

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

4

1991

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О. Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б. Д. КУЗЬМИНОВ

С. С. Коваленко, В. Е. Колесов, В. Н. Манохин, Г. В. Мурадян, Ю. П. Попов,
Г. Н. Смиренкин, В. А. Толстикова, Г. Я. Труханов, Г. Б. Яньков, В. П. Ярына

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф. Е. ЧУКРЕЕВ

В. В. Варламов, Б. Я. Гужовский, П. П. Дмитриев, В. В. Ежела, Б. В. Журавлев,
Р. Б. Иванов, Б. С. Ишханов, В. М. Кулаков, В. Е. Сторижко, Н. П. Чижова

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М. Н. НИКОЛАЕВ

А. П. Васильев, А. А. Дубинин, В. А. Дулин, С. М. Зарицкий, А. В. Звонарев,
В. Д. Казарицкий, А. Н. Камышан, А. А. Лукьянов, В. Д. Марковский,
Б. Г. Рязанов, Л. А. Трыков, В. В. Хромов, А. М. Цибуля, М. С. Юдкевич

Ответственный секретарь В. В. ВОЗЯКОВ

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ
Научно-технический сборник
Выпуск 4

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ
КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

Издается с 1971 г.

1991 г.

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Сауков А. И., Суханов Б. И., Рябинин А. М.

Спектры вторичных нейтронов из сферических и полусферических образцов конструкционных материалов под действием 14 МэВ-нейтронов..... 3

Георгиев Г. П., Григорьев Ю. В., Замятнин Ю. С., Иванов Б. Н., Кошечев В. Н., Мантуров Г. Н., Мурадян Г. В., Сираков И. А., Синица В. В., Янева Н. Б.

Измерение и анализ характеристик резонансной структуры полного сечения и сечения радиационного захвата ^{238}U в диапазоне энергии 0,465+200 кэВ..... 26

Восканян М. А., Морозов Г. В., Мурадян Г. В., Степанов В. А., Ястребова Л. П., Журавлев Б. В., Казаков Л. Е.

Измерение абсолютной величины сечения радиационного захвата хрома в области энергии нейтронов 1+20 кэВ..... 40

Кабесас Р., Лубиан Х., Лунев В. П., Проняев В. Г. Описание нейтронных сечений ^{48}Ti в методе сильной связи многих каналов.....	45
Мороговский Г. Б. Оцененные нейтронные сечения ^{234}U в тепловой области энергии.....	52

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Голубев В. И., Долгов Е. В., Ефремов А. И., Звонарев А. В., Коробейников В. В., Колыженков В. А., Колосков Б. В., Лифоров В. Г., Матвеев В. И., Матвеев И. П., Суслов И. Р., Хомяков Ю. С., Черный В. А. Расчетно-экспериментальные исследования в обоснование облучательных устройств для наработки кобальта-60.....	56
Бедняков С. М., Дулин В. А., Малышева И. В., Мантуров Г. Н., Цибуля А. М. Проверка нейтронных данных ряда актинидов в интегральных экспериментах.....	71
Тамбовцев С. Д., Дулин В. А. Изучение доплер-эффекта ^{238}U и плутония в критических сборках.....	85

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Конобеев А. Ю., Коровин Ю. А. "БИСЕРМ" - библиотека сечений для расчета скорости образования гелия, водорода и накопления повреждающей дозы в конструкционных материалах, облучаемых нуклонами с энергией от 15 до 800 МэВ.....	92
Давыдов М. Г., Потеткин Г. Н., Рахманов И. Б. Аналитическое представление сечения $(\gamma, 2n)$ -реакции для целей гамма-активационного анализа.....	107

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК. 539.171.4

СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ СФЕРИЧЕСКИХ И ПОЛУСФЕРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ 14 МэВ-НЕЙТРОНОВ

А. И. Сауков, Б. И. Суханов, А. М. Рябинин

Всесоюзный научно-исследовательский институт технической физики, Челябинск

THE SECOND NEUTRON SPECTRA OBTAINED AT 14 MeV NEUTRON ENERGY FROM SPHERICAL AND HEMISPHERICAL SAMPLES OF CONSTRUCTION MATERIALS. The results of measurements spectra of second neutrons in the range 0,4+14 MeV spherical and hemispherical models Mg, Al, Fe, Ni, Cu, Zr, Ti, Mo, C, CF₂, Pb, ²³⁸U, Be, H₂O, D₂O, CH₂ by time-of-flight method under the action of 14 MeV neutrons are given in the work.

Experimental results are given in the form of normalized instrumental spectra for 13 neutron energy ranges.

The result of the work may be used for the correction of the nuclear data libraries.

В последние годы возрос интерес к так называемым интегральным экспериментам, предназначенным для проверки целой совокупности нейтронных констант какого-либо элемента [1]. В этой связи авторами была проведена серия экспериментов по измерению спектров нейтронов, выходящих из сферических и полусферических образцов различных конструктивных элементов и материалов под действием 14 МэВ-нейтронов. Исследовались: Mg, Al, Fe, Ti, Ni, Cu, Zr, Mo, CF₂, Pb, ²³⁸U, H₂O, D₂O, Be, C, CH₂. Особый интерес представляют, с нашей точки зрения, результаты, полученные от полусферических образцов (обратные полусферы), позволяющие проверять константы упругого и неупругого рассеяния нейтронов на большие углы, измерения которых на малых образцах затруднительны и, как правило, проводятся с небольшой точностью.

Измерения проводились методом времени пролета на пролетной базе 8,5 м детектором с кристаллом стибьена 70x70 мм и ФЭУ-110 с п-γ-разделением для уменьшения фона от γ-квантов. Порог регистрации по нейтронам - 0,15 МэВ.

Импульсный нейтронный генератор имел следующие параметры:

длительность нейтронного импульса - 15 нсек;
 частота следования импульсов - 500 кГц;
 средний выход нейтронов - $3 \cdot 10^8$ н/сек.

Для уменьшения потока прямых 14 МэВ-нейтронов, а также для получения более точной информации о величине упругого рассеяния 14 МэВ-нейтронов на образцах между мишенью и детектором размещался стальной стержень диаметром 30 мм и длиной 400 мм, полностью закрывающий мишень ускорительной установки (диаметр мишени 25 мм) и слабо влияющий на поток нейтронов, рассеянных на образце. Параметры образцов даны в табл.1, геометрия опыта приведена на рис.1.

Таблица 1

Параметры образцов

№ п/п	Образец	Масса обратной полусферы, кг	Масса сферы, кг	Размер образца, мм
1	Mg	3,260	6,590	200x100
2	Al	4,880	9,860	200x100
3	Fe	13,330	26,900	198x99
4	Ti	7,920	16,170	200x100
5	Ni	14,820	29,910	200x100
6	Cu	14,750	29,920	197x100
7	Zr [*]	11,710	23,660	200x98
8	Mo [*]	17,810	36,070	200x100
9	CF ₂	3,900	7,860	200x100
10	Pb	19,250	39,110	200x100
11	²³⁸ U	33,300	67,800	200x100
12	H ₂ O	1,780	3,600	200x100
13	D ₂ O	1,96	3,95	200x100
14	Be	6,300	12,670	260x160
15	C	2,215	4,550	180x100
16	CH ₂	1,620	3,280	200x100

* Данные образцы собраны из листового материала, поэтому средняя плотность образца может несколько отличаться от нормальной.

Все экспериментальные результаты нормированы на 1000 14 МэВ-нейтронов, зарегистрированных детектором от свободной мишени без защитного стержня.

Эффективность детектора после многих экспериментов и расчетов была принята на основании сравнения экспериментального и расчетного спектра сферического образца из ^{238}U . (Расчеты спектров ^{238}U , CH_2 и Pb выполнены методом Монте-Карло в [2,3]). Принятая нами относительная эффективность детектора приведена в табл.2. В дополнение и уточнение принятой зависимости эффективности от энергии были проведены независимые измерения при энергиях 1,48 и 2,64 МэВ с помощью кольцевых рассеивателей из полиэтилена. Результаты этих измерений, основанные на хорошо известном сечении упругого рассеяния 14 МэВ-нейтронов на водороде, совпали с принятым значением эффективности в пределах $\pm 4\%$. Еще одним подтверждением принятой эффективности детектора является хорошее совпадение расчетных и экспериментальных спектров от таких хорошо изученных материалов как полиэтилен и свинец. В целом мы оцениваем, что погрешность принятой нами эффективности детектора не превышает $\pm 5\%$.

К этому следует добавить, что опираясь в своих измерениях на спектр ^{238}U , мы гарантированы от ошибок, связанных с изменением геометрии эксперимента, сдвигов порогов регистрации, заменой и порчей кристаллов детектора. Такой подход к определению эффективности детектора дает возможность воспроизведения полученных нами результатов в других лабораториях. Если выяснится, что принятый нами за эталонный спектр нейтронов образца из ^{238}U несколько отличается от истинного, то в результате измерений других образцов можно будет внести соответствующие поправки.

Таблица 2

Эффективность детектора

Время, нсек	ϵ , отн.	Время, нсек	ϵ , отн.	Время, нсек	ϵ , отн.
100	1,0	40	1,47	80	1,71
20	1,0	60	1,50	800	1,73
40	1,0	80	1,52	20	1,75
60	1,0	500	1,54	40	1,76
80	1,0	20	1,55	60	1,73
200	1,02	40	1,56	80	1,65
20	1,04	60	1,56	900	1,56
40	1,08	80	1,57	20	1,50
60	1,12	600	1,58	40	1,50
80	1,17	20	1,59	60	1,52
300	1,22	40	1,61	80	1,55
20	1,26	60	1,64	1000	1,53
40	1,31	80	1,67	20	1,50
60	1,35	700	1,68	40	1,45
80	1,39	20	1,69	60	1,40
400	1,42	40	1,69	80	-
20	1,44	60	1,70	1100	-

Принятая эффективность детектора включает в себя рассеяние нейтронов на воздухе (на базе пролета $L=8,5$ м) и рассеяние на материалах, окружающих детектор (упаковка кристалла, ФЭУ, кожух детектора и защита). Поскольку все эти эффекты в той или иной мере носят резонансный характер (особенно рассеяние на воздухе), то эффективность детектора, строго говоря, должна отражать эту резонансную структуру. Поскольку эта структура при нашем энергетическом разрешении в большей части спектра не превышает 4-5%, то мы сочли возможным сохранить плавный характер эффективности, за исключением области в районе 920 нсек (энергия нейтронов $E_n=0,44$ МэВ), где сильный резонанс на кислороде дает провал в кривой эффективности до 15%.

Все результаты измерений даны в виде аппаратурных спектров $\Delta N/\Delta t$ в зависимости от времени пролета нейтронов в интервалах времени $\Delta t=10^{-6}$ сек. Такой способ представления данных имеет определенные преимущества по сравнению с традиционной формой зависимости от энергии: $\Delta n/\Delta E=f(E_n)$. Дело в том, что в нормальных координатах спектр нейтронов стремится к бесконечности при энергии нейтронов, стремящейся к нулю. При этом ошибки измерений резко возрастают при приближении энергии нейтронов к порогу регистрации. Кроме того, при больших энергиях ($E_n > 8$ МэВ) сильно уменьшается разрешающая способность методики времени пролета по энергии, доходящая до $\pm 1,2$ МэВ в районе 14 МэВ, в то время как при энергии нейтронов 0,5 МэВ эта разрешающая способность равна 0,022 МэВ.

В связи с этим график спектра нейтронов в нормальных координатах весьма неудобен для рассмотрения, т.к. большая часть площади рисунка занята малоинформативными данными, полученными с большой ошибкой, а главная часть спектра сосредоточена на незначительной площади в мелком масштабе. В противоположность этому, аппаратурный спектр, изображенный в зависимости от времени пролета, имеет практически равномерное распределение ошибок как по времени, так и по амплитуде по всей площади рисунка.

Статистическая точность экспериментов в области 1-3 МэВ, где сосредоточена основная группа нейтронов, была не хуже $\pm 2\%$. Общая точность оценивается нами в этой области $\pm 5\%$.

Результаты измерений представлены на рис. 2-33 и в сводной табл. 3, где приведены цифровые данные с учетом эффективности детектора по отдельным интервалам энергии от 0,4 до 15 МэВ. Все данные, приведенные на рис. 2-33 и в табл. 3, нормированы на 1000 14 МэВ-нейтронов.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов, рассмотрим рис. 34, на котором изображен спектр ^{238}U после прохождения через слой Be толщиной 2 см. Этот спектр, приведенный в относительных единицах, служит в основном для

калибровки времяпролетного спектрометра по энергии. Хорошо выделяющийся провал при 780 нсек (0,62 МэВ по энергии) соответствует хорошо выраженному резонансу в полном сечении на бериллии. Кроме своего основного назначения, этот рисунок иллюстрирует то обстоятельство, что временное разрешение применяемой методики практически не зависит от времени пролета, т.к. естественная ширина резонанса на бериллии при наших измерениях не увеличилась.

Интегральные эксперименты на сферических образцах под действием 14 МэВ проводились также в других лабораториях. В работе [4] проведены измерения на углероде, кислороде, алюминии, титане и железе. В работе [5] измерены спектры утечки из водяного шара, в работах [6,7] измерены спектры из железных сфер, в работах [8,9] спектры из свинца и в работах [10,11] из урана-238 и бериллии.

К сожалению, непосредственные сравнения данных, полученных в разных лабораториях, произвести затруднительно, т.к. эксперименты проводились в разных условиях и с образцами, имеющими разные размеры. Поэтому сравнение результатов различных авторов может быть проведено только путем проведения соответствующих расчетов по тем или иным ядерно-физическим константам. Хотя в каждой из вышеприведенных работ в той или иной мере производились расчеты и сравнение с экспериментами данной лаборатории, однако не проводились сравнения экспериментов разных лабораторий, что не позволяет выявить возможные ошибки эксперимента и расчета. Сравнение экспериментальных данных разных авторов частично проведено в работе [3] по ^{238}U , CH_2 и Pb , предполагается ее продолжить для других элементов и материалов.

Нужно отметить также и ограниченную информативность опубликованных данных. Например, в [4] по спектрам утечки из C , O , Al , Fe , Ti приводятся данные только для нейтронов с энергией выше 2 МэВ, что исключает возможность проверки нейтронных констант элементов для основной группы нейтронов неупругого рассеяния, лежащих ниже 2 МэВ. Как правило, данные приводятся в виде рисунка в логарифмическом масштабе, а цифровые данные отсутствуют, что также затрудняет сравнение результатов. Было бы желательно заключить соглашение между лабораториями о стандартизации размеров образцов и способах представления данных, как это имеет место для стандартных измерений опорных нейтронных сечений, с тем, чтобы можно было с хорошей точностью сравнить между собой как экспериментальные данные, так и принятые версии библиотек ядерно-физических констант.

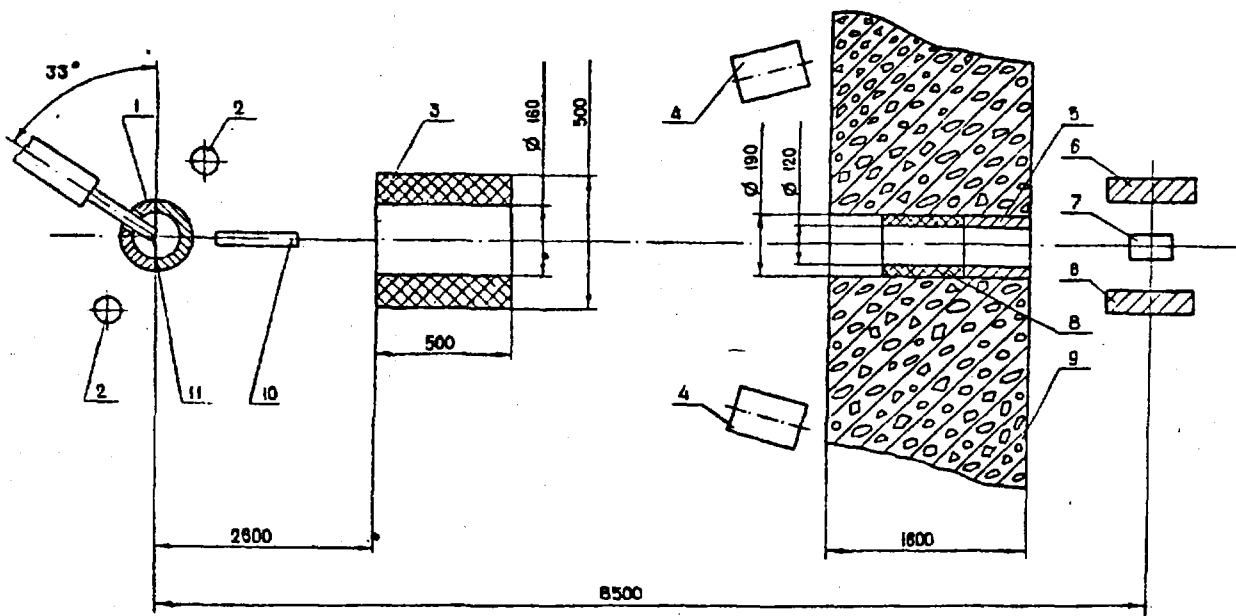


Рис. 1. Геометрия опыта: 1 - измеряемый образец, 2 - мониторы импульсного потока нейтронов, 3 - коллиматор из полиэтилена, 4 - всеволновые счетчики, 5 - коллиматор-свинец, 6 - защита детектора-свинец, 7 - детектор, 8 - коллиматор-полиэтилен, 9 - бетонная стена, 10 - стальной стержень, 11 - источник 14 МэВ-нейтронов

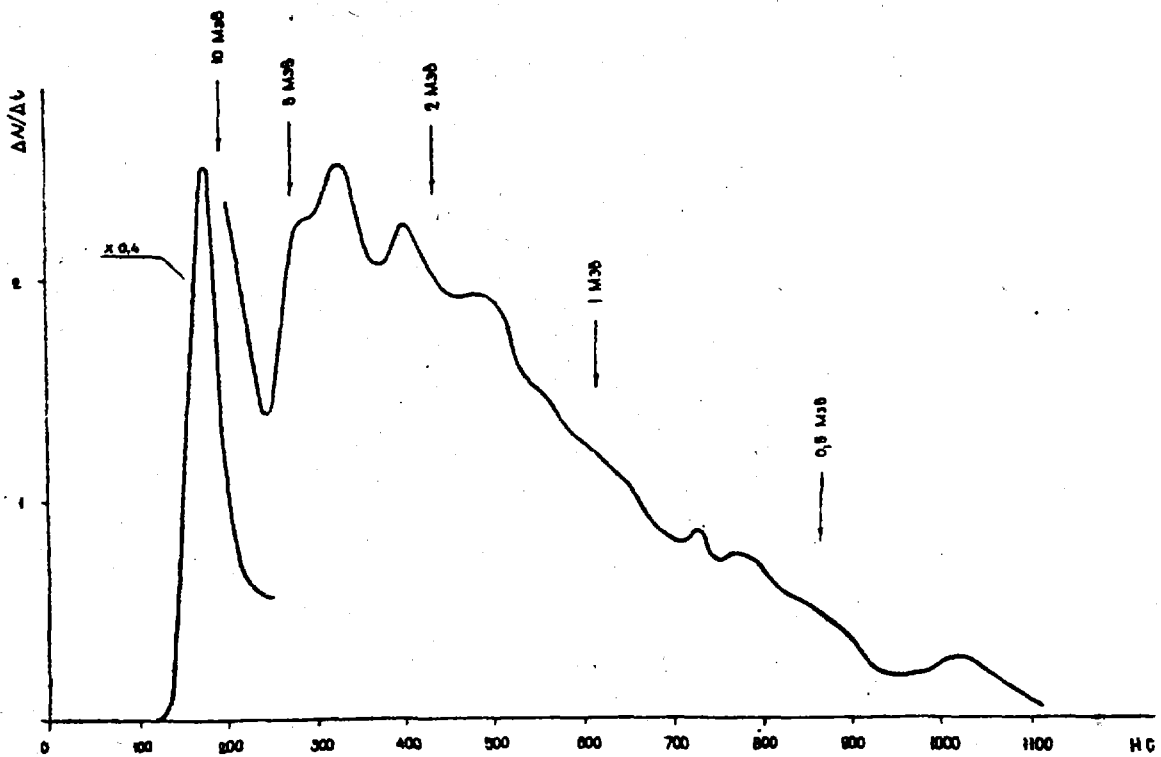


Рис. 2. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из магния

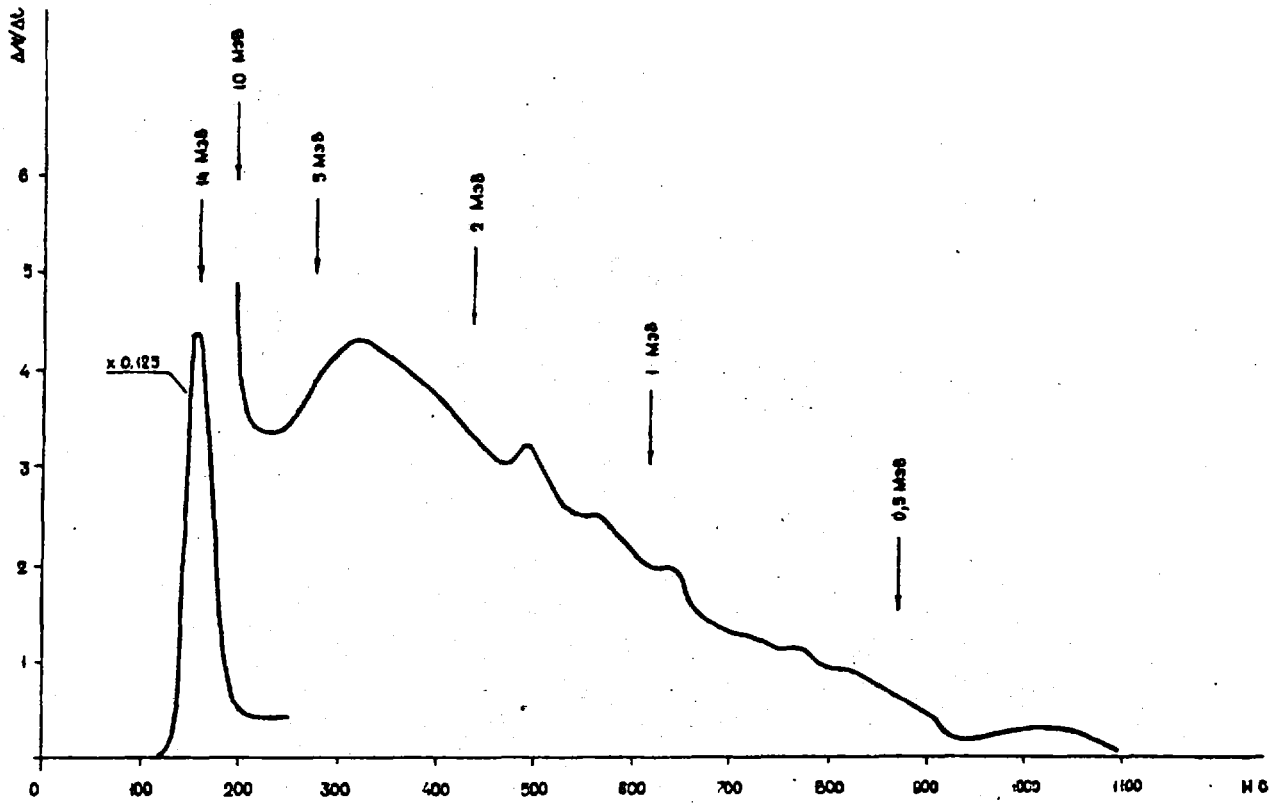


Рис. 3. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из магния

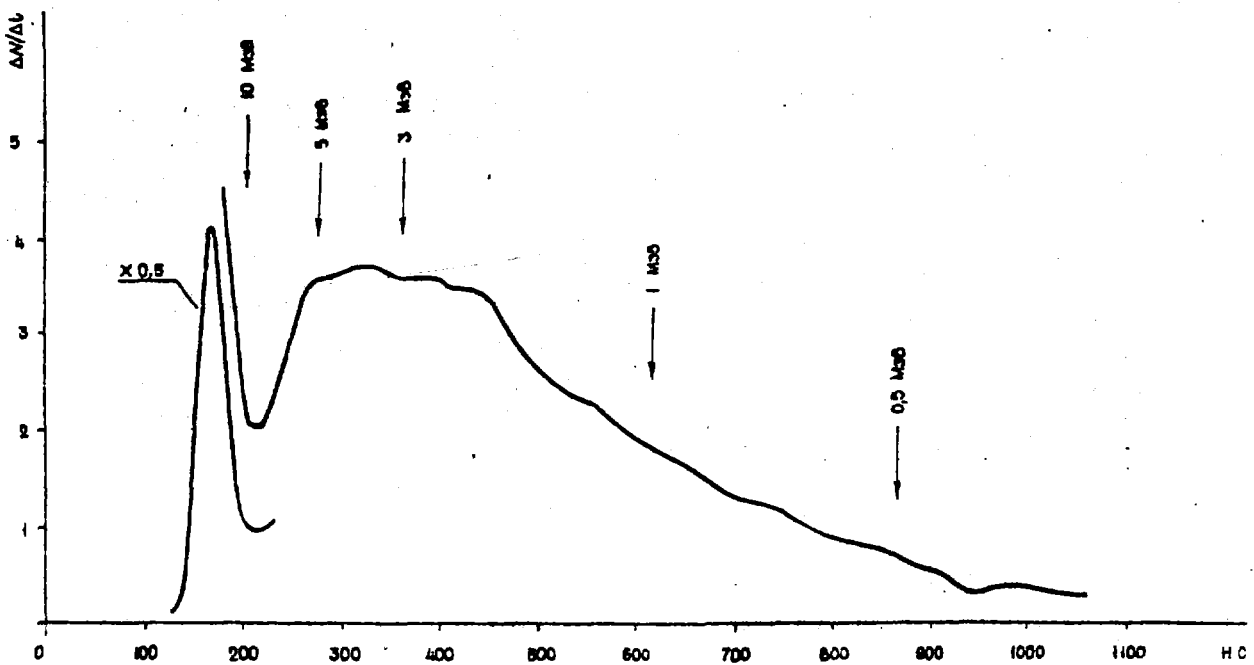


Рис. 4. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из алюминия

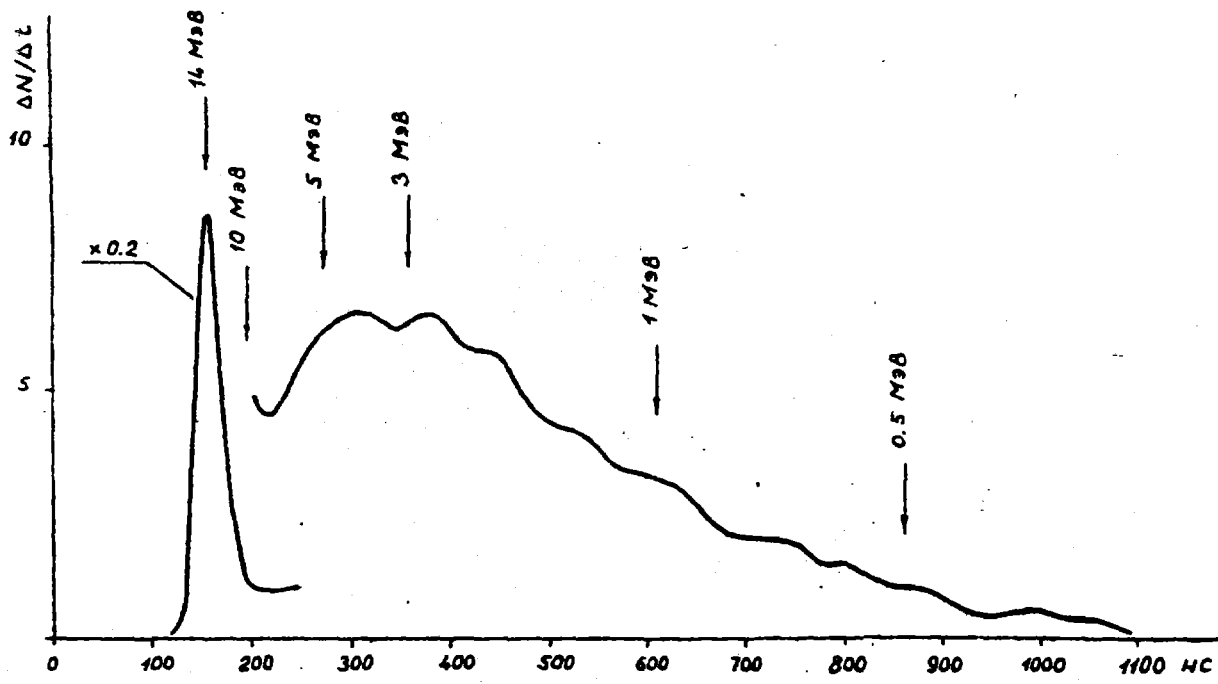


Рис. 5. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из алюминия

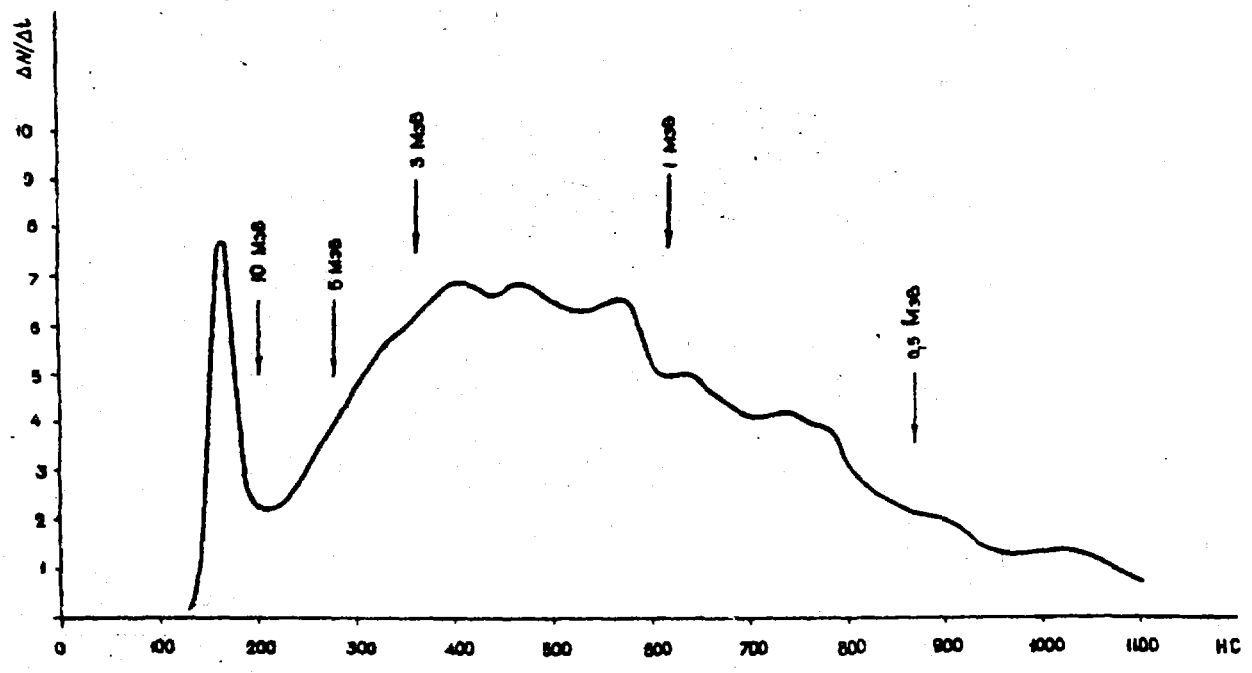


Рис. 6. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из железа

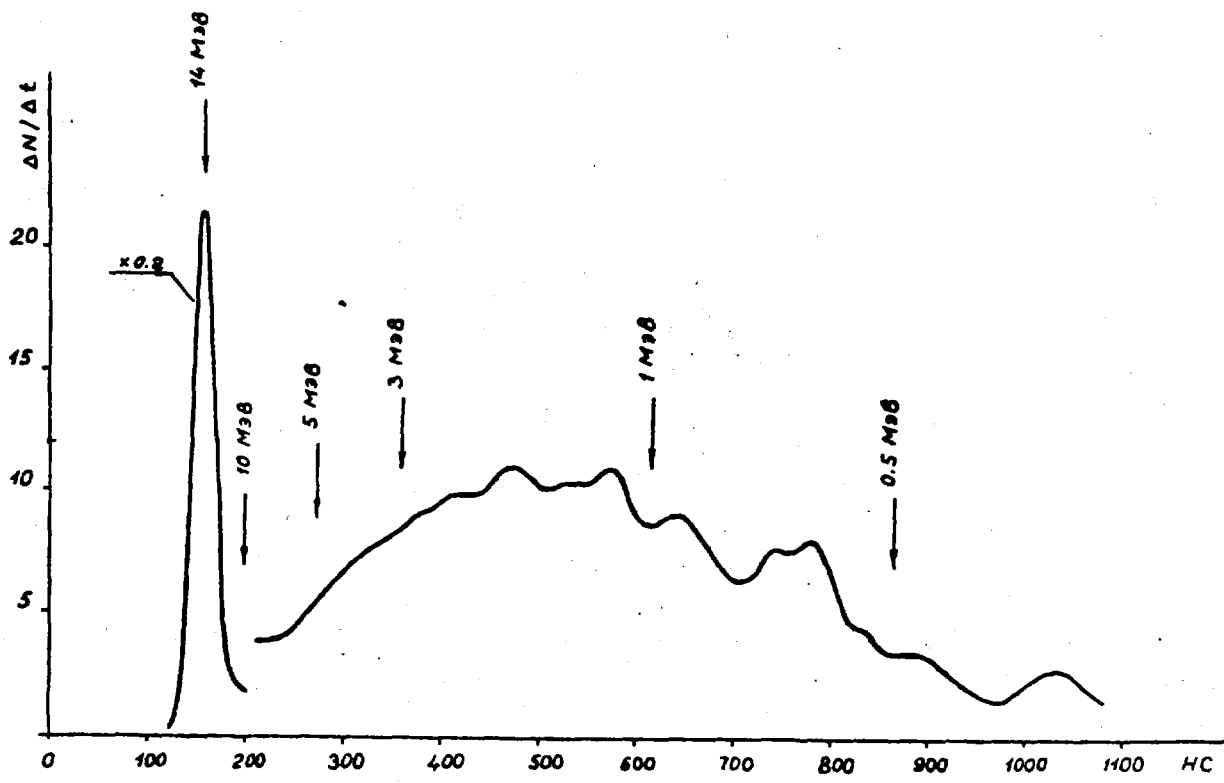


Рис. 7. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из железа

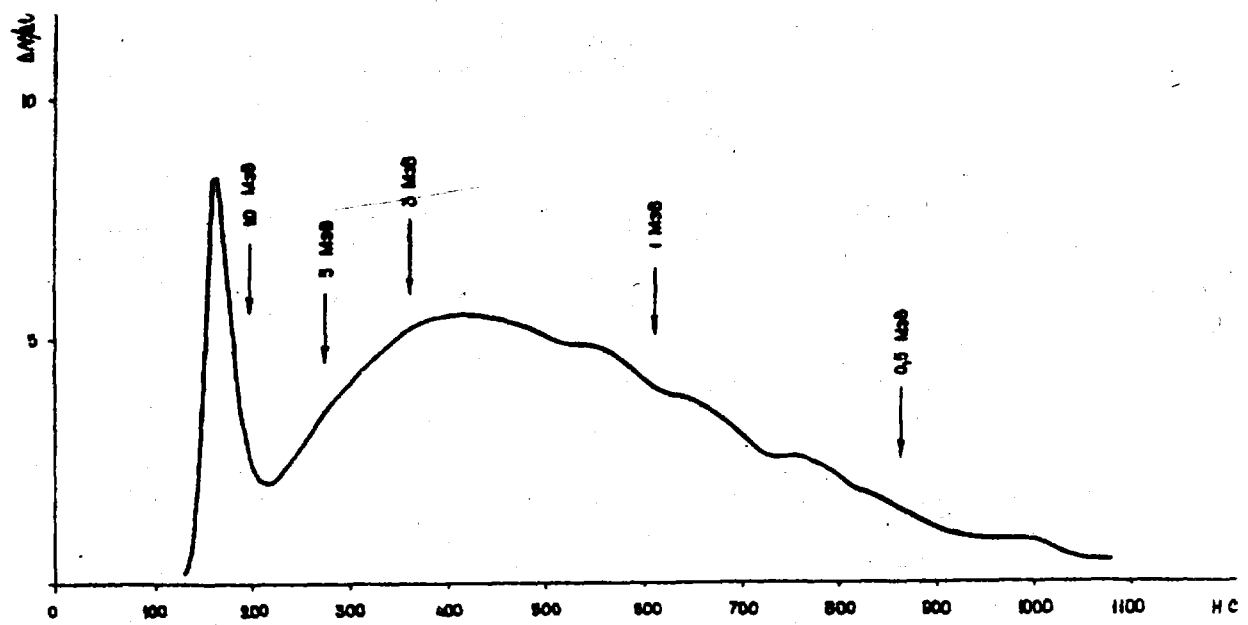


Рис. 8. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из титана

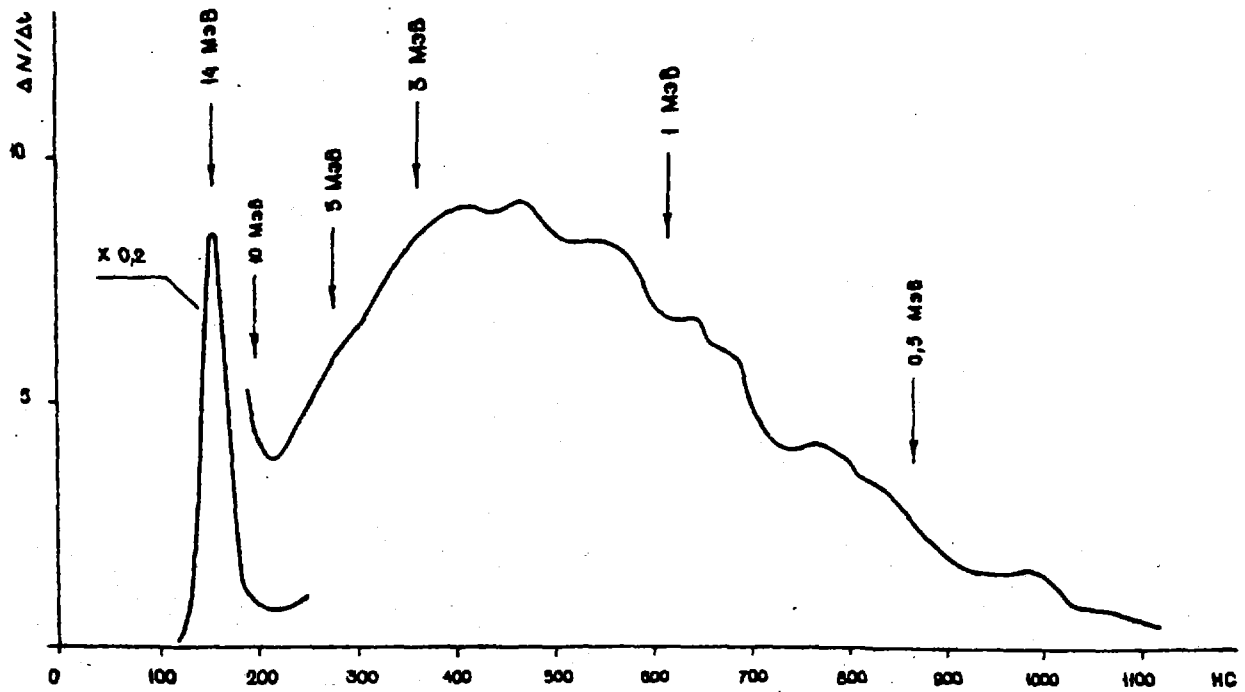


Рис. 9. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из титана

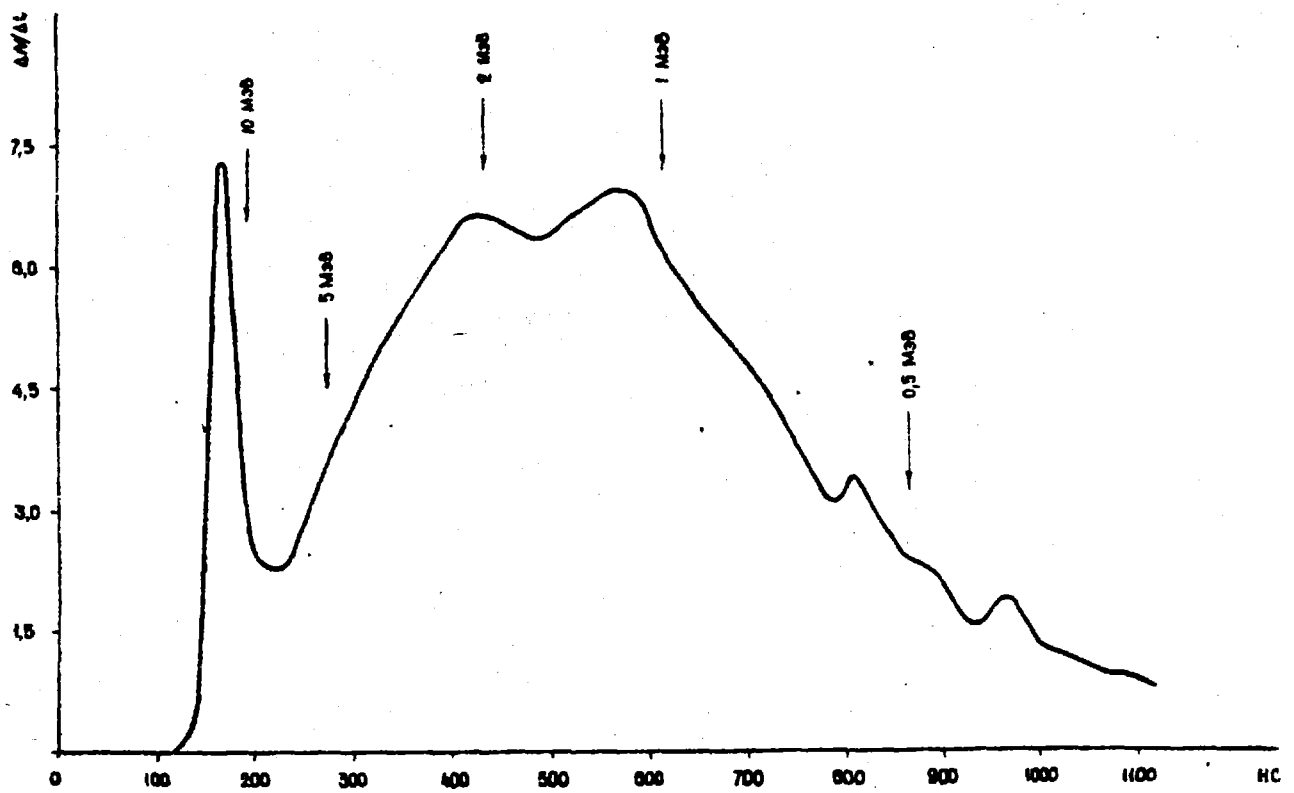


Рис. 10. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из никеля

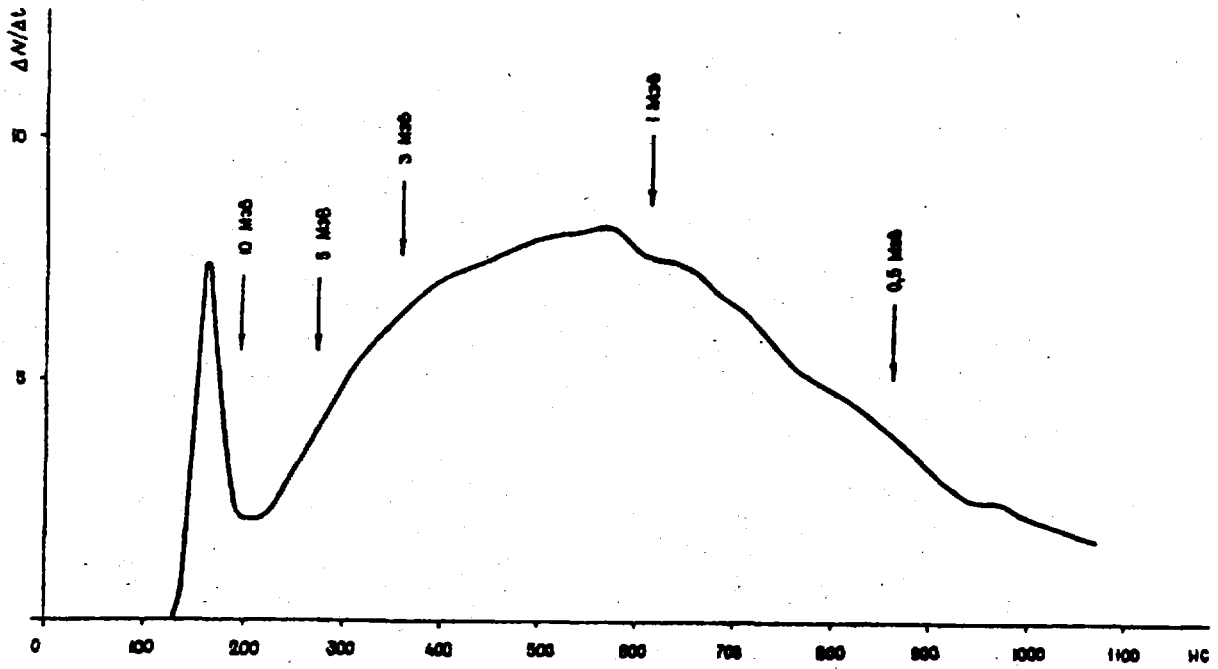


Рис. 11. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из никеля

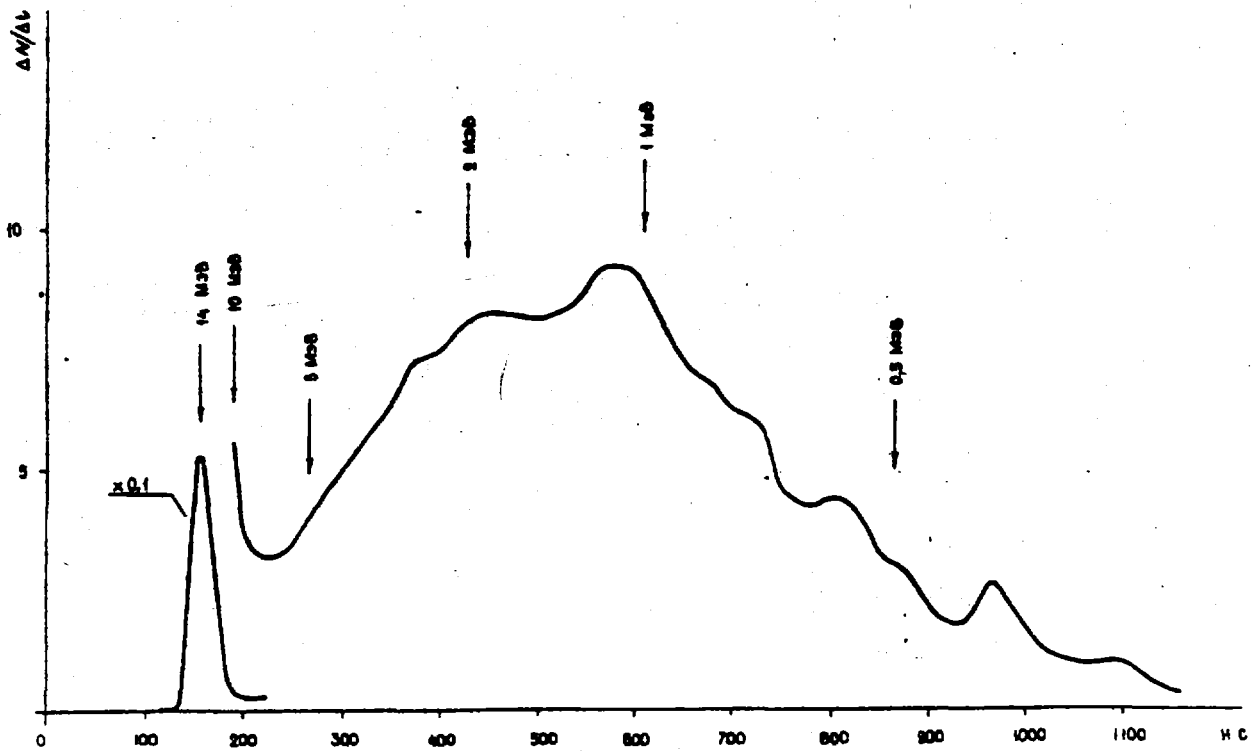


Рис. 12. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из меди

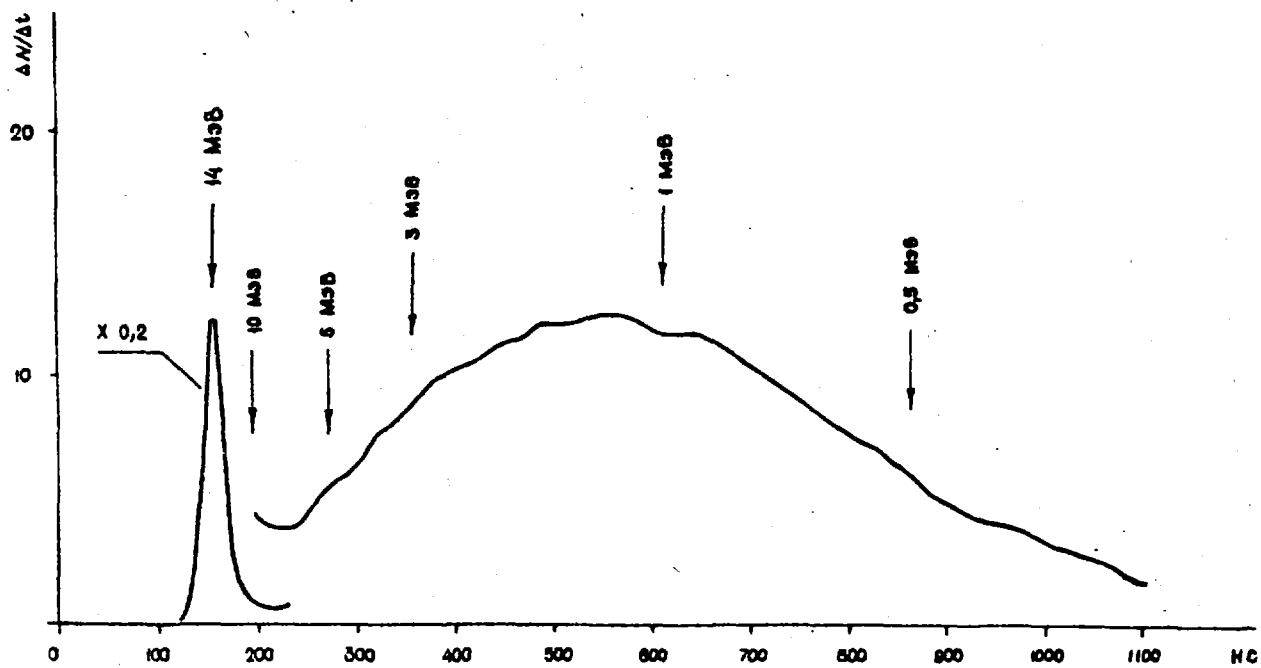


Рис. 13. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из меди

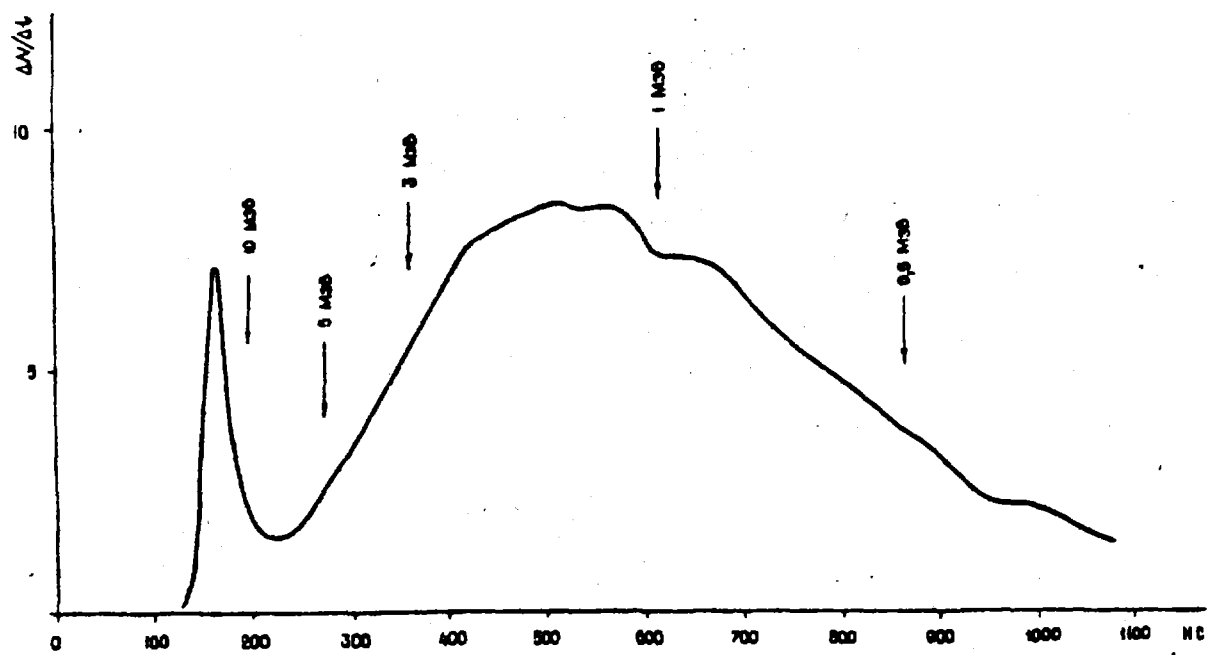


Рис. 14. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из циркония

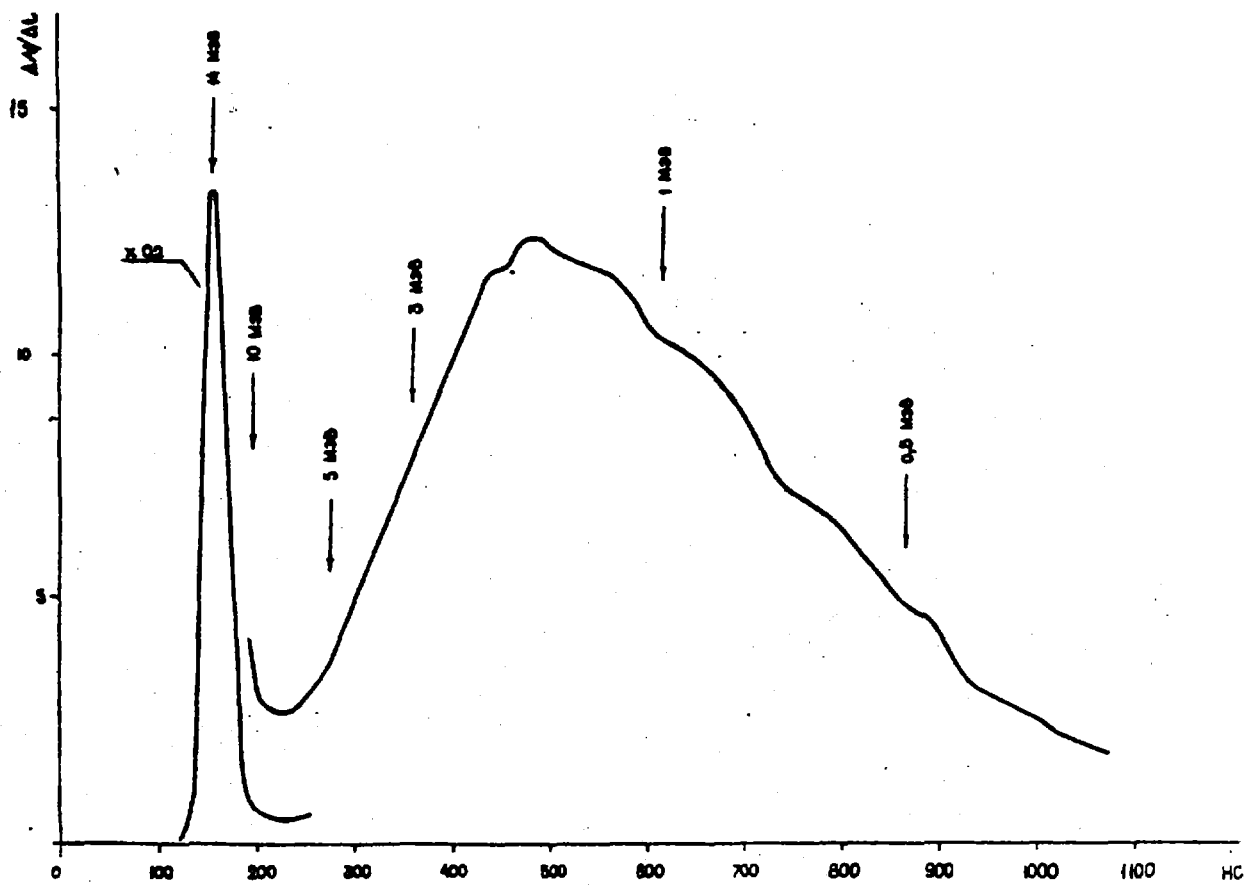


Рис. 15. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из циркония

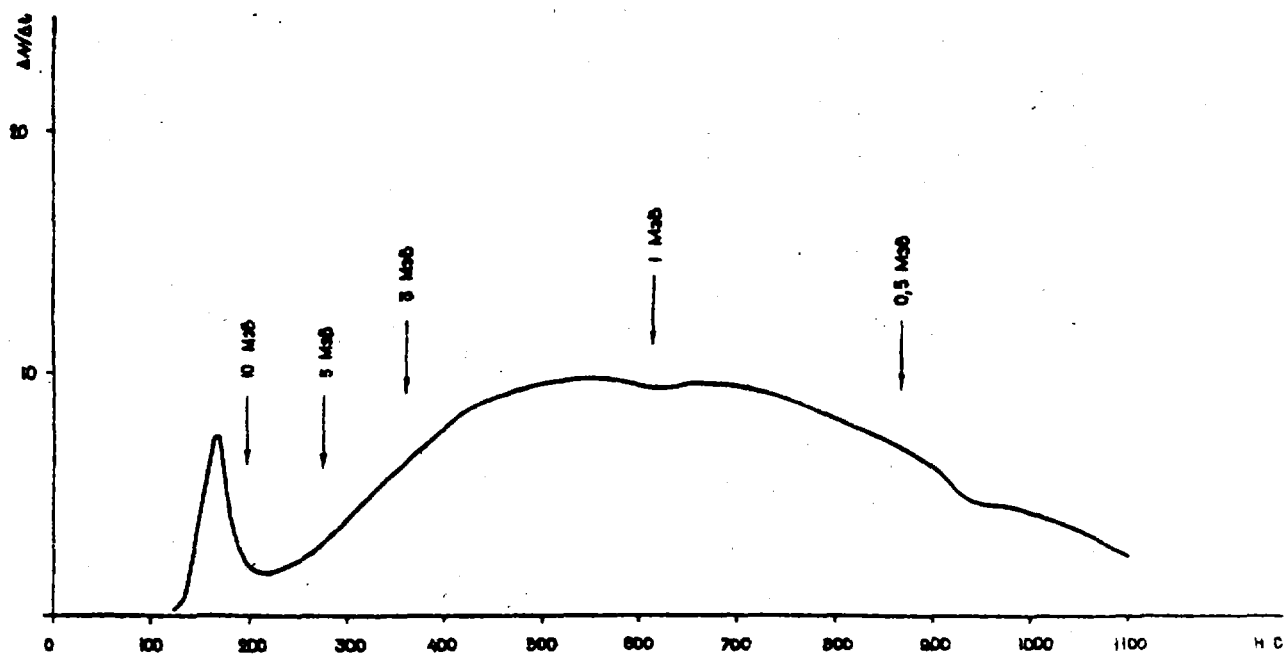


Рис. 16. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из молибдена

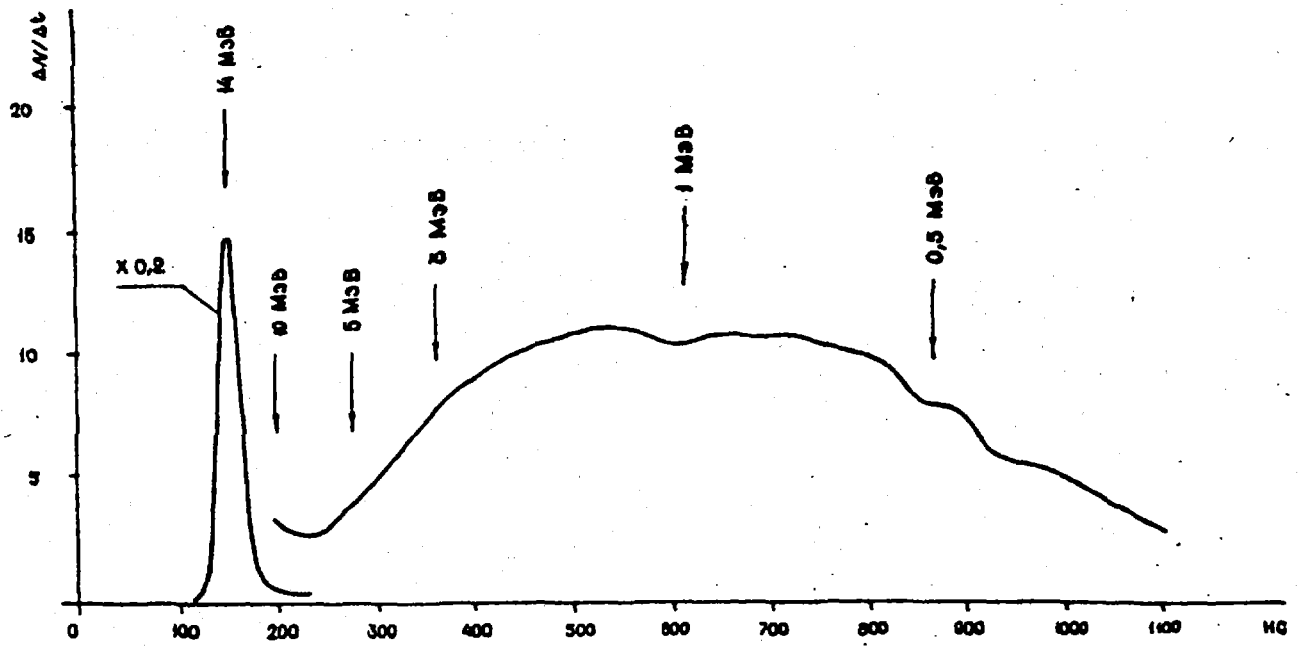


Рис. 17. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из молибдена

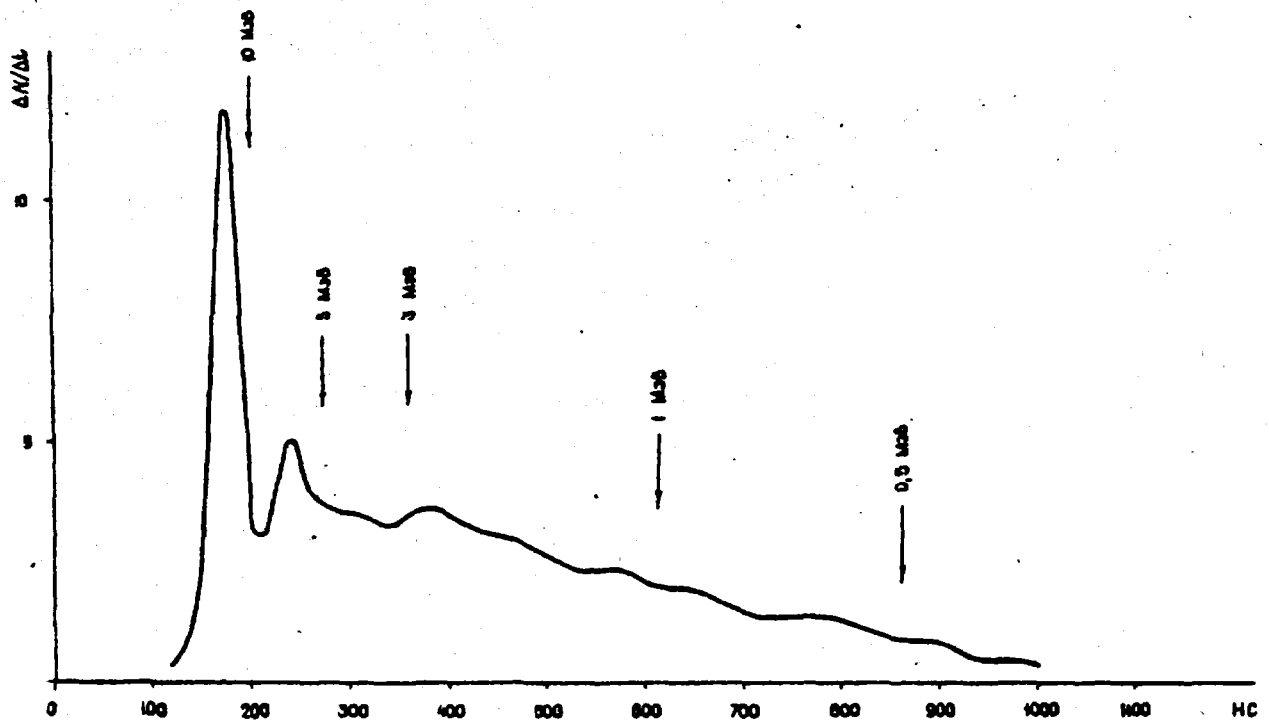


Рис. 18. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из фтороапатита

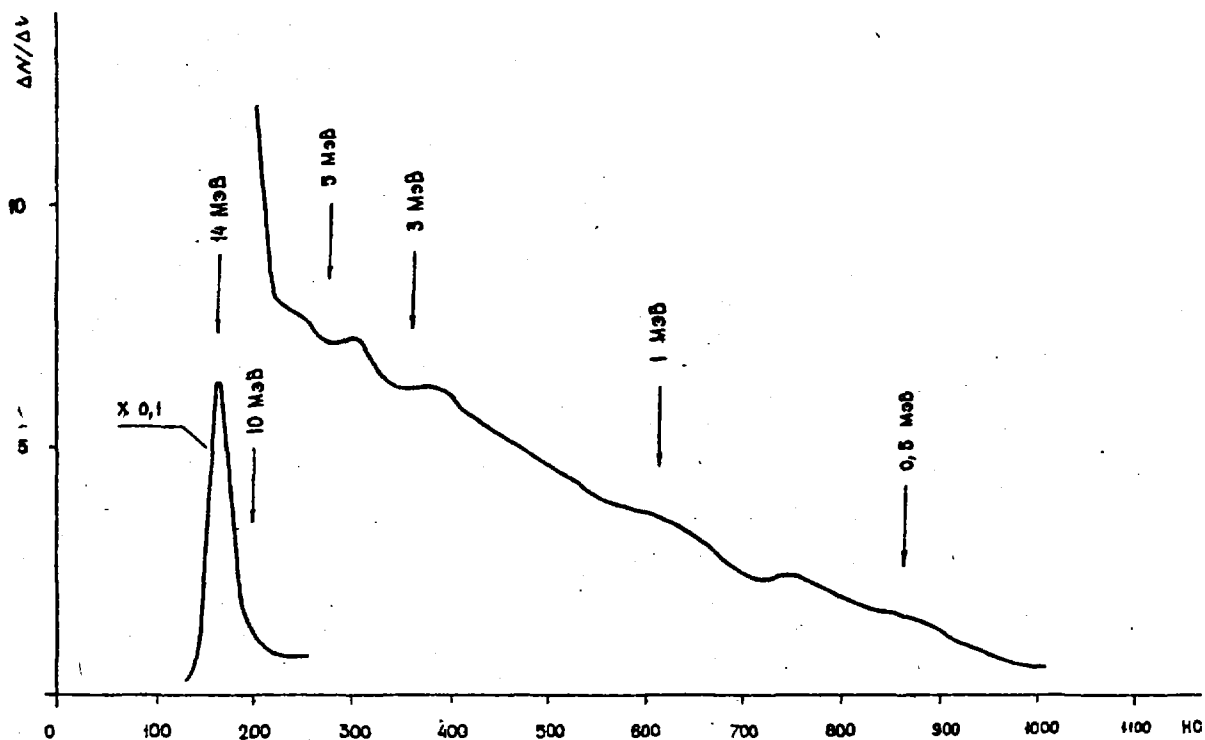


Рис. 19. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из фторопласта

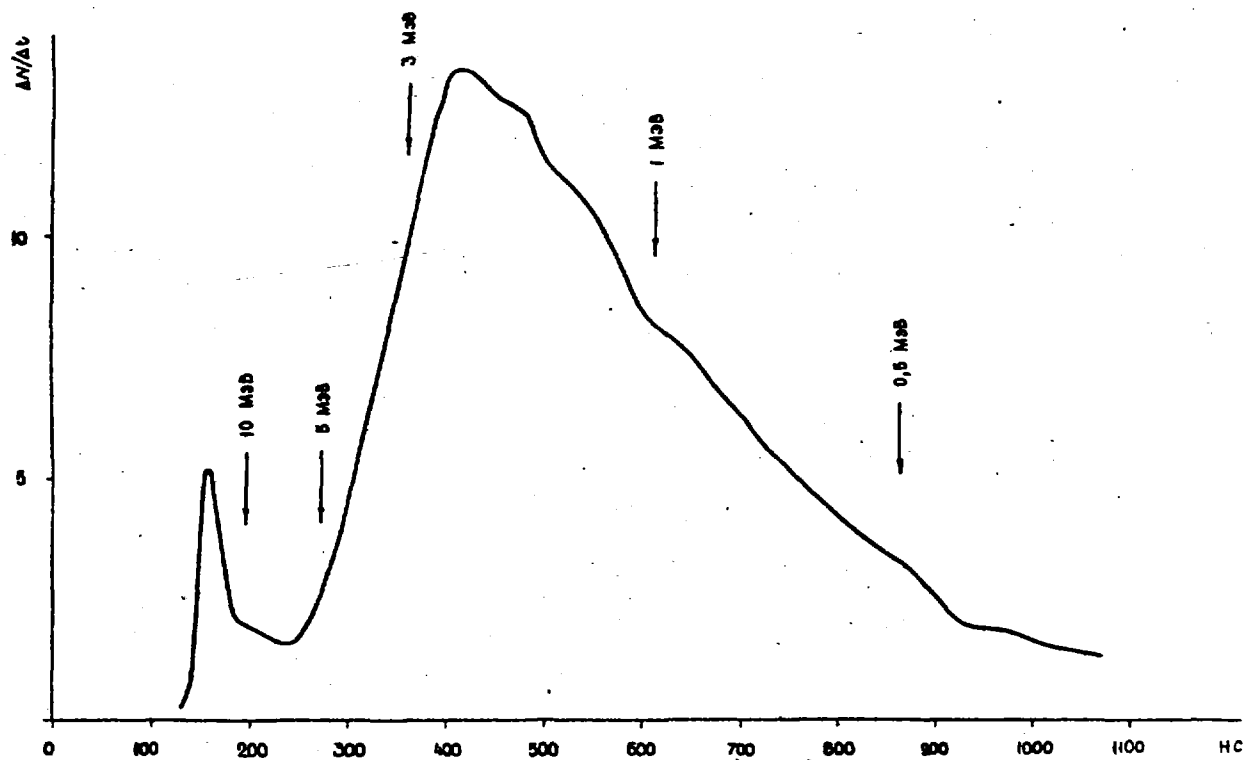


Рис. 20. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из свинца

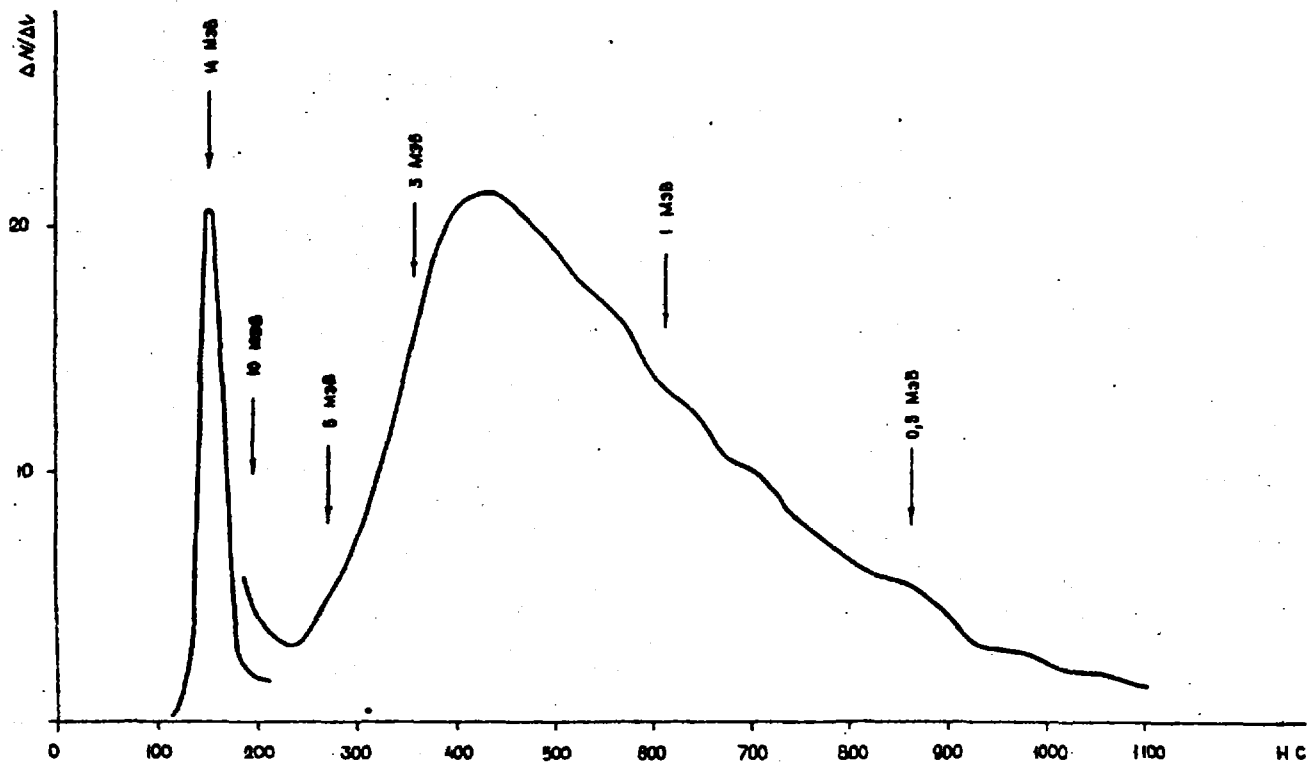


Рис. 21. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из свинца

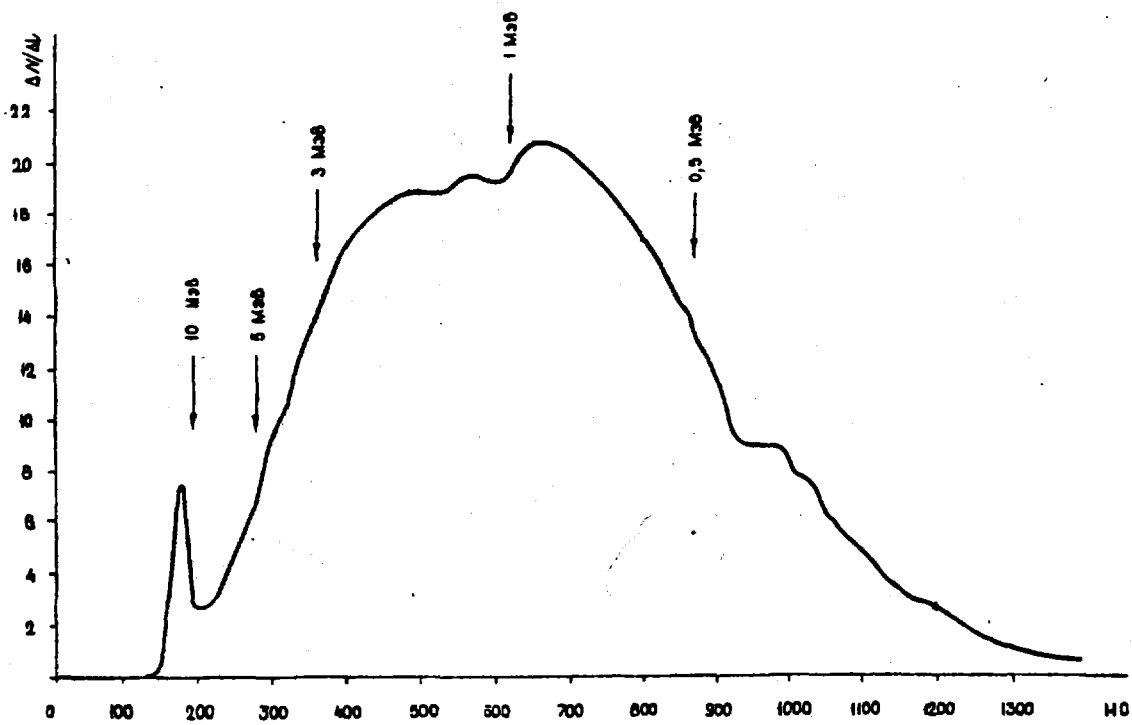


Рис. 22. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из ^{238}U

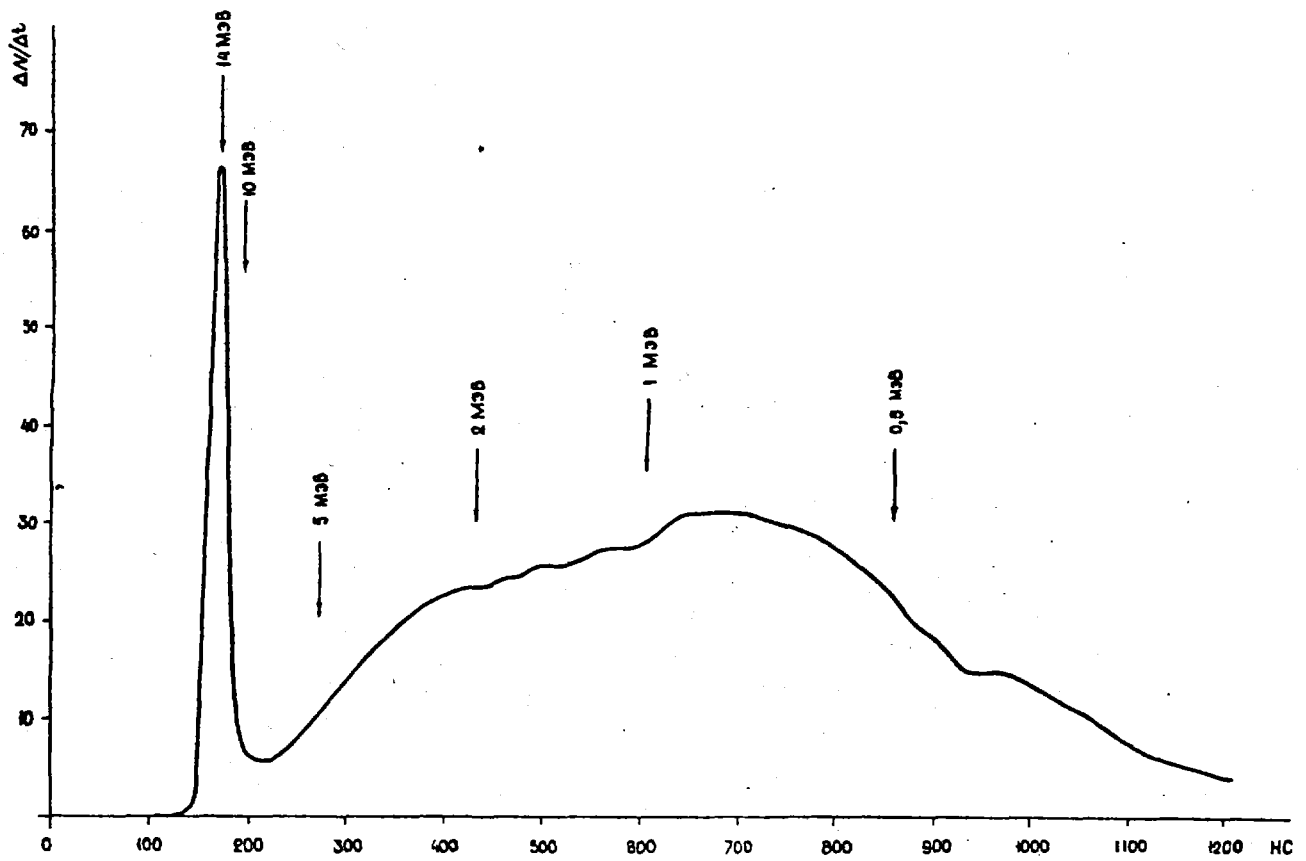


Рис. 23. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из ^{238}U

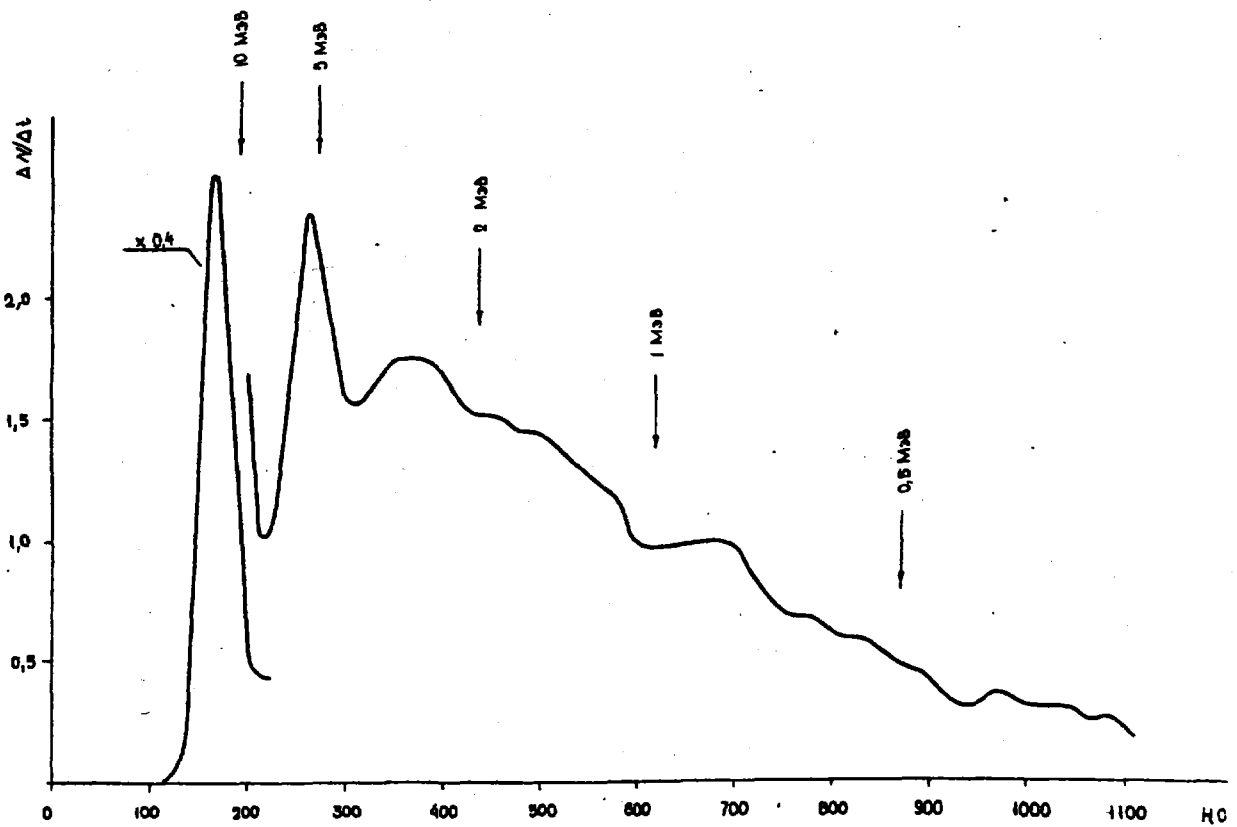


Рис. 24. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца воды

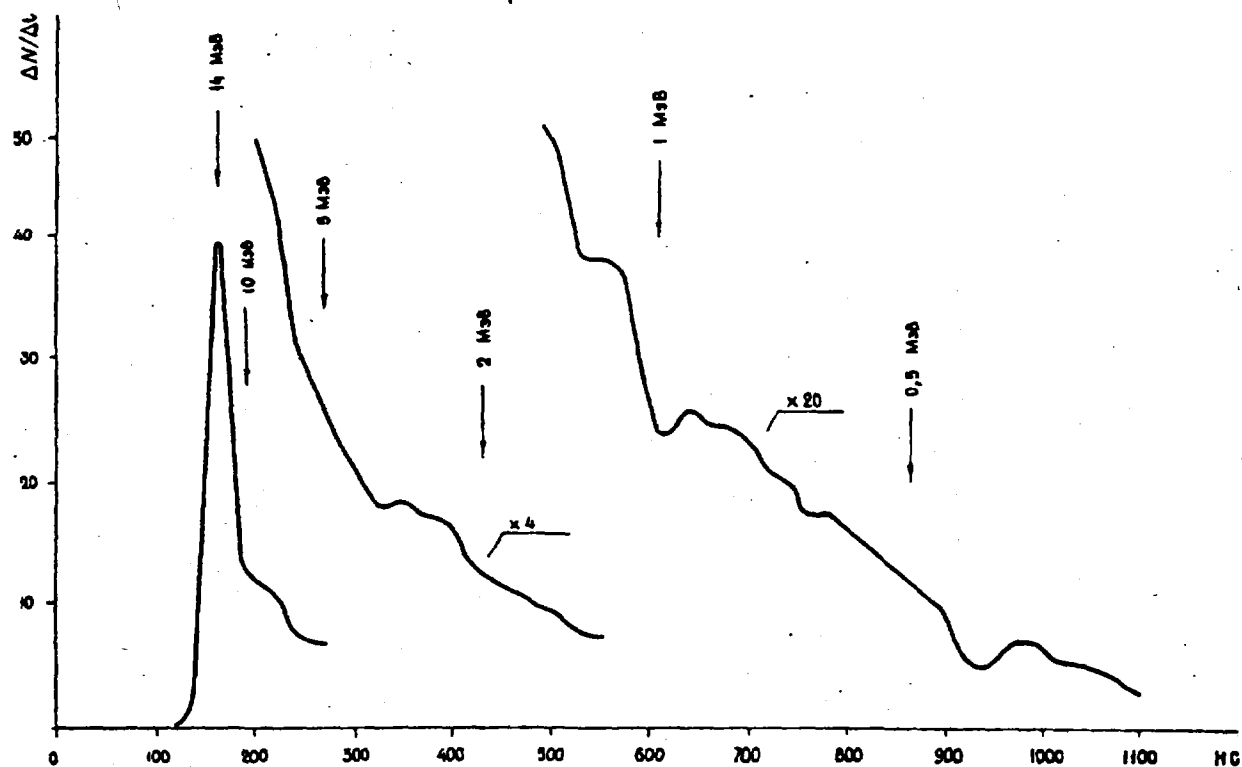


Рис. 25. Нормированный аппаратный спектр сферического образца воды

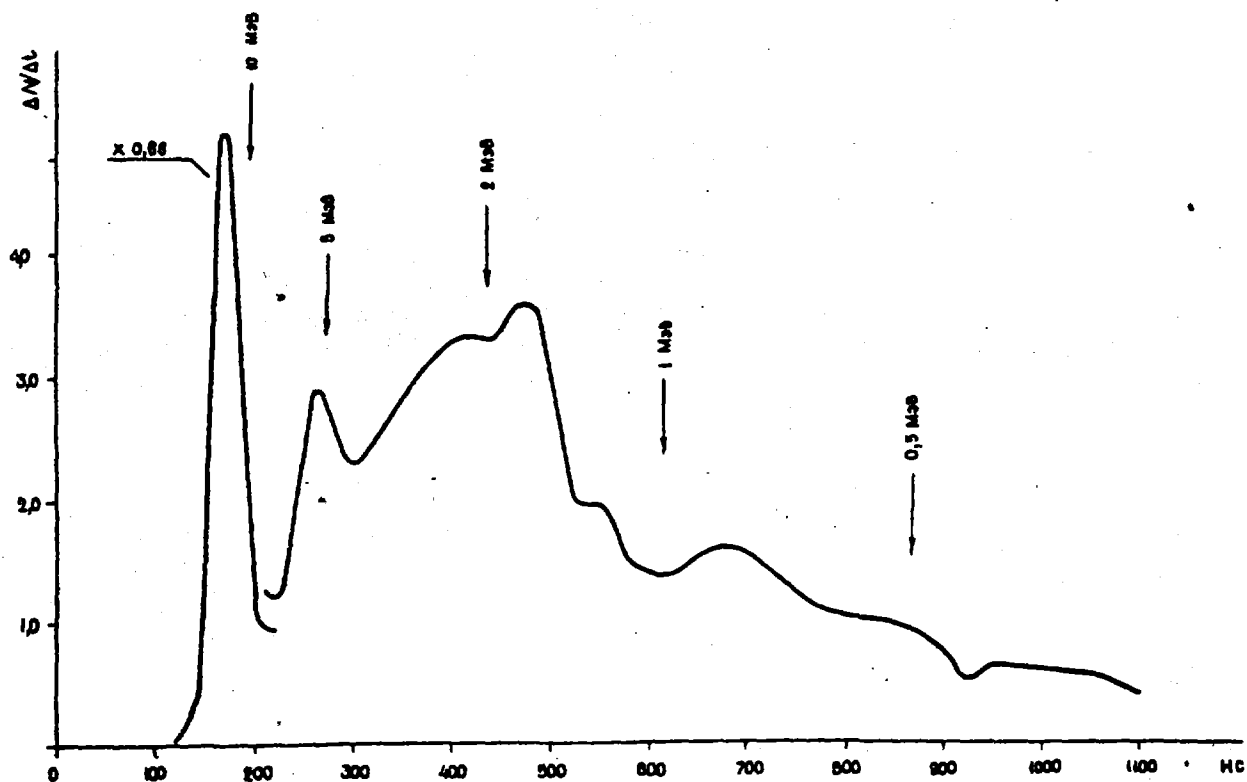


Рис. 26. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца тяжелой воды

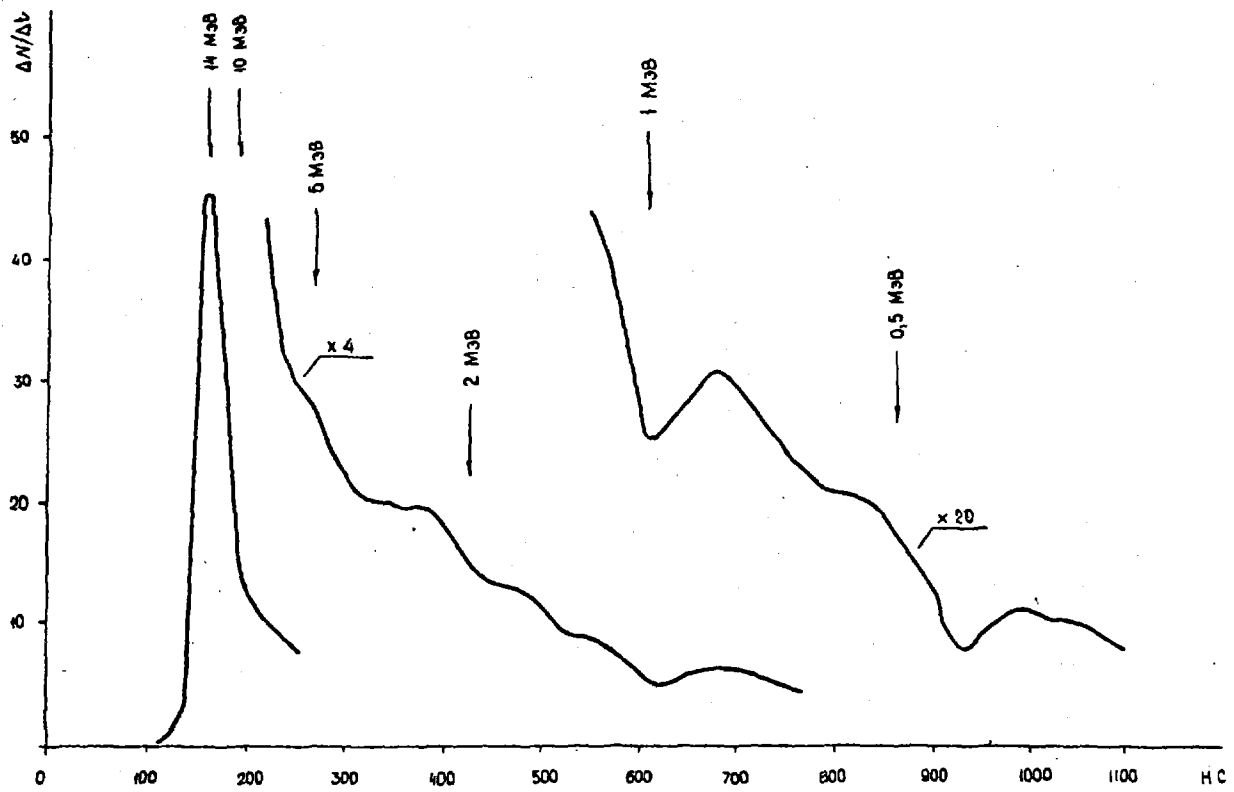


Рис. 27. Нормированный аппаратный спектр сферического образца тяжелой воды

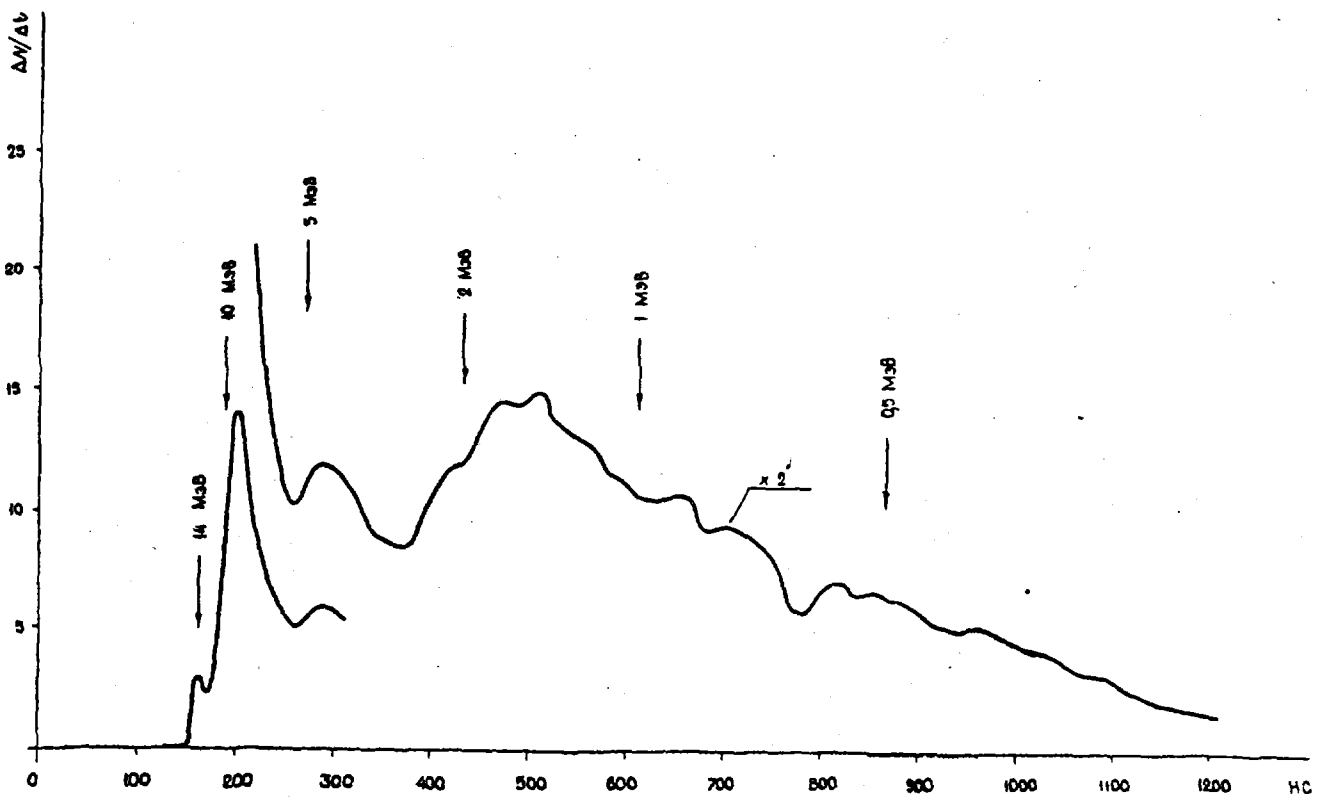


Рис. 28. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из бериллия

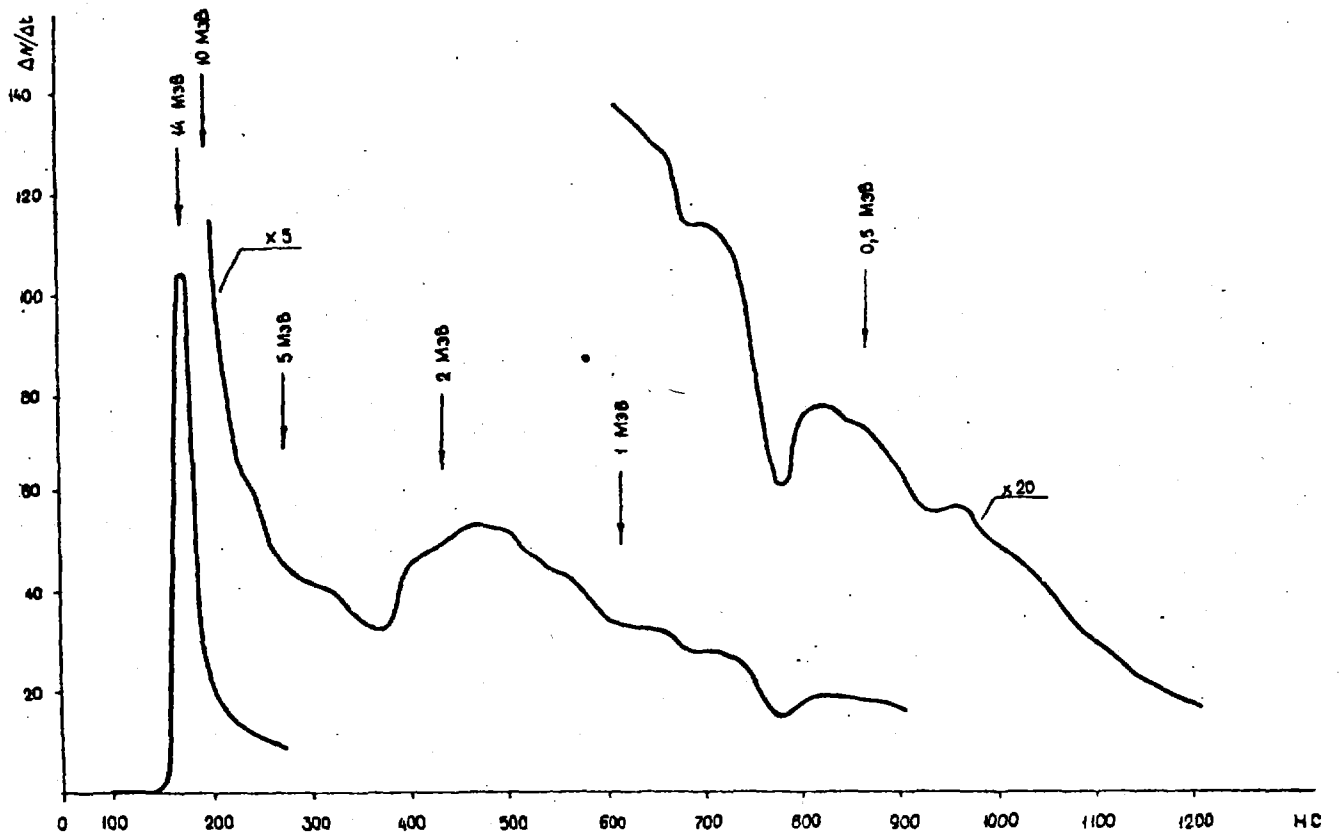


Рис. 29. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из бериллия

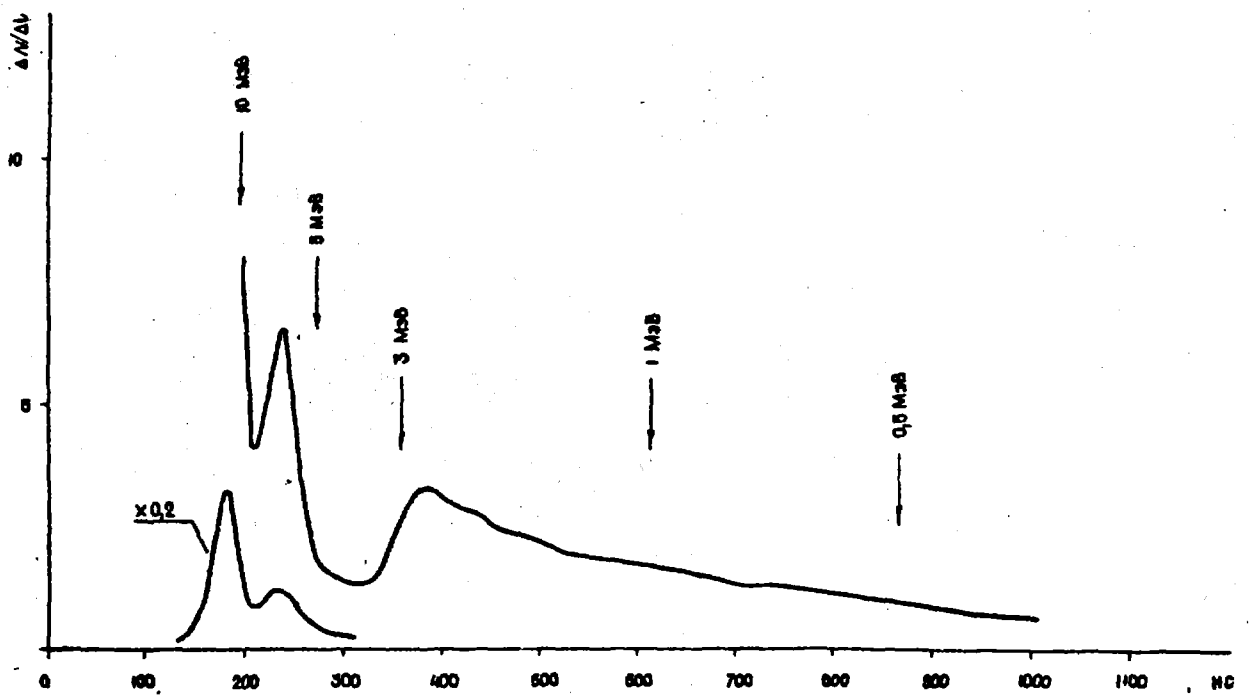


Рис. 30. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из углерода

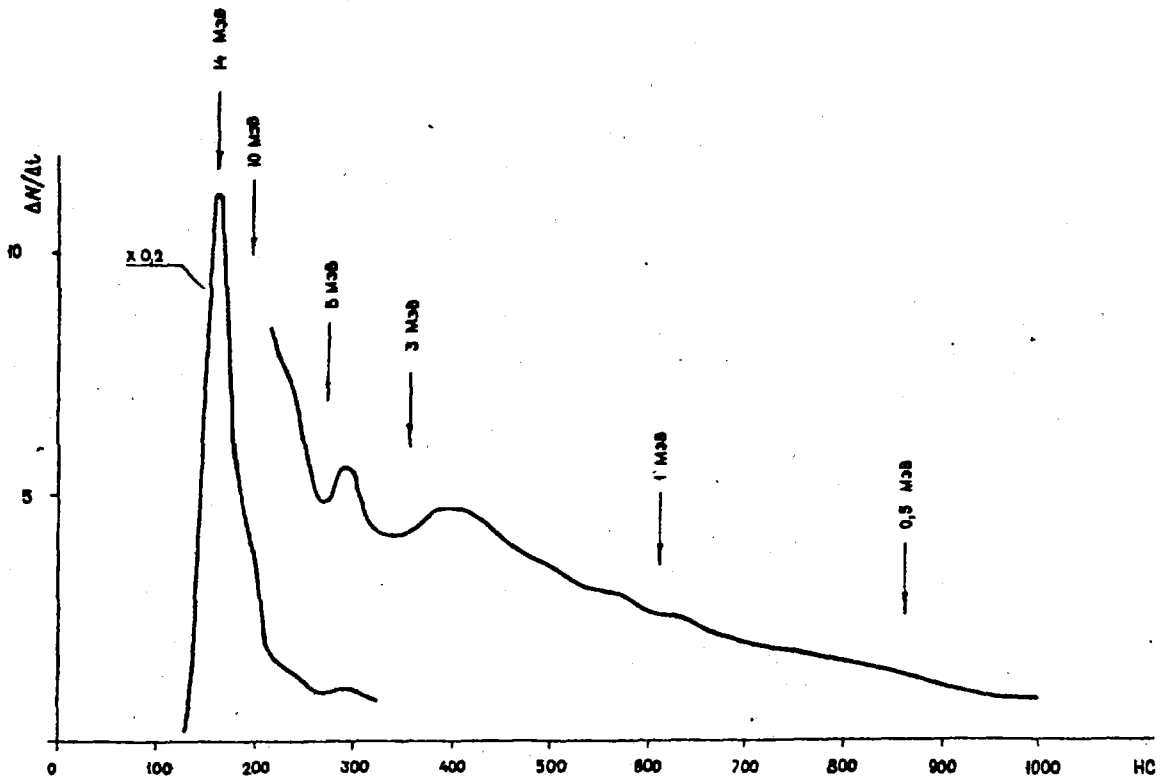


Рис. 31. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из углерода

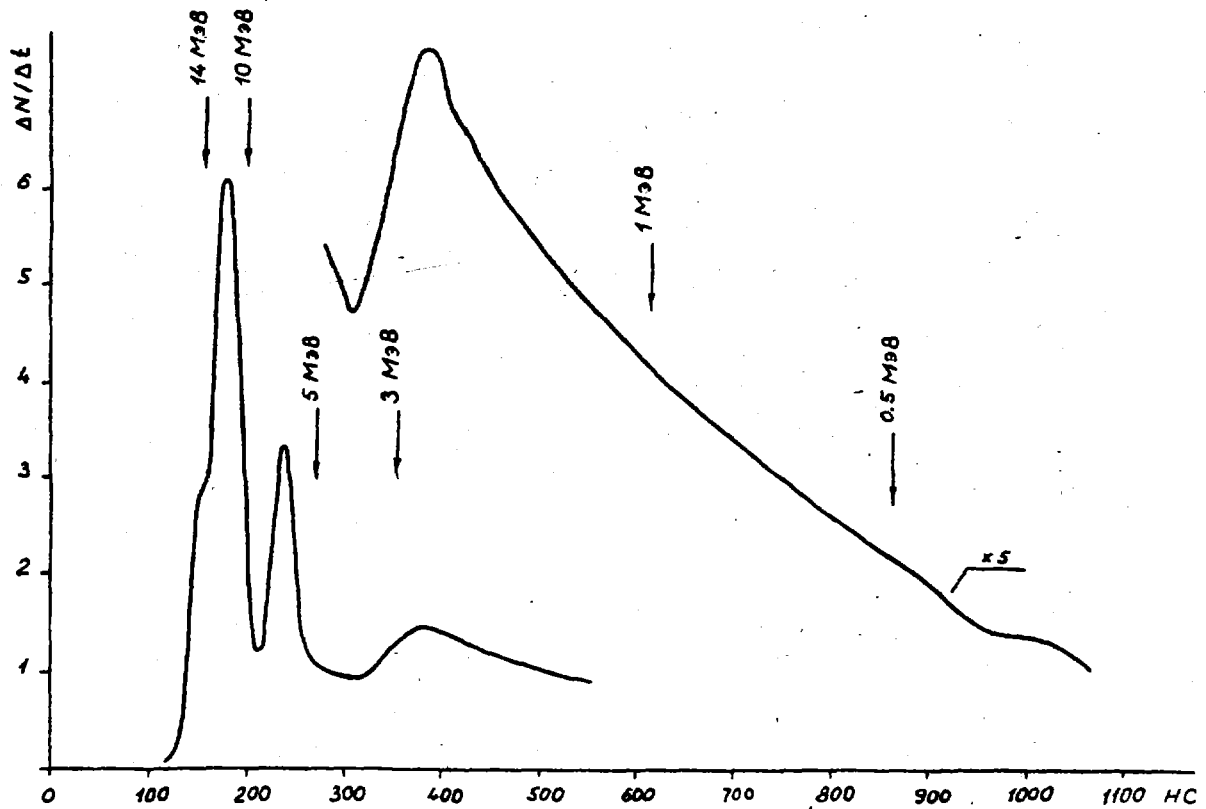


Рис. 32. Нормированный аппаратный спектр полусферического образца из полиэтилена

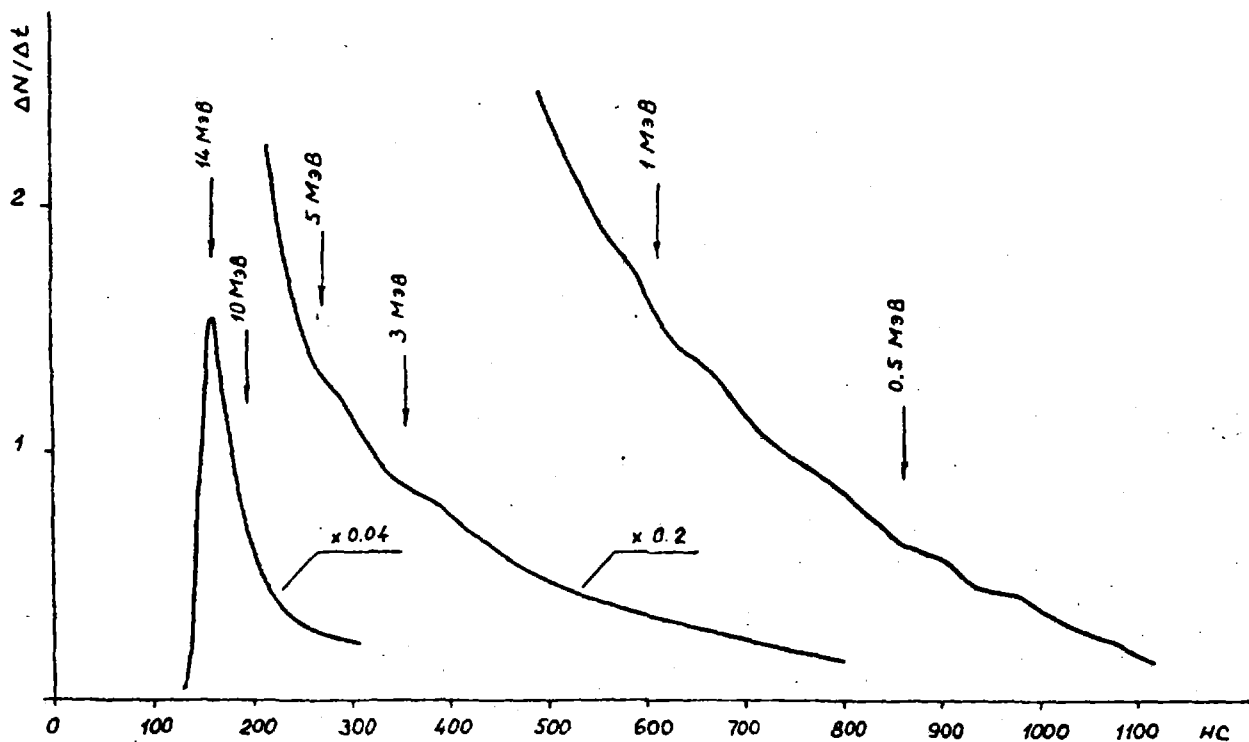


Рис. 33. Нормированный аппаратный спектр сферического образца из полиэтилена.

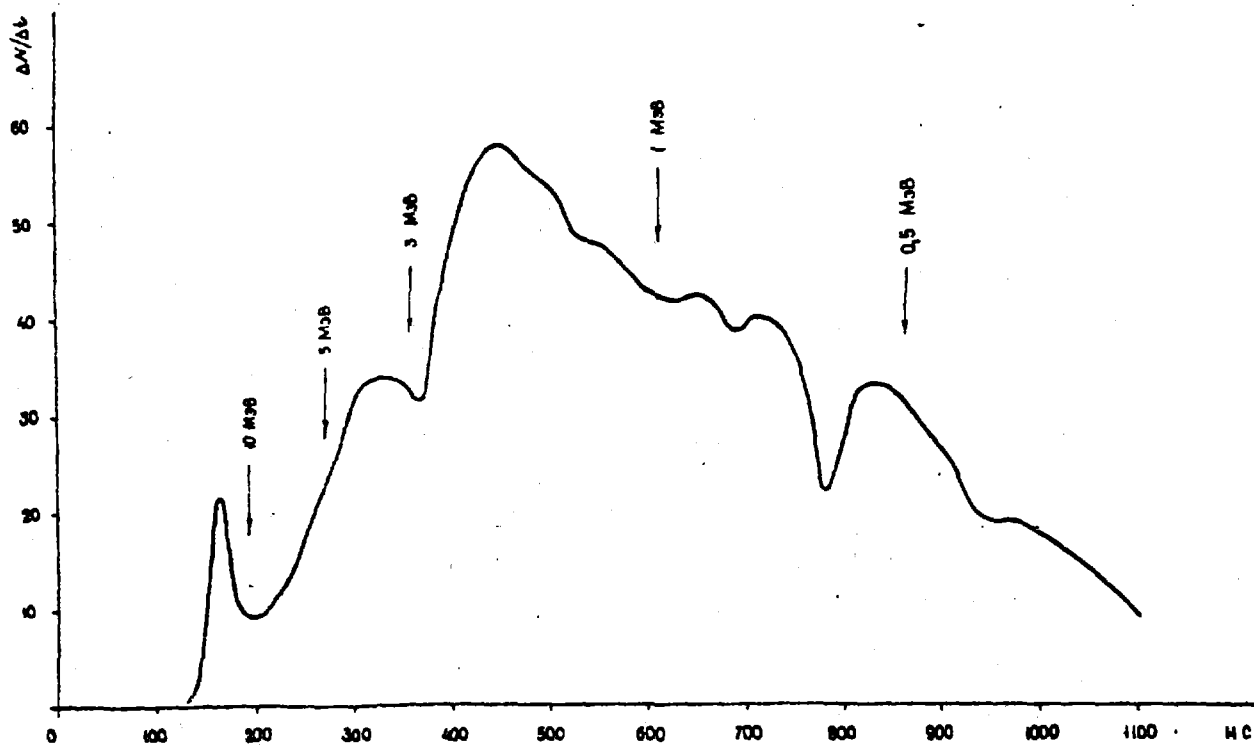


Рис. 34. Аппаратурный спектр полусферического образца ^{238}U , прошедший слой бериллия толщиной 2 см

Список литературы

1. Трыков Л. А. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. М.: Энергоиздат, 1985.
2. Васильев А. П., Кандиев Я. З., Куропатенко Э. С. Измерения и расчеты рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на сферических образцах из Pb. /В сб. докладов Нейтронная физика. Киев, 1987.
3. Васильев А. П., Люттов В. Д., Кандиев Я. З. Проверка нейтронных констант ^{238}U , Be, CH_2 и Pb по результатам измерений на сферических образцах: Отчет ВНИИТФ, 1989.
4. Hansen L. E., Wong C., Komoto T., Anderson J. D. //Nucl. Sci. Engin. 1976. V. 60. N 1. P. 27.
5. Stelts M. L., Anderson J. D., Hansen L. F., Plechaty E. F., Wong C. //Nucl. Sci. Engin. 1971. V. 46. N 1. P. 53.
6. Hansen L. F., Anderson J. D., Brown P. S., Howerton R. J. et. al. //Nucl. Sci. Engin. 1973. V. 51. N 3. P. 278.
7. Девкин Б. В., Журавлев Б. В., Кобозев М. Г., Лычагин А. А. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1990. Вып. 2. С. 5.
8. Hansen L. F. et. al. /NSF, 92. 1986. P. 382.
9. Yanagi Y., Takahashi A. Report A-84-02. Osaka, 1984.
10. Wong C. et. al. /Washington Conference on Neutron Cross Sections. Washington, 1975. P. 704.
11. Hansen L. F. et. al. /NSE, 72. 1979. P. 35.
12. Андросенко А. А. и др. /Материалы Международной конференции по нейтронной физике. Киев, 1987. С. 194.

Статья поступила в редакцию 5 апреля 1991 г.

ИЗМЕРЕНИЕ И АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ
ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ И СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА УРАНА-238
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ 0,465÷200 кэВ

Ю. В. Григорьев, В. Н. Кошеев, Г. Н. Мантуров, В. В. Сеница
Физико-энергетический институт, Обнинск

Ю. С. Замятнин
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Г. В. Мурадян
Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

Н. Б. Янева, Г. П. Георгиев, Б. И. Иванов, И. А. Сираков
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София, Болгария

MEASUREMENT AND ANALYSIS OF RESONANCE STRUCTURE FOR ^{238}U TOTAL AND RADIATIVE CAPTURE CROSS SECTION IN ENERGY RANGE 0,465÷200 keV. By method of the TOF in pulsed source of neutrons IBR-30 facility were measured total transmissions and self-indication functions in the radiative capture cross-section with different metallic samples of ^{238}U .

From measured transmissions group averaged total cross-sections, resonance self-shielding factors and average resonance parameters were obtained. Obtained results are compared with other data.

Введение

В области неразрешенных резонансов прямая информация о резонансной структуре нейтронных сечений содержится в экспериментальных средних сечениях и функциях полных и парциальных пропусканий. Эти важные интегральные характеристики сечений позволяют уточнять средние резонансные параметры (силовые функции и радиусы рассеяния), получать факторы резонансного самоэкранирования сечений в системе групповых констант БНАБ [1,2], используемой в практических расчетах атомных реакторов и защит от излучений. Однако для измерения пропусканий требуются источники высокой интенсивности и детекторы высокой эффективности, а также массивные толстые образцы-фильтры. В силу этих причин такие эксперименты пока не получили широкого распространения. К настоящему времени промерены достаточно хорошо лишь полные пропускания на образцах урана-238 (более 10 работ). Следует отметить данные работ [3,4], где представлены результаты по температурной

зависимости пропусканий. Что касается парциальных пропусканий для сечений радиационного захвата и рассеяния (их называют также функциями самоиндикации), то они также измерялись и представлены в работах [4-9]. Но эти данные по пропусканиям получены в основном на тонких образцах-фильтрах и на небольшом наборе толщин. К сожалению, расхождения результатов различных работ находятся за пределами экспериментальных ошибок и их интерпретация неоднозначна. Поскольку уран-238 является важнейшим сырьевым реакторным материалом, то уточнение его ядерно-физических констант необходимо делать по-прежнему с использованием более совершенной техники эксперимента. С этой целью были проведены измерения полных пропусканий и функций самоиндикации в радиационном захвате урана-238 на 1000-метровой пролетной базе ИБР-30 с помощью всеволнового нейтронного детектора с ^3He -счетчиками [5] и сцинтилляционного детектора гамма-квантов с кристаллами NaJ(Tl) [10], работающего в режиме регистрации множественности излучений. Из экспериментальных пропусканий получены факторы резонансного самоэкранирования и определены средние резонансные параметры в неразрешенной области энергий.

Экспериментальная методика

Измерения проводились при работе ИБР-30 в бустерном режиме с коэффициентом умножения 200 на средней тепловой мощности 10 кВт с длительностью нейтронной вспышки на полувысоте 4 мкс, частотой следования вспышек 100 Гц. Полные и парциальные пропускания измерялись одновременно в условиях хорошей геометрии, диапазон энергии 0,1-200 кэВ. Нейтронный детектор в виде кольцеобразной батареи из 16 ^3He -счетчиков типа СНМ-18 находился на расстоянии 1006 м от источника нейтронов, а сцинтилляционный детектор с 16 кристаллами NaJ(Tl) на расстоянии 502 м. Образцы-фильтры из металлического ^{238}U в виде дисков диаметром 195 мм различной толщины устанавливались на нейтронном пучке на расстоянии 242 м от источника нейтронов. Оба детектора (для регистрации нейтронов и гамма-лучей) имеют сквозные отверстия для установки образцов-радиаторов, охватывают телесный угол, близкий к 4π -стерадиан и имеют эффективности регистрации излучений, соответственно 6% и 80%, при оптимальных порогах регистрации сигнальных импульсов. Для измерения полных пропусканий в качестве образца-радиатора использовался полиэтиленовый диск диаметром 80 мм и толщиной 10 мм, для измерения парциальных захватных пропусканий внутри детектора гамма-лучей помещались тонкие образцы металлического ^{238}U толщиной 0,00238 яд/барн и диаметром 80 мм, либо эквивалентный фоновый образец-рассеиватель из

естественного свинца толщиной 0,00316 яд/барн и диаметром 80 мм. С целью снижения фона на нейтронном пучке постоянно находились фильтры из карбида бора и кадмия для удаления рециклических нейтронов. Кроме наружной защиты детектор гамма-лучей имел защиту с внутренней стороны - конвертор из карбида бора и парафина общей толщиной 65 мм, в сквозном отверстии находилась вакуумная труба. Слежение за уровнем мощности источника производилось двумя мониторными счетчиками, расположенными на расстоянии 60 м от источника. Вся информация от детекторов и мониторов в виде временных спектров (одного от нейтронного детектора и 16 кратностей от детектора гамма-лучей) накапливалась в измерительном модуле [11], на котором одновременно с измерениями проводились также обработка спектров и получение пропусков.

Результаты измерений

В процессе измерений накапливались временные спектры при наличии и отсутствии в нейтронном пучке образцов-фильтров семи толщин, диапазон энергии от 110 эВ до 10 МэВ. Эти спектры сжимались в меньшее число каналов в пределах энергетических групп системы констант БНАБ. Пропускания определялись в виде интегральных характеристик сечений:

$$T_x(n) = \frac{N(n) - \{F_v(n) + F_c(n)\} M(0)}{N(0) - \{F_v(0) + F_c(0)\} M(n)} = \int_{\Delta E} \varphi(E) \varepsilon(E) e^{-\sigma_t(E)n} dE / \int_{\Delta E} \varphi(E) \varepsilon(E) dE, \quad (1)$$

где $T_x(n)$ - полное пропускание или функция самоиндикации для образца толщиной n ; $\varphi(E)$ - спектр пучка нейтронов; $\varepsilon(E)$ - эффективность детектора; $\sigma_t(E)$ - полное сечение; $N(n)$, $N(0)$ - числа отсчетов детектора, соответственно при наличии и отсутствии в пучке образца фильтра; $F_v(n)$, $F_v(0)$ - переменные составляющие фона; $F_c(n)$, $F_c(0)$ - постоянные составляющие фона; $M(n)$, $M(0)$ - числа отсчетов монитора.

Соотношение (1) применимо как для определения полных пропусков, так и функций самоиндикации. В последнем случае эффективность детектора пропорциональна сечению радиационного захвата, что и предопределяет эффект усиления самоэкранирования резонансного сечения. Уровень постоянного фона в спектрах определялся по нижним резонансам вольфрама и кадмия, образцы которых постоянно находились в нейтронном пучке.

Переменные составляющие фона, в случае измерения спектров детектором гамма-лучей для определенной толщины образца-фильтра, определялись с помощью эквивалентного свинцового рассеивателя по формуле:

$$F_v = N(Pb) \frac{n(U) \sigma_s(U) T_s(U) M(U)}{n(Pb) \sigma_s(Pb) T_s(U) M(Pb)_t}, \quad (2)$$

где $N(Pb)$ - число зарегистрированных нейтронов, рассеянных свинцовым образцом; $n(U)$ и $N(Pb)$ - числа ядер на см^2 для уранового и свинцового образца-радиатора; $\sigma_s(U)$ и $\sigma_s(Pb)$ - средние сечения рассеяния, соответственно урана и свинца; $T_s(U)$ - парциальное пропускание сечения рассеяния урана; $T_t(U)$ - полное пропускание урана; $M(U)$ и $M(Pb)$ - числа отсчетов монитора в измерениях с урановым и свинцовым образцом-радиатором.

Переменный фон определялся также с помощью резонансных фильтров алюминия (35; 85; 140 кэВ) и марганца (0,337; 2,4 кэВ) в измерениях полных и парциальных пропусканий.

Поскольку с помощью детектора гамма-лучей измерялись временные спектры сразу всех кратностей с 1-ой по 16-ую, соответственно были получены парциальные пропускания для всех кратностей и для суммарного канала. Следует отметить, что фоновые составляющие в спектрах с увеличением кратности падают. Например, в спектрах третьей кратности доли фона от 10% до 100% меньше, чем в суммарных спектрах. Доли фоновых составляющих увеличиваются с уменьшением энергии и увеличением толщины образца-фильтра в пределах от 10% до 95% при точности определения фонов, соответственно около 3% и 0,5%. Что касается фона в спектрах нейтронного детектора, то он в широком диапазоне энергий не превышал 15% и слабо зависел от толщины образца-фильтра.

Полученные экспериментальные пропускания представлены в табл.1. Погрешности в пропусканиях составляют 1-2% для малых ослаблений и достигают 10-30% для пропусканий 0,1+0,05. На рис.1 приведены функции самоиндикации для различных кратностей, они совпадают в пределах ошибок.

Анализ результатов измерений

При высоких энергиях полные и парциальные пропускания совпадают в пределах экспериментальных погрешностей, что говорит об отсутствии эффектов резонансного самоэкранирования в сечении радиационного захвата. Неэкспоненциальный ход полных пропусканий свидетельствует о наличии резонансной блокировки полного сечения во всех приведенных энергетических группах. Следует отметить хорошее согласие по полным пропусканиям настоящей работы и работы [14], которая была выполнена на той же 1000-метровой пролетной базе ИБР-30, но с другим детектором и при худшем энергетическом разрешении (длительность нейтронной вспышки составляла 100 мкс). Это хорошо

видно на рис. 2-4, где изображены наблюдаемые сечения $\sigma_{\text{тн}} = -\frac{1}{p} \ln T$ для разных толщин образца-фильтра в зависимости от энергий нейтронов. Для больших толщин образцов-фильтров наблюдаемые полные сечения стремятся к постоянной величине, близкой к потенциальному сечению рассеяния.

Экстраполяция приведенных сечений в области малых толщин образцов-фильтров позволяет определить средние сечения при нулевой толщине. Однако эта процедура весьма неоднозначна из-за больших экспериментальных

Таблица 1

Полные и парциальные пропускания ^{238}U

№ гр.	$E_{\text{гр}}$ (кэВ)	p (мм)	1	2	4	8	16	32	64
			n (яд/б)	0,00478	0,00958	0,0190	0,0380	0,0764	0,153
8	200-100	T_t [14]	-	-	-	-	-	-	-
		T_t	0,964	0,887	0,812	0,668	0,456	0,209	0,045
		T_γ	0,959	0,901	0,830	0,666	0,446	0,219	0,050
9	100-46,5	T_t [14]	0,935	0,874	0,800	0,629	0,407	0,174	0,038
		T_t	0,939	0,836	0,757	0,644	0,395	0,162	0,0358
		T_γ	0,941	0,901	0,804	0,635	0,424	0,186	0,036
10	46,5-21,5	T_t [14]	0,926	0,866	0,795	0,606	0,373	0,172	0,033
		T_t	0,947	0,861	0,771	0,613	0,387	0,158	0,0358
		T_γ	0,916	0,866	0,764	0,589	0,374	0,142	0,030
11	21,5-10	T_t [14]	0,919	0,883	0,786	0,593	0,376	0,162	0,032
		T_t	0,930	0,856	0,758	0,596	0,376	0,156	0,0365
		T_γ	0,908	0,847	0,744	0,536	0,331	0,123	0,022
12	10-4,65	T_t [14]	0,914	0,855	0,766	0,584	0,362	0,167	0,034
		T_t	0,933	0,850	0,751	0,602	0,371	0,157	0,0378
		T_γ	0,922	0,831	0,714	0,519	0,311	0,108	0,023
13	4,65-2,15	T_t [14]	0,914	0,831	0,770	0,560	0,360	0,162	0,045
		T_t	0,908	0,820	0,725	0,581	0,356	0,147	0,0413
		T_γ	0,772	0,724	0,556	0,379	0,377	0,050	-
14	2,15-1,0	T_t [14]	0,898	0,807	0,759	0,591	0,390	0,186	0,054
		T_t	0,897	0,810	0,718	0,584	0,392	0,186	0,0618
		T_γ	0,636	0,490	0,371	0,248	0,160	0,040	-
15	1,0-0,465	T_t [14]	-	-	-	-	-	-	-
		T_t	0,930	0,844	0,755	0,592	0,436	0,212	0,0646
		T_γ	0,530	0,359	0,304	0,193	0,091	0,039	-

погрешностей при $T \approx 1$, и поэтому более приемлем метод подгруппового представления средних сечений и функционалов типа пропусканй и факторов резонансного самоэкранирования [12]. В этом случае экспериментальные пропусканй аппроксимируются суммой экспоненциальных функций. Для описания пропусканй данного эксперимента достаточно двух экспонент:

$$T_t(n) = a_1 e^{-\sigma_{t1} n} + (1-a_1) e^{-\sigma_{t2} n}; \quad \langle \sigma_t \rangle = a_1 \sigma_{t1} + (1-a_1) \sigma_{t2}, \quad (3)$$

$$T_\gamma(n) = a_{\gamma1} e^{-\sigma_{t\gamma1} n} + (1-a_{\gamma1}) e^{-\sigma_{t\gamma2} n}; \quad \langle \sigma_{t\gamma} \rangle = a_{\gamma1} \sigma_{t\gamma1} + (1-a_{\gamma1}) \sigma_{t\gamma2}, \quad (4)$$

$$f(\sigma_o) = \frac{1}{\langle \sigma_t \rangle} \left[\frac{a_1 / (\sigma_{t1} + \sigma_o) + (1-a_1) / (\sigma_{t2} + \sigma_o)}{a_1 / (\sigma_{t1} + \sigma_o)^2 + (1-a_1) / (\sigma_{t2} + \sigma_o)^2} - \sigma_o \right], \quad (5)$$

$$f_\gamma(\sigma_o) = \frac{a_{\gamma1} / (\sigma_{t\gamma1} + \sigma_o) + (1-a_{\gamma1}) / (\sigma_{t\gamma2} + \sigma_o)}{a_1 / (\sigma_{t1} + \sigma_o) + (1-a_1) / (\sigma_{t2} + \sigma_o)}, \quad (6)$$

где $a_1, a_{\gamma1}$ - доли первых подгрупповых сечений; $\sigma_{t1}, \sigma_{t2}, \sigma_{t\gamma1}, \sigma_{t\gamma2}$ - подгрупповые сечения; σ_o - сечение разбавления; $f_t(\sigma_o), f_\gamma(\sigma_o)$ - факторы резонансного самоэкранирования полного сечения и сечения радиационного захвата.

Оптимальные подгрупповые параметры находились по методу наименьших квадратов. В табл. 2 представлены полученные из эксперимента среднегрупповые сечения и данные других работ.

Таблица 2

Среднегрупповые сечения $\langle \sigma_t \rangle, \langle \sigma_{t\gamma} \rangle$ для ^{238}U

№ гр	$E_{гр}$ (кэВ)	эксп. $\langle \sigma_t \rangle$	эксп. $\langle \sigma_{t\gamma} \rangle$	$\langle \sigma_t \rangle$ [13]	$\langle \sigma_t \rangle$ [9]	$\langle \sigma_t \rangle$ [14]	$\langle \sigma_t \rangle$ [2]
8	200-100	11,5±0,3	10,8±0,3	11,7±0,1	-	12,0±0,5	11,53
9	100-46,5	12,8±0,3	12,0±0,3	12,7±0,1	12,4±0,3	13,0±0,5	12,57
10	46,5-21,5	13,9±0,4	14,2±0,4	13,5±0,2	13,7±0,3	14,6±0,5	13,46
11	21,5-10,0	15,5±0,5	17,5±0,8	14,5±0,2	14,6±0,4	16,5±0,5	14,48
12	10,0-4,65	15,5±0,5	20,1±1,0	16,4±0,3	16,5±0,5	17,3±0,8	15,88
13	4,65-2,15	20,7±0,7	111±11	-	-	20,0±0,8	18,95
14	2,15-1,00	24,0±1,0	112±12	-	-	22,2±1,0	22,19
15	1,0-0,465	24,0±1,0	176±18	-	-	24,0±1,0	23,70

Экспериментальные полные сечения всех приведенных работ [9, 13, 14] в пределах погрешностей совпадают с данными настоящей работы, имеется также согласие с оцененными данными работы [2]. Однако имеется заметная тенденция к более высоким значениям сечений в настоящей работе и работе [14], выполненной также на 1000-метровой пролетной базе ИБР-30. Следует также отметить, что экспериментальные данные работы [13] получены из полных пропусканий, измеренных на моноэнергетических нейтронах с энергетическим разрешением около 60% при энергии 10 кэВ и 10% при 200 кэВ на наборе толщин образцов-фильтров от 3 до 250 мм при апертуре измерений на несколько порядков хуже по сравнению с настоящим экспериментом. Отмеченные особенности экспериментов [9], [13] могли привести к завышению пропусканий и, соответственно, к занижению среднегрупповых сечений.

Кроме полных сечений по полученным из пропусканий подгрупповым параметрам были определены факторы резонансного самоэкранирования нейтронных сечений ^{238}U . Результаты этой обработки и данные других работ представлены в табл. 3. Обращают на себя внимание те данные разных авторов, которые получены из одних и тех же исходных пропусканий, но разными методами. Так результаты [14] и [15] в некоторых энергетических группах расходятся на 30%, хотя исходный материал один и тот же. По-видимому, причина расхождений в том, что в [14] факторы самоэкранирования определялись по методу подгрупп, а в [15] на основе средних резонансных параметров. В [15] также получены более низкие значения среднегрупповых полных сечений по сравнению с данными [14].

Как видно из табл. 3, факторы резонансного самоэкранирования настоящей работы (эксп.) в пределах экспериментальных погрешностей согласуются с экспериментальными данными [9] и не противоречат результатам оценки [2].

По результатам измерений полных и захватных функций пропускания в области энергий 4,65+200 кэВ были оценены средние резонансные параметры - радиусы рассеяния, нейтронные и радиационные силовые функции. Для этих целей использовалась программа EVPAR [16, 19].

Программа EVPAR позволяет учитывать при оценке весьма разнородную экспериментальную информацию: средние полные и парциальные сечения (σ_t , σ_γ , σ_s); а последняя модификация учитывает также и функции пропускания, в том числе и измеренные методом самоиндикации. Расчет средних сечений в программе EVPAR ведется в соответствии с формализмом Хаузера-Фешбаха-Молдауэра. Полные и парциальные функции пропускания рассчитываются в многоуровневом приближении с учетом межрезонансной интерференции, доплеровского уширения резонансов и флуктуаций нейтронных ширин. Параметрами используемых расчетных моделей в программе EVPAR являются радиусы рассеяния R_1 , силовые нейтронные

S_{n1} и радиационные $S_{\gamma 1}$ функции для нейтронных волн с орбитальными моментами $l=0,1,2$. Подгонка расчетных данных под экспериментальные осуществляется в программе методом максимального правдоподобия. Важно отметить, что результаты расчета в программе EVPAR могут быть представлены в формате ENDF/B в виде секций соответствующего файла с энергетически зависящими параметрами ($MF=2$, $MT=151$, $LRU=2$, см. описание форматов [17]).

Таблица 3

Факторы резонансного самоэкранирования полного сечения
и сечения радиационного захвата для ^{238}U

№ гр	$E_{гр}$ (кэВ)		Эксперимент	Расчет	[13]	[9]	[14]	[15]	[2]
8	200 - 100	f_t	0,88±0,04	0,957	0,94	-	-	-	0,950
		f_γ	1,00	0,986	-	-	-	-	0,986
9	100 -46,5	f_t	0,79±0,04	0,926	0,91	0,946±0,029	0,86±0,04	-	0,915
		f_γ	0,96±0,02	0,962	-	0,980±0,014	-	-	0,958
10	46,5-21,5	f_t	0,77±0,04	0,840	0,83	0,864±0,031	0,82±0,05	0,774	0,855
		f_γ	0,94±0,02	0,914	-	0,931±0,024	-	0,879	0,910
11	21,5-10,0	f_t	0,68±0,04	0,657	0,76	0,777±0,035	0,70±0,05	0,544	0,755
		f_γ	0,84±0,03	0,765	-	0,868±0,035	-	0,781	0,830
12	10,0-4,65	f_t	0,68±0,04	0,588	0,68	0,617±0,044	0,60±0,07	0,472	0,668
		f_γ	0,78±0,04	0,666	-	-	-	0,659	0,719
13	4,65-2,15	f_t	0,51±0,03	-	-	-	0,44±0,10	-	0,447
		f_γ	0,51±0,03	-	-	-	-	-	0,501
14	2,15-1,00	f_t	0,36±0,03	-	-	-	0,39±0,10	-	0,407
		f_γ	0,36±0,02	-	-	-	-	-	0,304
15	1,0-0,465	f_t	0,35±0,03	-	-	-	-	-	0,365
		f_γ	0,24±0,02	-	-	-	-	-	0,183

В табл. 4 представлены значения средних резонансных параметров настоящей работы (н.р.), полученные при описании данных по пропусканиям в сравнении с результатами других работ. Отметим, что полученные значения силовых функций S_{n0} и S_{n1} , а также $\Gamma_{\gamma 0}$ и D_0 хорошо согласуются с результатами усреднения параметров разрешенных резонансов. Что касается радиусов рассеяния R_1 , то для согласования данных при низких и высоких энергиях пришлось ввести энергетическую зависимость параметров R_1' , $R_1 = R_1'$ (1-0,2xE МэВ). На рис. 2-4 наряду с экспериментальными результатами представлены данные расчетов по оцененным параметрам настоящей работы. На рис. 5 показаны также рассчитанные энергетические зависимости сечений полного и радиационного захвата ^{238}U в

сравнении с экспериментальными данными. В табл.3 приведены факторы самоэкранирования, рассчитанные по программе ГРУКОН [18] с использованием оцененных значений средних резонансных параметров, они близки к результатам работы [15].

Таблица 4

Средние резонансные параметры для ^{238}U

ссыл- ка	$S_{nl} \cdot 10^4$		Γ_γ	D_1 (эВ)		R_1 (фм)	
	$l=0$	$l=1$	$l=0$	$l=0$	$l=1$	$l=0$	$l=1$
н. р.	1,10±0,05	1,70±0,20	23,5±0,7	20,8*	6,9	9,35	8,0
[3]	0,89±0,01	1,87±0,03	24,8*	20,8*	6,9	9,01	9,01
[19]	0,93±0,03	2,30±0,07	22,9±0,7	20,8*	4,4	9,35	6,70
[20]	1,14	2,0	22,2	21,6	7,2	9,13	9,13
[7]	1,11±0,11	2,20±0,20	22,9±0,9	20,8*	6,9	-	-

*Параметр фиксирован при оптимизации.

В заключение следует отметить, что полученные из пропусканй средние резонансные параметры, сечения и факторы резонансного самоэкранирования согласуются с оценками других работ и могут быть использованы для уточнения нейтронных констант ^{238}U .

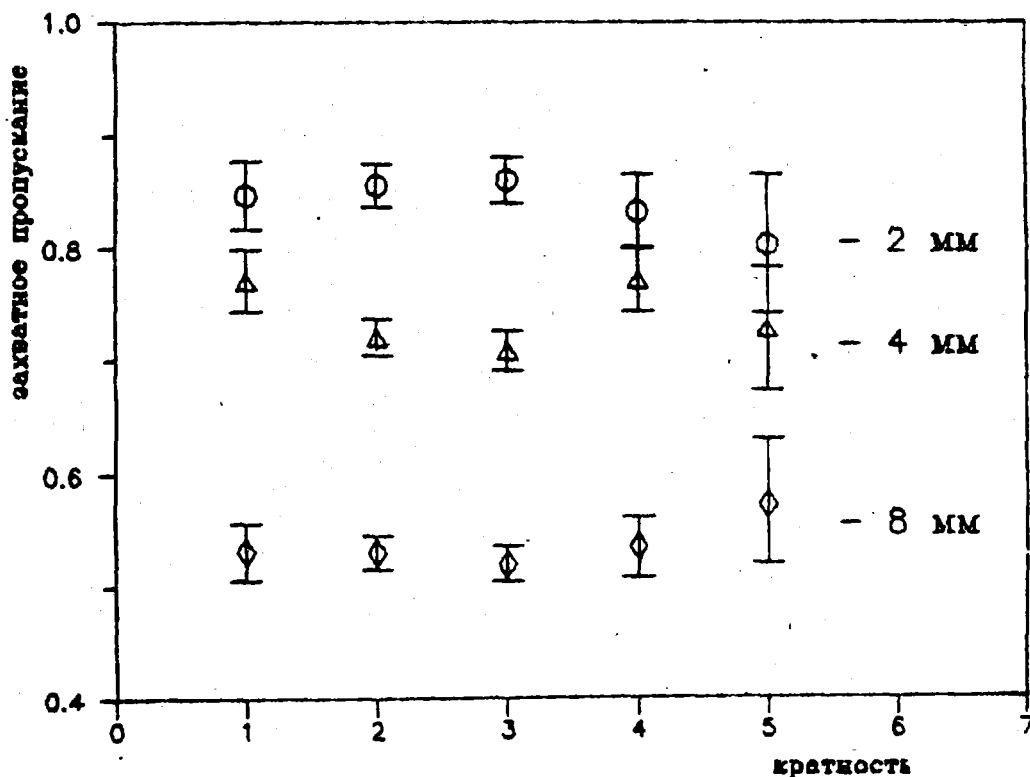


Рис. 1. Зависимость захватного пропускания урана-238 от кратности регистрации гамма-лучей для разных толщин образцов-фильтров

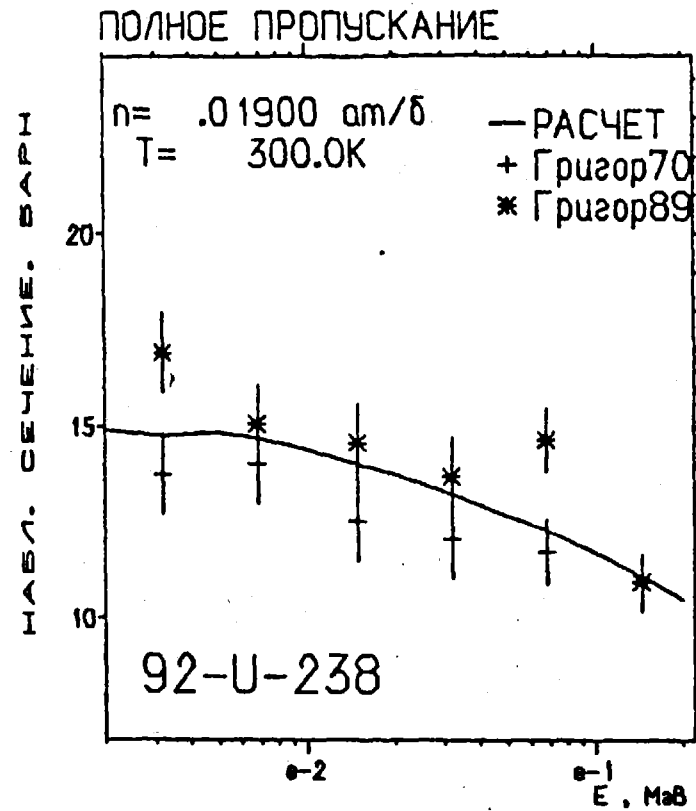
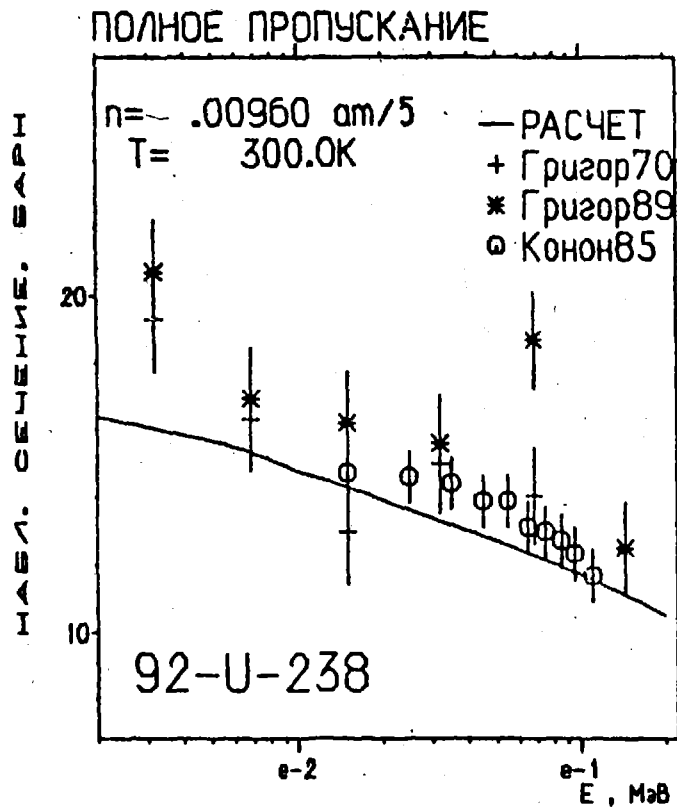


Рис.2. Зависимость от энергии наблюдаемого сечения
 для образцов фильтров урана-238 2 и 4 мм

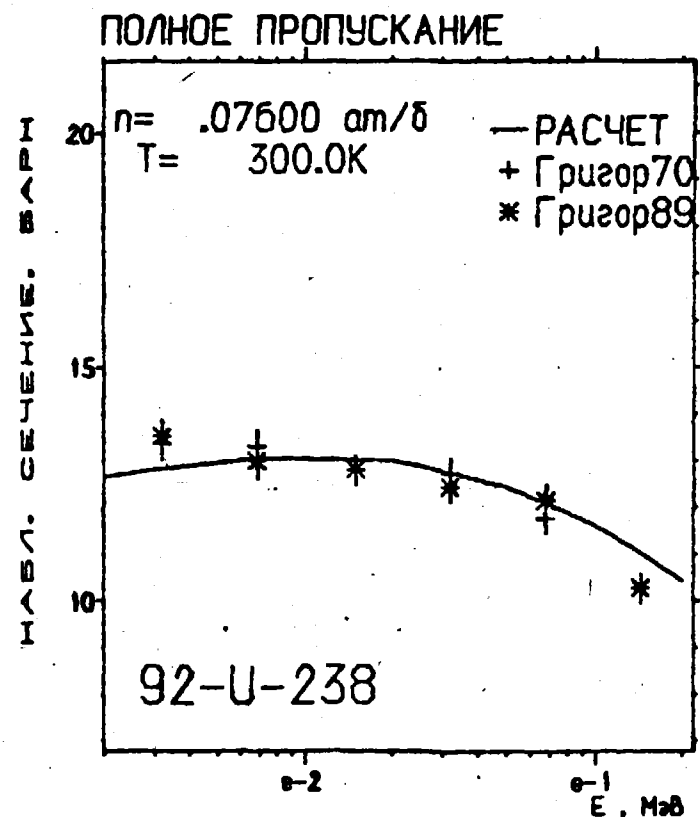
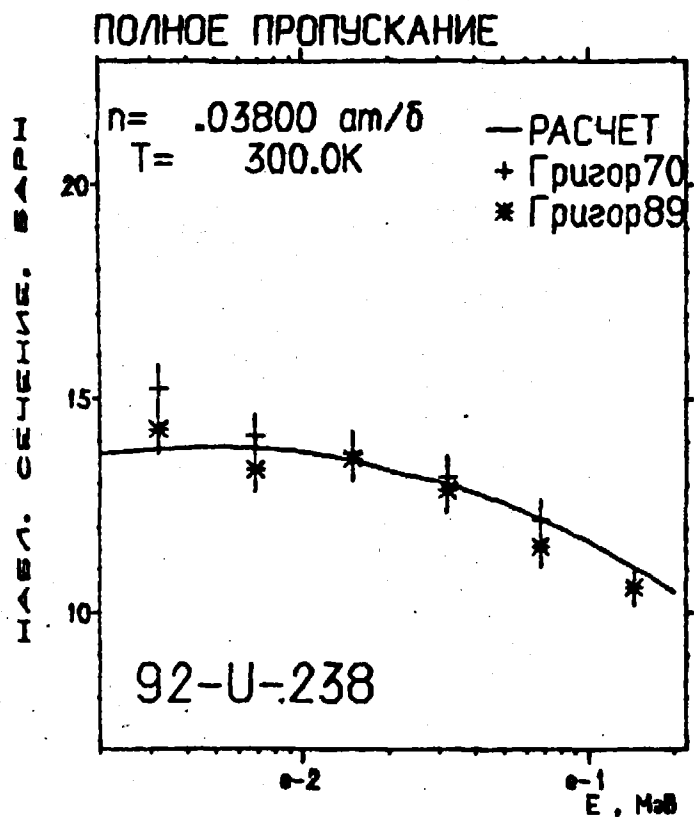


Рис.3. Зависимость от энергии наблюдаемого сечения для образцов фильтров урана-238 8 и 16 мм

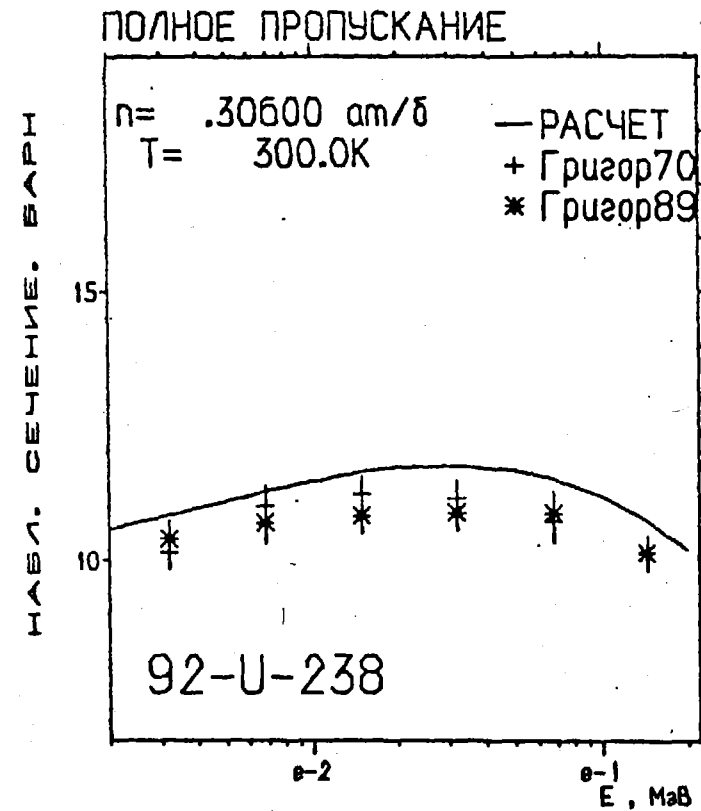
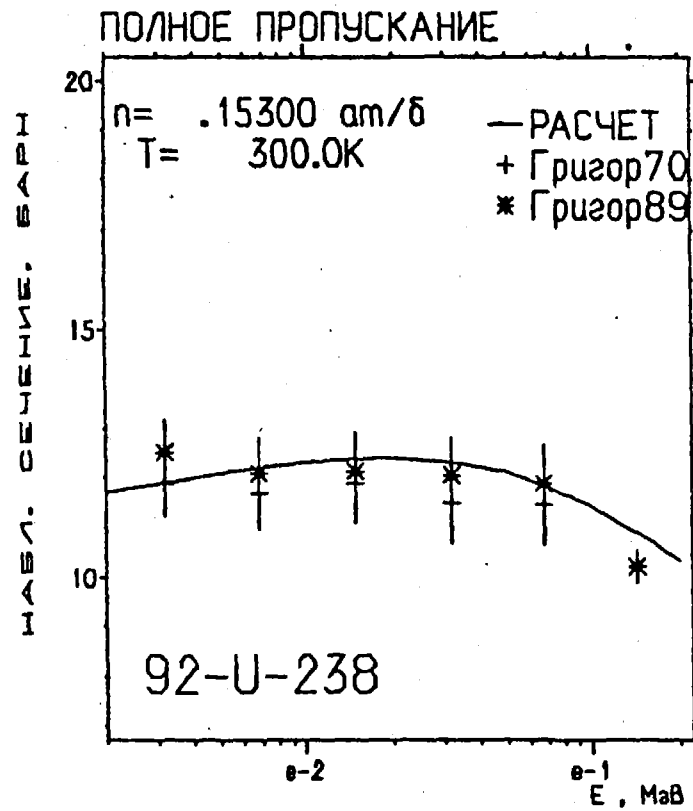


Рис.4. Зависимость от энергии наблюдаемого сечения для образцов фильтров урана-238 32 и 64 мм

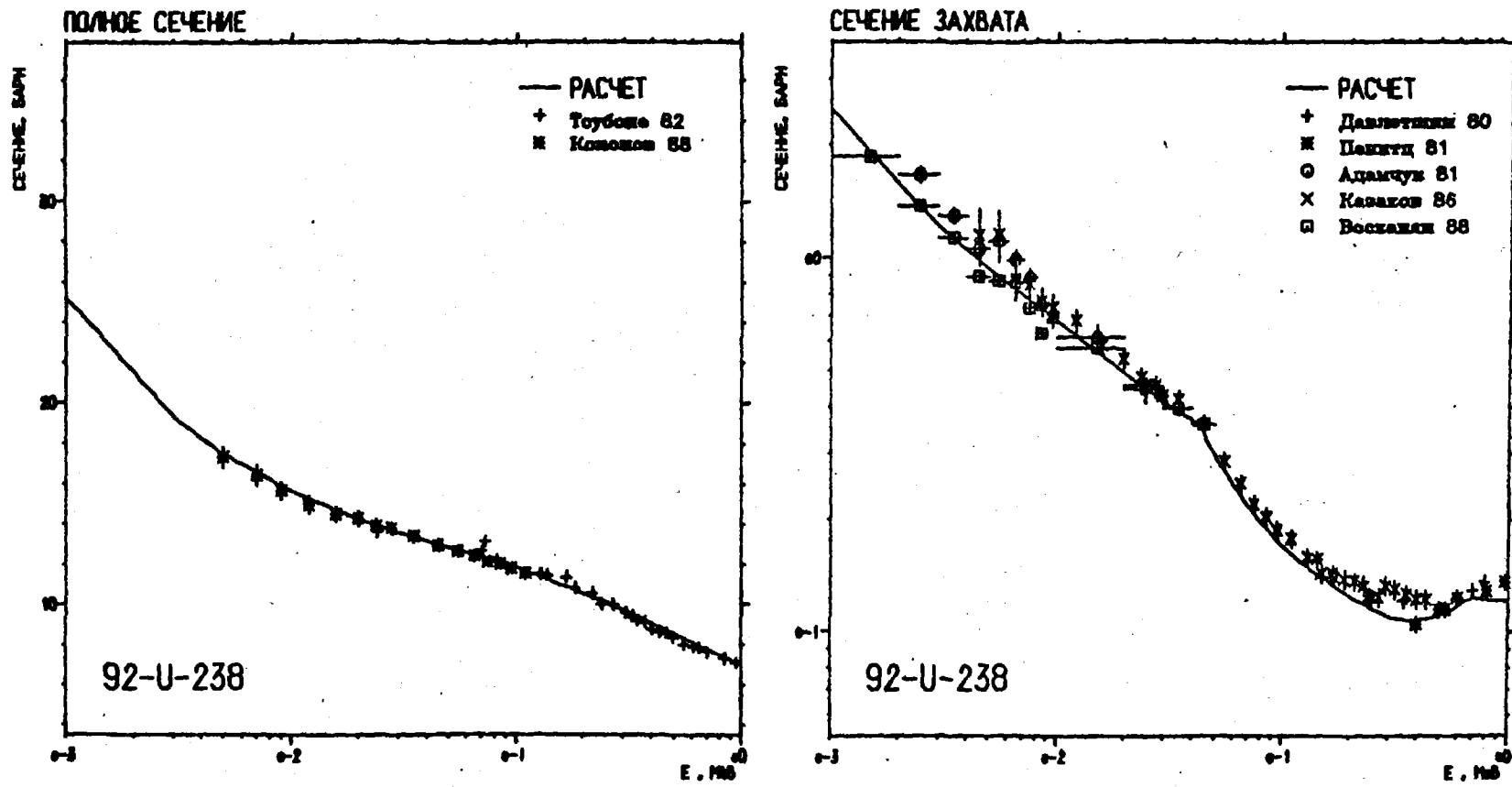


Рис.5. Полное сечение и сечение радиационного захвата урана-238 в области энергий 1 - 1000 кэВ

Список литературы

1. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Бондаренко И. И., Николаев М. Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
2. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Николаев М. Н., Цибуля А. М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
3. Van'kov A. A., Grigor'ev Yu. V., Nikolaev M. N. et. al. //In: Proc. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 1970, IAEA, Vienna. V.1. P.559.
4. Byoun T. Y., Block R., Semler T. //In: Proc. Nat. Top. Meet. on New Developments in Reactor Physics and Shielding. Sept. 1972. New York, USAEC. P.115.
5. Григорьев Ю. В., Бакалов Т., Илчев Г. Измерение эффектов резонансного самоэкранирования сечения рассеяния в области энергий нейтронов 1+100 кэВ: Препринт ФЭИ-1216. Обнинск, 1981.
6. Perez R. B., G. de Saussure, Yang T. et al. //Trans. Amer. Nucl. Soc. 1983, V.44. P.337.
7. Казаков Л. Е., Кононов В. Н., Мантуров Г. Н. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. 1986. Вып. 3. С. 37.
8. Фужита И., Кобояши Р., Коамото С. и др. //Нейтронная физика. Материалы 1 Международной конференции по нейтронной физике. Киев-М., 1988. Т. 2. С. 195.
9. Боховко М. В., Кононов В. Н., Мантуров Г. Н. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. 1988. Вып. 3. С. 11.
10. Георгиев Г. П., Григорьев Ю. В., Ермаков В. А. и др. Установка для измерения нейтронных сечений и множественности излучений при взаимодействии нейтронов с ядрами/Сообщение ОИЯИ РЗ-88-555, Дубна, 1988.
11. Григорьев Ю. В., Сираков И. А., Хрыкина Т. Д., Тишин В. Г. Измерительный модуль с управляющей программой "FORD" для исследования резонансной структуры нейтронных сечений: Препринт ФЭИ-2060, Обнинск, 1989.
12. Николаев М. Н., Хохлов В. Ф. //Бюллетень информационного центра по ядерным данным. 1967. Вып. 4. С. 420.
13. Филиппов В. В. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1985. Вып. 4. С. 33.
14. Григорьев Ю. В. Измерение нейтронных сечений и резонансных характеристик ^{238}U на спектрометре ИБР. Автореферат канд. дисс. . . ОИЯИ, Дубна, 1980.
15. Ваньков А. А., Украинцев В. Ф. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. 1987. Вып. 4. С. 58.
16. Мантуров Г. Н., Николаев М. Н. /Нейтронная физика. Материалы 1 Международной конференции по нейтронной физике. Киев-М., 1988. Т. 1. С. 440.
17. ENDF-102. Data formats and procedures for the evaluated nuclear data file, ENDF/B-V, BNL-NCS-50496, 1983.
18. Сеница В. В. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. 1984. Вып. 5(59). С. 34.
19. Мантуров Г. Н., Лунев В. П., Горбачева Л. В. /Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М., 1983. Т. 2. С. 231.
20. Ваньков А. А., Гостева Л. С., Украинцева В. Ф. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. 1983. Вып. 3. С. 27.

Статья поступила в редакцию 25 июля 1991 г.

ИЗМЕРЕНИЕ АБСОЛЮТНОЙ ВЕЛИЧИНЫ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ХРОМА
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 1-20 кэВ

М. А. Восканян, Г. В. Мозолев, Г. В. Мурадян, В. А. Степанов, Л. П. Ястребова
Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

Б. В. Журавлев, Л. Е. Казаков
Физико-энергетический институт, Обнинск

ABSOLUTE MEASURING OF NEUTRON CAPTURE CROSS SECTION OF Cr IN NEUTRON ENERGY REGION 1+20 keV. The neutron capture cross section of natural chromium was preliminary measured for incident neutron energies over the range of 1 keV and 20 keV using an electron Linac neutron source, a time-of-flight technique and a multiplicity spectrometry method. Capture gamma-rays were detected by a two-layer NaI(Tl) crystal 4-detector. The measurements were carried out at 25-m flight path with a resolution of 2,5 ns/m. The cross section was normalized by the saturated resonance technique. The systematic errors of data obtained do not exceed 15%. These data are compared with results of other measurements.

В настоящей работе проведены предварительные измерения сечения захвата нейтронов ядрами естественного хрома в области энергий 1+20 кэВ.

Хром относится к числу структурных материалов для атомных реакторов, и знание его сечения захвата с хорошей точностью необходимо для расчета основных характеристик реакторов и таких эффектов, как например тепловое и радиационное повреждение. Требуемая точность измерения σ_{γ} составляет 10% в области энергий нейтронов 0,1+500 кэВ [1]. Между тем, точность имеющихся данных [2-12] далека от требуемой, и результаты отдельных измерений в $\approx 2-10$ раз отличаются друг от друга, что приводит к большим неопределенностям в оцененных значениях.

Это обусловлено рядом причин, основная из которых заключается в том, что сечение захвата хрома на 2-3 порядка меньше сечения рассеяния. Поэтому в настоящей работе основное внимание было уделено подавлению фона рассеяния при сохранении высокой эффективности регистрации событий захвата и корректному учету остаточного фона.

Измерения выполнены методом спектрометрии множественности [13] с помощью двухслойного 48-секционного 4л-детектора на основе кристаллов

$NaI(Tl)$. Внутренний слой детектора состоит из 16 секций с размерами кристалла каждой из них 122x122x130 мм. Внешний слой состоит из 32 секций с размерами кристалла каждой секции 122x122x450 мм. Геометрическая эффективность детектора 90%. Между исследуемым образцом и сцинтиллятором расположены последовательно слой из смеси 6LiH и парафина толщиной 55 мм, который служит защитой кристаллов от рассеянных на образце нейтронов, и слой из ${}^{10}B$ толщиной 10 мм. Последний предназначен для частичного поглощения и регистрации рассеянных нейтронов, прошедших через защитный слой. Регистрация таких нейтронов производится по гамма-квантам с энергией 480 кэВ, образующихся при их захвате в ${}^{10}B$. Большая толщина сцинтиллятора (≈ 25 см) и высокая геометрическая эффективность детектора обеспечивают практически 100% эффективность регистрации актов захвата нейтронов ядрами хрома, отличающегося высокой энергией связи (≈ 8 МэВ) и интенсивными прямыми гамма-переходами в основное состояние. Это позволяет свести к минимуму систематическую ошибку, связанную с уходом эффективности регистрации вследствие изменений спектра гамма-квантов захвата с изменением энергии налетающих нейтронов. Такие изменения имеют место при переходе от нейтронной s -волны к p -волне и за счет флуктуаций при переходе от резонанса к резонансу. В измерениях с хромом они играют существенную роль из-за значительного вклада в сечение p -волны и большого вклада гамма-переходов на основное состояние путем испускания одного-двух гамма-квантов. Практическая нечувствительность эффективности регистрации к изменениям спектра гамма-квантов дает также возможность применять для нормировки измеряемого относительного хода сечения метод насыщенного резонанса, используя при этом резонансы других ядер, на которых спектр гамма-квантов захвата может существенно отличаться от спектра гамма-квантов для резонансов хрома. Поэтому данные измерения являются абсолютными.

Измерения выполнены на пролетной базе 25 м ЛУЭ "Факел" ИАЭ им. И. В. Курчатова с разрешением 2,5 нс/м. В них использовался образец естественного хрома диаметром 57 мм и толщиной $8,17 \cdot 10^{-3}$ ат/барн. Зависимость переменного фона от номера i времяпролетного канала определялась непосредственно в измерениях с образцом хрома путем выделения спектра $B(i, K=1)$ событий, соответствующих регистрации нейтронов, захваченных в слое из ${}^{10}B$, т. е. времяпролетного спектра событий, зарегистрированного внутренним слоем детектора при кратности совпадений $K=1$ в интервале энергий гамма-квантов $E_\gamma = 0,35 \pm 0,60$ МэВ. Отношение числа рассеянных нейтронов, зарегистрированных по захвату в ${}^{10}B$, к числу рассеянных нейтронов, зарегистрированных по захвату в конструкционных материалах детектора (в основном в кристаллах $NaI(Tl)$), определялось с помощью результатов

измерений, выполненных с образцом углерода. Для получения величины нейтронного фона бралось произведение этого отношения и спектра $B(i, K=1)$ в каждом времяпролетном канале. Фоны, не связанные с рассеянием нейтронов и гамма-квантов на исследуемом образце, определялись по результатам измерений "без образца". Уровень постоянного фона определялся по резонансному провалу золота при $E_n = 4,9$ эВ. Измерения нейтронного потока проводились с образцом ^{10}B толщиной $6 \cdot 10^{-4}$ ат/барн, при этом из детектора удалялся слой из ^{10}B . Для абсолютизации сечения захвата были выполнены отдельные измерения, в которых вместе с образцом хрома на нейтронном пучке был установлен образец серебра толщиной $2,31 \cdot 10^{-4}$ ат/барн по ^{108}Ag , и для нормировки использовался насыщенный резонанс этого изотопа при $E_n = 5,19$ эВ.

Детальная зависимость полученных значений сечения захвата от энергии нейтронов в области $E_n = 1+20$ кэВ представлена на рис.1. Разброс точек обусловлен малой статистикой экспериментальных данных. Усредненные по стандартным энергетическим интервалам значения σ_γ приведены в табл.1. Систематическая ошибка данных настоящих измерений не превышает 15%. Сравнение полученных результатов с имеющимися данными (рис.2) показывает, что в интервале энергий нейтронов от 1 до 5 кэВ данные настоящих измерений существенно выше, чем данные [6,10]. Но в области $E_n = 5+15$ кэВ они хорошо согласуются с результатами [9], которые получены для области выше 5 кэВ и также систематически выше результатов [6,10] в этой области.

Уменьшение статистической погрешности позволит существенно уточнить значения σ .

Таблица 1

Сечение радиационного захвата нейтронов для естественного хрома

$E_1 + E_2$, кэВ	$\sigma(n, \gamma)$, барн
1-2	0,119
2-3	0,072
3-4	0,121
4-5	0,141
5-6	0,155
6-7	0,139
7-8	0,118
8-9	0,091
9-10	0,061
10-20	0,031

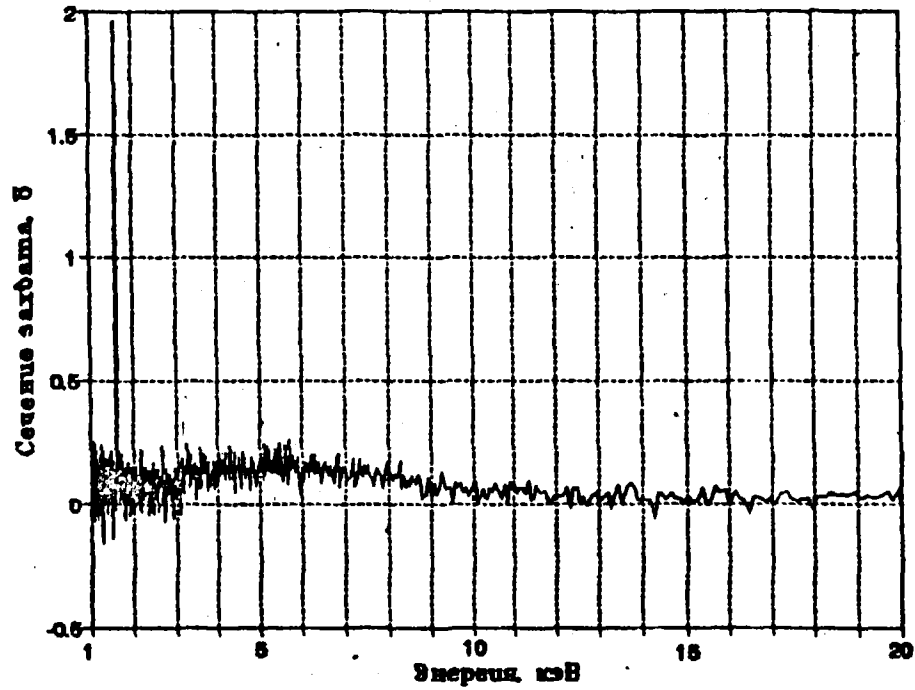


Рис.1. Сечение захвата хрома

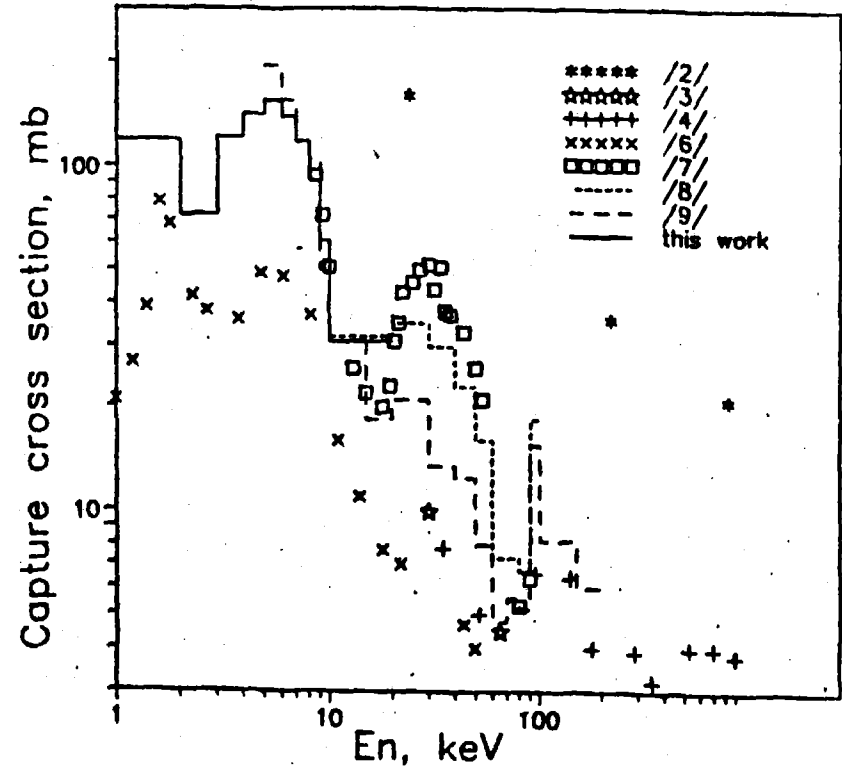


Рис.2. Сечение радиационного захвата нейтронов для естественного хрома

Список литературы

1. WRENDA: World Request List for Nuclear Data: 83/84 INDC (SEC)-88 URSF, Vienna, IAEA, 1983.
2. Беланова Т.С. //Атомная энергия. 1960. Т.8. С.549.
3. Gibbons J.H., Macklin R.L., Miller P.D., Neiler J.H. //Phys. Rev. 1961. V.122. P.182.
4. Стависский Ю.Я., Шапарь А.В. //Атомная энергия. 1962. Т.12. С.514.
5. Diven B., Terrel J., Nemmendinger A. //Phys.Rev. 1960. V.120. P.556.
6. Капчигашев С.П., Попов Ю.П. //Атомная энергия. 1964. Т.16. Вып.3. С. 256.
7. Spitz L.M., Barnard E., Brooks F.D. //Nuclear Physics. 1968. V.A121. P.655.
8. Stieglitz R.G., Hockenbury R.W., Block R.C. //Nuclear Physics. 1975. V.A163. P.592.
9. Spenser R.R., Beer H. Capture cross section measurements on reactor structural materials with a large liquid scintillator detector. Report KFK-2046, 1974.
10. Le Rigoleur C., Arnaud A., Taste J. /Conf. Nuclear Cross Sections and Technology. Washington. 1975. V.2. P.953.
11. Kenny M.J., Allen B.J., Musgrove A.R., Macklin R.L., Halperin J. Neutron Capture by Chromium Isotopes. Report AAEC/E-400. 1977.
12. Brusegan A., Buyi R. et.al. /Conf. Santa Fe. 1985. P. 633.
13. Muradyan G.V., Adamchuk Yu.V., Shchepkin Yu.G., Voskanyan M.A. //Nucl. Sci.Engin. 1985. #1. P.60.

Статья поступила в редакцию 26 июня 1991 г.

ОПИСАНИЕ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{48}Ti
В МЕТОДЕ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ МНОГИХ КАНАЛОВ

Р. Кабесас, Х. Лубиан
Институт ядерной науки и технологий, Гавана, Куба

В. П. Лунев, В. Г. Проняев
Физико-энергетический институт, Обнинск, СССР

^{48}Ti NEUTRON CROSS SECTIONS IN THE MULTICHANNEL COUPLING METHOD. Strong channel coupling method with taking into account of a big number of collective levels of one- and two-phonon nature has been used for description of 0,5 to 5 MeV neutron cross sections with ^{48}Ti nucleus.

Введение

Проблема описания сечений взаимодействия нейтронов низких энергий ($E_n < 5$ МэВ) с ядрами конструкционных материалов (Ti-Ni) в рамках сферической оптической модели или распространенных малоканальных вариантах метода сильной связи каналов является весьма сложной. Причина заключается в том, что вследствие оболочечной структуры эти ядра имеют максимальные значения нейтронных силовых функций для четных орбитальных волн и минимальные - для нечетных. Оптические потенциалы, которые выбраны из описания низкоэнергетических нейтронных силовых функций имеют для этих ядер, как правило, маленькую мнимую часть $W < 2$ МэВ [1], которая при правильном описании локальных силовых функций не позволяет хорошо воспроизвести средние нейтронные сечения при более высоких энергиях нейтронов. Для преодоления этого противоречия были предложены потенциалы с поглощением, вынесенным за поверхность ядра [2] или с резким изменением диффузности [3] при открытии неупругого канала. Однако эти подходы нуждаются в физическом обосновании. Кроме того, в этих ядрах проявляются заметные, шириной до нескольких сотен кэВ, промежуточные структуры в сечениях между одночастичными и компаундными резонансами. Как показали полумикроскопические расчеты [4], эти структуры могут быть отождествлены с входными состояниями, представляющими собой однофононные возбуждения четно-четного ядра-мишени и нейтрон в связанном или квазисвязанном состоянии. Как показывают оценки, изолированные входные

состояния существуют только в ядрах с маленькой энергией связи нейтронов и большой энергией возбуждения низколежащих однофононных состояний (например, ^{208}Pb). Для большинства ядер области $Ti-Ni$ плотность состояний сложных конфигураций (типа $3p-2h$) при энергии связи нейтрона оказывается достаточно высокой, что ведет к смешиванию входных состояний с более сложными и сглаживанию промежуточных структур в наблюдаемых сечениях.

В работах [4,5] в рамках метода связи многих каналов проведен анализ нейтронных сечений и силовых функций ядер Cr, Fe, Ni . В настоящей работе такой анализ выполнен для более легкого ядра ^{48}Ti , обладающего большой энергией связи для падающего нейтрона $V_n = 8,15$ МэВ и невысокой энергией возбуждения низколежащих коллективных состояний (≈ 1 МэВ для 2_1^+ фонона).

Схема расчета и результаты

Расчеты были выполнены с помощью программы ECIS-79 [6], используя итерационный подход к решению уравнений связи каналов и переходный потенциал, выраженный через форм-фактор феноменологической коллективной модели. Основные соотношения метода сильной связи каналов хорошо известны [7], а детали приближений и выбора параметра действительной части деформированного оптического потенциала приведены в [4].

Положения уровней, их природа, а также их среднеквадратичные параметры динамической деформации, взяты из [8] и приведены в таблице. Глубина мнимой части оптического потенциала $W_s = 0,22$ МэВ была взята с целью усреднения в сечении структур, имеющих малую ширину, предотвращения расходимости итерационного метода, а также учета вклада в мнимую часть от каналов, связь с которыми не включена в схему связи при данной энергии.

Параметры действительной части потенциала были выбраны из условия наилучшего описания сечений в интервале энергий нейтронов от 0,5 до 5 МэВ:

$$V_o = 51,79 + 0,3E \text{ МэВ}, r_o = 1,25 \text{ фм}, a_o = 0,52 \text{ фм}, V_{so} = 7,5 \text{ МэВ}, r_{so} = r_o, a_{so} = a_o. \quad (1)$$

Результаты описания в рамках МСМК полного сечения, сечений упругого и неупругого рассеяния с возбуждением первого 2_1^+ уровня для потенциала (1) показаны соответственно на рис. 1, 2, 3 сплошной линией. Штрих-пунктирной линией на рис. 1 показано описание полных сечений для потенциала с глубиной действительной части, уменьшенной на 0,4 МэВ по сравнению с потенциалом (1). Пунктирной линией представлено описание, полученное с помощью феноменологических моделей и наилучшим образом подобранным потенциалом [9]. Различными значками, а также гистограммами, показаны имеющиеся экспериментальные данные, которые в данном случае служат чисто иллюстративным целям, и поэтому ссылки на отдельные экспериментальные работы не приводятся.

На рис. 4 в тех же обозначениях показано описание угловых распределений упругого рассеяния нейтронов с начальными энергиями 0,9, 1,5, 2,0, 3,2 и 4,3 МэВ. Вклад компаунд-ядерного механизма в упругий и неупругий каналы, обусловленный ненулевой мнимой частью оптического потенциала, определялся в рамках статистического подхода [10].

Проведенное рассмотрение показало, что МСМК позволяет качественно воспроизвести нейтронные сечения при малой и независимой от энергии мнимой части оптического потенциала W_s , служащей главным образом для усреднения по узким резонансам ($\Gamma_{res} < W_s$). Эти резонансы в МСМК обусловлены полюсным вкладом от закрытых каналов, или используя другую терминологию, входными состояниями системы. Положение резонансов прямо зависит от глубины действительной части потенциала (среднего поля), так как в энергию входного состояния входит энергия связанного или квазисвязанного одночастичного уровня, который занимает падающий на ядро нейтрон при образовании входного состояния. Его структура в используемой нами модели имеет вид $1p\ 1p\ h$. Сильная зависимость полного сечения от глубины действительной части очевидна из рис. 1. Пик в полном и упругом сечениях при энергии $\approx 0,85$ МэВ для потенциала (1) вызван резонансом в d -волне. Модель естественным образом описывает минимум в полном сечении при энергии $\approx 0,5$ МэВ, что невозможно в сферической оптической модели или малоканальных вариантах метода связи каналов при физически обоснованном выборе параметров.

Как видно из рис. 4, угловые распределения упругого рассеяния хорошо воспроизводятся в МСМК для нейтронов с энергиями 3,2 и 4,3 МэВ, но при энергиях ниже 2,0 МэВ полученное описание явно неудовлетворительно. Основным его недостаток заключается в том, что минимум в угловом распределении смещен в сторону передних углов. Подобный дефект проявился и при описании угловых распределений в ^{58}Ni [4].

Выводы

Таким образом, учитывая все выше сказанное, можно прийти к следующим выводам:

1. МСМК, ограниченный каналами с сильными однофононными возбуждениями и при практически нулевой мнимой части потенциала, позволяет получить качественное описание сечений взаимодействия нейтронов с ядром ^{48}Ti в интервале энергий 0,5+5,0 МэВ. Это позволяет заключить, что модель правильно описывает начальные стадии протекания реакции и механизмы процесса рассеяния.

2. Результаты описания в настоящее время не могут быть использованы при оценке нейтронных сечений. Для улучшения описания необходим учет каналов с другими двухфононными возбуждениями ядра-мишени ($1p\otimes 2ph$), дающих полюсной вклад при данной энергии падающего нейтрона. Эффекты ангармонизма многофононных состояний также приводят к расщеплению и сглаживанию широких структур в сечениях.

Схема уровней и параметры деформации ^{48}Ti , учитываемые в расчетах

N	ϵ_1 , МэВ	1^π	β_λ
1	0,983	2^+	0,248
2	2,301	4^+	2 phonon
3	2,425	2^+	$2^+ \otimes 2^+$
4	3,004	0^+	
5	3,230	4^+	0,15
6	3,365	3^-	0,18
7	3,511	6^+	0,02
8	3,625	2^+	0,04
9	3,851	3^-	0,01
10	4,590	3^-	0,17

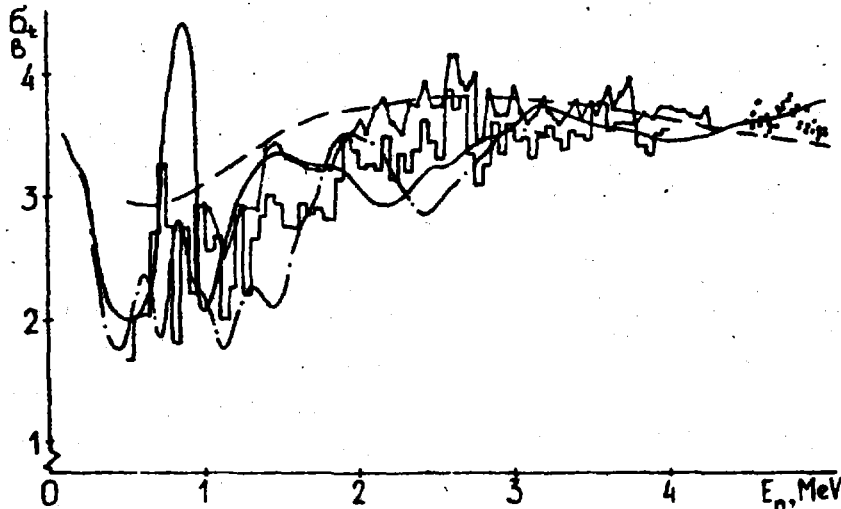


Рис. 1. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ^{48}Ti .
Обозначения приведены в тексте

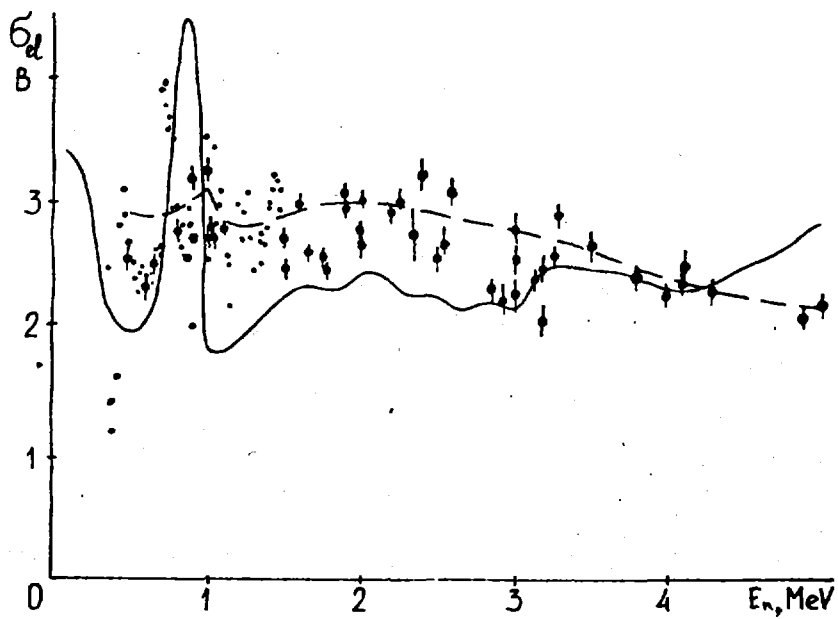


Рис.2. Сечение упругого рассеяния нейтронов на ^{48}Ti .
 Обозначения приведены в тексте

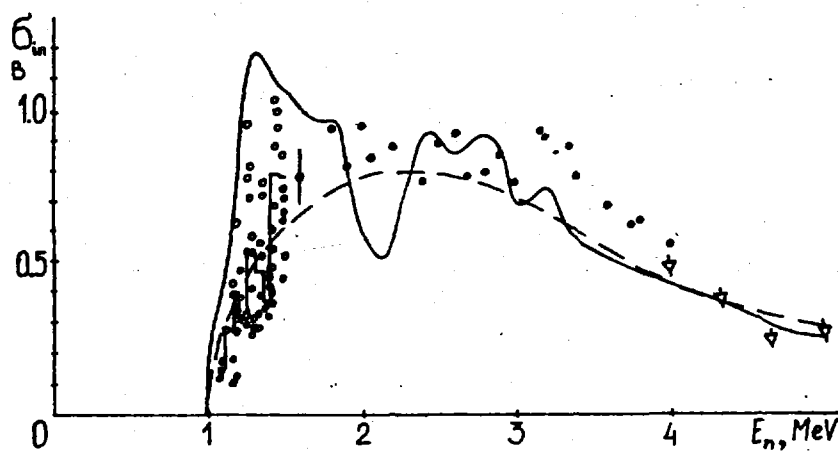


Рис.3. Сечение неупругого рассеяния нейтронов на уровне $\epsilon_1 = 0,983$ МэВ, $I^\pi = 2_1^+$ в ^{48}Ti .
 Обозначения приведены в тексте

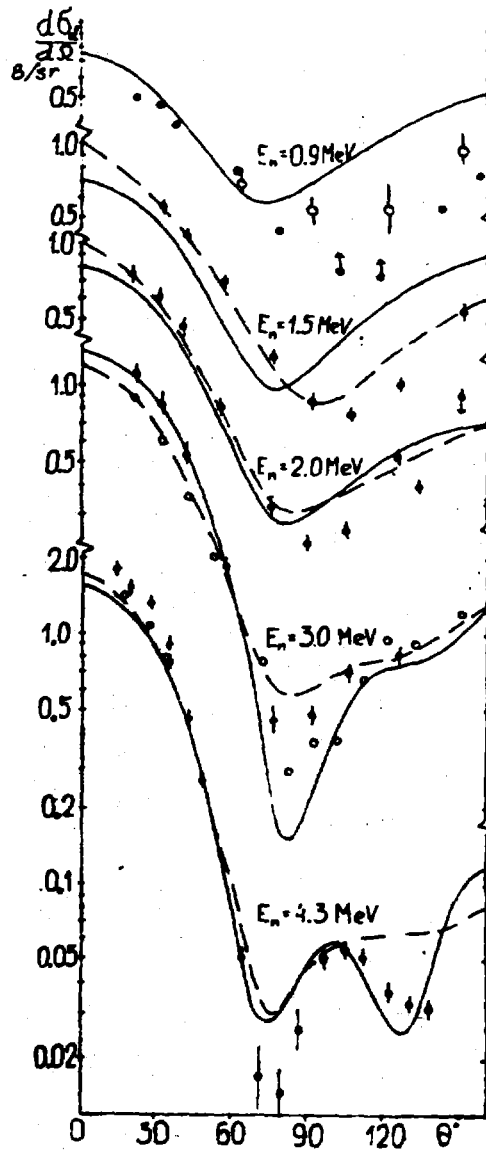


Рис. 4. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на ядре ^{48}Ti

Список литературы

1. Moldauer P.A. // Nucl. Phys., 1963. V. 47. P. 65.
2. Summary of JENDL-2 General Purpose File, ed. Nakagawa T., JAERI-M-84-103, 1984.
3. Проняев В. Г. и др. Материалы МТ=2611, 2621, 2631, 2641. Библиотека оцененных нейтронных данных (БРОНД)/Под ред. В. Н. Манохина. Обнинск, 1986. С. 58.
4. Игнатюк А. В. и др. // Ядерная физика, 1989. Т. 50. С. 1298.
5. Игнатюк А. В. и др. // Нейтронная физика, 1988, М.: ЦНИИатоминформ, Т. 2. С. 70.
6. Reynal J., Comp. Language Phys., Trieste, 1971, IAEA, Vienna, 1972
7. Tamura T. // Rev. Mod. Phys., 1965. V. 37. P. 679.
8. Higashi A., et. al. // Phys. Rev., 1989. V. C39. P. 1286.
Lutz H. F., et. al. // Phys. Rev., 1969. V. 187. P. 1479.
9. Корж И. А., Мищенко В. А., Правдивый Н. М. // Ядерная физика, 1986. Т. 43. С. 1083.
10. Tepel J. W., Hoffman H. M. // Phys. Lett. B, 1974. V. 49. P. 1.
Hoffman H. M., Richter J., Tepel J. W., Weidenmuller H. A. // Ann. Phys., 1975. V. 90. P. 403.

Статья поступила в редакцию 29 марта 1991 г.

ОЦЕНЕННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ^{234}U В ТЕПЛОВОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ

Г. Б. Мороговский

Институт ядерной энергетики АН БССР, Минск

THE EVALUATED NEUTRON CROSS SECTIONS OF ^{234}U IN THE THERMAL ENERGY REGION. The analysis of the experimental cross sections have been made up to 1 eV. The evaluated neutron cross sections $\sigma_t(E)$, $\sigma_\gamma(E)$, $\sigma_n(E)$ in the energy region $10^{-5}+1$ eV and the parameters of the negative resonance have been obtained.

В связи с тем, что ^{234}U является одним из элементов ториевого топливного цикла, возникает необходимость получения его оцененных нейтронных сечений. Отметим, что экспериментальных данных по сечениям в тепловой области энергий мало, измерения в основном старые и разброс между величинами разных авторов довольно велик.

Всю экспериментальную информацию можно условно разделить на две группы: измерения энергетического хода полного сечения [1,2] и измерения сечения захвата в тепловой точке [3-7]. Этого явно недостаточно для построения детального хода всех типов сечений в тепловой области и получения их самосогласованных значений обычным способом. Для расчета оцененных нейтронных сечений необходимо воспользоваться одним из резонансных формализмов, позволяющих получить энергетическую зависимость хода сечений с учетом имеющихся экспериментальных значений. В данном случае был использован формализм Брейта-Вигнера с учетом всех уровней в разрешенной резонансной области. Параметры резонансов взяты из работы Джеймса и др. [8], хотя полной ясности с величиной Γ_γ нет. В этой работе авторы приняли значение $\Gamma_\gamma = 40$ мэВ для всех уровней, тогда как в предыдущих работах Джеймса и др. эта величина бралась равной 25 мэВ. Никаких аргументов в обоснование этого изменения авторы не приводят. В связи с отсутствием в EXFOR данных по полному сечению [8] (есть только значения $\sigma_f(E)$) оказалось невозможным провести собственную параметризацию и выяснить этот вопрос. Расчеты по формализму Брейта-Вигнера показали, что в районе тепловой точки вклад в сечения от отрицательного резонанса составляет свыше 90%. Таким образом, ход сечений в тепловой области в основном определяется положением и параметрами указанного резонанса.

Энергетический ход полного сечения приведен в работах Маккаллума [1] и Блока [2], причем данные этих авторов имеют систематическое различие $\approx 10\%$. Обе работы выполнены примерно в одно время. В работе [1] $\sigma_t(E)$ измерялось в интервале $0,01+20$ эВ, в работе [2] - $0,02+0,045$ эВ, авторские значения полного сечения в тепловой точке: 121 ± 8 б [1] и 110 ± 4 б [2]. Возникает вопрос о том, какие данные по полному сечению взять за основу. В работе [9] предпочтение было, судя по всему, отдано измерениям [1], т.к. предложено значение σ_t в тепловой точке равное $119,1\pm 1,3$ б, однако качество данных в [1] вызывает сомнения. Действительно, в [1] проведены измерения на образцах разной толщины, интересующая нас область энергий была измерена на самом толстом образце. Если сравнить полученные авторами [1] сечения для пика резонанса $5,16$ эВ, который измерялся во всех трех экспериментах, оказывается, что значение σ_t в пике колеблется от ≈ 400 б (для самого толстого образца) до ≈ 20000 б (для самого тонкого), что не может не настораживать. С другой стороны, в [2] проводились измерения $\sigma_t(E)$ в тепловой области для ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{240}Pu , ^{234}U и ^{129}I . Если сравнить величины σ_t при $E=0,0253$ эВ для первых трех ядер, полученные авторами [2], с принятыми на сегодняшний день значениями, то окажется, что они различаются на $0,1\%$, $0,27\%$, $0,41\%$ соответственно. Такая точность свидетельствует о высоком качестве измерений. Правда величина $\sigma_t^{234}\text{U}$ в тепловой точке, равная 110 ± 4 б, приведенная авторами [2], не совпадает со значением, вычисленным из их экспериментальных данных по их же методике и равным 108 ± 5 б, если конечно авторы не использовали какую-либо дополнительную информацию, о которой не упомянули. Но в любом случае σ_t при $E=0,0253$ эВ из [2] оказывается существенно ниже, чем в [1].

По сечению радиационного захвата σ_γ имеются измерения только в тепловой точке, выполненные в [3-7]. Расчетные значения σ_γ или, что то же самое, σ_a рассматривать не имеет смысла, т.к. они получены в предположении, что величина $\sigma_n=17,8$ б (дана в [1]). В работе [3] измеренное значение $\sigma_\gamma=88\pm 6$ б, в качестве нормировки использовалось $\sigma_\gamma^{197}\text{Au}=95$ б. С учетом нового значения $\sigma_\gamma^{197}\text{Au}=98,8$ б получим $\sigma_\gamma^{234}\text{U}=92\pm 6$ б.

Крейг и др. [4] дали $\sigma_\gamma^{234}\text{U}=143$ б (величина получена из отношения α -пиков ^{238}U и ^{234}U в урановом образце). Это значение, так же как и $\sigma_\gamma=84$ б из [5], является аномальным. Оба они в дальнейшем не учитывались. Активационные измерения [6,7] дали величины $\sigma_\gamma=100,5\pm 1,3$ б и $95,6\pm 2,1$ б соответственно. Эти значения и величина σ_γ из [3] использовались для дальнейшей работы. Средневзвешенное значение по трем указанным выше измерениям оказалось равным $98,91\pm 1,09$ б. Учитывая, что эта величина

приведена для максвелловского спектра, и используя $g_\gamma=0,9903$ из [9], в тепловой точке получим $\sigma_\gamma=99,88$ б.

Значение $\sigma_n=17,8$ б было получено в [1] в результате расчета по параметрам, подобранным для описания экспериментального хода полного сечения, и использовалось затем другими авторами. Оно соответствует полному сечению в тепловой точке ≈ 120 б и приведенным выше сечениям радиационного захвата. Следует отметить, что сечение рассеяния [1,9] является аномально большим и вряд ли может быть истинным.

Таким образом, для получения оцененных нейтронных сечений в тепловой области в качестве исходных данных использовались: $\sigma_t(E)$ из [2], средневзвешенное значение σ_γ , приведенное выше, радиус рассеяния $R=0,89358 \cdot 10^{-12}$ см, полученный из зависимости $R=1,45 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$, резонансные параметры из [8]. Подгонка осуществлялась за счет изменения положения и параметров отрицательного резонанса. В связи с отсутствием информации по $\sigma_f(E)$ в тепловой области величина Γ_f отрицательного резонанса принята равной нулю. На величину Γ_γ отрицательного резонанса было наложено обычное ограничение, использовавшееся и ранее: $0,02 \leq \Gamma_\gamma \leq 0,06$ эВ. В результате подгонки получены следующие резонансные параметры: $E_r=-2,14$ эВ, $g_n \Gamma_n=2,544$ мэВ, $\Gamma_\gamma=57,22$ мэВ, при этом значения сечений при $E=0,0253$ эВ оказались следующими: $\sigma_t=110,04$ б, $\sigma_n=11,048$ б, $\sigma_\gamma=98,986$ б, $\sigma_f < 0,006$ б. Ход сечений в энергетическом интервале $10^{-5}+1$ эВ приведен в таблице.

Расчетное значение $g_\gamma=0,9908$ практически совпадает с величиной $g_\gamma=0,9903$ из работы [9], а оцененные сечения в тепловой области хорошо согласуются с экспериментальными данными, использованными в качестве исходных.

Вопрос об уточнении оцененных данных для ^{234}U может быть решен при получении новой информации, особенно по сечениям деления и радиационного захвата в тепловой области.

Оцененные нейтронные сечения ^{234}U

E , эВ	σ_t , б	σ_γ , б	σ_n , б
$1 \cdot 10^{-5}$	5089,7	5078,3	11,115
$1 \cdot 10^{-4}$	1617,0	1605,8	11,114
$1 \cdot 10^{-3}$	518,57	507,43	11,112
0,010	170,43	159,33	11,088
0,015	140,67	129,59	11,075
0,020	122,86	111,79	11,062

$E, \text{ эВ}$	$\sigma_t, \text{ б}$	$\sigma_{\gamma}, \text{ б}$	$\sigma_n, \text{ б}$
0,0253	110,04	98,986	11,048
0,030	101,61	90,572	11,035
0,035	94,558	83,531	11,022
0,040	88,851	77,837	11,009
0,045	84,106	73,105	10,996
0,050	80,078	69,090	10,984
0,060	73,556	62,594	10,958
0,070	68,453	57,516	10,933
0,080	64,312	53,401	10,908
0,090	60,861	49,975	10,883
0,10	57,923	47,063	10,858
0,15	47,806	37,067	10,737
0,20	41,629	31,006	10,621
0,25	37,331	26,820	10,508
0,30	34,110	23,708	10,400
0,40	29,517	19,322	10,194
0,50	26,343	16,341	10,000
0,60	23,988	14,171	9,816
0,70	22,162	12,518	9,642
0,80	20,700	11,223	9,476
0,90	19,503	10,185	9,317
1,0	18,506	9,342	9,163

Список литературы

1. Mc.Callum G. J. // Nuclear Eng. 1958. V.6. P.181.
2. Block R.C., Slaughter G.G., Harvey J.A. /NSE. 1960. V.8. P.112.
3. Powerance H./R, ORNL-GE-51-12, 151, 5112.
4. Крэйг Д., Ханна Г., Хэрст Д. и др. Длительное облучение природного урана/Труды второй международной конф. по мирному использованию атомной энергии, Женева. Нейтронная физика. С.253.
5. Inghram et al. ANL-4515, 15 5010.
6. Cabell M.J., Wilkins M. The thermal neutron capture cross sections of ^{234}U and $^{238}\text{U}/\text{R}$, AERE-6761, 7103.
7. Lounsbury M., Durham R.W., Hanna G.C. /In: Proc. of the Second Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactor. Vienna, IAEA. 1970. P.287.
8. James G.D., Dabbs W.T., Harvey J.A. et al. /Phys. Rev. C. 1977. V.15. P.2083.
9. Mughabghab S.F. /BNL 325, Neutron Cross Sections. 1984. V.1.

Статья поступила в редакцию 5 апреля 1991 г.

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

УДК 621.039.554

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБОСНОВАНИЕ ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ НАРАБОТКИ КОБАЛЬТА-60

В. И. Голубев, Е. В. Долгов, А. И. Ефремов, А. В. Звонарев, В. В. Коробейников,
В. А. Кольженков, Б. В. Колосков, В. Г. Лифоров, В. И. Матвеев,
И. П. Матвеевко, И. Р. Суслов, Ю. С. Хомяков, В. А. Черный

Физико-энергетический институт, Обнинск

A MODEL AND EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS TO VALIDITY OF IRRADIATING FACILITIES OF ^{60}Co PRODUCTION. It was carried out the evaluation of ^{60}Co production in fast power reactor BN-600. Evaluated values were compared with experimental ones obtained on critical assembly KOBRA.

Введение

Быстрые энергетические реакторы обладают хорошими возможностями для наработки различных изотопов, применяемых в промышленности и медицине. Эти возможности определяются высокими потоками нейтронов и большими объемами зон воспроизводства, где могут располагаться мишени для наработки изотопов в достаточном количестве. Предварительные оценки показывают, что в наработке изотопов быстрые реакторы экономически могут успешно конкурировать с тепловыми.

При практической реализации этой задачи необходимо решить ряд проблем, связанных, в первую очередь, с необходимостью введения замедлителя для увеличения скорости наработки изотопов. Однако введение замедлителя в одной области реактора может приводить к возмущениям нейтронного поля в остальной его части. Таким образом, исследование возможностей создания устройства (зоны) с замедлителем, которое позволило бы достигать необходимых уровней удельной активности производимых изотопов и одновременно вносило бы

приемлемые возмущения в нейтронное поле и другие характеристики реактора, составляет одну из первых задач в решении указанной проблемы. Нарботку изотопов в быстрых реакторах целесообразно проводить в специальных облучательных устройствах (ОУ), конфигурация и устройство которых выбирается с учетом конструктивных особенностей активной зоны. В настоящее время рассматриваются два подхода к выбору конструкции ОУ. Первый - создание ОУ из трех элементов - нарабатывающих, замедляющих и поглощающих. Второй - создание специальной замедляющей зоны для наработки изотопов. Во втором случае, очевидно, существенно упрощается конструкция ОУ, т.к. в нем содержатся только нарабатывающие и замедляющие элементы, но усложняется конструкция реактора в целом.

В данной работе рассматривается проблема создания отдельного облучательного устройства с максимальной производительностью для наработки кобальта-60 применительно к реактору БН-600. Однако принципиальные решения можно (с соответствующей доработкой) применить и к ОУ для других изотопов и возможно других реакторов такого типа. Заметим также, что аналогичный подход к наработке изотопов с помощью ОУ разрабатывается в США применительно к реактору FFTF [1].

Влияние состава и геометрии элементов облучательного устройства (ОУ) на его нейтронно-физические характеристики

Оценочные предварительные расчеты позволили сделать следующие основные выводы:

- ОУ должно состоять из трех основных элементов: замедляющего, поглощающего и нарабатывающего (со стартовым изотопом);
- в качестве замедлителя необходимо использовать гидрид металла (циркония, титана, иттрия). Применение Be и BeO гораздо менее эффективно из-за ограниченного объема ОУ;
- ОУ должно быть размещено в боковой зоне воспроизводства. В активной зоне реактора установка ОУ затруднена из-за недопустимых возмущений энерговыделения и снижения запаса реактивности. Правда, возможно использование стержней СУЗ для наработки изотопов.

В качестве замедлителя далее везде рассматривался гидрид циркония. Он обладает хорошей радиационной стойкостью (преимущество по сравнению с гидридом титана) и приемлемой стоимостью (преимущество по сравнению с гидридом иттрия). Геометрия элементов и их взаимное расположение определяют скорость активации кобальта, т.е. в конечном итоге уровень удельной активности и общую производительность ОУ.

Нарабатывающие элементы (НЭЭ)

Конструкция элементов ориентирована на создание источников кобальта диаметром 7 мм, поэтому рассматривается нарабатывающий элемент в виде стержня диаметром 7 мм в двойной оболочке из нержавеющей стали. Вторая оболочка позволяет, с одной стороны, достаточно легко извлекать их после облучения, а с другой - служит дополнительным барьером, препятствующим загрязнению теплоносителя радиоактивным ^{60}Co в случае разгерметизации элемента.

Замедляющие элементы (ЗЭЭ)

Конструкция замедляющих элементов во многом определяет активацию кобальта. Рассматриваются 3 варианта - исполнение элементов в виде стержней, кольца или цельного блока с отверстиями. Достаточно очевидно, что с увеличением объемной доли замедлителя возрастает удельная активность кобальта-60. Однако, при этом возрастает сложность изготовления элементов, уровень температуры и напряжений. Принципиальным является вопрос удержания водорода в гидриде циркония при повышении его температуры, что влияет на наработку изотопов и затрагивает вопросы безопасности реактора.

Поглощающие элементы (ПЭЭ)

В основном рассматривались поглощающие элементы стерженькового типа. В качестве материала поглотителя рассматривались бор, европий, гафний. Бор и европий уже использовались в быстрых реакторах для элементов стержней СУЗ. Преимущество гафния - в невысокой активности после длительного облучения, недостаток - отсутствие надежных данных о его стойкости в условиях быстрого реактора. Был также рассмотрен вариант использования поглотителя в форме пластин, размещенных около чехла ОУ. В этом случае в поглощающем слое имеет место наибольшая объемная доля поглотителя и практически исключаются прострелы через слабопоглощающие участки.

Методика расчетов

Для проведения расчетных исследований были использованы программы КРАБ-1 [2], МССГ [3] и МКФК [4]. Из комплекса КРАБ-1 были использованы модули, реализующие решение уравнения переноса в S_8 -приближении. Программа МССГ, реализуя в принципе тот же метод решения уравнения переноса, обладает гораздо большими возможностями в описании геометрии расчетной области. В программе МКФК расчет нейтронных полей ведется методом Монте-Карло. Для повышения эффективности расчетов применялся метод перевязок с использованием

поверхностного источника. Источник задавался на цилиндрической поверхности с радиусом $R=10,7$ см от центра OY со спектром, соответствующим спектру реактора в данном месте.

Для расчетов было взято средне-стационарное состояние модернизированной активной зоны реактора БН-600. Облучательная сборка располагалась в центре активной зоны. Для имитации спектра нейтронов бокового экрана, падающего на облучательную сборку, эта сборка в центре активной зоны окружалась слоем 10 см состава бокового экрана. Из этих расчетов и исходного расчета реактора БН-600 без облучательной сборки сравнивались величины $K_{эф}$, нейтронные потоки в слое с кобальтом, энерговыделения на границе облучательной сборки с активной зоной.

Для получения активности кобальта, наработанной за заданный отрезок времени, использовались сечение захвата ^{59}Co из расчета с центральным расположением OY и поток нейтронов из исходного расчета в заданной точке бокового экрана с учетом его депрессии от введения облучательной сборки. Предполагалось, что эти величины в центре активной зоны и в боковом экране одинаковы.

Результаты расчетов

В табл. 1,2 приведены результаты расчетов максимальной и средней (по высоте активной зоны) удельной активности кобальта-60, общей наработки на OY , а также общей наработки кобальта-60 с удельной активностью выше некоторого предела (60, 80 или 100 Ku/g) для трех вариантов OY : 1 - с замедляющими элементами стержневого типа, 2 - с ЗЭЛ кольцевого типа, 3 - с ЗЭЛ блочного типа (см. рис. 1-3). В расчете распределения активности кобальта-60 по уровням удельной активности было учтено только высотное распределение. Время облучения было взято равным 640 эффективным суткам.

Таблица 1

Характеристики OY при их облучении в 1-ом ряду БЗВ

Вариант	1	2	3	
			центр. элемент	6 периф. элементов
a^{max} , Ku/g	74	117	260	186
a , Ku/g	60	95	211	151
A общ, кКи	122	387	71	308
A ($a>60$), кКи	84	377	71	308
A ($a>80$), кКи	0	320	71	308
A ($a>100$), кКи	0	233	71	297

Таблица 2

Характеристики ОУ при их облучении во 2-ом ряду БЗВ

Вариант	1	2	3	
			центр. элемент	6 периф. элементов
\bar{a}^{\max} , Ки/г	44	69	160	113
\bar{a} , Ки/г	35	57	131	92
A общ, кКи	73	230	44	187
A ($a > 60$), кКи	0	134	44	187
A ($a > 80$), кКи	0	0	44	151
A ($a > 100$), кКи	0	0	40	101

Результаты, приведенные в табл. 1, 2, дают количественные оценки тому факту, что с увеличением объемной доли замедлителя растет удельная активность кобальта-60.

Можно сделать вывод о том, что стерженьковый вариант малоперспективен, в то время как в варианте с блочным замедлителем создаются наилучшие условия для получения источников кобальта-60 с высокой удельной активностью. Это еще более существенно, если учесть, что во всех вариантах ОУ дает заметную величину отрицательной реактивности (0,14% к/к при постановке в 1 ряд БЗВ). В этой связи целесообразно устанавливать ОУ на большем расстоянии от центра реактора, например во втором ряду БЗВ (0,04% к/к). Во втором ряду БЗВ БН-600 уровни удельной активности больше 100 Ки/г достигаются только в блочном варианте.

Для оценки зависимости наработки кобальта-60 от количества нарабатываемых элементов была проведена серия расчетов ОУ второго типа, содержащих 1, 6, 10 и 12 элементов с кобальтом. На рис. 4, 5 отражены зависимости удельной активности и наработки кобальта в ОУ в данных вариантах. В качестве параметра был принят радиус центров НЭЛ. ОУ с 12, 10, 6 и 1 НЭЛ соответствуют радиусы 2,0; 1,5; 1,0; 0,0 см. Вариант с 1 НЭЛ вряд ли представляет практический интерес из-за большой толщины замедлителя и может рассматриваться как предельный.

Как видно из приведенных данных, удельная активность кобальта-60 достаточно сильно растет с увеличением толщины гидридного кольца. В то же время общая наработка ^{60}Co в ОУ сильнее зависит от количества элементов с кобальтом. В связи с этим общая наработка падает с увеличением толщины кольцевого ЗЭЛ. Часто представляет интерес не столько общая наработка, а наработка кобальта-60 с удельной активностью выше некоторого предела (60, 80, 100 Ки/г). Если заданный уровень удельной активности достигается не на всей высоте активной зоны, то с увеличением толщины кольцевого ЗЭЛ может

расти (или оставаться по крайней мере на одном уровне) и общая наработка кобальта-60 с удельной активностью выше заданного предела, несмотря на уменьшение количества элементов с кобальтом.

Фактором, ограничивающим возможность применения ОУ для наработки кобальта-60, служит возмущение, вносимое в нейтронное поле реактора. На рис. 6 показан характер возмущений энерговыделения и скоростей реакций вблизи ОУ. До радиуса ≈ 15 см от центра ОУ возмущения в основном определяются глобальным завалом потока нейтронов. Ближе к границе с ОУ происходят резкие спектральные изменения. При этом в наиболее напряженных точках ТВС, прилегающих к ОУ, энерговыделение может превышать энерговыделение в исходном варианте (без ОУ), а в среднем по всей ТВС будет меньше его невозмущенного значения. Таким образом, расположение ОУ в первом ряду БЗВ приводит к завалу тепловыделения на границе активной зоны, т.е. к увеличению коэффициента неравномерности. Отсюда следует вывод о целесообразности размещения ОУ на большем расстоянии от центра реактора. Выше уже отмечалось, что это целесообразно и в связи с заметной отрицательной реактивностью ОУ. В табл. 3 приведены результаты расчета возмущений скоростей реакций на границе ОУ с активной зоной при использовании ПЭЛов с различными материалами.

Таблица 3

Отношения тепловыделений и скоростей реакций на границе ОУ с активной зоной к их значениям в исходном варианте для ОУ второго типа с различными поглотителями

Вид ПЭЛ	Параметр	Qv	$f5$	$f8$	$f9$	$c8$	a_{\max} Ку/г
		$\overline{Qv}_{\text{исх}}$	$\overline{f5}_{\text{исх}}$	$\overline{f8}_{\text{исх}}$	$\overline{f9}_{\text{исх}}$	$\overline{c8}_{\text{исх}}$	
B_4C	100 %	1,03	1,08	0,66	1,11	0,96	115
	50 %	1,26	1,31	0,71	1,46	1,16	126
Eu_2O_3	100 %	0,80	0,81	0,59	0,85	0,77	99
	70 %	0,91	0,93	0,64	0,97	0,88	104
	30 %	1,18	1,20	0,70	1,28	1,09	117
Hf	стержень	1,28	1,32	0,61	2,01	0,91	117
Hf	полоса	1,10	1,13	0,58	1,66	0,82	131

Приведенные результаты указывают на возможность снизить возмущения до приемлемого уровня. Наибольшей эффективностью с точки зрения защиты окружающих ОУ ТВС обладает окись европия. Применение ПЭЛ с Eu_2O_3 даже при минимальном диаметре приводит к завалам скоростей реакций ниже их

невозмущенного значения. В то же время активность кобальта в данном варианте меньше, чем в других случаях. Данный поглотитель целесообразно применять с разбавителем, позволяющим добиться оптимального содержания европия в ПЭЛ. Большим недостатком ПЭЛ с европием является его большая активность после облучения, что затрудняет обращение с ОУ в послереакторных операциях (транспортировка, разделка, захоронение). Достаточно эффективным поглотителем является карбид бора. Однако он сильно выгорает. За время облучения 4-5 микрокампаний может выгорать до 80% изотопа ^{10}B . Менее эффективным, но не обладающим подобными недостатками является гафний. В вариантах с Hf наибольшие возмущения наблюдаются для реакции f_9 . Это возможно приведет к необходимости дополнительных ограничений по накоплению плутония-239 в экранных ТВС, окружающих ОУ. Минимизировать потери, связанные с таким ограничением, можно оптимизируя программу перегрузок ТВС.

Экспериментальные исследования макетов облучательных устройств

Описание эксперимента

В настоящее время имеется опыт использования гидрида циркония в стержнях регулирования типа "ловушка". Стержни такого типа были разработаны и испытаны в реакторах БН-350 и БН-600. Имеется ряд экспериментальных и расчетных работ по их исследованию. Однако эти работы имели достаточно узкую направленность - исследовалась в основном эффективность стержней. Использование этих данных не позволяет сделать однозначных выводов в подтверждение расчетов активации кобальта. Требуется экспериментальное подтверждение достижимых активностей ^{60}Co и оценка возмущений, вносимых ОУ в нейтронное поле реактора.

Такую информацию можно получить на критическом стенде с использованием макетов с максимально близкой к ОУ конструкцией. Было изготовлено 4 макета.

Первый из них имитировал ОУ с ЗЭЛ кольцевого типа. Макет содержал 15 элементов с кобальтом в кольцевом зазоре, образованном замедляющими элементами. В качестве поглотителя был использован гафний.

Второй имитировал ОУ с ЗЭЛ блочного типа. По конструкции в основном повторял первый. В кольцевом зазоре находилось 5 элементов с кобальтом и 5 разблокирующих стерженьковых элементов из замедлителя, расставленных через один.

Третий макет был аналогичен первому, но имел более толстый кольцевой ЗЭЛ и содержал 6 элементов с кобальтом.

И наконец, четвертый макет отличался от первого лишь материалом поглотителя. В данном макете была использована окись европия.

Измерения проводились на критической сборке КОБРА [6]. Для моделирования экранного спектра БН-600 в центре реактора была создана вставка из обедненного урана, в центре которой и помещались макеты. Одной из основных величин, требовавших экспериментальной проверки, являлась абсолютная скорость активации кобальта (скорость реакции захвата на ^{59}Co). Помимо скорости реакции захвата на кобальте, экспериментальной проверке подлежат расчеты возмущений, создаваемых облучательной сборкой в окружающем ее нейтронном поле. В первую очередь это касается возмущений скоростей реакций деления урана-235 и плутония-239 (определяют всплески энерговыделений) и захвата ^{238}U (определяет накопление плутония). Наибольшие возмущения наблюдаются непосредственно у поверхности чехла облучательного устройства. Поэтому распределение скорости деления урана-235 было измерено в 6 точках по радиусу, а скорости реакций деления плутония-239 и захвата урана-238 только вблизи макета ОУ. Таким образом, была выбрана следующая схема эксперимента. Сначала были проведены измерения скорости деления урана-235 во вставке из UO_2 , которые могут быть мониторинжными для исследований возмущений скоростей различных реакций. Затем в центре вставки устанавливались макеты ОУ, и измерялись скорости реакций захвата кобальта, деления урана-235 и плутония-239, захвата урана-238. Расчет предполагалось выполнить по той же схеме, которая применялась для оценки характеристик ОУ в БН-600. Согласие расчетных данных с экспериментальными может тем самым подтвердить расчетные характеристики ОУ для БН-600, а полученные расхождения дают представление о точности расчетов и могут быть использованы для корректировки расчетных методов.

Процедура измерений и экспериментальные методики

В эксперименте измерялись относительные скорости деления урана-235 и абсолютные скорости реакций захвата на кобальте-59, уране-238, деления на уране-235 и плутонии-239. Измерения проводились методами активационных и твердотельных трековых детекторов ТТД. Наведенная активность облученных активационных детекторов измерялась на гамма-спектрометре с детектором $\text{Ge}(\text{Li})$ (объем 60 см, разрешение 3,5 кэВ по линии ^{137}Cs) и на сцинтилляционном детекторе $\text{NaJ}(\text{Tl})$ размером 60х60 с колодцем. Применение полупроводникового детектора для определения скорости реакции $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{Pu}$ позволило разрешить основную гамма-линию ^{239}Pu - 277,6 кэВ от побочной 285,4 кэВ. Использование сцинтилляционного спектрометра с

высокой эффективностью (0,5 для $E_n=500$ кэВ) для измерения относительных распределений скоростей реакций деления $^{235}\text{U}(n, f)$ позволило при низких активностях осколка ^{140}La добиться сравнительно низкой статистической погрешности и существенно уменьшить время измерений. При измерении абсолютных скоростей реакций вследствие низкой активности активационные детекторы располагались в непосредственной близости от полупроводникового детектора, т.е. в условиях "плохой геометрии". Это обстоятельство существенно увеличивает погрешность измерений.

Для измерений с помощью метода ТТД использовались детекторы с калиброванными слоями урана-235 и плутония-239, нанесенными на алюминиевую подложку. Точность определения ядер делящегося вещества составляла 1-2%. Эффективность трекового детектора определялась на Государственном эталоне плотности потока тепловых нейтронов во ВНИИМ им. Менделеева. Обсчет ТТД осуществлялся на сканирующем микроскопе ЛЮМАН-ПМ11.

Сравнение данных расчета и результатов эксперимента

Расчетный анализ эксперимента с макетами производился в основном по программе КРАБ-1. Для макета 2 оценка скорости захвата кобальта была выполнена по программе МССГ с заданием на поверхности макета источника нейтронов. Результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных приведены в табл. 4, 5.

Таблица 4

Экспериментальные и расчетные распределения скорости реакции деления урана-235

r, мм	Макет 1			Макет 2		
	расчет	эксп.	р/э	расчет	эксп.	р/э
53	1,10	1,19	0,92	1,13	1,24	0,91
63	1,09	1,11	0,98	1,12	1,17	0,96
88	1,05	1,00	1,05	1,07	1,03	1,04
100	1,04	0,96	1,08	1,04	1,03	1,01
150	1,02	0,99	1,03	1,03	1,00	1,03
250	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
58	1,10	1,29	0,85	1,13	1,23	0,92
250	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00

Продолжение таблицы 4

г, мм	Макет 3			Макет 4		
	расчет	эксп.	р/э	расчет	эксп.	р/э
53	1,20	1,31	0,92	0,96	0,97	0,99
63	1,17	1,20	0,98	0,97	0,97	1,00
88	1,10	1,08	1,02	0,97	0,95	1,02
100	1,06	1,03	1,03	0,97	0,94	1,03
150	1,02	0,98	1,04	1,01	0,99	1,02
250	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
58	1,20	1,33	0,90	0,97	1,07	0,91
250	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00

Примечание. Погрешность эксперимента составляет 3%. Данные в верхней части таблицы получены методом активационных детекторов, в нижней - методом ТТД.

Таблица 5

Отношение скоростей реакций захвата на кобальте и деления ^{238}Pu к скорости деления урана-235 во вставке без макета и скорости реакции захвата на уране-238 к ее значению во вставке без макета

реакция	г, мм	Макет 1			Макет 2		
		расчет	эксп.	р/э	расчет	эксп.	р/э
Ссо	20	0,387	0,357	1,08+0,09	0,73	0,67	1,09+0,09
F9	58	1,41	1,92	0,73+0,09	1,55	2,15	0,72+0,09
С8	53	0,855	1,52	0,56+0,09	0,84	1,51	0,55+0,09
С8	63	0,855	0,858	1,00+0,09	0,84	0,89	0,94+0,09
реакция	г, мм	макет 3			макет 4		
		расчет	эксп.	р/э	расчет	эксп.	р/э
Ссо	20	0,73	0,60	1,20+0,09	,262	,259	1,01+0,09
F9	58	1,64	2,21	0,74+0,09	0,94	1,36	0,69+0,09
С8	53	0,82	1,51	0,54+0,09	0,87	1,54	0,56+0,09
С8	63	0,82	0,91	0,90+0,09	0,87	0,83	1,05+0,09

Примечание. Скорости реакций С8 и Ссо измерялись методом активационных детекторов, F9 - методом ТТД.

Из приведенных данных можно сделать следующие выводы:

- расчет скорости реакции захвата на кобальте-59 предсказывает ее с точностью не хуже 20%;
- распределение скорости деления ^{235}U согласуется с расчетом в пределах 10%;
- большие расхождения для реакции захвата на уране-238 на поверхности чехла макетов связаны с завышением эффектов блокировки сечения захвата, поскольку спектр нейтронов, вылетающих из макета, не имеет резонансной структуры. Как

видно из табл. 5, данный эффект имеет место в очень узкой области. На расстоянии 1 см от границы макета он не наблюдается, и расчет по КРАБ-1 согласуется с экспериментом в пределах 10%. Поправка на разблокировку сечения реакции захвата на уране-238, как видно из эксперимента, составляет величину 70-80%. Таким образом, расчет скорости данной реакции должен вестись с большой степенью внимания к указанному эффекту;

- достаточно большие расхождения получены для возмущений скорости деления плутония-239. Причину такого результата пока установить не удалось.

Выводы

Таким образом, расчетные исследования показывают возможность создания облучательного устройства для получения кобальта-60 с необходимым уровнем удельной активности около 100 Ки/г. Достоверность расчетных данных (в пределах 20%) подтверждена в экспериментах с макетами ОУ на стенде КОБРА. Повышение точности расчета возможно при более корректном учете термализации нейтронов. Поскольку перспективными являются ОУ с большим количеством замедлителя, проблема учета термализации приобретает первостепенное значение.

Из приведенного выше материала можно сделать определенные выводы о возможной конструкции ОУ. Сборка должна иметь довольно большую долю замедлителя. Наилучшим является вариант замедлителя в виде блока с отверстиями для размещения облучаемого материала. Однако данный вариант может оказаться неприемлемым из-за возможных больших уровней температур и механических напряжений. В этом случае оптимальным является вариант замедлителя кольцевого типа. Введение дополнительных разблокирующих элементов может значительно повысить удельную активность при не очень значительной потере в общей активности. Это позволяет гибко реагировать на возможные требования на наработку кобальта-60 в ОУ (в зависимости от того, требуется максимум общей наработки или максимум удельной активности). На периферии сборки должен быть расположен поглотитель. В настоящее время в качестве поглотителя рассматривается освоенный в быстрых реакторах материал - окись европия, тем более, что в принципе поглощающие элементы на основе окиси европия могут быть использованы в качестве источника гамма-излучения. С точки зрения физики реактора, хорошим поглотителем является гафний, однако его использование в ОУ должно быть обосновано соответствующими экономическими исследованиями.

Использование поглотителя в составе ОУ приводит к заметной отрицательной реактивности, вносимой ОУ. Таким образом, общая наработка во всем реакторе будет ограничена имеющимся запасом реактивности.

- Экспериментальные данные по возмущениям скоростей реакций показали:
- для скорости реакции f_5 максимальное расхождение составляет 10%;
 - для корректного расчета скорости реакции захвата на уране-238 необходим учет резонансной поправки. В области, где отсутствует данный эффект (на расстоянии 1 см от границы ОУ), максимальное расхождение между расчетом и экспериментом составляет 10%;
 - для реакции f_9 различия расчета и эксперимента достигают 40%.

Для поиска причин расхождения необходимы дополнительные исследования.

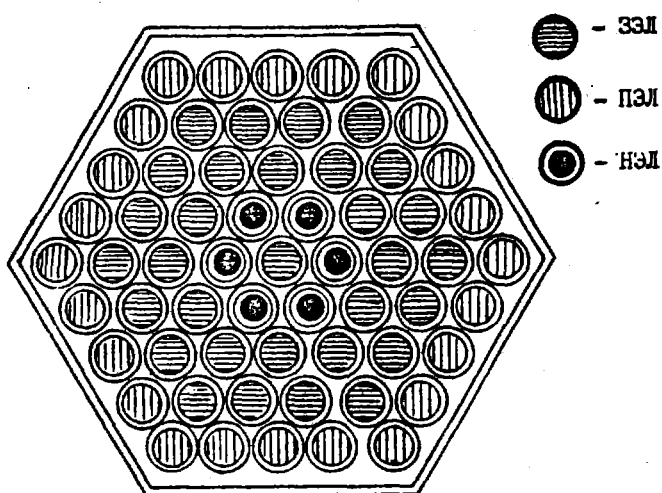


Рис. 1. ОУ с элементами стержневого типа

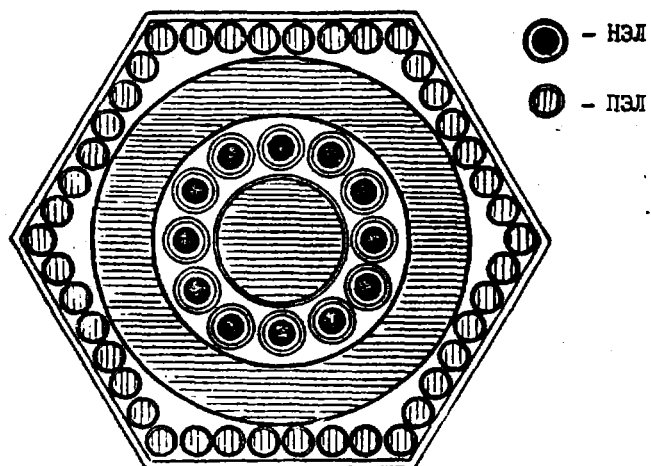


Рис. 2. ОУ с кольцевым замедляющим элементом

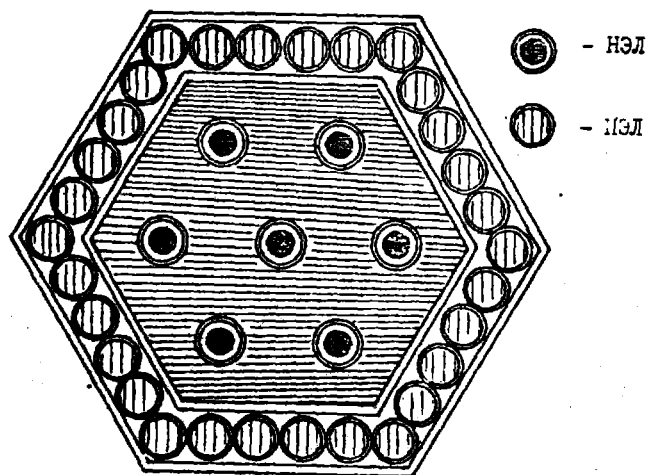


Рис. 3. ОУ с замедляющим элементом блочного типа

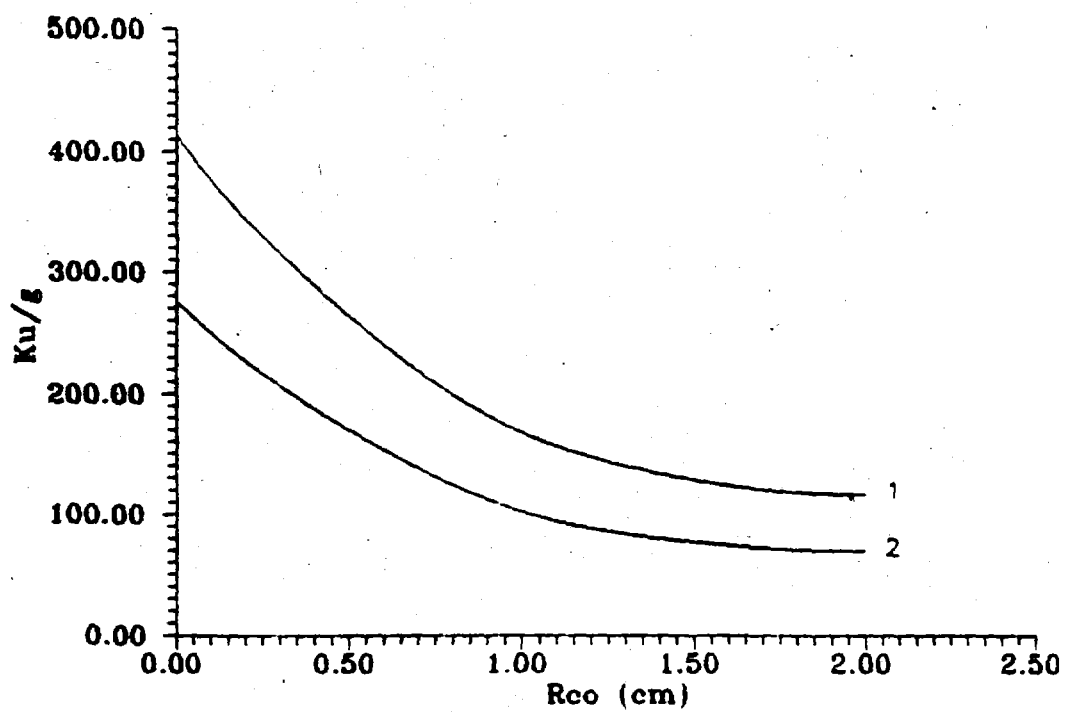


Рис. 4. Зависимость удельной активности ^{60}Co в ОУ с кольцевым ЭЭЛ от радиуса расположения кобальтовых элементов

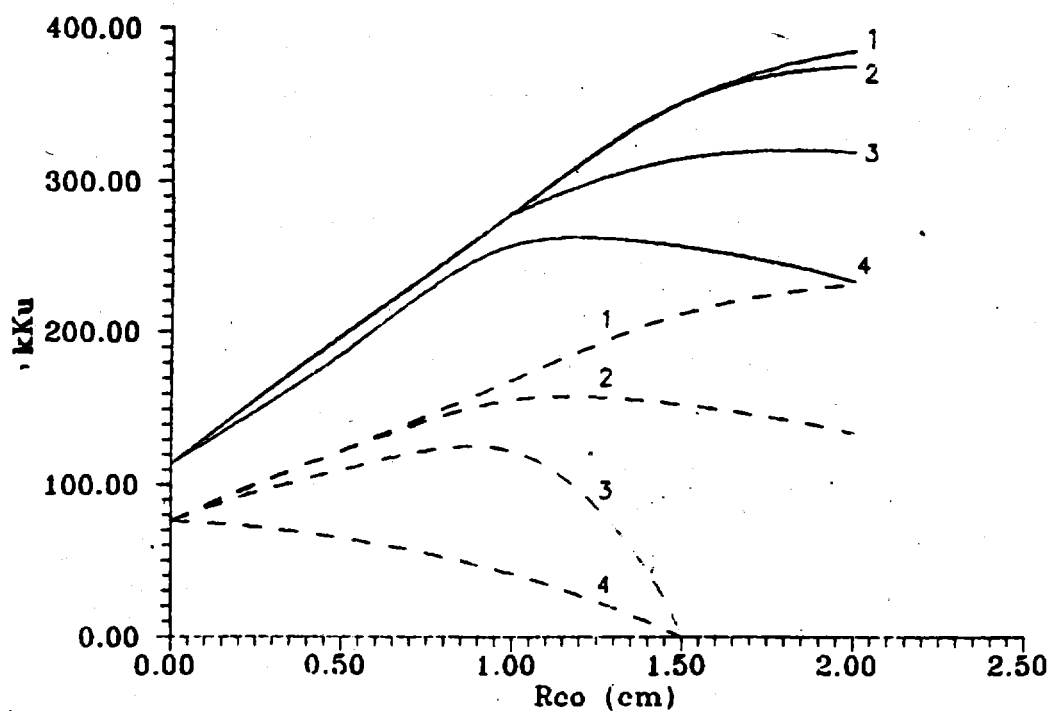


Рис. 5. Нароботка кобальта в ОУ в первом ряду (сплошная линия) и во втором ряду (пунктир) БЗВ БН-600: общая (1), с удельной активностью выше 60 Ки/г (2), 80 Ки/г (3), 100 Ки/г (4)

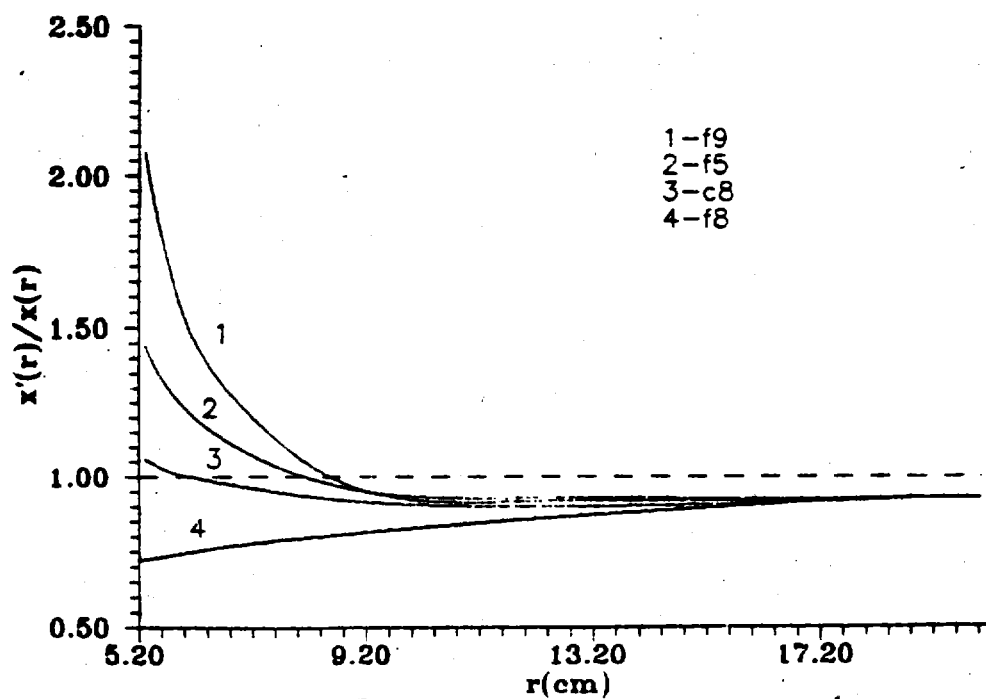


Рис. 6. Отношение скоростей реакций вблизи с ОУ в вариантах с ОУ (x') и без него (x)

Список литературы

1. Wootan D.W. et.al.//Nucl.Sci. and Eng. 1989. Vol.103. P.150.
2. Савоськин М.М. и др.//Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика и техника ядерных реакторов. 1984. Вып.6(43). С.39.
3. Суслов И.Р. Программа MCGG. Описание применения. Обнинск, 1987.
4. Майоров В.В. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика и техника ядерных реакторов. 1981. Вып.8(21). С.17.
5. Коробейников В.В., Кутузова Л.В. МКРА - программа расчета нейтронных полей методом Монте-Карло в подгрупповом приближении с точным учетом анизотропии упругого рассеяния: Препринт ФЭИ -1415. Обнинск, 1983.
6. Гончаров Р.К. и др.//Известия АН БССР, 1971. N 1. С.12.

Статья поступила в редакцию 12 июля 1991 г.

ПРОВЕРКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ РЯДА АКТИНИДОВ
В ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

С. М. Бедняков, В. А. Дулин, И. В. Мальшева, Г. Н. Мантуров, А. М. Цибуля
Физико-энергетический институт, Обнинск

TESTING OF SOME ACTINIDS NEUTRON DATA IN INTEGRAL EXPERIMENTS. The comparison of calculational and experimental results on ratios of average cross sections and reactivity coefficients for actinides ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am and ^{243}Am measured into various fast critical assemblies spectra is conducted. The calculational results with new group constants system BNAB-90 were obtained. Conclusions about the reliability of actinide fission and capture cross sections and possibility of its more accurate definition are made.

Введение

В настоящее время проблеме актиноидов, содержащихся в отработавшем ядерном топливе атомных электростанций, уделяется все больше внимания. Как известно, активность топлива после его захоронения через несколько сот лет и в течение тысячелетий полностью будет определяться активностью накопившихся в нем актиноидных элементов ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am , ^{244}Cm и др. Это практически делает невозможным вопрос использования этого топлива и обуславливает огромный радиологический риск в районе захоронения. Как обсуждается сейчас [1], эта проблема может быть разрешена путем рециклирования отработавшего ядерного топлива в реакторах деления, например в быстрых реакторах, и трансмутации актиноидов в продукты деления, имеющие более короткие периоды полураспада.

Для оценок периода и параметров рецикла необходимо знание сечений захвата и деления актиноидных элементов в широкой области энергий нейтронов: от ≈ 10 кэВ до нескольких МэВ.

В данной работе для актиноидов ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am и ^{243}Am проводится анализ имеющихся результатов измерений отношений средних сечений деления и коэффициентов реактивности, полученных в экспериментах на быстрых критических сборках. Проводится сравнение этих данных с расчетами по новой системе групповых констант БНАБ-90, разрабатываемой в ФЭИ, и делаются выводы о возможности уточнения сечений захвата и деления актиноидов.

Измерения на критсборках и расчетные результаты

Для нуклидов ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am и ^{243}Am измерены отношения средних сечений деления $\bar{\sigma}_1/\bar{\sigma}_5$ к урану-235 и отношения коэффициентов реактивности R_1/R_9 к плутонию-239 в быстрых критических сборках различной мягкости спектра [2,3]. Как это видно из таблицы, где приведена сводка имеющейся экспериментальной информации, наиболее полно программа по проверке сечений актинидов была выполнена на физическом стенде FCA (Япония). Эксперименты, выполненные на критсборках FCA, информативны как к сечениям деления, так и к сечениям захвата в широкой области энергий нейтронов: от ≈ 10 кэВ до 10 МэВ. Что касается жесткихборок GODIVA, JEZEBEL и др., то они информативны лишь к сечениям деления и в высокоэнергетической части спектра. Эксперименты на других сборках дополняют лишь данные для нептуния-237.

Сводка имеющейся экспериментальной информации по измерению отношений сечений и коэффициентов реактивности для актинидов ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am , и ^{243}Am на критических сборках

Сборки	Доля нейтронов ниже 40 кэВ, в %	^{237}Np		^{238}Pu		^{241}Am		^{243}Am	
		$\bar{\sigma}/\bar{\sigma}_5$	R/R_9	$\bar{\sigma}/\bar{\sigma}_5$	R/R_9	$\bar{\sigma}/\bar{\sigma}_5$	R/R_9	$\bar{\sigma}/\bar{\sigma}_5$	R/R_9
FCA-IX-1	33,0	+	+	+	+	+	+	+	+
FCA-IX-2	23,0	+	+	+	+	+	+	+	+
FCA-IX-3	17,0	+	+	+	+	+	+	+	+
FCA-IX-4	7,1	+	+	+	+	+	+	+	+
FCA-IX-5	5,0	+	+	+	+	+	+	+	+
FCA-IX-6	4,3	+	+	+	+	+	+	+	+
FCA-IX-7	4,0	+	+	+	+	+	+	+	+
GODIVA	1,3	+							
JEZEBEL	1,0	+	+				+		
JEZEBEL-PU	1,0	+							
FLATTOP-25	1,6	+	+		+		+		
BIG-TEN	5,2	+	+		+				
ZPR-3-11	5,5	+							
ZEBRA-2	25,0	+							
ZEBRA-3	5,3	+							
VERA-11A	12,0	+							
VERA-1B	15,0	+	+						

Расчеты всех критическихборок выполнялись в одномерной геометрии в P_1 - и S_n -приближениях по программе КРАБ-1 [4] с константным обеспечением АРАМАКО-80 на базе констант БНАБ-78 [5]. Расчеты измеренных величин отношений сечений и реактивностей выполнялись с константами БНАБ-90, составленными на основе файлов оцененных нейтронных данных [6].

На рис. 1-5 представлено сравнение расчетных и экспериментальных данных, полученных на критсборках. Там же приведены результаты расчетов с использованием библиотеки JENDL-2 (данные взяты из [3]). В расчетные результаты введены поправки на эффекты гетерогенной структуры ячеек критическихборок и конечные размеры образцов, с которыми проводились измерения, по методикам [7,8].

Обсуждение результатов

На рис. 1-4 представлено сравнение отношений результатов расчета к эксперименту для измеренных величин $\bar{\sigma}_1/\bar{\sigma}_S$ и R_1/R_9 . Как это видно, для отношений сечений деления результаты, полученные с использованием констант БНАБ-90, в целом хорошо описывают всю совокупность экспериментальных данных. Наблюдаемые отклонения расчета от эксперимента в среднем для всех нуклидов не превышают 3,5%. Погрешность, которую вносят неопределенности сечений деления актинидов, составляют примерно ту же величину. Таким образом, расчетные результаты величин $\bar{\sigma}_1/\bar{\sigma}_S$ для всех актинидов не противоречат их ожидаемым значениям. Типичная погрешность экспериментальных данных равна 2-2,5%, и есть возможность уточнения сечений путем корректировки констант БНАБ-90 по результатам экспериментов на критсборках.

В отличие от отношений средних сечений, для отношений реактивностей R_1/R_9 для всех нуклидов наблюдаются значительные расхождения расчетных и экспериментальных результатов, которые трудно объяснить только погрешностями констант актинидов. Заявленные экспериментальные погрешности равны $\approx 1-3\%$, а расхождения расчета и эксперимента зачастую составляют разы (в ряде случаев расчет и эксперимент имеют даже разные знаки). На рис. 5 приведены абсолютные величины разностей расчетных и экспериментальных результатов. Как видно, наблюдаемые зависимости разностей $C-E$ носят более плавный характер, в отличие от отношений C/E . К тому же зависимости, полученные с использованием различных констант БНАБ-90 и JENDL-2, как видно из рисунков, оказываются похожими, причем расхождения $C-E$ увеличиваются с ростом доли нейтронов ниже 40 кэВ. Этот факт может быть объяснен, во-первых, увеличением вклада в реактивности R_1 резонансных нейтронов, для которых большую неопределенность составляют факторы резонансной самоэкранировки сечений захвата (как видно из данных рис. 5, в константах БНАБ для ^{237}Np , ^{241}Am и ^{243}Am их надо существенно понизить). Во-вторых, увеличение доли мягких нейтронов в спектре выставляет более высокие требования к эксперименту. Так частично имеющиеся расхождения в мягких критсборках можно было бы объяснить наличием примеси водорода (например, в виде воды или масла) в образцах, с которыми проводились

измерения реактивностей. В целом же необходимо отметить, что результаты измерений отношений реактивностей для разных критсборок носят противоречивый характер, и трудно рассчитывать на уточнение сечений захвата исследуемых актиноидов с их помощью. Для этих целей необходимо проведение более надежных экспериментов.

На рис. 8-9 для актиноидов ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am и ^{243}Am представлены дифференциальные измерения сечений захвата и деления, а также групповые константы, полученные из различных библиотек данных. Проводимое сравнение показывает, что сечения, принятые в константах БНАБ-90, не противоречат имеющимся экспериментальным результатам и данным других библиотек. Видно также, что имеющиеся данные дифференциальных измерений сечений захвата актиноидов не позволяют приписать точность знания групповых сечений лучше 20-30%, а в случае ^{238}Pu погрешности сечений захвата составляют, по-видимому, 30-50%. Для сечений деления актиноидов погрешности групповых средних по нашим оценкам составляют 5% (данные по отношениям сечений $\bar{\sigma}_1/\bar{\sigma}_5$ не противоречат этому).

Выводы

Из проведенного анализа следует, что в настоящее время для актиноидных элементов ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am и ^{243}Am имеется согласие между макро- и микроскопическими экспериментами по сечениям деления и оцениваемая точность сечений деления исследуемых актиноидов в области энергий нейтронов $\approx 0,5+10$ МэВ равна, по-видимому, около 5-7%. Имеющиеся результаты измерений реактивностей актиноидов не позволяют надеяться на какое-либо уточнение сечений захвата. Для этого необходимо проведение дополнительных экспериментов. Существующая точность сечений захвата актиноидов составляет 20-50%.

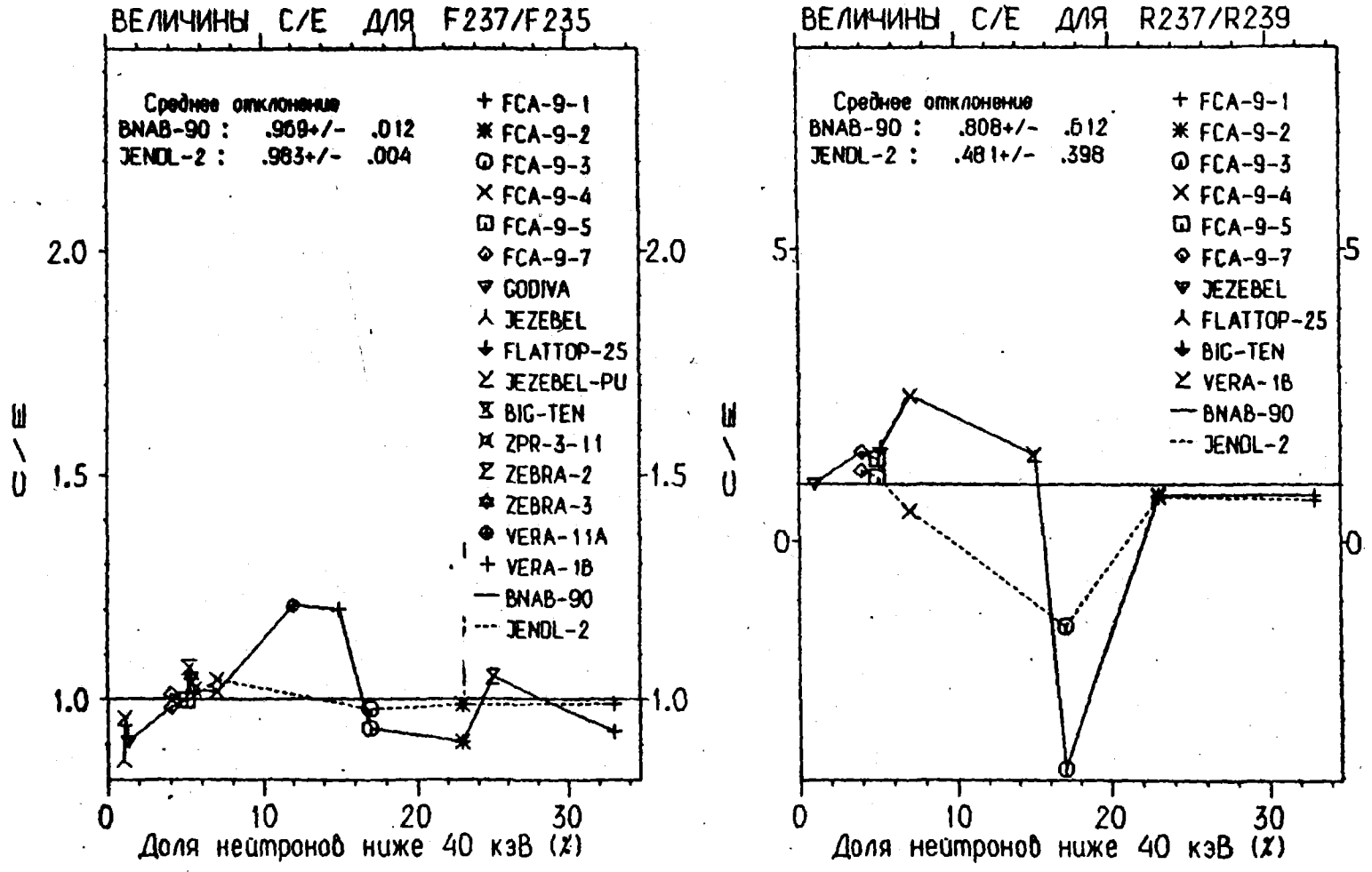


Рис. 1. Отношение расчета к эксперименту интегральных данных для непутия-237

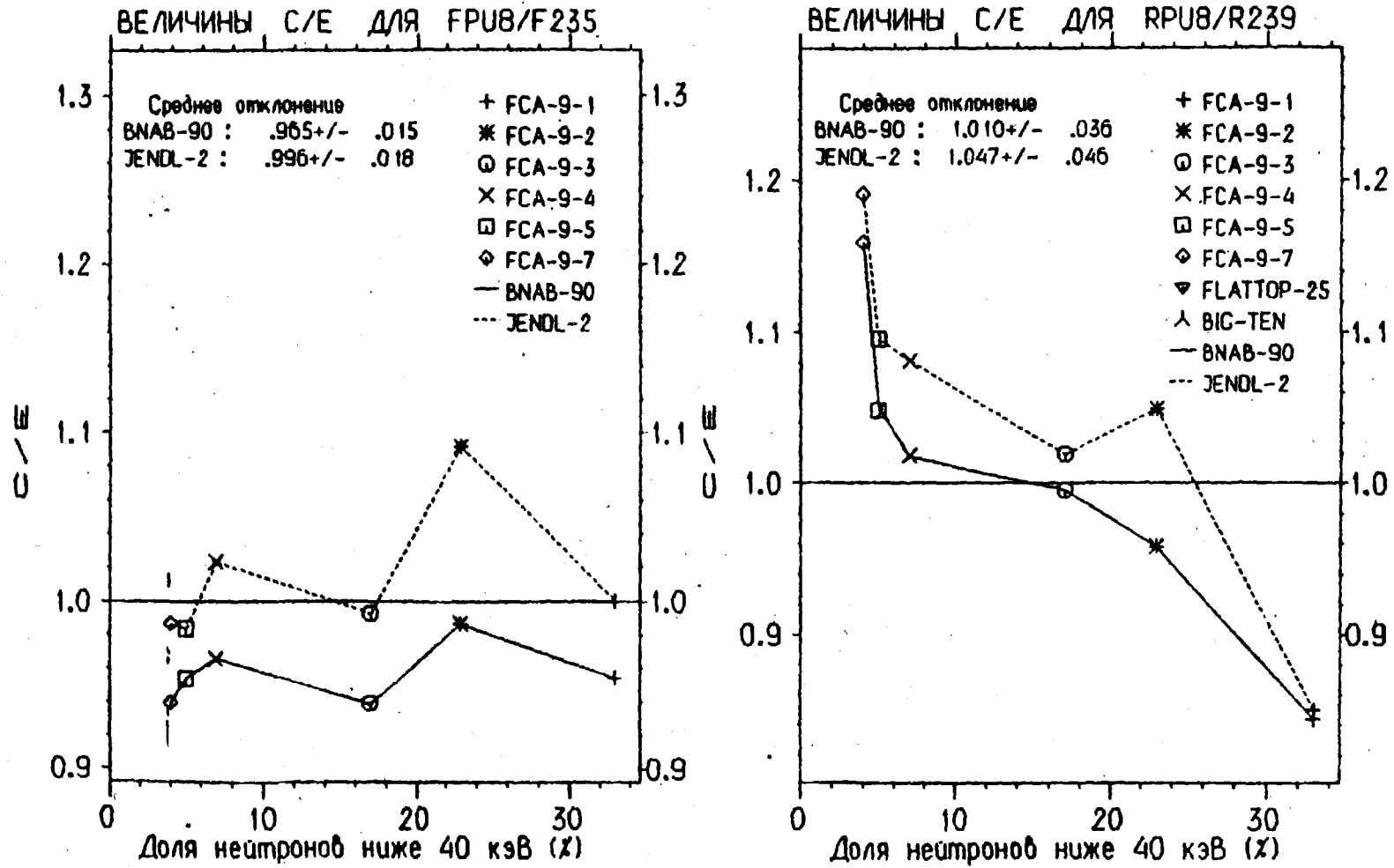


Рис. 2. Отношение расчета к эксперименту интегральных данных для плутония-238

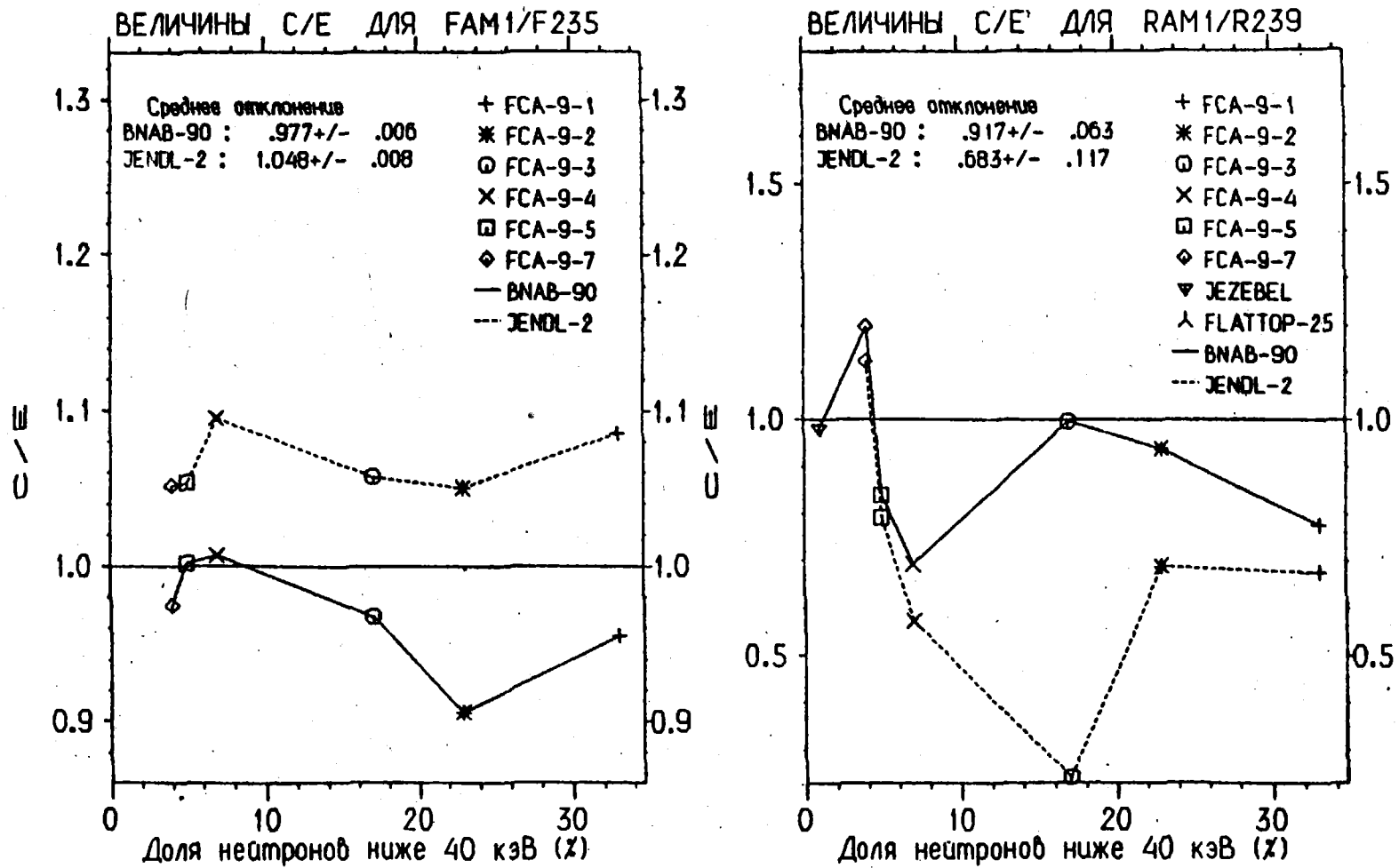


Рис. 3. Отношение расчета к эксперименту интегральных данных для америция-241

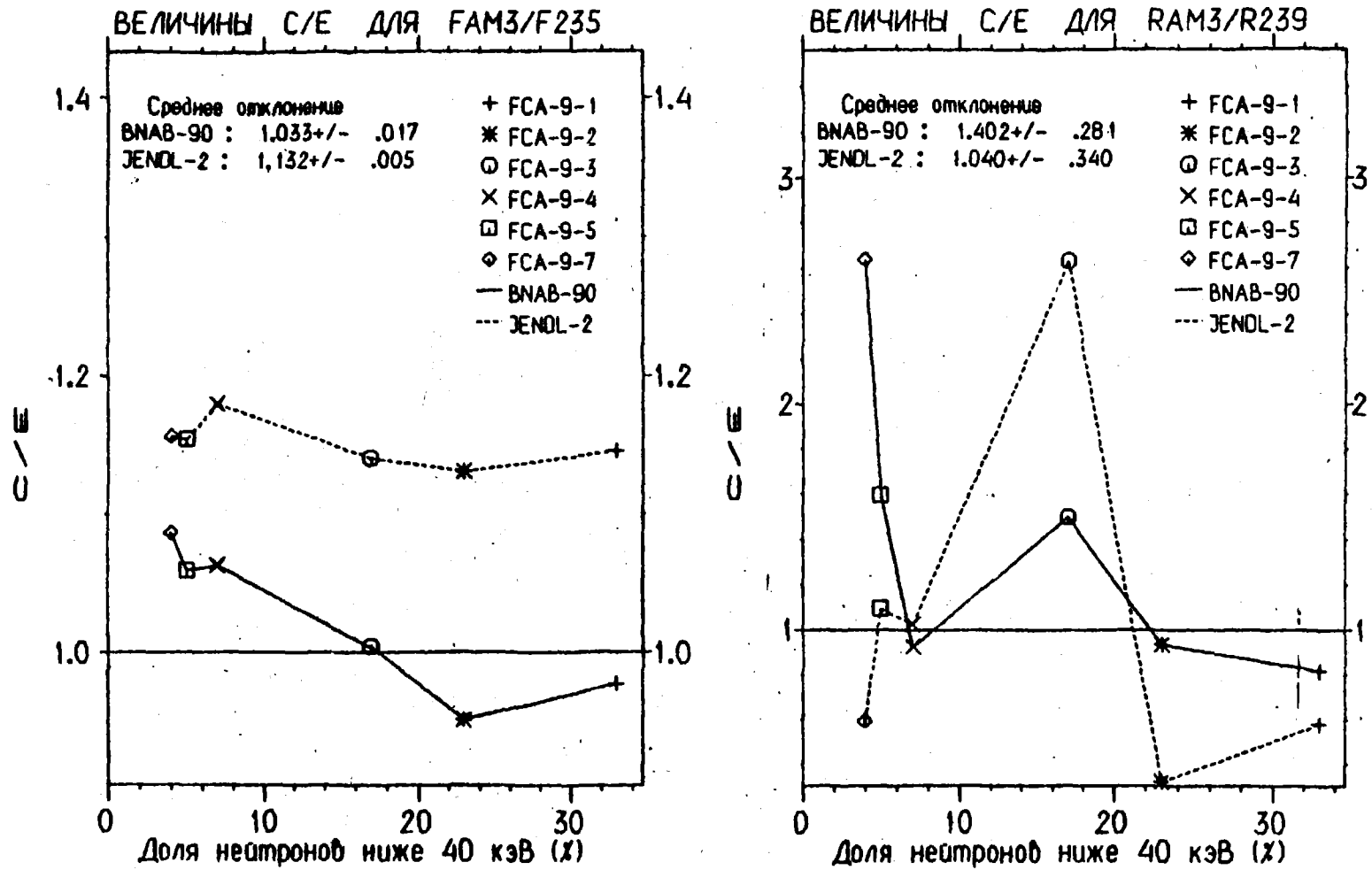


Рис. 4. Отношение расчета к эксперименту интегральных данных для америция-243

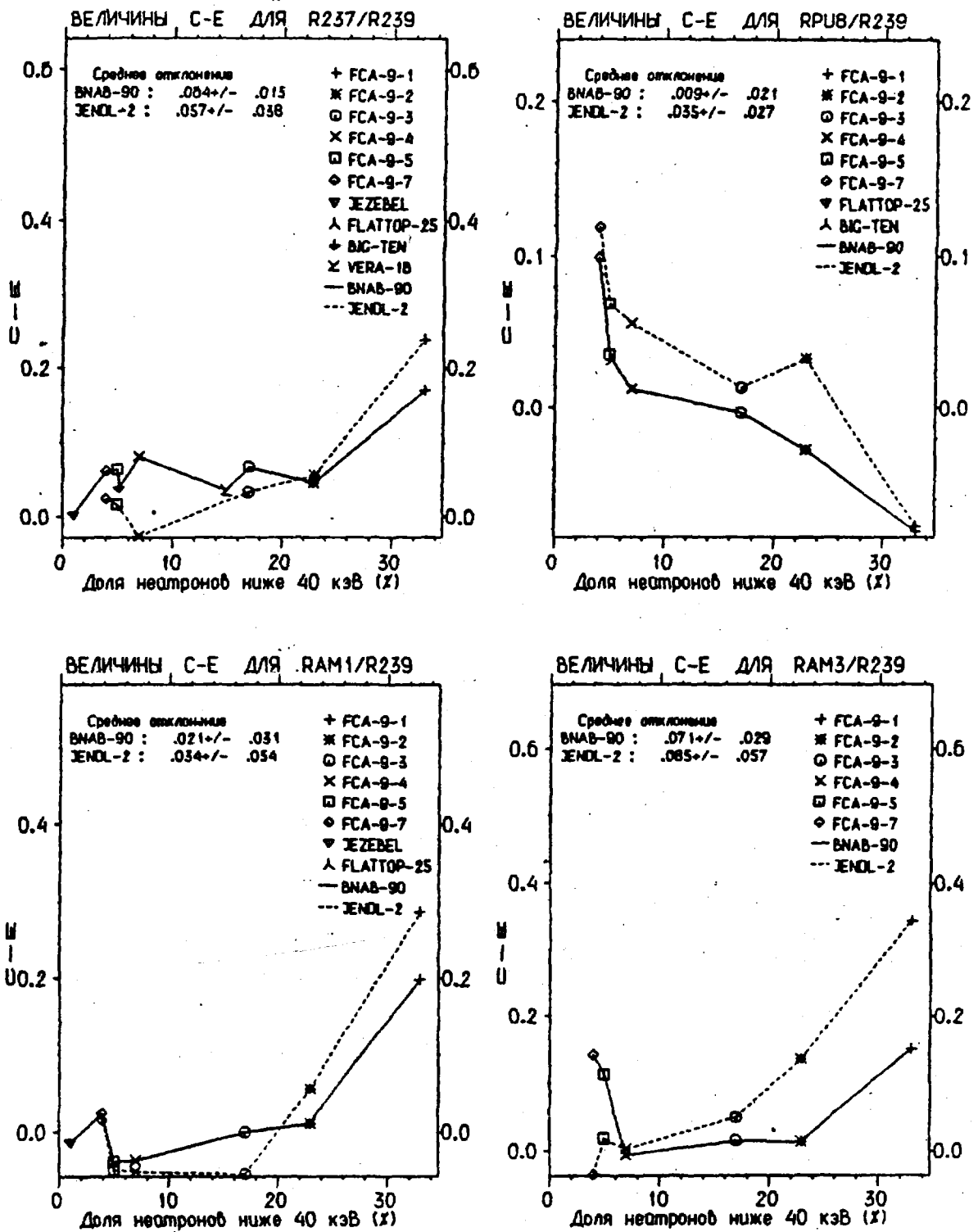


Рис. 5. Абсолютные величины разностей расчета и эксперимента для данных по реактивностям

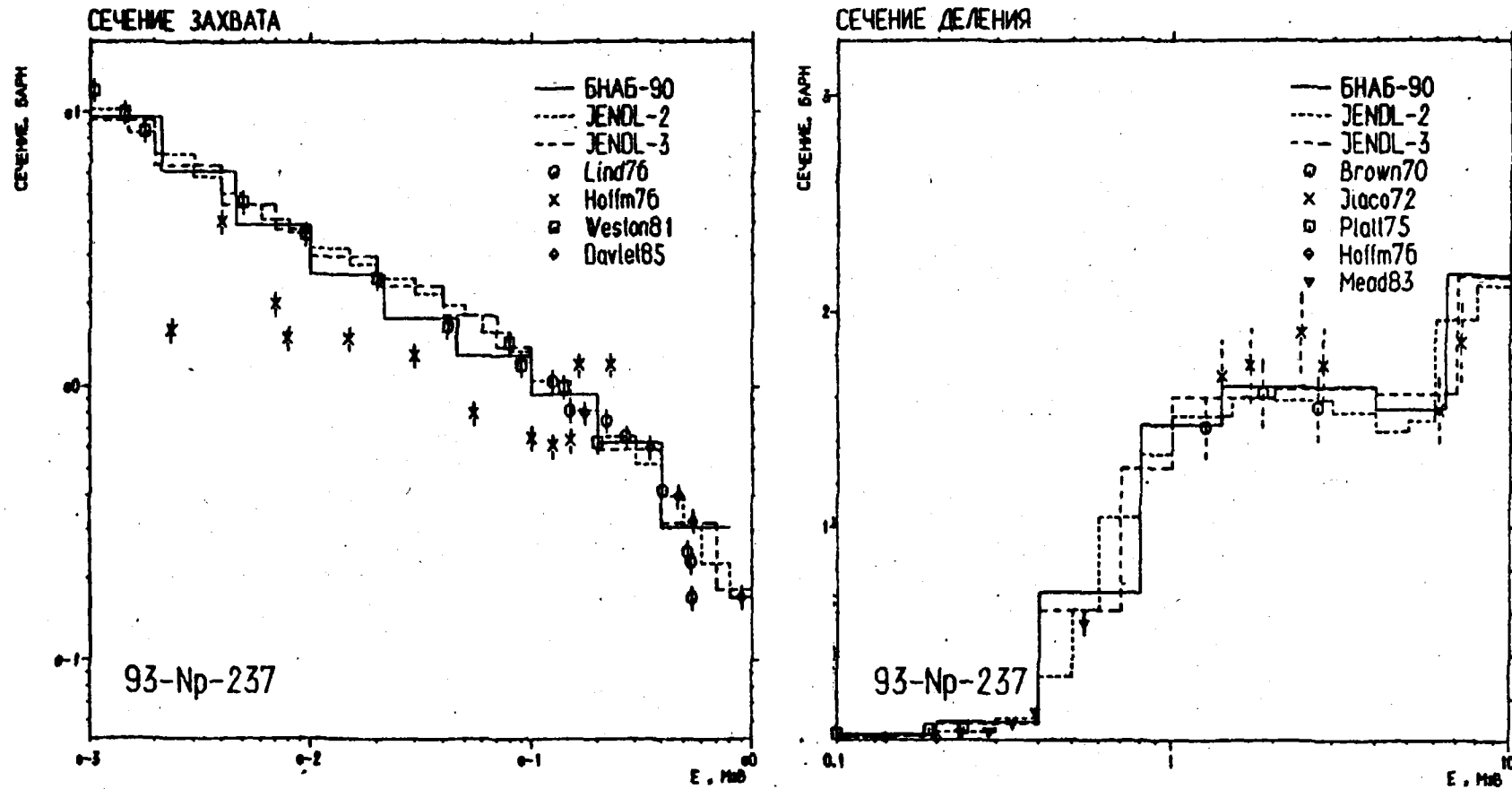


Рис. 6. Сечения захвата и деления для нептуния-237

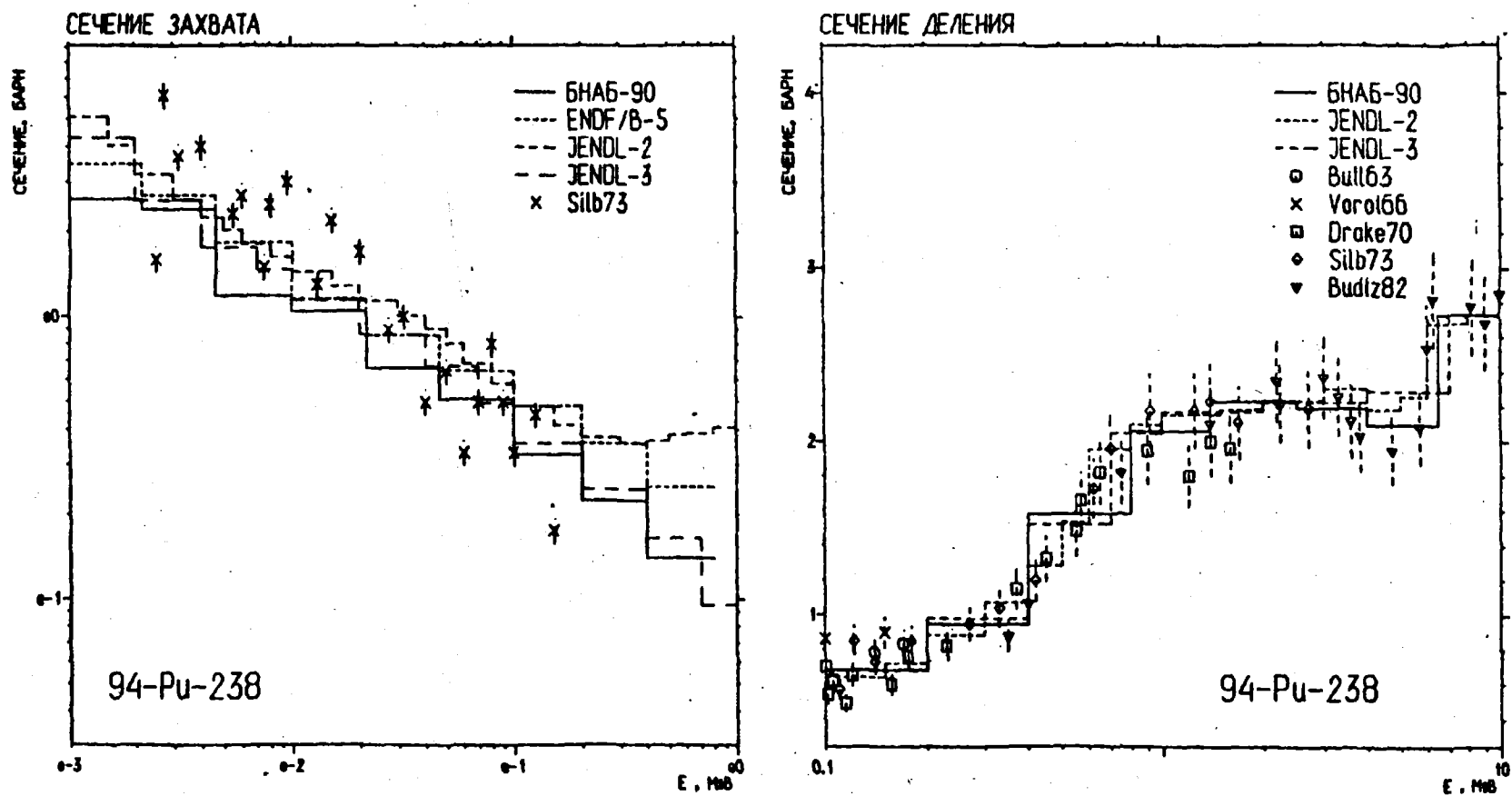


Рис. 7. Сечения захвата и деления для плутония-238

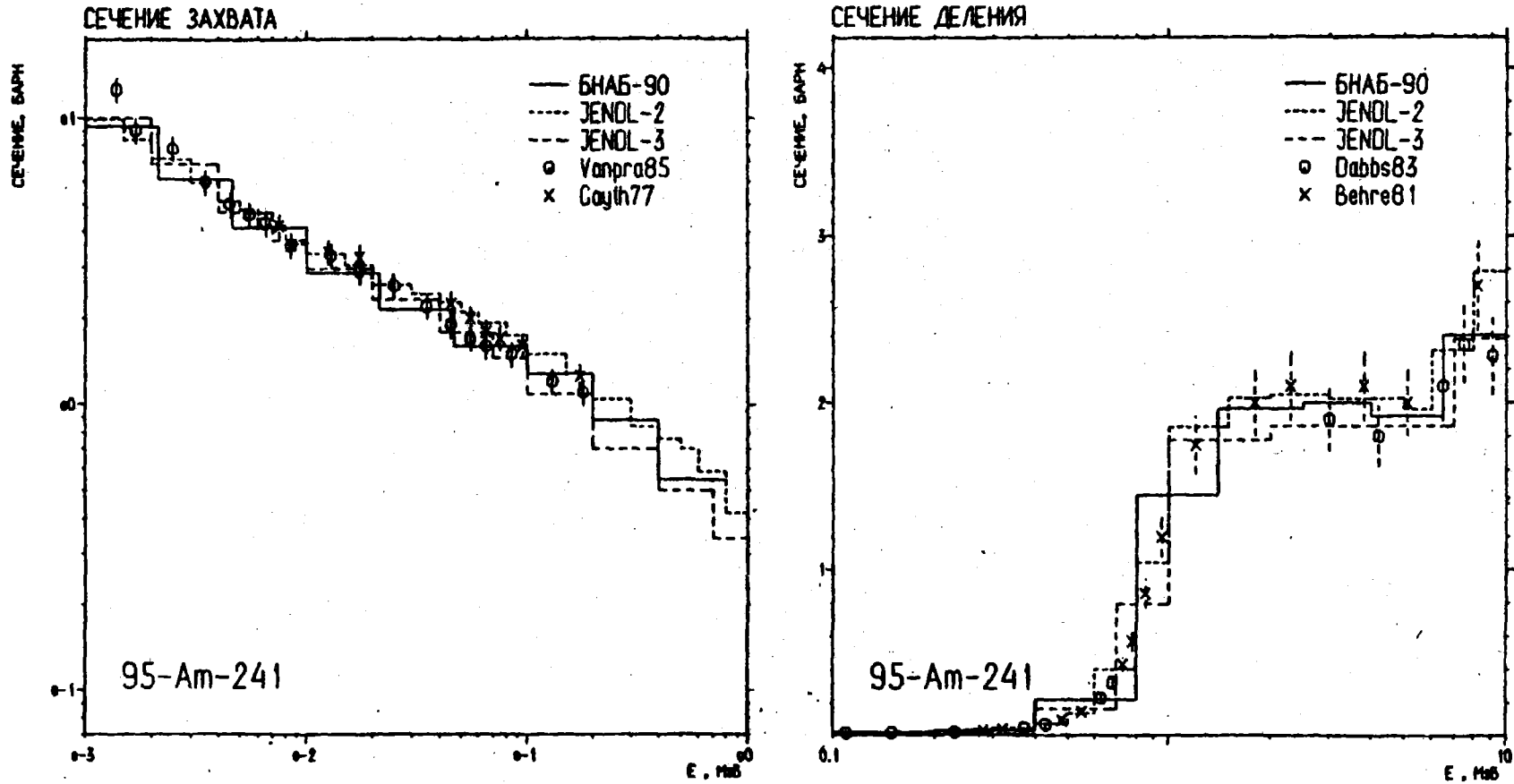


Рис. 8. Сечения захвата и деления для америция-241

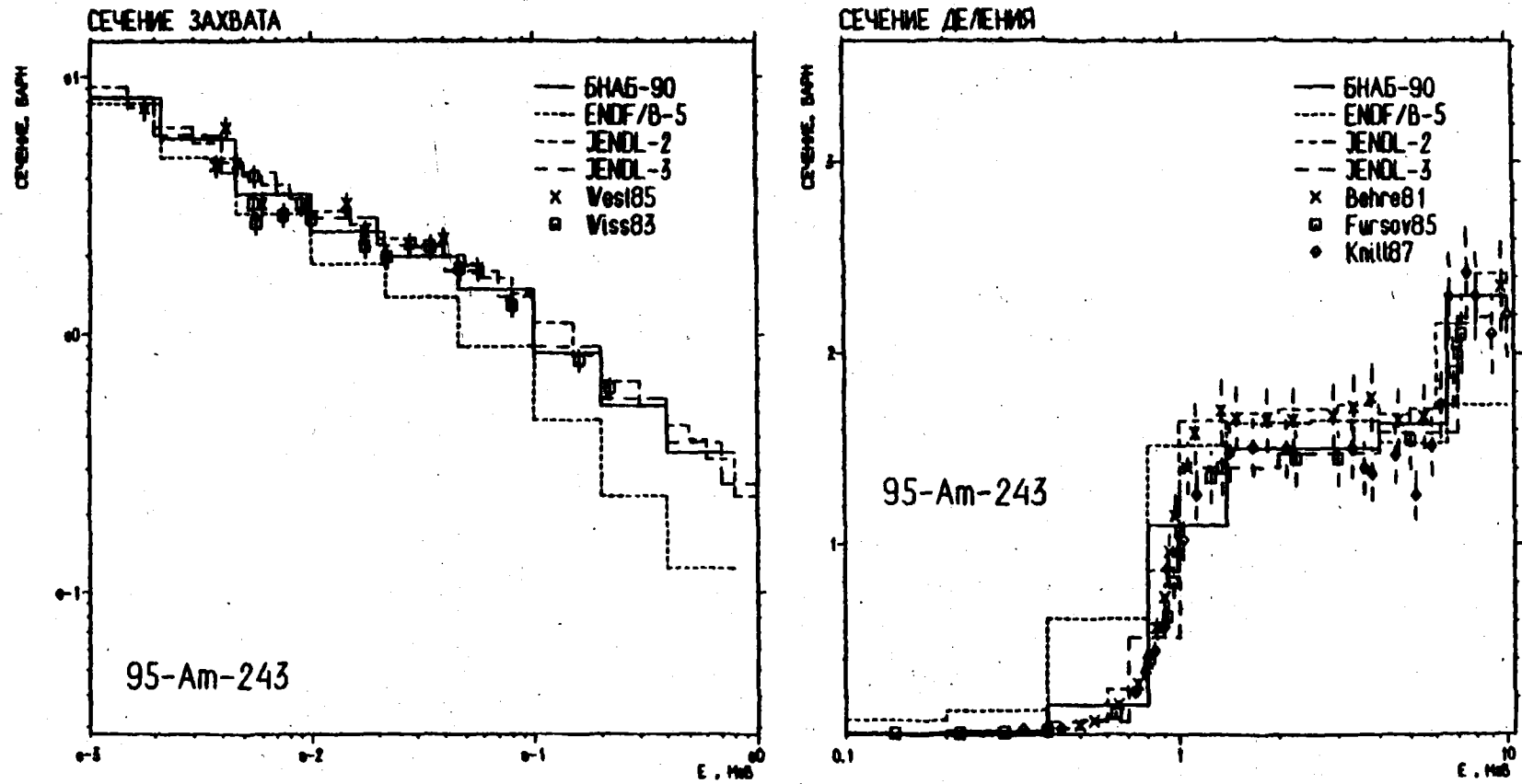


Рис. 9. Сечения захвата и деления для америция-243

Список литературы

1. First OECD/NEA Information Exchange Meeting on Separation and Transmutation of Actinides and Fission Products. Mito, Japan, 1990.
2. ENDF-202. CSEWG Benchmark Specifications, BNL 19302, 1974.
3. Mukaiyama T. et al. // Radiation Effects. 1986. V.93. N 1-4. P.147.
4. Савоськин М.М., Морозова Т.Б., Новиковская Е.И. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика и техника ядерных реакторов. 1984. Вып.6(43). С.44.
5. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчетов реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
6. Blochin A.I. et al. / Proc. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Mito, Japan, 1988. P.611.
7. Бедняков С.М. Реализация метода оценки интегральных экспериментов в условиях стенда БФС.: Препринт ФЭИ-2114, Обнинск, 1990.
8. Дулин В.А. // Атомная энергия. 1989. Т.66. С.79.

Статья поступила в редакцию 7 мая 1991 г.

ИЗУЧЕНИЕ ДОПЛЕР-ЭФФЕКТА УРАНА-238 И ПЛУТОНИЯ В КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ

С. Д. Тамбовцев, В. А. Дулин

Физико-энергетический институт, Обнинск

STUDY OF URANIUM-238 AND PLUTONIUM DOPPLER EFFECT IN THE CRITICAL ASSEMBLIES. The results of measurements carried out in the zero power facilities BFS and KOBRA by oscillations of heater with samples are discussed in the paper. The algorithm of calculation analysis of such experiments is suggested. It is stated, that the constants of ^{238}U make it possible to interpret the results of integral experiments in the broad energy range quite confidently. But plutonium constants demand further investigations with more hard spectra.

Влияние температуры на поглощение нейтронов в резонансах макроскопических сред изучалось давно посредством нагревания всей среды. Так в работе [1] сообщалось о результатах измерения скорости захвата нейтронов в уране-238 при нагревании всей среды из двуокиси природного урана. При этом изучался полный доплер-эффект - с повышением температуры поглощение нейтронов в резонансах увеличивалось, однако спектр нейтронов при этом становился более жестким, что уменьшало скорость поглощения нейтронов низкоэнергетическими резонансами.

Для разделения этих эффектов и выделения эффекта уширения резонансов без сильного искажения спектра реактора или критической сборки используют технику нагревания малых образцов. В работе [2] описано экспериментальное определение доплер-эффекта урана-238 в серии быстрых критическихборок FCA путем измерения коэффициентов реактивности холодных и горячих образцов. Однако, вопросы расчетного анализа таких экспериментов и получения рекомендации о точности расчетов на основе существующего константного обеспечения при этом не обсуждались.

В настоящей работе предложен алгоритм расчетного анализа такого рода экспериментов, проведены измерения с нагреванием образцов урана и плутония и их анализ, получены рекомендации о точности расчета таких эффектов. Величину доплеровского эффекта определяли по разности возмущений реактивности, получаемых при осциллировании образца в холодном (300K) и горячем (900K) состояниях. Измерения проводились в полости, полученной в результате удаления центрального топливного стержня.

Критическая сборка КБР-15 состояла из центральной вставки, буферной зоны, запальной зоны (драйвера) и отражателя.

Схематическое изображение ячеек КБР-15 и БФС-57, также имевших центральную вставку, представлены на рис. 1. Конструкции критических сборок описаны в [3, 4].

Характеристики использованных в экспериментах образцов и результаты измерений приведены в таблицах.

Таблица 1

Характеристики образцов

Состав	Длина, мм	Диаметр, мм	Масса, г	Масса контейнера, г
UO_2 , обедненный уран	110	20	305	15,5
PlO_2 *)	112,4	4,8	9,7	10,8

* Плутоний получен в реакторе ВВЭР.

Таблица 2

Результаты измерений

Образец	Сборка	Температура образца, К	Эффекты реактивности (миллиценты)			Доплеровский эффект $D = \frac{\rho_r}{\rho_x} - I$
			образец с нагревателем	нагреватель	образец	
UO_2	КБР-15	300	-197	+150	-347	0,087±
		900	-231	+146	-377	0,003
	БФС-57	300	-1807	-595	-1212	0,106±
		900	-1907	-567	-1340	0,002
PlO_2	БФС-57	300	-370	-579	209	-0,076±
		900	-158	-551	193	0,010

В процессе измерений тщательно и непрерывно контролировалась температура критсборок, которая заметно изменялась во времени, причем средние температуры в центре критсборки и в середине верхнего торцевого экрана были выше средних по сборке по крайней мере на несколько градусов. Температураборок при осциллировании пустого нагревателя и нагревателя с образцом были одинаковы.

Анализ таких экспериментов проводился с использованием интегрально-транспортного приближения. Резонансная структура среднего по изучаемому образцу потока нейтронов может быть представлена суммой двух составляющих. Одна из них - это поток нейтронов, испытавших последнее

столкновение в окружающей образец среде. Резонансная структура его определяется сечением разбавления изучаемого элемента R в соответствии с представлениями системы констант БНАБ. Другая - это нейтроны, последнее столкновение которых было с ядрами образца, имеющего среднюю хорду ($l=4V/S$) и плотность ядер N в образце [5].

$$\varphi(\delta_{oR}, Nl) = \frac{(\delta_{Rp} + \delta_1) \varphi'}{\delta_{Rt} + \delta_1 + \frac{1}{l N_R}} + \frac{\frac{1}{N_R l} (\delta_{Rp} + \delta_o) \varphi'}{(\delta_{Rt} + \delta_o) (\delta_{Rt} + \delta_1 + \frac{1}{l N_R})}, \quad (1)$$

где φ' - поток вдали от резонанса; δ_{Rt} - полное сечение элемента R ; δ_{Rp} - потенциальное сечение рассеяния; δ_o, δ_1 - сечения разбавления зоны и образца; l_R - средняя хорда образца $l_R = \frac{4V}{S}$; N_R - концентрация ядер поглотителя в образце.

Если образец и окружающая его среда имеют разные температуры, то и сечения элемента в обоих членах суммы (1) должны быть взяты при разных температурах.

Используя представление об обобщенном групповом коэффициенте самоэкранировки реакции типа X элемента R в образце с размерами $N_R l$, помещенном в среду с сечением разбавления δ_{oR} [5], в подгрупповом представлении с учетом температурной зависимости можно записать:

$$d(\delta_o, \delta_1, \Delta T) = \frac{\sum_{k \in j} a^{jk} \delta_{RX}^{jk}(T_2) \left[\frac{\delta_{Rp}^j + \delta_1^j}{\delta_{Rt}^{jk}(T_2) + \delta_1^j + \frac{1}{l N_R}} + \frac{\frac{1}{l N_R} (\delta_{Rp}^j + \delta_o^j)}{(\delta_{Rt}^j(T_1) + \delta_o^j) (\delta_{Rt}^{jk}(T_2) + \delta_1^j + \frac{1}{l N_R})} \right]}{\delta_{RX}^j \sum_{k \in j} a^{jk} \frac{\delta_{Rp}^j + \delta_o^j}{\delta_{Rt}^{jk}(T_1) + \delta_o^j}}, \quad (2)$$

где a^{jk} - доля подгруппы K в группе j ; T_1 - температура среды; T_2 - температура образца; $\delta_{RX}^{jk}, \delta_{Rt}^{jk}$ - сечения элемента R в подгруппе K группы j ; $\Delta T = T_2 - T_1$; δ_x^j - групповое сечение, не зависит от температуры. Методика получения подгрупповых параметров такого типа описана в [6].

При $N_R l \rightarrow 0$ и $T_2 - T_1$ коэффициент d_x^j переходит в традиционный фактор резонансной самоэкранировки $f_x^j(\delta_{oR}, T_1)$. Использование факторов d_x^j вместо f_x^j в расчетах коэффициентов реактивности образцов позволяет провести анализ вышеописанных опытов.

Гомогенный спектр критсборок рассчитывался с помощью комплекса программ КРАБ [7], а коэффициент гетерогенности - с помощью комплекса программ НЕЕРС [8]. Рассчитанные таким образом зависимости доплеровского эффекта от размеров образца представлены на рис.2. Были проведены также расчеты для случая $\delta_0 \rightarrow \infty$ - бесконечного сечения разбавления активной зоны сборки. Дело в том, что в условиях эксперимента часть нейтронов (~30%) сталкивается с ядрами материалов нагревателя и разблокируется. Будучи затем поглощенными в образце, эти нейтроны не проявляют свойств, связанных с резонансной структурой потока в сборке, а ведут себя как пришедшие из среды с бесконечным сечением разбавления. Следовательно, экспериментальное значение доплер-эффекта находится между значениями, полученными для сечения разбавления сборки и для бесконечного сечения разбавления.

При условиях, приближенных к условиям эксперимента, получены следующие расчетные значения доплеровского эффекта.

Таблица 3

Сравнение результатов эксперимента и расчета

Образец	Сборка	Эксперимент	Расчет 1	Расчет 2	Расчет 3
UO_2	КБР-15	0,087±0,003	0,0889	-	-
	БФС-57	0,1056±0,002	0,1083	0,1044	0,992
PuO_2		-0,076±0,010	-0,0780	-0,0751	-0,0725

Примечание. 1 - гетерогенные поправки рассчитаны с помощью комплекса программ НЕЕРС без учета термализации нейтронов; 2 - с приближенным учетом термализации; 3 - с экспериментальным спектром (по времени пролета).

Таким образом, в ходе проведенных экспериментов была отработана методика измерений доплеровского эффекта реактивности, выяснены основные источники погрешности. Можно считать, что имеющиеся константы ^{238}U позволяют достаточно уверенно интерпретировать результаты интегральных экспериментов в широком диапазоне энергий, а для констант изотопов плутония требуются дальнейшие исследования при более жестких спектрах нейтронов.

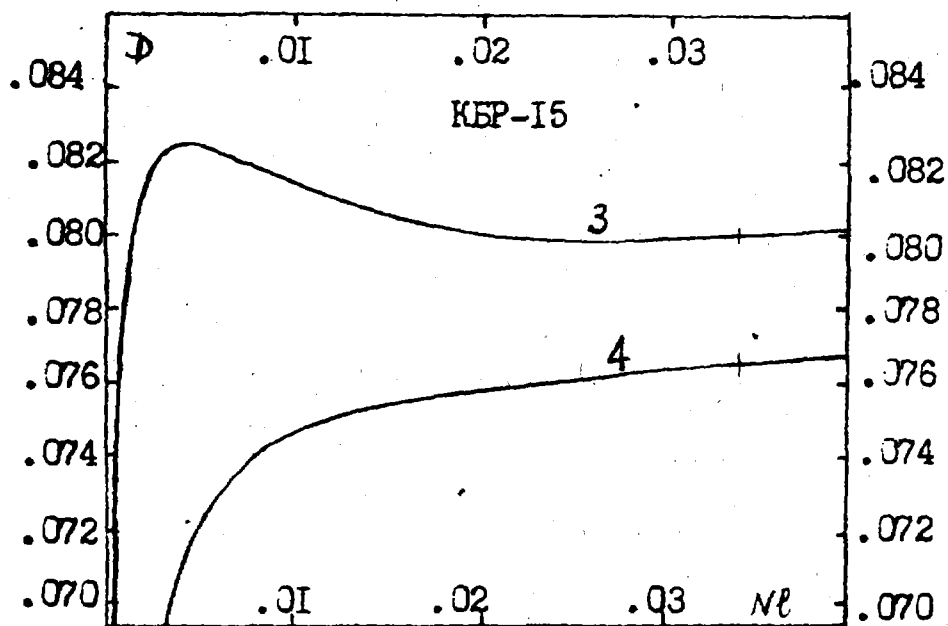
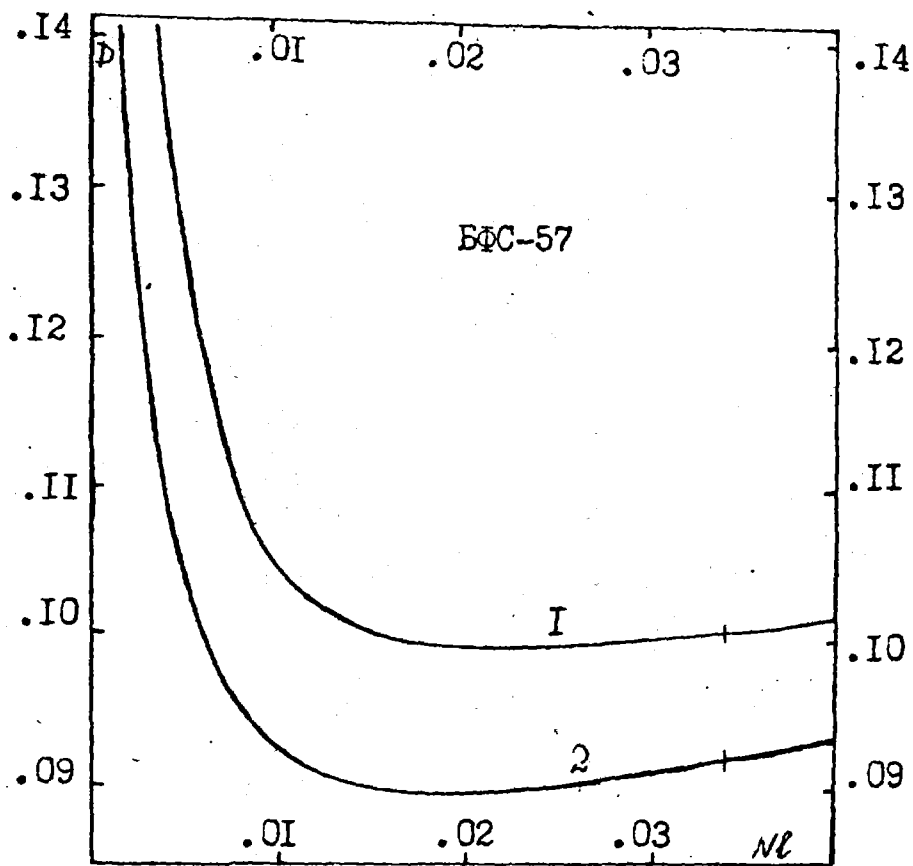


Рис. 2. Доплеровский эффект реактивности $D = \frac{\rho_{гор}}{\rho_{хол}} - 1$ в зависимости от размера образца Nl , UO_2 : 2, 4 - D при $\sigma_0 = \infty$, σ_0 - сечение разбавления ^{238}U в активной зоне критсборки

Список литературы

1. Абагян Л. П., Голубев В. И. и др. // Атомная энергия, 1968. Вып. 4. Т. 25. С. 297.
2. Мукайата Т., Окијата S. // Nucl. Sci. Technol., 1983. V. 22. N 3. P. 243.
3. Белов С. П., Дулин В. А., Жуков А. В. и др. // Атомная энергия, 1989. Вып. 1. Т. 66. С. 13.
4. Бедняков С. М., Голубев В. И., Дулин В. А. и др. // Атомная энергия, 1988. Вып. 6. Т. 65. С. 426.
5. Дулин В. А. // Атомная энергия, 1989. Вып. 2. Т. 66. С. 79.
6. Николаев М. Н., Филиппов В. В. // Атомная энергия, 1973. Т. 15. С. 493.
7. Савоськин М. М., Маркелов И. П., Барыба М. А. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика и техника ядерных реакторов. 1984. Вып. 6(43). С. 44.
8. Бедняков С. М. Реализация метода оценки интегральных экспериментов в условиях стенда БФС: Препринт ФЭИ. Обнинск, 1990.

Статья поступила в редакцию 26 июня 1991 г.

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.172.4:621.039.53

"БИСЕРМ" - БИБЛИОТЕКА СЕЧЕНИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА СКОРОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ГЕЛИЯ, ВОДОРОДА И НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДАЮЩЕЙ ДОЗЫ В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ, ОБЛУЧАЕМЫХ НУКЛОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 15 ДО 800 МэВ

А. Ю. Конобеев, Ю. А. Коровин

Институт атомной энергетики, Обнинск

THE CROSS SECTION LIBRARY "BISERM" FOR CALCULATION OF THE HELIUM, HYDROGEN PRODUCTION AND DAMAGE RATE IN STRUCTURAL MATERIALS IRRADIATED WITH NUCLEONS AT THE ENERGIES UP TO 800 MeV. The cross section library "BISERM" has been developed for the evaluation of the helium, hydrogen production and damage rate in the energies from 15 to 800 MeV. The "BISERM" contains the helium, hydrogen and displacement cross sections have been calculated using the authors developed DIDACS/90 computer code.

Введение

В настоящее время интенсивно изучаются радиационные эффекты в конструкционных материалах, облучаемых частицами высоких энергий. Актуальность таких исследований обусловлена необходимостью разработки радиационностойких конструкционных материалов для перспективных ядерно-энергетических установок: термоядерных гибридных реакторов, мезокаталитических реакторов, сильноточных ускорителей и др. Исходную информацию для определения радиационной повреждаемости конструкционных материалов образуют данные по сечениям выхода гелия, водорода и сечениям смещения атомов в материалах под облучением. В настоящее время требуется знание указанных сечений при энергиях первичных нуклонов до 800 МэВ [1-11].

Величины перечисленных выше сечений определяют при заданном спектре падающих частиц скорости образования гелия, водорода и накопления повреждающей дозы в облучаемых материалах:

$$K = \int \sigma(E) \varphi(E) dE, \quad (1)$$

где K - скорость рассматриваемого процесса, $\varphi(E)$ - спектр падающих частиц, $\sigma(E)$ - сечение данного процесса.

Ранее нейтронные и протонные сечения образования гелия, водорода и сечения смещения для большинства конструкционных материалов в диапазоне энергий от 15 до 800 МэВ получены не были. Кроме того, выполненные ранее расчеты сечений образования гелия [6-12] при энергиях больше 20 МэВ не привели к удовлетворительному описанию экспериментальных данных. Например, вычисленные сечения образования гелия в [8,12] оказались в несколько раз завышенными, а результаты [6,7,9-11] - заниженными относительно данных эксперимента. Несогласованность результатов расчета сечений смещения на основе разных вычислительных моделей, представляющая основное препятствие для оценки таких сечений при высоких энергиях [3], была устранена в [13]. Однако, максимальная энергия, для которой в [13] рассчитаны сечения смещения, равна 150 МэВ.

Целью настоящей работы являлась оценка нейтронных и протонных сечений образования гелия, водорода и сечений смещения при энергиях от 15 до 800 МэВ для широкого круга конструкционных материалов.

Оценка сечений проводилась с использованием разработанного авторами комплекса расчетных программ DIDACS/90 [13-16]. Полученные данные по сечениям образования гелия, водорода и сечениям смещения были представлены в виде библиотеки БИСЕРМ. Рассчитанные сечения включены в БИСЕРМ для 190 изотопов, концентрация которых в естественных смесях составляет не менее 5%.

Метод расчета сечений

Подробно метод расчета сечений образования гелия, водорода и сечений смещения с использованием комплекса программ DIDACS/90 изложен в работе [16]. Кратко можно указать следующие особенности вычисления сечений в данной работе.

Расчет сечений образования гелия (σ_{He}) и водорода (σ_H) осуществлялся при энергиях от 100 до 800 МэВ по модели внутриядерных каскадов с учетом испарения частиц из возбужденных ядер (каскадно-испарительная модель), реализованной в программе DISCA2 [13-15]. При меньших энергиях вычисления проводились с использованием предравновесной экситонной модели по программе GAPR2 [12,16]. Расчет сечений с помощью этой программы в отличие от [12] выполнялся с учетом затухания оболочечных эффектов при увеличении энергии возбуждения ядра.

Вычисления σ_{He} с использованием программ DISCA2 и GAPR2 включали описание предравновесной эмиссии α -частиц в рамках моделей [17] и [18].

Сечение смещения атомов материала вычислялось по формуле:

$$\sigma_d = \frac{0,8}{2E_d} \cdot \sigma \cdot \int \frac{d\Phi}{dT} \nu(T) dT, \quad (2)$$

где σ_d - сечение смещения, E_d - пороговая энергия смещения, $\nu(T)$ - функция Робинсона [19], $d\Phi/dT$ - нормированный на единицу спектр ядер отдачи, σ - сечение, соответствующее упругому или неупругому взаимодействию нуклона с ядром или атомом материала.

Расчет сечений смещения для неупругих взаимодействий нуклонов с ядрами проводился с помощью программы DISCA2. Нейтронные сечения смещения для упругого рассеяния вычислялись с использованием оптической модели [20], упругие протонные сечения смещения рассчитывались на основе моделей [21] и [22].

Полная величина сечений смещения (σ_{dtot}) рассчитывалась как сумма неупругой (σ_{dnon}) и упругой (σ_{del}) компонент:

$$\sigma_{dtot} = \sigma_{dnon} + \sigma_{del} \quad (3)$$

При выполнении расчетов по каскадно-испарительной модели (программа DISCA2) использовалась модель ступенчатой плотности ядра, нуклон-нуклонное взаимодействие внутри ядра описывалось согласно [23], при этом учитывалось преломление и отражение импульса нуклонов на границах ядерных зон. Наряду с принципом Паули вводилось ограничение на орбитальные моменты нуклонов при их взаимодействии [24]. Энергия "обрезания" выбиралась равной нулю. На каскадной (быстрой) стадии реакций рассматривался вылет (n, p) и α . Для описания эмиссии быстрых α -частиц в этом случае использовалась модель нарушения ядерных связей [17].

Согласно указанной модели сечение образования фрагмента b на каскадной стадии ядерной реакции равно [17]:

$$\sigma_b^{pre} = \sigma_{non} \cdot N_0 (A/a) \cdot (\bar{n}/A)^{a \cdot \epsilon} \quad (4)$$

где σ_{non} - полное сечение неупругих взаимодействий падающего нуклона с ядром; A и a - число нуклонов, входящих в состав ядра и сложной частицы (фрагмента), соответственно; \bar{n} - среднее число каскадных нуклонов, выбиваемых из ядра первичным нуклоном; $\epsilon = \epsilon_b + V_b$, где ϵ_b - энергия связи фрагмента b в ядре, V_b - кулоновский потенциал; N_0 и m_0 - постоянные, которые при проведении расчетов сечения образования гелия по программе DISCA2, для всех ядер принимались равными [17]: $N_0 = 0,12$, $m_0 = 0,06$.

При моделировании процесса испарения частиц из возбужденных ядер для вычисления плотности ядерных состояний в программе DISCA2 использовалось выражение $\rho = C \cdot \exp \sqrt{2aU}$ (a - параметр плотности ядерных уровней, U - энергия возбуждения, C - константа). Сечения обратных реакций вычислялось по формулам Достровского [23,25]. Учитывался эффект изменения инверсных сечений при повышении энергии возбуждения ядра согласно [23,26]. На стадии испарения рассматривалась эмиссия n , p , d , t , α , ${}^3\text{He}$.

Энергии связи частиц в программе DISCA2 рассчитывались на основании таблиц масс изотопов и подходов [27,28].

Для повышения точности рассчитываемых сечений результаты вычислений по программе DISCA2 нормировались на сечения неупругих взаимодействий σ_{non} , полученные в [29] на основе аппроксимации известных экспериментальных и теоретических данных.

Расчеты сечений по программе DISCA2 осуществлялись на основании единого подхода для всех ядер. При этом подгоночные коэффициенты для вычисления сечений не использовались, не проводилась также вариация параметров модели для достижения согласия с экспериментальными данными (за исключением расчета сечений σ_{He} в реакциях $p+A1$).

Сравнение рассчитанных сечений с экспериментальными данными

На рис.1 показаны вычисленные с помощью программы DISCA2 сечения образования α -частиц (σ_{α}) при взаимодействии протонов со 190 ядрами различных изотопов, входящих в естественные смеси.

Представленные на рис.1 экспериментальные данные взяты при энергии $E_p = 160$ и 600 МэВ из компиляции, выполненной в [23], при энергии $E_p = 750$ МэВ - из [8]; экспериментальные сечения σ_{α} для элементов C , Al , Ni приведены на рис.1А при энергии $E_p = 190$ МэВ [23]. На рис.1В указаны также результаты расчета σ_{He} , выполненного в [6,7], а на рис.1С - сечения σ_{He} , вычисленные в [6] (Al) и [11] (Cu) при энергии $E_p = 800$ МэВ. Следует отметить, что наблюдаемый "разброс" рассчитанных значений σ_{α} (см.рис.1) существенно уменьшается при сопоставлении сечений для естественных смесей изотопов.

Авторы [23] отмечают, не указывая погрешности экспериментальных данных, представленных на рис.1, что для некоторых элементов ее величина составляет несколько десятков процентов. Значительную неопределенность в экспериментальных значениях σ_{α} иллюстрируют данные двух независимых измерений этого сечения для Ag ($\sigma_{\alpha} \approx 120$ мб и $\sigma_{\alpha} = 231$ мб) [23] (см.рис.1А), различающиеся на величину, сравнимую с величиной сечения σ_{α} . Противоречивы

также экспериментальные данные для Fe [23] и Cu [8,23]. Указанные обстоятельства, по-видимому, являются причиной расхождения экспериментальных и полученных в данной работе данных, представленных на рис.1.

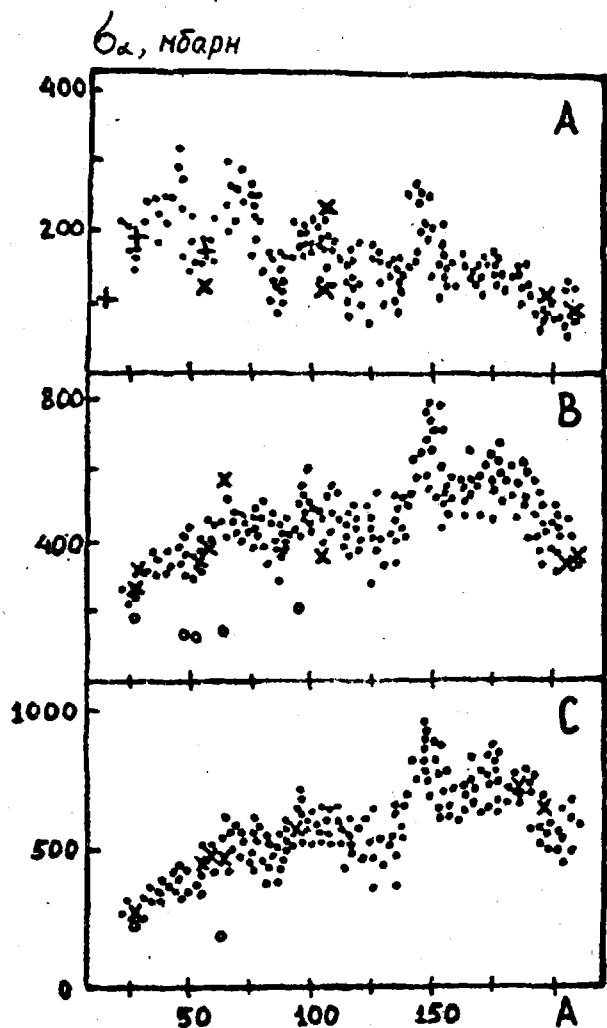


Рис.1. Сечения образования α -частиц (σ_α) при взаимодействии протонов с различными ядрами: А - $E_p = 160$ МэВ, В - 600 МэВ, С - 750 МэВ. \bullet - расчет по программе DISCA2, \circ - расчет по программе NMTC [6,7,11], \times - эксперимент [8,23], $+$ - экспериментальные данные при $E_p = 190$ МэВ [23]

Результаты расчета протонных сечений σ_α с помощью программ DISCA2, NMTC [6,7] и NETC [8] для энергий, при которых проводились вычисления в [6-8], приведены в табл.1,2.

Таблица 1

Протонные сечения образования α -частиц σ_α (мбарн), рассчитанные с помощью программ NMTC [6,7] и DISCA2 при энергии 600 МэВ

Элемент	Эксперимент [23]	NMTC	DISCA2
Al	268	176	243
Fe	336	118	370
Cu	575	130	443

* Расчет выполнен для нержавеющей стали [8,7].

Таблица 2

Сравнение рассчитанных протонных сечений σ_{α} (мбарн) с использованием программ HETC [8] и DISCA2 при энергиях 750 МэВ

Элемент	Эксперимент [8]	HETC	DISCA2
Al	295	390	276
Fe	452	496	426
Ni	476	522	512
Cu	462	536	520
Mo	578	985	594
W	710	1972	718
Au	638	2092	602

Как следует из сравнения представленных в таблицах расчетных и экспериментальных данных, результаты вычисления σ_{α} по программе DISCA2 лучше передают экспериментальные значения сечений, чем σ_{α} , рассчитанные с использованием программ NMTC и HETC.

На рис. 2 представлены протонные сечения образования ядер трития (2A) и ядер ^3He (2B), вычисленные с помощью программы DISCA2 при начальной энергии протонов 600 МэВ. Приведенные на рис. 2 данные свидетельствуют об успешном использовании каскадно-испарительной модели для воспроизведения экспериментальных данных по выходу различных частиц в ядерных реакциях. Следует отметить, что сечения образования тритонов и ^3He составляют при рассмотренной энергии в среднем соответственно 8% и 3,5% от полного сечения неупругих взаимодействий σ_{non} .

В табл. 3 сравнивается рассчитанная по каскадно-испарительной модели средняя множественность протонов $k_p = \sigma_{\text{H}} / \sigma_{\text{non}}$ и экспериментальные данные работы [30]. Данные таблицы указывают на согласие рассчитываемых и экспериментальных значений множественности k_p .

Таблица 3

Средняя множественность протонов k_p , образующихся при взаимодействии протонов с ^{54}Fe

Энергия, МэВ	Эксперимент [30]	DISCA2
29	1,4	1,6
39	1,68	1,71
62	2,0	2,0

Нейтронные сечения, вычисленные с помощью программы GADR2 при энергиях меньше 20 МэВ согласуются с данными библиотек БРОНД, БОСПОР, JENDL-2 и ENDF/B-V (см. [12, 16]).

Результаты оценки сечений

Полученные в данной работе нейтронные сечения образования гелия σ_{He} для титана, ванадия, хрома, железа, никеля, меди и циркония при энергиях меньше 100 МэВ приведены в табл. 4.

Таблица 4

Оцененные нейтронные сечения образования гелия (барн)

Энергия, МэВ	Ti	V	Cr	Fe	Ni	Cu	Zr
15	0,034	0,021	0,038	0,047	0,139	0,050	0,020
20	0,100	0,028	0,075	0,101	0,209	0,084	0,053
30	0,104	0,034	0,079	0,104	0,206	0,089	0,060
50	0,113	0,045	0,086	0,111	0,198	0,098	0,072
75	0,124	0,059	0,095	0,119	0,188	0,109	0,088

В табл. 5 представлены рассчитанные нейтронные сечения образования гелия для 71 элемента, находящегося в естественной смеси изотопов, в области энергий первичных нейтронов от 100 до 800 МэВ.

Отличие величин сечений σ_{He} , полученных в настоящей работе и ранее [12], при энергиях меньше 150 МэВ, обусловлено учетом в данной работе затухания оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения ядра при вычислении спектров равновесной эмиссии. Причиной неудовлетворительного описания экспериментальных данных с помощью программы NETC [8] может являться неучет таких эффектов (см. [31]), а также использование при вычислении инверсных сечений формул Ле Кутера [23,32] и Моррисона [23,33], приводящее для тяжелых ядер к завышенному выходу α -частиц.

Результаты вычисления нейтронных сечений смещения для ряда конструкционных материалов при энергиях от 10 до 800 МэВ указаны на рис. 3. Значения пороговой энергии смещений E_d для титана, меди и молибдена взяты из [6]. Для остальных элементов принято значение E_d , соответствующее TRN-стандарту [36], равное 40 эВ. Данные [34] по сечениям смещения, приведенные на рис. 3 для молибдена, пересчитаны с учетом пороговой энергии из [6]. Различие сечений смещения, вычисленных в данной работе и рассчитанных с помощью испарительной модели при энергии меньше 20 МэВ в [3,35] (см. рис. 3), обусловлено, по-видимому, неучетом в [3,35] анизотропии угловых распределений вторичных частиц, образующихся в ядерных реакциях (см. также [37]).

На основании полученных в данной работе нуклонных сечений образования гелия σ_{He} , водорода σ_{H} и сечений смещения σ_{dtot} составлена библиотека БИСЕРМ, данные которой могут быть использованы для анализа радиационной повреждаемости материалов, облучаемых высокоэнергетическими частицами. Кроме

перечисленных выше сечений, БИСЕРМ включает в себя рассчитанные при энергиях до 800 МэВ сечения выхода нейтронов, дейтронов, тритонов, ^3He , сечения повреждения (в единицах барн-кэВ), сечения смещения для упругого и неупругого канала, сечения неупругих взаимодействий нуклонов с ядрами.

Рекомендованная погрешность сечений из библиотеки БИСЕРМ составляет приблизительно 20%.

Данные библиотеки БИСЕРМ представлены в формате, облегчающем поиск требуемой информации и считывание ее с магнитного диска или ленты.

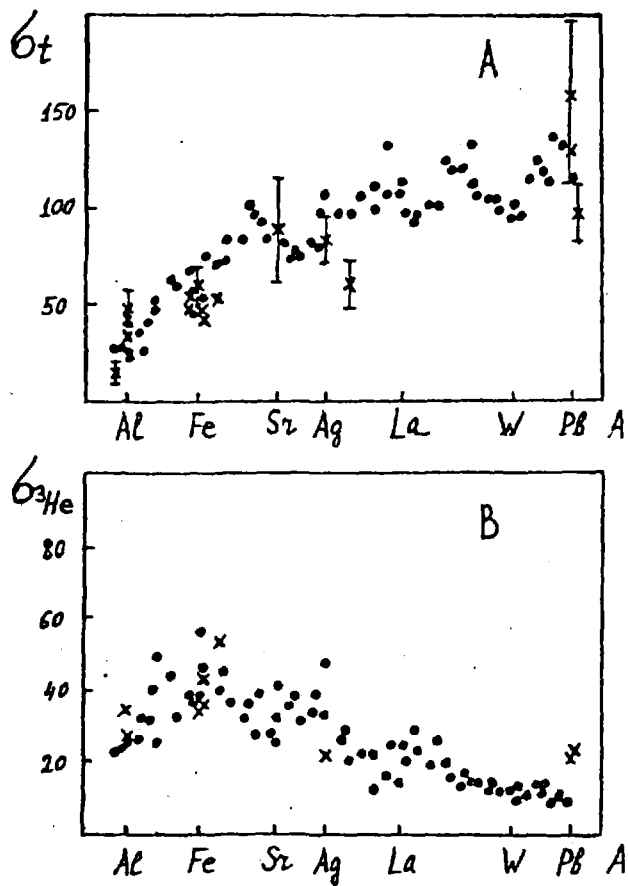


Рис. 2. Сечения образования ядер трития (2а), и ^3He (2б) (мбарн) при энергии первичных протонов $E_p = 600$ МэВ: ● - расчет по программе DICSA2, x - эксперимент [23]

Таблица 5

Нейтронные сечения образования гелия (барн), рассчитанные
по программе DISCA2

Элемент	Энергия нейтронов, МэВ									
	100	160	200	250	300	400	500	600	700	800
Na	0.170	0.180	0.165	0.180	0.194	0.197	0.214	0.223	0.226	0.246
Mg	0.123	0.168	0.166	0.194	0.190	0.219	0.235	0.249	0.265	0.272
Al	0.082	0.119	0.134	0.147	0.142	0.165	0.191	0.232	0.232	0.281
Si	0.143	0.151	0.150	0.154	0.173	0.168	0.218	0.227	0.253	0.274
P	0.168	0.175	0.182	0.175	0.188	0.204	0.230	0.251	0.263	0.313
S	0.204	0.213	0.212	0.219	0.208	0.248	0.292	0.296	0.327	0.359
Cl	0.156	0.188	0.202	0.209	0.221	0.242	0.287	0.298	0.332	0.368
Ar	0.157	0.159	0.175	0.170	0.181	0.244	0.275	0.288	0.334	0.355
K	0.184	0.210	0.223	0.228	0.254	0.244	0.294	0.327	0.365	0.394
Ca	0.185	0.204	0.222	0.223	0.241	0.274	0.311	0.348	0.402	0.401
Sc	0.156	0.182	0.210	0.220	0.238	0.270	0.303	0.346	0.363	0.386
Ti	0.127	0.166	0.182	0.198	0.229	0.254	0.301	0.345	0.369	0.400
V	0.069	0.110	0.133	0.163	0.169	0.203	0.244	0.303	0.338	0.382
Cr	0.107	0.129	0.134	0.168	0.208	0.242	0.280	0.352	0.365	0.429
Mn	0.111	0.143	0.160	0.170	0.181	0.235	0.276	0.323	0.365	0.413
Fe	0.123	0.149	0.170	0.196	0.217	0.279	0.333	0.361	0.418	0.457

Элемент	Энергия нейтронов, МэВ									
	100	160	200	250	300	400	500	600	700	800
Co	0.101	0.141	0.176	0.179	0.220	0.255	0.309	0.367	0.393	0.462
Ni	0.125	0.161	0.185	0.214	0.243	0.289	0.354	0.412	0.452	0.498
Cu	0.101	0.149	0.169	0.191	0.199	0.258	0.319	0.371	0.418	0.490
Zn	0.146	0.189	0.205	0.216	0.250	0.298	0.363	0.437	0.490	0.530
Ga	0.174	0.209	0.233	0.246	0.269	0.329	0.392	0.459	0.504	0.589
Ge	0.142	0.191	0.204	0.220	0.249	0.295	0.344	0.413	0.471	0.522
As	0.106	0.171	0.200	0.240	0.273	0.313	0.353	0.383	0.470	0.531
Se	0.076	0.127	0.145	0.175	0.208	0.257	0.322	0.393	0.446	0.522
Br	0.078	0.122	0.146	0.187	0.213	0.292	0.353	0.401	0.450	0.551
Kr	0.065	0.091	0.119	0.147	0.179	0.230	0.283	0.371	0.425	0.486
Rb	0.053	0.094	0.114	0.137	0.171	0.230	0.287	0.357	0.415	0.491
Sr	0.062	0.092	0.114	0.145	0.167	0.208	0.284	0.344	0.448	0.527
Y	0.060	0.116	0.123	0.142	0.180	0.261	0.300	0.357	0.421	0.475
Zr	0.094	0.143	0.154	0.186	0.225	0.287	0.348	0.426	0.480	0.558
Nb	0.140	0.185	0.216	0.229	0.283	0.349	0.415	0.514	0.590	0.636
Mo	0.108	0.162	0.188	0.214	0.247	0.322	0.390	0.467	0.557	0.652
Ru	0.092	0.144	0.167	0.205	0.229	0.290	0.372	0.467	0.526	0.632
Rh	0.094	0.146	0.156	0.187	0.209	0.284	0.384	0.470	0.493	0.611
Pd	0.086	0.129	0.156	0.186	0.214	0.275	0.345	0.439	0.526	0.608
Ag	0.085	0.139	0.155	0.193	0.223	0.306	0.381	0.446	0.523	0.621
Cd	0.065	0.103	0.128	0.156	0.185	0.249	0.329	0.398	0.486	0.590
In	0.058	0.090	0.116	0.148	0.175	0.223	0.291	0.379	0.482	0.569
Sn	0.044	0.073	0.094	0.119	0.154	0.196	0.288	0.362	0.438	0.545

Элемент	Энергия нейтронов, МэВ									
	100	160	200	250	300	400	500	600	700	800
Sb	0.061	0.091	0.107	0.123	0.151	0.198	0.272	0.345	0.435	0.533
Te	0.059	0.089	0.111	0.134	0.154	0.196	0.250	0.311	0.388	0.461
I	0.086	0.131	0.149	0.202	0.207	0.274	0.349	0.397	0.495	0.568
Xe	0.069	0.111	0.131	0.172	0.206	0.264	0.342	0.410	0.513	0.606
Cs	0.072	0.123	0.141	0.166	0.204	0.271	0.347	0.454	0.544	0.627
Ba	0.090	0.134	0.156	0.187	0.207	0.309	0.362	0.469	0.554	0.657
La	0.110	0.152	0.178	0.219	0.248	0.323	0.393	0.468	0.580	0.709
Ce	0.116	0.162	0.200	0.231	0.285	0.347	0.459	0.547	0.674	0.767
Pr	0.123	0.169	0.210	0.247	0.278	0.371	0.478	0.556	0.685	0.816
Nd	0.136	0.189	0.227	0.268	0.314	0.405	0.519	0.629	0.749	0.863
Sm	0.105	0.147	0.175	0.213	0.250	0.333	0.442	0.564	0.665	0.817
Eu	0.113	0.155	0.178	0.216	0.249	0.337	0.412	0.526	0.683	0.798
Gd	0.070	0.105	0.133	0.163	0.186	0.263	0.356	0.451	0.576	0.671
Tb	0.078	0.120	0.144	0.176	0.197	0.297	0.351	0.469	0.567	0.727
Dy	0.068	0.102	0.131	0.166	0.200	0.277	0.375	0.478	0.594	0.721
Ho	0.074	0.111	0.139	0.178	0.215	0.283	0.380	0.504	0.581	0.761
Er	0.077	0.115	0.142	0.178	0.210	0.303	0.388	0.496	0.595	0.751
Tm	0.084	0.122	0.151	0.205	0.248	0.315	0.426	0.525	0.620	0.795
Yb	0.074	0.110	0.132	0.168	0.208	0.294	0.387	0.483	0.613	0.758
Lu	0.094	0.134	0.158	0.191	0.230	0.302	0.408	0.515	0.643	0.820
Hf	0.085	0.120	0.144	0.180	0.214	0.299	0.406	0.508	0.630	0.791
Ta	0.077	0.109	0.136	0.161	0.187	0.292	0.365	0.481	0.568	0.745

Продолжение табл. 5

Элемент	Энергия нейтронов, МэВ									
	100	160	200	250	300	400	500	600	700	800
W	0.072	0.106	0.129	0.160	0.189	0.269	0.387	0.476	0.621	0.731
Re	0.075	0.106	0.129	0.155	0.193	0.263	0.345	0.490	0.595	0.688
Os	0.052	0.079	0.097	0.121	0.144	0.225	0.298	0.404	0.515	0.651
Ir	0.059	0.081	0.102	0.126	0.155	0.225	0.292	0.415	0.499	0.637
Pt	0.048	0.073	0.094	0.110	0.137	0.203	0.290	0.396	0.483	0.603
Au	0.044	0.067	0.090	0.100	0.132	0.208	0.268	0.375	0.481	0.551
Hg	0.036	0.056	0.074	0.094	0.122	0.183	0.253	0.356	0.489	0.579
Tl	0.029	0.045	0.063	0.073	0.102	0.163	0.211	0.311	0.418	0.499
Pb	0.048	0.071	0.090	0.117	0.144	0.202	0.273	0.364	0.484	0.595

Список литературы

1. Gavillet D. et.al.//In: Proc. Twelfth Int. Symp. on the Effects of Radiation on Materials. Williamsburg, VA. 1984. ASTM STP 870. P.394.
2. Wechsler M.S. et.al.//In: Proc. Twelfth Int. Symp. on the Effects of Radiation on Matirials. Williamsburg, VA. 1984. ASTM STP 870. P.1189.
3. Greenwood L.R.//In: Proc. of an IAEA Consult. Meet. on Nuclear Data for Radiation Danage Estimates for Reactor Structural Materials. Santa Fe, USA, 1985, ed. V.Piksaikin (Vienna, 1986) INDC(NDS)-179/G. P.13.
4. Greenwood L.R. et.al.//J. of Nuclear Materials, 1984. V.122+123. P.1002.
5. Kneff D.W. et.al.//J. of Nuclear Materials, 1986. V.141-143. P.824.
6. Green S.L.//J. of Nuclear Materials, 1984. V.126. P.30.
7. Green W.V. et.al.//J. of Nuclear Materials, 1985. V.133+134. P.58.
8. Green S.L. et.al.//J. of Nuclear Materials, 1988. V.155-157. Part B. P.1350.
9. Коптелов Э.А., Королев В.В., Стависский Ю.Я.: Препринт ИЯИ АН СССР, 1983, П-0288.
Коптелов Э.А., Стависский Ю.Я./В кн.: Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. Труды 2-го Всесоюзного семинара, март 1981, Звенигород. М., 1982. С.228.
10. Борискин С.Э. и др.: Препринт ИЯИ АН СССР, 1985, П-0431.
11. Coulter C.A. et.al.//J. of Nuclear Materials, 1977. V.67. P.140.
12. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соснин В.Н.//Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. 1990. Вып.2. С.10.
13. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соснин В.Н.//Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1989. Вып.4(51). С.5.
14. Konobeev A.Yu., Korovin Yu.A., Sosnin V.N.//Muon Catalyzed Fusion, 1990. V. 4. P.231.
15. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соснин В.Н./В кн.: Расчетные исследования экспериментальных и энергетических установок. Сб. научных трудов кафедры ОиСФ (ИАТЭ). Вып.1. Обнинск, 1988. С.36.
16. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А./В кн.: Расчетные исследования экспериментальных и энергетических установок. Сб. научных трудов кафедры ОиСФ (ИАТЭ). Вып.4. Обнинск, 1991.
17. Денисов Ф.П., Мехедов В.Н. Ядерные реакции при высоких энергиях. М.: Атомиздат, 1972.
18. Ribansky I., Oblozinsky P.//Phys.Lett. 1973, V.45B. 318.
19. Robinson M.T.//Phil. Mag. 1968. V.17. 639.
In: Radiation Induced voids in Metals. National Technical Information Services, CONF-710601, 1972. P.397.
20. Bersillon O./Centre d'Etudes de Bruyeres-le-Chatel. Report CEA-N-2227, NEANDC(FR)220"L", INDC(E) 49/L, 1981.
21. Lindhard J., Nielsen V., Scharff M.//Mat.Fys.Mess.Dan.Vid.Selsk. 1968. V.36. 1.
22. Буренков А.Ф., Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А., Темкин М.М. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах. М.: Энергоатомиздат, 1985.
23. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
24. Бунаков В.Е.//Элементарные частицы и атомные ядра, 1980, Вып.6. Т.11. С.1285.
Бунаков В.Е., Нестеров М.М., Тарасов Н.А.//Изв. АН СССР. Сер.Физическая. 1979. Т.42. N 11. С.2351.
Бунаков В.Е., Матвеев Г.В./В кн.: Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. Труды 4-го Всесоюзного семинара, 1985, Звенигород. М., 1986. С.332.

25. Dostrovsky I. et.al.//Physical Review, 1959. V.116. P.683.
26. Dostrovsky I. et.al.//Physical Review, 1958. V.111. P.1659.
27. Blann M., Bisplinghoff J. Code ALLICE/LIVERMORE 82/Report of LLL(USA). 1982. UCID-19614.
28. Cameron A.G.W.//Canadian Journal of Physics. 1957. V.35. P.1021.
29. Сычев Б.С. и др.//Вестн АН БССР. Сер.: Физ.-энерг. наук. 1987. N 2. С.13.
30. Bertrand F.E., Peelle R.W.//Physical Review. 1973. V.C8. N 3. P.1045.
31. Filges D et.al.//Physical Review. 1987. V.C36. N 5. P.1988.
32. Le Couteur K.J.//Proc. Phys.Soc. 1950. V.A63. P.259.
33. Моррисон П./В кн.: Экспериментальная ядерная физика. Т.2. М.: Иностранная литература, 1955.
34. Авраменко В.И., Конобеев Ю.В., Строкова А.М.//Атомная энергия. 1984. Т.56. С.139.
35. Prillinger G./In: Proc. of an IAEA Consult.Meet. on Nuclear Data for Radiation Damage Estimates for Reactor Structural Materials. Santa Fe, USA, 1985, ed. V.Piksaikin (Vienna, 1986) INDC(NDS)-179/G. P.67.
36. Конобеев Ю.В., Коровин Ю.А. Влияние облучения на материалы ядерной техники (конспект лекций). Обнинск. МИФИ. 1981. С.109.
37. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соcнин В.Н.//Вестн АН БССР. Сер.: Физ.-энерг. наук, 1989. N 1. С.3.

Статья поступила в редакцию 30 мая 1991 г.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ $(\gamma, 2n)$ -РЕАКЦИЙ
 ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ГАММА-АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА

М. Г. Давыдов, Г. Н. Потетюнко, И. Б. Рахманов

Научно-исследовательский институт физики
 Ростовского Государственного университета

THE ANALYTICAL PRESENTATION OF $(\gamma, 2n)$ -REACTION CROSS SECTIONS FOR THE GAMMA-ACTIVATION ANALYSIS. The energy $(\gamma, 2n)$ -reaction cross section dependences were expressed by approximation formulae. Cross sections were approximated by means of degree dependence in the near threshold. The sum of two Lorentz curves was used in the rest area.

В наиболее полных из известных массивов ядерных данных для гамма-активационного анализа (ГАА) [1] полнота экспериментальных данных по сечениям фотоядерных реакций (ФЯР) не превышает 25% (для некоторых типов ФЯР еще меньше) [1,2], поэтому их пополнение – задача достаточно актуальная. В настоящей работе описываются результаты сбора, обработки и представления в удобной для пользователей форме сечений ФЯР типа $(\gamma, 2n)$.

В массивах [1], как и во многих других (см. обзор [2]), сечения ФЯР представляются суперпозицией кривых Лоренца. Это позволяет ограничиться минимальным числом параметров для описания сечений, что существенно для эффективности и самой возможности реализации методов моделирования и оптимизации ГАА на ЭВМ, когда необходимо оперировать с данными для нескольких сотен (до 10^3) случаев фотоактивации ядер [1,2]. Такое представление сечений обеспечивает хорошую точность расчета энергетического хода кривых выхода фотоактивации на всем энергетическом участке за исключением области энергий, близких к порогу реакций E_n [3,4], что связано с неадекватным описанием сечения в этой области резонансной формой. Проистекающие отсюда погрешности расчета выхода фотоактивации существенно снижают точность расчета характеристик ГАА [2].

В настоящей работе сечения ФЯР для ядер с A больше 40 аппроксимированы в припороговой области формой

$$\sigma_1 = A(E - E_n)^B, \quad (1)$$

а в остальной (резонансной области) суммой двух кривых Лоренца

$$\sigma_2 = \sum_{i=1}^2 \frac{\sigma_{\text{нп}}(\Gamma_i E)^2}{(E^2 - E_{\text{нп}}^2)^2 + (\Gamma_i E)^2} \quad (2)$$

Из теоретических соображений зависимость (2) в данном случае не вытекает, и входящие в (2) параметры физического смысла не имеют, а являются чисто подгоночными, что и подтверждают результаты расчетов (в ряде случаев при хороших значениях χ^2 значения параметров с точки зрения их стандартного физического смысла получились достаточно экзотическими).

Использование для припороговой области функции вида (1) оправдано имеющимися экспериментальными данными о поведении выхода ФЯР в этой области [6]. Кроме того, как показано в [4], использование для этой области формы (1) при $B=1$ значительно улучшает согласие расчетных и измеренных кривых выхода фотоактивации ядер ^{12}C , ^{16}O и ^{83}Si .

Остановимся на методе нахождения параметров. В обеих зависимостях (1,2) параметры находились методом минимизации соответствующего выражения для χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{N-p} \sum_{j=1}^N \frac{(\sigma_{\text{эксп}} - \sigma_{\text{выч}})^2}{\Delta\sigma_j^2} \quad (3)$$

Здесь $\Delta\sigma_j$ - экспериментальные погрешности; N - число экспериментальных точек; p - число параметров.

Расчеты велись на ЭВМ БЭСМ-6 по стандартной программе MAXIMUM (метод конфигураций). Для нахождения нулевого приближения область разумных значений параметров покрывалась равномерной сеткой и значения параметров на ней, которые давали минимальное значение χ^2 , принимались в качестве нулевого приближения. Несмотря на эту предосторожность при выборе нулевого приближения, у нас нет полной уверенности, что мы во всех случаях вышли на глобальный экстремум. Тем не менее в случаях, когда качество исходного экспериментального материала хорошее (достаточно много точек, малые погрешности, невелик статистический разброс), результаты расчетов оказались вполне удовлетворительными.

При вводе экспериментальных данных в ЭВМ первые пять точек отводились на околороговую область, остальные - на зависимость (2). Расчеты для зависимости (1) велись для трех случаев, когда в сумме (3) учитывались последовательно 3, 4 и 5 точек. Необходимость такого подхода определяется тем, что число точек, которое целесообразно отводить на околороговую область, у каждого изотопа свое и в подавляющем большинстве случаев составляет 3-5 точек.

После нахождения параметров вычислялась граничная энергия $E_{\text{гран}}$, разделяющая области зависимостей (1) и (2); она находилась из условия минимума выражения

$$\sigma = (\sigma_1 - \sigma_2)^2,$$

который, в свою очередь, находился из условия равенства нулю производной $\frac{d\sigma}{dE}$.

Таким образом, при $E = E_{\text{гран}}$ либо $\sigma_1 = \sigma_2$, либо $\sigma_1' = \sigma_2'$. При $E = E_{\text{гран}}$ вычислялась погрешность состыковки зависимостей (1) и (2):

$$S = (\sigma_1 - \sigma_2) / \sigma_2.$$

За несколькими исключениями максимальное значение S составляет 0,01; в подавляющем же большинстве случаев - $S < 5 \cdot 10^{-3}$.

Экспериментальный материал по сечениям фотоядерных реакций ($\gamma, 2n$) получен нами оцифровкой графических данных, приведенных в работах [7,8]. Результаты расчетов приведены в табл.1 (околопороговая область) и в табл.2 (резонансная область). В табл.1 приведены: пороговая энергия E_n ; граничная энергия $E_{\text{гран}}$; максимальная энергия E_{max} ; интегральное сечение σ_{int} , взятое из работ [7,8]; параметры зависимости (1) и соответствующие значения χ^2 . В табл.2 приведены параметры зависимости (2) и соответствующие значения χ^2 .

Таблица 1

Полные сечения и параметры зависимости (1) для реакций типа ($\gamma, 2n$)

Изотоп	E_n , МэВ	$E_{\text{гр}}$, МэВ	E_{max} , МэВ	σ_{int} , МэВ·мб	A	B	χ^2
$^{45}\text{Sc}_{21}$	21,03	24,37	29,1	17	0,3969	1,618	0,011
$^{51}\text{V}_{23}$	20,53	22,65	27,8	102	8,555	0,939	0,227
$^{55}\text{Mn}_{25}$	19,32	21,73	36,5	166	6,892	1,051	0,012
$^{59}\text{Co}_{27}$	19,20	20,57	36,5	139	5,573	1,827	0,057
$^{58}\text{Ni}_{28}$	22,5	23,39	33,5	7,7	1,393	2,503	0,095
$^{63}\text{Cu}_{29}$	20,0	23,01	27,8	76	7,367	0,520	0,0006
$^{65}\text{Cu}_{29}$	17,8	18,59	27,8	198	39,94	1,660	0,204
$^{64}\text{Zn}_{30}$	21,02	27,52	29,5	44	4,039	0,078	0,045
$^{74}\text{Ge}_{32}$	17,02	18,66	26,5	309	20,70	1,134	0,092
$^{76}\text{Ge}_{32}$	16,06	17,37	26,5	377	24,67	1,063	0,066
$^{75}\text{As}_{33}$	18,22	19,58	26,2	217	17,66	1,296	0,004
$^{75}\text{As}_{33}$	18,2	20,27	29,5	221	12,00	1,260	0,798
$^{76}\text{Se}_{34}$	19,15	21,56	26,5	181	14,87	0,881	0,590
$^{78}\text{Se}_{34}$	17,95	21,60	26,5	272	16,25	0,755	10^{-5}
$^{80}\text{Se}_{34}$	16,88	17,92	26,5	389	39,94	1,76	0,022
$^{82}\text{Se}_{34}$	15,93	17,13	26,5	397	39,82	1,646	0,009

1	2	3	4	5	6	7	8
$^{88}\text{Y}_{39}$	20,8	22,8	27,0	74	4,703	1,163	0,004
$^{88}\text{Y}_{39}$	20,8	24,88	28,0	99	5,560	0,765	0,004
$^{90}\text{Zr}_{40}$	21,3	22,53	25,9	98	8,413	1,836	0,042
$^{91}\text{Zr}_{40}$	19,1	19,90	30,0	200	39,59	2,236	0,525
$^{92}\text{Zr}_{40}$	15,8	18,54	27,8	452	30,14	0,785	0,044
$^{94}\text{Zr}_{40}$	15,0	15,87	31,1	580	70,63	1,500	0,745
$^{93}\text{Nb}_{41}$	16,5	17,99	24,3	279	25,14	1,070	0,324
$^{92}\text{Mo}_{42}$	22,8	23,39	29,5	30	38,13	3,591	2,24
$^{94}\text{Mo}_{42}$	17,8	22,21	28,4	313	22,56	0,3547	0,019
$^{96}\text{Mo}_{42}$	16,5	18,02	27,8	438	31,29	1,359	2,745
$^{98}\text{Mo}_{42}$	15,5	16,81	26,8	574	39,37	1,178	3,500
$^{100}\text{Mo}_{42}$	14,1	14,39	27,0	692	52,08	2,740	0,0004
$^{103}\text{Rh}_{45}$	16,7	17,93	25,8	380	39,79	1,010	0,161
Nat Pd_{46}	14,9	15,69	21,3	270	5,514	11,025	0,059
$^{107}\text{Ag}_{47}$	17,7	19,36	29,5	263	19,65	1,036	0,791
Nat Ag_{47}	16,5	18,73	24,9	279	12,25	1,409	0,642
Nat Cd_{48}	14,8	15,77	24,6	361	3,093	2,810	0,088
$^{115}\text{In}_{49}$	16,3	17,83	24,05	278	17,19	1,532	0,016
$^{116}\text{Sn}_{50}$	17,1	17,81	22,1	193	39,37	1,256	0,029
$^{116}\text{Sn}_{50}$	17,1	17,21	29,6	434	17,11	1,552	0,004
$^{117}\text{Sn}_{50}$	16,5	17,29	21,1	220	33,42	1,479	0,472
$^{117}\text{Sn}_{50}$	16,5	18,98	31,1	476	37,78	0,684	1,586
$^{118}\text{Sn}_{50}$	16,25	17,02	30,8	531	39,63	1,251	0,021
$^{118}\text{Sn}_{50}$	16,25	18,57	21,6	258	31,26	0,995	0,028
$^{119}\text{Sn}_{50}$	15,8	16,78	31,1	597	54,77	1,600	0,002
$^{120}\text{Sn}_{50}$	15,6	16,33	22,4	399	71,96	1,500	0,0002
$^{120}\text{Sn}_{50}$	15,6	16,00	29,9	673	96,47	2,265	0,584
$^{124}\text{Sn}_{50}$	14,4	14,56	31,1	670	85,86	2,221	0,013
$^{124}\text{Sn}_{50}$	14,4	16,19	21,6	502	46,35	1,200	0,010
Nat Sb_{51}	15,7	17,21	25,7	388	19,15	2,074	0,035
$^{124}\text{Te}_{52}$	16,36	17,13	26,5	476	49,94	1,160	$2 \cdot 10^{-5}$
$^{126}\text{Te}_{52}$	15,6	17,41	24,8	510	48,11	0,980	0,586
$^{130}\text{Te}_{52}$	14,4	15,94	25,9	713	60,06	1,140	$4 \cdot 10^{-5}$
Nat Te_{52}	14,5	15,06	25,7	524	12,41	2,853	0,017
$^{127}\text{I}_{53}$	16,2	16,78	24,9	390	75,12	1,900	1,041

1	2	3	4	5	6	7	8
$^{127}_{53}\text{I}$	16,2	17,70	29,5	443	40,06	1,100	0,035
$^{133}_{55}\text{Cs}$	16,2	17,74	29,5	503	33,09	1,253	$5 \cdot 10^{-5}$
$^{133}_{55}\text{Cs}$	16,2	17,33	24,2	328	38,45	1,084	0,003
$^{138}_{56}\text{Ba}$	15,5	17,17	27,1	490	34,78	1,355	1,970
$^{\text{Nat}}_{56}\text{Ba}$	15,5	16,19	24,3	371	27,36	1,393	0,266
$^{138}_{57}\text{La}$	16,1	17,48	24,3	291	32,95	1,273	0,140
$^{140}_{58}\text{Ce}$	16,65	17,39	26,5	457	74,59	1,013	0,009
$^{142}_{58}\text{Ce}$	12,6	14,37	23,5	1186	87,49	1,229	0,872
$^{\text{Nat}}_{58}\text{Ce}$	12,6	13,7	25,2	400	10,04	1,628	0,011
$^{141}_{59}\text{Pr}$	17,5	18,58	29,8	340	40,00	1,100	0,004
$^{143}_{60}\text{Nd}$	16,2	18,10	19,8	179	49,16	0,276	$3 \cdot 10^{-4}$
$^{144}_{60}\text{Nd}$	14,0	15,59	20,2	563	80,21	0,887	$3 \cdot 10^{-4}$
$^{145}_{60}\text{Nd}$	13,7	14,90	20,2	657	107,39	1,064	$2 \cdot 10^{-5}$
$^{146}_{60}\text{Nd}$	13,2	14,30	20,2	667	60,48	1,270	0,456
$^{148}_{60}\text{Nd}$	12,6	13,57	18,8	835	92,94	1,402	0,043
$^{150}_{60}\text{Nd}$	12,5	14,18	20,2	837	73,53	1,100	0,032
$^{\text{Nat}}_{60}\text{Nd}$	12,3	12,63	18,0	323	40,00	1,100	1,084
$^{148}_{62}\text{Sm}$	14,5	16,55	20,0	556	80,03	0,823	0,019
$^{150}_{62}\text{Sm}$	13,8	14,85	19,8	696	76,11	1,700	0,959
$^{152}_{62}\text{Sm}$	13,9	14,68	20,0	681	81,67	1,600	0,164
$^{154}_{62}\text{Sm}$	13,9	15,86	21,1	762	68,14	1,214	0,009
$^{\text{Nat}}_{62}\text{Sm}$	13,9	15,01	25,2	731	79,94	1,040	0,002
$^{153}_{63}\text{Eu}$	14,9	16,40	28,9	670	49,72	1,64	0,652
$^{160}_{64}\text{Gd}$	13,5	14,72	29,5	1056	70,68	1,40	3,196
$^{159}_{65}\text{Tb}$	14,8	16,72	27,4	605	41,35	1,20	$4 \cdot 10^{-4}$
$^{165}_{67}\text{Ho}$	14,8	16,87	26,9	744	70,34	0,776	0,040
$^{175}_{71}\text{Lu}$	14,5	15,31	23,0	635	13,16	3,595	0,001
$^{181}_{73}\text{Ta}$	14,0	15,47	25,2	790	65,18	1,600	0,020
$^{181}_{73}\text{Ta}$	14,0	15,84	24,6	881	64,94	1,360	0,004
$^{186}_{74}\text{W}$	13,0	14,19	28,6	1200	111,44	1,558	0,004
$^{186}_{76}\text{Os}$	15,0	16,00	19,7	463	111,74	2,096	0,001
$^{188}_{76}\text{Os}$	14,36	15,47	30,4	885	115,23	1,680	0,038
$^{190}_{76}\text{Os}$	13,72	15,20	29,9	996	70,68	2,408	0,006
$^{192}_{76}\text{Os}$	13,42	14,95	24,9	1200	108,62	1,355	0,366
$^{197}_{79}\text{Au}$	14,7	15,60	24,7	777	80,99	1,300	0,001

Продолжение табл. 1

1	2	3	4	5	6	7	8
¹⁹⁷ Au ₇₉	14,7	16,38	21,7	479	58,95	1,100	0,008
²⁰⁶ Pb ₈₂	14,87	16,00	26,4	532	52,12	1,100	6·10 ⁻⁵
²⁰⁷ Pb ₈₂	14,44	16,04	26,4	549	39,94	1,340	0,004
²⁰⁸ Pb ₈₂	14,1	15,02	26,4	860	80,20	0,836	0,001
²⁰⁸ Pb ₈₂	14,1	15,53	19,9	328	51,47	1,300	4·10 ⁻⁵
²⁰⁹ Bi ₈₃	14,5	15,48	26,4	714	77,32	1,200	0,214
²³² Th ₉₀	11,5	12,96	16,3	787	95,17	1,407	0,137
²³⁵ U ₉₂	12,15	13,10	18,5	1588	19,06	1,920	0,009
²³⁸ U ₉₂	11,24	12,12	18,3	1132	131,44	1,300	4·10 ⁻⁴
²³⁸ U ₉₂	11,25	12,65	18,3	899	108,94	1,008	1,505
²³⁷ Np ₉₃	12,25	13,92	16,6	121	14,32	1,829	2·10 ⁻⁴

Таблица 2

Параметры зависимости (2) для реакций типа ($\gamma, 2n$)

Изотоп	σ_{n1}	Γ_1	E_{n1}	σ_{n2}	Γ_2	E_{n2}	χ^2
⁴⁵ Sc ₂₁	40,68	3,433	0,012	73,46	4,083	0,012	11,010
⁵¹ V ₂₃	33,84	0,018	0,116	40,10	19,84	1,497	2,000
⁵⁵ Mn ₂₅	65,02	0,025	8,707	41,86	13,31	11,33	2,985
⁵⁹ Co ₂₇	1,577	38,64	15,51	32,95	29,45	36,07	0,732
⁵⁸ Ni ₂₈	39,66	2,295	-0,082	43,36	2,945	-0,082	0,957
⁶³ Cu ₂₉	37,97	0,983	0,0045	44,43	14,81	0,130	1,175
⁶⁵ Cu ₂₉	78,99	-0,613	-0,0488	41,02	25,71	0,069	2,093
⁶⁴ Zn ₃₀	94,22	0,629	0,012	49,17	8,875	0,012	1,412
⁷⁴ Ge ₃₂	44,73	9,090	20,76	67,32	1,917	33,67	0,923
⁷⁶ Ge ₃₂	46,47	8,769	20,63	38,68	4,979	10,60	0,880
⁷⁸ Ge ₃₂	94,57	1,912	8,198	43,06	12,21	11,79	0,909
⁷⁵ As ₃₃	37,27	7,419	21,85	25,89	0,252	43,11	0,922
⁷⁵ As ₃₃	-10,73	0,653	-15,66	31,14	9,487	21,17	1,175
⁷⁸ Se ₃₄	38,17	4,472	3,737	7,415	14,69	9,312	0,601
⁷⁸ Se ₃₄	41,74	7,561	21,46	65,78	-3,873	31,69	0,710
⁸⁰ Se ₃₄	66,47	6,336	5,343	45,22	8,842	20,25	0,785
⁸² Se ₃₄	68,29	6,440	12,85	41,88	6,976	19,83	0,635
⁸⁸ Y ₃₈	29,95	0,024	8,2·10 ⁻⁴	45,50	21,88	37,80	1,830

1	2	3	4	5	6	7	8
$^{89}\text{Y}_{39}$	31,28	18,22	22,43	54,39	14,92	41,82	2,222
$^{90}\text{Zr}_{40}$	67,90	7,362	2,208	106,37	35,38	7,823	2,907
$^{91}\text{Zr}_{40}$	27,88	0,0154	0,040	38,32	25,74	0,0439	4,809
$^{92}\text{Zr}_{40}$	66,44	7,020	18,53	39,21	1,669	29,29	1,954
$^{94}\text{Zr}_{40}$	21,44	41,53	$-6 \cdot 10^{-4}$	74,87	4,208	17,78	2,056
$^{93}\text{Nb}_{41}$	64,19	0,220	0,286	51,62	6,720	19,88	1,581
$^{92}\text{Mo}_{42}$	94,22	2,039	0,030	45,19	8,172	0,030	1,284
$^{94}\text{Mo}_{42}$	79,11	3,120	0,274	41,27	9,123	20,55	1,963
$^{96}\text{Mo}_{42}$	39,14	17,44	10,03	40,25	5,846	19,74	1,961
$^{98}\text{Mo}_{42}$	44,50	3,525	18,38	45,75	11,17	20,40	3,419
$^{100}\text{Mo}_{42}$	25,81	-0,038	0,047	100,78	7,403	17,77	3,662
$^{103}\text{Rh}_{45}$	26,94	2,727	-0,072	46,25	5,744	19,86	2,350
$^{\text{Nat}}\text{Pd}_{46}$	48,73	2,442	18,56	52,63	3,555	20,77	2,538
$^{107}\text{Ag}_{47}$	36,61	-1,247	9,000	35,67	8,902	20,60	2,223
$^{\text{Nat}}\text{Ag}_{47}$	41,28	5,005	20,08	51,32	15,35	33,32	5,361
$^{\text{Nat}}\text{Cd}_{48}$	25,49	0,0957	0,0096	58,37	7,355	19,68	8,005
$^{115}\text{In}_{49}$	39,49	4,671	19,52	43,84	1,498	29,75	4,473
$^{116}\text{Sn}_{50}$	34,98	3,392	19,63	97,78	9,068	28,15	0,392
$^{116}\text{Sn}_{50}$	52,23	9,032	20,57	29,05	0,046	0,220	2,674
$^{117}\text{Sn}_{50}$	38,16	1,025	5,569	68,72	4,859	19,30	0,951
$^{117}\text{Sn}_{50}$	39,38	2,771	18,72	39,45	1,001	21,22	1,047
$^{118}\text{Sn}_{50}$	37,15	0,0417	11,15	95,11	2,981	19,16	0,284
$^{118}\text{Sn}_{50}$	39,21	2,848	18,68	40,45	10,38	20,82	1,890
$^{118}\text{Sn}_{50}$	56,64	3,303	18,19	45,44	8,620	20,81	2,616
$^{120}\text{Sn}_{50}$	68,50	3,506	17,84	40,46	4,805	20,83	0,603
$^{120}\text{Sn}_{50}$	16,71	24,77	1,189	2,102	-0,025	20,62	0,006
$^{124}\text{Sn}_{50}$	59,46	2,063	16,43	81,26	5,808	18,17	1,378
$^{124}\text{Sn}_{50}$	63,83	3,917	17,25	78,26	18,32	19,62	1,866
$^{\text{Nat}}\text{Sb}_{51}$	22,60	102,08	$5 \cdot 10^{-4}$	40,14	4,530	19,05	9,432
$^{124}\text{Te}_{52}$	60,32	3,327	18,83	39,91	5,908	21,99	0,566
$^{126}\text{Te}_{52}$	63,43	4,400	17,78	39,67	6,200	20,15	0,420
$^{130}\text{Te}_{52}$	94,26	4,190	16,99	31,49	14,02	19,40	1,050
$^{\text{Nat}}\text{Te}_{52}$	65,03	5,479	18,13	47,47	50,00	44,42	5,233
$^{127}\text{I}_{53}$	42,71	2,000	18,34	46,45	6,446	20,90	1,241
$^{127}\text{I}_{53}$	40,54	16,46	8,278	44,57	6,489	18,93	0,499

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8
$^{133}\text{Cs}_{55}$	39,74	22,14	-0,0037	46,05	5,160	19,32	1,265
$^{133}\text{Cs}_{55}$	-86,64	5,470	0,236	62,44	8,179	19,09	8,230
$^{138}\text{Ba}_{56}$	67,24	2,266	12,41	68,75	8,652	18,65	1,740
Nat Ba_{56}	-17,00	1,461	-12,69	109,35	9,339	16,89	1,164
$^{139}\text{La}_{57}$	39,32	5,474	8,853	46,18	1,034	18,62	0,491
$^{140}\text{Ce}_{58}$	40,11	10,64	13,74	40,64	10,72	20,87	0,552
$^{142}\text{Ce}_{58}$	130,35	2,575	15,27	123,52	6,590	16,23	1,144
Nat Ce_{58}	10,54	1,361	18,63	45,36	9,249	20,08	0,196
$^{141}\text{Pr}_{59}$	40,12	5,598	14,31	42,76	6,247	20,57	1,123
$^{143}\text{Nd}_{60}$	94,97	2,440	14,00	95,09	7,500	14,00	2,800
$^{144}\text{Nd}_{60}$	89,09	2,185	15,61	169,71	1,782	17,34	0,487
$^{145}\text{Nd}_{60}$	67,55	10,75	13,18	94,91	4,202	16,15	0,887
$^{146}\text{Nd}_{60}$	167,80	3,251	15,94	120,61	16,18	34,42	3,873
$^{148}\text{Nd}_{60}$	158,39	2,930	15,18	84,75	4,888	17,25	2,416
$^{150}\text{Nd}_{60}$	67,05	6,441	14,37	122,63	4,052	16,02	1,488
Nat Nd_{60}	45,08	1,616	15,19	83,47	3,274	16,79	3,029
$^{148}\text{Sm}_{62}$	94,90	2,585	16,62	75,90	6,587	18,77	1,654
$^{150}\text{Sm}_{62}$	97,17	1,836	15,90	124,40	4,310	17,60	3,510
$^{152}\text{Sm}_{62}$	119,18	1,840	16,16	114,52	3,840	18,02	6,174
$^{154}\text{Sm}_{62}$	114,77	3,109	16,40	80,47	6,144	17,97	4,690
Nat Sm_{62}	132,47	3,692	16,37	38,27	5,014	19,70	0,605
$^{153}\text{Eu}_{63}$	68,03	7,195	15,91	39,94	8,614	18,66	1,382
$^{160}\text{Gd}_{64}$	79,76	1,784	15,82	129,49	5,560	17,31	1,664
$^{159}\text{Tb}_{65}$	68,57	11,27	-0,059	73,72	5,760	17,45	1,466
$^{165}\text{Ho}_{67}$	120,05	6,384	12,80	71,95	7,264	17,31	3,234
$^{175}\text{Lu}_{71}$	119,33	2,776	17,41	42,52	7,351	20,83	1,780
$^{181}\text{Ta}_{73}$	104,03	2,442	16,23	68,86	8,090	18,04	0,348
$^{181}\text{Ta}_{73}$	175,76	4,600	16,79	2480,0	0,0266	23,40	1,264
$^{186}\text{W}_{74}$	142,97	2,642	15,32	124,63	5,258	16,44	0,900
$^{186}\text{Os}_{76}$	94,27	16,83	12,70	64,83	2,560	17,42	1,270
$^{188}\text{Os}_{76}$	94,78	10,92	14,03	94,80	2,997	16,85	0,711
$^{190}\text{Os}_{76}$	149,60	8,470	14,53	102,20	2,713	16,52	0,587
$^{192}\text{Os}_{76}$	131,79	2,446	15,75	129,90	6,650	16,59	1,032
$^{197}\text{Au}_{79}$	142,86	4,430	17,81	37,92	14,72	30,74	4,320
$^{197}\text{Au}_{79}$	95,27	8,491	13,28	40,01	8,370	17,28	0,591

1	2	3	4	5	6	7	8
$^{208}\text{Pb}_{82}$	25,92	2,654	-0,082	72,93	7,220	17,68	0,927
$^{207}\text{Pb}_{82}$	31,77	10,32	6,584	70,74	8,796	17,51	0,391
$^{208}\text{Pb}_{82}$	85,20	3,752	16,74	37,14	104,02	30,11	0,441
$^{208}\text{Pb}_{82}$	67,33	14,25	11,19	40,72	4,990	17,01	0,393
$^{209}\text{Bi}_{83}$	74,01	2,881	16,38	47,26	10,88	20,22	0,685
$^{232}\text{Th}_{90}$	134,90	3,357	13,53	155,39	3,033	15,25	0,460
$^{235}\text{U}_{92}$	40,66	0,809	14,88	73,31	18,00	25,04	0,756
$^{238}\text{U}_{92}$	130,17	1,908	13,21	226,28	3,207	14,60	1,370
$^{238}\text{U}_{92}$	90,98	3,841	13,95	112,95	5,922	13,99	1,598
$^{237}\text{Np}_{93}$	71,06	0,090	14,44	64,20	21,67	21,42	0,861
$^{237}\text{Np}_{93}$	96,30	4,730	13,96	43,28	0,359	15,95	4,457

Список литературы

1. Давыдов М. Г., Кисельгоф В. В., Кукса В. И. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. 1985. Вып. 4. С. 82.
2. Давыдов М. Г., Кукса В. И., Наумов А. П. Ядерные данные для гамма-активационного анализа. Ростов-на-Дону, 1982. Деп. ВИНТИ N 2318-82.
3. Давыдов М. Г., Шербаченко В. А. // Атомная энергия. 1969. Вып. 3. Т. 27. С. 205.
4. Давыдов М. Г., Шербаченко В. А. // Атомная энергия. 1975. Вып. 3. Т. 39. С. 210.
5. Давыдов М. Г., Потетюнко Г. Н., Рахманов И. Б. /Сб.: Тезисы докладов XXXIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ташкент, 1989. Д.: Наука, 1989. С. 327.
6. Давыдов М. Г., Шварцман Н. Е. Пороги фотоядерных реакций (обзор экспериментальных данных). Томск, 1987. Деп. ВИНТИ N 4648-В87.
7. Berman V. L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1975. V. 15. N 4. P. 319.
8. Dietrich S. S., Berman V. L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. V. 38. N 2. P. 199.

Статья поступила в редакцию 18 апреля 1991 г.

УДК 539.171.4

СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ СФЕРИЧЕСКИХ И ПОЛУСФЕРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ 14 МэВ НЕЙТРОНОВ/А. И. Сауков, Б. И. Суханов, А. М. Рябинин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 4, с. 3

В работе приведены результаты измерений методом времени пролета спектров вторичных нейтронов в диапазоне энергий 0,4+14 МэВ сферических и полусферических образцов конструкционных материалов и элементов: Mg, Al, Fe, Ti, Ni, Cu, Zr, Mo, CF_2 , Pb, ^{238}U , H_2O , D_2O , Be, C, CH_2 под действием 14 МэВ-нейтронов.

Приведена зависимость относительной эффективности детектора нейтронов от энергии. Окончательные результаты представлены в виде нормированных аппаратурных спектров, а также в форме таблиц выхода нейтронов в 13 диапазонах энергий от 0,4 до 14 МэВ. Результаты работы могут быть использованы для проверки и корректировки ядерно-физических констант исследованных материалов и элементов (рис. 34, табл. 3, список лит. - 12 назв.).

УДК 621.039.51

ИЗМЕРЕНИЕ И АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ И СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА УРАНА-238 В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ 0,465+200 кэВ/Г. П. Георгиев, Ю. В. Григорьев, Ю. С. Замятнин, Б. И. Иванов, В. Н. Кошечев, Г. Н. Мантуров, Г. В. Мурадян, И. А. Сираков, В. В. Сеница, Н. Б. Янева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 4, с. 26.

Методом времени пролета на импульсном источнике нейтронов ИБР-30 в диапазоне энергий 0,465+200 кэВ проведены измерения полных пропусканий и функций самоиндикации в сечении радиационного захвата на металлических образцах урана-238 различной толщины. В радиационном захвате исследовалась зависимость результатов измерений от кратности регистрации гамма-лучей. Из экспериментальных данных получены среднегрупповые (для системы констант БНАБ) полные сечения, а также факторы резонансного самоэкранирования сечений полного и радиационного захвата. С помощью программы EVPAR оценены также средние резонансные параметры - силовые нейтронные и радиационные функции и радиусы рассеяния. Полученные результаты обсуждаются в сравнении с данными других работ (рис. 5, табл. 4, список лит. - 20 назв.).

УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЕ АБСОЛЮТНОЙ ВЕЛИЧИНЫ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ХРОМА В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 1+20 кэВ. /М. А. Восканян, Г. В. Мозолев, Г. В. Мурадян, В. А. Степанов, Л. П. Ястребова, Б. В. Журавлев, Л. Е. Казаков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 4, с. 40.

Сечение радиационного захвата нейтронов для естественного хрома измерено методом спектрометрии множественности и техники времени пролета на линейном ускорителе электронов. События захвата регистрировались 2-х слойным 4π-детектором из кристаллов NaI(Tl). Измерения проведены на 25-метровой пролетной базе с разрешением 2,5 нс/м. Абсолютизация сечения выполнена методом насыщенного резонанса. Систематическая погрешность полученных данных не превышает 15%. Данные сравниваются с результатами других измерений (рис. 2, табл. 1, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.172

ОПИСАНИЕ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{48}Ti В МЕТОДЕ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ МНОГИХ КАНАЛОВ. /Р. Кабесас, Х. Лубиан, В. П. Лунев, В. Г. Проняев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 4, с. 45.

Метод сильной связи каналов использован для описания сечений взаимодействия нейтронов с энергией от 0,5 до 5 МэВ с ядром ^{48}Ti при учете большого числа коллективных уровней одно- и двухфононной природы (рис. 4, табл. 1, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.163

ОЦЕНЕННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ^{234}U В ТЕПЛОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ. /Г. Б. Мороговский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 4, с. 52.

Проведен анализ экспериментальных данных по нейтронным сечениям ^{234}U в области энергий ниже 1 эВ. Получены оцененные значения полного сечения, сечений радиационного захвата и упругого рассеяния в энергетическом интервале 10^{-5} +1 эВ, а также параметры отрицательного резонанса (табл. 1, список лит. - 9 назв.).

УДК 621.039.554

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБОСНОВАНИЕ ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ НАРАБОТКИ КОБАЛЬТА-60. /В.И. Голубев, Е. В. Долгов, А. И. Ефремов, А. В. Звонарев, В. В. Коробейников, В. А. Кольженков, Б. В. Колосков, В. Г. Лифоров, В. И. Матвеев, И. П. Матвеевко, И. Р. Суслов, Ю. С. Хомяков, В. А. Черный. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 4, с. 56.

Рассмотрены возможные варианты облучательных устройств для наработки радиоактивного изотопа ^{60}Co в быстром энергетическом реакторе. Расчетные оценки указывают на возможность получения в быстром реакторе ^{60}Co с удельной активностью ≈ 100 Ки/г при использовании замедлителя - гидрида циркония. Оценены возмущения, вносимые устройством в нейтронное поле реактора. Всплески энерговыделения, возникающие на границе ОУ - активная зона, могут быть снижены до приемлемого уровня с помощью поглощающих элементов. ОУ вносит дополнительную отрицательную реактивность, в связи с чем общая наработка ^{60}Co в реакторе ограничена имеющимся запасом реактивности. Расчетные данные подтверждены экспериментами на специальных макетах (рис. 6, табл. 5, список лит. - 6 назв.).

УДК 621.039.51

ПРОВЕРКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ РЯДА АКТИНИДОВ В ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ. /С. М. Бедняков, В. А. Дулин, И. В. Мальшева, Г. Н. Мантуров, А. М. Цибуля. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 4, с. 71.

Проводится сравнение расчетных и экспериментальных данных для актинидов ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am и ^{243}Am , для которых измерены отношения средних сечений и коэффициентов реактивности в быстрых критических сборках различных спектров. Расчетные результаты получены с использованием новой системы групповых констант БНАБ-90. Делаются выводы о надежности сечений деления и захвата для актинидов и о возможности их уточнения (рис. 9, табл. 1, список лит. - 8 назв.).

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,
в международной системе СИИДА.

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
TI	048	TOT	FEI	THEO	5.0+5	5.0+6	45	LUNEV+ C-C MDL, SIG(E), GRPH, CFD
TI	048	SEL	FEI	THEO	5.0+5	5.0+6	45	LUNEV+ C-C MDL, SIG(E), GRPH, CFD
TI	048	DIN	FEI	THEO	5.0+5	5.0+6	45	LUNEV+ C-C MDL, 1 LVL, EXCIT FN, GRPH
CR		NG	KUR	EXPT	1.0+4	2.0+4	40	VOSKANYAN+ LINAC, TOF, SCIN, SIG(E), TBL
U	234	TOT	IJE	EVAL	1.0-5	1.0+0	52	MOROGOVSKIJ. ANAL EXPTS, SIG(E), TBL
U	234	NG	IJE	EVAL	1.0-5	1.0+0	52	MOROGOVSKIJ. ANAL EXPTS, SIG(E), TBL
U	234	SCT	IJE	EVAL	1.0-5	1.0+0	52	MOROGOVSKIJ. ANAL EXPTS, SIG(E), TBL
U	234	RES	IJE	EVAL	-.2+1		52	MOROGOVSKIJ. ANAL EXPTS, EO, WN, WG GVN

**ВНИМАНИЮ ФИЗИКОВ-ЯДЕРЩИКОВ,
РАЗРАБОТЧИКОВ ЯДЕРНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК,
ВСЕХ, КТО ИСПОЛЬЗУЕТ ЯДЕРНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ!**

- Прежде чем создавать свою программу расчета интересующих Вас процессов, убедитесь, что подобной программы нет в банке компьютерных программ Японо-Европейско-Американского Агенства по Атомной Энергии. Если она там есть, то Вы сэкономите много сил и средств, получив ее оттуда. Подобрать подходящую среди тысяч программ Вам поможет Центр по данным о строении атомного ядра и ядерным реакциям Минатомэнергопрома.
- Центр поможет Вам получить выбранную программу и запустить ее на Вашей технике, проконсультирует по ее использованию.

Телефон в Москве: 196-16-12

Технический редактор Н. А. Борзова

Сборник подготовили к печати:

Л. А. Голубенкова, В. Н. Долженко, В. М. Замаренова

Подписано к печати 20.12.91		Бумага писчая	
Офсетная печать	Усл. печ. л. 6	Уч.-изд. л. 8,7	Тираж 255 экз.
Цена 22 руб. 36 коп.	Индекс 3645	10 статей	Заказ тип. 6

Отпечатано на ротапринтере
249020. г. Обнинск Калужской обл., ФЭИ

Цена 22 р. 36 к.

Индекс 3645

**ISSN 0207-3668. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы.
1991, вып. 4, 1-122.**