

УФД-
6

NDS LIBRARY COPY

260

(INDC(СССР)-3)

0/68 Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР

Ядерно-физические исследования в СССР

СБОРНИК АННОТАЦИЙ

*English translation
see INDC-260E*

Выпуск 6

информационный центр по ядерным данным



INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY
NUCLEAR DATA UNIT

This document was distributed by the Nuclear Data Unit of the International Atomic Energy Agency. It has been made available under the auspices of the International Nuclear Data Committee.

KARNTNER RING 11, A-1010 VIENNA, AUSTRIA
TELEPHONE 314111 CARTEL INATOM VIENNA TELEX 012045



IAEA
NUCLEAR DATA SECTION
MASTER COPY

ЯДЕРНО - ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В СССР

(Сборник аннотаций)

Выпуск 6

Атомиздат 1968 г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Ю.В.Адамчук, В.Н.Андреев, Г.Э.Борухович, А.В.Игнатик,
И.А.Корж, А.И.Обухов, Ю.П.Попов, Э.И.Шестоперова (ответ-
ственный редактор).

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ *).

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

Mn^{55} , Ga^{69} , Ga^{71} , Mo^{98}

А.Г.Довбенко, В.Е.Колесов, В.П.Королева, В.А.Толстикова

Направлена в журнал "Атомная энергия"

Методом активации были измерены сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 0,2 - 3 МэВ ядрами Mn^{55} , Ga^{69} , Ga^{71} , Mo^{98} . Источником быстрых нейтронов служила реакция $T(p,n)He^3$. Монитором потока быстрых нейтронов служила камера деления с U^{235} . (Сечения деления взяты по рекомендованным данным из работы *W.C. Davy (Nucl. Science and Eng. vol 26, 149, 1966)*). Полученные сечения сравниваются с расчетными, полученными на основании статистической теории ядерных реакций с привлечением оптической модели ядра для вычисления нейтронных проницаемостей.

В таблицах I - IV приведены результаты данной работы.

Таблица I

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов для Ga^{69} .

| | | | | | | | | | | | | |
|--------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| E_n кэВ | 200 | 266 | 340 | 420 | 455 | 535 | 635 | 680 | 740 | 770 | 845 | 920 |
| | | | ± 35 | ± 35 | | | ± 35 | | ± 35 | | ± 35 | ± 55 |
| σ | 50,2 | 42,6 | 37,8 | 33,3 | 30,1 | 26,6 | 25,2 | 24,6 | 20,4 | 21,4 | 20,9 | 19,4 |
| мб | $\pm 3,2$ | $\pm 2,3$ | $\pm 1,9$ | $\pm 1,7$ | $\pm 1,9$ | $\pm 1,7$ | $\pm 1,5$ | $\pm 1,7$ | $\pm 1,7$ | $\pm 1,4$ | $\pm 1,2$ | $\pm 1,0$ |
| E_n кэВ | 1025 | 1335 | 1400 | 1550 | 1745 | 1885 | 1945 | 2210 | 2350 | 2745 | 3150 | |
| | ± 55 | ± 55 | | | ± 50 | | ± 50 | | ± 50 | ± 50 | ± 50 | |
| σ | 18,1 | 15,5 | 15,0 | 13,9 | 12,0 | 12,0 | 11,1 | 11,2 | 9,1 | 8,0 | 6,8 | |
| мб | $\pm 0,9$ | $\pm 0,8$ | $\pm 1,2$ | $\pm 0,8$ | $\pm 0,6$ | $\pm 0,9$ | $\pm 0,7$ | $\pm 0,9$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,4$ | |

В таблице указаны ошибки, включая погрешности эксперимента и ошибки в сечениях деления U^{235} .

*)

Под редакцией А.В.Игнатюка

Таблица II

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов для Mn^{55} .

| | | | | | | | | | | | |
|----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|------------|------------|------------|-----------|------------|-----------|
| E_n | 420 | 530 | 635 | 710 | 800 | 890 | 950 | 975 | 1050 | 1155 | |
| кэВ | ± 35 | ± 35 | ± 35 | | | | ± 35 | | ± 35 | ± 35 | |
| σ | 4,5 | 3,7 | 3,6 | 3,2 | 3,3 | 3,2 | 2,7 | 2,85 | 2,5 | 2,45 | |
| мб | $\pm 0,6$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,4$ | $\pm 0,4$ | $\pm 0,4$ | $\pm 0,35$ | |
| E_n | 1255 | 1430 | 1555 | 1630 | 1945 | 2150 | 2350 | 2745 | 3050 | 3260 | 3430 |
| кэВ | ± 35 | ± 35 | ± 35 | ± 80 | ± 50 | ± 50 | ± 50 | ± 50 | ± 50 | ± 50 | ± 50 |
| σ | 2,4 | 2,0 | 2,0 | 1,9 | 1,7 | 1,6 | 1,65 | 1,7 | 1,5 | 1,45 | 1,35 |
| мб | $\pm 0,4$ | $\pm 0,3$ | $\pm 0,3$ | $\pm 0,3$ | $\pm 0,3$ | $\pm 0,25$ | $\pm 0,25$ | $\pm 0,25$ | $\pm 0,2$ | $\pm 0,2$ | $\pm 0,2$ |

В таблице указаны ошибки, включающие погрешности эксперимента и всех опорных сечений.

Таблица III

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов для Ga^{71} .

| | | | | | | | | | | | | | |
|----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| E_n | 222 | 265 | 340 | 420 | 455 | 535 | 635 | 680 | 740 | 770 | 845 | 920 | 1030 |
| кэВ | | | ± 40 | ± 35 | | | ± 35 | | | | ± 35 | ± 55 | ± 55 |
| σ | 49,4 | 43,3 | 42,3 | 39,1 | 28,7 | 23,0 | 21,1 | 18,5 | 18,1 | 17,8 | 17,1 | 15,6 | 14,2 |
| мб | $\pm 3,5$ | $\pm 2,9$ | $\pm 2,4$ | $\pm 2,2$ | $\pm 1,7$ | $\pm 1,9$ | $\pm 1,2$ | $\pm 1,7$ | $\pm 1,1$ | $\pm 1,4$ | $\pm 1,0$ | $\pm 0,9$ | $\pm 0,0$ |
| E_n | 1295 | 1335 | 1610 | 1690 | 1745 | 1860 | 1945 | 2120 | 2210 | 2350 | 2745 | 3150 | |
| кэВ | | ± 50 | ± 75 | | ± 50 | | ± 50 | ± 70 | | ± 50 | ± 50 | ± 50 | |
| σ | 10,7 | 10,1 | 8,8 | 8,1 | 7,5 | 7,5 | 7,4 | 6,6 | 6,6 | 6,4 | 6,7 | 6,3 | |
| мб | $\pm 0,8$ | $\pm 0,7$ | $\pm 0,7$ | $\pm 0,7$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | $\pm 0,5$ | |

В таблице указаны ошибки, включающие погрешности эксперимента и ошибки в сечении деления U^{235} .

Таблица IV

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов для Mo^{98} .

| | | | | | | | | | |
|-------|-----|----------|-----|-----|----------|-----|----------|-----|-----|
| E_n | 230 | 400 | 435 | 550 | 600 | 770 | 815 | 845 | 960 |
| кэВ | | ± 60 | | | ± 55 | | ± 60 | | |

Продолжение к таблице IV

| | | | | | | | | | |
|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| σ | 45,8 | 35,6 | 41,1 | 36,9 | 37,2 | 36,3 | 33,5 | 25,0 | 24,0 |
| $M\sigma$ | $\pm 4,1$ | $\pm 1,9$ | $\pm 3,4$ | $\pm 2,2$ | $\pm 2,4$ | $\pm 2,8$ | $\pm 2,5$ | $\pm 2,1$ | $\pm 2,3$ |
| E_n | 1025 | 1240 | 1300 | 1610 | 1770 | 2220 | 2725 | | |
| $M\sigma$ | ± 60 | ± 50 | | ± 80 | | ± 70 | ± 75 | | |
| σ | 23,3 | 18,5 | 16,2 | 14,1 | 13,0 | 12,6 | 9,8 | | |
| $M\sigma$ | $\pm 1,9$ | $\pm 1,2$ | $\pm 1,6$ | $\pm 1,4$ | $\pm 1,2$ | $\pm 1,3$ | $\pm 1,0$ | | |

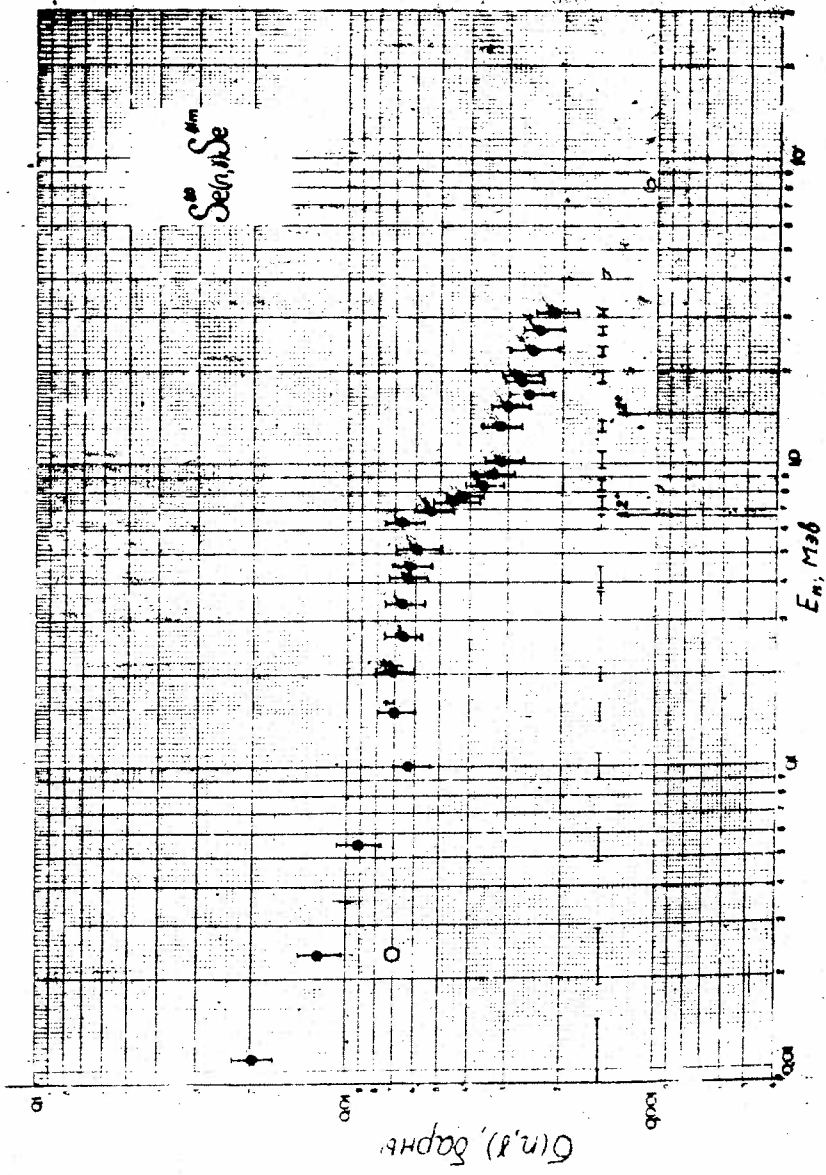
В таблице указаны ошибки, включающие погрешности эксперимента и ошибки в сечении деления U^{235} .

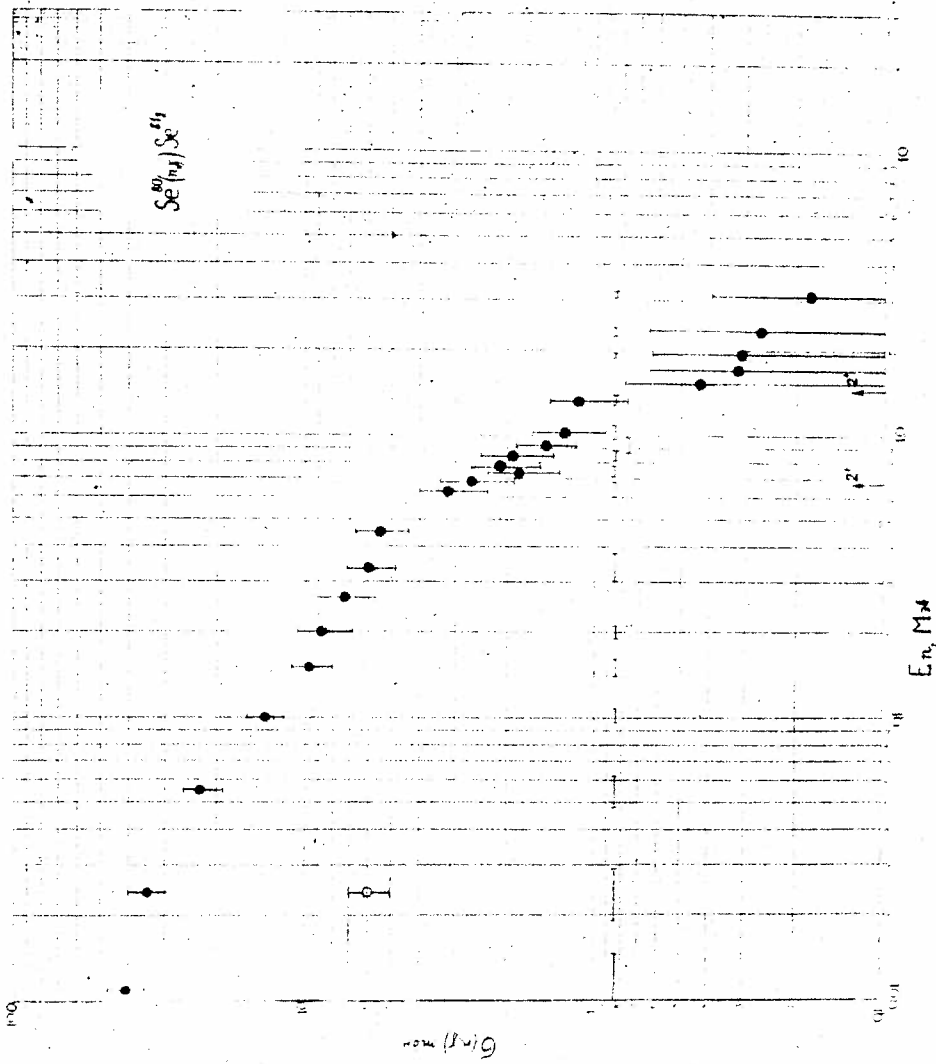
РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 0,01 - 3 Мэв

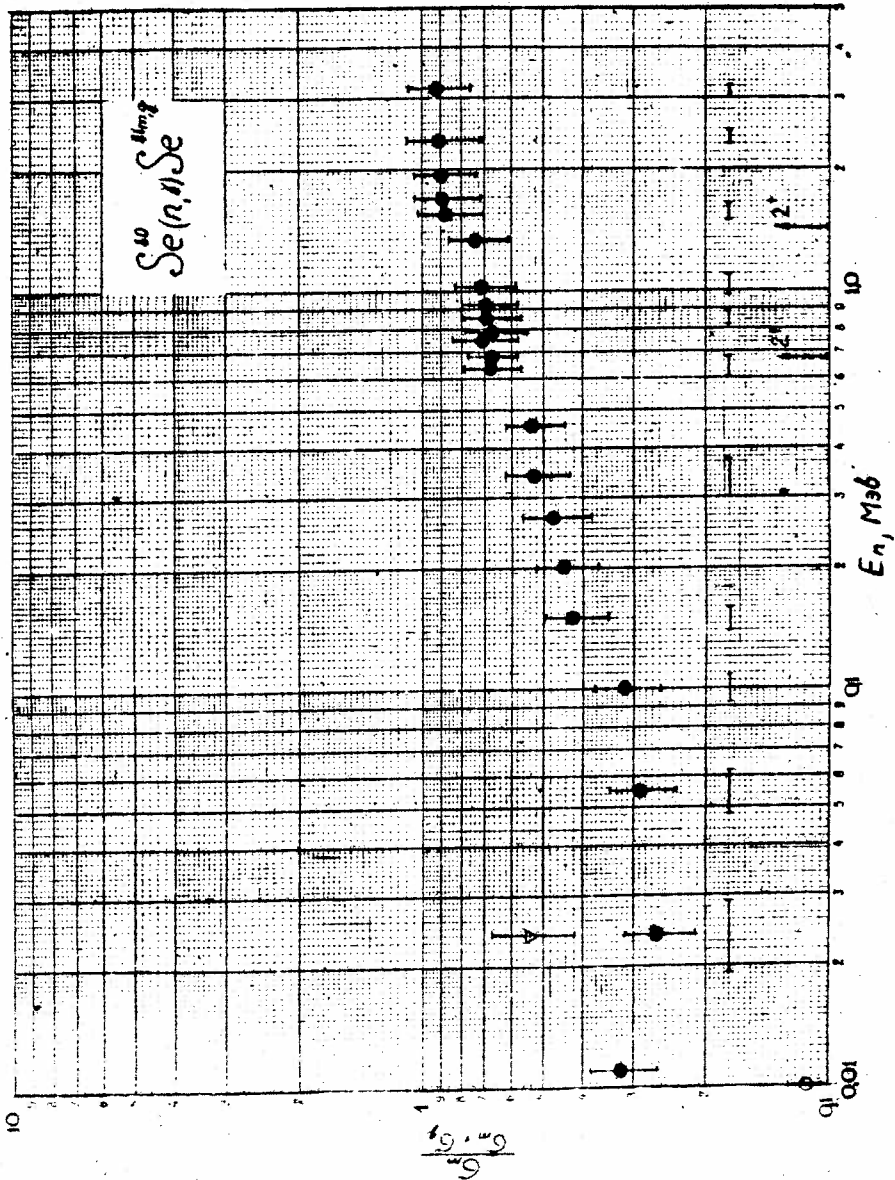
В.Е.Колесов, В.П.Королева, А.В.Малышев,
В.А.Толстиков, Ю.Я.Сталинский

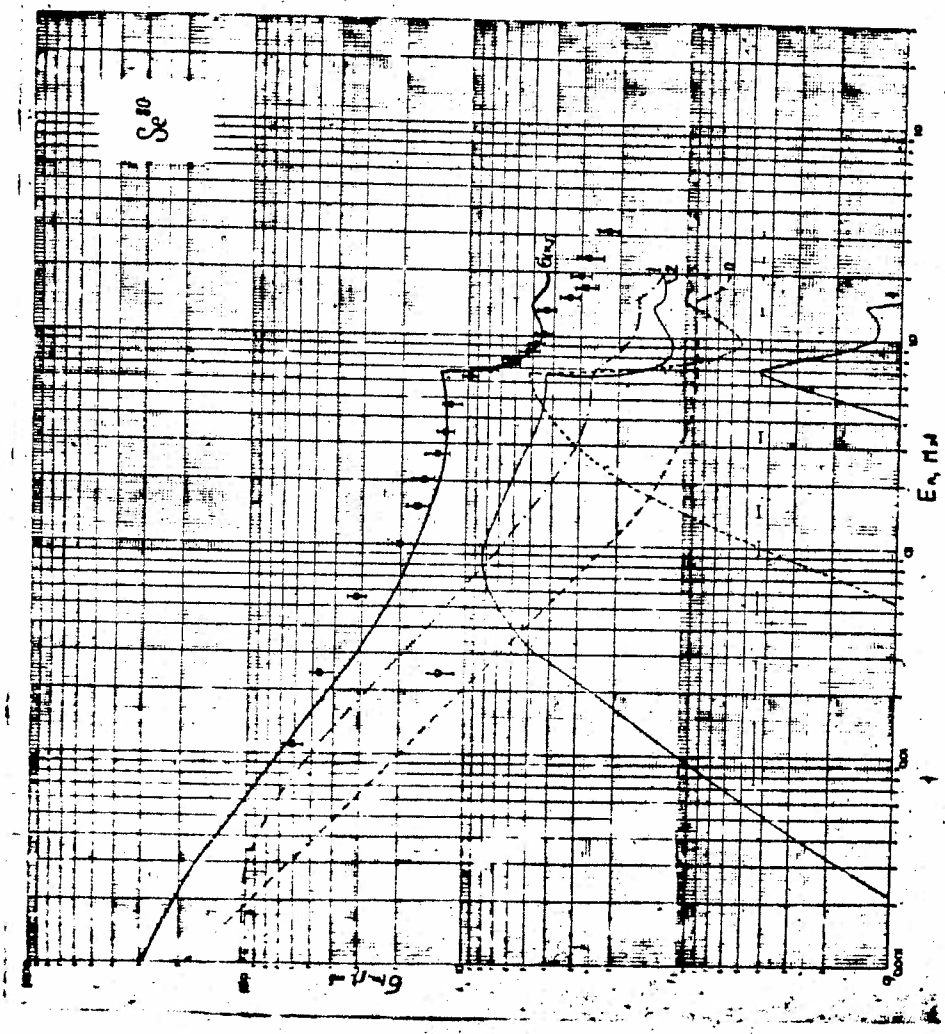
Доложена на Англо-Советском семинаре
"Ядерные константы для расчета реакто-
ров". Дубна, 18-22 июня 1968г. АСС-68/5.

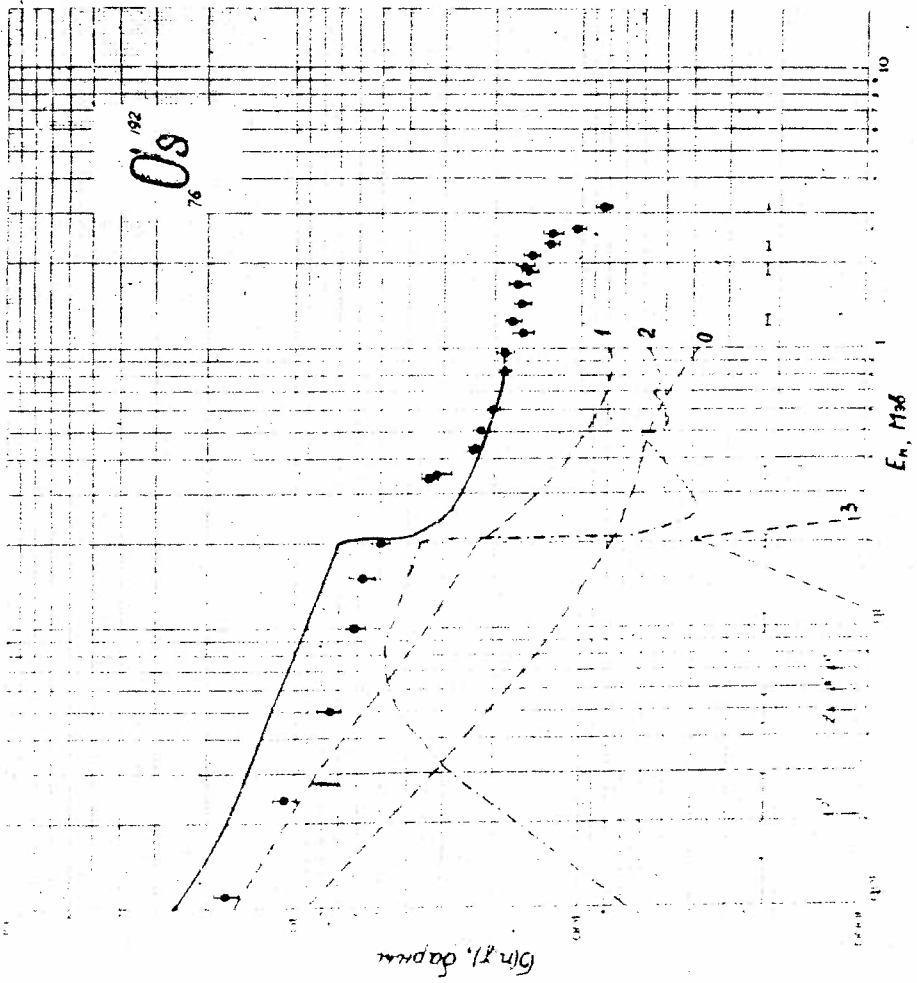
Представлены результаты измерений сечений радиационного захвата Ge^{74} , Ga^{69} , Ga^{71} , Se^{80} , Sb^{121} и Os^{192} , полученные методом активации. В качестве опорных сечений использовались сечения деления U^{235} тепловыми и быстрыми нейтронами. Приведены сечения реакций $Se^{80}(n,\gamma)Se^{81m}$ (рис. 1) и $Se^{80}(n,\gamma)Se^{81}$ (рис. 2), изомерные отношения $\sigma_m/\sigma_m + \sigma_g$ (рис. 3) в реакции радиационного захвата быстрых нейтронов Se^{80} . Результаты измерений сравниваются с расчетами по статистической теории ядерных реакций (рис. 4 - для Se^{80} и рис. 5 для Os^{192}). На рисунках черными точками обозначены результаты настоящей работы; сплошные линии - расчетные значения полного сечения радиационного захвата нейтронов; тонкие и пунктирные линии - вклады в $\sigma(n,\gamma)$ нейтронных волн с $\ell = 0, 1, 2, 3$.











СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 10-350 КЭВ.

А.Г.Довбенко, В.Е.Колесов, В.П.Королева,
В.А.Толстикова

Направлена в журнал "Атомная энергия"

В настоящей работе приводятся результаты измерений и расчетов сечений радиационного захвата нейтронов с энергией 10-350 кэв для изотопов: Cu^{63} , Ga^{69} , Ga^{71} , Ge^{74} , Se^{80} , Rb^{87} , Sb^{121} , Sn^{124} , Te^{128} , Te^{130} , Os^{192} , Ir^{193} .

Измерения проводились на ускорителе Ван-де-Граафа относительным активационным методом в кольцевой геометрии под углом 105° к направлению пучка протонов. Монитором нейтронного потока служила камера деления со слоем U^{235} . Наведенная активность образцов измерялась торцевыми β -счетчиками. Нормировка относительных значений $\sigma(n, \beta)$ осуществлялась в перекрывающихся областях энергий нейтронов по нашим данным, полученным ранее. Расчеты сечений проводились по статистической теории ядерных реакций с привлечением оптической модели для расчета нейтронных проницаемостей. Результаты измерений представлены в таблицах (I - IV), где даны полные ошибки с учетом неопределенностей в опорных сечениях - в сечениях деления U^{235} для тепловых и быстрых нейтронов, а также в сечениях захвата изучаемых изотопов тепловыми нейтронами.

Таблица I

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов изотопом Cu^{63} .

| | | | | | |
|-------------------------------|--------------|----------------|----------------|--------------|----------------|
| $E_n, \text{кэв}$ | 9 ± 5 | 20 ± 6 | $51 \pm 9,4$ | 103 ± 13 | 303 ± 30 |
| $\sigma(n, \beta), \text{мб}$ | 138 ± 13 | $85,2 \pm 6,9$ | $44,2 \pm 4,8$ | $29 \pm 2,6$ | $21,3 \pm 1,6$ |

Таблица 2

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов изотопом Ga^{69} .

| | | | | | |
|-------------------------------|----------------|----------------|---------------|-----------------|-----------------|
| $E_n, \text{кэв}$ | $11 \pm 3,6$ | $27 \pm 5,3$ | $53 \pm 6,7$ | $100 \pm 8,5$ | $150 \pm 10,5$ |
| $\sigma(n, \beta), \text{мб}$ | $247,8 \pm 56$ | $172,1 \pm 39$ | $99,8 \pm 23$ | $60,7 \pm 13,9$ | $56,7 \pm 13,2$ |

Продолжение к таблице 2.

| | | | |
|--------------------------------|-----------------|----------------|----------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | 202 ± 11 | 266 ± 13 | 338 ± 17 |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $51,6 \pm 11,8$ | $42,6 \pm 9,6$ | $37,8 \pm 8,5$ |

Таблица 3

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов изотопом ^{71}Ga

| | | | | | | | |
|--------------------------------|----------------|--------------|---------------|---------------|-----------------|-----------------|----------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,6$ | $27 \pm 5,3$ | $53 \pm 6,7$ | $100 \pm 8,5$ | $150 \pm 10,5$ | 202 ± 11 | 266 ± 15 |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $300,6 \pm 64$ | 164 ± 34 | $87,7 \pm 20$ | $63,1 \pm 15$ | $54,5 \pm 13,5$ | $49,4 \pm 10,7$ | $43,3 \pm 9,1$ |
| $E_n, \text{кэВ}$ | 338 ± 17 | | | | | | |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $42,3 \pm 9$ | | | | | | |

Таблица 4

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов естественной смеси изотопов ^{69}Ga

| | | | | | | | |
|--------------------------------|----------------|--------------|--------------|---------------|----------------|--------------|----------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,6$ | $27 \pm 5,3$ | $53 \pm 6,7$ | $100 \pm 8,5$ | $150 \pm 10,5$ | 202 ± 11 | 338 ± 17 |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $268,8 \pm 42$ | 169 ± 27 | 95 ± 16 | 62 ± 10 | $56 \pm 9,6$ | $51 \pm 8,3$ | $39,6 \pm 6,1$ |

Таблица 5

Результаты измерений сечений реакции $^{80}\text{Se}(n, \gamma)^{81}\text{Se}$

| | | | | | | |
|--------------------------------|----------------|--------------|----------------|----------------|---------------|---------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,6$ | $24 \pm 4,8$ | 55 ± 7 | $100 \pm 8,5$ | 150 ± 11 | 338 ± 17 |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $41,6 \pm 6,2$ | 34 ± 5 | $22,7 \pm 3,2$ | $13,8 \pm 2,0$ | $9,6 \pm 1,6$ | $5,9 \pm 1,1$ |

Таблица 6

Результаты измерений сечений реакции $^{80}\text{Se}(n, \gamma)^{81\text{m}}\text{Se}$

| | | | | | | | | |
|--------------------------------|----------------|--------------|---------------|---------------|----------------|--------------|---------------|---------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,6$ | $24 \pm 4,8$ | 55 ± 7 | $100 \pm 8,5$ | $150 \pm 10,5$ | 202 ± 11 | 266 ± 15 | 338 ± 17 |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $19,9 \pm 3,1$ | 12 ± 2 | $9,2 \pm 1,5$ | $6,3 \pm 0,9$ | $7 \pm 1,1$ | $6,7 \pm 1$ | $6,5 \pm 0,9$ | $6,5 \pm 0,9$ |

Таблица 7

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов
изотопом Se^{80} .

| | | | | | | |
|-------------------------------|--------------|----------------|--------------|---------------|----------------|----------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,6$ | $24 \pm 4,8$ | 55 ± 7 | $100 \pm 8,5$ | 150 ± 11 | 338 ± 17 |
| $\sigma(n,\gamma), \text{мб}$ | $61,5 \pm 6$ | $48,8 \pm 4,7$ | $32 \pm 3,1$ | $20 \pm 1,9$ | $16,6 \pm 1,5$ | $12,5 \pm 1,1$ |

Таблица 8

Измеренные отношения для реакций $Se^{80}(n,\gamma) Se^{81m,\beta}$

| | | | | | | |
|-------------------------------|------------------|------------------|--------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,5$ | $24 \pm 4,8$ | 55 ± 7 | $100 \pm 8,5$ | 150 ± 11 | 338 ± 17 |
| $\sigma(n,\gamma), \text{мб}$ | $0,324 \pm 0,06$ | $0,262 \pm 0,05$ | $0,289 \pm 0,0054$ | $0,315 \pm 0,057$ | $0,422 \pm 0,076$ | $0,524 \pm 0,091$ |

Таблица 9.

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов изотопом
 Rb^{87} .

| | | | | | | |
|-------------------------------|-----------------|--------------|--------------|---------------|--------------|---------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,6$ | $24 \pm 4,8$ | $50 \pm 5,8$ | 102 ± 8 | 150 ± 10 | 300 ± 17 |
| $\sigma(n,\gamma), \text{мб}$ | $51,5 \pm 13,5$ | $34 \pm 8,9$ | 18 ± 5 | $9,3 \pm 2,6$ | $10 \pm 2,8$ | $8,6 \pm 2,3$ |

Таблица 10.

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов
изотопом Sb^{121} .

| | | | | | | | |
|-------------------------------|----------------|----------------|---------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,6$ | $24 \pm 4,8$ | $50 \pm 5,8$ | 102 ± 8 | 152 ± 10 | 200 ± 12 | 394 ± 18 |
| $\sigma(n,\gamma), \text{мб}$ | 1418 ± 217 | 1096 ± 165 | 685 ± 103 | 310 ± 47 | 227 ± 35 | 221 ± 35 | 161 ± 24 |

Таблица 11.

Результаты измерений сечений реакции $Sn^{124}(n,\gamma) Sn^{125g}$

| | | | | | | | |
|-------------------------------|----------------|----------------|----------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | 9 ± 5 | $20 \pm 6,4$ | 51 ± 9 | 103 ± 13 | 155 ± 17 | 217 ± 28 | 250 ± 30 |
| $\sigma(n,\gamma), \text{мб}$ | $28,5 \pm 6,5$ | $18,1 \pm 4,1$ | $10,2 \pm 2,6$ | $6,8 \pm 1,6$ | $5,4 \pm 1,2$ | $5,8 \pm 1,3$ | $5,1 \pm 1,2$ |
| $E_n, \text{кэВ}$ | 338 ± 30 | | | | | | |
| $\sigma(n,\gamma), \text{мб}$ | $4,7 \pm 1$ | | | | | | |

Таблица 12.

Результаты измерений сечений реакции $Te^{128}(n, \gamma)Te^{129g}$

| | | | | | | | |
|--------------------------------|----------------|---------------|--------------|--------------|-------------|--------------|----------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,6$ | $24 \pm 5,3$ | $50 \pm 5,8$ | 56 ± 5 | 102 ± 9 | 150 ± 10 | 250 ± 13 |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $77,5 \pm 22$ | $53,5 \pm 15$ | $27 \pm 7,3$ | $24 \pm 7,2$ | 17 ± 5 | $15 \pm 4,5$ | $12,7 \pm 3,5$ |
| $E_n, \text{кэВ}$ | 338 ± 17 | | | | | | |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $12,2 \pm 3,3$ | | | | | | |

Таблица 13.

Результаты измерений сечений реакции $Te^{130}(n, \gamma)Te^{131g}$

| | | | | | | |
|--------------------------------|----------------|---------------|--------------|---------------|-------------|--------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,6$ | $24 \pm 5,3$ | $50 \pm 6,7$ | 76 ± 7 | 102 ± 9 | 200 ± 12 |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $16,3 \pm 5,5$ | $14 \pm 4,8$ | 12 ± 4 | $8,6 \pm 2,9$ | $5,8 \pm 2$ | $5,9 \pm 2$ |
| $E_n, \text{кэВ}$ | 289 ± 25 | 338 ± 17 | | | | |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $5,3 \pm 1,8$ | $5,1 \pm 1,7$ | | | | |

Таблица 14.

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов
изотопом Os^{192} .

| | | | | | | |
|--------------------------------|--------------|--------------|--------------|-------------|--------------|--------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $11 \pm 3,6$ | $24 \pm 4,8$ | $50 \pm 5,8$ | 102 ± 8 | 152 ± 10 | 202 ± 11 |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | 173 ± 46 | 108 ± 29 | 75 ± 20 | 62 ± 16 | 58 ± 16 | 52 ± 14 |
| $E_n, \text{кэВ}$ | 338 ± 37 | 350 ± 18 | | | | |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | $34 \pm 8,7$ | 32 ± 9 | | | | |

Таблица 15.

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов
изотопом Jr^{193}

| | | | | | | |
|--------------------------------|----------------|----------------|----------------|---------------|---------------|--------------|
| $E_n, \text{кэВ}$ | $10 \pm 4,5$ | $25 \pm 5,3$ | 51 ± 9 | 103 ± 13 | 155 ± 17 | 377 ± 47 |
| $\sigma(n, \gamma), \text{мб}$ | 2662 ± 650 | 1501 ± 370 | 1214 ± 300 | 662 ± 162 | 559 ± 137 | 291 ± 71 |

МЕТОДЫ ИНТЕРПОЛЯЦИИ, ОЦЕНКИ И КОМПАКТНОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ
АННЫХ ПО УПРУГОМУ И НЕУПРУГОМУ РАССЕЯНИЮ НЕЙТРОНОВ

В.И. Попов, В.М. Случевская, В.И. Трыкова

Должена на Англо-Советском семинаре "Ядерные константы для расчета реакторов".

Дубна, 18-22 июня 1968г.

АСС-68/II

Предлагается метод интерполяции экспериментальных результатов по неупругому рассеянию нейтронов с целью расчета рекомендованных спектров неупруго рассеянных нейтронов. В итоге интерполяции все данные по неупругому рассеянию нейтронов для одного ядра сводятся к значениям 120 констант, из которых с помощью простого алгоритма вычисляются нейтронные спектры при любой начальной энергии нейтронов от 0 до 15 Мэв.

В качестве инструмента интерполяции угловых распределений упруго рассеянных нейтронов используется оптическая модель ядра. Предварительно из анализа результатов эксперимента находится зависимость от энергии нейтронов коэффициентов разложения угловых распределений в ряд по полиномам Лежандра. Затем, с помощью поисковых машинных программ определяются энергетические зависимости параметров оптического потенциала, которые обеспечивают удовлетворительное согласие расчетных угловых распределений со сглаженными экспериментальными.

На основе найденных энергетических зависимостей параметров рассчитываются дифференциальные упругие сечения в неисследованных областях начальных энергий нейтронов.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЧЕТЫ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ
С НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 14,3 МэВ НА ЯДРАХ U^{238} , Tl^{232} ,
 Mg , Ca , Fe .

О.А.Сальников, Г.Н.Левчикова, Г.В.Котельникова, В.И.Марова,
А.М.Труфанов, Н.И.Фетисов, А.А.Иванов

Допущена на Англо-Советском семинаре
"Ядерные константы для расчета реак-
торов".

Дубна, 18-22 июня 1968г.
АСС-68/4

В работе приведены результаты измерения угловых распределений не-
упруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 14,3 МэВ на ядрах
 U^{238} , Tl^{232} , Mg , Ca , Fe . Измерения проводились на спектрометре
по времени пролета в цилиндрической геометрии; разрешающее время спект-
рометра 3-7 нс, пролетная база 2 метра, порог регистрации нейтронов
100 кэВ, частота повторения импульсов 2 МГц. Детектором служил жид-
костный сцинтиллятор, работающий в сборке с двумя ФЭУ-36. Измерения
для различных углов спектры неупруго рассеянных нейтронов дали возмо-
жность получить кроме угловых распределений ядерные температуры и пара-
метры плотности ядерных уранов. Результаты приведены в таблице 1.

Таблица I

| Ядро | $T_{эфф}$ (МэВ) | | | | | T_i (МэВ) | | | | | T_i (МэВ) средн | $\sigma_{р}$ МэВ ⁻¹ нагт рдб средн рдб 5 | $\frac{\sigma_{ср}}{\sigma_{ср}(90^\circ)}$ (0,0-4 МэВ) | | | $\frac{\sigma_{ср}}{\sigma_{ср}(90^\circ)}$ (4-14 МэВ) | | | | | | | | | | | |
|-------------------|-----------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|----------------------|--|---|---------------|---------------|--|--------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| | 30° | 60° | 90° | 120° | 150° | 30° | 60° | 90° | 120° | 150° | | | 30° | 60° | 90° | 30° | 60° | 90° | 30° | 60° | 90° | | | | | | |
| Fe | 0,86± 0,09 | 0,85± 0,09 | 0,80± 0,08 | 0,77± 0,08 | 0,72± 0,07 | 0,72± 0,07 | 0,72± 0,07 | 0,72± 0,07 | 0,72± 0,07 | 0,72± 0,07 | 1,66± 0,17 | 1,48± 0,15 | 1,55± 0,15 | 1,54± 0,15 | 1,53± 0,15 | 1,55± 0,15 | 5,25± 1,0 | 6,9 | 0,88± 0,04 | 0,99± 0,05 | 0,84± 0,09 | 0,88± 0,04 | 1,20± 0,12 | 0,80± 0,08 | 0,80± 0,08 | 0,86± 0,09 | 0,69± 0,07 |
| Ca | 0,80± 0,08 | 0,62± 0,06 | 0,63± 0,08 | 0,64± 0,06 | 0,65± 0,06 | 0,71± 0,07 | 0,65± 0,06 | 0,65± 0,06 | 0,65± 0,06 | 0,65± 0,06 | 1,38± 0,14 | 1,24± 0,12 | 1,24± 0,12 | 1,23± 0,12 | 1,23± 0,12 | 1,23± 0,12 | 8,5± 1,7 | 8,0 | 0,87± 0,04 | 1,13± 0,05 | 0,99± 0,05 | 0,98± 0,05 | 1,35± 0,05 | 1,26± 0,05 | 1,26± 0,05 | 0,96± 0,10 | 0,70± 0,07 |
| Nb | 0,78± 0,08 | 0,79± 0,08 | 0,79± 0,08 | 0,78± 0,08 | 0,78± 0,08 | 0,78± 0,08 | 0,78± 0,08 | 0,78± 0,08 | 0,78± 0,08 | 1,35± 0,14 | 1,25± 0,12 | 1,25± 0,12 | 1,12± 0,11 | 1,12± 0,11 | 1,12± 0,11 | 10,1± 1,0 | 10,7 | 0,85± 0,05 | 1,06± 0,05 | 0,95± 0,05 | 1,01± 0,05 | 1,33± 0,11 | 1,33± 0,11 | 1,33± 0,11 | 0,82± 0,08 | 0,76± 0,08 | |
| ²³² Th | 0,46± 0,05 | 0,43± 0,04 | 0,44± 0,04 | 0,41± 0,04 | 0,42± 0,04 | 0,43± 0,04 | 0,43± 0,04 | 0,43± 0,04 | 0,43± 0,04 | 0,65± 0,07 | 0,61± 0,06 | 0,60± 0,06 | 0,54± 0,05 | 0,57± 0,06 | 0,57± 0,06 | 37,5± 7,5 | 26,5 | 1,12± 0,17 | 1,10± 0,17 | 0,92± 0,14 | 0,92± 0,14 | 0,92± 0,14 | 0,92± 0,14 | 0,92± 0,14 | 0,92± 0,14 | 0,92± 0,14 | 0,92± 0,14 |
| ²³⁸ U | 0,48± 0,05 | 0,48± 0,05 | 0,49± 0,05 | 0,44± 0,04 | 0,44± 0,04 | 0,47± 0,05 | 0,47± 0,05 | 0,47± 0,05 | 0,47± 0,05 | 0,66± 0,07 | 0,66± 0,07 | 0,66± 0,07 | 0,62± 0,06 | 0,60± 0,06 | 0,60± 0,06 | 33,18± ±6,6 | 28,5 | 1,17± 0,18 | 0,93± 0,14 | 1,04± 0,16 | 1,04± 0,16 | 1,04± 0,16 | 1,04± 0,16 | 1,04± 0,16 | 1,04± 0,16 | 1,04± 0,16 | 1,04± 0,16 |

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ КВАДРУПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ

Н.С.Работнов, А.А.Серегин

Направлена в журнал "Ядерная физика"

Обсуждается выбор оператора потенциальной энергии квадрупольных поверхностных колебаний четно-четных ядер, зависящего от обзех деформационных переменных. Предлагается метод точного численного решения уравнения Шредингера коллективной модели с выбранным потенциалом, обеспечивающий достаточную точность в переходной по деформациям области, где плохо работают использованные до сих пор приближения. Полученные результаты позволяют проследить за превращением эквидистантного вибрационного спектра сферического ядра во вращательно-колебательный спектр сильно деформированных ядер.

ВЛИЯНИЕ ДИСКРЕТНОЙ СТРУКТУРЫ ОДНОЧАСТИЧНОГО СПЕКТРА НА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ ЯДЕР

А.В.Игнатюк, Д.Н.Шубин

Направлена в журнал "Ядерная физика"

Проведены расчеты термодинамических характеристик возбужденных состояний ядер с использованием одночастичного спектра потенциала Нильсона. Рассмотрено влияние парных корреляций на зависимость термодинамических функций ядер от энергии возбуждения. Результаты расчетов достаточно хорошо описывают экспериментальные данные по плотности возбужденных состояний ядер в широком диапазоне массовых чисел. В таблице I проведено сравнение полученных из эксперимента [1] и вычисленных значений энтропии для ряда ядер.

Таблица 1

| Элемент | A | B_n МэВ | a МэВ ⁻¹ | $\delta_{экт}$ МэВ | $S_{экт}$ | $S_{теор}$ | $E_{экт}$ МэВ | $T_{кр}$ МэВ |
|---------|-----|--------------|--------------------------|-----------------------|-----------|------------|------------------|-----------------|
| Cr | 54 | 9,72 | 7,40 | 2,81 | 16,2 | 14,9 | 4,92 | 0,74 |
| Fe | 58 | 10,05 | 6,75 | 3,11 | 13,8 | 16,0 | 4,43 | 0,73 |
| Ni | 62 | 10,59 | 7,55 | 3,28 | 14,9 | 16,0 | 2,60 | 0,68 |
| Zn | 68 | 10,20 | 9,05 | 3,18 | 16,2 | 16,4 | 2,54 | 0,72 |
| Se | 88 | 11,09 | 9,40 | 2,93 | 15,5 | 17,0 | 0,68 | 0,73 |
| Zr | 92 | 8,65 | 11,4 | 2,13 | 17,2 | 17,2 | 2,69 | 0,71 |
| Cd | 112 | 9,05 | 17,6 | 2,79 | 21,0 | 19,2 | 3,27 | 0,67 |
| Cd | 114 | 9,06 | 17,8 | 2,87 | 21,0 | 19,4 | 4,72 | 0,66 |
| Sn | 116 | 9,50 | 15,3 | 2,48 | 20,7 | 18,5 | 2,56 | 0,64 |
| Sn | 118 | 9,36 | 15,6 | 2,62 | 20,2 | 18,7 | 3,86 | 0,64 |
| Sn | 120 | 9,11 | 14,3 | 2,81 | 19,0 | 18,6 | 4,57 | 0,63 |
| Te | 124 | 9,42 | 17,2 | 2,68 | 21,5 | 21,1 | 7,15 | 0,65 |
| Te | 126 | 9,10 | 16,6 | 2,65 | 21,1 | 20,9 | 6,90 | 0,63 |
| Nd | 144 | 7,81 | 16,9 | 2,36 | 19,2 | 20,8 | 3,74 | 0,55 |
| Nd | 146 | 7,58 | 18,6 | 2,19 | 20,0 | 21,6 | 4,45 | 0,54 |
| Sm | 148 | 8,12 | 20,0 | 2,49 | 21,4 | 23,0 | 4,42 | 0,55 |
| Sm | 150 | 8,01 | 22,5 | 2,72 | 22,2 | 23,2 | 4,67 | 0,54 |

B_n - энергия связи нейтрона, $\delta_{экт}$ - энергия спектра, используемая для определения эффективной энергии возбуждения U^* ; B_n - $\delta_{экт}$; [1], $S_{экт}$ - значение энтропии, найденное из экспериментальных данных по вероятности нейтроновых реакций, $S_{теор} = 2\sqrt{a}U^*$; $S_{теор}$ - расчетное значение энтропии энергии конденсации в критическом состоянии.

ПЛОТНОСТЬ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

А.В.Игнатик

Направлена в журнал "Ядерная физика"

Изучена возможность учета влияния неспаренной частицы на термодинамические характеристики ядра в модели со спариванием при температуре отличной от нуля. Переход к простой модели невзаимодействующих частиц выше точки фазового перехода требует введения эффективной энергии возбуждения

$$U^* = U - E_{\text{конг}}$$

и результаты расчетов энергии конденсации $E_{\text{конг}}$ для простой и нейтронной компонент с одночастичным спектром модели Нильссона представлены на рис.1.

При анализе экспериментальных данных по плотности возбужденных состояний ядер для эффективной энергии возбуждения обычно используют выражение [1]

$$U^* = U - \delta$$

где $\delta = 0$ для нечетной компоненты и равно энергии спаривания для четной. Полученная таким путем U не соответствует предсказуемому теорией, так как δ заметно отличается от энергии конденсации. Из рис.1 видно, что δ соответствует скорее разности энергий конденсации четной и нечетной систем. Таким образом, проводимая в настоящее время обработка экспериментальных данных по параметру плотности уровней \underline{a} [1] соответствует не переходу к параметру \underline{a} невзаимодействующих частиц, а является просто совмещением семейств кривых параметра \underline{a} для нечетных, четно-четных и нечетно-нечетных ядер.

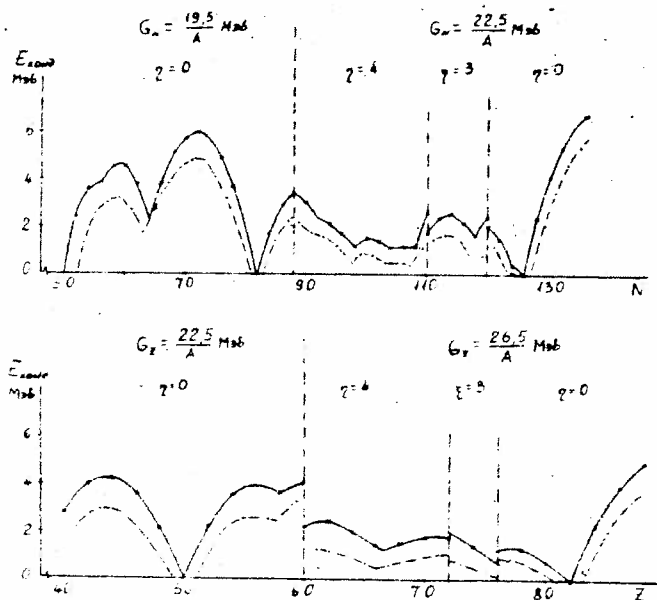


Рис. 1. Энергии конденсации для четного * — и нечетного — — числа нуклонов.
(γ - параметр деформации потенциала Нильссона).

1. T. Eronson, *Adv. in Phys.*, 9, 425 (1960)
- A. В. ШЛЕЙСЕР, *ЖЭТФ*, 45, 316. (1963)
- A. Gilbert, A. Cameron, *Can. J. Phys.*, 43, 1446. (1965)
- E. Eriks et al *novo Ann.*, 22, 1256 (1961).

К ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ АТОМНЫХ ЯДЕР

Ю.В.Соколов, В.С.Ставицкий

Предпринята попытка по имеющимся спектроскопическим данным из реакций (p, p') , (d, p) построить термодинамику атомных ядер. Проведен анализ функции состояния

$$Z(\beta) = \sum_{k=0}^{\infty} \Omega_k e^{-\beta E_k} \quad (I)$$

Так как на эксперименте мы не имеем полного энергетического спектра (число наблюдаемых уровней всегда конечно) и статистических весов каждого уровня и часть уровней может быть пропущена, то были произведены оценки влияния различных факторов на систему с эквидистантным спектром в термостате.

В частности произведены оценки влияния на термодинамические функции обрыва спектра на k -ом уровне, пропуска в спектре каждого k -ого уровня и различные виды вырождений.

При анализе экспериментальных спектров учет влияния обрыва и пропуск уровней на термодинамические характеристики производится с использованием модели независимых Ферми-частиц. Показано, что для ядер Ca^{44} , Cr^{51} , $Fe^{55,58}$, $Ni^{59,61}$ доля пропущенных уровней составляет $\sim 10\%$, а имеющихся уровней достаточно для вычисления $Z(\beta)$, если температура $\leq 0,5$ Мэв.

Для того, чтобы описать достаточно точно статистические свойства ядер в интервале наблюдаемых температур ($T \sim 1$ Мэв) согласно оценкам по модели независимых ферми-частиц, необходимо знание спектров возбужденных состояний в более широком интервале энергий вплоть до 20 Мэв.

ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ АТОМНЫХ ЯДЕР

Ю.Н.Шубин

Доложена на Англо-Советском семинаре
"Ядерные константы для расчета реакто-
ров".

Дубна, 18-22 июня 1968г.

АСС-68/4

В работе излагаются состояние и возможности статистического метода для описания плотности ядерных уровней, определяющих средние ширины различных процессов (радиационную, нейтронную, делительную). Показано, что использование модели почти не взаимодействующих частиц с феноменологическим учетом остаточного взаимодействия (спаривание) дает удовлетворительное описание имеющихся экспериментальных данных, а учет детальной корреляции основного параметра теории плотности уровней (параметр a) с оболочечной структурой позволяет вычислить эту величину с точностью, близкой к экспериментальной, во всех интересующих практику случаях, включая и область осколков деления. Предлагается метод точного рассмотрения термодинамических свойств ядер с учетом дискретного, вырожденного спектра модели оболочек (схема Нильссона) и приводятся соответствующие результаты численных расчетов как для системы не взаимодействующих частиц, так и в модели с учетом парных корреляций сверхпроводящего типа.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИЗОЛИРОВАННОГО ФЕРМИ-ГАЗА

Э.С.Ставицкий, Ю.Н.Шубин

В работе исследуется уравнение состояния ферми-газа, находящегося в тепловой изоляции. Показано, что если число частиц невелико, то при достаточно малых энергиях возбуждения уравнение состояния такой системы может заметно отличаться от уравнения состояния ферми-газа, погруженного в термостат.

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА НА
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦАХ

Н.Н.Краснов

Получены основные формулы для определения примесей методом активационного анализа на заряженных частицах. Формулы основаны на использовании понятия выхода изотопа и приближенного выражения для пробега заряженных частиц в веществе [1].

Когда элемент (L) содержится в материале (M) в качестве одного из компонент или в виде гомогенной примеси, активность изотопа (K), образующегося из этого элемента, определяется следующим соотношением:

$$N_{LM}^K = B_L \gamma_{LM} \int \frac{P_M}{P_L} \left(\frac{1 - e^{-\lambda_K t}}{\lambda_K} \right) \quad (1)$$

Здесь N_{LM}^K (расп./сек.) - активность изотопа (K) в конце облучения;
 B_L (расп./сек.мк.ч.) - выход изотопа (K) при облучении толстой мишени, целиком состоящей из элемента (L);

γ_{LM} - относительное весовое содержание элемента (L) в материале (M);
 P_M и P_L - коэффициенты, пропорциональные пробегу частиц в материале (M) и в элементе (L);

I (мкА) - ток пучка; t (ч) - время облучения; λ_K (1/ч) - постоянная распада изотопа (K).

Значения коэффициентов P для различных элементов представлены в таблице, они были вычислены по формуле:

$$P = \frac{A}{Z_A} \cdot I_A^{1/4} \quad (2)$$

A и Z_A - массовое число и относительный заряд облучаемого элемента;
 I_A (кэВ) - эффективный потенциал ионизации облучаемого элемента.

В том случае, когда облучаемый материал состоит из нескольких элементов, коэффициент P_{Σ} определяется способом, аналогичным правилу Брегга:

$$\frac{1}{P_{\Sigma}} = \frac{m_1}{P_1} + \frac{m_2}{P_2} + \dots + \frac{m_s}{P_s} \quad (3)$$

Здесь P_1, P_2, \dots, P_c - коэффициенты отдельных компонент;
 m_1, m_2, \dots, m_c - содержание отдельных компонент в долях от общего веса.

Формула (I) позволяет определять величину примеси η_{im} абсолютным методом, если известно значение выхода изотопа ${}^k B_i$.

Для определения примесей относительным методом, т.е. путем сравнения с эталоном, облученным в одинаковых условиях с исследуемым материалом, получена следующая формула:

$$\eta_{im} = \eta_{i3} \frac{{}^k N_{im} P_3}{N_{i3} P_m} \quad (4)$$

Здесь η_{i3} - относительное весовое содержание элемента (L) в эталоне (Э); ${}^k N_{i3}$ - активность изотопа (K) в облученном эталоне;
 P_3 - коэффициент, пропорциональный пробегу частиц в веществе эталона.

Если имеются экспериментальные данные по выходам изотопов, то возможно абсолютное определение примесей даже в том случае, когда из разных элементов примеси образуется одинаковый изотоп. Например, для случая двух элементов (L) и (L'), из которых образуется одинаковый изотоп (K), формула (I) примет вид:

$${}^k N_{(L+L')} = (B_L \eta_{Lm} \frac{1}{P_L} + B_{L'} \eta_{L'm} \frac{1}{P_{L'}}) P_m \gamma \left(\frac{1-\epsilon}{\lambda_K} \right) \quad (5)$$

Облучив исследуемый материал дважды (при разных значениях выходов), получим систему двух уравнений с двумя неизвестными (η_{Lm} и $\eta_{L'm}$), которые легко определяются.

Во всех вышеуказанных случаях предполагалось, что толщина облучаемых образцов и эталонов больше пробега частиц.

Таблица I

Значения коэффициентов $P = \frac{A}{Z_A} (I_A)^{1/4}$ для различных элементов.

| | | | | | | | | | |
|----|-------|----|-------|----|-------|----|-------|----|-------|
| H | 0,364 | Ca | 1,391 | Y | 1,832 | Ce | 2,126 | Iz | 2,345 |
| He | 0,833 | Sc | 1,502 | Zr | 1,844 | Pr | 2,111 | Pt | 2,357 |
| Li | 1,066 | Ti | 1,541 | Nb | 1,842 | Nd | 2,132 | Au | 2,356 |
| Be | 1,115 | V | 1,588 | Mo | 1,868 | Pm | 2,117 | Hg | 2,377 |
| B | 1,120 | Cr | 1,562 | Tc | 1,892 | Sm | 2,167 | Tl | 2,399 |
| C | 1,078 | Mn | 1,599 | Ru | 1,898 | Eu | 2,163 | Pb | 2,409 |
| N | 1,114 | Fe | 1,576 | Rh | 1,899 | Gd | 2,211 | Bi | 2,408 |
| O | 1,147 | Co | 1,615 | Pd | 1,930 | Tb | 2,209 | Po | 2,398 |
| F | 1,243 | Ni | 1,565 | Ag | 1,925 | Dy | 2,223 | At | 2,376 |
| Ne | 1,214 | Cu | 1,648 | Cd | 1,970 | Ho | 2,240 | Rn | 2,489 |
| Na | 1,281 | Zn | 1,650 | In | 1,985 | Er | 2,245 | Fr | 2,478 |
| Mg | 1,265 | Ga | 1,716 | Sn | 2,020 | Tm | 2,243 | Ra | 2,490 |
| Al | 1,324 | Ge | 1,743 | Sb | 2,041 | Yb | 2,272 | Ac | 2,479 |
| Si | 1,298 | As | 1,758 | Te | 2,106 | Lu | 2,273 | Th | 2,512 |
| P | 1,358 | Se | 1,809 | J | 2,065 | Hf | 2,293 | Pa | 2,481 |
| S | 1,330 | Br | 1,790 | Xe | 2,105 | Ta | 2,300 | U | 2,534 |
| Cl | 1,402 | Kr | 1,837 | Cs | 2,102 | W | 2,313 | Np | 2,502 |
| Ar | 1,509 | Rb | 1,835 | Ba | 2,141 | Re | 2,318 | Pu | 2,535 |
| K | 1,414 | Sr | 1,843 | La | 2,136 | Os | 2,344 | | |

ВЫХОДЫ ИЗОТОНОВ N^{13} , C^{11} , F^{18} ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ УГЛЕРОДА И КИСЛОРОДА МЕТОДОМ АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА НА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦАХ (p, d, He^3, α).

Н.Н.Краснов, П.П.Дмитриев, З.П.Дмитриева,
И.О.Константинов, Г.А.Молин

Получены экспериментальные данные зависимости выхода изотопов N^{13} , C^{11} , F^{18} от энергии бомбардирующих частиц при облучении толстых мишеней углерода и кислорода протонами, дейтонами, ионами He^3 и α -частицами. Образцы облучались на внешней пучке полутораметрового циклотрона ФЭИ ГК ИАЭ СССР, позволяющем ускорять протоны до ~ 22 Мэв, дейтоны до ~ 22 Мэв, ионы He^3 до ~ 30 Мэв, α -частицы до ~ 44 Мэв. Энер-

гия частиц варьировалась с помощью тормозящих фольг. Полная погрешность в определении значений выходов составляет $\pm 10\%$. Значения выходов даны в распадах в секунду на микроамперчас (расп./сек.мкА.ч.). Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что все четыре типа частиц обеспечивают высокие выходы изотопов, а, следовательно, и высокую чувствительность при активационном анализе.

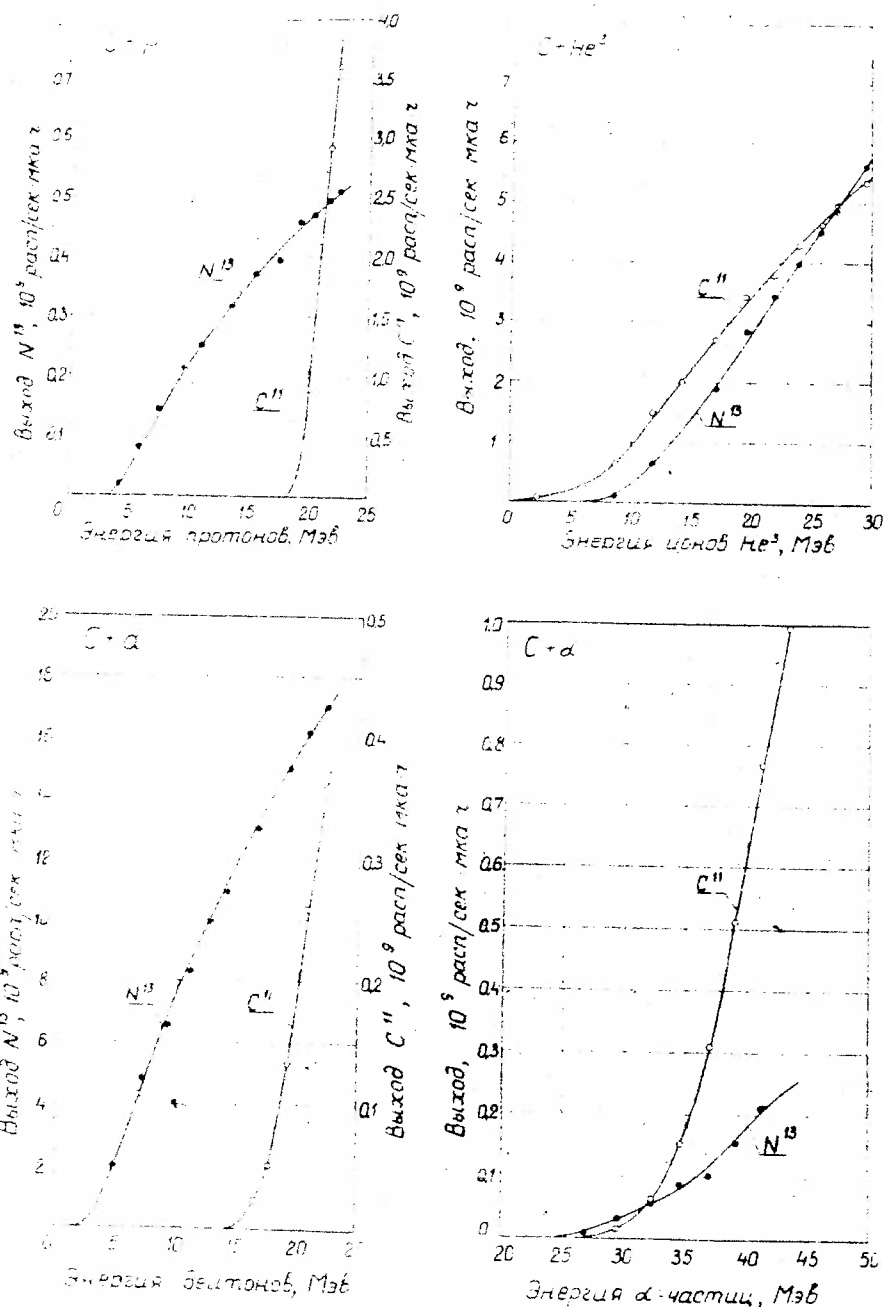


Рис. 1. Выходы изотопов N^{13} и C^{11} при облучении углерода протонами, дейтронами, ионами He^3 и α -частицами.

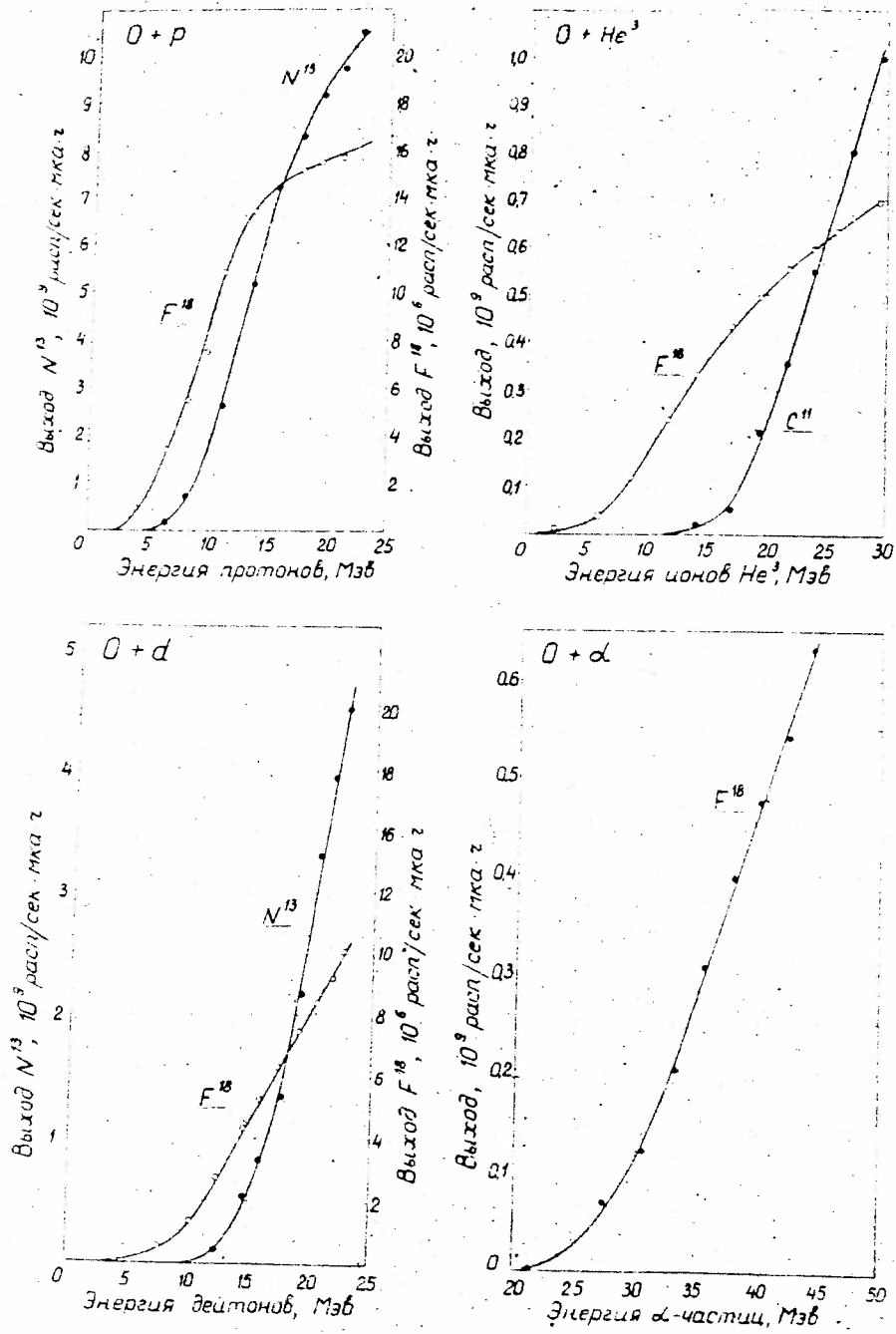


Рис. 2. Выходы изотопов N^{13} , C^{11} , F^{18} при облучении кислорода протонами, дейтонами, ионами He^3 и α -частицами.

ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОТОПОВ Gd^{151} и Gd^{153} НА ЦИКЛОТРОНЕ

Н.А.Коняхин, И.О.Константинов, П.П.Дмитриев,
Н.Н.Краснов, В.М.Туев

Направлена в журнал "Атомная энергия"

На циклотроне ФЭИ разработана специальная мишень из чистого металлического европия для получения изотопов Gd^{151} и Gd^{153} в реакциях (p, n) и $(d, 2n)$. Физический выход для такой мишени в 1,3 раза больше, чем выход для применяющихся другими исследователями [1] мишеней из окиси европия Eu_2O_3 .

Путем облучения тонких фольг из металлического европия в виде стопок попеременно с медными фольгами (сэндвич) по методике, описанной в [2] нами получены функции возбуждения ядерных реакций $Eu^{151}(d, 2n)Gd^{151}$ и $Eu^{153}(d, 2n)Gd^{153}$, соответствующие кривые выхода. Значения сечений и выходов имеют погрешность $\pm 20\%$ и приведены в таблице I. Функции возбуждения и кривые выходов приведены на рис. 1 и 2

Сечения $(d, 2n)$ реакций

Таблица I

| Энергия дейтонов МэВ | Сечение реакций, мбарн | |
|----------------------------|---------------------------|---------------------------|
| | $Eu^{151}(d, 2n)Gd^{151}$ | $Eu^{153}(d, 2n)Gd^{153}$ |
| 21,2 | 115 | 117 |
| 19,5 | 148 | 144 |
| 18,1 | 168 | 187 |
| 16,7 | 235 | 233 |
| 15,3 | 300 | 295 |
| 13,6 | 296 | 305 |
| 11,8 | 226 | 260 |
| 9,8 | 128 | 180 |
| 7,4 | 46 | 68 |
| 4,1 | 5 | 3 |

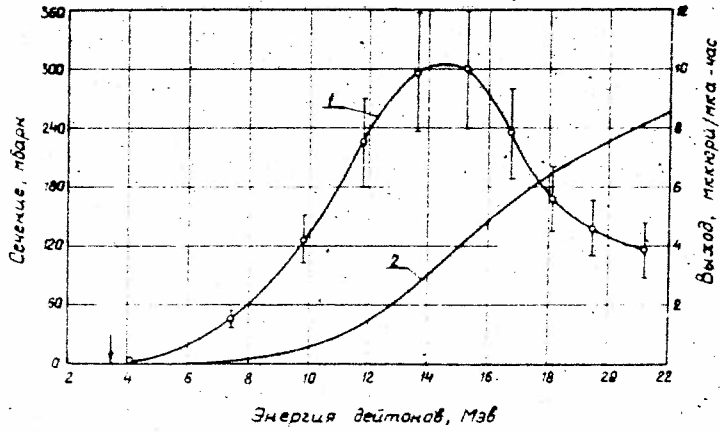


Рис. 1. Функция возбуждения реакции $Eu^{151}(d,2n)Gd^{151}$ (1) и кривая выхода Gd^{151} для толстой мишени.

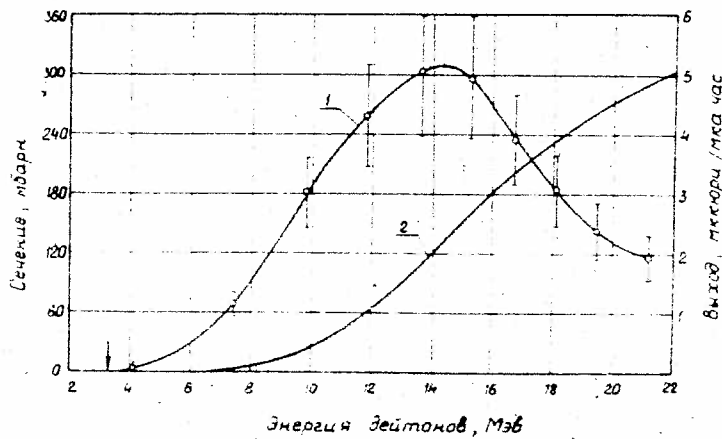


Рис. 2. Функция возбуждения реакции $Eu^{153}(d,2n)Gd^{153}$ (1) и кривая выхода Gd^{153} для толстой мишени.

1. S. Bjørnholm, P.H. Dam, H. Nordby and N.O. Roy Poulsen. *Nucl. Instr. and Methods*, 5, 196, 1959
2. П.П.Дмитриев, И.О.Константинов, Н.И.Краснов. *Атомная энергия*, 22, 310 (1967)

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ В ГОМОГЕННЫХ СРЕДАХ
ТЕОРИЯ И СПЕЦИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ

Л.П.Абагян, Ф.Ф.Михайлус, М.Н.Николаев,
В.В.Орлов

Доложена на Англо-Советском семинаре
"Ядерные константы для расчета реак-
торов".

Дубна, 18-22 июня 1968г.

АСС-68/23

В быстрых реакторах резонансные эффекты существенно сказываются не только на величине эффективного сечения поглощения, но на замедляющей способности среды и на ее диффузионных характеристиках.

Это обстоятельство, а также сложность и многообразие форм нейтронных спектров в быстрых реакторах потребовало разработки детальной теории распространения нейтронов в средах с резонансными сечениями, основанной на рассмотрении строгого кинетического уравнения (т.к. при расчетах быстрых реакторов во многих случаях нельзя ограничиться диффузионным приближением).

Эта теория излагается в первой главе настоящей работы. Ее результатом является кинетическое уравнение для нейтронного потока, усредненного по многим резонансам, в котором в качестве нейтронно-физических констант среды фигурирует определенным образом сглаженные по резонансам эффективные сечения.

Далее рассматриваются различные приближения, в которых указанные эффективные сечения могут быть выражены в виде более или менее простых функций резонансных параметров. Показывается, что для широкого класса случаев эти сечения могут быть получены, если известны некоторым образом определенные факторы резонансной самоэкранировки сечений, являющихся функциями трех параметров: α , ξ , φ .

$\alpha = \sigma_{20} / (\sigma_p + \bar{\sigma})$, где $\sigma_{20} = 4\pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n}{\Gamma}$, σ_p - сечение потенциального рассеяния, а $\bar{\sigma}$ - суммарное среднее полное сечение всех остальных компонентов среды, приходящееся на один атом рассматриваемого элемента с резонансными сечениями:

$\xi = \Gamma / \Delta$, где $\Delta = 2 \sqrt{\frac{E_0 k T}{A}}$ - доплеровская ширина,
 $\cos \varphi$, где φ - фаза потенциального рассеяния, когерентного резонансному.

Определение этих коэффициентов и методика их расчета описываются во второй главе. Там же даны указания по пользованию результатами расчетов, приведенными как в виде графиков, так и в табличной форме.

ПОДГРУППОВАЯ СИСТЕМА КОНСТАНТ

М.Н.Николаев, В.Ф.Хохлов

Доложена на Англо-Советском семинаре
"Ядерные константы для расчета реакторов".

Дубна, 18-22 июня 1968г.

АСС-68/1Б

В работе описан метод расчета подгрупповых констант на основе информации о резонансной структуре сечения, которая заложена в коэффициентах самоэкранировки, представленных в работе [1].

Подгрупповые константы приводятся для тех элементов и для тех групп, для которых даны коэффициенты самоэкранировки, то есть там, где резонансные эффекты имеют существенное значение.

Полученные подгрупповые константы могут быть использованы не только в методе подгрупп.

Подгрупповое представление системы групповых констант позволяет определять макроскопические константы среды не прибегая к интерполяции по "сечению разбавления" и по температуре (если температурная зависимость имеется), что делает систему групповых констант [1] более удобной в использовании.

Г. И.П.Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев.
"Групповые константы для расчета ядерных реакторов",
М., Атомиздат, 1964г.

ИЗМЕРЕНИЕ СТРУКТУРЫ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЧЕТКИ

В.В.Филиппов, М.Н.Николаев

Доложена на Англо-Советском семинаре
"Ядерные константы для расчета реак-
торов".

Дубна, 18-22 июня 1968г.
АСС-68/17

Закончена обработка результатов измерений функций пропускания для 20 элементов от бериллия до урана в диапазоне энергий от десятков кэВ до нескольких МэВ.

Функции пропускания

$$T(t) = \int_{\Delta E} f(E) e^{-\sigma_{tot}(E)nt} dE \quad (1)$$

измерялись вплоть до ослаблений $10^{-3} + 10^{-4}$; отклонение от экспоненциального закона являлось мерой структуры полного сечения в исследуемом интервале энергий нейтронов ΔE_n . С целью определения характеристик структуры измеренные функции пропускания $T(t)$ описывались как суперпозиция взвешенных экспонент с помощью метода наименьших квадратов:

$$T(t) = \sum_{i=1}^n a_i e^{-\sigma_{tot}^i nt} \quad (2)$$

Как правило, в соотношении (2) достаточно было брать две экспоненты; лишь несколько случаев требовали учета вкладов трех экспонент.

Найденные таким образом характеристики структуры полного сечения a_i и σ_i являются параметрами функции распределения полного сечения, заданного в виде гистограммы:

$$\frac{dP(\sigma_{tot})}{d\sigma_{tot}} = \sum_{i=1}^n a_i \delta(\sigma_{tot} - \sigma_{tot}^i)$$

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТНОШЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ
В РЕЗОНАНСНОЙ И НАДРЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

Л.П.Абагян, Н.С.Работнов, Л.Я.Усачев

Доложена на Англо-Советском семинаре
"Ядерные константы для расчета реак-
торов".

Дубна, 18-22 июня 1968г.

АСС-68/2

Рассматривается влияние флуктуаций парциальных ширин относительно средних значений на различным образом усредненные отношения вероятностей радиационного захвата и деления. Исследуются величины $\alpha = \langle \sigma_f \rangle / \langle \sigma_f \rangle$

$$\alpha_p = \langle \nu \rangle / \langle \nu \rangle - 1, \langle \alpha \rangle = \langle \sigma_f / \sigma_f \rangle \text{ и } \bar{\alpha} = \bar{\sigma}_f / \bar{\sigma}_f$$

и связь между ними. Показано существование системы неравенств

$$\langle \alpha \rangle > \alpha_p > \alpha > \bar{\alpha}$$

На основании известных резонансных параметров P_{u239} рассчитывается энергетическая зависимость $\alpha(E)$ в интервале $10^2 - 3 \cdot 10^4$ эв с учетом обсуждавшихся эффектов, а также с учетом эффекта флуктуации средней делительной и средней нейтронной ширины при изменении энергии нейтронов

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ

А.С.Солдатов, Г.Н.Смиренкин

Спектры γ -квантов тормозного излучения вперед для энергий фотонов $E_\gamma = (4 + 10)$ Мэв и граничных энергий тормозного спектра $E_{max} = (4,5 + 10)$ Мэв из вольфрамовой мишени толщиной $t = 0,3$ радиационной длины (1 мм) были рассчитаны по схеме, предложенной Лоусоном [1] для мишеней с небольшим Z и $t < 0,15$ радиационной длины. Искомый спектр $\sigma_{\text{тор}}^{\text{гол}}$ представляется как сумма спектров из отдельных слоев мишени, взятых с определенными весами $w_n = \ln 950 t_n - \ln 950 t_{n-1}$ (n - номер слоя мишени, t_n - суммарная толщина n слоев мишени в радиационных длинах).

$$\sigma_{\text{тор}}^{\text{тол}} = \sum_i^N \omega_i \cdot \sigma_{\text{тор}}(T_i, E_\gamma), \quad \text{где}$$

N - полное число слоев мишени, $\sigma_{\text{тор}}$ - спектр тормозного излучения, проинтегрированный по всем углам вылета фотонов, T_i - кинетическая энергия электронов, подошедших к i -ому слою, зависящая от t_i . В расчетах допускалось, что $T_i = T_0 - (-\frac{dT}{dt})_{\text{ион}} t$, где T_0 - начальная кинетическая энергия электронов, $(-\frac{dT}{dt})_{\text{ион}}$ - ионизационные потери энергии электроном, для $E_\gamma = (4 - 10)$ Мэв приняты постоянными и равными $7,75 \frac{\text{Мэв}}{\text{рад.дл.}}$.

По описанной методике были проделаны расчеты для толщин вольфрамовой мишени $t = 3 \text{ мм}, 0,25 \text{ мм}, 0,125 \text{ мм}$ и $E_{\text{max}} = 9,65 \text{ Мэв}$ и $4,55 \text{ Мэв}$, для которых имеются экспериментальные данные о форме спектров фотонов [2]. Согласно результатам расчета и эксперимента вполне удовлетворительное вплоть до $E_\gamma = 2,0 \text{ Мэв}$. В таблице I приведены величины $E_\gamma \cdot \sigma_{\text{тор}}^{\text{тол}}$ для вольфрамовой мишени $t = 1 \text{ мм}$ в относительных единицах.

1. Lawson J. *Nuclear Energy*, 10, 61 (1952).

2. Starfelt, Koch. *Phys. Rev.*, 102, 1598 (1956).

E 1941 1942

| E 1941 | 4.50 | 4.75 | 5.00 | 5.25 | 5.50 | 5.75 | 6.00 | 6.25 | 6.50 | 6.75 | 7.00 | 7.25 | 7.50 | 7.75 | 8.00 | 8.25 | 8.50 | 8.75 | 9.00 | 9.25 | 9.50 | 9.75 | 10.00 | |
|--------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 4.00 | 3.163 | 4.287 | 5.292 | 6.142 | 6.882 | 7.552 | 8.182 | 8.782 | 9.362 | 9.922 | 10.462 | 10.982 | 11.482 | 11.962 | 12.422 | 12.862 | 13.282 | 13.682 | 14.062 | 14.422 | 14.762 | 15.082 | 15.382 | 15.662 |
| 4.25 | 1.966 | 3.136 | 4.227 | 5.240 | 6.164 | 7.000 | 7.748 | 8.408 | 8.980 | 9.564 | 10.160 | 10.768 | 11.388 | 12.020 | 12.664 | 13.320 | 13.988 | 14.668 | 15.360 | 16.064 | 16.780 | 17.508 | 18.248 | 18.992 |
| 4.50 | 0.444 | 1.222 | 2.118 | 3.106 | 4.169 | 5.292 | 6.464 | 7.682 | 8.944 | 10.250 | 11.600 | 12.992 | 14.426 | 15.902 | 17.420 | 18.978 | 20.576 | 22.214 | 23.892 | 25.610 | 27.368 | 29.166 | 30.994 | 32.852 |
| 4.75 | 0.437 | 1.167 | 2.032 | 2.982 | 3.992 | 5.052 | 6.162 | 7.322 | 8.532 | 9.792 | 11.102 | 12.462 | 13.872 | 15.332 | 16.842 | 18.402 | 19.912 | 21.472 | 23.082 | 24.742 | 26.452 | 28.212 | 29.992 | 31.802 |
| 5.00 | 0.425 | 1.110 | 2.000 | 2.920 | 3.900 | 4.920 | 5.980 | 7.080 | 8.220 | 9.400 | 10.620 | 11.880 | 13.180 | 14.520 | 15.900 | 17.320 | 18.780 | 20.280 | 21.820 | 23.400 | 25.020 | 26.680 | 28.380 | 30.110 |
| 5.25 | 0.418 | 1.082 | 1.982 | 2.902 | 3.882 | 4.882 | 5.922 | 6.992 | 8.092 | 9.222 | 10.382 | 11.572 | 12.792 | 14.042 | 15.322 | 16.632 | 17.972 | 19.342 | 20.742 | 22.172 | 23.632 | 25.122 | 26.642 | 28.192 |
| 5.50 | 0.412 | 1.062 | 1.962 | 2.882 | 3.862 | 4.862 | 5.892 | 6.952 | 8.042 | 9.162 | 10.312 | 11.492 | 12.702 | 13.942 | 15.212 | 16.512 | 17.842 | 19.202 | 20.592 | 22.012 | 23.462 | 24.942 | 26.452 | 27.992 |
| 5.75 | 0.406 | 1.042 | 1.942 | 2.862 | 3.842 | 4.842 | 5.872 | 6.932 | 8.022 | 9.142 | 10.292 | 11.472 | 12.682 | 13.922 | 15.192 | 16.492 | 17.822 | 19.182 | 20.572 | 22.002 | 23.462 | 24.952 | 26.472 | 28.022 |
| 6.00 | 0.401 | 1.022 | 1.922 | 2.842 | 3.822 | 4.822 | 5.852 | 6.912 | 8.002 | 9.122 | 10.272 | 11.452 | 12.662 | 13.902 | 15.172 | 16.472 | 17.802 | 19.162 | 20.552 | 22.002 | 23.482 | 24.992 | 26.532 | 28.092 |
| 6.25 | 0.396 | 1.002 | 1.902 | 2.822 | 3.802 | 4.802 | 5.832 | 6.892 | 7.982 | 9.092 | 10.242 | 11.422 | 12.632 | 13.872 | 15.142 | 16.442 | 17.772 | 19.132 | 20.522 | 22.002 | 23.502 | 25.032 | 26.592 | 28.172 |
| 6.50 | 0.391 | 0.982 | 1.882 | 2.802 | 3.782 | 4.782 | 5.812 | 6.872 | 7.962 | 9.072 | 10.222 | 11.402 | 12.612 | 13.852 | 15.122 | 16.422 | 17.752 | 19.112 | 20.502 | 22.002 | 23.522 | 25.072 | 26.652 | 28.252 |
| 6.75 | 0.386 | 0.962 | 1.862 | 2.782 | 3.762 | 4.762 | 5.792 | 6.852 | 7.942 | 9.052 | 10.202 | 11.382 | 12.592 | 13.832 | 15.102 | 16.402 | 17.732 | 19.092 | 20.482 | 22.002 | 23.542 | 25.112 | 26.712 | 28.332 |
| 7.00 | 0.381 | 0.942 | 1.842 | 2.762 | 3.742 | 4.742 | 5.772 | 6.832 | 7.922 | 9.032 | 10.182 | 11.362 | 12.572 | 13.812 | 15.082 | 16.382 | 17.712 | 19.072 | 20.462 | 22.002 | 23.562 | 25.152 | 26.772 | 28.412 |
| 7.25 | 0.376 | 0.922 | 1.822 | 2.742 | 3.722 | 4.722 | 5.752 | 6.812 | 7.902 | 9.012 | 10.162 | 11.342 | 12.552 | 13.792 | 15.052 | 16.352 | 17.682 | 19.042 | 20.442 | 22.002 | 23.582 | 25.192 | 26.812 | 28.472 |
| 7.50 | 0.371 | 0.902 | 1.802 | 2.722 | 3.702 | 4.702 | 5.732 | 6.792 | 7.882 | 8.992 | 10.142 | 11.322 | 12.532 | 13.772 | 15.032 | 16.332 | 17.662 | 19.022 | 20.422 | 22.002 | 23.602 | 25.232 | 26.872 | 28.552 |
| 7.75 | 0.366 | 0.882 | 1.782 | 2.702 | 3.682 | 4.682 | 5.712 | 6.772 | 7.862 | 8.972 | 10.122 | 11.302 | 12.512 | 13.752 | 15.012 | 16.312 | 17.642 | 19.002 | 20.402 | 22.002 | 23.622 | 25.272 | 26.932 | 28.632 |
| 8.00 | 0.361 | 0.862 | 1.762 | 2.682 | 3.662 | 4.662 | 5.692 | 6.752 | 7.842 | 8.952 | 10.102 | 11.282 | 12.492 | 13.732 | 14.992 | 16.292 | 17.622 | 18.982 | 20.382 | 22.002 | 23.642 | 25.312 | 26.992 | 28.732 |
| 8.25 | 0.356 | 0.842 | 1.742 | 2.662 | 3.642 | 4.642 | 5.672 | 6.732 | 7.822 | 8.932 | 10.082 | 11.262 | 12.472 | 13.712 | 14.972 | 16.272 | 17.602 | 18.962 | 20.362 | 22.002 | 23.662 | 25.352 | 27.052 | 28.832 |
| 8.50 | 0.351 | 0.822 | 1.722 | 2.642 | 3.622 | 4.622 | 5.652 | 6.712 | 7.802 | 8.912 | 10.062 | 11.242 | 12.452 | 13.692 | 14.952 | 16.252 | 17.582 | 18.942 | 20.342 | 22.002 | 23.682 | 25.392 | 27.112 | 28.912 |
| 8.75 | 0.346 | 0.802 | 1.702 | 2.622 | 3.602 | 4.602 | 5.632 | 6.692 | 7.782 | 8.892 | 10.042 | 11.222 | 12.432 | 13.672 | 14.932 | 16.232 | 17.562 | 18.922 | 20.322 | 22.002 | 23.702 | 25.432 | 27.172 | 29.012 |
| 9.00 | 0.341 | 0.782 | 1.682 | 2.602 | 3.582 | 4.582 | 5.612 | 6.672 | 7.762 | 8.872 | 10.022 | 11.202 | 12.412 | 13.652 | 14.912 | 16.212 | 17.542 | 18.902 | 20.302 | 22.002 | 23.722 | 25.472 | 27.232 | 29.112 |
| 9.25 | 0.336 | 0.762 | 1.662 | 2.582 | 3.562 | 4.562 | 5.592 | 6.652 | 7.742 | 8.852 | 10.002 | 11.182 | 12.392 | 13.632 | 14.892 | 16.192 | 17.522 | 18.882 | 20.282 | 22.002 | 23.742 | 25.512 | 27.292 | 29.212 |
| 9.50 | 0.331 | 0.742 | 1.642 | 2.562 | 3.542 | 4.542 | 5.572 | 6.632 | 7.722 | 8.832 | 9.982 | 11.162 | 12.372 | 13.612 | 14.872 | 16.172 | 17.502 | 18.862 | 20.262 | 22.002 | 23.762 | 25.552 | 27.352 | 29.312 |
| 9.75 | 0.326 | 0.722 | 1.622 | 2.542 | 3.522 | 4.522 | 5.552 | 6.612 | 7.702 | 8.812 | 9.962 | 11.142 | 12.352 | 13.592 | 14.852 | 16.152 | 17.482 | 18.842 | 20.242 | 22.002 | 23.782 | 25.592 | 27.412 | 29.412 |
| 10.00 | 0.321 | 0.702 | 1.602 | 2.522 | 3.502 | 4.502 | 5.532 | 6.592 | 7.682 | 8.792 | 9.942 | 11.122 | 12.332 | 13.572 | 14.832 | 16.132 | 17.462 | 18.822 | 20.222 | 22.002 | 23.802 | 25.632 | 27.472 | 29.512 |

ДВУХУРОВНЕВЫЙ АНАЛИЗ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ПЛУТОНИЯ- 239
В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

А.А.Лукьянов, А.В.Игнатюк, В.П.Лунев

Доложена на Англо-Советском семинаре
"Ядерные константы для расчета реакторов".

Дубна, 18-22 июня 1968г.

АСС-68/3

Существенное влияние интерференционных эффектов на энергетическую структуру сечения плутония-239 в резонансной области является причиной широкого использования для анализа многуровневых схем расчета. Как правило, схемы расчета основаны на использовании результатов R -матричной теории, позволяющей параметризовать наблюдаемые сечения с помощью набора не зависящих от энергии параметров, число которых, однако, оказывается в общем случае весьма большим, что делает практический анализ громоздким и, главное, неоднозначным. По этой причине многуровневые расчеты проводятся с использованием определенных упрощающих предположений относительно резонансных параметров. В большинстве работ эти предположения относятся либо к числу каналов деления (это число предполагается малым), либо к энергетической зависимости (сечение представляется в виде суммы одноуровневых вкладов и некоторого постоянного между каждой парой уровней сечения, отвечающего интерференционным эффектам). В данной работе используется двухуровневое описание энергетической зависимости сечения между двумя наблюдаемыми максимумами с определенным значением полного момента J . Вклад остальных уровней учитывается приблизительно. Помимо обычных параметров одноуровневого анализа - ширины резонансов для отдельных каналов $\Gamma_{\lambda c}$ и положения уровня E_{λ} , в работе определяется т.н. "перекрестная делительная ширина" $\sqrt{\lambda \lambda'}$, представляющая собой сумму произведений амплитуд делительных ширин двух анализируемых уровней в каждом из каналов, относящихся к делению. Соответствующая величина для радиационных каналов полагается равной нулю.

Программа для нахождения параметров использует метод наименьших квадратов. Проведенный анализ экспериментальных данных, приведенных в работах, указывает на преимущественные возможности двухуровневого описания по сравнению с другими многуровневыми схемами, особенно вблизи области интерференционных минимумов.

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ШИРИН НА КОНКУРЕНЦИЮ
ДЕЛЕНИЯ С НЕУПРУГИМ РАССЕЯНИЕМ

Н.С.Работнов

Направлена в журнал "Ядерная физика"

Учет флуктуаций делительной и нейтронной ширин относительно средних значений в некоторых случаях может качественно повлиять на результат анализа энергетической зависимости сечения деления пороговых элементов. В подпороговой области вблизи уровня неупругого рассеяния выполняются приближенные соотношения

$$\left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_n'} \right\rangle = \frac{\bar{\Gamma}_f}{1 + \sqrt{z}}; \quad \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_n'}{\Gamma_n + \Gamma_n'} \right\rangle = \frac{z \bar{\Gamma}_n}{(1 + \sqrt{z})^2}; \quad z = \frac{\bar{\Gamma}_n'}{\bar{\Gamma}_n}$$

Как следствие при малых z конкуренция неупругого рассеяния отражается на сечении деления гораздо сильнее, чем этого следует ожидать по наблюдаемым функциям возбуждения неупругого рассеяния.

$\bar{\nu}$ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ Pu^{242} .

Л.И.Прохорова, Г.Н.Смиренин, Ю.М.Турчин

Направлена в журнал "Атомная энергия"

Опубликованные более десяти лет назад значения среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}$ на акт спонтанного деления Pu^{242} значительно отличаются друг от друга:

$$2,11 \pm 0,09 [1] \text{ и } 2,43 \pm 0,16 [2].$$

Значение этой величины для одного из самых тяжелых изотопов Pu существенно для выработки представлений о зависимости $\bar{\nu}$ от атомного веса A . Довольно широкое распространение получила линейная зависимость $\bar{\nu}$ от A , предложенная в [2]. Расчеты $\bar{\nu}$ из баланса энергий, реали-

зующейся при делении [3], обнаруживают более сложную зависимость $\bar{\nu}$ от A и Z делящегося ядра.

Для измерений $\bar{\nu}$ при спонтанном делении Pu^{242} использовалась методика регистрации совпадений импульсов детектора нейтронов (12 счетчиков с He^3 в парафиновом блоке) и помещавшейся внутри него ионизационной камеры деления с исследуемым веществом.

Значение $\bar{\nu}$ Pu^{242} измерялось по отношению к величине $\bar{\nu}$ для спонтанного деления Cm^{244} .

Измеренное в данном опыте отношение $\bar{\nu}$ Pu^{242} и Cm^{244} составило $0,737 \pm 0,016$. Применяя для Cm^{244} $\bar{\nu} = 2,71 \pm 0,04$ [4], получим в случае Pu^{242} $\bar{\nu} = 2,13 \pm 0,05$.

Таким образом результаты настоящей работы подтверждают данные [1] и следствия расчетов [3] относительно зависимости $\bar{\nu}$ от A .

1. D. A. Hicks, J. Lee, Jr., R. V. Ryle. *Phys. Rev.* 101, 1016 (1956)
2. W. T. Otane, G. H. Higgins and H. R. Bowman. *Ph. R.* 101, 1804 (1956)
3. И.И. Бондаренко, Б.Д. Кузьминов, И.С. Шаева, И.И. Прохорова, Г.И. Смиренкин. Доклад на конференции по мирному использованию атомной энергии. 15, 229 (1964)
4. В.И. Вольшев, И.И. Прохорова, В.И. Сколовни, Г.И. Смиренкин. ДЗ. 17, 28 (1964).

СРЕДНЯЯ ЧИСЛЕННОСТЬ ДЕЛЕНИЙ B_1^{209} , U^{235} , U^{238} , Np^{237} , Pu^{239}

ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1 - 9 МЭВ

В.С. Матусович, В.И. Ругушевский

Средняя численность деления B_1^{209} измерены на пучке синхротрона ОИЯИ с помощью стеклянных детекторов.

| | Сечение в барнах | | | | | Отн. ед. |
|-----|------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|----------|
| | Bi^{209} | U^{238} | U^{235} | Np^{237} | Pu^{239} | |
| 1,0 | $0,26 \pm 0,03$ | $0,70 \pm 0,07$ | $0,76 \pm 0,08$ | $1,12 \pm 0,12$ | $1,14 \pm 0,12$ | 1,0 |
| 2,0 | $0,24 \pm 0,03$ | $0,71 \pm 0,07$ | $0,71 \pm 0,07$ | $0,93 \pm 0,10$ | $0,91 \pm 0,10$ | 0,78 |
| 5,0 | $0,26 \pm 0,03$ | $0,58 \pm 0,06$ | $0,59 \pm 0,06$ | $0,80 \pm 0,08$ | $0,69 \pm 0,07$ | 0,67 |
| 9,0 | $0,25 \pm 0,03$ | $0,55 \pm 0,06$ | $0,60 \pm 0,06$ | $0,79 \pm 0,08$ | $0,68 \pm 0,07$ | 0,65 |

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВЫХОДОВ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

А.В.Игнатьев

Направлена в журнал "Ядерная физика"

Развитый в последнее время метод оболочечной поправки [1] кажется достаточно надежным не только для расчетов энергии ядер с деформацией, близкой к равновесной, но и для экстраполяции на область сильно деформированных ядер. Расчеты плотности возбужденных состояний ядер в модели сверхтекучего ядра с использованием одночастичного спектра модели оболочек [2] позволяют рассмотреть зависимость плотности возбужденных состояний ядер от их деформации. Рассмотрение этих методов расчетов [1,2] на область масс осколков деления позволяет в рамках чисто статистического подхода [3] описать основные особенности выходов осколков деления. Для U^{236} вычислены выходы масс, заряда, распределение средних кинетических энергий осколков данной массы (рис.1).

1. В.М.Струтинский. *Nucl. Phys*, А 95, 420 (1967).
2. А.В.Игнатьев, Ю.Н.Шубин. Доклад на XVII совещание по ядерной спектроскопии. Бига (1968).
3. P. Fong. *Phys. Rev.* 102, 434 (1956).

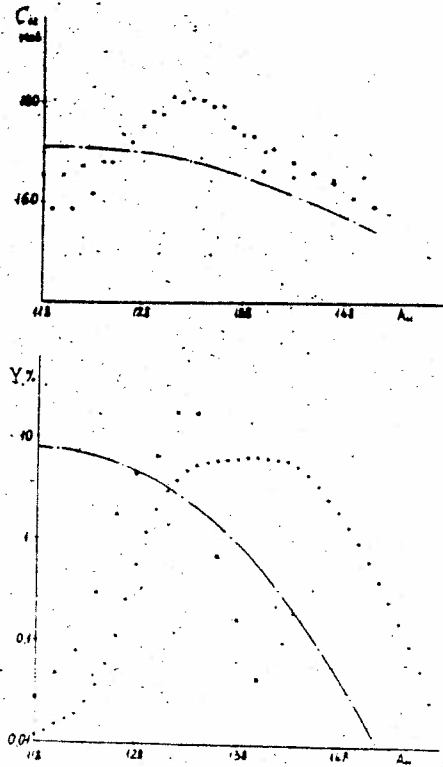


Рис. I. Средние кинетические энергии и выход масс U^{236}

- — — расчеты по жидкой капле
- x x x расчеты с учетом влияния оболочечной структуры на энергию и плотность возбужденных состояний осколков
- • • экспериментальные данные по тепловому делению $U^{235}(\pi, f)$.

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ДЕЛЕНИЯ U^{238} НЕЙТРОНАМИ ВБЛИЗИ ПОРОГА

Г.Н.Смиренкин, Х.Д.Андросенко

Направлена в журнал "Письма АЭТФ"

В работе сообщаются результаты детальных угловых распределений осколков деления U^{238} нейтронами с энергией 0,8 - 3,4 Мэв. Регистрация осколков производилась с помощью трековой методики (стеклянные детекторы).

Экспериментальные данные в компактном виде представлены на рис. 1. Он демонстрирует хорошее согласие результатов опыта с формулой статистической теории Струтинского-Халперна [1]

$$W(\nu) \sim \sin^{-3} \nu \int_0^{\rho \sin^2 \nu} x^{1/2} e^{-x} I_0(x) dx = \sin^{-3} \nu \varphi(\rho \sin^2 \nu) \quad (I)$$

где $\rho = \frac{\bar{J}^2}{2k_0^2}$ (k_0^2 - характеризует ширину распределения k
 $F(k) \sim e^{-\frac{k^2}{2k_0^2}}$).

Избранное на рис. 1 представление экспериментальных данных использует тот факт, что отношение:

$$\frac{W(0^\circ)}{W(\nu)} = \frac{2(\rho \sin^2 \nu)^{3/2}}{3 \varphi(\rho \sin^2 \nu)}$$

зависит от единственного параметра $x = \rho \sin^2 \nu$

Исследование 18 угловых распределений (большая часть из них на участке крутого спада сечения деления σ_f) показали исключительную стабильность формы $W(\nu, E)$ и соответствия ее статистическому распределению $F(k)$ не только около порога, но и в подбарьерной области энергий. Деление U^{238} под порогом на 0,5 - 0,7 Мэв происходит так, как бы в нем принимало участие большое число каналов. Этот эффект, удивительный с точки зрения общепринятых представлений, получает истолкование в рамках новой концепции о "двугорбом" барьере [2].

1. В.М.Струтинский, И.Халперн. Доклад на II Женевской конференции P/1513 (1958)

2. В.М.Струтинский. *Nucl. Phys. A* 95, 420 (1967)

3. *Neutron Cross Sections*. BNL-325, Suppl 2

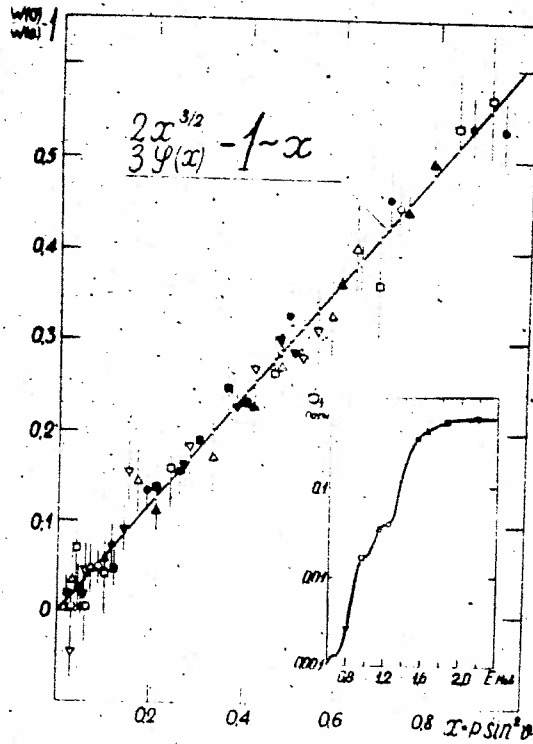


Рис. I. Сопоставление экспериментальных данных о $w(v)$ с выражением (I) статистической теории угловых распределений осколков деления.

На вставке - энергетическая зависимость сечения деления $\sigma_f(E)$ U^{238} нейтронами [3].

Обозначения:

- ∇ - 0,8 Мэв, \square - 0,95 Мэв, Δ - 1,15 Мэв,
- \circ - 1,25 Мэв, \bullet - 1,55 Мэв, \blacktriangle - 1,65 Мэв,
- \blacksquare - 1,85 Мэв, \blacktriangledown - 2,2 Мэв.

ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И.В. КУРЧАТОВА ^{*)}

S и P - уровни S_n^{120}

Г.В. Мурадян, В.Г. Шелкин, Ю.В. Адамчук, М.Г. Арутюнов

ДОЛОЖЕНА НА АНГЛО-СОВЕТСКОМ СЕМИНАРЕ
"ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ РАСЧЕТА РЕАКТОРОВ"

(Доклад № АСС-68/14)
Дубна, 18-22 июня 1968 г.

В настоящей работе проведены измерения по идентификации и определению параметров S и P - уровней S_n^{120} . Уровни идентифицировались методом движущегося образца [1]. Параметры уровней определялись по измерениям полных сечений, сечений захвата и самоиндикации. Заметим, что ранние исследования S_n^{120} [2] с разрешением в ~ 4 раза худшим, чем в настоящей работе, привели к значению $S_0 \approx 0,1 \cdot 10^4$, что ~ 10 раз меньше величины, предсказываемой оптической моделью.

Поскольку в основном изотопы олова выпадают из схемы оптической модели, то для объяснения указанных расхождений можно было предположить, что в силу какой-то специфики этих ядер, например, наличия протонной магии, мнимая часть оптического потенциала для некоторых изотопов олова аномально мала.

Другое, более правдоподобное объяснение экспериментальных данных по S_0 -силовой функции, развитое Фешбахом, Блоком и Шейкиным [3], состоит в предположении, что в образовании составного ядра большую роль играют входные трехквартичные состояния. Вероятность возникновения трехквартичных состояний от ядра к ядру меняется немонотонно и поэтому силовая функция также может быть немонотонной.

х) Под редакцией Ю.В. АДАМЧУКА.

Возникает вопрос: можно ли экспериментально отвергнуть или подтвердить какое-либо из этих объяснений.

Поставленную задачу можно решить определяя наряду с S_0 -силовой функцией также и S_1 -силовую функцию, отвечающую нейтронной p-волне. Действительно, если, например, предположить, что для олова почему-либо мнимая часть оптического потенциала занижена, то в этой области атомных весов не только значение S_0 должно получиться низким, но также и значение S_1 . Если эксперимент покажет, что для данного ядра S_0 занижена, а S_1 не занижена, предположение малости мнимой части оптического потенциала не имеет места.

Для измерения S_1 силовой функции необходимо провести идентификацию уровней, возбуждаемых нейтронами с $\ell=0$ и $\ell=1$ (s и p-уровни).

Измерения проводились на линейном электронном ускорителе ИАЭ методом времени пролета. Длительность электронного импульса ускорителя составляла 0,2 мсек, ток в импульсе - 0,5 а, частота следования импульсов - 244 гц, энергия ускоренных электронов 25 Мэв. Во всех измерениях применялись образцы с обогащением лучше 97% по Sr^{90} .

Идентификация s и p-уровней проводилась на селекторе орбитальных моментов [1]. Регистрация акта захвата нейтрона в образце исследуемого вещества производилась детектором, расположенным на расстоянии 37 м от мишени ускорителя. Скорость образца составляла 135 м/сек. Детектор состоит из двух кристаллов $NaJ(Tl)$ ϕ 200x100 мм, защищенных со стороны образца изотопом В¹⁰ толщиной 3,5 см.

Внешняя защита позволила сильно уменьшить фон и тем самым расширить область измерений до ~ 4 кэв. Уменьшение фона нейтронов особенно существенно в измерениях идентификации уровней по орбитальному моменту ввиду необходимости использования толстых образцов в детекторе и на пропускании.

Снижение фона высор толщине образцов на пропускание $\tau_T = 0,0487$ ат/барн и в детекторе $\tau_d = 0,014$ ат/барн определялся, исходя из тех слабых резонансов (365,2 эв. и 1288 эв.), для которых за приемлемое время измерений еще возможно провести идентификацию по ℓ .

Чтобы идентифицировать уровень, необходимо сравнивать $\Delta A_{теор} \pm \Delta A_{экс} \pm \delta$, где δ - соответствующая ошибка.

Здесь $\Delta A_{экс}$ - экспериментально получаемая разность площадей $\sum N_i^+$ и $\sum N_i^-$ (или разность зависимости числа отсчетов от номера канала). Знаки (-) и (+) соответствуют сериям измерений, полученным при движении образца по (-) и против (+) нейтронного пучка. $\Delta A_{теор}$ - теоретически ожидаемая величина разности, вычисляемая на ЭВМ при известных параметрах уровня с учетом эффекта доплера и интерференции между потенциальным и резонансным рассеянием.

Очевидно $\Delta A_{теор}^p = 0$ для р-уровня и $\Delta A_{теор}^s \neq 0$ для S-уровня. Ошибка δ ограничивает точность идентификации, приводя в ряде случаев к неоднозначному определению орбитального момента налетающего нейтрона. Исходя из δ , можно оценить, какова вероятность φ_s того, что уровень является S и какова вероятность φ_p того, что уровень является р. Эти вероятности приведены в таблице I.

Измерения полного сечения проводились на пролетном расстоянии 109 м с разрешением 3,8 н сек/м. [4]. Использовались образцы ϕ 70 и числом атомов 0,0191 ат/барн, 0,0841 ат/барн и 0,1119 ат/барн.

Данные из анализатора в виде зависимости счета от номера канала выводились на перфокарты и вводились в ЭВМ. Обработка велась в два этапа. На первом этапе данные исправлялись на просчеты, связанные с "мертвым" временем регистрирующей аппаратуры. Эта поправка меньше 10%. Далее вычитался фон и вычислялось резонансное пропускание

$$\exp(-n\sigma_t + n\sigma_{pot})$$

На втором этапе выбирались энергетические интервалы для каждого резонанса, в пределах которого вычислялись площади провалов. Границы интервалов, энергия резонанса и площади провалов вводились в ЭВМ для вычисления зависимости $g\Gamma = f(\Gamma)$ (Γ - полная ширина уровня, g - статистический спиновый фактор). Нахождение этой зависимости производилось подгонкой теоретической площади под экспериментальную, посредством вариации $g\Gamma$ и Γ . Теоретическая площадь вычислялась на основе формулы Брейта-Вигнера с учетом эффекта Допплера, интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием и функции разрешения нейтронного спектрометра. Одновременно для нахождения ошибок в Γ и $g\Gamma$ вычислялась зависимость $g\Gamma = f^*(\Gamma)$ при отклоненном значении экспериментальной площади.

Измерение полных сечений с достаточно большим количеством изотопа Sn^{120} позволило идентифицировать по форме сильные уровни. Резонансы при 9017 эв, 3128 эв и 951,2 эв были идентифицированы как s-уровни, а уровень при 1720 эв - как р-уровень, что согласуется с результатом идентификации на селекторе орбитальных моментов.

Измерения сечения захвата и самоиндикации проводились на нейтронном спектрометре с пролетной базой 37 м и разрешением 12 н/сек/м [5]. Для регистрации γ -лучей захвата использовался тот же детектор, что и для идентификации уровней. В измерениях применялись образцы ϕ 70 мм с $n_t = n_b = 0,0072$ ат/барн, 0,014 ат/барн и 0,0191 ат/барн.

Обработка кривых захвата и самоиндикации велась с помощью известных графиков зависимости площади от параметров уровня без учета интерференции и разрешения. Методом последовательных приближений вводилась поправка для учета захвата после рассеяния.

Калибровка эффективности детектора и потока нейтронов проводилась по параметрам нескольких уровней, определенных из измерений полного сечения и самоиндикации. Результаты калибровки показывают, что максимальное изменение эффективности детектора при переходе от резонанса к резонансу не превышает $\pm 20\%$. Эта неопределенность вносит основную ошибку в измерениях захвата. В измерениях самоиндикации основным источником ошибки является статистическая ошибка (5-10%). Для проведения изотопной идентификации были измерены полные сечения и сечения захвата остальных изотопов олова.

Для определения параметров уровней проводилась совместная обработка результатов измерений σ_t , σ_r , σ_{tz} . На рисунке I приведен пример определения $g\sqrt{\Gamma}$ и Γ . Определенные таким способом параметры 20 нейтронных резонансов приведены в таблице I.

Область энергии, где идентифицирована значительная часть проявившихся уровней, составляет 4,3 кэВ. Большинство уровней в этой области являются p и только 2 уровня со 100% вероятностью идентифицированы как S -уровни. Для p -уровня при энергии 1720 эВ определен спин составного ядра $J=1$. Значение радиационной ширины Γ_r определено для пяти уровней. Отклонение Γ_{ri} от среднего значения $\Gamma_r = 124 + 30$ лежит в основном в пределах ошибок, за исключением $\Gamma_r = 202 + 20$ для p -уровня при энергии 427,2 эВ. Из-за малого количества уровней и больших ошибок в Γ_r невозможно проводить корректный статистический анализ радиационных ширин.

Используя значения $g\sqrt{\Gamma}$ и идентификацию уровней по орбитальному моменту, были вычислены S_0 и S_1 - силовые функции. Вычисление проводилось с учетом вероятности того, что уровни являются S или p .

Если интервал энергии ΔE , в котором определяется S_0 , взять 4,3 кэВ, то величина

$$S_0 = \frac{\sum (g\sqrt{\Gamma} \cdot \chi_s)}{\Delta E} = (0,043 \pm 0,06 - 0,02) \cdot 10^{-4}$$

Если ΔE взять равным 10 кэВ и использовать только 100% S -уровни, для S_0 получится значение $(0,09 \pm 0,15 - 0,05) \cdot 10^{-4}$. Из этих данных можно заключить, что

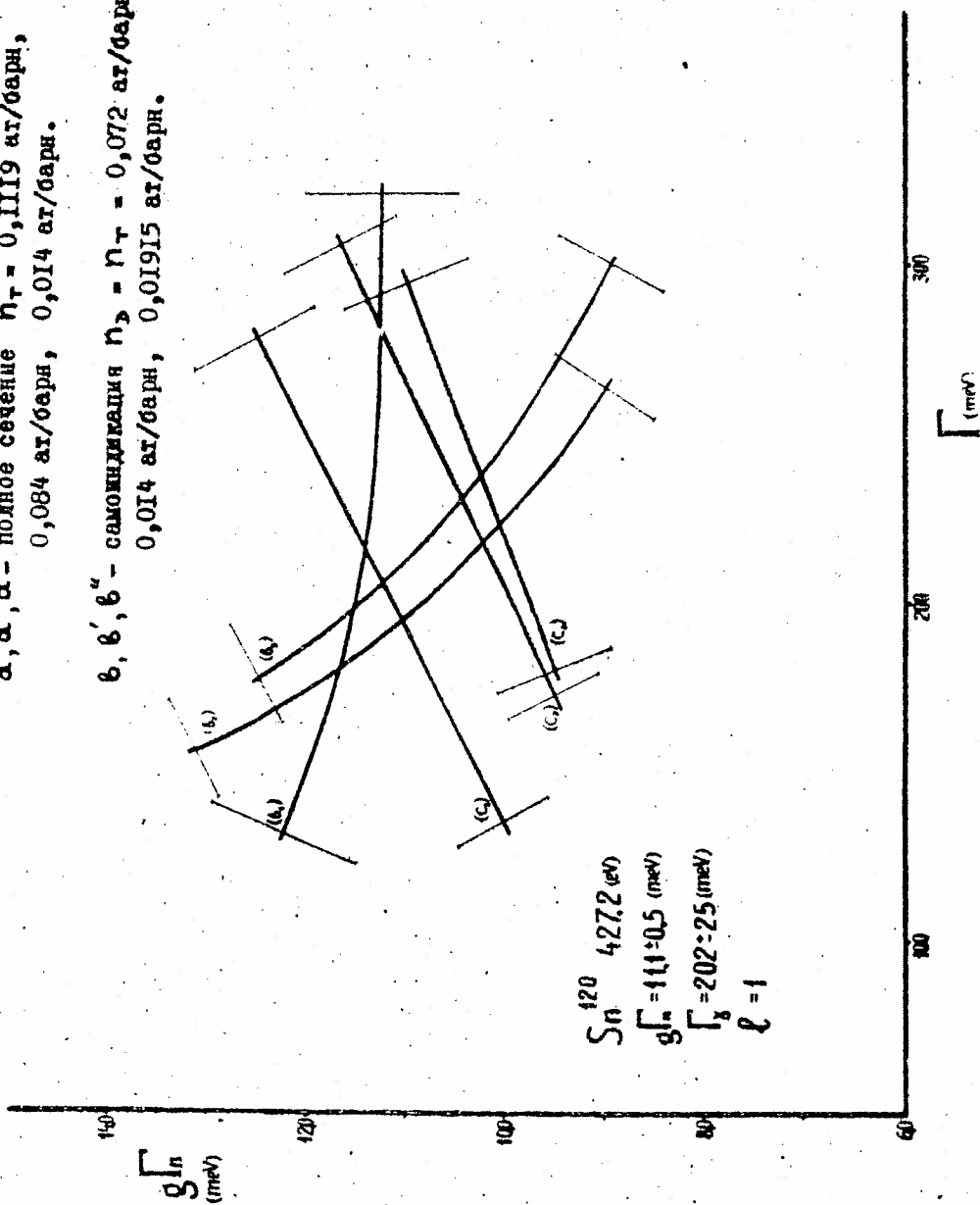
$$S_0^{\text{экср}} = (0,07 \pm 0,12 - 0,04) \cdot 10^{-4}$$

Таблица I

| E_0 (эВ) | $g\Gamma_n$ (мэВ) | $\Delta g\Gamma_n$ % | Γ_f (мэВ) | $\Delta\Gamma_f$ % | J | φ_p | φ_s | ℓ |
|---------------|----------------------|-------------------------|---------------------|-----------------------|-----|-------------|-------------|--------|
| 67,32 | 0,035 | 30 | | | | | | |
| 150,0 | 0,045 | 20 | | | | | | |
| 365,2 | 3,04 | 5 | 127 | 20 | | 0,94 | 0,06 | I |
| 427,2 | 11,1 | 6 | 202 | 13 | | 1,0 | 0 | I |
| 922,6 | 22 | 20 | | | (2) | 1,0 | 0 | I |
| 951,8 | 100 | 10 | 76 | 30 | I | 0 | 1,0 | 0 |
| 1288 | 17,0 | 6 | 122 | 25 | | 0,65 | 0,35 | I |
| 1424 | 35 | 40 | | | | 0,95 | 0,05 | I |
| 1720 | 187 | 8 | 85 | 30 | I | 1,0 | 0 | I |
| 2837 | 45 | 28 | | | | 0,65 | 0,35 | I |
| 3128 | 780 | 13 | | | I | 0 | 1,0 | 0 |
| 3859 | 100 | 25 | | | | 0,63 | 0,37 | (I) |
| 4273 | 30 | 50 | | | | 0,5 | 0,5 | - |
| 4379 | 800 | 20 | | | | 1,0 | 0 | I |
| 5035 | 110 | 35 | | | | | | |
| 5080 | 400 | 25 | | | | | | |
| 7335 | 180 | 35 | | | | | | |
| 7497 | 70 | 50 | | | | | | |
| 8157 | 900 | 30 | | | | | | |
| 9017 | 6560 | 5 | | | | 0 | 1,0 | 0 |
| 9587 | 3100 | 25 | | | | | | |

Рис. 1. (определение параметров уровня 427,2 эв из измерений
 полного сечения и самоиндукции.
 $\alpha, \alpha', \alpha''$ - полное сечение $\text{Пт} = 0,1119 \text{ ат/барн}$,
 $0,084 \text{ ат/барн}$, $0,014 \text{ ат/барн}$.

β, β', β'' - самоиндукция $\text{Пз} = \text{Пт} = 0,072 \text{ ат/барн}$,
 $0,014 \text{ ат/барн}$, $0,01915 \text{ ат/барн}$.



Важным результатом настоящей работы является определение силовой функции для нейтронной р-волны (S_1). Вычисление силовой функции проводилось по формуле, учитывающей вероятности φ_p . Полученное значение $S_1^{\text{экс}} = (3,7 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$ хорошо согласуется с величиной $3 \cdot 10^{-4}$,

вычисленной по оптической модели. Приведенные ошибки в $S_0^{\text{экс}}$ и $S_1^{\text{экс}}$ вычислялись аналогично [6].

Из того факта, что $S_0^{\text{экс}}$ намного меньше величины, предсказываемой оптической моделью, а $S_1^{\text{экс}}$ согласуется с выводами этой модели, следует, что взаимодействие S и P нейтронов с рассматриваемым ядром нельзя описать при помощи единого оптического потенциала и указывают на сильное влияние входных состояний на образование составного ядра S_n^{121} .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.В. Мурадян, Ю.В. Адамчук, С.С. Москалев. ПТЭ 6, 43, 1966. T.Fuketa, I.A.Harvey, F.A.Khan OERNI-3425, page 36.
2. Ю.В. Адамчук, С.С. Москалев, Г.В. Мурадян. Ядерная физика 3, 801 (1966).
3. С.М.Shakin, Annals of Physics 22, 54 and 373. 1963. B.Block and H.Feshbach, Annals of Physics 23, 47. 1963.
4. Г.В. Мурадян, Ю.В. Адамчук, Ю.Г. Шепкин. ПТЭ, 1968.
5. Г.В. Мурадян, Ю.В. Адамчук, С.С. Москалев. ПТЭ 6, 43 (1966).
6. H.V.Muradyan and Yu.V.Adamchuk. Nucl.Phys.68, 549. 1965.
Г.В. Мурадян, Ю.В. Адамчук. Нейтроноспектроскопические исследования разделенных изотопов серебра. Сборник докладов Парижской конференции по ядерным данным, т.1, стр.79, 1967, Вена.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ Sn^{117}

Ю.В. Адамчук, В.С. Зенкевич, С.С. Москалев, Г.В. Мурадян,
Ю.Г. Щепкин

ДОЛОЖЕНА НА АНГЛО-СОВЕТСКОМ СЕМИНАРЕ
" ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ РАСЧЕТА РЕАКТОРОВ "

(Доклад № АСС-68/12)

Дубна, 18-22 июня 1968 г.

В настоящей работе исследовались полное сечение, сечения захвата и рассеяния изотопа Sn^{117} . Комплекс этих измерений дал возможность определить не только положение уровней (E_0) и параметр g/n , полученные ранее из измерений $\sigma_t [1]$, но и спины и радиационные ширины ряда уровней. Кроме того, настоящие измерения проводились с более высоким разрешением (~ 4 раза), чем в [1], что позволило увеличить количество обнаруженных уровней в $\sim 2,5$ раза и провести их статистический анализ.

Измерения проводились на линейном ускорителе электронов ИАЭ методом времени пролета. Длительность электронного импульса ускорителя составляла 0,2 мксек, ток в импульсе - 0,5 а, частота следования импульсов - 122 гц, энергия ускоренных электронов 25 Мэв.

Во всех измерениях применялись образцы с обогащением $\sim 88\%$ по Sn^{117} . Измерение полного сечения проводилось на пролетном расстоянии 109 м с разрешением 3,8 нсек/м. Нейтроны детектировались с помощью образца B^{10} и 8 кристаллов $NaJ(Te)$ диаметром 150 мм по реакции $B^{10}(n, \gamma)$ с эффективностью при 1 кэв $\sim 25\%$. Образец Sn^{117} диаметром 70 мм с $n = 1,45 \cdot 10^{-2}$ ат Sn^{117} /барн помещался на расстоянии 37 м от мишени ускорителя.

Измерение захвата и самоиндукции проводились на пролетном расстоянии 37 м с разрешением 12 нсек/м. В качестве детектора служили 2 кристалла $NaJ(Te)$ ϕ 150 мм с защитой Li^6H . Число атомов Sn^{117} в образце ϕ 70 мм, помещенного в детектор (n_2) при

изучении захвата составляло $0,713 \cdot 10^{-4}$ ат $S_{n^{22}}$ /барн. При самоиндикации дополнительно образец на пропускание (n_{Σ}) содержал $0,728 \cdot 10^{-4}$ ат $S_{n^{22}}$ /барн. Обработка данных измерений полных нейтронных сечений, радиационного захвата и самоиндикации приведена в предыдущей статье настоящего сборника (см. работу по $S_{n^{22}}$). Измерение рассеяния проводилось на 15-ти метровом пролетном расстоянии [2]. Образец с $n = 0,296 \cdot 10^{-4}$ ат $S_{n^{22}}$ /барн. эллиптической формы с площадью 138 см располагался под углом 45° на расстоянии 25 см от поверхности источника нейтронов (замедлителя вокруг урановой мишени ускорителя), а детектор нейтронов - на расстоянии 15 м от образца. Угол рассеяния - 90° . Энергетическая неопределенность в этих измерениях складывалась из неопределенности измерения времени пролета - 0,4 мсек, неопределенности в пролетном расстоянии 2 см и неопределенности угла рассеяния $\pm 25^\circ$, приводящая к неопределенности теряемой нейтроном энергии, при рассеянии. Выше 0,5 кэВ энергетическая неопределенность связана в основном с временной неопределенностью (25 нсек/м), а ниже 0,3 кэВ - с неопределенностью угла рассеяния ($\Delta E = 0,015E$).

Все измерения (σ_a , σ_{Σ} , $\sigma_{\Sigma 22}$, σ_{Σ}) были проведены, используя 2048-канальный временной анализатор с шириной канала 0,25 мсек. Серии измерений повторялись 3-4 раза. Для изотопной идентификации уровней были проведены также измерения полных сечений и сечений захвата остальных изотопов S_{n^i} . Для вычисления абсолютной вероятности рассеяния нейтронов исследуемым образцом олова-II7 дополнительно проводились измерения со свинцовым образцом толщиной $0,569 \cdot 10^{-4}$ ат /барн. Геометрия измерения рассеяния от свинца-форма и расположение образца, детектора и нейтронного источника - была полностью идентична геометрии измерения с $S_{n^{22}}$. Зная отношение количества нейтронов, рассеянных от $S_{n^{22}}$ и Pb и принимая сечение рассеяния Pb равным $11,28 \pm 0,06$ барн [3] определялась абсолютная вероятность рассеяния нейтронов образцом $S_{n^{22}}$.

Вычисление зависимости $g\Gamma_n = f_g(\Gamma)$ проводилось на ЭВМ с помощью подгонки теоретической площади под экспериментальную посредством вариации Γ , Γ_n и g ($g = 1/4$ или $3/4$). Теоретическая площадь вычислялась в заданном энергетическом интервале на основе формулы Брейта-Вигнера с учетом эффекта Допплера, потенциального рассеяния и интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием. Кроме того, учитывалось, что рассеянные нейтроны выходят из разных глубин образца, и что при выходе нейтрон может претерпеть радиационный захват. Последний эффект хорошо виден в области хорошего разрешения.

На рисунке I приведена зависимость вероятности рассеяния данным образом от энергии (места разрыва соответствует выпущенным резонансам $S_n^{''}$ и $S_n^{''}$). Для резонанса 38,80 эв виден эффект поглощения после рассеяния - прыжок справа от резонанса. Расстояние прыжка от резонанса как раз соответствует сбросу энергии при рассеянии под 90° . Величина указанной поправки (в Γ_n) для различных уровней $S_n^{''}$ не превышает 20%.

Для учета интерференции и потенциального рассеяния необходимо знание сечения потенциального рассеяния. Эта величина определялась из тех же измерений рассеяния $S_n^{''}$ в области между резонансами. Полученное значение $\sigma_{pot} = 4,75 + 0,04 \delta$ в пределах ошибок согласуется с данными [4].

Из экспериментальных данных в области, где отсутствует пропуск уровней ($\Delta E = 1$ кэв) было определено значение S_0 - силовой функции:

$$S_0 = \frac{2g\Gamma_0}{2D} = \frac{1,4 \cdot 10^{-3} \cdot 22}{2 \cdot 1000} = (0,16 \pm_{-0,02}^{+0,03}) \cdot 10^{-4}$$

Ошибки в S_0 вычислялись аналогично [5]. Значение S_0 примерно в 4 раза меньше величины S_{0opt} , предсказываемой оптической моделью, что, по-видимому, можно объяснить влиянием входных состояний при образовании составного ядра. Небольшое количество уровней, для которых определены спины (J), не дает возможности провести статистический анализ, например, исследовать зависимость плотности уровней от спина. Возможно, некоторая зависимость от спина обнаруженных уровней наблюдается в средней радиационной ширине:

$$\bar{\Gamma}_J (J=0) = 60 \pm 15 \text{ мэв}, \quad \bar{\Gamma}_J (J=1) = 85 \pm 20 \text{ мэв}$$

Силовые функции для различных спиновых систем включают большие ошибки, но, несмотря на это, получаются близкими:

$$S_0 (J=0) = (0,2 \pm_{-0,1}^{+0,2}) \cdot 10^{-4}; \quad S_0 (J=1) = (0,25 \pm_{-0,1}^{+0,25}) \cdot 10^{-4}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Fuketa, F.A. Khan, I.A. Harvey ORNL-3425.
2. В.Ф. Герасимов, В.С. Зенкевич, С.С. Москалев. ПТЭ (1968).
3. Rayburn. Nucl. Phys. 61, 381 (1965).
4. I.A. Harvey, T. Fuketa, WASH-1048, p. 70.
5. H.V. Muradyan and Yu.V. Adamchuk. Nucl. Phys. 68, 381 (1965).

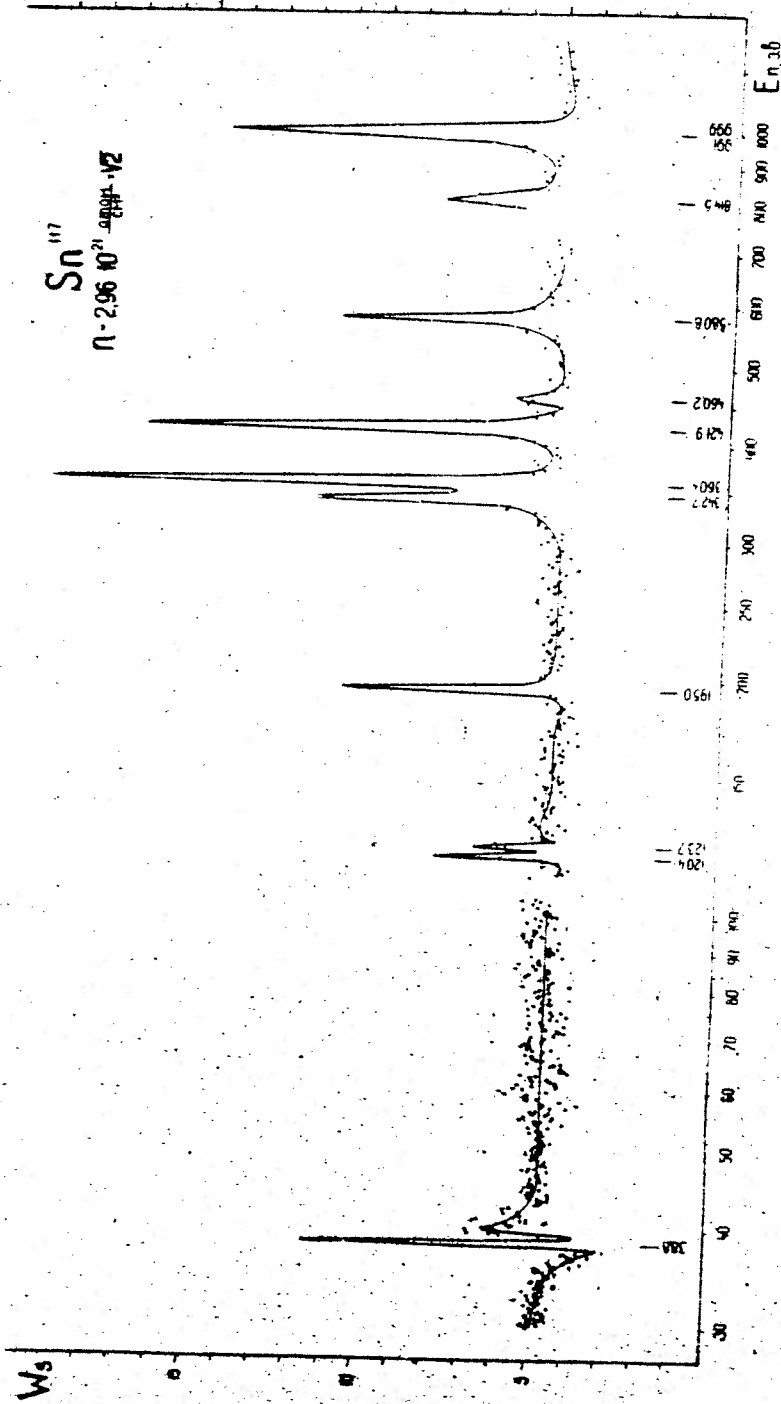


Рис. 1 Зависимость вероятности рассеяния от энергии.

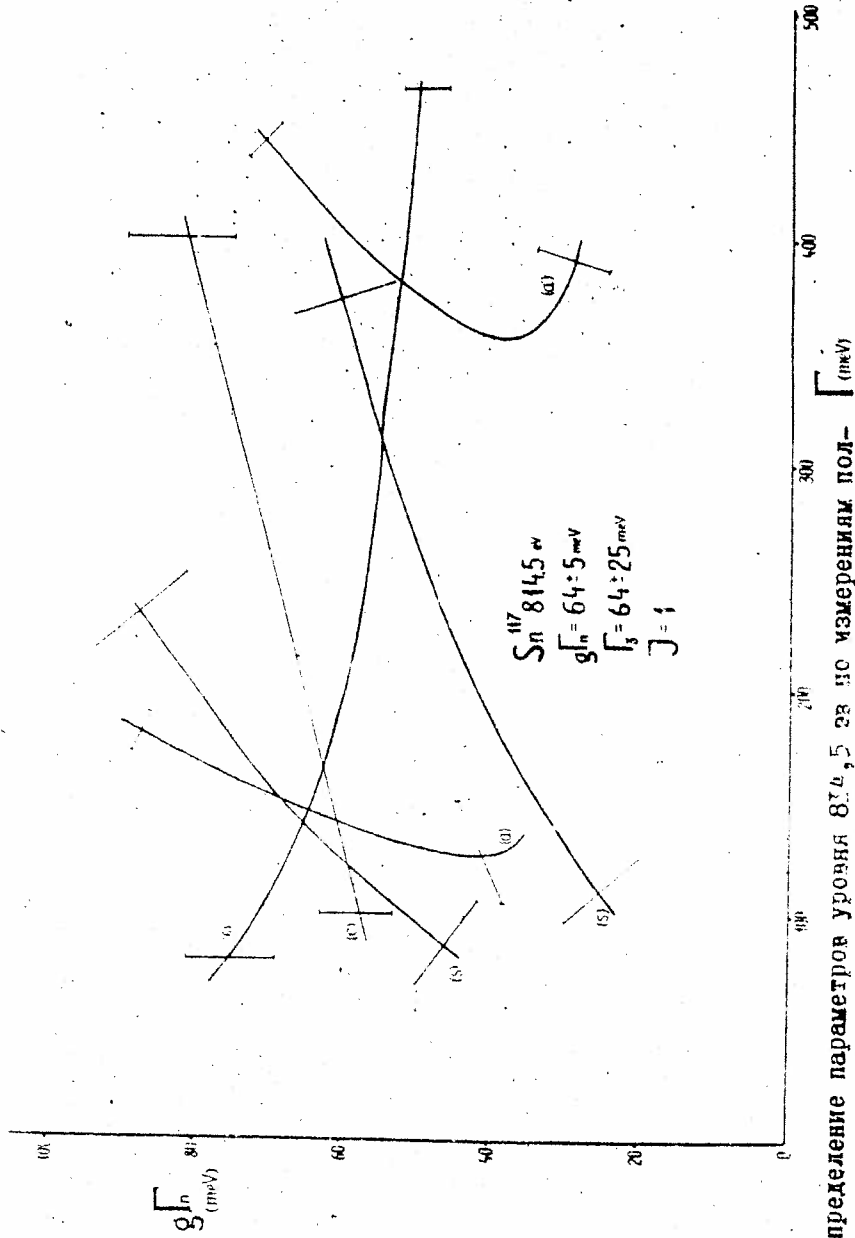


Рис. 2. Определение параметров уровня $814,5 \text{ eV}$ из измерений полного сечения, сечения рассеяния, захвата и самоиндукции. Зависимость $g_n = f(\Gamma)$ вычислена из полного сечения (кривая б), из захвата при $g = 3/4$ и $g = 1/4$ (кривая а), из самоиндукции (кривая с) и из рассеяния при $g = 3/4$ и $g = 1/4$ (кривая д).

Заметим, что в расчетах $g\Gamma_n = f_g(\Gamma)$ не учитывались разрешение нейтронного спектрометра и многократное рассеяние. Ошибка из-за неучета разрешения сводилась к пренебрежимо малой величине выбором достаточно широкого энергетического интервала, внутри которого берется площадь. Ошибка, связанная с многократным рассеянием, как показывают оценки, не превышает 10%.

Для определения параметров уровней проводилась совместная обработка результатов измерений $\sigma_t, \sigma_f, \sigma_{td}, \sigma_s$. На рисунке 2 приведен пример определения Γ_n, Γ_f и g по данным указанных четырех измерений. В таблице I даны параметры обнаруженных уровней. Заметим, что в работе [I] обнаружены 24 уровня. 32 новых уровня обнаружены благодаря измерению σ_t с разрешением в 4 раза лучшим, чем в [I] к измерению захвата.

ТАБЛИЦА I.

| E_0 / эВ / | ΔE_0 / эВ / | J | $2g\Gamma_n$ / мэВ / | $\Delta(2g\Gamma_n)$ % | $2g\Gamma_n^0$ / мэВ / | Γ_f / мэВ / | $\Delta\Gamma_f$ / мэВ / |
|-----------------|------------------------|-----|-------------------------|---------------------------|---------------------------|-----------------------|-----------------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| 1,32 | - | - | 0,0002 | 10 | 0,00017 | - | - |
| 34,05 | 0,05 | - | 0,032 | 30 | 0,0055 | - | - |
| 38,80 | 0,05 | I | 6 | 30 | 0,96 | 90 | 25 |
| 74,45 | 0,2 | - | 0,05 | 40 | 0,0058 | - | - |
| 120,4 | 0,3 | I | 12 | 8 | 1,09 | 72 | 17 |
| 123,7 | 0,3 | 0 | 4,4 | 5 | 0,396 | 76 | 16 |
| 148,0 | 0,3 | - | 0,14 | 40 | 0,012 | - | - |
| 166,2 | 0,4 | - | 0,32 | 30 | 0,025 | - | - |
| 195,9 | 0,5 | I | 28 | 15 | 2,0 | - | - |
| 200,7 | 0,6 | - | 1,1 | 30 | 0,078 | - | - |
| 221,4 | 0,6 | - | 0,5 | 25 | 0,034 | - | - |
| 275,6 | 0,8 | - | 0,34 | 25 | 0,021 | - | - |
| 298,7 | I | - | I | 40 | 0,058 | - | - |
| 342,7 | I | 0 | 33 | 10 | 1,78 | 54 | 26 |
| 360,0 | I | - | 24 | 30 | 1,3 | - | - |
| 401,2 | I | - | 7,4 | 15 | 0,37 | - | - |

| I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|-------|----|---|------|----|--------|-----|----|
| 421,9 | I | I | II0 | 25 | 5,4 | I30 | 60 |
| 460,2 | I | 0 | 26 | 10 | 1,21 | 62 | 29 |
| 527,1 | I | | 0,15 | 25 | 0,0065 | | |
| 534,0 | I | | 2,8 | 30 | 0,12 | | |
| 557,8 | I | | 1,4 | 25 | 0,059 | | |
| 580,8 | I | 0 | 56 | 10 | 2,32 | 50 | 25 |
| 647,9 | I | | 4 | 50 | 0,16 | | |
| 659,6 | I | | 4 | 50 | 0,16 | | |
| 687,4 | I | | 2,8 | 40 | 0,11 | | |
| 706,5 | I | | 4,6 | 30 | 0,17 | | |
| 791,3 | I | | 13,6 | 10 | 0,484 | | |
| 814,5 | 2 | I | I28 | 9 | 4,49 | 64 | 25 |
| 867,2 | 2 | | 21 | 20 | 0,71 | | |
| 882,3 | 2 | | 5,6 | 35 | 0,19 | | |
| 941,5 | 2 | | 40 | 10 | 1,3 | | |
| 991 | 2 | | 400 | 15 | 12,7 | | |
| 999 | 2 | | 180 | 15 | 5,7 | | |
| II67 | 2 | | 24 | 20 | 0,7 | | |
| II91 | 3 | | 16 | 50 | 0,46 | | |
| II23 | 3 | | 24 | 50 | 0,69 | | |
| I280 | 3 | | 24 | 40 | 0,67 | | |
| I318 | 3 | | 3,2 | 50 | 0,088 | | |
| I361 | 3 | I | 184 | 8 | 4,98 | 65 | 20 |
| I443 | 3 | | 8,2 | 30 | 0,22 | | |
| I493 | 4 | | 148 | 8 | 3,83 | | |
| I552 | 4 | | 10 | 60 | 0,25 | | |
| I630 | 4 | | 70 | 30 | 1,7 | | |
| I674 | 4 | | 100 | 40 | 2,4 | | |
| I754 | 4 | | 120 | 25 | 2,86 | | |
| I812 | 5 | | 50 | 60 | 1,2 | | |
| I871 | 5 | | 80 | 60 | 1,9 | | |
| I903 | 6 | | 80 | 25 | 1,83 | | |
| 2013 | 6 | | 400 | 20 | 8,91 | | |
| 2084 | 6 | | 450 | 20 | 9,8 | | |
| 2160 | 6 | | 70 | 40 | 1,5 | | |
| 2198 | 6 | | 70 | 40 | 1,5 | | |
| 2282 | 7 | | 100 | 20 | 2,09 | | |
| 2320 | 7 | | 75 | 25 | 1,56 | | |
| 2587 | 8 | | 480 | 20 | 9,43 | | |
| 2978 | 10 | | 580 | 25 | 10,6 | | |

НЕЙТРОСПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗДЕЛЕННЫХ
ИЗОТОПОВ СЕРЕБРА

Г.В. Мурадян, Д.В. Адамчук

ДОЛОЖЕНА НА КОНФЕРЕНЦИИ ПО ЯДЕРНЫМ
ДАНЫМ В ПАРИЖЕ В 1966 г.

Таблица исправлена по измерениям
1968 г.

Результаты изучения радиационного захвата изотопов серебра $Ag-107$ и $Ag-109$ до ~ 100 эв устранили противоречие в систематике расстояний между уровнями. Проведенные измерения полных нейтронных сечений естественной смеси серебра на колумбийском синхротроне (США) с наилучшим в настоящее время разрешением ($0,5$ нсек/м) [1] привели к неожиданному результату: малые расстояния между уровнями серебра встречаются реже, чем это следует из распределения Вигнера в случае наложения нескольких систем уровней (в данном случае более чем четырех систем). Этот вывод приводит к следствиям, требующим коренного пересмотра современной теории ядра.

Данные, полученные в настоящей работе, показали, что наблюдаемое отсутствие малых расстояний между уровнями является кажущимся и объясняется слиянием уровней разных изотопов в пределах своих ширины разрешения и поэтому измерение естественной смеси не давало возможности авторам [1] идентифицировать эти случаи, как случаи двойных уровней. Измерение разделенных изотопов дало нам возможность выявить ~ 20 новых уровней. Условия эксперимента описаны в предыдущих статьях настоящего сборника: (см. работы по Sn^{120} и Sn^{117}).

В таблице I приведена изотопная идентификация уровней серебра. Там же приведены параметры уровней Ag^{107} и Ag^{109} , взятые в основном из работы [1]. Звездочкой помечены уровни, впервые обнаруженные в данной работе, и уровни, для которых уточнены значения $2g \Gamma_n^0$. Значение параметра $2g \Gamma_n^0$ для вновь найденных уровней Ag^{107} и Ag^{109} определялось в предположении $\Gamma_p = 140$ мэв.

На рисунке I приведены распределения расстояний между уровнями по данным работы [1] и гистограмма суммы расстояний между уровнями $Ag-107$ и $Ag-109$, т.е. $Ag-107 + Ag-109$, построенная по данным настоящей работы.

Рисунок 1Б показывает, что экспериментальные распределения хорошо согласуются с распределением Вигнера в случае наложения нескольких систем уровней, особенно если учесть возможные потери уровней из-за наложения разных спиновых систем уровней в пределах одного изотопа.

Таким образом, не имеет места полученное в работе [1] несоответствие экспериментального распределения уровней серебра теоретическому распределению, получаемому из наложения нескольких независимых систем уровней.

Заметное количество выявленных случаев совпадения уровней Ag^{107} и Ag^{109} наводит на мысль о возможной корреляции между положениями уровней этих изотопов. Проведенный в работе корреляционный анализ показал, что корреляция между уровнями Ag^{107} и Ag^{109} в пределах достигнутой статистической точности отсутствует.

Значения S_0 и S_1 - силовых функций для изотопов серебра (в единицах 10^4) получились следующими:

$$S_0 = \begin{matrix} +0,17 \\ 0,43 \\ -0,12 \end{matrix} \quad S_1 = \begin{matrix} +1,3 \\ 1,9 \\ -0,6 \end{matrix} \quad \text{для } Ag-107$$

$$S_0 = \begin{matrix} +0,23 \\ 0,83 \\ -0,19 \end{matrix} \quad S_1 = \begin{matrix} +1,1 \\ 1,4 \\ -0,5 \end{matrix} \quad \text{для } Ag-109$$

Таблица I

Источная идентификация и параметры резонансных уровней серебра

| | Ag 107 | | | Ag 109 | | |
|----|---------------------|--------------------------------------|---------|---------------------|--------------------------------------|---------|
| | Е ₀ , эВ | lg Γ _n ⁰ , мэВ | Примеч. | Е ₀ , эВ | lg Γ _n ⁰ , мэВ | Примеч. |
| I | 16,30 | 1,48 ±0,06 | | 5,20 | 8,16 ±0,06 | |
| 2 | 41,50 | 1,32 ±0,16 | | 30,50 | 2,00 ±0,18 | |
| 3 | 44,80 | 0,27 ±0,04 | | 32,63 | 0,0019±0,0004 | * |
| 4 | 51,40 | 4,48 ±0,40 | | 40,20 | 1,36 ±0,16 | |
| 5 | 83,50 | 0,0030±0,0007 | | 55,70 | 2,56 ±0,20 | |
| 6 | 167,6 | 0,0019±0,0004 | * | 70,80 | 4,76 ±0,44 | |
| 7 | 110,88 | 0,008 ±0,001 | | 87,67 | 1,00 ±0,08 | |
| 8 | 128,04 | 0,008 ±0,004 | | 91,50 | 0,005 ±0,001 | |
| 9 | 144,20 | 0,76 ±0,08 | | 106,29 | 0,012 ±0,004 | |
| 10 | 154,7 | 0,0045±0,0009 | * | 113,5 | 0,0054±0,0011 | * |
| 11 | 162,40 | 0,02 ±0,01 | | 133,90 | 10,40 ±0,80 | |
| 12 | 167,10 | 0,016 ±0,004 | | 139,70 | 0,18 ±0,02 | |
| 13 | 171,2 | 0,0065±0,0013 | * | 160 | 0,0079±0,0016 | * |
| 14 | 173,10 | 5,00 ±0,40 | | 169,80 | 0,028 ±0,008 | |
| 15 | 183,60 | 0,012 ±0,004 | | 172,8 | 6,1 ±0,9 | * |
| 16 | 202,50 | 1,12 ±0,12 | | 198,4 | 0,011 ±0,02 | * |
| 17 | 218,20 | 0,012 ±0,012 | | 209,60 | 2,48 ±0,20 | |
| 18 | 251,29 | 0,60 ±0,16 | * | 251,29 | 0,80 ±0,12 | * |
| 19 | 260 | 0,0168±0,0034 | * | 258,89 | 0,125 ±0,019 | * |
| 20 | 264,47 | 0,24 ±0,02 | | 264,47 | 0,022 ±0,004 | * |
| 21 | 270,5 | 0,0076±0,0015 | * | 272,5 | 0,12 ±0,01 | |
| 22 | 310,92 | 10,0 ±2,0 | | 274,90 | 0,020 ±0,008 | |
| 23 | 329 | 0,018 ±0,004 | * | 283,90 | 0,016 ±0,008 | |
| 24 | 347,34 | 0,020 ±0,008 | | 290,86 | 0,76 ±0,08 | |
| 25 | 356,20 | 0,020 ±0,008 | | 293,00 | 0,020 ±0,008 | |
| 26 | 361,83 | 1,80 ±0,08 | | 300,64 | 0,08 ±0,02 | |
| 27 | 372 | 0,0145±0,0030 | * | 316,40 | 14,0 ±2,0 | |
| 28 | 382,10 | 0,020 ±0,008 | | 322,10 | 0,020 ±0,008 | |
| 29 | 401,70 | 0,024 ±0,012 | | 327,80 | 0,40 ±0,06 | |
| 30 | 410,01 | 0,016 ±0,008 | | 340,4 | 0,010 ±0,002 | * |
| 31 | 424 | 0,0073±0,0015 | * | 360 | 0,074 ±0,015 | * |
| 32 | 444,60 | 1,80 ±0,20 | | 387,00 | 3,32 ±0,12 | |
| 33 | 461,40 | 1,08 ±0,12 | | 391,60 | 0,016 ±0,004 | |
| 34 | 466,80 | 4,60 ±1,20 | | 398,00 | 1,52 ±0,08 | |

Таблица I (продолжение)

| | | | | | | | | |
|----|--------|-------|-------------|---|--------|-------|-------------|---|
| 35 | 472,2 | 0,72 | $\pm 0,08$ | | 404,40 | 5,0 | $\pm 0,2$ | |
| 36 | 476,10 | 0,16 | $\pm 0,02$ | | 428,40 | 0,88 | $\pm 0,08$ | |
| 37 | 479,54 | 0,12 | $\pm 0,02$ | | 441,0 | 0,009 | $\pm 0,002$ | * |
| 38 | 515,47 | 4,4 | $\pm 0,4$ | | 469,61 | 2,0 | $\pm 0,8$ | |
| 39 | 524,90 | 0,020 | $\pm 0,008$ | | 487,72 | 1,16 | $\pm 0,08$ | |
| 40 | 532,20 | 0,07 | $\pm 0,02$ | | 495,20 | 0,04 | $\pm 0,02$ | |
| 41 | 554,51 | 10,00 | $\pm 1,00$ | | 500,60 | 10,0 | $\pm 1,0$ | |
| 42 | 576,67 | 3,04 | $\pm 0,40$ | | 512,27 | 0,68 | $\pm 0,08$ | |
| 43 | 587,47 | 6,40 | $\pm 0,60$ | | 526,60 | 0,04 | $\pm 0,02$ | |
| 44 | 605,06 | 0,10 | $\pm 0,02$ | | 558 | 0,26 | $\pm 0,05$ | * |
| 45 | 625,59 | 0,64 | $\pm 0,08$ | | 560,66 | 6,0 | $\pm 0,8$ | |
| 46 | 653,50 | 1,00 | $\pm 0,08$ | | 565,43 | 8,0 | $\pm 0,8$ | |
| 47 | 674,50 | 3,00 | $\pm 0,28$ | | 607,93 | 2,6 | $\pm 0,2$ | |
| 48 | 695,89 | 1,08 | $\pm 0,12$ | | 622,17 | 5,6 | $\pm 1,2$ | |
| 49 | 703,51 | 0,26 | $\pm 0,02$ | | 634,27 | 0,04 | $\pm 0,02$ | |
| 50 | 721,26 | 0,04 | $\pm 0,01$ | | 648,21 | 0,04 | $\pm 0,02$ | |
| 51 | 734,70 | 0,04 | $\pm 0,01$ | | 669,45 | 1,68 | $\pm 0,20$ | |
| 52 | 752,57 | 2,00 | $\pm 0,50$ | * | 681,50 | 0,16 | $\pm 0,04$ | |
| 53 | 784 | 0,21 | $\pm 0,04$ | * | 687,40 | 0,08 | $\pm 0,02$ | |
| 54 | 806 | 0,215 | $\pm 0,040$ | * | 713,87 | 0,07 | $\pm 0,02$ | |
| 55 | 813,0 | 0,24 | $\pm 0,06$ | | 726,08 | 1,04 | $\pm 0,12$ | |
| 56 | 849 | 0,30 | $\pm 0,05$ | * | 730,39 | 0,07 | $\pm 0,01$ | |
| 57 | 882,33 | 4,00 | $\pm 0,60$ | | 747,49 | 5,20 | $\pm 0,40$ | |
| 58 | 886,67 | 0,40 | $\pm 0,12$ | | 752,6 | 2,0 | $\pm 0,5$ | * |
| 59 | 914,87 | 0,24 | $\pm 0,04$ | | 784,7 | 11,6 | $\pm 1,2$ | |
| 60 | | | | | 803,80 | 1,8 | $\pm 0,4$ | |
| 61 | | | | | 831,39 | 0,20 | $\pm 0,08$ | |
| 62 | | | | | 849 | 0,090 | $\pm 0,014$ | * |
| 63 | | | | | 861,83 | 0,52 | $\pm 0,08$ | |
| 64 | | | | | 902,84 | 0,60 | $\pm 0,12$ | |

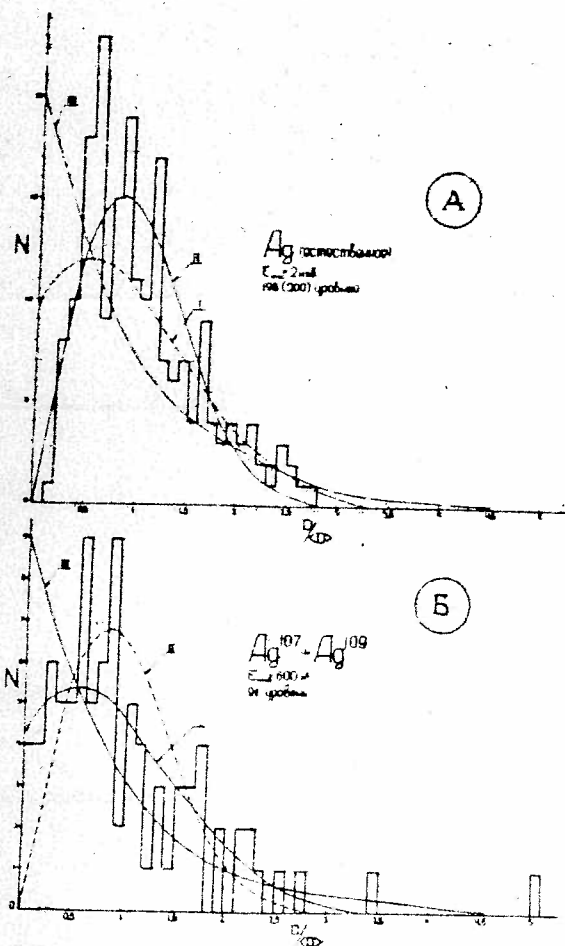


Рис. 1. А) Распределение расстояний между уровнями естественной смеси изотопов серебра из работы [1].
Б) Распределение расстояний между уровнями $Ag^{107} + Ag^{109}$ по результатам настоящей работы.
Кривая I - распределение Вигнера для двух систем уровней, кривая II - распределение Вигнера для одной системы уровней, кривая III - случайное распределение.

Столь сильное расхождение значений S_0 -силовых функций, близких по атомному весу, ядер не укладывается в рамки оптической модели ядра и может быть объяснено большой ролью входных состояний при захвате нейтронов ядрами $Ag-107$ и $Ag-109$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. B. Garg, J. Rainwater and W. W. Havens.
Phys. Rev. 137, B547 (1965).

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ РАЗДЕЛЕННЫХ
ИЗОТОПОВ СУРЬМЫ

Г.В. Мурадян, Ю.В. Адамчук, Ю.Г. Щепкин

ДОЛОЖЕНА НА АНГЛО-СОВЕТСКОМ СЕМИНАРЕ
"ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ РАСЧЕТА РЕАК-
ТОРОВ" (докл. АСС-68/16)

Дубна, 18-22 июня 1968 г. и направлена
в журнал " Ядерная физика " .

Вслед за измерением радиационного захвата изотопов серебра [1] было предпринято изучение пропускания и радиационного захвата разделенных изотопов сурьмы Sb^{121} и Sb^{123} .

Сурьма, как и серебро, имеет два четно-нечетных изотопа, отличающихся на два нейтрона, с приблизительно одинаковым содержанием в естественной смеси и полуцелым значением спина.

Проведение измерений с достаточно большим количеством (~ 400 гр) хорошо обогащенных (\sim до 98,5%) разделенных изотопов сурьмы позволило получить качественно новые данные, выявить большое количество неизученных уровней, провести четкую идентификацию уровней по изотопам и тем самым получить надежные данные по статистическим характеристикам и силовым функциям этих изотопов.

Обработка результатов измерений проводилась методом площадей с учетом интерференции между потенциальным и резонансным рассеянием [5] . Определялось значение нейтронной ширины $2g\Gamma_n$ и для ряда резонансов значение полной ширины Γ . Параметры большинства уровней получены по данным измерений пропускания и радиационного захвата. Для уровней, не проявившихся в измерениях полных сечений, определение $2g\Gamma_n$ проводилось по результатам измерений радиационного захвата в предположении $\Gamma_r = (100 \pm 10) \text{ мк}$.

Основным источником ошибок параметров является статистическая ошибка и неопределенность эффективности детектора в измерениях радиационного захвата ($\sim 15\%$) .

Было изучено ~140 уровней, Sb^{121} и 110 уровней Sb^{123} . Значения параметров идентифицированных по изотопам уровней сурьмы и их ошибки приведены в таблице I.

Таблица I

| Sb^{121} | | | | Sb^{123} | | | |
|--------------------|------------------------------|----------------------------------|----------------------|--------------------|------------------------------|----------------------------------|----------------------|
| E_γ (эВ) | $2\sigma_{\Gamma_n}$ (мВ) | $\Delta 2\sigma_{\Gamma_n}$ % | $2\sigma_{\Gamma_n}$ | E_γ (эВ) | $2\sigma_{\Gamma_n}$ (мВ) | $\Delta 2\sigma_{\Gamma_n}$ % | $2\sigma_{\Gamma_n}$ |
| 6,24 | 2,0 | 5 | 0,30 | 21,0 | 3,0 | 20 | 6,48 |
| 15,4 | 6,9 | 6 | 1,76 | 50,0 | 5,3 | 15 | 0,75 |
| 29,55 | 7,8 | 20 | 1,34 | 76,7 | 7,6 | 10 | 0,87 |
| 37,77 | 0,013 | 30 | 0,0021 | 104,9 | 43 | 15 | 4,20 |
| 53,5 | 2,1 | 2 | 0,29 | 131,0 | 1,1 | 20 | 0,096 |
| 55,01 | 0,05 | 20 | 0,0067 | 157,0 | 0,15 | 50 | 0,012 |
| 64,4 | 0,65 | 15 | 0,081 | 176,3 | 0,28 | 20 | 0,022 |
| 72,72 | 7,0 | 15 | 0,32 | 186,5 | 0,32 | 20 | 0,012 |
| 89,55 | 6,0 | 15 | 0,63 | 191,6 | 19,0 | 20 | 1,37 |
| 90,11 | 5,0 | 15 | 0,53 | 198,0 | 0,3 | 30 | 0,021 |
| 111,4 | 2,8 | 15 | 0,26 | 219,0 | 3,8 | 20 | 0,26 |
| 125,6 | 23 | 20 | 2,04 | 225,8 | 0,32 | 15 | 0,021 |
| 131,9 | 9,5 | 15 | 0,83 | 236,4 | 0,30 | 15 | 0,020 |
| 144,4 | 10 | 15 | 0,83 | 241,0 | 14 | 10 | 0,90 |
| 149,8 | 30 | 15 | 2,44 | 296,7 | 1,5 | 20 | 0,087 |
| 160,7 | 1,5 | 20 | 0,12 | 300,0 | 24 | 7 | 1,4 |
| 167,0 | 13 | 15 | 1,01 | 324,4 | 32 | 10 | 1,78 |
| 177,7 | 0,07 | 25 | 0,0053 | 332,1 | 0,9 | 30 | 0,049 |
| 185,0 | 0,15 | 20 | 0,013 | 341,5 | 0,5 | 30 | 0,027 |
| 192,3 | 1,3 | 15 | 0,090 | 351,5 | 6,5 | 6 | 0,35 |
| 214,2 | 1,2 | 15 | 0,081 | 374,2 | 1,7 | 10 | 0,088 |
| 222,7 | 4,0 | 15 | 1,69 | 392,9 | 2,4 | 20 | 0,12 |
| 230,7 | 1,0 | 20 | 0,066 | 395,9 | 29 | 5 | 1,46 |
| 246,6 | 0,35 | 30 | 0,022 | 415,4 | 0,7 | 20 | 0,034 |
| 249,6 | 0,4 | 30 | 0,025 | 472,6 | 4,6 | 5 | 0,21 |
| 262,3 | 0,2 | 50 | 0,012 | 483,3 | 12,5 | 5 | 0,57 |
| 266,4 | 0,2 | 50 | 0,012 | 492,9 | 0,9 | 25 | 0,041 |
| 270,5 | 0,3 | 30 | 0,013 | 522,6 | 1,1 | 30 | 0,048 |
| 274,8 | 0,20 | 15 | 0,017 | 533,5 | 14 | 5 | 0,61 |
| 287,2 | 12,6 | 5 | 0,75 | 572,4 | 26 | 6 | 1,17 |

Таблица I (продолжение)

| | | | | | | | | | | | | | | | |
|-------|------|----|--------|-------|-----|----|-------|-------|------|----|------|------|-----|----|-------|
| 293,7 | 0,1 | 30 | 0,0098 | 600,9 | 9 | 10 | 0,37 | 572,8 | 26 | 10 | 1,39 | 1571 | 7 | 25 | 0,18 |
| 310,2 | 3,7 | 10 | 0,21 | 629,4 | 28 | 10 | 1,12 | 578,3 | 23 | 15 | 0,88 | 1603 | 25 | 15 | 0,63 |
| 321,2 | 0,6 | 30 | 0,038 | 645,8 | 1,6 | 30 | 0,003 | 712,1 | 18 | 10 | 0,67 | 1674 | 125 | 7 | 3,11 |
| 332,1 | 2,5 | 6 | 0,14 | 660,7 | 20 | 7 | 0,78 | 715,8 | 2,8 | 30 | 0,11 | 1653 | 44 | 10 | 1,08 |
| 339,5 | 0,0 | 5 | 0,44 | 692,2 | 3,2 | 25 | 0,12 | 720,7 | 34 | 15 | 1,27 | 1675 | 6 | 15 | 0,15 |
| 348,1 | 0,15 | 50 | 0,0080 | 702,6 | 1,0 | 50 | 0,038 | 737,6 | 4,4 | 15 | 0,16 | 1701 | 162 | 7 | 3,93 |
| 356,3 | 0,25 | 25 | 0,013 | 719,4 | 4 | 30 | 0,15 | 774,7 | 76 | 7 | 2,73 | 1740 | 4 | 40 | 0,096 |
| 368,8 | 0,4 | 30 | 0,021 | 749,8 | 150 | 10 | 5,49 | 792,0 | 24 | 20 | 0,95 | 1785 | 47 | 30 | 1,11 |
| 393,9 | 22 | 5 | 1,11 | 818,2 | 25 | 10 | 0,47 | 797,7 | 30 | 30 | 1,06 | 1900 | 266 | 15 | 6,27 |
| 407,1 | 1,2 | 20 | 0,059 | 842,6 | 90 | 7 | 3,13 | 803,5 | 100 | 30 | 3,53 | 1864 | 140 | 20 | 3,25 |
| 416,1 | 0,7 | 30 | 0,036 | 874,6 | 170 | 6 | 5,74 | 805,0 | 120 | 30 | 4,23 | 1874 | 190 | 30 | 4,39 |
| 422,2 | 10 | 10 | 0,49 | 887,9 | 62 | 8 | 3,92 | 841,0 | 27 | 10 | 0,91 | 1900 | 6 | 50 | 0,14 |
| 432,5 | 0,2 | 50 | 0,0095 | 896,1 | 2,8 | 25 | 0,038 | 861,5 | 14 | 10 | 0,48 | 1938 | 80 | 15 | 1,82 |
| 444,9 | 25 | 20 | 1,18 | 911,2 | 24 | 10 | 0,72 | 892,1 | 7,0 | 20 | 0,23 | 1971 | 16 | 20 | 0,36 |
| 448,8 | 25 | 30 | 1,18 | 935,2 | 22 | 15 | 0,72 | 913,7 | 8,4 | 30 | 0,28 | 2005 | 360 | 8 | 8,05 |
| 451,8 | 16 | 30 | 0,75 | 970,7 | 29 | 18 | 1,25 | 919,0 | 160 | 25 | 5,28 | 2039 | 10 | 60 | 0,22 |
| 455,5 | 160 | 20 | 7,46 | 980,5 | 5 | 50 | 0,16 | 938,8 | 47 | 20 | 0,16 | 2112 | 103 | 15 | 2,24 |
| 463,6 | 1,8 | 30 | 0,084 | 990,2 | 87 | 10 | 2,76 | 942,8 | 38 | 10 | 1,22 | 2156 | 170 | 15 | 3,69 |
| 471,3 | 13,7 | 6 | 0,63 | 1021 | 14 | 30 | 0,44 | 964,9 | 130 | 8 | 4,12 | 2175 | 130 | 15 | 2,73 |
| 476,6 | 0,6 | 25 | 0,028 | 1050 | 62 | 7 | 1,31 | 996,2 | 1016 | 32 | 1,00 | 2207 | 97 | 15 | 2,07 |
| 483,3 | 1,5 | 30 | 0,059 | 1086 | 12 | 30 | 0,46 | 1040 | 6,4 | 25 | 0,20 | 2241 | 215 | 10 | 4,55 |
| 493,2 | 7,5 | 15 | 0,34 | 1094 | 6 | 30 | 0,19 | 1049 | 10 | 20 | 0,31 | 2282 | 49 | 15 | 1,03 |
| 502,1 | 1,3 | 25 | 0,058 | 1113 | 13 | 25 | 0,57 | 1086 | 32 | 10 | 0,97 | 2317 | 106 | 15 | 2,20 |
| 510,8 | 0,7 | 30 | 0,031 | 1120 | 64 | 10 | 2,51 | 1113 | 120 | 15 | 3,60 | 2360 | 170 | 15 | 3,51 |
| 525,9 | 7,0 | 10 | 0,34 | 1168 | 90 | 7 | 2,63 | 1125 | 8 | 30 | 0,24 | 2390 | 60 | 30 | 1,23 |
| 544,7 | 95 | 5 | 4,09 | 1229 | 5 | 40 | 0,12 | 1147 | 18 | 20 | 0,58 | 2450 | 34 | 25 | 0,69 |
| 551,2 | 0,8 | 50 | 0,034 | 1230 | 5 | 40 | 0,16 | 1185 | 278 | 8 | 0,08 | 2489 | 54 | 30 | 1,08 |
| 560,4 | 19 | 5 | 0,60 | 1250 | 47 | 10 | 1,16 | 1205 | 72 | 10 | 2,08 | 2655 | 50 | 30 | 0,97 |
| 565,4 | 1,9 | 20 | 0,40 | 1275 | 40 | 4 | 1,34 | 1227 | 79 | 10 | 1,17 | 2700 | 370 | 20 | 7,17 |
| 601,2 | 4,2 | 15 | 0,67 | 1313 | 30 | 17 | 0,81 | 1294 | 66 | 18 | 1,06 | 2762 | 40 | 30 | 0,76 |
| 607,5 | 55 | 5 | 2,89 | 1367 | 24 | 10 | 4,54 | 1362 | 15 | 46 | 0,42 | 2839 | 130 | 25 | 2,48 |
| 615,2 | 13 | 6 | 0,50 | 1407 | 5 | 40 | 0,16 | 1411 | 110 | 10 | 7,04 | 2867 | 32 | 30 | 0,96 |
| 632,5 | 40 | 5 | 1,49 | 1449 | 18 | 40 | 0,16 | 1431 | 26 | 15 | 0,90 | 3000 | 320 | 25 | 5,02 |
| 647,9 | 1,0 | 40 | 0,070 | 1487 | 172 | 20 | 3,15 | 1464 | 134 | 30 | 0,54 | 3128 | 165 | 25 | 2,59 |
| 652,3 | 32 | 6 | 1,24 | 1505 | 127 | 20 | 3,15 | 1467 | 135 | 10 | 3,65 | 3283 | 205 | 40 | 3,51 |
| | | | | | | | | 1494 | 27 | 10 | 3,45 | 3766 | 200 | 40 | 3,50 |

Таблица I (продолжение)

| | | | | | | | |
|------|-----|----|------|------|------|----|------|
| 1455 | 12 | 25 | 0,32 | 3314 | 290 | 15 | 5,04 |
| 1487 | 82 | 10 | 2,12 | 3370 | 150 | 50 | 2,56 |
| 1524 | 16 | 30 | 0,41 | 3401 | 200 | 40 | 3,43 |
| 1533 | 12 | 30 | 0,31 | 3530 | 70 | 30 | 1,18 |
| 1559 | 15 | 30 | 0,38 | 3696 | 290 | 30 | 4,79 |
| 1579 | 19 | 30 | 0,48 | 3984 | 400 | 50 | 6,34 |
| 1599 | 120 | 15 | 3,00 | 4166 | 1800 | 80 | 27,9 |
| 1645 | 35 | 20 | 0,86 | | | | |
| 1701 | 73 | 15 | 1,77 | | | | |
| 1729 | 64 | 30 | 1,54 | | | | |
| 1748 | 24 | 35 | 0,57 | | | | |
| 1770 | 97 | 25 | 2,30 | | | | |
| 1804 | 173 | 30 | 4,07 | | | | |
| 1829 | 185 | 25 | 4,33 | | | | |
| 1849 | 39 | 25 | 0,91 | | | | |
| 1906 | 345 | 30 | 7,90 | | | | |
| 1922 | 108 | 30 | 2,46 | | | | |
| 1982 | 137 | 25 | 3,08 | | | | |
| 2005 | 220 | 25 | 4,91 | | | | |
| 2038 | 65 | 25 | 1,44 | | | | |
| 2112 | 67 | 35 | 1,46 | | | | |
| 2124 | 68 | 35 | 1,48 | | | | |
| 2156 | 146 | 35 | 3,15 | | | | |
| 2268 | 140 | 40 | 2,94 | | | | |
| 2275 | 110 | 40 | 2,31 | | | | |
| 2310 | 170 | 35 | 3,53 | | | | |
| 2367 | 150 | 30 | 3,08 | | | | |
| 2397 | 290 | 25 | 5,92 | | | | |
| 2442 | 115 | 30 | 2,33 | | | | |
| 2533 | 420 | 40 | 8,35 | | | | |

На рисунке I приведены распределения расстояний между уровнями S_b^{I21} и S_b^{I23} . На этом же рисунке приведены теоретические распределения Вигнера (кривая II - распределение Вигнера для одной системы уровней, кривая I - для двух систем уровней с одинаковыми средними расстояниями).

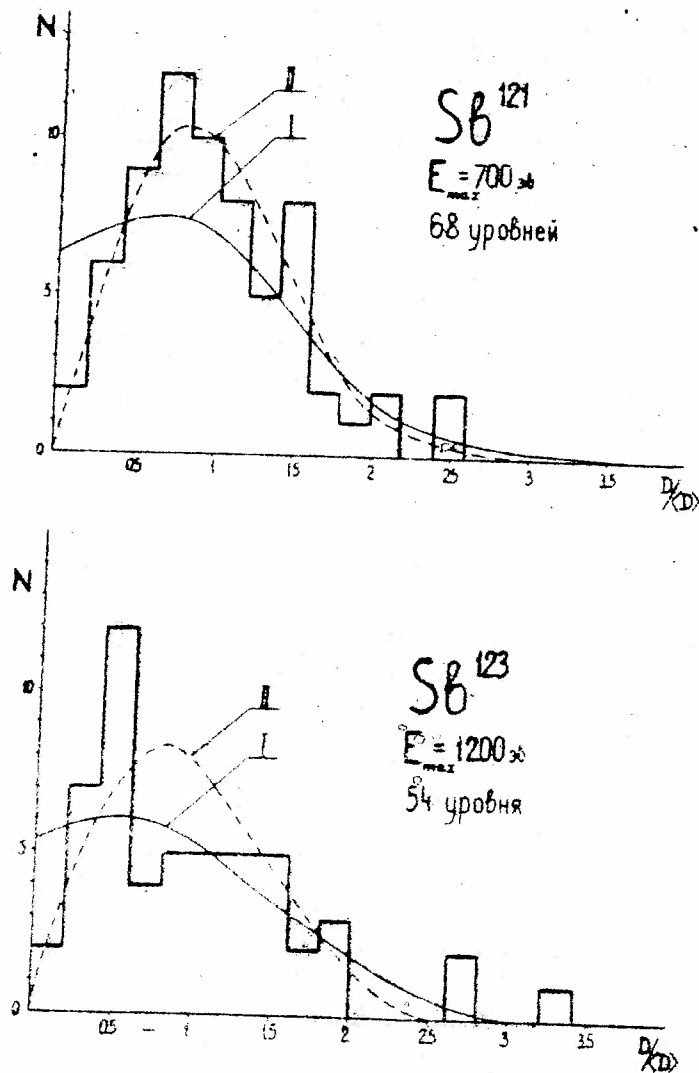


Рисунок I. Распределение расстояний между уровнями для изотопов Sb^{121} и Sb^{123} . Кривая II - распределение Вигнера для одной системы уровней; кривая I - для двух систем уровней с одинаковыми средними расстояниями.

Экспериментальные гистограммы ближе к распределению для одной системы уровней (кривая П, рис. 2), что противоречит выводу теории. Однако, как и в случае серебра, это противоречие может оказаться кажущимся. Дело в том, что для каждого изотопа Sb проявляется две системы уровней, принадлежащие разным спиновым состояниям, которые случайно наложены друг на друга и имеют приблизительно одинаковые плотности.

Гистограммы рис. 2 очень чувствительны к небольшому пропуску уровней. Эти пропуски связаны не с экспериментальной потерей уровня из-за его слабости, а являются результатом слияния двух уровней в пределах разрешения и собственной ширины. Исходя из конкретного разрешения нейтронного спектрометра и предложив для простоты, что все расстояния от нуля до среднего равновероятны, можно показать, что из-за слияния потеряны $\sim 6\%$ уровней. Столь незначительный пропуск невозможно заметить на гистограмме зависимости числа уровней изотопов сурьмы от энергии нейтронов. Гистограмма же рис. 2 сильно чувствует такие пропуски уровней вблизи $\frac{d}{\sigma} \sim 0$. Если в гистограмму рис. 2 в область, где имеет место слияние уровней, добавить потерянные 6 уровней, т.е. 4 промежутка для Sb^{121} и 3 промежутка для Sb^{123} , то экспериментальные распределения расстояний между уровнями будут ближе к распределению для двух систем уровней.*)

Обращает на себя внимание аномально большое значение количества промежутков с $\frac{d}{\sigma} \sim 0,5$ для тяжелого изотопа Sb^{123} (см. рис. 2). Именно такой же эффект мы наблюдали для тяжелого изотопа серебра Ag^{109} .

Значения S_0 и S_1 силовых функций для Sb^{121} и для Sb^{123} оказались следующими:

$$S_0 = \begin{pmatrix} 0,29 & +0,05 \\ & -0,04 \end{pmatrix} \cdot 10^{-4}; \quad S_1 = \begin{pmatrix} 1,1 & +1,5 \\ & -0,5 \end{pmatrix} \cdot 10^{-4} \text{ для } Sb^{121}$$

$$S_0 = \begin{pmatrix} 0,22 & +0,08 \\ & -0,05 \end{pmatrix} \cdot 10^{-4}; \quad S_1 = \begin{pmatrix} 2 & +2 \\ & -1 \end{pmatrix} \cdot 10^{-4} \text{ для } Sb^{123}.$$

*)

После завершения данной работы мы получили результаты измерений $Sb [2]$, которые подтвердили наши предположения.

Ошибки в значениях S вычислялись с учетом флуктуации приведенных нейтронных ширин и расстояний между уровнями [3].

Столь низкие значения S_0 не согласуются с предсказаниями оптической модели, как и данные по результатам измерений разделенных изотопов серебра [1] и олова [4] и говорят о сильном влиянии входных состояний при образовании составного ядра.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.В. Мурадян, Ю.В. Адамчук. Доклад на конференции по ядерным данным в Париже. 1966 г.
2. S.W. Yushmank et al. *Phys. Rev.* 166, B1234 (1968).
3. H.V. Muradyan and Yu.V. Adamchuk.
Nucl. Phys. 68, 549 (1965).
4. Г.В. Мурадян, Ю.Г. Щепкин, Ю.В. Адамчук, М.Г. Арутюнов.
Доклад на Англо-Советском семинаре № АСС-68/14, Дубна 1968.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ УРАНА-235 В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ
ЭНЕРГИЙ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ЕГО ЖИДКИМ
АЗОТОМ

Т.А. Мостовая, В.И. Мостовой

ДОЛОЖЕНА НА АНГЛО-СОВЕТСКОМ СЕМИНАРЕ
"ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ РАСЧЕТА РЕАК-
ТОРОВ" (докл. АСС-68/15)
Дубна 18-22 июня 1968 г.

Разрешение современных нейтронных селекторов позволяет получать сечения в резонансной области энергий, искаженные практически только за счет доплеровского уширения. Поэтому дальнейшую информацию об истинной резонансной структуре тяжелых ядер, в которых расстояние между уровнями порядка их ширины, можно получить, уменьшая эффект Доплера. Настоящая работа предпринята с целью уточнить полученные ранее данные по сечению деления $U-235$ путем уменьшения эффекта доплеровского уширения [1].

Измерения проводились на нейтронном селекторе методом времени пролета на пролетной базе 18,15 м. В качестве источника нейтронов служил линейный ускоритель электронов ИАЗ, дававший вспышки нейтронов длительностью $T_n = 0,2$ мксек с частотой $\nu = 250$ гц. В измерениях использовалась специальная ионизационная камера.

Величина фона при различных энергиях нейтронов измерялась с помощью общепринятой техники резонансных фильтров.

Эффекты от камеры деления регистрировались 4096-канальным временным анализатором с ферритовой памятью при ширине канала $\tau = 0,25$ мксек. Одновременно эффекты от пропорционального счетчика регистрировались 2048-канальным анализатором с памятью на магнитном барабане.

Разрешение при измерении эффектов деления (без учета неопределенности пролетного расстояния, обусловленного источником нейтронов) составляло 13 нсек на метр.

Предварительные измерения показывают, что изготовленная камера вполне пригодна для регистрации делений при охлаждении слоя до температуры жидкого азота.

В настоящее время еще не получено достаточной статистики для того, чтобы сделать определенные выводы об эффективности охлаждения

при измерении сечения деления на окиси $U-235$. Поэтому здесь лишь в качестве иллюстрации приведены непосредственно измеренные на анализаторе эффекты делений N_2 , включающие фон. На рис. 1 и 2 приведены результаты одной серии измерений.

При охлаждении более четко проявляются слабые резонансы, расположенные в провалах между уровнями (10,2 ; 11,7 ; 12,9 ; 13,3 ; 20,1 ; 20,6 ; 38,4 эв и др.) и на склонах сильных уровней (9,3 ; 43,4 эв и др.). Изолированные слабые уровни с малой полной шириной (20,4 ; 4,85 ; 7,1 ; 11,7 эв и др.) при охлаждении заметно вытягиваются. Рис. 3 качественно иллюстрирует этот эффект на примере уровня $E=7,1$ эв.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Т.А. Мостовая. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Выпуск 3, стр. 17, 1966.

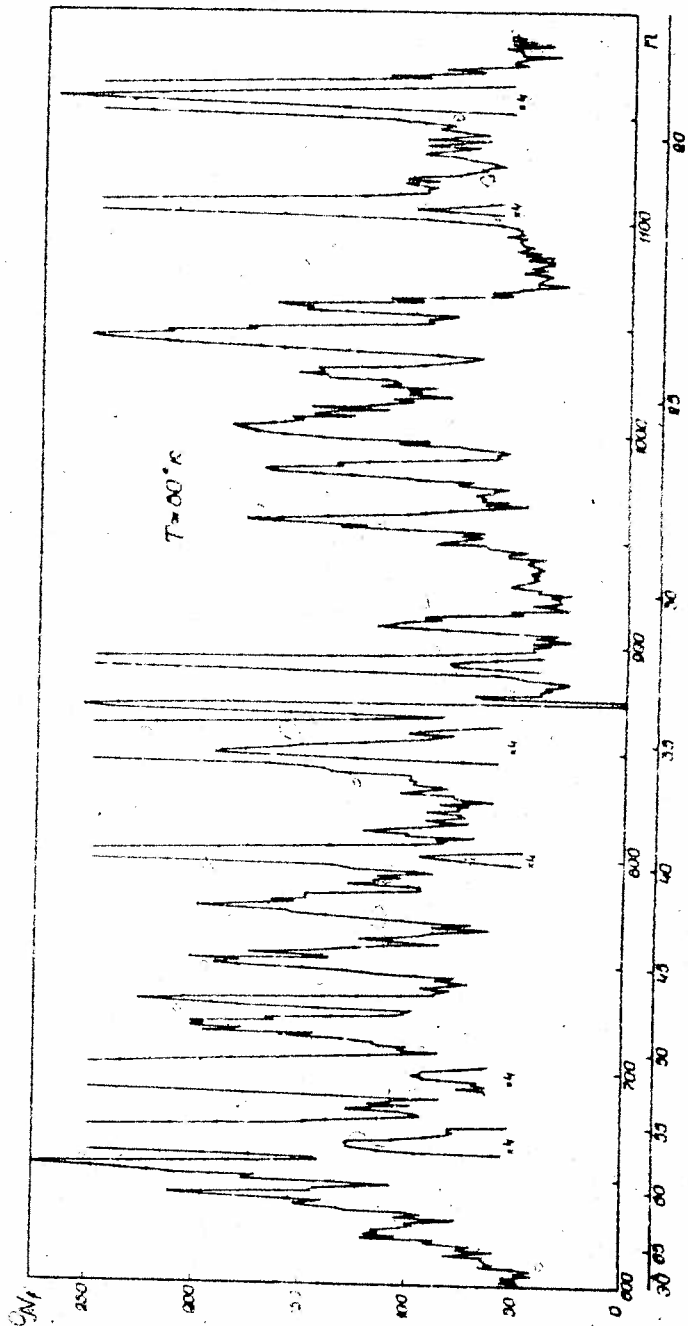


Рис. 1. Эффект температуры (T) на выходные амплитуды (U) при охлаждении исследуемого слоя.

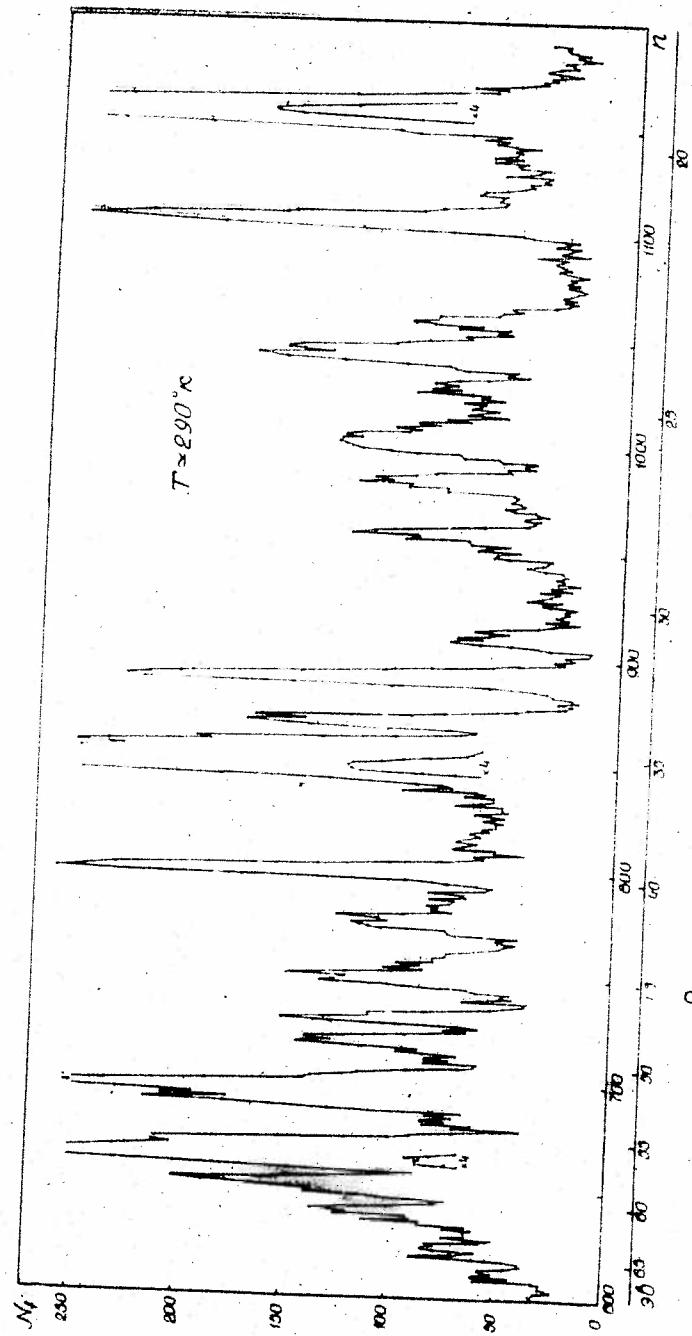


рис. 2 эффект деления (M) на канале анализатора (L) без охлаждения разделяемого слоя.

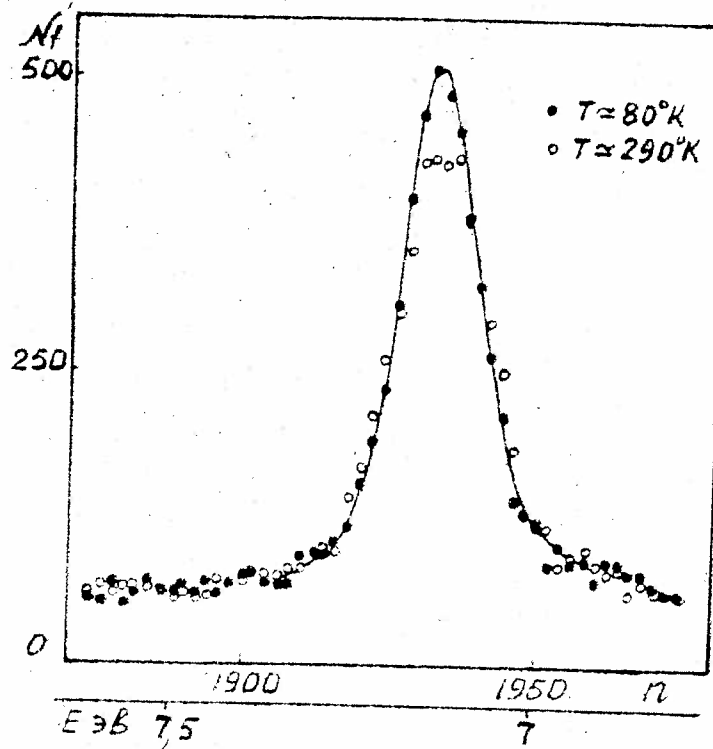


рис. 3. Влияние охлаждения на уровень $E = 7,1 \text{ эВ}$.

ИНТЕНСИВНОСТИ ПАРЦИАЛЬНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ НА
ОСНОВНОЕ И ПЕРВОЕ ВОЗБУЖДЕННОЕ СОСТОЯНИЯ В РЕЗОНАНСАХ
ИЗОТОПА ГАДОЛИНИЯ - 155

Л.С. Данелян, Б.В. Ефимов, С.К. Сотников

На двухкристальном сцинтилляционном спектрометре измерены суммарные величины интенсивностей парциальных гамма-переходов на основное и первое возбужденное состояния в 23 резонансах реакции $Gd^{155}(n,\gamma)Gd^{156}$. Измерения производились на нейтронном пучке линейного ускорителя электронов ИАЭ им. И.В. Курчатова. Гамма-спектрометр, установленный на расстоянии 10,8 м от мишени, построен по схеме "сложений-совпадений" и состоит из двух детекторов с кристаллами NaJ размерами 120 x 120 мм. Эта схема позволяла измерять фон, обусловленный сложением импульсов от двух или более гамма-квантов. Для анализа импульсов по времени и амплитуде использовался многомерный анализатор с общим числом каналов, равным 2048. Обогащение образца гадoliniем 155 было порядка 92%. Относительные величины переходов даны в таблице I.

Была сделана попытка по интенсивностям двухкаскадных переходов выявить резонансы со спином 1. В силу малой статистики фона сложений получить четкую картину для всех изученных резонансов не удалось. Тем не менее для пяти резонансов можно было предположить спин 1. Для остальных 17 резонансов экспериментальное распределение лежит уже между распределениями с $\nu=1$ и $\nu=2$. При данном разбиении резонансов по спинам средние значения интенсивностей для переходов из состояний 1 примерно в 10 раз больше, чем для переходов из состояний 2^- .

Полная доминирующими E₂ переходы, можно предположить тогда существование запрета для переходов из спинового состояния 2^- в первое возбужденное состояние 2^+ ядра Gd^{156} .

Таблица I

| Ерез. эВ | Спин δ | Суммарная интенсивность переходов 8,44 и 8,52 МэВ |
|-------------|------------------|---|
| 62,9 | | 1,9 \pm 0,9 |
| 59,5 | | 0,4 \pm 0,2 |
| 53 | | 1,6 \pm 0,5 |
| 50,3 | | 8,5 \pm 0,5 |
| 47,1 | | 4,9 \pm 0,9 |
| 42,7 | I ^x) | 100 \pm 2,2 |
| 37,3 | | 12,2 \pm 1,6 |
| 35,1 | I ^x) | 20,4 \pm 4,9 |
| 33,8 | | 9,8 \pm 0,7 |
| 30,5 | | 1,2 \pm 1,2 |
| 29,9 | | 0,8 \pm 0,4 |
| 23,3 | I ^x) | 15,8 \pm 1,3 |
| 21,3 | I ^x) | 14,3 \pm 1,4 |
| 20,2 | | 1,5 \pm 0,8 |
| 14,54 | | 2,3 \pm 1,0 |
| 12,06 | | 4,4 \pm 0,8 |
| 11,67 | I ^x) | 44,8 \pm 4 |
| 10,12 | | 1,5 \pm 0,7 |
| 7,8 | | 0,01 \pm 0,07 |
| 6,3 | 2 | 2,0 \pm 0,5 |
| 2,57 | 2 | 4,6 \pm 2,0 |
| 2,01 | 1 | 7,9 \pm 1,1 |
| 0,0268 | 2 | 3,6 \pm 0,8 |

x) Предположенные значения спинов из данных по двухкаскадным переходам.

СПИНОВОЕ СМЕШИВАНИЕ ВО ВХОДНЫХ КАНАЛАХ РЕАКЦИЙ

И.В. Караджев, В.И. Манько, Ф.Е. Чукреев.

Направлена в журнал "Ядерная физика"

Угловые распределения α - частиц из реакции $P(\rho, \alpha_0) Si^{28}$ были использованы для определения коэффициента спинового смешивания, который равен отношению $\Gamma_{p_0}/\Gamma_{p_1}$, где Γ_{p_0} и Γ_{p_1} - парциальные протонные ширины, соответствующие двум возможным каналам реакции $P^{31}(\rho, \alpha_0) Si^{28}$ со спинами 0 и 1. Распределение этих коэффициентов не согласуется с расчетным, основанном на предположениях о статистической независимости ширины Γ_{p_0} и Γ_{p_1} и о том, что каждая из них подчиняется распределению Портера-Томаса. Форма указанного распределения свидетельствует о наличии корреляции между ширинами Γ_{p_0} и Γ_{p_1} . Эта корреляция близка к той, которая должна осуществляться в случае $J_1 - J_2$ - связи, что, в свою очередь, может означать, что даже при столь высоких энергиях возбуждения (10,0-12,5 мэв) можно говорить о возникновении сравнительно простых оболочечных конфигураций.

ПРОМЕЖУТОЧНАЯ СТРУКТУРА ЗАВИСИМОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА U^{236} ОТ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

П.Е. Воротников

Направлена в журнал "Ядерная физика"

Показано, что при делении U^{235} нейтронами в усредненной по резонансам компаунд-ядра зависимости делительной ширины от энергии нейтронов наблюдаются четкие максимумы с шириной ≤ 300 эв и расстоянием между ними ~ 1 кэв.

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ *)

ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В (d, n) РЕАКЦИЯХ НА
ЯДРАХ СРЕДНЕГО АТОМНОГО ВЕСА

И.И.Дезинтов, В.В.Ожороков, В.М.Серезин, В.А.Смотряев,
Д.Л.Толченков, И.С.Тростин, Д.Н.Чеблуков.

Направлена в журнал "ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА"

Измерена поляризация нейтронов в (d, n) реакциях на изотопах Co^{59} , Fe^{56} , $Ni^{60,62,64}$ и $Zn^{64,66,68}$ в интервале углов $\theta_{d,n} = 30^\circ - 50^\circ$ (лаб. сист). Энергия падающих на мишень дейтронов $E_d = 11,7$ Мэв (циклотрон ИТЭФ). Поляризация нейтронов определялась из взаимной асимметрии рассеяния на углероде, анализирующая способность которого была предварительно найдена из рассеяния поляризованных нейтронов реакции $D(d, n)He^3$. Поляризация нейтронов при рассеянии на углероде под углом 45° (лаб. сист). $P_{n,c} = -0,78 \pm 0,18$ для нейтронов с энергией $E_n = 12,6$ Мэв и $P_{n,c} = -0,60 \pm 0,09$ для нейтронов с энергией $E_n = 10,2$ Мэв.

Спектры рассеянных нейтронов измерялись методом времени пролета. Определялась поляризация нейтронов, соответствующих основному и близлежащим к нему возбужденным уровням остаточного ядра (интервал энергии возбуждения остаточного ядра $\Delta E^* \sim (0 - 3,1) \text{ Мэв} + (0 - 6,7) \text{ Мэв}$).

х) Под редакцией В.Н. АНДРЕЕВА

Получены следующие значения поляризации нейтронов P_n % :

| Мишень | Угол реакции $\theta_{d,n}$ (лаб. сист.) | | |
|--------|--|-----------------|-----------------|
| | 30° | 40° | 50° |
| Co 59 | - | $-5,6 \pm 4,0$ | $-13,4 \pm 5,9$ |
| Fe 56 | $+3,2 \pm 3,3$ | $+0,6 \pm 1,9$ | $0,0 \pm 5,3$ |
| Zn 64 | - | $-10,3 \pm 5,2$ | $-8,1 \pm 7,5$ |
| Zn 66 | - | - | $-6,0 \pm 17,5$ |
| Zn 68 | - | - | $-8,7 \pm 8,0$ |
| Ni 60 | $-9,3 \pm 5,7$ | $+3,0 \pm 8,0$ | $-4,0 \pm 5,4$ |
| Ni 62 | - | - | $-4,4 \pm 2,5$ |
| Ni 64 | - | - | $-3,8 \pm 5,0$ |

Положительное направление нормали $\vec{n} = \vec{k}_d \times \vec{k}_n$.

ДЛИННОПРОБЕЖНЫЕ ЧАСТИЦЫ С $Z \geq 2$ ПРИ ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ
 Pu^{239} ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

В.И. Андреев, В.Г. Недопекин, В.Н. Рогов,

В работе изучалось испускание He^4 частиц с $A > 4$ при делении Pu^{239} тепловыми нейтронами. Частицы регистрировались с помощью детектора, одновременно измерявшего у каждой частицы удельную ионизацию, энергию и пробег. Обнаружены литий, бериллий, бор и углерод. Измерены выходы, энергетические спектры ионов, оценен их изотопический состав. Рассчитаны спектры ионов в момент их образования в процессе деления. Измеренные экспериментально выходы ионов, минимальная энергия детектируемых частиц и полный выход ионов, оцененный путем экстраполяции экспериментальных спектров в область низких энергий ионов, представлены в таблице:

| И о н ы | Выход на одно деление | E мин. | Полный выход на одно деление |
|--------------------|---------------------------------|--------|------------------------------|
| α - частицы | $2,27 \cdot 10^{-3*})$ | 7 | $2,4 \cdot 10^{-3*})$ |
| г е л и я | $(4,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ | 8,5 | $6 \cdot 10^{-5}$ |
| л и т и й | $(1,76 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$ | 15 | $3,6 \cdot 10^{-6}$ |
| б е р и л л и й | $(4,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$ | 21 | $1,4 \cdot 10^{-5}$ |
| б о р | $(1,25 \pm 0,09) \cdot 10^{-7}$ | 28 | $8 \cdot 10^{-7}$ |
| у г л е р о д | $(6,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$ | 36 | $1,2 \cdot 10^{-5}$ |

*) Опорные значения.

ПОЛНОЕ НЕЙТРОННОЕ СЕЧЕНИЕ Th^{230} В ТЕПЛОВОЙ И РЕЗОНАНСНОЙ
ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

С.М.Калесин, П.Н.Палей, Р.И.Иванова, Э.К.Каралова, Г.М.Кукавадзе,
Э.И.Пыжова, Г.В.Руколайне.

ДОЛОЖЕНА НА АНГЛО-СОВЕТСКОМ СЕМИНАРЕ
"ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТОВ РЕАКТОРОВ"

(докл. АСС-68/18)

Дубна, 18-22 июня 1968 г.

На тяжеловодном реакторе ИТЭФ проведено исследование полных нейтронных сечений Th^{230} в тепловой и резонансной области энергий. Образец Th^{230} был выделен из урановых руд в количестве одного грамма. Измерения проведены на механическом прерывателе с магнитным подвесом. Полное нейтронное сечение Th^{230} в тепловой точке (0,025 эв) составляет ($71,8 \pm 2$) барна, сечение захвата нейтронов - ($56,8 \pm 3$) барна, сечение потенциального рассеяния - (15 ± 2) барна.

В области энергий до 600 эв измерены 29 нейтронных уровней, включая один отрицательный. Приведены параметры уровней. По параметрам уровней вычислена нейтронная силовая функция и полный резонансный интеграл, которые равны соответственно:

($1,30 \pm 0,3$) $\cdot 10^{-4}$; (1035 ± 85) барн. Среднее расстояние между нейтронными уровнями у Th^{230} составляет ($9,8 \pm 1,6$) эв.

Параметры нейтронных уровней.

| N | E/MeV | Γ_d /MeV | Γ_n /MeV | $\beta\Gamma_n^0$ /MeV | Эрез./барны/ |
|----|---------------|-----------------|-----------------|------------------------------|--------------|
| 1 | 0.075 ± 0.030 | 29.0 ± 1.8 | | $1.31 \pm 0.2 \cdot 10^{-3}$ | |
| 2 | 1.431 ± 0.044 | 27.61 ± 1.8 | 0.39 ± 0.06 | 0.226 ± 0.050 | 769.4 ± 82.2 |
| 3 | 17.30 ± 0.04 | 29.54 ± 1.8 | 12.1 ± 1.7 | 2.91 ± 0.41 | 118.0 ± 20.0 |
| 4 | 23.04 ± 0.07 | 30.9 ± 3.5 | 9.8 ± 1.0 | 2.01 ± 0.20 | 54.0 ± 9.5 |
| 5 | 32.43 ± 0.10 | 29.9 ± 5.2 | 3.4 ± 0.5 | 0.597 ± 0.088 | 11.35 ± 2.00 |
| 6 | 38.90 ± 0.14 | 29.1 ± 3.4 | 7.9 ± 1.8 | 1.251 ± 0.284 | 15.9 ± 4.4 |
| 7 | 48.22 ± 0.19 | 29.0 ± 4.9 | 11.5 ± 1.1 | 1.656 ± 0.154 | 14.50 ± 3.54 |
| 8 | 64.7 ± 0.3 | 29.0 ± 1.8 | 2.86 ± 0.34 | 0.355 ± 0.043 | 2.56 ± 0.38 |
| 9 | 75.8 ± 0.4 | " | 4.5 ± 0.5 | 0.517 ± 0.057 | 2.85 ± 0.23 |
| 10 | 83.5 ± 0.4 | " | 25.6 ± 4.3 | 2.53 ± 0.47 | 8.23 ± 0.87 |
| 11 | 102.8 ± 0.5 | " | 7.9 ± 1.5 | 0.777 ± 0.178 | 2.82 ± 0.40 |
| 12 | 108.7 ± 0.6 | " | 1.61 ± 0.24 | 0.154 ± 0.042 | 0.53 ± 0.14 |
| 13 | 116.4 ± 0.7 | " | 37.0 ± 5.0 | 3.43 ± 0.70 | 4.25 ± 0.84 |
| 14 | 133.8 ± 0.8 | " | 7.5 ± 3.3 | 0.648 ± 0.235 | 1.38 ± 0.48 |
| 15 | 139.0 ± 0.9 | " | 2.35 ± 1.15 | 0.199 ± 0.098 | 0.46 ± 0.20 |
| 16 | 148.2 ± 1.0 | " | 5.85 ± 2.70 | 0.480 ± 0.223 | 0.89 ± 0.31 |
| 17 | 172.3 ± 1.2 | " | 8.5 ± 2.8 | 0.631 ± 0.204 | 0.87 ± 0.22 |
| 18 | 183.3 ± 1.3 | " | 39.6 ± 17.8 | 2.52 ± 1.31 | 2.06 ± 0.28 |
| 19 | 193.6 ± 1.5 | " | 72.5 ± 35.0 | 5.72 ± 2.52 | 2.29 ± 0.27 |
| 20 | 207.4 ± 1.5 | " | 128.5 ± 33.0 | 2.92 ± 2.28 | 2.28 ± 0.17 |
| 21 | 223.0 ± 2.0 | " | 42.8 ± 19.7 | 2.87 ± 1.31 | 1.43 ± 0.24 |
| 22 | 240.0 ± 2.0 | " | 36.6 ± 15.8 | 2.36 ± 1.02 | 1.18 ± 0.18 |
| 23 | 267 ± 3 | " | 5.3 ± 3.6 | 0.668 ± 0.215 | 0.40 ± 0.13 |
| 24 | 294 ± 3 | " | 122.5 ± 45.0 | 7.15 ± 2.63 | 1.15 ± 0.08 |
| 25 | 346 ± 3 | " | 170.0 ± 71.0 | 9.15 ± 3.80 | 0.85 ± 0.07 |
| 26 | 400 ± 5 | " | 139.0 ± 63.0 | 6.95 ± 3.75 | 0.63 ± 0.05 |
| 27 | 458 ± 5 | " | 260.5 ± 97.5 | 12.2 ± 4.5 | 0.49 ± 0.02 |
| 28 | 485 ± 6 | " | 124.0 ± 76.0 | 5.59 ± 3.46 | 0.41 ± 0.04 |
| 29 | 563 ± 7 | " | 216.0 ± 73.0 | 8.1 ± 3.1 | 0.33 ± 0.02 |

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФЕ АН СССР *)

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ АНИЗОТРОПИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ДЕЛЕНИИ
 U^{235} МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ ОТ СУММАРНЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ
ЭНЕРГИЙ И ОТ ОТНОШЕНИЯ МАСС ОСКОЛКОВ

Г.В. Вальский, Г.А. Петров, Ю.С. Плева.

Направлена в журнал "ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА"

В работе измерено:

1. Зависимость анизотропии γ -излучения от суммарных кинетических энергий осколков (таблица I, $W(30^\circ)$).
2. Зависимость числа γ -квантов, испускаемых в одном акте деления под углом 90° к оси разлета осколков, от суммарных кинетических энергий осколков (величина B в произвольных единицах, таблица I).
3. Зависимость анизотропии γ -излучения от отношения масс осколков (величина $W(30^\circ)$ в таблице II, представленная как функция массы тяжелого осколка).
4. Зависимость числа γ -квантов, испускаемых в одном акте деления под углом 90° к оси разлета осколков, от отношения масс осколков (величина B в таблице III, представленная как функция массы тяжелого осколка, в произвольных единицах).
5. Зависимость числа γ -квантов, испускаемых осколком под углом 30° к направлению его движения в единицу телесного угла, в зависимости от массы осколка (величина B в произвольных единицах, таблица IV).

Все измерения произведены для γ -квантов, имеющих энергию более 100 кэВ. Величина анизотропии определяется как отношение интенсивностей γ -излучения под углами 30° и 90° к оси разлета осколков без единицы. Поправки на конечность телесных углов не вводились.

х) Под редакцией Г.З. БОРУХОВИЧА .

Среднее отношение интенсивностей \mathcal{J} - излучения под углами 0° и 90° без единицы со всеми поправками составляет $0,128 \pm 0,008$.

Среднее отношение интенсивности \mathcal{J} - излучения легкой группы осколков к интенсивности \mathcal{J} - излучения тяжелой группы составляет $1,4 \pm 0,2$.

Таблица I

| E_k | $W/30^\circ$ | $\Delta W/30^\circ$ | B | ΔB |
|--------|--------------|---------------------|-------|------------|
| 133,44 | -0,0245 | 0,0393 | 12,86 | 1,97 |
| 137,50 | 0,0953 | 0,0318 | 10,26 | 0,64 |
| 141,45 | 0,0645 | 0,0208 | 9,45 | 0,32 |
| 145,36 | 0,0738 | 0,0150 | 8,67 | 0,08 |
| 149,17 | 0,0816 | 0,0105 | 8,07 | 0,06 |
| 153,29 | 0,0690 | 0,0082 | 7,85 | 0,04 |
| 157,26 | 0,0798 | 0,0068 | 7,53 | 0,03 |
| 161,15 | 0,0750 | 0,0061 | 7,36 | 0,03 |
| 161,16 | 0,0772 | 0,0060 | 7,09 | 0,03 |
| 168,98 | 0,0837 | 0,0062 | 6,83 | 0,03 |
| 172,95 | 0,0891 | 0,0069 | 6,55 | 0,03 |
| 177,00 | 0,0992 | 0,0082 | 6,26 | 0,03 |
| 180,98 | 0,1099 | 0,0100 | 6,00 | 0,04 |
| 184,88 | 0,1162 | 0,0132 | 5,70 | 0,05 |
| 188,74 | 0,1154 | 0,0195 | 5,31 | 0,07 |
| 192,64 | 0,1666 | 0,0360 | 4,94 | 0,12 |
| 196,52 | 0,1552 | 0,0680 | 4,45 | 0,46 |
| 200,71 | 0,1429 | 0,1574 | 4,32 | 0,74 |

Таблица II

| M | W(30°) | ΔW(30°) |
|-------|--------|---------|
| 123,5 | 0,156 | 0,054 |
| 128,1 | 0,090 | 0,031 |
| 131,2 | 0,096 | 0,014 |
| 134,2 | 0,086 | 0,008 |
| 137,3 | 0,074 | 0,007 |
| 140,0 | 0,082 | 0,007 |
| 142,9 | 0,086 | 0,006 |
| 145,9 | 0,093 | 0,008 |
| 148,8 | 0,085 | 0,012 |
| 151,9 | 0,114 | 0,021 |
| 155,2 | 0,081 | 0,040 |
| 158,5 | 0,071 | 0,071 |

Таблица III

| M | B | ΔB |
|--------|-------|--------|
| 122,33 | 6,617 | ±0,268 |
| 128,10 | 6,491 | ±0,131 |
| 131,20 | 6,202 | ±0,056 |
| 134,15 | 6,283 | ±0,034 |
| 137,24 | 6,644 | ±0,029 |
| 140,04 | 7,133 | ±0,030 |
| 142,86 | 7,473 | ±0,031 |
| 145,85 | 7,587 | ±0,038 |
| 148,81 | 7,589 | ±0,070 |
| 149,60 | 7,466 | ±0,100 |
| 151,15 | 7,060 | ±0,130 |
| 152,75 | 7,302 | ±0,180 |
| 155,17 | 7,396 | ±0,192 |
| 158,44 | 7,402 | ±0,298 |

Таблица IY

| М | В | Δ В |
|-------|-------|------------|
| 77,7 | 1,90 | 4,09 |
| 80,9 | 4,83 | 2,20 |
| 84,0 | 2,94 | 1,14 |
| 87,2 | 4,90 | 0,66 |
| 90,1 | 5,25 | 0,44 |
| 93,1 | 4,43 | 0,36 |
| 95,9 | 4,67 | 0,36 |
| 98,8 | 5,47 | 0,33 |
| 101,8 | 5,44 | 0,40 |
| 104,8 | 5,64 | 0,65 |
| 107,9 | 7,46 | 1,53 |
| 111,2 | 2,73 | 3,23 |
| 122,4 | 4,96 | 3,23 |
| 128,1 | -0,42 | 1,53 |
| 131,2 | 1,26 | 0,65 |
| 134,2 | 1,50 | 0,40 |
| 137,2 | 1,77 | 0,33 |
| 140,1 | 3,17 | 0,36 |
| 142,9 | 3,85 | 0,36 |
| 145,9 | 3,25 | 0,44 |
| 148,8 | 3,41 | 0,66 |
| 151,9 | 5,13 | 1,14 |
| 155,2 | 3,33 | 2,20 |
| 158,4 | 6,06 | 4,09 |

ВЫХОД ЛЕГКИХ ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ДЕЛЕНИИ U^{235}
ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, А.П.Комар, А.М.Никитин,
Д.М. Селиверстов.

Направлена в журнал " АТОМНАЯ
ЭНЕРГИЯ ".

Выход и энергетические спектры изотопов водорода, гелия, лития и бериллия, образующихся при делении U^{235} тепловыми нейтронами, измерены с помощью магнитно-пролетного масс-спектрометра. Измеренные спектры 2H , 3H , 6He , 4He имеют вид, близкий к распределению Гаусса. Параметры распределений, а также выход изотопов 2H , 3H , 6He , 4He приведены в таблице 1. Выход изотопов лития и бериллия, а также 3He и 8He в измеренных энергетических диапазонах приведен в таблице 2. Данные, приведенные в таблице 2, следует рассматривать как предварительные. Отмечается аномально малая величина выхода изотопов 3He , 6Li , 7Be .

ТАБЛИЦА I.

Выход и энергетические распределения ^2H , ^3H , ^4He , ^6He .

| Изотоп | Измеренный энергетический диапазон (МэВ) | Энергия в максимуме распределения (МэВ) | НЧММ (МэВ) | Выход в изменном диапазоне энергий на 100 μ -частиц | Полный выход на 100 μ -част. |
|---------------|--|---|----------------|---|----------------------------------|
| ^2H | 4,8-15,0 | $8,5 \pm 0,3$ | $3,4 \pm 0,2$ | $0,39 \pm 0,03$ | $0,44 \pm 0,04$ |
| ^3H | 4,2-11,6 | $8,1 \pm 0,2$ | $3,1 \pm 0,1$ | $5,2 \pm 0,15$ | $6,3 \pm 0,2$ |
| ^4He | 10,6-34,2 | $15,7 \pm 0,2$ | $4,8 \pm 0,15$ | 90 | 100 |
| ^6He | 9,0-20,1 | $11,8 \pm 0,3$ | $4,5 \pm 0,2$ | $1,04 \pm 0,07$ | $1,4 \pm 0,1$ |

х). При вычислении полного выхода по измеренному энергетическому распределению принималось гауссовым.

ТАБЛИЦА 2.
Выход изотопов He, Li, Be.
(предварительные результаты)

| Изотоп | Интервал энергии (МэВ) | Выход на 10^4 α -частиц % |
|------------------|------------------------|------------------------------------|
| ^3He | 10,5 - 22,0 | $\leq 0,5$ |
| ^3He | 9,1 - 12,2 | $> 1,1$ |
| ^6Li | 16,0 - 28,4 | $\leq 0,04$ |
| ^7Li | 15,7 - 26,6 | 1,9 |
| ^8Li | 15,7 - 24,0 | 0,80 |
| ^9Li | 15,3 - 22,2 | 1,1 |
| ^7Be | 24,5 - 44,0 | $\leq 0,001$ |
| ^8Be | 23,4 - 37,0 | 0,5 |
| ^{10}Be | 23,7 - 35,0 | 3,2 |
| ^{11}Be | 24,0 - 33,0 | 0,09 |
| ^{12}Be | 24,5 - 31,0 | $\leq 0,04$ |

*) Выход изотопов в измеренном энергетическом интервале отнесён к полному выходу α -частиц.

РАДИЕВЫЙ ИНСТИТУТ им. В.Г. ХЛОПИНА, г. ЛЕНИНГРАД

РАДИОХИМИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ
ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ Ru^{239} И Ru^{241} МЕДЛЕННЫМИ
НЕЙТРОНАМИ

Н.В.Сковородкин, А.Б.Сорокина, С.П.Бугорков,
А.С. Кривоухатский, К.А. Петрзак.

Направлена в журнал " РАДИОХИМИЯ "

Целью работы являлось определение кумулятивных выходов редкоземельных элементов и иттрия при делении Ru^{239} и Ru^{241} медленными нейтронами.

Для выделения группы р.з.э. и иттрия из облученных препаратов и очистки их от других продуктов деления применялись осадительные методы. Очистка их от плутония осуществлялась анионообменным методом. Разделение р.з.э. и иттрия производилось хроматографическим методом с помощью альфа-оксиизобутирата аммония. Активность измерялась в 4π -проточном β -счетчике.

Все кумулятивные выходы даны относительно кумулятивного выхода Ce^{144} . Расчет выходов производился с учетом накопления и распада за время облучения и время выдержки. Полученные значения выходов приведены в таблице.

х) Под редакцией А.И. ОБУХОВА

Таблица

Кумулятивные выходы изотопов редкоземельных элементов относительно кумулятивного выхода Ce^{144} при делении Pu^{241} и Pu^{239} медленными нейтронами.

| № | Изотоп | Относительные выходы | |
|-----|------------|-----------------------|-----------------------|
| | | Pu^{239} | Pu^{241} |
| 1. | $La - 141$ | $1,22 \pm 0,04$ | $1,10 \pm 0,02$ |
| 2. | $Ce - 141$ | $1,32 \pm 0,02$ | $1,13 \pm 0,02$ |
| 3. | $Ce - 143$ | $1,04 \pm 0,03$ | $0,900 \pm 0,02$ |
| 4. | $Pr - 143$ | $1,10 \pm 0,02$ | $1,05 \pm 0,01$ |
| 5. | $Ce - 144$ | 1,000 | 1,000 |
| 6. | $Pr - 145$ | $0,919 \pm 0,020$ | $0,736 \pm 0,022$ |
| 7. | $Nd - 147$ | $0,553 \pm 0,011$ | $0,572 \pm 0,008$ |
| 8. | $Pm - 147$ | $0,556 \pm 0,022$ | $0,570 \pm 0,023$ |
| 9. | $Nd - 149$ | $0,297 \pm 0,010$ | $0,360 \pm 0,010$ |
| 10. | $Pm - 149$ | $0,337 \pm 0,006$ | $0,359 \pm 0,014$ |
| 11. | $Pm - 151$ | $0,191 \pm 0,005$ | $0,207 \pm 0,010$ |
| 12. | $Sm - 153$ | $0,0942 \pm 0,0018$ | $0,127 \pm 0,003$ |
| 13. | $Eu - 155$ | - | $0,0566 \pm 0,0031$ |
| 14. | $Sm - 156$ | $0,0246 \pm 0,0006$ | $0,0387 \pm 0,0010$ |
| 15. | $Eu - 156$ | $0,0322 \pm 0,0005$ | $0,416 \pm 0,0007$ |
| 16. | $Eu - 157$ | $0,0198 \pm 0,0005$ | $0,0319 \pm 0,0008$ |
| 17. | $Gd - 159$ | $0,00561 \pm 0,00037$ | $0,0113 \pm 0,0002$ |
| 18. | $Tb - 161$ | $0,00134 \pm 0,00002$ | $0,00199 \pm 0,00004$ |
| 19. | $Y - 91$ | $0,639 \pm 0,005$ | $0,407 \pm 0,007$ |

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АЛЬФА-ЧАСТИЦ ДЕЛЕНИЯ
ПЛУТОНИЯ-241 И АМЕРИЦИЯ-241 ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

З.И. Соловьева.

Направлена в журнал " ЯДЕРНАЯ
" ФИЗИКА "

С помощью ядерных фотоэмульсий типа П-9-0 изучались энергетические спектры длиннопробежных альфа-частиц, образующихся при делении плутония - 241 и америция - 241 тепловыми нейтронами методом, предложенным ранее (1). Спектры хорошо аппроксимируются гауссовским распределением, параметры которого вместе со статистическими ошибками определены методом наименьших квадратов:

| | Pu^{241} | Am^{241} |
|---------------------------------------|--------------------|--------------------|
| Наиболее вероятная энергия, E_{max} | $15,0 \pm 0,6$ Мэв | $15,8 \pm 1,2$ Мэв |
| Ширина на половине высоты, ΔE | $8,3 \pm 0,5$ Мэв | $11,2 \pm 0,9$ Мэв |

Проводится сравнение с энергетическими спектрами альфа-частиц деления других изотопов.

И. Н.А. Перфилов, З.И. Соловьева, Р.А. Филон, Г.И. Хлебников. ДАН СССР, 136, 581 (1961).
ЖЭТФ, 44, 1832 (1963).

- 9* -

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ
 Cm^{244} , Pu^{242} и Pu^{239}

Л.М.Белов, М.В.Блинов, Н.М.Казаринов, А.С.Кривохатский,
А.Н. Протопопов.

Направлена в журнал "ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА"

Методом пролетного времени измерены энергетические спектры нейтронов спонтанного деления Cm^{244} и Pu^{242} , а также энергетический спектр нейтронов деления Pu^{239} тепловыми нейтронами. "Нуль времени" задавался регистрацией гамма-квантов деления. Измеренные спектры нейтронов можно аппроксимировать распределением Максвелла $N(E) \sim \sqrt{E} e^{-E/T}$. Параметры T были получены равными $1,37 \pm 0,04$ Мэв, $1,21 \pm 0,07$ Мэв и $1,35 \pm 0,04$ Мэв для Cm^{244} , Pu^{242} и Pu^{239} , соответственно. Зависимость средней энергии нейтронов \bar{E}_n от среднего числа испускаемых нейтронов $\bar{\nu}$ согласуется с результатами расчетов Террела по модели испарения нейтронов из возбужденных осколков.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ С ВЫЛЕТОМ
ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

С.М. Соловьев, В.П. Эйсмонт.

Направлена в журнал "ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА"

С целью определения ядерного заряда осколков и характера их образования в процессе деления с вылетом длиннопробежной альфа-частицы измерены выход и энергетическое распределение К-серии характеристических лучей, испускаемых в этом процессе.

Установка состояла из трех выключенных на совпадение пропорциональных счетчиков, регистрировавших рентгеновские кванты, осколки и альфа-частицы при делении U^{235} тепловыми нейтронами (реактора ФТИ АН СССР).

Измеренный спектр К-излучения приведен на рисунке. Основное отличие от спектра для двойного деления, полученного в тех же условиях, состоит в сдвиге правых склонов пиков легкого и тяжелого осколков на величину около 2 кэВ, что соответствует изменению зарядов осколков примерно на 2 единицы.

Для отношения интенсивностей излучения в делении с вылетом альфа-частицы и обычном (двойном) получено значение $0,9 \pm 0,2$.

Результаты свидетельствуют о большой общности процессов обычного деления и деления с вылетом длиннопробежной альфа-частицы.

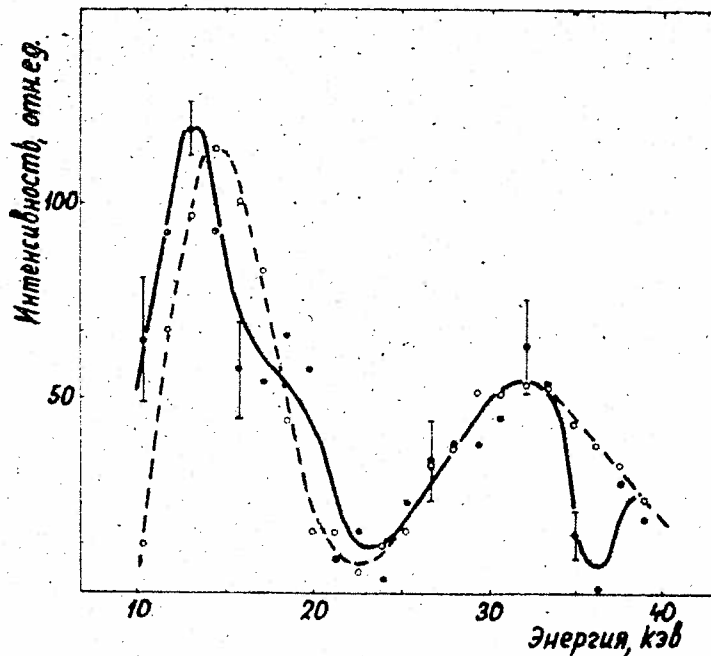


Рис. I. Аппаратурный спектр К-излучения осколков:
• — альфа-деление, ◦ — двойное деление.
Указаны статистические ошибки, вычисленные как ошибки разностных измерений (ошибки для двойного деления не превышают размера точек).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАТОРМОЖЕННЫХ ОСКОЛКОВ

С.М.Соловьев, В.П.Эйсмонт.

Направлена в журнал " АТОМНАЯ
ЭНЕРГИЯ "

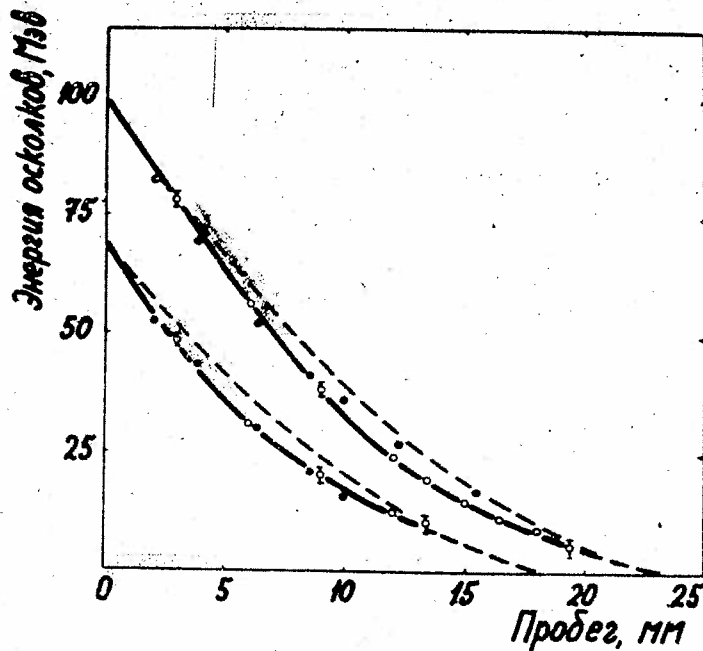
В целях получения новых данных об энергетических потерях осколков деления с помощью полупроводникового детектора измерены распределения кинетических энергий осколков, прошедших слой воздуха известной толщины, при делении U^{235} тепловыми нейтронами. Найдены зависимости средних энергий и дисперсий энергии легких и тяжелых осколков от длины торможения.

Экспериментальная зависимость " пробег-энергия " приведена на рисунке. Там же приведены данные Фалмера [1], полученные с использованием сцинтилляционных детекторов, и кривая, рассчитанная по теории Линдхарда и др. [2]. Видно, что расхождение с результатами Фалмера существенно не выходит за пределы опытных ошибок. Видно также, что теория занижает потери энергии осколков в начале пробега.

1. C.V.Fulmer, Phys. Rev. 139, B54 (1965)

2. L.Lindhard, M.Scharff, H.E.Schiøtt, Mat.Fys.Medd.Dan.

Vid.Selsk. 33, No 14 (1963)



Зависимости кинетической энергии осколков деления U^{235} от длины пробега в нормальном воздухе для легкого (верхние кривые) и тяжелого (нижние кривые) осколков. \circ - данные настоящей работы, \bullet - данные Фалмера; пунктирные кривые рассчитаны по теории Линдхарда и др. Все кривые привязаны к начальной энергии осколков 69,6 Мэв и 100,1 Мэв.

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО К-ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРИ ДЕЛЕНИИ U^{233}

Ю.П. Давыдов, С.М. Соловьев, В.П. Эйсмонт.

Направлена в журнал "ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА"

С целью расширения круга исследованных ядер и связанного с этим лучшего понимания вопросов эмиссии рентгеновского излучения осколков и свойств распределения ядерного заряда в относительных к U^{235} измерениях получены данные по К-излучениям осколков, возникающих при делении тепловыми нейтронами U^{233} .

Методика аналогична работе [1]. Для отношения числа рентгеновских квантов при делении U^{233} и U^{235} получено значение $0,96 \pm 0,08$.

Найдено, что для U^{233} средняя энергия излучения легкого осколка на $0,3 \pm 0,1$ кэВ меньше, а тяжелого на $0,2 \pm 0,1$ кэВ больше, чем для U^{235} . Наблюдаемая разница в энергиях соответствует разнице в зарядах: $-0,4 \pm 0,1$ для легких осколков и $+0,2 \pm 0,1$ для тяжелых, или в среднем, $+0,3 \pm 0,1$ ед. заряда.

Результат качественно согласуется с предсказываемым эмпирическим правилом равных длин цепей распада и показывает, что в отличие от массы заряд тяжелого осколка не остается неизменным при изменении нуклонного состава делящегося ядра.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С.М.Соловьев, В.П.Эйсмонт, Рентгеновское излучение осколков при делении с вылетом длиннопробежных альфа-частиц. ЯФИ, 6, 96 (1968)

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ АН УССР, г. КИЕВ ^{*)}

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1,5 Мэв.
ЯДРАМИ

И.А.Корж, В.А.Мищенко, М.В.Пасечник, Н.М.Правдивый, И.Е.Санкур,
И.А. Тоцкий

Направлена в "Украинский физический
журнал"

В работе изучено упругое рассеяние поляризованных нейтронов с энергией 1,5 Мэв в интервале углов рассеяния $20-143^\circ$ на ядрах Mg , Al , Si . По измеренным дифференциальным сечениям упругого рассеяния поляризованных нейтронов ($P_2(33^\circ) = (36 \pm 2)\%$) определены дифференциальные сечения упругого рассеяния неполяризованных нейтронов как функция угла рассеяния, сечения упругого рассеяния и транспортные сечения. Результаты измерений дифференциальных сечений неполяризованных нейтронов представлены в виде разложения по полиномам Лежандра $\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \sum_{l=0}^{\infty} A_l P_l(\cos\theta)$. Численные значения вычисленных констант и коэффициентов A_l приведены в таблице I. В таблице II приведены численные значения поляризующих способностей ядер Mg , Al и Si для исследуемой энергии нейтронов.

*) Под редакцией И.А. КОРЖА

Таблица I

| Ядро | Сел барн | Стре барн | Сос θ | A ₀ барн/ стер. | A ₁ барн/ стер. | A ₂ барн/ стер. | A ₃ барн/ стер. | A ₄ барн/ стер. | A ₅ барн/ стер. |
|------|-------------|--------------|-------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| Mg | 2,542±0,053 | 1,543±0,075 | 0,393±0,017 | 0,202 | 0,195 | 0,131 | 0,050 | 0,007 | 0,026 |
| Al | 2,551±0,059 | 1,464±0,080 | 0,426±0,018 | 0,202 | 0,223 | 0,082 | 0,007 | -0,001 | 0,006 |
| Si | 2,682±0,043 | 1,859±0,057 | 0,307±0,010 | 0,213 | 0,180 | 0,148 | -0,041 | 0,012 | -0,006 |

Таблица II

| Θ _{ис.к} | P _к , % | | Θ _{ис.к} | P _к , % | |
|-------------------|--------------------|-----------|-------------------|--------------------|-----------|
| | Mg | Al | | Mg | Si |
| 20° | 1,8±6,6 | -0,3±2,6 | 85° | 24,1±4,4 | -20,0±4,8 |
| 30° | 7,8±3,0 | -3,9±2,4 | 100° | 23,6±5,9 | -8,9±6,9 |
| 40° | 14,9±4,8 | -1,2±2,0 | 115° | 6,2±5,0 | -8,2±5,3 |
| 55° | 20,2±5,3 | -5,5±4,0 | 130° | 5,5±6,3 | +2,8±11,6 |
| 70° | 24,7±4,0 | -10,7±2,4 | 143° | 6,1±7,1 | -7 ±11,4 |

СЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ
ИЗОТОПАМИ Cu^{63} , Cu^{65} , W^{186}

Г.Г.Зайкин, И.А.Корж, Н.Т.Скляр, И.А. Тоцкий

Направлена в журнал " АТОМНАЯ
ЭНЕРГИЯ "

Методом активизации измерен энергетический ход сечения радиационного захвата быстрых нейтронов изотопами Cu^{63} , Cu^{65} и W^{186} в интервале энергий 200-3100 кэв с разбросом по энергии 30 - 60 Кэв. Сравнивались активности образцов, наведенные быстрыми и тепловыми нейтронами. Опорными сечениями были сечения деления U^{235} быстрыми и тепловыми нейтронами [1], сечения активации тепловыми нейтронами для изотопов Cu^{63} , Cu^{65} и W^{186} , которые брались равными $4,5 \pm 0,2$ барна [2], 2,3 барна [3] и 38 ± 2 барна [3] соответственно.

В таблицах I, II, III приведены результаты измерений сечений радиационного захвата вместе с сечениями деления U^{235} . Приведенные ошибки не включают ошибок опорных сечений.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Neutron Cross Sections. BNL-325, Second Edition, Supp 2, v III (1965)*
2. И.В. Гордеев и др. Ядерно-физические константы, Госатомиздат, М. 1963.
3. *Neutron Cross Sections. BNL-325, Second Edition, Supp 2, v IIa (1966)*

Таблица I

Таблица II

| Таблица I | | | Таблица II | | |
|-----------------------|------------------------|--------------------------|-----------------------|------------------------|--------------------------|
| E _п кэВ | Au ⁶³ | | E _п кэВ | U ²³⁵ | |
| | G _f , барн. | G _{пг} , мбарн. | | G _f , барн. | G _{пг} , мбарн. |
| 230 | 1,38 | 23,7 ± 0,9 | 230 | 1,38 | 11,9 ± 0,5 |
| 350 | 1,27 | 17,8 ± 0,9 | 350 | 1,27 | 10,6 ± 0,5 |
| 410 | 1,22 | 16,0 ± 0,6 | 410 | 1,22 | 7,90 ± 0,60 |
| 470 | 1,20 | 15,7 ± 0,6 | 580 | 1,17 | 8,82 ± 0,26 |
| 580 | 1,17 | 14,2 ± 0,5 | 690 | 1,18 | 7,80 ± 0,78 |
| 690 | 1,18 | 12,2 ± 1,1 | 790 | 1,18 | 8,15 ± 0,24 |
| 750 | 1,18 | 12,3 ± 0,6 | 910 | 1,20 | 6,96 ± 0,68 |
| 1100 | 1,27 | 12,0 ± 0,6 | 1000 | 1,23 | 9,46 ± 0,19 |
| 1290 | 1,24 | 11,1 ± 0,4 | 1100 | 1,27 | 8,62 ± 0,58 |
| 1510 | 1,27 | 8,74 ± 0,26 | 1270 | 1,24 | 8,04 ± 0,46 |
| 1710 | 1,30 | 6,90 ± 0,20 | 1330 | 1,27 | 7,22 ± 0,48 |
| 1910 | 1,31 | 6,80 ± 0,20 | 1410 | 1,27 | 7,71 ± 0,46 |
| 2110 | 1,31 | 6,27 ± 0,24 | 1510 | 1,27 | 6,95 ± 0,28 |
| 2320 | 1,31 | 6,30 ± 0,30 | 1680 | 1,30 | 6,49 ± 0,19 |
| 2510 | 1,30 | 5,50 ± 0,16 | 1880 | 1,31 | 6,82 ± 0,80 |
| 2720 | 1,30 | 5,55 ± 0,30 | 1990 | 1,31 | 6,14 ± 0,28 |
| 2910 | 1,27 | 5,68 ± 0,38 | 2170 | 1,31 | 5,48 ± 0,21 |
| 3110 | 1,27 | 5,13 ± 0,34 | 2320 | 1,31 | 5,19 ± 0,20 |
| | | | 2510 | 1,30 | 5,19 ± 0,20 |
| | | | 2670 | 1,27 | 4,58 ± 0,17 |
| | | | 3110 | 1,27 | 4,25 ± 0,40 |

Таблица III
W¹⁸⁶

| E_{α} , кэВ | σ_f , барн. u^{235} | $\Sigma_{p,f}$, мбарн. |
|-----------------------|---------------------------------|-------------------------|
| 230 | 1,80 | 102 ± 9 |
| 350 | 1,27 | 78 ± 8 |
| 410 | 1,22 | 62 ± 5 |
| 470 | 1,20 | 58 ± 4 |
| 570 | 1,17 | 47,5 ± 1,5 |
| 690 | 1,16 | 59 ± 5 |
| 1100 | 1,27 | 48 ± 6 |
| 1310 | 1,24 | 42,0 ± 8,0 |
| 1510 | 1,27 | 37,4 ± 1,5 |
| 1710 | 1,30 | 30,0 ± 1,5 |
| 1910 | 1,31 | 30,5 ± 1,5 |
| 2110 | 1,31 | 21,1 ± 0,7 |
| 2320 | 1,31 | 27,5 ± 1,0 |
| 2510 | 1,30 | 28,8 ± 1,1 |
| 2720 | 1,30 | 22,7 ± 0,9 |
| 2910 | 1,27 | 19,3 ± 1,1 |
| 3110 | 1,27 | 25,1 ± 1,5 |

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2,9 МэВ НА ЯДРАХ ТИТАНА
И ХРОМА

М.В. Пасечник, М.Б. Федоров, Г.И. Яковенко.

Направлена в "Украинский физический журнал"

Методом времени пролета изучались угловые распределения нейтронов с энергией 2,9 МэВ, упруго рассеянных титаном и хромом, а также неупруго рассеянных с возбуждением первого уровня основных изотопов этих ядер.

Измеренные угловые распределения упруго рассеянных нейтронов после поправки на многократное рассеяние и геометрическое разрешение приведены в таблице I.

Таблица I

| $\cos \theta_{л.с.}$ | Дифф. сечения в отн. ед. | |
|----------------------|--------------------------|----------------|
| | титан | хром |
| 0,87 | $21,2 \pm 0,6$ | $25,4 \pm 0,4$ |
| 0,70 | $11,2 \pm 0,4$ | $15,2 \pm 0,4$ |
| 0,50 | $3,8 \pm 0,2$ | $4,8 \pm 0,3$ |
| 0,26 | $0,9 \pm 0,2$ | $1,3 \pm 0,2$ |
| 0 | I | I |
| -0,26 | $1,4 \pm 0,3$ | $2,2 \pm 0,2$ |
| -0,50 | $2,7 \pm 0,3$ | $3,1 \pm 0,3$ |
| -0,70 | $3,2 \pm 0,3$ | $3,7 \pm 0,3$ |

Соответствующие результаты для неупругого рассеяния приведены в таблице П.

Таблица П

| ! $\cos \theta_{1,c}$! | ! Дифф. сеч. нур. в отн. един. ! | |
|-------------------------|----------------------------------|---------------|
| | ! титан ! | ! хром ! |
| 0,87 | $0,9 \pm 0,1$ | $0,6 \pm 0,3$ |
| 0,70 | $1,1 \pm 0,1$ | $1,4 \pm 0,1$ |
| 0,50 | $0,9 \pm 0,1$ | $1,2 \pm 0,1$ |
| 0,26 | $1,0 \pm 0,1$ | $0,9 \pm 0,1$ |
| 0 | I | I |
| -0,26 | $1,0 \pm 0,1$ | $0,9 \pm 0,1$ |
| -0,50 | $1,1 \pm 0,1$ | $1,0 \pm 0,1$ |
| -0,70 | $0,9 \pm 0,1$ | $1,2 \pm 0,1$ |

Абсолютные величины дифференциальных сечений неупругого рассеяния для угла 90° получены в результате сравнения с известным сечением ($72,0$) рассеяния для полиэтиленового образца. Они равны:

октана $d\sigma(90^\circ)/d\Omega = (79 \pm 4) \frac{\text{МО}}{\text{стер.}}$

хрома $d\sigma(90^\circ)/d\Omega = (41 \pm 5) \frac{\text{МО}}{\text{стер.}}$

ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ РАЗДЕЛЕННЫХ ИЗОТОПОВ В
ТЕПЛОВОЙ И ЭПИТЕПЛОВОЙ ОБЛАСТИ

В.П. Вертебный, Н.Л.Гнидак, Е.А.Павленко, М.В.Пасечник.

Направлена в "Украинский физический журнал"

Измерения проведены методом времени пролета в 4П - геометрии на реакторе ВВР-М Института физики АН УССР (1).

Методика дает возможность использовать малые количества вещества ($10 - 100 \text{ мкг}$) и тонкие образцы ($n \sigma_t < 0,2$) (2).

Результаты, приведенные в таблице I, получены по отношению к свинцу, сечение которого было принято равным $11,5 \pm 0,2$ барна. Для измерений использовались образцы металлического кадмия. Результаты, приведенные в таблицах II и III, получены по отношению к ванадию, сечение которого было принято равным $5,1 \pm 0,1$ барна. Изотопы диспрозия использовались в виде окиси (Dy_2O_3).

В таблице IV приведен изотопный состав использованных образцов диспрозия. Если принять, что ошибка в определении концентрации примесей образца диспрозия составляет половину единицы последней значащей цифры, то ошибка в определении нейтронного сечения рассеяния при $E = 0,025$ эв для всех изотопов должна быть увеличена на $0,13$ барна.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.В.Колотый и др. Украинский физический журнал. 13,599, 1968.
2. В.П.Вертебный и др. Украинский физический журнал. 13,605, 1968.

Таблица I

Полные сечения рассеяния изотопов кадмия для $E_n = 0,3 - 9,0$ эв

| № п/п | Ядро | $\bar{\sigma}_s$ барн |
|-------|-------------------|-----------------------|
| 1. | Cd природный | $5,6 \pm 0,3$ |
| 2. | Cd ^{III} | $5,2 \pm 0,3$ |
| 3. | Cd ^{II2} | $6,9 \pm 0,3$ |
| 4. | Cd ^{II4} | $5,2 \pm 0,3$ |
| 5. | Cd ^{II6} | $6,4 \pm 0,3$ |

Таблица II

Полные сечения рассеяния ядер Рв, С, В в интервале

$E_n = 0,02 - 15$ эв

| № п/п | Ядро | $\bar{\sigma}_s$ барн |
|-------|-----------------|-----------------------|
| 1 | Рв | $11,5 \pm 0,2$ |
| 2. | С | $4,8 \pm 0,1$ |
| 3. | В ^{II} | $4,9 \pm 0,2$ |

Т а б л и ц а П I

Полные сечения рассеяния изотопов диспрозия 161, 162,
163, 164

| $\frac{164}{161}$ П/П | Е, эВ | Dy 161 | Dy 162 | Dy 163 | Dy 164 |
|--------------------------|-------|------------|-----------|-----------|-------------|
| 1. | 0.025 | 22,0 ± 0,4 | 2,5 ± 0,8 | 9,7 ± 0,4 | 262,0 ± 7,0 |
| 2. | 0.05 | 20,0 ± 0,3 | 4,1 ± 0,7 | 9,7 ± 0,4 | 250,0 ± 5,0 |
| 3. | 0,10 | 20,0 ± 0,2 | 2,5 ± 0,6 | 8,6 ± 0,3 | 250,0 ± 3,0 |
| 4. | 0,15 | 18,8 ± 0,2 | 1,8 ± 0,6 | 8,4 ± 0,2 | 240,0 ± 3,0 |
| 5. | 0,20 | 18,0 ± 0,2 | 1,1 ± 0,6 | 7,9 ± 0,1 | 230,0 ± 3,0 |
| 6. | 0,25 | 18,0 ± 0,2 | 0,9 ± 0,5 | 7,0 ± 0,1 | 220,0 ± 3,0 |
| 7. | 0,30 | 17,9 ± 0,2 | 0,6 ± 0,5 | 6,4 ± 0,1 | 210,0 ± 3,0 |
| 8. | 0,40 | 17,2 ± 0,2 | 0,3 ± 0,4 | 5,9 ± 0,1 | 190,0 ± 3,0 |
| 9. | 0,50 | 16,8 ± 0,2 | 0,1 ± 0,3 | 5,9 ± 0,1 | 180,0 ± 3,0 |
| 10. | 0,60 | 16,5 ± 0,2 | 0 ± 0,3 | 5,7 ± 0,1 | 160,0 ± 3,0 |
| 11. | 0,7 | 16,0 ± 0,2 | 0 ± 0,3 | 5,2 ± 0,1 | 150,0 ± 3,0 |
| 12. | 0,8 | 15,5 ± 0,2 | 0 ± 0,3 | 4,6 ± 0,1 | 145,0 ± 3,0 |
| 13. | 0,9 | 15,0 ± 0,2 | 0 ± 0,3 | 4,3 ± 0,2 | 140,0 ± 3,0 |
| 14. | 1,0 | 14,3 ± 0,2 | 0 ± 0,3 | 4,0 ± 0,2 | 130,0 ± 3,0 |
| 15. | 1,2 | 14,1 ± 0,2 | 0 ± 0,3 | 4,0 ± 0,2 | 120,0 ± 3,0 |
| 16. | 1,5 | | 0,2 ± 0,3 | | 92,0 ± 3,0 |
| 17. | 2,0 | | 0,7 ± 0,3 | | 76,0 ± 3,0 |
| 18. | 3,0 | | 3,0 ± 0,3 | | 58,0 ± 2,0 |
| 19. | 4,0 | | | | 48,4 ± 2,0 |
| 20. | 5,0 | | | | 42,0 ± 1,5 |
| 21. | 6,0 | | | | 38,0 ± 1,5 |
| 22,0 | 7,0 | | | | 33,5 ± 1,5 |
| 23. | 8,0 | | | | 32,0 ± 1,5 |
| 24. | 9,0 | | | | 28,5 ± 1,5 |
| 25. | 10,0 | | | | 27,0 ± 1,5 |

ТАБЛИЦА IY

Изотопный состав образцов диспрозия

| | Хим. соедине | ние | Изотопный состав в % | | | | | | |
|-----------|--------------|------------------------------------|----------------------|-----|-----|------|------|------|------|
| | | | 156:158 | 160 | 161 | 162 | 163 | 164 | |
| диспрозий | 161 | <i>Dy₂O₃</i> | - | - | 0,6 | 94,2 | 3,5 | 1,1 | 0,6 |
| " | 162 | " | - | - | 0,2 | 1,6 | 94,0 | 3,3 | 0,9 |
| " | 163 | " | - | - | 0,2 | 0,4 | 2,1 | 92,3 | 4,5 |
| " | 164 | " | - | - | 0,1 | 0,3 | 0,8 | 1,8 | 97,0 |

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ИЗОТОПОВ Ва-130 и 132

В.П.Вертебный, А.И.Кальченко, М.В.Пасечник, И.И. Писанко.

Направлена в Украинский физический журнал

На реакторе ВВР-М по методу времени пролета измерены пропускания образцов природного бария и его изотопов 130 и 132 в интервале энергий от 3 до 1000 эв (с разрешением 0,05 мсек/м и 0,03 мксек/м). Для измерений использованы стальные контейнеры с размерами щели 28 x 2 x 8 мм. Параметры образцов приведены в таблице. Обнаружены уровни Ва 130 с энергией $46,4 \pm 0,4$ эв и $58,24 \pm 0,7$ эв, нейтронные ширины которых соответственно равны $\Gamma_n = 27 \pm 7$ мэв и $\Gamma_n = 144 \pm 27$ мэв. Вероятно, что уровни 137 ± 3 эв и 186 ± 4 эв также принадлежат Ва 130. У изотопа 134 уровней в данном диапазоне не обнаружено.

Состав и концентрация ядер в образцах

| Образец изотопа | Ва ест. | | Ва 130 | | Ва 132 | |
|--------------------|---------|--------|--------|---------|--------|---------|
| | С | п | С | п | С | п |
| 130 | 0,101 | 0,0738 | 14,4 | 6,5723 | 0,1 | 0,0535 |
| 132 | 0,097 | 0,0709 | 1 | 0,4564 | 8,2 | 4,3861 |
| 134 | 2,42 | 1,7680 | 4,3 | 1,9626 | 10,8 | 5,7768 |
| 135 | 6,59 | 4,8145 | 7,7 | 3,5143 | 11,0 | 5,8839 |
| 136 | 7,81 | 5,7058 | 8,0 | 3,6513 | 8,6 | 4,6001 |
| 137 | 11,32 | 8,2702 | 10,3 | 4,7010 | 9,6 | 5,1349 |
| 138 | 71,66 | 52,353 | 54,5 | 24,7831 | 51,7 | 27,6538 |

п - число ядер на см², в единицах 10²⁰ см⁻²
 С - концентрация ядер в %.

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ РЕДКИХ ИЗОТОПОВ ГАДОЛИНИЯ

В.Л.Вертебный, А.И.Кальченко, М.В.Пасечник, Л.И.Писанко,
В.К. Рудыкин.

Направлена в "Украинский физический журнал"

На реакторе ВВР-М по методу времени пролета измерены пропускания образцов редких изотопов гадолиния I52 и I54, а также природного гадолиния для нейтронов в интервале энергий 0,7 - 3 эв (разрешение 0,2 мксек/м) и 3-1000 эв (разрешение 0,05 мксек/м). Данные образцов приведены в таблице I. Проведена идентификация уровней и вычислены нейтронные ширины изотопов I52 и I54 (таблица II). Приводятся полученные средние расстояния между уровнями, а также литературные данные для других изотопов гадолиния (таблица III).

Л и т е р а т у р е

I. A. Gilbert, A. Cameron. *Can. Journ. Phys.* 43, 1446 (1965)

Таблица I

| Изотоп | Образец | | | | | |
|--------|---------|------|-------|------|-------|-------|
| | I52 | | I54 | | ест. | |
| | n | c | n | c | n | c |
| I52 | 10,86 | 30,9 | - | - | 0,09 | 0,2 |
| I54 | 3,23 | 9,3 | 19,63 | 57,0 | 1,05 | 2,15 |
| I55 | 7,41 | 21,5 | 11,19 | 32,7 | 7,16 | 14,73 |
| I56 | 5,21 | 15,2 | 1,80 | 5,3 | 9,88 | 20,47 |
| I57 | 2,93 | 8,6 | 0,71 | 2,1 | 7,52 | 15,68 |
| I58 | 2,94 | 8,7 | 0,64 | 1,9 | 11,85 | 24,87 |
| I60 | 1,94 | 5,8 | 0,33 | 1,0 | 10,31 | 21,9 |

n - число ядер на кв. см в единицах 10^{20} см².

c - концентрация изотопа в %.

Таблица II

| Гадолиний I52 | | Гадолиний I54 | |
|-----------------|-----------------------|-----------------|-----------------------|
| E_0 (эВ) | Γ_{II}^0 (мэВ) | E_0 (эВ) | Γ_{II}^0 (мэВ) |
| $3,31 \pm 0,04$ | 0,01 | $9,41 \pm 0,04$ | 0,01 |
| $9,55 \pm 0,04$ | 0,03 | $11,6 \pm 0,06$ | 0,12 |
| $12,5 \pm 0,07$ | 1,3 | $22,7 \pm 0,2$ | 2,3 |
| $21,2 \pm 0,2$ | 0,15 | $30,1 \pm 0,3$ | 1,4 |
| $37,1 \pm 0,4$ | 13,0 | $36,0 \pm 0,3$ | - |
| $39,7 \pm 0,4$ | 7,0 | $47,4 \pm 0,5$ | 2,7 |
| $43,1 \pm 0,4$ | 1,1 | $50,1 \pm 0,6$ | - |
| $75,3 \pm 1$ | 6,7 | $53,5 \pm 0,8$ | 1,7 |
| $88,0 \pm 1$ | (5,7)? | $66,0 \pm 0,8$ | 2,9 |
| $93,5 \pm 1,5$ | (9,8)? | $70,4 \pm 0,9$ | 1,3 |
| | | $79,6 \pm 1$ | - |
| | | 101 ± 2 | (15,5)? |
| | | 140 ± 3 | (29,4)? |
| | | 148 ± 3 | (24,6)? |

Таблица III

| Изотоп | I52 | I54 | I56 | I58 | I60 | I55 | I57 |
|---------------------|------|------|-------|------|------|--------|--------|
| E (МэВ) | 6,48 | 6,46 | 6,35 | 6,03 | 5,64 | 8,53 | 7,92 |
| \mathcal{U} (МэВ) | 5,51 | 5,50 | 5,38 | 5,06 | 4,67 | 6,64 | 6,23 |
| D (эВ) набл | 11,5 | 10,2 | 33(1) | - | - | 1,8(1) | 5,6(1) |

E - энергия связи (возбуждения)

\mathcal{U} - эффективная энергия возбуждения $\mathcal{U} = E - P(\mathcal{N}) - P(\mathcal{Z})$

$P(\mathcal{N}), P(\mathcal{Z})$ - энергии парного взаимодействия

D - наблюдаемые расстояния между уровнями
набл.

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ КАДМИЯ

В.П.Вертебный, М.Ф.Власов, Н.Л.Гнидак, Е.И.Гришанин, Р.А.Зацерковский,
А.Л.Кирилук, В.И.Лепендин, М.В.Пасечник,
Н.А.Трофимова, А.Ф.Федорова

ДОЛОЖЕНА НА АНГЛО-СОВЕТСКОМ СЕМИНАРЕ
"ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ РАСЧЕТА РЕАКТОРОВ" (докл. АСС-68/20)
Дубна, 18-22 июня 1968 г.

На нейтронном спектрометре, предназначенном для работы с малыми количествами вещества (1), установленном на атомном реакторе ВВР-М Института физики АН УССР, были измерены полные нейтронные сечения изотопов Cd^{111} , Cd^{112} , Cd^{114} , Cd^{116} . Измерения выполнены по методу времени пролета с разрешением 6,7 мксек/м (тепловая область энергий нейтронов). Образцы были в виде окиси CdO .

Для уменьшения примеси сильно поглощающего изотопа Cd^{113} в образцах, последние были облучены в активной зоне реактора ВВР-М интегральным потоком нейтронов $\Phi = 4,3 \cdot 10^{20}$. Изотопный состав обогащенных образцов кадмия приведен в таблице I. После облучения концентрация примеси Cd^{113} в образцах Cd^{111} , Cd^{112} , Cd^{114} , Cd^{116} составляла $4,5 \cdot 10^{-4}\%$, $8,6 \cdot 10^{-4}\%$, $2,6 \cdot 10^{-4}\%$, и $5,7 \cdot 10^{-4}\%$ соответственно. Интегральный нейтронный поток определялся путем измерения прозрачности образцов кадмия и бора природного до и после облучения.

Кроме того, было проведено измерение полных нейтронных сечений рассеяния в 4π -геометрии на необлученных образцах металлического кадмия. Экспериментальная установка описана в работе (2). Измерения выполнены по методу времени пролета с разрешением 3 мксек/м в энергетическом диапазоне 0,3-9 эв. Из-за отсутствия низкслежащих уровней у изотопов кадмия 111 , 112 , 114 , 116 ядерное сечение рассеяния полагалось независимым от энергии нейтронов. В таблице II приведены полные нейтронные сечения, полные сечения рассеяния, сечения рассеяния на решетке CdO (решетка типа $NaCl$), а также сечения захвата как $(\sigma_t - \sigma_s)$ для изотопов 111 , 112 , 114 и 116 при $E_n = 0,0253$ эв.

Таблица I.

Изотопный состав обогащённых образцов кадмия
(в %)

| Изотоп Образец | № паспор- та | IO6 | IO8 | IOO | III | II2 | II3 | II4 | II6 |
|-------------------|--------------------|-----|-----|------|------|------|------|-------|------|
| III | 232 | 0,2 | 0,3 | II,5 | 66,7 | 14,4 | 2,5 | 3,9 | 0,5 |
| II2 | 237 | 0,2 | 0,4 | 2,1 | 13,1 | 69,6 | 4,8 | 8,7 | 1,1 |
| II4 | 279 | - | - | 0,6 | 0,7 | 1,24 | 1,43 | 94,86 | 1,27 |
| II6 | 233 | 0,2 | 0,2 | 2,6 | 3,1 | 6,5 | 3,2 | 11,8 | 72,4 |

Таблица II.

Нейтронные сечения изотопов кадмия при $E_n=0,0253$ эв.
(в барнах)

| Изотоп кадмия | Полное сечение | Полное сечение рассеяния | Сечение рас- сеяния на решетке | Сечение захвата ($\sigma_t - \sigma_s$) |
|----------------------------|-------------------|--------------------------------|--------------------------------------|---|
| III | $11 \pm 1,5$ | $5,2 \pm 0,3$ | 5 ± 1 | $6 \pm 1,5$ |
| II2 | $9,4 \pm 2,0$ | $6,9 \pm 0,3$ | $7,5 \pm 0,5$ | $0,75^x$ |
| II4 | $11,6 \pm 1,0$ | $5,2 \pm 0,3$ | $6,0 \pm 0,5$ | $5,6 \pm 1,2$ |
| II6 | $9,0 \pm 1,0$ | $6,4 \pm 0,3$ | $7,5 \pm 0,7$ | $1,5 \pm 1,0$ |
| Естест- венная смесь | - | $5,6 \pm 0,3$ | - | - |

x/ Это реакторное сечение, определенное из условия равновесия кон-
центраций изотопов кадмий - II2 и кадмий - II3.

1. М.Ф. Власов и А.Л. Кирилук. Украинский физический журнал, 8, 947, 1963.
2. Н.Л. Гнидак, В.П. Вертебный и Е.А. Павленко. Доклад на 18 ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Рига, 1968. Известия АН СССР (в печати).

КИЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, КАФЕДРА ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ

УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ НЕЙТРОНАМИ ИЗ РЕАКЦИИ ($n, 2n$)
НА ЯДРАХ СВИНЦА И ВИСМУТА

В. А. Войтенко, Г.А. Прокопец, Б.И. Стрижак.

Измерены угловые распределения нейтронов из реакции ($n, 2n$) на ядрах свинца и висмута в горизонтальной плоскости для диапазона углов $\alpha = 13^\circ - 180^\circ$ относительно направления вылета одного из нейтронов, которое составляло угол $\theta_{II} = 65^\circ$ к падающему потоку. Энергия падающих нейтронов $E_n = 14$ МэВ. Угловая неопределенность $\Delta\alpha = \pm 15^\circ$. Результаты для ядер свинца и висмута приведены в таблице.

Отмечена определенная неизотропность угловых распределений, как в случае свинца, так и в случае висмута. Наблюдается увеличенная вероятность для вылета одного из нейтронов в направлении падающего пучка. Затем оба распределения проходят через плавный минимум в районе $\alpha = 145^\circ$ ($\theta_I = 70^\circ$) и вновь возрастают вплоть до $\alpha = 165^\circ$ ($\theta_I = 200^\circ$). При переходе к области малых взаимных углов вылета обоих нейтронов вылет симметрия дифференциального сечения относительно пучка. Однако эта симметрия нарушается для очень малых взаимных углов $\alpha \approx 1^\circ$. Увеличивается вероятность для вылета двух нейтронов в одном пространственном направлении ($\alpha \approx 0^\circ$): отношение сечения при $\alpha = 13^\circ$ ($\theta_I = 50^\circ$) к сечению для симметричного относительно пучка угла $\alpha = 117^\circ$ ($\theta_I = 50^\circ$) близко к 3 и для свинца и для висмута. Все это позволяет сделать следующие выводы. Идентичный характер поведения угловых распределений нейтронов из реакции ($n, 2n$) на висмуте и свинце при $\theta_{II} = 65^\circ$ свидетельствует о том, что существенное влияние на ход процесса оказывает только структура нейтронных состояний в ядре, которая одинакова для Bi^{209} и основного изотопа свинца Pb^{208} . Далее нельзя считать, что реакция ($n, 2n$) при $E_n = 14$ МэВ имеет чисто статистический характер.

х) Положительные значения θ_I соответствуют случаю, когда оба детектора находятся в разных полуплоскостях, а отрицательные - в одной полуплоскости.

Различные виды прямого взаимодействия, вероятно, также дают вклад в механизм реакции ($n, 2n$) на тяжелых ядрах при $E_n = 14$ МэВ. При этом наблюдаемый преимущественный вылет двух нейтронов в одном пространственном направлении очевидно означает важность учета взаимодействия нейтронов в конечном состоянии и не исключает возможность одновременного вылета из ядра коррелированной пары нейтронов.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2}$$

(в произвольных единицах)

| α , град | свинец | висмут |
|-----------------|------------|------------|
| 13,5 | 19 ± 9 | 20 ± 3 |
| 25 | 10,4 ± 3,4 | 9 ± 3 |
| 35 | 21 ± 7 | 18 ± 6 |
| 85 | 16,6 ± 2,8 | 19 ± 1 |
| 100 | 9,2 ± 0,6 | 9,7 ± 1,4 |
| 110 | 8,9 ± 0,6 | 9 ± 1,4 |
| 125 | - | 8,3 ± 2,4 |
| 135 | 6,4 ± 3,4 | - |
| 140 | - | 4,5 ± 1,4 |
| 160 | 12,8 ± 1,5 | 14,8 ± 1,7 |
| 180 | 9,2 ± 2,1 | 11 ± 3,4 |

Приведенные ошибки - средние из 10 - 15 циклов измерений для каждой точки.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, г. ДУБНА ^{х)}

НЕЙТРОННЫЕ ПОПЕРЕЧНЫЕ СЕЧЕНИЯ И СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ ИЗОТОПОВ
ГЕРМАНИЯ

Х. Малацки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шарпов.

Препринт ОИЯИ РЗ - 3456.

На импульсном реакторе ОИЯИ в режиме работы с микротроном проведены измерения пропускания и радиационного захвата нейтронов с разрешением 3 нсек/м и 12 нсек/м соответственно на разделенных изотопах германия. В таблице 1 приведены параметры исследованных уровней. На основании этих данных были рассчитаны силовые функции S_0 , средние радиационные ширины $\bar{\Gamma}$, средние расстояния между уровнями \bar{D} и параметры плотности уровней α для каждого изотопа германия. Эти средние параметры представлены в таблице 2.

х) Под редакцией Ю.П. Попова.

Таблица I

Параметры нейтронных резонансов изотопов германия

| Ядро-мишень | E_0 , эВ | ΔE_0 , эВ | Γ_n , эВ | $\Delta \Gamma_n$, эВ | Γ_γ , эВ | $\Delta \Gamma_\gamma$, эВ |
|------------------|------------------|-------------------|-----------------|------------------------|----------------------|-----------------------------|
| ⁷⁰ Ge | 1115 | 4 | 4,6 | 1,0 | 0,160 | 0,025 |
| | 1469 | 5 | 0,70 | 0,12 | 0,150 | 0,025 |
| | 1935 | 8 | 0,030 | 0,006 | | |
| | 3140 | 15 | 0,046 | 0,010 | | |
| | 4230 | 25 | 0,055 | 0,025 | | |
| | 4378 | 25 | 5,9 | 1,2 | 0,185 | 0,040 |
| | 5570 | 35 | 33 | 7 | | |
| | 6750 | 35 | 15 | 5 | | |
| | 8635 | 45 | 51 | 12 | | |
| | 9890 | 80 | 52 | 11 | | |
| | 10310 | 90 | 77 | 16 | | |
| | 11040 | 100 | 8,3 | 4,7 | | |
| | 11780 | 100 | 22 | 10 | | |
| | 13200 | 100 | 95 | 12 | | |
| | 18440 | 150 | 63 | 24 | | |
| | 23820 | 300 | 75 | 26 | | |
| | 25880 | 300 | 94 | 33 | | |
| | 27600 | 350 | 141 | 60 | | |
| | 28600 | 400 | 75 | 34 | | |
| | ⁷² Ge | 252,0 | 0,5 | 0,00034 | 0,00010 | |
| 736 | | 2 | 0,0025 | 0,0008 | | |
| 2180 | | 7 | 0,046 | 0,009 | | |
| 2614 | | 8 | 0,79 | 0,39 | 0,135 | 0,030 |
| 2743 | | 8 | 0,40 | 0,18 | 0,230 | 0,040 |
| 3650 | | 12 | 0,83 | 0,43 | 0,120 | 0,030 |
| 4560 | | 17 | 15 | 3 | | |
| 4949 | | 19 | 27 | 5 | | |
| 8980 | | 50 | 41 | 6 | | |
| 9640 | | 55 | 8 | 5 | | |

| | | | |
|-------|-----|-----|----|
| 11170 | 60 | 22 | 4 |
| 12070 | 70 | 26 | 7 |
| 19080 | 130 | 146 | 30 |
| 29400 | 300 | 31 | 17 |

⁷³He

| | | | | | |
|-------|-----|-------|-------|-------|-------|
| 102,6 | 0,2 | 1,30 | 0,12 | 0,192 | 0,030 |
| 204,0 | 0,4 | 0,23 | 0,02 | 0,210 | 0,030 |
| 224,7 | 0,4 | 0,45 | 0,04 | 0,198 | 0,030 |
| 320,6 | 0,7 | 0,23 | 0,04 | 0,190 | 0,030 |
| 332,0 | 0,7 | 1,36 | 0,12 | | |
| 367,1 | 0,6 | 0,72 | 0,06 | 0,200 | 0,030 |
| 408,2 | 0,6 | 0,25 | 0,03 | 0,200 | 0,030 |
| 490,3 | 0,9 | 2,00 | 0,15 | 0,185 | 0,030 |
| 516 | 1 | 0,038 | 0,005 | | |
| 557 | 1 | 0,39 | 0,04 | 0,190 | 0,030 |
| 668 | 1 | 0,026 | 0,008 | | |
| 735 | 2 | 0,017 | 0,005 | | |
| 752 | 2 | 0,020 | 0,006 | | |
| 807 | 2 | 0,021 | 0,006 | | |
| 849 | 2 | 0,14 | 0,02 | | |
| 919 | 2 | 0,15 | 0,02 | | |
| 1028 | 2 | 0,09 | 0,02 | | |
| 1056 | 2 | 0,23 | 0,06 | | |
| 1145 | 2 | 2,1 | 0,6 | | |
| 1218 | 3 | 1,3 | 0,2 | 0,210 | 0,030 |
| 1313 | 3 | 1,3 | 0,2 | 0,210 | 0,030 |
| 1353 | 3 | 0,29 | 0,05 | | |
| 1526 | 3 | 1,2 | 0,2 | | |
| 1650 | 4 | 2,5 | 0,2 | | |
| 1802 | 4 | 1,6 | 0,2 | 0,190 | 0,030 |
| 1925 | 5 | 0,33 | 0,20 | | |
| 1934 | 5 | 0,5 | 0,2 | | |
| 1950 | 5 | 0,8 | 0,3 | | |
| 2011 | 6 | 4,0 | 0,4 | 0,185 | 0,030 |
| 2256 | 6 | 1,7 | 0,2 | | |
| 2286 | 6 | 3,2 | 0,3 | | |
| 2434 | 8 | 0,6 | 0,2 | | |
| 2558 | 9 | 2,1 | 0,3 | | |

| | | | |
|------|----|------|-----|
| 2676 | 10 | 1,3 | 0,2 |
| 2940 | 11 | 2,6 | 0,3 |
| 4040 | 15 | 8,4 | 1,0 |
| 4238 | 17 | 6,0 | 0,9 |
| 4440 | 19 | 5,5 | 1,0 |
| 4823 | 22 | 1,4 | 0,6 |
| 5200 | 25 | 3,0 | 0,9 |
| 5357 | 25 | 11 | 2 |
| 5746 | 30 | 5,5 | 1,1 |
| 6200 | 40 | 2,7 | 1,3 |
| 6320 | 40 | 2,3 | 1,0 |
| 6585 | 45 | 11,0 | 2,0 |
| 7770 | 50 | 16,5 | 2,5 |
| 8530 | 60 | 36 | 3 |

⁷⁴ *Ge*

| | | | | | |
|-------|-----|-------|-------|-------|-------|
| 2846 | 8 | 8,0 | 2,0 | 0,160 | 0,040 |
| 3035 | 12 | 1,0 | 0,6 | 0,230 | 0,040 |
| 4170 | 25 | 0,064 | 0,020 | | |
| 4990 | 30 | 94 | 13 | | |
| 12030 | 70 | 24 | 13 | | |
| 19450 | 150 | 120 | 25 | | |
| 21910 | 200 | 50 | 18 | | |
| 25100 | 250 | 44 | 21 | | |
| 42800 | 500 | 500 | 110 | | |
| 61040 | 900 | 810 | 280 | | |

⁷⁶ *Ge*

| | | | | | |
|-------|-----|------|------|-------|-------|
| 550 | 1 | 0,35 | 0,08 | 0,115 | 0,025 |
| 4760 | 20 | 4,2 | 1,8 | 0,120 | 0,025 |
| 13940 | 90 | 12 | 8 | | |
| 15050 | 100 | 84 | 11 | | |
| 21040 | 200 | 41 | 17 | | |
| 22460 | 200 | 195 | 22 | | |
| 29600 | 300 | 760 | 190 | | |
| 48700 | 600 | 230 | 120 | | |

Таблица II
Средние параметры для изотопов германия.

| Изотоп | Ge-70 | Ge-72 | Ge-73 | Ge-74 | Ge-76 |
|--------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| $S_0 \cdot 10^4$ | $2,3^{+1,0}_{-0,9}$ | $1,0^{+0,6}_{-0,4}$ | $2,0^{+0,7}_{-0,6}$ | $1,3^{+1,1}_{-0,6}$ | $2,3^{+2,1}_{-1,0}$ |
| $\bar{\Gamma}_\gamma$ эВ | $0,162 \pm 0,025$ | $0,160 \pm 0,025$ | $0,197 \pm 0,029$ | $0,195 \pm 0,040$ | $0,120 \pm 0,025$ |
| Z_γ эВ | 1330 ± 210 | 1550 ± 270 | 124 ± 14 | 3900 ± 770 | 4200 ± 825 |
| a эВ ⁻¹ | $10,79 \pm 0,25$ | $12,08 \pm 0,34$ | $12,60 \pm 0,32$ | $11,95 \pm 0,36$ | $12,74 \pm 0,41$ |

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ИЗОТОПОВ НЕОДИМА

Э.Н.Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов, А.И. Таскаев.

Препринт ОИЯИ РЗ - 3564

На нейтронном спектрометре ДНФ ОИЯИ с разрешением от 80 нсек/м до 6 нсек/м проведены измерения пропускания и выхода γ -лучей от захвата нейтронов для образцов естественного неодима и образцов, обогащенных изотопами Nd^{142} , Nd^{143} , Nd^{144} , Nd^{145} , Nd^{146} , Nd^{148} , Nd^{150} . Изотопы Nd^{143} и Nd^{145} исследованы в области энергий до 1000 эв, остальные изотопы исследованы в области до 10 кэв. Для изотопов неодима Nd^{142} , Nd^{143} , Nd^{144} , Nd^{145} , Nd^{146} , Nd^{148} , Nd^{150} получены соответственно следующие расстояния между уровнями D :
1000 \pm 250 , 38 \pm 6, 520 \pm 70, 20 \pm 3, 310 \pm 43, 200 \pm 21, 230 \pm 28
и значения силовой функции S_0 : (0,6 \pm 0,3) $\cdot 10^{-4}$; (4,3 \pm 1,4) $\cdot 10^{-4}$;
(4,8 \pm 2,0) $\cdot 10^{-4}$; (3,0 \pm 0,7) $\cdot 10^{-4}$; (4,5 \pm 1,9) $\cdot 10^{-4}$; (3,6 \pm 1,1) $\cdot 10^{-4}$;
(2,0 \pm 0,8) $\cdot 10^{-4}$.

Таблица I

Параметры резонансов

*Nd*¹⁴²

| №№ | $E_0, \text{эВ}$ | $\Gamma_n, \text{мэВ}$ | $\Gamma_n^0, \text{мэВ}$ |
|----|------------------|------------------------|--------------------------|
| 1. | 1685 ± 10 | 181 ± 75 | $4,4 \pm 1,8$ |
| 2. | 2539 ± 14 | 12000 ± 10000 | 238 ± 40 |
| 3. | 3992 ± 28 | 780 ± 400 | 12 ± 6 |
| 4. | 4547 ± 34 | 8300 ± 830 | 123 ± 12 |
| 5. | 5533 ± 45 | 4550 ± 600 | 61 ± 8 |
| 6. | 6315 ± 56 | 1000 ± 1000 | 13 ± 13 |
| 7. | 9987 ± 110 | 12000 ± 3500 | 120 ± 35 |

Таблица 2
ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАНСОВ № 143.

| № п/п | $E_0, \text{эВ}$ | $\Gamma, \text{мэВ}$ | $g \Gamma, \text{мэВ}$ | $2g \Gamma_0^0$ | $\Gamma_0, \text{мэВ}$ |
|----------|------------------|----------------------|------------------------|-----------------|------------------------|
| 1. | 55,4±0,2 | | 20±2 | 5,4±0,5 | 80±20 |
| 2. | 127,4±0,4 | 450±150 | 180±30 | 32±5 | 94±14 |
| 3. | 135,4±0,4 | | 31±5 | 5,3±0,9 | 70±23 |
| 4. | 159,0±0,5 | 1300±500 | 600±60 | 95±9 | 83±13 |
| 5. | 179,7±0,5 | | 320±50 | 48±7 | 61±9 |
| 6. | 187,0±0,6 | 1600±500 | 850±50 | 124±8 | 89±13 |
| 7. | 306 ±1 | | 355±70 | 41±8 | 67±10 |
| 8. | 324 ±1 | | 215±60 | 24±8 | |
| 9. | 338 ±1 | | 260±40 | 28±5 | |
| 10. | 350 ± 1,5 | | 300±70 | 32±8 | |
| 11. | 401 ±1,5 | | 520±100 | 52±10 | |
| 12. | 408 ±1,5 | | 230±40 | 23±4 | |
| 13. | 446 ±2 | | 900±80 | 85±8 | 73±11 |
| 14. | 507 ±2 | | 10±2 | 0,9±0,2 | |
| 15. | 524 ±2,5 | | 84±16 | 7,3±1,4 | 75±15 |
| 16. | 555 ±3 | | 35±7 | 3,0±0,6 | |
| 17. | 576 ±3 | | 71±14 | 6,1±1,2 | |
| 18. | 658 ±4 | | 290±50 | 22±4 | 70±10 |
| 19. | 705 ±4 | | 187±40 | 14±3 | |
| 20. | 775 ±5 | | 580±80 | 42±6 | 76±11 |
| 21. | 806 ±5 | | 4±1 | 0,28±0,07 | |
| 22. | 822 ±5 | | 3,4±0,7 | 0,25±0,05 | |
| 23. | 840 ±6 | | 480±70 | 33±5 | |
| 24. | 853 ±6 | | | | |
| 25. | 976 ±6 | | | | |
| 26. | 988 ±7 | | | | |
| 27. | 1010 ±7 | | | | |
| 28. | 1028 ±7 | | | | |
| 29. | 1085 ±8 | | | | |
| 30. | 1127 ±8 | | | | |
| 31. | 1167 ±8 | | | | |
| 32. | 1214 ±9 | | | | |
| 33. | 1265 ±9 | | | | |
| 34. | 1310 ±10 | | | | |

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАНСОВ Nd^{144} .

| №№ п/п | E_0 , эВ | Γ_n , эВ | Γ_n^0 , мэВ | Γ_n , мэВ |
|-----------|-------------|-----------------|--------------------|------------------|
| 1. | 374 ± 2 | 15 ± 1 | 790 ± 52 | |
| 2. | 736 ± 4 | 0,58 ± 0,05 | 21,4 ± 1,8 | 78 ± 12 |
| 3. | 1280 ± 6 | 27,5 ± 1,5 | 770 ± 42 | |
| 4. | 1635 ± 8 | 4,3 ± 0,3 | 106 ± 8 | 150 ± 80 |
| 5. | 1980 ± 10 | 14 ± 1,6 | 315 ± 36 | |
| 6. | 2784 ± 20 | 4 ± 1 | 76 ± 19 | |
| 7. | 3567 ± 24 | 17 ± 2 | 285 ± 34 | |
| 8. | 3760 ± 27 | | < 10 | |
| 9. | 4985 ± 40 | 26 ± 4 | 370 ± 57 | |
| 10. | 5200 ± 45 | | < 10 | |
| 11. | 5697 ± 50 | 2 ± 1 | 26 ± 13 | |
| 12. | 6207 ± 60 | 8 ± 2 | 101 ± 25 | |
| 13. | 6910 ± 70 | 43 ± 5 | 517 ± 60 | |
| 14. | 7594 ± 75 | 3,1 ± 1,5 | 36 ± 18 | |
| 15. | 8300 ± 85 | 9,0 ± 2,4 | 99 ± 26 | |
| 16. | 9611 ± 100 | 22 ± 4 | 225 ± 40 | |
| 17. | 9930 ± 115 | 24 ± 4 | 240 ± 40 | |
| 18. | 10930 ± 130 | 34 ± 5 | 325 ± 48 | |
| 19. | 11730 ± 150 | (8,0) | (74) | |
| 20. | 13540 ± 200 | 45 ± 8 | 390 ± 70 | |

Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАНСОВ №145.

| № п/п | E_0 , эВ | Γ , мэВ | $g\Gamma_n$, мэВ | $2g\Gamma_n^0$ | Γ_r , мэВ |
|-------|-------------|----------------|-------------------|----------------|------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 1. | 42,6 ± 0,1 | 394 ± 43 | 155 ± 16 | 47 ± 5 | |
| 2. | 85,7 ± 0,2 | | 7,9 ± 0,9 | 1,7 ± 0,2 | |
| 3. | 96,0 ± 0,2 | | 2,1 ± 0,3 | 0,43 ± 0,06 | |
| 4. | 102,2 ± 0,2 | | 56 ± 4 | 11 ± 0,8 | |
| 5. | 103,5 ± 0,2 | | 18,5 ± 2,0 | 3,6 ± 0,4 | |
| 6. | 147,3 ± 0,4 | | 10 ± 1 | 1,65 ± 0,16 | |
| 7. | 151,7 ± 0,4 | | 7,8 ± 0,9 | 1,26 ± 0,14 | |
| 8. | 169,8 ± 0,5 | | 1,2 ± 0,3 | 0,18 ± 0,5 | |
| 9. | 189,5 ± 0,6 | | 21 ± 2 | 3,0 ± 0,3 | |
| 10. | 233,4 ± 0,8 | | 3,3 ± 0,5 | 0,43 ± 0,6 | |
| 11. | 242,5 ± 0,9 | 34 ± 3 | 4,4 ± 0,4 | 60 ± 10 | |
| 12. | 249,4 ± 0,9 | 3,2 ± 0,6 | 0,41 ± 0,08 | | |
| 13. | 259,3 ± 0,9 | 56 ± 5 | 7,0 ± 0,6 | 59 ± 10 | |
| 14. | 275 ± 1 | 67 ± 6 | 8,1 ± 0,7 | 61 ± 10 | |
| 15. | 307 ± 1 | 29 ± 6 | 3,3 ± 0,7 | | |
| 16. | 312 ± 1,2 | 151 ± 15 | 17 ± 1,7 | 51 ± 8 | |
| 17. | 319 ± 1,3 | 2,8 ± 0,4 | 0,32 ± 0,4 | | |
| 18. | 343 ± 1,4 | 5,5 ± 0,8 | 0,60 ± 0,08 | | |
| 19. | 376 ± 1,6 | 26 ± 4 | 2,7 ± 0,4 | | |
| 20. | 391 ± 1,7 | 23 ± 4 | 2,3 ± 0,4 | | |
| 21. | 399 ± 1,7 | 8 ± 1 | 0,8 ± 0,1 | | |
| 22. | 405 ± 2 | | 336 ± 58 | 33 ± 6 | |
| 23. | 447 ± 2 | | 118 ± 13 | 11,1 ± 1,2 | 53 ± 13 |
| 24. | 466 ± 2 | 847 ± 255 | 309 ± 51 | 29 ± 5 | 46 ± 7 |
| 25. | 488 ± 2 | | 198 ± 15 | 17,9 ± 1,4 | 58 ± 9 |
| 26. | 499 ± 2 | | 187 ± 57 | 16,7 ± 4,5 | |
| 27. | 507 ± 2 | 784 ± 182 | 350 ± 35 | 31 ± 3 | 67 ± 10 |
| 28. | 518 ± 2 | | 7 ± 1 | 0,62 ± 0,08 | |
| 29. | 543 ± 2 | 628 ± 248 | 265 ± 30 | 23 ± 3 | 55 ± 12 |
| 30. | 570 ± 3 | | 570 ± 55 | 48 ± 5 | 67 ± 10 |
| 31. | 590 ± 3 | | 4,1 ± 0,6 | 0,34 ± 0,05 | |
| 32. | 607 ± 3 | | 2,9 ± 0,5 | 0,24 ± 0,05 | |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|-----|----------|---|------------|-------------|--------|
| 33. | 641 ± 3 | | 206 ± 4I | 16 ± 3 | 62 ± 9 |
| 34. | 650 ± 3 | | 24 ± 4 | 1,9 ± 0,3 | |
| 35. | 661 ± 3 | | 4,1 ± 0,6 | 0,32 ± 0,05 | |
| 36. | 691 ± 3 | | (17) | (1,3) | |
| 37. | 699 ± 3 | | (19) | (1,4) | |
| 38. | 710 ± 4 | | (13) | (0,98) | |
| 39. | 719 ± 4 | | (13) | (0,97) | |
| 40. | 758 ± 4 | | 600 ± 60 | 43 ± 5 | |
| 41. | 790 ± 4 | | 1,8 ± 0,3 | 0,13 ± 0,02 | |
| 42. | 831 ± 4 | | 181 ± 31 | 13 ± 2 | |
| 43. | 850 ± 4 | | 1450 ± 200 | 99 ± 14 | |
| 44. | 888 ± 4 | | | < 10 | |
| 45. | 906 ± 5 | | (150) | (10) | |
| 46. | 919 ± 5 | | (200) | (13) | |
| 47. | 948 ± 5 | | 233 ± 28 | 15 ± 2 | |
| 48. | 978 ± 5 | | 403 ± 51 | 27 ± 4 | |
| 49. | 1010 ± 5 | | 620 ± 60 | 39 ± 4 | |

Таблица 5

ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАНСОВ №146

| № п/п | $E_{0, \text{эВ}}$ | $\Gamma, \text{мэВ}$ | $\Gamma_n, \text{мэВ}$ | Γ_n^0 | $\Gamma_j, \text{мэВ}$ |
|----------|--------------------|----------------------|------------------------|----------------|------------------------|
| 1. | 361 ± 1 | | 43 ± 7 | $23 \pm 0,4$ | 55 ± 8 |
| 2. | 625 ± 3 | | | < 2 | |
| 3. | 813 ± 3 | 1200 ± 450 | 1160 ± 100 | $41 \pm 3,5$ | 55 ± 8 |
| 4. | 1175 ± 4 | | 13500 ± 1000 | 394 ± 29 | |
| 5. | 1511 ± 7 | | 3400 ± 300 | $87,5 \pm 7,7$ | |
| 6. | 1831 ± 9 | | 1540 ± 60 | $36 \pm 3,6$ | |
| 7. | 2049 ± 11 | | 4200 ± 400 | 93 ± 9 | |
| 8. | 2615 ± 20 | | 25000 ± 2000 | 490 ± 39 | |
| 9. | 2880 ± 20 | | | < 10 | |
| 10. | 2998 ± 25 | | 3680 ± 360 | $67 \pm 6,7$ | |
| 11. | 3255 ± 25 | | 2000 ± 400 | 35 ± 7 | |
| 12. | 3677 ± 25 | | 21500 ± 2000 | 345 ± 34 | |
| 13. | 4026 ± 30 | | 14000 ± 1500 | 220 ± 24 | |
| 14. | 5104 ± 40 | | | < 30 | |
| 15. | 5227 ± 45 | | | < 30 | |
| 16. | 5465 ± 50 | | 1900 ± 1100 | 66 ± 15 | |
| 17. | 6456 ± 60 | | (7500) | (93) | |
| 18. | 6723 ± 65 | | (8000) | (97) | |

Таблица 6

ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАНСОВ №148.

| №№ п/п | E_0 , эВ | Γ_z , мэВ | Γ_n^0 | Γ_{γ} , мэВ |
|-----------|------------|------------------|--------------|-------------------------|
| 1. | 155 ± 0,5 | 1610 ± 240 | 129 ± 19 | 100 ± 15 |
| 2. | 288 ± 1 | 2600 ± 200 | 153 ± 12 | 96 ± 14 |
| 3. | 399 ± 1,5 | 410 ± 30 | 20,5 ± 1,5 | 65 ± 10 |
| 4. | 717 ± 2 | 2000 ± 100 | 75 ± 4 | 74 ± 11 |
| 5. | 876 ± 3 | 199 ± 36 | 6,7 ± 1,2 | |
| 6. | 1060 ± 5 | 2350 ± 150 | 72 ± 5 | |
| 7. | 1183 ± 6 | 2700 ± 200 | 79 ± 6 | 148 ± 24 |
| 8. | 1355 ± 6 | 1680 ± 110 | 46 ± 3 | |
| 9. | 1544 ± ? | 3590 ± 150 | 91 ± 4 | |
| 10. | 1818 ± | | < 10 | |
| 11. | 2195 ± 12 | 8400 ± 700 | 179 ± 15 | |
| 12. | 2403 ± 13 | 3900 ± 300 | 80 ± 6 | |
| 13. | 2546 ± 14 | 2400 ± 300 | 48 ± 6 | |
| 14. | 2594 ± 20 | 7900 ± 800 | 155 ± 16 | |
| 15. | 2795 ± 20 | 1400 ± 500 | 26 ± 9 | |
| 16. | 3010 ± 25 | 2000 ± 500 | 36 ± 9 | |
| 17. | 3525 ± 25 | | < 15 | |
| 18. | 3688 ± 25 | | < 10 | |
| 19. | 3950 ± 30 | | < 10 | |
| 20. | 4121 ± 30 | 13000 ± 1000 | 203 ± 16 | |
| 21. | 4318 ± 31 | 6500 ± 650 | 99 ± 10 | |
| 22. | 4463 ± 33 | 2400 ± 600 | 36 ± 9 | |
| 23. | 4704 ± 36 | 6700 ± 1000 | 98 ± 15 | |
| 24. | 5377 ± 44 | (4400) | (60) | |
| 25. | 6342 ± 56 | | < 30 | |
| 26. | 7172 ± 70 | 13000 ± 2000 | 153 ± 24 | |
| 27. | 7485 ± 75 | (7400) | (85) | |
| 28. | 7819 ± 80 | 17000 ± 2000 | 192 ± 23 | |
| 29. | 8781 ± 90 | 28000 ± 3000 | 300 ± 32 | |

Таблица 7

ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАНСОВ Nd^{150}

| № п/п | E_0 , эВ | Γ , мэВ | Γ_n , мэВ | Γ_n^0 | Γ_γ , мэВ |
|----------|------------|----------------|------------------|--------------|-----------------------|
| 1. | 78,9 ± 0,1 | 127 ± 20 | 15,1 ± 1,6 | 1,7 ± 0,2 | 115 ± 20 |
| 2. | 314 ± 1 | | 420 ± 20 | 23,7 ± 1,4 | 66 ± 10 |
| 3. | 487 ± 2 | | 1130 ± 100 | 51 ± 5 | 74 ± 11 |
| 4. | 774 ± 3 | | 560 ± 40 | 20 ± 1,4 | 84 ± 13 |
| 5. | 1035 ± 5 | | 1600 ± 140 | 50 ± 4,4 | 82 ± 12 |
| 6. | 1340 ± 6 | | 588 ± 80 | 16 ± 2 | |
| 7. | 1476 ± 7 | | 1830 ± 130 | 47,6 ± 3,4 | |
| 8. | 1724 ± 8 | | 2000 ± 200 | 48 ± 5 | |
| 9. | 1784 ± 9 | | 1360 ± 160 | 32 ± 4 | |
| 10. | 1871 ± 9 | | 162 ± 71 | 3,7 ± 1,6 | |
| 11. | 2550 ± 14 | | 1770 ± 190 | 35 ± 4 | |
| 12. | 2750 ± 16 | | 10000 ± 1000 | 190 ± 19 | |
| 13. | 2870 ± 17 | | 2900 ± 300 | 54 ± 6 | |
| 14. | 3195 ± 20 | | 440 ± 330 | 8 ± 6 | |
| 15. | 3521 ± 25 | | 5500 ± 550 | 93 ± 9 | |
| 16. | 3843 ± 30 | | 6500 ± 600 | 105 ± 10 | |

Таблица 8

СРЕДНИЕ ПАРАМЕТРЫ ИЗОТОПОВ Nd

| Изотоп | Е макс, эв. | л-число резонансов для опреде- ления | $D, \text{эв}$ | $D^+, \text{эв}$ | $S_{\text{max}}^{\text{прот}} \times 10^4$ | $S_0 \frac{\Sigma \Gamma_n}{\Delta E} \times 10^4$ | $\bar{\Gamma}_\gamma, \text{мэВ}$ |
|-------------------|----------------|---|----------------|------------------|--|--|-----------------------------------|
| Nd ¹⁴² | 6300 | 6 | 1000±250 | 670 | +1,2 | 0,6±0,3 | - |
| Nd ¹⁴³ | 840 | 23 | 38±6 | - | 1,0-0,5 | 4,3±1,4 | 76±11 |
| Nd ¹⁴⁴ | 7000 | 14 | 520±70 | 540 | 4,5 ^{+3,1} _{-1,8} | 4,8±2,0 | 78±12 |
| Nd ¹⁴⁵ | 1000 | 50 | 19±3 | - | - | 3,0±0,7 | 58±8 |
| Nd ¹⁴⁶ | 4000 | 13 | 310±43 | 290 | 4,6 ^{+3,2} _{-1,6} | 4,5±1,9 | 55±8 |
| Nd ¹⁴⁸ | 4500 | 23 | 200±21 | 198 | 3,5 ^{+1,7} _{-1,1} | 3,6±1,1 | 96±14 |
| Nd ¹⁵⁰ | 4000 | 16 | 230±28 | 255 | 1,8 ^{+1,1} _{-0,6} | 2,0±0,8 | 84±12 |

Таблица 9

| № п/п | Ядро мишень | Спин I | E, МэВ | δ_p МэВ | δ_n МэВ | U МэВ | $2\rho = \sum_{j, \pi} P(j, \pi)$ $\times 10^{-2}$, МэВ ⁻¹ | a МэВ ⁻¹ | σ |
|----------|---------------------------------|-----------|-----------|-------------------|-------------------|----------|---|------------------------|----------|
| 1. | ⁶⁰ Nd ^{I42} | 0 | 6,10 | 1,30 | | 4,77 | 2,98±0,62 | 17,3±0,5 | 4,69 |
| 2. | Nd ^{I43} | 7/2 | 7,81 | 1,38 | 0,99 | 5,44 | 57 ± 8 | 17,7±0,4 | 4,89 |
| 3. | Nd ^{I44} | 0 | 5,97 | 1,27 | | 4,67 | 3,84±0,52 | 18,2±0,4 | 4,75 |
| 4. | Nd ^{I45} | 7/2 | 7,58 | 1,27 | 0,91 | 5,40 | 105 ± 17 | 19,1±0,4 | 5,0 |
| 5. | Nd ^{I46} | 0 | 5,14 | 1,27 | | 3,84 | 6,46±0,90 | 23,0±0,5 | 4,82 |
| 6. | Nd ^{I48} | 0 | 4,94 | 1,27 | | 3,64 | 10 ± 1 | 25,4±0,5 | 4,90 |
| 7. | Nd ^{I50} | 0 | 4,81 | 1,27 | | 3,51 | 8,7 ± 0,7 | 25,9±0,5 | 4,90 |

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ИЗОТОПОВ ГАДОЛИНИЯ.

Э.Н.Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б.Попов.

Препринт ОИЯИ РЗ-3882

На нейтронном спектрометре ЛНФ ОИЯИ проведены измерения пропускания и радиационного захвата изотопов Gd^{152} , Gd^{154} , Gd^{155} , Gd^{156} , Gd^{157} , Gd^{158} , Gd^{160} . Параметры нейтронных резонансов этих изотопов были получены методом площадей. Данные о резонансных параметрах представлены в таблице 1-3. В таблице 4 приведены значения среднего расстояния между уровнями D , силовой функции S_0 , средней радиационной ширины Γ_r и параметра плотности уровней a для изотопов Gd . В этой же таблице даны также средние расстояния между уровнями для изотопов Sm^{152} и Sm^{154} . Для этих изотопов были проведены измерения радиационного захвата нейтронов, которые позволили определить положение нейтронных резонансов (данные приведены в таблице 5).

Таблица I

ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАНСОВ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ГАДОЛИНИЯ

| E_0 , эВ | Γ , мэВ | Γ_n , мэВ | Γ_r , мэВ | Γ_m° |
|--------------------------|----------------|------------------|------------------|------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| <i>Gd</i> ¹⁵² | | | | |
| 8,00±0,02 | | 5,0 | | 1,8 |
| 12,35±0,04 | | 2,2 ± 0,2 | | 0,62±0,06 |
| 36,86±0,05 | 140 ± 10 | 84 ± 6 | 56 ± 12 | 13,8 ± 1,0 |
| 39,3 ± 0,1 | 97 ± 17 | 39 ± 3 | 58 ± 17 | 6,2 ± 0,5 |
| 42,7 ± 0,1 | | 3,1 ± 0,6 | | 0,47±0,09 |
| 74,3 ± 0,2 | 102 ± 15 | 55 ± 13 | 47 ± 20 | 6,4 ± 1,5 |
| 85,1 ± 0,2 | | 3,6 ± 0,6 | | 0,39±0,06 |
| 92,4 ± 0,2 | 212 ± 38 | 160 ± 37 | | 16,6 ± 3,8 |
| 100,0±0,4 | | (9,0) | | (0,9) |
| 124,0±0,4 | | (8,0) | | (0,7) |
| 140,4±0,4 | 170 ± 17 | 124 ± 16 | 46 ± 24 | 10,5 ± 1,3 |
| 185,2±0,6 | 167 ± 27 | 105 ± 30 | 62 ± 40 | 7,7 ± 2,2 |
| 202 ± 1 | | 200 ± 40 | | 14 ± 3 |
| 223 ± 1 | | 300 ± 100 | | 20 ± 6 |
| 231 ± 1 | | 100 ± 40 | | 6,6 ± 2,6 |
| 238 ± 1 | | | | |
| 252 ± 1,5 | | | | |
| 293 ± 1,5 | | | | |
| <i>Gd</i> ¹⁵⁴ | | | | |
| 11,49±0,04 | | 0,34±0,08 | | 0,10±0,03 |
| 22,4 ± 0,1 | | 13±2 | | 2,7 ± 0,4 |
| 47,0 ± 0,1 | | 4,5 ± 0,9 | | 0,66±0,13 |
| 49,5 ± 0,1 | | 2,4 ± 0,4 | | 0,34±0,06 |
| 65,0 ± 0,1 | 93 ± 14 | 36,5 ± 4,2 | 57 ± 15 | 4,5 ± 0,5 |
| 100,5 ± 0,2 | 144 ± 50 | 43 ± 7 | 100 ± 50 | 4,3 ± 0,7 |
| 105,6 ± 0,2 | | 7,7 ± 1,8 | | 0,75±0,20 |
| 123,8 ± 0,3 | | 130 ± 23 | | 12±2 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-------------|--------|--------------------|---------|------------|
| I39,3±0,3 | | I25±32 | | II ± 3 |
| I48,0±0,4 | | 50±I2 | | 4,2±I,0 |
| I64,9±0,5 | I89±I3 | I20±8 | 69±I5 | 9,3±0,6 |
| 2II ±0,7 | | 43±6 | | 3,0±0,5 |
| 244 ±0,8 | | 27±7 | | I,8±0,5 |
| | | | | |
| | | G ₂ I56 | | |
| 33,12±0,04 | 86±I3 | I4±2 | 72±I4 | 2,4±0,3 |
| 80,2 ±0,2 | | 79±8 | | 8,8±0,9 |
| I50, I± 0,4 | | 42±5 | | 3,4±0,4 |
| I98, I ±0,5 | | 275±33 | | I9,5±2,3 |
| 20I,6 ±0,5 | | I7±5 | | I,2±0,4 |
| 244,0 ±0,7 | | 3, I±0,5 | | 0,20±0,03 |
| 340 ±I | | (20) | | (I, I) |
| 377 ±I | | 226±23 | | II,6±I,2 |
| 452 ±I | | II6±35 | | 5,5±I,6 |
| 477 ±I,2 | | I20±40 | | 5,2±I,7 |
| 5I5 ±I,5 | | I45±43 | | 6,4±I,8 |
| 707 ±2 | | (420) | | (I5,8) |
| 7I4 ±2 | | (420) | | (I5,7) |
| 732 ±2,2 | | 300±I00 | 70 ± I4 | I2 ±4 |
| 796 ±2,5 | | 94±32 | | 3,3±I, I |
| 823 ±3 | | I000±300 | 94 ± I5 | 35 ±I0 |
| 845 ±3 | | 350±I20 | 97 ± 20 | I2 ±4 |
| 856 ±3 | | 2I±3 | | 0,72±0, I0 |
| 900 ±3 | | 390±I40 | 79 ± I6 | I3 ±5 |
| 982 ±3,5 | | I85±58 | | 5,9±I,8 |
| I035 ± | | 30±6 | | 0,94±0, I9 |
| I054 ±4 | | 50±I0 | | I,5±0,3 |
| I094 ±4 | | I5±3 | | 0,45±0,09 |
| II43 ±4,5 | | 900±200 | | 27±6 |
| II54 ±4,5 | | | | |
| II85 ±5 | | 230±70 | | 6,7±2,0 |
| I239 ±5 | | | | |
| I254 ±5 | | | | |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|--------|---|--------|---|-----------|
| I318±6 | | (59) | | (1,6) |
| I339±6 | | (60) | | (1,6) |
| I392±6 | | 170±40 | | 4,6 ± 1,1 |
| I427±6 | | 205±55 | | 5,4 ± 1,4 |
| I491±7 | | | | |
| I511±7 | | | | |
| I550±7 | | | | |

| | | 158 | | |
|-----------|-------|----------|--------|------------|
| 22,3±0,1 | 98±13 | 6,1±0,6 | 92±13 | 1,29±0,13 |
| 101,0±0,4 | | 0,8±0,2 | | 0,08±0,02 |
| 243,0±0,5 | | 68±6 | | 4,4 ± 0,4 |
| 278,0±0,5 | | 24±4 | | 1,4 ± 0,2 |
| 345 ±0,7 | | 194±50 | | 10,4 ± 2,6 |
| 409 ±1 | | 343±57 | 88±17 | 17 ± 3 |
| 505 ±1,2 | | 334±43 | 80±16 | 15 ± 2 |
| 589 ±1,6 | | 84±26 | | 3,5 ± 1,1 |
| 694 ±2 | | 740±100 | 90±14 | 28 ± 4 |
| 848 ±3 | | 1810±150 | 109±15 | 62 ± 5 |
| 921 ±3 | | 508±150 | 75±15 | 17 ± 5 |
| 1074 ±4 | | 300±150 | | 9 ± 4 |
| 1225 ±5 | | 1160±190 | | 33 ± 5 |
| 1299 ±5 | | 660±180 | | 18 ± 5 |
| 1356 ±6 | | слабый | | |
| 1346 ±6 | | 620±150 | | 26 ± 4 |
| 1460 ±7 | | 980±210 | | 16 ± 6 |
| 1554 ±7 | | 390±120 | | 10 ± 3 |
| 1655 ±8 | | слабый | | (4,8) |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---------|---|---------|---|---------|
| | | (200) | | (4,8) |
| | | (200) | | (4,8) |
| 1880±10 | | 160±50 | | 3,8±1,2 |
| 1952±10 | | 850±250 | | 19±6 |
| 2012±10 | | 940±250 | | 21±6 |
| 2118±11 | | слабый | | |
| 2250±12 | | (150) | | (3) |
| 2338±12 | | 440±300 | | 9±6 |

Gd I60

| | | | |
|-----------|----------|--------|-----------|
| 222,0±0,5 | 60±10 | | 4,0±0,7 |
| 447±1 | 4,6±0,7 | | 0,22±0,04 |
| 480±1,2 | 370±40 | | 17±1,7 |
| 570±1,5 | 6±1 | | 0,25±0,04 |
| 750±2 | 5±1 | | 0,18±0,04 |
| 903±3 | 4440±340 | 105±15 | 148±12 |
| 984±4 | 4,6±0,7 | | 0,14±0,03 |
| 1243±5 | 3000±500 | 91±14 | 85±14 |
| 1425±5 | 1120±360 | 98±15 | 30±9 |
| 1694±8 | (15) | | (0,36) |
| 1812±9 | 8000±700 | | 188±16 |
| 1964±10 | 330±240 | | (7,5) |
| 2283±12 | 1310±280 | | 27±6 |
| 2405±13 | 360±400 | | 73±8 |
| 2525±15 | 3600±480 | | 71±10 |
| 2656±15 | 2870±480 | | 56±19 |

Таблица II

Параметры резонансов

ISS

| $E_0, \text{эВ}$ | $\Gamma \text{ мэВ}$ | $g/\hbar \text{ мэВ}$ | $\Gamma_r \text{ мэВ}$ | $2g/\hbar^2$ |
|------------------|----------------------|-----------------------|------------------------|--------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 6,28±0,02 | 122±13 | 1,14±0,09 | 120±13 | 0,91±0,07 |
| 7,71±0,02 | 85±16 | 0,68±0,11 | 05±16 | 0,49±0,08 |
| 9,96±0,03 | | 0,097±0,008 | | 0,060±0,00 |
| 11,49±0,04 | | 0,19±0,02 | | 0,11±0,01 |
| 11,99±0,04 | | 0,51±0,03 | | 0,29±0,02 |
| 14,48±0,05 | | 1,3±0,1 | | 0,68±0,05 |
| 17,70±0,06 | | 0,24±0,02 | | 0,11±0,01 |
| 19,87±0,06 | 116±16 | 3,0±0,3 | 110±16 | 1,34±0,13 |
| 20,96±0,06 | 97±18 | 10,9±1,3 | 75±19 | 4,8±0,6 |
| 23,60±0,04 | | 1,5±0,2 | | 0,62±0,08 |
| 27,48±0,04 | | 0,41±0,03 | | 0,16±0,01 |
| 29,50±0,05 | 131±61 | 3,5±0,4 | 124±61 | 1,28±0,16 |
| 30,03±0,05 | 104±38 | 8,9±1,6 | 87±39 | 3,25±0,58 |
| 31,64±0,05 | | 0,78±0,15 | | 0,28±0,04 |
| 33,14±0,06 | | (0,6) | | (0,11) |
| 34,68±0,06 | | 2,3±0,2 | | 0,78±0,07 |
| 35,36±0,06 | | 1,2±0,2 | | 0,40±0,07 |
| 36,83±0,07 | 94±14 | 4,0±0,4 | 86±15 | 1,32±0,13 |
| 33,89±0,08 | | 0,72±0,08 | | 0,23±0,03 |
| 43,82±0,09 | | 8,4±1,0 | | 2,53±0,30 |
| 45,94±0,09 | | 1,6±0,2 | | 0,47±0,06 |
| 46,74±0,09 | 107±39 | 3,7±0,4 | 100±39 | 1,08±0,12 |
| 47,56±0,1 | | 0,24±0,03 | | 0,70±0,09 |
| 51,23±0,1 | | 10±1 | | 2,79±0,28 |
| 51,9±0,1 | 120±56 | 9,5±1,3 | 100±56 | 2,64±0,36 |
| 52,8±0,1 | | (0,9) | | (0,25) |
| 53,6±0,1 | | 6,0±0,5 | | 1,64±0,14 |
| 56,0±0,1 | | 1,3±0,2 | | 0,35±0,05 |
| 59,2±0,1 | 168±55 | 4,3±0,5 | | 1,11±0,13 |
| 62,7±0,2 | 171±50 | 5,4±0,6 | | 1,36±0,15 |
| 65,0±0,2 | | 0,60±0,10 | | 0,15±0,03 |
| 69,4±0,1 | | 3,9±0,4 | | 0,94±0,10 |
| 76,8±0,1 | | 1,0±0,5 | | 0,23±0,11 |

| I | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-----------|---|-----------|---|-----------|
| 80,0±0,1 | | 2,2±0,2 | | 0,49±0,05 |
| 80,6±0,1 | | 1,4±0,2 | | 0,31±0,05 |
| 83,9±0,1 | | 4,1±1,0 | | 0,89±0,22 |
| 84,8±0,1 | | 1,2±0,2 | | 0,26±0,04 |
| 90,4±0,1 | | 0,67±0,07 | | 0,14±0,02 |
| 92,3±0,1 | | 1,7±0,2 | | 0,36±0,04 |
| 92,7±0,1 | | 2,7±0,4 | | 0,55±0,07 |
| 95,6±0,1 | | 2,6±0,3 | | 0,53±0,05 |
| 96,3±0,1 | | 2,6±0,3 | | 0,53±0,06 |
| 98,2±0,2 | | 7,2±0,1 | | 1,45±0,20 |
| 100,1±0,2 | | 0,83±0,08 | | 0,17±0,02 |
| 101,3 | | 2,8±0,7 | | 0,56±0,14 |
| 102,0 | | (0,85) | | (0,17) |
| 104,3 | | 3,6±0,4 | | 0,71±0,08 |
| 105,8 | | 2,4±0,2 | | 0,46±0,05 |
| 107,0 | | 4,1±0,4 | | 0,79±0,08 |
| 108,5 | | 1,8±0,2 | | 0,35±0,04 |
| 112,3 | | 6,1±0,7 | | 1,15±0,14 |
| 113,7 | | 8,9±1,2 | | 1,67±0,23 |
| 116,4 | | 6,0±0,8 | | 1,11±0,16 |
| 118,5 | | 0,83±0,09 | | 1,52±0,17 |
| 123,3 | | 23±4 | | 4,15±72 |
| 124,3 | | 4,5±0,5 | | 0,81±0,09 |
| 125,9 | | 7,8±1,0 | | 1,4±0,2 |
| 129,8 | | (1,7) | | (0,30) |
| 130,7 | | 19±3 | | 3,3±0,5 |
| 132,9 | | 1,3±0,2 | | 0,22±0,03 |
| 133,7 | | 1,0±0,15 | | 0,17±0,03 |
| 134,7 | | 0,07 | | 0,01 |
| 137,7±0,2 | | 1,5±0,2 | | 0,25±0,04 |
| 145,5±0,3 | | -3,9±0,4 | | 0,65±0,07 |
| 146±0,3 | | 1,7±0,3 | | 0,28±0,04 |
| 148,2±0,3 | | 1,7±0,3 | | 0,29±0,04 |
| 149,6 | | (13,4) | | (2,2) |
| 150,0 | | (14) | | (2,3) |
| 152,2 | | 2,9±0,4 | | 0,47±0,07 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-----------|---|---------|---|-----------|
| 156,24 | | 4,7±0,7 | | 0,75±0,11 |
| 160,0 | | 7,7±0,8 | | 1,12±0,12 |
| 161,6 | | 9,5±1,2 | | 1,5 ±0,2 |
| 168,1 | | 12±1,5 | | 1,8±0,2 |
| 170,3 | | 5,4±0,8 | | 0,83±0,12 |
| 171,3 | | 5,4±0,8 | | 0,83±0,12 |
| 173,4 | | 21±3 | | 3,3±0,5 |
| 177,9±0,3 | | 3,3±0,5 | | 0,50±0,08 |
| 180,2±0,4 | | 5,1±0,8 | | 0,76±0,12 |
| 183,2 | | 3,5±0,5 | | 0,52±0,07 |

Таблица III
 Параметры резонансов G_{157}

| E_0 , эВ | Γ мэВ | $g\Gamma$ мэВ | Γ мэВ | $2g\Gamma$ |
|------------|--------------|---------------|--------------|------------|
| 1 | | 3 | 4 | |
| 16,17±0,06 | | (0,21) | | (0,10) |
| 16,77±0,06 | 97±10 | 8,0±0,7 | 81±10 | 3,9±0,3 |
| 20,49±0,03 | 97±20 | 7±1 | 83±20 | 3,1±0,4 |
| 23,23±0,04 | | 0,30±0,05 | | 0,12±0,02 |
| 25,33±0,04 | 77±13 | 1,03±0,09 | 75±13 | 0,41±0,04 |
| 40,06±0,08 | | 0,45±0,03 | | 0,14±0,01 |
| 44,07±0,09 | 100±19 | 5,5±0,9 | 89±19 | 1,7±0,3 |
| 48,7±0,1 | 117±11 | 17,8±1,2 | 82,12 | 5,1±0,3 |
| 58,13±0,13 | 125±11 | 23,1±1,5 | 79±12 | 6,0±0,4 |
| 66,44±0,16 | | 4,7±0,5 | | 1,1±0,1 |
| 81,2±0,1 | | 6,4±0,8 | | 1,4±0,2 |
| 82,0 | | 3,7±0,5 | | 0,82±0,11 |
| 87,0 | 191±55 | 4,4±0,6 | 173±65 | 0,94±0,13 |
| 96,5±0,1 | 97±26 | 8,0±1,0 | 81±26 | 1,6±0,2 |
| 100,0±0,2 | 127±18 | 19±3 | 89±19 | 3,8±0,5 |
| 104,8 | | 18±3 | | 3,5±0,6 |
| 107,3 | | 5,8±0,4 | | 1,12±0,08 |

| | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-----------|--------|-------------|--------|-------------|
| 108,9 | | (0,3) | | (0,06) |
| 110,0 | 141±19 | 29±4 | 83±21 | 5,5±0,8 |
| 115,2 | 150±75 | 10±2 | 130±75 | 1,9±0,4 |
| 120,7 | 268±21 | 92±7 | 84±24 | 16,7±1,2 |
| 137,9 | | 29±6 | | 5,0±1,0 |
| 138,8±0,2 | | (3,8±0,4) | | 0,64±0,07 |
| 143,7±0,3 | | 40±4 | | 6,7±0,7 |
| 143,3 | | 9±2 | | 1,5±0,3 |
| 156,4 | | 11±2 | | 1,8±0,3 |
| 164,8 | | 12±3 | | 2,8±0,5 |
| 168,2 | | (0,86) | | (0,13) |
| 169,5 | | (1,0) | | (0,15) |
| 171,3±0,3 | | 19±3 | | 2,9±0,5 |
| 178,6±0,4 | | 10±2 | | 1,5±0,3 |
| 182,9 | | 10±2 | | 1,5±0,3 |
| 190,6 | | 9±2 | | 1,3±0,3 |
| 194,4 | | 28±5 | | 4,0±0,7 |
| 202,8 | | 3,6±0,5 | | 0,50±0,07 |
| 205,2 | | (0,61±0,09) | | (0,08±0,01) |
| 207,7±0,4 | 219±18 | 75±10 | 69±23 | 10,4±1,4 |
| 217,2±0,5 | | 3,0±0,3 | | 0,41±0,04 |
| 221,1 | | 1,5±0,3 | | 0,20±0,04 |
| 228,3±0,5 | | 4,1±0,6 | | 0,54±0,08 |
| 239,2±0,6 | 243±18 | 95±10 | 53±30 | 12,3±1,3 |
| 246,4 | | 5,8±0,6 | | 0,74±0,08 |
| 250,2 | | 2,1±0,3 | | 0,27±0,04 |
| 255,0 | | 1,4±0,2 | | 0,17±0,03 |
| 260,1 | | 8,2±1,0 | | 1,0±0,1 |
| 265,8±0,6 | | 4,0,4 | | 0,49±0,05 |
| 268,2±0,7 | | 6,5±0,9 | | 0,80±0,11 |
| 281,8 | | 24±4 | | 2,8±0,5 |
| 287,6 | | 8,9±1,0 | | 1,0±0,1 |
| 290,8±0,7 | | 25±3 | | 2,9±0,4 |
| 293±0,8 | | 23±3 | | 2,7±0,4 |
| 300,9 | | 20±5 | | 2,3±0,6 |
| 306,4±0,8 | | 1,8±0,3 | | 0,20±0,03 |

Таблица 4. Средние параметры изотопов A и S_m .

| Ядро-мишень | Макс. энергия нейтрон. эв | Число резонансов | $D_{\text{нубл}}$ эв | $S_0 = \frac{\Sigma q \sqrt{\sigma}}{\Delta E}$ $\times 10^4$ | S_0 наиб. правд. $\times 10^4$ | Γ_{β} МэВ | $B_{\text{н}}$ МэВ | $\Delta = \Delta_{\beta} \Delta_{\text{н}}$ МэВ | a МэВ ⁻¹ |
|-------------|---------------------------|------------------|----------------------|---|-------------------------------------|----------------------|--------------------|---|-----------------------|
| | | | | | | | | | U МэВ |
| I52 | 230 | I4 | 15±2 | 4,6±1,8 | 4,0 ^{+2,6} _{-1,5} | 57±15* | 6,41 | 0,97 | 5,44 |
| | | | | | (2) | | | | 25,3 |
| I54 | 230 | I3 | 15,5±2,3 | 2,4±1,0 | 2,1 ^{+1,5} _{-0,7} | 63±15 | 6,41 | 0,97 | 5,44 |
| | | | | | | | | | 25,2 |
| I55 | 180 | 80 | 1,8±0,3 | 2,10±0,35 | | 100±10 | 8,51 | 1,89 | 6,62 |
| | | | | | | | | | 22,6 |
| I56 | 1200 | 24 | 47±4 | 1,8±0,6 | 1,6 ^{+0,8} _{-0,5} | 82±12 | 6,36 | 0,97 | 5,39 |
| | | | | | | (8) | | | 22,8 |
| I57 | 300 | 54 | 5,6±0,7 | 2,16±0,45 | | 86±10 | 7,92 | 1,70 | 6,22 |
| | | | | | | (10) | | | 21,6 |
| I58 | 2000 | 22 | 85±9 | 1,5±0,5 | 1,4 ^{+0,7} _{-0,4} | 89±13 | 6,15 | 0,97 | 5,18 |
| | | | | | | (6) | | | 22,2 |
| I60 | 2500 | I6 | 170±21 | 2,6±1,0 | 2,7 ^{+1,7} _{-0,9} | 98±15 | 5,79 | 0,97 | 4,82 |
| | | | | | | (3) | | | 22,1 |
| I52 | 700 | I5 | 45±5 | | | | 5,75 | 1,22 | 4,53 |
| | | | | | | | | | 26,6 |
| I54 | 1300 | 20 | 90±10 | | | | 5,27 | 1,22 | 4,05 |
| | | | | | | | | | 27,6 |

* В столбце Γ_{β} в скобках дано число резонансов, по которому определялось среднее значение радиационной ширины.

Таблица 5. Энергии нейтронных резонансов изотопов *Sm*.

| | |
|--------------------------|--|
| <i>Sm</i> ¹⁸² | 8,03; 62,1; 87,7; 153,7; 185,2; 237; 260; 315; 326; 384; 415; 484; 508; 586; 601; 642; 772; 792; 853; 929; 956; 991; 1050; 1086; 1115; 1229; 1312 |
| <i>Sm</i> ¹⁵⁴ | 93,0; 261; 341; 457; 578; 616; 703; 718; 828; 1077; 1158; 1181; 1244; 1280; 1470; 1552; 1610; 1650; 1734; 1768; 1835. |

СПЕКТРЫ α -ЧАСТИЦ ПРИ РАСПАДЕ ВОЗБУЖ-
ДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ Sm^{148} СО СПИНАМИ 3⁻ И 4⁻.

В.П. ПОПОВ, М. СТЭМПИНСКИЙ

Препринт ОИЯИ Р6-3605.

Приводятся первые результаты исследования спектров α -частиц при распаде отдельных состояний самария-148, возбуждаемых путем захвата резонансных нейтронов ядром самарий-147. Анализ спектров α -частиц дает возможность идентифицировать резонансы по спинам. Для резонансов $E_0 = 3, 4$ эв и 18,3 эв подтверждены значения спинов 3 и 4 соответственно, для резонанса $E_0 = 27,1$ эв получено значение 3.

Обсуждается влияние эффектов парных корреляций последних нуклонов на величины приведенных парциальных α -ширин в реакции $Sm^{147}(n, \alpha)$ (см. таблицу).

Таблица

Характеристики уровней дочернего ядра и приведенные вероятности α - переходов на эти уровни в реакции $Sm^{147}(\pi, \alpha) Nd^{144}$.

| E воз, I ^π МэВ | E ₀ = 3,4 эВ; J ^π = 3 ⁻ | | | E ₀ = 18,3 эВ; J ^π = 4 ⁻ | | |
|---------------------------------|--|-------------------------------------|--|---|-------------------------------------|--|
| | N _α | Γ _α (мкэВ ^x) | δ _i ² эВ ^{xx}) | N _α | Γ _α (мкэВ ^x) | δ _i ² эВ ^{xx}) |
| 0 0 ⁺ | 627 | 0,70±0,03 | 1,6±0,1 | - | - | - |
| 0,696 2 ⁺ | 716 | 0,80±0,03 | 5,2±0,2 | 78 | 0,05±0,02 | 1,0±0,4 |
| 1,31 4 ⁺ | 98 | 0,11±0,05 -0,08 | 7,2 ^{+3,3} -5,2 | 170 | 0,11±0,02 | 7,2±1,2 |
| 1,50 (3) 1,56 2 ⁺ | 197 | 0,22±0,05 | 12±3 | 62 | 0,04±0,02 | 3,2±1,6 |
| 2,29 4 ⁺ | | | | | | |
| 2,37 2 ⁺ | ~35 | 0,04±0,03 | 100±80 | ~10 | 0,007±0,006 | 26±22 |

x) Для неразрешенных по энергии переходов на уровни 1,50 - 1,56 МэВ и 2,29 - 2,37 МэВ приводятся суммарные ширины.

xx) Для неразрешенных переходов указаны средние приведенные ширины.

Указанные в таблице ошибки не включают ошибки нормировки.

О ВЛИЯНИИ ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕР НА ПЛОТНОСТЬ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБ-
ЛАСТИ.

В.И. ФУРМАН, А.Б. ПОПОВ

Препринт Р4 - 3925

Накопленные обширные данные о плотности нейтронных резонансов неоднократно подвергались анализу на основе статистической модели (СМ) ядра [1]. Результаты такого анализа свидетельствуют о том, что зависимость параметра СМ a от атомного веса A соответствуют представлению о ядре как о газе слабо взаимодействующих фермионов (a в среднем пропорционально A), тогда как провалы в зависимости a от A , соответствующие магическим числам, убедительно доказывают существование оболочечных эффектов. В работах [2] обращает на себя внимание максимум в зависимости a от A около $A \approx 150$, он более четко проявляется в зависимости a от числа нейтронов N , при $N \approx 90$ (см. рис. 1). Если наличие минимумов в зависимости $a(A)$ качественно объясняется эффектом заполнения оболочек сферических ядер [3], то существование максимума вблизи $A \approx 150$ не укладывается в рамки этого объяснения.

Настоящая работа посвящена обсуждению реальности существования указанного максимума, а также попытке объяснить его на основе заполнения схемы одночастичных состояний деформированных ядер [4].

Используя эту схему, можно оценить плотность одночастичных

состояний вблизи поверхности Ферми $g_{обол}$. При этом мы принимали, что эффективная экспериментальная деформация ядра соответствует деформации нейтронной системы, а протонная деформация мало меняется для каждого семейства изотопов.

На рис. 2 сравниваются значения $g_{обол}$, полученные с интервалом усреднения порядка ядерной температуры с $g_{экс} = \frac{6}{\pi^2} A$. Из рис. 2 видно, что в зависимостях $g_{обол}(N)$ и $g_{экс}(N)$ имеется корреляция, хотя систематически $g_{обол} \leq g_{экс}$. Таким образом наличие максимума в $g_{экс}(N)$ около $N \approx 90$ можно просто понять из зависимости $g_{обол}(N)$. Можно сказать, что подъем $g_{обол}(N)$ в переходной области ($A \approx 150$) определяется увеличением оболочечной плотности в связи с перемешиванием подоболочек при малых деформациях ($\beta \approx A^{-2/3}$). Спад $g_{обол}$ после $A \approx 155$ и дальнейший ее ход определяется переходом к большим деформациям ($\beta \approx A^{-1/3}$), приводящим к разряжениям в схеме уровней для середины нейтронной оболочки.

1. А.В.Мальшев. Всесоюзная летняя школа по ядерной спектроскопии. 3-19 июля 1966 г. Обнинск.
A Gilbert, A Cameron. *Canad. J. Phys.* 43, 1446 (1965 г);
U. Facchini, E. Satta-Merichella. *Ener. Nucleare* 15, 54 (1968).
2. Э.Н.Каржавина и др. Препринт ОИЯИ Р3-3564, 1967.
Э.Н.Каржавина и др. Препринт ОИЯИ Р3-3882. 1968.
3. T. Newton. *Canad. J. Phys.* 34, 804 (1956).
4. Ф.Гареев, С.Иванова и др. Препринт ОИЯИ Р4-3607, 1967.

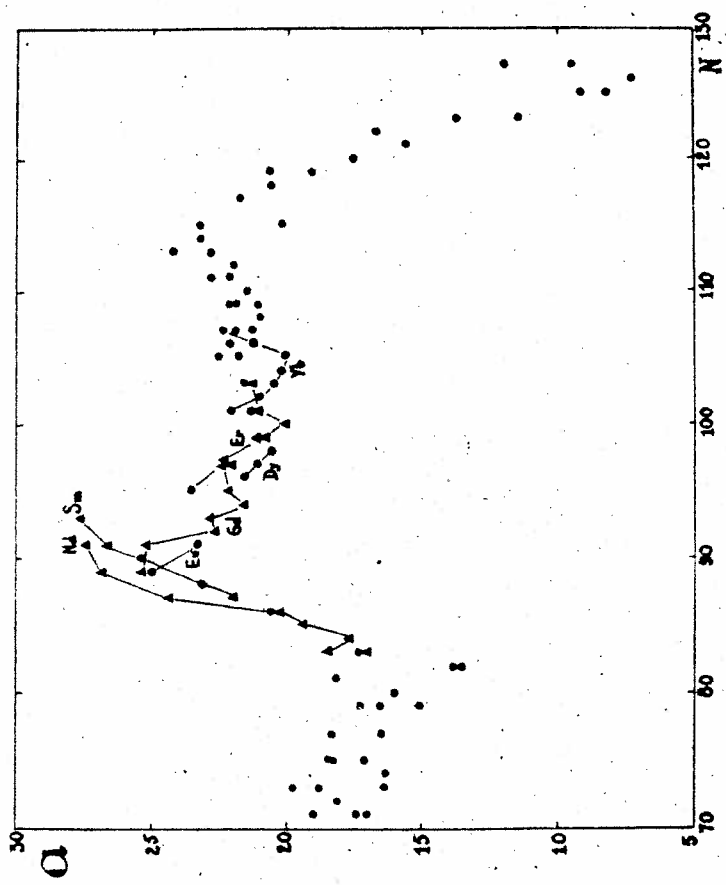


Рис. 1 Зависимость параметра a от числа нейтронов.

Кружки - данные из работы *Gaschnig* [1], тре-

угольники - данные из работы [2]

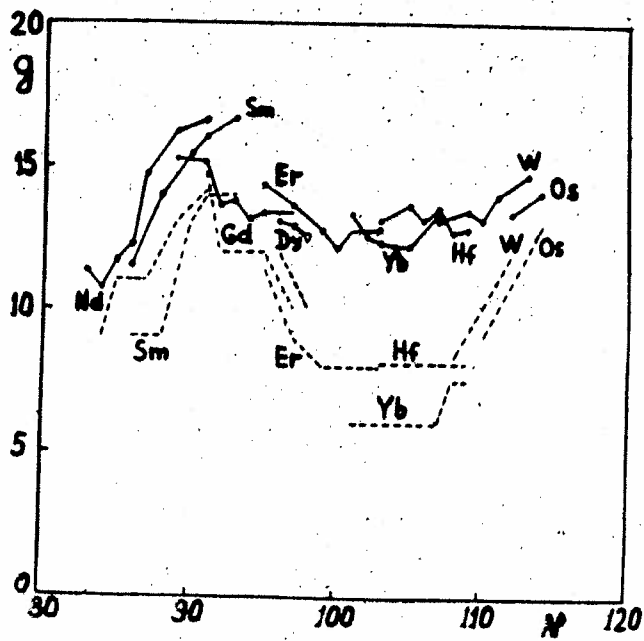


Рис. 2. Сравнение $g_{\text{эксп}}(N)$ (сплошные линии) с $g_{\text{обол}}(N)$ (пунктирные линии)

С О О Б Щ Е Н И Я

О НОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВКАХ

В Физико-энергетическом институте в июле с.г. введен в эксплуатацию ускоритель электронов - микротрон. Основные характеристики ускорителя: максимальная энергия электронов - 30 Мэв, сила тока в импульсе - 80 ма, длительность импульса -(2-5) мксек, частота повторения импульсов - до 100 имп./сек. Пучок ускоренных электронов направляется на мишень, находящуюся в центре активной зоны расположенного поблизости реактора БФС. Возникающие в мишени в результате фотоядерных реакций короткие вспышки нейтронов позволят проводить различные исследования в области физики реакторов, а в частности - измерять энергетические спектры выходящих из активной зоны нейтронов методом времени пролета. Для этого установка снабжена пролетной базой длиной около 800 м с промежуточными станциями для установки детекторов на расстояниях 50 и 200 м от реактора. Кроме этого, на установке будут проводиться исследования кинетики реакторов, измерения нейтронных сечений, а также изучение фотоядерных реакций.

О Г Л А В Л Е Н И Е

| | стр. |
|--|------|
| 1. Физико-энергетический институт (под редакцией А.В.Игнатюка) ... | 3 |
| 2. Институт Атомной Энергии (под редакцией Ю.В.Адамчука) | 44 |
| 3. Институт Теоретической и Экспериментальной физики (под редакцией В.Н.Андреева)..... | 79 |
| 4. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе (под редакцией Г.З.Боруховича) | 84 |
| 5. Радиевый институт им. В.Г.Хлопина (под редакцией А.И.Обухова)... | 91 |
| 6. Институт Физики АН УССР (под редакцией И.А.Коржа) | 101 |
| 7. Киевский Государственный Университет | 117 |
| 8. Объединенный Институт Ядерных Исследований (под редакцией Ю.П.Попова)..... | 119 |
| 9. Сообщение о новых экспериментальных установках | 152 |

Отдел научно-технической информации Физико-энергетического
института

Заказ № 180 Тираж 250 экземпляров. Объем 9,5 печ.л.

Редактор Д.И.Малькова Корректор Н.П.Герасимова

ш. лит NT502524

29.10.68

Александров