показана на рис.1. Измерения были проведены в диапазоне энергий  $\alpha$ -частиц от 30 до 50 Мэв и энергий протонов от 24 до 30 Мэв. Представленные на рис.1 данные относятся к энергии возбуждения 15 Мэв над барьером деления для  $\alpha$ -частиц и  $\sim 10$  Мэв - для протонов.

Для извлечения эффективных моментов инерции  $\mathcal{J}_{\text{эф}} = \mathcal{J}_\perp \mathcal{J}_\parallel / (\mathcal{J}_\perp + \mathcal{J}_\parallel)$  наблюдаемые угловые распределения описывались соотношением

$$W(\theta) \sim \int_0^{J_{\text{max}}} f(J) \exp\left(-\frac{J^2 \sin^2 \theta}{4K_0^2}\right) I_0\left(\frac{J^2 \sin^2 \theta}{4K_0^2}\right) dJ, \quad (1)$$

в котором коэффициент

$$f(J) = \left\{ \exp(-\beta J^2) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma_\perp^\circ}{\Gamma_n^\circ} \frac{K_0}{J} \operatorname{erf}\left(\frac{J}{\sqrt{2}K_0}\right) \right\}^{-1} \quad (2)$$

учитывает зависимость вероятности деления от углового момента [4]. Здесь

$$K_0^2 = \mathcal{J}_{\text{эф}} t_f; \quad \beta = \mathcal{J}_\perp^{-1} t_n^{-1} - \mathcal{J}_\parallel^{-1} t_f^{-1}, \quad (3)$$

где  $t_f$ ,  $\mathcal{J}_\perp$  и  $\mathcal{J}_\parallel$  - температура, перпендикулярный и параллельный моменты инерции делящегося ядра в переходном состоянии;  $t_n$  и  $\mathcal{J}_n^\circ$  - температура и момент инерции ядра в нейтронном канале;  $\Gamma_n^\circ$  и  $\Gamma_f^\circ$  - нейтронная и делительная ширины при  $J = 0$ . Для вычисления  $J_{\text{max}}$  использовалась оптическая модель.

На рис.2 приведены результаты анализа данных  $(\alpha, f)$ -реакции, дающих возможность определить величину  $\mathcal{J}_{\text{эф}}$  с большей точностью, чем данные  $(p, f)$ -реакции, в которой эффект угловой анизотропии значительно меньше. Поведение обратного эффективного момента инерции хорошо согласуется с расчетами по модели жидкой капли [1] при  $(Z^2/A)_{\text{крит}} = 45-46$  в соответствии с имеющейся экспериментальной информацией о делении более тяжелых ядер [2].

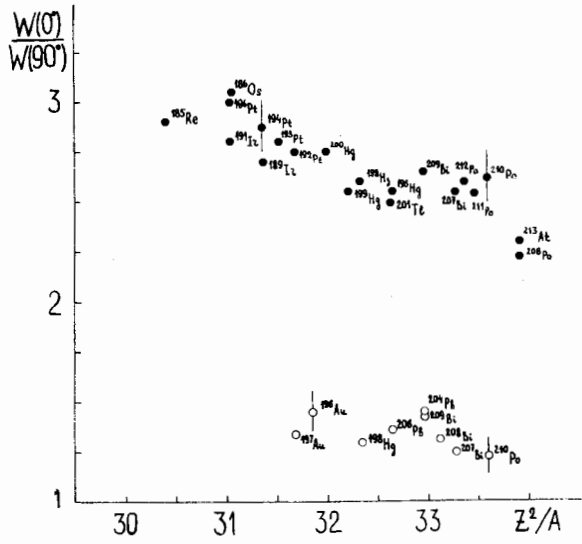


Рис. I

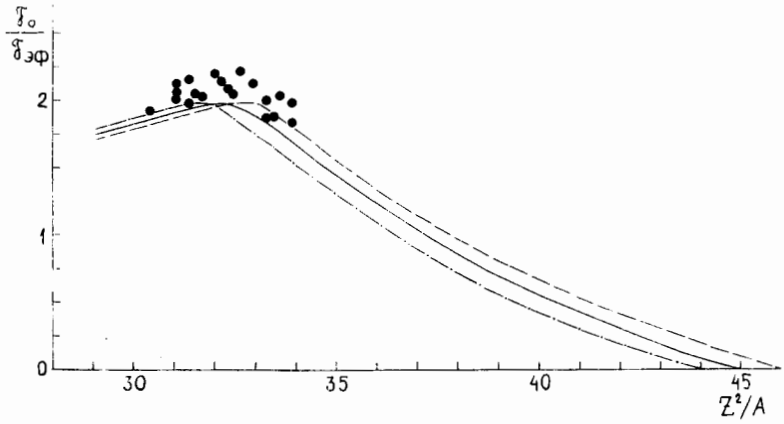


Рис. 2

Следует отметить, что учет зависимости конкуренции процессов деления и испускания нейтронов от углового момента оказался весьма существенным для исследования зависимости  $\bar{f}_{эф}$  от  $Z^2/A$ . Обработка экспериментальных данных по использованным прежде упрощенным формулам, в которых не содержится параметр  $\beta$  и  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  является однозначной функцией параметра  $\rho = J_{max}^2/4K_0^2$ , сохраняет для величины  $\bar{f}_{эф}^{-1}$  тенденцию к увеличению с уменьшением  $Z^2/A$ , наблюдающуюся непосредственно в ходе  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  (см. рис. 1). Это традиционное упрощение привело в работе [5] к выводу о расхождении данных о  $\bar{f}_{эф}$  с жидкокапельной зависимостью, которого, как показывает более корректный настоящий анализ, на самом деле нет.

Полученная из высокоэнергетичного участка данных  $(\alpha, f)$ -реакции величина эффективного момента инерции обнаруживает заметный рост с увеличением энергии возбуждения. Интерпретация этого эффекта требует, однако, определенной осторожности, так как он может быть обусловлен как особенностями делительного канала, так и изменениями вклада прямых процессов в сечение взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ядром в периферийной области. Учет последнего обстоятельства должен привести к уменьшению  $J_{max}$  в сравнении с оптическими расчетами, и это ослабит полученный рост  $\bar{f}_{эф}$ . К сожалению, в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные, необходимые для детального рассмотрения этого вопроса.

#### Л и т е р а т у р а

1. Струтинский В.М. ЯФ, 1, 821, 1965.
2. Reising R.F. et al. Phys. Rev., 141, 1161, 1966;  
Карамян А.А. и др. ЯФ, 6, 434, 1967.
3. Куватов К.Г. и др. ЯФ, 14, 79, 1971.
4. Смиренкин Г.Н., Тилин А.С. ЯФ, 12, 746, 1970.
5. Руськина Г.Я., Околович В.Н. ЯФ, 21, 1167, 1975.

АСИММЕТРИЯ ДЕЛЕНИЯ ВИСМУТА  $\alpha$ -ЧАСТИЦАМИ

Ю.А.Немилов, В.А.Николаев, Д.А.Селицкий

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

М.Г.Иткис, В.Н.Околович

(Институт ядерной физики АН Каз. ССР)

Аннотация

С помощью стеклянных детекторов с фильтрами измерен выход асимметричной компоненты деления  $^{209}\text{Bi}$   $\alpha$ -частицами с энергией 29 МэВ. Обнаружено, что при возбуждении компаунд-ядер  $\text{At}^{213}$  на 2 МэВ выше барьера на долю асимметричной компоненты приходится не менее 30% от полного количества делений.

Abstract

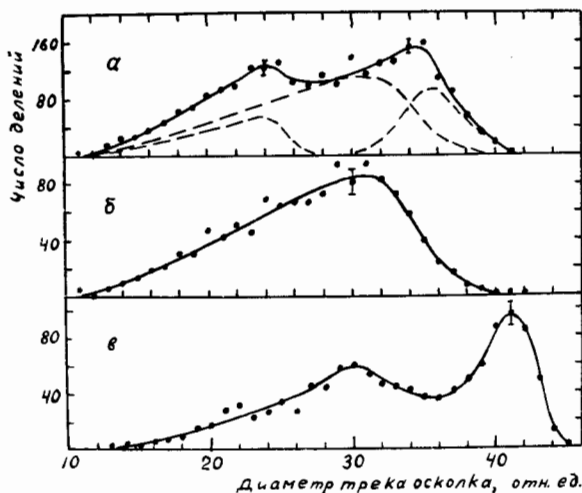
The presence of asymmetric component in the fragment mass distribution was searched in reaction  $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$  at 29 MeV by means of glass detectors with filters. The yield of asymmetric component was found to be not lesser than 30%.

Рассматривая распределение осколков деления ядер по массе, обычно выделяют следующие группы с характерными особенностями кривых выхода: 1) тяжёлые ядра с  $Z \geq 90$ , делящиеся с наибольшей вероятностью асимметрично при возбуждении, близком к барьеру деления; 2) доактиниевые ядра ( $Z \leq 85$ ), делящиеся при средних энергиях возбуждения симметрично; 3) промежуточные ядра типа радия и актиния, которые при средних возбуждениях  $\sim 20$  МэВ имеют сложное трехгорбое распределение масс осколков.

Недавние измерения показали, что у радия и актиния при возбуждениях, близких к барьеру деления, кривые выхода масс имеют не трехгорбый, а двугорбый вид, аналогичный распределению масс осколков деления более тяжелых ядер первой группы [1, 2]. В связи с этим нам представлялось необходимым проверить, действительно ли ядра легче радия ( $Z \leq 85$ ) с возбуждением, близким к барьеру, делятся симметрично, как это следует, например, из теоретических расчетов Мёллера [3]. Экспериментальные измерения на ядрах этой группы из-за методических затруднений до сих пор выполнялись лишь при возбуждениях, на много превышающих делительный барьер. Наличие компоненты асимметричного деления висмута протонами было обнаружено даже при возбуждении компаунд-ядер 36 МэВ [4]. Однако в последующей работе [5] этот результат был опровергнут. Сведения о симметричном делении висмута  $\alpha$ -частицами были получены также в работе [6] при наименьшей энергии возбуждения 28 МэВ.

В данной работе для идентификации компонент симметричного и асимметричного деления висмута  $\alpha$ -частицами использовалось измерение спектра диаметров треков осколков в стеклянном детекторе с фильтром, аналогичное измерению спектра кинетических энергий осколков [1, 7, 8].  $\alpha$ -Частицы, ускоренные на циклотроне до энергии 29 МэВ, проходили через висмутую мишень толщиной 200 мкг/см<sup>2</sup>. Детекторы с фильтрами устанавливались под углом 160° по отношению к пучку  $\alpha$ -частиц. Облучение В: <sup>209</sup> $\alpha$ -частицами с энергией 29 МэВ приводит к образованию компаунд-ядер  $At^{213}$  с возбуждением 19 МэВ, т.е. на 2 МэВ выше эффективного барьера деления [9]. В тех же условиях были сняты калибровочные спектры осколков деления аста-

та при возбуждении 34 МэВ и урана-238  $\alpha$ -частицами прежней энергии 29 МэВ. Результаты измерений приведены на рисунке.



Спектры диаметров треков осколков в стеклянных детекторах с фильтрами из алюминиевой фольги толщиной 1,5 мг/см<sup>2</sup>: а - в <sup>209</sup>Pb (29 МэВ), <sup>213</sup>At (энергия возбуждения 19 МэВ, т.е. 2 МэВ над барьером. Пунктиром обозначено разложение на компоненты симметричного и асимметричного деления); б - деление астата с возбуждением 34 МэВ; в - <sup>238</sup>U (29 МэВ)

Как видно из рис., а, форма спектра в случае деления астата у барьера заметно отличается от одnogорбого спектра деления астата при возбуждении над барьером  $\sim 17$  МэВ (рис., б), когда кривая выхода масс осколков имеет заведомо симметричный характер. Используя форму этого спектра, из рис. а была выделена изображенная пунктиром компонента асимметричного деления астата, составившая  $\sim 30\%$  от полного количества делений. Компонента асимметричного деления не может быть объяснена предположительному загрязнению висмута более тяжелыми ядрами, т.к. пики легких и тяжелых осколков асимметричного деления <sup>238</sup>U  $\alpha$ -частицами той же энергии, как видно из рис., в, лежат в области больших диаметров.

Определение характеристик компонент симметричного и асимметричного деления  $B\bar{C} + d$  будет продолжено и, в частности, при еще более низкой энергии возбуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Е.А. Жагров, И.М. Кукс, Ю.А. Немиллов, Ю.А. Селицкий, В.Б. Фунштейн. Препринт Радиового института, РИ-4, Ленинград, 1972; Nucl. Phys., A213, 436, 1973.
2. E. Kocesny, H.J. Specht, J. Weber, Phys. Lett., 45 B, 329, 1973.
3. P. Moller. Nucl. Phys., A192, 529, 1972.
4. T.T. Sugihara, J. Roesner, J.W. Meadows. Phys. Rev., 121, 1179, 1961.
5. F. Plasil, R.L. Ferguson, F. Pleasonton, H.W. Schmitt. Phys. Rev., C 7, 1186, 1973.
6. М.Г. Иткис, В.Н. Околович, А.Ф. Павлов, Г.Я. Руськина. Атомная энергия, 34, вып. 2, 133, 1973.
7. А.В. Громов, В.А. Николаев. ПТЭ, № I, 245, 1970.
8. В.А. Николаев, Ю.А. Селицкий, В.Б. Фунштейн, Б.И. Шестаков, И.А. Шестакова. Ядерная физика, 19, 751, 1974.
9. A. Khodai-Joopari. VCRL-16489, 1966.

КАНАЛОВЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ В  $Pu^{239}(n,f)$ ,  
 $Pu^{239}(d,pf)$ -и  $Pu^{238}(t,pf)$ -РЕАКЦИЯХ

В.Е.Маршалкин, В.М.Повышев  
 (Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова)

АННОТАЦИЯ

Выполнен каналовой анализ экспериментальных данных по делюмости и угловым распределениям осколков деления  $Pu^{239}(n,f)$ ,  $Pu^{239}(d,pf)$ -и  $Pu^{238}(t,pf)$ -реакций. Показана возможность описания экспериментального сечения деления нейтронами  $Pu^{239}$  с использованием параметров потенциалов, извлеченных из анализа реакций с заряженными частицами.

Abstract

The channel analysis of experimental data on fissionity and angular distribution of fission fragments in  $Pu^{239}(n,f)$ ,  $Pu^{239}(d,pf)$  and  $Pu^{238}(t,pf)$  reactions is made.

В настоящей работе предпринята попытка извлечения параметров барьеров из каналовой анализа энергетического поведения делюмости и угловых распределений осколков деления в  $Pu^{239}(d,pf)$ -и  $Pu^{238}(t,pf)$ -реакциях [1-4], а также деления  $Pu^{239}$  нейтронами. Совместный анализ всей экспериментальной информации основан на предположении статистической модели о независимости распада образующегося в этих реакциях составного ядра  $Pu^{240}$  от способа его образования. Получение взаимодополняющей и уточняющей информации о параметрах барьеров переходных состояний  $Pu^{240}$  предполагает описание вероятности деления через отдельные каналы с учетом различия вероятности возбуждения каждого канала при образовании составного ядра в этих реакциях. Поэтому при проведении анализа сечения деления и угловых распределений осколков были использованы детальные формулы статистической модели.

Обычно экспериментально измеренное угловое распределение осколков деления представляют в виде разложения в ряд по полиномам Лежандра в системе центра масс делящегося ядра:

$$\bar{f}(\varepsilon, \vartheta) = A_0(\varepsilon) \cdot \left[ 1 + \sum_{L \geq 2} g_L(\varepsilon) \cdot P_L(\cos \vartheta) \right] \quad (I)$$



В этом случае вся экспериментальная информация о процессе деления заключена в энергетической зависимости сечения деления  $\sigma_f(\epsilon) = 4_{11} \cdot A_0(\epsilon)$  и коэффициентов  $q_L(\epsilon)$ . Сравнение экспериментального углового распределения осколков деления (I) с теоретическими выражениями, полученными в рамках статистической теории, позволяет определить извлеченные из эксперимента сечение деления и коэффициенты  $q_L(\epsilon)$  выражениями.

$$\sigma_f(\epsilon) = \frac{1}{2 \cdot (2I+1)} \cdot \frac{\pi}{K^2} \cdot \sum_{\substack{J_{n_2} e j k \\ n_2 = n_1(t)^e}} (2J+1) \cdot T_{e j I n_1}^{J_{n_2}}(\epsilon) \cdot P_f^{J_{n_2} K}(\epsilon + B_n) \cdot S^{J_{n_2} K}(\epsilon + B_n), \quad (2)$$

$$q_L(\epsilon) = \frac{1}{2 \cdot (2I+1) \cdot 4 \cdot A_0(\epsilon) \cdot K^2} \cdot \sum_{\substack{J_{n_2} e j k \\ n_2 = n_1(t)^e}} T_{e j I n_1}^{J_{n_2}}(\epsilon) \cdot P_f^{J_{n_2} K}(\epsilon + B_n) \cdot S^{J_{n_2} K}(\epsilon + B_n) \cdot F(e j I J K L)$$

$$\sigma_f(E^*) \sim \sum_{\substack{J_{n_2} e j k \\ n_2 = n_1(t)^e}} \sigma_{e j I n_1}^{J_{n_2}}(E^*) \cdot P_f^{J_{n_2} K}(E^*) \cdot S^{J_{n_2} K}(E^*), \quad (3)$$

$$q_L(E^*) = \frac{1}{\sigma_f(E^*)} \cdot \sum_{\substack{J_{n_2} e j k \\ n_2 = n_1(t)^e}} \sigma_{e j I n_1}^{J_{n_2}}(E^*) \cdot P_f^{J_{n_2} K}(E^*) \cdot S^{J_{n_2} K}(E^*) \cdot F(j I J K L)$$

для деления нейтронами и заряженными частицами соответственно. Коэффициенты прилипания нейтрона  $T_{e j I}^{J_{n_2}}(\epsilon)$  оценивались в соответствии с силовыми функциями [5]. Выражение для относительной делимости  $P_f^{J_{n_2} K}$  использовалось в обычном виде, учитывая конкуренцию деления через  $J_{n_2} K$ -состояние с радиационным распадом, испусканием нейтронов и делением через другие полосы с  $K \leq J$ . Делительная проникаемость  $T_f^{J_{n_2} K}$  рассчитывалась по обычной формуле в представлении одnogорбого барьера и по формулам работы [6] в модели двугорбого барьера. При оценке  $S^{J_{n_2} K}$ -фактора пренебрегалось флуктуациями радиационной ширины, использовалось распределение Портера-Томаса для определения нейтронной и делительной ширины в случае одnogорбого барьера деления. При анализе с использованием представления двугорбого барьера распределение делительной ширины использовалось в виде, полученном в работе [7]. Выражение для геометрического множителя  $F$  в случае деления

нейтронами использовалось в виде

$$F(ejIJKL) = (2e+1)(2j+1) \cdot (2J+1)^2 \cdot (-1)^{J+2I-K+e+1} \cdot \\ \cdot (JJ-KK/L0)(eeco/L0) \cdot W(esLj; je) \cdot W(jILJ; Jj), \quad (4)$$

а в случае деления заряженными частицами оно совпадало с выражениями работы [1]. В сечении образования составного ядра  $\sigma_{ejI\pi\Gamma}^{j\pi\gamma}$  в реакциях с заряженными частицами учтена зависимость сечений поглощения частиц от энергии возбуждения в соответствии с работой [8].

С целью извлечения наиболее надежной информации о параметрах переходных состояний делящегося ядра  $Pu^{240}$  выполнен каналовый анализ экспериментальных данных по  $Pu^{239}(n,f) \rightarrow Pu^{239m}(p,f)$  и  $Pu^{238}(t,pf)$ -реакциям.

I. Каналовый анализ сечения деления и угловой анизотропии осколков деления  $Pu^{239}$  [9] нейтронами проведен при энергии нейтронов от 1 кэв до 50 кэв. Ограничение энергетического интервала сверху связано с тем, что не имеется надежной оценки сечения образования составного ядра  $d$  и более высокого порядка волнами. При делении  $Pu^{239}$ , имеющего в основном состоянии  $I^{1/2-} = \frac{1}{2}^+$  нейтронами  $s$ - и  $p$ -волн, процесс может осуществляться только через переходные состояния  $J^{\pi\gamma}$ , равные  $0^+$ ,  $1^+$ ,  $0^-$ ,  $1^-$ ,  $2^-$ . Поэтому в соответствии с геометрическим множителем (4) отличным от нуля может быть только  $q_2$ -коэффициент, экспериментальное угловое распределение должно следовать закону [9]

$$\frac{\sigma_2(\varepsilon, \vartheta)}{\sigma_2(\varepsilon, \frac{\pi}{2})} = 1 + B(\varepsilon) \cdot \cos^2 \vartheta, \quad (5)$$

а коэффициент анизотропии  $B(\varepsilon)$  определяется выражением

$$B(\varepsilon) = \frac{3}{2} \cdot \frac{q_2(\varepsilon)}{1 - \frac{1}{2} q_2(\varepsilon)}. \quad (6)$$

Отличными от нуля в  $q_2(\varepsilon)$  являются только слагаемые с  $J^{\pi\gamma} = 1^-$  и  $2^-$  при  $e=1$  и  $j = \frac{3}{2}$  при любых  $K \leq J$ . Таким образом оказывается, что анизотропия обусловлена только  $p$ -нейтронами с  $j = \frac{3}{2}$ . Хорошее описание поведения сечения деления и значений анизотропии позволяет только сказать, что деление через  $0^+0$  состояние является надбарьерным, деление через  $1^-0$ ,

$\Gamma^{-1}$ ,  $2^{-2}$  состояния происходит над барьером или в околбарьерной области, деление через  $\Gamma^{-1}$  состояние является подбарьерным с  $E^{I^{-1}-B_n} \approx 0,6 \hbar \omega^{I^{-1}}$  в случае одногорбого барьера для этого состояния.

2. Каналовый анализ экспериментальных данных по делимости и угловым распределениям осколков деления в  $Pu^{239}(d, pf)$ -реакции [1] выполнен при энергии возбуждения делящегося ядра  $Pu^{240}$ , меняющейся в интервале от 4,6 Мэв до 6,4 Мэв. При этом использовалось представление как одногорбого, так и двугорбого барьера деления. Однако одновременное описание энергетической зависимости делимости и  $q_L(E^*)$ -коэффициентов оказалось возможным только в представлении двугорбого барьера деления. Извлеченные параметры двугорбого барьера для каждой из шести нижних полос приведены в таблице.

Параметры двугорбого потенциала для шести нижних полос переходных состояний  $Pu^{240}$ , Мэв

Полоса	$V_A$	$V_B$	$\hbar \omega_A$	$\hbar \omega_B$	$V_C$	$\hbar \omega_C$	$W_0$
$0^+$	5,3	5,3	0,65	0,65	2,1	0,67	-0,02
$2^+$	5,5	5,5	0,65	0,65	2,45	0,66	-0,02
$0^-$	6,4	6,4	1,3	1,3	3,3	1,75	-0,05
$\Gamma^-$	6,55	6,55	1,3	1,3	3,4	1,9	-0,05
$2^-$	6,7	6,7	1,3	1,3	3,8	1,96	-0,05
$\Gamma^+$	6,85	6,85	1,3	1,3	3,9	1,9	-0,05

Следует отметить, что в рамках использованных для анализа выражений энергетическая зависимость  $q_L(E^*)$  и делимости является критичной для определения относительного расположения полос, и поэтому полученный порядок их расположения представляется надежным. Кроме того, с точностью  $\approx 200$  кэв определяются высоты более высокого из барьеров для каждой полосы. Анализированные данные являются менее критичными для определения остальных параметров.

Как и следовало ожидать, определенный при анализе экспериментальных данных по  $Pu^{239}(d, pf)$ -реакции набор параметров потенциала для каждой из шести полос переходных состояний остался неизменным и при описании экспериментальных данных по  $Pu^{238}(t, pf)$ -реакции.

Большое практическое значение имеет вопрос использования экспериментальных данных с заряженными частицами при оценке сечения деления нейтронами. С целью выяснения такой возможности было рассчитано поведение сечения деления  $Pu^{239}$  нейтронами и угловой анизотропии осколков с использованием параметров таблицы. Полученное отклонение результатов этой оценки от экспериментальных данных находится в пределах различия последних между собой. Поэтому следует надеяться, что извлекаемая из канального анализа реакций с заряженными частицами информация о переходных состояниях делящегося ядра может быть с успехом использована при оценке сечения деления нейтронами, по крайней мере четно-нечетных ядер.

#### Л и т е р а т у р а

1. Britt H.C. et al. Phys.Rev., 1968, v.175, p.1525.
2. Cramer J.D., Britt H.C. Phys.Rev., 1970, v.62, p.2350.
3. Back B.B. et al. Nucl.Phys., 1971, v.A165, p.449.
4. Back B.B. et al. Phys.Rev., 1974, v.69, p.1224.
5. Prince A. Nuclear Data for Reactors, II, 825, IAEA, Vienna, 1970.
6. Маршалкин В.Е., Тяпин А.С. "Ядерная физика", 1975, с.21.
7. Тяпин А.С., Маршалкин В.Е. сб. "Ядерные константы", 1976, № 21.
8. Andersen B.L. et al. Nucl.Phys., 1970, v.A147, p.33.
9. Шпек Д.Л., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. Препринт ФЭИ-233, 1970.

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Np}$  и  $^{245}\text{Am}$  В РЕАКЦИИ  
( $t, pf$ ) НА ИЗОТОПАХ  $^{233}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{243}\text{Am}$

М.Ф. Андреев, В.В. Гладков, В.А. Завгородний

(Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова)

Аннотация

В результате измерений спектров протонов из реакций ( $t, p$ ) и ( $t, pf$ ) на ядрах изотопов  $^{233}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{243}\text{Am}$  определены вероятности деления и угловые распределения осколков деления ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{243}\text{Am}$ . Измерения проведены при энергии бомбардирующих тритонов около 13 Мэв и расположении детектора протонов под углом 125° или 130° по отношению к пучку тритонов.

Abstract

The proton spectra from nuclear reactions ( $t, pf$ ) and ( $t, p$ ) on  $^{233}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{243}\text{Am}$  have been measured. The measurements gave fission probabilities and fission fragment angular distributions. The measurements were carried out at the bombarding triton energy of about 13 MeV and proton detector disposition at 125° or 130° in relation to triton beam.

Вероятность деления ядра  $P_f(E^*)$  в реакции ( $t, pf$ ) в зависимости от энергии возбуждения  $E^*$  определяется как отношение сечения деления  $\sigma_{t, pf}(E^*)$  к сечению прямой реакции  $\sigma_{t, p}(E^*)$ . Для нахождения указанных сечений измерялись спектры протонов из реакций ( $t, pf$ ) и ( $t, p$ ). Спектры протонов в совпадении с осколками деления из реакции ( $t, pf$ ), измеренные для нескольких детекторов осколков деления, расположенных под разными углами, позволяли определить угловое распределение осколков деления в этой реакции. Сечение  $\sigma_{t, pf}(E^*)$  находилось интегрированием углового распределения.

Работа выполнялась на электростатическом ускорителе. Условия проведения экспериментов отображены в табл. I.

Таблица I

Условия экспериментов по исследованию  
реакций  $(t, pf)$  и  $(t, p)$

Ядро-мишень	Делящееся ядро	$E_t$ , Мэв	$\theta_p$	$\Delta\theta_p(t, p)$	$\Delta\theta_p(t, pf)$	$\Delta\theta_f$	Число углов деления осколков
$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	12,7	$130^\circ$	$2^\circ$	$13^\circ$	$13^\circ$	8
$^{237}\text{Np}$	$^{239}\text{Np}$	13,3	$125^\circ$	$6^\circ$	$18^\circ$	$12^\circ$	6
$^{243}\text{Am}$	$^{245}\text{Am}$	12,6	$130^\circ$	$6^\circ$	$13^\circ$	$13^\circ$	6

В табл. I:  $\theta_p$  - угол детектора протонов относительно пучка тритонов;  $\Delta\theta_p(t, p)$ ,  $\Delta\theta_p(t, pf)$ ,  $\Delta\theta_f$  - углы, охватываемые в плоскости реакции детекторами протонов и осколков деления в измерениях спектров протонов из реакций  $(t, p)$  и  $(t, pf)$  соответственно.

Мишенями служили окисные слои изотопов урана, нептуния и америция, нанесенные методом вакуумного испарения на подложки из окиси алюминия толщиной 110-120 мкг/см<sup>2</sup>. Характеристика рабочих слоев - мишеней приведена в табл. 2.

Таблица 2

Характеристика мишеней

Изотоп	Содержание изотопа, %	Примеси, %	Толщина мишени, мкг/см <sup>2</sup>
$^{233}\text{U}$	93,55	$^{234}\text{U}$ - 0,12; $^{235}\text{U}$ - 0,06; $^{236}\text{U}$ < 0,01; $^{238}\text{U}$ - 6,27	300-500
$^{237}\text{Np}$	100	-	300-500
$^{243}\text{Am}$	97,1	$^{241}\text{Am}$ - 2,9	100-150

Методика экспериментов, описанная кратко в работе [1] по изучению реакции  $^{237}\text{Np}(t, pf)$ , использовалась в настоящей работе с некоторыми изменениями. Основное отличие заключалось в том, что для регистрации протонов в совпадении с осколками деления из реакции  $(t, pf)$  применялся одиночный детектор протонов вместо телескопа  $\Delta$  E-E счетчиков. Такое упрощение возможно благодаря тому, что другие каналы деления с предварительным испусканием заряженной частицы -  $(t, df)$ ,  $(t, t'f)$ ,  $(t, pnf)$  и т.д. - дают частицы, энергия которых выходит за пределы исследуемого энергетического интервала. Разрешающая способность детектора протонов составляла 90 кэв.

Спектры протонов, совпадающих с осколками деления из реакции  $(t, pf)$ , были измерены при следующих положениях детекторов осколков деления: в случае  $^{238}\text{U}$  -  $70^\circ$ ;  $90^\circ$ ;  $96^\circ$ ;  $129^\circ$ ;  $136,5^\circ$ ;  $149^\circ$ ;  $171^\circ$  и  $176,5^\circ$ , в случае  $^{243}\text{Am}$  -  $69,5^\circ$ ;  $89,5^\circ$ ;  $136,5^\circ$ ;  $151,5^\circ$ ;  $170,5^\circ$  и  $176,5^\circ$  относительно направления движения ядра отдачи. После исправления на вклад случайных совпадений спектры переводились в шкалу энергий возбуждения делящегося ядра. Затем проводилось описание угловых распределений осколков деления набором четных полиномов Лежандра по методу наименьших квадратов. Описание было выполнено для каждого интервала энергий возбуждения делящихся ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{245}\text{Am}$   $\Delta E \approx 50$  кэв согласно выражению 
$$W(\theta, E^*) = 4\pi A_0(E^*) \left[ 1 + \sum_{L=2,4,\dots} g_L(E^*) P_L(\cos \theta) \right],$$
 где  $A_0(E^*)$  и  $g_L(E^*)$  - варьируемые параметры разложения;  $\theta$  - угол в системе делящегося ядра.

Величина  $4\pi A_0(E^*)$ , получаемая в результате обработки угловых распределений, определяет сечение деления  $\sigma_{t, pf}(E^*)$

Обработка, проведенная с различными наборами полиномов, показала, что для делящихся ядер  $^{239}\text{Np}$  и  $^{245}\text{Am}$  достаточно ограничиться полиномами второй степени  $P_2$ , в случае  $^{235}\text{U}$  - четвертой степени  $P_4$ .

Вероятность деления исследованных ядер, а также результаты обработки угловых распределений осколков деления из реакции  $(t, pf)$  представлены на рис. I. Там же изображены данные о делимости указанных ядер в прямых реакциях, опубликованные в работах [2, 3]. Ошибки в данных, указанные на рисунках, представляют собой среднеквадратичные статистические ошибки измерений. Дополнительная погрешность систематического характера в вероятностях деления, которая связана с неточностью определения телесных углов детекторов, оценивается как  $\pm 10\%$ .

Среднеквадратичная ошибка в определении энергий возбуждения делящихся ядер оценивается в  $\pm 40$  кэв.

Характеристики деления, извлекаемые из экспериментальных результатов, обнаруживают различную чувствительность к конкретным свойствам исходных и делящихся ядер, а также бомбардирующих частиц. В частности, вероятности деления одних и тех же ядер, измеренные в реакциях  $(t, pf)$  и  $({}^3\text{He}, df)$  при различных энергиях бомбардирующих частиц, практически одинаковы [ ${}^{235}\text{U}$  и  ${}^{245}\text{Am}$  - в реакции  $(t, pf)$  при  $E_t = 18$  и  $\sim 13$  Мэв,  ${}^{239}\text{Np}$  - в реакции  $(t, pf)$  при  $E_t = 13,3$  Мэв и в реакции  $({}^3\text{He}, df)$  при  $E_{3\text{He}} = 24$  Мэв]. В то же время угловое распределение осколков деления сильно зависит от величины угловых моментов, участвующих в реакции. Это ясно видно из рис. ..., на котором показана анизотропия разлета осколков деления  ${}^{235}\text{U}$ , измеренная в реакциях  ${}^{234}\text{U}(\alpha, pf)$ ,  ${}^{233}\text{U}(t, pf)$  и  ${}^{234}\text{U}(n, f)$ . Анизотропия определялась как отношение выхода осколков деления под углами  $0^\circ$  и  $90^\circ$  относительно направления движения делящегося ядра.

Характерные особенности в делении нечетных по  $A$  ядер проявляются в следующем:

1. Вероятности деления всех трех исследованных ядер показывают рост в интервале энергий возбуждения от  $\sim 5,3$  Мэв до  $\sim 6$  Мэв и последующий медленный спад при больших энергиях возбуждения. Максимальные значения лежат в пределах  $0,5 - 0,65$ .

2. В ходе зависимости и анизотропии разлета осколков деления от энергий возбуждения проявляется максимум, положение которого коррелирует с максимумом в вероятности деления. Причем величина



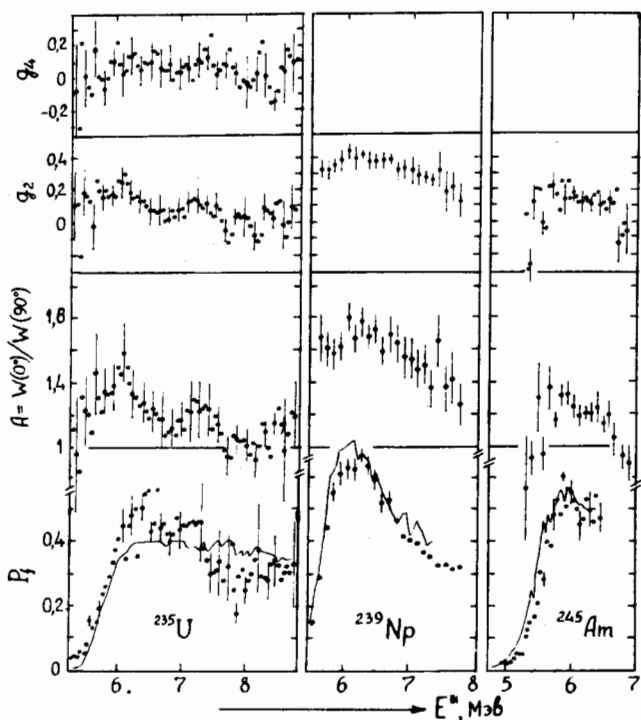


Рис. I. Экспериментальные результаты для делящихся ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Np}$  и  $^{245}\text{Am}$ :  $P_f$  - вероятность деления ( $A$  - анизотропия разлета осколков деления);  $g_2, g_4$  - коэффициенты при полиномах Лежандра  $P_2$  и  $P_4$  соответственно. Точками изображены наши данные, сплошными линиями показаны данные, полученные в реакции  $(t, pf)$  при  $E_t = 18$  Мэв для  $^{235}\text{U}$  [3], в реакции  $(t, pf)$  при  $E_t = 15$  Мэв для  $^{245}\text{Am}$  [2] и в реакции  $(^3\text{He}, \alpha f)$  при  $E_{^3\text{He}} = 24$  Мэв для  $^{239}\text{Np}$  [2]

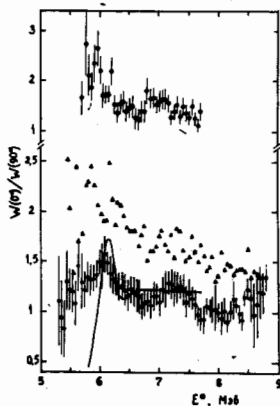


Рис. 2.

Анизотропия разлета осколков  
 деления  $^{235}\text{U}$  в реакциях: ● —  
 $^{235}\text{U}(t, pf)$ ,  $E_t = 12,7$  МэВ  
 (наши данные); ○ —  $^{235}\text{U}(d, pf)$ ,  
 $E_d = 18$  МэВ [3];  
 ▲ —  $^{235}\text{U}(t, pf)$ ,  
 $E_t = 18$  МэВ [3];  
 — —  $^{234}\text{U}(n, f)$  [3]

анизотропии в максимуме  $A_{\text{макс}}$  зависит от энергии возбуждения, соответствующей этому максимуму. Так, для  $^{235}\text{U}$  и  $^{245}\text{Am}$  величины  $A_{\text{макс}}$ , расположенные при  $E^* = 5,8 \pm 0,6$  МэВ, совпадают для обоих ядер в пределах точности измерений и составляют  $\approx 1,4$ , а для  $^{239}\text{Np}$  максимальное значение  $A_{\text{макс}} \approx 1,8$  находится при энергии возбуждения  $\sim 6,3$  МэВ.

Аналогичная закономерность более четко прослеживается в делении четно-четных составных ядер.

#### Л и т е р а т у р а

1. М.Ф.Андреев, В.В.Гладков, В.А.Завгородний, В.И.Серов, В.М.Сурин. ЯФ, 17, 475 (1973).
2. В.В.Back, Ole Hansen, H.C.Britt, J.D.Garrett. Proceeding of the Third International Atomic Energy Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Rochester. Vol.1, 1973. IAEA/SM-174/201.
3. H.C.Britt, J.D.Cramer. Phys.Rev., C2, 1758 (1970).

ФОТОДЕЛЕНИЕ  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$   
ВБЛИЗИ ПОРОГА ДЕЛЕНИЯ

Т. Драгнев, Е. Дерменджиев, Н. Калинкова, И. Иванов,  
Н. Кашукеев, Н. Чиков, Н. Янева

(Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской  
академии наук)

АННОТАЦИЯ

Измерены сечения фотоделения двух четно-четных и двух нечетных ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  при энергиях возбуждения вблизи порога деления. Для получения квазиодноэнергетических  $\gamma$ -лучей были использованы  $(n, \gamma)$ -реакции на разных элементах-мишенях. Полученные результаты сравниваются с результатами других авторов с учетом конкурирующих процессов  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ . Выражается предположение, что наблюдаемая структура в  $\sigma_{\gamma}$  связана не с каналовыми эффектами, а с резонансным поглощением  $\gamma$ -лучей.

Abstract

The photofission cross sections of two even-even and two odd-mass nuclei were measured with excitation energies in the fission threshold region. The quasi-monoenergetic  $\gamma$ -rays of  $(n, \gamma)$  reactions of different element-targets were used. The obtained results are compared with results of other authors, taking into account the competition of  $(n, \gamma)$  and  $(\gamma, p)$  processes. The assumption is made, that the structure in the photofission is a characteristic of the photo-absorption cross section and not a channel effect.

В последние годы были осуществлены прецизионные измерения сечения и угловой анизотропии фотоделения ядер области актиноидов [2-7]. В таких измерениях в околороговой области встречаются трудности, связанные с интенсивностью источников  $\gamma$ -лучей точно определенной энергии. При использовании спектра тормозного излучения невозможно получить энергетическое разрешение лучше 10%, т.е. 500-800 кэВ, и в результатах таких исследований структура в  $\sigma_{\gamma}$  выражена слабо. Работнов [1] отмечает хорошо выраженный пик в сечении  $^{232}\text{Th}$  при  $E_{\gamma} \sim 6,4$  МэВ и наличие структуры при той же самой энергии в сечении  $^{238}\text{U}$ . Метод комптоновского рассеяния  $\gamma$ -

лучей реакции  $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}$  [4,5,7] дает возможность непрерывного изменения энергии с точностью, превышающей 3%, то есть около 300 кэв. Результаты этих экспериментов показывают наличие хорошо разрешенного пика при 6,4 Мэв с шириной 650 кэв для  $^{232}\text{Th}$  и при 6,2 Мэв с шириной 200 кэв для  $^{238}\text{U}$ . Авторы работы [4] наблюдали пики с шириной меньше 200 кэв при 5,2 Мэв и 5,7 Мэв для  $^{238}\text{U}$  и при 5,5 Мэв для  $^{232}\text{Th}$ . Наличие этих пиков не подтверждается [6]. Кроме этого хорошо выраженный пик при 7,5 Мэв, который отмечается для двух ядер в работах [6,7], не подтверждается [4].

В экспериментах на характеристических  $\gamma$ -линиях  $(n,\gamma)$  реакций разных элементов ширина  $\gamma$ -линии порядка нескольких эв — значительно меньше расстояния между возможными каналами деления переходного ядра. Высокое энергетическое разрешение источников такого типа является не только преимуществом. Авторы [5,8] отмечают хорошо выраженный пик при  $E_\gamma = 6,76$  Мэв ( $\text{Ti}$ ) и наличие пиков при  $E_\gamma = 7,63$  Мэв ( $\text{Fe}$ ) и для двух ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ . Фотоделение нечетных по  $A$  ядер менее изучено. Плотность делительных каналов этих ядер вблизи порога больше, энергетические расстояния между ними очень маленькие. Можно предположить, что структуры в сечении деления и угловой анизотропии осколков деления нет или она слабо выражена. Результаты [7], однако, показывают, что в сечении деления  $^{235}\text{U}$  наблюдаются пики при 5,9; 6,6 и 7,5 Мэв и "зародыши" структуры при 5,4 Мэв. Такая структура показана и в результатах [4].

В результатах разных авторов существуют различия также и в отношении абсолютного значения  $\sigma_{\gamma}$ . Значения  $\sigma_{\gamma}$  работы [4] систематически выше соответствующих значений из работ [6,7] как для  $^{232}\text{Th}$ , так и для  $^{238}\text{U}$ . Эти различия в данных разных авторов обуславливают необходимость дополнительного экспериментального изучения сечения фотоделения в околопороговой области. Мы исследовали два четно-четных ( $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ ) и два нечетных ядра ( $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ ) при  $E_\gamma$  от 6 до 9 Мэв.

Устройство источника моноэнергетических  $\gamma$ -лучей на реакторе ИРТ-2000 описано в работах [9,10]. Мишени для  $(n,\gamma)$  реакции  $\text{Ca}$  (6,42 Мэв),  $\text{Ti}$  (6,76 Мэв),  $\text{Fe}$  (6,83 Мэв),  $\text{Pb}$  (7,38),

$\text{Fe}$  (7,63 Мэв),  $\text{Al}$  (7,72 Мэв),  $\text{Cu}$  (7,91 Мэв),  $\text{Ni}$  (8,99 Мэв) располагаются в тангенциальном канале реактора перед

активной зоной. Путем применения фильтров рассеяния и поглощения нейтронов разных энергий фон на выходе канала сводится к  $\leq 10^{-8}$   $\delta$  / (см<sup>2</sup>сек) и  $\leq 50^{-8}$   $\mu$  / (см<sup>2</sup>сек). Тепловые нейтроны поглощаются слоем Cd ~ 3 мм, который расположен перед детекторами.

Гамма-спектры измеряются Ge (Li)-детектором (U - 23 см<sup>2</sup>; разрешение по <sup>60</sup>Co ~ 2,6 кэВ). Хорошее разрешение детектора и обработка спектров на ЭВМ позволяют установить спектральный состав  $\gamma$ -лучей ( $n, \gamma$ )-реакций, определить относительную интенсивность второстепенных линий, а также оценить фоновое излучение реактора (Al) и примесей веществ мишеней.

Использованы достаточно тонкие мишени из делящихся веществ (<sup>232</sup>Th ~ 45 мкг/см<sup>2</sup>, <sup>238</sup>U ~ 25 мкг/см<sup>2</sup>, <sup>235</sup>U ~ 20 мкг/см<sup>2</sup>, <sup>239</sup>Pu ~ 100 мкг/см<sup>2</sup>).

Для определения выхода деления <sup>232</sup>Th, <sup>238</sup>U, <sup>235</sup>U использована двойная ионизационная камера с решетками, что обеспечивает высокую эффективность. На высоковольтном электроде камеры ставятся две мишени: <sup>232</sup>Th-<sup>238</sup>U или <sup>235</sup>U-<sup>238</sup>U, выход которых измеряется одновременно. Присутствие мишени <sup>238</sup>U во всех измерениях дает возможность контролировать условия эксперимента и режим работы камеры.

Были проведены также измерения фотоделения <sup>239</sup>Pu по отношению к хорошо изученному ядру <sup>235</sup>U твердотельными детекторами - стеклами.

Поток  $\gamma$ -лучей содержит главную линию ( $n, \gamma$ )-реакций, а также еще несколько дополнительных линий низкой интенсивности и, возможно,  $\gamma$ -линии фона, вклад которых необходимо учитывать. Сечение фотоделения при разных энергиях возбуждения получается путем решения системы уравнений вида

$$\sum_i \eta_i b_i = \frac{Y_f}{\Phi_\gamma N_A}$$

где  $\eta_i$  - относительные интенсивности;  $b_i$  - сечения фотоделения для каждой  $\gamma$ -линии;  $Y_f$  - выход деления, сек;  $\Phi_\gamma$  - поток  $\gamma$ -лучей;  $N_A$  - число ядер мишени.

Решение этой системы осуществляется на ЭВМ методом последовательных приближений. Полученные результаты для <sup>232</sup>Th, <sup>238</sup>U и <sup>235</sup>U показаны на рис. 1-3. В значения  $b_{\gamma_f}^{239Pu/238U}$  (рис. 4)

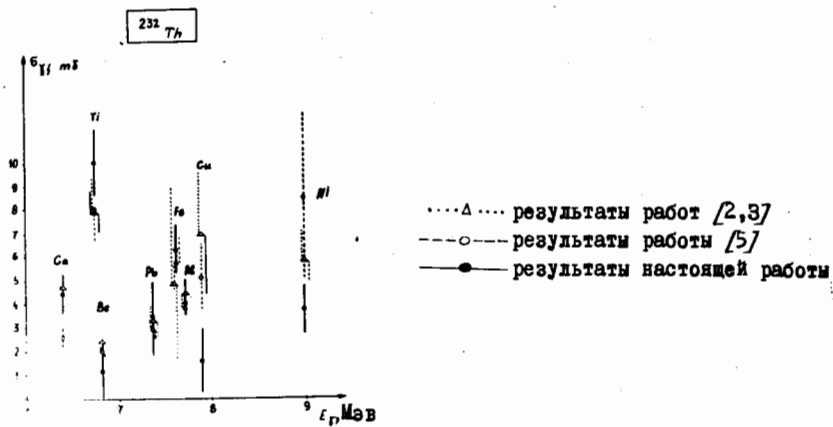


Рис. 1.

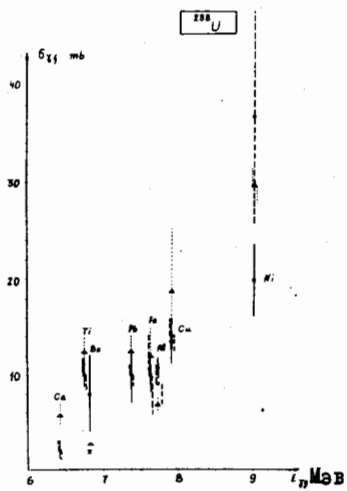


Рис. 2.

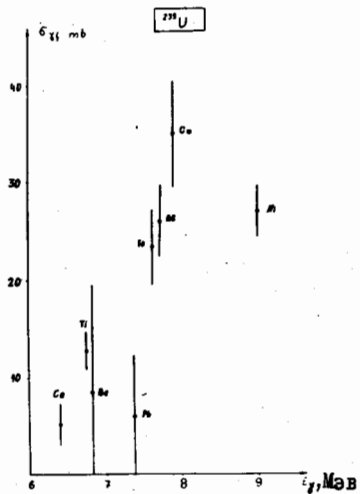


Рис. 3.

внесена коррекция на энергетическую неоднородность потока  $\gamma$  - лучей. Абсолютные значения фотоделения для  $^{239}\text{Pu}$  (рис. 5) определены из этих отношений при помощи значений  $\sigma_{\text{ф}}^{\text{Pu}}$  для  $^{235}\text{U}$ , полученных из измерений ионизационной камерой.

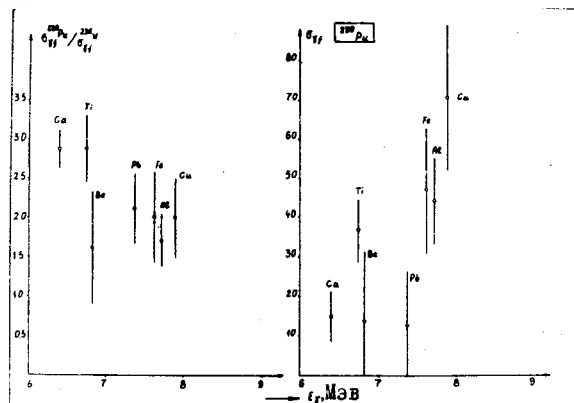


Рис. 4.

Рис. 5.

При исчислении ошибок экспериментальных результатов учитываются статистическая ошибка, ошибка определения  $\gamma$  - потока и ошибка корректировки на присутствие линий фона.

Наши результаты подтверждают структуру в сечении фотоделения, установленную в экспериментах [2,3]. Для двух четно-четных ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  наблюдается ясно выраженный пик при 6,76 Мэв (Ti) и второй пик при 7,63 Мэв (Fe). При  $^{238}\text{U}$  второй пик значительно слабее.

Результаты для  $^{235}\text{U}$  согласуются с работами [4,7]. Независимо от различия в разрешении  $\gamma$  - источников в двух экспериментах наблюдается надежный пик при  $E_\gamma \sim 6,7$  Мэв. Этот пик выражен лучше при  $^{239}\text{Pu}$ .

Пик при энергии 6,76 Мэв наблюдается как при четно-четных, так и при нечетных исследованных ядрах. Этот пик отмечается всеми авторами, которые используют  $(n, \gamma)$ -реакцию в качестве источника  $\gamma$  - лучей. При большом различии в структуре промежуточных состояний двух типов ядер и различных характеристиках барьеров каждого ядра наличие такого "общего" пика довольно странно.

Анализ структуры сечения фотоделения должен учитывать вклад конкурирующих процессов ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, p$ ). В энергетической области от 6 до 9 Мэв вероятность ( $\gamma, n$ )-процесса небольшая и он не влияет на ход  $\sigma_{\gamma f}$ . Одно из последних исследований сечений  $\sigma_{\gamma f}$  и  $\sigma_{\gamma n}$  для  $^{232}\text{Th}$  [8] указывает на то, что наблюдается одинаковая структура в их энергетической зависимости. Такая структура может быть проявлением резонансного поглощения  $\gamma$  - лучей данных энергий делящимися ядрами. Сечения поглощения  $\gamma$  - лучей тяжелыми ядрами еще недостаточно изучены. С точки зрения электродинамики они должны возрастать экспоненциально до области гигантского резонанса. Высказанное выше предположение о зависимости структуры фотоделения от резонансного поглощения  $\gamma$  - лучей, а не от каналовых эффектов не согласуется с результатами анализа анизотропии при фотоделении этих ядер.

#### Л и т е р а т у р а

1. Работнов Н.С. и др. ЯФ, 1970, т. II, в. 5.
2. Manfredini A. et al. Nuovo Cim., 1966, B44, 218.
3. Manfredini A. et al. Nucl. Phys., A127, 1969, 687.
4. Khan A. and Knowles Y.M. Nucl. Phys. 1972, A179, 333.
5. Mafra O.V. et al. Nucl. Phys. 1972, A186, 110.
6. Yester M.V. et al. Nucl. Phys. 1973, A206, 593.
7. Yester M.V. et al. Nucl. Phys. 1973, A212, 221.
8. Mafra O.Y. et al. Nucl. Phys. 1974, A236, 1.
9. Драгнев Т.Н. и др. Отчет перед МАГАТЭ, 1974, 449/РВ
10. Айдемирски П. и др. Симпозиум "Опыт эксплуатации и использования исследовательских реакторов". 1974, ССР.



## Секция 7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Председатели Г.А.Петров и С.С.Коваленко

### ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Л.З.Дубовой, Э.Д.Дятлов, А.И.Попытаев

Известные источники нейтронов для ядернофизических исследований имеют либо сложный спектр (изотонные источники), или же представляют собой сложные инженерно-технические комплексы (реакторы, генераторы).

Успешно развивавшийся в последние годы способ получения и нагрева плазмы с помощью лазерного излучения [1] стимулировал многочисленные исследования такой плазмы, носящие прикладной характер. В частности, интенсивное нейтронное излучение, сопровождающее образование лазерной плазмы, позволяет рассматривать такую плазму как новый перспективный источник быстрых нейтронов. Образование нейтронов в термоядерных реакциях  $D + D \rightarrow n^0 + He^3 + 3,25 \text{ МэВ}$  обуславливает высокую степень моноэнергетичности нейтронов с незначительным уширением спектра, определяемым температурой ионов, а малые размеры излучающей области ( $\sim 10^{-2}$  мм) позволяют рассматривать такой источник как точечный.

В настоящее время в экспериментах по лазерному нагреву плазмы достигнуты потоки нейтронов  $10^{16} \text{ стер}^{-1} \text{ сек}^{-1} / 2$ . Кроме того, существует возможность существенно увеличить потоки (до  $10^{24} \text{ стер}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ ) путем введения в мишень тяжелых примесей [3].

Полное количество термоядерных реакций, а следовательно, и выход нейтронов зависят от плотности ионов, объема, времени и параметра  $\langle \sigma v \rangle$ . Значение  $\langle \sigma v \rangle$  может быть с хорошей точностью определено из выражения [4]

$$\langle \sigma v \rangle = 2,6 \cdot 10^{-14} T_i^{-3} \exp \left\{ -18,7 \cdot T_i^{-\frac{1}{3}} \right\}, \quad (1)$$

где  $T_i$  - температура ионов.

Однако остальные величины известны недостаточно хорошо. Поэтому весьма важным является экспериментальное исследование нейтронных источников подобного типа.

В данной работе использовались плоская и сферическая схемы формирования лазерного источника нейтронов. В первом случае мишень являлись массивные ( $\sim 1\text{мм}$ ) мишени из дейтерида лития, а при сферическом облучении - микро-сферы из дейтерированного полиэтилена ( $\text{CD}_2$ )<sub>n</sub>.

Измерения характеристик нейтронного излучения проводились с помощью сцинтилляционных детекторов и активированных счётчиков, помещённых в парафиновый замедлитель.

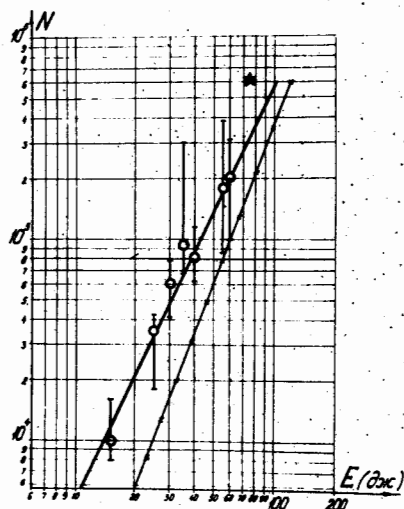


Рис. 1.

Зависимость выхода нейтронов от величины вложенной энергии

На рис. 1 представлена зависимость выхода нейтронов от вложенной энергии излучения в случае плоских мишеней. Эта зависимость реализуется в виде

$$N \sim K \cdot E_n^{2,5}, \quad (2)$$

где  $\mathcal{H} = 6,3$ ;  $E_\lambda$  - энергия лазерного излучения. На этом же рисунке показана расчётная зависимость [5] для случая, когда время установления максвелловского распределения ионов значительно больше времени действия излучения на мишень:  $\tau_0 \ll t_m$ .

В сферически-симметричном случае показатель степени в выражении (2) достигал значения  $\sim 5$ .

Энергия электронов измерялась по времени пролёта с помощью детекторов с органическими сцинтилляторами.

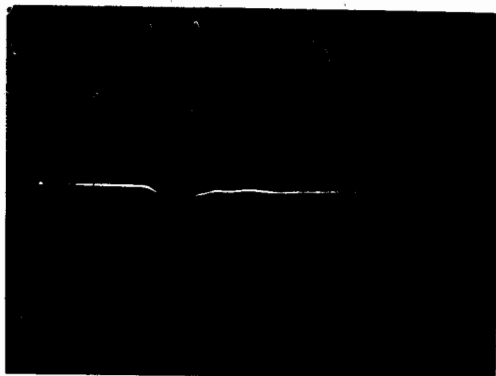


Рис.2.

Характерная форма импульса с сцинтилляционного детектора

На рис.2 представлена характерная осциллограмма нейтронного импульса (развёртка 100 нсек).

Из выражения, связывающего энергию нейтронов с временем пролёта:

$$\Delta E_n = 14 \cdot 10^{-2} E_n \frac{\Delta t}{L}, \quad (3)$$

где  $\Delta t$  - уширение импульса (нсек) на расстоянии  $L$  (м) от источника;

$E_n$  - энергия нейтронов (Меэ);

и известного времени разрешения регистрирующей аппаратуры можно оценить максимальное значение  $\Delta E_n$  для данного расстояния  $L$ .

В экспериментах детектор был расположен на расстоянии  $\approx 3,2$  м от источника, что даёт максимальное значение  $\Delta E_n \sim 150$  кэВ, соответствующее  $T_e \approx 10$  кэВ [6].

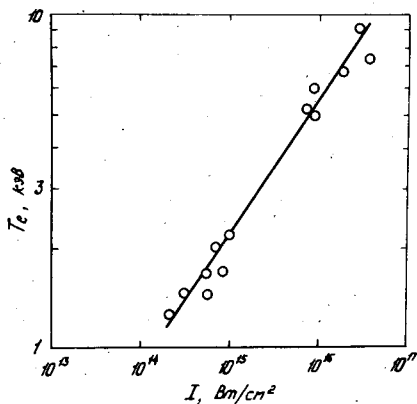


Рис. 3.  
Зависимость электронной температуры от интенсивности излучения

Эти данные по температуре ионов не противоречат результатам, полученным из прямых измерений электронной температуры (рис. 3), что свидетельствует о наличии эффективного механизма передачи энергии от электронов к ионам [7] за времена  $t \ll \tau_{ei}$ , где  $\tau_{ei}$  — электронное время релаксации.

Таким образом, обнаруженная зависимость выхода нейтронов от вкладываемой в мишень энергии, свидетельствует о том, что при вполне разумных энергиях излучения  $I \approx 3$  кДж могут быть достигнуты выходы нейтронов  $10^{10}$  нейтронов за импульс, а реализация частотного режима работы источника позволит эффективно использовать его в исследованиях по ядерной физике.

## Л и т е р а т у р а

1. Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, *ИЭТФ*, 46, 171 (1964).
2. Н.Г. Басов, В.С. Иванов, О.Н. Крохин, Ю.А. Михайлов, Л.З. Склизков, С.И. Федотов, *Письма в ИЭТФ*, 15, 589 (1972).
3. В.З. Афанасьев, Э.М. Беленов, О.Н. Крохин, И.А. Полуэктов, *Письма в ИЭТФ*, 13, 257; (1971).
4. Н.Г. *Post Rev. Mod. Phys.*, 28, 338 (1956).
5. А.Н. Плис, Е.Л. Турин, В.А. Щеглов, *ИТФ*, 42, 2568 (1972).
6. Н. *Bryuk Pl. Phys.*, 15, 611 (1973).
7. А.А. Горохов и др. Препринт Т-6231 ИИИОИ.А., 1974

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СЗЕРХСЖАТОГО ВЕЩЕСТВА  
ПО ПРОДУКТАМ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Л.В. Дубовой, В.Д. Дятлов, Р.Н. Медведев, А.Н. Попытаев.

Для изучения эффективности поджига термоядерных реакций путём всестороннего сжатия твердых таблеток [1] необходимо контролировать параметры зоны сжатия. Существует ряд предложений по определению этих параметров, причём предлагается использовать либо "просвечивание" этой зоны высокоинтенсивным пучком позитронов [2] и определение времени их жизни, либо регистрировать рентгеновское излучение тяжёлых примесных ионов [3], измерения деформации контуров и соотношение отдельных линий.

В настоящей работе обращается внимание на существование ещё одной возможности определения параметров сжатой области, основанной на различной её прозрачности для нейтронного излучения и заряженных продуктов реакции  $d(t, n)d$ .

При воздействии лазерного излучения на конденсированное вещество некоторая доля этого вещества испаряется, образуя так называемую корону, разлёт которой обеспечивает сжатие оставшейся части за счёт реакции импульса отдачи. При этом число реакций, происходящих в сжатой зоне и окружающей её короне, равно

$$N_r = \int dt \int d\vec{r} \langle G_V \rangle, \quad (1)$$

где скорость реакции [4], усреднённая по максвелловскому распределению реагентов, даётся выражением

$$\langle G_V \rangle = 1,67 \cdot 10^{-3} n_1 n_2 T_i^{-3} \exp\{4,52 \cdot 10^3 T_i^{-3}\} \quad (2)$$

В реакциях  $d(t, n)d$  образуются почти моноэнергетические нейтроны, имеющие распределение [5]

$$\int f(E_n) dE_n = d E_n \exp\left\{-\frac{(E_n - \langle E_n \rangle)^2}{m_n + m_d} \langle E_n \rangle T_i\right\} \quad (3)$$

зависящие от температуры реагирующих частиц  $T_i$ .

которая считается одинаковой. В этом выражении  $\langle E_n \rangle$  - средняя энергия нейтронов;  $m_n$  - их масса;  $m_\alpha$  - масса  $\alpha$  - частицы.

При распределении нейтронов в среде их спектр может искажаться как за счёт упругих столкновений, так и за счёт реакции типа  $d(n,2n)p$  или  $t(n,3n)p$ , причём наибольший вклад в изменение  $\langle E_n \rangle$  будут вносить упругие столкновения. Вероятность нейтрону после упругого столкновения перейти из состояния с  $E_n$  в состояние с  $E+dE$  можно записать в виде

$$P(E_n \rightarrow E) dE = \frac{dE}{(1-\beta)E_n}, \quad (4)$$

если сечение изотропно в системе центра масс. (Для нейтронов с  $E_n \sim 15$  МэВ анизотропия  $\sim 3-5\%$ ). В данной формуле  $\beta = (A-1/A+1)$ ,  $A$  - атомный вес ядра мишени. Полная вероятность изменения энергии нейтрона за счёт упругих столкновений равна произведению вероятности (4) на вероятность испытать упругое столкновение при движении в веществе:

$$W(E, \vec{z}) dE = \frac{dE}{(1-\beta)E_n} \exp\{-G_{yn} \cdot n \cdot z\}, \quad (5)$$

где  $G_{yn}$  - сечение упругого рассеяния нейтрона на ядрах мишени, имеющих концентрацию при прохождении в ней расстояния  $z$ . Отсюда видно, что смещение  $\langle E_n \rangle$  от положения, определяемого без влияния упругих столкновений, позволяет найти величину  $PR$ , т.е. параметры зоны.

Однако при малых  $PR \ll 1$ , когда сжатая зона является практически "прозрачной" для распространяющихся в ней нейтронов, возможно определение её параметров по количеству энергии, оставляемой  $\alpha$  - частицами в плотной зоне.

Замедление заряженных частиц за счёт кулоновских сил трения (по-прежнему пренебрегаем неупругими столкновениями и рассеянием на ядерном потенциале) описывается соотношением

$$\frac{dV_\alpha}{dt} = -n_i Z_i \alpha (1 + K_i/V_\alpha^3), \quad (6)$$

где

$$L_{i\alpha} = \frac{2}{3} \pi^2 r_0^2 \frac{m_e}{m_\alpha} \left( 2 \frac{m_e}{T_e} \right)^{3/2} Z_i Z_\alpha \ln \Lambda;$$

$$K_i = 3 \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{T_e^{3/2}}{m_e^{1/2} m_i};$$

$$m_i = \frac{m_\alpha \cdot m_d}{m_\alpha + m_d};$$

$\ln \Lambda$  - кулоновский логарифм;

-  $r_0 = e^2/mc^2$  - классический радиус электрона;

$m_e, m_\alpha, m_d, m_t$  - масса электрона, альфа-частицы дейтона и трития;

$Z_i, Z_\alpha$  - заряд исходных ядер и альфа-частицы;

$T_e$  - электронная температура;

$v_\alpha$  - скорость альфа-частиц;

$n_i = n_d = n_t$  - концентрация исходных ядер.

В работе [6] получено решение этого уравнения в пренебрежении торможением на тяжёлых частицах. При этом показано, что энергия частицы в процессе замедления может быть представлена в виде

$$E_\alpha = E_{\alpha 0} (1 - \eta/e)^2, \quad (7)$$

где  $l$  - длина замедления;

$E_{\alpha 0}$  - начальная энергия альфа-частицы;

$$l = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \left( \frac{m_\alpha}{m_e} \right)^{1/2} \frac{(E_{\alpha 0} T_e^2)^{1/2}}{Z_\alpha^2 e^4 n_e \ln \Lambda}, \quad (8)$$

а для энергии, уносимой альфа-частицами из зоны реакции,

$$\eta = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{PR} - \frac{1}{20} \frac{\varepsilon^3}{(PR)^3} & \text{при } PR \geq \varepsilon; \\ 1 - \frac{3}{4} \frac{PR}{\varepsilon} + \frac{1}{5} \frac{(PR)^2}{\varepsilon^2} & \text{при } PR \leq \varepsilon; \end{cases} \quad (9)$$

где  $\varepsilon = (T_e/7,4)^{3/2}$ , причём  $T_e$  выражено в кэВ, а  $PR$  - пробег альфа-частиц в г/см<sup>2</sup>.

С другой стороны, измерение спектра альфа-частиц даёт функцию распределения по энергии, которая совместно с функцией распределения нейтронов при условии "прозрачности" сжатой зоны позволяет определить величину  $\eta$ :



$$\eta = \frac{m_n}{m_d} \frac{\int f(E_n) dE_n}{\int f(E_n) dE_n}, \quad (10)$$

здесь  $\int f(E_n) dE_n = N_n$ .

Таким образом, и в случае "прозрачной" для нейтронов зоны реакции имеется принципиальная возможность определения параметров этой зоны. Следует отметить, что поскольку при плотностях  $n_i = n_e \sim 10^{25} \text{ см}^{-3}$  и температурах  $T_e \sim 10 \text{ кэВ}$  время электронной релаксации составляет  $\sim 10^{-12}$  времени обострения лазерного импульса, то можно считать плазму изотермической:  $T_e \approx T_i$ . Значение  $T_i$  определяется из вида нейтронного спектра (3).

Определение параметров сжатой зоны по спектрам продуктов реакции возможно в том случае, когда основной вклад в нейтронный выход даёт эта зона. Однако возможен случай, когда сравнимый вклад даёт периферийные области - корона. В этой ситуации её температура должна быть значительно выше температуры сжатой зоны, поскольку в короне более низкие плотности  $n_i$ . При этом для определения области реакции необходимы дополнительные измерения температуры короны и сравнение выхода реакций, определяемого (1) с полученным в эксперименте.

#### Л и т е р а т у р а

1. J.S. Clarke, H.N. Fisher, R.J. Mason. *Phys. Rev. Lett.* **30**, 89 (1973).
2. О.Н. Крохин, Э.А. Николаев, Г.В. Слизков. "Письма в ЖЭТФ", **19**, 389 (1974).
3. А.В. Виноградов, Н.И. Зобельман, Е.П. Яковлев. "Квантовая электроника", **1**, в. 2, 268 (1974).
4. Л.А. Арцемович. "Управляемые термоядерные реакции". М., Физматгиз, 1961.
5. H. Врукс. *Plasma Phys.* **15**, N 7, 611 (1973).
6. О.Н. Крохин, В.Е. Розанов. "Квантовая электроника", в. 4, 118 (1972).

ГЕНЕРАТОР НЕЙТРОНОВ С ЛАЗЕРНЫМ  
ИСТОЧНИКОМ ИОНОВ

О.Б.Ананьин, Ю.А.Быковский, Ю.П.Козырев,  
А.С.Цыбин

(Московский инженерно-физический институт)

АННОТАЦИЯ

Сообщается о разработке нового типа малогабаритного низковольтного нейтронного генератора - генератора с лазерным источником ионов. При ускоряющем напряжении  $\sim 100$  кв на реакции  $(D, D)$  получен выход  $10^5$  нейтр/имп. Указывается, что эффективное использование свойств лазерной плазмы путем усовершенствования конструкции, переход на реакцию  $(D, T)$  и применение частотных лазеров дает выход  $\sim 10^{11}$  нейтр/имп..

Abstract

The elaboration of a new type small-size neutron generator - a generator with the laser ion source is reported. There was obtained the neutron yield reaching  $10^5$  n/pulse with the accelerating field approximately 100 kv and  $(D, D)$ -reaction. It is shown that effective using properties of a laser produced plasma by means of modified construction,  $(D, T)$ -reaction and frequency - response lasers can give the yield  $10^{11}$  n/sec.

Создание высокоинтенсивного малогабаритного источника нейтронов (с характерным размером  $\sim 10$  см, что важно при исследованиях в каналах реакторов, каротаже скважин и т.д.) является актуальной задачей. Существенное увеличение выхода нейтронов таких генераторов за счет оптимизации работы применяемых традиционных источников ионов представляется маловероятным из-за невозможности значительного увеличения дейтронного тока этих источников, который, главным образом, определяется значением  $n \cdot v$  ( $n$  и  $v$  — плотность и скорость ионов в области вытягивания).

В данной работе предлагается использовать лазерный источник ионов  $[1, 2]$ , который позволяет получать значение  $n \cdot v \sim 10^{20} + 10^{21}$  см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup> и применить его в малогабаритных конструкциях. Источником ионов в этом случае является плазменный ступок, образовавшийся при фокусировке лазерного излучения на твердую дейтеросодержащую мишень ( $CD_2$ ,  $LiD$ ,  $ZrD$ ). Величина  $n$  определяется расстоянием  $r$  от мишени до области ускорения ( $n \sim \frac{1}{r^3}$ ), где одновременно происходит вытягивание ионов из плазмы. В описываемой конструкции лазерного нейтронного генератора это расстояние составляло  $\sim 10$  см, что при используемых параметрах излучения лазера (плотность потока излучения  $q \sim 3 \cdot 10^9$  вт/см<sup>2</sup>) позволяло получать  $n \cdot v \sim 10^{20}$  см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup>.

Общая схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Излучение рубинового лазера (энергия в импульсе 1,5 дж, длительность 30 нс) фокусировалось линзой (фокусное расстояние 10 см) на плоскую мишень из полиэтилена  $CD_2$ . В качестве нейтронной трубки использовалась непрерывно откачиваемая камера (рабочий вакуум  $\sim 10^{-5}$  мм.рт.ст.), внутри которой размещалась электродная система типа иммерсионной линзы (внешний диаметр 40 мм). Ускоряющее напряжение создавалось источником высоковольтных импульсов, рассчитанным на получение импульса амплитудой до 100 кв и тока  $\sim 10$  а, при длительности  $\sim 1$  мкс. Требуемая синхронизация ускоряющего импульса и импульса тока ионов  $D^+$  осуществлялась с помощью блоков задержки и применения активной модуляции добротности резонатора лазера электро-оптическим

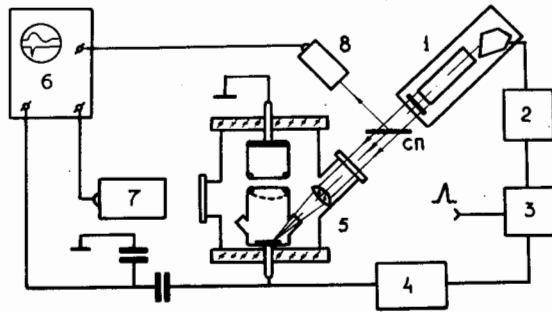


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки:  
 1 - лазер; 2 и 3 - блоки задержки I5-I5;  
 4 - источник ускоряющего напряжения;  
 5 - рабочая камера; 6 - осциллограф С8-2;  
 7 - детектор нейтронов; 8 - фотозащитный элемент.

затвором. Ионная мишень, помещенная в заземленном электроде, также была сделана из  $CD_2$ , т.е. использовалась реакция ( $D, D$ ). Нейтроны регистрировались калиброванным скintилляционным детектором. Стеклопленочной пластиной (СП) часть излучения отводилась на фотозащитный элемент, осуществляющий запуск развертки осциллографа. Интегральный ток ионов измерялся с помощью заземленного электрода, используемого в качестве коллектора.

Предварительные эксперименты, проведенные с помощью методов масс-спектрометрии, показали, что лазерная мишень из  $CD_2$  позволяет получить наибольшее количество дейтронов в плазменной ступке по сравнению с другими мишенями. При  $q \sim 3 \cdot 10^9$  вт/см<sup>2</sup> полное число инжектируемых ионов  $D^+$  составило  $5 \cdot 10^{14}$  имп<sup>-1</sup>, разлет их происходил в телесный угол  $1,6 \pi$  стеррад. При ускоряющем напряжении 100 кв и использовании части дейтронной компоненты, разлетающейся в телесный угол  $0,1 \pi$  стеррад, был зарегистрирован выход  $\sim 10^5$  н/имп. Длительность нейтронного импульса составляла  $\sim 1$  мкс, мгновенная интенсивность потока нейтронов при этом была  $\sim 10^{11}$  н/с. Интегральный ионный ток при этом составил  $\approx 0,5$  а. На рис.2

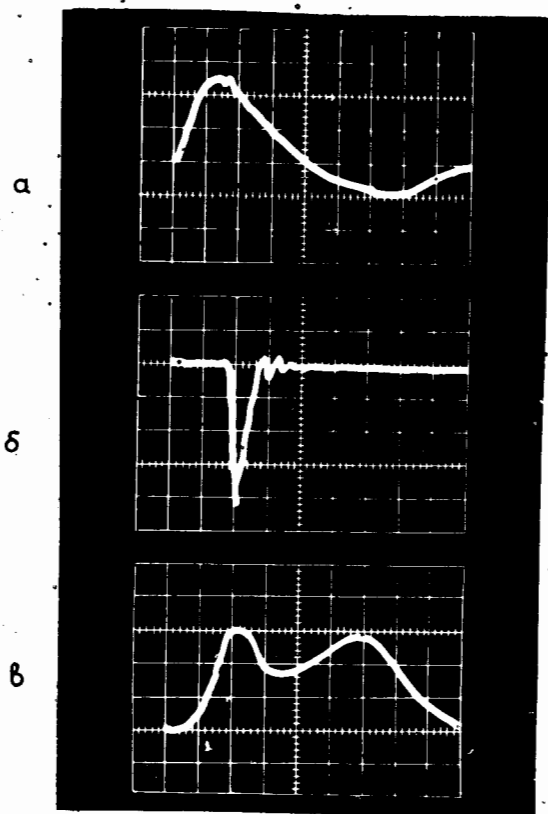


Рис. 2. Характерные осциллограммы импульсов:  
 а - ускоряющего; б - нейтронного;  
 в - тока ионов.

(Масштаб времени везде 1 мкс/дел)

приведены характерные осциллограммы высоковольтного ускоряющего импульса, нейтронного импульса и сигнала тока ионов.

Описанная конструкция и полученные данные еще далеко не оптимальны. Разработанная конструкция, позволяющей полностью использовать эмиттированную плазмой дейтроны, увеличение значения ускоряющего напряжения, повышение мощности излучения, использование наиболее оптимальных по составу и геометрии мишеней - все это позволит получить выход  $\sim 10^6 - 10^7$  н/имп, используя (D, D)-реакции. Применение частотных лазеров ( $\sim 1$  кГц) дает выход на уровне  $10^9$  н/с. Переход к тритиевым мишеням позволит получить поток нейтронов  $\sim 10^{11}$  н/с. Следует отметить, что современные малогабаритные скважинные трубки имеют выход  $\sim 10^8 - 10^9$  н/с [3].

#### Л и т е р а т у р а

1. Быковский Ю.А., Дяттеренко Н.Н., Елесин В.Ф., Козырев Ю.П., Сильнов С.М., ЖЭТФ, 60, 1306, 1971.
2. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Козырев Ю.П., Цыбин А.С. Письма в ЖЭТФ, т.17, 460, 1973.
3. "Скважинные генераторы нейтронов", сборник статей, М., ОНТИ ВНИИАТ, 1973.

МИШЕНИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОГО НЕЙТРОННОГО  
ВЫХОДА ПРИ СФЕРИЧЕСКОМ ОБЛУЧЕНИИ СВЕТОМ ЛАЗЕРА

Е.Г.Гамалий, А.И.Исаков, Ю.А.Меркульев, А.И.Никитенко,  
Е.Р.Рычкова, Г.В.Склизов

Аннотация

Для реализации рассчитанных условий сжатия и нагрева термоядерной плазмы светом многолучевого лазера разработан метод изготовления и отбора многослойных сферических оболочек, заполняемых дейтерий-тритиевой смесью. Обсуждаются особенности таких нейтронных источников.

Abstract

To realize the calculated conditions of thermonuclear plasma compression and heating by multy-bundle laser light radiation there worked out the method of preparation and selection of multy-layer spherical shells with a D-T mixture core. The peculiarities of these neutron sources are discussed.

В начале 60-х годов Н.Г.Басов и О.Н.Крохин [1] предложили использовать лазерное излучение для нагрева плазмы до термоядерных температур. В последнее десятилетие эти методы получили широкое развитие во всем мире и лазерный термоядерный синтез выделился в самостоятельное научное направление.

Теоретические и экспериментальные результаты последних лет показывают [2,3], что сферическая мишень, содержащая дейтерий или тритий и подвергаемая всестороннему облучению светом лазера, может служить уникальным точечным источником нейтронов. Существует и активно разрабатываются различные типы лазерных термоядерных мишеней [2]. В ФИАН СССР совместно с ИПМ АН СССР [3] была предложена мишень в виде тонкостенной сферы, содержащей термоядерное горючее либо в оболочке, либо заполняющее полость. О мишенях такого типа и пойдет речь в данной работе.

На основании аналитических и численных расчетов определены требования к точности изготовления таких мишеней [4]. Различные неоднородности и отклонения от сферической симметрии являются начальными возмущениями, которые, развиваясь в течение процесса сжатия, вследствие неизбежно присутствующих неустойчивостей могут привести к значительному отклонению результатов от предсказываемых сферически-симметричными расчетами. Из условий сохранения сферической симметрии сжатия и определяются требования к точности изготовления мишеней.

Для экспериментов на имеющихся или строящихся лазерных установках с полной энергией  $10^2-10^4$  дж необходимы мишени с радиусами от 100 до 3000 мкм и толщинами стенок от 1 до 100 мкм соответственно. При этом отклонения от однородности и сферичности должны быть следующими: отклонения плотности и радиуса на участках оболочки, отстоящих друг от друга на расстояниях не более 10 мкм, не должны превышать 1%, изменения толщины оболочки не более 5% на тех же расстояниях. В мишенях этого типа термоядерное горючее может содержаться, как во внутренней, неиспаряемой за время действия лазерного импульса части оболочки в связанном виде, так и в виде газообразной смеси  $D_2+T_2$  или же просто газа  $D_2$  при давлениях 20-60 атм, заполняющего внутреннюю полость.

Образцы столь малого размера, выполненные с высокой точ-



ностью, не могут быть изготовлены механической обработкой, поэтому в данной работе предложены методы, позволяющие получить высокую точность, проводя вещество через жидкое или, в крайнем случае, через вязко-текучее состояние.

Первым примером возможностей такой технологии служит метод изготовления сплошных сферических мишеней из водорода или дейтерия, заключающийся в замораживании жидких капель при откачке насыщенных паров.

Вторым примером применения подобного принципа является технология получения мишеней в виде оболочек. Основным для изготовления однородной оболочки с высокой точностью была требование пропустить вещество через состояние, близкое к жидкому, и стабилизировать вращающуюся оболочку в положении, в котором уравновешено действие гравитации.

Принцип метода был проведен на полистироле, который может быть изготовлен полностью дейтерированным. Получены оболочки из полистирола толщиной от 1 до 20 мкм при радиусах от 40 до 600 мкм с несферичностью лучше 0,3% и с однородностью стенок лучше 5%.

Для получения тех мишеней, которые изготовлены с высокой точностью введена специальная система отбора и сортировки. Эта система позволяет отбирать оболочки с более высокой сферичностью и более однородные по толщине. Однако для многослойных оболочек эта система требует доработки.

При анализе поверхности полимерных оболочек и их стенок с большим разрешением легко убедиться, что существуют участки с размерами в несколько квадратных микрон, которые либо представляют собой куски вещества, не расплавившиеся в процессе обработки, либо имеют кольцевые неоднородности типа малых кратеров или выпуклостей. По-видимому, требуется увеличить температуру обработки для того, чтобы заставить оболочку пробыть в жидком состоянии.

Для удержания дейтерия в оболочке из полистирола на нее наносился слой поливинилового спирта толщиной около микрона. Экспериментальные проверки показали, что в таких мишенях

дейтерий при давлении до 30 атм удерживается достаточно долго, что позволяет почти без потерь выводить мишень в фокус лавзера в вакуумной камере.

Имеющиеся устройства, позволяют получить не только многослойные оболочки из полимеров, но и оболочки из стекла с полимерным покрытием или полимерные оболочки с металлическим покрытием и пр.

В области изготовления полых сферических мишеней получены первые, но весьма обнадеживающие результаты. Конечно, предстоит еще большая работа по совершенствованию технологии и автоматизации отбора мишеней. Однако уже созданные мишени пригодны для физических экспериментов сегодняшнего дня по проверке теоретически предсказанных результатов. Каковы же эти предсказания? Расчеты показывают, что при энергии лазера  $10^2-10^4$  дж может быть получено  $10^9-10^{12}$  2,5 МэВ нейтронов при наполнении мишени  $D_2$  и  $10^{11}-10^{14}$  14 МэВ нейтронов при использовании DT смеси за время  $10^{-11}$  сек и при диаметре источника 10 мкм.

Уникальные условия возникают в мишени при энергии лазера  $10^6$  дж. Полное количество возникающих в мишени нейтронов составляет  $10^{19}-10^{20}$  частиц за время  $(2+3) \cdot 10^{-11}$  сек, а размеры источника 100 мкм. За это время в мишени существует плотность нейтронов  $10^{24}$  /см<sup>3</sup>, превышающая плотность частиц в твердом теле. Интенсивность нейтронного источника составляет  $10^{30}$  н/сек. Эти обстоятельства делают такую мишень уникальным объектом для различных нейтронных и ядерно-физических экспериментов (экзотические ядерные реакции со сверхбыстрыми (14 МэВ) нейтронами, нейтрон-нейтронное рассеяние и т.п.) Исследуемые элементы можно вводить в состав мишени.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 45, 171, 1967.
2. J. Nuckolls, L. Wood, C. Zimmerman, A. Thiessen, Nature 239, 139, E.Г.Гамалий и др. Квантовая электроника №5, 1975 (в печати).
3. Ю.А.Афанасьев и др. Письма в ЖЭТФ, 21, 150, 1975.
4. Ю.А.Афанасьев, Н.Г.Басов, Е.Г.Гамалий, О.Н.Крохин, В.Б.Розанов. Письма в ЖЭТФ (в печати).

M. Asghar, J.P. Bocquet, H. Schrader and G. Siegert

Institut Laue-Langevin, B. P. 156 38042 Grenoble Cedex, France

### Abstract

The recoil mass separator Lohengrin installed at the Grenoble high flux reactor is described. Details of the ion-optic tests, targets, particle intensity arriving at the exit slit, the tape system and the experimental set-ups used are given and discussed. Results are reported on the separation of nuclear charges in the light fragment mass chains using direct methods, the new delayed activities, the  $\gamma$ -ray spectroscopy work on neutron-rich nuclei, search for new half-lives and interaction of heavy ions with matter.

### 1. Introduction

The recoil focussing parabola type mass separator Lohengrin installed at the Grenoble High Flux Reactor has been in operation since March 1974. It was constructed to separate any of a large number of fragment masses produced in thermal neutron induced fission of a fissile nucleus such as  $^{235}\text{U}$  with a high purity (>99%) and in a time much shorter than the shortest  $\beta$ -half-life values involved in the  $\beta$ -decay of fragments. Moreover, since we wanted to study, among other things, the multi-dimensional yield surface  $Y(m, E, Z, q)$ , where  $m$  is the fragment mass after prompt neutron emission;  $E$ , the intrinsic kinetic energy of the fragments;  $Z$ , the nuclear charge; and  $q$ , the ionic charge, the separator brings out simultaneously  $\pm 5\%$  of the energy,  $E$ , variation of any chosen mass.

## 2.1 Mass separator Lohengrin

This recoil focussing parabola type separator is a modified and improved form of the Thomson parabola spectrometer;<sup>1)</sup> unlike the Thomson machine, here the electric and magnetic fields are sector fields and they are separated in space with their deflection planes perpendicular to each other (Fig. 1). These sector fields have the important property of focussing in their planes of deflection, which allows the use of finite fission target dimensions and a mildly diverging particle beam.

Fig. 1 shows the ion-optic layout of Lohengrin. One observes that a beam divergence of  $2.3^\circ$  in the magnetic deflection (horizontal) plane can be accepted, which is higher than in the electric deflection (vertical) plane, where the

maximum divergence is  $0.46^\circ$ ; this is due to the fact that the focussing properties of the magnetic field are superior to the electric field.

The maximum values of the electric and magnetic fields required to separate the fission fragments are respectively about 600 kV and 2000 gauss. The electric field is provided by two 400 kV electrostatic generators with +400 kV on the anode and -400 kV on the cathode. A proton resonance system and volt digital voltmeters are used respectively to monitor the magnetic and electric fields. The long-time stability of the F and B fields without any stabilization is a few parts in  $10^4$ .

Fig. 2 shows a perspective of the separator. A target carrier (trolley) is used to carry the fission target close to the reactor core, where thermal neutron flux is  $\approx 5 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \times \text{sec}$ . It is also used to pull back the used-up target and exchange it for a new one without disturbing the vacuum in the separator and the operation of the reactor. One can see in Fig. 2 that for any chosen A/q ratio the separator brings out at its exit slit (72 cm long and oriented parallel to the direction of the parabolas) a part of the parabola that corresponds to a variation of energy of  $\pm 5\%$  around its median value  $E_0$ .

The magnetic field B results in a momentum dispersion

$$B\rho_B = \frac{Av}{q} \quad (1)$$

and the electric field gives an energy dispersion

$$F\rho_F = \frac{Av^2}{q} = \frac{2A}{q} E \quad (12)$$

Here  $\rho_B$  and  $\rho_F$  are respectively the magnetic field and the electric field radii of curvature. From Eqs. (1) and (2), one gets the equation of parabola in field variables

$$\frac{(B\rho_B)^2}{(F\rho_F)} = \frac{A}{q} \quad (3)$$

Table 1 gives all the ion-optical details of Lohengrin. The ion-optical calculations were limited to 2nd order of the field variables and the luminosity of the separator was optimized as a function of mass and energy resolutions.

## 2.2 Parabolas, scanning for A/q-lines, counting rates...

Fig. 3 shows the parabolas<sup>3)</sup> for the mass chains from  $A = 129$  to  $A = 148$  for the ionic charge  $q = 21$ . It can be observed that these parabolas are practically straight lines inclined at  $44^\circ$  to the horizontal plane. The solid thick curve joins the points of the highest particle intensity of the different parabolas. The continuous lines of the various parabolas correspond to the FWHM-energy distribution of the fragments and their extension by dotted lines correspond to the FW10M. The parabolas corresponding to

other ionic charge values ( $18 < q < 24$ ) are similar to the ones for  $q = 21$ , but they are shifted away in the direction of arrows.

There are similar parabolas for the light fission fragments.

In order to do the scanning for the A/q-lines, a small Si-surface barrier detector is placed on the focal line in the focal plane (exit slit), say, at the point where the median particle trajectory meets it.

The electric field  $F$  is fixed at a certain value which is different for the heavy fragments than for the light fragments; these values of  $F$  normally correspond to the mean energies of the heavy and light fragments. Then the magnetic field  $B$  is varied. The various parabolas shift (along the y-axis of Fig. 3) and pass the exit slit one after another. The variation of counting and appearing of peaks in the Si-surface barrier detector implies the passing of different parabolas through the 72 cm exit slit with a variable width (0 - 18 mm). Figs. 5 and 6 show the scanings of the light and heavy groups respectively. A target  $300 \text{ g/cm}^2$  of  $^{235}\text{U}$  (enrichment of 93%) was used and the limiting diaphragm in front of the target was  $1.6 \times 40 \text{ mm}^2$ . During the scanning the magnetic field  $B$  was varied with a constant velocity of 0.15 gauss/sec. These A/q-spectra show a very good separation of the various A/q-lines. As Figs. 4 and 5 show, the separation of A/q-lines in the heavy group is better than in the light group; the reason for this difference is the almost constant mean kinetic energy ( $\approx 100 \text{ MeV}$ ) of the light group, while the mean kinetic energy of the heavy group decreases with increase in mass.

It should be noted, though, that the width of the limiting diaphragm of  $1.6 \text{ mm}$  corresponds to a mass resolution  $A/\Delta A$  of  $\approx 2000$ .

Table 2 gives the calculated solid angle and total fragment counting per sec over 72 cm of the parabola (the exit slit) for a mass that has 6% yield for two target thicknesses and for mass resolutions of  $\frac{A}{\Delta A} = 200$  and 800. These calculated values were confirmed experimentally.

If one wants to improve the energy resolution of the separator, it is achieved by reducing the length of the limiting diaphragm: 80 mm corresponds to an energy resolution of  $\approx 1\%$  and 30 mm lead to a value of  $\approx 0.3\%$ .

### 3. Experimental work: techniques and results

As the separator separates any chosen mass in about 2  $\mu$ sec, considerable effort has been invested in the study of the properties of these neutron rich nuclei. The work done up to now is briefly discussed below.

#### 3.1 The multidimensional yield surface $Y(A, Z, E, q)$

One of the very important needs in fission theory at the present moment is to understand the motion of a fissioning system from the saddle point configuration down to scission configuration. One would like to know whether this downward flow of nuclear matter is superfluid or viscous and how much. The presence of fine structure due to proton- and neutron-odd-even effects, and shell effects - will indicate this flow to be superfluid.<sup>4)</sup> And by studying these fine structure effects as a function of excitation energy, one should be able to get quantitative information on the nature of this flow.

Direct methods have been developed to study Z-distributions of fragments. Table 3 shows the details of the methods used up to now. As can be observed, all the techniques except Lohengrin itself are based on the  $\Delta E$ -method. It is well known that when the mass (A) and its energy (E) of a charged particle are fixed, its energy loss  $E$  in a thin layer of matter is only a function of its nuclear charge, i.e.  $\Delta E = f[Z]_{A, E}$ .

As for Table 3, the following comments are in order:

- a. The Z-resolution ( $\frac{\Delta Z}{Z}$  (FWHM)) of a thin  $\Delta E$ -Si detector is practically the same as that obtained with a  $\Delta E$ -carbon layer + time-of-flight system.
- b. Although the energy resolution of the E-Si detector (40.85 MeV (FWHM)) is better than with the  $\Delta E$ -C + time-of-flight system (1.3 MeV (FWHM)), the same Z-resolution in both the cases implies a lower Z-dispersion in silicon than in carbon.
- c. It would seem that the Z-resolution of  $^{45}\text{Ca}$  with silicon and carbon foils is due to a physical limit determined by the nature of slowing down in these materials and not by the physical properties such as thickness homogeneity. It would be worthwhile to study foils of other materials to see if one could improve the Z-resolution.
- d. The Z-resolution with the gas ionization chamber ( $^{33}\text{Ar}$ ) is poorer than when the  $\Delta E$ -absorber is a solid. Different gases and gas mixtures ( $\text{CH}_4$ , Argon +  $\text{CH}_4$ , Argon, Xenon, Krypton and Argon + 5 %  $\text{CO}_2$ ) were tried with essentially similar results.<sup>5)</sup> These results are consistent with the recent results<sup>6)</sup> with another ionization chamber. If these results are confirmed after further work, it would imply that energy straggling is much more important in gases than in solids.

It seems that the main contribution to energy straggling comes from the effective ion charge fluctuations as the ion ploughs through matter.<sup>7)</sup> Thus it would seem that the contribution of mean ionic charge fluctuation to energy straggling is higher in gases than in solids. This could come about from Bohr-Lindhard<sup>8)</sup> 'density effect'. This model suggests that in the case of a gas, an electron that is initially excited as a result of collision between the moving ion and atoms of the gas, has time to de-excite to its ground state before the next collision takes place. However, in the case of a solid, due to a rapid succession of collisions, the dissipation of ion excitation due to radiation is quite low and as the ion goes through the



stopping medium, electron capture by and electron loss from the ion occur in its excited state. This difference of behaviour of the ion may lead to a lower ionic charge dispersion (hence a lower energy dispersion due to this effect) in solids than in gases.

e. These direct methods have enough Z-resolution to do work only on light fission fragments.

f. The secondary electron yield, Y(SE), method is useful to study the average Z-values for both the light and heavy fragments. Obviously, the other methods can be used, too, to do this work.

g. As Table 3 shows, the mass resolution<sup>9)</sup> of  $\frac{A}{\Delta A}$  (FWHM)  $\approx$  15000  $\approx$  6 MeV of Lohengrin needs to be improved to  $\frac{A}{\Delta A}$  (FWHM)  $\approx$  20000 - 25000  $\approx$  5 MeV - 4 MeV =  $Q_{\beta}$ , before one can separate the isobars in a mass chain produced in fission. Here the main problem is probably the (long time) field stability.

Now we show some data obtained with these methods. Fig. 6 gives the pulse height for mass chains 90 and 91 obtained with the  $\Delta E$ -Si surface barrier detector.<sup>10)</sup> The separation of neighbouring Z-values are reasonably good. A gaussian response function is employed to get the isobaric (independent) yields.

In Fig. 7 are shown the results<sup>11)</sup> on the average nuclear charge  $Z_p$  and the nuclear charge width  $\Delta Z$  (FWHM) of the nuclear charge distributions for the mass chains 90 to 100. These data were averaged over a range of E- and q-values - representing in all about 20% of the total yield of each mass. These results are comparable and consistent with the radiochemical data wherever they exist. One also observes that whenever  $Z_p$  is even,  $\Delta Z$  passes through a minimum, i.e. under this condition the even Z ( $=Z_p$ ) dominates the yield in the mass chain and the yields of the neighbouring odd Z-values are quite low. However when  $Z_p$  is not even, the neighbouring even Z-values have important yields. Hence these data show clearly a

preference for even Z-values over odd-Z-values in low energy fission, again consistent with the radiochemical data.

Fig. 8 shows the data on mass chain 99 obtained with the  $\Delta E$ -C-thickness + time-of-flight system and the  $\Delta E$ -C-thickness + E-Si detector.<sup>12)</sup> The time-of-flight data were analysed with a gaussian plus an exponential tail on the low energy side. Fig. 9 shows the time-of-flight data for mass chain 99 for different energies. One notes a strong dependence of the Z-yields on the kinetic energy (hence the excitation energy) of the fragment.<sup>13)</sup> (It can be shown that if one chooses a light fragment with a kinetic energy of, say, 112 MeV, one selects fission events whose total kinetic energy is 18 MeV higher than their mean total kinetic energy). One observes in Fig.10 that at 84.3 MeV, Z = 39 is quite weak, but its yield becomes comparable to Z = 40 at 99.2 MeV. This increase (decrease) in yield of odd Z = 39 (even = 40) as higher energy events are selected, is it due to some preferential neutron emission by these two isobars or/and some local structure?<sup>4)</sup>

Fig.10 shows the average nuclear charge,  $Z_{v=const.}$  for mass chains 132 - 136.<sup>13)</sup> The mass chains 133 - 135 were used to calibrate the  $Y(SE)$  in terms of the known  $Z_p$ -values. One sees a linear dependence of  $Y(SE)$  on  $Z_{v=const.}$  From these data, one gets the  $Z_p = 51.15 \pm 0.15$  for the mass chain 132 at its average kinetic energy. This value is consistent with the radiochemical results<sup>4)</sup> (integrated over the whole energy distribution), which do not show the influence of the Z = 50 shell in the low energy fission process. However, it is worthwhile to point out that, although the Z = 50 shell effect may not show up in the integrated measurements, it could show up when measurements are made as a function of the kinetic (hence excitation) energy. Moreover, as the Z-pairing and Z-shell effects occur here together, they have to be separated to see the amplitude of the shell effect.

### 3.2 Decay properties of neutron-rich nuclei.

A tape system compatible with the special requirements of the separator: fragment activity spread over 72 cm of the exit slit, was built up (Fig.11). It transports the activity from the exit slit to the various detection systems.<sup>14)</sup> Its speed of transport allows the optimization of the activity of an isobar with a half-life down to  $\approx 0.1$  sec. Different experimental systems with their zigzags, helicoidals... are coupled to the tape system.

Fig.12 shows the detection system (12  $\text{BF}_3$  proportional counters embedded in a polythylene block with an axial hole and a  $4\pi$ - $\beta$  scintillation counter) used to study the delayed neutron probabilities.<sup>15)</sup> As an example, Figs. 13 and 14 show respectively the neutron and the  $\beta$ -counting for the mass chain 138.<sup>14)</sup>  $^{138}\text{Te}$  is a new isotope with  $T_{1/2} = 1.3 \pm 0.3$  sec; it is also a delayed neutron precursor with  $P_n = (6.3 \pm 2.1)\%$ .

Experimental work has been carried out to measure the delayed neutron energy spectra with  $^3\text{He}$  ionization chambers<sup>16)</sup> (best energy resolution (FWHM) at thermal neutron energy  $\approx 13$  keV) and time-of-flight method<sup>17)</sup> (F.P.  $\approx 100$  cm, energy resolution (FWHM)  $\approx 10$  keV at  $\approx 250$  keV). A successful search with coincidence techniques<sup>6)</sup> and  $\gamma$ -ray spectroscopy<sup>19)</sup> has been made for the cases where the delayed neutron decays to the excited state(s) of the final nucleus, which decay by  $\gamma$ -ray emission. These data have been combined with the delayed neutron energy spectra results to understand the nature of the special levels of the intermediate (emitter) nucleus reached by  $\beta$ -decay of the precursor and which then decay by neutron emission.

A considerable effort has been devoted to the identification of isobars in (mostly light) mass chains and to  $\gamma$ -ray spectroscopy of the nuclides with Ge(Li) detectors. Fig. 15 shows a  $\gamma$ -ray spectrum of mass chain 94 taken with a tape speed of 291.1 mm/sec.<sup>20)</sup>

A gas-jet system has been set up and used for  $\gamma$ -ray work.<sup>21)</sup> It collects the fragment activity at the exit slit and transports it a few meters away

through 20 capillaries to concentrate on a small area where work can be done under better background conditions. Up to now the transport efficiency is  $\approx 100\%$  down to a half-life of 2 sec. The system is being improved.

### 3.3 Heavy ion interaction with matter.

A series of different types of Si-surface barrier detectors<sup>21)</sup> has been bombarded with a wide range of ions (both light and heavy) of selected masses and with an energy range from  $\approx 105$  MeV down to  $\approx 30$  MeV. (The fissile target of  $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , when subjected to a  $\phi_{\text{th}} \approx 5 \times 10^{14}$  n/sec  $\times \text{cm}^2$ , for about two weeks becomes so thick by inward sputtering and diffusion that one gets a continuous energy distribution from the highest possible values down to a few MeV). The purpose of this work is to understand the physics of pulse height defect and maybe the energy straggling, in Si-detectors.

## REFERENCES

1. E. Moll, H. Ewald, H. Wollnik, H. Armbruster, P. Fiebig and H. Lawin, Proc. Conf. on Electromagnetic Isotope Separators, 1970, Marburg, (Leopoldshafen: Zael) p. 241;  
E. Moll, G. Siegert, M. Asghar, G. Bailleul, J.P. Bocquet, J.P. Gautheron, J. Greif, H. Hammers, H. Schrader, P. Armbruster, G. Fiebig, H. Lawin, K. Sistemich, H. Ewald and H. Wollnik, Proc. 8th Int. EMIS - Conf., Skövde, Sweden (1973) p. 249;  
E. Moll, H. Schrader, G. Siegert, M. Asghar, J.P. Bocquet, G. Bailleul, J.P. Gautheron, J. Greif, G.I. Crawford, C. Chauvin, H. Ewald, H. Wollnik, P. Armbruster, G. Fiebig, H. Lawin and K. Sistemich, Nuc. Instr. & Methods, 123 (1975) 615.
2. H. Hammers, E. Moll, M. Asghar, G. Bailleul, J.P. Bocquet, J.P. Gautheron, J. Greif, H. Schrader and G. Siegert, Proc. 8th Int. EMIS - Conf., Skövde, Sweden (1973) p. 255.
3. H. Ewald, Fission Information Meeting and Workshop, Edited by M. Asghar, ILL Report 75A51, p. 52.
4. See, for example, S. Amiel and H. Feldstein, Phys. Rev. C 11, No. 2 (1975) 845; M. Asghar, ILL Report 74A168; S. Björnholm, preprint (1975).
5. P. Sistemich, P. Armbruster, C. Chauvin, J.P. Bocquet, M. Asghar, H. Schrader and G. Siegert (private communication).
6. M. M. Fowler and R.C. Jared, Nuc. Instr. & Methods 124 (1975) 341.
7. See, for example, V. V. Avdeichikov, E.A. Ganza and O.V. Lozhkin, Nuc. Instr. & Methods, 118 (1974) 247; O. Vollmer, Nuc. Instr. & Methods 121 (1974) 373.
8. N. Bohr and J. Lindhard, Kgl. Danske Videnskab., Selskab Mat. fys. Medd. 28, No. 7 (1954); H.D. Betz, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 465.
9. G. Siegert, H. Wollnik, J. Greif, G. Fiedler, M. Asghar, J.P. Bocquet and H. Schrader (private communication).

10. G. Siegert, H. Wollnik, J. Greif, G. Fiedler, M. Asghar, G. Bailleul, J.P. Bocquet, J.P. Gautheron, H. Schrader, H. Ewald and P. Armbruster, Phys. Lett. 53B (1974) 45.
11. G. Siegert, J. Greif, H. Wollnik, G. Fiedler, R. Decker, M. Asghar, G. Bailleul, J.P. Bocquet, J.P. Gautheron, H. Schrader, P. Armbruster and H. Ewald, Phys. Rev. Lett. 34, No. 16 (1975) 1034.
12. H. G. Clerc, K.H. Schmidt, H. Wohlfarth, W. Lang, H. Schrader, K.E. Pferdekämper, R. Jungmann, M. Asghar, J.P. Bocquet and G. Siegert, Nuc. Instr. & Meth. 124 (1975) 607.
13. H.G. Clerc, K.H. Schmidt, H. Wohlfarth, W. Lang, H. Schrader, K.E. Pferdekämper, R. Jungmann, M. Asghar, J.P. Bocquet and G. Siegert (to be published).
14. Ref. 3, p. 62.
15. M. Asghar, J.P. Gautheron, G. Bailleul, J.M. Bocquet, J. Greif, H. Schrader, G. Siegert, C. Ristori, J. Crançon and G.I. Crawford, Nuc. Phys. (to appear).
16. K.L. Kratz, H. Ohm, W. Rudolph, M. Asghar, J. Crançon, G.I. Crawford, C. Ristori, J.P. Bocquet, H. Schrader and G. Siegert (private communication).
17. G.I. Crawford, M. Asghar, J. Crançon, S.J. Hall, K.L. Kratz, C. Ristori and W. Rudolph, J.P. Bocquet, H. Schrader and G. Siegert (private communication).
18. G.I. Crawford, S.J. Hall, J.D. Kellie, M. Asghar, G. Bailleul, J.P. Bocquet, C. Chauvin, J.P. Gautheron, H. Schrader, G. Siegert, J. Crançon and C. Ristori, J. Phys. A: Math. Nuc. Gen. 7, No. 12 (1974) L141; Also see Ref. 3, p. 95.
19. M. Asghar, J. Crançon, G.I. Crawford, K.L. Kratz, H. Ohm, C. Ristori and W. Rudolph, J.P. Bocquet, H. Schrader and G. Siegert (private communication).
20. G. Bailleul, J.P. Bocquet, H. Schrader, M. Asghar, C. Chauvin, J.P. Gautheron, J. Greif, G. Siegert, J. Blachot, E. Monnard and F. Schüssler, Ref. 3, p. 106.

21. E.C. Finch, M. Asghar, R. Decker, M. Forte, J. Greif and G. Siebert,  
J.P. Bocquet and H. Schrader (private communication)
22. J.P. Bocquet, F. Schüssler, B. Pfeiffer, H. Wollnik, M. Asghar, H. Schrader  
and G. Siebert, Ref. 3, p. 140.

TABLE 1  
Ion-optical details of Lohengrin

Distance source - magnet	8 m
Angle of deflection in the magnetic field	45°
Radius of deflection in the magnetic field	4 m
Inclined angle of the entrance pole tip	0° (+5° adjustable)
Inclined angle of the exit pole tip	0° (+5° adjustable)
Radius of curvature of the field boundary at the entrance of the magnetic field	ca. -13,5 m
Radius of curvature of the field boundary at the exit of the magnetic field	ca. 67 m
Distance magnet - entrance electric field	2.31 m
Angle of deflection in the electric field	35.35°
Radius of deflection in the electric field	5.6 m
Radius of curvature of the field boundary at the entrance of the electric field	∞
Radius of curvature of the field boundary at the exit of the electric field	ca. 1,87 m
Distance electric field - focus	6.24 m
Total length of main path	23.1 m
Length of exit slit	0.72 m
Magnification factor perpendicular to the parabola	1.03
Magnification factor in direction of the parabola	0.72
Mass dispersion for 1 % mass difference	3.24 cm
Energy dispersion for 1 % difference in energy	6.52 cm

TABLE 2

Counting rates over 72 cm of the exit slit for a mass chain with  
6% mass yield and 15% ionic charge  $q$  yield.

	$\frac{M}{\Delta M} = 200$	$\frac{M}{\Delta M} = 800$
Target dimensions ( $\text{mm}^2$ )	$8 \times 80$	$1.6 \times 40$
Number of fissions per second		
source thickness $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$1.6 \times 10^{11}$	$1.6 \times 10^{10}$
source thickness $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$1.6 \times 10^{12}$	$1.6 \times 10^{11}$
Solid angle (fraction of $4\pi$ )	$2.6 \times 10^{-5}$	$1.6 \times 10^{-5}$
Fission product yield per second in the exit slit		
source thickness $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$2 \times 10^4$	$10^3$
source thickness $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$2 \times 10^5$	$10^4$



	Syst.ms	Lohengrin	Ionization Chamber	$\Delta E$ -Si Detector	Secondary Electron Based System (SE)	$\Delta E$ + Time of flight
1	Principle	Mass separation	$\Delta E$ (gas column) = $f(Z)$ when $m$ and $V$ are fixed	$\Delta E$ (Si-thickness) = $f(Z)$ when $m$ and $V$ are fixed. <sup>d)</sup>	$Y(E) = f(\frac{\Delta E}{\Delta x}) = f(Z)$ when $m$ and $V$ are fixed. (Carbon foils used)	$\Delta E$ (Carbon thickness = $f(Z)$ when $m$ and $V$ are fixed; T.o.f. measures $(E - \Delta E)$ )
2	Optimum thickness of $\Delta E$ -absorber		$\approx 60$ MeV loss for light fission fragments	$\approx 60$ -70 MeV loss for light fission fragments	$\approx 300$ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ $\approx 18$ MeV loss for light fission fragments	1.2 $\text{mg}/\text{cm}^2$ (160 foils) $\approx 70$ MeV for light fission fragments
3	Z-resolution $Z/\Delta Z$ (FWHM) achieved	$A/\Delta A$ (FWHM) $\approx 15000$ $\approx 6$ MeV; $Q_0$ dependent but not mass dependent	$\approx 33$	43 with $A=91$ ( $Z=36$ and $37$ ) and $K \approx 93$ MeV	$\approx 30$	45 with $A=99$ <sup>b)</sup> ( $Z=39$ and $40$ ) and $\approx 99$ MeV (F.P. $\approx 75$ cm)
4	Beam cross-section	Target size limiting, diaphragm $\approx 0.1 \times 5$ $\text{mm}^2$	$.20$ $\text{mm}^2$	$1-2$ $\text{mm}^2$		$4 \times 7$ $\text{mm}^2$ and STOP detector of $19$ $\text{mm}$ dia.
5	Counting rate/sec	$\approx 0.1$ ( $400$ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ target)	$\approx 50$ , and $\approx 10$ , when in coincidence with an E-Si detector ( $400$ $\text{g}/\text{cm}^2$ target)	$\approx 10$ ( $400$ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ target; $A/q = 91/21$ ; $K \approx 93$ MeV)	20-25 ( $40$ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	$\approx 2.5$ ( $40$ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ; $A/q = 99/21$ ; $K \approx 100$ MeV) (counting loss due to beam divergence and $\Delta$ -dependent multiple scattering)
6	Line shape	Gaussian	Gaussian	Gaussian		Gaussian + an exponential tail
7	Corrections	None	None	None		Yes, for $Z$ -dependent multiple scattering
8	Unwanted mass admixtures	Improbable	Yes, for $Z$ -dependent multiple scattering, when measured in coincidence with E-Si detector	Yes, for $Z$ -dependent multiple scattering, when measured in coincidence with E-Si detector	Not critical because they are well resolved	Could be critical
9	Measurements	Preliminary work on $A=90$ and $94$	Not critical because they are well resolved	Not critical because they are well resolved	Could be critical	Not critical because they are well resolved <sup>c)</sup>
10	Results	Z-distribution as a function of $E$ and $q$ and $Q_0$ -values	$A=79-105$ for different $E$ ( $3-4$ values) and $q$ ( $\approx 3-4$ values)	Z-distribution as a function of $E$ and $q$	$A = 132 - 136$	$A=80-107$ for different $E$ ( $5$ values: $90, \dots, 110$ MeV) and $q$ ( $2-3$ )
11	Absolute Z-values	As a rule one has to normalize the Z-distribution at least relative to $\langle Z \rangle = Z_p$ , to the data by other methods.	As a rule one calibration is sufficient	As a rule one calibration is sufficient	Average Z-values = $Z_p$	Z-distribution as a function of $E$ and $q$

- a) With  $F = 100$  MeV,  $E-\Delta E = 30$  MeV, F.P.  $\approx 70$  cm and  $\Delta T$  (FWHM) =  $0.4$  nsec, the energy resolution of T.O.F. system is  $\approx 0.2$  Mev. However, the measured line width (FWHM) was =  $(1.3 \pm 0.1)$  MeV. It should be noted that the uncertainty on the initial energy  $E$  provided by Lohengrin was  $\approx 0.3$  MeV.
- b) When  $(E-\Delta E)$  measured with an E-Si detector, the Z-resolution ( $Z/\Delta Z$  (FWHM)) was  $\approx 33$ .
- c) If  $(E-\Delta E)$  measured with an E-Si detector, unwanted mass admixtures may become critical for certain cases.
- d) The measured line width (FWHM)  $\approx 0.85$  MeV.

TABLE 3

COMPARISON OF DIFFERENT METHODS USED TO STUDY

Z-DISTRIBUTIONS

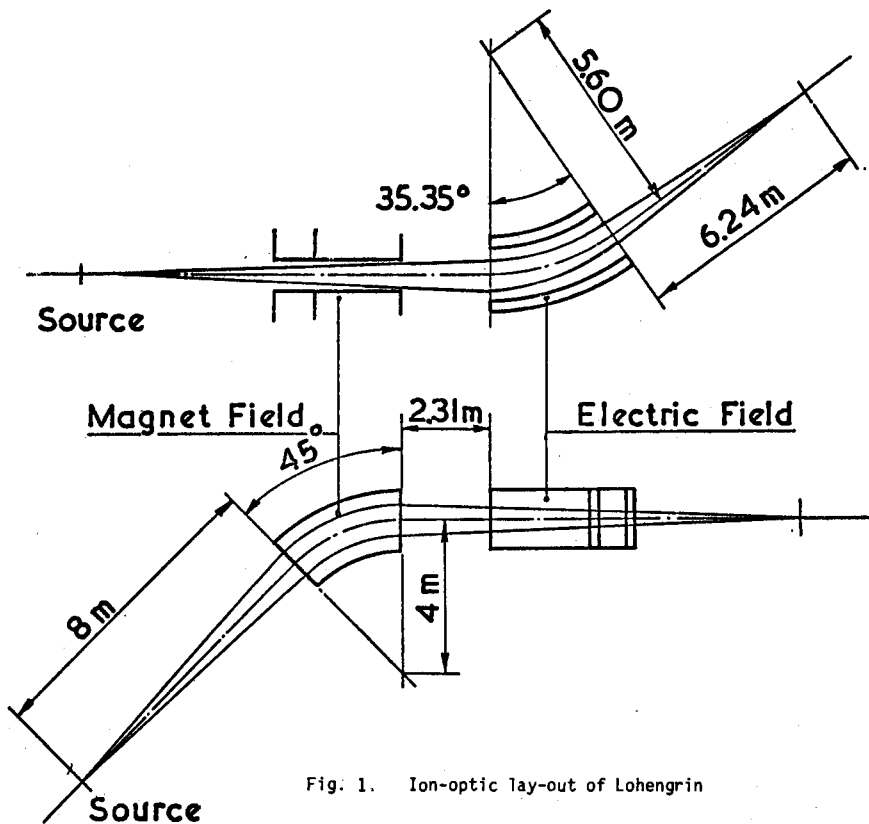


Fig. 1. Ion-optic lay-out of Lohengrin

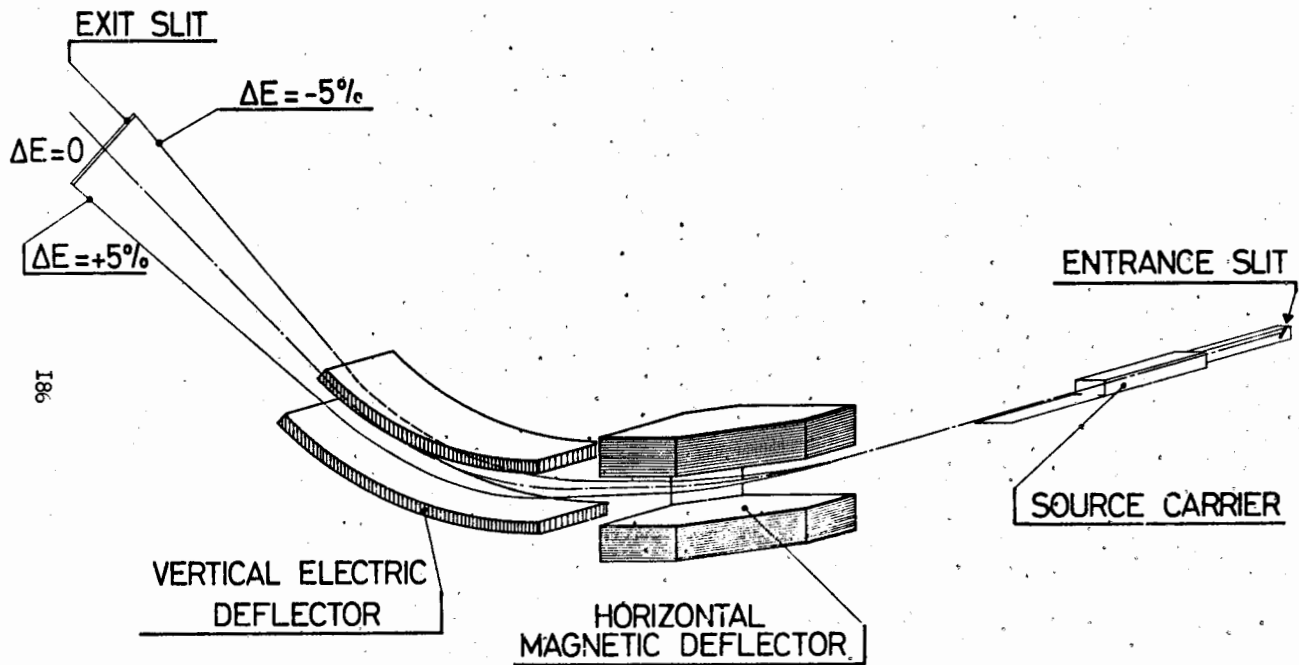


Fig. 2. A perspective of Lohengrin

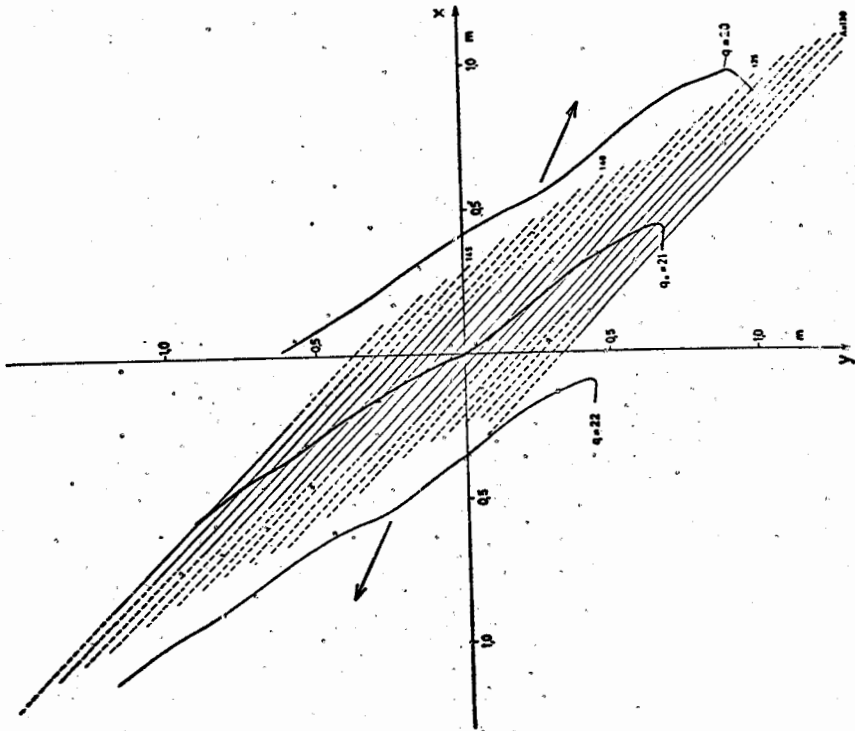


Fig. 3 The orientation and distribution of parabolas in space

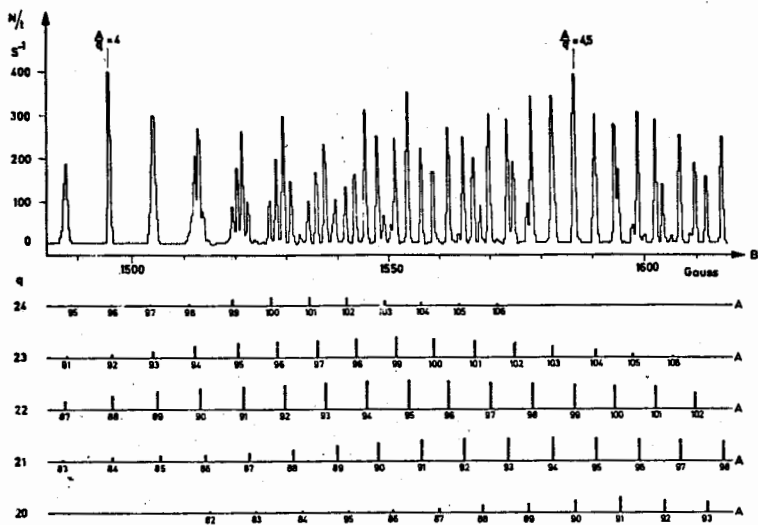


Fig. 4 A/q-spectrum of the light fission group with the electric field fixed at 460 kV.

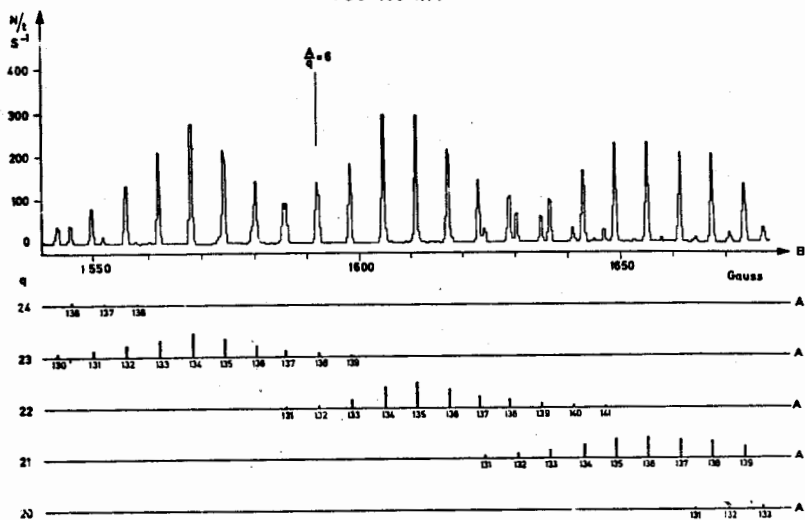


Fig. 5 A/q-spectrum of the heavy fission group with the electric field fixed at 350 kV.

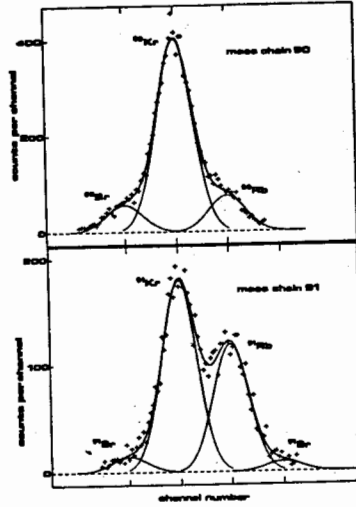


Fig. 6 The pulse heights for the mass chains 90 and 91 obtained with the  $\Delta E$ -Si surface barrier detector (Table 3)

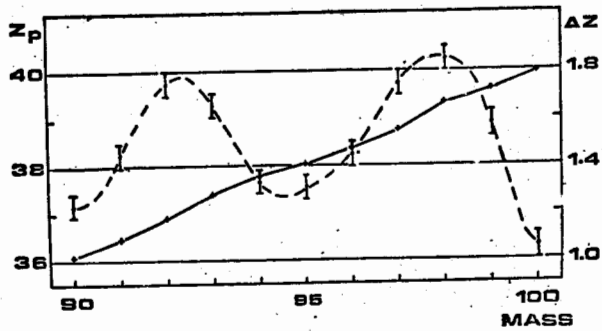


Fig. 7 The average nuclear charge  $Z_p$  and the nuclear charge width  $\Delta Z$  (FWHM) for the mass chains 90 to 100 with a  $\Delta E$ -Si detector.

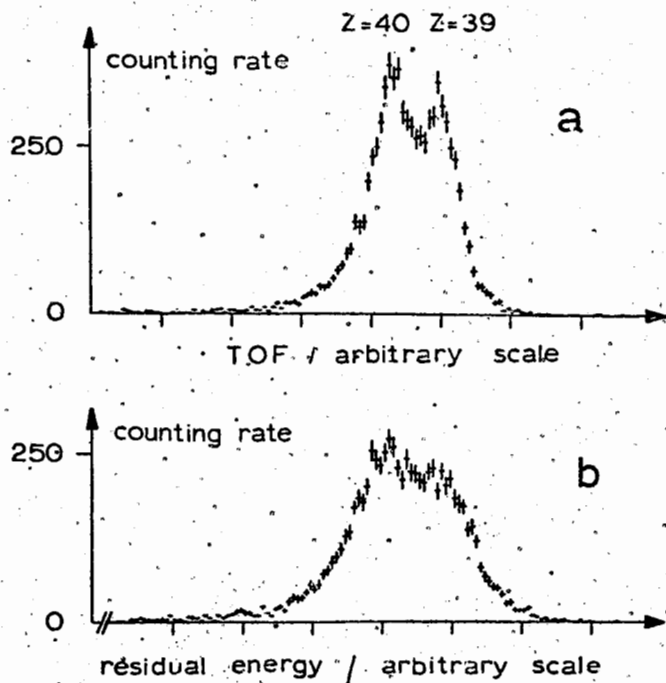


Fig. 8 Results on mass chain 99 with an initial energy of 99.2 MeV with the  $\Delta E$ -C-thickness + time-of-flight system and the  $\Delta E$ -C-thickness + E-Si surface barrier detector (Table 3).

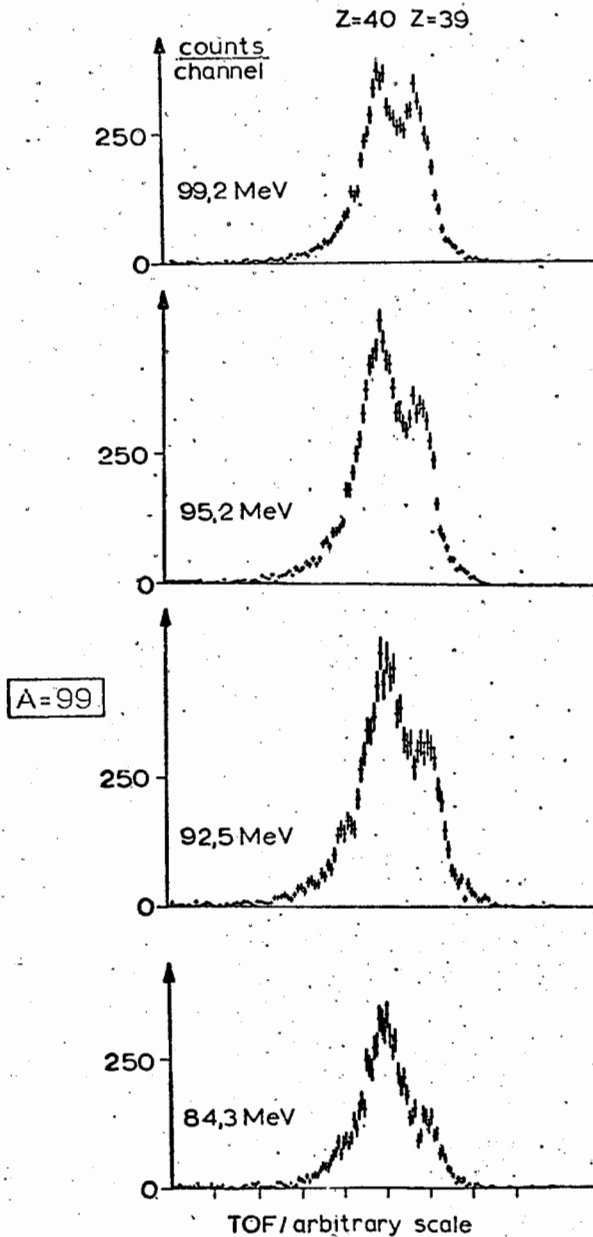


Fig. 9 The time-of flight data for mass chain 99 for different energies.



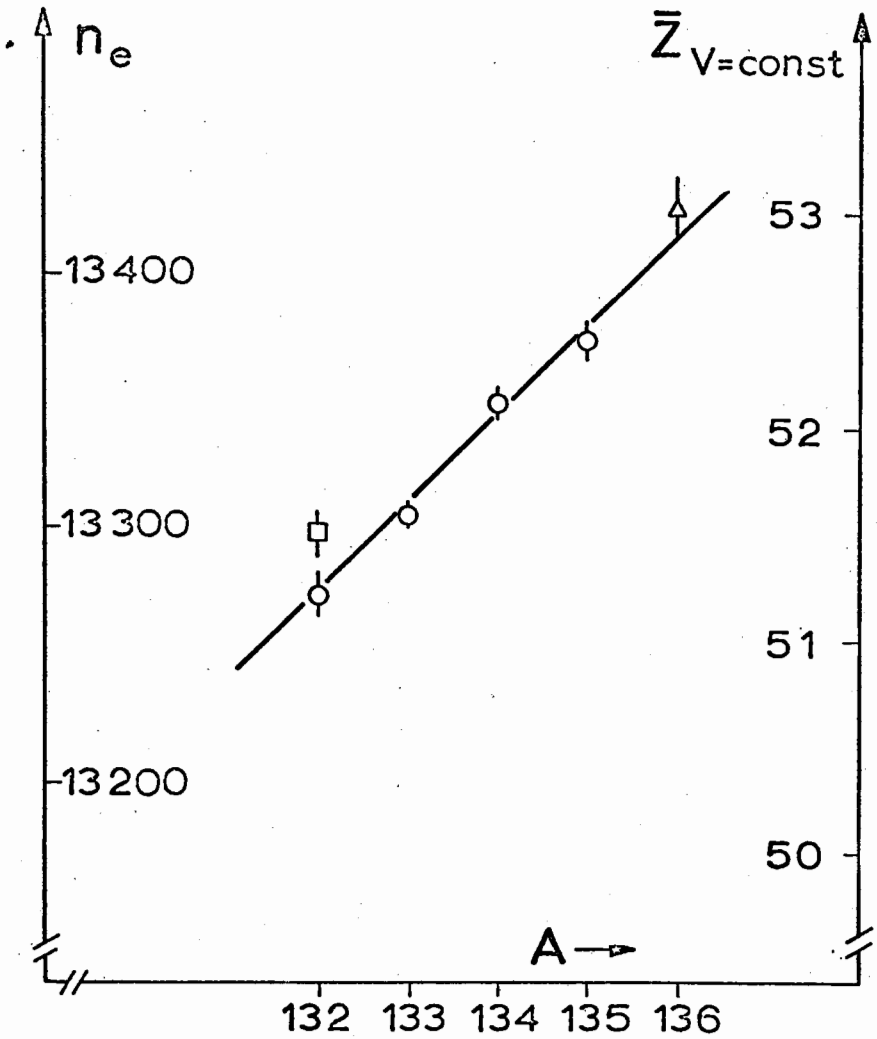


Fig. 10 The secondary electron yield  $\bar{Y}(\text{SE})$  as a function of fragment mass

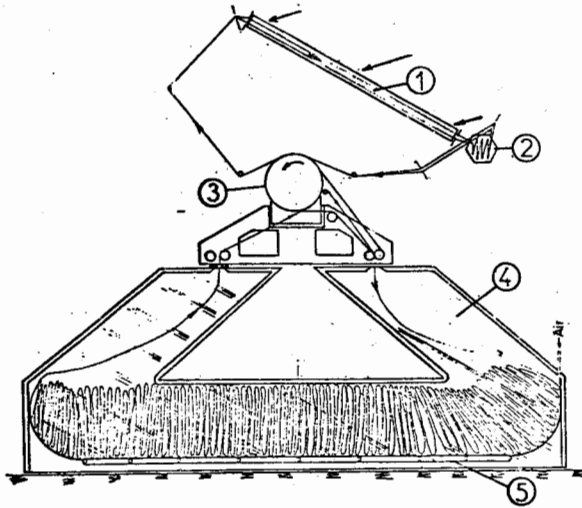


Fig. 11. The tape system at Lonengrin

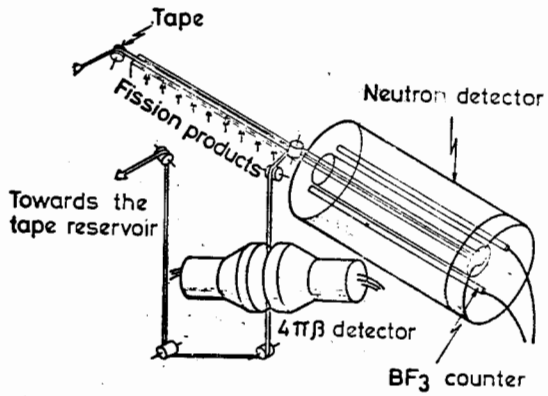


Fig. 12 The neutron detector and the  $4\pi$ - $\beta$  scintillation detector for  $F_{238}$ -work

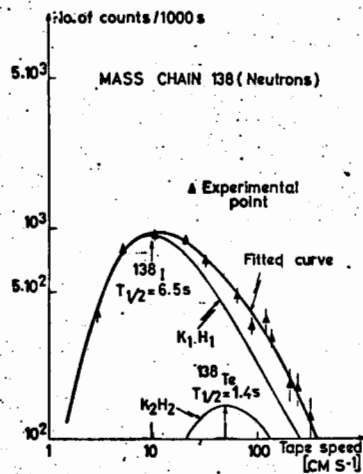


Fig. 13 The neutron activity of mass 138 as a function of tape speed

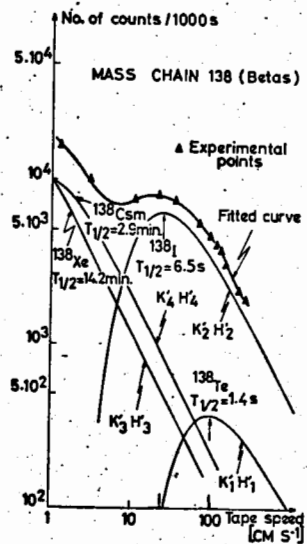
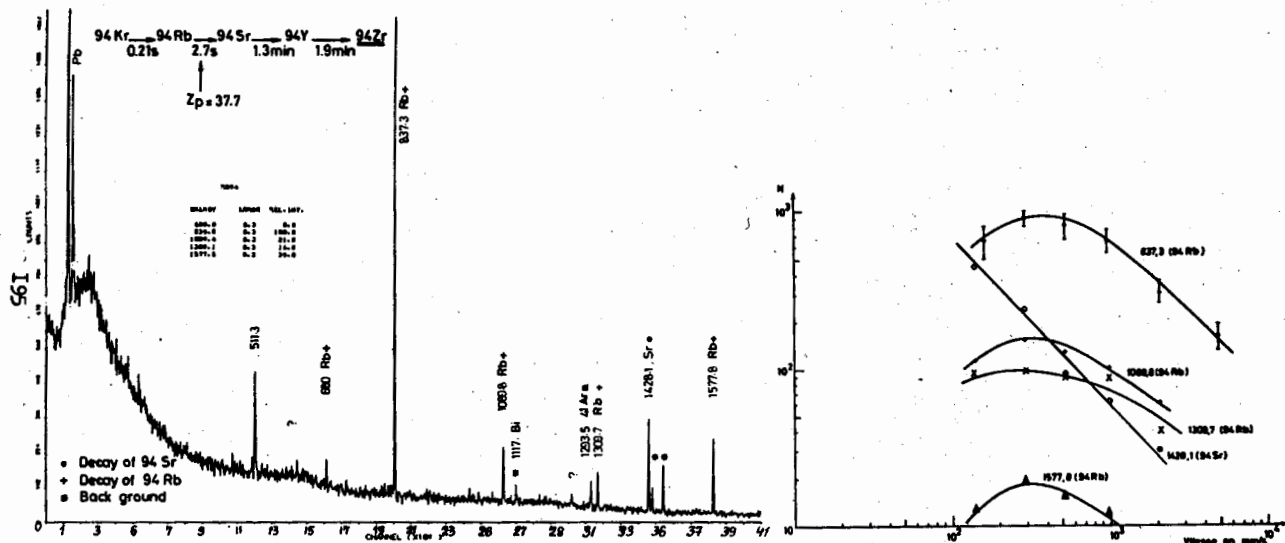


Fig. 14 The  $\beta$ -activity of mass 138 as a function of tape speed



MAY 74, A=94, LOHENGRIN, V=291.1 MM/S (Complage 900s)

Fig. 15 The  $\gamma$ -ray spectrum of mass chain 94 obtained with a Ge(Li) detector and tape speed of 291.1 mm/sec.

## ПОЛЯРИЗУЮЩЕЕ МНОГОСЛОЙНОЕ ЗЕРКАЛО

Г.М. Драшкин, А.И. Окорочков, А.Ф. Щебетов, Н.В. Боровикова,  
В.В. Рунов, А.Г. Лукасов

### Аннотация

Описывается нейтронное поляризующее зеркало, изготовленное методом термического вакуумного распыления сплавов Ti-Gd и Fe-Co на полированную стеклянную подложку. Поляризующая способность зеркала в максимуме спектра отражения близка к 100%.

### Abstract

A mirror-neutron polarizer has been prepared by means of thermal vacuum evaporation of the alloys Ti-Gd and Fe-Co on the polished glass plate. The polarization ability of the mirror at the maximum of reflected neutron spectrum is nearly 100%.

В настоящее время все большее применение находит поляризующее нейтронное зеркало<sup>X</sup>, обладающее большей светосилой, чем кристаллические монохроматоры - поляризаторы.

Высокоэффективное поляризующее зеркало характеризуется большим коэффициентом отражения  $R \approx 1$  и поляризующей способностью  $P \approx 1$ . При создании такого зеркала мы выжили за оснóу высококачественную полированную поверхность стеклянной подложки и тонкий слой покрытия, не искажающий эту поверхность. По законам нейтронной оптики, полное отражение будет наблюдаться в том случае, когда нейтроны падают к поверхности отражения под углом, меньшим критического  $\theta_c$ . Критический угол пропорционален длине волны нейтронов  $\lambda$  и зависит от когерентной ядерной  $a_n$  и магнитной  $a_m$  амплитуд рассеяния отражающего материала:

$$\theta_{c\pm} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \sqrt{N(a_n \pm a_m)}; \quad (1)$$

$$a_m = \frac{2\pi M\mu(B-H)}{N h^2}, \quad (2)$$

<sup>X</sup>Ю.Г. Абов, А.Д. Гулько, П.А. Крупчицкий. Поляризованные медленные нейтроны. М., Атомиздат, 1966.

где  $N$  - число ядер в единице объема;  $M$  и  $\mu$  - масса и магнитный момент нейтрона;  $B$  и  $H$  - индукция и внешнее магнитное поле, а знаки "+" относятся к спиновому состоянию нейтрона

$S_+$  и  $S_-$ . Таким образом, если отражающим материалом является ферромагнетик, намагниченный до насыщения, то критические углы будут разными для  $S_+$  и  $S_-$  состояний и отраженный под углом  $\Theta$  пучок будет поляризован при условии

$$\Theta_{c-} < \Theta < \Theta_{c+}, \quad (3)$$

а величина поляризации  $P = \frac{R_+ - R_-}{R_+ + R_-}$  будет зависеть от компонент нейтронного пучка с отрицательной  $R_-$  и положительной  $R_+$  поляризациями. Если  $\Theta_c \neq 0$ , то условие (3) не является достаточным для получения полной поляризации, так как коэффициент отражения  $R$  при  $\Theta > \Theta_c$  (или  $\alpha = \frac{\Theta_c}{\Theta} < 1$ ) спадает по закону [1]:

$$R = \left| \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha^2}}{1 + \sqrt{1 - \alpha^2}} \right|^2 \quad (4)$$

Аналогичное отражение будет наблюдаться и в случае  $a_m > a_n$  (отражение от отрицательного потенциального барьера). Обычно при создании поляризующего зеркала упомянутым "закритическим" отражением нейтронов с отрицательной поляризацией пренебрегают, а оно может существенно понизить поляризацию на углах

$\Theta \ll \Theta_{c+}$  или, что тоже самое, для  $\lambda \gg \lambda_{c+}$ , где  $\lambda_c$  - критическая длина волны, соответствующая углу отражения  $\Theta_c$ :  $\lambda_c = d \lambda$ .

Для получения поляризации, близкой к 100%, необходимо с возможно высокой точностью выполнить условие  $\Theta_{c-} = 0$ , т.е. скомпенсировать ядерную и магнитную амплитуды рассеяния и, в случае малой толщины ферромагнитного покрытия, исключить отражение нейтронов с отрицательной поляризацией от подложки. Такие условия создадутся, если между ферромагнитным покрытием и стеклянной подложкой поместить промежуточный слой (подслой) из сплава Ti- $\alpha$ d. Отрицательная ядерная амплитуда титана ( $a_n = -0,33 \cdot 10^{-12}$  см) и положительная амплитуда гадолиния ( $a_n = 1,5 \cdot 10^{-12}$  см) позволяют составить нужную смесь Ti- $\alpha$ d,

обеспечивающую равенство

$$a_n(Ti - Pd) = a_n(f) - a_m(f). \quad (5)$$

При этом исчезает барьер оптической плотности на границе ферромагнетик  $f$ -подслоя. Нейтроны с  $S_+$  отражаются от ферромагнитного слоя, а нейтроны с  $S_-$  при  $a_n(f) - a_m(f) = 0$  проходят через этот слой, проходят без отражения через границу слой-подслой и поглощаются в  $Ti - Pd$  благодаря высокому сечению поглощения  $\sigma_a$  ( $\sigma_a \approx 23000$  барн), не доходя до стекла.

Расчетная концентрация гадолиния для  $a_n(Ti - Pd) = 0$  составляет  $C = 40$  вес.%, но поскольку при нанесении подслоя вакуумным распылением материала возможно перераспределение концентраций, то оптимизация  $C_{Gd}$  и толщины подслоя  $\delta$  проводилась экспериментально. Достаточная толщина подслоя оказалась равной  $\delta = 6000 \text{ \AA}$ , а концентрация  $Gd$  в распыляемом сплаве  $C = 15$  вес.%

Для оптимизации ферромагнитного отражающего слоя испытывались покрытия из сплава  $Fe - Co$  с разной концентрацией  $Co$  и покрытия из железа с разным обогащением изотопом  $^{54}Fe$ . Наилучшие результаты получены для  $Fe - Co (55\%)$  в распыляемом материале и для железа с 60%-ным содержанием  $^{54}Fe$ . В обоих случаях получена средняя по спектру поляризующая способность  $P_n = 97\%$ . В районе максимума спектра отражения  $P_n = 99 \pm 1\%$ . Такой спектр для  $Fe - Co (50\%)$  зеркала с подслоем  $Ti - Pd$ , измеренный с помощью свинцового кристаллического монохроматора, показан на рис. 1.

Это экспериментальный спектр без обсчета и поправок. Видно, что интенсивность нейтронов с  $S_-$  не выделяется над уровнем фона. Достаточно малая толщина ферромагнитного слоя ( $\delta = 1500 \text{ \AA}$ ) облегчает намагничивание слоя до насыщения (при испытаниях магнитное поле составляло  $H = 500$  э). Измерения с падающим пучком, имеющим угловую расходимость  $30''$ , показали, что отраженный пучок практически не уширяется.

Тепловая стеклянная подложка имела размеры  $210 \times 50 \times 5$  мм. Использовалось стекло, изготовляемое методом разлива на жидкое олово.

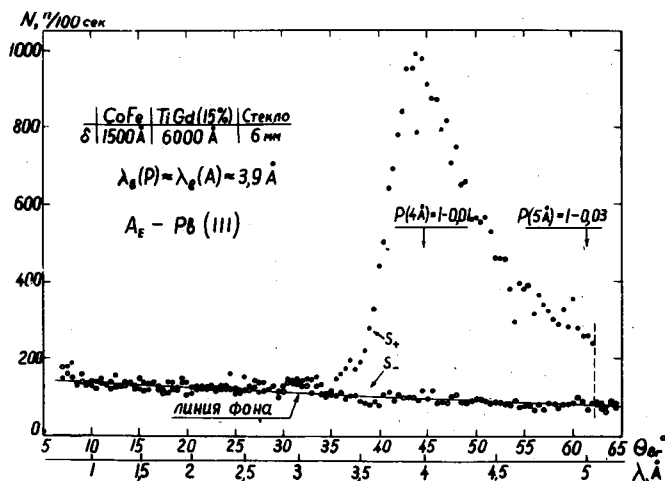


Рис. I. Спектр пучка, отраженного от Fe-Co (50%) - зеркала с Ti-Gd (15%) - подслоем, измеренный кристаллическим спектрометром.  $S_+$  и  $S_-$  - компоненты пучка с положительной и отрицательной поляризации соответственно

Титан - гадолиниевый подслой и ферромагнитный слой наносились методом термического вакуумного напыления. Подложка устанавливалась в нагреватель, который размещался между полюсами постоянного магнита ( $H = 250 \text{ э}$ ). Напыление производилось с вольфрамовых спиралей. Спираль для получения ферромагнитного слоя изготавливались методом электролитического осаждения двадцати чередующихся слоев Co и Fe с последующим спеканием слоев в водороде при температуре  $700^\circ\text{C}$ . Для получения подслоя в чистую, предварительно отожженную в водороде вольфрамовую спираль закладывалась стружка Ti-Gd нужного состава. Температура подложки в начале пыления  $300^\circ\text{C}$ .

Испытание зеркал проводилось по классической схеме



поляризатор-флиппер-анализатор-детектор. Два идентичных зеркала, отобранных с помощью третьего, которое служило поляризатором при испытании первых двух, проверялось в паре поляризатор-анализатор. В этом случае поляризующая способность зеркала вычислялась как  $P_{\Pi} = P_A = \sqrt{P_{\Pi} P_A} = \sqrt{P_{изм}}$ , где  $P_{изм} = \frac{K_+ - K_-}{K_+ + K_-}$  - поляризация, определяемая по изменению интенсивности на детекторе при переключении флиппера ( $K_+$  и  $K_-$ ). Эффективность флиппера и эффективность проведения поляризации через магнитную систему установки принимались равными единице.

Измерение коэффициента отражения от  $Ti-Gd$ -подслоя проводилось на той же установке. Испытуемое зеркало ставилось на место анализатора. Для типичного (не лучшего) зеркала с концентрацией гадолиния  $\xi=15\%$  и  $\delta=6000 \text{ \AA}$  коэффициент отражения нейтронов с  $\lambda \geq 3 \text{ \AA}$  на угле  $\theta = 4'$  составляет  $R=0,1$ , а на углах  $\theta \geq 12'$   $R < 0,005$  (рис. 2).

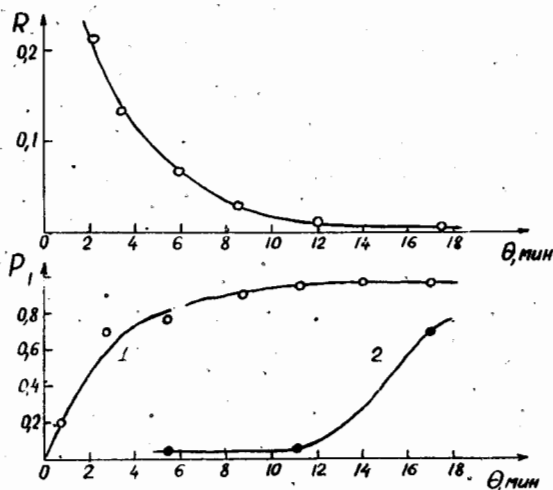


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения  $R(\theta)$  для  $Ti-Gd(15\%)$  подслоя толщиной  $\delta=6000 \text{ \AA}$  (ошибка  $\Delta R \leq 0,005$ ) (а) и зависимости коэффициента  $P(\theta)$  для  $FeCo(55\%)$  с подслоем  $Ti-Gd$  (1) и без подслоя (2) (ошибка  $\Delta P \leq 0,005$ ) (б)

Повышение отражения на малых углах, возможно, связано с неточным выбором концентрации  $Gd$  (оптимизация проводилась изменением концентрации  $Gd$  крупными шагами: 2,5,10,15,20,40%, а также дисперсией концентрации по поверхности и глубине подслоя и с "металлическим" отражением из-за большого сечения поглощения  $(\sigma_a)$ ). Значительное отражение от  $T_2-Gd$  на малых углах приводит к понижению поляризации (рис. 2, б, кривая 1), однако эта поляризация гораздо выше по сравнению с  $P(\theta)$  для зеркала без подслоя (рис. 2, б, кривая 2).

Несмотря на "неидеальность" подслоя, его наличие и оптимизация ферромагнитного слоя привели к получению высокоэффективного поляризующего зеркала с поляризующей способностью  $P=0,99 \pm 0,01$  в максимуме отражения. Проверка такого зеркала на спектрометре по времени пролета показывает, что и для длинноволнового участка ~~вне~~ спектра ( $\lambda \gg \lambda_c$ ) поляризация остается высокой. Так, при настройке зеркала на  $\lambda=1,8$  А спектральная поляризация в районе  $\lambda=6+7$  А составляет  $P=0,9$ .

Созданное зеркало по своим параметрам может быть с успехом применено в поляризующих нейтронных системах.

В заключение приносим благодарность В.А. Трунову, А.Г. Равлику, Л.Ф. Саенко за помощь в начальной стадии работы, А.И. Егорову, Л.А. Шинкевич, Г.Н. Поповой, Н.И. Преображенскому за изготовление зеркал и проведение измерений, Д.М. Каминкеру, Т.К. Звездкиной и реакторному коллективу за поддержку и помощь в работе.

ПОЛЯРИЗУЮЩИЙ НЕЙТРОНОВОД НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНОГО  
ЗЕРКАЛА

Г. М. Драскин, А. И. Окороков, А. Ф. Щебетов, А. П. Булкин,  
В. А. Кудряшов, В. В. Рунов, А. Г. Лукасов

(Ленинградский институт ядерной физики  
им. Б. П. Константинова АН СССР)

Аннотация

Описывается поляризующий нейтронород на базе  $C-Fe$ -зеркала с  $Ti-Gd$ -подслоем. Длина нейтронорода  $L = 1470$  мм, радиус кривизны  $\rho = 131$  м, поляризация пучка в максимуме спектра пропускания  $P = 0,98 \pm 0,01$ .

Abstract

The neutron guide-polarizer based on the glass mirrors with  $Ti-Gd$  and  $Fe-Co$  layers is presented. The neutron guide parameters are: length  $L = 1470$  mm, radius of curvature  $\rho = 131$  m. Polarization of neutron beam at the spectrum maximum is  $P = 0.98 \pm 0.01$ .

Нейтронородные системы, основанные на полном внутреннем отражении нейтронов от полированной поверхности канала, позволяют вывести пучки тепловых нейтронов в бесфонные условия на достаточно большие расстояния от реактора. Угловая ширина захвата пучка нейтронородом и расходимость пучка на выходе нейтронорода порядка критического угла  $\theta_c$ , определяемого законами нейтронной оптики:

$$\theta_c = \frac{\lambda}{\sqrt{N}} \sqrt{N a_n}, \quad (I)$$

где  $\lambda$  - длина волны нейтрона;  $N$  - число ядер в единице объема;  $a_n$  - ядерная амплитуда когерентного рассеяния. Изогнутые нейтронороды с радиусом кривизны  $\rho = \frac{L^2}{8d}$ , где  $d$  - ширина канала в плоскости искривления, а  $L$  - длина его прямой видимости, позволяют полностью перекрыть прямой пучок без существенной потери интенсивности нейтронов, проводимых благодаря одно- или многократным отражением от стенок. Если стенки канала имеют ферромагнитное покрытие, намагниченное до насыщения, то критический угол будет разным для разных спиновых состояний нейтрона:

$$\theta_{ct} = \frac{\lambda}{\sqrt{N}} \sqrt{N(a_n \pm a_m)}, \quad (2)$$

где  $a_m$  — амплитуда магнитного рассеяния. При равенстве  $a_n$  и  $a_m$  отраженный пучок будет полностью поляризован. Для получения интенсивных пучков поляризованных нейтронов должны быть высокими отражающие и поляризующие свойства стенок. Трудности создания высокоэффективных зеркал являются причиной столь малого распространения поляризующих нейтронпроводов<sup>x</sup>.

Созданное нами поляризующее зеркало на основе полированной стеклянной подложки с напыленным слоем  $Fe-Co$  (или изотопической смеси железа) и подслоем  $Ti-Co$  имеет параметры, пригодные для изготовления высокоэффективного поляризующего нейтронвода: поляризация в максимуме спектра отражения  $P=0,99 \pm 0,01$ , коэффициент отражения  $R \approx 1$ . На базе такого зеркала был создан опытный образец нейтронвода. Конструкция нейтронвода позволяет производить относительно быструю перестройку и замену зеркал. Зеркала для нейтронвода изготовлялись из  $Fe-Co(50\%)$ -сплава, как экономически более выгодного по сравнению с изотопным железным покрытием. Основной базой, на которой собран весь юстировочный механизм, является массивная алюминиевая труба 5 (рис.1). Поляризующие элементы из плоских зеркал (210x50x5мм) образуют зеркальный канал сечением 1,6x30мм и длиной 1470мм. Семь секций зеркал развернуты друг относительно друга на угол  $\delta = 5'30''$  и образуют ломаную кривую с вписанной окружностью радиусом  $\rho = 131$ мм, что соответствует характеристической длине волны  $\lambda^* = 2,7 \text{ \AA}$ . Секция образуется двумя вертикальными зеркалами и медными прокладками между ними. Прокладки толщиной  $1,6 \pm 0,025$ мм имеют полированную поверхность, обращенную внутрь канала. Каждая последующая секция своими выступающими прокладками вставляется в пазы предыдущей секции. Юстировочные винты позволяют выставлять секции по вертикали и сдвигать их в горизонтальном направлении. Угол поворота секции  $\delta$  отсчитывается от базового зеркала с помощью теодолита с автоколлимационной приставкой. Юстированный зеркальный канал закрывается вакуумным колпаком и откачивается до  $10^{-2}$  торр. Вся конструкция выполнена из немагнитных материалов. Поле для намагничивания зеркал задается постоянными магнитами 2. Максимальное поле в зазоре 130мм  $H = 500 \text{ э}$ .

<sup>x</sup> Berndorfer K. "Z. Physik", 1971, Bd 243, S.188.

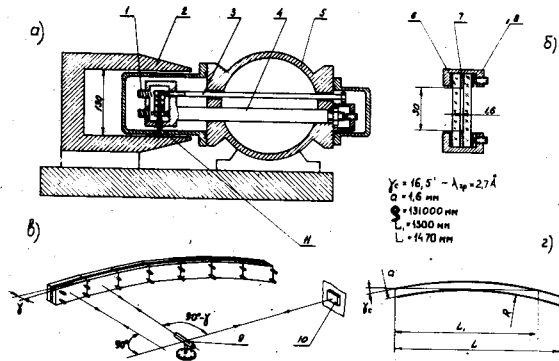


Рис.1. Конструкция поляризующего нейтронвода:  
 а) сечение нейтронвода (1-пружина, 2- магнит, 3, 4 - юстировочные стержни, 5- труба, II- опорный винт);  
 б) сборка зеркал (6- зеркало, 7- прокладка, 8-хомут);  
 в) схема юстировки нейтронвода ; г) геометрия нейтронвса

Нейтронвод испытывался на реакторе ВВР-М на узком коллимированном пучке с угловой шириной  $6'$  и сечением  $3 \times 50 \text{ мм}$  и более широком пучке с шириной  $23'$ . Нейтронвод устанавливался на 3 шаровых опорах, одна из которых расположена на вертикали, проходящей через входное окно нейтронвода, а две - на выходном конце нейтронвода. Опоры стояли на 2 юстировочных столиках, позволяющих выставить вход нейтронвода на пучок и поворачивать нейтронвод вокруг оси, проходящей через вход нейтронвода. Таким образом, представлялась возможность коллимированным пучком прозондировать все углы входа в нейтронвод. На выходе нейтронвода стоял дисковый кадмиевый прерыватель, позволяющий измерять спектр нейтронов по

времени пролета. Пролетная база спектрометра 7,1 м, разрешение  $\Delta\lambda=0,25 \text{ \AA}$ . На расстоянии 4 м от выхода нейтронотода устанавливалось Fe-C<sub>о</sub>-зеркало-анализатор с известной анализирующей способностью по  $\lambda$ .

Из результатов испытаний необходимо отметить следующее:

1. Угловая полуширина выведенного пучка  $27'$  (для нейтронов вблизи максимума спектра).
2. Форма пучка в месте детектора, снятая движением детектора с узкой вертикальной щелью поперек пучка, имеет явно выраженные максимумы, обусловленные тем, что падающий пучок узкий, а стенки нейтронотода составлены из 7 участков плоских зеркал.
3. Нейтронотод значительно смягчает спектр нейтронов: максимум исходного спектра соответствует  $\lambda=1,15 \text{ \AA}$ , а максимум прошедших нейтронов -  $\lambda=1,9 \text{ \AA}$  (рис. 2, кривая 2).
4. Спектральное распределение поляризации практически постоянно в пределах всей ширины пучка.
5. Средняя по спектру поляризация пучка равна 95%.
6. В районе максимума интенсивности поляризация  $P_0=(98 \pm 1)\%$ . С увеличением  $\lambda$  поляризация падает и для  $\lambda=6 \text{ \AA}$  составляет  $P=87\%$  (см. рис. 2, кривая 3).

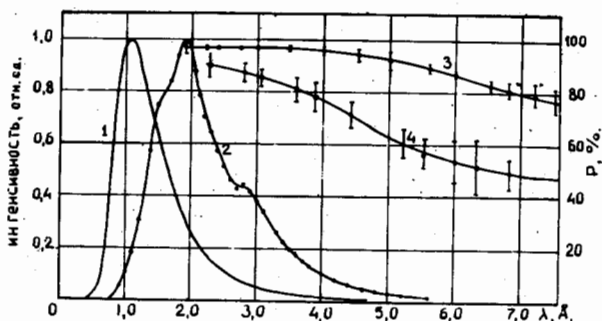


Рис. 2. Зависимость интенсивности и поляризации нейтронов от  $\lambda$ :

- 1- максвелловский спектр при  $T=330 \text{ K}$ ;
- 2- спектр пучка на выходе нейтронотода;
- 3- поляризация для нейтронотода ДИЯФ;
- 4- поляризация для нейтронотода в Берндорфере

7. Поток нейтронов, измеренный по активации золотой фольги, составляет: на входе нейтронновода в центре по высоте  $(8 \pm 0,8) \times 10^7 \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$ , на выходе нейтронновода в центре  $(6,7 \pm 0,7) \times 10^6 \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$ , а на расстоянии 10 мм выше и ниже центра  $(6 \pm 0,6) \times 10^6 \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$ . При широком падающем пучке на выходе нейтронновода поток  $(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^7 \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$ .
8. Пропускание нейтронновода при учете 100% поляризации и деформации спектра не менее 50%.
9. Фон быстрых нейтронов в месте детектора отсутствует полностью. При перекрытии пучка кадмием не было замечено увеличения счета детектора по сравнению с фоном зала реактора, что позволяет оценить кадмиевое отношение как  $R_{Cd} \geq 10^6$ .

Таким образом, использование для поляризующего нейтронновода зеркал с двуслойным тонким покрытием дало результаты, превосходящие по величине поляризации и зависимости  $P(\lambda)$  соответствующие параметры нейтронновода К. Берндорфера (рис. 2, кривые 3, 4). Например, для  $\lambda = 6 \text{ \AA}$  соответствующие значения поляризации составляют 17 и 50%. Эти значения  $P$  являются важными при использовании в эксперименте длинноволновой части спектра.

Настоящий нейтронновод выполнен как модель поляризующего нейтронновода для спектрометра на реакторе ИБР-2 (Дубна). Планирование нейтронноводов для этого спектрометра в значительной степени стимулировало наши работы, и мы благодарны сотрудникам лаборатории нейтронной физики ОИЯИ Д. А. Корнееву, А. Байо-реку за обсуждение конструкции нейтронновода и отдельных его элементов.

Мы благодарны также Д. М. Каминкеру, В. Б. Щebetовой, Н. В. Боровиковой, В. А. Приемышеву, Г. Я. Васильеву и коллективу реактора ВВР-М за помощь при создании и испытании нейтронновода.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЛИННОБОЛНОВОГО МОНОХРОМАТОРА  
НЕЙТРОНОВ ФТОРЪЛГОПИТА

Ф.М.Зеленяк, С.Б.Степанов

(Московский инженерно-физический институт)

Аннотация

Исследовались отражательная способность, интегральное отражение и мозаичность монокристалла слюды для отражения холодных нейтронов ( $\lambda = 8 + 14 \text{ \AA}$ ) на двухосном спектрометре. Экспериментальные данные сравниваются с расчётными, полученными по модели Бекона-Лауда.

Abstract

The reflectivity, integrated reflectivity and mosaic width of a mica monocrystal have been investigated for reflectivity of cold neutrons ( $\lambda = 8 + 14 \text{ \AA}$ ) by a double crystal spectrometer. The experimental data are compared with the calculated ones obtained with the use of Bacon and Lowde's model.



Повышенный интерес к исследованиям с помощью холодных нейтронов ( $\lambda > 4 \text{ \AA}$ ) требует длинноволновых монохроматоров. Таким монохроматором может служить монокристалл искусственной слюды - фторфлогопита [1].

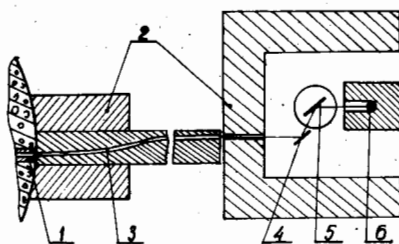


Рис.1. Схема установки:  
1 - коллиматоры; 2 - защита;  
3 - нейтронотвод; 4 - кристалл-  
монохроматор; 5 - кристалл-  
образец; 7 - детектор

Экспериментальная установка-двухосный спектрометр с переменной длиной волны (рис.1). Нейтроны через систему коллиматоров направляются на нейтронопроводящую систему [2], которая формирует спектр с отсечкой при  $\lambda = 7 \text{ \AA}$ . Ось кристалла-образца фиксирована. Ось монохроматора может перемещаться по направлению пучка, что позволяет

изменять длину волны монохроматических нейтронов.

Разрешение спектрометра  $\Delta\lambda/\lambda$  в исследуемом диапазоне длин волн 2-4%.

Для определения мозаичности снимались кривые отражения поворотом кристалла-образца, ширина на полувысоте которых связана известной зависимостью с мозаичностью монокристаллов [3].

Исследовались два монокристалла: обычная слюда и монокристалл, состоящий из набора пластин толщиной 15 мкм каждая, отшлифованных с обеих сторон.

На рис.2 представлены измеренные мозаичности. (На всех рисунках 1 - результаты для обычной слюды, 2 - для деформированной, \* \* \* \* \* - расчёт, . . . . . - эксперимент). Шлифовка монокристалла привела к увеличению мозаичности в 2 раза.

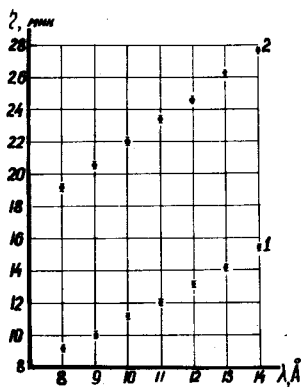


Рис.2. Зависимость мозаичности  $\varrho$  от длины волны  $\lambda$

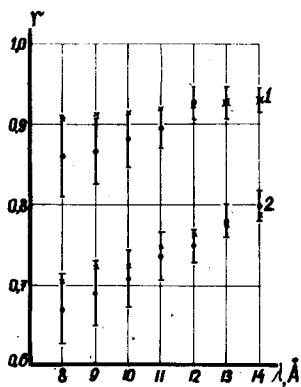


Рис.3. Зависимость отражательной способности  $\var�$  от длины волны

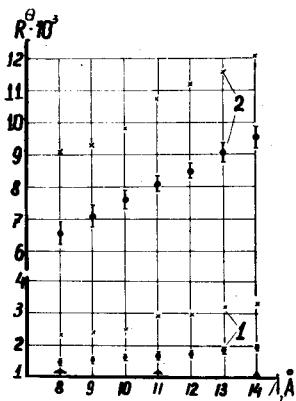


Рис.4. Зависимость интегрального отражения  $R^0$  от длины волны  $\lambda$

Была измерена отражательная способность для указанных двух видов монокристаллов и проведены расчёты по модели Бекона-Лауда [4]. Экспериментальные и расчётные данные согласуются удовлетворительно (рис.3).

Отношение площади под кривыми отражения к интенсивности исходного монохроматического пучка определяет абсолютное значение интегральных отражений  $R^0$ . Расчёты сделаны по модели Бекона-Лауда, но с учётом расходимости нейтронного пучка [5].

Результаты приведены на рис.4. Расчётные данные выше измеренных для обычной слюды на 40%, для деформированной - на 25%. Это, вероятно, объясняется тем, что в расчёт не вводились поправки на экстинкцию и многократное рассеяние.

Фторфлогопит - длинноволновый монокристалл ( $d = 9,971 \text{ \AA}$  для рефлекса (001) ).

Тем не менее мы оценили отражательную способность и интегральное отражение для  $\lambda = 1,27 \text{ \AA}$  для сравнения с монокристаллами, обычно используемыми в качестве монохроматоров [6]. Данные сведены в таблицу (обозначения общепринятые).

Видно, что по своим параметрам деформированная слюда не уступает общеизвестным монохроматорам, кроме пиролитического графита. В длинноволновой области, в которой применение указанных монокристаллов невозможно, характеристики слюды ещё лучше.

#### Л и т е р а т у р а

1. Зеленюк Ф.М. и др. ПТЭ, 1973, № 2, 57.
2. Житарев В.Е. и др. ПТЭ, 1973, № 4, 43.
3. B.T.M. Willis, Acta crystall., 1960, 13, 763.
4. D. Bacon, R.R. Lowde, Acta crystall., 1948, 1, 303.
5. N. Kunitomi et al, J.Phys.Soc.Japan, 1964, 19, N 12, 2280.
6. T. Riste, K. Otnes, Nucl. Instr. and Meth., 1969, 75, 197.

#### Сравнительные характеристики кристаллов-монохроматоров

Кристалл	Рефлекс	$\beta$ (мин)	$R^6 \cdot 10^3$ (рад)	$\gamma$
Be	002	22	3,2	0,42
Cu	111	22	1,4	0,14
Zn	002	34	4,0	0,31
Ge	111	18	1,4	0,22
Пиролизит	002	68	17,0	0,74
Слюда обычная	001	54	2,4	0,85
Слюда деформированная	001	23	4,8	0,55

**БЫСТРЫЙ АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПЕРЕВОРОТ СПИНА НЕЙТРОНА**  
**Д.В.Таран**  
**(Объединенный институт ядерных исследований)**

Аннотация

Численными методами решено уравнение движения спина нейтрона в статистическом магнитном поле с постоянным градиентом в присутствии осциллирующего поля. Получен количественный критерий на параметры этих полей для эффективного реверса спина нейтрона методом адиабатического прохождения через резонанс. Рассмотрены некоторые возможные приложения быстрого адиабатического переворота спина в нейтронной физике.

Abstract

The equation of the neutron spin motion in the static magnetic field with constant gradient when an oscillating field is applied has been solved by numerical methods. The quantitative figure of merit for the parameters of the applied fields for effective neutron spin flipping by the method of adiabatic passage through resonance was found. Several possible applications in neutron physics of the fast adiabatic spin flipping are considered.

В экспериментах с поляризованными нейтронами, как правило, требуется изменять ориентацию вектора поляризации нейтронного пучка на  $180^\circ$  относительно некоторого заданного направления. Обычно используемые в таких случаях способы реверса поляризации нейтронов описаны в работе [1]. С другой стороны, в методике исследований ядерного магнетизма для реверса ядерной поляризации широко используется так называемый метод быстрого адиабатического прохождения (БАП) (см., например, работу [2]).

Следуя работе [2], изложим кратко суть метода применительно к нейтрону с гиромангнитным отношением  $\gamma$ , движущемуся со скоростью  $v$ . Создадим на пути нейтрона неоднородное стационарное магнитное поле  $H_0$  и перпендикулярное к нему, вращающееся с частотой  $\omega$ , магнитное поле  $H_1$ . Переходя в подвижную систему (п.с.) координат  $S'$ , связанную с движущимися нейтронами и вращающуюся со скоростью  $\omega$  вокруг  $H_0$ , получим для эффективного поля в п.с.  $S'$ :

$$\vec{H}_e = \left[ H_0(t) - \frac{\omega}{\gamma} \right] \vec{k} + H_1 \vec{i}, \quad (I)$$

где  $\vec{k}$  и  $\vec{i}$  - единичные вектора вдоль  $\vec{H}_0$  и  $\vec{H}_1$ ;  $t$  - время, связанное с текущей координатой нейтрона. Из ур.(1) видно, что эффективное поле меняет знак при прохождении через резонанс. Если изменение поля  $H_0$  происходит достаточно медленно, то угол между вектором нейтронной поляризации и мгновенным направлением поля является интегралом движения. В этом случае спин нейтрона, вначале параллельный полю  $H_0$ , будет непрерывно оставаться параллельным  $H_e$  и после прохождения через резонанс станет антипараллельным  $H_0$ . Как показано в [2], условием полного обращения (реверса на  $180^\circ$ ) вектора поляризации является неравенство

$$H_0 \ll \gamma H_1^2. \quad (2)$$

В.И.Лушиков в 1970г. предложил применить метод БАП для измерения степени поляризации ультрахолодных нейтронов (УХН). Впервые в экспериментальной нейтронной физике метод БАП использовали Лобашов, Порсев и Серебров [3] в 1973г.

Преимущества этого метода следующие: а) вероятность переворота не зависит от скорости нейтронов ниже некоторой максимальной, для которой выполнено условие (2); б) неоднородность внешнего поля  $H_0$  не влияет на реверс поляризации нейтронов; в) коллимация пучка нейтронов не существенна, в частности, для канализированного потока газа УХН этот метод, по-видимому, является уникальным.

При расчете и проектировании устройств для реверса нейтронной поляризации на основе БАП весьма существенным является вопрос о степени выполнения неравенства (2). С этой целью численными методами на ЭВМ БЭСМ-6 производилось решение уравнения движения углового момента  $\vec{M}$  нейтрона [2].

$$\dot{\vec{M}} = \gamma [\vec{M} \vec{H}_e] \quad (3)$$

при различных значениях  $H_1$  и  $H_0$ . Для упрощения задачи градиент магнитного поля  $H_0$  в области действия осциллирующего поля задавался постоянным.

Результаты расчетов представлены на рис.1 в виде зависимости от параметра  $\omega_1 \tau$  относительной проекции  $M_z/M_0$  углового момента нейтрона на ось  $z$ , совпадающую с мгновен-

ным направлением  $\vec{H}_e$  после прохождения через резонанс (здесь  $\omega_1 = \gamma H_1$ ,  $\tau = H_1/H_0$ ).

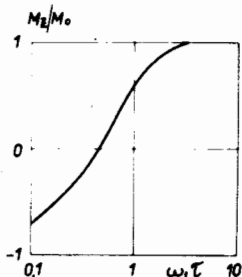


Рис. I Зависимость  $M_2/M_0$  от  $\omega_1 \tau$ .

Введем эффективность переворота поляризации  $\varphi$  как отношение поляризаций пучка после и до прохождения через резонанс [1]. Тогда, считая  $\varphi \leq -0,9$  достаточной для большинства экспериментов, получим из рис. I, что  $\omega_1 \tau$  должно быть не менее 2. Таким образом, неравенство (2) не является сильным.

Для расчета нейтронного спинового ротатора запишем условие адиабатичности в следующем виде:

$$|\text{grad } H_0| H_1^{-2} = 1,32 \cdot 10^{-2} K^{-1} E_{\text{max}}^{1/2}, \quad (4)$$

где  $|\text{grad } H_0|$  - абсолютное значение градиента стационарного магнитного поля  $H_0$  в э.см<sup>-1</sup>;  $E_{\text{max}}$  - максимальная энергия в эв в спектре поляризованного пучка нейтронов;  $K$  - минимально допустимое для заданного эксперимента значение  $\omega_1 \tau$ . Важной характеристикой ротатора является его длина  $L$  в направлении пучка нейтронов:

$$L = K_1 \tau_{\text{min}} v_{\text{max}}, \quad (5)$$

где  $K_1$  - численный множитель, характеризующий удаленность краевых условий от резонансной точки, согласно расчетам должен быть не меньше 7;  $v_{\max}$  - максимальная скорость в спектре нейтронов и  $\tau_{\min}$  - соответствующее этой скорости время прохождения через резонанс. Выразив  $\tau_{\min}$  через  $H_1$  и  $H_0$  и используя ур. (4), имеем

$$L = 75,7 K K_1 E_{\max}^{1/2} H_1^{-1}. \quad (6)$$

Помимо применения в различного рода поляризационных экспериментах на тепловых и ультрахолодных нейтронах, метод БАП может быть использован более специфично, например, для повышения эффективности способа получения УХН замедленным в неоднородном магнитном поле, предложенного Дробкиным и Китниковым [4] в 1960г. Для этого на пути пучка нейтронов создается магнитное поле напряженностью 20 - 30 кэ. При входе в область, занятую полем, нейтроны с проекцией спина по полю будут ускоряться, а против поля - замедляться. Если центральную часть этого поля сделать однородной и создать там осциллирующее магнитное поле, перпендикулярное статическому и такой амплитуды и частоты, чтобы происходил резонансный переворот спинов нейтронов (т.е. использовать метод спинового резонанса), то при выходе из статического поля его воздействие на нейтроны будет аналогичным воздействию при входе в него. Создавая достаточное количество таких участков с полем на пути пучка, можно трансформировать нейтроны со скоростью, скажем, 50 - 100 м/сек в УХН.

Применение в этом случае для реверса спинов нейтронов метода БАП позволяет существенно расширить интервал скоростей нейтронов, участвующих в процессе замедления. Действительно, для метода спинового резонанса требуется выполнение определенного соотношения между напряженностью осциллирующего поля и длительностью его воздействия на спин нейтрона, т.е. его скоростью. В методе БАП переворот спинов происходит у всех нейтронов, энергия которых ниже некоторой, определяемой ур.(4). Для вывода УХН промежутки между участками с полем можно снабдить зеркалами, отражающими УХН и пропускающими нейтроны с энергией выше граничной энергии зеркал  $E_{\text{гр}}^{\text{зп}}$  для дальней-

шего замедления. Для транспортировки и фокусировки выведенных УХН можно применить систему изогнутых нейтронных волноводов. Возможный вариант такого устройства схематически изображен на рис.2.

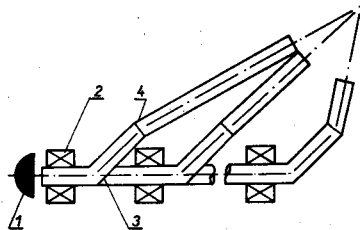


Рис. 2. Схематическое изображение магнитного канала для замедления нейтронов: 1 - замедлитель источника нейтронов; 2 - электромагнит; 3 - зеркало; 4 - нейтронный волновод

Нетрудно показать, что выигрыш  $\eta$  в интенсивности пучка УХН с помощью такого устройства по сравнению с предложением Дробкина и Литникова равен

$$\eta = n (E_{гр}^{зеп} + n \mu H_0) [E_{гр}^{зеп} + (2n-1) \mu H_0]^{-1}, \quad (7)$$

где  $n$  - число секций в магнитном канале. При  $n \gg 1$  и достаточно больших значениях  $H_0$  (скажем, 20-30 кэ) хорошим приближением является следующее выражение:  $\eta \approx 0,5 n$ . Помимо указанного другим преимуществом использования БАП является возможность замедления неколлимированных пучков, что также даст выигрыш в интенсивности.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю.Г.Абов, А.Д.Гульбо, П.А.Крупчицкий, Поляризованные медленные нейтроны. М., Атомиздат, 1966.
2. А.Абрагам. Ядерный магнетизм, М., Изд-во иностр. лит., 1963.
3. В.М.Добашов, Г.Д.Порсев, А.П.Серебров. Препринт ЛИЯФ АН СССР №37, Л., 1973.
4. Г.М.Дробкин, Р.А.Литников, ЖЭТФ, 3, 1013, 1960.



ИМПУЛЬСНЫЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ  
ИАЭ

В.П.Афанасьев, М.Л.Ганжелюк, Л.Д.Козлов, Е.А.Колтыпин,  
Ю.Д.Молчанов, Г.А.Отрощенко, Г.Б.Янъков.

(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)

Аннотация

Описан импульсный электростатический ускоритель ИАЭ, в котором использованы метод клистронной группировки ионов и система прерывания пучка до ускорения. Амплитудное значение импульса тока 1,5-2 Ма при длительности 1,5 нсек. Средний ток на мишени при частоте следования импульсов 2 МГц 4-6 мка.

Abstract

The pulsed beam electrostatic accelerator of IAE is described in which a clystron-type bunching system and pre-acceleration deflection of the beam are used. The amplitude value of the current pulse is 1,5-2,0 mA, the duration of the pulse is 1,5 nsec. With the repetition rate of 2MHz the mean value of the beam current hitting the target is 4-6  $\mu$  A.

Появление электростатических ускорителей с импульсным пучком дало возможность в полной мере применить методику времени пролета, позволяющую наиболее современным способом измерять энергию частиц, существенно расширив круг физических задач, решаемых на этих ускорителях.

В 1967 г. ЭСУ-3,5 ИАЭ был переведен в импульсный режим с помощью клистронного сжатия пучка ионов в короткие ступки и системы прерывания пучка после ускорения [1]. Ускоритель работал с параметрами пучка: длительность импульса 3 нсек, амплитуда тока в импульсе более 300 мка; средний ток на мишени при частоте следования импульсов 4 МГц - 4 мка. На ускорителе оказалось возможным выполнить такие работы, как, например, измерение величины  $\alpha$  для  $^{235}\text{U}$  [2] и  $^{239}\text{Pu}$  [3] в широком диапазоне энергий нейтронов, и провести исследование делящихся изомеров тяжелых ядер [4].

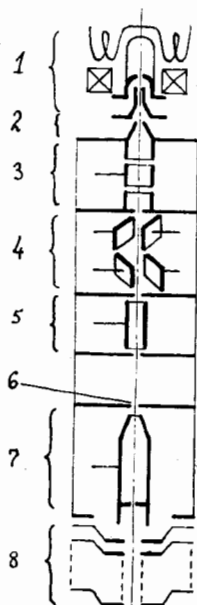
В течение последних лет импульсный ЭСУ-3,5 ИАЭ подвергся модернизации, целью которой, в первую очередь, явилось улучшение параметров импульса тока и снижение фона в измерительном помещении.

В качестве основы для модернизации ускорителя был взят метод двухазорной группировки ионов с прерыванием пучка до ускорения [5], позволяющий разгрузить ускорительную трубку от подавляющей части негруппированных ионов, и увеличить тем самым амплитуду импульса тока, не повышая средний ток нагрузки ускорителя. Этот метод предъявляет дополнительные требования прежде всего к интенсивности и качеству пучка ионного источника. Постоянный ток источника, работающего в импульсном режиме, должен превышать ток обычного источника в 5-10 раз. Пучок должен оставаться узким на всем протяжении системы группировки вплоть до ускорительной трубки. Диаметр фокуса пучка на диафрагме прерывания не должен превосходить 2-3 мм.

Ионный пучок нужных параметров удалось получить с помощью в.ч. источника конструкции ФЭИ [6] с несколько измененной системой извлечения ионов. В нашем случае пучок ионов источника, прошедший через капилляр, ограничивается диа-

фрагмой диаметра 2 мм, расположенной за капилляром на расстоянии 10 мм. Еще через 10 мм своего пути пучок попадает в область действия иммерсионной линзы, образованной диафрагмой диаметра 4 мм и коническим электродом, на который подается потенциал 30 кв относительно анода источника. Расстояние между электродами линзы 12 мм.

Общий вид системы группировки и прерывания пучка показан на рисунке.



Ионы источника (1), сведенные иммерсионной линзой (2) в узкий пучок, фокусируются одиночной линзой (3) на диафрагме (6) диаметра 3 мм до размера, меньшего 2 мм. Следом за линзой (3) располагаются две пары взаимноперпендикулярных пластин (4), на которые со сдвигом фаз  $90^\circ$  подается синусоидальное напряжение частоты 2 Мгц с амплитудой до 1800в. На нижней паре, кроме того, находится постоянный потенциал, равный пиковому значению переменного напряжения. В результате совместного действия пластин через диафрагму (6), отстоящую от верхней пары пластин на 27 см, проникает импульс ионного тока длительностью 20 нсек. Далее располагается группировочный электрод (5) длиной 7 см и диаметром 16 мм, образующий с входной и выходной диафрагмами два группировочных зазора ширины 3 мм, на который

подается синусоидальное напряжение частоты 14 Мгц с регулируемой амплитудой от 0,5 до 3 кв. Амплитуда этого напряжения и его сдвиг фаз по отношению к полю частоты 2 Мгц подбираются таким образом, чтобы необходимый разброс скоростей в

заворах получила бы именно та группа ионов, которая проникнет через диафрагму (6) и, пройдя дрейфовый путь до входа в трубку ускорителя (53 см), сгруппируется в короткий наносекундный импульс. Ускорительный тракт и путь ионов до мишени, составляют незначительную часть дрейфового пути до окончательной группировки. Непосредственно за диафрагмой (6) располагается иммерсионная линза (7), которая служит для согласования входной энергии ионов с напряжением на трубке ускорителя (8).

После ускорения пучок ионов формируется квадрупольной электростатической линзой с таким расчётом, чтобы фокус пучка находился в районе целевого прибора за анализирующим магнитом. Магнитно-квадрупольная линза проектирует пучок на мишень ускорителя, расположенную в измерительном помещении.

Между магнитной линзой и мишенью помещается система дополнительной "подчистки" пучка, состоящая из трёх пар отклоняющих пластин.

Для обеспечения работы в.ч. источника и системы группировки и отклонения пучка внутри высоковольтного кондуктора смонтированы электронные блоки и блоки питания, потребляющие общую мощность 1 квт. Управление новой системой осуществляется с помощью 16 пар капроновых нитей, которые приводятся в движение электродвигателями. Показания вольтметров, измеряющих напряжение на потенциометрах, жестко связанных с ведущими роликами, позволяют контролировать положение тех или иных органов управления. Для наладки и контроля всех блоков при снятом кондукторе предусмотрена панель, дублирующая пульт управления ускорителя.

После испытания на стенде система группировки и отклонения была перенесена на ускоритель, где она прошла окончательную наладку на ионах водорода и дейтерия.

В результате на ускорителе были достигнуты следующие параметры пучка: при исходном постоянном токе атомарного пучка в.ч. источника 350-400 мка после прерывания, группировки и развёртки пучка системой дополнительной "подчистки" на мишени ускорителя, расположенной на расстоянии 6 м от анализирующего магнита был получен импульсный ток с длительностью импульса 1,5 нсек, амплитуды 1,5-2 ма. При частоте повторе -

ния 2 МГц средний ток на мишени составил величину 4-6 мка. С учётом потерь пучка в тракте ускорения, анализирующего магнита и монопроводе, которые в нашем случае равны 30%, усиление амплитудного значения тока в результате действия клистронного сжатия пучка достигало восьми.

#### Л и т е р а т у р а

1. Воротников П.Е. и др. "Сборник Прикл.яд.спектроскопии. М., Атомиздат, 1970, с. 305.
2. Воротников П.Е. и др. "Мат.Всесоюзного сов. по нейтр. физике" ч. I, стр.314. Киев, 1971.
3. Воротников П.Е. и др. "Мат.2-й Всесоюзной конф. по нейтрон.физике", ч.4, стр.42, Киев, 1973.
4. Воротников П.Е., Отрошенко Г.А. "Мат.Всесоюзного сов. по нейтрон.физике", ч. II, стр.69, Киев, 1971.
5. Anderson J.H. et. al. Nucl. Instr. and Meth., 41, 30, 1966.
6. Володин В.И., Готов А.И. и др. Препринт ФЭИ 303, Обнинск, 1971.

НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА НА БАЗЕ  
СИНХРОЦИКЛОТРОНА ЛИЯФ им. Б. П. КОНСТАНТИНОВА АН СССР

Н. К. Аброхимов, Г. В. Борухович, А. В. Куликов, Л. А. Левицкий,  
Г. Ф. Михеев, Г. А. Петров, Н. Н. Чернов, В. И. Юрченко.

(Ленинградский институт ядерной физики  
им. Б. П. Константинова АН СССР)

Аннотация

Импульсный нейтронный источник получен при сбросе протонного пучка (с энергией 1 Гэв) на свинцовую мишень. Время взаимодействия протонов с мишенью составляет 8 - 10 нсек (ширина на полувысоте). При токе протонного пучка 1 мкА и частоте ~ 50 Гц подлая интенсивность нейтронного источника составляет ~ 10<sup>14</sup> нейтр/сек. Построенный на базе этого источника нейтронный спектрометр по времени полета имеет базу 40 м и используется для исследования в области физики деления и (n, γ) - реакций.

Abstract

Pulsed neutron source has been built at the synchrocyclotron with the proton energy 1 Bev. The interaction time of the proton beam with the lead target is equal to 8 - 10 nsec. When the proton beam intensity is about 1 μkA and the beam frequency of about ~ 50 cps the neutron source intensity is ~ 10<sup>14</sup> n/sec. The neutron time-of-flight spectrometer built with this source is used for fission experiments and for (n, γ) - reaction studies on the base of 40 meters.

Задачи дальнейшего развития нейтронной физики, а также практические потребности ядерной энергетики требуют строительства мощных импульсных нейтронных источников с малой длительностью вспышки. Проект создания такого импульсного нейтронного источника на базе синхротрона с энергией 1 Гэв был описан ранее [1]. В настоящей работе описан построенный импульсный нейтронный источник и макет спектрометра по времени пролёта с пролётной базой 40 м. Сравнение характеристик нейтронного спектрометра с характеристиками других аналогичных спектрометров показывает, что он позволяет проводить эксперименты в широкой области энергий с высокими интенсивностями и разрешением.

Импульсный нейтронный источник

Сброс протонного пучка на свинцовую мишень размером 40x14x5 см осуществлен в результате возбуждения свободных вертикальных колебаний протонного пучка импульсом высокого напряжения

70-90 кв) с длительностью переднего фронта 70 нсек. Высоковольтный импульс сброса вырабатывается тиратронным генератором, запуск которого синхронизирован с фазой высокочастотного ускоряющего напряжения ускорителя. Соответствующим выбором момента подачи запускающего импульса достигается условия прохождения протонного сгустка между отклоняющими пластинами в момент, когда напряжение достигает максимальной величины. Через один оборот ( $\sim 77$  нсек) отклонённый протонный пучок попадает на свинцовую мишень, верхний край которой расположен на 2-3 см ниже medianной поверхности магнитного поля ускорителя. Соответствующим пересчётом импульсов запуска может быть легко осуществлён режим "разделения времени", когда будет сбрасываться любой  $n$ -й протонный сгусток. Испытания нейтронного источника проводились при помощи регистрации  $\gamma$ -квантов, возникающих при взаимодействии протонов с мишенью, тонким пластическим сцинтиллятором. Временные распределения импульсов  $\gamma$ -квантов относительно стартового запускающего импульса представлены на рис. I.

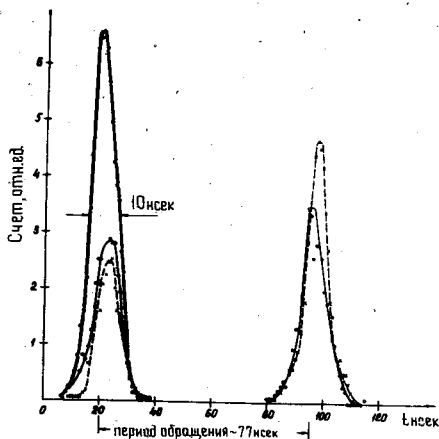


Рис. I. Временное распределение  $\gamma$ -квантов из мишени нейтронного источника

В зависимости от фазы, напряжения и положения мишени могут быть достигнуты условия сброса протонного пучка за один, два или более оборотов. В условиях оптимального сброса ширина распределения на полувысоте составляет 7-10 нсек в соответствии с временной длительностью протонного сгустка. Эта величина оп-

ределает предельное достижимое разрешение нейтронного спектрометра по времени пролёта.

Нейтронный спектрометр по времени пролёта с базой 40 метров ("ГНЕИС")

Длительность нейтронной вспышки и предельно доступная пролётная база (до 400 м) определяет область энергий нейтронов, где спектрометр может быть использован наиболее эффективно. Для спектрометра "ГНЕИС" это область от сотен эв до нескольких сотен кэв. В то же время, согласно имеющимся данным [2], при взаимодействии протонов с энергией 1 Гэв с тяжёлой мишенью (в нашем случае  $Pb$ ) ~ 85 % образовавшихся нейтронов имеет максвелловский спектр с температурой около 3 Мэв. Оставшаяся часть нейтронов испускается в каскадном процессе с энергиями до 1 Гэв и остронаправленным вперёд угловым распределением. Для получения нейтронов с энергиями до 1 Мэв был использован полиэтиленовый замедлитель размером 12,0 x 12,0 x 2,5 см, расположенный над медянной плоскостью ускорителя. Нейтронный спектр из замедлителя по данным измерений имеет форму  $1/E$  и интегральную интенсивность  $2 \cdot 10^{11}$  нейтр/сек в области 1 эв-10 кэв.

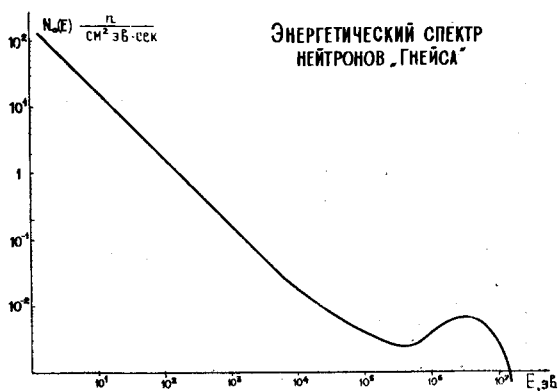


Рис. 2. Нейтронный спектр спектрометра "ГНЕИС"

При более высоких энергиях спектр нейтронов заметно отклоняется от закона  $1/E$  и постепенно переходит в максвелловский спектр (рис. 2). Естественно, что применение замедлителя ведёт к "уши-



рению" нейтронной вспышки, однако при выбранной геометрии и размерах замедлителя это практически не приводит к снижению возможностей спектрометра [3]. При проектировании спектрометра учитывалось, что при измерениях в области относительно низких энергий нейтронов может потребоваться защита от излучения мишени (быстрые нейтроны и жёсткие  $\gamma$ -кванты). С этой целью замедлитель был поднят над мишенью примерно на 4 см, и направление от мишени к детектору перекрывалось теньевым экраном из свинца и цинка. Этим достигалось существенное подавление  $\gamma$ -вспышки, что было особенно важно при работе с борной пластиной и фотоумножителями. Схематически вид расположения спектрометра показан на рис.3.

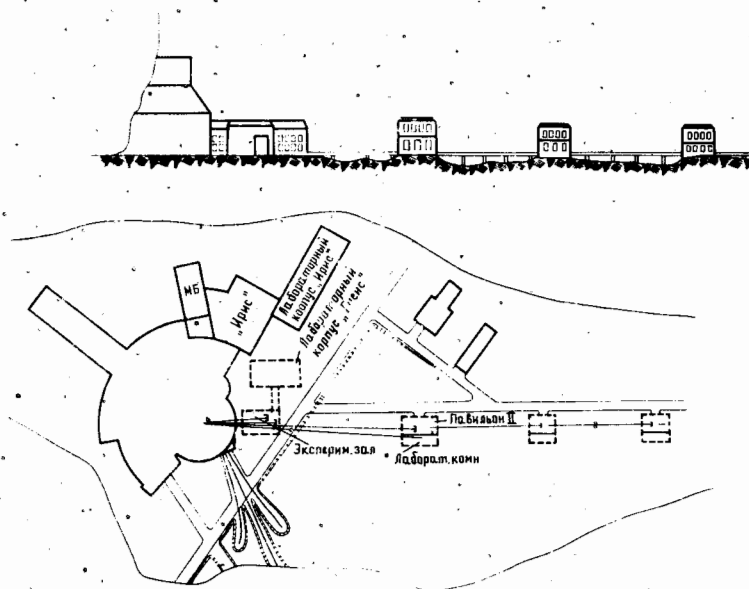


Рис.3. Проект размещения нейтронного пролётного спектрометра на местности

К настоящему времени из четырёх проектируемых каналов введён в эксплуатацию канал №2 длиной 40 м. Нейтронный тракт вакуумирован, коллиматоры располагаются вблизи камеры ускорителя и в защитной стене зала (6 м). Измерительный

павильон располагается вне здания ускорителя за защитной стеной, что позволило существенно снизить фон нейтронных детекторов. Фон измерялся при помощи фильтров Co и  $^{238}\text{U}$  и в настоящее время характеризуется следующими величинами:

Е (эВ)	6,67	21,0	132,0	5015,0
Фон (%)	9,1	9,6	3,1	4,7

К настоящему времени проведены исследования работы прибора в режиме измерения пропускания (Co, Mn, Fe,  $^{238}\text{U}$ , Ag и др.) с использованием нейтронного детектора с борной плитой и в режиме измерений сечений деления и  $(\chi f)$  - совпадений с многоплатинчатой ионизационной камерой ( $^{235}\text{U}$ ). Пример кривой пропускания железа показан на рис. 4. Проверена возможность исследований деления тяжёлых ядер нейтронами с энергиями больше 1 Мэв.

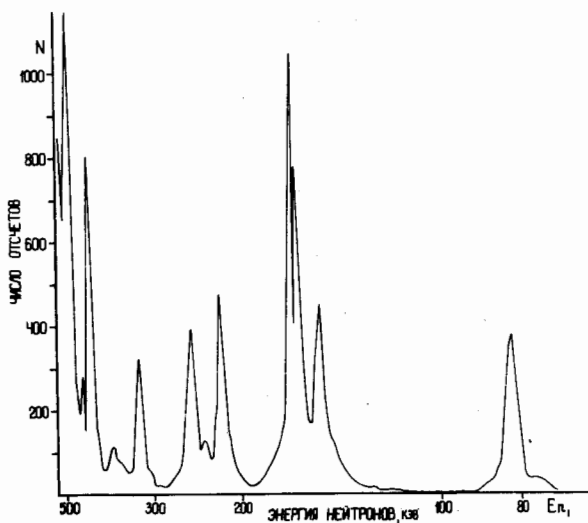


Рис. 4. Кривая пропускания железа. Длина фильтра 40 см. Пролётная база 40 м

Проведённые исследования и сравнения характеристик спектрометра с характеристиками аналогичных устройств показали работоспособность спектрометра и подтвердили проектные параметры, в частности интенсивность нейтронного источника ( $\sim 10^{14}$  нейтр/сек

при токе протонного пучка (ЛМКО). Дальнейшее развитие спектрометра будет состоять в увеличении числа пролётных баз до 4 с максимальной длиной 400 м, уменьшением фона за счёт организации дополнительной коллимации и защиты, оптимизации системы "мишень-замедлитель" и развитии системы сбора и обработки данных на базе существующих в ЛИЯФ центров с ЭВМ "Минск-22", ЕС - 1020 и БЭСМ -6.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н.К.Абросимов, Г.З.Борухович, Д.М.Каминкер, А.В.Куликов, Г.Ф.Михеев, Г.А.Петров, Н.Н.Чернов. Материалы Всесоюзного совещания. Нейтронная физика, ч. II, стр.188. Киев, "Наукова думка", 1972.
2. Havens W.W. USAEC CONF - 660925, 568 (1966).
3. Г.З.Борухович, Т.К.Звёздкина, Г.А.Петров. Препринт ФТИ № 339, Ленинград (1971).

# ИЗОМЕРНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ

Ю.В. Петров

(ЛИЯФ им. Б.П. Константинова АН СССР)

## Аннотация

Обсуждается возможность многократного ускорения нейтронов в инверсно заселенной изомерной среде. Рассчитанное сечение неупругого ускорения нейтронов для  $^{87m}\text{Sr}$  в интервале 0,02 - 2 МэВ составляет десятки барна. Обращается внимание на возможность увеличения коэффициента размножения в смесях с изомерами четно-четных изотопов урана, имеющих порог деления. Экспериментальное изучение реакции неупругого ускорения нейтронов на изомерах может дать сведения о силовой функции  $d$ - и  $f$ -нейтронов, а также о степени ослабления К-запрета и запрета формы в составном ядре.

## Abstract

The possibility of multiple neutron acceleration in an inversely populated isomeric medium is considered. The calculated cross section of inelastic neutron acceleration for  $^{87m}\text{Sr}$  is about tenths of barn in the energy range 0.02 - 2 MeV. The attention is called to the possibility of increasing of the multiplication factor in a mixture of isomers with even-even uranium isotops which have a fission threshold. Experimental investigation of inelastic neutron acceleration by isomers would give the information about the strength function for  $d$ - and  $f$ -neutrons and about a relaxation of the K-forbiddenness and forbiddenness of shape in compound nuclei.

I. Хорошо известна способность инверсно заселенной среды когерентно усиливать электромагнитное излучение. В настоящее время широко обсуждается возможность создания  $\gamma$ -лазера (газера) на долгоживущих возбужденных ядрах - изомерах (см., например, [1]). Гораздо менее изучено другое интересное свойство инверсно заселенной изомерной среды: способность многократно ускорять нейтроны и создавать нейтронный газ с высокой средней энергией [2].

При столкновении нейтрона с возбужденным изомером может произойти неупругое рассеяние, при котором ядро переходит в основное состояние (или другое нижележащее), а нейтрон уносит энергию возбуждения изомера  $\epsilon_m$  [3]. Рассмотрим безграничную среду, состоя-

щую в основном из возбужденных изомеров, причем для простоты предположим, что ядро может находиться только в двух состояниях: основном и изомерном. Энергию теплового движения ядер по сравнению с  $\epsilon_m$  можно не учитывать и сами ядра считать покоящимися. Если еще и не учитывать отдачу в реакциях  $(n, n)$ ,  $(n, n')$ , то нетрудно показать, что спектр нейтронов представляет собой максвелловское распределение с отрицательной температурой, т.е. растущую с энергией экспоненту [4]. Это означает, что двухуровневая инверсно заселенная среда работает как нейтронный ускоритель. Действительно, в обычном кольцевом ускорителе заряженная частица, удерживаясь магнитным полем на орбите, многократно взаимодействует с одним и тем же ускоряющим промежуточком, черпая из него энергию. В изомерном ускорителе нейтрон, многократно хаотически сталкиваясь с различными возбужденными ядрами, так же приобретает энергию, хотя и не имеет выделенного направления движения.

Для того, чтобы найти энергию  $E_e$ , до которой ускорится нейтрон на двухуровневой системе, надо учесть ядерную отдачу. Приравняв приобретенную энергию  $\sigma_g \epsilon_m$  ( $\sigma_g(E)$  - сечение неупругого ускорения) и упругие потери  $\sigma_s (1-\bar{\mu}) E/(A+1)$  ( $\sigma_s = \sigma_s + \sigma_g$ ;  $\bar{\mu}$  - средний косинус), получим [2]

$$E_e = \frac{(A+1)\sigma_g}{2\sigma_s(1-\bar{\mu})} \epsilon_m. \quad (I)$$

Если  $\epsilon_m$  порядка десятых Мэв, то даже при  $\sigma_g/\sigma_s \sim 10^{-1}$  для тяжелых изомеров ( $A \sim 10^2$ )  $E_e$  может оказаться порядка Мэв. При  $E_e \gg \epsilon_m$  в каждом столкновении нейтрон изменяет свою энергию на малую долю, и процесс можно описывать уравнением типа Фоккера - Планка, решением которого является гауссовый спектр нейтронов со средней энергией  $E_e$  [2]. С точки зрения равновесной термодинамики нейтроны ведут себя необычным образом: средние энергии ядер и нейтронного газа не стремятся выровняться, а поддерживаются на разном уровне до тех пор, пока существует инверсная заселенность.

2. Для вычисления спектров нейтронов в реальных системах необходимо знать зависимость от энергии сечения неупругого ускорения и замедления для конкретных изомеров.

Эти сечения были рассчитаны<sup>x</sup> для околomagических ядер  $^{85m}\text{Kr}$  ( $\epsilon_m = 0,305$  Мэв,  $\tau = 6,4$  ч [5]),  $^{87m}\text{Sr}$  ( $\epsilon_m = 0,388$  Мэв,  $\tau = 4,1$  ч [6]) и  $^{91m}\text{Zr}$  ( $\epsilon_m = 0,104$  Мэв,  $\tau = 90$  дней [7]), у которых M4-переход происходит между уровнями  $I_m^{\pi} = \frac{1}{2}^-$  и  $I_g^{\pi} = \frac{3}{2}^+$ . При M-переходах реакция ускорения идет с переворотом спина нейтрона, благодаря чему ядру передается момент на единицу меньше, чем при E-переходах той же мультипольности [3, 4]. Выбор околomagических ядер связан с малой плотностью уровней для них, что повышает энергию первого надизомерного уровня, а также уменьшает конкуренцию радиационного захвата и неупругого возбуждения нижележащих уровней. Меньший спин изомерного уровня увеличивает статистический фактор  $g = (2J+1)/2(2I_m+1)$  для сечения образования составного ядра со спином  $J$  ( $I_m < J < I_g$ ). Сечения были рассчитаны в интервале  $0,02 + 2$  Мэв в рамках формализма Хаузера - Фешбаха [8] с учетом поправки Мольдаугера на флуктуацию нейтронных ширин [9]. В расчётах использовались проницаемости, вычисленные для оптического потенциала Вилмера - Хогдсона с поверхностным поглощением и спин-орбитальной связью [10]. Радиационный захват ввиду его малости не учитывался.

Расчитанные сечения неупругого ускорения нейтронов составляют десятые берна (рис. 1). В области энергий  $0,5 \epsilon_m$  сечение  $\sigma_g(E)$  имеет провал. В этой области основной вклад в сечение дает  $p$ -волна во входном канале и  $d$ -волна в выходном, так что  $\sigma_g(0,5 \epsilon_m) \sim \epsilon_m^{3/2}$  для ядер с близкими  $A$ . Вправо от провала с увеличением энергии  $\sigma_g(E)$  растет как за счёт роста проницаемости для  $d$ -волны, так и за счёт вклада волн с более высокими моментами. Однако конкуренция открывающихся каналов возбуждения вышележащих уровней прекращает рост  $\sigma_g(E)$ . Околопороговые особенности поведения  $\sigma_g(E)$  определяются спином и четностью  $I_i^{\pi}$   $i$ -го уровня. В свою очередь само сечение возбуждения  $i$ -го уровня  $\sigma_{m \rightarrow i}(E)$  также определяется значениями  $I_i^{\pi}$ . На рис. 2 приведены принятая схема уровней [6] и расчитанные сечения неупругого замедления нейтронов  $\sigma_{m \rightarrow i}(E)$  для  $^{87m}\text{Sr}$ .

<sup>x</sup> Расчеты выполнены совместно с А.И.Шляхтером.

Зная сечения, можно вычислить среднюю энергию, переданную нейтрону покоящимся изомером в одном столкновении  $\langle E \rangle$  [2]:

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{A}{A+1} \left\{ \frac{\sigma_0}{\sigma_0} \varepsilon_m - \sum_i \frac{\sigma_{m-i}}{\sigma_0} \varepsilon_i - \frac{2E}{A+1} (1-\bar{m}) \right\}. \quad (2)$$

На рис. 3 приведены потери энергии за счёт отдачи  $\langle E \rangle_r = = E^2(1-\bar{m})A/(A+1)^2$ , а также средняя энергия  $\langle E \rangle_{in}$ , переданная нейтрону чисто неупругим образом (первые два члена правой части формулы (2)). Для  $^{91m}\text{Nb}$  в рассматриваемом интервале энергий  $\langle \Delta E \rangle_{in} < \langle \Delta E \rangle_r$ , т.е.  $^{91m}\text{Nb}$  является обычным замедлителем нейтронов. Для  $^{87m}\text{Sr}$  до 0,5 Мэв  $\langle \Delta E \rangle_{in} > \langle \Delta E \rangle_r$ , и изомер  $^{87m}\text{Sr}$  ниже 0,5 Мэв является уже не замедлителем, а "ускорителем" нейтронов. Для  $^{85m}\text{Kr}$   $\langle \Delta E \rangle > 0$  вплоть до 0,76 Мэв, однако в интервале 0,2 - 0,6 Мэв это утверждение лежит в пределах точности расчёта.

3. Интерес к изомерному нейтронному ускорителю вызван, в первую очередь, надеждой на возможность увеличения коэффициента размножения в смесях с изомерами чётно-чётных изотопов урана, имеющих порог деления [4, II]. Замедляющиеся ниже порога деления нейтроны в такой смеси можно было бы забрасывать обратно за счёт неупругого ускорения на изомерах. В частности, при благоприятном сочетании сечений можно надеяться на такое изменение спектра нейтронов, что станет возможной цепная реакция в смесях с чистым  $^{238}\text{U}$  и даже (что, впрочем, маловероятно) осуществить цепную реакцию без делящихся материалов за счёт реакции  $(n, 2n)$  на  $^9\text{Be}$  [4].

Для выяснения принципиальной возможности создания нейтронного ускорителя необходимо знать упругие и неупругие сечения замедления и ускорения, а также сечения захвата нейтронов для ряда изомеров. Для их расчёта требуется детальная информация о схемах уровней вплоть до 2 - 3 Мэв, а также о зависимости силовых функций  $S$ -,  $p$ - и  $d$ -нейтронов от энергии. Если изомерный переход происходит в основное состояние стабильного изотопа, как, например, у  $^{87m}\text{Sr}$ ,  $\sigma_0(E)$  можно найти, измеряя обратную реакцию  $n + A \rightarrow {}^m A + n'$  и используя принцип детального равновесия [2].

С другой стороны, исследование взаимодействия нейтронов с

изомерами поможет уточнить ядерные модели и лучше понять структуру возбужденных состояний ядер. Если измерить резонансы полного сечения двух изомерных состояний одного в того же ядра, то можно получить информацию о поведении силовой функции  $S_0$  и плотности уровней при сдвиге энергии возбуждения составного ядра на  $\varepsilon_m$  и изменении  $I_g$  на несколько единиц [3, 12]. Дополнительные измерения  $\sigma_g(E)$  в резонансах позволят определить спин резонансов для изомеров, обязанных своим существованием  $MJ$ -переходам. Так, для  $M4$ -переходов вероятность реакции  $(n, n'')$ , идущей с переворотом спина нейтрона, различается на несколько порядков, поскольку улетающий быстрый нейтрон имеет  $\ell = 3$  или 5 в зависимости от спина составного ядра [3]. Измерение сечения ускорения для  $M4$ -изомеров на медленных нейтронах может дать также сведения о силовой функции  $S_3$ , экспериментальные данные о которой в настоящее время практически отсутствуют.

Реакция ускорения тепловых нейтронов особенно интересна в связи с вопросом об ослаблении  $K$ -запрета (и запрета формы) при энергии связи нейтрона. При этой энергии состояния не разделяются на одночастичные и ротационные, и можно думать, что запрет отсутствует [12, 13]. Измерение  $\gamma$ -переходов на ротационные полосы с различными  $K$  при захвате нейтронов в  $^{176m}\text{Lu}$  указывает на отсутствие  $K$ -запрета [14]. Поскольку для  $K$ -запретчиков разность спинов изомерного и нижележащих состояний мала, реакция ускорения нейтронов должна идти с большой вероятностью и может служить инструментом прямой проверки существования запрета.

В заключение следует заметить, что реакция  $(n, n'')$  до сих пор экспериментально не наблюдалась. Установлен только верхний предел для  $\sigma_g(E)$  в тепловой области на  $^{152m}\text{Eu}$  [15] и  $^{123m}\text{Te}$  [16]. Однако, как показывают оценки, такие измерения могут быть выполнены на современных мощных исследовательских реакторах для целого ряда изомеров.



## Л и т е р а т у р а

1. В.И.Гольданский, В.М.Каган, УФН, 110, 445, 1973.
2. Д.В.Петров, ЭСТФ, 63, 763, 1972.
3. Д.В.Петров, ЭСТФ, 37, 1170, 1959.
4. Д.В.Петров, Материалы IX зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, ч.Ш., стр. 618, Ленинград, 1974.
5. D.J.Koren, Nucl.Data Sheets, B5, 131, 1971.
6. M.Brien, J.E.Kitching, J.K.P.Lee, P.F.Hinrichsen, Nucl.Phys., A185, 289, 1972.
7. S.Matzuki et al., Nucl.Phys., A201, 608, 1973.
8. W.Hauser, H.Feshbach, Phys.Rev., 87, 366, 1952.
9. P.A.Moldauer, Phys.Rev., 123, 968, 1961.
10. С.М.Резеу, F.G.Perey, Atomic Data and Nucl.Data Tables, 13, 293, 1974.
11. Д.В.Петров, Атомная энергия, 11 250 1961.
12. В.Г.Соловьев, ЭЧАЯ, 3, 770, 1972.
13. Д.В. Петров, "Pile Neutron Research in Physics" 329 IAEA, Vienna, 1962.
14. Ф.Бечварж, II школа по нейтронной физике, Алушта, ЗИП, ОИЯИ, 1973.
15. И.А.Кондуков, А.М.Берестовой, А.И.Егоров, Е.М.Коротких, Д.В.Петров, Атомная энергия, 36, 77, 1974.
16. В.Намергmesh, Phys.Rev., C10, 2397, 1974.

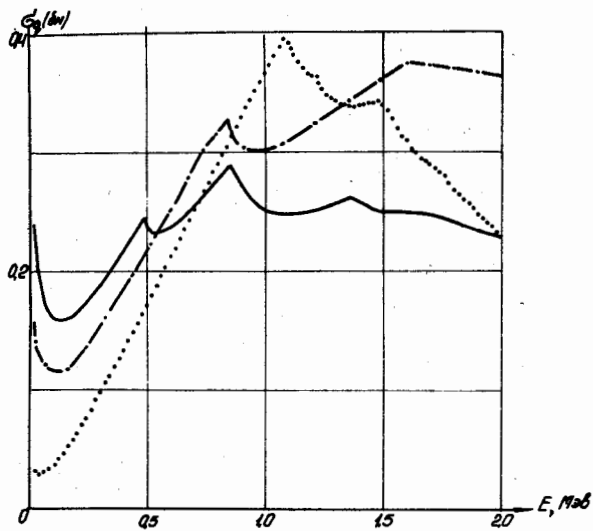


Рис. 1. Сечение неупругого ускорения нейтронов  $\sigma_{in}(E)$ :  
 ---  $^{85m}\text{Kr}$ , —  $^{89m}\text{Sr}$ , ...  $^{91m}\text{Nb}$

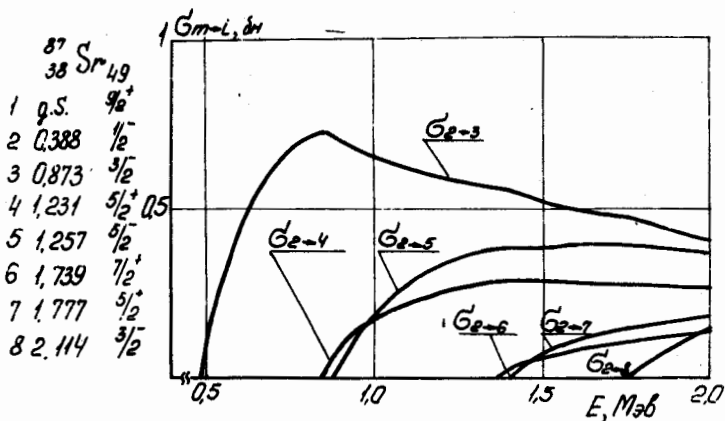


Рис. 2. Схема уровней  $^{87m}\text{Sr}$  и сечения их возбуждения нейтронами из изомерного состояния:  $\sigma_{m \rightarrow i}(E)$

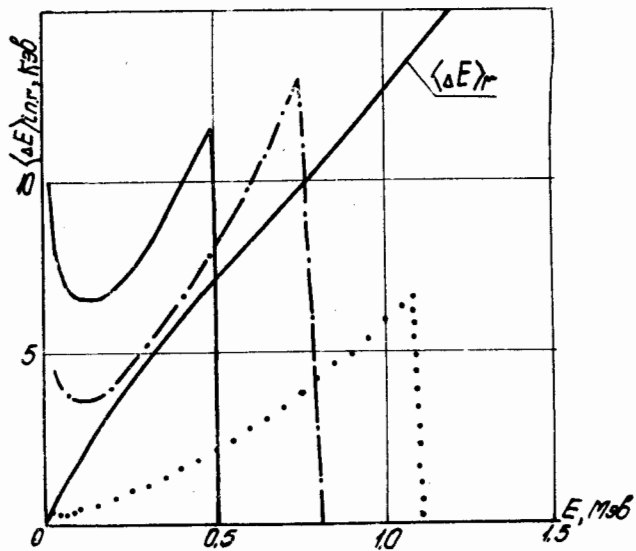


Рис. 3. Средняя энергия, переданная нейтрону при неупругом столкновении  $\langle E \rangle_{in}$  : - · -  $^{85m}\text{Kr}$ , —  $^{87m}\text{Sr}$ , ...  $^{91m}\text{Nb}$ .

$\langle E \rangle_r$  — средняя энергия отдачи для  $^{87m}\text{Sr}$ .

PRODUCTION DE NEUTRONS MONOCINETIQUES A L'AIDE  
DE CIBLES GAZEUSES DE DEUTERIUM ET DE TRITIUM .

G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, S. SEGUIN

*Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Château  
B.P. n° 61, 92120 Montrouge, France*

RESUME -

Deux cibles gazeuses de deutérium et de tritium, destinées à la production de neutrons rapides à partir des réactions  $D(d,n)^3\text{He}$  et  $T(p,n)^3\text{He}$  sont présentées . Le refroidissement des fenêtres d'entrée des cibles est assuré par circulation du gaz lui-même dans le cas de la cible de deutérium et par circulation d'hélium, dans une chambre à deux fenêtres, dans le cas de la cible de tritium . Les performances de ces cibles en fonction de la pression du gaz et de l'intensité du faisceau des particules incidentes, ainsi que la dispersion en énergie de chacune des cibles sont discutées pour des énergies de neutrons comprises entre 2 et 15 MeV .

ABSTRACT -

Two gas targets, one filled with deuterium and the other with tritium, are presented which have been designed for the production of fast neutrons from the  $D(d,n)^3\text{He}$  and  $T(p,n)^3\text{He}$  reactions . Cooling for the entrance window is achieved by circulation of the gas itself for the deuterium target and by helium circulation in a double window system for the tritium target . The performance of each target with regard to allowable beam current, neutron flux and neutron energy spread is discussed for neutron energies ranging from 2 to 15 MeV .

## 1 - INTRODUCTION -

Les études de diffusion de neutrons rapides, entreprises au Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, dans une gamme d'énergie s'étendant entre 2 et 15 MeV, nécessitant la production de flux importants de neutrons monocinétiques. Les réactions nucléaires  $D(d,n)^3\text{He}$  et  $T(p,n)^3\text{He}$ , induites par des faisceaux incidents délivrés par un accélérateur Van de Graaff Tandem peuvent produire des flux de neutrons avec une faible dispersion en énergie. De plus l'utilisation d'une cible gazeuse, dans laquelle la pression du gaz et le courant des particules incidentes admissibles sont accrus par l'emploi d'une fenêtre d'entrée refroidie par la circulation, soit du gaz constituant la cible [1], soit d'un gaz annexe [2], permet d'atteindre des valeurs de flux élevées. Nous avons réalisé deux cibles gazeuses, contenant l'une du deutérium, l'autre du tritium. Les matériaux qui les composent ont été choisis afin de réduire le flux des neutrons de bruit de fond. Les valeurs de la longueur des cibles, de l'épaisseur des fenêtres, de la pression du gaz et de l'ouverture angulaire du faisceau, adoptées sont telles que la dispersion en énergie des neutrons n'excède pas 150 keV dans la gamme d'énergie de 2 à 15 MeV. Ces cibles ont été utilisées lors de récentes expériences où l'on mesurait les sections efficaces de diffusion élastique et inélastique de neutrons [3], ou les sections efficaces de production de rayons  $\gamma$  émis après diffusion inélastique de neutrons [4]. Les mérites respectifs de ces deux modes de production de neutrons ont fait l'objet de nombreuses études [5]. Nous avons recherché, pour les deux cibles décrites ici, les gammes d'énergie où chacune d'elles peut être avantageusement utilisée.

## 2 - POSITION DU PROBLEME -

La qualité des mesures de diffusion de neutrons est liée à la forme monocinétique des spectres en énergie des neutrons incidents fournis par les cibles gazeuses. Elle dépend aussi, par les statistiques de comptage, de l'intensité des flux délivrés. La réaction  $D(d,n)^3\text{He}$  ( $Q = 3,226$  MeV), dont la section efficace différentielle à  $0^\circ$ , croit avec l'énergie des deutérons incidents [6], permet de produire des flux de neutrons importants entre 3 et 15 MeV.

Toutefois au-delà d'une énergie de deutérons correspondante à des neutrons monocinétiques de 9 MeV la section efficace de la réaction de cassure  $D(d,np)D$  ( $Q = -2,227$  MeV) augmente rapidement [7], et le spectre des neutrons émis n'est plus monocinétique. Nous pouvons alors utiliser la réaction  $T(p,n)^3He$  ( $Q = -0,764$  MeV) pour fournir des neutrons d'énergie supérieure à 9 MeV, bien que la section efficace différentielle à  $0^\circ$ , de cette réaction soit plus faible d'un facteur 3 environ que celle de la réaction  $D(d,n)^3He$  dans la gamme d'énergie des neutrons 9-15 MeV [6]. En effet la réaction de cassure du triton  $T(p,np)D$  ( $Q = -6,258$  MeV) peut être considérée comme négligeable, la section efficace de cette dernière n'excédant pas 1% de celle de la réaction  $T(p,n)^3He$  pour des neutrons d'énergie inférieure à 16 MeV [8].

D'autres facteurs peuvent créer un bruit de fond indésirable dans le spectre des neutrons issus de la cible. Ce sont les réactions  $(d,n)$  ou  $(p,n)$  sur les éléments constituant la cible ou sur les produits de contamination de cette dernière comme le carbone. Ce sont aussi les réactions  $(n,n')$  sur l'enveloppe de la cible. En conséquence les cibles ont été conçues de façon à minimiser ces effets.

Une cible est caractérisée par le flux des neutrons émis et par la dispersion en énergie de ces derniers. Le flux des neutrons issus d'une cible gazeuse est proportionnel à la section efficace de la réaction productrice de neutrons, à la longueur de la cible, à la pression du gaz et au courant des particules incidentes. La dispersion énergétique des neutrons résulte principalement de trois contributions : le "straggling" dans les fenêtres, la perte d'énergie des particules incidentes dans le gaz le long de la cible et la dispersion en énergie due à l'ouverture angulaire du faisceau des neutrons au niveau de l'échantillon diffuseur. Pour produire des flux de neutrons élevés, tout en tenant compte d'une dispersion en énergie compatible avec l'expérience envisagée, il est nécessaire d'obtenir un courant de particules incidentes aussi grand que possible au niveau de la cible. La valeur de ce courant est limitée par la tenue, sous faisceau, des feuilles d'entrée des cibles. Ces feuilles doivent être fines pour que la perte d'énergie et surtout le "straggling" en énergie soient faibles, mais elles doivent, en outre, avoir une tenue mécanique suffisante pour contenir le gaz dans la cible, malgré un échauffement important causé par le passage du faisceau [9].

Elles doivent, de plus, être peu perméables au gaz de la cible, notamment lorsqu'il s'agit de tritium, et produire peu de neutrons de bruit de fond par réaction (d,n) ou (p,n). L'évacuation de l'énergie accumulée sur les feuilles se fait principalement par convection; nous utilisons une convection forcée, par circulation soit du gaz de la cible soit d'un gaz inerte, qui refroidit efficacement les fenêtres et augmente la limite permise pour le courant.

### 3 - DESCRIPTION DES CIBLES -

La cible gazeuse de deutérium [10] se compose de deux éléments principaux (fig. 1) : le corps de la cible, long de 30 mm et isolé du système à vide par une fenêtre de Havar\* de  $4 \text{ mg/cm}^2$  d'épaisseur, et le système de circulation du deutérium, qui assure le refroidissement de la fenêtre. La pression du deutérium est limitée à  $3 \text{ kg/cm}^2$  et le courant à  $7 \text{ }\mu\text{A}$  réparti sur une surface de  $4 \text{ mm}^2$ . L'intérieur de la cible est chemisé de tantale afin de réduire la production de neutrons de réaction (d,n). Cette cible possède, en outre, deux fenêtres latérales à travers lesquelles on compte les protons de la réaction  $\text{D(d,p)T}$  : on réalise ainsi une mesure relative du flux des neutrons émis.

Le souci de la sécurité radiologique nous a conduit à concevoir une cible gazeuse de tritium dont la manipulation et le fonctionnement soient très sûrs. Une description détaillée de cette cible est donnée par ailleurs [11]. Elle comprend un corps de cible, auquel est associé un circuit de remplissage et de vidange du tritium, et une chambre à deux fenêtres en  $^{58}\text{Ni}$ , de  $4,5 \text{ mg/cm}^2$  d'épaisseur chacune, qui isole la cible du vide de l'extension et dans laquelle circule de l'hélium destiné à refroidir les fenêtres (fig. 2). Le corps de la cible est un cylindre de nickel naturel de 30 mm de long, 10 mm de diamètre et 1 mm d'épaisseur. La pression maximale du tritium est de  $3 \text{ kg/cm}^2$  et le courant limité à  $5 \text{ }\mu\text{A}$  est réparti sur une surface de  $6 \text{ mm}^2$ .

---

\*Hamilton Watch Co. Lancaster, Pa 17604 U.S.A. Le Havar est un alliage complexe de Co, Fe, Cr et Ni de grande résistance à la traction même à température élevée.



Le disque d'arrêt du faisceau est en  $^{58}\text{Ni}$  ( $270 \text{ mg/cm}^2$ ) pour la spectrométrie des neutrons, et en  $\text{Au}$  ( $193 \text{ mg/cm}^2$ ) pour les mesures de production de rayons  $\gamma$ . Le  $^{58}\text{Ni}$ , dont le bilan de la réaction (p,n) est  $Q = - 9,350 \text{ MeV}$ , permet de réduire notablement le flux des neutrons parasites et l'or, avec une barrière coulombienne élevée, diminue le flux des rayons  $\gamma$  issus de la cible. L'étanchéité des divers éléments de la cible est assurée par des joints en or pour éviter la diffusion du tritium.

La figure 3 montre un spectre, obtenu par la méthode du temps de vol, de neutrons produits par la cible de deutérium avec des deutérons incidents de  $5,12 \text{ MeV}$ , tandis que la figure 4 donne un spectre de neutrons délivrés par la cible de tritium lorsque l'énergie des protons incidents est  $12 \text{ MeV}$ . Nous constatons sur les deux figures que le pic de neutrons se détache nettement d'un bruit de fond faible. En l'absence de gaz dans les cibles nous ne détectons pratiquement plus de neutrons ce qui justifie en particulier le choix des matériaux utilisés.

#### 4 - RESULTATS ET DISCUSSION -

Nous avons calculé, pour chaque cible gazeuse, le flux des neutrons délivrés en fonction de leur énergie et pour diverses valeurs de la dispersion en énergie de ce flux. A chaque valeur de l'énergie, le flux a été obtenu pour un courant incident de  $1 \mu\text{A}$  et pour différentes valeurs de la pression du gaz dans les cibles, entre  $0,1 \text{ kg/cm}^2$  et la pression limite pour les deux cibles, de  $3 \text{ kg/cm}^2$ . De même à chaque valeur de l'énergie des neutrons, la dispersion en énergie du flux des neutrons a été calculée ; elle résulte d'une part de deux contributions indépendantes de la pression du gaz, le "stragglings" en énergie dans les fenêtres et l'ouverture angulaire du faisceau des neutrons, que nous avons prise égale à  $10^\circ$  pour les deux cibles, et d'autre part d'une contribution qui en dépend, la perte d'énergie du faisceau incident dans le gaz des cibles. Les résultats sont rassemblés dans la figure 5, où les tracés continus et pointillés représentent la variation avec l'énergie du flux délivré par chaque cible, pour plusieurs valeurs de la dispersion en énergie des neutrons.

Les deux courbes en trait épais indiquent les limites d'utilisation des deux cibles, au-delà desquelles il peut y avoir rupture de la fenêtre d'entrée. Si nous restons en dessous de ces limites, nous constatons que, pour la cible de tritium, la dispersion en énergie varie entre 75 et 120 keV dans la gamme d'énergie 2-15 MeV et que le flux disponible est limité à  $10^8$  neut./sr.  $\mu$ A au-delà de 6 MeV ; d'autre part la dispersion en énergie varie, pour la cible de deutérium, entre 80 et 190 keV dans la gamme d'énergie 5-15 MeV, et le flux délivré peut être supérieur à  $2 \cdot 10^8$  neut./sr.  $\mu$ A.

Ainsi l'utilisation soit de la cible de deutérium soit de la cible de tritium permet, à partir des réactions  $D(d,n)^3\text{He}$  et  $T(p,n)^3\text{He}$  respectivement, de produire entre 2 et 15 MeV des flux de neutrons importants avec une bonne résolution en énergie. Le domaine de fonctionnement de la cible de deutérium s'étend entre 5 et 9 MeV ; au-delà apparaît la réaction de "break-up"  $D(d,np)D$  qui limite l'emploi de cette cible comme source de neutrons monocinétiques. La cible de tritium permet de couvrir les gammes d'énergie 2-5 MeV et 9-15 MeV.

Une étude des deux modes de production de neutrons a été faite à l'énergie des neutrons de 8 MeV, où les domaines d'utilisation des cibles se recouvrent ; les conditions de dispersion en énergie et de flux étaient identiques. La diffusion élastique des neutrons de 8 MeV sur l'oxygène convient très bien pour apprécier la qualité des flux de neutrons primaires ; en effet les sections efficaces présentent des résonances nombreuses et aiguës autour de cette énergie, pour ce corps, et les effets cinématiques sont importants. Ainsi la dispersion en énergie de la cible où la présence de neutrons parasites peut entraîner de grandes variations dans les sections efficaces mesurées. Les distributions angulaires, présentées dans la figure 6, montrent que les mesures de diffusion utilisant, comme sources de neutrons, les réactions  $D(d,n)^3\text{He}$  et  $T(p,n)^3\text{He}$  sont concordantes. Les flux de neutrons délivrés par les deux cibles à l'énergie de 8 MeV sont de qualité comparable. Ainsi, il est possible de prolonger, avec la cible de tritium, la production de neutrons monocinétiques au-delà de 9 MeV.

#### REFERENCES

- [1] - J.S.C. Mc KEE, Nucl. Instr. Meth. 57 (1967) 179 .  
M.J. SCOTT et R. LINDGREN, Rev. Sci. Instr. 28 (1957) 1090 .  
A.C.B. RICHARDSON, Rev. Sci. Instr. 31 (1960) 1202 .
- [2] - R. NOBLES, Rev. Sci. Instr. 28 (1957) 962 .
- [3] - R. SHAMU, E. BERNSTEIN, G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE,  
M.T. Mc ELLISTREM, Y. PATIN, J. RAMIREZ et J. SIGAUD, "The determination  
of Nuclear deformations from neutron scattering measurements" . Cette  
Conférence .  
J. LACHKAR, G. HAOUAT, M.T. Mc ELLISTREM, Y. PATIN et J. SIGAUD,  
"Diffusion élastique et inélastique des neutrons rapides par les isotopes  
pairs de Se" . Cette Conférence .  
G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD et F. COÇU, "Analyse des  
données expérimentales à l'interaction de neutrons d'énergie inférieure  
à 20 MeV avec le carbone" . Cette Conférence .
- [4] - J. SIGAUD, Y. PATIN, M.T. Mc ELLISTREM, G. HAOUAT et J. LACHKAR,  
"Etude des réactions (n,n' $\gamma$ ) sur les isotopes pairs de Se et Ge" .  
Cette Conférence .
- [5] - J.H. COON, Fast neutron Physics (J.B. MARION et J.L. FOWLER), Vol. 1, p. 677  
Intersciences Publishers Inc. N.Y. (1960) .  
M. SOLEILHAC, "Production de neutrons monocinétiques jusqu'à 20 MeV avec  
des accélérateurs du type Van de Graaff", Note CEA à paraître .
- [6] - H. LISKIEN et A. PAULSEN, Nuclear data tables 11 (1973) 569 .  
M. DROSG et D.M. DRAKE, Rapport LA 5732-MS (1974) .

- [7] - L. CRANBERG, A.H. ARMSTRONG et R.L. HENKEL, Phys. Rev. 104 (1956) 1639 .  
H.G. LEFEVRE, R.R. BORCHERS et C.H. POPPE, Phys. Rev. 128 (1962) 1328 .  
J.E. BROLLEY Jr., J.L. FOWLER, Fast neutron Physics, p. 81, (J.B. MARION  
et J.L. FOWLER), Interscience Publishers Inc. N.Y. (1960) .
- [8] - D.K. Mac DANIELS, M. DROSG, J.C. HOPKINS et J.D. SEAGRAVE, Phys. Rev.  
C6 (1972) 1593 .
- [9] - N. JARMIE, L.J. MORRISON et J.C. MARTIN, Nucl. Instr. Meth. 116 (1974) 451.  
J.D. CARLSON, Nucl. Instr. Meth. 113 (1973) 541 .
- [10] - S. SEGUIN, Rapport interne D.O. 0074 (1971) .
- [11] - G. HAOUAT et S. SEGUIN, Note CEA N. 1739 (1974) .
- [12] - W.E. KINNEY et F.G. PEREY, Rapport O.R.N.L. 4780 (1972) .
-

## LEGENDE DES FIGURES

Figure 1 : Cible gazeuse de deutérium .

1 a : Corps de la cible .

1 b : Système de circulation et refroidissement de la fenêtre .

Figure 2 : Cible gazeuse de tritium .

2 a : Corps de la cible .

2 b : Circuit de remplissage du tritium . Système de circulation et refroidissement des fenêtres .

Figure 3 :

Spectre de temps de vol des neutrons produits par la cible gazeuse de deutérium avec des deutérons incidents de 5,12 MeV . L'énergie des neutrons de la réaction  $D(d,n)^3\text{He}$  est 8,0 MeV . L'angle de détection est  $0^\circ$  et la base de vol 8,0 m . Le pic des neutrons de 8,0 MeV est repéré par la lettre n . A plus basse énergie apparaissent des pics de neutrons dus à la réaction (d,n) sur les constituants de la cible . On peut remarquer qu'à l'énergie des deutérons de 5,12 MeV la contribution de la réaction de break-up est faible .

Nous avons porté en haut de la figure l'échelle en énergie des neutrons .

Figure 4 :

Spectre de temps de vol des neutrons produits par la cible gazeuse de tritium avec des protons incidents 12,0 MeV . L'énergie des neutrons de la réaction  $T(p,n)^3\text{He}$  est 11,1 MeV . L'angle de détection est  $0^\circ$ , et la base de vol 12,0 m . Le pic des neutrons de 11,1 MeV est repéré par la lettre n . Les deux pics repérés par la lettre  $\gamma$  représentent les rayonnements  $\gamma$  émis par le diaphragme d'entrée de la cible et le disque d'arrêt du faisceau . A plus basse énergie il apparaît une distribution continue de neutrons due essentiellement à la réaction (p,n) sur les constituants de la cible .

Nous avons porté en haut de la figure l'échelle en énergie des neutrons .

Figure 5 :

Variation, avec l'énergie des neutrons, du flux délivré par les cibles gazeuses de deutérium et de tritium, pour plusieurs valeurs de la dispersion en énergie des neutrons .

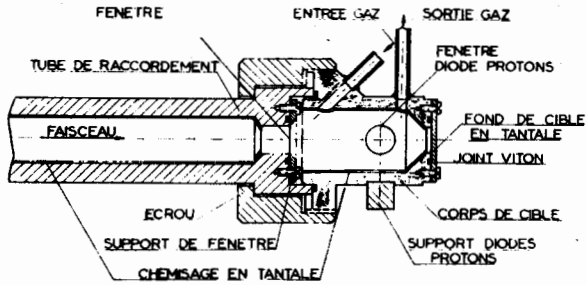
- a) Les courbes en tracé continu correspondent à la cible de deutérium (D) ; elles représentent la variation du flux pour une dispersion en énergie des neutrons constante, et indiquée sur chaque courbe en keV . La courbe en trait épais, marquée  $\phi_{L,D}$ , indique le flux limite délivré par cette cible lorsque le courant des deutérons incidents est 1  $\mu$ A .
- b) Les courbes en pointillé correspondent à la cible de tritium (T) ; elles représentent la variation du flux pour une dispersion en énergie des neutrons constante, et indiquée sur chaque courbe en keV . La courbe en trait épais, marquée  $\phi_{L,T}$ , indique le flux limite délivré par cette cible lorsque le courant des protons incidents est 1  $\mu$ A .

Figure 6 :

Distributions angulaires de neutrons diffusés élastiquement par  $^{16}\text{O}$  :

- a) Pour des neutrons incidents de  $8,04 \pm 0,10$  MeV produits par la réaction  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$  .
- b) Pour des neutrons incidents de  $8,04 \pm 0,10$  MeV produits par la réaction  $\text{T}(p,n)^3\text{He}$  .
- c) Comparaison avec les données de KINNEY et al. [12] à  $8,04 \pm 0,05$  MeV en réaction  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$  .

**a - SCHEMA DETAILLE  
CIBLE DEUTERIUM**



**b - SCHEMA DU CIRCUIT  
DE REFROIDISSEMENT DU GAZ**

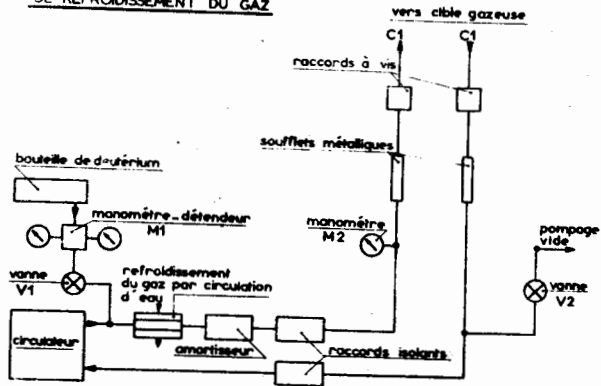
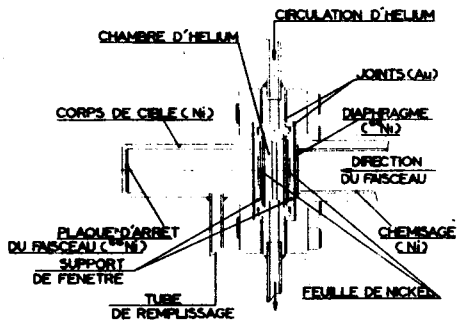
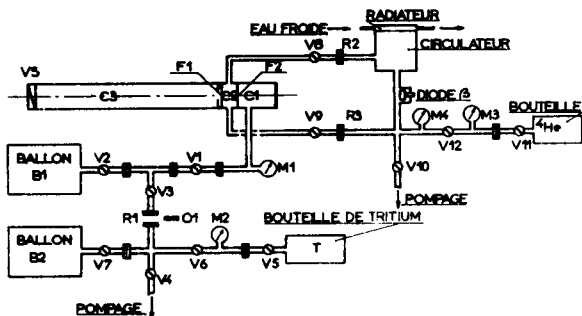


FIGURE 1



a CORPS DE CIBLE ET ASSEMBLAGE



b CIRCUIT DE REMPLISSAGE DE TRITIUM  
ET  
SYSTEME DE CIRCULATION ET REFROIDISSEMENT  
DE L'HELIUM

FIGURE 2



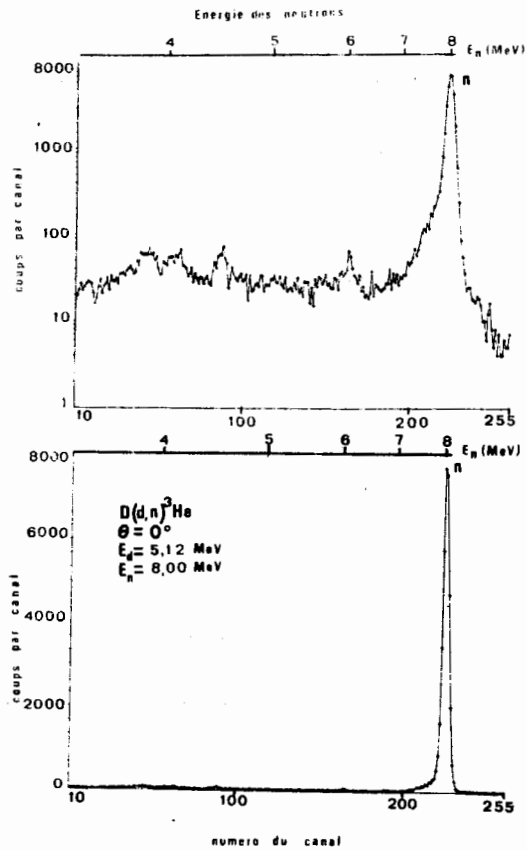


FIGURE 3

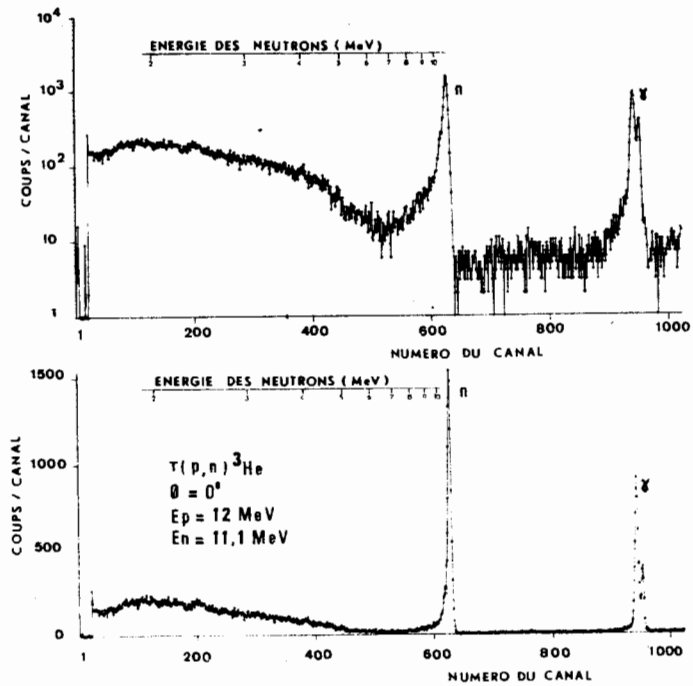
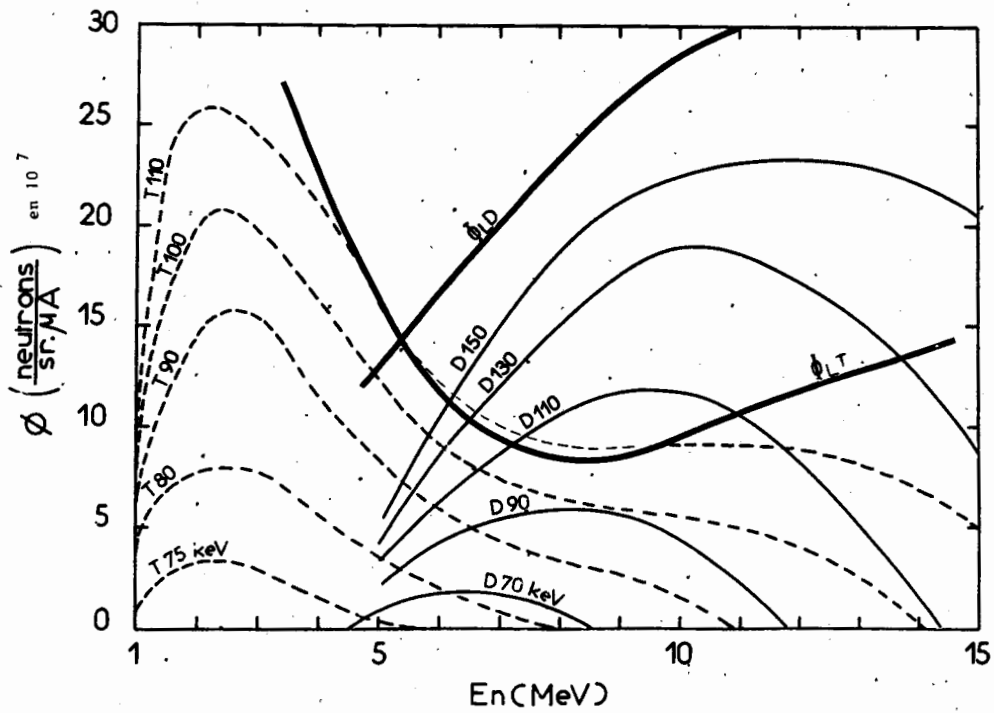


FIGURE 4

FIGURE 5  
250



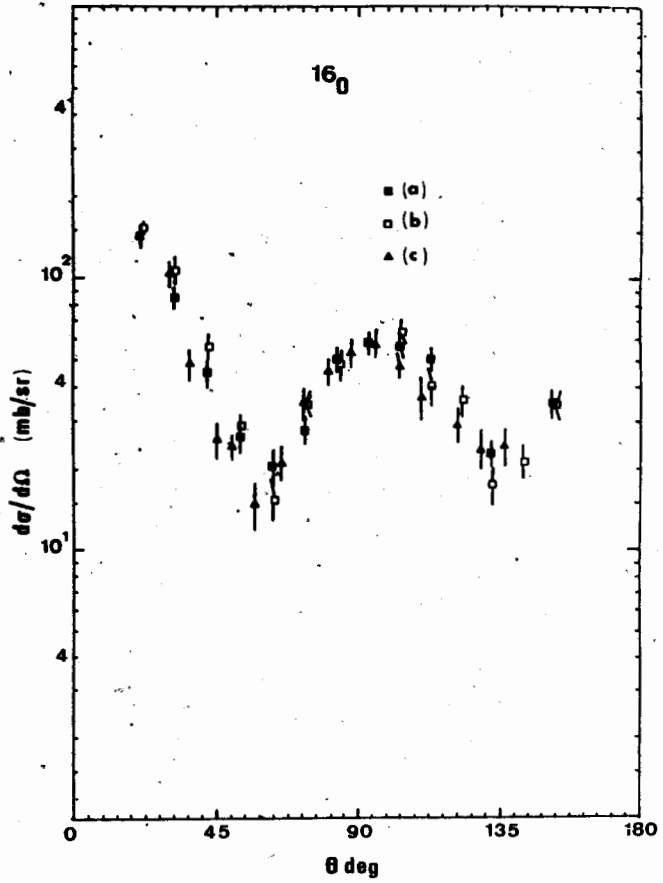


FIGURE 6

О ВРЕМЕННОМ РАЗРЕШЕНИИ СПЕКТРОМЕТРА  
НЕЙТРОНОВ НА БАЗЕ КРИСТАЛЛА  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$

М.В. Блинов, В.А. Витенко  
(Радиевый институт им. В.Г. Хлопина)

Аннотация

В докладе сообщается о методе получения высокого временного разрешения спектрометра ( $\sim 1\text{нс}$ ) при использовании в качестве нейтронного детектора кристалла  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ . Спектрометр времени пролета на базе этого кристалла позволяет проводить измерения спектров нейтронов в широком диапазоне энергий ниже 3 МэВ при эффективной дискриминации  $\gamma$ -квантов.

Abstract

The method of obtaining high time resolution of the time-of-flight spectrometer ( $\sim 1\text{ns}$ ) with the use of crystal  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$  as a neutron detector is reported. This spectrometer enables to make measurements of neutron spectra in a wide energy range below 3 MeV at effective  $\gamma$ -ray discrimination.

Кристалл  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$  позволяет проводить измерения спектров нейтронов по времени пролета в широком диапазоне энергий ниже 2-3 МэВ [1]. Однако существенной трудностью в случае использования этого кристалла является получение высокого временного разрешения из-за его большого времени высвечивания ( $\tau = 1,2$  мкс [2]). Количество света, излучаемого кристаллом при захвате нейтрона ядром лития-6 в промежутке времени 1-2 нс, мало и форма токового сигнала от фотоумножителя испытывает большие флуктуации. Для уменьшения этого эффекта необходимо иметь кристалл с большим световым выходом и фотоумножитель с максимальным квантовым выходом фотокатода. Это позволяет увеличить импульс тока с анода фотоумножителя. Однако не удается получить амплитуду сигнала, значительно превосходящего амплитуду от одноэлектронного импульса. В связи с этим порог регистрации импульсов от нейтронов должен устанавливаться на одноэлектронном уровне. Эти меры позволяют уменьшить флуктуации отметки времени регистрации нейтрона. Некоторая дополнительная флуктуация появляется в связи с тем, что при измерении нейтронных спектров амплитуда сигнала от ФЭУ несколько меняется в зависимости от энергии нейтрона. Применение обычных формирователей с амплитудной компенсацией [6] не позволяет исключить такую флуктуацию, поскольку эти формирователи требуют сигнала стандартной формы. В связи с этим необходимо ввести формирование сигналов по длительности. В случае использования только быстрого канала измерения времени пролета нейтрона не удастся провести достаточно эффективную дискриминацию собственного фона ФЭУ и импульсов от  $\gamma$ -квантов источника. Поэтому необходимо иметь спектрометрический медленный канал, где постоянная интегрирования обеспечивает энергетическое разрешение для тепловых нейтронов ~10%.

Блок-схема спектрометра приведена на рис. 1. "Нуль времени" задавался регистрацией осколков деления  ${}^{252}\text{Cf}$  помещенного в газовую сцинтилляционную камеру, наполненную ксеноном. Нейтронный детектор являлся кристалл  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$  размером 10 x 2 мм, соединенный с фотоумножителем ФЭУ-71.

Электронная часть спектрометра представляла собой быструю медленную схему. По быстрому каналу проводилось измерение

времени пролета нейтронов, по медленному — отбор амплитуд. Быстрые отрицательные сигналы от обоих ФЭУ усиливались ( $K \approx 10$ ) и формировались по длительности ( $t \sim 5$  нс). Далее сигналы поступали на быстрые дискриминаторы, где производился отбор по амплитуде (от  $\alpha$ -частиц по осколочному каналу и от шумов по нейтронному каналу), а также проводилась амплитудная компенсация. Затем сигналы поступали на входы время-амплитудного преобразователя (ВАП). С выхода ВАПа сигнал, амплитуда которого пропорциональна времени пролета нейтрона, поступал на 1000-канальный анализатор. Запись информации проводилась только в том случае, когда амплитуда сигнала по медленному каналу нейтронного детектора достигала уровня сигнала от тепловых нейтронов. На рис. 2 представлен аппаратный спектр по времени пролета для нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , измеренный в данной работе на пролетном расстоянии 25 см. Разрешающее время, определенное как полная ширина  $\gamma$ -пики на полувысоте, было равно 1,2 нс. Ширина пика на уровне 1% от высоты равнялась 3 нс. Энергетическое разрешение для нейтронов с энергией 100 кэВ и для пролетной базы 100 см, оцененное по временному разрешению, равно 1 кэВ. Энергетическое разрешение оценивалось также по форме резонансного пика в зависимости сечения реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)$  от энергии нейтронов. Как видно из рис. 2, спектр между  $\gamma$ -пиком и распределением нейтронов деления на базе 25 см уже выходит практически на уровень фона. Такой результат при использовании литиевого сцинтилляционного стекла был получен только на базе 134 см [3]. Это связано с тем, что импульсы от тепловых нейтронов в литиевом стекле имеют такую же амплитуду, как  $\gamma$ -лучи с энергией 0,8 МэВ [7], а в кристалле  $^6\text{LiI}(\text{Eu})$  — как  $\gamma$ -лучи с энергией 4 МэВ [5]. Такой эффект приводит практически к существенно меньшей эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов в случае использования кристалла.

Ранее в нашей работе [1] для время-пролетного спектрометра на базе кристалла  $^6\text{LiI}(\text{Eu})$  было получено разрешение, равное 3 нс. Краткие сведения об использовании спектрометра такого же типа имеются в работе [4], где разрешение было хуже 4 нс.

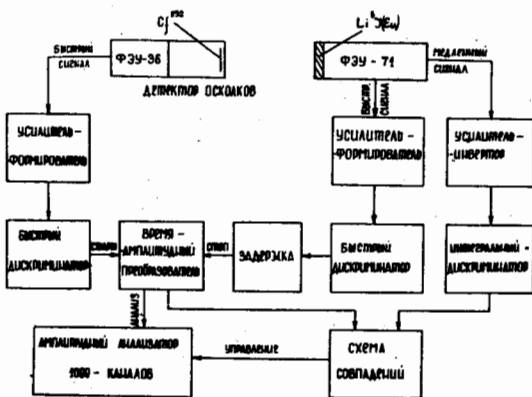


Рис.1. Блок-схема спектрометра

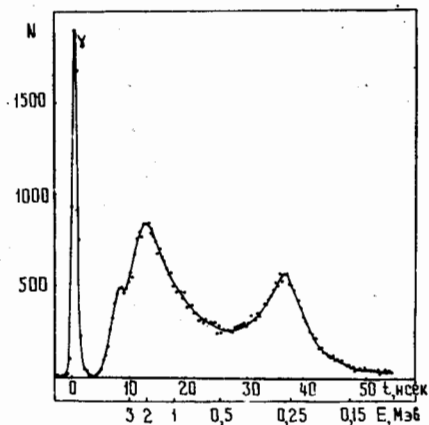


Рис.2. Аппаратурный спектр по времени пролета для нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ , измеренный в настоящей работе



Высокое временное разрешение и эффективная дискриминация  $\gamma$ -квантов в данном спектрометре позволяют проводить измерения спектров нейтронов в широком диапазоне энергий.

#### Л и т е р а т у р а

1. М.В. Блинов, В.А. Витенко, Н.М. Казаринов, И.Т. Крисюк, В.Т. Туз, Нейтронная физика. Материалы 2 Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Обнинск, 1974, ч. 4, стр. 136.
2. В.О. Вяземский и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Атомиздат, 1961.
3. J.W. Meadows Phys. Rev. 157, 1076, 1967.
4. В.Н. Нефедов, Б.И. Старостов, Нейтронная физика. Материалы 2 Всесоюзной конференции по нейтронной физике Обнинск, 1974, ч. 4, стр. 155, 163.
5. Б.В. Рыбаков, В.А. Сидоров, Спектрометрия быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.
6. D.L. Wieber, H.W. Lefevr 12th Nucl. Sci. Symposium Proc. IEEE-SF Report UCRL-16227 (1965).
7. Физика быстрых нейтронов. Под ред. Дж. Мариона, Дж. Фаулера. М., Атомиздат, 1966, т. 2.

ТОЧНОСТЬ РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ  
Л. В. Чулков

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова

Аннотация

В работе обсуждаются некоторые вопросы точности расчета величины эффективности регистрации нейтронов сцинтилляционным спектрометром.

Abstract

Some accuracy aspects of the neutron detection efficiency calculation for an organic scintillator are discussed.

Введение. Основным процессом, определяющим общие характеристики спектрометра нейтронов на основе кристалла стибена, является упругое рассеяние нейтронов водородом, который входит в состав сцинтиллятора. Однако при энергии нейтронов более 7 Мэв на величину эффективности регистрации нейтронов начинают оказывать влияние различные реакции на углероде. В работе [1] показано, что при энергии нейтронов 12 Мэв и пороге регистрации около 1 Мэв вклад в эффективность от регистрации  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}(n,n2\alpha)^4\text{He}$  достигает 30% полной величины эффективности. При дальнейшем возрастании энергии вступают в игру реакции с образованием протонов, дейтронов и реакция  $(n,2n)$ .

В настоящей работе изучалась чувствительность эффективности к изменению сечений реакций  $^{12}\text{C}(n,n'2\alpha)^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}(n,n'p)^{11}\text{B}$  и световыход для альфа-частиц в пределах точности их определения.

Эффективность регистрации и форма линии. Расчет проводился методом прямого моделирования взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора. Предварительно была проведена калибровка и оценка необходимых сечений. В расчетах учитывались также анизотропия световыхода для протонов.

Результаты расчета эффективности для цилиндрического кристалла стибена ( $\phi = 50$  мм,  $h = 50$  мм) представлены в таблице. В верхней строке таблицы указаны величины порогов регистрации в единицах эквивалентных энергий электронов, каждому из которых соответствует два столбца значений эффективности.

(Первый столбец соответствует направлению движения нейтронов параллельно оси кристалла, второй — перпендикулярно.) В левом столбце таблицы указаны значения энергий нейтронов.

Эффективность регистрации нейтронов

E, МэВ	Пороги регистрации, МэВ							
	0,06		0,10		0,20		0,60	
1,0	40,0	34,7	26,9	24,2	1,3	3,3	0	0
2,0	40,0	33,0	36,0	30,1	27,2	22,6	0,1	0,7
3,0	35,7	30,1	33,5	28,1	28,8	24,6	11,0	11,3
4,0	31,5	26,0	29,9	24,9	27,1	22,1	17,3	14,9
5,0	28,8	23,2	27,7	22,4	25,8	20,6	19,2	15,7
7,0	24,0	19,3	23,4	19,3	21,8	18,1	17,7	14,7
9,0	23,5	19,1	21,9	18,0	18,9	15,8	15,8	13,4
11	20,1	16,3	19,1	15,4	17,3	13,7	14,2	11,2
14	21,5	17,3	20,5	16,6	18,3	14,7	13,2	10,6
17	20,8	16,6	19,5	15,7	17,1	13,8	12,2	9,7
20	19,4	15,2	18,0	14,3	15,2	12,1	10,7	8,4
25	17,4	13,8	16,4	13,0	14,4	11,5	10,5	8,1
30	15,8	12,8	14,8	11,8	13,1	10,2	9,4	7,3
40	13,7	10,4	12,4	9,4	10,8	8,3	7,5	5,8
50	12,4	9,5	11,2	8,6	9,7	7,5	6,7	5,0

Измерения эффективности регистрации нейтронов в области энергий от 10 МэВ показали хорошее согласие расчета с экспериментом. Измерения были проведены нами с использованием нейтронного источника  $^{252}\text{Cf}$ .

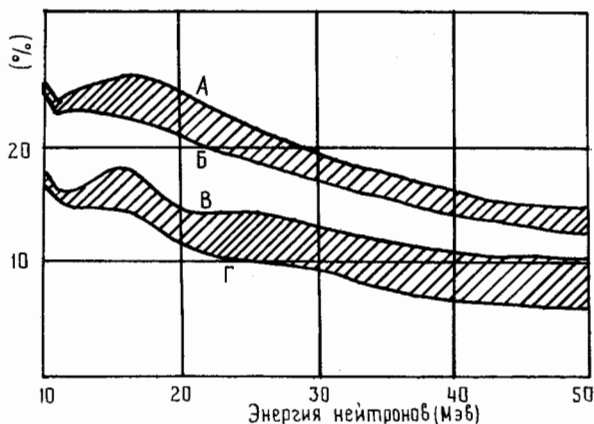
Результаты расчета формы линии также удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [2] для обоих направлений движения нейтронов. Однако при энергии нейтронов более 18 МэВ наблюдаются расхождения в области малых значений амплитуд импульсов, достигающие 50%. Эти отклонения в основном связаны с приближениями, сделанными при моделировании различных ветвей реакции  $^{12}\text{C}(n, n' 2\alpha)^4\text{He}$ .

### Точность расчета эффективности.

Предварительные расчеты показали, что вклад в эффективность регистрации нейтронов в области энергий 10-50 Мэв от взаимодействий нейтронов с углеродом в основном определяется реакциями  $^{12}\text{C}(n, n' 2\alpha)^4\text{He}$  и  $^{12}\text{C}(n, n' p)^{11}\text{B}$ . Точность определения величины сечения реакции  $^{12}\text{C}(n, n' 2\alpha)^4\text{He}$  не превышает 30%. Экспериментальные данные по изменению сечения реакции  $^{12}\text{C}(n, n' p)^{11}\text{B}$  в литературе отсутствуют и величина сечения этой реакции была получена из данных по зеркальной реакции  $^{12}\text{C}(p, p' n)^{11}\text{C}$ .

Расчеты проводились при вариации сечений указанных реакций на 30 и 50% соответственно. Изменение сечений реакций компенсировалось изменением сечения неупругого рассеяния так, чтобы величина полного сечения, принятая в расчетах, оставалась постоянной.

Изменение величины сечения каждой из указанных реакций в таких пределах приводит к 5-10%-ному изменению в величине эффективности регистрации.



Точность расчета эффективности

Экспериментальные данные по световыходу для  $\alpha$ -частиц весьма скудные. Точность определения световыхода не превышает 30%. Вариация световыхода в пределах 30% приводит к 10-15%-ному изменению эффективности при пороге регистрации 1,5 Мэв и не оказывает существенного влияния при низких порогах регистрации ( $\sim 0,2$  Мэв).

На рисунке приведены результаты расчета эффективности для значений порогов регистрации нейтронов 0,2 (кривые А и Б) и 1,5 Мэв (кривые В и Г). Расчеты проведены при одновременном увеличении сечения реакции  $^{12}\text{C}(n, n' 2\alpha)^4\text{He}$  на 30%, сечения реакции  $^{12}\text{C}(n, n' p)^{11}\text{B}$  на 50% и увеличение световыхода на 30% (кривые А и В), а также при одновременном аналогичном уменьшении указанных параметров (кривые Б и Г).

#### Л и т е р а т у р а

1. Е. А. Кузьмин, Н. И. Сидоров, Л. В. Чулков, Г. Б. Янков. Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. г. Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г., т. 4, стр. 293.
2. Л. А. Трыков, Н. Д. Тифяков, Ю. В. Фадеев. ПТЭ, 1 (1973), 51.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЙТРОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ  
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ I — 10 Мэв

Н.В.Корнилов, В.И.Пляскин

(Физико-энергетический институт, г.Обнинск)

**Аннотация**

Проведены теоретические и экспериментальные исследования метода измерения эффективности нейтронных детекторов по рассеянию нейтронов с энергией 14 Мэв на водородсодержащем сцинтилляторе.

**ABSTRACT**

The theoretical and experimental investigations of the method of neutron detector efficiency measurement on the basis of the 14 MeV neutron scattering by hydrogenous scintillator are given.

Важной характеристикой нейтронного спектрометра, во многом определяющей точность эксперимента, является эффективность детектора к нейтронам разных энергий.

В последние годы опубликован ряд работ [1,2], в которых описан метод измерения эффективности в интервале I — II Мэв, основанный на рассеянии 14 Мэв нейтронов на водороде сцинтиллятора. Преимущества этого метода очевидны:

а) измерение эффективности в широком энергетическом интервале при наличии источника 14 Мэв нейтронов;

б) сечение рассеяния на водороде известно с точностью 0,5 %;

в) можно исключить нейтроны, рассеянные углеродом сцинтиллятора.

### Эксперимент

Рассматриваемый метод реализован на ускорителе КГ-0,25, работающем в непрерывном режиме. Исследуемый детектор располагался под углами от 30 до 75° по направлению к первичному пучку нейтронов через каждые 3°. Детектор-рассеиватель состоял из кристалла стибьена (высотой и радиусом 3;0,5 см) и ФЭУ-30. Выделение нейтронов, рассеянных под заданным углом, осуществлялось методом времени пролёта. Стартовыми сигналами служили импульсы с исследуемого детектора, стоповыми — задержанные импульсы с детектора-рассеивателя. Порог в детекторе — рассеивателе для каждого угла устанавливался при энергии протонов отдачи на ~2,5 Мэв меньше, чем полезных протонов. Отношение эффект/фон составило ~7/1 и 3/1 при углах 75 и 30°.

### Расчёт поправок

Для определения относительного хода эффективности необходимо определить число нейтронов  $N(\theta)$ , регистрируемых детектором, расположенным под углом  $\theta$ , в плоскости  $(x, z)$ . Первичные нейтроны с энергией  $E_0$  падают параллельным потоком на рассеиватель, ось которого параллельна оси  $Y$ . Энергия нейтронов  $E$ , связана простым соотношением с  $E_0$  и  $\theta$ . Можно записать, что

$$N(\theta) = N_1(\theta) \left( 1 + \frac{N_2(\theta, E)}{N_1(\theta)} \right) \eta(E) \bar{\xi}(E) \xi(E) \Omega, \quad (I)$$

- где  $N_1(\theta)$  — поток нейтронов из кристалла рассеивателя с энергией  $E$  в единичный телесный угол;  
 $I - \eta(E)$  — доля потерянных протонов отдачи за счёт краевого эффекта;  
 $I - \bar{\xi}(E)$  — доля потерянных протонов отдачи за счёт разрешения;  
 $\xi(E), \Omega$  — эффективность нейтронного детектора и его телесный угол;

$\frac{N_2(\theta, E_1)}{N_1(\theta)}$  доля нейтронов, попавших в детектор после многократного рассеяния и обладающих энергией  $E_1$ .

Как показано в работе [2],  $N_1(\theta)$  и  $\eta(E)$  могут быть рассчитаны аналитически. Не приводя подробно всех выкладок, дадим окончательные результаты

$$N_1(\theta) = n_0 N_{2g}^H \sigma(\theta) \left(1 - \frac{\int \Sigma(E_0) R}{3\pi}\right) e^{-\Sigma(E)\ell},$$

где  $n_0$  - плотность потока первичных нейтронов;  
 $N_{2g}^H$  - полное число ядер водорода в рассеивателе;  
 $\sigma(\theta)$  - микроскопическое сечение рассеяния на водороде на угол  $\theta$ ;  
 $\Sigma(E_0), \Sigma(E_1)$  - полные сечения взаимодействия нейтронов с энергией  $E_0$  и  $E_1$ ;  
 $\ell$  - среднее расстояние пройденное рассеянными нейтронами в кристалле:

$$\ell = \frac{3R}{3\pi} + |\Delta\ell| \cos \theta;$$

$\Delta\ell = -\Sigma(E_0)R^2/4 \left(1 - \frac{\int \Sigma(E_0)R}{3\pi}\right)$  - сдвиг центра тяжести взаимодействий в кристалле за счёт ослабления первичного пучка:

$$\eta(E) = \frac{2}{\pi} \left( \arcsin(1-x^2)^{1/2} - x(1-x^2)^{1/2} \right)$$

при  $x = \sqrt{v_1/2R}$ .

где  $v_1$  - длина пробега, на которой протоны отдачи в кристалле-рассеивателе потеряют энергию, достаточную для формирования импульса выше порога. Пробег в данной работе определялся соотношением  $v = 1,63 E^{1,8} \cdot 10^{-3}$  см [4].

Величина  $\bar{\xi}(E)$  определяется порогом в детекторе-рассеивателе и при описанных экспериментальных условиях  $1 - \bar{\xi} \leq 3 \cdot 10^{-3}$ .  
 Стношение  $\frac{N_2(\theta, E_1)}{N_1(\theta)} \leq 10^{-3}$  при угловом разбросе  $\Delta\theta \sim 5 \cdot 10^{-2}$ .



Из приведённых выше расчётов видно, что существенными для определения эффективности являются поправки за счёт краевого эффекта и ослабления. Точность расчёта величины  $N_i(\theta)$  в работе [2] проверялась сравнением с расчётом по методу Монте-Карло и составляет, по-видимому,  $\sim 1\%$ . Входящие в выражение (1) сечения известны с точностью не более  $2\%$ . Точность расчёта  $\eta$  связана главным образом с точностью определения пробега протонов отдачи. При точности расчёта пробега, равной,  $\sim 5\%$  ошибка в  $\eta$  составляет  $\sim 2\%$ .

Таким образом, ожидаемая точность определения относительной эффективности детектора  $3-4\%$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Lindow T.T., Boschung P., Shradler E.F. Nucl. Inst. Meth., 1970, v.85, p.151. Munbarakmand S. et al. Nucl.Inst.Meth., 1971, v.93, p.515.
2. Н.В.Корнилов, В.И.Пляскин. Препринт ФЭИ-496, 1974.
3. В.Я.Барыба, Б.В.Девкин и др. Препринт ФЭИ-577, 1975.
4. Л.А.Трыков, и др. Однокристалльный спектрометр нейтронов. М., Атомиздат, 1972.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА

В.А.Буколов, Е.А.Колтыгин, Л.В.Чулков  
(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова)

Аннотация

Эффективность нейтронного детектора измерена с помощью спектра нейтронов деления калифорния-252 в области энергий 0,5-8 Мэв. Экспериментальные результаты сравнены с вычисленными по методу Монте-Карло с учётом функции разрешения спектрометра.

Abstract

The neutron detector efficiency has been measured relatively to fission neutron spectrum Cf-252 in the energy range 0.5-0.8 Mev. The experimental results have been compared with that one's calculated by Monte Carlo method taking into account the spectrometer broadening function.

Одним из наиболее важных моментов при проведении нейтронных измерений является определение эффективности детектора. Существующие методы определения эффективности по хорошо известным сечениям рассеяния нейтронов на водороде и углероде очень трудоемки и по длительности измерения часто сравнимы или больше времени проведения основного эксперимента. В настоящей работе эффективность нейтронного детектора измерена по спектру нейтронов спонтанного деления калифорния-252.

Калифорний-252 как источник нейтронов находит всё более широкое применение как для решения различных задач нейтронной физики, так и для градуировки измерительной аппаратуры. Причины этого связаны со следующими свойствами источника: 1) высокая интенсивность нейтронного потока ( $2,34 \cdot 10^6$  нейтр./сек·мкг); 2) незначительный вес и, в этом смысле, его нейтронный спектр является чистым и строго воспроизводимым; 3) малые размеры, что позволяет считать его точечным источником; 4) характерный для него спектр деления особенно подходящий для измерения нейтронных сечений, необходимых для расчёта реакторов; 5) возможность использовать метод пролёта; 6) характеристики спонтанного деления калифорния-252 тщательно изучались многими авторами, в частности, значение среднего числа нейтронов на акт деления  $\bar{\nu}$  является одной из наиболее точно установленных величин и принято в качестве стандартного.

Из многочисленных измерений нейтронного спектра калифорния-252 видно, что в диапазоне энергий нейтронов  $E$  0,5–8 Мэв спектр хорошо описывается максвелловским распределением:  $f(E) = 2 \sqrt{\frac{E}{T}} \exp(-\frac{E}{T})$ . В работе [1] показано, что спектр нейтронов в этой области энергий воспроизводится с точностью  $\pm 5\%$  при значении температуры  $T = 1,406 \pm 0,015$  Мэв. Последний результат был использован при аппроксимации нейтронного спектра в измерениях эффективности.

Нейтронный спектр калифорния-252 определялся методом времени пролёта. Схема измерений представлена на рис. 1.

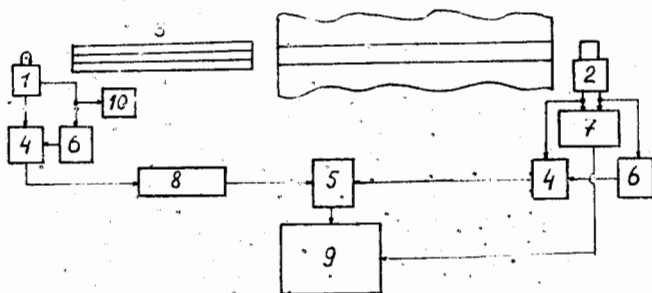


Рис. 1.

Небольшое количество калифорния-252 с числом делений около  $5 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$  наносилось на острие платиновой проволоки и располагалось в центре сферической камеры деления (I) радиусом 1 см, одна из полушфер которой была прозрачной. Внутренние стенки сферы покрывались тонким ( $50 \text{ мкг/см}^2$ ) слоем кватерфенила. Камера, уплотненная с помощью индиевой прокладки кварцевым стеклом, помещалась на фотокатоде ФЭУ-30. Давление ксенона (1 атм) выбиралось с таким расчётом, чтобы пробеги  $\alpha$ -частиц не укладывались в объёме и, тем самым, исключалась возможность присутствия в спектре импульсов осколков деления сигналов от многократного наложения  $\alpha$ -частиц. Нейтроны регистрировались стильбеновым детектором ( $\varnothing 50 \times 50 \text{ мм}$ ), с подавлением гамма-фона схемой, работающей на основе сравнения формы импульсов (7). Детектор (2) и камера располагались на расстоянии около 2 м в разных помещениях, разделённых стеной метровой толщины с отверстием 100 мм. Для снижения фона нейтронов, рассеянных в окружающих предметах, пучок формировался железным коллиматором длиной 500 мм (3).

Импульсы с ФЭУ камеры деления поступали на временной дискриминатор со следящим порогом (4) [2] и служили "стоп"-

сигналом преобразователя времени в амплитуду (5). Временной дискриминатор управляется импульсами с дискриминатора (6), задающего порог регистрации осколков деления. "Старт"-сигналы на преобразователь поступали с аналогичного временного дискриминатора, срабатывающего от импульсов ФЭУ детектора. Временная задержка (8) между сигналами "старт-стоп", которая зависит от исследуемого диапазона энергий нейтронов и пролётной базы, равнялась 500 нсек. Информация о спектре накапливалась в каналах анализатора АИ-4026 (9). Полное число зарегистрированных событий камерой подсчитывалось быстрым пересчётным устройством (10).

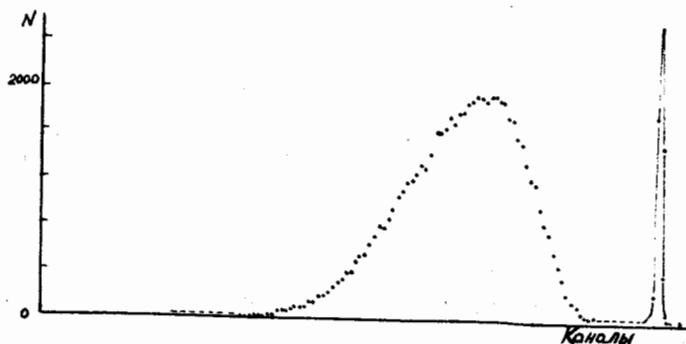


Рис. 2.

На рис. 2 приведен временной спектр нейтронов с разрешением 2,4 нсек, которое определялось по ширине гамма-пика; пролётная база 1,85 м, порог регистрации нейтронов примерно 0,5 Мэв. Фон в измерениях принимался равным счёту импульсов в каналах, не занятых спектром, и его величина на рис. 2 показана пунктирной линией.

Если число зарегистрированных событий деления  $N_d$ , то соответствующее число нейтронов в телесном угле  $\Omega$  в интервале энергий  $dE$  равно:  $N_d \Omega \bar{\nu}(E) dE$ ; число зарегистрированных детектором нейтронов в этом интервале (после вычитания фона)  $N(E) dE$ , откуда эффективность детек-

тора к нейтронам с энергией  $E$  определяется как  $\varepsilon(E) = \frac{N(E)}{N \int N(E)}$ . Определенное таким образом значение  $\varepsilon(E)$  для энергий 0,5–8 Мэв показано на рис.3. Для статистической

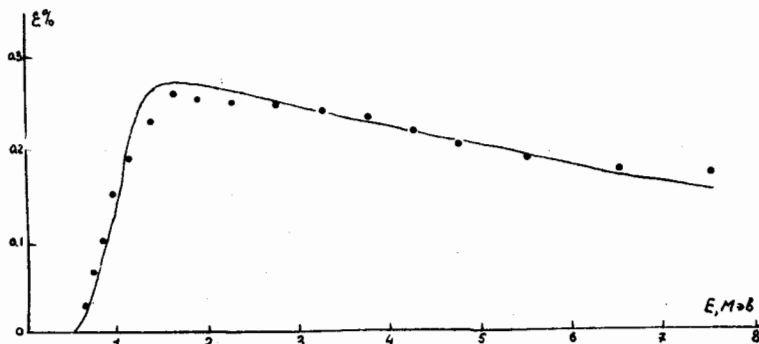


Рис. 3.

неопределенности в  $N(E)$  не более 3%, неопределенности аппроксимации спектра, связанной со значением  $T$ , -5%, точность измерения  $\varepsilon(E)$  изменяется от 6% при энергии 0,8 Мэв, 10% при 4 Мэв и 27% при 8 Мэв. Уменьшение точности при высоких энергиях связано с её сильной зависимостью от неопределенности измерения  $E$ :  $\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \left(\frac{E}{T} - 0,5\right) \frac{\Delta E}{E}$ . Однако полученное в настоящих измерениях энергетическое разрешение 5% при  $E=8$  Мэв не может служить ограничением точности определения  $\varepsilon(E)$  при высоких энергиях. Так, используя источник, на порядок более интенсивный, и в три раза большую пролётную базу при той же длительности эксперимента (25 часов) можно обеспечить точность измерения эффективности при  $E=8$  Мэв 10%. Более серьезным ограничением метода является неудовлетворительное знание параметра температуры, который в различных работах изменяется от 1,41 [17] до 1,59 [3]. При существующем разбросе в величине  $T$  измерение эффективности этим методом с точностью 10% может быть проведено только до  $E=5$  Мэв.

Полученные экспериментальным путем значения эффективности сравнивались с расчетными величинами, вычисленными методом прямого моделирования взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора [4]. Учитывалось также амплитудное разрешение спектрометра в виде гауссового распределения. При расчете использовались нейтронные ядерные данные библиотеки *ENDF-BIV*, критически пересмотренные с учетом последних экспериментальных работ. Наилучшее совпадение расчетных данных с экспериментальными оказалось в случае, когда для вычисления эффективности принималось значение порога регистрации нейтронов  $E=0,75$  Мэв.

Проведенные измерения показали: метод прост в исполнении и позволяет оперативно проводить измерения эффективности детектора в широкой области энергий; достижимая точность измерения эффективности при существующем разбросе в значениях  $T$ , даваемых различными авторами, не превышает 10% при энергиях до 5 Мэв; для уменьшения ошибки измерения эффективности необходимы более точные оцененные данные об энергетическом спектре нейтронов спонтанного деления калифорния-252.

#### Л и т е р а т у р а

1. I. Green, J. A. Mitchell, W. M. Steen, *Nucl. Sci. Eng.*, 50, 257, 1973.
2. Е. А. Мелешко и др. Препринт ИАЭ-2320, Москва, 1973
3. J. W. Meadows, *Phys. Review*, 157, 1076, 1967
4. Кузьмин и др. Труды II-го Всесоюзного сов. по нейтронной физике. Киев, ч. IV, стр. 293, 1974.

ПРИБОР ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ УГЛОВЫХ, СКОРОСТНЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ  
КОРРЕЛЯЦИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ.

В.Е.Шамин, М.Н.Андроненко, И.Н.Синогеев,  
Г.Е.Солякин, Ю.А.Честнов.

(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова АН СССР)

Аннотация

С помощью двух мозаик из 33 полупроводниковых детекторов каждая, расположенных на расстоянии 1м от мишени, и устройства "нуль времени" демонстрируется возможность экспериментально-го изучения количества нуклонов, сопровождающих процесс деления. Приводятся результаты исследований корреляционных массовых спектров осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией  $E_p = 1$  Гэв.

Abstract

Two mosaics of 33 semiconductor detectors and time-of-flight technique were used for experimental study of nucleon number accompanying fission process. Correlated mass distributions were obtained for  $^{252}\text{Cf}$  - spontaneous fission and  $^{238}\text{U}$  fission by 1 Gev protons.

Исследование испускания нуклонов, сопровождающих процесс ядерного деления, позволяет определить энергии возбуждения делящегося ядра и разлетающихся осколков. Обычные методы регистрации нейтронов, хорошо работающие при исследовании процесса деления с малыми энергиями возбуждения, становятся менее эффективными в экспериментах с большой передачей энергии делящемуся ядру. В этом случае более удобным может оказаться непрямой метод регистрации нуклонов. Основная идея этого метода состоит в одновременном измерении энергий и скоростей парных осколков деления с последующим определением масс каждого из них. Отличие суммы масс осколков от массы начального ядра дает количество сопровождающих деление нуклонов. Этот же метод позволяет получать коррелированные массовые спектры, что выгодно отличает его от метода радиохимии, где нет возможности определить напарника образуемому осколку.

Метод непрямой регистрации сопровождающих деление нуклонов был реализован созданием прибора для изучения угловых, скоростных и энергетических корреляций осколков, сокра-



щенно ПУСЗК. Структурная схема установки представлена на рис. I.

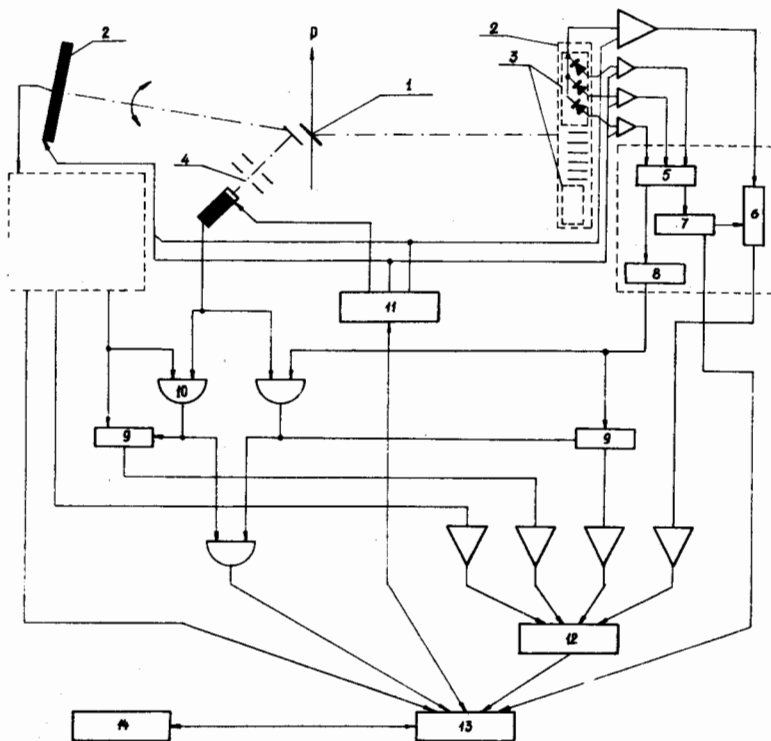


Рис. I. Структурная схема прибора:

1. Мишень; 2. Мозаика; 3. Ячейка из трех детекторов; 4. Система "нуль времени"; 5. Формирователь адреса и объединитель; 6. Блок линейных пропускателей; 7. Преобразователь номер детектора - код; 8. Объединитель быстрых сигналов; 9. Время-амплитудный преобразователь; 10. Схема совпадений; 11. Система реперных сигналов; 12. Преобразователь амплитуда-код; 13. Управляющая мини-ЭВМ "Электроника - 100"; 14. Базовая ЭВМ "Минск-32"; Треугольниками изображены зарядочувствительный и быстрые предусилители и спектрометрические усилители.  $P$  - направление протонного пучка.

Прибор представляет собой двухплечевой временипролетный спектрометр с одновременным измерением энергий частиц. Электроника прибора состоит из системы временных и спектрометрических трактов, счетной системы, системы контроля и системы регистрации и предварительной обработки экспериментальных данных. Детектирующими элементами прибора являются две мозаики из полупроводниковых детекторов, расположенных на пролетных базах в  $1\text{ м}$  от мишени и устройство "нуль времени". Мозаики набраны из 33 полупроводниковых поверхностно-барьерных кремниевых детекторов каждая и покрывают телесный угол  $10^{-2}$  стерад. В каждом детекторе измеряется энергия частицы и вырабатывается быстрый стоп-сигнал. Стартовый сигнал формируется устройством "нуль времени". Работа устройства основана на регистрации электронов вторичной эмиссии, образующихся при прохождении осколком тонкой пленки. Электроны ускоряются и фокусируются электростатическими полями и детектируются тонким сцинтиллятором с помощью фотоумножителя ФЭУ - 36. Диапазон измеряемых времен пролета лежит в пределах от 50 до 150 нсек. В мозаике детекторы объединяются по три в одну ячейку с выходом на один спектрометрический усилитель. Быстрые сигналы с каждого детектора служат указателями адреса сработавшего детектора. Комплекс измерительной электронной аппаратуры перерабатывает быстрые и спектрометрические сигналы с мозаик и устройства "нуль времени" в группы импульсов, соответствующие энергии  $E$ , времени пролета  $T$  осколка и адресу  $A$  сработавшего детектора. Многомерная информация в виде коррелированных событий ( $E_1, T_1, A_1, E_2, T_2, A_2$ ) после накопления на управляющей мини - ЭВМ "Электроника - 100" периодически передается на базовую ЭВМ "Минск - 32". Для слежения за стабильностью и линейностью всех трактов измерительной аппаратуры используется специальная система реперных сигналов. Управление этими сигналами и их обработка производится мини - ЭВМ "Электроника - 100" по заданной программе. На ЭВМ "Минск - 32" вся информация корректируется учетом характеристик измерительных трактов. Обработка информации ведется индивидуально для каждого детектора мозаик. Калибровка временных и энергетических шкал прибора осуществляется

с помощью источника спонтанно делящихся ядер  $^{252}\text{Cf}$ . Предварительные результаты, иллюстрирующие работоспособность прибора, приведены на рис.2.

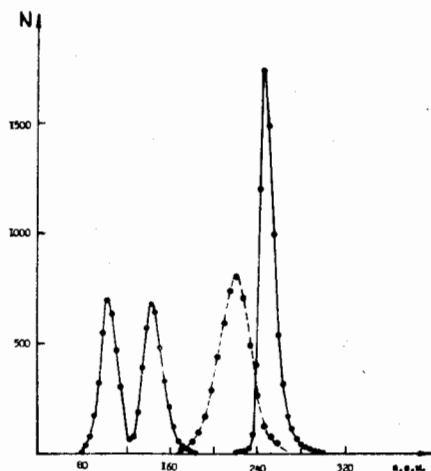


Рис.2. Массовые спектры осколков  
 Сплошные кривые - спектры от спонтанно делящихся ядер  $^{252}\text{Cf}$ . Пунктирная кривая - спектр суммы масс осколков деления ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией  $E_p = 1$  Гэв.  
 Спектр осколков  $^{252}\text{Cf}$  имеет полуширины 17 и 18 а.е.м. для легкого и тяжелого пиков соответственно. Спектр суммы масс осколков может служить оценкой разрешающей способности прибора  $\sigma_M = 6$  а.е.м., достигнутой в настоящий момент. Более интересен спектр суммы масс осколков деления ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 1 Гэв. Дисперсия  $\sigma_M = 15$  а.е.м. превышает приборную более чем в 2 раза, поэтому можно считать спектр доказательством наличия распределения делящихся ядер по количеству испущенных нуклонов.

Достигнутое массовое разрешение позволяет проводить экспериментальное изучение массовых распределений осколков, возникающих при делении ядер - мишеней из  $Bi$ ,  $Au$ ,  $W$  и может быть, еще более легких ядер. Эти распределения дадут возможность проанализировать вопрос о проявлении массовой неустойчивости у делящегося ядра, предсказанной Бусинаро и Галлоне [1]. Результаты экспериментальной работы, выполненной на пучке протонов с энергией  $E_p = 1$  Гэв, дают основания ожидать значительного уширения односторонних массовых спектров при переходе от мишеней из  $Bi$  и  $Au$  к  $W$  и  $Yb$ . Корреляционные массовые спектры позволяют получить более определенные выводы о физических причинах обнаруженного в работе [2] явления.

#### Л и т е р а т у р а

1. U.L. Businaro, S. Gallone. Nuovo Cim., 5, 315, 1957.
2. А.А. Котов, Г.Г. Семенчук, Л.Н. Андроненко, М.Н. Андроненко, Б.А. Горшков, Г.Г. Ковшевний, В.Р. Резник, Г.Е. Солякин. Ядерная физика, 20, 467, 1974.

# РАСЧЕТ ПОПРАВКИ НА СЛУЧАЙНЫЕ НАЛОЖЕНИЕ В МЕТОДЕ СОПУТСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Н.В.Корнилов

(Физико-энергетический институт, г.Обнинск)

## Аннотация

Исследуются искажения нейтронного спектра, возникающие в измерениях методом времени пролёта с использованием сопутствующего излучения.

Получено выражение, позволяющее по измеренному спектру восстановить истинный спектр нейтронов.

## Abstract

The neutron spectrum distortion arising in measurements using the time-of-flight method with associated particle detection is investigated. The expression for pulse overlap correction is given.

Метод сопутствующих частиц, широко применяемый в спектроскопии нейтронов по времени пролёта, имеет существенный недостаток. Моменты рождения нейтрона, регистрируемые по сопутствующему излучению, статистически распределены во времени. Поэтому существует конечная вероятность того, что в измеряемом интервале произошло более одного события. Это приводит к искажению спектра, причём величина искажения связана с формой истинного спектра и интенсивностью событий.

Особую важность достоверный расчёт поправок на отмеченный выше эффект приобретает при исследовании спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ , который является удобным стандартом.

В типичном эксперименте сигнал с нейтронного детектора используется в качестве "стартового" сигнала, а за-

держанный сигнал от регистрации сопутствующего излучения — в качестве "стопового". Предположим, что длительность задержки  $\tau$ , равна максимальному времени пролёта  $\tau_2$ ,  $\tau_1 = \tau_2 = \tau_m$ . Не теряя общности, проведём рассмотрение для измерения спектра нейтронов деления, когда в качестве сопутствующего излучения используются осколки деления. Пусть  $\omega$  (1/сек) — интенсивность события рождения нейтронов,  $\omega$  — вероятность регистрации осколков деления,  $F(\tau)$ ,  $N(\tau)$  — вероятность регистрации нейтрона при энергии  $E(\tau)$  для  $n \rightarrow 0$  и конечном  $n$ . Предположим, что в момент  $t = 0$  зарегистрирован нейтрон. Тогда возможны следующие варианты (рис.1):

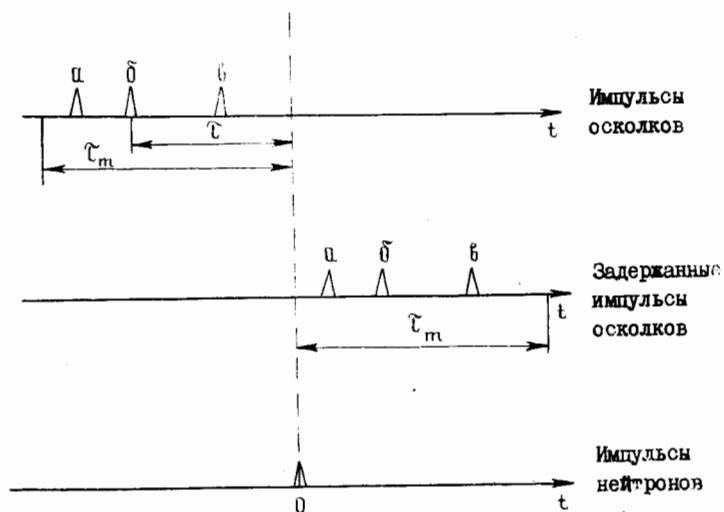


Рис.1

1. Нейтрон испущен из осколка "с" (имеет энергию  $E(\tau)$ ) и с вероятностью  $\omega$  будет зарегистрирован как нейтрон с той же энергией.
2. Нейтрон испущен из осколка "а" с энергией меньше,

чем  $E(\tau)$ , а с вероятностью  $(1 - \omega)$  будет зарегистрирован, как нейтрон с энергией  $E(\tau)$ .

3. Нейтрон испущен из осколка "в" с энергией больше, чем  $E(\tau)$ , а будет зарегистрирован как нейтрон с энергией  $E(\tau)$ . Случай 2 и 3 реализуются если в интервал  $\tau, \tau + d\tau$  попадает и с вероятностью  $\omega$  будет зарегистрирован осколок. Во всех случаях энергия нейтрона будет определена как  $E(\tau)$ , если в интервале  $\tau_m - \tau$  не будет зарегистрировано ни одного осколка. Тогда

$$N(\tau) = \omega n d\tau \sum_{i, m=0}^{\infty} (1-\omega)^i P(i, \tau_m - \tau) P(m, \tau) \left\{ F(\tau) + \Delta(i, \tau_m - \tau) + \Delta(m, \tau) \right\}. \quad (1)$$

Каждый член в сумме соответствует попаданию  $i$  осколков в интервал  $\tau_m - \tau$ ,  $m$  осколков в интервал  $\tau$  и одного осколка в интервал  $d\tau$  вблизи  $\tau$ .

$P(k, t)$  - вероятность попадания  $k$  осколков в интервал  $t$ :

$$P(k, t) = \frac{(nt)^k}{k!} e^{-nt}. \quad (2)$$

$\Delta(k, t)$  - вероятность регистрации какого-нибудь нейтрона с  $E \neq E(\tau)$  из " $k$ " осколков.

Как показано в работе [1],

$$N(\tau) = \omega n d\tau e^{-\omega n(\tau_m - \tau)} \left\{ F(\tau) + n \int_0^{\tau} F(\tau') d\tau' + (1-\omega)n \int_{\tau}^{\tau_m} F(\tau') d\tau' \right\}. \quad (2)$$

Решая это уравнение с граничным условием  $F(0) = 0$ , получим

$$F(\tau) = e^{\omega n(\tau_m - \tau)} \left\{ N(\tau) - \omega n \int_0^{\tau} N(\tau') d\tau' - N(0) \right\}. \quad (3)$$

Исходя из уравнения (3), можно определить истинное число отсчетов в  $i$ -м канале многоканального анализатора через экспериментальный спектр  $N_i$ :

$$F_i = e^{\omega n \tau_k i} \left\{ N_i - n \omega \tau_k \sum_{j=i+1}^{i_{max}} N_j - N_{i_{max}} \right\}. \quad (4)$$

$\tau_k$  - цена канала временного анализатора. Увеличению  $i$  соответствует увеличение энергии.

Авторами ряда работ [27], исследовавшими спектр  $^{252}\text{Cf}$ , поправка на случайные наложения вводилась в форме

$$F_i = N_i - n\omega\tau_k \sum_{j=i+1}^{i_{\max}} N_j. \quad (5)$$

При малых интенсивностях различие формул (4) и (5) мало. Однако при интенсивностях  $\sim 10^6$  I/сек расчет поправки по уравнению (5) приводит к заметному искажению спектра. Если истинный спектр описывать максвелловским распределением с параметром  $T_{\text{ист}}$ , то параметр  $T$ , извлекаемый из экспериментального спектра, зависит от энергии

$$1/T = \omega n 72,3 L \left( \frac{1}{\sqrt{E_{\text{пор}}}} - \frac{1}{\sqrt{E}} \right) \frac{1}{E} + 1/T_{\text{ист}}$$

где  $E_{\text{пор}}$  - пороговая энергия спектрометра.

Рассмотрим возможность экспериментальной проверки уравнения.

4. Если в "старт" канал подавать импульсы, не коррелированные с осколками деления, то с учетом уравнения (1)

$$N(\tau) = \text{const} e^{-\omega n(\tau_m - \tau)}$$

$$\left( \Delta(i, \tau_m - \tau) = \Delta(m, \tau) = 0, \quad a \cdot F(\tau) = \text{const} \right).$$

На рис. 2 представлены спектры  $N_i$ , полученные при использовании в качестве "стоп"-сигналов импульсы от осколков деления "а", и линейность спектрометра, полученная с периодическими импульсами в "стоп"-канале "б". Измерения проводились с источником, для которого  $\omega n = 6,5 \cdot 10^5$  I/см [3.]. Вычисленный из измеренного спектра  $N_i$  параметр  $\omega n \tau_k$  с точностью 4,5 % совпал с величиной, рассчитанной из известных скоростей счёта осколков и цены канала.



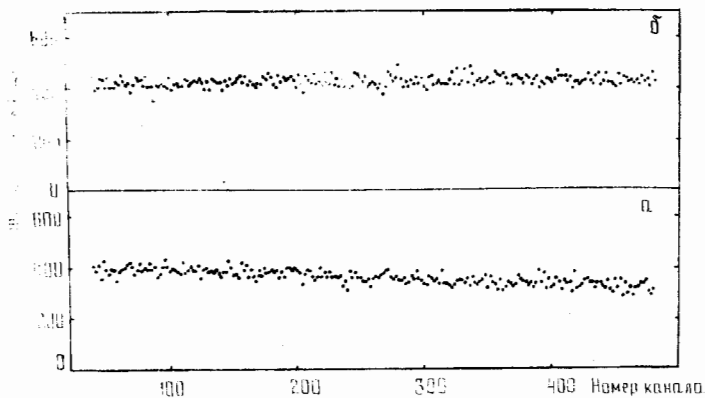


Рис.2

Л и т е р а т у р а

1. Н.В.Корнилов. Препринт ФЭИ-467, 1974.
2. Green L., Mitchell I.A. and Steen N.M. Nucl. Sci. and Engin., 1973, vol.50, p.257-272.  
Meadows I.W. Phys. Rev., 1967, 157, 1076.
3. Coude H. and During C. Arkiv Fysik, 1965, 29, 313.
3. Б.В.Муравлев, Н.В.Корнилов, С.А.Сальников, В.М.Шуко. ПТЭ, № 2, 1974.

# ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ ВСЕВОЛНОВОЙ ДЕТЕКТОР ИМПУЛЬСНОГО НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Т.Баранов, С.В.Самылов, И.В.Санин, В.И.Семячков,  
Е.А.Скворцов

## Аннотация

Рассмотрен метод регистрации импульсного излучения быстрых нейтронов, основанный на явлениях замедления и диффузии нейтронов в водородсодержащих средах. Благодаря экспоненциальному спаду счетности в детекторе, расширен динамический диапазон метода не менее чем в  $10^5$  раз.

## Abstract

The fast neutron pulsed emission registration method based on the phenomenon of the neutron moderation and diffusion is considered in a hydrogenous medium. The dynamic range of the method is increased by a factor of no less than  $10^5$  due to the exponential decay of counting in the detector.

Одним из методов, применяемых для определения интегральной интенсивности импульсного излучения быстрых нейтронов, является "метод затянутой регистрации" /МЗР/. Этот метод основан на явлениях замедления и диффузии нейтронов в водородсодержащих средах с последующей регистрацией тепловых нейтронов с помощью реакции радиационного захвата или каких-либо других ядерных реакций [1, 2].

Время замедления быстрых нейтронов (1-2 мксек) значительно меньше времени диффузии нейтронов (100-200 мксек), поэтому регистрация быстрых нейтронов сводится к регистрации тепловых нейтронов в течение временного интервала, значительно превышающего начальную длительность нейтронного импульса.

После установления теплового равновесия движение нейтронов может быть описано односкоростным уравнением диффузии

$$\frac{1}{v} \nabla^2 \varphi(r, t) - \Sigma_a \varphi(r, t) = \frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t}(r, t), \quad (I)$$

где  $\varphi(r, t)$  - нейтронный поток;  $\mathcal{D}$  - коэффициент диффузии,  $\Sigma_a$  - макроскопическое сечение поглощения;  $v$  - скорость

теплового нейтрона. Решение этого уравнения имеет вид

$$\varphi(z, t) = \varphi(z) e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

$$\text{где} \quad \lambda = v \Sigma_a + \mathcal{D} B^2. \quad (3)$$

Величина  $1/\lambda$  характеризует время жизни нейтронов в системе, геометрический параметр  $B^2$  определяется формой и размерами замедлителя.

Обычно в методе затянутой регистрации в качестве детекторов используются сцинтилляционные счетчики, окруженные водородсодержащими замедлителями нейтронов (парафин, полистирол и др.), а регистрация тепловых нейтронов осуществляется за счет  $(n, \gamma)$ -реакции на ядрах водорода замедлителя в течение 200-400 мксек.

Принципиальная возможность расширения динамического диапазона метода затянутой регистрации связана с наличием в выражении для нейтронного потока члена  $e^{-\lambda t}$ , где константа спада  $\lambda$  определяется соотношением (3). Очевидно, что разработка многокантового детектора возможна в том случае, если в широком временном интервале сохраняется постоянство величины  $\lambda$ , характерной для замедлителя детектора.

Авторами были определены зависимости скорости счета  $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$  для различных детекторов: сцинтилляционный детектор с парафиновым замедлителем, с замедлителем из воды, пластмассовый сцинтиллятор большого объема, всеволновой борной детектор и др. Конструкции этих детекторов приведены на рис.1.

Импульсы от детектора регистрировались двумя пересчетными приборами ПП-9 с равными входными порогами в течение 100 мксек, при этом ПП-9 № 1 запускался в момент T по отношению к нейтронному импульсу генератора, а ПП-9 № 2-в момент T + 100 мксек.

В качестве импульсного источника ДТ - нейтронов применялся нейтронный генератор с выходом нейтронов до  $10^7$  нейтр/имп, длительностью импульса ~ 1 мксек и частотой следования импульсов 20 гц.

Результаты измерений для различных детекторов представлены графически на рис.2. Из полученных зависимостей видно,

что расширение ранговых возможностей детекторов МЗР за счет использования счетности по закону  $\sim \bar{N}^{\lambda t}$  осуществимо, однако для рассмотренных детекторов эти зависимости различны и зависят от влияния на соотношение  $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$  рассеянного излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с окружающими предметами и частично от собственного фона детектора.

Для большинства детекторов расширение динамического диапазона составляет  $\sim 10^2$  раз. Дальнейшее увеличение этого значения может быть осуществлено с помощью введения в конструкцию детекторов соответствующих элементов защиты от рассеянного гамма-нейтронного излучения. Так, окружение сцинтилляционного детектора свинцово-борной защитой (50 мм Pb и 15 мм B<sub>4</sub>C) позволяет расширить ранговые возможности МЗР до  $10^3$  раз.

Проще создавать нейтронную защиту для борных пропорциональных счетчиков, не чувствительных к гамма-квантам. Собственный фон счетчика типа СНМО-5 не превышает 0,02 имп/сек. Расширение динамического диапазона для такого счетчика, помещенного в парафиновый замедлитель, составляет два - три порядка. Однако всеволновой борный детектор отвечал требованиям расширения динамического диапазона в более широких пределах. Это обусловлено наличием боро-парафиновой защиты от рассеянного нейтронного излучения.

Как видно из рис.2, для всеволнового детектора изменение  $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$  происходит с постоянным значением  $\lambda = 1/160$  мксек<sup>-1</sup> вплоть до значений  $e^{-\lambda t} = 10^{-5}$ , благодаря чему рассмотренный метод аналогичен методу радиоактивных индикаторов. Применение всеволнового борного детектора с постоянной эффективностью регистрации нейтронов от 0,025 до 14 мэв, конструкция которого приведена в работе [3], значительно упрощает вопросы калибровки. Абсолютная калибровка такого детектора легко осуществима с помощью изотопных ( $\alpha, n$ ) - источников.

В техническом отношении регистрация импульсного нейтронного излучения осуществима путем применения осциллографических регистраторов типа СВР-5, имеющих длинные развертки до

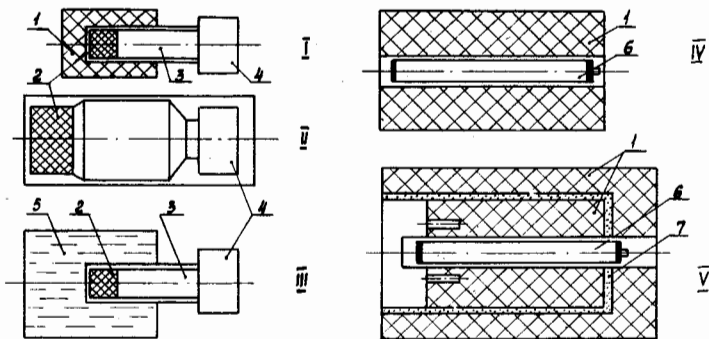


Рис.1. Конструкции детекторов: I (I - парафин  $\phi$  150x200мм, 2 - пластмассовый сцинтиллятор (ПС); 3 - ФЭУ-36; 4 - делитель напряжения); II (2 - ПС  $\phi$  150x100, 3 - ФЭУ-65); III (5 - вода; 2 - ПС; 3 - ФЭУ-36); IV (I - парафин  $\phi$  85x350; 6 - счетчик СЧМО-5); V (I - парафин; 6 - счетчик; СЧМО-5; 7 - карбид бора)

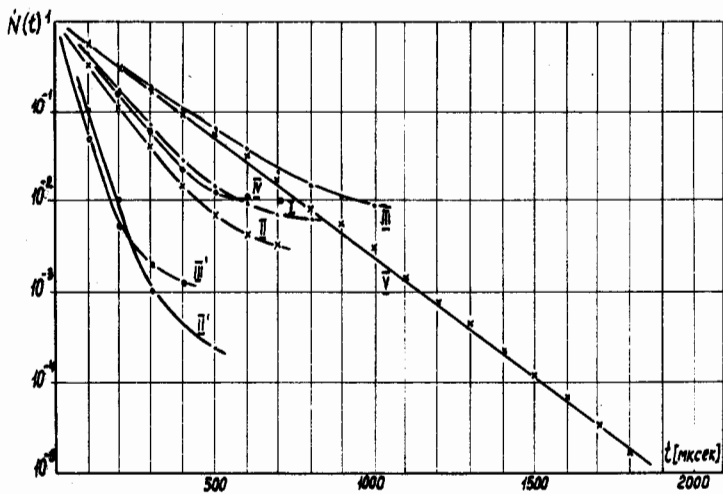


Рис.2. Зависимости  $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$  для детекторов I-V по рис.1, I' - ПС с Pb-B защитой, II' - вода с  $Cd(NO_3)_2 \cdot 4H_2O$

1600 мксек. Типичная рабочая осциллограмма приведена на рис.3.

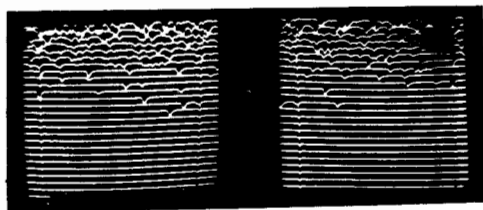


Рис.3 Рабочая осциллограмма. Длительность развертки  $T=1600$  мксек.

Всеводной борный детектор рассмотренным способом позволяет регистрировать импульсное нейтронное излучение при потоках на поверхности детектора  $0,5-10^6$  нейтр/см<sup>2</sup>.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.М.Горбачев, Ю.С.Замятин.  
"Атомная энергия", т.Ш, в.8 (1957).
2. L. Raby, J. Bechen,  
Nuclear Science and Engineering, v. 6, p.272 (1959).
3. П.И.Вацет, С.Г.Тонапетян, Г.А.Дорофеев.  
"Атомная энергия", т.7, в.2, (1959).

#### 42 - СПЕКТРОМЕТР НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Ю.А.Васильев, Л.В.Сидоров, Ю.А.Барашков, В.С.Гладков,  
В.Г.Кокорулин, Н.В.Копалкин, Н.И.Немудров, В.М.Сурин,  
П.В.Торопов.

(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)

##### Аннотация

Описывается спектрометр нейтронов по времени пролета с эффективностью регистрации нейтронов деления 40%. Приводятся основные характеристики спектрометра: разрешение и энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов.

##### Abstract

A neutron time-of-flight spectrometer is described. The total efficiency for fission neutrons is about 40 percent. The main characteristics of the spectrometer are given: time resolution and the efficiency as a function of neutron energy.

Измерение энергетических спектров нейтронов по времени пролета является одним из наиболее точных методов нейтронной спектроскопии. Однако эффективность регистрации нейтронов в измерениях методом времени пролета, из-за малого телесного угла на детектор нейтронов, обычно не превышает  $\sim 10^{-3}$ . В то же время во многих исследованиях, например, при изучении угловых и энергетических распределений нейтронов деления в зависимости от масс и кинетических энергий осколков, эффективность метода исследования является решающим фактором.

Для постановки исследований, требующих максимальной эффективности регистрации нейтронов, нами создан спектрометр по времени пролета с телесным углом на детектор нейтронов  $\sim 1$ . По внешнему виду это полуправильный многогранник - усеченный икосаэдр с диаметром описанной сферы  $\sim 180$  см. Детектор состоит из тридцати двух сцинтилляционных счетчиков нейтронов, двадцать из которых имеют форму шестигранников и двенадцать - пятигранников. Шестигранный счетчик, в свою очередь, состоит из шести секций - пластических сцинтилляторов площадью  $\sim 350$  см<sup>2</sup> и высотой 10-12 см с фотоумножителями ФЭУ-63 ( $\varnothing$  фотокатода = 10 см). Сцинтилляторы счетчика упакованы

в общий контейнер из листового алюминия толщиной 3 мм, но отделены друг от друга и от стенок контейнера светоотражателем - окисью магния. Пятигранные счетчики отличаются от шестигранных только числом секций (5) и площадью сцинтилляторов ( $\sim 250 \text{ см}^2$ ).

Сцинтилляционные счетчики нейтронов собраны на корпусе, который представляет собой алюминиевую сварную конструкцию, состоящую из тонкостенной сферической оболочки диаметром 90 см, толщиной 0,5 см и тридцати двух труб для крепления счетчиков. Корпус герметичный и откачивается до  $10^{-5}$  мм рт.ст.

Основной частью электронной аппаратуры спектрометра являются тридцать два однотипных канала измерения времен пролета нейтронов. На входах каналов установлены смесители импульсов ФЭУ секций счетчиков и блоки питания ФЭУ. Импульсы со смесителей поступают на преобразователи "t - A - T" (время - амплитуда - длительность), информация с которых затем передается в мгновенное запоминающее устройство. Аппаратура управляется дополнительной схемой отбора актов ядерных реакций, например актов деления, которая обеспечивает и стартовые импульсы для преобразователей. При наличии управляющих сигналов со схемы отбора информация о временах пролета нейтронов передается в куб памяти анализатора АИ-4096 и далее на магнитные ленты ЭВМ БЭСМ-4.

Характеристики спектрометра изучали на спектре нейтронов спонтанного деления калифорния-252. Слой устанавливали в центре детектора нейтронов и все акты деления в слое регистрировали стартовым счетчиком осколков по вторичным электронам, которые выбивались осколками из тонкой подложки слоя. Разрешение определяли по ширине  $\gamma$ -пика на полувыоте: для разных счетчиков оно изменялось в пределах 5 - 8 нсек. Распределения нейтронов по времени пролета использовали для расчета энергетических зависимостей эффективности регистрации нейтронов счетчиками  $\epsilon(E_n)$ . Одно из распределений приведено на рис.1. Но том же рисунке указаны поправки к распределению на собственный фон и разре-



ние счетчика, а также на просчеты нейтронов и фон рассеянных нейтронов. Просчеты из-за множественности  $\gamma$ -лучей и нейтронов при делении составляли  $\sim 10 - 15\%$  в области энергий нейтронов  $E_n = 7$  Мэв и  $20\%$  при  $E_n \approx 0,5$  Мэв. Фон рассеянных нейтронов рассчитывали в приближении однократного упругого рассеяния нейтронов на скintилляторах и корпусе детектора; величина фона была значительной лишь при энергиях нейтронов  $E_n \leq 1$  Мэв.

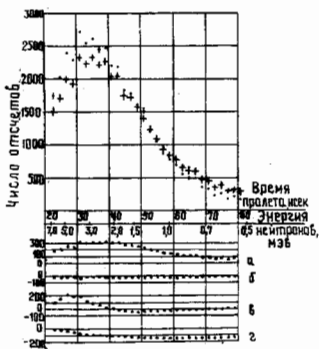


Рис.1. Распределение нейтронов по времени пролета и по энергии:  
 + начальное (до введения поправок);  
 о после введения поправок на;  
 а) просчеты нейтронов;  
 б) соб. фон счетчика;  
 в) разрешение;  
 г) фон рассеянных нейтронов



Рис.2. Энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов счетчиком

Функция  $\epsilon(E_n)$  дана на рис.2. Она получена путем сравнения распределения (см.рис.1) со спектром нейтронов спонтанного деления калифорния-252<sup>X</sup>. Эффективность регистрации нейтронов с энергией более 1 Мэв равна  $\sim 0,40 - 0,45$ . Полная эффективность регистрации нейтронов деления калифорния-252 на спектрометре  $\sim 40\%$ .

В исследованиях на спектрометре угловых распределений нейтронов существенной является также угловая чувствительность счетчиков  $f(\theta)$ . Расчетная функция  $f(\theta)$  для счетчиков в десяти поясах относительно оси детектора, проходящей через центры шестигранных счетчиков, дана на рис.3.

<sup>X</sup> Green L., Mitchell J.A. and Steen N.M. "Nucl.Sci.Engng", 1973, v.50, p.257.

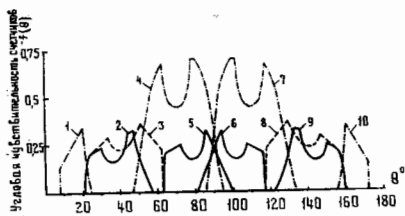


Рис.3. Угловая чувствительность счетчиков в поясах I + IO

В многочасовых измерениях характеристики спектрометра были стабильными: смещение временных шкал не превышало  $\sim 0,3$  нсек, чувствительность счетчиков к  $\gamma$ -лучам и нейтронам деления изменялась не более, чем на 2 - 3%.

МНОГОНИТЕВОЙ ИСКРОВОЙ ДЕТЕКТОР ОСКОЛКОВ  
С МАЛЫМ МЕРТВЫМ ВРЕМЕНЕМ

Т. Бакалов, Е. Дерменджиев, Г. Илчев, Н. Чиков

(Институт ядерных исследований и ядерной  
энергетики Болгарской АН)

София, Болгария

Аннотация

Проводятся счетные характеристики многонитевого искрового детектора (ИД) для  $\alpha$ -частиц и осколков деления. Обнаружено, что облучение ИД  $\gamma$ -лучами приводит к повышению порога регистрации  $\alpha$ -частиц. Предлагается метод уменьшения мертвого времени  $\tau_M$  ИД, который был испытан в реальных условиях работы на реакторе. Получено, что  $\tau_M \lesssim 80$  мксек.

Abstract

Calculational characteristics of multifilament spark detector (SD) for  $\alpha$ -particles and fission fragments are presented. It has been found that irradiation of SD with  $\gamma$ -rays resulted in increasing the registration threshold for  $\alpha$ -particles. A method is proposed for decreasing the dead time ( $\tau_M$ ) for SD, that was tested under real operation conditions in a reactor. It has been found that  $\tau_M \lesssim 80$  msec.

Многослойные искровые детекторы (ИД) осколков деления [1-4] с успехом используются для изучения деления транслютоновых элементов с весьма высокой удельной  $\alpha$ -активностью [5,6]. В работах [3,4] найдено, что при соответствующем выборе напряжения на нитях  $U_H$  отношение эффективностей регистрации осколков и  $\alpha$ -частиц  $\epsilon_f/\epsilon_\alpha$  достигает величины  $10^9$  и более при относительно высоких значениях  $\epsilon_f \sim 0,2 - 0,4$ . К сожалению, наряду с другими благоприятными характеристиками, ИД обладают большим "мертвым" временем  $\tau_M$ , которое составляет величину  $\sim 10^{-3}$  сек. В то же время для исследования сечений деления ядер тяжелых элементов на нейтронных спектрометрах по времени пролета с высоким энергетическим разрешением желательно иметь детекторы осколков с малым  $\tau_M$ .

В настоящей работе описан многослойный ИД осколков деления с относительно малым "мертвым" временем ( $\tau_M \lesssim 80$  мксек), который может оказаться полезным для исследования взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами транслютоновых элементов.

### Конструкция и счетные характеристики ИД

За основу взята конструкция ИД с гофрированным катодом, описанная в работе [1]. Диаметр катода ИД 8 см, диаметр нити 0,1 мм, расстояние между нитью и катодом 1,5 мм.

Детектор наполнялся смесью из He и небольшой добавки Xe (0,5-1,5%) до давления 760 мм рт.ст. Установлено, что такая смесь обладает низким порогом регистрации осколков и  $\alpha$ -частиц и практически не "стареет" [4].

В качестве мишеней использовались слои из обычного и обогащенного урана ( $\sim 90\%$ ) с толщиной от 0,1 до 2 мг/см<sup>2</sup> и диаметром  $\varnothing = 95$  мм, которые наносились на алюминиевую фольгу методом электрохимического замещения [7].

Электрическая схема включения ИД показана на рис. 1. Сопротивление нагрузки  $R_H = 8 \cdot 10^6$  ом. Полуширина импульсов, снимающихся с сопротивления  $R_H$ , была  $\sim 0,5 \cdot 10^{-3}$  сек. Величина  $U_H$  изменялась в пределах 600-1000 в, при этом коронный ток  $J_K$  ИД возрастал до 40 мка.

Типичная счетная характеристика ИД при регистрации  $\alpha$ -частиц урана показана на рис. 2.

Счетные характеристики ИД для осколков деления снимались на горизонтальном канале реактора ИРТ-2000 Болгарской АН. Из рис. 4 видно, что при 600 в  $< U_H < 700$  в происходит практически бесфоновая регистрация осколков. Величина  $\epsilon_f$  для описываемого ИД

определялась путем включения детектора в режим многократного пропорционального счетчика. При  $U_H = 700$  в величина  $\xi_f \sim 15\%$ .

Из графиков (рис.3) видно, что при  $720 < U_H < 760$  в счет ИД при открытом горизонтальном канале реактора существенно меньше счета при закрытом канале (регистрация  $\alpha$ -частиц). Обучение ИД на канале "квазиодноэнергетических"  $\gamma$ -лучей [8]  $\gamma$ -лучами  $Ti$ , помещенного в касательный канал непосредственно у активной зоны реактора потоком  $\Phi_\gamma \sim 10^7 \text{ сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  (для  $E_\gamma = 6,75 \text{ МэВ}$ ), подтвердило факт дискриминации  $\alpha$ -частиц и уменьшения величины  $\xi_\alpha$  при облучении ИД  $\gamma$ -лучами. На рис.4 показаны счетные характеристики ИД при регистрации осколков фотоделения  $^{238}U$  и  $^{235}U$ , полученные с титановой мишенью в касательном канале реактора. Было установлено, что с возрастанием мощности дозы  $\gamma$ -лучей порог регистрации  $\alpha$ -частиц искровым детектором повышается. Данные измерений, выполненные на касательном канале, показаны на рис.6. Видно, что с возрастанием мощности реактора (и мощности дозы облучения) меняется не только порог регистрации  $\alpha$ -частиц, но и характер счетной характеристики - она становится более пологой.

Изменение счетной характеристики ИД для  $\alpha$ -частиц в зависимости от мощности дозы  $\gamma$ -лучей, наблюдавшееся нами, может быть связано с возникновением пространственного заряда в чувствительном объеме около нити, плотность которого зависит от мощности дозы  $\gamma$ -лучей. Можно отметить, что ионизация рабочего газа ИД  $\gamma$ -лучами влияла только на регистрацию  $\alpha$ -частиц, которые обладают гораздо меньшей по сравнению с осколками удельной ионизацией.

#### Мертвое время ИД

Величина  $\tau_M \approx R_H C_d$ , где  $C_d$  - емкость ИД, которая в зависимости от конструкции ИД достигает значений  $\sim 10^2 \text{ рГ}$  и более. Уменьшение величины  $\tau_M$  может быть достигнуто за счет уменьшения каждой из величин  $R_H$  и  $C_d$  в отдельности. Однако из требования существования "плато" у ИД и прекращения искрового пробоя обычно величина  $R_H \geq 10^7 \text{ ом}$ .

Для уменьшения  $\tau_M$  ИД нами использовалась простейшая схема, показанная на рис. 6. В отсутствие искрового пробоя напряжение на катоде ИД составляет величину  $\sim J_K R_H$ . Если напряжение смещения на диоде  $|U_{CM}| > |J_K R_H|$ , то ток  $J_d$  через диод (Д) пренебрежимо мал. В результате искрового пробоя становится больше  $U_{CM}$  и сопротивление  $R_d$  шунтирует  $R_H$ . Поскольку  $\tau'_M \sim R_d C_d$  и  $R_d \ll R_H$ , то  $\tau'_M \ll \tau_M$ .

Испытание ИД с диодной схемой (ДС) проводилось на горизонтальном канале реактора при открытом (без фильтров) пучке нейтронов и  $\gamma$ -лучей. Зависимость счета осколков деления ИД с ДС и без нее от мощности реактора показана на рис. 7. Видно, что при изменении мощности реактора от 1 до 200 квт счет ИД с ДС возрастает линейно, в то время как регистрация осколков ИД без ДС уже при мощности 20 квт и выше происходит с потерей счета. Оценка  $\tau_M$  для ИД без ДС из графиков рис.8 дала величину  $\tau_M \sim 10^{-3}$  сек. Величина  $\tau'_M$  для ИД с ДС, полученная при мощности реактора 400 квт, оказалась не более 80 мксек. При более высокой мощности реактора режим работы ИД становился неустойчивым.

Необходимо отметить, что описанные выше измерения счетных характеристик ИД в зависимости от мощности реактора проводились в довольно тяжелых условиях облучения ИД мощным потоком  $\gamma$ -лучей и быстрых нейтронов. Успешная работа ИД с ДС на открытом реакторном пучке при мощности реактора  $\geq 10^2$  квт позволяет надеяться, что ИД с малым  $\tau'_M$  может оказаться полезным при измерениях сечений деления тяжелых ядер на мощных импульсах источниках нейтронов.

В заключение авторы выражают благодарность Н.Калинковой и В.Христову за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Bowman C.D. and Hill R.W. Nuclear Instr. Methods, 24 (1963), 213.
2. Герасимов В.Ф., ИТЭ, № 6, (1966) 78.
3. Рябов Ю.В., Со Дон Сик. Препринт ОИЯИ РЗ-3957(1968).
4. Гангрский Ю.П. и др. Препринт ОИЯИ I3-455I(1969).
5. Герасимов В.Ф. Препринт ИАЗ - II32 (1966).
6. Bowman C.D. and Auchampaugh G.F. CN - 23/38 "Nuclear Data for Reactors", Paris, 1966.
7. Mihailova V.Z. and Dermendjiev E.G. Nuclear Instr. Methods, 1968, vol.66, p.25.
8. Айдемирски П. и др. Доклад на симпозиуме "Опыт эксплуатации и использования исследовательских реакторов". Предеал, СРР, 1974.

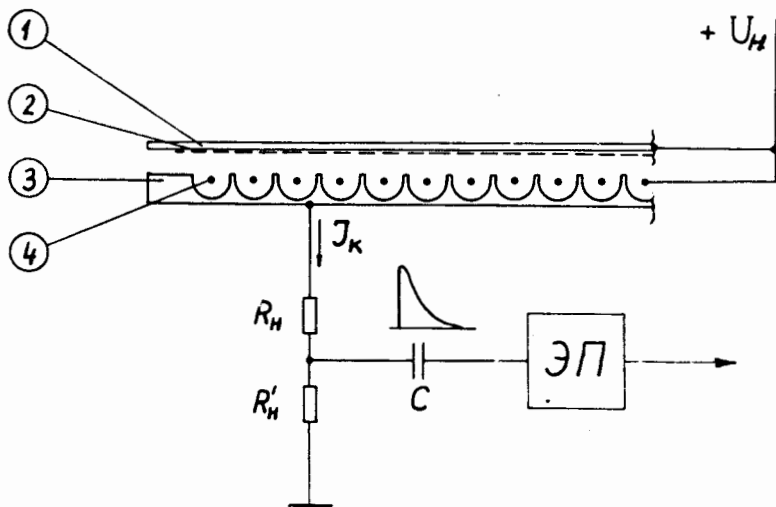


Рис. I. Электрическая схема включения ИД:

$J_K$  - ток короны;  $R_H, R'_H$  - сопротивление делителя;  
 $R_H = 8 \text{ Мом}$ ;  $R'_H = 80 \text{ ком}$ ; ЭП - эмиттерный повторитель.  
 $R'_H$  - подложка мишени (фольга из алюминия толщиной  
 $30 \text{ мкм}$ ); 2 - слой урана; 3 - катод ИД; 4 - нить ИД

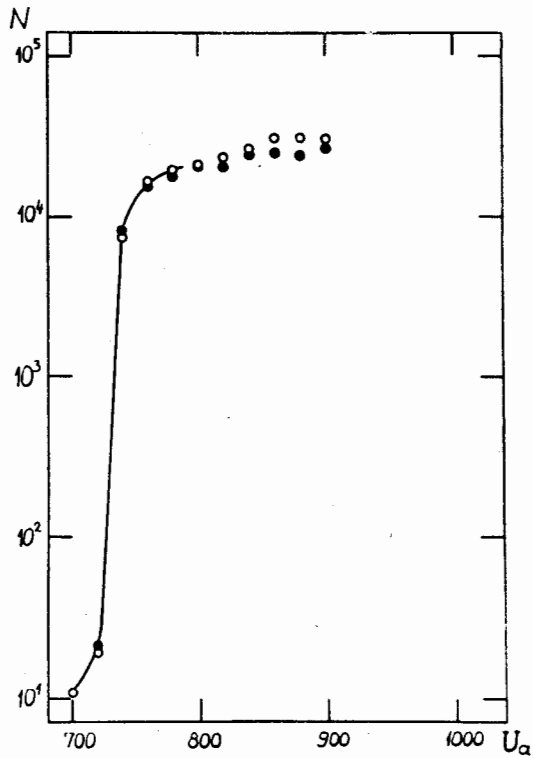


Рис.2. Счетная характеристика ИД для  $\alpha$ -частиц:  
 $N$  - счет  $\alpha$ -частиц в 1 мин: o - счет с диодной схемой; • - счет без диодной схемы



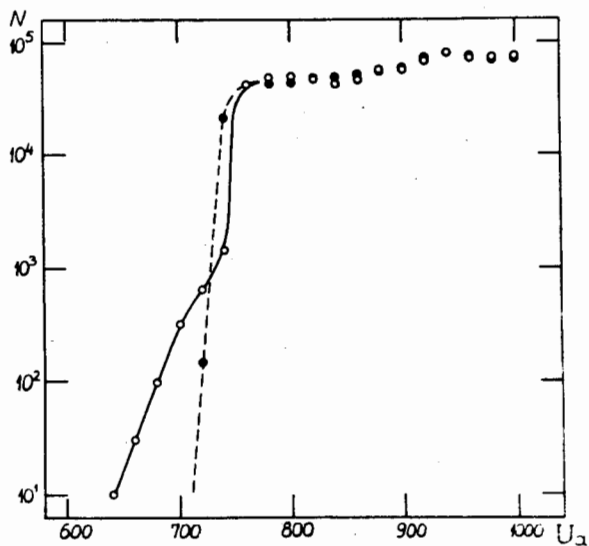


Рис. 3. Счетные характеристики ИД для  $\alpha$ -частиц (●) и осколков деления (○).  $N$ -счет ИД за 2 мин. Условия измерений: мощность реактора 2 Мвт; пучок нейтронов формируется фильтрами из  $Bi$  и  $Pb$  и кристалла  $SiO_2$  (30 см). Диаметр пучка 3 см

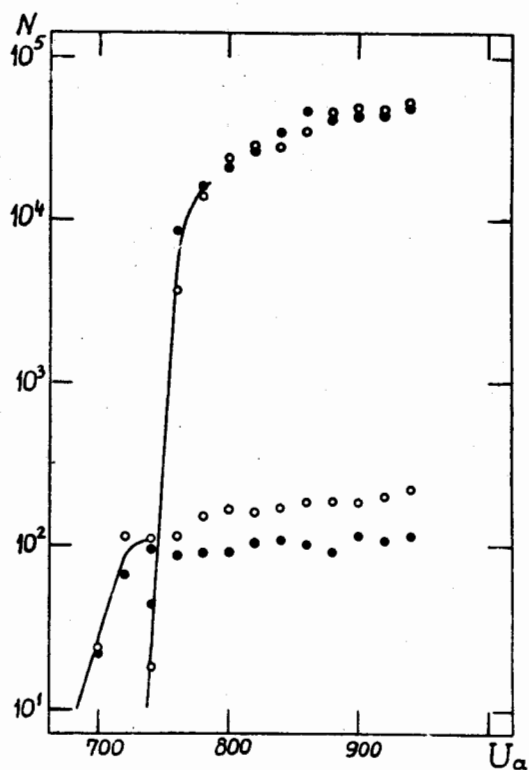


Рис. 4. Счетные характеристики ИД для  $\alpha$ -частиц и осколков деления (нижние кривые;  $\bullet$  -  $^{235}\text{U}$ ,  $\circ$  -  $^{238}\text{U}$ ).  $N$  - счет ИД за 2 мин. Условия измерений: мощность реактора 2 Мвт; горизонтальный касательный канал с внутренней мишенью из титана ( $\Phi_{\text{ч}} = 10^{-2}$  сек $^{-1}$ . см $^{-2}$  для  $E_{\gamma} = 6,75$  Мэв). Диаметр пучка 4 см

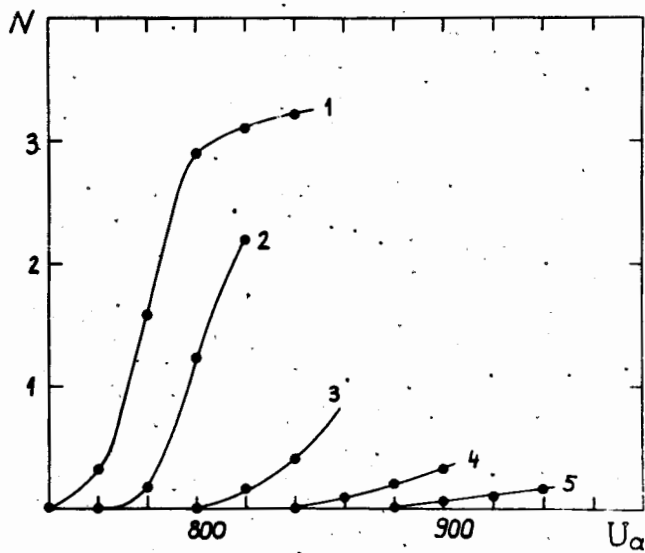


Рис. 5. Счетные характеристики ИД для  $\alpha$ -частиц при облучении ИД  $\gamma$ -лучами на горизонтальном касательном канале.  $N$  - счет  $\alpha$ -частиц в относительных единицах. Кривые 1-4 получены для различной мощности реактора (в квт) и мощности дозы (в мрентген):  
 1 - 0,8; 60; 2 - 2; 180;  
 3 - 5; 400; 4 - 10; 740

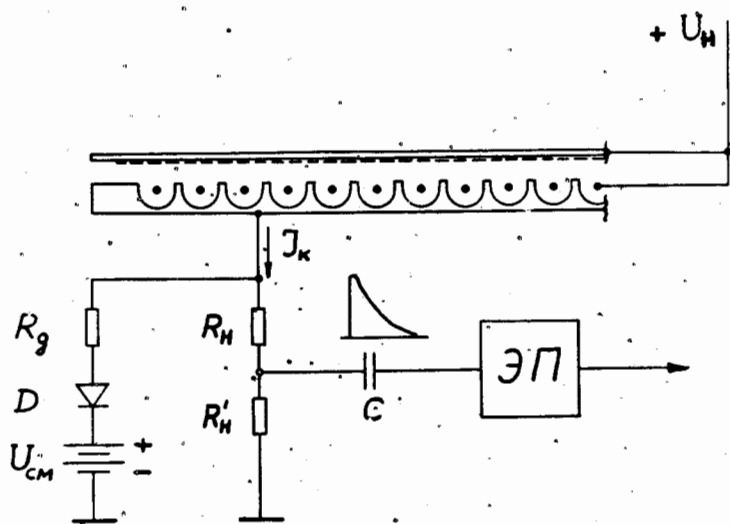


Рис. 6. Схема включения диода (Д).  
 $R_g$  - ограничивающее сопротивление;  $R_g = 400$  ком;  
 $U_{см}$  - напряжение смещения.

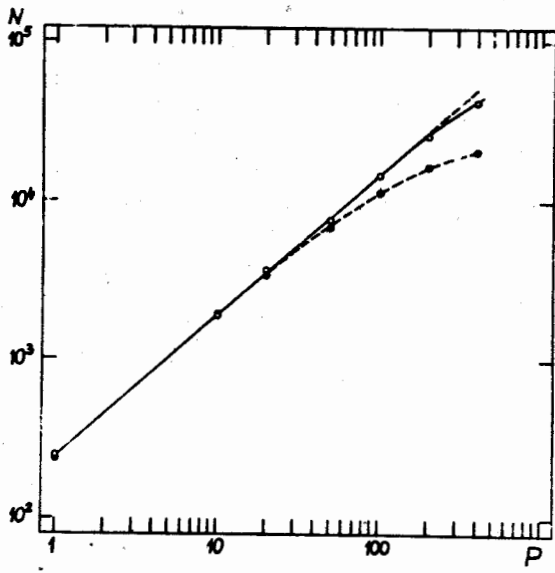


Рис.7. Зависимость счета осколков  $N$  (за 1 мин) от мощности реактора: ● - счет ИД без ДС; ○ - счет ИД с ДС

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА  
УПРАВЛЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Р.Г.Оффенгенден

(Институт ядерных исследований АН УССР)

Аннотация

Рассматривается автоматизированная система, предназначенная для проведения экспериментов на установках Института ядерных исследований АН УССР. Система многоуровневая. На каждом источнике ядерного излучения предусматриваются интеллектуальные терминалы, работающие в реальном масштабе времени в интерактивном режиме. В системе используются ЭВМ третьего поколения.

Abstract

An automatized multilevel system intended for experiments made with the facilities of the Institute of Nuclear Research, Sci. Academy of the Ukr.SSR, is described.

Intellectual terminals are provided for each source of nuclear radiation working in real time interactive regime. The system uses the third generation computers.

Основным направлением работ Института ядерных исследований АН УССР являются исследования в области фундаментальных вопросов ядерной физики средних и низких энергий. Для проведения этих работ имеются реактор, циклотрон У-120, электростатический генератор ЭГ-5 и создается изохронный циклотрон. На всех этих установках проводятся либо готовятся к проведению исследования, когда необходимо регистрировать нейтроны, а также вторичные частицы, образуемые в результате взаимодействия нейтронов с ве-

ществом. Наиболее массовыми при таких исследованиях являются следующие методики измерений.

Одна из методик — это измерение спектров медленных и резонансных нейтронов. Для организации таких экспериментов необходимы преобразователи время-код с минимальной шириной канала десятые доли микросекунды, преобразователи номер детектора-код, аппаратура для измерения спектров в диапазоне десятка тысяч каналов и обработки накопленных спектров, а также вспомогательная аппаратура, которая должна обеспечить измерения живого и мертвого времени, интенсивности и т.д..

Вторая методика — это изучение различных корреляционных процессов, когда необходимо одновременно измерять энергии двух типов частиц и их совместные распределения. /нейтрон-гамма-квант, нейтрон-альфа-частица и т.п./. Если энергии нейтронов лежат в диапазоне средних энергий и интенсивность пучка нейтронов невелика, энергия измеряется путем преобразования времени пролета частицы в амплитуду. При этом обычно диапазон каналов, в котором располагается информация, равен сотням, для измерения другого корреляционного параметра — порядка единиц тысяч каналов. В связи с этим существенной особенностью второй методики является необходимость обеспечения измерений в диапазоне сотен тысяч и в ряде случаев миллионов каналов.

Третья методика характерна для исследований на изохронном циклотроне /в режиме источника мощных импульсов нейтронов средних энергий/. Методика должна обеспечить измерение спектров быстрых нейтронов в диапазоне сотен тысяч каналов с минимальной шириной канала одна наносекунда [17]. При использовании нескольких детекторов диапазон каналов достигает миллионов. Естественно, что некоторая методика может содержать составные функции перечисленных выше методик.

Следует обратить внимание на то, что методики для измерения спектров заряженных частиц в основном отличаются от методик для измерения спектров нейтронов применяемой аналоговой аппаратурой, в то время как требования к аппаратуре, предназначенной для цифровой обработки информации, во многом аналогичны.

Для автоматизированного сбора, накопления, сортировки обработки информации в ИЯИ создается система управления экспериментом, отдельные подсистемы которой уже функционируют. Основными требованиями к системе являются возможность измерения многомерных спектров, обработки в реальном масштабе времени накапливаемой информации, обеспечение удобного диалога эксперимент-экспериментатор, автоматическое управление ходом протекания эксперимента, контроль работы системы и ее составных частей.

На каждой из ядерных установок проводятся в текущее время эксперименты различной сложности. Иногда необходимо только измерять одномерные спектры, в ряде случаев при измерении многомерных спектров интенсивность входящего потока невелика. С целью эффективного использования вычислительных мощностей было решено создать многоуровневую систему, при которой имеется возможность одним и тем же техническим средствам использовать для обработки информации, поступающей от различных ядерных установок. На каждой ядерной установке создаются интеллектуальные терминалы, которые взаимодействуют с измерительной аппаратурой соответствующей установки. Эти терминалы посредством линий связи используют вычислительные мощности и память центра обработки. Интеллектуальные терминалы - это интерактивные /режим работы с получением ответа/ терминалы реального времени. Интеллектуальные терминалы данной ядерной установки со-



вместно с измерительной аппаратурой являются измерительным центром данной установки.

Автоматизированная система представляет собой сочетание центра обработки с измерительными центрами ядерных установок/рис.1/. На рис.2 представлена структурная схема автоматизированной системы, на которой более подробно представлен измерительный центр циклотрона У-240.

Возникающие на выходе детекторов сигналы предварительно усиливаются и поступают на входной коммутатор, расположенный в измерительном зале и удаленный от реакционных залов на расстояние до 100 м. Для усиления сигналов, поступающих с выхода коммутатора, их формирования, отбора по амплитуде и времени, предназначена аппаратура аналоговой обработки информации. Она состоит из двух групп блоков. Одна группа предназначена для построения спектрометров излучений, использующих амплитудный анализ, другая группа - для временных спектрометров и выделения совпавших событий. Для первой группы разработан набор унифицированных блоков, содержащих спектрометрические усилители, линейные ворота, дифференциальные дискриминаторы, линейные смесители, усилители с задержкой и ряд других [2]. Для второй группы разработаны быстрые усилители и предусилители с двумя выходами, формирователи со следящим порогом срабатывания. Ряд быстрых блоков приобретен в ОИЯИ. В настоящее время имеется свыше 500 блоков обеих групп, обеспечивающих проведение широкого класса экспериментов.

Сигналы после прохождения аналогового тракта поступают через коммутатор накопления на аналого-цифровые преобразователи, а затем в цифровой форме - на специализированные и универсальные ЭВМ. Для представления измеряемой информации в цифровой форме исполь-

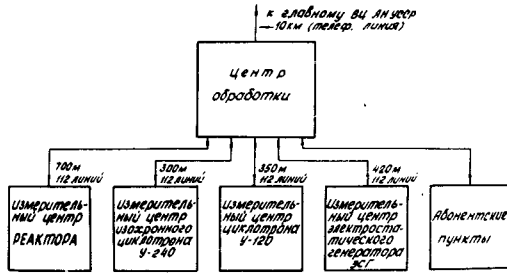


Рис. 1

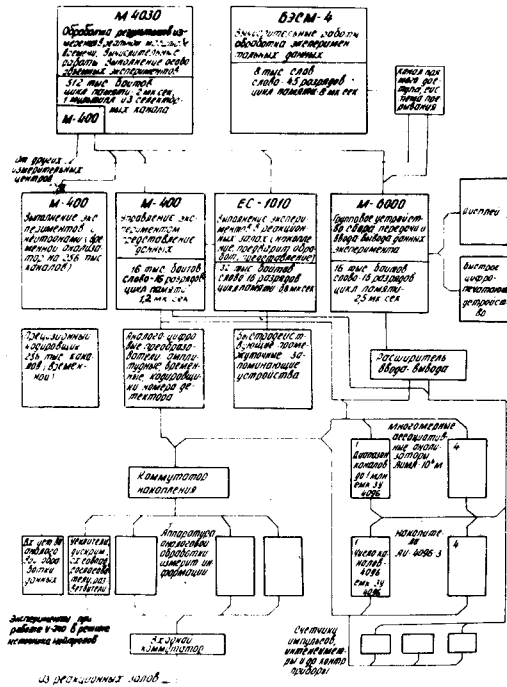


Рис. 2

зуются преобразователи амплитуда-код двух типов /один - для измерения энергии заряженных частиц, другой - гамма-квантов/; преобразователи время-код и преобразователи номер детектора-код. Измерение энергий быстрых нейтронов, когда пролетная база невелика /порядка нескольких метров/, осуществляется с помощью преобразователей время-амплитуды, а затем - амплитуда-код. При этом число временных каналов равняется нескольким сотням. Для измерения энергий быстрых нейтронов, возникающих на циклотроне У-240 в режиме источника нейтронов, предназначены преобразователи время-код с шириной канала порядка наносекунды и числом каналов несколько сотен тысяч [37]. Преобразователи номер детектора-код позволяют кодировать 32 детектора.

Принципиальной проблемой цифровой обработки информации является необходимость измерения многомерных спектров в диапазоне миллионов каналов, при этом желательно эти измерения осуществлять в реальном масштабе времени с целью возможности автоматизированного управления экспериментом.

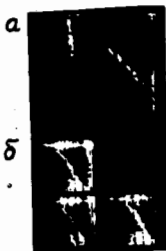
В Институте ядерных исследований были предложены новые принципы построения специализированных ЭВМ, позволяющих измерять многомерные распределения в диапазоне миллионов каналов в реальном масштабе времени. Суть их состоит в использовании запоминающего устройства /ЗУ/ прямого доступа /диски, барабаны/ как основного ЗУ, а с целью обеспечения высокого быстродействия для промежуточного хранения данных - ассоциативного ЗУ [47]. На основе этих принципов создан "Миллионноканальный ассоциативный анализатор импульсов" АИМА-10<sup>6</sup>, а затем модернизированный вариант АИМА-10<sup>6</sup><sub>М</sub> [57].

АИМА-10<sup>6</sup><sub>М</sub> позволяет организовать в диапазоне миллиона каналов большое число цифровых окон. С помощью этого прибора вы-

полнены циклы исследований. Представляющая интерес информация в данном эксперименте — это каналы, лежащие на гиперболе. Как видно, число каналов, в которых



Внешний вид многомерного ассоциативного анализатора импульсов АИММ-106



Исследование с помощью АИММ-106 процесса развала дейтронов на нейтроны и протоны. Реакция  $Ni(d, pn)$ ; а — спектр от одной пары детекторов; б — спектр от трех пар детекторов

Рис. 3

имеется интересующая информация, составляет небольшую часть диапазона каналов. С помощью АИММ-106<sup>М</sup>, используя ассоциативный метод накопления, имеется возможность выделить для запоминания только столько ячеек памяти, сколько имеется представляющих интерес каналов.

Информация с выходов специализированных ЭВМ /АИММ-106<sup>М</sup>, АИ-4096/ либо с аналого-цифровых преобразователей и промежуточных ЭУ поступает на универсальные ЭВМ. На первом этапе со-

здания системы были использованы малая ЭВМ третьего поколения М-6000 и средняя ЭВМ второго поколения БЭСМ-4. На М-6000 были возложены функции интеллектуального терминала, который собирает накапливаемую информацию, управляет процессом протекания эксперимента, обеспечивает диалоговый режим работы экспериментатор-эксперимент и использует вычислительные мощности БЭСМ-4. Для выполнения перечисленных функций были разработаны дисплей на электростатической трубке со световым карандашом, быстропечатающее устройство на механизме МПБ-2 с соответствующими устройствами управления и интерфейсами, организована связь с БЭСМ-4, а также созданы драйверы /программы управления перечисленными устройствами/ и язык общения [6 - 8]. Связь интеллектуальных терминалов с БЭСМ-4 осуществляется с помощью разработанного канала прямого доступа в оперативную память БЭСМ-4, обеспечивающего возможность одновременного проведения вычислительных работ и накопления, обработки экспериментальных данных.

Процессы накопления и обработки данных могут осуществляться в автоматическом либо автоматизированном /с участием экспериментатора/ режиме. Задав, например, время эксперимента либо величину потока облучения /с помощью блока счетчиков, интенсиметров, таймеров/, измерение можно осуществлять автоматически. С соответствующих таймеров, счетчиков поступают сигналы на М-6000, по которым начинается либо заканчивается эксперимент, при этом автоматически считывается с измерительных устройств накопленная информация, затем после контрольной проверки она стирается и начинается следующий цикл измерений. В автоматизированном режиме осуществляется обработка информации. Экспериментатор световым карандашом отмечает участки, где необходима обработка, и возбуждает на дисплее счетовые клавиши, каждая из которых соответствует определенной программе обработки.

Контроль процессов накопления и обработки осуществляется в течение всего времени проведения измерений. При измерениях на специализированных ЭВМ одновременно с процессом измерения распределений определяется с помощью счетчиков общее количество событий, которое должно быть зарегистрировано, а затем на М-6000 сравниваются в ходе проведения эксперимента эти данные с суммами отсчетов по всем каналам, хранимыми в памяти специализированной ЭВМ. Правильность передач кодов контролируется путем использования разряда четности для каждого байта. Контроль функционирования аналоговой аппаратуры осуществляется с помощью специального блока контроля, генерирующего эталонные сигналы и коммутирующего их на соответствующие входы предусилителей.

На втором этапе создания системы на верхнем уровне используется ЭВМ третьего поколения М4030 с оперативной памятью 256 кбайт, тремя каналами прямого доступа и одним мультиплексным каналом, двумя магнитными дисками каждый емкостью 7,25 млн. байт и пятью лентопротяжными устройствами. Уже имеющийся в институте опыт эксплуатации этой машины показал ее удовлетворительную надежность. Интеллектуальные терминалы создаются на базе ЭВМ ЕС-1010 и М-400. В настоящее время в институте имеются одна ЭВМ ЕС-1010 и две ЭВМ М-400. ЕС-1010 содержит ЗУ на магнитных дисках, так что она может быть использована для накопления многомерных спектров. Важными достоинствами М-400 являются наличие общей шины для приема и передачи данных между процессором и внешними устройствами, для обмена информацией между самими внешними устройствами, а также наличие индексных регистров и приоритетных прерыва-

ний. К сожалению, в настоящее время М-400 выпускается с малой номенклатурой внешних устройств, из-за чего приходится возлагать больше функций на М-4030. Для коммутации измерительных центров, а также других абонентных пунктов с М-4030 предназначена ЭВМ М-6000, которая установлена рядом с М-4030.

#### Л и т е р а т у р а

1. Д.А.Базавов, В.А.Беляков, В.П.Богданов, В.И.Гордин, О.А.Гусев, Н.И.Емельянов, В.А.Зобенко, Ю.А.Истомин, В.В.Колотный, Р.Н.Литунковский, Е.М.Меллех, М.В.Пасечник. Нейтронная физика, часть 4 / Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике/, Обнинск, 1974, 191.
2. Р.Г.Оффенгенден, А.А.Остапенко, В.З.Серман, А.М.Шидлык. Препринт КИЯИ - 75 - 8, Киев, 1975.
3. О.М.Андреев, Р.Г.Оффенгенден, О.Н.Руденко. Труды III Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975.
4. Р.Г.Оффенгенден. Бюллетень изобретений, 1965, №9, авт.свид. №170705.
5. Р.Г.Оффенгенден, Ф.Н.Березин, П.В.Ладшук, Г.Б.Любанский, П.Н.Светличный. Дискретная система для измерений многомерных распределений вероятностей. Киев, "Наукова думка", 1969.
6. О.Ф.Немец, Р.Г.Оффенгенден. Вісник АН УССР, 1974, №12, 81.
7. Л.А.Головач, В.Т.Котляров, Р.Г.Оффенгенден, С.И.Пилипчук. Материалы УП Всесоюзной школы по автоматизации научных исследований. Л., 1974, 403.
8. Л.А.Головач. Материалы УП Всесоюзной школы по автоматизации научных исследований, Л., 1974, 571.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ АВТОМАТИЗАЦИИ ОБРАБОТКИ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ НА РЕАКТОРЕ ВВР-М

В.С.Бабков, Л.А.Головач, В.Т.Котляров, Р.Г.Офенгенден,  
Г.С.Падун, С.И.Пилипчук; В.К.Рудыгин  
(Институт ядерных исследований АН УССР)

Аннотация

Проводится описание устройств и средств математического обеспечения, предназначенных для организации обработки экспериментальной информации на универсальной вычислительной машине среднего класса. Рассматриваются особенности построения канала прямого доступа для БЭСМ-4 и системных программ, допускающих совместную работу вычислительных машин БЭСМ-4 и М-6000 при обмене массивами экспериментальных данных с измерительным центром реактора. Описываются форматы массивов передаваемой информации. Приводятся обработанные спектры.

Abstract

The article deals with the devices and mathematical means intended for the organization of experimental information proceeding with a help of the middle class computer.

The channel of the direct access to the БЭСМ-4 computer memory and system programs providing the БЭСМ-4 and М6000 computers joint operation during the experimental data exchange are described. The transferring information files formates and spectra proceeded are given.



Эффективное использование возможностей ЭВМ в области экспериментальной ядерной физики связано как с их применением непосредственно в эксперименте (накопление и сортировка данных, управление экспериментальными установками), так и с созданием на базе вычислительных машин систем обработки данных. В настоящее время на реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР для накопления данных используются многоканальные анализаторы. Данные из анализаторов выводятся на перфокарты, а затем, для вычисления окончательных экспериментальных результатов в виде пропусканий, сечений, параметров резонансов, обрабатываются на ЭВМ БЭСМ-4 [1]. При таком алгоритме обработки данных получается большая задержка в определении результатов эксперимента. Чтобы значительно уменьшить эту задержку и иметь возможность оперативно влиять на ход эксперимента, была разработана система связи анализаторов с ЭВМ БЭСМ-4.

Анализаторы через устройство сопряжения и линию связи (длиной до 1 км) подключены к каналу БЭСМ-4 [2]. Устройство сопряжения включает в себя электронный коммутатор, буферный регистр, блок кабельных усилителей и блок управления. Номер анализатора и объем передаваемого массива информации устанавливаются оператором перед началом сеанса связи с помощью переключателей. Первыми передаются набираемые на специальных тумблерных регистрах коды, которые несут в себе информацию о характере передаваемого спектра и данные для его хранения и обработки. Вывод информации из анализатора осуществляется последовательным опросом ячеек его запоминающего устройства по сигналам из БЭСМ-4. Обмен с вычислительной машиной производится 22-разрядными параллельными двоичными кодами (16 информационных, 2 контрольных и 4 управляющих разряда) по симметричным двухпроводным линиям. Контрольные разряды формируются схемно в буферном регистре. Предусмотрен автономный режим работы устройства сопряжения с анализаторами.

Основными требованиями, заданными при разработке канала БЭСМ-4 были:

- максимальная скорость обмена информацией;
- возможность обработки данных в процессе их накопления;
- простота сопряжения с источниками информации.

Первые два требования были удовлетворены благодаря сознанию канала с прямым доступом в МОЗУ БЭСМ-4, третье - благодаря использованию при обмене информацией принципа "запрос-ответ". Канал подключен только к одному из блоков оперативной памяти (МОЗУ-1).

Это значительно упрощает связи между каналом и памятью, практически не снижая возможностей системы "БЭСМ-4 - канал". Так как канал имеет свои, практически не зависящие от процессора, связи с оперативной памятью, то с момента получения управляющего слова он работает одновременно с процессором. Задержка работы процессора происходит только в случае одновременного с запросом канала обращения к одному и тому же блоку памяти (МОЗУ-1).

Таковы основные характеристики технических средств системы.

При создании программного обеспечения рассматриваемой системы связи между измерительным центром на реакторе и ЭВМ БЭСМ-4 преследовались две основные цели:

- создание системных программ для ЭВМ БЭСМ-4, допускающих совместную работу различных абонентов, как уже подключенных к ЭВМ БЭСМ-4, так и планируемых к подключению (измерительные центры реактора, циклотронов, ЭВМ М-4030, М-6000, М-400);
- организация режима разделения времени при одновременном выполнении счета текущих задач на ЭВМ БЭСМ-4 и операций обмена информацией с внешними абонентами.

Программа управления работой канала БЭСМ-4 находится в МОЗУ-1. Обслуживание запросов от внешних абонентов производится в режиме прерываний. По сигналу запроса от абонента счет текущей задачи приостанавливается, запоминается состояние ЭВМ в момент прерывания, выполняются необходимые действия, связанные с обслуживанием запроса (маскировка прерываний с более низким приоритетом, установка флага занятости канала, интерпретация запроса и выполнения его по заданной стандартной программе, номер которой указывается в запросе). Если обслуживание запроса связано с накоплением данных в МОЗУ - 1 с целью их последующей записи на магнитной ленте или барабане, то в процессе накопления данных счет текущей задачи продолжается, поскольку прием данных в МОЗУ-1 осуществляется независимо от работы процессора. Такой режим работы обеспечивает программными средствами системы. После выполнения всех действий, связанных с обслуживанием запроса от абонента, восстанавливается исходное состояние оборудования канала, системной программы и продолжается счет прерванной задачи.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.А.Пшеничный, В.К.Рудышин.

Препринт КИЯИ - 73 - БЯ. К., 1974.

2. Р.Г.Оффенгенден и др. В ст. "Технические средства управляющих систем и машин". ИК АН СССР. Киев, 1973, стр.81-90.

СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ В  
НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

В.И.Кадашевич, И.А.Кондуров, С.Н.Николаев, Д.Ф.Рябов

(Ленинградский институт ядерной физики  
им. Б.П.Константинова АН СССР)

Аннотация

В работе рассматривается система измерительных и вычислительных средств, созданная в рамках института для автоматизации исследований в области нейтронной физики и физики деления.

Abstract

The system of measuring and computational facilities for automatization of researches in the field of neutron physics and physics of fission designed in the institute is considered.

Экспериментальные исследования в Ленинградском институте ядерной физики им. Б.П.Константинова АН СССР ведутся, в основном, с использованием реактора ВВР-М мощностью 16 Мвт и синхроциклотрона с энергией протонов 1 Гэв. За последние годы в институте проведена большая работа по автоматизации исследований в области ядерной физики, физики элементарных частиц и физики твердого тела и к настоящему времени сложилась определенная система измерительных и вычислительных средств [1].

Ниже будут описаны средства автоматизации исследований в области нейтронной физики и физики деления, реализованные в рамках этой системы. Эти исследования на современном этапе можно охарактеризовать следующими особенностями:

- 1) наличие большого числа исследовательских каналов реактора дает возможность одновременного проведения до двух десятков экспериментов;
- 2) повышение точности детектирования и стремление максимально использовать нейтронные потоки путем измерений сразу многих параметров приводит к значительному возрастанию потоков данных;

3) алгоритмы сбора и, в особенности, обработки данных в значительной мере подобны, что приводит к возможности унификации как измерительных, так и программных модулей.

Эти особенности предопределили иерархическую структуру созданной к настоящему времени системы коллективного пользования.

В рамках этой системы каждый эксперимент снабжается своей измерительной станцией, в состав которой входит ряд модулей, учитывающих специфику эксперимента. В основном для этих целей используются выносные измерительные станции (ВИСТ), непосредственно связанные односторонними информационными каналами с подсистемами более высокого уровня иерархии. Ряд выносных измерительных станций имеет двухстороннюю связь с верхним уровнем, что позволяет осуществлять программное управление эксперимента в реальном масштабе времени. Измерительные станции комплектуются набором аналоговых и цифровых модулей, управляемых малой ЭВМ (типа "Электроника-100" и М-400) или специализированными процессорами. Значительная часть модулей выполнена в стандарте КАМАК. Некоторые станции имеют в своем составе промышленные амплитудные и временные анализаторы.

Измерительные станции обеспечивают проведение следующих нейтронно-физических экспериментов:

- 1) измерение электрического дипольного момента нейтрона (измерительные и управляющие модули и ЭВМ "Электроника-100" [2];
- 2) измерение спектров электронов из  $n\gamma$ -реакций с помощью магнитного  $\beta$ -спектрометра (измерение и управление с помощью управляющего спецпроцессора [3];
- 3) исследование  $\gamma$ -спектров и  $\gamma$ - $\gamma$  мгновенных и задержанных совпадений в  $n\gamma$ -реакции (ВИСТ, трехпараметрические измерения) [4];
- 4) исследование  $\gamma$ -квантов,  $x$ -лучей и конверсионных электронов при делении тяжелых ядер (ВИСТ, трехпараметрические измерения) [5];
- 5) исследование угловых и энергетических корреляций в тройном делении (ВИСТ, шестипараметрические измерения) [6];
- 6) прецизионные измерения энергий  $\gamma$ -лучей радиационного захвата нейтронов с помощью кристалл-дифракционного  $\gamma$ -спектрометра [5/ (ВИСТ с управлением от ЭВМ более высокого уровня иерархии);
- 7) исследование деления ядер протонами с энергией 1 Гэв [7] ("Электроника-100", связанная с ЭВМ "Минск-32");

8) исследования на резонансных нейтронах с использованием нейтронного времяпролетного спектрометра ГНЕИС [8]. (Временной анализатор для одномерных измерений и в будущем малая ЭВМ с измерительными и управляющими модулями).

Следующий уровень иерархии представляет собой измерительно-вычислительные центры, обеспечивающие одновременное обслуживание физических установок реактора в лаборатории нейтронных исследований [9] и синхротрона в лаборатории физики высоких энергий (ИВЦ ЛФВЭ) [1]. Эти ИВЦ созданы на базе ЭВМ "Минск-22". Их организация учитывает специфику экспериментов, проводимых на реакторе и синхротроне. Вычислительные возможности этих машин используются главным образом для предварительной обработки и создания временных архивов данных. Для реализации этих задач они снабжены набором организующих программ и программами обработки [10].

Эти центры в свою очередь являются абонентами системы коллективного пользования, созданной на базе ЭВМ "Минск-32" [11] и связаны с ней двухсторонними информационными каналами связи. С ней же непосредственно соединены некоторые измерительные станции. Эта система предоставляет абонентам новые возможности как для оперативной обработки, так и для создания архивов. Она же обеспечивает передачу необходимой экспериментальной информации на главный вычислитель института ЭВМ БЭСМ-6.

Управление передачей и предварительной обработкой данных в системе осуществляется с помощью выносных терминалов (телетайпы, дисплеи) с использованием специально разработанного языка директив [10, 12]. Затраты машинного времени на управление передачей данных и предварительную обработку составляют меньшую часть общего ресурса времени и идут на фоне задач окончательной обработки.

В ядернофизических исследованиях существенную часть обработки результатов эксперимента составляет анализ спектральных распределений. Система располагает набором программ на различных ЭВМ для проведения такого анализа [13].

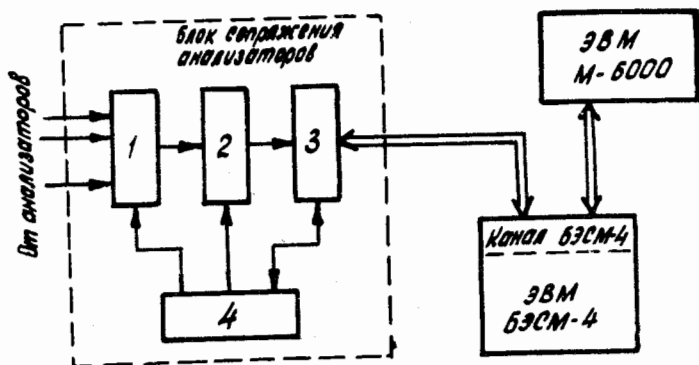


Рис.1. Блок-схема системы связи измерительного центра реактора и ЭВМ БЭСМ-4

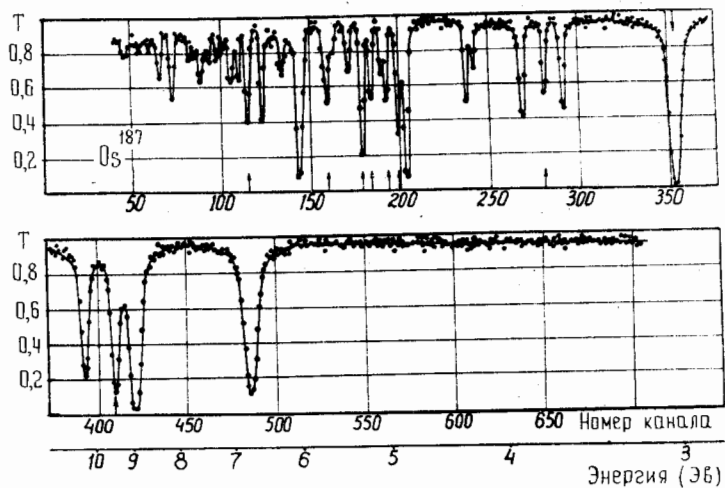


Рис.2. Спектр пропускания  $Os^{187}$  в резонансной области

## Л и т е р а т у р а

1. С.Н.Николаев, Ю.Ф.Рябов. Материалы УП Всесоюзной школы по автоматизации научных исследований. Ленинград, 1974.
2. Г.П.Лиденко, В.И.Кадашевич, А.М.Мазанова, Г.Д.Порсев, В.Н.Слюсарь. Материалы УП Всесоюзной школы по автоматизации научных исследований, Ленинград, 1974.
3. В.И.Кадашевич, В.И.Петрова, В.Г.Муратов, В.И.Виноградов. Препринт ДИАФ №18, Ленинград, 1973.
4. В.Л.Алексеев, Б.А.Емельянов, Л.П.Кабина, Д.М.Каминкер, И.А.Кондуоров, Е.К.Леушкин, Ю.Е.Логиннов, В.Л.Румянцев, С.Л.Сазаров, А.И.Смирнов, П.А.Сущков, Ю.Л.Хазов. Препринт ДИАФ №121, 1974.
5. Л.А.Поненко, Г.А.Петров, Е.Ф.Кочубей, Т.К.Звездкина. Ядерная физика, т.17, вып.2, 1973,274.
6. А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, И.А.Кондуоров, Ю.А.Мирошниченко, А.М.Никитин, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов. Ядерная физика, т.20, 1974,461.
7. Б.П.Горшков, А.Д.Котов, Г.Г.Семенчук, Л.Н.Андроненко, Г.Г.Кошевой, В.Р.Резник, Г.Е.Солякин. Ядерная физика, т.20, 1974,467.
8. Н.А.Абросимов, Т.З.Борухович, А.В.Куликов, Г.Ф.Михеев, Г.А.Петров, Н.Н.Чернов, В.И.Дрченко. Доклад на III Конференции по нейтронной физике. Киев, 1975.
9. V.I.Kadashevich, I.A.Kondurov, S.N.Nickolayev, Yu.F.Ryabov, V.I.Vinogradov. Computer Physics Communication. vol. 4, 1972, 289.
10. И.А.Кондуоров, Т.К.Короткова, И.М.Шестернева. Дубна-7707, 1974.
11. Г.Ш.Весна, Т.Н.Иватина, С.Н.Николаев, Л.П.Солдатов, Ю.Ф.Рябов. Автоматика и вычислительная техника, №5, Рига, 1974.
12. Г.Ш.Весна, С.Н.Николаев, В.П.Хомутников, Ю.Ф.Рябов. Управление данными в системе коллективного пользования. Сборник трудов Международной конференции. Новосибирск, 1974.
13. Л.П.Кабина, И.А.Кондуоров, Э.И.Федорова. Препринт ДИАФ-123, 1974.

ЭЛЕКТРОННАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ  
ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИЙ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

О.М.Андреев, Р.Г.Офенгенден, О.Н.Руденко  
(Институт ядерных исследований АН УССР)

Аннотация

Рассматривается электронная аппаратура спектрометра быстрых нейтронов, позволяющая регистрировать спектры с шириной канала 0,5 нсек при числе каналов до  $10^6$ .

Приводится блок-схема устройства для организации временных окон с высокой разрешающей способностью в широком диапазоне времен.

Abstract

A fast neutron spectrometer electronic equipment allowing to record the spectrum of the channel width 0,5 ns with the number of channels up to  $10^6$  is described.

The block diagram of the device arranging time windows with the high resolution over the wide time range are discussed.

В настоящей работе рассматриваются электронная аппаратура с высокой разрешающей способностью для измерений по методу времени пролета на изохронном циклотроне У-240 и проблемы, связанные с ее созданием.

Требования к этой аппаратуре, учитывающие специфику работы У-240, в режиме импульсного источника нейтронов и особенности эксперимента, изложены в работе [1]. Схема измерений представлена на рис.1.



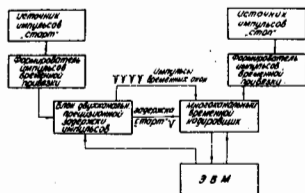


Рис.1

Составными ее частями являются блок двухканальной прецизионной задержки импульсов, многоканальный временной кодировщик и ЭВМ, служащая для регистрации информации, для управления кодировщиком и блоком задержки.

Кроме этого, в состав схемы измерений входят устройства формирования импульсов "Старт" и "Стоп".

Блок-схема двухканальной прецизионной задержки импульсов, устройства, предназначенного для задержки импульса старта и создания импульсов временных окон, показана на рис.2.

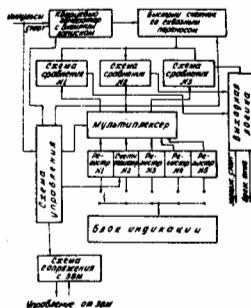


Рис.2

Блок задержки должен обеспечить стабильность задержки не хуже  $\pm 100$  псек при максимальной задержке порядка 1 мсек. Для получения этих параметров долговременная стабильность задающего генератора должна быть не хуже  $10^{-7}$ , что может быть достигнуто только с помощью кварцевого генератора. Генератор с внешним запуском разработан по схеме с коммутируемыми обратными связями. Серьезной проблемой оказалось обеспечение монохроматичности генерируемых колебаний.

Выходная высокочастотная пачка генератора с частотой заполнения 62,5 МГц подается на быстрый 18-разрядный счетчик со сквозным переносом. Время пробега импульса от 1-го до 18-го разряда, не превышает 6 нсек. Выходные импульсы с дискретностью 32 нсек формируются в результате сравнения кодов, записанных в регистрах, с изменяющимся кодом быстрого счетчика.

Текущий код счетчика поступает параллельно на 3 схемы сравнения. На эти же схемы через мультиплексер, переключаемый схемой управления, поступают коды, записанные на пяти регистрах. Код первого регистра определяет время задержки импульса "Старт". Записанные на остальных регистрах коды определяют время появления четырех импульсов, предназначенных для создания двух временных окон. Импульсы, снимаемые со схем сравнения, в схеме выходной логики стробируются узкими импульсами /3 нсек/, сформированными из высокочастотной пачки кварцевого генератора, для устранения влияния времени пробега в счетчике.

Присор может работать в трех режимах:

а/ в режиме создания на одном выходе импульса задержанного старта и четырех импульсов на втором выходе, для формирования

2 временных окон. Коды в регистры в этом режиме вводятся ручным способом;

б/ во втором режиме коды вводятся при помощи ЭВМ;

в/ в режиме скользящего временного окна прибор создает на одном выходе импульс задержанного старта, а на втором выходе — 2 импульса для формирования временного окна. Расстояние между ними постоянно и равно 32 нсек.

Это временное окно с приходом каждого стартового импульса сдвигается на 1 единицу дискретности /32 нсек/ по всей длине временной шкалы.

Быстрая часть устройства задержки/счетчик выходная логика/ выполнена на микросхемах серий 100, 138, 137. Регистры, счетчики-регистры, схемы управления, схемы сравнения и схемы сопряжения с ЭВМ выполнены на микросхемах серии 155. Индикация набранных кодов производится светодиодными индикаторами.

В состав устройства формирования импульсов "Старт" и "Стоп" входят также временные формирователи осуществляющие точную временную привязку к импульсам датчиков. [27].

Схема временного формирователя представлена на рис. 3.

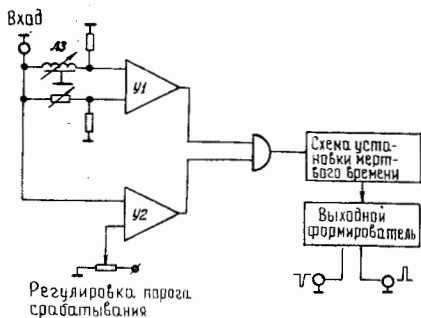


Рис. 3

Входной импульс отрицательной полярности через линию задержки поступает на один вход быстрого дифференциального усилителя У1 с коэффициентом усиления К 1000, выполненного на интегральных микросхемах. На второй вход этого усилителя импульс подается через attenuator. Второй идентичный усилитель У2 служит в качестве дискриминатора нижнего уровня. Для регулировки порога срабатывания применен многооборотный потенциометр типа ППМЛ. После совпадения сигналы с выходов усилителей У1, У2 поступают на схему установки мертвого времени и на выходной формирователь.

Многоканальный временной кодировщик /МВК/ занимает центральное место при измерениях по методу времени пролета [3].

В настоящее время существует много вариантов построения МВК, но все они сводятся к тому, что время измеряется двумя шкалами - грубой и точной. Для создания грубой шкалы широко используются счетчики на интегральных микросхемах, обеспечивающие временное разрешение до 5 нсек. Для создания точной шкалы широкое распространение получили следующие методы :

а/ нониусный метод, отличающийся невысокой долговременной стабильностью и большим мертвым временем;

б/ фазовый метод и метод кратных частот, характеризующиеся относительно малым мертвым временем и высокой стабильностью.

Схемы, использующие эти методы, сложны в настройке;

в/ метод преобразования время-время ( характеризуется небольшим мертвым временем, высокой стабильностью и простотой в наладке).

Сравнительно просто при применении этого метода обеспечивается требуемая стабильность. Он не требует применения специальных радиотехнических схем. Основан на использовании широко

известных схемных элементов. Этот метод был выбран при разработке МК.

Важной проблемой явилась стыковка точной и грубой временных шкал. Для стыковки применялась специальная схема устранения неоднозначности [4].

Блок-схема МК представлена на рис. 4.

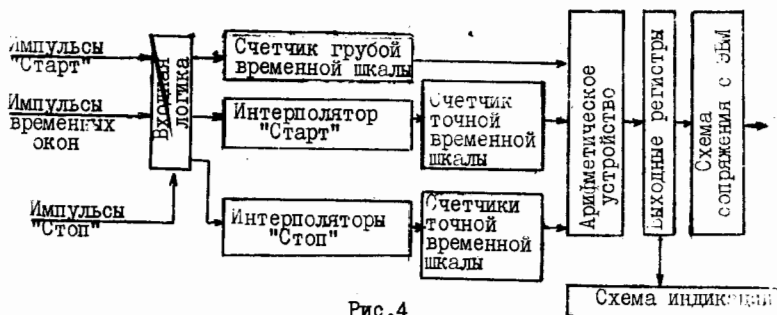


Рис. 4

Блок входной логики включает схему кварцевого генератора незатухающих колебаний, схему распределения импульсов "Стоп" на четыре интерполятора, схемы устранения неоднозначности отсчетов. Суммарный временной отсчет состоит из временного отрезка между моментом появления импульса "Старт" и появлением очередного высокочастотного импульса кварцевого генератора, отсчета на грубом счетчике и временного отрезка между моментом появления импульса "Стоп" и первым ближайшим высокочастотным импульсом.

## Л и т е р а т у р а

1. Д.А.Базавов, П.В.Богданов и др. Нейтронный спектрометр на базе изохронного циклотрона У-240 . Нейтронная физика ч.4. Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая - 1 апреля 1973г. Обнинск, 1974.

2. I. k. Okimov and other. Timing sistem for Ge(Li)-detectors. VEEE Transaction on Nuclear Sciencs. NS20 N4 p.404-410.

3. И.Ф.Колпаков. Преобразователи наносекундных временных интервалов в цифровой код. Семинар по ядерной электронике. Варна, 1969. ОИЯИ Г8-4720 . Дубна, 1970.

4. А.А.Богородицкий, В.Г.Ермаков, А.Г.Рыжевский и др. Устранение неоднозначности обчета цифровых измерительных приборов. Известия вузов. "Приборостроение", 1972, №6.

ШИРОКОДИАПАЗОННАЯ ЦИФРОВАЯ АППАРАТУРА  
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ  
С ОБРАЗОВАНИЕМ КОРОТКОЖИВУЩИХ ИЗОТОПОВ  
( $T_{1/2min} \sim 10^{-3}$  сек)

Е.К.Бонюшкин, В.А.Бояринцев, С.М.Горюшкин,  
Ю.М.Дроздов, Р.А.Орлов

Аннотация

Аппаратура предназначена для изучения реакций, приводящих к образованию короткоживущих радиоактивных ядер с периодом полураспада  $T_{1/2} \sim (1-10)$  мсек на импульсных источниках нейтронов. Примеры реакций:  $Mg^{24}(n,p)Na^{24m}$ ;  $In^{115}(n,2n)In^{114m}$ .

Принцип работы аппаратуры основан на логарифмическом преобразовании средней формы выходного тока детектора, определяемой кривой распада изотопа, в число импульсов. Амплитудный диапазон регистрации  $\geq 10^3$ . Суммарные аппаратурные погрешности регистрации  $\sim 5\%$ .

Abstract

The apparatus for studying of reactions on impulse neutron sources producing short-lived radioactive nuclei with the half-life period of  $T_{1/2} \sim (1-10)$  msec has been developed.

The examples:  $Mg^{24}(n,p)Na^{24m}$ ;  $In^{115}(n,2n)In^{114m}$ .

The apparatus works on the basis on log transformation of the detector average anode current to the number of impulses. The amplitude range is  $\geq 10^3$  with the basic error of  $\sim 5\%$ .

Предлагаемая аппаратура предназначена для автоматической регистрации кривых распада радиоактивных изотопов с периодом полураспада  $T_{1/2} \sim (1-10)$  мсек и может быть использована при изучении на импульсных нейтронных источниках реакций, приводящих к образованию изомеров  $(n, 2n)$ ,  $(n, d)$  и т.п.].

Применение аппаратуры рассчитано на геометрию опыта, весьма часто используемую в практике современных физических измерений, когда детектор расположен вблизи источника в большом нейтронном поле, а регистратор — на значительном удалении, например в общем регистрирующем и вычислительном комплексе.

Детектирование сигнала, образуемого радиоактивным излучением изотопа-изомера, осуществляется в токовом интегральном режиме.

Средняя форма выходного (анодного) тока детектора определяется законом изменения интенсивности регистрируемого излучения, т.е. кривой распада изучаемого изотопа:

$$I(t) = \sum \varphi_g \cdot n_{oi} \cdot \exp\left[-\frac{t}{T_{1/2i}} \cdot \ln 2\right] + \varphi_g \cdot n_f = \\ = \sum_{i=1}^k I_{i0} \cdot \exp\left[-\frac{t}{T_{1/2i}} \cdot \ln 2\right] + I_f,$$

где

$n_{oi}$  — начальная активность  $i$ -го изотопа с периодом полураспада  $T_{1/2i}$ ;

$n_f$  — фоновая активность;

$\varphi_g$  — функция передачи детектора.

Таким образом, задача регистрации сводится к записи формы вышеуказанной кривой  $I(t)$ .

Структурная схема измерительного канала, соответствующая токовому режиму регистрации, представлена на рис. 1.

Принцип регистрации кривой распада изотопа основан на измерении мгновенных значений выходного напряжения ФЭУ при подаче на детектор с регистратора стробимпульсов опроса последовательно во времени. Интервалы следования стробимпульсов опроса детектора устанавливаются 0,5 или 1 мсек в зависимости от периода полураспада изучаемого изотопа. Выходной информацией детектора служит пакет импульсов. Число импульсов в пакете пропорционально логарифму стробируемого напряжения.



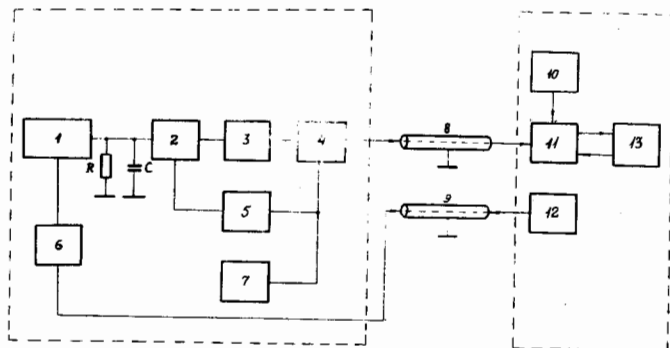


Рис. 1.

- 1 - сцинтилляционный счетчик, собранный на ФЭУ-93 с пластмассой  $H = 20 \text{ мм}$ ,  $\varnothing = 43 \text{ мм}$ ;  
 2 - аналого-цифровой преобразователь;  
 3 - выходной формирователь;  
 4 - разделительный фильтр;  
 5 - формирователь импульсов управления;  
 6 - делитель диодных напряжений ФЭУ;  
 7 - вторичный источник питания;  
 8 - сигнальный кабель; 10 - низковольтный источник питания;  
 9 - высоковольтный кабель; 11 - блок разделительных фильтров;  
 12 - высоковольтный блок питания; 13 - регистратор.

Элементы 4 и 11 служат для разделения и формирования сигнальных и управляющих импульсов, передаваемых наряду с постоянным питанием схемы детектора по сигнальному кабелю.

Как видно из блок-схемы, выходной аналоговый сигнал ФЭУ (средний анодный ток) преобразуется в дискретную форму в самом блоке детектора и передается по сигнальному кабелю в виде мощных сформированных импульсов. Это позволяет реализовать более широкий диапазон регистрации и хорошую помехоустойчивость аппаратуры, так как по условиям эксперимента регистратор, находящийся в измерительном центре, удален от блока детекторов на расстояние нескольких километров. При передаче аналоговых сигналов по длинным кабелям диапазон регистрации существенно снижается, поскольку нижний уровень сигнала ограничен электромагнитными наводками, а верхний - линейным током и напряжением ФЭУ.

Достоинством приведенной схемы канала регистрации является то, что точностные характеристики аппаратуры определяются в основном параметрами аналого-цифрового преобразователя и практически не зависят от длины сигнального кабеля.

Принципиальная схема детектора приведена на рис. 2.

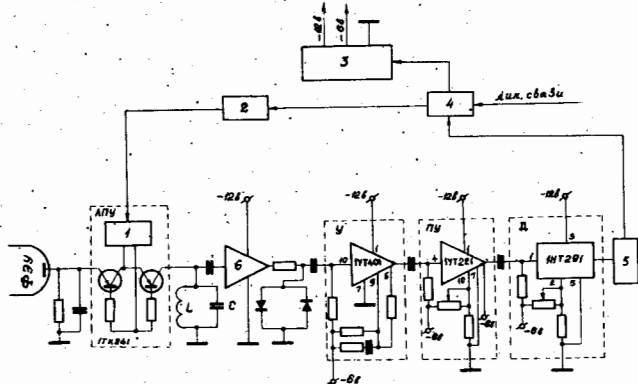


Рис. 2.

- 1 - линейное пропускающее устройство;
- 2 - формирователь импульсов управления;
- 3 - вторичный источник питания;
- 4 - разделительный фильтр;
- 5 - формирователь выходных импульсов;
- 6 - истоковый повторитель

В основе работы детектора лежит принцип логарифмического преобразования постоянного напряжения в число импульсов на колебательном  $LC$ -контуре [1-3]. Схема работает следующим образом: при поступлении с линии связи импульсов опроса формирователем Ф2 формируется короткий стробимпульс, отпирающий схему 1. Последняя вырезает из выходного напряжения интегрирующей  $RC$ -цепочки импульс ( $\sim 0,5$  мксек), который возбуждает колебания в  $LC$ -контуре, затухающие по экспоненциальному закону. Эти колебания после ограничения и усиления подаются на нормализатор (пороговый усилитель с дискриминатором). Формирователь 5 формирует выходные импульсы детектора по амплитуде ( $U \geq 10$  в) и длительности ( $t_w \leq 0,5$  мксек).

Частота колебаний в  $LC$ -контуре выбрана 1 Мгц. В схеме I применен интегральный прерыватель. Обладая высоким  $R_{вх} \geq 6,7 \cdot 10^8$  ом, он практически не ухудшает собственную добротность контура, позволяя вместе с тем использовать высокие нагрузки ФЭУ ( $R_{\text{макс}} \approx 1$  мом), что существенно при работе с малыми анодными токами ( $I_a < 50$  мка).

Число импульсов в пакете  $N$  пропорционально логарифму амплитуды стробируемого напряжения. Экспериментальная зависимость  $N(U)$  приведена на рис. 3. Как видно из этого рисунка, диапазон регистрации  $\leq 10^3$ .

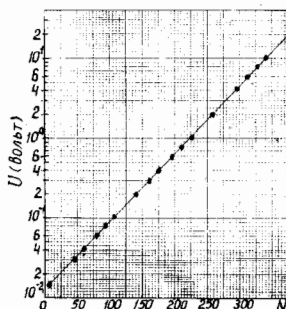


Рис. 3.

Погрешность квантования ( $\delta_u = \frac{\Delta U}{U}$ ), связанная с потерей одного импульса, постоянна во всем диапазоне регистрации и равна  $\sim \pm 2\%$ . Температурный коэффициент преобразования схемы аналого-цифрового преобразователя  $\sim \pm 3,2\%/+20^\circ\text{C}$ .

Для сбора и хранения цифровой информации одновременно с шести вышеописанных детекторов была разработана система регистрации, состоящая из 6-канального цифрового регистратора, запоминающего магнитного устройства и цифрочатающего блока ПЦПУ-2. Число счетных каналов регистратора - 6. Емкость счетных каналов - девять двоичных разрядов. Число измерительных точек в каждом канале - 40. Интервалы измерения 0,5 или 1 мсек. Прибор полностью выполнен на микросхемах.

Блок-схема регистратора изображена на рис. 4.

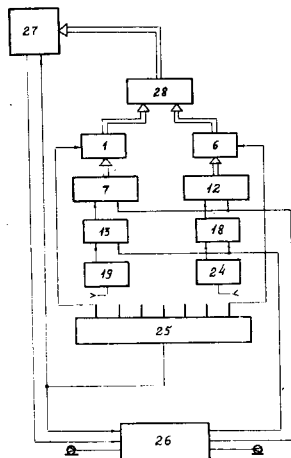


Рис. 4.

1-6 - выходные вентили В1-В6;  
 7-12 - 9-разрядные пересчетные схемы ПС1-ПС6;  
 13-18 - схемы блокировки СБ1-СБ6;  
 19-24 - входные ограничители-формирователи ОФ1-ОФ6;  
 25 - сдвиговый 6-разрядный регистр СР;  
 26 - таймерный блок ТБ;  
 27 - внешнее запоминающее устройство ЗУ

Регистратор работает следующим образом: в исходном состоянии СБ всех каналов заблокированы, в первых пяти разрядах СР записаны "0", в шестом "1". Стартовый импульс запускает ТБ, который начинает формировать управляющие импульсы в следующей последовательности. Вначале вырабатываются строб-импульсы опроса детекторов и "сброс ПС". Через 0,5 мксек снимается сигнал "Блокировка" и СБ открываются. Пришедшие с детекторов пакеты импульсов через входные устройства Вх1-Вх6, ОФ1-ОФ6 и открытые СБ1-СБ6 поступают на входы ПС1-ПС6 и пересчитываются. Через 0,4 мсек при интервале измерения 0,5 мсек (через 0,9 мсек при интервале 1 мсек) формируется сигнал блокировка, закрывая СБ1-СБ6 и блокируя тем самым счетные входы ПС. Одновременно формируются импульсы "Перенос", поступающие

на сдвиговый вход СР и управляющий вход ЗУ. Первый импульс осуществляет перенос "1" из 6-го в 1-й разряд СР, в результате на выходе 1-го разряда СР формируется сигнал, открывающий В1, и 9-разрядное цифровое слово с выхода ПС1 через В1 и схемы ИЛИ поступает на информационный вход ЗУ и записывается в первой ячейке. Второй импульс осуществляет запись 9-разрядного цифрового слова с выхода ПС2 во вторую ячейку ЗУ и т.д.

Шестой импульс снова переводит 6-й разряд СР в "1", осуществляя тем самым запись 9-разрядного цифрового слова с выхода ПС6 в 6-ю ячейку ЗУ и одновременно прекращая формирование импульсов "Перенос". На этом цикл подсчета импульсов первых пакетов с детекторов и запись информации в ЗУ заканчивается.

Через 0,5 мсек (1 мсек) вышеописанный процесс повторяется с той лишь разницей, что информация с выхода ПС1 записывается в 7-ю ячейку ЗУ, с выхода ПС2 - в 8-ю ячейку и т.д.

После заполнения емкости ЗУ блокируется, выдает импульс "Останов", который прекращает формирование управляющих импульсов ТБ, и программа регистрации заканчивается.

Суммарные аппаратные погрешности канала регистрации в целом не превышают 5%.

#### Л и т е р а т у р а

1. Санин А.А., Никеев Ю.В., Гадалов А.Н. "Труды научно-технической конференции по ядерной радиоэлектронике", т.4, М., Атомиздат, 1960.
2. K.Suqa. "Rev.Sci.Instr.", 32 (1961), 1187.
3. I.C.Barton. "Nucl.Instr. and Meth.", 16 (1962), 39.

ВАРИАНТЫ ИМПУЛЬСНОГО НЕЙТРОННОГО МЕТОДА  
ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ИССЛЕДОВАНИЮ ДВУХЗОННЫХ  
СИСТЕМ

А.В. Антонов, А.И. Исаков, М.В. Казарновский, С.А. Кантор,  
И.А. Копысов, В.И. Куликов, О.А. Лангер, Ю.А. Меркулев,  
В.В. Миллер, А.И. Нижитенко, Д.А. Панкратенко, Ю.С. Шиме-  
левич, А.С. Школьников, Л.Н. Крова

(Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР)

Аннотация

Теоретически и экспериментально показано, что, исследуя двухзонные системы, можно с хорошей точностью определять среднее альbedo нейтронов, макроскопическое сечение поглощения и коэффициент диффузии нейтронов, в том числе для веществ, доступных в небольших количествах.

Abstract

It is shown that by means of investigation of two zone systems one can determine precisely the thermal neutron albedo, the macroscopic capture cross section and the diffusion coefficient of different media (including small samples).

В работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований гетерогенных неразмножающих систем, на которых основаны некоторые практически применимые методы [1] определения нейтронно-физических параметров указанных систем с помощью импульсного источника нейтронов.

### I. Новый метод измерения альbedo тепловых нейтронов

В работе [2] был теоретически рассмотрен перенос нейтронов от импульсного источника в сферическом слое замедлителя толщиной  $H$  и радиусом  $R$  при  $R \gg \langle \lambda_{tr} \rangle_T$ ,  $H \gg \langle \lambda_{tr} \rangle_T$ , где  $\lambda_{tr}$  - транспортный пробег нейтронов в замедлителе, а символ  $\langle \dots \rangle_T$  означает усреднение по максвелловскому спектру с температурой  $T$ . Расчет проводился в диффузионном приближении, спектр нейтронов предполагался максвелловским. Было показано, что при не очень больших временах после нейтронной вспышки плотность нейтронов в замедлителе и на его поверхности убывает со временем по закону, близкому к экспоненциальному, причем постоянная затухания  $\lambda_0$  связана со средним альbedo нейтронов от сферической поверхности  $K_0(\lambda_0)$  соотношением

$$K_0(\lambda_0) \approx \left[ 1 + \frac{\sqrt{\pi}}{3} x + \frac{1}{4} x^2 + \frac{\sqrt{\pi}}{15} x^3 + \frac{1,384 - \ln x}{144} \right]^{-1}; \quad x = \frac{2R}{V_T \lambda_0}; \quad V_T = \frac{\sqrt{2kT}}{m}. \quad (1)$$

Независимо расчет  $K_0(\lambda_0)$  в диффузионном приближении дает

$$K_0(\lambda_0) = \frac{1-\epsilon}{1+\epsilon}, \quad \epsilon = \frac{2}{\langle v \rangle_T} \left[ \frac{1}{R} + \frac{1}{L_0} \sqrt{1 - \frac{\lambda_0}{\alpha}} \operatorname{cth} \left( \frac{H + Z_0 \sqrt{1 - \frac{\lambda_0}{\alpha}}}{L_0} \right) \right] \times \\ \times D_0 \left[ 1 - \frac{3D_0}{\langle v \rangle_T^2} (\alpha - \lambda_0) \right], \quad D_0 = \langle \frac{v \lambda_{tr}}{3} \rangle_T, \quad Z_0 = 2,13 \frac{D_0}{\langle v \rangle_T}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  - вероятность поглощения нейтрона в замедлителе в единицу времени;  $v$  - скорость нейтронов;  $L_0$  - длина диффузии.

Экспериментальные результаты [3], обработанные по формуле (1), хорошо согласуются с расчетами, выполненными по формуле (2) для чистой воды. В настоящей работе приведены также новые экспериментальные данные, полученные в ФИАНе, и их сравнения с теорией. Эксперимент проводился на установке, представляющей собой две концентрические сферы различных диаметров, промежуток между которыми заполняется чистой водой и водой, отравленной борной кислотой, при температуре  $21^\circ\text{C}$ . Внешние сферы (радиусом  $R+H$ ) были выполнены из кадмированной меди, внутренние (радиусом  $R$ ) - из резины (первые эксперименты) и алюминия (вторые эксперименты). В разных сериях детектор помещался у прорези во внешней сфере и в

центре установки. Результаты различных серий эксперимента хорошо согласуются. Во всех случаях наблюдалось близкое к экспоненциальному затухание плотности нейтронов. В табл. I приведены значения  $K_0(\lambda_0)$ , рассчитанные по формулам (1) и (2) для первых (строки I-12) и вторых (строки I3-23) экспериментов. Видно, что при слабом поглощении эксперименты с хорошей точностью позволяют измерить альбедо. Отметим также, что при одном и том же поглощении произведение  $\lambda R$  слабо зависит от  $R$ .

## 2. Исследование двухзонных плоских систем

В МИФИ выполнены измерения зависимости от времени плотности нейтронов от импульсного источника в пластине замедлителя (плексиглас) размерами  $20 \times 20 \times 3,68$  см при наложении на нее исследуемых образцов площадью  $20 \times 20$  см и различной толщины  $\alpha$ . Обнаружен практически экспоненциальный спад плотности нейтронов для образцов из водородсодержащих веществ ( $ZrH_x$ ,  $TiH_x$ , порошок плексигласа) при  $0,3 < \lambda_{tz} >_T < a < 10 < \lambda_{tz} >_T$ , а также для графита, сплава  $Pb + 3,4\% Sb$  при  $0,2 < \lambda_{tz} >_T < a < 1,5 < \lambda_{tz} >_T$  при задержках от 100 до 300 мксек. Данные эксперимента для слабопоглощающих образцов хорошо согласуются с расчетами в одногрупповом диффузионном приближении. В случае сильнопоглощающих образцов ( $Ni$ ) для удовлетворительного согласия расчета с экспериментом нельзя пренебрегать эффектом диффузионного охлаждения. Показано, что для толщины образца  $a \sim \lambda_{tz}$  из данных эксперимента можно определять коэффициент диффузии материала образца. Как видно из табл. 2, результаты такой обработки экспериментальных данных (6-я колонка) в пределах ошибок согласуются со значениями коэффициента диффузии нейтронов (7-я колонка), полученными независимо и приведенными в работе [4].

## 3. Моделирование скважины в горной породе

Двухзонная система сред с цилиндрической границей раздела моделирует типичный для изучения горных пород импульсными нейтронными методами безграничный пласт, пересеченный скважиной. Так как в большинстве практически интересных случаев поглощение нейтронов в скважине больше, чем в пласте, анализ пространственно-временного распределения нейтронов в скважине при больших време-



Таблица I

$R$ , см	$H$ , см	$\rho(B)_{13}$ МГ/СМ <sup>3</sup>	$\lambda_0$ , сек <sup>-1</sup>	по ф-ле (1) $k_0(\lambda_0)$	по ф-ле (2) $k_0(\lambda_0)$
7,5	8,5	0	4340 $\pm$ 40	0,8334	0,8507
10,0	6,0	0	3480 $\pm$ 30	0,8225	0,8278
15,0	5,8	0	2350 $\pm$ 20	0,8203	0,8177
7,5	8,5	1,026	7120 $\pm$ 80	0,7353	0,7150
10,0	6,0	1,026	5370 $\pm$ 70	0,7339	0,7071
15,0	5,8	1,46	3600 $\pm$ 60	0,7325	0,7000
7,5	8,5	2,090	8400 $\pm$ 100	0,6925	0,6315
10,0	6,0	2,090	6400 $\pm$ 150	0,6881	0,6290
15,0	5,8	2,090	4360 $\pm$ 160	0,6821	0,6272
7,5	8,5	4,190	10860 $\pm$ 230	0,6151	0,5338
10,0	6,0	4,190	8100 $\pm$ 200	0,6169	0,5325
15,0	5,8	4,190	5900 $\pm$ 300	0,5871	0,5338
13,3	7,5	0	2560 $\pm$ 10	0,8266	0,8246
13,4	4,0	0	2970 $\pm$ 15	0,7985	0,8046
10,4	7,0	0	3270 $\pm$ 15	0,8263	0,8301
10,4	10,4	0	3200 $\pm$ 15	0,8298	0,8360
13,3	7,5	0,95	4200 $\pm$ 120	0,7249	0,7127
10,4	10,4	1,046	5640 $\pm$ 140	0,7116	0,7104
13,3	7,5	2,370	4600 $\pm$ 160	0,7013	0,6088
15,8	5,0	2,600	4750 $\pm$ 150	0,6400	0,6011
13,4	4,0	2,600	5780 $\pm$ 180	0,6330	0,6026
10,4	7,0	2,600	6690 $\pm$ 200	0,6642	0,6011

Примечание. Погрешность величин  $k_0(\lambda_0)$ , приведенных в пятой колонке  $\sim 10^{-3}$ ; для  $k_0(\lambda_0)$  из шестой колонки погрешность  $\sim 10^{-3}$  в случае чистой и  $\sim 10^{-2}$  в случае борированной воды

Таблица 2

Вещество	$\gamma,$ г/см <sup>3</sup>	$\lambda_{tz},$ см	$a,$ см	$T,$ °К	$\bar{D}\bar{v},$ см <sup>2</sup> ·сек <sup>-1</sup>	$\bar{D}\bar{v}$ (мз/4), см <sup>2</sup> ·сек <sup>-1</sup>
Порошок	3,5	0,62	0,39- 0,99	293	50100±1200	52000± ±1200
	5,02	0,45	1,5- 6,0	293	36800±1000	36300± ±800
	1,72	2,41	1,0- 15	289	204000±4000	199000± ±1000
Порошок плексиглас	0,4	1,26	0,39- 8,0	293	104000±2300	105000± ±1000
	1,37	0,91	0,4- 8,0	293	72600±2900	74400± ±2600
(99,99%)	8,45	0,52	0,244- 2,55	298	40600±2200	45400± ±2000
+3,4%	11,0	2,45	0,504- 9,54	298	256000±12000	234000± ±22000

нах после вспышки позволяет определить среднее время жизни  $\tau = \frac{l}{v \Sigma_a}$  и коэффициент диффузии  $D$  тепловых нейтронов в пласте. Для системы, представляющей собой цилиндрическую полость в однородном пласте функцию распределения тепловых нейтронов в среде можно приближенно получить [5] при следующих предположениях: замедление нейтронов описывается возрастным, а перенос тепловых нейтронов — одногрупповым диффузионным приближением; за время пролета через полость пространственно-временное распределение нейтронов не меняется. Значения  $\Sigma_a$ , вычисленные по расчетным и экспериментальным распределениям для полости с диаметром 12–15 см, совпадают с точностью с сечением поглощения для среды, а значения  $D$  получаются завышенными на 10–15%.

Рассмотрен вопрос об эффективном сечении захвата  $\Sigma_{a_{эфф}}$  тепловых нейтронов в слоистой среде. Показано, что расчет в односкоростном диффузионном приближении [6] удовлетворительно согласуется с данными эксперимента в моделях слоистой среды со скважиной, заполненной водой, и с параметрами внешней среды:  $d_1 = d_2 = d < 20$  см,  $D_1 = D_2 \approx 120$  см<sup>2</sup>/мс,  $\tau_1 \approx 0,22$  мс,  $\tau_2 = 0,089$  мс. С ростом размера слоев  $\Sigma_{a_{эфф}}$  убывает и может быть меньше среднего взвешенного значения на 20–30% и более. Это уменьшение тем больше, чем больше разница между  $\Sigma_{a_1}$  и  $\Sigma_{a_2}$  и меньше коэффициенты диффузии сред.

#### Л и т е р а т у р а

1. А.В. Антонов и др. О возможности применения некоторых новых нейтронных методик в геофизике и приборостроении. Доклад на III конференции по нейтронной физике. Киев, 1975.
2. К.Д. Ильева, М.В. Казарновский. Атомная энергия (в печати).
3. А.В. Антонов и др. Сб. "Краткие сообщения по физике". № II, 1974, с. 59.
4. Д.А. Ганкратенко, Л.Н. Юрова. Атомная энергия, 1975, т. 38, с. 95.
5. С.А. Кантор, В.Г. Цейтлин. Сб. "Ядерная геофизика". (Труды ВНИИЯТ), вып. 7, "Недра", М., 1969, с. 57–65.
6. С.А. Кантор, И.И. Климов, Т.А. Шапошникова. Сб. "Импульсный нейтронный каротаж". М., 1968, с. 31–37, (ОНИ ВНИИЯТ).

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ НЕКОТОРЫХ НОВЫХ  
НЕЙТРОННЫХ МЕТОДИК В ГЕОФИЗИКЕ И ПРИБОРОСТРОЕНИИ

А.В.Антонов, А.И.Исаков, Ю.А.Меркульев, М.В.Казарновский,  
С.А.Кантор, В.В.Миллер, Д.А.Панкратенко, Ю.С.Шимилевич,  
Д.Н.Юрова

(Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР)

Аннотация

Рассмотрены новые принципы получения интегральных нейтронных характеристик вещества, которые можно использовать для контроля его состава и фазового состояния. Показано, что эти методы могут быть применены для решения ряда геофизических задач и некоторых задач физики реакторов.

Abstract

New principles of the determination of the integral neutron characteristics to control the composition and the state of aggregation of media are considered. It is shown that these methods can be used for geophysics and reactor needs.

Нейтронные методы исследования вещества основаны на измерении потоков нейтронов от стационарных или импульсных источников. Сравнение результатов этих измерений с расчетными или эталонными данными позволяет определять также нейтронно-физические параметры, как длина диффузии (в случае стационарных источников), коэффициент диффузии и время жизни нейтронов (в случае импульсных источников), а также некоторые другие. Эти параметры в свою очередь зависят от состава и структуры вещества. Существенное преимущество нейтронных методов состоит в том, что благодаря проникновению нейтронов в глубь исследуемых образцов они позволяют определять характеристики вещества без разрушения изучаемых систем. Особенно широко используется импульсный метод (предложенный в 1953 г. в СССР академиком И.М.Франком и Дарделом в Швеции [1]) поскольку он позволяет получать более полную информацию о веществе.

В последние годы импульсная нейтронная методика интенсивно применяется для изучения гетерогенных систем [2].

Теоретический анализ ряда подобных неразмножающихся систем (в том числе систем с большими сферическими полостями) и результаты экспериментальных исследований изложены в докладе [3].

Приведем некоторые данные о новых возможностях применения импульсных нейтронных методов в практических целях.

Проведенные в ФИАНе экспериментальные исследования гетерогенных систем, имеющих большие полости, позволили впервые непосредственно определить альбедо для случая затухающего нейтронного потока на сферической границе среда-вакуум с точностью до 1%. Измерения были проведены для ряда замедляющих сред - воды, воды, "отравленной" бором, гидрида циркония и др. Эти работы показали также, что, используя разработанный метод, можно получить также информацию о наличии, положении и размерах полости в среде.

Исследования, проведенные в ФИАНе с водородом, показали, что импульсный метод позволяет в ряде случаев с хорошей точностью контролировать фазовое состояние вещества и его плотность. Работы по изучению нейтронным методом горных пород в их естественном залегании были стимулированы в СССР академиком Флеровым. В результате этих исследований удалось создать метод,

который оказался весьма эффективным при поисках, разведке и контроле за разработкой месторождений нефти, газа, ртути и т.п. Только на нефтяных месторождениях Татарии этим методом исследуется около 1000 скважин в год и ежегодный экономический эффект составляет более 5 млн.руб. Для его осуществления были разработаны и выпускаются Киевским заводом "Геофизприбор" импульсные источники нейтронов с миниатюрными ускорительными трубками и источниками ускоряющего напряжения 100 кв; внешний диаметр скважинного прибора 42 мм, он работоспособен при температуре от 120 С и давлении до 400 атм. Сущность метода состоит в облучении окружающей прибор среды импульсным потоком нейтронов и в измерении пространственно временного распределения тепловых нейтронов. Во многих практически важных случаях скважинная среда захватывает тепловые нейтроны интенсивней, чем пласт. Через время 1 мсек после импульса в пласте нейтронов останется больше, чем в скважине, и в последней будут регистрироваться нейтроны, пришедшие из пласта. Измеряя убывание плотности тепловых нейтронов со временем на различных расстояниях от источника, можно оценить среднее время жизни и коэффициент диффузии нейтронов в пласте. Поскольку горные породы различаются по величине этих нейтронных параметров, импульсный нейтронный способ позволяет их идентифицировать.

Исследования, проведенные во ВНИИ ядерной геофизики и геохимии, показали, что применение импульсных нейтронных источников в сочетании со скважинными  $Ge(Li) - \gamma$  - спектрометрами позволяет осуществлять многоэлементный анализ, в частности для основных породообразующих элементов (Si, Ca, O, H, Fe, Mo, S, Al, Ti и др.) при их содержании  $\geq 0,1\%$ . Это дает возможность бурить скважины без подъема образцов с глубин в несколько километров, что сулит экономический эффект - сотни тысяч рублей на каждую бурящуюся глубокую скважину.

Кроме того, во ВНИИ ядерной геофизики и геохимии разработан метод определения среднего времени жизни тепловых нейтронов в горных породах при использовании для измерений образца - керна, размером всего несколько сантиметров. В этом методе образец и окружающий его замедлитель образуют двухзонную систему, декремент затухания плотности нейтронов в которой зави-

сит, главным образом, от поглощающих свойств образца [4].

В работах, выполненных в МИФИ, были исследованы возможности применения импульсного нейтронного метода к двухзонной системе замедлитель-образец для определения коэффициента диффузии тепловых нейтронов и содержания водорода в образце (см. также работу [5]).

Так же, как и в работе [7], здесь имеется возможность оптимизации толщины замедлителя. Точность определения коэффициента диффузии в оптимальных условиях достигает нескольких процентов. Аналогичные эксперименты и их теоретический анализ были выполнены ранее Матвеевко и др [6]. Особенностью работы, проведенной в МИФИ является демонстрация возможности экспериментального определения коэффициента диффузии материала образцов с геометрическим параметром, существенно превышающим геометрический параметр, определяемый пределом Корнгольда, и в более широкой области измерений сечения поглощения вещества, чем это практически возможно с помощью классического импульсного метода. Предлагаемый метод практически применим для технологического контроля реакторных материалов, а также для изучения изменения рассеивающих свойств облученных материалов. Например, на основе изученных особенностей взаимодействия нейтронов с веществом в двухзонной системе разработана методика определения содержания водорода в образцах из гидрида циркония. Получена относительная точность для величины содержания водорода, равная 1%.

В определенных условиях подобный метод имеет преимущества как перед методом, основанным на применении постоянного источника нейтронов, так и перед классическим импульсным методом.

## Л и т е р а т у р а

1. А.В.Антонов и др. В кн. "Реакторостроение и теория реакторов". М. Издательство АН СССР, 1955 (Доклад сов. делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955). Т.5, 1956, стр.3.
2. К.Д.Илиева, М.В.Казарновский. К теории нестационарного переноса тепловых нейтронов в замедлителе, содержащем большую сферическую полость. Атомн.энергия (в печати).
3. А.В.Антонов и др. Варианты импульсного нейтронного метода применительно к исследованию двухзонных систем. Доклад на III Конференции по нейтронной физике (Киев, 1975).
4. В.П.Иванкиа и др. Труды ВНИИЯГТ, вып.5, "Недра", М., 1969 г., стр. 28-56.
5. Л.Н.Юрова, Д.А.Панкратенко. Атомная энергия, вып.4, 1975.
6. И.П.Матвеевко, Э.А.Стумбур и др. В сб. "Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов". Под ред. В.В.Орлова и Э.А.Стумбура. М., Атомиздат, 1972, стр.323.
7. В.В.Миллер. Атомная энергия, № I, 1967 г., стр. 33.



УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДЕЛЯЩИХСЯ  
ВЕЩЕСТВ И ПОЛНЫХ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ

Л.А.Воробьев, О.А.Угольцев, Г.И.Эльцин

(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)

Аннотация

В работе описана и исследована конструкция блоков детектирования нейтронов деления. Выбором оптимальной геометрии размещения счетчиков тепловых нейтронов достигается повышение общей чувствительности регистрации нейтронов на 50%.

Описан принцип работы электронной схемы установки.

Abstract

In the paper a construction of fission neutron detection unit is described and studied. An increase of neutron registration general sensitivity by 50% is attained by the choice of thermal neutron counters displacement geometry.

The principle of the device electron scheme operation is described.

Нейтронные методы в настоящее время находят широкое применение в научных исследованиях и практических целях. Идентификация делящихся веществ по нейтронному излучению относится к задачам использования нейтронных методов. К ряду таких задач относятся определение содержания урана и сверхтяжелых элементов в образцах естественного происхождения и подвзвгнутых облучению многозарядными ионами и иными видами излучений. В лабораторной и производственной практике необходимо определять выходы нейтронов источников нейтронов, используемых для градуировки и проверки работоспособности приборов.

Указанные и аналогичные задачи приводят к необходимости разработки установки, с помощью которой можно было бы определять число совпадений нейтронов деления в образце, среднее число нейтронов, приходящихся на одно деление  $\bar{\nu}$  и полные выходы нейтронов источников нейтронов.

В литературе описано достаточное количество установок, пригодных для указанной цели.

Известно много методов определения полного потока (выхода) нейтронов источников нейтронов.

К таким методам относятся абсолютные методы определения, основанные на применении регистрации коррелированных частиц, полного поглощения (метод водяного бака, метод марганцевой ванны), и относительные методы определения потока нейтронов.

Абсолютные методы определения полного потока нейтронов обладают рядом существенных преимуществ, связанных с высокой точностью измерений. Недостатком абсолютных методов является в отдельных случаях малая универсальность способа (метод сопутствующих частиц и метод прямого определения потока нейтронов), а в отдельных случаях трудная реализация метода, громоздкость операций при проведении измерений и большое время измерения (методы марганцевого и водяного бака).

Относительные методы, проигрывая абсолютным методам в точности, как правило, выигрывают в отношении экспрессности и удобства эксплуатации.

К относительным методам можно отнести применение графитовой (борной) призмы и водородсодержащего замедлителя.

Графитовая призма применяется в тех случаях, когда стремятся получить высокую точность сличения нейтронных источников, в том числе разного спектрального состава. Однако большие размеры установки и малая чувствительность затрудняют использование ее в рядовых измерениях, где требуется оперативность и удобство эксплуатации.

Широкое использование в научных исследованиях и народном хозяйстве ускорителей и изотопных источников, применяемых для получения нейтронных потоков, особенно остро ставит вопрос о разработке установок массового применения.

К установкам массового применения предъявляется ряд специфических требований по сравнению с установками, специально изготовленными для использования в конкретных случаях.

Такие установки должны быть надежными в работе, иметь подробные инструкции по эксплуатации и выпускаться серийно. Последнее обстоятельство имеет решающее значение при выборе комплектующих изделий и детекторов нейтронов, что в свою очередь влияет на выбор структурной схемы прибора.

В настоящее время известны установки колодезного типа, применяемые для определения полного потока нейтронов и потоков нейтронов делений при исследовании ядерных реакций на ускорителях и сличении изотопных источников нейтронов.

Наиболее подходящим блоком детектирования при создании установки широкого применения является блок детектирования, состоящий из замедлителя с шахтой для помещения источника и нейтронных счетчиков, расположенных по окружности.

В ряде работ отечественных и зарубежных авторов описаны конкретные способы реализации упомянутой идеи [1-3].

В наших работах [4, 5] приведены данные по выбору параметров установки для измерения полного потока изотопных источников нейтронов с использованием коронных и пропорциональных счетчиков нейтронов. Блок детектирования такой установки должен иметь шахту диаметром не менее 150 + 200 мм, расстояние между осями смежных счетчиков ~ 5 см.

Существенным фактором при проектировании такой установки является ее помехозащищенность по отношению к гамма-фону. Это обстоятельство вызывает требование использовать в качестве детекторов нейтронов коронные счетчики нейтронов и счетчики, наполненные  $^3\text{He}$ .

Однако для увеличения чувствительности приходится включать в параллель значительное количество счетчиков, что приводит к сложению флуктуаций коронного тока, последнее ведет к уменьшению отношения сигнал-шум, что не позволяет провести увеличение чувствительности оптимальным образом. Кроме того, увеличение количества счетчиков уменьшает надежность прибора и вызывает дополнительные требования к электронике.

В связи со сказанным особое значение приобретает вопрос о повышении чувствительности при минимальном количестве счетчиков, включенных в параллель.

Одним из путей решения этого вопроса является использование большой отражательной способности тепловых нейтронов от водородсодержащих сред. Альbedo тепловых нейтронов для парафина, как известно, составляет величину  $\beta = 0,821$  [6]. Указанное свойство тепловых нейтронов позволяет предложить конструкцию блока детектирования, в котором за счет выбора оптимальной геометрии (геометрии размещения счетчиков тепловых нейтронов в полостях) достигается повышение общей чувствительности к регистрации нейтронов без изменения количества счетчиков. О влиянии воздушного зазора на чувствительность счетчиков с  $^3\text{He}$  в водородсодержащих средах говорится в работе [7].

Ниже описывается эксперимент, в котором изучалось влияние щелей в замедлителе непосредственно около счетчика тепловых нейтронов. На рис. I показаны две геометрии, одна из которых характеризует регистрацию счетчика нейтронов, выходящих из сплошного замедлителя (геометрия I), а второе - регистрацию нейтронов, выходящих из замедлителя с клиновидными щелями, примыкающими непосредственно к счетчику (геометрия II). Для выявления эффекта увеличения чувствительности за счет оптимизации геометрии источник нейтронов помещался на оси симметрии счетчика тепловых нейтронов.

Скорость счета в геометрии I была 11,6 имп/сек, а в геометрии II - 17,6 имп/сек, т.е. чувствительность возросла в 1,52 раза. Таким образом, применение замедлителя со щелями повышает выход тепловых нейтронов к счетчику из замедлителя.

В установках рассматриваемого типа [8, 9] счетчики включаются на общую нагрузку.

Электронное устройство позволяет осуществлять работу установки в следующих режимах:

- 1) режим общего счета нейтронов,
- 2) режим счета нейтронов деления,
- 3) режим счета актов деления.

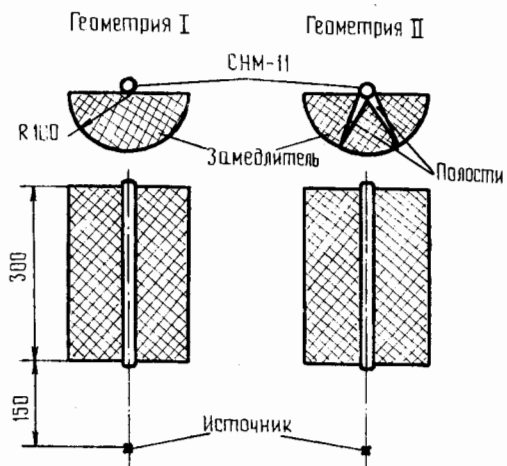


Рис.1. Расположение источника, замедлителя и счетчика СЧМ-II при изучении влияния полостей в замедлителе

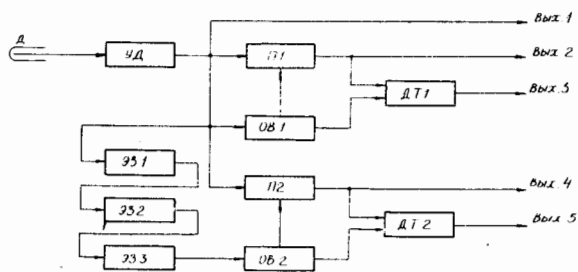


Рис.2. Блок-схема электронного устройства

Для учета случайных регистраций в режиме 2 и 3 предусмотрены счетные каналы с элементами временной задержки импульсов (регистрация задержанных совпадений).

Установка работает следующим образом (см.рис.2).

Импульсы, поступающие с детекторов тепловых нейтронов Д, устанавливаются усилителем-дискриминатором УД.

Первый импульс поступивший с детектора, запускает одновибратор ОВ, который на время  $t_n$  открывает пропускатель импульсов П. Обычно время  $t_n$  выбирается равным 100-150 мкс.

Все импульсы, попавшие в интервал времени  $t_n$ , приписываются одному акту деления. Они могут быть зарегистрированы с помощью пересчетного устройства, подключенного к выходу 2. Первый импульс, прошедший через пропускатель П, переводит двухходовый триггер ДТ в устойчивое состояние, противоположное исходному, поэтому последующие импульсы, прошедшие через П в течение  $t_n$ , на него не будут воздействовать. Его вернет в исходное состояние задний фронт импульса одновибратора ОВ. Таким образом, появившийся на выходе 3 импульс обусловлен попаданием в детектор за интервал  $t_n$  двух и более нейтронов, т.е. произошедшим актом деления.

В установке имеется возможность с выхода усилителя (вых.1) регистрировать общее количество нейтронов  $N_1$ , с выхода 2-общее количество нейтронов деления  $N_2$ , а число актов деления  $N_3$  - с выхода 3. Для внесения поправок на случайные совпадения установка имеет канал с введенными элементами задержки ЭЗ1-ЭЗ3. Интервал времени, в течение которого открыт пропускатель П2, равен  $t_n$ , но сдвинут относительно начала  $t_n$  на время, равное  $3t_n$ . Элементы задержки выполнены на основе одновибраторов, аналогичных ОВ1 и ОВ2, и имеют каждый время задержки, равное  $t_n$ . Таким образом, канал задержанных совпадений имеет одинаковое мертвое время с основным каналом регистрации. Это важно для случаев, когда имеет смысл вводить поправку на мертвое время. Импульсы, зарегистрированные с выхода 4 и с выхода 5, показывают число случайных регистраций при подсчете нейтронов деления или соответственно актов деления.

Таким образом, установка позволяет измерять:

1. Общее количество нейтронов  $N_1$  (счет с выхода 1).
2. Общее количество нейтронов деления  $N_2 - N_4$  (счет с выхода 2 с вычитаемой поправкой по выходу 4).
3. Общее количество нейтронов, не принадлежащих делениям, например нейтроны  $(\alpha, n)$  - реакции  $N_1 - N_2 + N_4$ .

4. Число актов деления  $N_3 - N_5$ .

5. Среднее число нейтронов, испускаемое за один акт деления

$$\frac{N_2 - N_4}{N_3 - N_5} + 1 \quad (\text{один импульс в качестве стартового каждый раз пропадает при акте деления}).$$

Построенная установка, содержащая 8 счетчиков тепловых нейтронов, имела эффективность регистрации нейтронов, равную 12%, и имела нелинейность зависимости скорости счета от выхода нейтронов в диапазоне  $10-10^4$  нейтр/сек менее 1% и в диапазоне  $10-10^6$  нейтр/сек не более 5%.

Эффективность регистрации актов деления установки приближалась к 2%.

### Л и т е р а т у р а

1. Marion J.V. e.a. "Nucl. Instrum. Methods", 1, 7 (1960).
2. Сокколова З.Л., Черняев В.Б. "Атомная энергия", 25, № 3, 238 (1968).
3. Macklin R.L. "Nucl. Instrum. Methods", 1, 335 (1957).
4. Воробьев Ю.А. и др. Относительные измерения полных потоков нейтронов изотопных источников на установке с водородсодержащим замерителем. - Ядерное приборостроение (Труды СНИИП). Вып. ХУП. М., Атомиздат, 1972, стр. 72.
5. Воробьев Ю.А., Угольцев О.А. Выбор параметров установки с использованием коронных счетчиков для определения полных выходов нейтронов изотопных источников. - Ядерное приборостроение (Труды СНИИП). Вып. 21. Атомиздат, 1973, с. 16.
6. С. Глесстон, М. Эдлунд. Основы теории ядерных реакторов. М., Из-во иностр. лит., 1954.
7. Буланенко В.И. и др. О чувствительности счетчиков с  $^3\text{He}$  в водородсодержащих средах с воздушным зазором. ПТЭ, 1973, № 5, с. 59-60.
8. Proceedings of a Symposium on progress in safeguards techniques organized by the IAEA and held in Karlsruhe 6-10 July 1970, Vienna, 1970, S. 53.
9. Прохорова Л.И. и др. Выход мгновенных нейтронов  $\bar{\nu}$  при делении  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией до 1,5 Мэв. Атомная энергия, 1971, т. 30, с. 250.

СЕЛЕКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ИХ  
ЗАМЕДЛЕНИИ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

В.Я.Шпицер

(НИИ ЯЭФА при Томском политехническом институте)

Аннотация

Решена модельная экстремальная задача о нахождении геометрической конфигурации и компонентного состава рассеивателя нейтронов, оптимальных в смысле получения заданных характеристик рассеянного излучения.

Abstract

The model extremal problem for search of the geometrical configuration of the neutron scatterer and its component composition which are optimum in the sense in order to obtain given characteristics of scattering emission was decided.

Уравнение переноса в операторной форме имеет вид:

$$\hat{M}F(y) = q(y).$$

Как правило, действие излучения оценивается по значению некоторого линейного функционала от потока  $F(y)$ . Если величина  $P$  характеризует физический процесс, то соответствующий функционал имеет вид  $I_p[F] = \int F(y)P(y)dy$ . В общем случае оператор переноса может зависеть от некоторого числа параметров  $\alpha = \{\alpha_i\}$ , которые вносят в решение информацию о макрохарактеристиках среды. Извлечение этой информации по оцениваемым функционалам является насущной и трудноисполнимой задачей. Для нахождения вида функциональной связи между оцениваемыми функционалами и параметрами, характеризующими среду, и выяснения значимости отдельных параметров воспользуемся методами планирования эксперимента [1].

Значение функционала  $I_p(\alpha)$  оценивается в различных точках параметрического пространства  $\{\alpha_i\}$  по определенному плану. Методами дисперсионного анализа [2] устанавливается представимость параметрической зависимости функционала в виде

$$I_p(\alpha) \approx f(\alpha), \quad (I)$$

где  $f(\alpha)$  - математическая модель, например полином степени  $n$ . Пользуясь соотношением (I), можно находить значения



функционала в интерполированных точках параметрического пространства и решать экстремальные задачи вида

$$\inf_{\alpha \in \mathcal{D}} f(\alpha) = f(\alpha^*),$$

где  $\mathcal{D}$  — допустимая область значений вектора  $\alpha$ . В данной работе функционалы оценивались методом локальной оценки потока [3]. Использовались сечения из [4], причем анизотропия упругого рассеяния учитывалась разложением дифференциальных сечений по семи полиномам Лежандра согласно [5]. Порог детектирования составлял 1 кэв. Планирование производилось на базе квазиравномерных последовательностей Соболя [6].

Рассмотрим задачу о нахождении конфигурации отражающей оболочки, обеспечивающей максимум накопления рассеянных нейтронов на оси симметрии системы рассеиватель — источник — детектор с заданной средней по спектру энергией  $\bar{E}_0$ .

Опишем границу отражающей криволинейной оболочки следующими двумя уравнениями в цилиндрической системе координат:

$$\begin{cases} \rho^2 - 2z_1(d_1 + z) + \rho_1(d_1 + z)^2 = 0; \\ \rho^2 - 2z_2(d_2 - z) + \rho_2(d_2 - z)^2 = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Очевидно, группа из шести параметров  $\rho_i, z_i, d_i$  ( $i=1,2$ ) однозначно описывает эту оболочку. Точечный изотропный источник спектра деления расположим в точке  $z = \ell$  полости оболочки на отрезке  $(0, z^*)$ , где  $z^*$  — наименьший положительный корень системы (2). Будем выбирать параметры  $\lambda = \{\rho_i, z_i, d_i, \ell\}$  ( $i=1,2$ ) из условия выполнения соотношений:

$$\max_{x \in \mathcal{D}} B_2(x) = B_2(x^*);$$

$$\min_{x \in \mathcal{D}} K(x) = K(x^*);$$

$$\mathcal{D} = \{x / w(x) = \text{const}\}, \quad (3)$$

где 
$$B_2(x) = \frac{\int N_1(x, E) dE}{\int N_0(x, E) dE}$$

— числовой фактор накопления нейтронов;

$$K(x) = \left( \frac{\int f(\epsilon) \epsilon d\epsilon}{\int f(\epsilon) d\epsilon} - \bar{\epsilon}_0 \right)^2$$

- остаточная дисперсия в выполнении соотношения  $\bar{\epsilon} \approx \bar{\epsilon}_0$ , где  $\bar{\epsilon}$  - средняя энергия в спектре отраженных нейтронов;

$W(x)$  - вес рассеивателя.

На данном этапе исследований предполагалось, что зависимость  $K$ ,  $B_2$  от  $x$  можно представить в виде

$$B_2(x) \approx Q_1(x), \quad K(x) \approx Q_2(x), \quad (4)$$

где  $Q(x)$  - полином второй степени от шести переменных. План эксперимента состоял из 44 нестатистических точек, соответствующих точкам Соболя, удовлетворяющим условиям постоянства веса рассеивателя. Результаты расчетов для детектора, отстоящего от системы источник-отражатель на расстоянии 10 м, сведены в таблицу I.

Таблица I.

$B_2(x^*)$	$Q(x^*)$	$\bar{\epsilon}_0$	$\bar{\epsilon}(x^*)$
1,62	1,45	1,2	1,04

Из таблицы видно, что квадратичная полиномиальная модель удовлетворительно описывает параметрическую зависимость фактора накопления от геометрических характеристик среды. Анализ этой модели выявляет ее невыпуклый, гиперболический характер, а следовательно, и наличие нескольких экстремальных значений для вектора  $x$ . Найденная оптимальная конфигурация обеспечивает почти двукратное увеличение числового фактора накопления быстрых нейтронов по сравнению с плоским отражателем того же веса. Расчеты показывают, что вариация геометрических параметров рассеивателя приводит к некоторой деформации спектра рассеянного излучения. Однако наиболее значительными селективными возможностями обладают многокомпонентные рассеиватели с распределенными параметрами.

Рассмотрим задачу об оптимальном распределении элементов по объему найденной конфигурации рассеивателя. Распределение концентрации элементов по объему рассеивателя представим в виде

$$C(\rho, z) = A(z+\beta) \left(\frac{z}{c}\right)^{\alpha} \left(\frac{z\Delta}{2}\right)^{\alpha/2} \rho^{\alpha} \exp[-c(z+\beta) + z - \left(\frac{\rho^2}{4} - \frac{z}{2}\right)], \quad (5)$$

где параметр  $A$  — характеризует интегральную концентрацию элемента, а параметры  $\beta$ ,  $\alpha$ ,  $c$ ,  $\Delta$  позволяют моделировать вид профиля концентрации по координатам  $\rho$  и  $z$ . Будем выбирать параметр  $x = \{A, \beta, c, \Delta, \alpha, \alpha\}$  из условия

$$\min_{x \in \mathcal{D}} K(x) = K(x^*),$$

где  $\mathcal{D} = \{X/\alpha_i \leq x_i \leq \beta_i\}$  — шестимерный куб;

$$K(x) = \int [F(x, \varepsilon) - f(\varepsilon)]^2 d\varepsilon;$$

$F(x, \varepsilon)$  — спектр рассеянных нейтронов;  $f(\varepsilon)$  — эталонный нейтронный спектр. В предположении представимости  $K(x) \approx \beta_3(x)$ , где  $\beta_3(x)$  — полином третьей степени шести переменных. Для смеси элементов  $C, Fe$  результаты расчета сведены в таблицу 2. Здесь  $\beta^2$  — остаточная дисперсия в выполнении равенства (7);  $\rho^2$  — множественный коэффициент корреляции. Степень адекватности математической модели в целом тем выше, чем ближе к нулю  $\beta^2$  и чем ближе к 1  $\rho^2$ . В качестве эталонного спектра взят спектр нейтронов, отраженных от плоского барьера, содержащего по весу 20%  $Fe$  и 80%  $C$ . Источник спектра деления располагался на поверхности барьера.

Таблица 2

$\beta^2$	$\rho^2$	$\beta_3(x^*)$	$K(x^*)$	Композиция гетерогенного барьера
0,013	0,94	0,012	0,018	$C(40\%) + Fe(20\%) + C(40\%)$
0,0015	0,92	0,021	0,032	$Fe(20\%) + C(80\%) +$
0,0017	0,89	0,042	0,048	$Fe(10\%) + C(80\%) + Fe(10\%)$

Итак, в данной работе показано, что, варьируя внешние характеристики среды, можно достигать известной степени анизотропии в замедлении нейтронов, приводящей к селекции параметров рассеянной компоненты излучения. Использование методов планирования эксперимента позволяет получать оптимальные в определенном смысле условия формирования нейтронных полей.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.В.Нахимов, Н.А.Чернова. Статистические методы планирования экстремальных экспериментов. М., Наука, 1965.
2. Г.Шеффе. Дисперсионный анализ. М., Физматгиз, 1963.

3. В.Г.Золотухин, Г.Е.Деев. Модификация метода Монте-Карло для расчета дифференциальных потоков нейтронов и  $\gamma$ -квантов. - В кн.: Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений. Под ред. акад. Г.И.Марчука. М., Атомиздат, 1967, с.53-56.
4. А.П.Абяян и др. Групповые константы расчета ядерных реакторов, М., Атомиздат, 1964.
5. М.Н.Николаев, Н.О.Базаянц, Анизотропия упругого рассеяния нейтронов, М., Атомиздат, 1972.
6. И.М.Соболь, Многомерные квадратурные формулы и функции Хаара, М., "Наука", 1969.

ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ МАЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

И.В.Волобуев, Д.Н.Горбунов, Б.В.Гранаткин, А.И.Исаков

(Физический институт им. П.Н.Лесёва АН СССР)

Аннотация

Разработана серия высокочувствительных сцинтилляционных детекторов с эффективностью вплоть до 0,45 для регистрации нейтронов из лазерной плазмы.

Описываются две конструкции высокочувствительного активационного детектора, позволяющие измерять нейтронный выход в импульсах, начиная от  $5 \cdot 10^4$  нейтронов за вспышку.

Abstract

The series of highly sensitive scintillation detectors with efficiency up to 0.45 for neutron registration from laser plasma was worked up.

Two constructions of highly sensitive activation detector permitting to measure the neutron outlet in pulses beginning from  $5 \cdot 10^4$  neutrons for flash, are written.

Высокочувствительный детектор для нейтронов из  
лазерной плазмы

Для измерения нейтронного выхода из короткоживущего малointенсивного источника быстрых нейтронов разработан [1, 2] новый тип детектора с принципом регистрации, основанном на замедлении быстрых нейтронов в водородсодержащем сцинтилляторе счетчика и последующем поглощении тепловых нейтронов атомами водорода сцинтиллятора.

Детектор представляет собой блок сцинтиллятора размером в несколько десятков сантиметров цилиндрической или призматической формы на основе полистирода или уайт-спирита. Быстрые нейтроны, попавшие в сцинтиллятор, замедляются и термализуются в течение нескольких десятков микросекунд. В последующем процессе диффузии в течение нескольких сотен мксек количество тепловых нейтронов  $N$  в замедлителе счетчика уменьшается экспоненциально из-за утечки через поверхность олока замедлителя и поглощения в водороде, т.е.  $N(t) \sim e^{-t/T}$ , где  $T$  - время жизни нейтронов в замедлителе счетчика. При поглощении нейтронов в водороде образуются  $\gamma$ -кванты, которые возбуждают молекулы сцинтиллятора. Световые вспышки регистрируются одним или несколькими ФЭУ-49, укрепленными на противоположных гранях сцинтиллятора. Для уменьшения фона фотоумножители включены в схему совпадений. Со схемы совпадений сигнал поступает на пересчетное устройство типа ПП-9. ПП-9 открывается на 300 мксек стартовым сигналом, задержанным на 500 мксек относительно лазерной вспышки.

В соответствии с характером спада нейтронной плотности внутри сцинтиллятора определим эффективность счетчика как отношение числа нейтронов  $N$ , зарегистрированных за бесконечно большой интервал времени, отсчитываемый от момента окончания процесса термализации, к числу нейтронов  $Q$ , попавших в счетчик за вспышку, т.е.  $\xi = N/Q$ .

Из соотношения для  $N(t)$  следует, что вероятность поглощения термализовавшегося нейтрона в момент  $t$  за время  $\Delta t$

$$q = \int_t^{t+\Delta t} e^{-t/T} dt / T_0 = e^{-t/T} (1 - e^{-\Delta t/T}) T / T_0,$$

где  $T_0$  - время жизни нейтрона в замедлителе бесконечно больших размеров. Тогда  $\xi = N/Q = N(\Delta t) / Q \cdot q$ .

Входящее в выражение для эффективности значения  $T$  определяется из полинома второй степени  $(T)^{-1} = (T_0)^{-1} + DB^2 - CB^4$ , в котором  $T_0$  - время жизни тепловых нейтронов в замедлителе бесконечно больших размеров.  $D$  и  $C$  соответственно коэффициент диффузии и коэффициент диффузионного охлаждения;  $B^2$  - геометрический параметр, связанный с размерами блока замедлителя для цилиндрической формы:  $B^2 = (2,405)^2 \cdot (R \cdot Z_0)^2 + \pi^2 (H + 2Z_0)^{-2}$  и для призматической формы:  $B^2 = \pi^2 [(a + 2Z_0)^{-2} + (b + 2Z_0)^{-2} + (c + 2Z_0)^{-2}]$ , где  $R$  и  $H$  - радиус и высота цилиндра;  $a, b, c$  - длины ребер призмы;  $Z_0 = 2,13 D / V$  - длина экстраполяции;  $V = 2500$  м/сек - скорость тепловых нейтронов.

Коэффициенты  $D$  и  $C$  измерены нами методом импульсного источника и, соответственно, равны: для полистирола  $D = 36000 \pm 2900$  см<sup>2</sup>/сек;  $C = 8000 \pm 4000$  см<sup>4</sup>/сек; для уайт-спирита  $D = 28000 \pm 2000$  см<sup>2</sup>/сек;  $C = 7000 \pm 3500$  см<sup>4</sup>/сек. При расчете  $D$  и  $C$  в соответствии с литературными данными  $T_0$  принимали равным: для полистирола  $T_0 = 250$  мксек; для уайт-спирита  $T_0 = 170$  мксек.

Эффективность счетчика определялась на импульсном генераторе  $D$ - $D$  нейтронов. Калибровка генератора осуществлялась с помощью полоний-бериллиевого постоянного источника нейтронов, интенсивность которого была известна с 10%-ной точностью, определенной в основном, точность измерения  $\xi$ . При калибровке генератора использовался также всеволновой счетчик Мак-Таггорта [3].

Результаты калибровки счетчиков представлены ниже:

№/п	Сцинтиллятор (основа)	Размеры сцинтиллятора, см	$\xi$	$T$ , мксек	Фон за 300 мксек
1х/2	Уайт-спирит	70x70x65	0,45±0,15	168±2,5	3,6
2	Полистирол	40x40x30	0,17±0,025	212±4	1,1
3	Уайт-спирит	30x30x28	0,05±0,007	147±3	0,4
4	Полистирол (цилиндр)	$R \times H = 10 \times 25$	0,01±0,002	143±3	0,2

х/ Использовался существовавший счетчик мюонов космического излучения [4] со сцинтиллятором на основе уайт-спирита [5].

### Активационные детекторы нейтронов

Для регистрации малоинтенсивных импульсных потоков нейтронов было создано несколько конструкций активационного счетчика [2].

Конструкция одного из детекторов представляет собой парафиновую призму размером  $30 \times 24 \times 15$  см. В плоскости симметрии призмы параллельно грани  $30 \times 24$  см находятся оси четырех счетчиков Гейгера типа СТС-6. Счетчики обернуты в серебряную фольгу толщиной 0,25 мм. Расстояние между счетчиками 6,3 см. Крайние счетчики отстоят от боковых граней призмы  $24 \times 15$  см на 5,5 см. Конструкция другого детектора представляет собой пластмассовый контейнер цилиндрической формы с внутренней полостью диаметром 15,0 см, высотой 8,5 см. Серебряные пластины толщиной 0,25 мм, установленные внутри контейнера параллельно оси симметрии, разбивают всю его полость на соты квадратного сечения размером  $1 \times 1$  см. Контейнер заполняется жидким сцинтиллятором на основе уайт-спирита.  $\beta$  - Активность, наведенная в серебре замедленными нейтронами, возбуждает молекулы сцинтиллятора, и световые вспышки фиксируются фотоумножителем типа ФЭУ-49, укрепленным на основании пластмассового цилиндра. Сигналы с ФЭУ-49 или, как в первой конструкции, со счетчиков Гейгера поступают через эмиттерный повторитель на пересчетное устройство типа ПП-9.

Измерение нейтронного выхода малой интенсивности в условиях частого повторения нейтронных вспышек удобнее проводить активационными детекторами с серебряными фольгами. Детектор с серебряной фольгой имеет примерно в 1,5 раза большую эффективность, чем аналогичный детектор с индием. Кроме того, наличие в облученном индии изомера  $^{116m}\text{In}$  с периодом полураспада 54,1 мин затрудняет измерение нейтронного выхода в условиях частого повторения нейтронных вспышек.

Как известно [3], в естественном серебре, состоящем из изотопов  $\text{Ag}^{107}$  и  $\text{Ag}^{109}$ , при облучении тепловыми нейтронами наводятся две  $\beta$  - активности с временами релаксации  $T' = 199$  сек и  $T'' = 35$  сек. Обозначим длительность облучения фольги вспышкой быстрых нейтронов через  $t_1$ , задержку начала регистрации  $\beta$  - активности фольги после окончания процесса облучения - через  $t_2$ , интервал времени регистрации наведен-



ной  $\beta$ -активности - через  $\Delta t$ . Как показано в работе [2], при соблюдении условия  $t_1; t_2 \ll T'; T''$ , число импульсов, зарегистрированных детектором  $N_3$ , определится из выражения

$$N_3 = N \frac{\Omega}{4\pi} \mathcal{E} [0,305(1 - e^{-\Delta t/T'}) + 0,695(1 - e^{-\Delta t/T''})],$$

где  $N$  - число нейтронов, генерированных за вспышку;  $\Omega$  - телесный угол, под которым детектор виден из месторасположения источника нейтронов;  $\mathcal{E}$  - эффективность регистрации детектором быстрых нейтронов.

Калибровка счетчиков осуществлялась с помощью полоний-бериллиевого постоянного источника нейтронов.

Спектр источника несильно отличается от спектра нейтронов плазменного фокуса, для исследования которого предназначались детекторы. При калибровке источник устанавливался на оси симметрии цилиндрического детектора на расстоянии 10 см от его поверхности, а для детектора призматической формы - на расстоянии 10 см от грани 30x24 см.

Эффективность детектора со счетчиками Гейгера составила  $\mathcal{E} = \mathcal{E}' + \mathcal{E}'' = (2,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ . Фон от космического излучения составил  $N_{\text{ф}} = 2,6$  имп/сек.

Для детектора с фотоумножителем:  $\mathcal{E} = (1 \pm 0,13) \cdot 10^{-2}$ ;  $N_{\text{ф}} = 18$  имп/сек.

Представленные здесь активационные детекторы могут уверенно фиксировать наличие нейтронного выхода, начиная от  $5 \cdot 10^4$  нейтронов за вспышку.

Авторы благодарят Н.Г.Басова, О.Н.Крохина, А.В.Антонова, О.Г.Ряжскую, А.А.Тихомирова, Е.Н.Волкова за обсуждение проблемы и помощь в работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. Б.В.Гранаткин, А.И.Исаков, О.Г.Ряжская, А.А.Тихомиров. Препринт № 70, ФИАН, 1972.
2. И.В.Волобуев, Д.Н.Горбунов, Б.В.Гранаткин, А.И.Исаков. Препринт № 55, ФИАН, 1974.
3. К.Бекурц, К.Вирц. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968.
4. Л.Б.Безруков, В.И.Берсекев, Б.В.Бондарев, А.В.Захаров, М.И.Нюнин, О.Г.Ряжская. Препринт ФИАН, 1969, № 74.
5. А.В.Воеводский, В.В.Дадькин, О.Г.Ряжская, ПТЭ, 1970, № 1, 85.

СПЕКТРОМЕТР  $e - \gamma$  - СОВПАДЕНИЙ  
Л.А.Попеко, Г.А.Петров, М.П.Руднев, Е.Ф.Кочубей  
(Ленинградский институт ядерной физики  
им.Б.П.Константинова АН СССР)

Аннотация

Описан высокоэффективный электронный спектрометр на основе Si (Li)-детектора и сверхпроводящего соленоида, конструкция которого позволяет использовать его в режиме совпадений с Ge(Li)-спектрометром.

Abstract

High efficiency electron spectrometer with superconducting magnet has been described. The electron spectrometer can be used for the measurements in the coincidence with Ge(Li)-spectrometer.

Использование Si (Li)-детекторов в сочетании с бездисперсионным магнитным полем большой напряженности сверхпроводящих соленоидов [1-4] (далее Н - Si (Li)-спектрометры) для исследования электронных спектров позволяет обеспечить хорошее энергетическое разрешение, высокую эффективность регистрации и одновременное измерение энергий в широком интервале. При этом эффективность регистрации электронов может быть доведена до  $4 \times 10^{-2}$ , в то время как эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения ограничена геометрической эффективностью, которая может быть сделана достаточно малой путем выбора соответствующих размеров соленоида и детектора.

При исследовании конверсионных спектров, когда определяющим является энергетическое разрешение при высокой светосиле, выгоднее, однако, работать при умеренных эффективных углах, т.е. когда источник помещен в область неоднородного магнитного поля. При этом на детектор попадут лишь те электроны, для которых выполняется условие

$$\alpha = \arcsin \sqrt{H/H_{\max}}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  - угол вылета; Н - поле на источнике;  $H_{\max}$  - поле в центре соленоида.

В этом случае будут исключены электроны, вылетевшие из мишени под большими углами к направлению их на детектор, для которых наблюдается ухудшение энергетического разрешения вследствие

увеличения толщины источника и входного окна детектора и "хвостов" в амплитудном распределении от моноэнергетических электронов из-за повышенной вероятности отражения от детектора. Эффективность собирания в известных пределах не будет зависеть от энергии электронов и составит

$$\omega = 1/2 \cdot (1 + \sqrt{1 - H/H_{\max}}) \quad (2)$$

Вместе с тем появляется возможность поместить источник на край соленоида и реализовать работу  $H - Si(Li)$ -спектрометра в режиме  $e - \gamma$ -совпадений.

Спектрометр  $e - \gamma$ -совпадений, установленный на горизонтальном канале реактора ВВР-М ДИЯФ АН СССР, представляет собой комбинацию горизонтально расположенного спектрометра типа  $H - Si(Li)$ -и  $Ge(Li)$ -спектрометра. Схематически прибор показан на рис.1.

$H - Si(Li)$ -спектрометр представляет собой гелиевый криостат со сверхпроводящим соленоидом и  $Si(Li)$ -детектором. Соленоид, намотанный омедненной проволокой  $\rho = 0,42$  мм из  $Nb + Zr$ -сплава, длиной 210 мм, внутренним и наружным диаметрами 40 и 64 мм соответственно, помещен в гелиевый резервуар объемом  $\sim 18$  л. На одном краю соленоида расположен  $Si(Li)$ -детектор, вблизи другого края - мишень в пучке тепловых нейтронов. Соленоид питался от источника тока П138 с максимальным выходом 30 а. Токовводы охлаждались парами жидкого гелия. Расход жидкого гелия при максимальном токе составлял 0,65 л/ч.

Распределение поля вдоль оси соленоида определялось прибором ИМИ-3 при токе 50 ма при комнатной температуре (см. рис.1, вставка 1). В предположении линейной зависимости величины поля от тока было получено значение поля 28 кэ при токе 29 а.

Независимая оценка величины поля в области однородности получена из измерений зависимости интенсивностей конверсионных линий  $^{207}Bi$  (K 570, L 570, K 1063, L 1063) от тока соленоида (рис.2).

По известной жесткости электронов и из условия регистрации

$$R \geq r + 2\rho, \quad (3)$$

где  $r = 1$  мм - радиус источника;  $R = 7$  мм - радиус чувствительной области детектора;  $\rho$  - ларморовский радиус электрона, было получено значение  $H = (28 \pm 1,5)$  кэ для тока 29 а, которое хорошо

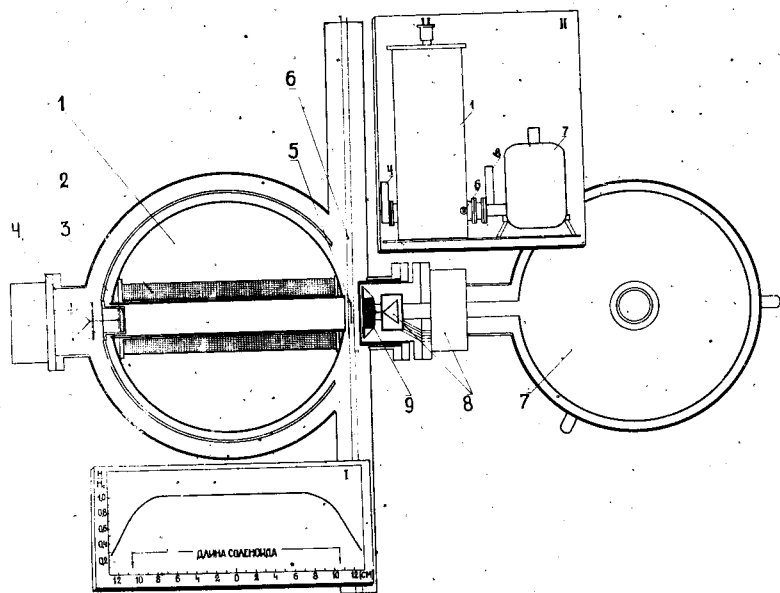


Рис. 1. Спектрометр  $e - \gamma$ -совпадений. Схематический разрез устройства:  
 1 - гелиевый резервуар; 2 - сверхпроводящий соленоид; 3 - детектор электронов; 4 - предусилитель с охлаждаемым первым каскадом; 5 - мишень; 6 - коллимированный пучок тепловых нейтронов; 7 - азотный криостат; 8 - предусилитель с охлаждаемым первым каскадом; 9 - детектор  $\gamma$ -квантов. На вставке I: распределение магнитного поля вдоль оси соленоида; на вставке II: вид прибора сбоку

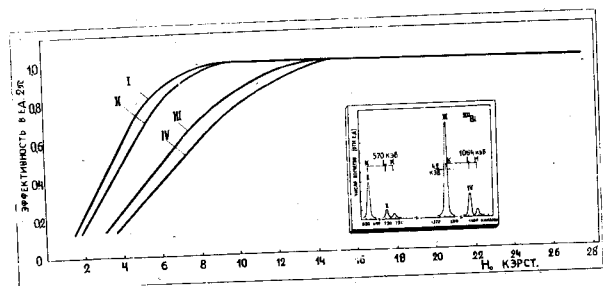


Рис. 2. Зависимость интенсивностей конверсионных линий  $^{207}\text{Bi}$  от величины тока соленоида. Кривые I, II, III, IV соответственно для K 570, L 570, K 1063, L 1063 кэв. На вставке приведен спектр  $^{207}\text{Bi}$ .

согласуется с предыдущей оценкой. Такое поле обеспечивает соби-  
рание электронов с максимальной энергией 2 Мэв. Из рис. 2 (линия Ш)  
видно, что энергетическое разрешение спектрометра при энергии  
1 Мэв составляет 4,2 кэв.

Эффективность регистрации электронного спектрометра в рабо-  
чем режиме  $e - \gamma$  -совпадений была определена экспериментально  
путем измерения интенсивностей электронных линий  $^{207}\text{Bi}$  в зависи-  
мости от расстояния источника от центра соленоида и составила, с  
учетом коэффициента отражения [1]  $0,06 \cdot 4 \mathcal{A}$ . Эта величина находится  
в соответствии с формулой (2), если использовать полученное  
значение магнитного поля  $H = I/4 H_{\text{max}}$  в области мишени  
(см. рис. 1, вставка 1).

Для работы спектрометра в режиме  $e - \gamma$  -совпадений исполь-  
зуется Ge (Li)-спектрометр объемом  $6 \text{ см}^3$ , помещенный в специаль-  
ный криостат, который обеспечивает максимальный телесный угол  
 $0,05 \cdot 4 \mathcal{A}$  на мишень, располагаемую в гелиевом криостате.

Для калибровки Ge (Li)-спектрометра использовались изото-  
пы  $^{133}\text{Ba}$  и  $^{182}\text{Tl}$ . Эффективность регистрации определялась по пикам  
полного поглощения в реальных условиях расположения мишени, де-  
тектора, рассеивателей и поглотителей. Обработка спектров прово-  
дилась по программам "Энергетическая калибровка" и "Калибровка по  
эффективности" [5]. Относительные эффективности брались из работы  
[6]. Привязка к абсолютным значениям эффективности проводилась по  
эталонному источнику  $^{57}\text{Co}$ . Максимальное значение составляло 1,79%  
для энергий в области 95 кэв, энергетическое разрешение - 1 кэв.

Работоспособность и характеристика спектрометра в режиме  
 $e - \gamma$  -совпадений были проверены при исследовании реакции  
 $^{115}\text{In} (n, \gamma) ^{116}\text{In}$ , хорошо известной из литературы [7, 8]. На  
пучке реактора были измерены одиночные спектры электронов,  $\gamma$  -  
излучения и спектры совпадений. Энергетическое разрешение в обла-  
сти мягких электронов, ограниченное толщиной мишени, составляло  
2,6 кэв. Собственное разрешение спектрометрического тракта равня-  
лось 1,65 кэв. Анализ двумерных распределений в диапазонах от  
10 до 70 кэв по энергиям электронов и от 40 до 180 кэв по энер-  
гии  $\gamma$  -квантов показал хорошее совпадение с результатами работы  
[7] для интенсивностей, энергий и коэффициентов конверсии наибо-  
лее интенсивных переходов. Проведенное исследование реакции  
 $^{115}\text{In} (n, \gamma) ^{116}\text{In}$  показало, что построенный спектрометр

$e - \gamma$  - совпадений вполне работоспособен и может быть весьма эффективно использован для исследования ( $n, \gamma$ ) - реакций.

#### Л и т е р а т у р а

1. Shera E.B., Bedesem P.M., Casper K.J. "Rev. Sci. Instr.", 1967, v.38, p.110.
2. Andersen V., Christensen C.J. "Nucl. Instr. and Meth.", 1960, v.81, p.77.
3. Waldschmidt M., Osterman P. Ibid., 1970, v.89, p.65.
4. Морозов В.И., Пелехов В.И. "Изв. АН СССР. Серия Физ.", 1972, т.36, № 3.
5. Кабина Л.П., Кондуров И.А., Федорова Э.И. Препринт ЛИАФ, 1974, № 123.
6. Александров Б.С. и др. Препринт ОИЯИ, 1973, Р6 - 7308.
7. Schreckenbach K., Sdarez A.A., Egidy T.V., "Z. Naturforsch.", 1973, Bd.28a, S.1308.
8. Емельянов Б.А. и др. Препринт ЛИАФ, 1972, № 9.

МИШЕНИ ИЗ ДЕЛЯЩИХСЯ ВЕЩЕСТВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ  
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ

П.И. Федотов  
(Радиевый институт им. В.Г. Хлопина)

Аннотация

Рассмотрены методы изготовления и калибровки мишеней из делящихся веществ, используемых в экспериментах по измерению ядерно-физических констант. Приведена оценка характеристик мишеней, изготовленных различными методами. Обсуждены неразрушающие и разрушающие методы анализа делящихся изотопов, входящих в состав мишени.

Abstract

Techniques of preparation and standartisation of targets, containing fission isotops, used in experiments for measuring nuclear constans are considered. An estimation of characteristics of the targets, produced by diferent techniques is given. Undestructive and destructive techniques of analysis of fission isotops in the target are discussed.

Важнейшей составной частью практически любого физическо-го эксперимента, осуществляемого с целью определения или уточнения ядерно-физических констант, является мишень, которая содержит изучаемые ядра. Эти мишени в зависимости от задач и условий эксперимента различаются химическим и изотопным составом, количеством нанесенного на подложку вещества, материалом и формой подложки, размерами активного пятна и т.д. Однако, несмотря на это разнообразие, существует ряд требований, которые в большинстве случаев являются обязательными при изготовлении мишеней. Для обеспечения заданной точности результатов физического эксперимента и предотвращения радиоактивного загрязнения необходимо:

- 1) определить число ядер исследуемого изотопа на мишени,
- 2) определить изотопный состав нанесенного слоя,
- 3) знать химический состав нанесенного слоя,
- 4) обеспечить механическую прочность слоя и прочность его сцепления с подложкой,
- 5) обеспечить сохранение механической прочности слоя при

работе в вакууме,

6) получить равномерность слоя по толщине в соответствии с требованиями эксперимента.

Разнообразие типов мишеней обусловило большее число методов их приготовления. Из этого многообразия методов мы упомянем лишь те, которые наиболее часто используются для приготовления мишеней из делящихся веществ. К ним относятся следующие методы:

1. Вакуумное распыление.
2. Электроосаждение.
3. Электрофорез.
4. Электрокапиллярное распыление.
5. Намазывание.
6. Распыление в поле высокой частоты.

Некоторые характеристики мишеней, приготовленных этими методами, приведены в таблице I. В этой таблице приведены лишь данные для мишеней из урана и плутония, для которых методы изготовления описаны в литературе довольно подробно.

Требования, которые предъявляются к мишеням, часто трудно совместить: большой выход вещества и высокая однородность слоя по толщине, большая толщина слоя и его высокая механическая прочность и термическая стойкость и т.д. Кроме того, необходимо, чтобы при использовании того или иного метода затраты времени, труда и стоимость оставались в разумных пределах, а также обеспечивалась воспроизводимость характеристик мишеней.

Наиболее важными условиями, которые должны быть выполнены при изготовлении практически любых мишеней из делящихся веществ — это прочная связь между частицами слоя и слоя с подложкой и сохранение прочности слоя в течение достаточно длительного времени.

Только при выполнении этих условий может быть обеспечена безопасность при работе с мишенями и точность экспериментальных данных.



Т а б л и ц а I

Метод	Элемент	Химический состав	Выход	Поверхностная плотность, мг/см <sup>2</sup> (макс)	Площадь, см <sup>2</sup> (макс)	Разброс по толщине
Вакуумное распыление	Уран	Металл, окись, U <sub>3</sub>	1-50%, определяется геометрией опыта	0,3-0,3 I	10	1-10%, определяется геометрией опыта
То же	Плутоний	Нитрат, хлорид	То же	0,1	10	То же
Многослойное намазывание	Уран Плутоний	Окись	70-90%	10	100	2-10%
Электроосаждение из растворов	Уран Плутоний	Гидроокиси и др. соединения	90-96%	1	1000	15-30%
Электрофорез	Уран Плутоний	Окись и др. соединения	70%	10	100	10-30%
Электрокапиллярное распыление	Уран Плутоний	Ацетат, окись и др. соединения	70-90%	2	1000	2-10%
Распыление в поле высокой частоты	Уран Плутоний	Окись	30-50%	1	5	1-2%

Анализ работ, посвященных изготовлению мишеней, в частности материалов совещаний по изготовлению и калибровке мишеней [1, 2], а также наш опыт, показывают, что имеется четко выраженная тенденция использовать для изготовления все более широкого ассортимента мишеней методы вакуумного распыления и многослойного намазывания. Именно эти методы при их простоте

и универсальности обеспечивают высокую механическую прочность слоев, их стабильность во времени, воспроизводимость и предсказуемость результатов. Для нанесения слоев толщиной до  $0,8 \text{ мг/см}^2$  обычно используют метод вакуумного испарения. Более толстые слои до  $8-10 \text{ мг/см}^2$  включительно изготавливаются методом многократного намазывания, предложенного Росси и Штаусом [3].

Необходимость увеличения точности определения ядерно-физических констант требует повышения точности калибровки мишеней и в первую очередь точности определения числа ядер делящихся изотопов мишени. Определение числа ядер может быть проведено как без разрушения мишени, так и с разрушением ее. Очевидно, что разрушающий анализ может быть выполнен лишь после завершения измерений с мишенью. Поэтому при таком виде анализа необходимо исключить какие-либо потери вещества мишени во время и после эксперимента. Более удобными являются методы калибровки без разрушения, которые позволяют определять содержание исследуемых ядер как до, так и после завершения эксперимента. В таблице 2 приведены наиболее распространенные неразрушающие и разрушающие методы определения числа ядер. Погрешности для различных методов, указанные в таблице 2, сильно зависят от типа мишени, количества нанесенного делящегося вещества. Эти погрешности являются в настоящее время предельными, и, чтобы быть уверенным в надежности полученных результатов, нужно проводить анализ несколькими методами, в частности, комбинируя разрушающие и неразрушающие методы. Существенно может повысить точность измерений и использование соответствующим образом калиброванных стандартных образцов.

Методы, обозначенные в таблице 2 как неразрушающие, могут быть естественно, использованы и для анализа мишени после ее разрушения. Трудно отдать предпочтение какому-либо методу анализа среди упомянутых в таблице 2, т.к. выбор метода измерения очень сильно зависит от количества нанесенного на подложку вещества, конфигурации слоя и т.д. Каждый из методов имеет свои преимущества и недостатки. Однако методы счета  $\alpha$ -частиц (4  $\mu\text{A}$ -счет, определенный телесный угол,  $4\pi\alpha$ -х-совпадения) пользуются большой популярностью ввиду их относительной

простоты, надежности и достаточно высокой точности. Но как отмечалось выше, чтобы исключить систематические ошибки, методы  $\alpha$ -счета также желательно комбинировать с другими методами.

Т а б л и ц а 2

Метод	Тип метода	Погрешность	Что должно быть известно
Счет $\alpha$ -частиц: а) $4\pi$ счет, б) опред. телесный угол	Неразрушающий	I-3% 0,1-0,2%	Изотопный состав, период полураспада, подложка, степень однородности.
Счет $\gamma$ -квантов	То же	I-3%	Изотопный состав, период полураспада, схема распада, подложка, степень однородности
$4\pi$ -х-совпадения	"	0,2-0,3%	Изотопный состав, период полураспада, подложка, схема распада.
Счет осколков деления	"	"	Изотопный состав, сечение деления, степень однородности.
Взвешивание	"	0,1%	Изотопный состав, примеси, стехиометрия, подложка.
Кулонометрия	Разрушающий	0,1-0,2%	Изотопный состав, примеси, минимальное необходимое количество, тип реакции.
Титриметрия	То же	0,1-0,5%	Изотопный состав, примеси, минимальное необходимое количество.
Спектрофотометрия	"	0,5-2%	Изотопный состав, стабильность прибора.
Полярография	"	0,5-1%	Изотопный состав, стабильность прибора.
Изотопное разбавление + масс-спектрометрия	"	1%	Изотоп-матка, разрешение масс-спектрометра, примеси, степень перемешивания метки и исследуемого изотопа

В 1973 г. в Радиовом институте начала функционировать специальная группа по разработке методов и изготовлению мишеней по заявкам институтов, в которых ведутся работы по измерению ядерно-физических констант.

В настоящее время в мишенной группе используются следующие методы нанесения делящихся веществ на подложку:

1. Метод вакуумного распыления.
2. Метод многократного намазывания и вжигания.
3. Метод химического осаждения (замещение алюминия ураном).
4. Метод электролитического осаждения.

Применение этих методов позволило изготовлять мишени с площадью активного пятна от десятых долей  $\text{см}^2$  до нескольких сотен  $\text{см}^2$  и с плотностью делящегося вещества на подложке от единиц микрограммов на  $\text{см}^2$  до нескольких миллиграммов на  $\text{см}^2$ .

Для изготовления мишеней с высокой однородностью слоя, наносимого на подложку, был разработан и проверен метод вращающейся мишени при вакуумном распылении. Использование этого метода позволило получить слои с однородностью около 1% на площади в несколько  $\text{см}^2$ .

Измерение степени однородности слоя делящегося вещества с погрешностью около 1% — сложная и трудоемкая задача. Были исследованы и испытаны следующие методы измерения однородности:

1. Метод радиографии с помощью ядерных фотоэмульсий.
2. Метод сканирования с помощью кремниевого поверхностно-барьерного детектора.
3. Метод измерения ионизационных потерь при прохождении через слой  $\alpha$ -частиц.

Комбинирование этих методов и позволило обеспечить необходимую точность.

Определение изотопного состава нанесенного на подложку слоя производилось с помощью полупроводникового  $\alpha$ -спектрометра. Слущительной особенностью этого спектрометра является кремниевый полупроводниковый детектор большой площади с высоким разрешением [4], что позволило существенно повысить эффективность спектрометра, а, следовательно, и точность определения изотопного состава мишени.

Для определения количества нанесенного на подложку вещества и весового контроля мишени изготовлено и установлено несколько типов весов, позволяющих взвешивать массы до 5 г с точностью 0,5–5 мкг (в зависимости от величины исходной массы).

Наряду с взвешиванием в ряде случаев определение количества нанесенного на подложку вещества проводилось колориметрическим и кулонометрическим методами.

Калибровка и паспортизация мишеней являются завершающим и наиболее важным этапом изготовления мишеней. Погрешность в определении числа ядер делящегося вещества, содержащегося в мишени, прямым образом входит в погрешность определения той или иной ядерно-физической константы, и в ряде случаев именно погрешность определения числа ядер является определяющей. Поэтому очевидна необходимость отработки методов калибровки мишеней с максимально достижимой точностью.

Из неразрушающих методов наиболее часто используются методы определения числа делящихся ядер, основанные на измерении активности мишени. Эти методы, обладая относительной простотой и экспрессностью, позволяют калибровать мишени с точностью, часто не уступающей, а иногда и превосходящей (для изотопов с хорошо известными периодами полураспада) точность, достижимую другими в том числе и разрушающими методами. Для определения активности мишеней у нас были разработаны и освоены следующие методы и приборы:

I.  $^{45}\text{Tl}$ -счетчик с анодом в виде плоского лепестка для измерения активности мишеней с площадью активного пятна до  $30\text{ см}^2$ . Обычные проточные пропорциональные  $^{45}\text{Tl}$ -счетчики позволяют измерять активность источников и мишеней с диаметром активного пятна до 15–20 мм. Нами были исследованы конструкции счетчиков, различающиеся размерами счетчика, формой и расположением анода, для измерения активности мишеней большой площади. Эти исследования позволили сделать вывод, что конфигурация анода в виде плоского лепестка из двух нитей наилучшим образом решает поставленную задачу. С помощью такого счетчика удалось измерять мишени с площадью активного пятна до  $30\text{--}40\text{ см}^2$  [5].

2. В связи с поступлением большого количества заявок на изготовление мишеней площадью до  $100 \text{ см}^2$  и выше всталла задача разработки специальной конструкции счетчика для решения этой задачи. Был разработан и изготовлен большой многонитевой (20 нитей) проточный пропорциональный  $4\pi$ -счетчик. Этот счетчик оказался исключительно полезным и незаменимым прибором для калибровки мишеней большой площади (до  $360 \text{ см}^2$ ) [6].

3.  $1\pi$ -счетчик [7], позволяющий при высокой эффективности счета исключить поправки на поглощение  $\alpha$ -частиц в слое и на обратное рассеяние  $\alpha$ -частиц от подложки. Эти поправки являются основным источником погрешностей при калибровке мишеней, и их исключение позволяет существенно повысить точность измерений.

4. Установка  $4\pi$ -( $\alpha$ )-совпадений для выполнения особо прецизионных измерений активности.

Калибровка мишеней осуществляется несколькими методами, что позволяет исключить систематическую погрешность и существенно повысить точность измерений (погрешность  $\pm 1\%$  и меньше.)

Разработка и освоение упомянутых выше методов изготовления и калибровки мишеней позволили, начиная со второй половины 1973 г., приступить к систематическому выпуску мишеней из дефицитных веществ по заявкам предприятий, ведущих исследования в области ядерно-физических констант.

#### Л и т е р а т у р а

1. Seminar on the Preparation and Standartisation of Isotopic Targets and Foils A E R E - 5097. Harwell, Bernshire, 1965.
2. Proceedings of third international simposium "On Research materials for nuclear mesurements", "Nucl. Instr. Meth.", 102, N 3, 1972.
3. В. Росси, Г. Штауб. Ионизационные камеры и счетчики. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
4. Соловьев С.М., Эйсмонт В.П. "Прикладная ядерная спектроскопия", вып. 4, стр. 99, 1974.
5. Калашников А.М., Солошенко П.С., Федотов П.И. "Прикладная ядерная спектроскопия", вып. 5, 1975.
6. Калашников А.М., Солошенко П.С., Федотов П.И. "Прикладная ядерная спектроскопия", вып. 5, 1975.
7. Робинсон Г.П. Метрология ионизирующих излучений, М., Гссатом-издат, 1962.

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ  
НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МэВ

Д.Г.Дроздецкий, Б.С.Ковригин

(Ленинградский технологический институт им.Ленsoвета)

Аннотация

На основании проведенного ранее рассмотрения возможности оптимизации параметров времяпролетного спектрометра наносекундного диапазона с регистрацией сопутствующих  $\alpha$ -частиц с целью существенного уменьшения времени накопления экспериментальных данных при изучении реакций  $(n, n)$ ,  $(n, n'\gamma)$ ,  $(n, 2n)$  под действием нейтронов с энергией 14 МэВ в ЛТИ им.Ленsoвета разработан, изготовлен и настроен спектрометр, взаимозависимые параметры которого близки к оптимальным. Усилия были сосредоточены также на улучшении "свободных" параметров спектрометра: разрешающего времени системы временного анализа, порога регистрации импульсов от протонов отдачи в нейтронном детекторе и коэффициента фона.

Abstract

Based on the earlier performed examination of the optimization possibility of the nanosecond range time-of-flight with associated  $\alpha$ -particles registration spectrometer parameters aimed at an essential reduction of experimental data accumulation in studying the  $(n, n)$ -,  $(n, n'\gamma)$ -,  $(n, 2n)$ - reactions with neutron energy of 14 MeV a spectrometer was developed, made and adjusted in the Leningrad Leno Soviet Institute of Technology. The spectrometer interdependent parameters are close to optimal ones. The improvement of the following spectrometer "free" parameters was also attempted: the resolving time of the time analysis electronic system, the registration threshold of recoil proton pulses in the neutron detector and the background coefficient.

Для исследования реакций  $(n, n)$ ,  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$ , при энергии нейтронов около 14 МэВ используются спектрометры по времени пролета двух типов: с импульсным источником нейтронов и с регистрацией сопутствующей  $\alpha$ -частицы. Время измерения спектра под каким-либо углом в спектрометрах второго типа обычно составляет десятки часов, что обуславливает большую трудоемкость подобных экспериментов.

Ранее сообщалось<sup>X</sup> о проведенном рассмотрении возможности существенного повышения скорости набора экспериментальных данных, в результате которого был произведен расчет оптимального набора параметров спектрометра, обеспечивающего минимальное время измерения при заданных энергетическом и угловом разрешениях и статистической точности.

Согласно этому рассмотрению при увеличении нейтронного потока время измерения  $t$  энергетического спектра под углом  $\theta$  уменьшается и стремится к предельному значению

$$t_{\text{lim}} = \frac{2\beta}{\delta^2 \varepsilon \gamma}$$

где  $\varepsilon$  - выход нейтронов в определенном участке энергетического спектра, например в пике неупруго рассеянных на четном ядре нейтронов, соответствующих переходу ядра на первый возбужденный уровень  $2^+$ ;  $\gamma$  - вероятность регистрации этих нейтронов  $n$ -детектором;  $\delta$  - требуемая статистическая точность измерения пика;  $\beta$  - коэффициент фона. В свою очередь

$$\varepsilon = \frac{\pi}{4} (\Delta\theta_\alpha)^2 n_n \cdot d \cdot \sigma(\theta), \quad \gamma = \frac{\pi}{4} (\Delta\theta_n)^2 \left(1 - \frac{\beta}{E}\right) (1 - e^{-\sigma_z n h}),$$

а коэффициент  $\beta$  определяется выражением  $\beta \equiv \frac{n_\alpha(\theta)}{n_n} = \frac{1}{8f}$ .

Здесь:  $\Delta\theta_\alpha$  - угол раствора конуса сопутствующих  $\alpha$ -частиц, детектируемых  $\alpha$ -датчиком;  $\Delta\theta_n$  - угол раствора конуса нейтронов, идущих от рассеивателя на  $n$ -детектор;  $n_n$  - число мишеней ядер в единице объема рассеивателя;  $d$  - толщина рассеивателя в направлении полета нейтронов коллимированного пучка;  $\sigma(\theta)$  - дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов с переходом ядра на указанный уровень;  $E$  - энергия нейтронов рассматриваемого пика;  $\beta$  - порог регистрации импульсов от протонов отдачи в  $n$ -детекторе;  $\sigma_z$  - сечение взаимодействия нейтронов с энергией  $E$  с ядром атома водорода;  $n$  - число ядер водорода в единице объема органического

<sup>X</sup> Д.В. Александров, Б.С. Ковригин, А.Н. Кузнецов. Программа и тезисы докладов XIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Харьков 29 января - 1 февраля 1974 г. Л., "Наука", 1974, стр. 434-435.



сцинтиллятора;  $h$  - размер сцинтиллятора по оси регистрируемого конуса рассеянных нейтронов;  $n_2(\theta)$  - скорость регистрации импульсов от нейтронов в пике;  $n_{сл}$  - скорость регистрации импульсов, вызванных случайными совпадениями;  $f$  - полный поток нейтронов с энергией  $E_0 = 14$  МэВ от источника.

В предположении, что импульсы фона создаются первичными нейтронами, прошедшими сквозь конус теневой защиты и зарегистрированными  $n$ -детектором, и что число импульсов от  $\gamma$ -квантов равно числу импульсов от нейтронов, коэффициент  $\beta$  выражается следующим образом:

$$\beta = \frac{\Delta t_2 \cdot e^{-n_2 c_k} L^2}{\pi n_2 d \cdot \sigma(\theta) (L^2 + \ell^2 + 2L\ell \cos\theta)}, \quad (ж)$$

где  $\ell$  - расстояние от нейтронного источника до рассеивателя;  $L$  - пролетная база, т.е. расстояние от рассеивателя до  $n$ -датчика;  $n_2$  - число ядер в единице объема конуса теневой защиты;  $\sigma_k$  - полное сечение взаимодействия нейтронов энергии 14 МэВ с ядрами атомов материала защиты (усредненное по изотопному составу);  $c_k$  - длина оси конуса теневой защиты;  $\Delta t_2$  - разрешающее время спектрометра.

В первом приближении

$$\Delta t_2 = \sqrt{(\Delta t_a)^2 + h^2(\tau - \tau_p)^2 + d^2(\tau + \tau_p)^2},$$

где  $\Delta t_a$  - аппаратное разрешение системы временного анализа вместе с фотоумножителями;  $\tau$  - время пролета нейтрона с энергией  $E$  расстояния  $l$  см;  $\tau_p$  - время прохождения световым импульсом расстояния  $l$  см в веществе  $n$ -сцинтиллятора;  $\tau_0$  - время прохождения нейтрона с энергией  $E_0 = 14$  МэВ расстояния  $l$  см; знак минус в последнем слагаемом под корнем соответствует малым углам рассеяния, знак плюс - большим значениям угла.

Очевидно, что для минимизации  $t_{сш}$  требуется по возможности увеличивать  $x$  и  $z$  и уменьшать  $\beta$ . Эти величины зависят от собственных параметров спектрометра  $\Delta t_a$ ,  $h$ ,  $d$ ,  $\ell$ ,  $L$ ,  $c_k$ ,  $\Delta \theta_n$ ,  $\Delta \theta_n$  и  $\beta$ , которые связаны следующими соотношениями:

$$L = \frac{F^2 \Delta t_2}{36,15 \sqrt{(\Delta E)^2 - (\Delta E_0)^2}}, \quad (\Delta \theta_n)^2 + (\Delta \theta_n)^2 = (\Delta \theta)^2,$$

$\ell \approx 2,2L$ ,  $c_k \approx \ell$ , где  $\Delta E$  - заданное энергетическое разрешение спектрометра;  $\Delta E_0$  - разброс энергии первичных нейтронов;  $\Delta \theta$  - заданное угловое разрешение спектрометра. В силу этих условий полностью свободными являются только  $\Delta t_a$ ,  $\beta$ ,  $\Delta E_0$ , ко-

торые нужно стремиться уменьшать для минимизации  $t_{ам}$ . Остальные параметры нельзя варьировать независимо, а можно найти только их совместимые с требуемыми  $\delta$ ,  $\Delta E$  и  $\Delta \theta$  оптимальные значения, которые соответствуют условным максимумам  $\alpha$  и  $\gamma$ .

Что касается коэффициента  $\epsilon$ , то, поскольку почти все параметры, входящие в соотношение (ж), уже определены, его можно уменьшить только за счет увеличения произведения  $b_{\alpha} n_{\alpha}$ . Однако соотношение (ж) дает предельное, т.е. заниженное значение  $\epsilon$ , так как учитывает в качестве источника фоновых импульсов в  $n$ -датчике только нейтроны прямого пучка, прошедшие конус теневой защиты. Поскольку имеются другие причины, порождающие фон ("блуждающие" нейтроны,  $\gamma$ -излучение и шум фотоумножителей) и имеется, следовательно, возможность их более или менее полной нейтрализации и уменьшения коэффициента  $\epsilon$ , его можно считать в этом смысле "свободным" параметром спектрометра и истинное его значение определять экспериментально.

В настоящей работе дается краткая характеристика спектрометра, созданного в Ленинградском технологическом институте имени Ленсовета. При разработке, изготовлении и настройке спектрометра были предприняты усилия по возможности улучшить "свободные" параметры  $\Delta t_{\alpha}$ ,  $\Delta E_{\alpha}$ ,  $B$  и  $\epsilon$ , а остальные иметь близкими к оптимальным. Блок-схема спектрометра представлена на рисунке.

Предусмотрена возможность использовать в  $n$ -датчике один или два ФЭУ. В последнем случае (показанном на рисунке) оба ФЭУ просматривают  $n$ -сцинтиллятор и включены на совпадения. Импульсы от фотоумножителей  $\alpha$ - и  $n$ -датчиков передаются на электронные схемы. Электронная схема включает в себя: систему временного анализа, состоящую из блоков временной привязки (БВП), быстрой схемы совпадений (БСС) и времяамплитудного конвертера (ВАК); схему дискриминации по форме импульса (ДФИ); систему регистрации, включающую все остальные блоки.

Импульсы с анода каждого ФЭУ подаются на соответствующий БВП. В таком блоке осуществляется привязка к фронту импульса у 0,2 амплитуды (метод следящего порога). Сформированные выходные импульсы с двух БВП  $n$ -датчика поступают на вход БСС, выходной импульс которой является быстрым и сохраняет временную информацию. Импульсы с выхода БСС и с выхода БВП  $\alpha$ -датчика подаются на входы "старт" и "стоп" ВАКа (используется обращенная шкала времени). Конвертер преобразует интервал времени между момента-

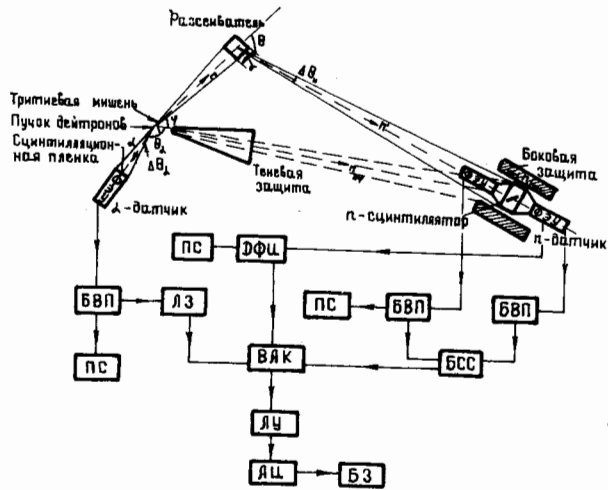


Схема времяпролетного спектрометра

ми прихода импульсов в амплитуду выходного сигнала. Этот импульс подводится к входу амплитудного анализатора АИ-256-6. Управление анализатором осуществляется от схемы ДФИ, вырабатывающей выходной импульс только при детектировании нейтрона в  $n$ -датчике и дискриминирующей импульсы от  $\gamma$ -квантов. Для обеспечения работы схемы ДФИ в  $n$ -датчике используется жидкий органический сцинтиллятор ИС-6, у которого имеется заметное различие медленных компонент импульсов при регистрации нейтрона и  $\gamma$ -кванта. При использовании одного ФЭУ в  $n$ -датчике импульс на вход "старт" конвертера подается непосредственно с БВП этого ФЭУ.

Порог  $V$  в  $n$ -датчике устанавливается быстрым интегральным дискриминатором в блоке временной привязки. В случае использования одного ФЭУ при хорошем его отборе и хорошо отрегулированном делителе порог может быть снижен до  $\sim 1$  МэВ. Такой же интегральный дискриминатор в  $\alpha$ -канале всегда устанавливается на отсечку всех импульсов, лежащих ниже пика  $\alpha$ -частиц. Наличие порогов не в медленных каналах, как это часто делается, а

в блоках временной привязки освобождает также входы БСС и ВАКа от загрузки шумовыми импульсами, являющимися причиной ухудшения временного разрешения. В случае использования в  $n$ -датчике двух ФЭУ достигается эффективная дискриминация их шумов, что позволяет снизить порог  $\mathcal{B}$  до десятых долей МэВ. Уменьшение  $\Delta t_a$  до  $\sim 0,5$  нсек достигается за счет использования отобранных экземпляров временных ФЭУ, индивидуальным подбором делителей напряжения к ним, выбором напряжения питания фотоумножителей, временной привязкой к фронту импульса по методу следящего порога. Разброс энергии первичных нейтронов  $\Delta E_0$  зависит от ряда причин, в частности от угла  $\varphi$  между направлением коллимированного пучка нейтронов и направлением пучка дейтронов. Эта зависимость имеет минимум при  $\varphi = 90^\circ$ . Поэтому предусмотрена возможность работать на двух сменных  $\alpha$ -датчиках, одним из которых регистрируют  $\alpha$ -частицы под углом  $\vartheta_\alpha = 90^\circ$ , другим — при значении  $\vartheta_\alpha = 135^\circ$ . Расстояние от тритиевой мишени до пленки  $\alpha$ -сцинтиллятора сделано по возможности малым для уменьшения вклада разброса времени пролета  $\alpha$ -частиц до пренебрежимого значения около 0,1 нсек.

Для уменьшения коэффициента фона  $\mathcal{V}$  необходимо снизить число фоновых импульсов на выходе БВП  $n$ -датчика. Это обеспечивается следующими мерами: выбором материала и длины конуса теневой защиты; использованием боковой защиты  $n$ -датчика; выбором таких поперечных размеров конуса теневой защиты, чтобы в его тень попадал  $n$ -датчик вместе с боковой защитой; уменьшением поперечных размеров рассеивателя таким образом, чтобы они лишь немного превышали поперечные размеры коллимированного пучка нейтронов. Уменьшению числа шумовых и фоновых импульсов способствует также быстрые пороговые дискриминаторы в  $\alpha$ - и  $n$ -каналах, использование в  $n$ -датчике двух ФЭУ, включенных на совпадения, дискриминация  $\gamma$ -фона по форме импульса.

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

Секция 6. Сечения и другие характеристики процесса деления тяжелых ядер нейтронами (окончание).....	3
Измерение отношений сечений деления $Pu^{239}$ и $U^{235}$ в диапазоне энергий нейтронов 0,024-7,4 Мэв. Фурсов Б.И., Куприянов В.М., Смиренкин Г.Н. ....	3
Абсолютные измерения сечений деления $^{235}U$ нейтронами с энергией 14,8 Мэв. Алхазов И.Д. и др. ....	9
Деление $U^{238}$ нейтронами с энергией 0,15-1,55 Мэв. Воротников П.Е., Дубровина С.М., Отрошенко Г.А. ....	13
Абсолютные измерения сечений деления $^{235}U$ и $^{238}U$ нейтронами делительного спектра $^{252}Cf$ . Адамов В.М. и др. ....	19
Mesures a haute resolution des sections efficaces de fission de $^{238}U$ et $^{239}Pu$ par rapport a celle de $^{235}U$ . Blons J., Mazur C. ....	24
Mesure de la section efficace de fission de $^{237}Np$ entre 100 keV et 2 MeV. Plattard S., Pranal Y. ....	34
A Measurement of the $^{238}U/^{235}U$ Fission Cross-Section Ratio. Coates M.S., Gauthier D.B., Patten N.J. ....	41
Measurement of the $^{239}Pu$ Fission Cross-Section in the Energy Range from 1 keV to 1 MeV. Gauthier D.B. ....	49
Измерение сечения деления $U^{235}$ . Биряков С.А. и др. ....	55
Отношение сечений радиационного захвата и деления для $^{239}Pu$ в области энергий нейтронов 0,2-30 кэв. Бергман А.А. и др. ....	61
Измерение сечений деления $^{235}U$ и $^{239}Pu$ нейтронами со средней энергией 2 и 24,3 кэв. Журавлев К.Д., Крошкин Н.И., Карин Л.В. ....	67
Тепловые сечения и резонансные интегралы захвата и деления изотопов $^{241}Am$ , $^{243}Am$ , $^{249}Bk$ , $^{249}Cf$ . Гаврилов В.Д. и др. ....	71
Сечение деления $^{235}U$ в области энергий нейтронов 0,01-10 кэв. Мостовая Г.А., Мостовой В.И., Перегудов В.Н. ....	76

Измерение энергетической зависимости $\gamma$ $^{233}\text{U}$ в области 0,02-1 эв. Пшеничный В.А. и др. ....	81
Интерференционный анализ сечения деления (двухуровневое приближение). Тошков С.А., Яневан Н.Б.	87
Деление ориентированных ядер быстрыми нейтронами. Гони Н.Н. и др. ....	92
Абсолютные выходы легких частиц при делении $^{233}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{239}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами и спонтанном делении $^{252}\text{Cf}$ . Кондуров И.А. и др. ....	97
О структуре низкоэнергетичной части спектра $\alpha$ -частиц тройного деления. Грачев В.Т. и др. ....	107
О возможности изучения двухступенчатой реакции $^{235}\text{U}(n, \gamma f)$ . Богдзель А.А. и др. ....	111
О вероятности ионизации атомной оболочки делящегося атома флюктуационным электромагнитным полем нагретого ядра. Поцeko Л.А., Петров Г.А., Кочубей Е.Ф. ....	116
Сравнение спектров мгновенного $\gamma$ -излучения при делении $^{233}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{238}\text{Pu}$ , $^{239}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами и спонтанном делении $^{252}\text{Cf}$ . Тетерев Э.Н. и др. ....	121
Эффективные моменты инерции доактинидных ядер. Иткис М.Г. и др. ....	127
Асимметрия деления висмута $\alpha$ -частицами. Немиллов И.А. и др. ....	131
Каналовый анализ процесса деления в $\text{Pu}^{239}(n, f)$ -, $\text{Pu}^{239}(d, pf)$ - и $\text{Pu}^{238}(t, pf)$ -реакциях. Маршалки Н.В.Е., Пovyшев В.М. ....	135
Деление ядер $^{235}\text{U}$ , $^{239}\text{U}$ и $^{245}\text{Am}$ в реакции $(t, pf)$ на изотопах $^{233}\text{U}$ , $^{237}\text{U}$ и $^{243}\text{Am}$ . Андреев М.Ф., Гладков В.В., Загородный В.А. ....	140
Фотоделение $^{232}\text{Th}$ , $^{238}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ и $^{239}\text{Pu}$ вблизи порога деления. Драгнев Т. и др. ....	146
Секция 7. Экспериментальные методы нейтронной физики. ....	152
Исследование импульсного точечного источника моноэнергетических нейтронов наносекундной длительности. Дубовой Л.В., Дятлов В.Д., Попытаев А.Н. ....	152
Определение параметров сверхжидкого вещества по продуктам термоядерных реакций. Дубовой Л.В. и др. ....	157
Генератор нейтронов с лазерным источником ионов. Ананьин О.Б. и др. ....	161
Мишени для получения максимального нейтронного выхода при сферическом облучении светом лазера. Гамалди Е.Г. и др. ....	166

The Mass Separator Lohengrin and Some Experimental Work. A s g h a r M. e. a. ....	170
Поляризуемое многослойное зеркало. Д р а б к и н Г.М. и др. ....	196
Поляризуемый нейтронвод на основе многослойного зеркала. Д р а б к и н Г.М. и др. ....	202
Исследование длинноволнового монохроматора нейтронов фторфлюорита. З е л е н ь к Ф.М., С т е п а н о в С.Б. ....	207
Быстрый адиабатический переворот спина нейтрона. Т а р а н Ю.В. ....	211
Импульсный электростатический ускоритель ИАЭ. А ф а н а с ь е в В.П. и др. ....	216
Нейтронный спектрометр по времени пролета на базе синхротронного ЛИАФ им. Б.П.Константинова АН СССР. А б р о с и м о в Н.К. и др. ....	221
Измерный нейтронный ускоритель. П е т р о в Ю.В. ....	227
Production de neutrons monocinetiques a l'aide de cibles gazeuses de deuterium et de tritium. H a o u a t G. e. a. ....	236
О временном разрешении спектрометра нейтронов на базе кристалла $^{6}\text{Li}(\text{Eu})$ . Б л и н о в М.В., В и т е н к о В.А. ....	252
Точность расчета эффективности регистрации нейтронов. Ч у л к о в Л.В. ....	257
Измерение эффективности нейтронных детекторов в интервале энергий 1-10 Мэв. К о р н и л о в Н.В., П л я с к и н В.И. ....	261
Измерение эффективности нейтронного детектора. В у к о л о в В.А., К о л т ы п и н Е.А., Ч у л к о в Л.В. ....	265
Прибор для изучения угловых, скоростных и энергетических корреляций осколков деления. Ш а ш м и н В.Е. и др. ....	271
Расчет поправки на случайные наложения в методе сопутствующих частиц. К о р н и л о в Н.В. ....	276
Широкодиапазонный всеволновой детектор импульсного нейтронного излучения. Б а р а н о в В.Т. и др. ....	281
4 $\pi$ -Спектрометр нейтронов по времени пролета. В а с и л ь е в Ю.А. и др. ....	286
Многонитовой искровой детектор осколков с малым мертвым временем. Б а к а л о в Т. и др. ....	290
Автоматизированная система управления экспериментом. О ф е н г е н д е н Р.Г. ....	301
Некоторые вопросы автоматизации обработки экспериментальной информации на реакторе ВВР-М. Б а б к о в В.С. и др. ....	311

Средства измерений и обработки данных в нейтронно-физических исследованиях. Кадашев В.И. и др. ....	314
Электронная аппаратура для измерения энергий быстрых нейтронов. Андреев О.М., Офенгенде Р.Г., Руденко О.Н. ....	319
Широкодиапазонная цифровая аппаратура для изучения нейтронных реакций с образованием короткоживущих изотопов ( $T_{1/2 \min} \sim 10^{-3}$ сек). Бонюшкин Е.К. и др. ....	326
Варианты импульсного нейтронного метода применительно к исследованию двухзонных систем. Антонов А.В. и др. ....	338
О возможности применения некоторых новых нейтронных методов в геофизике и приборостроении. Антонов А.В. и др. ....	339
Установка для определения параметров делящихся веществ и полных потоков нейтронов. Воробьев В.А., Угольцев О.А., Эльцин Г.И. ....	344
Селекция параметров быстрых нейтронов при их замедлении в анизотропных средах. Шпигер В.Я. ....	351
Детекторы для потоков нейтронов малой интенсивности. Волобуев И.В. и др. ....	356
Спектрометр $e-\gamma$ совпадений. Попеко Л.А. и др. ....	361
Мишени из делящихся веществ для измерения ядерно-физических констант. Федотов П.И. ....	366
Времяпролетный спектрометр для исследования рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ. Дроздецки И.Л.Г., Ковригин Б.С. ....	374



НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы 3-й Всесоюзной конференции по  
нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)

Часть 6

---

Подписано в печать 14/УП-1976 г. ТБО2442 Формат 60 x 90 1/16  
Бумага офсетная № 2 Печ.л.24 Уч.-изд.л.19,2 Тираж 500 экз.

Зак.тип. № 666 Цена 1р.90к.

---

Отпечатано на ротапринте ЦНИИатоминформа,  
119146, Москва, Г-146, аб/ящ 584