

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

ВЫПУСК 3(30)

1978

Главный редактор В. А. КУЗНЕЦОВ

Редакционная коллегия: А. А. Абагян, А. Ф. Алябьев, Б. Г. Дубовский, В. Г. Заграфов, Ю. С. Замятин, О. Д. Казачковский, Д. А. Кардашев (ответственный секретарь), И. Г. Морозов, В. И. Мостовой, П. Э. Немировский, М. Н. Николаев, В. В. Орлов, К. А. Петржак, С. И. Сухоручкин, Л. Н. Усачев (заместитель главного редактора).

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1978

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 3 (30)

1978

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

СОДЕРЖАНИЕ

Остапенко Ю.Б., Смиренин Г.Н., Солдатов А.С., Жучко В.Е., Ципенюк Ю.М. Выходы и сечения фотоделения изотопов Th, U, Np, Pu и Am в области энергий 4,5 - 7,0 МэВ	3
Абагян Л.П., Бычков В.М., Захарова С.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Оценка сечений пороговых реакций с вылетом заряженных ча- стиц на изотопах хрома	11
Безотосный В.М., Горбачев В.М., Суров Л.М., Швецов М.С. Полные сечения образования γ -квантов при неупругом вза- имодействии 14-МэВ нейтронов с различными ядрами	21
Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Спектры вторичных нейтронов, испускаемых при взаимодей- ствии нейтронов с ядрами ^{238}U	24
Мастеров В.С., Серегин А.А. Проницаемость двугорбого барьера, аппроксимированного тре- мя сопряженными параболой	33
Колесов В.Е., Титаренко Н.Н. Оптическая модель упругого рассеяния составных частиц	37
Доклады на 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1977 г.)	51
Block R.C., Singh U.N., Kobayashi K., Chrien R.E., Liou H.I. Neutron total cross-section measurements of ^{45}Sc and ^{56}Fe	51
Poortmans F., Cornelis E., Mewissen L., Rohr G., Shelley R., Veen T. van der, Vanpraet G., Weigmann H. Neutron resonance parameters for ^{238}U	68
Mewissen L., Angeletti A., Cornelis E., Poortmans F., Rohr G., Vanpraet G., Weigmann H. Neutron resonance parameters for ^{237}Np	78
Delaroche J.P., Haouat G., Shamu R., Lachkar J., Patin M., Sigaud J., Chardine J. Etude des deformations des isotopes pair-pair du tungstene au moyen de la diffusion des neutrons	84
Gayther D.B., Coates M.S., James G.D., Moxon M.C., Syme D.B., Thomas B.W., Thom B. Neutron capture and total cross-section measurements on fast reactor structural materials	90
Библиографический индекс работ в Международной системе СИИДА	112

УДК 534.173.3

ВЫХОДЫ И СЕЧЕНИЯ ФОТОДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ Th, U, Np, Pu И Am В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 4,5 - 7,0 МэВ

Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов,
В.Е.Жучко, Ю.М.Ципленюк

YIELD AND CROSS-SECTIONS OF PHOTOFISSION FOR ISOTOPS Th, U, Np, Pu, Am IN ENERGY RANGE FROM 4,5 MeV TO 7,0 MeV. The numerical data for yields and cross-sections of photofission for 9 nuclei (^{232}Th , ^{235}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Po , ^{241}Am) obtained by bremsstrahlung radiation experiments on a microtron are listed in energy range from 4,4 MeV to 7,0 MeV. The results as a relations of photofission yields for studied nuclei to ones yield for ^{238}U are comparasing with data of other authors.

Благодаря высокой проникающей способности γ -квантов и нейтронов фотоядерные реакции, сопровождающиеся эмиссией нейтронов, рассматриваются в качестве одного из эффективных методов неразрушающегося анализа делящихся материалов. Такими реакциями является фотоделение, сопровождающееся испусканием мгновенных и запаздывающих нейтронов, и реакция (γ, n) . Чувствительность метода определяется тем, насколько велики индивидуальные различия регистрируемых свойств ядер-выходов нейтронов.

Задачи, связанные с технологическим контролем элементного и изотопного состава облучаемых изделий без нарушения оболочки, требуют знания этих свойств для большого числа ядер. В настоящей работе сообщаются данные о выходах и сечении фотоделения, полученные на спектре тормозного γ -излучения, для девяти основных изотопов Th, U, Np, Pu и Am в области энергий от 4,4-5,0 до 7,0 МэВ.

Измерения производились на сильноточном микротроне Института физических проблем АН СССР с 17 орбитами. Для регистрации осколков деления использовались слюдяные трековые детекторы. Делящиеся мишени толщиной 0,5 - 1,3 мг/см² были изготовлены из практически чистых материалов, исключая ^{233}U и ^{241}Pu , в которых примеси посторонних делящихся ядер составили 2 - 4%, но были хорошо известны. Количества делящегося вещества определялись "взвешиванием" в потоке 14,5 МэВ моноэнергетических нейтронов относительно мишени из ^{238}U , количество ядер в которой было известно с точностью 5%. Схема опыта приведена на рис.1. Более подробно методика измерений изложена в работе [1].

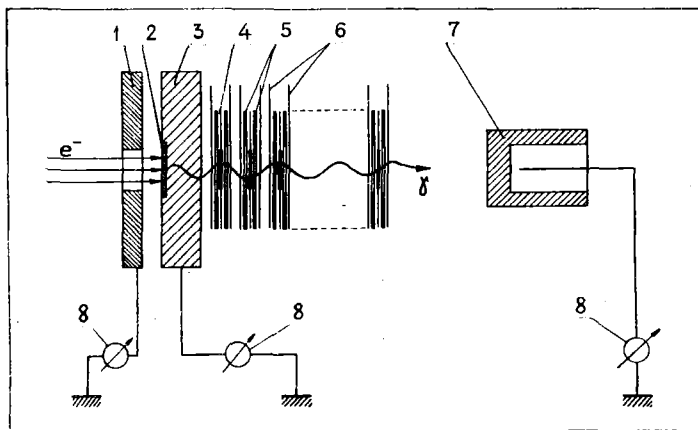


Рис.1. Схема опыта определения количества делящегося вещества:

1 - диафрагма тормозной мишени;
2 - тормозная мишень; 3 - поглотитель электронов из алюминия; 4 - кассета с двусторонним слоем делящегося вещества; 5 - диафрагма детектора осколков; 6 - детектор осколков; 7 - нейтронная ионизационная камера; 8 - амперметр

В таблице приведены результаты измерений выходов фотоделений Y в зависимости от граничной энергии тормозного спектра E_{max} для всех исследовавшихся ядер в числах делений на 1 мг делящегося вещества, на 1 мкА/с при расстоянии от вольфрамовой мишени 4,7 см. Величины выходов в таблице приведены со статистической ошибкой, отражающей погрешность относительного хода $Y (E_{max})$. В эту ошибку входят статистическая ошибка измерений числа треков, ошибки просмотра детекторов, мониторингирования тока электронов на тормозной мишени, учета угловых распределений осколков фотоделения.

В таблице (колонка "Ошибка эксперимента") приведена систематическая часть ошибки, связанная с определением абсолютного значения выхода $Y (E_{max})$. Она состоит из ошибок определения числа ядер в делящихся мишенях, абсолютного значения тока электронов, величины эффективного телесного угла регистрации осколков, зависимости потока γ -квантов, производящих деления, от расстояния до источника. Последнюю зависимость измеряли сравнением числа делений ^{238}U , мишень из которого попеременно помещали в разных ячейках экспериментального устройства [1].

Приводимые данные о выходах исправлены на фон спонтанных делений исследовавшихся изотопов и примесей, наиболее существенный для ^{241}Pu и ^{241}Am , а также на фон вынужденных делений под действием фотонейтронов, рождающихся в стенах экспериментального зала и конструкционных деталях, содержащих дейтерий и бериллий. Последний ограничил снизу по энергии возможности исследования ^{235}U и ^{238}U .

Выход реакции фотоделения Y , $\frac{\text{дел}}{\text{мг} \cdot \text{мкА}}$, на расстоянии 4,7 см от тормозной мишени и сечение фотоделения $\sigma_{\gamma f}$, мб (ошибки только статические)

Изотоп	Ошибка эксперимента, %	E_{max} , МэВ			
		4,4	4,6	4,7	4,8
^{232}Th : Y	12	-	-	-	-
	30	-	-	-	-
^{233}U : Y	10	-	-	-	$2,59 \pm 0,65(-7)$
	30	-	-	-	$6,54 \pm 3,37(-7)$
^{235}U : Y	10	-	-	-	$1,27 \pm 0,19(-5)$
	30	-	-	-	$1,15 \pm 0,56(-5)$
^{236}U : Y	10	$1,08 \pm 0,11(-5)$	$3,81 \pm 0,19(-5)$	-	$2,84 \pm 0,10(-4)$
	30	$4,22 \pm 1,25(-5)$	$1,24 \pm 0,22(-4)$	-	$1,17 \pm 0,14(-3)$
^{238}U : Y	10	$1,82 \pm 0,10(-6)$	$2,44 \pm 0,06(-5)$	$9,27 \pm 0,35(-5)$	$3,20 \pm 0,06(-4)$
	30	$5,12 \pm 1,62(-6)$	$7,75 \pm 0,71(-5)$	$9,00 \pm 0,43(-4)$	$2,88 \pm 0,13(-3)$
^{237}Np : Y	10	$4,55 \pm 0,30(-6)$	$2,64 \pm 0,09(-5)$	-	$3,66 \pm 0,21(-4)$
	30	$2,24 \pm 0,33(-5)$	$1,19 \pm 0,09(-4)$	-	$1,54 \pm 0,27(-3)$
^{239}Pu : Y	10	$1,01 \pm 0,25(-5)$	$7,15 \pm 1,43(-5)$	-	$4,10 \pm 0,21(-4)$
	30	$2,80 \pm 0,71(-5)$	$3,49 \pm 1,20(-4)$	-	$1,45 \pm 0,32(-3)$
^{241}Pu : Y	10	$3,35 \pm 1,00(-5)$	$2,00 \pm 0,20(-4)$	-	$8,10 \pm 0,32(-4)$
	30	$9,14 \pm 2,90(-5)$	$9,52 \pm 1,79(-4)$	-	$1,94 \pm 0,42(-3)$
^{241}Am : Y	12	$1,20 \pm 0,30(-5)$	$1,39 \pm 0,10(-4)$	-	$9,80 \pm 0,39(-4)$
	30	$3,50 \pm 1,12(-5)$	$7,90 \pm 0,73(-4)$	-	$3,88 \pm 0,42(-3)$

Продолжение таблицы

Изотоп		E _{max} МэВ			
		4,9	5,0	5,1	5,2
232Th:	Y	1,12 ± 0,56(-6)	5,20 ± 0,40(-6)	3,07 ± 0,22(-5)	6,55 ± 0,38(-5)
	β _{γf}	1,02 ± 0,20(-6)	5,57 ± 0,83(-5)	3,31 ± 0,23(-4)	5,10 ± 0,40(-4)
233U:	Y	6,65 ± 0,20(-5)	4,00 ± 0,60(-4)	2,09 ± 0,13(-3)	1,26 ± 0,09(-2)
	β _{γf}	7,00 ± 1,90(-4)	4,30 ± 1,25(-3)	2,12 ± 0,24(-2)	1,41 ± 0,15(-1)
235U:	Y	—	8,50 ± 1,70(-5)	2,24 ± 0,34(-4)	8,40 ± 0,67(-4)
	β _{γf}	—	1,62 ± 0,43(-4)	1,56 ± 0,63(-3)	7,86 ± 1,19(-3)
236U:	Y	6,32 ± 0,63(-4)	1,25 ± 0,09(-3)	8,05 ± 0,16(-3)	2,70 ± 0,19(-2)
	β _{γf}	3,51 ± 0,82(-3)	5,56 ± 1,78(-3)	9,27 ± 0,41(-2)	2,30 ± 0,30(-1)
238U:	Y	7,27 ± 0,51(-4)	1,65 ± 0,07(-3)	4,62 ± 0,15(-3)	9,90 ± 0,50(-3)
	β _{γf}	4,00 ± 0,91(-3)	9,50 ± 2,06(-3)	3,44 ± 0,32(-2)	5,25 ± 0,93(-2)
237Np:	Y	9,95 ± 1,40(-4)	3,11 ± 0,12(-3)	8,20 ± 0,24(-3)	2,44 ± 0,12(-2)
	β _{γf}	7,06 ± 2,46(-3)	2,54 ± 0,40(-2)	5,55 ± 0,46(-2)	1,95 ± 0,19(-1)
239Pu:	Y	8,80 ± 1,06(-4)	2,42 ± 0,12(-3)	6,95 ± 0,21(-3)	1,90 ± 0,14(-2)
	β _{γf}	4,60 ± 1,76(-3)	1,76 ± 0,34(-2)	5,11 ± 0,45(-2)	1,37 ± 0,16(-1)
241Pu:	Y	2,03 ± 0,20(-3)	5,20 ± 0,52(-3)	1,36 ± 0,04(-2)	3,63 ± 0,26(-2)
	β _{γf}	1,38 ± 0,29(-2)	3,64 ± 0,86(-2)	9,42 ± 0,80(-2)	2,68 ± 0,46(-1)
241Am:	Y	2,18 ± 0,31(-3)	5,67 ± 0,17(-3)	1,31 ± 0,04(-2)	2,68 ± 0,19(-2)
	β _{γf}	1,24 ± 0,42(-2)	4,02 ± 0,64(-2)	7,75 ± 0,91(-2)	1,36 ± 0,21(-1)
		5,3	5,4	5,5	5,6
232Th:	Y	1,67 ± 0,07(-4)	1,61 ± 0,05(-3)	1,02 ± 0,06(-2)	3,45 ± 0,10(-2)
	β _{γf}	1,06 ± 0,13(-3)	2,02 ± 0,10(-2)	1,13 ± 0,09(-1)	2,72 ± 0,22(-1)
233U:	Y	7,55 ± 0,15(-2)	2,38 ± 0,04(-1)	5,50 ± 0,10(-1)	1,10 ± 0,02(+0)
	β _{γf}	8,10 ± 0,37(-1)	1,91 ± 0,07(0)	2,97 ± 0,12(+0)	4,51 ± 0,26(+0)
235U:	Y	3,92 ± 0,17(-3)	1,34 ± 0,04(-2)	4,60 ± 0,10(-2)	1,19 ± 0,02(-1)
	β _{γf}	3,88 ± 0,28(-2)	1,16 ± 0,08(-1)	3,90 ± 0,20(-1)	7,42 ± 0,35(-1)
236U:	Y	6,30 ± 0,13(-2)	1,09 ± 0,02(-1)	2,04 ± 0,04(-1)	3,53 ± 0,07(-1)
	β _{γf}	3,36 ± 0,35(-1)	3,49 ± 0,43(-1)	8,20 ± 1,00(-1)	1,13 ± 0,19(+0)
238U:	Y	2,45 ± 0,07(-2)	5,73 ± 0,13(-2)	1,20 ± 0,02(-1)	2,71 ± 0,05(-1)
	β _{γf}	1,56 ± 0,11(-1)	3,58 ± 0,24(-1)	5,94 ± 0,40(-1)	1,53 ± 0,09(+0)
237Np:	Y	7,07 ± 0,14(-2)	1,64 ± 0,03(-1)	3,94 ± 0,08(-1)	8,96 ± 0,16(-1)
	β _{γf}	5,18 ± 0,39(-1)	9,90 ± 0,51(-1)	2,42 ± 0,13(+0)	4,86 ± 0,21(+0)
239Pu:	Y	5,39 ± 0,10(-2)	1,36 ± 0,03(-1)	3,46 ± 0,06(-1)	8,02 ± 0,15(-1)
	β _{γf}	3,80 ± 0,30(-1)	9,03 ± 0,53(-1)	2,22 ± 0,09(+0)	4,35 ± 0,25(+0)
241Pu:	Y	9,96 ± 0,19(-2)	1,89 ± 0,04(-1)	3,38 ± 0,06(-1)	5,15 ± 0,09(-1)
	β _{γf}	6,66 ± 0,65(-1)	8,65 ± 0,52(-1)	1,04 ± 0,07(+0)	1,08 ± 0,09(+0)
241Am:	Y	5,62 ± 0,13(-2)	1,11 ± 0,02(-1)	2,27 ± 0,05(-1)	4,36 ± 0,09(-1)
	β _{γf}	2,82 ± 0,43(-1)	5,45 ± 0,45(-1)	1,14 ± 0,09(+0)	1,79 ± 0,15(+0)

Изотоп		E_{max} , МэВ			
		5,7	5,8	5,9	6,0
232Th:	$Y_{\beta\gamma}$	$6,95 \pm 0,35(-2)$	$1,08 \pm 0,04(-1)$	$2,13 \pm 0,06(-1)$	$4,64 \pm 0,12(-1)$
		$2,66 \pm 0,48(-1)$	$2,44 \pm 0,91(-1)$	$9,70 \pm 0,81(-1)$	$2,59 \pm 2,34(+0)$
233U:	$Y_{\beta\gamma}$	$1,89 \pm 0,09(+0)$	$3,06 \pm 0,06(+0)$	$4,68 \pm 0,08(+0)$	$6,45 \pm 0,11(+0)$
		$6,09 \pm 0,61(+0)$	$8,14 \pm 0,86(+0)$	$7,78 \pm 0,40(+0)$	$6,75 \pm 0,31(+0)$
235U:	$Y_{\beta\gamma}$	$2,44 \pm 0,12(-1)$	$4,70 \pm 0,09(-1)$	$9,12 \pm 0,17(-1)$	$1,57 \pm 0,03(+0)$
		$1,08 \pm 0,14(+0)$	$2,20 \pm 0,17(+0)$	$3,80 \pm 0,22(+0)$	$4,56 \pm 0,24(+0)$
236U:	$Y_{\beta\gamma}$	$6,32 \pm 0,32(-1)$	$1,21 \pm 0,02(+0)$	$2,28 \pm 0,03(+0)$	$3,76 \pm 0,08(+0)$
		$2,38 \pm 0,55(+0)$	$5,86 \pm 0,90(+0)$	$9,08 \pm 0,65(+0)$	$1,00 \pm 0,13(+1)$
238U:	$Y_{\beta\gamma}$	$6,36 \pm 0,25(-1)$	$1,19 \pm 0,02(+0)$	$1,84 \pm 0,03(+0)$	$2,62 \pm 0,04(+0)$
		$3,84 \pm 0,38(+0)$	$4,46 \pm 0,46(+0)$	$3,50 \pm 0,24(+0)$	$4,03 \pm 0,31(+0)$
237Np:	$Y_{\beta\gamma}$	$1,71 \pm 0,09(+0)$	$2,99 \pm 0,05(+0)$	$4,82 \pm 0,08(+0)$	$6,97 \pm 0,12(+0)$
		$7,19 \pm 0,98(+0)$	$1,05 \pm 0,10(+1)$	$1,02 \pm 0,06(+1)$	$9,02 \pm 0,86(+0)$
239Pu:	$Y_{\beta\gamma}$	$1,45 \pm 0,07(+0)$	$2,44 \pm 0,05(+0)$	$3,59 \pm 0,07(+0)$	$4,91 \pm 0,10(+0)$
		$5,15 \pm 0,65(+0)$	$6,87 \pm 0,70(+0)$	$4,67 \pm 0,36(+0)$	$3,91 \pm 0,44(+0)$
241Pu:	$Y_{\beta\gamma}$	$7,70 \pm 0,39(-1)$	$1,18 \pm 0,02(+0)$	$1,83 \pm 0,04(+0)$	$2,72 \pm 0,06(+0)$
		$1,64 \pm 0,22(+0)$	$2,86 \pm 0,39(+0)$	$4,16 \pm 0,32(+0)$	$5,23 \pm 0,36(+0)$
241Am:	$Y_{\beta\gamma}$	$7,44 \pm 0,37(-1)$	$1,26 \pm 0,03(+0)$	$2,04 \pm 0,04(+0)$	$3,22 \pm 0,06(+0)$
		$2,43 \pm 0,32(+0)$	$4,32 \pm 0,51(+0)$	$5,52 \pm 0,36(+0)$	$7,42 \pm 0,67(+0)$
		6,1	6,2	6,3	6,4
232Th:	$Y_{\beta\gamma}$	$1,04 \pm 0,03(+0)$	$1,84 \pm 0,09(+0)$	$2,98 \pm 0,08(+0)$	$4,79 \pm 0,12(+0)$
		$5,60 \pm 0,49(+0)$	$5,50 \pm 0,67(+0)$	$7,65 \pm 1,50(+0)$	$1,13 \pm 0,14(+1)$
233U:	$Y_{\beta\gamma}$	$8,32 \pm 0,14(+0)$	$1,10 \pm 0,04(+1)$	$1,38 \pm 0,03(+1)$	$1,69 \pm 0,03(+1)$
		$6,55 \pm 0,37(+0)$	$7,30 \pm 0,33(+0)$	$7,35 \pm 0,64(+0)$	$7,67 \pm 0,64(+0)$
235U:	$Y_{\beta\gamma}$	$2,38 \pm 0,05(+0)$	$3,64 \pm 0,15(+0)$	$5,25 \pm 0,13(+0)$	$7,00 \pm 0,13(+0)$
		$4,90 \pm 0,51(+0)$	$7,02 \pm 0,61(+0)$	$7,31 \pm 0,81(+0)$	$6,10 \pm 0,43(+0)$
236U:	$Y_{\beta\gamma}$	$5,64 \pm 0,20(+0)$	$8,37 \pm 0,84(+0)$	$1,19 \pm 0,04(+1)$	$1,53 \pm 0,03(+1)$
		$1,12 \pm 0,16(+1)$	$1,35 \pm 0,41(+1)$	$1,32 \pm 0,54(+1)$	$1,03 \pm 0,25(+1)$
238U:	$Y_{\beta\gamma}$	$3,76 \pm 0,07(+0)$	$5,38 \pm 0,22(+0)$	$7,15 \pm 0,13(+0)$	$9,18 \pm 0,17(+0)$
		$5,86 \pm 0,48(+0)$	$7,16 \pm 0,74(+0)$	$6,57 \pm 0,93(+0)$	$5,80 \pm 0,52(+0)$
237Np:	$Y_{\beta\gamma}$	$9,20 \pm 0,32(+0)$	$1,20 \pm 0,09(+1)$	$1,60 \pm 0,04(+1)$	$2,03 \pm 0,04(+1)$
		$8,54 \pm 1,30(+0)$	$1,01 \pm 0,15(+1)$	$1,28 \pm 0,30(+1)$	$1,33 \pm 0,21(+1)$
239Pu:	$Y_{\beta\gamma}$	$6,28 \pm 0,16(+0)$	$8,08 \pm 0,40(+0)$	$9,95 \pm 0,20(+0)$	$1,31 \pm 0,03(+1)$
		$3,78 \pm 0,45(+0)$	$5,03 \pm 0,57(+0)$	$6,95 \pm 1,39(+0)$	$1,19 \pm 0,11(+1)$
241Pu:	$Y_{\beta\gamma}$	$3,85 \pm 0,08(+0)$	$5,65 \pm 0,40(+0)$	$8,17 \pm 0,16(+0)$	$1,08 \pm 0,02(+1)$
		$6,58 \pm 0,62(+0)$	$1,18 \pm 0,11(+1)$	$1,24 \pm 0,18(+1)$	$1,11 \pm 0,12(+1)$
241Am:	$Y_{\beta\gamma}$	$4,66 \pm 0,14(+0)$	$6,77 \pm 0,47(+0)$	$9,95 \pm 0,50(+0)$	$1,35 \pm 0,07(+1)$
		$8,73 \pm 0,95(+0)$	$1,23 \pm 0,20(+1)$	$1,64 \pm 0,43(+1)$	$1,54 \pm 0,32(+1)$

Изотоп		E_{max}, MeV			
		6,5	6,6	6,7	6,8
232Th:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$7,05 \pm 0,18(+0)$	$9,60 \pm 0,24(+0)$	$1,23 \pm 0,03(+1)$	$1,52 \pm 0,03(+1)$
		$1,02 \pm 0,17(+1)$	$7,95 \pm 1,49(+0)$	$5,45 \pm 1,69(+0)$	$3,65 \pm 1,18(+0)$
233U:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$2,04 \pm 0,05(+1)$	$2,48 \pm 0,06(+1)$	$2,92 \pm 0,05(+1)$	$3,58 \pm 0,06(+1)$
		$8,58 \pm 0,52(+0)$	$1,04 \pm 0,12(+1)$	$1,21 \pm 0,15(+1)$	$1,70 \pm 0,14(+1)$
235U:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$8,98 \pm 0,21(+0)$	$1,13 \pm 0,03(+1)$	$1,46 \pm 0,03(+1)$	$1,78 \pm 0,03(+1)$
		$5,91 \pm 0,68(+0)$	$7,20 \pm 0,72(+0)$	$1,00 \pm 0,10(+1)$	$7,80 \pm 1,10(+0)$
236U:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$1,86 \pm 0,06(+1)$	$2,47 \pm 0,06(+1)$	$3,00 \pm 0,06(+1)$	$3,72 \pm 0,07(+1)$
		$1,03 \pm 0,24(+1)$	$1,72 \pm 0,34(+1)$	$1,66 \pm 0,39(+1)$	$2,20 \pm 0,57(+1)$
238U:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$1,14 \pm 0,02(+1)$	$1,37 \pm 0,04(+1)$	$1,63 \pm 0,03(+1)$	$1,97 \pm 0,04(+1)$
		$5,05 \pm 0,63(+0)$	$4,62 \pm 0,76(+0)$	$4,86 \pm 1,29(+0)$	$5,69 \pm 1,35(+0)$
237Np:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$2,47 \pm 0,07(+1)$	$3,12 \pm 0,08(+1)$	$3,70 \pm 0,06(+1)$	$4,50 \pm 0,08(+1)$
		$1,37 \pm 0,17(+1)$	$1,67 \pm 0,19(+1)$	$1,57 \pm 0,23(+1)$	$1,85 \pm 0,29(+1)$
239Pu:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$1,67 \pm 0,04(+1)$	$2,02 \pm 0,05(+1)$	$2,38 \pm 0,05(+1)$	$2,91 \pm 0,06(+1)$
		$1,18 \pm 0,11(+1)$	$9,01 \pm 0,93(+0)$	$8,56 \pm 2,31(+0)$	$1,43 \pm 0,27(+1)$
241Pu:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$1,37 \pm 0,04(+1)$	$1,79 \pm 0,05(+1)$	$2,25 \pm 0,04(+1)$	$2,74 \pm 0,05(+1)$
		$1,10 \pm 0,11(+1)$	$1,29 \pm 0,20(+1)$	$1,33 \pm 0,21(+1)$	$1,36 \pm 0,27(+1)$
241Am:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$1,72 \pm 0,09(+1)$	$2,33 \pm 0,12(+1)$	$2,85 \pm 0,06(+1)$	$3,60 \pm 0,07(+1)$
		$1,51 \pm 0,37(+1)$	$2,01 \pm 0,38(+1)$	$1,64 \pm 0,50(+1)$	$1,98 \pm 0,50(+1)$
		6,9	6,10		
232Th:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$1,78 \pm 0,04(+1)$	$2,11 \pm 0,05(+1)$		
		$2,39 \pm 1,26(+0)$	$3,57 \pm 5,09(+0)$		
233U:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$4,21 \pm 0,07(+1)$	$4,82 \pm 0,08(+1)$		
		$1,59 \pm 0,32(+1)$	$1,38 \pm 0,64(+1)$		
235U:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$2,12 \pm 0,04(+1)$	$2,58 \pm 0,05(+1)$		
		$7,25 \pm 1,98(+0)$	$1,60 \pm 0,80(+1)$		
236U:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$4,59 \pm 0,09(+1)$	$5,55 \pm 0,11(+1)$		
		$2,92 \pm 0,98(+1)$	$3,58 \pm 1,65(+1)$		
238U:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$2,27 \pm 0,04(+1)$	$2,62 \pm 0,05(+1)$		
		$5,12 \pm 2,70(+0)$	$6,54 \pm 3,40(+0)$		
237Np:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$5,28 \pm 0,09(+1)$	$6,20 \pm 0,11(+1)$		
		$1,80 \pm 0,41(+1)$	$2,50 \pm 1,19(+1)$		
239Pu:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$3,53 \pm 0,09(+1)$	$4,16 \pm 0,08(+1)$		
		$1,92 \pm 0,48(+1)$	$1,75 \pm 0,98(+1)$		
241Pu:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$3,37 \pm 0,09(+1)$	$4,03 \pm 0,07(+1)$		
		$1,75 \pm 0,54(+1)$	$2,28 \pm 1,07(+1)$		
241Am:	γ $\sigma_{\gamma f}$	$4,35 \pm 0,09(+1)$	$5,15 \pm 0,10(+1)$		
		$1,79 \pm 0,61(+1)$	$1,86 \pm 0,98(+1)$		

Примечание. 1. Цифра в скобках указывает порядок помещенных в таблицах величин. 2. Ошибка эксперимента допускается для всех рассчитываемых $\gamma, \sigma_{\gamma f}$ соответствующих изотопов.

В таблице также приведены значения сечений фотоделения в миллибарнах при энергиях $E = E_{max} - \frac{\Delta E_{max}}{2}$, где $\Delta E_{max} = 0,1$ МэВ при $E_{max} \geq 4,8$ МэВ и $0,2$ МэВ при $E_{max} < 4,8$ МэВ.

Энергетические зависимости сечений фотоделения получены по результатам измерений выходов путем решения интегрального уравнения

$$Y(E_{max}) = A \int_0^{E_{max}} N(E_{max}, E) \sigma_{ff}(E) dE,$$

где A - константа, определяемая параметрами делящегося слоя и геометрией эксперимента;
 $N(E_{max}, E)$ - спектр тормозного излучения для электронов с кинетической энергией равной E_{max} [2].

Задача определения $\sigma_{ff}(E)$ из приведенного выше уравнения относится к классу "некорректно" поставленных задач. Решению таких задач посвящено достаточно много работ. Авторами данной статьи использовался итерационный метод минимизации направленного расхождения (МНР) [3-5], позволяющий учитывать неотрицательность сечения σ_{ff} .

Выходы реакций всегда измеряются в конечном интервале энергий $[E_{max}^{(1)}, E_{max}^{(n)}]$ (n - число измерений в интервале), и поэтому при восстановлении сечения обычно наблюдаются большие искажения решения при $E < E_{max}^{(1)}$ [6]. Причина искажений заключается в том, что в выходах реакций имеется информация о сечении и при $E < E_{max}^{(1)}$, однако решение системы уравнений обычно ведется в предположении, что $\sigma_{ff}(E) = 0$ при $E < E_{max}^{(1)} - \Delta E_{max}$. Итерационный процесс по методу МНР построен так, что решение уравнения для $Y(E_{max})$ находится в более широком интервале $[E_{max}^{(0)}, E_{max}^{(n)}]$, при этом в области энергий $[E_{max}^{(0)}, E_{max}^{(1)}]$ получается оценка поведения сечения, а в интервале $[E_{max}^{(1)}, E_{max}^{(n)}]$ резко уменьшаются искажения [6].

Итерационный процесс метода МНР строился, как описано в работе [4], с учетом указанных выше особенностей. Для "оценки" сходимости метода МНР пользовались критерием типа χ^2 . Итерационный процесс останавливали, когда изменение χ^2 при двух последовательных итерациях становилось меньше 1%. Критерий остановки итерационного процесса был выработан на основе исследования сходимости решения к тестовым кривым, обладающим всеми характерными для получаемых сечений особенностями: перепад сечений ~ 12 порядков, резонансная структура в подпороговой и околопороговой областях. Значения выходов получали интегрированием тестового сечения с шагом 0,1 МэВ в области 3,8 - 7,0 МэВ. В уравнение $Y(E_{max})$ подставляли полученные таким образом величины, разбросанные по пуассоновскому закону с уменьшающейся по мере увеличения энергии ошибкой от 25 до 1,5%. Такое распределение ошибок характерно для реализуемой в опыте зависимости ΔY от E_{max} . Пример решения одной из таких тестовых задач приведен на рис.2.

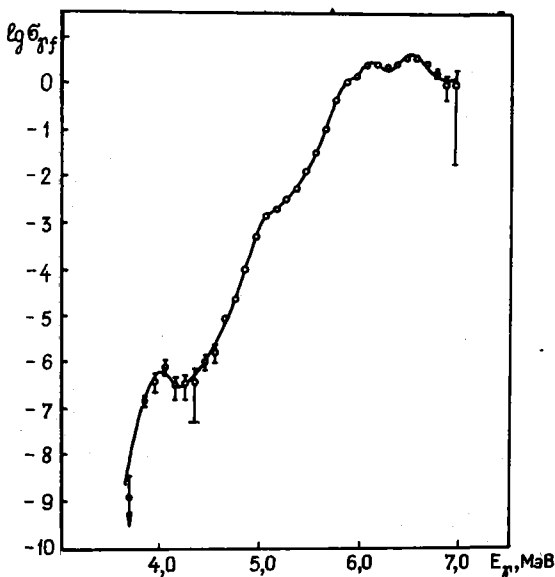


Рис.2. Пример решения тестовой задачи по вычисленному σ_{ff} :
 — исходная зависимость $\sigma_{ff}(E)$;
 o - подсчитанные данные

При выбранном критерии остановки итерационного процесса восстанавливаемое сечение воспроизводит все особенности, имевшиеся в исходном тесте, и согласуется с ним в пределах ошибок. Оценка ошибок восстановления сечения проводилась путем многократного решения уравнения $Y(E_{max})$ с вариацией исходных данных по пуассоновскому закону. Число итераций при этом сохранялось постоянным и равным числу итераций, соответствующим критериям остановки.

Как показали тестовые расчеты, значительные отклонения при некоторых реализациях случайного разброса исходных данных могут появиться лишь в последних двух-трех точках на высокоэнергетическом конце диапазона, где точных исходных выходов 1,5-2% оказывается недостаточной как в силу слабой зависимости интегральных выходов от энергии, так и из-за малой информации о сечении в этих точках. Это обстоятельство следует иметь в виду при оценке точности данных о сечении фотоделения.

Значения ошибок сечения фотоделения в таблице получены описанным выше способом и характеризуют, так же как и в случае выходов, только относительную точность расчетов. Ошибка абсолютизации $\sigma_{eff}(E)$, так же как и для выхода $Y(E_{max})$, приведена в таблице. Помимо составляющих абсолютной ошибки выхода сюда входит также неопределенность абсолютной величины спектра тормозного излучения порядка 25%.

Данные о выходах реакции фотоделения на исследовавшихся изотопах для удобства сравнения с данными других авторов приведены также в виде отношений к выходу для ^{238}U на рис.3.

В ошибку отношений выходов включены все составляющие ошибки определения абсолютного выхода, кроме погрешности факторов, которые исключаются при относительных измерениях (ток электронов, количество делящегося вещества в эталонной мишени).

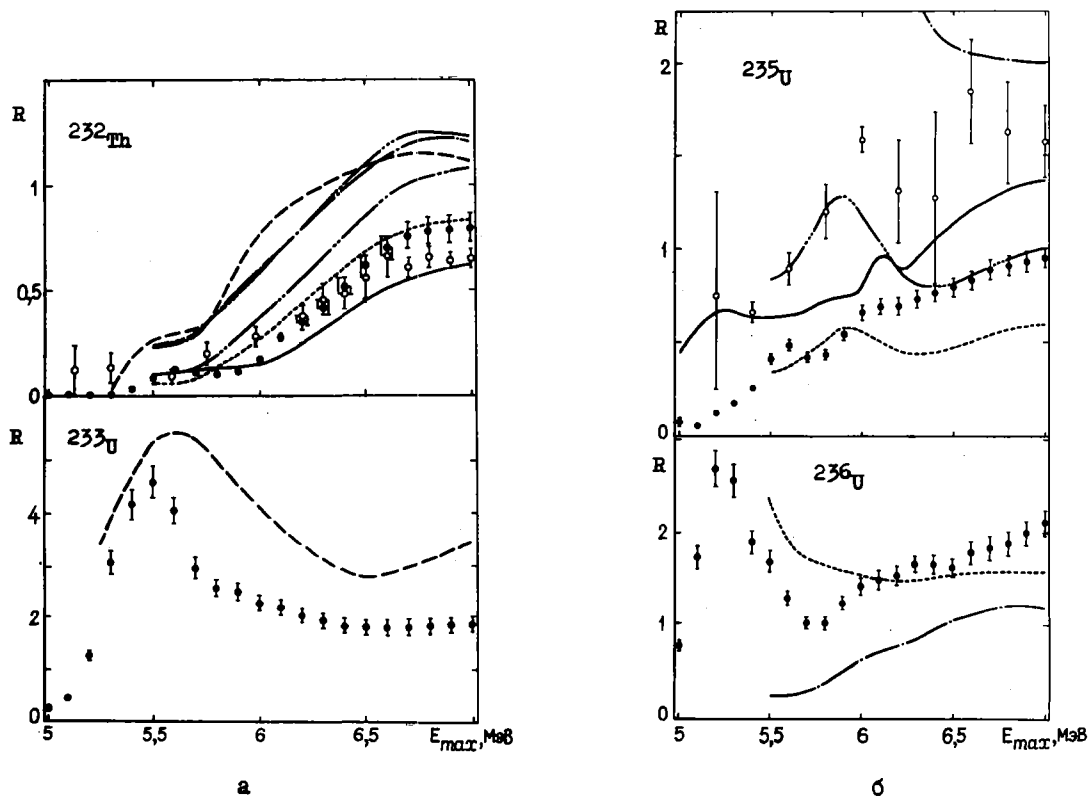
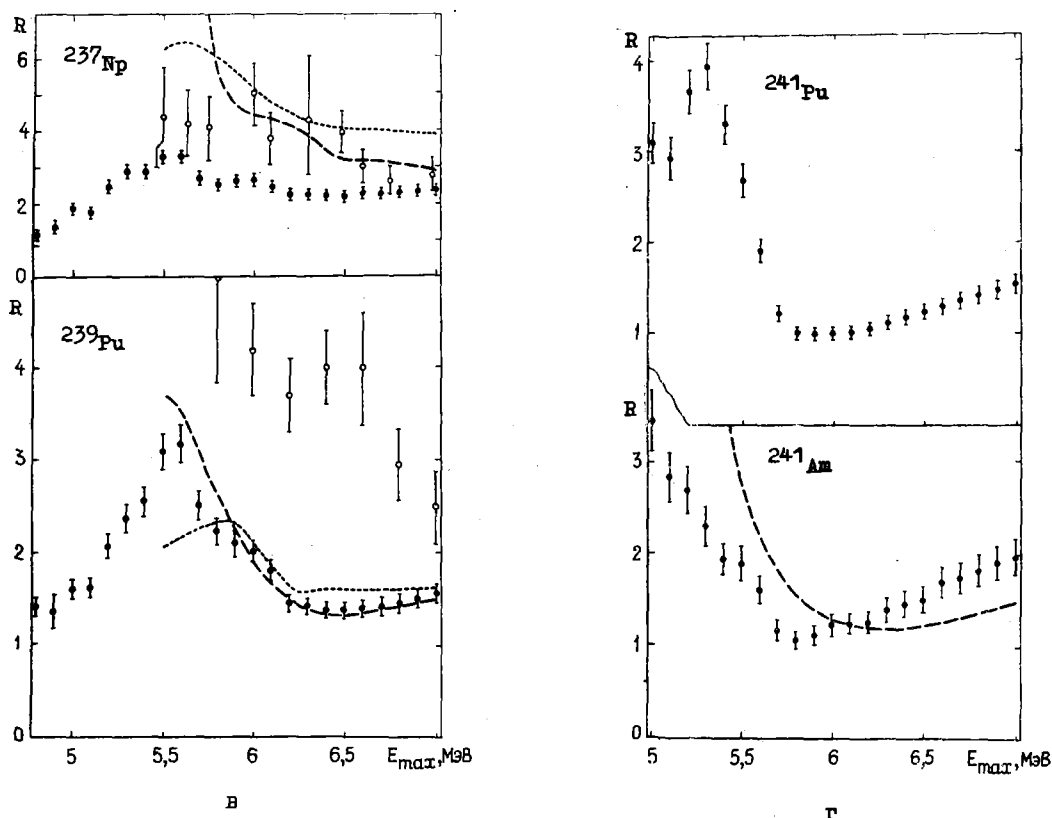


Рис.3. Отношения выходов реакции фотоделения ^{232}Th и ^{233}U тормозными γ -квантами (а), отношения выходов фотоделений ^{235}U и ^{236}U (б), ^{237}Np и ^{239}Pu (в), ^{241}Pu и ^{241}Am (г) к выходу для ^{238}U :

• — данные, полученные в настоящей работе; данные, полученные на тормозном спектре в работах:
 — — — [7]; ○ — [8]; — — — — [9]; кривые — — — —, — — — —, — — — —, — — — — получены путем пересчета данных работ [10-13] соответственно



Продолжение рис.3 (в,г)

Помимо данных, полученных на тормозном спектре [7-9], на рис.3,а-в даны отношения выходов, вычисленных путем интегрирования по тормозному спектру данных о сечении фотоделения, полученных на монохроматических γ -квантах [10-13]. В этих расчетах использовались те же спектры тормозного излучения, что и в вычислениях сечений фотоделения, приведенных в таблице.

Данные, приведенные на рис. 3, имеют значительный разброс. Это отражает трудности экспериментального исследования фотоделения тяжелых ядер вблизи порога, когда существенное влияние могут оказывать различия в энергетическом разрешении электронов, изотопическая чистота веществ, нейтронные фоны. В приведенных исследованиях авторы статьи стремились свести до минимума все указанные выше мешающие факторы.

Проведенные измерения выходов фотоделения в широкой области энергий вблизи барьера помимо практического значения представляют также значительный интерес для изучения многих аспектов процесса деления ядер вблизи порога [14], что составляет самостоятельный интерес.

Список литературы

1. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы". 1976, вып. 21, с. 65. Авт.: Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов, В.Е.Жучко, Ю.М.Ципенюк.
2. Жучко В.Е., Ципенюк Ю.М. - "Атомн. энергия", 1975, № 39, с. 66.
3. Тараском.З. - Препринт ФЭИ-156. Обнинск, 1969.
4. Тараском.З., Крамер-Агеев Е.А., Тихонов Е.Б. - "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", 1970, вып.2, с. 125.
5. "Nucl. Inst. and Meth.", 1976, v. 136, p. 373. Auth.: V.E.Zhuchko, Yu.B.Ostapenko, A.S.Soldatov, Yu.M.Tsirenyuk.
6. Жучко В.Е. - "Ядерная физика", 1977, т. 25, с. 229.

7. K a t z L., B a e r g A.P., B r o w n F. - Sec. UN.Int.Conf. on the PUAE (UN, Geneva, 1958), 1958, v.16, p.188.
8. И в а н о в К.Н., П е т р ж а к К.А. - "Атомн.энергия", 1974, № 36, с. 404.
9. "Nucl. Technology", Apr., 1972, v. 13, p. 33. Auth.: R.L.Bramblett, T.Gozani, R.O. Giñaven, D.E.Rundquist.
10. Y e s t e r M.V., A n d e r l R.A., M o r r i s o n R.C. - "Nucl. Phys.", 1973, v. A205, p.569; Ibid., v.A212, p.22.
11. D i s k e y P.A., A x e l J.D. - "Phys. Rev. Lett.", 1975, v. 35, p. 501.
12. K h a n A.M., K n o w l e s J.W. - "Nucl. Phys.", 1972, v. A179, p. 333.
13. LA-UR76-1615, 1976. Auth.: J.T.Caldwell, E.J.Dowdy, B.Berman, L.Alvarez, P.Meyer.
14. Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 718. Авт.: В.Е.Жучко, С.П.Капица, Ю.Б.Остапенко и др. - "Phys. Lett.", 1977, v. 68B, p. 323. Auth.: V.E.Zhuchko, A.V.Ignatyuk, Y.B.Ostapenko and e.a.

УДК 539.172.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ
С ВЫЛЕТОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ИЗОТОПАХ ХРОМА

Л.П.Абагян, В.М.Бычков, С.М.Захарова,
А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин

EVALUATION OF THRESHOLD REACTION CROSS SECTIONS WITH EMISSION OF CHARGE PARTICLES FOR CHROMIUM ISOTOPES. Evaluation of threshold reaction cross sections with emission of charge particles for chromium isotopes in the energy range from threshold up to 20 MeV was made. Data of experimental works published up to 1977 and theoretical model calculations are taken into account in the evaluation.

Введение

В данной работе проведена оценка функций возбуждения нейтронных реакций, сопровождающихся вылетом протона и α -частицы, на стабильных изотопах хрома и их естественной смеси в области энергий от порога до 20 МэВ. На основании проведенной оценки получены групповые сечения (энергетические границы групп совпадают с границами 26- и 21-групповых систем констант [1,2]), которые могут быть использованы в расчетах реакторов и защиты.

Следует отметить, что имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по этим сечениям (были использованы данные, опубликованные до 1977 г.) недостаточно для построения детального хода сечений во всей рассматриваемой области энергий. Как правило, измерения выполнены лишь при энергии $\sim 14-15$ МэВ. Поэтому детальный ход сечений был получен из расчетов по статистической модели. Поскольку расчет позволяет определить достаточно надежно лишь относительный ход сечений, но не их абсолютные величины, то абсолютная нормировка рассчитанных сечений проводилась на рекомендованные экспериментальные значения при энергии $\sim 14-15$ МэВ, которые были получены из анализа имеющихся экспериментальных данных.

I. Метод расчета

Для расчета сечений применялась каскадная модель испарения [3,4]. Сечение реакции $X(\alpha, b, c)Z$ в рамках этой модели записывается следующим образом:

$$\sigma(\alpha, \beta, c) = \sigma_{\alpha} \frac{\int_0^{E_{\max}^{\beta c}} (2S_{\beta} + 1) dE k_{\beta}^2 \sigma_{\beta}^{\text{inv}}(E) \rho_Y(U_{\beta}) W_c(E)}{\sum_{\beta'} (2S_{\beta'} + 1) \int_0^{E_{\max}^{\beta'}} dE' k_{\beta'}^2 \sigma_{\beta'}^{\text{inv}}(E') \rho_{Y'}(U_{\beta'})},$$

где

$$W_c(E) = \frac{\Gamma_c(E)}{\sum_c \Gamma_c(E)};$$

$$\Gamma_c(E) = \frac{(2S_c + 1)}{2\pi^2 \rho_Y(U_{\beta})} \int_0^{E_{\max}^{\beta c} - E} dE' k_c^2 \sigma_c^{\text{inv}}(E') \rho_Z(U_c);$$

$$E_{\max}^{\beta} = E_{\alpha} + Q_{\alpha\beta}; \quad E_{\max}^{\beta c} = E_{\alpha} + Q_{\alpha\beta c}^*;$$

σ_{α} - сечение образования составного ядра;

S_{β} - спин частицы β ;

k_{β} - волновое число частицы β ;

$\rho_Y(U_{\beta})$ - плотность уровней остаточного ядра Y при энергии возбуждения $U_{\beta} = E_{\max}^{\beta} - E$;

$Q_{\alpha\beta}, Q_{\alpha\beta c}$ - энергии реакций $X(\alpha, \beta)Y$ и $X(\alpha, \beta, c)Z$ соответственно.

Суммирование проводится по всем открытым каналам распада с испусканием нейтрона, протона, α -частицы и γ -кванта.

Плотность уровней в модели Ферми-газа

$$\rho[U] = \frac{\text{const} \cdot \exp\{2\sqrt{\alpha U^*}\}}{(U^* + t)^{3/2}},$$

$$U^* = U - \delta; \quad t = \frac{0,5}{\alpha} (1 + \sqrt{1 + \alpha U^*});$$

здесь α, δ - параметры.

Результаты анализа сечений реакции (n, p) на изотопах Cr, Ni, Fe [5] показали, что при $E_n \geq 14-15$ МэВ испарительная модель не описывает экспериментальных данных. Реакция (n, p) в этой области энергий идет в значительной степени через неравновесный механизм. Учет вклада неравновесных процессов проводился в рамках экситонной модели Гриффина [6].

Доля частиц, испускаемых в процессе достижения составным ядром равновесного состояния, рассчитывается из соотношения

$$\sigma_{\text{прегр}}(E) = \frac{(2S+1)m\sigma_{\alpha}}{4\pi^2 h^2 A \alpha \Sigma_0} \int_0^{E_{\max}} dE' E' \sigma^{\text{inv}}(E') \sum_{\substack{\bar{n} \\ n_0=3}}^{\bar{n}} \left(\frac{U}{E_0}\right)^{n-2} (n+1)^2 (n-1),$$

($\Delta n = 2$)

где

$$\alpha = |\bar{M}|^2 g^4 / A;$$

g - плотность одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми;

A - атомный вес ядра;

$|\bar{M}|^2$ - средний квадрат матричного элемента перехода из n - в $n+2$ -квантовое состояние;

* E берется с учетом энергии отдачи остаточного ядра.

S, m - спин и масса испущенной частицы;
 E_0, U - энергия возбуждения составного и остаточного ядер;
 n - число экситонов в равновесном состоянии.

Приняты следующие параметры плотности уровней [7]:

$$\alpha = A/10,8; \quad \delta = \begin{cases} 0 & \text{- для четно-четных ядер,} \\ -1,5 & \text{- для ядер с нечетным } A, \\ -3 & \text{- для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

Сечения обратных реакций для нейтронов и протонов рассчитывались по оптической модели работы [8] с параметрами потенциала, полученными в работе [9]. Для расчета сечений поглощения α -частиц использованы параметры из работы [10], Сечение фотопоглощения [11]

$$\sigma_{\gamma} = \left(\frac{0,013 \cdot A}{\Gamma_R} \right) \cdot \frac{E^2 \Gamma_R^2}{(E^2 - E_R^2) + E^2 \Gamma_R^2};$$

$$E_R = 80 \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad \Gamma_R = 5 \text{ МэВ}.$$

Параметр предравновесной эмиссии $\alpha = 5,3 \cdot 10^{-3}$ выбран согласно работам [12,13], в которых проводился анализ спектров неупругого рассеяния нейтронов и сечений реакции (n, p) при $E_n = 14$ МэВ.

2. Обзор экспериментальных данных

Большинство измерений на изотопах хрома выполнено лишь при одной энергии $\sim 14-15$ МэВ, причем измерения эти, в основном, являются относительными (табл. I). Следует отметить, что тщательной оценки использованных в этих измерениях стандартных сечений не проводилось. В качестве наиболее достоверных сечений на данный момент времени были приняты среднеарифметические значения по всем экспериментальным данным, мб [14]:

$^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$	352	$^{27}\text{Al}(n, d)^{24}\text{Na}$	114
$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	110	$^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$	572
$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$	71		

Результаты относительных измерений были перенормированы на эти значения.

Таблица I

Работа	Автор	Лаборатория или страна	Где опубликовано	Исследованная реакция
[A-61]	D. L. Allan	НАР	НР, 1961, v. 24, N 2, p. 274	$^{50}\text{Cr}(n, p)^{50}\text{V}$ $Q = -0,26 \text{ МэВ}$ $^{50}\text{Cr}(n, np)^{49}\text{V}$ $Q = -9,6 \text{ МэВ}$ $^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$ $Q = -3,21 \text{ МэВ}$ $^{53}\text{Cr}(n, p)^{53}\text{V}$ $Q = -1,7 \text{ МэВ}$
[A-75]	Д. А. Александров, Л. И. Елочкова, Б. С. Ковригин	СССР	АЭ, 1975, v. 39, N 2, p. 137	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$
[D-78]	В. П. Доля и др.	СССР	"Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. II, с. 9	$^{50}\text{Cr}(n, \alpha)^{47}\text{Ti}$ $Q = 0,330 \text{ МэВ}$ $^{52}\text{Cr}(n, \alpha)^{49}\text{Ti}$

Работа	Автор	Лаборатория или страна	Где опубликовано	Исследованная реакция
				$Q = -1,203 \text{ МэВ}$ $^{53}\text{Cr}(n, \alpha)^{50}\text{Tl}$ $^{54}\text{Cr}(n, \alpha)^{51}\text{Tl}$
[D1-73]	J. Dresler J. Araminowicz, Garuska, Colli		INR-1464, 1973, p. 12 (Pignanelli Prog Jan. 1969)	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$
[HI-75]	P. Hille, M. Uhe e.a.	IRK	INDC (SEC)-51L, 1975, p. 6	$^{50}\text{Cr}(n, \alpha)^{47}\text{Tl}$
[HI-67]	L. Husain, P. Kuroda	ARK	JIN, 1967, v. 29, N 11, p. 2665	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$ $^{53}\text{Cr}(n, p)^{53}\text{V}$
[HI-67]	L. Husain, P. K. Kuroda	ARK	JIN, 1967, v. 29, N 11, p. 2665	$^{53}\text{Cr}(n, np)^{52}\text{V}$ $^{54}\text{Cr}(n, p)^{54}\text{V}$ $^{54}\text{Cr}(n, \alpha)^{51}\text{Tl}$
[HI-74]	P. Holmberg, R. Rieppo, J. K. Keinänen, M. Valkonen	FIN	JIN, 1974, v. 36, N 4, p. 715	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$ $^{53}\text{Cr}(n, p)^{53}\text{V}$ $^{54}\text{Cr}(n, p)^{54}\text{V}$ $^{54}\text{Cr}(n, \alpha)^{51}\text{Tl}$
[KI-59]	B. D. Kern, W. E. Thomson, J. M. Ferguson	NKL	NP, 1959, v. 10, N 3, p. 226	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$
[K-65]	C. S. Khurana, I. M. Govil	IND	NP, 1965, v. 69, N 1, p. 153	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$
[P-53]	E. B. Paul	GRC	CJP, v. 31, p. 267	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$
[P3-71]	R. Prasad, D. Sarkor	MUA	NC, 1971, v. A3, N 3, p. 467	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$ $^{53}\text{Cr}(n, p)^{53}\text{V}$
[TI-58]	W. E. Thomson, J. M. Ferguson, B. D. Kern	NRL	BAFS, 1958, v. 3, p. 210	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$
[M-61]	S. K. Mukherjee, A. K. Ganguly, N. K. Majumder	SAH	PPS, 1961, v. 77, pt. 2 N 494, p. 508	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$

Работа	Автор	Лаборатория или страна	Где опубликовано	Исследованная реакция
[M2-66]	B.Mitra, A.Chose	IND	NP, 1966, v. 83, N 1, p. 157	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$
[C-5I]	B.L.Cohen	PEN	PR, 1951, v. 81, N 2, p. 184	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$ $Q = -2,8 \text{ МэВ}$
[C2-6I]	L.Colli, L.Sori, S.Micheletti, M.Pignanelli	MIL	NC, 1961, v. 21, N 6, p. 966	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$
[C6-6I]	D.M.Chittenden, D.G.Gardner	ARK	"Ann. Prog. Rep. Nucl. Chem."	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$ $^{53}\text{Cr}(n, p)^{53}\text{V}$
[R-67]	G.Rou	MUN	NUK, 1967, v. 9, N 5, p. 228	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$ $Q = -3,26 \text{ МэВ}$ $^{53}\text{Cr}(n, p)^{53}\text{V}$ $Q = -1,75 \text{ МэВ}$ $^{54}\text{Cr}(n, p)^{54}\text{V}$ $Q = -6,52 \text{ МэВ}$
[S 5-65]	Strain	ORL	ORNL-3672, 1965	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$
[W1-54]	Z.Wilhelm	WWA	APP, 1954, v. 13, N 4, p. 243	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$
[W1-68]	L.D.Weber, J.L.Duggan	USA	BAPS, 1968, v. 13, N 12, p. 1663 (DB6)	$^{52}\text{Cr}(n, np)^{52}\text{V}$ $^{53}\text{Cr}(n, ^3\text{He})^{51}\text{Ti}$
[F72]	F.Foroughi, J.Rossel	NEU	HPA, 1972, v. 45, N 3, p. 439	$^{53}\text{Cr}(n, p)^{53}\text{V}$ $^{53}\text{Cr}(n, \alpha)^{53}\text{Ti}$
[FI-69]	N.J.Freeman, J.F.Barry, N.Cambell	ALD	JNE, 1969, v. 23, N 11/12, p. 713	$\text{Cr}(n, \alpha)\text{Ti}$
[I1-75]	E.P.Lippincott, W.N.McElroy, W.H.Farror	HED	WASH, 1975, v. 1, p. 375	$\text{Cr}(n, \alpha)\text{Ti}$
[Z-59]	M.R.Zatzick, H.P.E.Kubouk	BRW	BAPS, 1959, v. 11, N 4, p. 141 (D10).	$\text{Cr}(n, p)\text{V}$

Кроме измерений на моноэнергетических нейтронах имеется одно измерение [R-67]^x (измерены $\sigma(n,p)$ на трех изотопах хрома), выполненное на спектре нейтронов

$$\varphi(E) \sim \text{const} (\sqrt{E} e^{-0,775E} + dE^5 e^{-1,3E}),$$

где $d = (2,5 \pm 5,8) \cdot 10^{-5} \text{ МэВ}^{-5}$.

При выборе рекомендованных кривых результаты этой работы также принимались во внимание.

Подробный анализ имеющихся экспериментальных данных, сравнение рассчитанных и экспериментальных сечений и выбор рекомендованных кривых функций возбуждения для каждого изотопа приводятся ниже.

3. Сечения реакций, сопровождающихся вылетом протона

Хром-50. Сечение измерено только в одной работе [A-61] методом фотоэвлуции. Измерения проведены при энергии 14 МэВ под углом 120° к падающему пучку нейтронов. Используемая методика позволяет разделить протоны из (n,p) и $(n, np) + (n, p)$ -реакций. Интегральные сечения получены как $4\pi(d\sigma/d\Omega)$. Абсолютная нормировка осуществлялась на сечения реакций



С учетом перенормировки значений сечений реакций (см. с. 13) экспериментальные значения

$$\sigma(n,p) = 255 \pm 20 \text{ мб}, \quad \sigma(n,np+n,p) = 153 \pm 21 \text{ мб}.$$

Расчетное значение $\sigma(n,p)$, равное 370 мб, в пределах ошибки согласуется с принятым экспериментальным значением. В качестве рекомендованной кривой $\sigma(n,p)$ для ${}^{50}\text{Cr}$ принята кривая, полученная из расчета.

Расчетное значение $\sigma(n,np) + \sigma(n,p)$, равное 812 мб, примерно в 1,2 раза выше экспериментального (153 ± 21 мб). В качестве рекомендованной кривой $\sigma(n,np) + \sigma(n,p)$ принята расчетная кривая, отнормированная на экспериментальное значение.

Групповые сечения приведены в табл.2. Сечения, усредненные по спектру нейтронов деления ${}^{235}\text{U}$, даны в табл.3.

Таблица 2

Групповые сечения реакций

№ групп	Границы групп, МэВ	Сечения реакций, мб							
		n,p		n,α		n,p		n,α	
		${}^{50}\text{Cr}$		${}^{52}\text{Cr}$		${}^{53}\text{Cr}$		${}^{54}\text{Cr}$	
-1	14,1-14,0	370	104	104	36	42	43	12	12
0	14,0-10,5	440	87	94	26	37	35	6,7	7,9
1	10,5-6,5	410	35	31	6,2	20	14	0,88	1,5
2	6,5-4,0	270	2,0	1,6		4,2	1,3		
3	4,0-2,5	102							
4	2,5-1,4	18							

Хром-52. Измерений на ${}^{52}\text{Cr}$ имеется довольно много (см. табл.1), однако все они, за исключением работы [KI-59], выполнены при энергии $E=14,5-14,8$ МэВ. В большинстве работ [M-61, C6-61, K-65, M2-66, NI-67, P3-7, NI-74, P-53, TI-58, KI-59] и, по-видимому, в работе [S5-65] использован активационный метод, причем в работах [P-53, TI-58, KI-59] проведены абсолютные измерения. Результаты всех активационных измерений с учетом перенормировки приведены в табл. 4 (относительные) и 5 (абсолютные).

Таблица 3
Сечения, усредненные по спектру деления ${}^{235}\text{U}$, мб

Реакция	${}^{50}\text{Cr}$	${}^{52}\text{Cr}$	${}^{53}\text{Cr}$	${}^{54}\text{Cr}$
n,p	63	0,82	0,62	0,0072
n,np	0,019	0,0027	0,00034	
n,α	0,62	0,083	0,29	0,021
n,np	0,023	0,0025	0,00084	

^x Ссылки типа [R-67], [A-61] и др. см. в табл.1.

Таблица 4

Работа	E, МэВ	$\sigma(n,p)$, мб
[M-61]	14,8	105 ± 10,5
[C6-61]	14,8	83 ± 9
[K-65]	14,8	118 ± 16
[S5-65] ^x	14	82
[M2-66]	14,8 ± 0,1	90 ± 6
[H1-67]	14,8 ± 0,5	115 ± 15
[P3-71]	14,8 ± 0,5	63 ± 4
[H1-74]	14,7 ± 0,3	103 ± 11
Среднеарифметическое значение	~14,8	95

^xМетодика измерения, используемая в этой работе, не известна.

Разброс в экспериментальных данных довольно велик. Расхождения во многих случаях выходят за пределы указанных экспериментальных ошибок, причем причины этих расхождений определить практически невозможно. Поэтому в качестве наиболее достоверного значения $\sigma^{акт}(n,p)$ при энергии ~14,8 МэВ предлагается среднеарифметическое значение по всем имеющимся активационным измерениям, равное 94 ± 15 мб. Здесь ошибка

$$\Delta \sigma^{акт}(n,p) = \frac{\sum_i |\sigma_i - 94|}{n},$$

где n - число измерений.

Следует также отметить, что среднеарифметические значения отдельно по абсолютным и относительным измерениям примерно равны между собой (93 и 95 мб) и практически совпадают с этим значением. Таким образом, экспериментальное значение реакции $^{52}\text{Cr}(n,p)^{52}\text{Mn}$ при $E \sim 14,8$ МэВ

$$\sigma^{акт}(n,p) = \sigma(n,p) = 94 \pm 15 \text{ мб.}$$

Результаты работы [KI-59], единственной, в которой измерения проведены в довольно широком интервале энергий, лежат примерно на 10% выше этого значения и, по-видимому, являются несколько завышенными.

Метод фотоэмulsion использовался лишь в одной работе [A-61].

Метод телескопа счетчиков использовался в работах [C2-61] (измерения проведены под углами 15 и 120°) и [A-75] (измерения проведены под углом 45°, но при получении интегрального по углу сечения использовались и результаты работы [C2-61]). В результате получено, что

$$46 \text{ мб} < \sigma^{тел}(n,p) < 84 \text{ мб} [C2-61], \quad \sigma^{тел}(n,p) = 130 \pm 30 \text{ мб} [A-75].$$

Результат работы [A-75] является, по-видимому, более достоверным, так как, во-первых, при его получении использовались и данные работы [C2-61] и, во-вторых, $\sigma^{тел}(n,p)$ не может быть меньше $\sigma^{акт}(n,p)$, поскольку в данном случае $\sigma^{тел}(n,p) = \sigma(n,p) + \sigma(n,pp) + \sigma(n,ppn)$, а $\sigma^{акт}(n,p) = \sigma(n,p)$. Таким образом,

$$\sigma^{тел}(n,p) = \sigma(n,p) + \sigma(n,pp) + \sigma(n,ppn) = 130 \pm 30 \text{ мб.}$$

Прямых измерений $\sigma(n,pp) + \sigma(n,ppn)$ на ^{52}Cr нет, поэтому экспериментальное значение этого сечения находилось как разность между $\sigma^{тел}(n,p)$ и $\sigma^{акт}(n,p)$:

$$\sigma^{эксп}(n,pp) + \sigma^{эксп}(n,ppn) = (130 \pm 30) - (94 \pm 15) = 36 \pm 45 \text{ мб.}$$

Сечение реакции $^{52}\text{Cr}(n,p)$, измеренное на спектре нейтронов в работе [R-67],

$$\sigma^{эксп}(n,p) = 0,92 \pm 0,04 \text{ мб.}$$

Таким образом, для ^{52}Cr имеем экспериментальные и расчетные значения сечений $\sigma(n,p)$ и $\sigma(n,pp) + \sigma(n,ppn)$, приведенные в табл. 6.

Таблица 5

Работа	E, МэВ	σ , мб
[P-53]	14,5 ± 0,35	77,7 ± 10,9
[T-58]	14,5	87 ± 13
[KI-59] ^x	14,5	114 ± 15
Среднеарифметическое значение	14,5	93

^xСечение при 14,5 МэВ не есть экспериментальная точка при 14,5 МэВ, а есть величина, снятая с гладкой кривой, описывающей все экспериментальные точки.

Таблица 6

Показатель	$\sigma(n, p)$, мб		$\sigma(n, np) + \sigma(n, np)$, мб	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
Энергия 14,8 МэВ	94 ± 15	100	36 ± 45	48
Спектр нейтронов из работы [В-67]	$0,92 \pm 0,04$	0,925		

Из приведенных данных видно, что рассчитанное сечение реакции (n,p) хорошо согласуется как с дифференциальными, так и с интегральными измерениями. Поэтому в качестве рекомендованной кривой $\sigma(n, p)$ во всей области энергии принята кривая, полученная в расчете. Групповые сечения даны в табл.2. Сечения, усредненные по спектру нейтронов деления ^{235}U , приведены в табл.3.

Хром-53. На ^{53}Cr имеется одно измерение при 5,85 МэВ и несколько измерений в области 14 МэВ.

Измерение при 5,85 МэВ [Р-72] выполнено методом телескопа счетчиков под углом 0° к нейтронному пучку.

Измерения сечения реакции (n,p) при 14 МэВ выполнены двумя методами: фотоэмульсий [А-61] и активации [Н1-74, Н1-67, Р3-71, С6-61]. Активационные сечения, представляющие собой полное сечение реакции (n,p) ($\sigma^{\text{comp}}(n,p) + \sigma^{\text{direct}}(n,p)$), приведены в табл.7.

Здесь также приводятся уже перенормированные сечения. В качестве наиболее достоверного значения $\sigma^{\text{акт}}(n,p)$ принято среднеарифметическое по всем измерениям

$$\sigma^{\text{акт}}(n,p) = \sigma^{\text{эксп}}(n,p) = 39 \pm 5 \text{ мб},$$

$$\Delta\sigma^{\text{акт}}(n,p) = \frac{\sum |\sigma_i - 39|}{n};$$

n - число измерений.

Сечения реакций (n,np) + (n,np) были измерены в работах [Н1-67, W1-68]. Оба измерения выполнены активационным методом (табл.8).

Таблица 7

Работа	Энергия, МэВ	$\sigma^{\text{акт}}(n,p)$, мб
[Н1-74]	14,7	44 ± 8
[Н1-67]	14,8	44 ± 5
[Р3-71]	14,8	31 ± 5
[С6-61]	14,8	38 ± 4

Таблица 8

Работа	Энергия, МэВ	$\sigma(n, np)$, мб
[Н1-67]	$14,8 \pm 0,2$	$7,1 \pm 1,5$
[W1-68]	$14,7 \pm 0,3$	$7,3 \pm 0,7$

Результаты обеих работ хорошо согласуются между собой. При 14,8 МэВ принято:

$$\sigma^{\text{эксп}}(n, np) = 7,2 \pm 1,0 \text{ мб}.$$

В табл.9 сравниваются экспериментальные сечения с рассчитанными, а также приведены сечения, усредненные по спектру нейтронов из работы [В-67].

Из таблицы видно, что для ^{53}Cr рассчитанные сечения заметно выше экспериментальных. Расчетные кривые $\sigma(n, p)$ и $\sigma(n, np) + \sigma(n, np)$ были перенормированы на экспериментальные значения при энергии 14,8 МэВ. При этом перенормированное сечение реакции (n,p) при энергии 5,85 МэВ равно 6 мб, а усредненное по спектру нейтронов из работы [В-67] - 0,62 мб, т.е. "согласие" улучшается для всех энергий. Полученные кривые были приняты в качестве рекомендованных.

Таблица 9

Показатель	(n,p), мб		σ(n,np)+σ(n,pn), мб	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
Энергия, МэВ:				
5,85	5	8,4		
14,8	39 ± 5	50	7,2 ± 1,0	16
Спектр нейтронов из работы [D-67]	0,37 ± 0,03	0,769		

Групповые сечения реакций (n,p) и (n,np) + (n,pn) приведены в табл.2. Сечения, усредненные по спектру нейтронов деления ^{235}U , даны в табл.3.

Хром-54. Сечение реакции (n,p) на этом изотопе измерялось только в работе [HI-74] при 14,7 МэВ и в работе [HI-67] при 14,8 МэВ. Оба измерения выполнены активационным методом. С учетом перенормировки σ(n,p) равно 16,5 ± 4,5 мб [HI-74] и 13,5 ± 1,5 мб [HI-67], что в пределах ошибок эксперимента согласуется одно с другим. В качестве наиболее достоверного значения σ(n,p) при 14,8 МэВ принято средневзвешенное (с весом обратной величины квадрата ошибки) значение

$$\sigma^{акт}(n,p) = \sigma^{эксп}(n,p) = 13,8 \pm 1,4 \text{ мб.}$$

Измерений суммарного сечения реакций (n,np) и (n,pn) на ^{54}Cr не имеется.

Расчетное значение σ(n,p) при 14,8 МэВ равно 15 мб. Эта величина несколько выше экспериментального значения, равного 13,8 ± 1,4 мб, хотя в пределах ошибки эксперимента и согласуется с ним. Усредненное по спектру нейтронов деления ^{235}U рассчитанное сечение σ(n,p) (0,0081 мб) также выше экспериментального (0,0049 ± 0,0009 мб). Поэтому расчетная кривая была перенормирована на экспериментальное значение при 14,8 МэВ. При этом сечение, усредненное по спектру нейтронов, равно 0,0072 мб (см.табл.3). Перенормированная кривая была принята в качестве рекомендованной. Групповые сечения приведены в табл.2.

На основании сказанного выше можно сделать вывод о том, что в случае реакции (n,p) расчет позволяет получить абсолютное значение сечения с точностью ~ 25-30%, а в случае реакций (n,np) и (n,pn) — с точностью до коэффициента, равного 2.

4. Сечения реакций, сопровождающихся вылетом α-частицы

Экспериментальных данных по этим сечениям очень мало (см.табл.1). Имеется лишь одно измерение при энергии 5,85 МэВ [F-72] и три измерения при энергии ~ 14,7 МэВ [HI-67, HI-74, D-73].

Измерение при 5,85 МэВ проведено только для одного изотопа ^{53}Cr . Был использован метод телескопа счетчиков.

В работах [HI-67, HI-74] измерялось сечение реакции $^{54}\text{Cr}(n,\alpha)$. Измерения выполнены активационным методом. Результаты обеих работ (с учетом перенормировки на значения сечений реакций, см. с.13) равны

$$\begin{aligned} &7,7 \pm 4,4 \text{ мб [HI-74],} \\ &12,5 \pm 1,3 \text{ " [HI-67]} \end{aligned}$$

и в пределах экспериментальных ошибок согласуются между собой.

Средневзвешенное значение по этим двум измерениям

$$\sigma^{акт}(n,\alpha) = 12,1 \pm 1,25 \text{ мб.}$$

И, наконец, в работе [D-73], единственной работе, в которой измерялись сечения всех изотопов хрома, использовался метод телескопа счетчиков. Измерения проведены в широком диапазоне углов от 0 до 150° с интервалом 25°. Полученные сечения представляют собой суммарные сечения реакций (n,d), (n,nα) и (n,αn). Из расчета следует (табл.10), что при энергии ~ 15 МэВ вклад каналов (n,nα) и (n,αn) пренебрежимо мал по сравнению с вкладом канала (n,α) для всех изотопов, кроме ^{54}Cr . Значения σ(n,α), полученные из результатов работы [D-73], также приведены в табл. 10.

Таблица IО

Показатель	^{50}Cr	^{52}Cr	^{53}Cr	^{54}Cr
$\left(\frac{\sigma(n,\alpha)+\sigma(n,\alpha n)}{\sigma(n,\alpha)}\right)^{\text{расч}}$ при 15 МэВ	~0,05	~0	~0,006	~0,32
$\sigma(n,\alpha)$, мб [D-73]	121±8,5	40,2±3,7	45,1±3,7	28±3

Для ^{54}Cr это значение почти в 2,5 раза выше значения, полученного активационным методом в работах [НI-67, НI-74]. Результаты работы [D-73] представляются достаточно надежными, так как интегральные сечения в ней получены на основании довольно подробной (в зависимости от угла) экспериментальной информации. Однако неизвестен точный состав образцов, использованных в работе [D-73] (говорится, что использовались образцы, обогащенные по основному изотопу). Возможно, что содержание ^{54}Cr в них было небольшим (в естественной смеси этого изотопа всего 2,38%) и влияние на результаты измерений других изотопов было учтено недостаточно точно. Активационные измерения в этом смысле являются более надежными. В частности, в работе [НI-67] измерения проведены не только с образцами из естественной смеси, но и с образцами из смеси, обогащенной по ^{54}Cr до 94,1±0,1%. Кроме того, активационный метод, как уже отмечалось выше, позволяет гораздо точнее выделять конечные продукты реакции. Поэтому можно считать, что для ^{54}Cr результат активационных измерений является более достоверным.

Для остальных изотопов сравнить результаты работы [D-73] не с чем.

Измерений на спектре нейтронов для изотопов хрома не проводилось. Такие измерения имеются только для естественной смеси [FI-69, LI-75] (см. табл. I). Результаты этих измерений (оба они выполнены масс-спектрометрическим методом) — 0,17±0,6 мб [FI-69] и 0,14 мб [LI-75] — согласуются между собой. В качестве рекомендованного принято среднеарифметическое по этим результатам значение 0,155 мб.

Сравнение рассчитанных и экспериментальных значений $\sigma(n,\alpha)$, мб, проведено в табл. II.

Таблица II

Изотоп	5,85 МэВ		14,7 МэВ		Спектр нейтронов деления	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
^{50}Cr			121±8,5	59		
^{52}Cr			40,2±3,6	32,5		
^{53}Cr			45,1±3,7	40,1		
^{54}Cr			12,1±1,25	15,5		
Природная смесь	<7,6	0,6			0,155	0,125

Из таблицы видно, что рассчитанные значения в основном ниже экспериментальных. Причем расхождение здесь больше, чем в случае реакции (n,p). По-видимому, в случае реакции (n,α) расчет позволяет получить абсолютную величину сечения лишь с точностью ~50-100%. Следует, однако, отметить, что имеющихся в настоящее время экспериментальных данных недостаточно для того, чтобы сделать более определенные выводы. В качестве рекомендованных кривых $\sigma(n,\alpha)$ были приняты расчетные кривые, отнормированные на экспериментальные значения при энергии ~14,7 МэВ. Суммирование этих сечений, усредненных по спектру нейтронов деления, дает для естественной смеси среднее по спектру значение сечения 0,125 мб.

Список литературы

1. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964. Авт.: Л.П.Абагян, Н.О.Бавазянц, И.И.Бондаренко и др.
2. Захарова С.М., Гошинский Г.И., Сивак Б.Н. Ядерно-физические константы для расчета реакторов. Вып. 3. (ВИАЦ). Приложение. М., Атомиздат, 1967.
3. Виттнег Н., Линднер А., Мелднер Н., - "Nucl. Phys.", 1965, v. 63, p. 615.
4. Гольдштейн Г.В.-В кн.: Физика быстрых нейтронов. Ч. 2. М., Атомиздат, 1966, с. 381.
5. Бычков В.М., Пащенко А.Б. - Препринт ФЭИ-699. Обнинск, 1976.
6. Griffin J.J. - "Phys. Rev. Lett.", 1966, v. 17, p. 478.
7. "Phys. Rev.", 1969, v. 182, p. 1149. Auth.: J.R.Huizenga, H.K.Vonach, A.A.Katsanos e.a.
8. Пащенко А.Б. - В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР. Вып. 20, М., Атомиздат, 1973, с. 39.
9. Нейтронная физика. Ч. I. М., 1976, с. 160 (ЦНИИАтоминформ). Авт.: В.М.Бычков, В.Н.Манохин, В.Г.Проняев и др.
10. Виск В. - "Phys. Rev.", 1962, v. 127, p. 940.
11. Ахел Р. - "Phys. Rev.", 1962, v. 126, p. 671.
12. Пляскин В.И., Трюкова В.И. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы". 1976, вып. 21, с. 62.
13. Врбага-Магсаган G.M., Милаттс-Колли L. e.a. "Phys.Rev.", 1972, 06, p. 1398.
14. Schett A. e.a. - Compilation of threshold reaction neutron cross sections. Saclay. 1974.
15. Second Edition. Neutron cross sections. Brookhaven, 1966, v. IIIA. - BNL-325.

УДК 539.172.4

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ γ -КВАНТОВ ПРИ НЕУПРУГОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 14-МЕВ НЕЙТРОНОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ЯДРАМИ

В.М.Безотосный, В.М.Горбачев, Л.М.Суров,
М.С.Шведов

TOTAL CROSS-SECTION γ -FORMATION AT MELASTIC INTERACTION OF 14 MeV NEUTRON WITH DIFFERENT NUCLEI. The results of measurements of total cross-sections γ -formation at inelastic interaction of 14 MeV neutrons with Mg, Si, P, S, Ti, Zn, Zr, Mo, Cd, In, Hg and Bi nuclei in the energy range of $0,5 \leq E_n \leq 12$ MeV are presented.

These measurements are carried out with the help of a pulsed source of 14 MeV. The thin spherical samples (4 π -geometrics), the time of flight methods and γ -scintillation spectrometer with the NaI(Tl) crystal of 200x100 mm diameter have been used.

За последнее десятилетие опубликовано большое число работ по измерению спектров и сечений образования γ -квантов при неупругом взаимодействии 14 МэВ нейтронов с различными ядрами. Однако в преобладающем большинстве опубликованных работ, за исключением [1,2], измерены сечения образования лишь отдельных γ -линий, в то время как, например, при расчете биологической защиты, проектировании различного рода энергетических установок и в ряде других задач, связанных с использованием 14-МэВ нейтронов, практический интерес представляют полные сечения образования γ -квантов в области энергий 0,5-10 МэВ.

Следует также отметить, что фактически в подавляющем большинстве работ отсутствуют измерения угловой анизотропии выхода γ -квантов, а приведенные в них сечения образования γ -квантов получены умножением дифференциальных сечений, измеренных под углом 90° , на 4 π . Такой расчет сечений

может привести к их занижению, так как угловое распределение выхода γ -квантов, как правило, имеет минимум при угле 90° по отношению к направлению налетающего нейтрона [3].

Данная работа является продолжением ранее выполненных авторами работ [4-6] по измерению спектров и полных сечений образования γ -квантов, возникающих при неупругом взаимодействии 14 МэВ нейтронов, и содержит результаты измерений полных сечений на ядрах Mg, Si, P, S, Ti, Zn, Zr, Mo, Cd, In, Sn, Hg и Bi естественного изотопного состава. Измерения сечений γ -образования выполнены на импульсном источнике нейтронов с применением времяпролетной методики, используемой для отделения γ -квантов образца от фоновых γ -квантов и от прямых и рассеянных нейтронов.

Гамма-детектор, состоящий из кристалла NaI(Tl) размерами 200x100 мм и ФЭУ-49Б, размещался в свинцовой защите, расположенной за бетонной стеной на пролетном расстоянии ~ 5 м от источника нейтронов. Поверхность кристалла NaI(Tl), обращенная в сторону исследуемого образца, ограничивалась свинцовым коллиматором с внутренним диаметром 10 см. В качестве анализатора импульсов использовался анализатор АИ-256, управляемый импульсами "окна" дифференциального дискриминатора, настроенного на пик γ -квантов реакции (n, γ) .

Импульсный режим работы нейтронного генератора осуществлялся путем раскочки дейтронного пучка перед целевой диафрагмой.

Временное разрешение спектрометра, определенное на подвысоте γ -пика, составляло ~ 15 нс. При таком разрешении обеспечивается разделение нейтронного и γ -пиков по времени на пролетной базе ~ 5 м. Энергетическое разрешение и фотопиковая эффективность спектрометра для γ -квантов ^{65}Zn ($E_\gamma = 1,12$ МэВ) составляли 10 и 50% соответственно. Средний поток нейтронов, определяемый по сечету сопутствующих α -частиц реакции $T(\alpha, n)^4\text{He}$, составлял $\sim 4,10^8$ нейтрон/с. Исследуемые образцы в форме полых сфер с наружным диаметром ~ 70 мм помещались на "хобот" нейтронного генератора таким образом, что Zr-мишень находилась в центре образца. Такая геометрия измерений позволила усреднить угловую анизотропию выхода γ -квантов при расчете сечений и максимально использовать нейтронный поток на образец.

Для получения аппаратурного спектра γ -излучения реакции (n, γ) проводились измерения с исследуемым образцом и без образца (фоновое распределение), которое вычиталось из распределения, полученного с образцом.

Обработка аппаратурных спектров производилась с помощью обратной транспортированной матрицы [4-6].

Результаты измерений сечений в интервале $\Delta E_\gamma = 0,5$ МэВ и полные сечения, просуммированные по всем интервалам в области энергий γ -квантов 0,5-12 МэВ, приведены в таблице.

Приведенные в таблице среднеквадратичные ошибки измерений сечений подробно проанализированы в работе [4].

Сечения образования γ -квантов, мб, при неупругом взаимодействии 14, МэВ нейтронов

Интервал ΔE_γ , МэВ	Mg	Si	P	S	Ti	Zn	Zr	Mo
0,5-1,0	58 \pm 10	210 \pm 30	560 \pm 108	145 \pm 30	700 \pm 105	1617 \pm 307	1415 \pm 270	3100 \pm 585
1,0-1,5	506 \pm 120	155 \pm 30	487 \pm 100	240 \pm 43	1250 \pm 175	1792 \pm 288	788 \pm 180	1450 \pm 215
1,5-2,0	170 \pm 30	480 \pm 98	229 \pm 51	340 \pm 60	360 \pm 60	642 \pm 105	657 \pm 140	780 \pm 120
2,0-2,5	140 \pm 22	90 \pm 15	469 \pm 97	640 \pm 100	300 \pm 63	300 \pm 50	1010 \pm 206	380 \pm 60
2,5-3,0	136 \pm 24	120 \pm 20	120 \pm 24	200 \pm 36	225 \pm 38	238 \pm 42	374 \pm 85	320 \pm 60
3,0-3,5	90 \pm 16	130 \pm 20	100 \pm 20	110 \pm 20	160 \pm 27	200 \pm 40	290 \pm 65	170 \pm 29
3,5-4,0	75 \pm 21	98 \pm 15	90 \pm 20	106 \pm 20	160 \pm 22	133 \pm 28	260 \pm 54	132 \pm 20
4,0-4,5	65 \pm 14	58 \pm 15	77 \pm 18	100 \pm 20	100 \pm 20	115 \pm 19	186 \pm 36	105 \pm 17
4,5-5,0	60 \pm 17	87 \pm 20	74 \pm 17	80 \pm 14	130 \pm 36	33 \pm 13	140 \pm 35	80 \pm 11
5,0-5,5	55 \pm 10	76 \pm 18	46 \pm 10	55 \pm 10	122 \pm 18	36 \pm 13	116 \pm 25	45 \pm 10
5,5-6,0	50 \pm 9	60 \pm 11	43 \pm 9	60 \pm 11	87 \pm 22	73 \pm 11	104 \pm 26	54 \pm 10
6,0-6,5	45 \pm 11	45 \pm 8	76 \pm 20	40 \pm 8	70 \pm 15	58 \pm 10	90 \pm 20	45 \pm 10

Интервал ΔE_{γ} , МэВ	Mg	Si	P	S	Ti	Zn	Zr	Mo
6,5-7,0	45±8	70±14	35±8	44±8	95±16	55±10	86±23	45±10
7,0-7,5	40±7	77±14	48±13	35±9	60±13	50±10	75±32	36±10
7,5-8,0	45±8	59±10	19±5	25±6	65±13	37±7	63±32	12±6
8,0-8,5	40±7	40±6	10±5	17±5	40±10	28±6	58±30	12±6
8,5-9,0	26±6	30±8	8±6	7±4	30±8	22±8	45±26	12±6
9,0-9,5	25±6	40±6	9±9	3±2	25±8	11±7	32±20	9±5
9,5-10,0	21±9	34±7	6±6	2±2	11±5	6±4	21±15	6±4
10,0-10,5	18±9	20±6	4±4	1±2	10±6	6±5	10±7	3±2
10,5-11,0	15±9	10±4	2±2	0±0	5±5	4±3	5±7	2±2
11,0-11,5	5±5	7±3	2±2	0±0	3±3	2±2	4±5	1±1
11,5-12,0	2±2	4±2	1±1	0±0	2±2	2±2	1±1	1±1
$\Sigma \sigma_{\gamma}$	1732±380	2000±380	2515±555	2250±410	4010±690	5570±990	5830±1340	6800±1200

Интервал ΔE_{γ} , МэВ	Cd	Jn	Sn	Hg	Bi
0,5-1,0	3100±510	2468±395	1930±386	4200±700	2500±620
1,0-1,5	1150±210	1665±265	2330±375	1800±310	4585±940
1,5-2,0	766±134	793±121	710±114	1140±180	1350±260
2,0-2,5	530±95	640±107	421±84	710±112	900±190
2,5-3,0	405±80	322±50	370±74	520±100	587±117
3,0-3,5	313±60	256±40	211±47	300±51	364±106
3,5-4,0	180±34	153±36	114±25	180±31	223±56
4,0-4,5	132±26	90±20	73±14	150±26	153±48
4,5-5,0	120±27	75±19	68±14	90±20	148±47
5,0-5,5	83±20	63±18	40±7	84±20	88±20
5,5-6,0	73±17	52±12	41±7	60±15	106±40
6,0-6,5	62±16	35±10	35±7	26±8	105±47
6,5-7,0	81±26	46±11	34±9	48±10	109±50
7,0-7,5	70±24	40±18	27±14	28±10	136±65
7,5-8,0	41±19	33±15	19±11	21±10	131±65
8,0-8,5	24±15	19±10	19±11	14±8	62±30
8,5-9,0	15±9	22±10	10±6	9±7	52±26
9,0-9,5	20±15	13±9	7±5	7±6	39±20
9,5-10,0	10±8	10±9	6±5	8±6	29±18
10,0-10,5	8±5	9±8	5±5	5±5	13±15
10,5-11,0	6±5	7±9	5±5	0±0	0±0
11,0-11,5	4±4	2±4	3±3	0±0	0±0
11,5-12,0	2±2	2±4	2±2	0±0	0±0
$\Sigma \sigma_{\gamma}$	7195±1362	6815±1200	6480±1220	9400±1640	11680±2780

Список литературы

1. Д р а к е Д.М. е.а. ERDA/NDC-2. Reports to the ERDA Nuclear Data Committee BNL-NCS 20406. 1975, p. 92.
2. О р ф а н V.J. е.а. - "Nucl. Sci. and Engng", 1975, v. 57, p. 309.

3. L a s h c a t J. e. a. - Ibid., 1974, v. 55, p. 168.
4. Б е з о т о с н ы й В.М., Г о р б а ч е в В.М. и др. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1975, вып. 19, с. 77.
5. Б е з о т о с н ы й В.М., Г о р б а ч е в В.М. и др. - В кн.: "Нейтронная физика", Ч. 4, М., 1976, с. 133 (ЦНИИатоминформ).
6. Б е з о т о с н ы й В.М., Г о р б а ч е в В.М. и др. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1976, вып. 22, с. 21.

УДК 539.172.4

СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ^{238}U

В.М.Бычков, А.Б.Пащенко, В.И.Пляскин

SPECTRA OF SECONDARY NEUTRONS, EMITTED AT BOMBARDING OF ^{238}U .
The emission spectra, the fission spectra and summarised spectra of secondary neutrons, emitted at bombarding of ^{238}U by neutrons with 5-14 MeV energy are given. All data are calculated on the foundation of theoretical models and semiempirical formula.

Введение

Значение спектров нейтронов, испускаемых при бомбардировке ядер ^{238}U нейтронами с начальными энергиями 5-14 МэВ, необходимо при разработке реакторов на быстрых нейтронах и blankets термоядерного реактора.

К настоящему времени имеется мало экспериментальных данных о таких спектрах [1-5]. В диапазоне энергий падающих нейтронов 10-14 МэВ вообще трудно ожидать появления в ближайшее время надежных экспериментальных данных ввиду отсутствия легкодоступных источников моноэнергетических нейтронов. Поэтому представляет интерес оценить эти спектры с помощью расчетов, основанных на современных модельных представлениях о протекании ядерных реакций.

В данной работе основное внимание уделено расчету спектров испарения нейтронов. Спектры нейтронов деления рассчитывались по эмпирической формуле Террелла. В приложении приведены числовые данные всех рассчитанных спектров. Суммарные спектры эмиссии нейтронов приведены с целью облегчить сравнение новых экспериментальных данных с результатами расчетов.

1. Спектр нейтронов испарения

Под спектром испарения нейтронов из ^{238}U будем понимать нейтроны из реакций $(n, n'_{f'})$, $(n, 2n)$, (n, n'_{f}) , $(n, 3n)$, $(n, 2n_{f})$.

При описании первоначального взаимодействия нейтронов с ядрами ^{238}U использовано разделение реакций на предравновесные и равновесные. Реакции $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, 2n_{f})$ описываются в рамках последовательного испарения. Предполагается, что нейтроны второго и третьего каскадов испускаются всегда, когда это энергетически возможно, из остаточных ядер, находящихся в состоянии термодинамического равновесия.

Как уже отмечалось в работе [6], наибольший интерес при оценке спектров испарения нейтронов из ^{238}U представляет учет нейтронов, испускаемых в процессе предравновесного распада ядра. В общем случае учет предравновесной эмиссии делает спектр частиц, испускаемых возбужденными ядрами, более жестким по сравнению со спектром, рассчитанным в рамках только статистической модели. Для

делящихся ядер спектр испарения нейтронов должен быть еще более жестким в силу следующих соображений. Деление происходит после достижения ядром равновесного состояния и не может конкурировать с предравновесной эмиссией. Величина последней слабо изменяется от ядра к ядру, следовательно, доля предравновесных нейтронов в спектре будет больше для делящихся ядер по сравнению с ядрами, у которых основным является процесс испускания нейтронов. Поэтому учет предравновесной эмиссии необходим для более правильной оценки формы спектра и сечений реакций $(n, n'\gamma)$, $(n, 2n)$.

В интервале энергий бомбардирующих нейтронов от 5 МэВ до порога реакций $(n, 2nf)$ и $(n, 3n)$, равного 11,5 МэВ, спектры испарения рассчитывались подобно тому, как это сделано в работе [7].

Для описания спектра предравновесной эмиссии нейтронов $N_1^{np}(E)$ использовалась экситонная модель Гриффина [8], получившая дальнейшее развитие в работах [9]. Значение матричного элемента двухчастичного взаимодействия, знание которого необходимо для вычисления абсолютных величин сечений предравновесного распада, было взято таким же, как в работе [10], где оно было получено из анализа жесткой компоненты спектров неупругого рассеяния нейтронов.

Спектр нейтронов первого каскада $N_1^c(E)$ из равновесного состояния вычислялся по формуле Вайскопфа с параметрами плотности уровней, учитывающими влияние коллективных движений в ядре [11], и нормировался на сечение

$$\sigma_{abs} - \sigma(n, f) - \sigma_{nreg}.$$

Здесь σ_{abs} - сечение поглощения бомбардирующих нейтронов ядром ^{238}U , рассчитано по оптической модели работы [12];

$\sigma(n, f)$ - сечение реакции (n, f) для ^{238}U взято из работы [13];

σ_{nreg} - сечение испускания нейтронов ядром урана в процессе предравновесного распада.

Спектр нейтронов второго каскада реакции $(n, 2n)$ рассчитывался в рамках модели последовательного испарения и нормировался на величину $\sigma(n, 2n) / [\sigma(n, 2n) + \sigma(n, n'\gamma)]$. Значения сечений реакции $\sigma(n, n'\gamma)$ и $\sigma(n, 2n)$ взяты из работ [13-15].

Кроме спектров нейтронов испарения рассчитывалось сечение реакции $(n, n'\gamma)$

$$\sigma(n, n'\gamma) = \int_{E_n - Q_{2n}}^{E_n} N_1(E) dE,$$

где $N_1(E) = N_1^{np}(E) + N_1^c(E)$ - суммарный спектр нейтронов первого каскада;

E_n - начальная энергия бомбардирующих нейтронов;

Q_{2n} - порог реакции $(n, 2n)$, который для урана практически равен порогу реакции $(n, n'\gamma)$.

При энергии бомбардирующих нейтронов 11 - 14 МэВ спектры испарения нейтронов описывались следующим образом.

Спектр нейтронов первого каскада испарения и сечение реакции $(n, n'\gamma)$ рассчитывались так же, как описано выше.

Для вычисления суммарного спектра $(d\sigma/dE)^{рабн}$ нейтронов, испущенных из равновесного состояния, использовалась зависимость, предложенная Лекутером [18]:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)^{рабн} = AE^{5/11} \exp\left\{-\frac{12E}{11T}\right\}, \quad (I)$$

где T - рассчитывалось по параметрам плотности уровней работы [11]. Коэффициент A получен из условия нормировки спектра, описываемого формулой Лекутера, к сечению

$$\sigma^{рабн} = \sigma(n, n'\gamma) + 2\sigma(n, 2n) + 3\sigma(n, 3n) + \sigma(n, n'\gamma) + 2\sigma(n, 2nf) - \sigma^{nreg}.$$

В расчетах использовались сечения из работ [13, 15, 16].

Расчет суммарного спектра нейтронов, испускаемых из равновесного состояния, с помощью выражения (I) не должен привести к существенной ошибке, так как уже при энергии падающих нейтронов 10 МэВ такой спектр мало отличается от спектра, в котором нейтроны второго каскада рассчитывались в рамках модели последовательного испарения.

На рис.1 приведена рассчитанная функция возбуждения реакции $(n, n'\gamma)$, на рис.2 показано сравнение рассчитанного спектра испарения нейтронов с экспериментальным для энергии падающих нейтронов 14,3 МэВ [5].

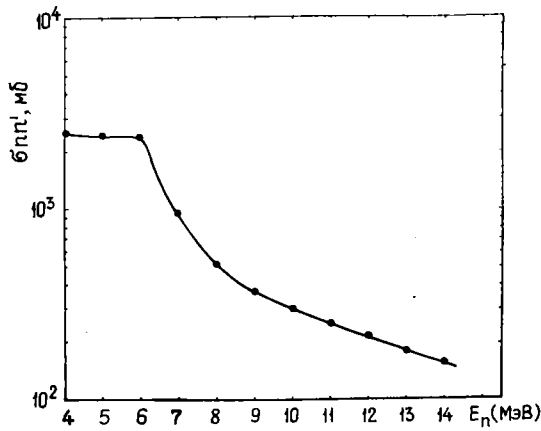


Рис.1 Сечение реакции $(n, n'\gamma)$ на ^{238}U

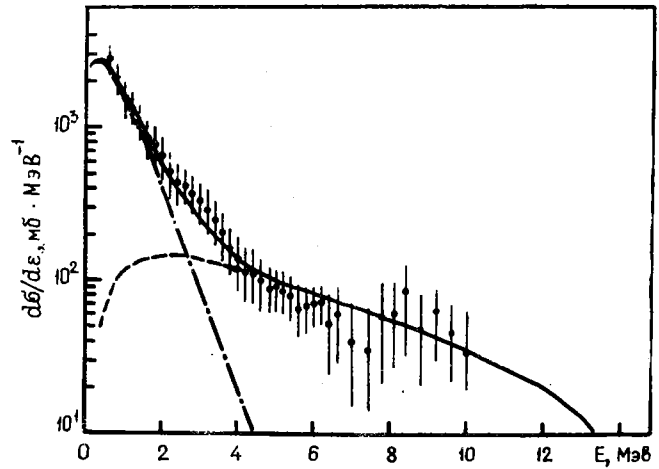


Рис.2. Спектр нейтронов эмиссии при $E_n = 14,3$ МэВ:
 --- предравновесный; - · - · - равновесный, — суммарный

2. Спектры нейтронов деления

Спектры нейтронов деления вычислялись по формуле

$$N^{\text{дел}}(E) = A\sqrt{E} \exp\left\{-E/T_g\right\}, \quad (2)$$

А определялось из условия нормировки спектра, описываемого формулой (2), сечению

$$\sigma^{\text{дел}} = \bar{\nu}\sigma_f - \sigma(n, n'\gamma) - 2\sigma(n, 2n\gamma),$$

где $\sigma_f = \sigma(n, f) + \sigma(n, n'\gamma) + 2\sigma(n, 2n\gamma)$; $\bar{\nu}$ - среднее число нейтронов, испускаемых при делении, $\bar{\nu}$ взято из работы [16]; $\sigma(n, f)$, $\sigma(n, n'\gamma)$, $\sigma(n, 2n\gamma)$ взято из работы [13]. Для определения параметра T_g использовалось соотношение, впервые предложенное Терреллом,

$$T_g = 0,5 + 0,43 (\bar{\nu} + 1)^{1/2}.$$

Выводы

Учет предравновесной эмиссии нейтронов приводит к хорошему согласию расчетов и эксперимента (см. рис. 2). При этом параметры плотности уровней, необходимые для вычисления спектров эмиссии нейтронов из равновесного состояния, имеют значения, предложенные в работе [11].

По-видимому, можно сделать вывод, что учет предравновесной эмиссии нейтронов необходим для правильной оценки сечений различных реакций и спектров испарения нейтронов при бомбардировке ядер ^{238}U нейтронами.

Числовые данные для всех рассчитанных спектров приведены в приложении.

Спектры нейтронов испарения и деления
(E - энергия вылетающих нейтронов, E_n - энергия падающих нейтронов), мб/МэВ

E , МэВ	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр
	$E_n = 5$ МэВ			$E_n = 6$ МэВ		
0,2	1356,6	428,2	1784,9	1117,0	485,9	1602,9
0,4	1845,9	523,8	2369,7	1577,8	595,7	2173,5
0,6	1870,0	555,0	2425,0	1663,2	632,5	2295,7
0,8	1672,3	554,4	2226,7	1551,3	633,1	2184,4
1,0	1393,4	536,2	1929,6	1351,2	613,6	1964,8
1,2	1111,4	508,1	1619,5	1129,1	582,7	1711,8
1,4	858,2	474,8	1333,0	914,8	545,6	1460,4
1,6	648,1	439,1	1087,2	725,6	505,6	1231,2
1,8	482,8	402,9	885,7	567,4	464,9	1032,3
2,0	357,9	367,4	725,3	440,4	424,8	865,2
2,2	263,6	333,3	596,9	338,0	386,2	724,2
2,4	197,2	301,2	498,4	261,6	349,7	611,3
2,6	151,0	271,2	422,2	205,4	315,5	520,9
2,8	118,9	243,5	362,4	164,3	283,8	448,1
3,0	96,3	218,0	314,3	134,4	254,7	389,1
3,2	79,7	194,8	274,5	112,0	228,0	340,0
3,4	67,3	173,7	241,0	95,5	203,8	299,3
3,6	57,5	154,6	212,1	83,0	181,8	264,8
3,8	47,2	137,4	184,6	73,2	161,9	235,1
4,0	40,3	122,0	162,3	65,3	144,0	209,3
4,2	33,5	108,1	141,6	59,0	127,9	186,9
4,4	26,2	95,7	121,9	53,2	113,5	166,7
4,6	18,2	84,7	102,9	47,4	100,6	148,0
4,8	9,5	74,8	84,3	41,3	89,1	130,4
5,0		66,1	66,1	35,5	78,8	114,3
5,2				29,5	69,7	99,2
5,4				22,9	61,5	84,4
5,6				15,8	54,3	70,1
5,8				8,2	47,9	56,1
6,0					42,3	42,3
	$E_n = 7$ МэВ			$E_n = 8$ МэВ		
0,2	2297,7	709,8	3007,5	3205,7	766,8	3972,5
0,4	1805,6	871,1	2676,7	2922,5	941,9	3864,4
0,6	1522,5	925,8	2448,3	2314,7	1002,0	3316,7
0,8	1352,6	927,6	2280,2	1804,0	1005,0	2809,0
1,0	1207,6	900,0	2107,6	1407,4	976,1	2374,5
1,2	1044,8	855,5	1900,3	1115,0	928,7	2043,7
1,4	877,6	801,8	1679,4	897,6	871,4	1769,0
1,6	722,0	743,8	1465,8	740,3	809,1	1549,4
1,8	585,6	684,6	1270,2	610,0	745,5	1355,5

Е, МэВ	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр
	$E_n = 7 \text{ МэВ}$				$E_n = 8 \text{ МэВ}$	
2,0	471,0	626,2	1097,2	502,5	682,6	1185,1
2,2	373,8	569,9	943,7	407,7	621,8	1029,5
2,4	298,1	516,6	814,7	331,7	564,2	895,9
2,6	240,0	466,6	706,6	271,4	510,1	781,5
2,8	195,8	420,1	615,9	224,2	459,8	684,0
3,0	162,3	377,4	539,7	187,4	413,4	600,8
3,2	136,5	338,2	474,7	158,3	370,8	529,1
3,4	117,0	302,5	419,5	136,0	332,0	468,0
3,6	102,2	270,1	372,3	118,7	296,8	415,5
3,8	90,8	240,8	331,6	105,3	264,9	370,2
4,0	81,8	214,4	296,2	94,8	236,0	330,8
4,2	75,1	190,6	265,7	87,2	210,1	297,3
4,4	69,4	169,3	238,7	80,8	186,8	267,6
4,6	64,2	150,2	214,4	75,3	165,9	241,2
4,8	59,3	133,2	192,5	70,4	147,2	217,6
5,0	54,6	117,9	172,5	66,0	130,5	196,5
5,2	50,2	104,4	154,6	62,1	115,6	177,7
5,4	45,6	92,3	137,9	58,3	102,3	160,6
5,6	40,7	81,6	122,3	54,3	90,5	144,8
5,8	35,6	72,0	107,6	50,3	80,0	130,3
6,0	30,3	63,6	93,9	46,2	70,7	116,9
6,2	24,5	56,1	80,6	41,6	62,4	104,0
6,4	18,7	49,4	68,1	37,1	55,1	92,2
6,6	12,7	43,6	56,3	32,7	48,6	81,3
6,8	6,5	38,4	44,9	28,3	42,8	71,1
7,0		33,8	33,8	23,9	37,8	61,7
7,2				19,4	33,3	52,7
7,4				14,9	29,3	44,2
7,6				10,1	25,8	35,9
7,8				5,2	22,7	27,9
8,0					20,0	20,0
	$E_n = 9 \text{ МэВ}$			$E_n = 10 \text{ МэВ}$		
0,2	2587,9	787,9	3375,8	2051,8	810,6	2862,4
0,4	2829,9	969,8	3799,7	2481,0	999,7	3480,7
0,6	2529,2	1033,7	3562,9	2390,0	1067,6	3457,6
0,8	2107,8	1038,8	3146,6	2107,3	1074,9	3182,2
1,0	1695,8	1010,8	2706,6	1771,6	1048,0	2819,6
1,2	1346,9	963,7	2310,6	1453,8	1001,0	2454,8
1,4	1064,9	906,0	1970,9	1175,3	942,8	2118,1
1,6	844,1	842,9	1687,0	943,6	878,9	1822,5
1,8	673,3	778,1	1451,4	756,6	812,9	1569,5
2,0	541,6	713,8	1255,4	608,2	747,1	1355,3
2,2	435,2	651,6	1086,8	487,7	683,3	1170,0
2,4	354,4	592,3	946,7	394,0	622,3	1016,3
2,6	293,1	536,6	829,7	323,0	564,8	887,8
2,8	244,9	484,6	729,5	268,4	511,1	779,5
3,0	206,9	436,6	643,5	226,1	461,3	687,4

Продолжение приложения

Е. МэВ	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр
	$E_n = 9 \text{ МэВ}$			$E_n = 10 \text{ МэВ}$		
3,2	176,2	392,4	568,6	192,6	415,4	608,0
3,4	152,1	352,0	504,1	166,5	373,4	539,0
3,6	133,2	315,3	448,5	146,1	335,0	481,1
3,8	118,3	281,9	400,2	130,0	300,2	430,2
4,0	106,5	251,7	358,2	117,2	268,5	385,7
4,2	98,0	224,5	322,5	107,9	239,9	347,8
4,4	90,9	200,0	290,9	100,0	214,1	314,1
4,6	84,8	178,0	262,8	93,3	190,9	284,2
4,8	79,5	158,2	237,7	87,5	170,1	257,6
5,0	74,9	140,5	215,4	82,5	151,4	233,9
5,2	71,0	124,7	195,7	78,4	134,6	213,0
5,4	67,3	110,6	177,9	74,6	119,6	194,2
5,6	63,6	98,0	161,6	70,8	106,2	177,0
5,8	59,9	86,8	146,7	67,2	94,2	161,4
6,0	56,2	76,9	133,1	63,5	83,6	147,1
6,2	52,1	68,0	120,1	59,5	74,1	133,6
6,4	48,1	60,1	108,2	55,7	65,6	121,3
6,6	44,4	53,2	97,6	52,1	58,1	110,2
6,8	40,7	47,0	87,7	48,8	51,4	100,2
7,0	37,2	41,5	78,7	45,6	45,5	90,1
7,2	33,8	36,6	70,4	42,7	40,2	82,9
7,4	30,3	32,3	62,6	39,8	35,6	75,4
7,6	26,9	28,5	55,4	36,9	31,4	68,3
7,8	23,3	25,1	48,4	34,1	27,8	61,9
8,0	19,7	22,1	41,8	31,2	24,5	55,7
8,2	16,1	19,5	35,6	28,4	21,7	50,1
8,4	12,3	17,2	29,5	25,4	19,1	44,6
8,6	8,4	15,1	23,5	22,6	16,9	39,5
8,8	4,3	13,3	17,6	19,6	14,9	34,5
9,0		11,7	11,7	16,5	13,1	29,6
9,2				13,2	11,6	24,8
9,4				10,0	10,2	20,2
9,6				6,7	9,0	15,7
9,8				3,4	7,9	11,3
10,0					7,0	7,0
	$E_n = 11 \text{ МэВ}$			$E_n = 12 \text{ МэВ}$		
0,2	1404,2	682,0	2086,2	1276,4	675,8	1952,2
0,4	1493,7	841,9	2335,6	1379,2	834,9	2214,1
0,6	1379,4	899,9	2279,3	1293,5	893,3	2186,8
0,8	1205,8	906,9	2112,7	1148,1	901,1	2049,2
1,0	1026,1	885,0	1911,1	991,7	880,1	1871,8
1,2	861,2	846,2	1707,4	844,2	842,2	1687,7
1,4	718,2	797,7	1515,9	714,3	794,7	1509,0
1,6	598,3	744,3	1342,6	602,9	742,2	1345,1
1,8	499,6	689,0	1188,6	509,7	687,7	1197,4
2,0	419,4	633,9	1053,3	432,7	633,3	1066,0
2,2	354,7	580,3	935,0	369,6	580,2	949,8

Продолжение приложения

Е МэВ	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр
	$E_n = 11 \text{ МэВ}$			$E_n = 12 \text{ МэВ}$		
2,4	302,8	529,0	831,2	318,2	529,4	847,6
2,6	261,2	480,5	741,7	276,3	481,4	757,7
2,8	227,8	435,3	663,1	242,3	436,4	678,7
3,0	200,9	393,2	594,1	214,5	394,6	609,1
3,2	179,2	354,5	533,7	191,8	356,1	547,9
3,4	161,4	318,9	480,3	173,1	320,6	493,7
3,6	146,9	286,4	433,3	157,5	288,2	445,7
3,8	134,7	256,8	391,5	144,5	258,7	403,2
4,0	124,5	230,0	354,5	133,6	231,9	365,5
4,2	115,8	205,7	321,5	124,2	207,6	331,8
4,4	108,3	183,7	292,0	116,1	185,6	301,7
4,6	101,8	164,0	265,8	109,0	165,8	274,8
4,8	95,9	146,2	242,1	102,7	147,9	250,6
5,0	90,7	130,2	220,9	97,1	131,9	229,0
5,2	85,9	115,9	201,8	92,0	117,5	209,5
5,4	81,5	103,1	184,6	87,4	104,6	192,0
5,6	77,4	91,6	169,0	83,1	93,1	176,2
5,8	73,6	81,4	155,0	79,1	82,7	161,8
6,0	70,0	72,2	142,2	75,4	73,5	148,9
6,2	66,6	64,1	130,7	71,9	65,3	137,2
6,4	63,3	56,8	120,1	68,6	57,9	126,5
6,6	60,2	50,4	110,6	65,5	51,4	116,9
6,8	57,2	44,6	101,8	62,5	45,6	108,1
7,0	54,3	39,5	93,8	59,6	40,4	100,0
7,2	51,4	35,0	86,4	56,8	35,8	92,6
7,4	48,6	31,0	79,6	54,1	31,7	85,8
7,6	45,9	27,4	73,3	51,5	28,1	79,6
7,8	43,2	24,2	67,4	49,0	24,8	73,8
8,0	40,6	21,4	62,0	46,5	22,0	68,5
8,2	38,0	18,9	56,9	44,1	19,4	63,5
8,4	35,4	16,7	52,1	41,7	17,2	58,9
8,6	32,8	14,8	47,6	39,4	15,2	54,6
8,8	30,3	13,0	43,3	37,1	13,4	50,5
9,0	27,7	11,5	39,2	34,9	11,9	46,8
9,2	25,1	10,1	35,2	32,6	10,5	43,1
9,4	22,6	9,0	31,6	30,4	9,3	39,7
9,6	19,9	7,9	27,8	28,2	8,2	36,4
9,8	17,3	7,0	24,3	26,0	7,2	33,2
10,0	14,6	6,1	20,7	23,8	6,4	30,2
10,2	11,8	5,4	17,2	21,6	5,6	27,2
10,4	9,0	4,8	13,8	19,3	5,0	24,3
10,6	6,1	4,2	10,3	17,1	4,4	21,5
10,8	3,1	3,7	6,8	14,8	3,9	18,7
11,0		3,3	3,3	12,5	3,4	15,9
11,2				10,1	3,0	13,1
11,4				7,7	2,6	10,3
11,6				5,2	2,3	7,5
11,8				2,6	2,0	4,6
12,0					1,8	1,8

Продолжение приложения

Е, МэВ	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр
		E _n = 13 МэВ		E _n = 14,4 МэВ		
0,2	1161,8	663,5	1825,3	1942,4	1048,2	2990,6
0,4	1272,8	821,2	2094,0	2138,5	1298,5	3437,0
0,6	1210,0	880,2	2090,2	2041,1	1393,0	3434,1
0,8	1088,4	889,5	1977,9	1840,6	1409,0	3249,6
1,0	952,6	870,4	1823,0	1611,4	1379,8	2991,2
1,2	821,7	834,4	1656,1	1387,0	1324,0	2711,0
1,4	703,6	788,8	1492,4	1181,8	1252,7	2434,5
1,6	600,9	738,0	1338,9	1001,4	1173,1	2174,5
1,8	513,6	685,0	1198,6	846,4	1089,9	1936,3
2,0	440,5	632,0	1072,5	715,4	1006,3	1721,7
2,2	379,7	580,1	959,8	605,8	924,5	1530,3
2,4	329,4	530,2	859,6	514,8	845,8	1360,6
2,6	288,0	483,0	771,0	439,6	771,1	1210,7
2,8	253,9	438,7	692,6	377,7	701,0	1078,7
3,0	225,8	397,4	623,2	326,7	635,6	962,3
3,2	202,5	359,2	561,7	284,8	575,0	859,8
3,4	183,1	324,0	507,1	250,3	519,2	769,5
3,6	166,9	291,8	458,7	221,8	467,9	689,7
3,8	153,2	262,4	415,6	198,2	421,1	619,3
4,0	141,6	235,6	377,2	178,6	378,5	557,1
4,2	131,6	211,3	352,9	162,2	339,7	501,9
4,4	122,9	189,2	312,1	148,3	304,6	452,9
4,6	115,4	169,3	284,7	136,6	272,8	409,4
4,8	108,7	151,4	260,1	126,6	244,1	370,7
5,0	102,7	135,2	237,9	117,9	218,2	336,1
5,2	97,3	120,7	218,0	110,4	194,9	305,3
5,4	92,5	107,6	200,1	103,7	174,0	277,7
5,6	88,0	95,9	183,9	97,0	155,2	253,1
5,8	83,8	85,4	169,2	92,6	138,4	231,0
6,0	80,0	76,1	156,1	87,8	123,3	211,1
6,2	76,4	67,7	144,1	83,5	109,8	193,3
6,4	73,0	60,2	133,2	79,6	97,7	177,3
6,6	69,8	53,5	123,3	75,9	86,9	162,8
6,8	66,7	47,5	114,2	72,5	77,3	149,8
7,0	63,8	42,2	106,0	69,3	68,7	138,0
7,2	61,0	37,4	98,4	66,3	61,0	127,3
7,4	58,4	33,2	91,6	63,5	54,2	117,7
7,6	55,8	29,5	85,3	60,8	48,1	108,9
7,8	53,3	26,1	79,4	58,3	42,7	101,0
8,0	50,9	23,1	74,0	55,9	37,9	93,8
8,2	48,6	20,5	69,1	53,6	33,6	87,2
8,4	46,4	18,2	64,6	51,3	29,8	81,1
8,6	44,2	16,1	60,3	49,2	26,4	75,6
8,8	42,0	14,2	56,2	47,1	23,4	70,5
9,0	40,0	12,6	52,6	45,1	20,7	65,8
9,2	37,9	11,2	49,1	43,2	18,3	61,5
9,4	35,9	9,9	45,8	41,3	16,2	57,5
9,6	33,9	8,7	42,6	39,4	14,4	53,8

Окончание приложения

Е, МэВ	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр	Спектр испарения	Спектр деления	Суммарный спектр
	$E_n = 13 \text{ МэВ}$			$E_n = 14 \text{ МэВ}$		
9,8	31,9	7,7	39,6	37,6	12,7	50,3
10,0	30,0	6,8	36,8	35,9	11,3	47,2
10,2	28,1	6,0	34,1	34,1	10,0	44,1
10,4	26,2	5,3	31,5	32,5	8,8	41,3
10,6	24,3	4,7	29,0	30,8	7,8	38,6
10,8	22,4	4,2	26,6	29,2	6,9	36,1
11,0	20,5	3,7	24,2	27,6	6,1	33,7
11,2	18,5	3,2	21,7	26,0	5,4	31,4
11,4	16,6	2,9	19,5	24,4	4,8	29,2
11,6	14,7	2,5	17,2	22,9	4,2	27,1
11,8	12,7	2,2	14,9	21,3	3,7	25,0
12,0	10,7	2,0	12,7	19,8	3,3	23,1
12,2	8,6	1,7	10,3	18,2	2,9	21,1
12,4	6,6	1,5	8,1	16,7	2,6	19,3
12,6	4,4	1,4	5,8	15,1	2,3	17,4
12,8	2,2	1,2	3,4	13,5	2,0	15,5
13,0		1,1	1,1	11,9	1,8	13,7
13,2				10,3	1,6	11,9
13,4				8,7	1,4	10,1
13,6				7,0	1,2	8,2
13,8				5,3	1,1	6,4
14,0				3,6	0,9	4,5
14,2				1,8	0,8	2,6
14,4					0,7	0,7

Список литературы

1. Batchelor R., Gilbo W.B., Towle I.R. - "Nucl. Phys.", 1965, N 65, p. 236.
2. Биряков Н.С., Журавлев В.В. - "Ядерные константы", 1973, вып. 12, ч. I, с. 48.
3. Вовшинг Р., Гагпелу В. е. а. - "Health Phys. Acta", 1969, v. 42, p. 225.
4. Сальников О.А., Дорчинова Г.Н. и др. Взаимодействие нейтронов с энергией 14,36 МэВ с ядрами ^{232}Th и ^{238}U . - Препринт ФЭИ-441, Обнинск, 1973.
5. Барыба В.Я., Журавлев В.В. и др. Спектр вторичных нейтронов, возникающих при бомбардировке ядер ^{238}U нейтронами с энергией 14,3 МэВ. - Препринт ФЭИ-671, Обнинск, 1976.
6. Корнилов Н.В., Пляскин В.И. и др. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1976, вып. 21, с. 58.
7. Бычков В.М., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. - Там же, 1978, вып. 28.
8. Griffin I.I. - "Phys. Rev. Letters", 1966, v. 17, p. 478.
9. V l a n n M. - Ibid., 1968, v. 21, p. 1357;
W i l l i m e F.C. - "Phys. Letters", 1970, v. 31B, p. 184;
C l i n e C.K., V l a n n M. - "Nucl. Phys.", 1971, v. A172, p. 225;
B r a g a - M a r s a z z a n C.M., M i l a z z o - C o l l i L. e. a. - "Phys. Rev.", 1972, v. C6, p. 1398.
10. Пляскин В.И., Трыкова В.И. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1976, вып. 21, с. 49.

11. Б л о х и н А.И., И г н а т ю к А.В. и др. Влияние коллективных эффектов в плотности уровней на энергетическую зависимость сечений радиационного захвата быстрых нейтронов. - Препринт ФЭИ-655. Обнинск, 1976.
12. А в е р ь я н о в И.К., П у р ц е л а д з е З.З. - "Ядерная физика", 1976, т.6, с. 2.
13. D a v e y W.G. - "Nucl. Sci. and Engng", 1971, v. 44, p. 345.
14. K n i g h t I.D., S m i t h R.K., W a r g e n B. - "Phys. Rev.", 1959, v. 112, p. 259.
15. F r e h a u t I., M o s i n s k i G. - СБА-R-4627, 1975.
16. S o w e r b y M.G., P a t r i c k V.H. e.a. - "Nucl. Sci. and Engng", 1974, v. 1, p. 409.
17. П р о х о р о в а Д.И., П л а т о н о в В.Л., С м и р е н к и н Г.Н. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1975, вып. 20, ч. I, с. 104.
18. L e S o u t e r K.J., L a n g D.W. - "Nucl Phys.", 1959, N 13, p. 32.

УДК 539.17.01

ПРОНИЦАЕМОСТЬ ДВУГОРБОГО БАРЬЕРА,
АППРОКСИМИРОВАННОГО ТРЕМЯ СОПРЯЖЕННЫМИ ПАРАБОЛАМИ

В.С.М а с т е р о в , А.А.С е р е г и н

THE PENETRABILITY THROUGH THE TWO-PEAKED FISSION BARRIER APPROXIMATED BY THREE PARABOLAS. The penetrability is calculated in quasiclassical approximation for the two-peaked barrier defined as two parabolic peaks connected smoothly by a third parabola forming the intermediate well. The results are compared with the numerical solution of Schrodinger equation. The specific results for ^{236}U are reported.

1. В последние годы в физике деления атомного ядра успешно развивается представление о двугорбом барьере деления [1,2]. В настоящее время уже выполнено много работ, в которых проницаемость двугорбого барьера рассчитывалась в квазиклассическом приближении [3] или численно находилась для простейших аппроксимаций двугорбого барьера из решения уравнения Шредингера [4-7]. В работе [8] в отличие от работы [3] в квазиклассическом приближении получены аналитические выражения для проницаемости двугорбого барьера не только для подбарьерного случая, но и тогда, когда энергия падающей частицы равна или даже больше высоты барьера. По сравнению с численными методами расчета проницаемости двугорбого барьера полученные выражения применимы для любой аппроксимации барьера, наглядны, просты и удобны для анализа экспериментальных данных.

В настоящей работе в квазиклассическом приближении по формулам работы [8] определяется проницаемость двугорбого барьера, аппроксимированного тремя сопряженными парабололами. Результаты расчета сравниваются с результатами численного расчета проницаемости двугорбого барьера, полученными из решения уравнения Шредингера для конкретного барьера. Приводятся результаты расчетов проницаемости двугорбого барьеров деления Γ_0 и Γ_1 для ядра ^{236}U .

2. Необходимо отметить, что при получении аналитических выражений проницаемости двугорбого барьера в квазиклассическом приближении использовался метод Цваана, который отличается от хорошо известного метода ВКБ. Основное отличие этих методов заключается в том, что в методе ВКБ квазиклассические решения по обе стороны от точки поворота "сшиваются" на действительной оси, привлекая точное решение вблизи самой точки поворота. В методе Цваана квазиклассические решения по обе стороны от точки поворота аналитически продолжают в комплексную плоскость и сшиваются, обходя точку поворота в комплексной плоскости, с учетом явления Стокса. Это позволяет в методе Цваана естественным образом рассматривать как действительные (ВКБ), так и комплексные точки поворота.

Последнее особенно важно при рассмотрении надбарьерной проницаемости и других поправок, связанных с комплексными точками поворота. С основными идеями метода Цванна, их развитием и применением к различным задачам физики можно познакомиться по работе Пономарева [9].

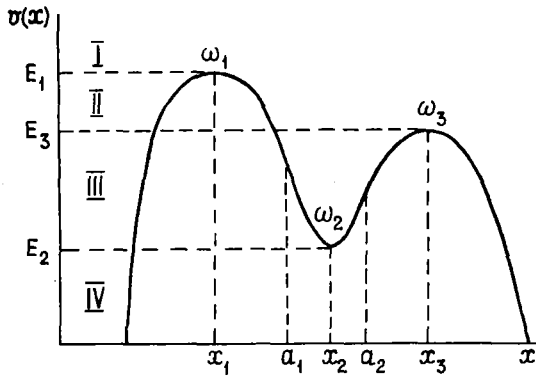


Рис. I. Схематическое изображение двугорбого потенциального барьера деления $v(x)$ в зависимости от деформации x

3. Пусть поток частиц падает слева направо на потенциальный барьер $v(x)$, изображенный на рис. I. Тогда слева от двугорбого барьера имеем суперпозицию падающего и отраженного потока, а справа — прошедшего потока. Согласно работе [8], ниже приведем выражения для проницаемости двугорбого барьера в четырех энергетических областях (обозначены римскими цифрами на рис. I).

При энергии частицы $E \geq E_1$, т.е. в области I, проницаемость двугорбого барьера определяется двумя парами сопряженных комплексных точек поворота $z_{1,2} = \alpha_1 \pm i\beta_1$, $z_{3,4} = \alpha_2 \pm i\beta_2$ и имеет вид

$$P^I = \left\{ 1 + \left[(g_1 e^{\delta_1} - g_2 e^{\delta_2})^2 + 4g_1 g_2 e^{\delta_1 + \delta_2} \cos^2(\gamma_1/2 + \omega - \gamma_2/2) \right] e^{-2(\delta_1 + \delta_2)} \right\}^{-1}, \quad (I)$$

где
$$\omega = \frac{1}{\hbar} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} p(x) dx, \quad \delta_i = \frac{1}{\hbar} \left| 2 \int_0^{\beta_i} \operatorname{Re} p(\alpha_i + it) dt \right|;$$

$$\gamma_i = \frac{1}{\hbar} \left| 2 \int_0^{\beta_i} \operatorname{Im} p(\alpha_i + it) dt \right|, \quad g_i = \sqrt{1 + e^{-2\delta_i}};$$

$p(x) = [2B(E - v(x))]^{1/2}$ — импульс частицы с массой B и с энергией E .

При энергии частицы $E_1 \geq E \geq E_3$ проницаемость двугорбого барьера определяется двумя действительными (x_1 и x_2) и двумя сопряженными комплексными ($z_{3,4} = \alpha_2 \pm i\beta_2$) точками поворота и имеет вид

$$P^{II} = \left\{ 1 + \left[(h_1 - g_2 e^{\delta_2})^2 + 4h_1 g_2 e^{\delta_2} \cos^2(\omega - \gamma_2/2) \right] e^{2k_1 - 2\delta_2} \right\}^{-1}, \quad (2)$$

где
$$\omega = \frac{1}{\hbar} \int_{x_2}^{\alpha_2} p(x) dx, \quad k_1 = \frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} p(x) dx, \quad h_1 = \sqrt{1 + e^{-2k_1}}.$$

Остальные обозначения те же, что и в формуле (I).

В области III при $E_3 \geq E \geq E_2$ проницаемость двугорбого барьера определяется четырьмя действительными точками поворота (x_1 , x_2 , x_3 и x_4) и имеет следующий вид:

$$P^{III} = \left\{ 1 + \left[(h_1 - h_2)^2 + 4h_1 h_2 \cos^2 \omega \right] e^{2k_1 + 2k_2} \right\}^{-1},$$

где
$$\omega = \frac{1}{\hbar} \int_{x_2}^{x_3} p(x) dx, \quad k_2 = \frac{1}{\hbar} \int_{x_3}^{x_4} p(x) dx, \quad h_2 = \sqrt{1 + e^{-2k_2}}.$$

Остальные обозначения те же, что и в формулах (I, 2).

Наконец в области IV при $E < E_2$ проницаемость двугорбого барьера определяется двумя действительными точками поворота x_1 и x_4 и имеет вид

$$P^{IV} = \left\{ 1 + e^{2k} \right\}^{-1},$$

где

$$k = \frac{1}{h} \int_{x_1}^{x_2} p(x) dx.$$

4. В расчетах проникаемости двугорбого барьера потенциальный барьер удобно аппроксимировать тремя сопряженными параболоми. При такой аппроксимации двугорбый барьер характеризуется значениями потенциальной энергии и кривизнами в экстремальных точках, т.е.

$$v(x) = \begin{cases} E_1 - \frac{B\omega_1^2}{2}(x-x_1)^2 & \text{при } x_1 \leq a_1 \\ E_2 + \frac{B\omega_2^2}{2}(x-x_2)^2 & \text{при } a_1 \leq x \leq a_2 \\ E_3 - \frac{B\omega_3^2}{2}(x-x_3)^2 & \text{при } a_2 \leq x, \end{cases}$$

причем обычно полагают, что $x_1 = \sqrt{2E_1/B\omega_1^2}$.

Из условия непрерывности потенциальной энергии $v(x)$ и ее первой производной найдем, что

$$a_1 = x_1 + \sqrt{2(E_1 - E_2)/B\omega_1^2} \left(1 + \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2}\right)^{-1/2},$$

$$x_2 = a_1 + \sqrt{2(E_1 - E_2)/B\omega_1^2} (\omega_1/\omega_2)^2 \left(1 + \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2}\right)^{-1/2},$$

$$a_2 = x_2 + \sqrt{2(E_3 - E_2)/B\omega_2^2} \left(1 + \frac{\omega_2^2}{\omega_3^2}\right)^{-1/2},$$

$$x_3 = a_2 + \sqrt{2(E_3 - E_2)/B\omega_2^2} \left(1 + \frac{\omega_2^2}{\omega_3^2}\right)^{-1/2} (\omega_2/\omega_3)^2.$$

Записав уравнение Шредингера в каждой области и сделав замену переменных $x_i = \alpha z_i$, $b_i = \alpha a_i$ и $\alpha = (h/B\omega_i)^{1/2}$, можем записать необходимое выражение для импульса в каждой области

$$p(z) = \begin{cases} \sqrt{2(E - E_1)/h\omega_1 + (z - z_1)^2} & \text{при } z \leq b_1 \\ \sqrt{2(E - E_2)/h\omega_1 - (\omega_2/\omega_1)^2(z - z_2)^2} & \text{при } b_1 \leq z \leq b_2 \\ \sqrt{2(E - E_3)/h\omega_1 + (\omega_3/\omega_1)^2(z - z_3)^2} & \text{при } b_2 \leq z. \end{cases}$$

5. Вся расчетная схема была реализована на языке ФОРТРАН для машины ЕС-1030. На рис. 2 приведена зависимость проникаемости двугорбого барьера от энергии, рассчитанная авторами данной статьи для барьера с параметрами из работы [5]. Этот расчет рассматривался как тестовый и сравнение результатов этого расчета с точными может служить оценкой квазиклассического приближения. Резуль-

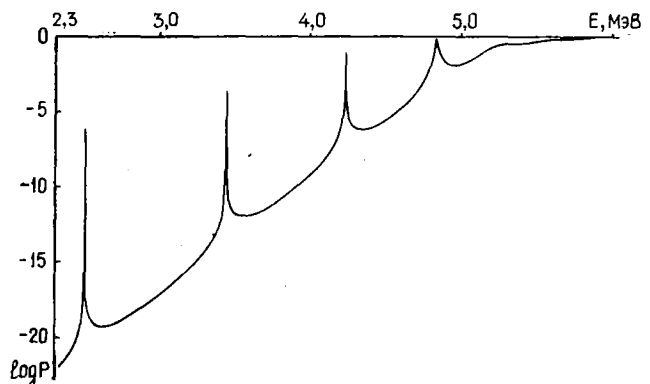


Рис. 2. Зависимость проникаемости двугорбого барьера от энергии $E_1 = 5,5$ МэВ, $h\omega_1 = 1,25$ МэВ, $E_2 = 2,0$ МэВ, $h\omega_2 = 1,0$ МэВ, $E_3 = 5,0$ МэВ и $h\omega_3 = 0,5$ МэВ

таты сравнения занесены в таблицу. Из таблицы видно, что относительная ошибка в определенных положениях резонанса порядка 0,5%, а зависимость барьера от энергии более резкая, чем в точном расчете.

Результаты расчетов подбарьерных резонансов двугорбого барьера с параметрами из работы [5]

Энергия резонанса, МэВ		Проницаемость в резонансе	
Работа [5]	Настоящая работа	Работа [5]	Настоящая работа
2,492	2,499	$0,699 \cdot 10^{-6}$	$0,710 \cdot 10^{-6}$
3,430	3,443	$0,349 \cdot 10^{-3}$	$0,400 \cdot 10^{-3}$
4,215	4,228	0,115	0,136
4,811	4,836	0,785	0,740

На рис.3 приведены расчеты зависимости двугорбого барьера для ядра ^{236}U , рассчитанные авторами статьи с параметрами барьеров из работы [10].

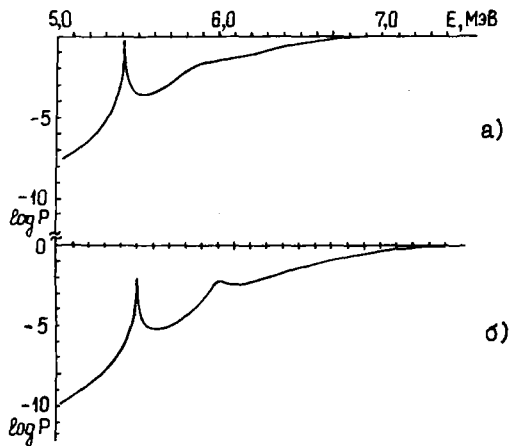


Рис.3. Зависимость проницаемости двугорбого барьера деления от энергии для ядра ^{236}U с параметрами, рекомендованными в работе [10]:

а - параметры барьера Γ^- , $0 E_1 = 6,6$ МэВ, $\hbar\omega_1 = 1,0$ МэВ, $E_2 = 2,4$ МэВ, $\hbar\omega_2 = 1,0$ МэВ, $E_3 = 5,6$ МэВ, $\hbar\omega_3 = 0,6$ МэВ; б - параметры барьера Γ^- , $E_1 = 7,0$ МэВ, $\hbar\omega_1 = 1,0$ МэВ, $E_2 = 2,4$ МэВ, $\hbar\omega_2 = 1,0$ МэВ, $E_3 = 5,9$ МэВ, $\hbar\omega_3 = 0,6$ МэВ

Список литературы

1. Струтинский В.М. - "Nucl. Phys.", 1967, v. A95, p. 420.
2. Ibid., v. A122, p. 1.
3. Игнатюк А.В., Работнов Н.С., Смиренин Г.Н. - "Phys. Lett.", 1969, v. 29B, p. 209.
4. Wong Y., Bang J. - Ibid., 1969, v. 29B, p. 143.
5. Sgasher J.D., Nix J.R. - "Phys. Rev.", 1970, v. C2, p. 1048.
6. Dudek J. - "Nucl. Phys.", 1973, v. A203, p. 121.
7. Тяпин А.С., Маршалкин В.Е. - "Ядерная физика", 1978, т. 18, с. 277.
8. Мастеров В.С., Серегин А.А. - Там же, т. 25.
9. Пономарев Л.И. - Препринт ИТФ-53, 1967.

ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ

В.Е.Колесов, Н.Н.Титаренко

OPTICAL MODEL OF ELASTIC SCATTERING OF COMPOSITE PARTICLES. The calculations on the elastic scattering of composite particles by nuclei are given in the framework of the optical model in a broad region of energies and masses of the scattering particles and targets. The systematic comparison of the calculations with the available experimental data is carried out.

Введение

В последние годы появилось много точных экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию составных частиц (дейтронов, тритонов, α -частиц и более тяжелых ионов) на атомных ядрах в широком диапазоне кинематических переменных. На основании таких экспериментов имеется возможность получить богатую спектроскопическую информацию о структуре ядра, о путях образования и распада составных ядер, о вкладе прямого и резонансного механизмов реакции и т.д. Для анализа полученных данных, наряду с развитием новых, более совершенных теоретических моделей, широко используются традиционные подходы, такие, как оптическая модель, метод искаженных волн, статистическая теория ядерных реакций. Кроме того для большинства теоретических подходов требуется знание оптических потенциалов упругого рассеяния составных частиц и умение рассчитывать по ним наблюдаемые экспериментально характеристики.

Измерения по упругому рассеянию дейтронов, тритонов, α -частиц и других более сложных систем на атомных ядрах обнаруживают такую же дифракционную картину рассеяния, как и при рассеянии нуклонов. Известно, что упругое взаимодействие нуклонов с ядрами можно достаточно хорошо описать феноменологическим 2-частичным оптическим потенциалом между налетающим нуклоном и ядром мишени. Это позволяет надеяться, что и в случае рассеяния сложных частиц на атомных ядрах основные свойства упругого рассеяния можно описать оптическим потенциалом без учета внутренней структуры рассеиваемой системы.

В связи с тем, что при интерпретации упругого рассеяния составных частиц на ядрах в рамках оптической модели необходимо учитывать большое число парциальных волн, на ранней стадии исследования для описания этих процессов были разработаны классические, либо полуклассические модели, которые существенно упростили расчеты.

К таким подходам прежде всего относится модель Блэйера с резкой границей ядра [1]. В рамках этого подхода ядерное взаимодействие [1] между составными системами предполагается нулевым, если их центры разделены более чем на R_C , и очень большим при расстояниях меньших R_C , где

$$R_C = r_0(A_p^{1/3} + A_z^{1/3}), \quad r_0 \sim (1,4 \div 1,6) \text{ ф.}$$

Радиус R_C выбирается из условия наилучшего совпадения теории с экспериментом.

Однако эта модель неадекватна с различных точек зрения. Во всех случаях, где анализировались данные, величина R_C была намного больше, чем сумма радиусов рассматриваемых ядер. Этот факт находится в противоречии с предположением, что ядерное взаимодействие меняется "внезапно" при R_C . На практике эта модель может применяться, если параметр кулоновского взаимодействия $\eta \gg 1$, а $(d\sigma/d\sigma_R) > 1/\eta$, т.е. в области малых углов рассеяния. При больших углах рассеяния эта модель дает большие осцилляции.

Существуют также более реалистические квазиклассические подходы [2,3], один из которых [3] более подробно рассматривается в конце статьи. Недостатком этих методов является то, что с их помощью нельзя описывать экспериментальные данные в широкой области спектра. Они применяются либо для асимптотических значений η , либо для больших углов рассеяния, либо только для малых. По полноте и точности описания экспериментальных данных оптическая модель [4] остается пока единственной моделью, широко используемой в качестве основы во многих теоретических разработках.

В настоящее время создано большое число программ для проведения расчетов по оптической модели как в нашей стране, так и за рубежом. Однако существенным недостатком многих версий программ является то, что их, как правило, применяют для описания упругого рассеяния только нейтронов либо также и протонов, но при сравнительно небольших энергиях, ограничиваясь учетом 20-30 первых орбитальных моментов ℓ .

Обсуждаемый в данной статье вариант оптической программы позволяет рассчитывать упругое рассеяние частиц произвольной массы со спином 0, 1/2, 1 на сферическом ядре в широком диапазоне энергий. В рамках стандартной оптической модели с 15 свободными параметрами можно вычислять дифференциальные сечения упругого рассеяния, сечения поглощения, поляризацию частиц, а также имеется возможность автоматического выбора параметров модели по экспериментальным данным.

Программа написана на языке ФОРТРАН-IV для машины ЕС-1030. Практические расчеты процессов упругого рассеяния ионов кислорода на олове были проведены вплоть до энергий 70-90 МэВ, что соответствует $\eta \sim 30-50$ и требует учета орбитальных моментов до $\ell_{\max} \sim 90+110$. Результаты расчетов хорошо согласуются с литературными данными, а также и с имеющимися тестами отечественных [5] и зарубежных программ [6].

1. Математическая формулировка оптической модели

Рассеяние частицы массы m_p и спина S_p на ядре-мишени с массой M_T будем описывать посредством комплексного оптического потенциала V . После разделения переменных в полном уравнении Шредингера получается радиальное уравнение для каждого значения орбитального момента ℓ и полного момента $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{S}_p$ частицы [4]:

$$\left\{ \frac{d^2}{dz^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{z^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_{\ell j}(z)) \right\} U_{\ell j}(z) = 0, \quad (1)$$

где $\mu = m_p \cdot M_T / (m_p + M_T)$ - приведенная масса частицы;
 $E = E_L \cdot m_p / (m_p + M_T)$ - энергия частицы в системе центра масс;
 E_L - энергия частицы в лабораторной системе.

Радиальная волновая функция $U_{\ell j}$ удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$\begin{aligned} U_{\ell j}(z) &\underset{z \rightarrow 0}{\sim} 0; \\ U_{\ell j}(z) &\underset{z \rightarrow \infty}{\sim} [(G_{\ell} - iF_{\ell}) - S_{\ell j}(G_{\ell} + iF_{\ell})], \end{aligned} \quad (2)$$

где функции G_{ℓ} и F_{ℓ} являются нерегулярным и регулярным решениями однородного уравнения Шредингера в отсутствие ядерного взаимодействия. Основная задача расчетов по оптической модели состоит в вычислении матричных элементов $S_{\ell j}$ для выбранной формы потенциала $V_{\ell j}$. Если $S_{\ell j}$ вычислены, то наблюдаемые на эксперименте величины могут быть легко найдены.

Рассмотрим следующие три условия.

1. $S_p = 0$. Тогда дифференциальное сечение рассеяния задается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |A(\theta)|^2, \quad (3)$$

сечение поглощения

$$\sigma_A = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) (1 - |S_{\ell\ell}|^2), \quad (4)$$

поляризация

$$P(\theta) = 0.$$

В выражении (3) полная амплитуда взаимодействия

$$A(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2iK} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) (S_{\ell\ell} - 1) \exp(2i\sigma_{\ell}) P_{\ell}(x),$$

где амплитуда кулоновского взаимодействия

$$f_c(\theta) = -\left(\eta / 2K \sin^2 \theta / 2 \right) \exp(2i\sigma_0 - 2i\eta \ln \sin \theta / 2); \quad (5)$$

$\eta = \mu Z_p Z_t \ell^2 / \hbar k = 0,1574843 \sqrt{m_p / E_L}$ - кулоновский параметр;

$K = \sqrt{2\mu / \hbar^2} = 0,2187315 \sqrt{E \mu}$ - волновое число;

$\sin \theta / 2$ - кулоновский сдвиг фазы;

$P(x)$ - полиномы Лежандра;

θ - угол рассеяния в системе центра масс;

$S_{\ell j}$ - коэффициенты, определяемые из выражения (2).

2. $S_p = 1/2$. Тогда экспериментально наблюдаемые характеристики упругого рассеяния можно считать по следующим формулам:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |A|^2 + |B|^2; \quad (6)$$

$$\sigma_A = \frac{\pi}{K^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left\{ (\ell+1)(1-|S_{\ell}^+|^2) + \ell(1-|S_{\ell}^-|^2) \right\}; \quad (7)$$

$$A(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2iK} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left\{ (\ell+1)S_{\ell}^+ + \ell S_{\ell}^- - (2\ell+1) \right\} \exp(2i\sigma_{\ell}) P_{\ell}(x); \quad (8)$$

$$B(\theta) = \frac{1}{2iK} \sum_{\ell=0}^{\infty} (S_{\ell}^+ - S_{\ell}^-) \exp(2i\sigma_{\ell}) P_{\ell}'(x). \quad (9)$$

Знаки (\pm) у $S_{\ell j}$ означают, что полный спин нуклона $j = \ell \pm 1/2$.

3. $S_p = 1$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = [|A|^2 + 2(|B|^2 + |C|^2 + |D|^2 + |E|^2)] / 3; \quad (10)$$

$$\sigma_A = \frac{\pi}{3k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left\{ (2\ell+3)(1-|S_{\ell}^+|^2) + (2\ell+1)(1-|S_{\ell}^0|^2) + (2\ell+1)(1-|S_{\ell}^-|^2) \right\}; \quad (11)$$

$$P = 2\sqrt{2} \operatorname{Im}(AC^* + BD^* + DE^*) / 3 / (d\sigma/d\Omega); \quad (12)$$

$$A(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2iK} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left\{ (\ell+1)\alpha_{\ell}^+ + \ell\alpha_{\ell}^- \right\} \exp(2i\sigma_{\ell}) P_{\ell}(x);$$

$$B(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2iK} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{1}{2} \left\{ (\ell+2)\alpha_{\ell}^+ + (2\ell+1)\alpha_{\ell}^0 + (\ell-1)\alpha_{\ell}^- \right\} \exp(2i\sigma_{\ell}) P_{\ell}(x);$$

$$C(\theta) = \frac{1}{2iK} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha_{\ell}^+ - \alpha_{\ell}^-) \exp(2i\sigma_{\ell}) P_{\ell}'(x); \quad (13)$$

$$D(\theta) = \frac{1}{2iK} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\ell(\ell+1)} \left\{ \ell(\ell+2)\alpha_{\ell}^+ - (2\ell+1)\alpha_{\ell}^0 - (\ell-1)(\ell+1)\alpha_{\ell}^- \right\} e^{2i\sigma_{\ell}} P_{\ell}'(x);$$

$$E = B - A + (D - C)\sqrt{2} \operatorname{ctg}(\theta); \quad x = \cos \theta;$$

$$\alpha = S_{\ell} - 1, \quad (\pm) \Rightarrow j = \ell \pm 1; \quad (0) \Rightarrow j = \ell.$$

Оптический потенциал в программе взят в форме сферически-симметричного комплексного потенциала общего вида

$$V_{lj} = -V_R f_R(r) + V_{S_0}(\vec{\theta}, \vec{\ell}) \frac{2}{z} \frac{d}{dz} f_{S_0}(z) + V_C - i \left[W_V f_V(z) + W_d g_d(z) - W_{S_0}(\vec{\theta}, \vec{\ell}) \frac{2}{z} \frac{d}{dz} f_{S_0}(z) \right], \quad (I4)$$

где $(\vec{\theta}, \vec{\ell}) = j(j+1) - \ell(\ell+1) - S_p(S_p+1)$

и введены следующие определения факторов:

$$f_i(z) = \left[1 + \exp((z - R_i)/a_i) \right]^{-1};$$

$$g(z) = \begin{cases} 4a \frac{d}{dz} f(z), \\ \exp \left[- \left(\frac{z - R}{a} \right)^2 \right], \end{cases}$$

Потенциал кулоновского взаимодействия заряженных частиц аппроксимируется потенциалом равномерно заряженной сферы

$$V_C(z) = \begin{cases} \frac{Z_p Z_T \ell^2}{2R_c} \left(3 - \left(\frac{z}{R_c} \right)^2 \right), & z \leq R_c \\ \frac{Z_p Z_T \ell^2}{z}, & z > R_c \end{cases}$$

В последние годы усилия многих исследователей были направлены на поиски глобальных потенциалов, которые бы в среднем хорошо описывали экспериментальные данные по упругому рассеянию в широком диапазоне энергий и массовых чисел [7-14]. В программе предусмотрена возможность расчета по любому из наиболее распространенных вариантов глобальных потенциалов (табл. I).

Таблица I

Глобальные оптические потенциалы упругого рассеяния различных налетающих частиц на атомных ядрах
($\alpha = (N-Z)/A$; $\beta = Z/A^{1/3}$; $R_i = z_i \cdot A^{1/3}$)

Тип налетающей частицы	E	A	Динамические параметры потенциала	z_i	a_i	z_c	Литература
n	I-15		$V_R = 47,01 - 0,267E - 0,00118E^2$ $W_d = 0,52 - 0,053E$	A1 A2	0,66 0,48	-	[9]
n	<50	>40	$V_R = 56,3 - 0,32E - 24a$ $W_V = 0,22 - 1,56$ $W_d = 13 - 0,25E - 12a$ $V_{S_0} = 6,2$	1,17 1,26 1,26 1,01	0,75 0,58 0,58 0,75	=	[10]
p	<20	>30	$V_R = 53,3 - 0,55E + 27a + 0,4b$ $W_V = 13,5$ $V_{S_0} = 7,5$	1,25 1,25 1,25	0,65 0,47 0,47	1,25	[8]
p	<50	>40	$V_R = 54 - 0,32E + 24a + 0,4b$ $W_V = 0,22E - 2,7$ $W_d = 11,8 - 0,25E + 12a$ $V_{S_0} = 6,2$	1,17 1,32 1,32 1,01	0,75 B B 0,75	1,17	[10]
p	30-60		$V_R = 49,9 - 0,22E + 26,4a + 0,4b$ $W_V = 1,2 + 0,09E$ $W_d = 4,2 - 0,05E + 15,5a$ $V_{S_0} = 6,04$	1,16 1,37 1,37 1,064	0,75 B B 0,78	1,25	[11]
d	8-13	>40	$V_R = 91,13 - 2,2b$ $W_d = 218/A^{2/3}$ $V_{S_0} = 7$	1,05 1,43 0,75	0,86 B 0,50	1,3	[12]
d	I2-25		$V_R = 81 - 0,22E + 2b$ $W_d = 14,4 + 0,24E$	1,15 1,34	0,81 0,68	1,15	[13]

Тип налетающей частицы	E	A	Динамические параметры потенциала	z_i	a_i	z_c	Литература
^3He	<40	>40	$V_R = 151,9 - 0,17E + 50a$ $W_V = 41,7 - 0,33E + 44a$ $V_{S_0} = 2,5$	1,20 1,40 1,20	0,72 0,88 0,72	1,3	I4
^3H	15-40	40	$V_R = 165 - 0,17E - 6,4a$ $W_V = 46 - 0,33E - 110a$ $V_{S_0} = 2,5$	1,20 1,40 1,20	0,72 0,84 0,72	1,3	I4

$$A1 = 1,322 - 0,0076A + 4A^2 \cdot 10^{-6} - 8A^3 \cdot 10^{-9};$$

$$A2 = 1,266 - 0,0037A + 2A^2 \cdot 10^{-6} - 4A^3 \cdot 10^{-9};$$

$$B = 0,51 + 0,7a \quad V = 0,74 - 0,008E + a; \quad \Gamma = 0,5 + 0,013A^{2/3}.$$

В программе предусмотрена работа системы автоматического поиска параметров оптической модели по экспериментальным данным путем оптимизации функционала

$$F = \sum_{\lambda=1}^N \left[\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_\lambda) - \frac{d\sigma^{exp}}{d\Omega}(\theta_\lambda)}{\frac{\Delta d\sigma^{exp}}{d\Omega}(\theta_\lambda)} \right]^2 = \sum_{\lambda=1}^N \left[\frac{f_\lambda(\vec{p}) - f_\lambda^{exp}(\theta_\lambda)}{\Delta f_\lambda^{exp}(\theta_\lambda)} \right]^2, \quad (16)$$

где $d\sigma/d\Omega(\theta_\lambda)$, $d\sigma^{exp}/d\Omega(\theta_\lambda)$, $\Delta d\sigma^{exp}/d\Omega$ - теоретические и экспериментальные сечения и ошибка экспериментальных данных соответственно;

N - число экспериментальных точек.

Если теоретическое значение $d\sigma/d\Omega(\theta_\lambda)$ зависит от t параметров оптической модели, то величина F подчиняется распределению χ^2 с числом степеней свободы $(N-t)$. Значение оптимальных параметров модели $\{p_i\}$ можно получить из системы уравнений

$$\left. \frac{\partial F}{\partial p_i} \right|_{\vec{p}_0} = 0, \quad i=1,2,3,\dots,t. \quad (17)$$

Будем предполагать, что для функции (16) справедливо разложение в ряд Тейлора вблизи значения \vec{p}_0 вектора варьируемых параметров $\vec{p} = \{p_1, p_2, \dots, p_t\}$:

$$F(\vec{p}) = F(\vec{p}_0) + \sum_{i=1}^t \left. \frac{\partial F}{\partial p_i} \right|_{\vec{p}_0} \delta p_i + \frac{1}{2} \sum_{i,k} \left. \frac{\partial^2 F}{\partial p_i \partial p_k} \right|_{\vec{p}_0} \delta p_i \delta p_k.$$

Пусть теоретическое сечение в окрестности \vec{p}_0 можно аппроксимировать соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{p}, \theta_\lambda) \equiv f_\lambda(\vec{p}) = f_\lambda(\vec{p}_0) + \sum_i \left. \frac{\partial f_\lambda}{\partial p_i} \right|_{\vec{p}_0} \delta p_i;$$

тогда с учетом выражения (16) производные для функционала $F(\vec{p})$ могут быть записаны в виде

$$\left. \frac{\partial F}{\partial p_i} \right|_{\vec{p}_0} = 2 \sum_{\lambda} \frac{f_\lambda(\vec{p}_0) - f_\lambda^{exp}}{(\Delta f_\lambda^{exp})^2} \left. \frac{\partial f_\lambda}{\partial p_i} \right|_{\vec{p}_0}; \quad (19)$$

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial p_i \partial p_k} \right|_{\vec{p}_0} = 2 \sum_{\lambda} \frac{1}{(\Delta f_\lambda^{exp})^2} \left. \frac{\partial f_\lambda}{\partial p_i} \right|_{\vec{p}_0} \left. \frac{\partial f_\lambda}{\partial p_k} \right|_{\vec{p}_0};$$

для нахождения вектора приращений $\delta \vec{p}_i$ с учетом соотношений (17) - (19) получим систему t линейных уравнений

$$\left. \frac{\partial F(p)}{\partial p_i} \right|_{\vec{p}_0} + \sum_{k=1}^t \left. \frac{\partial^2 F}{\partial p_i \partial p_k} \right|_{\vec{p}_0} \delta p_k = 0. \quad (20)$$

Решение системы (20) позволяет определить вектор $\bar{\delta p}$, а следовательно, и $\bar{p} - \bar{p}_0 + \bar{\delta p}$, т.е. точку, в которой предполагается минимум функционала $F(\bar{p})$. Однако вследствие того, что δp_i может оказаться большим и сделанные предположения неверными, на практике следующая точка итерационной процедуры выбирается согласно схеме

$$\bar{p} = \bar{p}_0 + Z \bar{\delta p}, \quad Z \approx 1/\max\{\delta p_i/p_i\}.$$

Для улучшения сходимости метода используется параболическое приближение [7]. Необходимые для расчета производные $\partial f_{\lambda} / \partial p_i$ рассчитываются по формуле

$$\left. \frac{\partial f_{\lambda}}{\partial p_i} \right|_{p_0} = \frac{f(p_i^0 + \Delta p_i) - f(p_i^0 - \Delta p_i)}{2 \Delta p_i}; \quad \Delta p_i \approx 0.1 p_i.$$

2. Организация работы программы

Проведение расчетов по упругому рассеянию составных частиц и особенно тяжелых ионов при высоких энергиях требует тщательного выбора и отработки устойчивых схем решения дифференциальных уравнений (I). Повышены также требования к точности расчета спецфункций, к организации всей работы программы и в особенности ее блоков, связанных с поиском параметров оптической модели.

Обсудим сначала алгоритм решения дифференциальных уравнений второго порядка без первой производной уравнения (I), которые можно схематически записать в виде

$$\begin{aligned} U''(z) &= A(z)U(z); \\ U(0) &= 0, \quad U(z_m) = B. \end{aligned} \quad (21)$$

Предположим, что функция $A(z)$ непрерывно дифференцируема восемь раз, и оценим остаточный член R_i в разложении

$$U_i'' = (U_{i+1} - 2U_i + U_{i-1})/h^2 + R_i = \frac{\delta^2 U_i}{h^2} + R_i. \quad (22)$$

Здесь $U_i = U(z_i)$; $z_i = h \cdot i$, $i = 1, 2, 3, \dots$

Раскладывая U_{i+1} и U_{i-1} в ряд Тейлора в точке U_i вплоть до членов h^6 , после подстановки в равенство (22) легко получить для остаточного члена

$$R_i = -\frac{U_i^{(4)} h^2}{12} - \frac{U_i^{(6)} h^4}{240}. \quad (23)$$

Для того, чтобы определить $U_i^{(4)}$, продифференцируем уравнение (21) дважды, тогда получим

$$U_i^{(4)} = (A_{i+1} U_{i+1} - 2U_i A_i + A_{i-1} U_{i-1})/h^2. \quad (24)$$

После подстановки выражения (23) в разложение (22) с использованием соотношения (24) легко получить рекуррентное соотношение для нахождения U_i :

$$U_{i+1} \left(1 - \frac{h^2}{12} A_{i+1}\right) = \left(2 + \frac{5}{6} A_i h^2\right) U_i - \left(1 - \frac{h^2}{12} A_{i-1}\right) U_{i-1} - \frac{h^6 U_i^{(6)}}{240}. \quad (25)$$

Отбросим в выражении (25) остаточный член и сделаем подстановку $\xi_i = \left(1 - \frac{h^2}{12} A_i\right) U_i$; тогда можно применить метод Нумерова [7], который является устойчивым, эффективным и точным вплоть до многочленов z^5 :

$$\xi_{i+1} = \left[2 + h^2 A_i / \left(1 - \frac{h^2}{12} A_i\right)\right] \xi_i - \xi_{i-1}. \quad (26)$$

Алгоритм (26) используется во всех практических расчетах в данной программе. Решение комплексного дифференциального уравнения (I) находится численным интегрированием, начиная с точки $z = 0$ вплоть до точки сшивания z_m , где уже можно пренебречь ядерным взаимодействием. В этой точке производится сшивание полученного значения U_i с известным асимптотическим приближением

$$U_{e_j}(z_m) = d \left\{ (G_e - iF_e) - S_{e_j} (G_e + iF_e) \right\} \Big|_{z=z_m} \equiv d \left\{ H(z_m) - S_{e_j} M(z_m) \right\}. \quad (27)$$

Если продолжить численное интегрирование уравнения (1) далее до точки $z'_n > z_m$, то легко получить второе соотношение

$$U(z_n) = d \left\{ H(z_n) - S_{ej} M(z_m) \right\}. \quad (28)$$

При делении выражения (27) на (28) получим выражение для нахождения комплексной величины S_{ej}

$$S_{ej} = \frac{H(z_m) - \frac{U(z_m)}{U(z_n)} M(z_m)}{H(z_n) - \frac{U(z_m)}{U(z_n)} M(z_n)}. \quad (29)$$

Практические расчеты показали, что при увеличении массы m_p рассеиваемой частицы возрастает влияние областей оптических потенциалов, отвечающих большим расстояниям от границы ядра-мишени. Поэтому в программе радиусы сшивания

$$z_m = 1,4(A_p^{1/3} + A_T^{1/3}) + 2m_p a_R, \quad z_n = z_m + 2,0 [\text{Ф}],$$

где a_R - диффузность действительной части оптического потенциала.

Суммирование по ℓ в выражениях для амплитуд упругого рассеяния выражений (5), (9), (13) ограничено величиной

$$\ell_{\max} = 3,3K(A_p^{1/3} + A_T^{1/3})(1 - 0,2 \cdot \log_{10}(Z_p \cdot Z_T)).$$

Для расчета коэффициентов S_{ej} из выражения (29) необходимо знать кулоновские функции F_ℓ и G_ℓ в широком диапазоне η , $\rho = kz, \ell$. Из достаточно большого набора различных алгоритмов расчета кулоновских функций [15,16] опытным путем были отобраны такие, которые позволяли с точностью не хуже 10^{-7} рассчитывать кулоновские функции в диапазоне $-1000 \leq \eta \leq 1000$, $0,01 < \rho < 10000$, $0 \leq \ell < 120$. Сама программа расчета кулоновских функций в таком диапазоне параметров является сложной и громоздкой, поэтому более подробно в данной работе она не обсуждается.

Не меньшего внимания требует разработка алгоритма расчета полиномов Лежандра в диапазоне $0 \leq \ell < 120$. Как показывают практические исследования, использование одних только рекуррентных соотношений для расчета $p_\ell(x)$ и $p'_\ell(x)$ может привести к накоплению больших ошибок. В программе полиномы Лежандра рассчитываются с использованием их разложений либо по тригонометрическим функциям, либо по гипергеометрическим (в зависимости от величины X), а также с применением рекуррентных соотношений, связывающих полиномы с различными ℓ .

Все расчеты в программе проводятся с удвоенной точностью. Для экономии памяти машины с целью охвата максимально возможных процессов упругого рассеяния организована многофазовая работа программы. Для сокращения времени работы программы в самом начале рассчитываются специальные функции, а также те части оптического потенциала, которые зависят только от z . Вся эта информация запоминается в памяти ЭВМ. Формфакторы потенциалов рассчитывались с использованием рекуррентных соотношений

$$\exp((z_{n+1} - R)/a) = \exp\left(\frac{z_n - R}{a}\right) \exp(h/a);$$

$$\exp\left[-\left(\frac{z_{n+1} - R}{a}\right)^2\right] = \exp\left[-\left(\frac{z_n - R}{a}\right)^2\right] \exp\left[-2h \frac{z_n - R}{a^2}\right] \exp\left[-\left(\frac{h}{a}\right)^2\right].$$

В табл.2 приведено сравнение расчетов, проведенных по программе авторов данной статьи и по программам отечественных [5] и зарубежных [6] авторов.

Таблица 2

Отношение $(d\sigma/d\Omega)/(d\sigma/d\Omega)_0$ для процессов упругого рассеяния, полученное по различным программам оптической модели

θ°	$P+^{124}\text{Sn}, E_L=16 \text{ МэВ}$		$^{63}\text{Ni}+^{12}\text{C}, E_L=20 \text{ МэВ}$		$^{16}\text{O}+^{60}\text{Ni}, E_L=60 \text{ МэВ}$	
	Работа [6]	Настоящая работа	Работа [6]	Настоящая работа	Работа [5]	Настоящая работа
10	1,0338	1,0339	0,7252	0,7250	0,9984	0,9986
20	0,9117	0,9116	0,4678	0,4660	1,0018	1,0017
30	0,7821	0,7805	0,3244	0,3225	1,0172	1,0157
40	0,4065	0,4053	0,1050	0,1075	1,1973	1,2000

θ°	$P+^{124}\text{Sn}, E_L=16 \text{ МэВ}$		$^6\text{Li}+^{12}\text{C}, E_L=20 \text{ МэВ}$		$^{16}\text{O}+^{60}\text{Ni}, E_L=60 \text{ МэВ}$	
	Работа [6]	Настоящая работа	Работа [6]	Настоящая работа	Работа [6]	Настоящая работа
50	0,4606	0,4591	0,3332	0,3377	0,8260	0,8278
60	0,6513	0,6295	0,2423	0,2362	0,2580	0,2585
70	0,4619	0,4621	0,0519	0,0515	0,0629	0,0630
80	0,2197	0,2206	0,2678	0,2731	0,0143	0,0145
90	0,2592	0,2600	0,1218	0,1192	0,0033	0,0034
100	0,4283	0,4299	0,0600	0,0585	0,0008	0,0008
110	0,4121	0,4129	0,1142	0,1142	0,0002	0,0002
120	0,2434	0,2443	0,1375	0,1362	0	0
130	0,1614	0,1619	0,0566	0,0571	0	0
140	0,2081	0,2086	0,0439	0,0460	0	0
150	0,2555	0,2555	0,0886	0,0914	0	0
160	0,2329	0,2323	0,0478	0,0493	0	0
170	0,1719	0,1710	0,0093	0,0083	0	0
$\sigma_R, \text{мб}$	1253,6	1255,0	1145,0	1145,0	0	0

3. Результаты практических расчетов

Рассеяние дейтронов. Реакции с дейтронами (срыв, подхват, неупругое рассеяние) являются мощным инструментом исследования ядерной структуры. Однако при теоретическом анализе этих реакций возникает ряд трудностей, присущих только дейтрону: дейтрон – слабо связанная двухнуклонная система, его спин равен 1, для адекватного объяснения структуры дейтрона необходимо вводить тензорные силы. Несмотря на это, исследование упругого рассеяния дейтронов демонстрирует дифракционную структуру сечения, аналогичную той, которая наблюдается при упругом рассеянии нуклонов. По этой причине взаимодействие дейтрона с ядром при упругом рассеянии в первом приближении можно описать так же, как и рассеяние нуклонов, т.е. игнорируя внутреннюю структуру дейтрона.

Различные аспекты упругого и неупругого рассеяния дейтронов на ядрах достаточно подробно изложены в работе [17]. Интенсивные исследования по упругому рассеянию дейтронов в широком диапазоне энергий и ядер проведены в работах Перея с сотрудниками [18]. В этих работах экспериментальные данные анализировались в рамках оптической модели с шестью свободными параметрами и в большинстве случаев было получено хорошее согласие расчетов с опытом. Был определен глобальный дейтронный потенциал в области $E \sim 12-25 \text{ МэВ}$, $A > 40$ (см.табл.1) без учета спин-орбитального взаимодействия. В работе [12] проведен систематический анализ по упругому рассеянию дейтронов с учетом поляризации. К сожалению, в этой работе область энергий была ограничена 8-13 МэВ.

На рис.1 показано отношение дифференциального сечения к резерфордскому в упругом рассеянии дейтронов с энергией 11,8 МэВ на ряде ядер. Сплошные кривые соответствуют расчету с параметрами, подогнанными по лучшему согласию с экспериментальными данными для каждого ядра без учета спин-орбитального взаимодействия [13]. Пунктирная и штрихпунктирная кривые построены согласно расчету с глобальными потенциалами работ [12] и [13] соответственно. Экспериментальные данные на рис.1 не показаны, но все они с точностью указанных ошибок совпадают со сплошной кривой.

Анализ рис.1 позволяет сделать следующие выводы:

1. Дифракционная структура сечения наиболее заметна для легких ядер, менее заметна для средних и практически исчезает для тяжелых. Это становится ясным, если принять во внимание величину относительного вклада ядерного и кулоновского взаимодействий: ядерные силы доминируют для легких ядер, кулоновские – для тяжелых.

2. Практически исчезает различие между тремя наборами оптических параметров при рассеянии дейтронов на тяжелых ядрах, где доминирует кулоновское взаимодействие.

Рассеяние α -частиц. Знание оптического потенциала для α -частиц необходимо не только для теоретического анализа реакций, но и для практического реакторостроения при оценке накопления гелия в элементах защиты и сборках, причем такие данные необходимы в широком диапазоне энергий вплоть до 100 МэВ.

Отношение дифференциального сечения к резерфордскому при упругом рассеянии α -частиц с энергией 24,7 МэВ на ряде ядер показано на рис.2. Экспериментальные данные и параметры оптической модели, полученные по лучшему согласию с опытными данными отдельно для каждого ядра, взяты из работы [18]. Для ядер Co, Zn, Sn показан расчет с фиксированным вариантом потенциала, но для различных (по изотопному составу) ядер-мишеней.

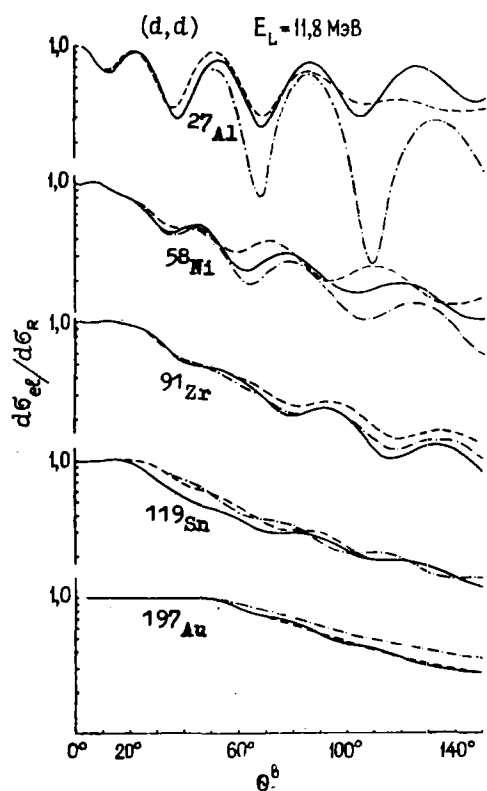


Рис.1. Отношение дифференциального сечения к резерфордскому в упругом рассеянии дейтронов с $E_L = 11,8$ МэВ

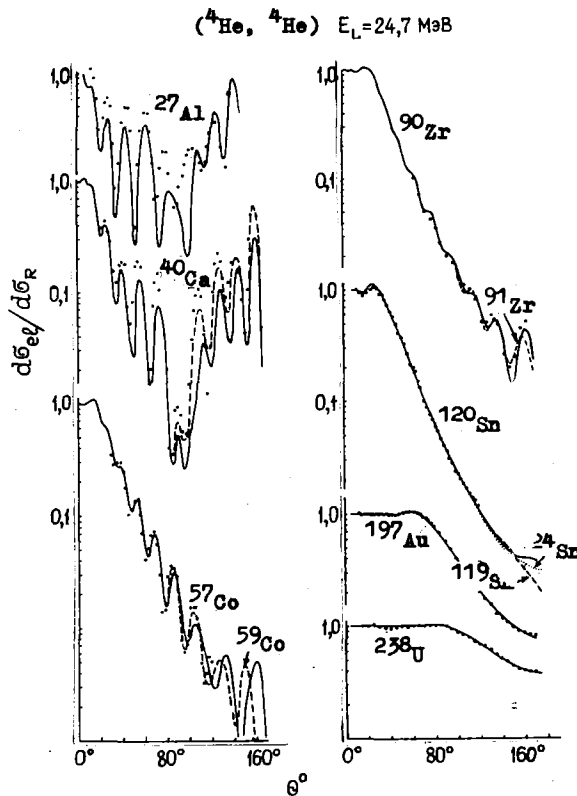


Рис.2. То же, что на рис.1, но для рассеяния α -частиц с энергией $E_L = 24,7$ МэВ

Из рисунка видно, что упругое рассеяние α -частиц на легких ядрах плохо описывается в рамках оптической модели. Сильные флуктуации в экспериментальных данных указывают, по-видимому, на недостаточное усреднение по компаунд-состояниям. Следует также обратить внимание на то, что сечения процесса при больших углах рассеяния на легких и средних ядрах также зависят от изотопного состава ядра-мишени.

При подгонке параметров оптической модели по лучшему согласию с опытными данными в работе [19] использовались четыре подгоночных параметра (эквивалентная геометрия). Их оказалось достаточно, чтобы описать угловые распределения упругого рассеяния α -частиц на средних и тяжелых ядрах.

Оптическая модель предполагает одинаковое поглощение для всех парциальных волн. Однако для парциальных волн с большим ℓ не очевидно, что составное ядро будет распадаться только по нуклонным каналам, так как вероятность того, что нуклоны уйдут уносить большой угловой момент довольно мала. Если предположить, что наиболее важными каналами распада составного ядра по состояниям с большим ℓ являются d - или α -каналы, затем оценить для них предельное значение ℓ_{max} , при котором еще заметен вклад в сечение процесса этих каналов, то для их эффективного учета в рамках оптической модели можно произвести замену мнимой части потенциала $W(\tau)$ на

$$W(z) \Rightarrow W(z) \cdot F(\ell),$$

$$F(\ell) = 1 / \left[1 + \exp((\ell - \ell_0) / \Delta \ell) \right],$$

где $\ell_0 \approx \ell_{\max}$, $\Delta \ell \approx 0,5$.

На рис.2 показана зависимость $W(z)$ от орбитального момента для случая рассеяния α -частиц на ^{40}Ca (пунктирная кривая) с параметрами $\Delta \ell = 0,3$, $\ell_0 = 10$. Следует отметить, что введение дополнительной зависимости потенциала поглощения от ℓ преимущественно сказывается при больших углах рассеяния, причем можно получить лучшее согласие с опытными данными по сравнению с обычным подходом.

Рассеяние ^6Li на ^{12}C . Упругое рассеяние ^6Li на ^{12}C интенсивно исследовалось при энергиях 4,5 - 63 МэВ. Причиной интереса к этой реакции являются стабильность рассеиваемых ядер, хорошо изученные их состояния, а также возможность исследования кластеризации в простейших ядерных системах.

За последнее время появилось несколько работ, в которых анализируется возможность описания упругого рассеяния лития на углероде в рамках оптической модели с определенной зависимостью потенциала от энергии налетающей частицы. Это было сделано в работе [20] для энергий 4,5 - 63 МэВ, а также в работе [21] для энергий 20 - 63 МэВ. Расчет авторов статьи с потенциалами, взятыми из этих работ, показан на рис.3. Потенциал работы [21] не описывает низкоэнергетическую часть спектра, дает завывание по абсолютной величине по сравнению с экспериментом в 3,5 раза при энергии 63 МэВ.

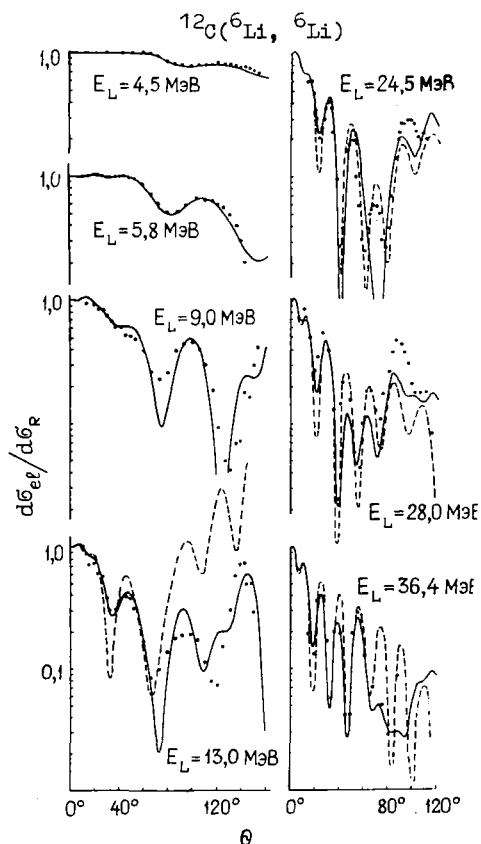


Рис.3. Отношение дифференциального сечения к резерфордскому в упругом рассеянии ^6Li на ^{12}C при разных значениях E_L : данные работ [20] — — — ; [21] — — —

Из рисунка видно, что при небольших углах рассеяния оптическая модель достаточно хорошо описывает экспериментальные данные. При больших углах и с увеличением энергии "ситуация" становится сложнее. По-видимому, при больших углах рассеяния заметный вклад могут давать процессы, идущие через составное ядро, так как в этом случае кулоновское взаимодействие подавлено в несколько раз и существенную роль начинают играть ядерные процессы.

На рис.4 показана энергетическая зависимость упругого рассеяния ^6Li на ^{12}C , рассчитанная авторами статьи с потенциалом работы [20]. Показано отношение дифференциального сечения к резерфордскому при фиксированном угле рассеяния $\theta = 58,8^\circ$ в зависимости от энергии налетающей частицы (рис.4,а), зависимость коэффициентов $T_{\ell j} = 1 - |S_{\ell j}|^2$ от энергии для четных значений ℓ (рис.4,б) и от ℓ для разных значений E_L (рис.4,в), а также зависимость S-матрицы рассеяния в комплексной плоскости для четных значений ℓ (диаграммы Агранда) (рис.4,г).

При больших энергиях рассеиваемых частиц характер зависимости $T_{\ell j}$ от ℓ становится очень похожим на рассеяние сильно поглощающими системами. Имеется широкая область значений ℓ , при которых рассеяние характеризуется либо только полным поглощением, либо полным отражением частиц. Процесс упругого рассеяния фактически определяется только переходной областью между этими предельными случаями. Если приравнять кинетическую энергию лития к сумме кулоновской и центробежной энергий, то можно показать, что при $E_L = 55$ МэВ переходная область соответствует радиусу взаимодействия 5-8,5Ф. С учетом того, что сумма радиусов лития и углерода составляет 5,5Ф, легко показать, что при высоких энер-

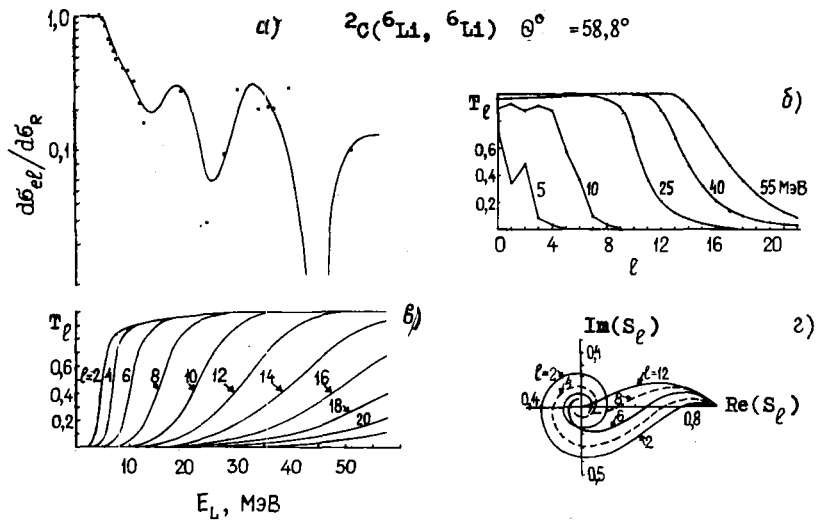


Рис.4. Зависимость сечения и T_1 от энергии E_L рассеиваемых ионов ${}^6\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$

гиях упругое рассеяние характеризуется преимущественно периферической областью взаимодействия сложных систем.

Диаграммы Агранда демонстрируют величину вклада каждой парциальной волны в сечение процесса, указывают на характер поглощения (резкое или гладкое) и в принципе могут указать на наличие резонансного состояния системы. В последнем случае точки S -матрицы должны укладываться на окружность, радиус и положение которой на комплексной плоскости могут дать значение полуширины Γ_R и положение E_R резонанса системы.

Рассеяние ионов кислорода. В качестве примера упругого рассеяния тяжелых ионов на ядрах выше кулоновского барьера на рис.5 показаны расчеты по рассеянию ${}^{16}\text{O}$ на ядрах ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{60}\text{Ni}$, ${}^{122}\text{Sn}$ при энергии 38 - 74 МэВ. Экспериментальные данные и параметры потенциалов оптической модели были взяты из работ [22,23]. Сплошными кривыми показаны расчеты в рамках оптической модели, штрихпунктирными - в рамках дифракционного подхода Франа [3]. Остановимся на последнем расчете более подробно.

Из оптики известно, что дифракция Фраунгофера наблюдается тогда, когда источник и точка наблюдения находятся на бесконечности или когда кривизна волнового фронта за объектом мала. Если источник и наблюдатель находятся на конечном расстоянии, то кривизна фронта волны велика и должна наблюдаться дифракция Френеля. При очень высоких энергиях налетающих частиц, когда длина волны мала по сравнению с радиусом взаимодействия, наблюдается дифракция Фраунгофера, т.е. сечение рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim R^2 [J_1(kR\theta)/\theta]^2,$$

т.е. наблюдается острый пик вперед в угловом распределении, который сужается в область малых углов при увеличении энергии налетающих частиц.

Рассмотрим теперь в рамках полуклассического подхода упругое рассеяние тяжелого иона на ядре. Потенциал взаимодействия ядер при достаточно больших расстояниях будет характеризоваться только кулоновским взаимодействием и траектории частиц будут совпадать с кулоновскими траекториями, из которых ближайшая к ядру называется траекторией касания (рис.6).

Из рис.6 легко видеть, что угол рассеяния θ и прицельный параметр b связаны соотношением

$$b = \frac{r_0}{k} \text{ctg}(\theta/2). \quad (30)$$

Для данной классической траектории расстояние наибольшего сближения

$$D = \frac{r_0}{k} \left(1 + \frac{1}{\sin(\theta/2)} \right). \quad (31)$$

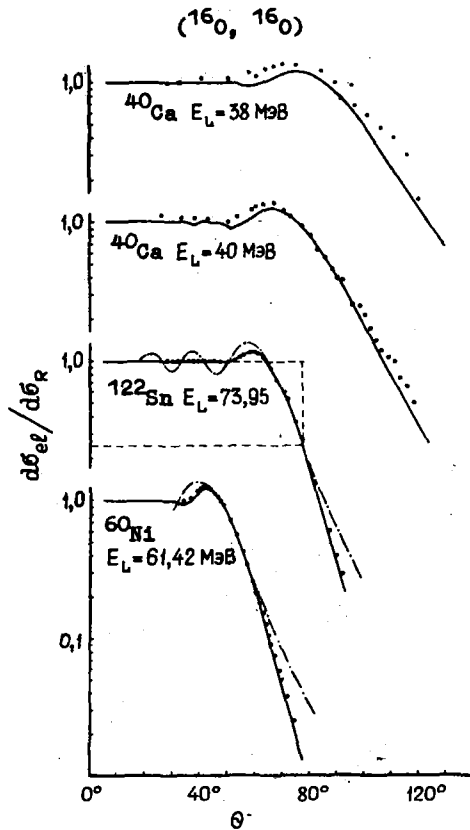


Рис.5. Отношение дифференциального сечения к резерфордскому в упругом рассеянии ионов кислорода на ряде ядер:

----- квазиклассический расчет

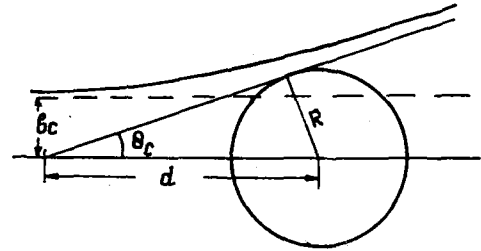


Рис.6. Схема рассеяния в рамках классического подхода

Для траектории касания $D=R$ это позволяет определить критический угол θ_c , соответствующий траектории

$$R = \frac{\eta}{k} \left(1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta_c}{2}} \right),$$

$$b_c = \frac{\eta}{k} \operatorname{ctg} \frac{\theta_c}{2}. \quad (32)$$

Из рис.6 видно, что частица, рассеиваемая кулоновским полем на угол θ_c , как бы появляется из виртуального источника, находящегося на конечном расстоянии d от центра рассеяния. Кулоновское поле искажает рассеиваемую волну таким образом, что фронт волны имеет заметное искривление за область ядра. В этом случае сечение рассеяния [3]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \sim \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} - S(x) \right)^2 + \left(\frac{1}{2} - C(x) \right)^2 \right], \quad (33)$$

где $S(x)$ и $C(x)$ - интегралы Френеля:

$$x = \sqrt{\frac{L_c}{\pi \sin \theta_c}} 2 \sin \left(\frac{\theta - \theta_c}{2} \right), \quad L_c = \eta \operatorname{ctg} \left(\frac{\theta_c}{2} \right). \quad (34)$$

Соотношение (33) справедливо для области малых $|\theta - \theta_c|$ в предположении, что

$$L_c \gg 1, \quad L_c \sin \theta_c \gg 1.$$

Оно получено в предельном случае полного поглощения ядра с резкой границей с обрезанием по ℓ при L_c . Хотя в реальной ситуации предельное соотношение (33) модифицируется диффузностью ядерной поверхности и наличием ядерных фазовых сдвигов, имеется большое число экспериментальных подтверждений наличия эффектов Френеля в угловых распределениях упругого рассеяния тяжелых ионов при высоких энергиях.

Насколько хорошо соотношение (33) описывает упругое рассеяние тяжелых ионов, можно видеть на рис.5. Критический угол θ_c и значение L_c находятся из условия, что при $\theta = \theta_c$ выражение (33) дает $(d\sigma/d\Omega)/(d\sigma/d\Omega)_R = 1/4$. Расчет авторов статьи в рамках полуклассического приближения, показанный на рис.5 штрихпунктирными линиями, проведен с параметрами

$$\begin{aligned} &^{16}_0\text{O} + ^{60}_{28}\text{Ni}, \quad \theta_c = 61^\circ, \quad \eta = 18; \\ &^{16}_0\text{O} + ^{122}_{52}\text{Sn}, \quad \theta_c = 77,5^\circ, \quad \eta = 29,3. \end{aligned}$$

4. Обсуждение и основные результаты работы

При рассеянии составных частиц на ядрах в области энергий ниже кулоновского барьера механизм рассеяния определяется кулоновским взаимодействием. При энергиях выше кулоновского барьера механизм упругого рассеяния определяется интерференцией кулоновского и ядерного взаимодействий, и только в этой области можно получить информацию о параметрах оптического потенциала. Отклонение от резерфордского рассеяния наблюдается начиная с углов, определяемых расстоянием

$$D(\theta) = (\eta/k) \left(1 + \frac{1}{\sin \theta/2} \right) \cong 1,7(A_P^{1/3} + A_T^{1/3}).$$

Анализ в рамках оптической модели экспериментальных угловых распределений упругого рассеяния составных частиц на атомных ядрах показывает, что в большинстве случаев налетающие частицы ведут себя как сильно поглощаемые. В целом наблюдается неплохое согласие расчетов с опытными данными в рамках оптической модели, несмотря на наличие структуры рассеиваемой системы, спиновых эффектов, неоднозначностей оптических потенциалов.

В большинстве случаев угловые распределения упругого рассеяния составных частиц определяются тремя-четырьмя парциальными волнами, соответствующими переходной области между полным поглощением и полным отражением частицы, что эквивалентно преимущественно периферической области взаимодействия рассеиваемой системы с ядром.

Наиболее важной характеристикой тяжелых ионов в ядерных взаимодействиях является их классическая природа. Под классическими столкновениями понимаются такие столкновения, при которых взаимодействующие ядра движутся по кулоновским траекториям. Соударение можно рассматривать классически при условии, что $\eta \gg 1$. Очевидно, что это предположение во многих случаях может существенно упростить вычисления. Однако при рассеянии не слишком тяжелых ионов при небольших энергиях ($\eta \sim 0,5-5$) результаты трудно интерпретировать в рамках простейших подходов, так как здесь не проходит ни классическое ($\eta \gg 1$), ни борновское ($\eta \ll 1$) приближения. В этом случае можно надеяться только на расчеты в рамках оптической модели.

При анализе различных реакций с участием составных частиц основной проблемой является отсутствие точных оптических потенциалов. Причиной этого прежде всего является их неоднозначность. Было замечено, что в случае рассеяния α -частиц даже с четырьмя параметрами (случай эквивалентной геометрии) не удалось избавиться от неоднозначностей и корректно описать процессы упругого рассеяния. Ситуация усложняется тем, что потенциалы с эквивалентной геометрией зачастую не воспроизводят наблюдаемых угловых наблюдений в реакциях передач, так как они не обеспечивают "прозрачности поверхности". Эту прозрачность можно создать либо мнимой частью оптического потенциала с радиусом и диффузностью меньшими, чем для центрального действительного потенциала (шесть параметров), либо комбинацией объемного и поверхностного поглощения (семь параметров). Все это приводит к появлению еще больших неоднозначностей в определении параметров оптической модели.

Вследствие того, что с помощью только угловых распределений в упругом рассеянии составных частиц не удастся однозначно определить оптический потенциал, различные авторы пытались найти условия, которые бы отбирали единственное семейство потенциалов с непрерывной неоднозначностью. Одной из первых таких работ была работа Айго, основные моменты которой состоят в следующем [24]. При больших расстояниях в упругом рассеянии потенциал типа Вудса-Саксона переходит в экспоненту

$$V(z) = V_0 \left(1 + \exp\left(\frac{z-R}{a}\right) \right)^{-1} \Rightarrow V_0 \exp\left(\frac{R}{a}\right) \exp(-z/a),$$

т.е. для фиксированного значения α любой потенциал, имеющий одну и ту же величину

$$I(\alpha) = \ln(V_0) + R/\alpha, \quad (35)$$

дает один и тот же "хвост", а следовательно, одно и то же угловое распределение в упругом рассеянии.

Однако основным ограничением этого подхода является то, что отбираемые потенциалы должны иметь один и тот же параметр диффузности. Другим более общим подходом можно считать расчет радиусов и высот кулоновских барьеров. В случае средних ядер наиболее достоверной информацией, получаемой на основе экспериментальных данных, является величина барьера взаимодействия

$$V_{\text{int}} = V(R_{\text{max}}), \quad \left. \frac{dV}{dz} \right|_{z=R_{\text{max}}} = 0, \quad V(z) = V_N(z) + V_C(z),$$

где $V_N(z)$ и $V_C(z)$ - ядерная и кулоновская части взаимодействия;

R_{max} - расстояние, при котором потенциал достигает своего экстремального значения.

Потенциалы, дающие одинаковое значение V_{int} и R_{max} , являются эквивалентными и будут давать одно и то же угловое распределение. В случае постоянной диффузности требование постоянства высоты кулоновского барьера сводится к требованию выполнения равенства (35).

Третья формулировка эквивалентности потенциалов была предложена Сэчлером [25]. Можно определить критическое значение $L_{1/2}$ как величину ℓ , при которой коэффициент T_ℓ равен 1/2. Тогда из выражения (31) можно найти значение

$$D_{1/2} = \frac{\eta}{k} \left[1 + \left(1 + \left(\frac{\ell}{\eta} \right)^2 \right)^{1/2} \right].$$

Все эквивалентные потенциалы должны давать одно и то же значение для $V(D_{1/2})$ и $W(D_{1/2})$

Список литературы

1. Blair I. - "Phys. Rev.", 1957, v.108, p.827.
2. Ford K.W., Wheeler I.A. - "Ann.Phys.", 1959, v.7, p.259.
3. Frahn W.E. - Ibid., 1972, v.72, p.524.
4. Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. М., Атомиздат, 1966.
5. Брагин Б.Н. Оптическая программа для столкновения тяжелых ионов. - Препринт ИАЭ-2604. 1976.
6. Wilmore D. Optical model programme. Harwell.
7. Melkanoff M.A., Sawada T., Rainal I. "Methods in computational physics". 1966, v. 6, p. 1.
8. Perey F.G. - "Phys.Rev.", 1963, v.131, p.745.
9. Wilmore D., Hodgson P.E. - "Nucl. Phys.", 1964, v.55, p.673.
10. Vescecci F.D., Greenless G.W. - "Phys.Rev.", 1969, v.182, p.1190.
11. "Phys. Rev.", 1971, v.C4, p.1114. Auth.: I.I.Menet, E.E.Gross, I.I.Malanify, A.Zuchev.
12. Lohr D.W., Naebarly A.S. - Ibid., 1968, v.168, p.1236.
13. Perey C.M., Perey F.G. - Ibid., 1963, v.132, p.755.
14. Vescecci F.D., Greenless G.W. - Ibid., 1971, v.C4, p.586.
15. Fröberg C.E. - "Rev.Mod.Phys.", 1955, v.27, p.399.
16. "Comp.Phys.Comm.", 1974, v.8, p.377. Auth.: A.R.Bernett, D.H.Feng, I.W.Steed, L.I.Goldfarb.
17. Hodgson P.E. - "Advances in Physics", 1966, v.15, p.1.
18. McFadden L., Satchler G.R. - "Nucl.Phys.", 1966, v.84, p.177.
19. Eck I.S., LaSalle R.A., Robson D. - "Phys. Rev.", 1969, v.186, p.1132.
20. Poling I.E., Norbeck E., Carlsson R.R. - Ibid., 1976, v.C13, p.648.
21. Ibid., 1974, v.C9, p.2154. Auth.: P.K.Bindal, K.Nagatani, M.I.Schneider, P.D.Bond.
22. Ibid., 1975, v.C12, p.1945. Auth.: K.E.Rehm, H.I.Körner, M.Richter e.a.
23. Igo G. Ibid., 1959, v.117, p.1665.
24. West L., Kemper K.W., Fletcher N.R. Ibid., 1975, v.C11, p.859.
25. Satchler G.R. - In Proceedings of the International Conf. on Reaction between Complex nuclei. V.2. (Nashville, Tennessee). Jun., 1974, p.171.

МАТЕРИАЛЫ 4-Й ВСЕСОЮЗНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
ПО НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКЕ, КИЕВ, 18-22 АПРЕЛЯ 1977 г.

УДК 539.17

NEUTRON TOTAL CROSS-SECTION MEASUREMENTS OF ^{45}Sc AND ^{56}Fe *

R.C. B l o c k, U.N. S i n g h, K. K o b a y a s h i,
R.E. C h r i e n, H.I. L i o u

KEYWORDS

NUCLEAR REACTION: $^{45}\text{Sc}(n, \text{total})$, measured total cross section from ≈ 0.4 to 22 keV; deduced resonance parameters. $^{56}\text{Fe}(n, \text{total})$, measured total cross section from ≈ 0.4 to 1000 keV.

ABSTRACT

Accurate measurements of the neutron total cross section near the resonance-potential interference minima are required to optimize the design of filtered reactor beams. Neutron time-of-flight transmission measurements were carried out at the Gaerttner Linac Laboratory with kg quantities of ^{45}Sc and ^{56}Fe samples which were obtained from the filters for the Brookhaven National Laboratory HFBR reactor. The ^{45}Sc (99.9% pure) measurements were carried out both with and without a thick ^{45}Sc filter in the neutron beam, and transmission samples of $N^{-1} = 0.922, 1.844, 11.7, 50.8$ and 152.5 b/a were used. For the prominent minimum at 2.05 keV, we obtain a minimum cross section of (0.71 ± 0.03) b, in

sharp contrast to a previously reported value of ~ 0.05 barn. The ^{56}Fe measurements were carried out with an Fe filter in the beam and a ^{56}Fe (99.87% enriched) transmission sample of $N^{-1} = 0.174$ b/a. The ^{56}Fe cross section minimum at 24.4 keV is (16 ± 6) mb.

1. INTRODUCTION

Quasi-monoenergetic neutron beams can be obtained from white sources by passing the neutrons through thick filters of materials which contain prominent resonance-potential interference minima in their neutron total cross section. Both steady-state reactor sources^{1,2,3} and pulsed sources^{4,5} have been used with interference filters to obtain intense beams of quasi-monoenergetic neutrons. Two of the most important filter materials are scandium and iron, as beams of quasi-monoenergetic neutrons are obtained from the ^{45}Sc minimum near 2 keV and from the ^{56}Fe minimum near 24 keV. However, the neutron total cross section of these two nuclei is rather poorly known in the vicinity of the minima, and these measurements were carried out to obtain accurate cross section near these minima. Thick metallic samples of ^{45}Sc (99.9% pure) and separated ^{56}Fe (99.87% enriched) were obtained from the High Flux Beam Reactor filter-beam facility at Brookhaven National Laboratory, and neutron transmission measurements were carried out at the Gaerttner Linac Laboratory at Rensselaer Polytechnic Institute.

2. EXPERIMENTAL METHOD

Neutron transmission measurements were carried out by the time-of-flight (TOF) technique at the Gaerttner Linac Laboratory. A full description of the TOF method and the experimental apparatus has already been reported^{6,7}, and only a brief description will be presented here.

The standard water-cooled Ta and CH_2 -moderated neutron TOF target and the ^{10}B -NaI neutron detector at the 28.32-m flight path were used for these measurements. The linac was operated at a repetition rate of 500 sec^{-1} ,

an electron energy of ≈ 70 MeV, a peak electron current of ≈ 1 A, and an electron pulse width of either 19, 35, or 66 ns. The counting data were recorded vs. TOF with the 31.25-ns TOF clock interfaced to the PDP-7 on-line computer. The transmission samples were cycled automatically into and out of the neutron beam by the programmed computer, and a cycle was repeated every 10 to 20 minutes to average out neutron source intensity fluctuations.

The properties of the ^{45}Sc and ^{56}Fe samples are listed in Table 1. The ^{45}Sc samples were prepared by vacuum distillation onto a cooled Ta plate, and the distilled metallic material was subsequently pressed into steel containers 2.54 cm in diameter. The Sc impurities were determined by vacuum fusion for the H and O and by both mass spectrometry and neutron activation for the Ta. The ^{56}Fe sample was prepared at the Oak Ridge National Laboratory from electromagnetically enriched iron in the form of iron oxide. The metallic sample was obtained by reducing the oxide in a hydrogen atmosphere. The isotopes and impurities listed in Table 1 were determined from measurements of the iron oxide and metal respectively.

Two sets of ^{45}Sc transmission measurements were carried out. In one measurement the 10.2-cm-long scandium sample No. 1 was placed in the neutron beam to produce a TOF-filtered spectrum of neutrons which is peaked near the interference minima in scandium. This removes most of the neutrons from the beam and results in a very low background of neutrons with energies far from the minima. Then samples No. 2 and 3 were cycled into the filtered beam to obtain an accurate measurement of the cross section near the interference minima. The other measurement was a conventional transmission measurement. The 10.2-cm-long scandium filter was removed from the beam and samples No. 4, 5 and 6 were cycled into the beam. This latter measurement enabled the cross section to be determined near the peaks of the resonances as well as near the minima.

For the ^{56}Fe measurements a 20.3-cm-long filter of pure Armco iron was placed in the neutron beam to produce a TOF-filtered spectrum peaked near the iron minima. The 68.6-cm-long ^{56}Fe sample was then cycled into and out of the filtered neutron beam. The filtering effect in iron is illustrated in Fig. 1 near the 24 keV minimum. Here the $^{10}\text{B-NaI}$ detector relative counting rate is shown for Armco iron filters varying in thickness from 5.1 cm(2") to 50.8 cm(20"). For this experiment the 20.3 cm (8") thickness was used, and from Fig. 1 we see that the peak transmission through the filter is 48% and that most of the neutrons at energies several keV away from the peak are removed from the beam.

The TOF counting data were corrected for deadtime losses in the electronics and for background, and the neutron transmission was then determined. The total cross section σ_t was obtained from the neutron transmission with the following equation

$$\sigma_t = -(1/N) \ln T - (N_{\text{air}} \sigma_{\text{air}}) / N \quad (1)$$

where N is the thickness of the scandium or ^{56}Fe sample, T is the neutron transmission, N_{air} is the thickness of air displaced by the sample, and σ_{air} is the neutron total cross section of the air. The cross section of air was obtained from the oxygen and nitrogen cross sections plotted in BNL-325⁸.

3. RESULTS

^{45}Sc -- The ^{45}Sc total cross section obtained from equation (1) is plotted in Fig. 2 over the neutron energy range from ≈ 0.4 to 22 keV. This plot is a 'blend' of all the ^{45}Sc data, where the data near the peaks in the cross section are from the thinnest sample and the data near the deep minima are from the thickest sample. The data have been corrected for the presence of the contaminants listed in Table 1. No corrections have been applied for resolution broadening. Since the resolution (FWHM) is approximately equal to the energy span of three points in Fig. 2, it has practically no effect on the ≈ 2 keV minimum.

The measured minimum cross section of ^{45}Sc near 2 keV is $(0.71 \pm 0.03)\text{b}$, where the error is derived from a combination of the counting statistics and the uncertainties in the H and Ta corrections. The minimum occurs at an energy of (2.05 ± 0.02) keV. This minimum cross section of $(0.71 \pm 0.03)\text{b}$ is in serious disagreement with earlier measurements reported by Wilson¹⁰ and others of ~ 0.05 b, and it is also in disagreement with the evaluated minimum cross section¹¹ of ~ 0.085 b which was based on these older measurements. Our result of 0.71 b has serious implications for the effective use of expensive scandium for filtered beams. The 0.71 b cross section at 2.05 keV is comparable to the cross section in the higher energy ^{45}Sc minima, and thus the length of the ^{45}Sc filter should be limited to enhance the transmitted neutron flux near 2 keV relative to that transmitted at higher energies.

The ^{45}Sc total cross section has been fit by the R-matrix formalism, and the solid curve through the experimental points in Fig. 2 is a 'best fit' to the data. In Table 2 are listed the resonance parameters derived from this fit. This fit was determined by the following procedure:

(a) The spins of the positive energy resonances were obtained by fitting the peak cross sections and the shape of the interference between resonances.

(b) Negative energy levels were introduced to fit the deep minimum near 2 keV and the thermal cross section.

(c) The neutron widths were obtained for all the resonances such that (i) the calculated R-matrix cross section curve produced an acceptable overall 'eyeball' fit to the data, and (ii) the R-matrix minimum total cross section near the 2 keV minimum equaled the observed value of 0.71 b.

(d) A single radiation width was then determined for all the resonances such that the thermal capture cross section resulting from the sum of contributions from all the resonances equaled the evaluated value⁹ of (26.5 ± 1.0) b.

The best fits to the data are obtained when the $J=3$ channel spin contributes significantly to thermal capture. The 'best fit' parameters listed in Table 2 produce a thermal capture cross section which has approximately equal contributions from $J=3$ and $J=4$ channel spins. This disagrees with the polarized neutron results of Roubeau et al.¹² where they predict that thermal capture is dominated by the $J=4$ channel spin. However, in order to produce an R-matrix fit to the data with thermal capture dominated by $J=4$ channel spin, the potential scattering radii R_J^1 for the two channel spins differ by almost an order of magnitude. This seems extremely unlikely for a nucleus like ^{45}Sc . On the other hand, for the parameters listed in Table 2, the potential scattering radii for the two channel spins are the same.

Thermal neutron capture spectra measurements by Bolotin¹³ also favor a significant $J=3$ channel spin contribution. He observed a primary gamma-ray transition to the 1^- state in ^{46}Sc at an excitation energy of 142 keV. Thermal capture in scandium consists of a mixture of capture into 3^- or 4^- states, and Bolotin's observed transition strength of 1.3 gammas per 1000 captures indicates that this gamma ray is an E2 transition from a 3^- to a 1^- state. The partial radiation width for this E2 transition can be calculated from the observed transition strength and the resonance parameters deduced from the R-matrix fit to the total cross section. The E2 width calculated from the 'best fit' parameters in Table 2 is about 6 times larger than the typical E2 width observed in this mass and energy range, and this is reasonable considering the fluctuations of the observed E2 widths. However, when the E2 width is determined from the R-matrix parameters which produce predominantly $J=4$ channel spin thermal capture, the E2 width is about 500 times larger than the typical E2 width.

Such a 500 times larger E2 width is very unlikely, and thus Bolotin's measurements favor thermal capture which has a significant $J=3$ channel spin contribution.

⁵⁶Fe--The ¹⁰B-NaI detector counts per TOF channel are plotted in Fig. 3 for the 20.3-cm (8") Armco iron filter in the neutron beam, and in Fig. 4 for the 20.3-cm Armco iron filter plus the 68.6-cm (27") ⁵⁶Fe sample. The 68.6-cm ⁵⁶Fe sample produces a quasi-monoenergetic peak of neutrons which peaks at an energy of 24.4 keV. This is slightly higher than the energy of 24.3 keV observed with thick Armco iron samples in the beam¹⁴, and this difference is attributed to effect of resonances in the other isotopes of iron.

The total cross section of ⁵⁶Fe near the 24 keV minimum is plotted in Fig. 5. Corrections have been applied for the other iron isotopes, and a minimum cross section of 62 mb is observed with a statistical error of ± 3 mb. However, the impurities contribute a total of (46 ± 6) mb to the cross section at 24.4 keV, where the impurities listed in Table 1 were combined with their 24.4 keV cross sections⁹ and the error predominantly comes from the uncertainty in the chemical analysis. Thus the ⁵⁶Fe minimum cross section obtained in this measurement is (16 ± 6) mb. The solid curve in Fig. 5 is a resolution-broadened R-matrix calculation of the ⁵⁶Fe total cross section using the set of parameters¹⁵ shown in the figure and the ≈ 3 -channel-wide (FWHM) resolution width.

The 24.4 keV minimum cross section measured for this ⁵⁶Fe sample is an order of magnitude smaller than the ≈ 420 mb cross section measured for elemental Fe.^{14,16} This results in a much more intense beam of quasi-monoenergetic ≈ 24 keV neutrons from this filter than from a filter of Fe of the same length. For example, for the 68.6-cm long filter with $1/N = 0.174$ b/a, the transmission through the ⁵⁶Fe filter at 24.4 keV is 72%, whereas the transmission through the same thickness of Fe is only 9%. Thus a quasi-monoenergetic beam of ≈ 24 keV neutrons can be obtained with a ⁵⁶Fe filter which has excellent transmission through the 24.4 keV minimum and thus can be used in very thick configurations to reduce unwanted fast neutrons and gamma rays.

SUMMARY

The neutron total cross section has been measured for ^{45}Sc and ^{56}Fe with particular emphasis upon measuring the cross section in the minima. The ^{45}Sc cross section has a prominent minimum at (2.05 ± 0.02) keV which is (0.71 ± 0.03) b deep. This cross section is an order of magnitude larger than estimated from earlier measurements, and this has serious implications in the design of a ^{45}Sc filter for reactors. Although the design of a ^{45}Sc filter system depends upon the application of the system (e.g., for neutron capture spectra, dosimetry, etc.), this higher cross section of 0.71 b should lead to the selection of a thinner ^{45}Sc filter than one based on the former ~ 0.05 b value.

The ^{56}Fe cross section has a prominent minimum at 24.4 keV which is (16 ± 6) mb deep. This is considerably smaller than the ≈ 420 mb deep minimum in elemental iron, and thus thick filters of ^{56}Fe can provide intense quasi-monoenergetic beams of ≈ 24 keV neutrons with a very small contamination of gamma rays and fast neutrons.

REFERENCES

- 1) O. D. Simpson and L. G. Miller, Nucl. Instr. and Meth., 61 (1968) 245; and U. S. Atomic Energy Commission Report I N-1218 (1968).
- 2) R. B. Schwartz, Proc. of Int'l. Specialists Symp. on Neutron Standards and Applications, March 28-31, 1977, held at the Nat'l. Bureau of Standards, Gaithersburg, Md.
- 3) R. C. Greenwood and R. E. Chrien, Nucl. Instr. and Meth., 138 (1976) 125.
- 4) R. C. Block, N. N. Kaushal and R. W. Hockenbury, Proc. of New Devel. in Reactor Phys. and Shielding, CONF-720901, Book 2 (1972) 1107.
- 5) R. C. Block, Y. Fujita, K. Kobayashi and T. Oosaki, J. of Nucl. Sci. and Tech. 12 (1975) 1. Y. Fujita, K. Kobayashi, T. Oosaki and R. C. Block, Nucl. Phys. A258, (1976) 1.

- 6) R. W. Hockenbury, Z. M. Bartolome, J. R. Tatarczuk, W. R. Moyer and R. C. Block, Phys. Rev. 178 (1969) 1746
- 7) Z. M. Bartolome, R. W. Hockenbury, W. R. Moyer, J. R. Tatarczuk and R. C. Block, Nucl. Sci. and Eng. 37 (1969) 137.
- 8) D. I. Garber and R. R. Kinsey, BNL 325, 3rd Ed., Vol. 2, (1976).
- 9) S. F. Mughabghab and D. I. Garber, BNL-325, 3rd Ed., Vol. 1 (1973).
- 10) W. L. Wilson, M. S. Thesis (Univ. of Idaho, 1966) (unpublished).
- 11) B. A. Magurno and S. F. Mughabghab, Proc. Conf. on Nuclear Cross Sect. and Tech., NBS Spec. Pub. 425, Vol. 1 (1975) 357.
- 12) P. Roubeau, A. Abragam, G. L. Bacchella, H. Glaetti, A. Malinowski, P. Merial, J. Piesvaux and M. Pinot, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 102.
- 13) H. Bolotin, Phys. Rev. 168 (1968) 1317.
- 14) K. A. Alfieri, R. C. Block and P. J. Turinsky, Nucl. Sci. and Eng. 51 (1973) 25.
- 15) M. S. Pandey, J. B. Garg, J. A. Harvey and W. M. Good, Proc. of Conf. on Nuclear Cross Sections and Tech. NBS Special Publ. 425, Vol. 2 (1975) 748.
- 16) J. A. Harvey, Proc. of New Devel. in Reactor Phys. and Shielding, CONF-720901, Book 2 (1972) 1075.

Table 1
SAMPLE PROPERTIES

(A) Scandium Samples

<u>Sample No.</u>	<u>Dimensions (cm)</u>	<u>1/N (barn/atom)</u>
1	2.54 \emptyset x 10.2	2.738
2	2.54 \emptyset x 15.2	1.844
3	2.54 \emptyset x 30.5	0.922
4	2.54 \emptyset x \approx 0.2	152.5
5	2.54 \emptyset x 0.55	50.8
6	2.54 \emptyset x 2.4	11.7

<u>Impurity</u>	<u>Atom Per Cent</u>
H	0.49
O	0.18
Ta	0.037

(B) ⁵⁶Fe Sample

<u>Dimensions (cm)</u>	<u>1/N (barn/atom)</u>
3.22 x 3.85 x 68.6	0.174

<u>Isotope</u>	<u>Atom Per Cent</u>
⁵⁴ Fe	0.05
⁵⁶ Fe	99.87
⁵⁷ Fe	0.07
⁵⁸ Fe	0.006

<u>Impurity</u>	<u>Atom Per Cent</u>	<u>Impurity</u>	<u>Atom Per Cent</u>
O	.617	Cr	.011
Cu	.120	W	.010
H	.059	Ni	.005
C	.020	Si	.002
N	.012	P	.002

Table 2

 ^{45}Sc RESONANCE PARAMETERSs-wave level parameters: $\Gamma_\gamma = 0.4$ eV

E_o (eV)	Γ_n (eV)	J	E_o (eV)	Γ_n (eV)	J
-500	4.0 (Γ_n^o)	3	11575	290	4
-220	0.67 (Γ_n^o)	4	14525	20	3
3295	75	3	14740	26	4
4330	340	4	15560	28	4
6684	130	3	15850	5	3
8023	145	4	18580	32	3
9092	300	3	18870	62	4
10625	10	3	20500	80	4
10735	6	4	20780	710	3

p-wave level parameters

E_o (eV)	$g\Gamma_n$ (eV)
460.6	0.0022
1060.4	0.0050
7377.0	0.4
7458.0	0.4
7548.0	0.25

Resonance parameters for ^{45}Sc derived from shape fits to the total cross section.

FIGURE CAPTIONS

- Figure 1: The ^{10}B -NaI detector counting rate vs. TOF with Armco iron filters 5.1-cm (2"), 20.3-cm (8"), 35.6-cm (14") and 50.8-cm (20") thick. The peak transmission through each filter is shown in parentheses.
- Figure 2: The neutron total cross section of ^{45}Sc . The experimental data are shown as solid points with error bars (standard deviations determined from the counting statistics). The solid curve is an R-matrix fit to the data using the resonance parameters listed in Table 2.
- Figure 3: The ^{10}B -NaI detector counts vs. TOF channel number for a 20.3-cm (8") Fe filter placed in the neutron beam. The TOF channel width is 31.25 ns.
- Figure 4: The ^{10}B -NaI detector counts vs. TOF channel number for a 20.3-cm (8") Fe filter plus a 68.8-cm (27") ^{56}Fe sample placed in the neutron beam. The TOF channel width is 31.25 ns.
- Figure 5: The neutron total cross section of ^{56}Fe near the 24.4 keV minimum. The solid curve is an R-matrix calculation using the resonance parameters shown in the figure.

RELATIVE NEUTRON INTENSITY FOR 2", 8", 14", AND 20" IRON FILTERS

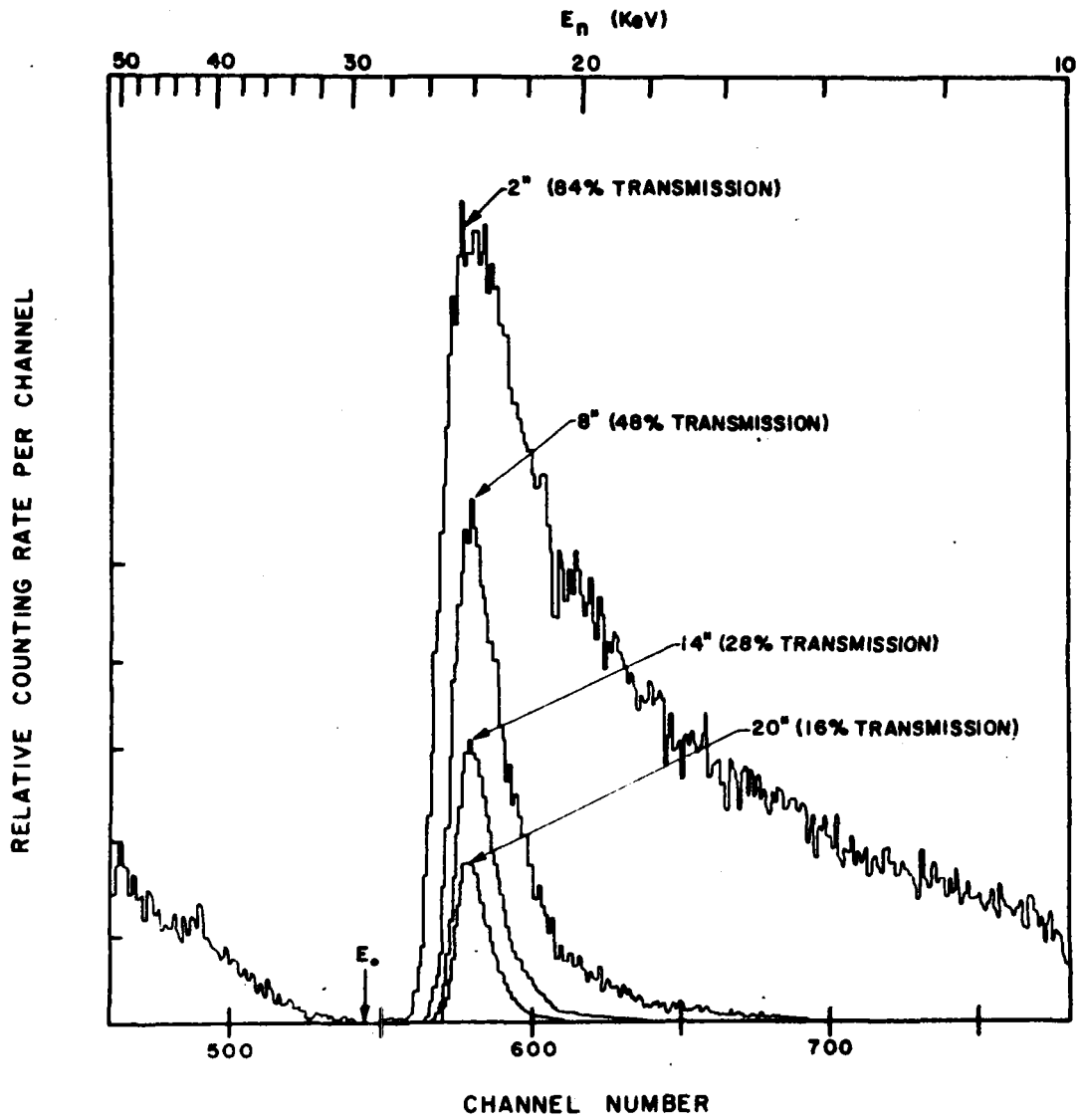


Fig. 1

19

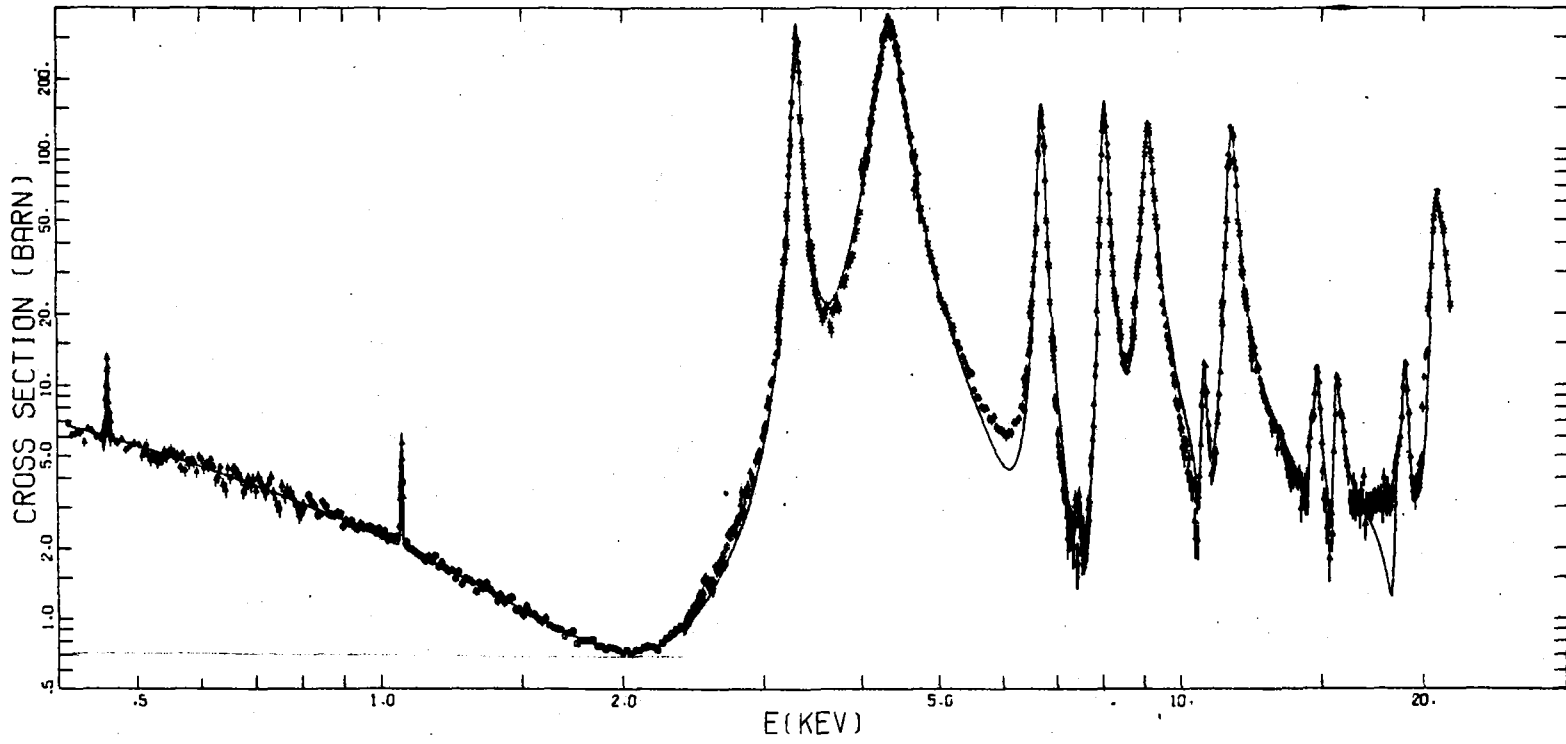


Fig. 2

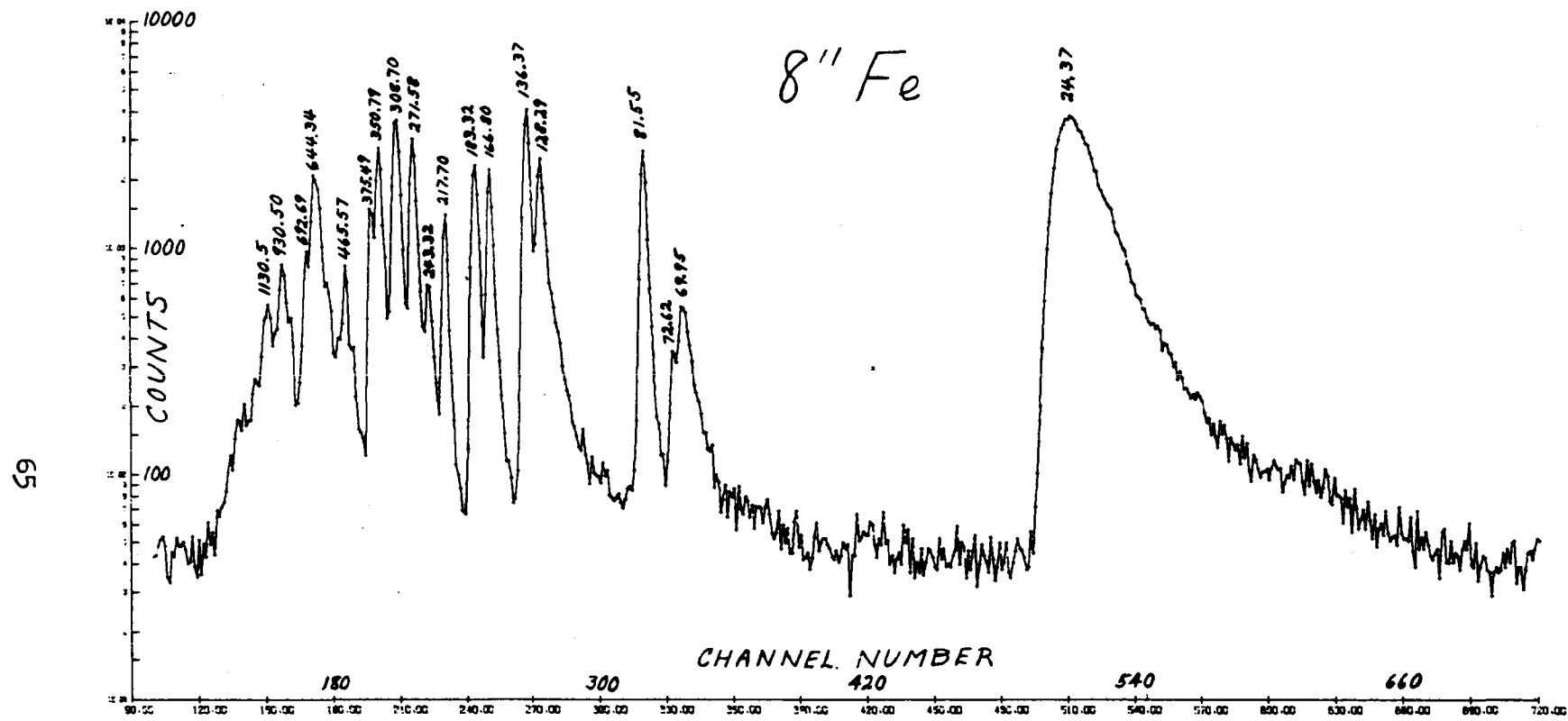


Fig. 3

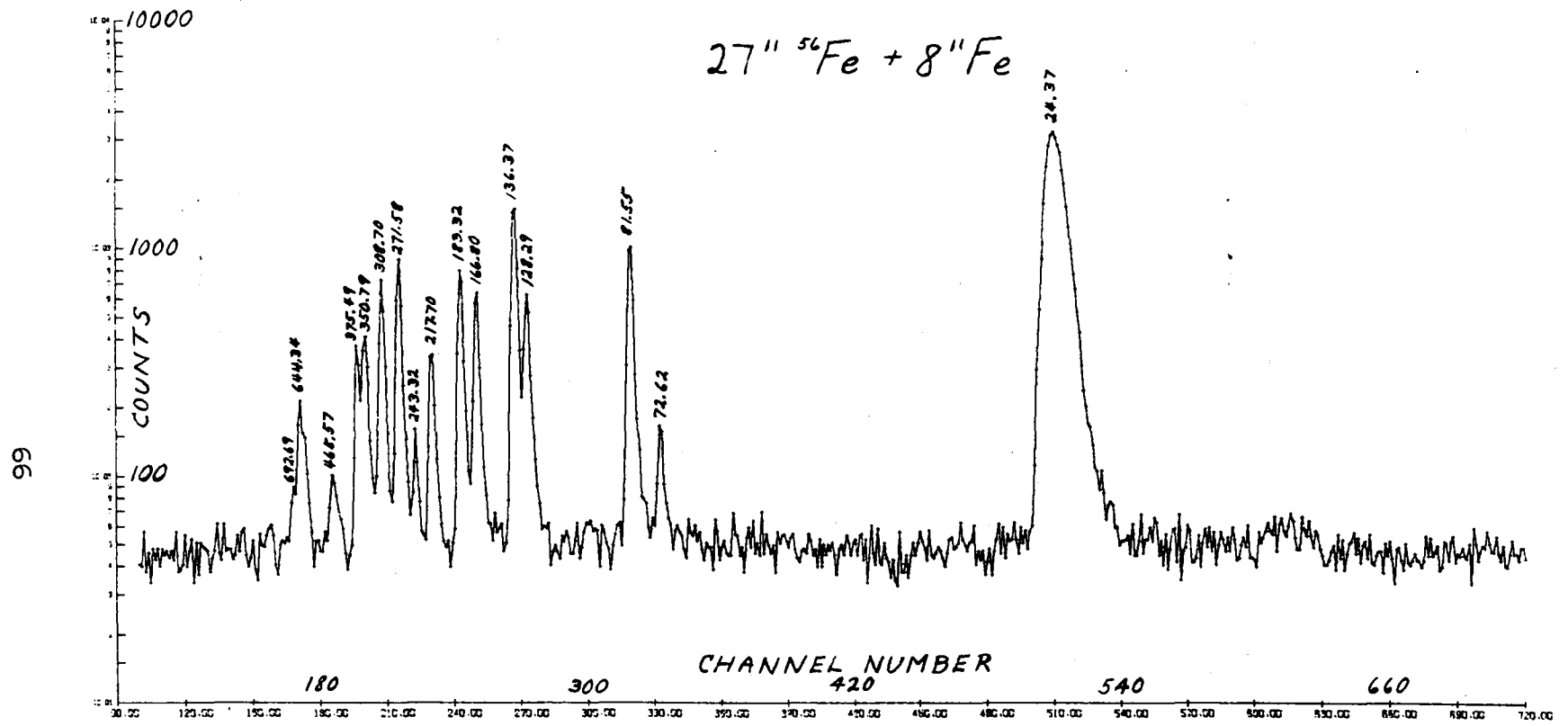


Fig. 4

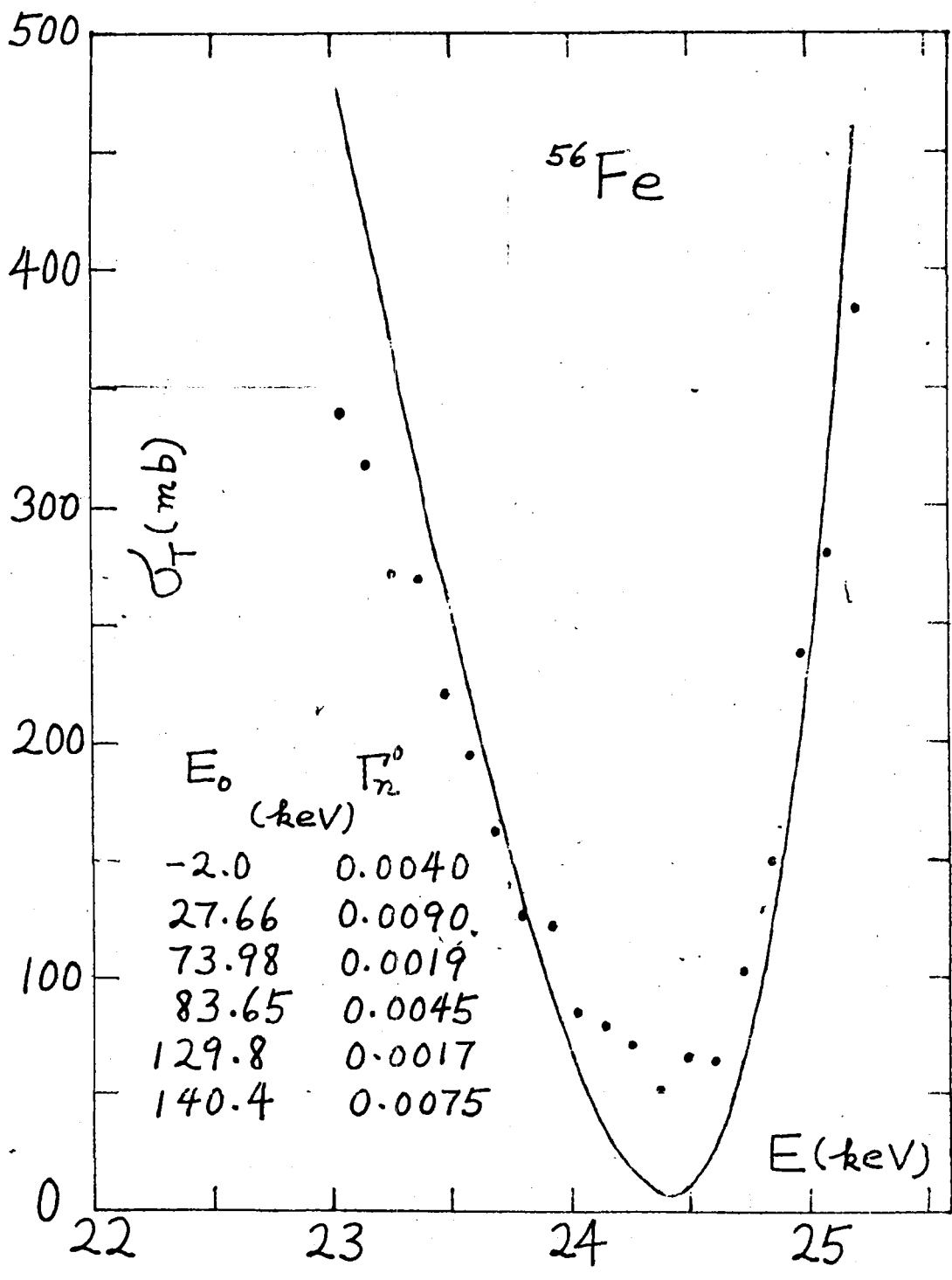


Fig. 5

NEUTRON RESONANCE PARAMETERS FOR ^{238}U ^x

F.P o o r t m a n s⁺, E.C o r n e l i s⁺⁺, L.M e w i s s e n[†],
G.R o h r^{*}, R.S h e l l e y^{*}, T. v a n d e r V e e n^{*},
G.V a n p r a e t⁺⁺, H.W e i g m a n n^x

* C.B.N.M. Euratom, B-2440 GEEL, Belgium

+ S.C.K./C.E.N., B-2400 MOL, Belgium

++ R.U.C.A., University of Antwerp, Belgium.

1. Introduction

Because of the importance of ^{238}U resonance parameters and neutron cross sections in the resolved resonance region for thermal and fast reactors, many experiments have been performed in the past. There still remain, however, several discrepancies between the results of the various experiments, especially concerning the resonance parameters above 1 keV. Another problem is the inconsistency between the differential data and the results from integral experiments. For a detailed discussion of all these problems, the reader is referred to the proceedings of two seminars respectively at Saclay ¹⁾ and at Brookhaven ²⁾.

We have performed a series of total, capture and scattering cross section measurements using the neutron time-of-flight facility at the CBNM linear electron accelerator. The neutron widths have been obtained for more than 400 resonances below 4.3 keV and the total capture width for 73 resonances.

2. Experimental details

The experimental details are summarized in table 1.

The transmissions were measured by alternating the sample in and out of the neutron beam every ten minutes. The automatic sample changer

x Work supported by the International Atomic Energy Agency.

was located at 30 meters from the neutron target. The samples were cooled at liquid nitrogen temperature.

The scattering cross section was measured relative to Pb for which $\sigma_n = 11.28 \pm 0.06$ barns³⁾.

The capture detector system consisted of two C_6F_6 liquid scintillators. Pulse-height and time-of-flight were recorded simultaneously and a weighting was applied on the pulse height spectrum. The energy spectrum of the neutrons at the detector station was measured with a ^{10}B slab viewed by the C_6F_6 scintillators; the $^{10}B(n,\alpha)^7Li^*$ cross section was assumed to vary as $E^{-1/2}$ in the energy range of interest. The normalization of the capture data was done by observing capture in "black resonances" of Ag below 70 eV. The systematic error introduced by the normalization is supposed to be less than 2 %. The result of this normalization is confirmed by the good agreement between the results from the transmission measurements and the capture measurements for small resonances ($\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$).

3. Resonance parameter analysis.

The transmission spectra were analysed using a modified Atta-Harvey code⁴⁾. Resonances were described using the single level Breit Wigner formula. Shape analysis was limited to the low energy range where the spectrometer resolution was not involved; area analysis has been performed throughout the whole region. For the thickest samples interference effects become evident and a multilevel shape analysis code due to de Saussure, Olson and Perez⁵⁾ was used. Fig. 1 and 2 show an example of this effect.

A capture area analysis code due to Fröhner and Haddad⁶⁾ was used to analyze the capture data. This code contains a Monte Carlo subroutine to determine the multiple interaction effects.

For the reduction of the scattering data a special code was written to fit the geometry of our experiment. After normalization and background corrections, the influence of selfscreening and multiple interaction was calculated using a Monte Carlo method. Finally the resonance parameters were obtained from a single level area analysis.

4. Results

The analysis of all data has been completed and we have obtained the neutron widths for more than 400 resonances below 4.3 keV. The total capture width was obtained for more than 73 resonances.

From these data, we have deduced the following results for the average properties of s-wave neutron resonances:

4.1. mean capture width :

$$\bar{\Gamma}_\gamma = 23.60 \text{ meV} \pm 0.11 \text{ meV (stat.)} \pm 0.50 \text{ meV (syst. error)}$$

The distribution of the Γ_γ values around the mean value is very narrow, the dispersion being only 0.91 meV,

4.2. s-wave strength function :

$$S_0 = (1.0 \pm 0.21) 10^{-4} \quad 0 - 1000 \text{ eV}$$

$$S_0 = (1.15 \pm 0.12) 10^{-4} \quad 0 - 4260 \text{ eV.}$$

Fig. 3 shows the sum of reduced neutron widths versus neutron energy. Between 1.9 keV and 2.9 keV, about 50 % of the strength is due to only 6 resonances.

4.3 mean level spacing D_0 :

This parameter was deduced by fitting the reduced neutron width distribution to a Porter-Thomas distribution above a bias value $\Gamma_n^0 = 0.25 \text{ meV}$. Fig. 4 shows the integral distribution of all reduced neutron widths. The full line represents the integral Porter-Thomas distribution which was obtained by fitting the experimental distribution above the bias value $\Gamma_n^0 = 0.25 \text{ eV}$. Fig. 5 shows the results after subtraction of the p-wave resonances. To do this, we have taken the l-assignments by Corvi et al ⁷⁾ below 1.5 keV and by Rahn et al ⁸⁾ above 1.5 keV. If we take $S_0 = 1.15 \cdot 10^{-4}$ for the energy range 0 - 4260 eV, we obtain 194 s-wave resonances what means :

$$D_0 = (20.0 \pm 0.9) \text{ eV.}$$

5. Acknowledgments.

The authors are very much indebted to G. de Saussure, D. Olsen and R. Perez of Oak Ridge National Laboratory providing access to the multilevel transmission fitting code SIOB prior to publication

They are also very grateful to the mechanics, electronics and data handling groups of S.C.K./C.E.N. and CBNM and to the linac operation group of CBNM.

References

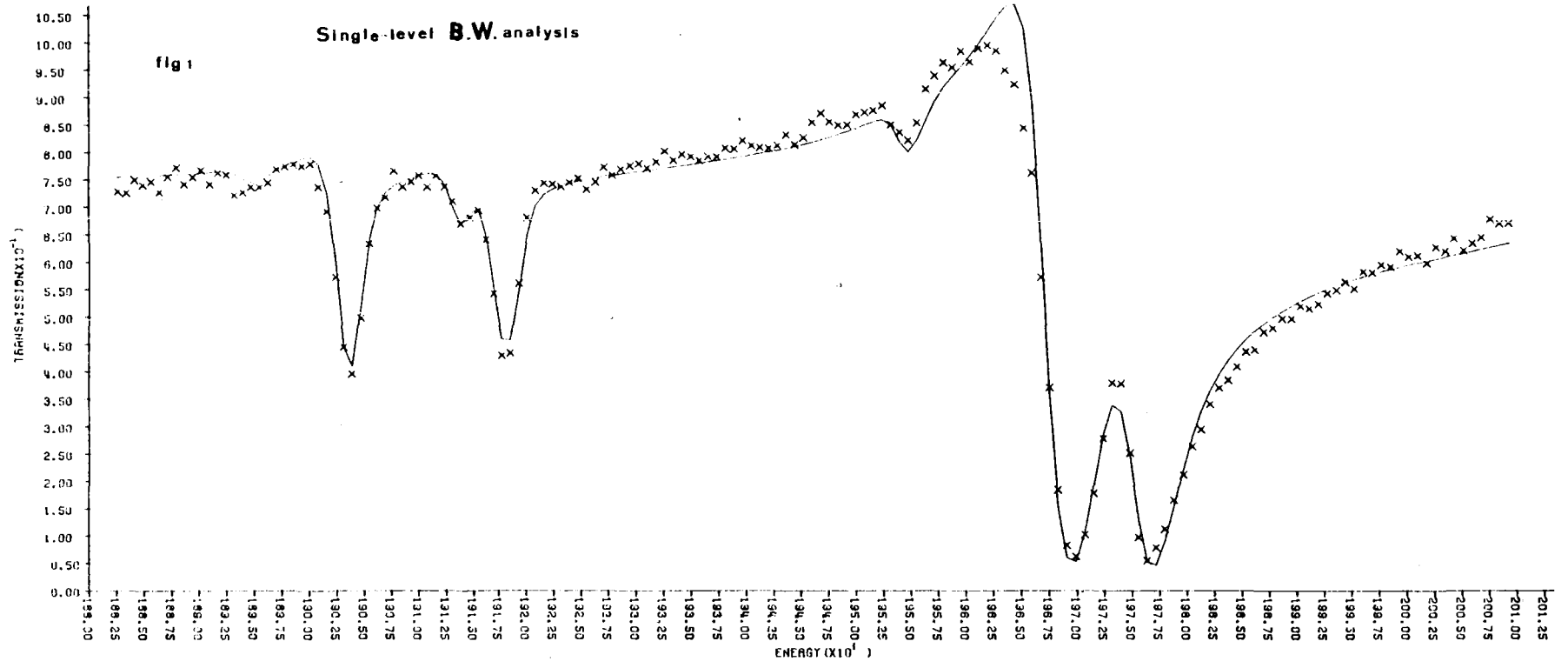
1. Specialists Meeting on Resonance Parameters of Fertile Nuclei and ^{239}Pu , Saclay, 20 - 22 May 1974, Report NEANDC (E) 163 U.
2. Seminar on ^{238}U Resonance Capture, Brookhaven, 18-20 March 1975, Report NEANDC(US) - 1922.
3. L.A. Rayburn and E.O. Wollan, Nucl. Phys. 61(1965),381.
4. W. Kolar EUR report 4760e (1972).
5. G. de Saussure, D.K. Olson and R.B. Perez, to be published.
6. F.H. Fröhner and Haddad Nucl.Phys. 71 (1965) 129.
7. F. Corvi, G. Rohr and H. Weigmann, Proceedings of the Conference on Neutron Cross Sections and Technology, NBS Spec.Publ. 425(1975), p 733.
8. F. Rahn, H.S. Camarda, G. Hacken, W.W. Havens, H.I. Liou, J. Rainwater, M. Slagowitz and S. Wynchchank, Phys.Rev. 5c (1972) 1854.

Table 1. Experimental Details.

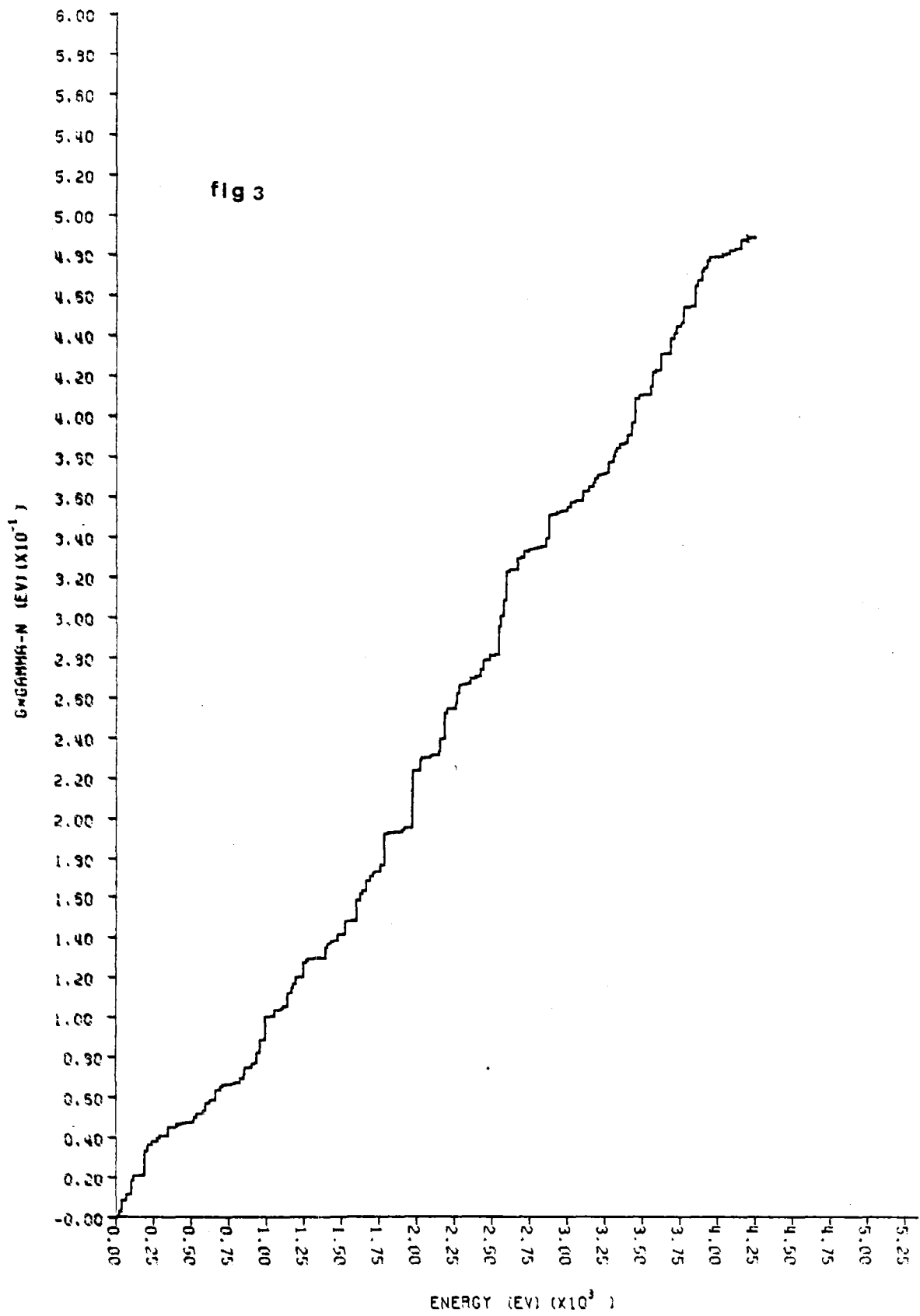
^{238}U

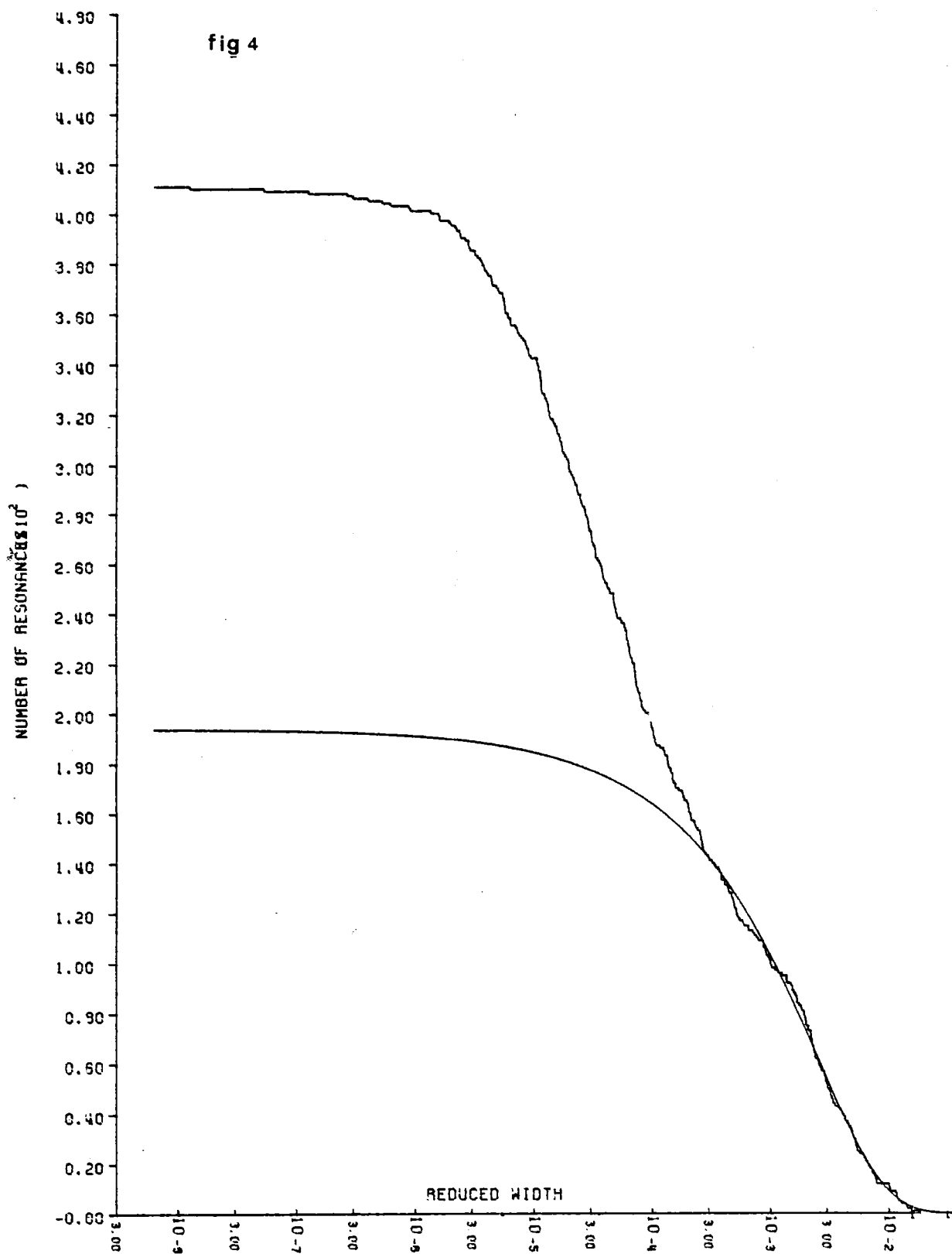
	TRANSMISSION	CAPTURE	SCATTERING
Energy range	9 eV - 4.3 keV	20 eV - 6 keV	15 eV - 1 keV
Flight path length	60 m	60 m	30 m
Burst width	23 ns	23 ns	23 ns
Channel width	20 ns - 640 ns	10 ns - 640 ns	20 ns - 640 ns
Detectors	four ^3He gas.scint.	two C_6F_6 scint.	six He gas.scint.
Cut off filter	^{10}B	^{10}B	^{10}B
Samples	$7.48 \cdot 10^{-5}$ at/b $1.61 \cdot 10^{-3}$ $3.78 \cdot 10^{-3}$ $1.009 \cdot 10^{-2}$ $3.481 \cdot 10^{-2}$	$1.311 \cdot 10^{-5}$ at/b $5.527 \cdot 10^{-5}$ $1.61 \cdot 10^{-3}$ $6.31 \cdot 10^{-3}$ $1.01 \cdot 10^{-2}$	$1.32 \cdot 10^{-5}$ at/b $5.53 \cdot 10^{-5}$ $1.00 \cdot 10^{-3}$ $1.01 \cdot 10^{-2}$

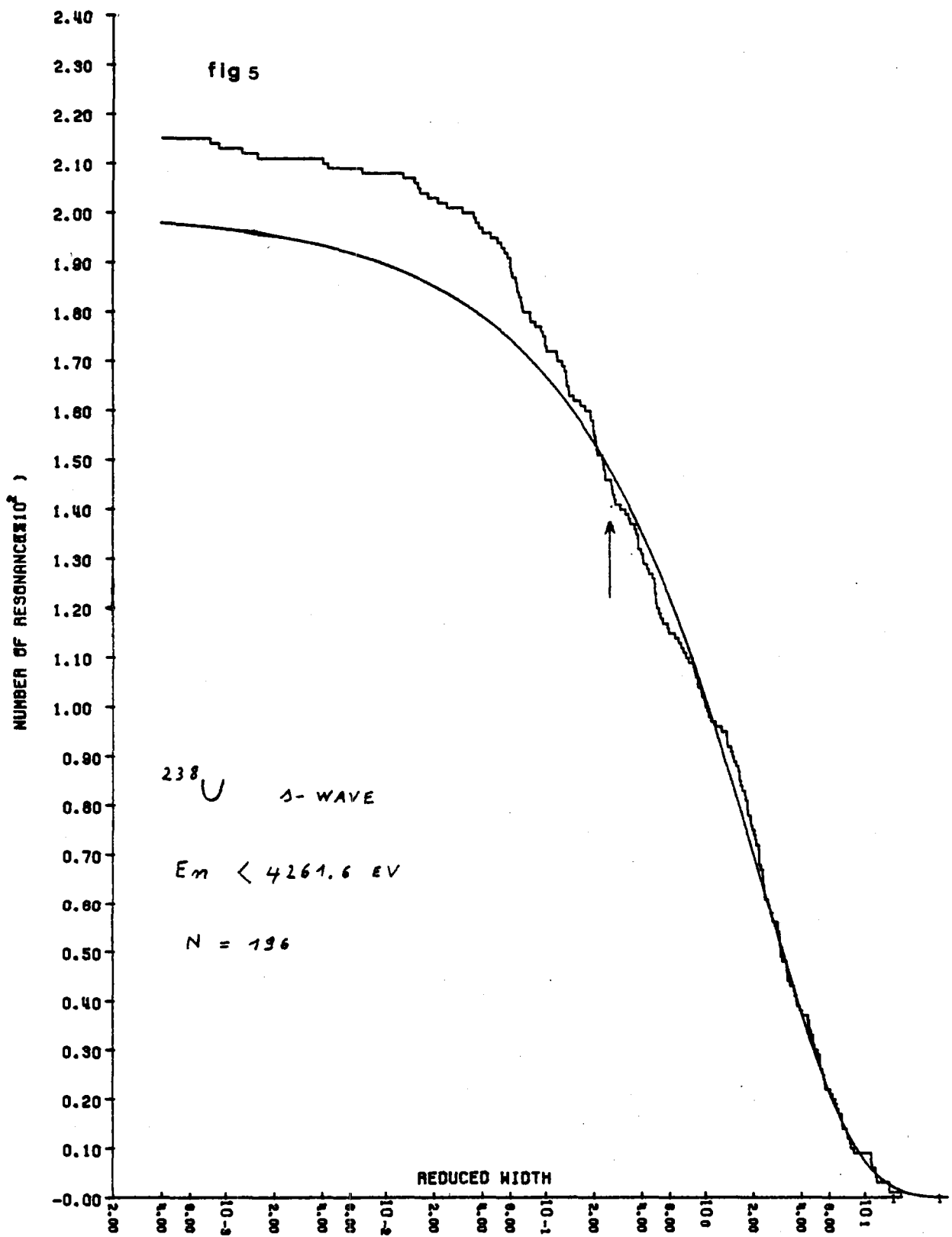
72











NEUTRON RESONANCE PARAMETERS FOR ^{237}Np

L.Mewissen⁺, A.Angelletti[⊗], E.Cornelisis⁺⁺,
F.Poortmans⁺, G.Rohr[⊗], G.Vanpraet⁺⁺
H.Weigmann[⊗]

* C.B.N.M. Euratom B-2440 GEEL, Belgium

+ S.C.K./C.E.N., B-2400 MOL, Belgium

++ R.U.C.A., University of Antwerp, Belgium.

1. Introduction

Total, scattering and capture cross section measurements were performed for ^{237}Np in the energy range between 8 eV and 204 eV. The main purpose of these experiments was to obtain a value for the mean capture width. For a few resonances it has been possible to obtain the resonance spin.

2. Experimental details

The experiments have been performed on a 30 meter flight path station at the CBNM linac neutron time-of-flight spectrometer.

^3He gaseous scintillators were used as neutron detectors for the transmission and scattering experiments. The capture detector consisted of a pair of C_6F_6 scintillators. Pulse height and time-of-flight were recorded simultaneously and a weighting was applied on the pulse height spectrum.

The samples were made of Neptunium-oxide powder canned between 0.5 mm thick aluminium plates. Transmission experiments were performed on three sample thicknesses $1.78 \cdot 10^{-3}$ at/barns, $5.33 \cdot 10^{-3}$ at/barns and $2.36 \cdot 10^{-2}$ at/barns. The sample for the scattering and capture experiments was $1.39 \cdot 10^{-3}$ at/barns thick.

3. Analysis of the data

An area and shape analysis of the transmission data was performed using a modified version of the Atta-Harvey code ¹⁾. The capture data were analysed with the area analysis code due to Fröhner and Haddad ²⁾. The scattering data were corrected for multiple-interaction effects of scattered neutrons in the sample before performing the area analysis.

4. Results

The neutron widths were deduced from the transmission and capture data. The results between the two experiments were in good agreement.

The capture width was obtained for 27 resonances below 50 eV by two methods.

1. From a shape analysis of the transmission data.
2. By a combined area analysis of the transmission data taken with the three sample thicknesses.

The parameters $g \Gamma_n$ and Γ_γ being known, the statistical weight factor g and so the resonance spin J could be determined for 10 resonances below 50 eV from an area analysis of the scattering data. The results are in agreement with those from polarization experiments by Keyworth et al ³⁾. Fig. 1 shows an example of such area analysis.

The parameter $g \Gamma_n$ was deduced for 213 resonances. The results are in agreement with those previously measured at Saclay ⁴⁾. Fig. 2 shows the sum of $2 g \Gamma_n^0$ versus neutron energy. The s-wave strength function we obtained is :

$$S_0 = (0.95 \pm 0.09) 10^{-4} .$$

The mean level spacing was deduced by fitting the distribution of reduced neutron widths with a Porter-Thomas distribution above a bias of $2 g \Gamma_n^0 = 0.02$ meV. Fig. 3 shows the result of this fitting procedure, which has yielded :

$$D_0 = (0.74 \pm 0.03) \text{ eV} .$$

The mean capture width for 27 resonances below 50 eV is :

$$\Gamma_{\gamma} = [41.2 \pm 0.5 \text{ (statist.)} \pm 1.0 \text{ (system.)}] \text{ meV.}$$

The fluctuations of Γ_{γ} around this mean value are small (standard deviation = 3 meV) except for three resonances at 38.3 eV, 39.0 eV and 40.0 eV respectively, for which Γ_{γ} is about 50 % larger).

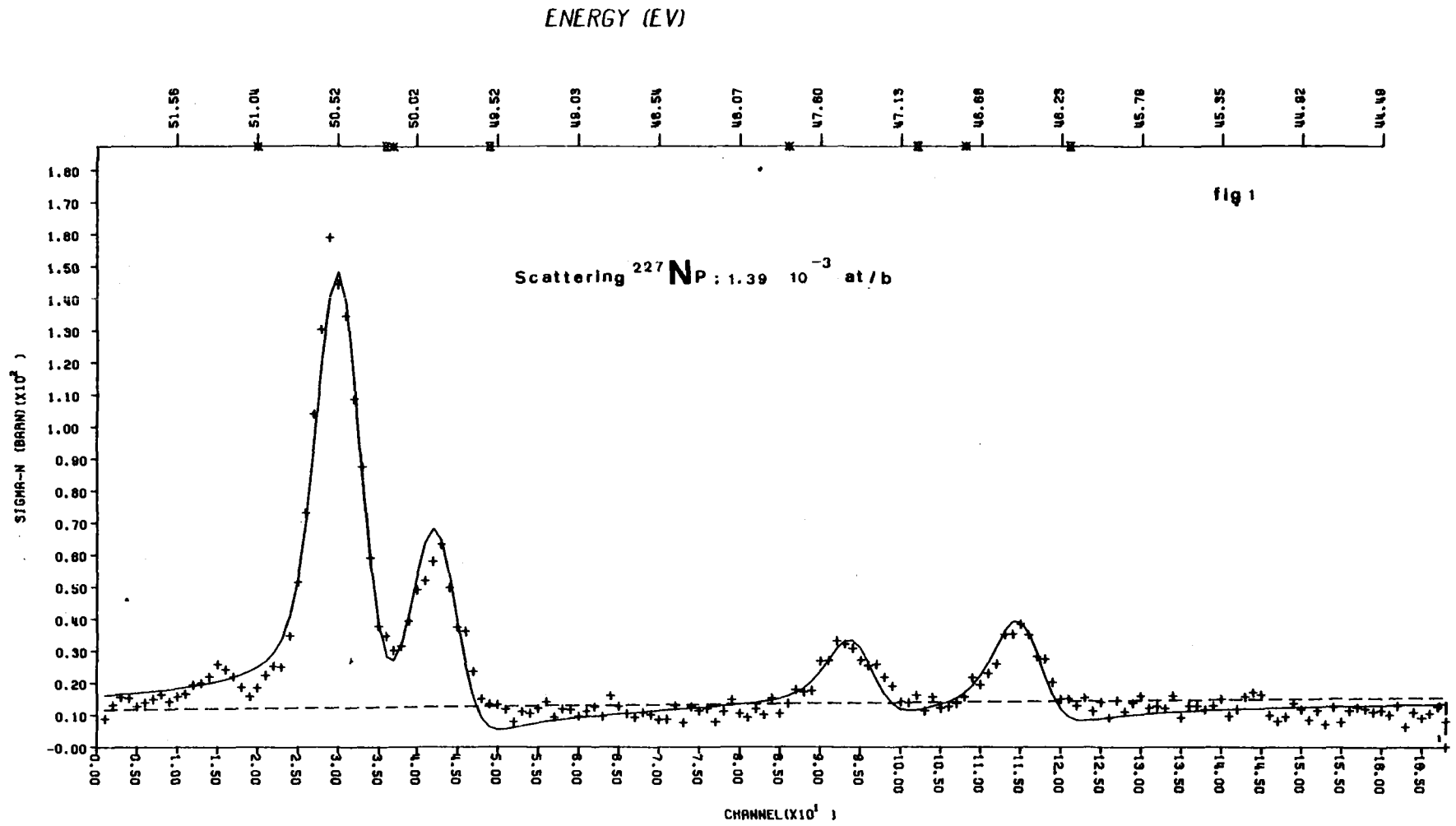
The analysis of the scattering data above 50 eV has still to be done. We hope to deduce from these data some more results for the capture widths.

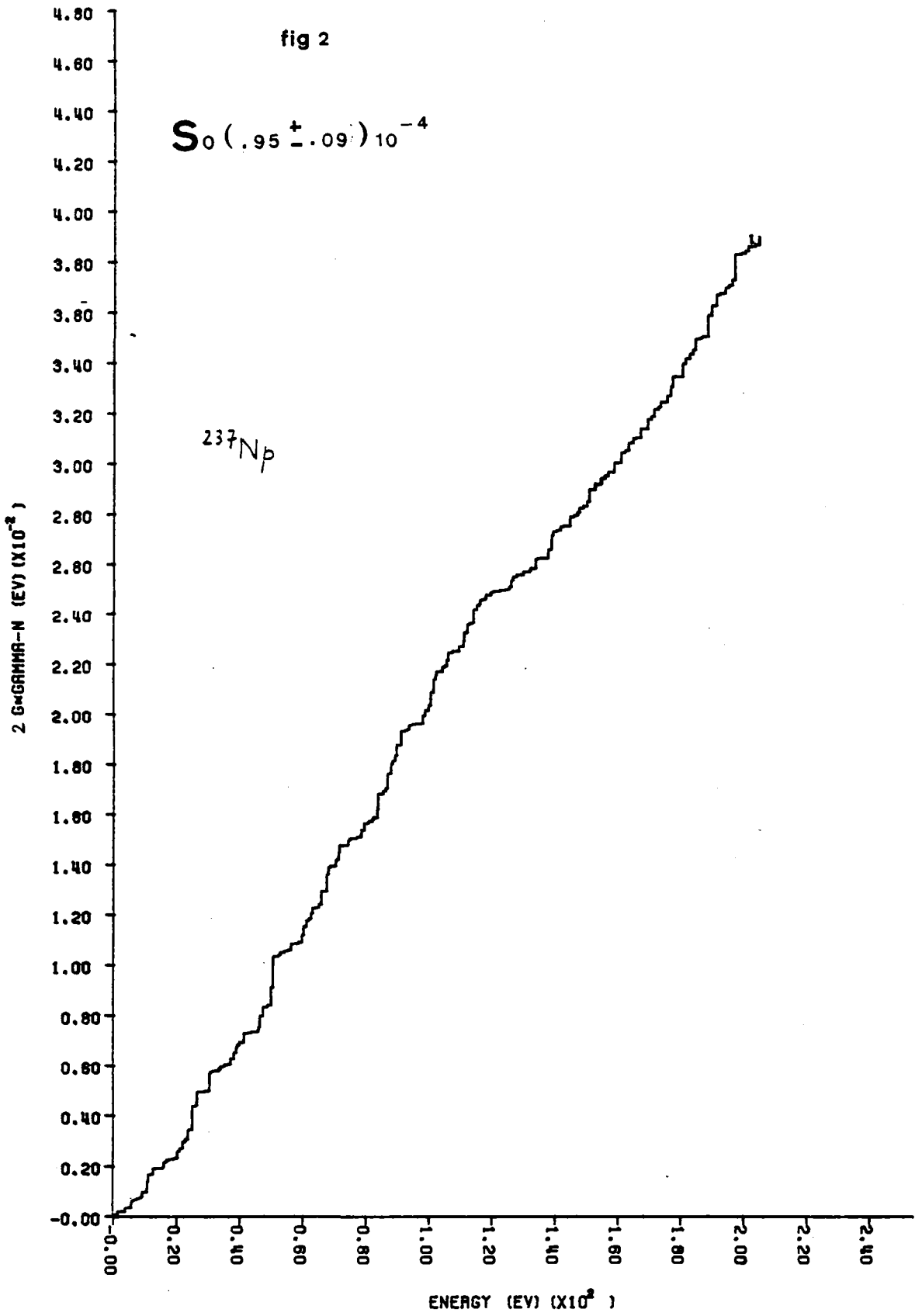
5. Acknowledgments

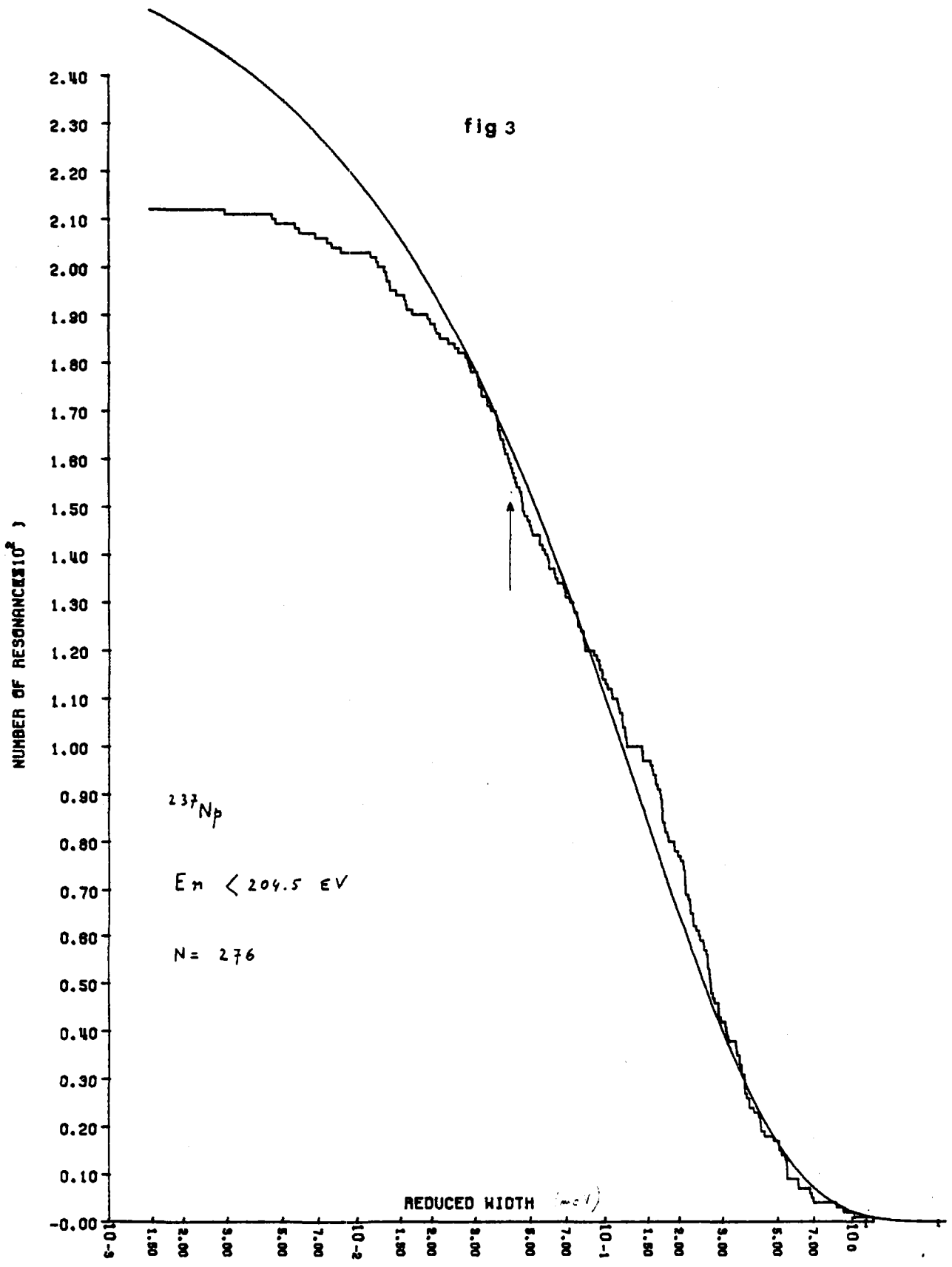
The authors are very much indebted to the mechanics, electronics and data handling groups of S.C.K./C.E.N. and C.B.N.M. and to the linac operation group of C.B.N.M.

References

- 1) S.E. ATTA, J.A. HARVEY Report ORNL-3205
- 2) F.H. FRÖHNER, E. HADDAD G.A. Report 5137 (1964)
- 3) G.A. KEYWORTH, J.R. LEMLEY, C.E. OLSEN, F.T. SEIBEL, J.W.T. DABBS and N.W. HILL - Phys. Rev. C Vol 8, n° 6 (1973)
- 4) D. PAYA, H. DERRIEN, A. FUBINI, A. MICHAUDON and P. RIBON
Proc. Nuclear Data for Reactors, 2, 128, Paris 1966, IAEA, Vienna (1967).







YMK 539.17.012 + 539.171

ETUDE DES DEFORMATIONS DES ISOTOPES PAIR-PAIR DU TUNGSTENE
AU MOYEN DE LA DIFFUSION DES NEUTRONS

J.P. De la roche, G. Haouat, R. Shamu*, J. Lachkar,
M. Patin, J. Sigaud, J. Chardine

Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

B.P. n° 561

92542 - MONTROUGE - CEDEX, France

RESUME

Les déformations nucléaires dans la région des terres rares ont été étudiées dans le cas des isotopes du tungstène à l'aide de la diffusion de neutrons. Les sections efficaces de diffusion élastique et de diffusion inélastique sur le premier et le second état excité de $^{182,183,184,186}\text{W}$ ont été mesurées pour des neutrons incidents de 3.40 MeV. L'analyse présente traite des isotopes pair-pair dans le cadre du modèle optique en voies couplées et du modèle statistique. Les paramètres de déformation β_2 et β_4 ont été déterminés dans cette analyse et comparés aux valeurs déduites d'études de structure nucléaire.

ABSTRACT

Nuclear deformation in the rare earth region, using neutron scattering, has been studied for the tungsten isotopes. Elastic scattering and inelastic scattering cross sections for the first and second excited state of $^{182,183,184,186}\text{W}$ have been measured at an incident neutron energy of 3.40 MeV. The even isotope data were analysed using the coupled channel optical model together with the statistical model. The deformation parameters β_2 and β_4 were obtained from this analysis and compared to values deduced from nuclear structure studies.

* Western Michigan University, KALAMAZOO (USA).

I - INTRODUCTION

L'étude des déformations par diffusion de neutrons sur les noyaux situés dans la région des terres rares, entreprise tout d'abord sur les isotopes pair-pair des néodyme et samarium [1], a été poursuivie dans ce laboratoire en l'étendant aux isotopes 182, 183, 184 et 186 du tungstène. Comme l'ont montré des études spectroscopiques [2,3], les isotopes pair-pair $^{182,184,186}_{\text{W}}$ ont la particularité d'avoir de grandes déformations hexadécapolaires β_4 négatives. Le but de l'étude présentée a été de déterminer, à l'aide de la diffusion élastique et inélastique de neutrons de 3.40 MeV, les paramètres de déformation quadrupolaires β_2 et hexadécapolaires β_4 relatifs aux trois isotopes pair-pair considérés. Les valeurs ainsi obtenues ont ensuite été comparées aux prédictions des calculs théoriques.

Le choix de l'énergie des neutrons s'appuie sur des calculs récents [4] qui montrent, aux environs de 3.40 MeV, une grande sensibilité de la section efficace totale de $^{182}_{\text{W}}$ aux variations du paramètre de déformation quadrupolaire β_2 .

II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Les mesures ont été entreprises auprès du Tandem Van de Graaff du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel avec un spectromètre de neutrons par temps de vol à quatre détecteurs. Une description détaillée du dispositif expérimental a été donnée par ailleurs [5]. La résolution globale en énergie de 40 keV choisie pour les isotopes pair-pair a permis une bonne séparation des groupes de neutrons de diffusion élastique et inélastique. Les mesures de sections efficaces de diffusion élastique et de diffusion inélastique par les deux premiers niveaux excités ont été faites, pour chaque isotope, à 19 angles répartis entre 20 degrés et 160 degrés.

III - INTERPRETATION

L'analyse des données de diffusion élastique et inélastique obtenues pour les isotopes pair-pair a été faite à l'aide du modèle optique en voies couplées et du modèle statistique utilisant les coefficients de transmission généralisés. Les paramètres du potentiel optique et les déformations permanentes β_2 et β_4 ont été déterminés simultanément en s'appuyant sur les valeurs des fonctions densité S_0 et S_1 [6,7], sur le rayon de diffusion potentielle R' [7] et sur les variations avec l'énergie E_n des sections efficaces

totales σ_T [8]. Cette méthode de paramétrisation du potentiel, dite SPRT [9], s'est avérée délicate à mettre en oeuvre car les différentes mesures [8] de σ_T prises en considération ne semblent pas suffisamment cohérentes entre elles. En conséquence, nous avons également choisi nos distributions angulaires de diffusion élastique comme contraintes supplémentaires dans la recherche des paramètres du potentiel.

Tous les calculs en voies couplées ont été menés en utilisant la base de couplage (0^+ , 2^+ , 4^+) et des facteurs de forme complexes pour les potentiels de couplage. Le potentiel optique, qui a été développé en polynômes de Legendre P_λ jusqu'au multipôle $\lambda = 8$ inclus, peut s'écrire dans le système d'axes intrinsèques :

$$U = -Vf(r, a_V, R_V) + 4i a_D W_D \frac{d}{dr} f(r, a_D, R_D) + 2 \chi_\pi^2 V_{SO} \vec{l} \cdot \vec{s} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, a_{SO}, R_{SO}),$$

expression dans laquelle :

$$\begin{aligned} - R_i &= R_{oi} \left[1 + \beta_2 Y_2^0(\theta') + \beta_4 Y_4^0(\theta') \right], \quad i = \{V, D\}; \quad R_{oi} = r_i A^{1/3}, \quad i = \{V, D, SO\}; \\ - f(r, a_i, R_i) &= \left\{ 1 + \exp \left[(r - R_i)/a_i \right] \right\}^{-1}, \quad i = \{V, D, SO\}. \end{aligned}$$

Afin de bien rendre compte de l'ensemble des données expérimentales, il a été nécessaire de tenir compte dans ce potentiel d'un terme complexe d'asymétrie $(N-Z)/A$.

Les paramètres du potentiel optique sont présentés dans le tableau 1.

La variation en $E_n^{1/2}$ pour l'absorption a été choisie de façon à mieux rendre compte des sections efficaces totales $\sigma_T(E_n)$ en dessous de 2 MeV.

Nous présentons dans le tableau 2 les paramètres de déformation β_2 et β_4 également obtenus dans cette étude. Ceux-ci y sont comparés à des valeurs déterminées de façon indépendante par minimisation de l'énergie potentielle de ces noyaux [2,3,10].

Les déformations de matière nucléaire du ^{184}W , déterminées dans les calculs Hartree-Fock-Bogoliubov de Gogny [10], ont été renormalisées par rapport à un rayon égal à la valeur r_V du potentiel donné dans le tableau 1. Ce sont ces valeurs de β_2 et de β_4 [10], ainsi corrigées, qui figurent au tableau 2.

Les valeurs de β_2 et β_4 déduites de notre analyse de la diffusion élastique et inélastique des neutrons sont très voisines de celles de Möller [3],

en étant systématiquement inférieures de 5% environ. Une constatation semblable peut être faite pour les déformations issues de la référence [10]. Nous observons par contre une différence plus importante quand nos valeurs de β_2 et β_4 sont comparées à celles de Götz [2].

Dans ce contexte d'une interprétation globale de données de diffusion, les valeurs que nous proposons pour les déformations nous semblent assez bien définies à environ $\pm 3\%$ près pour β_2 et à $\pm 6\%$ pour β_4 .

Dans la figure 1 nous présentons les distributions angulaires obtenues pour la diffusion élastique à 3.40 MeV et les sections efficaces théoriques qui résultent des calculs en voies couplées (interaction directe) et de modèle statistique avec corrections de fluctuations (noyau composé). L'accord observé est bon. Il est de qualité comparable pour les sections efficaces de diffusion inélastique sur les états 2^+ et 4^+ .

IV - CONCLUSION

La mesure de sections efficaces à haute résolution en énergie des neutrons a permis d'obtenir, à 3.40 MeV, des distributions angulaires de diffusion élastique et de diffusion inélastique sur les deux premiers niveaux excités des isotopes 182, 184 et 186 du tungstène. Ces mesures ont conduit à déterminer, avec une assez bonne confiance, les paramètres de déformation β_2 et β_4 de ces isotopes et de confirmer l'existence de grandes valeurs négatives pour les déformations hexadécapolaires prédites par des calculs de structure nucléaire.

REFERENCES

- [1] SHAMU R., HAOUAT G., LACHKAR J., LAGRANGE Ch., McELLISTREM M., PATIN Y., SIGAUD J., COCÛ F., Proc. Conf. Nat. Sov., KIEV (1975), Neutronaya Physica, 4 (1976) 237.
SHAMU R., HAOUAT G., LACHKAR J., McELLISTREM M., LAGRANGE Ch., SIGAUD J., DELAROCHE J.P., PATIN Y., COCÛ F., Proc. Int. Conf. on Interaction of Neutrons with Nuclei, LOWELL (1976), CONF-760715, P2, p.1327.
- [2] GÖTZ U., PAULI H.C., ALDER K., Nucl. Phys. A192 (1972) 1 .
- [3] MÖLLER P., Nucl. Phys. A192 (1972) 529.
- [4] LAGRANGE Ch., J. de Phys. Lett. 35 (1974) 111.

- [5] HAOUAT G., SIGAUD J., LACHKAR J., LAGRANGE Ch., DUCHEMIN B., PATIN Y., Rapport NEANDC (E) 180 "L", INDC (FR) 13/L (1977).
- [6] BNL-325, 3ème édition (1973).
- [7] De MUSGROVE L. A.R., Rapport AAEC/E277 (1973).
- [8] WALEN J.F., ANL-7210 (1966) 16.
MARTIN R.C., Ph D Thesis, RPI (1967).
FOSTER D.G., GLASGOW D.W., Phys. Rev. 3C (1971) 576.
- [9] DELAROCHE J.P., LAGRANGE Ch., SALVY J., Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, Vol. II, IAEA-190 (1976) 251.
- [10] GOGNY D., Conference on Hartree-Fock and self-consistent field theories in nuclei, Trieste (Italie) du 24/2/1975 au 1/3/1975, p.333.

TABLEAU 1

$V = 50.00 - 16 \left(\frac{N-Z}{A} \right) - 0.25 E_n$	$W_D = 4.93 - 8 \left(\frac{N-Z}{A} \right) + 1.30 E_n^{1/2}$	$V_{SO} = 6.00$
$r_V = 1.26$	$r_D = 1.28$	$r_{SO} = 1.26$
$a_V = 0.63$	$a_D = 0.47$	$a_{SO} = 0.63$
Les intensités sont exprimées en MeV, les rayons et épaisseurs de surface en fm.		

Les paramètres du potentiel optique pour la diffusion de neutrons sur les isotopes pair-pair du tungstène.

TABLEAU 2

Auteurs	^{182}W		^{184}W		^{186}W	
	β_2	β_4	β_2	β_4	β_2	β_4
Götz et al. [2]	0.240	-0.080	0.230	-0.090	0.230	-0.090
Möller [3]	0.235	-0.057	0.220	-0.059	0.213	-0.060
Gogny [10]			0.216	-0.060		
travail présent	0.223	-0.054	0.209	-0.056	0.203	-0.057

Les paramètres de déformation β_2 et β_4 des isotopes pair-pair du tungstène. Comparaison des valeurs obtenues dans cette étude aux valeurs issues de calculs de structure nucléaire.

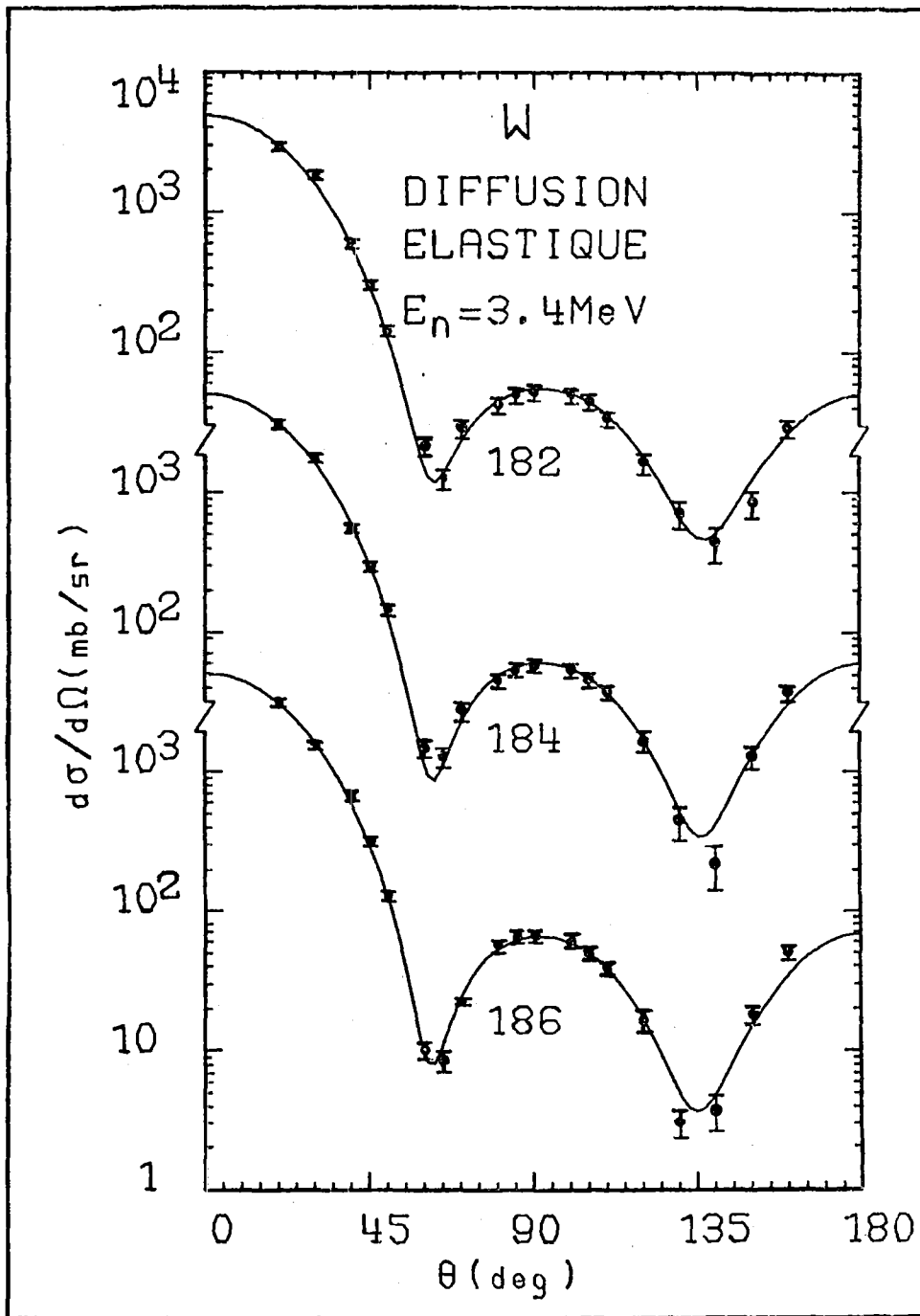


FIG 1 : Diffusion élastique à 3.40 MeV. Comparaison entre les distributions angulaires mesurées et calculées.

YDK 539. 172.4

NEUTRON CAPTURE AND TOTAL CROSS-SECTION MEASUREMENTS
ON FAST REACTOR STRUCTURAL MATERIALS

D.B.G a y t h e r, M.S.C o a t e s, G.D.J a m e s,
M.C.M o x o n, D.B.S y m e, B.W.T h o m a s, B.T h o m⁺

Nuclear Physics Division, A.E.R.E., Harwell,
Didcot, Oxon., U.K.

⁺ Queen Mary College, University of London, U.K.

Abstract

NEUTRON CAPTURE AND TOTAL CROSS-SECTION MEASUREMENTS ON FAST REACTOR STRUCTURAL MATERIALS.

The neutron capture and total cross-sections of a series of nuclides in the mass range 46 to 62 have been measured at Harwell by the time-of-flight method. The capture cross-sections were measured for incident neutron energies from a few eV to 800 keV using the neutron booster target of the 45 MeV electron linac. High resolution total cross-section measurements were made with the transmission facility on the 160 MeV proton synchrocyclotron. The results of preliminary analyses of the data are presented on the capture cross-sections of Fe, ⁴⁷Ti, and ⁴⁹Ti and the total cross-sections of ⁵⁶Fe, ⁵⁸Ni and ⁶⁰Ni.

1. INTRODUCTION

The neutron capture and total cross-sections of a series of nuclides in the mass range 46 to 62 have recently been measured at Harwell. The main purpose of the programme was to determine the capture cross-sections of structural materials used in fast reactors. Neutron capture in this mass region is also of interest for fundamental physics. Firstly, because

radiative capture in these nuclides does not apparently behave according to the statistical theory of nuclear reactions. Secondly, capture cross-sections in this region are relevant to theories of nucleosynthesis in stellar interiors.

An important aspect of the total cross-section measurements is to provide data for the multiple scattering cross-sections required for the interpretation of the capture cross-section measurements.

The cross-sections were determined by the time-of-flight method. The capture cross-sections were measured with the neutron booster source [1] of the 45 MeV electron linac using two types of gamma-ray detector. Most of these data were obtained in the neutron energy range 50 eV to 800 keV using a liquid scintillator of volume 230 l. Additional measurements were made below 100 keV with a Moxon-Rae detector [2] for the purpose of establishing an absolute scale for the capture cross-sections obtained with the liquid scintillator. The total cross-sections were measured with the neutron time-of-flight system which is based on the 160 MeV synchrocyclotron [3].

In the structural materials, the gamma-ray cascades have characteristically low multiplicities and vary from one resonance to another, single de-excitations to the ground state being common. An essential feature of a capture gamma-ray detector for measuring the cross-sections of these materials is, therefore, that its efficiency for registering capture events should be independent of the detailed nature of the cascade mode. This requirement is achieved in different ways in the two detectors used in the present work. Another feature of the structural materials is that they have capture cross-sections which are extremely small compared to their scattering cross-sections, ratios of 10^{-3} being typical. It is therefore essential that the sensitivity of the capture detectors to neutrons scattered from the capture sample should be small.

In this paper, the experimental techniques are described, and preliminary results are presented on the capture cross-sections of Fe, ^{47}Ti and ^{49}Ti and the total cross-sections of ^{56}Fe , ^{58}Ni and ^{60}Ni .

2. EXPERIMENTAL

2.1 Transmission measurements

The synchrocyclotron time-of-flight system was described in detail at the last Kiev Conference [3]. Since that time, improvements have been made to the target, the collimation system and to the electronics associated with the NE110 neutron detector.

Pulses of neutrons of duration variable from 3 ns to 10 ns are produced by deflecting the circulating beam of protons on to a thick tungsten target. Fast neutrons produced in this target are moderated in an adjacent volume of water 25 mm in thickness. Neutron detectors situated at 50 m and 100 m from the target view the moderator through a beryllium window in its containment vessel. The synchrocyclotron instrumentation includes a time digitizer with 32,000 channels, of minimum width 1.25 ns, for the determination of neutron flight time.

The new collimation allows transmission measurements to be made on separated isotopes, using neutron beams of 10 mm, 20 mm or 30 mm diameter. A 40 mm diameter area of the beryllium face of the neutron source is viewed by the detector in converging-diverging geometry defined by a combination of brass collimators. The sample under investigation is placed at 13 m from the neutron source between the two main brass collimators.

The NE110 plastic scintillator coupled to a low noise photomultiplier (RCA type 4522) can detect neutrons with energy down to about 10 keV. However, as shown previously [3], when the pulse height discrimination (bias) is set at this low level the background increases with neutron energy. A system has been designed by Syme and Dolley [4] which greatly reduces this time-dependent background. This is achieved by applying a high bias during the period of the target gamma-flash and then allowing the bias to recover exponentially with time to the low level.

2.2 Moxon-Rae detector

The Moxon-Rae detector has been in use at Harwell for many years and has been described elsewhere [2]. This detector has an efficiency for detecting capture events which is proportional to the excitation energy of the compound nucleus, and is consequently independent of the gamma-ray decay scheme. The energy variation of the incident neutron flux is conveniently measured by replacing the capture sample with a slab of ^{10}B and recording the 480 keV gamma-rays from the $^{10}\text{B}(n,\alpha\gamma)$ reaction. The cross-sections are placed on an absolute scale by using a gold sample in the detector and recording the saturated count rate at the peak of the 4.91 eV resonance (for which $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$). The detector efficiency for scattered neutrons has been estimated to be a factor of at least 10^4 smaller than its efficiency for capture events. This detector was used on a 32 m flight path with the linac operated in its normal mode, in which the electron burst length and repetition frequency are respectively 150 ns and 192 Hz. Events were recorded on-line using 16,000 time-of-flight channels of minimum duration 62.5 ns. The nominal time-of-flight resolution of the measurements was 5 ns/m.

2.3 Large liquid scintillator detector

Large liquid scintillators are currently used to measure capture cross-sections in several laboratories throughout the world. Independence of the gamma-ray cascade mode is achieved in this case by making the detector sufficiently large to detect gamma-rays with an efficiency of almost 100%. In the structural materials, capture gamma-rays with energies greater than 11 MeV are emitted, and the ideal detector would have to be very large indeed. Such a detector would necessarily suffer from very large backgrounds, and in practice a compromise between efficiency and background rate has to be made. Unlike the Moxon-Rae detector and its derivatives, the large liquid scintillator does not require the capture sample to be monoisotopic.

The present detector is illustrated in Fig. 1. It consists of a spherical vessel containing 230 l of NE211 scintillator viewed by 12 photomultipliers. The beam tube in which the sample is mounted is made of beryllium of wall thickness 6 mm. This material was chosen because of its low capture cross-section and relatively few resonances in the neutron energy region below one MeV. This has the effect of reducing the capture of scattered neutrons in the material of the tube and the neutron energy dependence of this source of background. Part of the tube is lined with ^{10}B to reduce further any background from scattered neutrons. The background caused by neutron capture in the hydrogen of the scintillator is suppressed by adding 10% by volume of methyl borate to the scintillator solution. The detector is split into two optically separated halves by a thin aluminized Melinex mirror. This enables a factor of ~ 7 reduction in natural background to be achieved by operating the two halves of the detector in coincidence.

Amplitude discrimination is normally applied to the output pulses from the detector, such that gamma-rays below about 2.5 MeV are not accepted. It

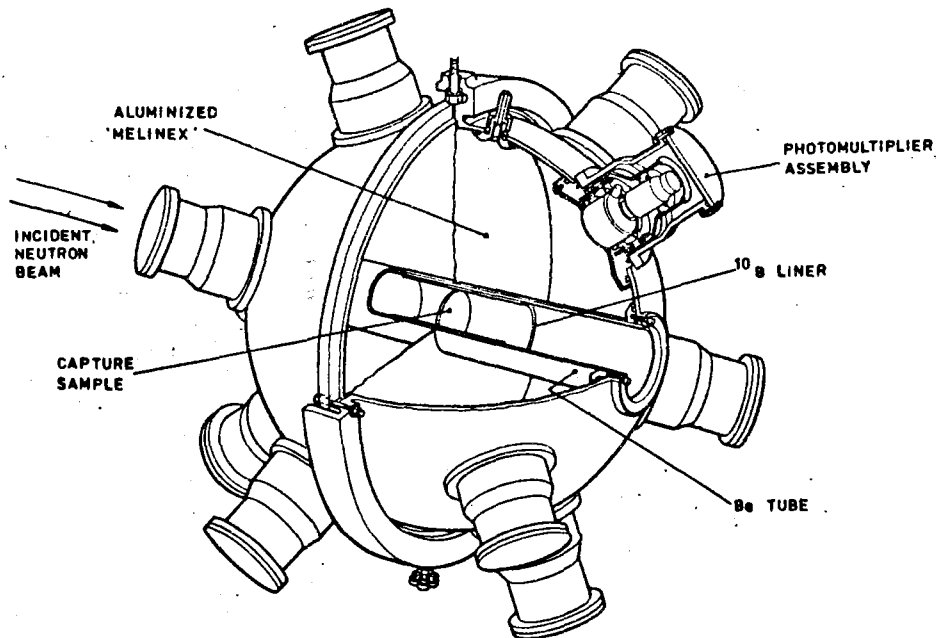


Fig. 1 The 230 l liquid scintillator detector used for measuring capture cross-sections.

is estimated that, with this condition the detector efficiency for prompt scattered neutrons is generally much less than 10^{-4} , and background due to this source is no more serious than in the Moxon-Rae detector. The major background component has been shown [5] to be caused by neutrons which are scattered by the sample and then moderated in the scintillator (with a relaxation time of $\sim 8 \mu\text{s}$) before capture. This effect has the important consequence that neutrons above the energy range of interest can cause background in the time-of-flight measurements. Because of the nature of the neutron spectrum from the linac target, this effect creates a problem when measuring small capture cross-sections above a few tens of keV. The background is particularly serious in measurements on the structural materials at a few hundreds of keV incident neutron energy, where the cross-sections fall to a few millibarns. A new technique [5] has been applied to reduce the background by filtering the neutron beam through liquid helium. The filter removes preferentially the unwanted high energy neutrons by virtue of the resonance in helium at 1.15 MeV. The filter used is one-third of a metre in length which reduces the number of source neutrons above 1 MeV by a factor of about 8, its transmission at 1.15 MeV is 0.01 and rises to a constant value of 0.63 below 250 keV. At 150 keV incident neutron energy the use of this filter produces a four-fold improvement in the signal to background ratio for the capture cross-section measurements on iron.

The detector is used at a flight path length of 97.5 m. Detector signals are recorded in a two-dimensional array with 8,000 $1/8 \mu\text{s}$ timing channels and 64 pulse height channels which cover the gamma-ray energy range up to 12 MeV. In the present measurements the nominal time-of-flight resolution was 1.7 ns/m.

The energy spectrum of the neutron beam incident on the capture sample, which is required to convert the observed counting rates to capture yields was determined with two separate detectors. At energies below 30 keV a 1 mm thick ${}^6\text{Li}$ -glass detector was used, the ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ cross-section being well-established

to have a "1/v" energy-dependence in this region. At the higher energies, the spectrum was based on the $^{235}\text{U}(n,f)$ cross-section, using measurements made with a fission neutron detector [6].

2.3.1 Determination of detector efficiency

In the present relatively small detector, the probability of interaction ("intrinsic efficiency") of a single 8 MeV gamma-ray is about 50%. If this amount of excitation is shared equally by three gamma-rays the intrinsic efficiency rises to 96%. In making capture measurements with this system it is clearly important to know how the decay of the compound state varies with incident neutron energy. It is for this reason that the pulse-height as well as the time-of-flight of each event is recorded. In addition, events in which coincidences occur between the two halves of the detector are recorded separately. The observed fraction of coincidence events to all events in a particular resonance, or neutron energy region, is used to give some indication of gamma-ray multiplicity.

A Monte Carlo code has been written which predicts, for a given gamma-ray cascade, the pulse height distribution which will be observed in the detector. If the actual decay mode of a particular resonance or incident neutron energy region is already known, the code enables the detector efficiency to be calculated. In general, however, no information on the cascades is available, and a method has been adopted whereby the observed pulse height distribution and the fraction of events occurring in coincidence are used to estimate the energy-dependence (shape) of the detector efficiency. This scheme is still under development but it is thought that, at the present stage, the shape of the efficiency can be determined for the structural materials with an uncertainty of about $\pm 10\%$. The absolute efficiency of the system is less accurately determined.

2.4 Background determination

The earlier paper on the synchrocyclotron total cross-section facility [3] described the "black resonance" method of determining background in time-of-flight measurements. Filters of materials with large neutron resonances are placed in the beam, such that all incident neutrons at the resonance energies are removed. Different filter thicknesses are used to determine the attenuating effect of the filters on the background and thus extrapolate the observed background to the true value at zero filter thickness. The time-dependent background in the capture measurements was determined with the same technique, using filters of Ta, Mn, Al and SiO₂. The permanent He filter provided a valuable extra point for the extrapolation of this background above the highest black resonance (440 keV in oxygen). The time-constant component of background was measured in the usual way, by observing the counts in a time interval near the end of each accelerator cycle, where all incident neutrons have been removed by the presence in the beam of a ¹⁰B "overlap" filter.

Several different thicknesses of each capture material were used in the cross-section measurements. The data from the thickest of these (~5 mm thick) are being examined to see if there is a significant capture cross-section between resonances at low energies. The initial resonance analysis of the data for the thinner samples, however, assumes no contribution for an underlying capture cross-section between resonances.

3. RESONANCE ANALYSIS

3.1 Transmission data

Two computer programs were used to obtain the results which are presented in this paper. The more comprehensive of these, REFIT [7], uses multi-level R-matrix formalism to represent the cross-sections. Doppler broadening of the resonances is based on the gas model with an effective temperature. The

program requires "starting values" for the resonance parameters, and then iteratively adjusts these until a best fit to the data in a least squares sense is achieved.

The program can fit several sample thicknesses of different isotopic composition simultaneously. It has been found that, when using the program with several samples, parameters other than those of the resonances have often to be adjusted. These may include the energy scale and normalization of all but one of the samples, and the background and resolution function for each sample. Other parameters that can be adjusted are the effective temperature of the sample and the abundance of a given isotope.

When well isolated s- or p-wave resonances are to be analysed, the well-known ATTA-HARVEY [8] code is used. This is an area analysis program based on the single level Breit-Wigner expression. The program produces rapid results which is an advantage when many resonances are to be analysed. Parameters derived with the ATTA-HARVEY code are used as the starting values for the multilevel code.

3.2 Capture data

The measured capture yields (observed capture events per incident neutron) are being analysed with two similar programs, both of which represent cross-sections in the multi-level R-matrix formalism. The program FANAC written by Fröhner of Karlsruhe is fully documented [9]. First-collision yields are derived analytically from the capture and total cross-sections, while the multiple scattering contribution to the yields are obtained by the Monte Carlo method. Narrow resonances are Doppler broadened, and after allowing for instrumental resolution the calculated yields are compared with the measured data. Measurements from different experimental runs with different sample thickness or resolution can be fitted simultaneously.

The second program for the analysis of capture yield data was written at Harwell by Lynn and Moxon [10]. This program uses the same sub-routines to

calculate the Doppler-broadened R-matrix cross-section as the transmission program REFIT. A first collision yield at a given incident neutron energy is calculated both analytically and by the Monte Carlo method. The scattered fraction of neutrons is then tracked through the sample and the multiple scattering contribution obtained. The calculated yields are then folded with the resolution function and compared with the measured data. The resonance parameters are adjusted until a fit to the observed data is obtained.

4. RESULTS

4.1 Total cross-sections

Since the last Kiev Conference, in which transmission measurements on two sample thicknesses of iron, nickel and titanium were described [3], further measurements have been made on samples of the five stable isotopes of titanium, ^{58}Ni , two sample thicknesses of cobalt and two sample thicknesses of iron.

Preliminary values of resonance energies and neutron widths have been obtained for the titanium isotopes using REFIT. These parameters have been extracted for the principal s-wave resonances below 100 keV for ^{46}Ti , ^{48}Ti and ^{50}Ti . For the odd-N isotopes ^{47}Ti and ^{49}Ti , the analysis is more complex due to the increased level density, nevertheless many resonances have been studied, particularly in the region below 30 keV. The results of preliminary analyses of some of the iron and nickel data are presented below

(i) ^{56}Fe

The s-wave resonance parameters up to 500 keV obtained with REFIT are given in Table 1. Examples of the fits to the data are shown in Fig. 2 for the 27 keV resonance, and in Fig. 3 for the pair of resonances at 356.6 and 360.3 keV. In the latter case, the regions around the smaller resonances at 362.5 and 373 keV were not included in the analysis. The fit to the data

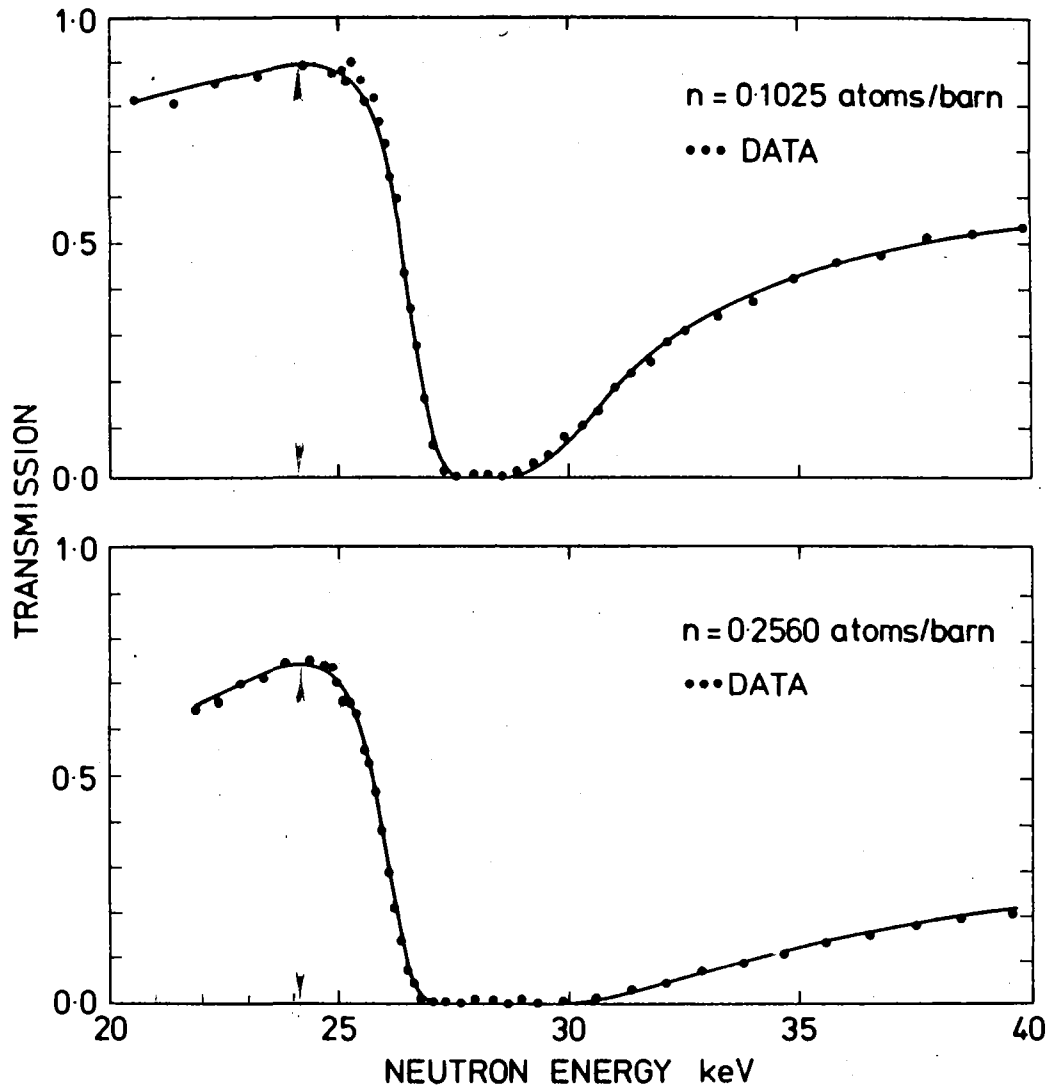


Fig. 2 Least squares fits to the transmission data for iron in the region of the 27 keV resonance in ^{56}Fe . The resonance parameters obtained are given in Table 1.

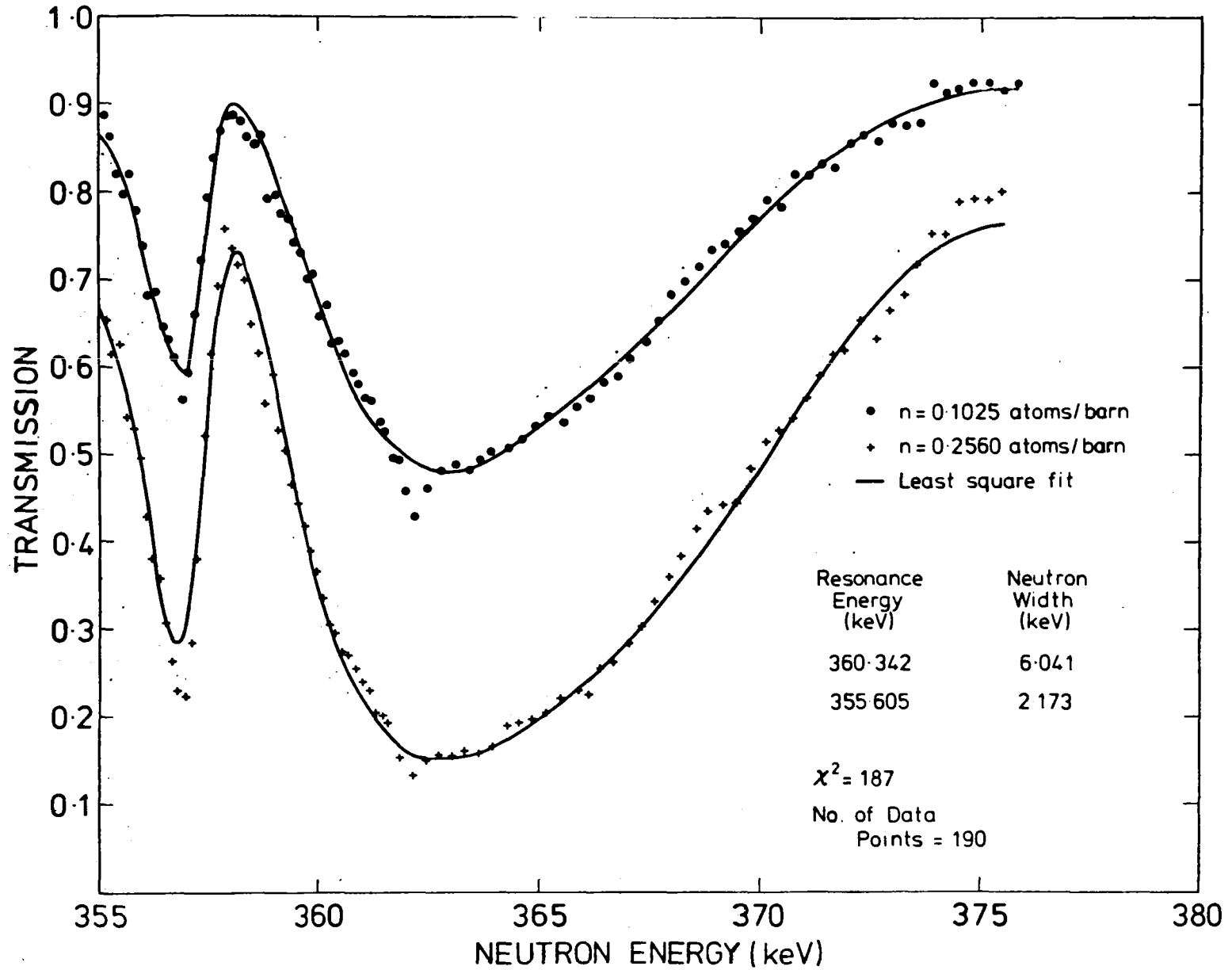


Fig. 3 Least squares fits to the transmission data for iron in the energy region 355 keV to 375 keV. The resonance parameters obtained are given in Table 1.

TABLE 1 RESONANCE PARAMETERS ($\ell = 0$) OF ^{56}Fe UP TO 500 keV

Resonance Energy (keV)	Neutron Width (keV)	Γ_n^0 (eV)
27.748	1.396	8.380
73.933	0.613	2.255
83.439	1.182	4.283
129.703	0.550	1.526
140.149	2.608	6.968
169.000	0.925	2.250
187.266	3.246	7.500
220.268	1.211	2.580
244.688	0.454	0.918
277.007	2.382	4.526
317.662	6.167	10.944
330.932	0.364	0.632
356.605	2.173	3.639
360.342	6.041	10.063
381.106	10.325	16.756
404.748	2.364	3.716
437.550	1.284	1.942
469.105	2.103	3.070

shown in Fig. 3 suggests that there may be other small resonances at 358.7, 366.5 and 369.5 keV. In the 27 keV region, the fit assumed parameters for the small resonances which are seen in the capture data (see Fig. 5), but even ignoring those resonances had a negligible effect on the parameters of the 27 keV resonance.

The preliminary parameters given in Table 1 are in reasonable agreement with other results only where multilevel fitting has been used and the resolution is adequate to separate all the resonances.

(ii) ^{58}Ni and ^{60}Ni

Area analysis using the ATTA-HARVEY code has been completed for 87 narrow ($\ell > 0$) resonances between 20 and 310 keV. The transmission data were obtained with two thicknesses of natural nickel. Measurements with a sample of separated ^{58}Ni were used for resonance identification, and all but three of the analysable resonances were found to belong to ^{58}Ni and ^{60}Ni . The present preliminary results (Table 2) were derived with an adopted value for Γ_γ of 1 eV for all resonances following the recommendation of Moxon [15].

TABLE 2 PRELIMINARY AVERAGE RESONANCE PARAMETERS ($\ell > 0$) IN NICKEL

Nuclide	Energy range (keV)	Sample thickness (mm)	$\langle g \Gamma_n^{-1} \rangle$ (eV)	Number of resonances (n)	S_n^{-1} ($\times 10^4$)	ΔS_n^{-1} *
^{58}Ni	26.5 - 207.5	18 6	0.634 ± 0.013 0.714 ± 0.034	40	0.46 ± 0.019	0.10
	26.5 - 302.5	18 6	0.649 ± 0.011 0.711 ± 0.027	53	0.41 ± 0.013	0.08
	Recommended [15] S_n^{-1} ($\times 10^4$) = 0.70					
^{60}Ni	33.0 - 201.8	18 6	0.637 ± 0.024 0.713 ± 0.049	17	0.21 ± 0.012	0.072
	33.0 - 295.7	18 6	0.975 ± 0.018 0.982 ± 0.043	31	0.37 ± 0.013	0.094
	Recommended [15] S_n^{-1} ($\times 10^4$) = 0.75					

$$* \Delta S_n^{-1} \equiv \sqrt{2/n \cdot S_n^{-1}}$$

It can be seen from the table that the two samples give consistent values of $g \Gamma_n^{-1}$ under the $\Gamma_\gamma = 1$ eV assumption, where Γ_n^{-1} is the reduced neutron width for p-waves. Two energy ranges are compared in the table. These give identical

results for ^{58}Ni , but in ^{60}Ni some loss of smaller resonances is evident. These features are also apparent in the p-wave strength functions, S_n^1 (where $g = 1$). The errors quoted are from those in the measurements, and as expected these are much less than the uncertainties due to the finite number of resonances observed. The recommended values of the strength functions [15] are somewhat larger than the present measurements indicate.

4.2 Capture cross-sections

It was seen in section 2.2 that capture yields measured with the Moxon-Rae detector are normalized to absolute values by using gold as the capture sample and recording the saturated counts near the peak of the 4.91 eV resonance. The measurements made with the large liquid scintillator did not extend to energies below 50 eV and in general this "saturated resonance" technique of normalization could not be used because of the lack of suitable resonances. The liquid scintillator yields were therefore normalized to the absolute values obtained with the Moxon-Rae detector using the same sample. This was done by selecting prominent isolated resonances and equating the capture areas observed in the two detectors.

Capture yields have been measured with the liquid scintillator for several sample thicknesses of iron, nickel, chromium, cobalt, ^{46}Ti , ^{47}Ti , ^{48}Ti , ^{49}Ti and ^{50}Ti . The ^{48}Ti data were obtained with a metallic sample of the natural element, while the remainder of the titanium measurements were made with isotopically enriched oxide samples on loan from the Oak Ridge National Laboratory. Preliminary analyses of some of the capture measurements are given below.

(i) Iron

The 1.15 keV resonance in ^{56}Fe was chosen for normalizing the capture yields. Figure 4 shows the Moxon-Rae data in the region of this resonance. The figure also shows the capture yield calculated with the Harwell code [10]

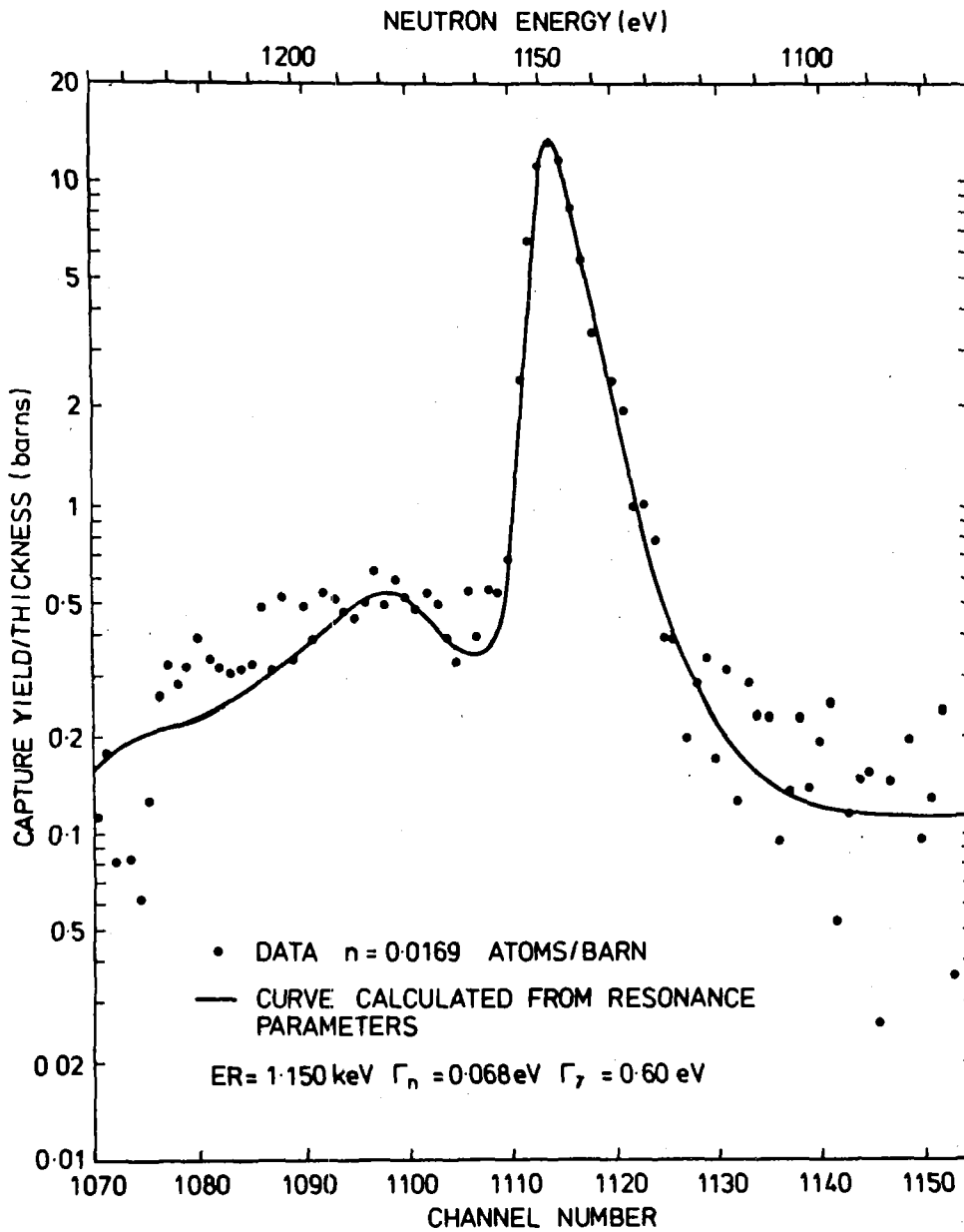


Fig. 4 Capture yield for iron observed with the Moxon-Rae detector in the region of the 1.15 keV resonance in ^{56}Fe . The curve is the yield calculated with a Monte Carlo code [10] using resonance parameters given in BNL 325, Third Edition, Volume 2.

using the resonance parameters given in BNL 325, Third Edition, Volume 1. The good agreement between experiment and calculation confirms the recommended parameters.

Figure 5 shows the normalized capture yield data obtained with the liquid scintillator in the region of the 27 keV resonance in ^{56}Fe . The results from both detectors are in good quantitative agreement in this energy region. A preliminary calculation with the Harwell capture yield program indicates that the radiation width of the 27 keV resonance is 1.25 eV. In this calculation it is assumed that the detector efficiency for scattered neutrons is negligible. If the ratio of the detector efficiency for scattered neutrons is a factor of 10^4 smaller than its efficiency for capture events, the above radiation width would be reduced by about 0.14 eV. Figure 5 reveals many other resonances, all with rather similar radiation widths, which can only be seen with difficulty in transmission data.

Although a detailed list of all the resonance parameters of a particular nuclide, if available, would completely specify the capture cross-section, for some purposes all that is required is an average value. In nucleosynthesis, for example, the important quantity is the cross-section averaged over a Maxwellian neutron energy spectrum at a temperature corresponding to that in a stellar interior (~ 10 keV). In fast reactor calculations group cross-sections at the upper end of the spectrum are often based on strength functions observed at lower energies. Such estimates of the cross-sections can be subject to considerable uncertainty and direct measurement is clearly preferable.

The average capture yield observed with a 2 mm thick iron sample in the liquid scintillator is shown in Fig. 6. At the present stage of analysis an experimental uncertainty of $\pm 20\%$ is attributed to the measurement.

(ii) ^{47}Ti and ^{49}Ti

Many unreported resonances have been observed in the odd-N isotopes of titanium which are often not apparent in the transmission data. Figure 7 shows a comparison of the yields observed in ^{47}Ti with the two detectors in the same region of incident neutron energy. The ability of the

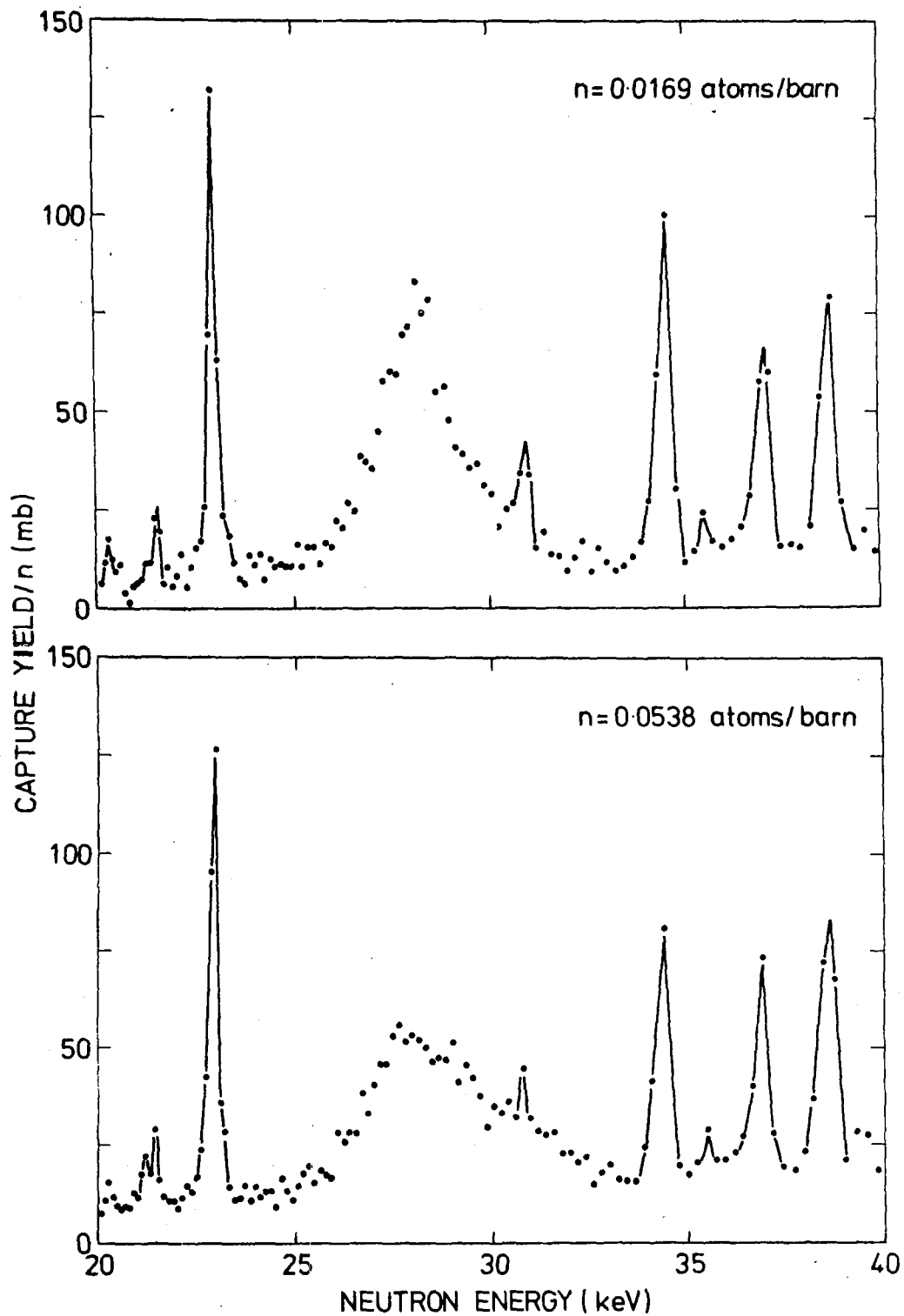


Fig. 5 Capture yields for iron observed with the large liquid scintillator in the energy region 20 keV to 40 keV. The curves through the smaller resonances are a guide to the eye.

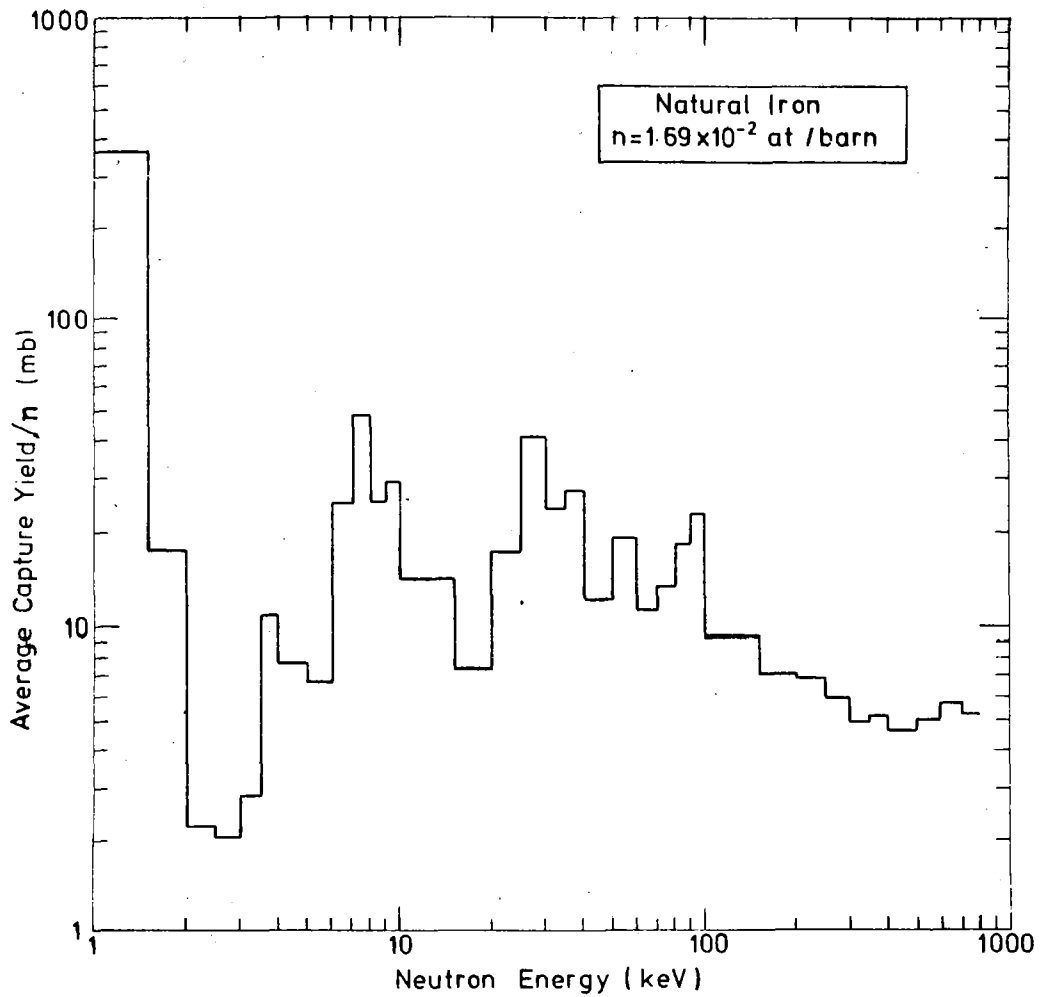


Fig. 6 The average capture yield for iron observed with the large liquid scintillator in the energy region 1 keV to 800 keV.

liquid scintillator to resolve doublets, which are only seen as single peaks with the other detector, is apparent. In the neutron energy region 50 eV to 100 keV where the measurements from the two detectors overlap, the capture yields observed with the same sample are in good agreement, apart from effects attributable to the differing resolutions.

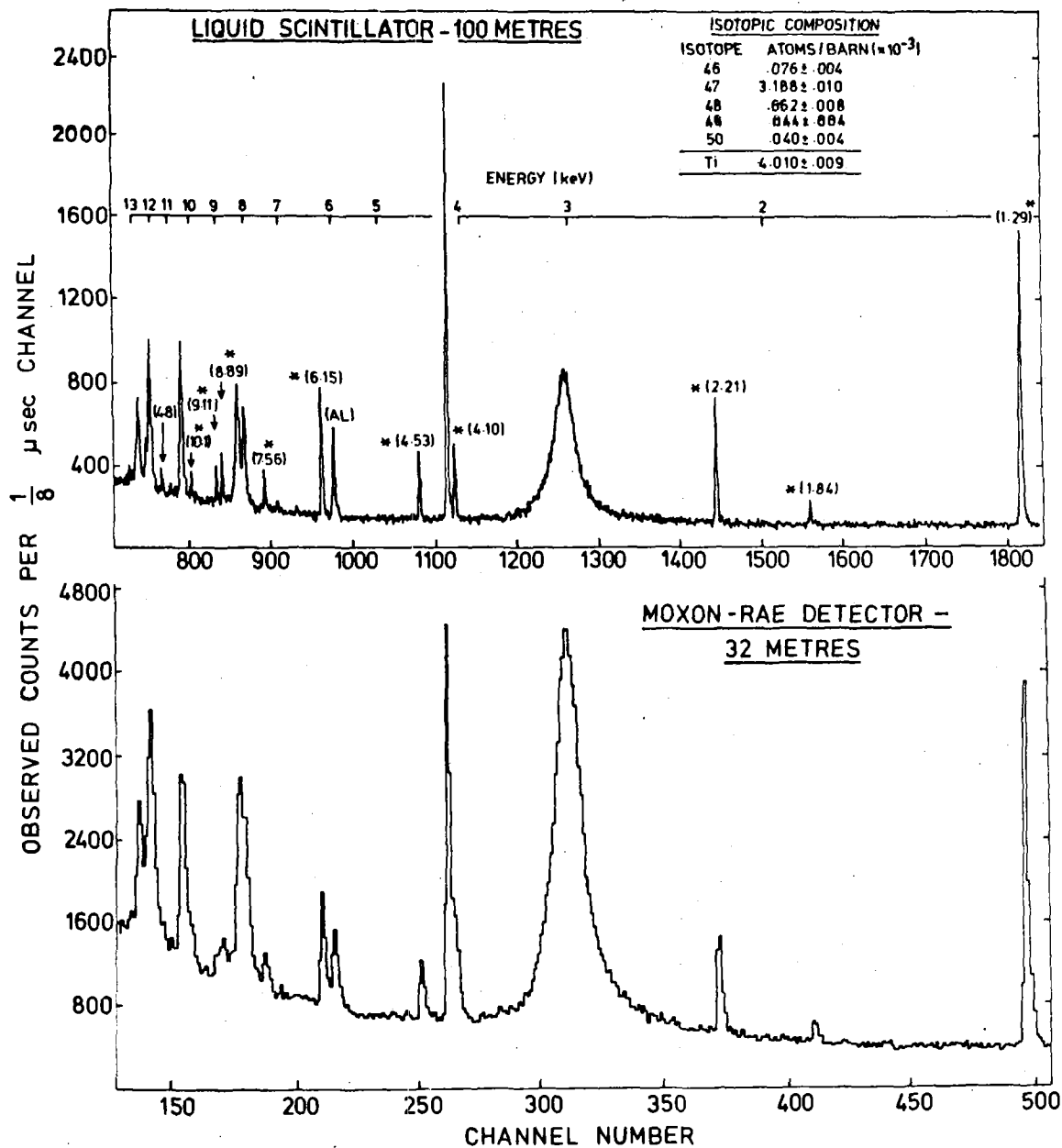


Fig. 7 Time-of-flight capture spectra from an oxide sample of ^{47}Ti in the energy region 1 keV to 13 keV. New resonance energies are indicated by asterisks.

Finally, Fig. 8 illustrates the fit obtained with the FANAC code to a portion of the liquid scintillator data obtained from a sample of $^{49}\text{TiO}_2$ in the region of the 3.82 keV s-wave resonance in ^{49}Ti . The neutron width used in the calculation was derived from the synchrocyclotron transmission data.

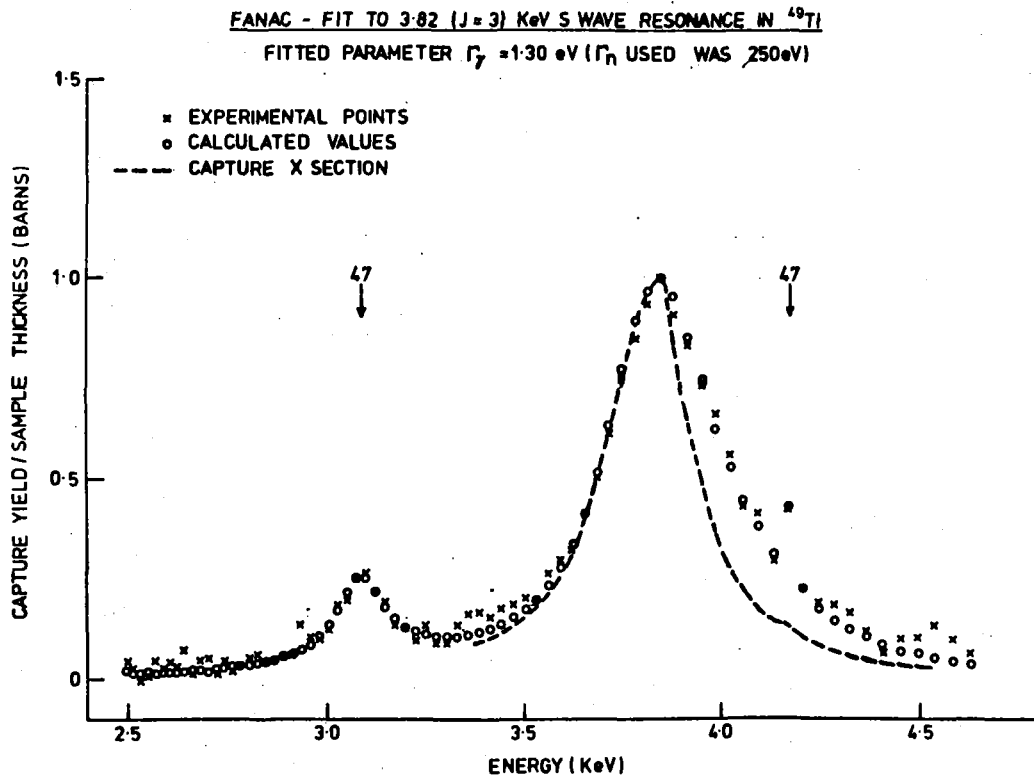


Fig. 8 Fit obtained with the code FANAC [9] to the capture yield observed with the liquid scintillator for the 3.82 keV (spin 3) s-wave resonance in ⁴⁹Ti.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are grateful for the assistance given at all stages of this work by J. B. Brisland, D. A. J. Endacott and J. E. Jolly of the Linac group, and P. H. Bowen, S. T. Box, A. D. Gadd and I. L. Watkins of the Synchrocyclotron group.

R E F E R E N C E S

- [1] POOLE, M. J., WIBLIN, E. R., Proc. Second Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy 14 (1958) 266.
- [2] MOXON, M. C., RAE, E. R., Nucl. Instr. and Methods 24 (1963) 445.
- [3] JAMES, G. D., SYME, D. B., BOWEN, P. H., WATKINS I. L., BOX, S. T., Neutron Physics (Proc. Third All Union Conf. on Neutron Physics, Kiev, June 1975) Moscow (1976) IV, 3.
- [4] SYME, D. B., DOLLEY, P. E., Report AERE - R 8594 (to be published).
- [5] GAYTHER, D. B., (NEANDC Topical Conf. on Capture Cross-section Measurements, Harwell 1975) Report AERE - R 8082 (1975) 4 (edited by G. D. James).
- [6] GAYTHER, D. B., Report AERE - R 8556 (1977).
- [7] MOXON, M. C., "REFIT - A least squares fitting program for the resonance analysis of transmission data", to be published.
- [8] KOLAR, W., Report EUR 4760e (1972).
- [9] FROHNER, F. H., Report KFK-2145 (1975).
- [10] LYNN, J. E., MOXON, M. C., private communication.
- [11] PANDEY, M. S., GARG, J. B., HARVEY, J. A., GOOD, W. M., (Proc. Conf. on Nuclear Cross-sections and Technology, Washington, 1975) NBS Special Publication 425 (1975) 748.
- [12] FROHNER, F. H., (Proc. Conf. Nuclear Cross-sections and Technology, Washington 1975) NBS Special Publication 425 (1975) 929.
- [13] BOWMAN, C. D., BILPUCH, E. G., NEWSON, H. W., Annals of Physics 17 (1962) 319.
- [14] GARG, J. B., RAINWATER, J., HAVENS, W. W., Jr., Phys. Rev. C3 (1971) 2447.
- [15] MOXON, M. C., Report AERE - R 7568 (1975).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО СБОРНИКА
 "ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ", 1978, вып. 3(30),
 В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИНДА

Element	Quantity	Laboratory	Complier	Work-type	Energy, EV	REFERENCE	DATE	COMMENTS
S	A	tity	tory	ler	type	Min	Max	
MG		DNG	KUR	∅	E	1.4+7		YK 3(30)21 78 BEZOTOSNY+.SIG(NEUT-E), TBL, TØF
SI		DNG	KUR	∅	E	1.4+7		YK 3(30) 2 78 BEZOTOSNY+.SIG(NEUT-E), TBL, TØF
P	031	DNG	KUR	∅	E	1.4+7		YK 3(30)21 78 BEZOTOSNY+.SIG(NEUT-E), TBL, TØF
S		DNG	KUR	∅	E	1.4+7		YK 3(30)21 78 BEZOTOSNY+.SIG(NEUT-E), TBL, TØF
SC	045	TØT	USA	∅	E	4.0+2	2.2+4	YK 3(30)21 78 BLØCK+.TOP, SIG(E), GRAPH
CR		NP	FEI	∅	D	2.0+6	2.0+7	YK 3(30) 3 78 ØSTAPENKØ+.TBL
CR		NA	FEI	∅	D	5.0+6	2.0+7	YK 3(30) 3 78 ØSTAPENKØ+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	050	NA	FEI	∅	D	5.0+6	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.TBL
CR	050	NPN	FEI	∅	D	1.1+6	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.TB
CR	050	NNP	FEI	∅	D	1.1+6	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.TBL
CR	050	NP	FEI	∅	D	0.0+0	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	052	NP	FEI	∅	D	5.0+6	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	052	NA	FEI	∅	D	5.0+6	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	052	NNP	FEI	∅	D	1.2	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	052	NPN	FEI	∅	D	1.1+7	2.0+7	YK 3(30) 3 78 ØSTAPENKØ+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	053	NNP	FEI	∅	D	1.4+7	1.9+7	YK 3(30) 3 78 ØSTAPENKØ+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	053	NPN	FEI	∅	D	2.0+6	2.0+7	YK 3(30) 3 78 ØSTAPENKØ+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	053	NP	FEI	∅	D	4.0+6	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	053	NA	FEI	∅	D	5.0+6	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	054	NA	FEI	∅	D	5.0+6	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.SIG(NEUT-E), GRAPH
CR	054	NP	FEI	∅	D	8.0+6	2.0+7	YK 3(30)11 78 ABAGJAN+.SIG(NEUT-E), GRAPH
FE		NG	HAR	∅	E	NDG		YK 3(30)90 78 GAYTHER+.GRAPH
FE	056	TØT	USA	∅	E	4.0+2	2.2+4	YK 3(30)51 78 BLØCK+.TØF, SIG(E), GRAPH
FE	056	TØT	HAR	∅	E	NDG		YK 3(30)90 78 GAYTHER+.GRAPH
NI	058	TØT	HAR	∅	E	NDG		YK 3(30)90 78 GAYTHER+.GRAPH
NI	060	TØT	HAR	∅	E	NDG		YK 3(30)90 78 GAYTHER+.GRAPH
W	182	SEL	FR	∅	E	3.4+6		YK 3(30)84 78 DELARØCHE+.GRAPH, TBL
W	183	SEL	FR	∅	E	3.4+6		YK 3(30)84 78 DELARØCHE+.GRAPH, TBL
W	184	SEL	FR	∅	E	3.4+6		YK 3(30)84 78 DELARØCHE+.GRAPH, TBL
W	186	SEL	FR	∅	E	3.4+6		YK 3(30)84 78 DELARØCHE+.GRAPH, TBL
W	182	DIN	FR	∅	E	3.4+6		YK 3(30)84 78 DELARØCHE+.GRAPH, TBL
W	183	DIN	FR	∅	E	3.4+6		YK 3(30)84 78 DELARØCHE+.GRAPH, TBL
W	184	DIN	FR	∅	E	3.4+6		YK 3(30)84 78 DELARØCHE+.GRAPH, TBL
W	186	DIN	FR	∅	E	3.4+6		YK 3(30)84 78 DELARØCHE+.GRAPH, TBL
HG		DNG	KUR	∅	E	1.4+7		YK 3(30) 21 78 BEZOTOSNY+.SIG(NEUT-E).TBL, TØF
BI	209	DNG	KUR	∅	E	1.4+7		YK 3(30)21 78 BEZOTOSNY+.SIG(NEUT-E), TBL, TØF
TH	232	GF	FEI	∅	E	4.5+6	7.0+6	YK 3(30) 3 78 ØSTAPENKØ+.YLD, SIG FØTØFISS, TBL
U	233	GF	FEI	∅	E	4.5+6	7.0+6	YK 3(30)3 78 ØSTAPENKØ+.YLD, SIG FØTØFISS, TBL
U	235	GF	FEI	∅	E	4.5+6	7.0+6	YK 3(30)3 78 ØSTAPENKØ+.YLD, SIG FØTØFISS, TBL
U	236	GF	FEI	∅	E	4.5+6	7.0+6	YK 3(30)3 78 ØSTAPENKØ+.YLD, SIG FØTØFISS, TBL
U	238	GF	FEI	∅	E	4.5+6	7.0+6	YK 3(30)3 78 ØSTAPENKØ+.YLD, SIG FØTØFISS, TBL

Element		Quan-	Labora-	Compi-	Work-	Energy	EY	REFERENCE	DATE	Comments
S	A	tity	tory	ler	type	Min	Max			
U	238	RES	BLG	Ø	E	NDG		YK 3(30)68	78	PØØRTMANS+.ANALYSIS, RES PARAM, GRAPH
U	238	STF	BLG	Ø	E	NDG		YK 3(30)68	78	PØØRTMANS+.SO=1.0+-0.21, SO=1.15+-0.12
U	238	DNG	FEI	Ø	T	5.0+6	1.4+7	YK 3(30)24	78	BYCHKØV+.NEUT-SPEC, TBL
U	238	N2N	FEI	Ø	T	5.0+6	1.4+7	YK 3(30)24	78	BYCHKØV+.NEUT-SPEC, TBL
U	238	N3N	FEI	Ø	T	5.0+6	1.4+7	YK 3(30)24	78	BYCHKØV+.NEUT-SPEC, TBL
NP	237	GF	FEI	Ø	E	4.5+6	7.0+6	YK 3(30) 3	78	ØSTAPENKØ+.SIG(NEUT-E), GRAPH
NP	237	RES	BLG	Ø	E	NDG		YK 3(30)78	78	MEWISSEN+.GRAPH
NP	237	STF	BLG	Ø	E	NDG		YK 3(30)78	78	MEWISSEN+.SO=95+-0.9
PU	239	GF	FEI	Ø	E	4.5+6	7.0+6	YK 3(30) 3	78	ØSTAPENKØ+.SIG(NEUT-E), GRAPH
PU	241	GF	FEI	Ø	E	4.5+6	7.0+6	YK 3(30) 3	78	ØSTAPENKØ+.SIG(NEUT-E), GRAPH
AM	241	GF	FEI	Ø	E	4.5+6	7.0+6	YK 3(30) 3	78	ØSTAPENKØ+.SIG(NEUT-E), GRAPH

Редактор А.М.Кравцова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректоры: Г.Н.Балашова, Е.М.Спиридонова

Подписано в печать	4.10.78	Т18228	Формат 60x84 1/8	Офсетн. печ.
Усл. печ. л.	13,48	Уч.-изд. л. 10,0	Тираж 345 экз.	Зак. тип. № 1162
Индекс	3619			6 реф.

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
ИИ9146, Москва, Г-146, аб/яц 584

УДК 534.173.3

ВЫХОДЫ И СЕЧЕНИЯ ФОТОДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ Th, U, Np, Pu И Am В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 4,5-7,0 МэВ. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.3(30), с.3-11. Авт.: Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиреньки, А.С.Солдатов, В.Е.Лучко, Ю.М.Ципеник.

Приводятся цифровые данные о выходах и сечениях фотоделения для левых ядер (^{232}Th , ^{235}U , ^{237}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{241}Am) в области энергий 4,4-7,0 МэВ, полученные на лучке тормозных γ -квантов микротрона. Результаты в виде отношений выходов фотоделений исследовавшихся ядер к выходу фотоделений ^{238}U сравниваются с данными других авторов (рис.6, табл.1, список лит. - 14 назв.).

УДК 539.172.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ С ВЫЛЕТОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ИЗОТОПАХ ХРОМА. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.3(30), с.17-21. Авт.: Л.П.Абагян, В.М.Бычков, С.М.Захарова, А.Б.Пашенко.

Проведена оценка сечений пороговых реакций с вылетом заряженных частиц для изотопов хрома в области энергий от порога до 20 МэВ. Оценка основана как на данных экспериментальных работ, опубликованных до 1977 г., так и на результатах расчетов по теоретическим моделям (табл.11, список лит. - 15 назв.).

УДК 539.172.4

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ γ -КВАНТОВ ПРИ НЕУПРУГОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 14 МэВ НЕЙТРОНОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ЯДРАМИ. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.3(30), с.21-24. Авт.: В.М.Безотосный, В.М.Горбачев, Л.М.Суров, М.С.Швецов.

Приведены полные сечения образования γ -квантов при неупругом взаимодействии 14 МэВ нейтронов для 13 ядер естественного изотопного состава.

Измерения выполнены на импульсном источнике 14 МэВ нейтронов на сферических образцах (4 π -геометрия) с использованием методики временной пролета и спинтлационного γ -спектрометра полного поглощения с кристаллом NaI(Tl) размерами \varnothing 200x100 мм. Измеренные полные сечения оказались равными, мб: 1732+380 Mg; 2000+380 Si; 2515+555 P; 2250+410 S; 4010+690 Ti; 5570+990 Zn; 5830+1340 Zr; 5800+1200 Mo; 7195+1362 Cd; 6815+1200 In; 6460+1220 Sn; 9450+1640 Hg; 11680+2780 Bi (табл.1, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.172.4

СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ^{238}Pu У.Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.3(30), с. 24-33.

В работе приводятся рассчитанные на основе теоретических моделей и полумпирических формул спектры испарения, спектры деления и суммарные спектры вторичных нейтронов, испускаемых при бомбардировке ^{238}Pu нейтронами с энергией 5-14 МэВ (рис. 2, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.17.01

ПРОНИЦАЕМОСТЬ ДВУГОРБОГО БАРЬЕРА, АППРОКСИМИРОВАННОГО ТРЕМЯ СОПРЯЖЕННЫМИ ПАРАБОЛАМИ. Мастеров В.С., Серегин А.А. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.3(30), с. 33-36.

В квазиклассическом приближении находится проникаемость двугорбого барьера, аппроксимированного тремя сопряженными параболой. Результаты расчета сравниваются с результатами численного расчета проникаемости двугорбого барьера, найденного из решения уравнения Шредингера. Приводится результат расчета проникаемости двугорбого барьера деления для ядра ^{238}U (рис.3, табл.1, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.17.01

ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ. Колесов В.Е., Титаренко Н.Н. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.3(30), с. 37-50.

Приведены расчеты по упругому рассеянию составных частиц на атомных ядрах в рамках оптической модели в широком диапазоне энергий, массовых чисел налетающих частиц и ядер-мишеней. Проводится систематическое сопоставление расчетов с имеющимися экспериментальными данными (рис.5, табл.2, список лит. - 25 назв.).

70 коп.

Индекс 3619

Вопросы атомной науки и техники.
Серия: Ядерные константы, вып. 3(30), 1978, 1—114.