

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Ядерные константы

ВЫПУСК

2 (46)

1982

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 2(46)

Москва ЦНИИАтоминформ 1982

СОДЕРЖАНИЕ

Нейтронные константы и параметры

- Колесов В.В., Лукьянов А.А.
Совместный многоуровневый анализ полного сечения и сечения деления ^{239}Pu ниже 160 эВ _____ 3
- Андросенко Х.Д., Королев Г.Г., Шпак Д.Л.
Угловая анизотропия осколков деления ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{239}Pu нейтронами с энергией 12,4–16,4 МэВ _____ 9
- Андреев М.Ф., Маршалкин В.Е., Повышев В.М., Русских В.С.
Переходные состояния делящегося ядра ^{235}U _____ 12
- Оганесян С.А.
Метод расчета спектров и сечений образования γ -квантов при неупругом рассеянии нейтронов _____ 17
- Бондаренко В.А., Бондарс Х.Я., Лапенас А.А.
Сечения возбуждения изомера ^{180}Ni быстрыми нейтронами ($\Gamma^{\pi} = 8^{-}$, $E_{\text{ур}} = 1141,5$ кэВ) _____ 27

Константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций

- Бушуев А.В., Матвеев О.В., Озерков В.Н., Чачин В.В.
Определение выходов γ -квантов с энергией 208 кэВ при распаде ^{237}U и с энергией 984 кэВ при распаде ^{238}Np _____ 30
- Бодулинский В.К., Игнаточкин А.Е., Хованович А.И., Чукреев Ф.Е.
Построение таблицы масс для согласованного набора атомов _____ 31
- Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА _____ 64

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Л.Н.УСАЧЕВ

П.П.Благоволин, В.П. Вертебный, В.Я. Головня, Ю.С. Замятнин, Ю.А. Казанский,
С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.А. Конышин, Б.Д. Кузьминов, В.Н. Манохин,
В.И.Матвеев, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян, М.Н. Николаев, Э.Е. Петров,
Ю.П. Попов, Г.Я. Труханов, О.А. Сальников, С.И. Сухоручкин, Г.Е. Шаталов,
Г.Б. Яньков, Г.Б. Ярына, М.С. Юткевич

**КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец, Ю.В. Сергеенков,
Ю.В.Хольнов, Н.П. Чижова, Ф.Е. Чукреев

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

И.А. Архангельский, П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский,
Т.В. Голашвили, Л.В. Диев, В.П. Жарков, С.М. Зарицкий, Ю.А. Казанский,
Е.П. Кунегин, А.А. Лукьянов, В.Ф. Любченко, В.Г. Мадеев, В.И. Матвеев,
В.А. Наумов, М.Н. Николаев, Р.В. Никольский, Г.Б. Померанцев,
Л.В. Точеный, В.В. Хромов, О.В. Шведов

Ответственный секретарь Д.А. КАРДАШЕВ



Физико-энергетический институт (ФЭИ), 1982

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

ЛДК 539.170.013

СОВМЕСТНЫЙ МНОГОУРОВНЕВЫЙ АНАЛИЗ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ И СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{239}Pu НИЖЕ 160 эВ

В.В. Колесов, А.А. Лукьянов

SIMULTANEOUS MULTILEVEL ANALYSIS OF THE ^{239}Pu TOTAL AND FISSION CROSS-SECTIONS UP TO 160 eV. We used for cross-sections general results of S-matrix theory taking into account Doppler effect as well as an experimental resolution. The data for total and fission cross-sections were analysed, using the computer code, based on the least-square method, in the energy range up to 160 eV. Our set of resonance parameters reproduce all features of energy behaviour in the resolved resonance region.

Точное знание детальной структуры сечений делящихся ядер в резонансной области энергий имеет важное прикладное значение. Хотя в последние годы и достигнут значительный успех в измерениях, результаты различных экспериментов полностью не согласуются друг с другом. Поэтому вопросы оценки сечений и сопоставления результатов различных экспериментов в указанной области представляют достаточно сложную проблему.

Во многих случаях для решения этой проблемы желательно аналитическое представление сечений путем введения определенного числа параметров, получаемых на основе анализа экспериментов. Такая параметризация позволяет, например, решать следующие задачи: 1) сравнивать между собой результаты различных экспериментов с разным разрешением и температурой образца, 2) восстанавливать истинные значения сечений при различных температурах, 3) сравнительно легко рассчитывать функционалы от сечений, 4) представлять большое число экспериментальных данных относительно малым числом параметров.

В настоящее время наиболее широкое распространение получили три основных приближения для параметризации и описания энергетической структуры сечений: брейт-вигнеровское приближение, схема R -матричной теории, схема S -матричной теории.

Первое приближение является наиболее простым для применения, но в связи со значительными эффектами межрезонансной интерференции для многих элементов и, в частности, для ^{239}Pu его использование не представляется оправданным. Основным преимуществом R -матричной схемы является простая интерпретация получаемых параметров. Среди недостатков в первую очередь следует отметить трудности, возникающие при учете доплер-эффекта и разрешения. Поиск параметров в этом случае также весьма трудоемок. В случае делящихся ядер применение S -матричной схемы, вероятно, более оправданно. При этом легко учитываются доплер-эффект и аппаратное разрешение, возможно описание сечений с любым числом каналов реакций и любой степенью интерференции резонансных уровней. Представление практически так же удобно для применения в различных расчетах, как и брейт-вигнеровское.

Следует отметить, что в большинстве работ, например [1], а также во многих библиотеках оцененных данных приводятся лишь резонансные параметры, полученные на основе брейт-вигнеровского приближения. Это приводит к необходимости использовать достаточно сложные комплексы программ для восстановления детального хода сечений.

Методика расчетов. Для представления сечений в настоящей работе использовалась многоуровневая схема S -матричной теории. С учетом доплер-эффекта, согласно данным работы [2], общие формулы для сечений записываются в виде

$$\sigma_T = \sigma_p + 0,65 \cdot 10^6 / \sqrt{E} \sum_{\lambda} 1/\nu_{\lambda} \left\{ G_{\lambda}^T \Psi \left[(E - \mu_{\lambda})/\nu_{\lambda}; \nu_{\lambda}/\Delta_T \right] + H_{\lambda}^T \chi \left[(E - \mu_{\lambda})/\nu_{\lambda}; \nu_{\lambda}/\Delta_T \right] \right\};$$

$$\sigma_F = 0,65 \cdot 10^6 / \sqrt{E} \sum_{\lambda} 1/\nu_{\lambda} \left\{ G_{\lambda}^F \Psi \left[(E - \mu_{\lambda})/\nu_{\lambda}; \nu_{\lambda}/\Delta_T \right] + H_{\lambda}^F \chi \left[(E - \mu_{\lambda})/\nu_{\lambda}; \nu_{\lambda}/\Delta_T \right] \right\},$$

где σ_p - потенциальное рассеяние; $G_{\lambda}^T, H_{\lambda}^T, G_{\lambda}^F, H_{\lambda}^F$ - параметры формализма; μ_{λ} - положение резонанса; ν_{λ} - его ширина; $\Delta_T = \sqrt{4kT_e/(A+1)}$ - доплеровская ширина; Ψ и χ - симметричная и асимметричная доплеровские функции, содержащие главную энергетическую зависимость сечения и имеющие резонансный вид. Аппаратурное разрешение учитывается здесь заменой Δ_T на $\Delta = \sqrt{\Delta_T^2 + \Delta_R^2}$, где Δ_R^2 - дисперсия функции разрешения аппаратуры.

Анализ экспериментов и результаты. При анализе использовались следующие наборы экспериментальных данных:

- по σ_T в области 0,014 - 4,5 эВ с разрешением 2,7 - 0,52 мкс/м [3], а также в области выше 4,5 эВ с разрешением 0,018 - 0,001 мкс/м [4];

- по σ_F в области 0,019 - 2 эВ с разрешением 2,5 - 0,8 мкс/м [5], в области 2 - 4,5 эВ с разрешением 0,2 - 0,03 мкс/м [6], в области 4,5 - 37,5 эВ с разрешением 0,025 мкс/м [7] и в области выше 37,5 эВ с разрешением 0,007 - 0,004 мкс/м [8].

Практически все измерения проводились с наилучшим на настоящий момент для своей области энергий разрешением. Для согласования положений резонансов в полном сечении и в делении оказалось необходимым произвести смещение энергетических шкал в измерениях работ [7, 8], чтобы привести их в соответствие со шкалой в работе [4]. Смещение осуществлялось по закону $E' = E - \alpha E + \beta$, где $\alpha = 0,0047729$, $\beta = 0,0152823$ для [7] и $\alpha = 0$, $\beta = 0,033$ для [8]. Анализ сечений проводился по методу наименьших квадратов с помощью программы, описанной в работе [9]. Потенциальное сечение принималось равным $10,3 \sigma^*$. Полученные таким образом резонансные параметры приведены в таблице вместе с одноуровневыми параметрами из работы [1]. На рис. 1-3 сравниваются восстановленные сечения и экспериментальные данные.

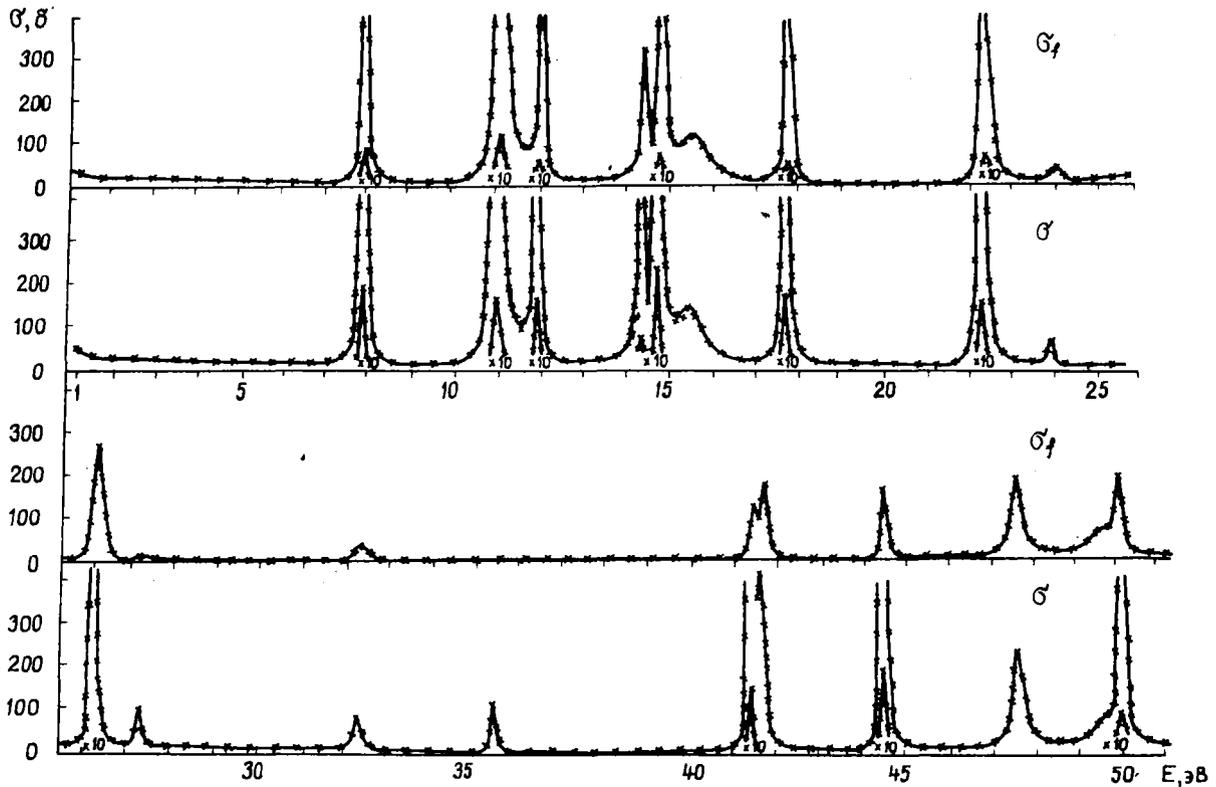


Рис. 1. Рассчитанные и экспериментальные сечения в области 1 - 50 эВ

* $1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$.

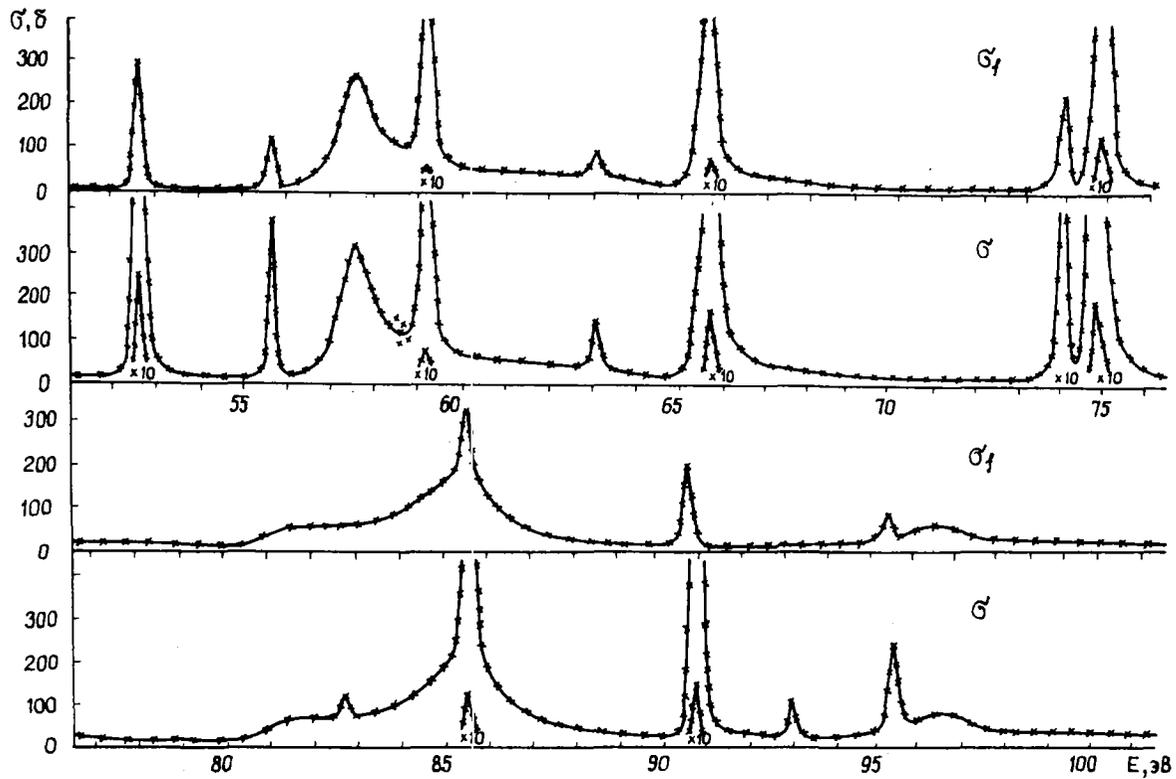


Рис.2. Рассчитанные и экспериментальные сечения в области 20 - 100 эВ

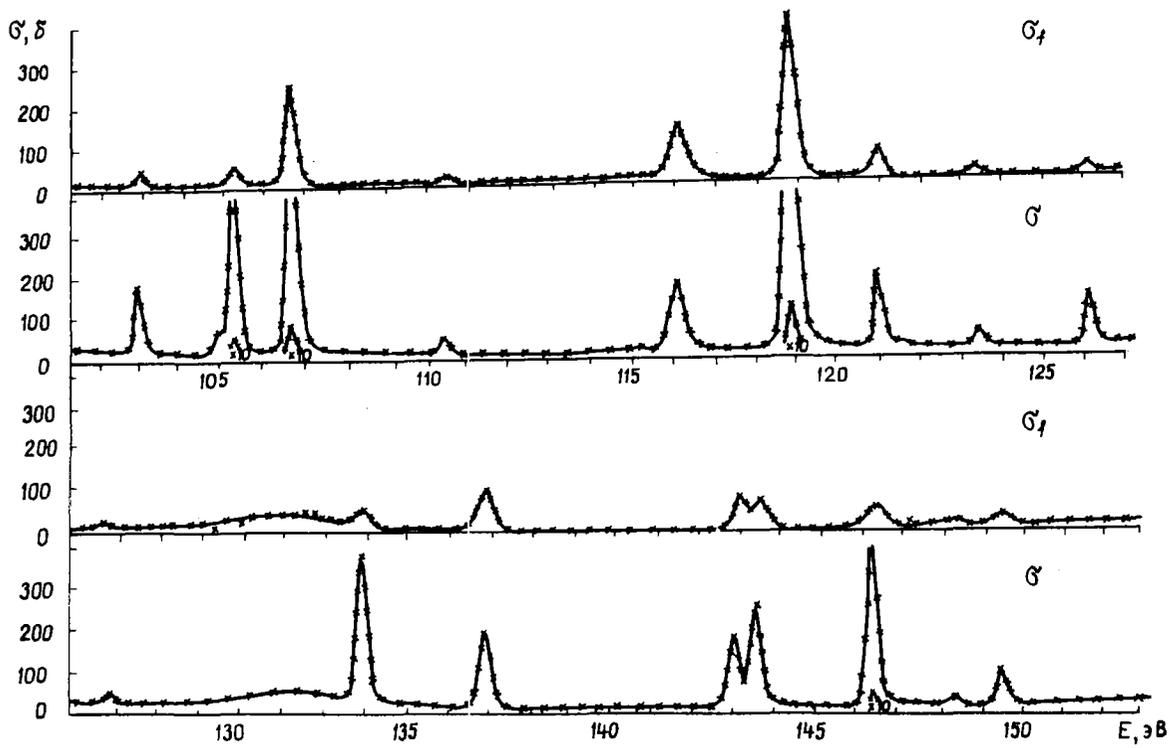


Рис.3. Рассчитанные и экспериментальные сечения в области 100 - 150 эВ

Резонансные параметры ^{239}Pu (в скобках - одноуровневые параметры $[I]$)

μ , эВ	ν , эВ	$G^T \cdot 10^4$, эВ $^{1/2}$	$H^T \cdot 10^4$, эВ $^{1/2}$	$G^F \cdot 10^4$, эВ $^{1/2}$	$H^F \cdot 10^4$, эВ $^{1/2}$	μ , эВ	ν , эВ	$G^T \cdot 10^4$, эВ $^{1/2}$	$H^T \cdot 10^4$, эВ $^{1/2}$	$G^F \cdot 10^4$, эВ $^{1/2}$	$H^F \cdot 10^4$, эВ $^{1/2}$
-0,26 (-1,81) (-0,08)	0,100 (1,650) (0,035)	0 (3,1998) (0,0518)	0,4274 - -	0 (2,8314) (0,0489)	0,3100 - -	15,42 (15,45)	0,405 (0,350)	2,8498 (2,3758)	-0,1814 -	2,6114 (2,1999)	-0,0598 -
0,30 (0,29)	0,047 (0,047)	2,9322 (2,2315)	0,0482 -	1,3247 (1,3534)	0,0341 -	17,63 (17,65)	0,038 (0,037)	6,4463 (5,8296)	0,0190 -	2,9145 (2,5307)	-0,1193 -
3,15 (5,89)	2,250 (1,651)	0,4700 (0,3870)	0,0630 -	0,4500 (0,3819)	-0,0532 -	22,24 (22,28)	0,052 (0,054)	8,2352 (7,8679)	0,2296 -	4,7341 (4,4822)	0,2243 -
7,81 (7,81)	0,043 (0,044)	4,1733 (4,1017)	-0,0922 -	2,3591 (2,2526)	0,0412 -	23,88 (23,92)	0,046 (0,035)	0,2852 (0,2610)	-0,0430 -	0,1806 (0,1490)	-0,0485 -
10,92 (10,92)	0,089 (0,100)	8,3851 (8,0416)	0,5114 -	6,4547 (6,2786)	0,7015 -	26,23 (26,22)	0,043 (0,042)	4,5331 (3,5111)	0,0262 -	2,2577 (1,9244)	-0,0651 -
11,88 (11,88)	0,033 (0,038)	4,2233 (3,8830)	-0,3242 -	1,6253 (1,4645)	-0,2832 -	27,24 (27,22)	0,025 (0,021)	0,3962 (0,4114)	0,0217 -	0,0558 (0,0586)	-0,0048 -
14,30 (14,30)	0,053 (0,051)	2,6068 (2,2851)	-0,3247 -	1,5852 (1,5072)	-0,3154 -	32,29 (32,29)	0,083 (0,076)	0,7340 (0,6596)	0,0207 -	0,5092 (0,4851)	0,0413 -
14,66 (14,67)	0,036 (0,035)	7,4337 (7,4113)	0,5076 -	3,2002 (3,0963)	0,3614 -	34,58 (34,58)	0,046 (0,046)	0,0311 (0,0311)	- -	0,0168 (0,0168)	- -
						35,43 (35,48)	0,019 (0,024)	0,5888 (0,6861)	0,0006 -	0,0568 (0,0581)	0,0014 -
						41,38 (41,40)	0,023 (0,026)	8,9349 (9,8778)	0,3422 -	0,7149 (0,9455)	0,0664 -
						41,63 (41,64)	0,051 (0,053)	3,0294 (3,4550)	-0,1235 -	1,3963 (1,5393)	-0,0887 -

6

$\mu,$ эВ	$\nu,$ эВ	$G^T \cdot 10^4,$ $\text{эВ}^{1/2}$	$H^T \cdot 10^4,$ $\text{эВ}^{1/2}$	$G^F \cdot 10^4,$ $\text{эВ}^{1/2}$	$H^F \cdot 10^4,$ $\text{эВ}^{1/2}$	$\mu,$ эВ	$\nu,$ эВ	$G^T \cdot 10^4,$ $\text{эВ}^{1/2}$	$H^T \cdot 10^4,$ $\text{эВ}^{1/2}$	$G^F \cdot 10^4,$ $\text{эВ}^{1/2}$	$H^F \cdot 10^4,$ $\text{эВ}^{1/2}$
44,44 (44,46)	0,026 (0,029)	13,5942 (14,1207)	0,3824 -	1,2069 (1,3084)	-0,0266 -	74,03 (74,01)	0,039 (0,036)	5,7519 (5,7009)	-0,7261 -	2,6380 (2,5197)	-0,8253 -
47,56 (47,57)	0,141 (0,156)	3,7368 (4,0877)	0,2674 -	3,2502 (3,2136)	0,1571 -	74,90 (74,91)	0,093 (0,073)	34,4847 (36,3043)	2,3414 -	22,3753 (21,1433)	1,0277 -
49,65 (49,68)	0,367 (0,401)	2,4500 (2,8772)	0,1974 -	2,3500 (2,6869)	0,1177 -	78,94 (78,91)	0,063 (0,046)	0,1079 (0,2303)	0,0231 -	0,0022 (0,1219)	-0,0037 -
50,04 (50,05)	0,027 (0,029)	6,3568 (6,8441)	0,1099 -	1,3829 (1,5547)	-0,0474 -	81,13 (81,72)	0,835 (1,023)	2,5826 (4,7818)	4,0203 -	2,3074 (4,6613)	3,7796 -
52,54 (52,57)	0,029 (0,034)	20,2067 (19,8633)	0,7271 -	2,7112 (2,4681)	0,0467 -	82,66 (82,64)	0,024 (0,035)	0,5693 (0,8259)	0,0167 -	0,0338 (0,3456)	-0,0287 -
55,58 (55,60)	0,029 (0,029)	3,0807 (3,6128)	-0,0041 -	1,1610 (1,3211)	-0,1479 -	83,48 (83,48)	0,875 (0,875)	1,3404 (1,3404)	- -	1,3057 (1,3057)	- -
57,42 (57,41)	0,466 (0,255)	15,0716 (10,6615)	6,2855 -	13,7402 (9,3002)	5,2303 -	85,42 (85,28)	1,165 (1,049)	28,6130 (27,8232)	-3,4829 -	25,9597 (26,5710)	-4,7143 -
58,81 (58,81)	0,551 (0,551)	7,5472 (7,5472)	- -	7,4624 (7,4624)	- -	85,49 (85,44)	0,038 (0,037)	12,5233 (12,3335)	0,4069 -	2,3643 (2,8105)	-0,1821 -
59,16 (59,19)	0,069 (0,090)	9,1128 (10,5124)	0,3103 -	6,5670 (7,0514)	-0,249 -	90,72 (90,70)	0,030 (0,030)	17,6433 (17,8340)	0,8753 -	2,6941 (2,6829)	-0,0635 -
63,60 (60,91)	3,511 (3,399)	10,0000 (12,9071)	-11,9197 -	9,8000 (12,7871)	-10,9950 -	92,97 (92,92)	0,021 (0,029)	1,0150 (1,3749)	-0,0112 -	0,0930 (0,2013)	-0,0685 -
63,03 (63,05)	0,049 (0,076)	1,1451 (1,5228)	0,0007 -	0,7143 (1,0962)	-0,0189 -	95,37 (95,31)	0,039 (0,049)	2,9964 (3,2589)	0,2744 -	0,8838 (0,9632)	-0,0540 -
65,45 (65,33)	0,196 (0,046)	7,2213 (0,6373)	2,1266 -	5,3894 (0,3435)	3,1132 -	96,65 (96,44)	0,732 (0,850)	5,3388 (6,9614)	-1,1699 -	4,9017 (6,7293)	-1,0593 -
65,70 (65,66)	0,336 (0,068)	16,7373 (20,5695)	1,9750 -	5,9393 (11,0313)	-0,254 -	98,87 (100,20)	4,652 (3,001)	14,5392 (6,0530)	1,5010 -	14,0253 (5,9975)	-0,8727 -

μ , эВ	ν , эВ	$G^T \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}	$H^T \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}	$G^F \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}	$H^F \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}	μ , эВ	ν , эВ	$G^T \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}	$H^T \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}	$G^F \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}	$H^F \cdot 10^4$, эВ ^{1/2}
103,01 (102,94)	0,025 (0,023)	2,3071 (2,5535)	0,1037 -	0,4703 (0,4906)	-0,0383 -	132,04 (131,69)	1,575 (1,900)	11,1373 (16,5727)	-1,0295 -	10,6627 (16,2195)	-2,3901 -
105,31 (105,25)	0,030 (0,024)	6,5878 (6,2304)	0,2973 -	0,6896 (0,7794)	-0,0168 -	133,61 (133,72)	0,022 (0,028)	6,4109 (6,4892)	0,1869 -	0,8250 (0,7599)	-0,0349 -
106,69 (106,62)	0,036 (0,038)	12,6625 (13,9489)	0,6342 -	4,6437 (4,7907)	-0,3053 -	135,23	7,506	10,6572	-6,7919	6,8196	-1,6538
110,42 (110,33)	0,030 (0,022)	0,6378 (0,6807)	0,0206 -	0,2560 (0,2035)	-0,0395 -	136,79 (136,68)	0,050 (0,063)	4,1424 (4,2112)	0,1111 -	2,7971 (2,7774)	-0,2782 -
113,96 (114,38)	0,919 (0,749)	0,2115 (0,7848)	0,2115 -	0,2100 (0,7613)	0,9800 -	139,21 (139,21)	0,00002 (0,161)	0,0444 (0,1363)	0,0303 -	0 (0,1183)	0,0061 -
115,28 (115,04)	0,086 (0,103)	0,1852 (0,3210)	-0,1980 -	0 (0,2560)	-0,1901 -	142,96 (142,85)	0,041 (0,069)	3,7593 (4,2409)	-0,0849 -	2,4286 (2,4696)	-0,3129 -
116,06 (115,97)	0,122 (0,134)	4,8072 (5,4545)	0,5479 -	4,2813 (4,4244)	-0,0809 -	143,48 (143,40)	0,042 (0,042)	5,1322 (5,1962)	0,5257 -	2,2537 (1,8748)	-0,0155 -
118,84 (118,77)	0,041 (0,051)	22,3501 (25,7776)	0,9402 -	9,0941 (10,3383)	-0,4038 -	146,14 (147,37)	0,406 (0,501)	1,4373 (1,0995)	0,5271 -	1,2514 (1,0494)	-0,2300 -
119,22	0,405	0,6196	-0,2233	0,1546	0,2436	146,27 (146,18)	0,002 (0,035)	6,5670 (8,9219)	0,7200 -	1,0224 (1,5253)	0,0888 -
121,02 (120,93)	0,024 (0,039)	3,0593 (3,7027)	-0,0709 -	1,4482 (1,8168)	-0,2362 -	148,29 (148,14)	0,047 (0,075)	0,4334 (0,5148)	-0,0964 -	0,3032 (0,3583)	-0,3138 -
123,48 (123,38)	0,040 (0,032)	0,6926 (0,6318)	-0,0036 -	0,3583 (0,3783)	-0,1555 -	148,93	2,402	2,9518	-1,0449	2,9360	3,0953
126,23 (126,14)	0,020 (0,046)	2,1035 (2,7451)	0,1266 -	0,4517 (0,5728)	-0,0093 -	149,45 (149,35)	0,026 (0,059)	1,6839 (1,9555)	0,1667 -	0,5990 (0,8740)	-0,2506 -
127,56 (127,45)	0,019 (0,032)	0,6344 (0,6654)	-0,0160 -	0,1599 (0,2579)	-0,0804 -	156,22	0,162	0,1900	-0,3589	0,1800	0,3213
						157,08 (157,01)	0,342 (0,613)	13,9589 (13,8339)	1,2623 -	9,9080 (6,1005)	-0,4117 -

Результаты многоуровневой параметризации иллюстрируют возможность совместного описания полного сечения и сечения деления ^{239}Pu в резонансной области с помощью единого согласованного набора резонансных параметров. Построенные по найденным параметрам сечения описывают все особенности детальной энергетической структуры экспериментальных сечений, где наибольший интерес представляют области интерференционных минимумов.

В дальнейшем планируется тестирование полученных параметров, главным образом N_{λ}^T и N_{λ}^F , по результатам измерения нейтронных спектров и сечений деления на фильтрованных пучках для относительно толстых образцов [10].

Список литературы

1. Анципов Г.В., Баханович Л.А., Жарков В.Ф. и др. Препринт № 12. Минск, ИТМО АН БССР, 1981.
2. Adler D.B., Adler F.T. Neutron cross-sections in fissile elements. - In: Proceedings of the Conference on Breeding in Large Fast Reactors. Argonne. ANL-6792, 1963, p.695-708.
3. Bellinger L.M., Cote R.E., Thomas G.E. The slow neutron cross-sections of plutonium-239. - In: Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva, 1958). Geneva, United Nations, 1958, v.15, p.127-137.
4. Derrien H., Blons J., Eggermann C. e.a. Sections efficaces totale et de fission du ^{239}Pu . - In: Proceedings of the Conference on Nuclear Data for Reactors (Paris, 1966). Vienna, IAEA, 1967, v.2, p.195-210.
5. De Saussure G., Weston L.W., Gwin R. e.a. Measurement of the neutron capture and fission cross-sections and of their ratio alpha for ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu . - Ibid., p.233-249.
6. Gwin R., Silver E.G., Ingle R.W. e.a. Measurement of the neutron capture and fission cross-sections of ^{239}Pu and ^{235}U , 0,02 eV to 200 keV, the neutron capture cross-sections of ^{197}Au , 10 to 50 keV, and neutron cross-sections of ^{233}U , 5 to 200 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1976, v. 59, p.79-106.
7. De Saussure G., Blons J., Iousseau C. e.a. Mesure et analyse de la section efficace de fission du plutonium-239 de 0 a 5 keV. - In: Proceedings of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission (Salzburg, 1965). Vienna, IAEA, 1965, v.1, p.205-216.
8. Blons J. High resolution measurements of neutron - induced fission cross-sections for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu below 30 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.51, p.130-147.
9. Колесов В.В. Программа многоуровневого анализа резонансных сечений. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с.17-20.
10. Bakalov T., Ilchev V., Ukraintsev V.K. e.a. Transmission and self-indication measurements of ^{235}U and ^{239}Pu in 2 eV - 20 keV energy region. - In: Proceedings of the International Conference on Nuclear Cross-Sections for Technology. Knoxville, 1979, p.642-698.

Статья поступила в редакцию 15 марта 1982 г.

УДК 539.173.4

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{239}Pu НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 12,4 - 16,4 МэВ

Х.Д. Андросенко, Г.Р. Королев, Д.Л. Шпак

ANGULAR ANISOTROPY OF FISSION FRAGMENTS OF ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U BY NEUTRONS WITH 12,4-16,4 MeV. The angular anisotropy of the fission fragments of ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{239}Pu was studied using the glass detectors. The measurements were performed in the neutron energy range 12,4-16,4 MeV. The angular distribution of the most of the nuclei was fitted by $\cos \theta$ quadratic dependence. The dependence of $\cos \theta$ should be made for ^{232}Th and ^{238}U . The results was compared with the data of the other authors.

Современные представления об энергетической зависимости угловой анизотропии осколков деления при достаточных возбуждениях основываются на статистической теории [1]. Величина угловой анизотропии $A = W(0^\circ)/W(90^\circ) - 1$, формы углового распределения осколков деления $W(\theta)$ определя-

ются параметром $\rho = \bar{J}^2/2K_0^2$, где \bar{J}^2 - средний квадрат углового момента составного ядра, а K_0^2 - дисперсия его проекции на ось симметрии (направление разлета осколков).

Параметр K_0^2 примерно линейно зависит от энергии возбуждения ядра в переходном состоянии E^* , отсчитываемой от вершины барьера $E^* = E - E_f$. Такая зависимость сохраняется до критической точки фазового перехода $E_{кр} \approx 10 - 12$ МэВ [2].

В реакции $(n, f)\bar{J}^2$ также линейно зависит от E_n , точнее: $\bar{J}^2 = (2,1 - \sqrt{E_n} + 1)/2$. Эти свойства величин \bar{J}^2 и K_0^2 определяют характер $W(\theta, E_n)$:

- по мере приближения порога вследствие уменьшения K_0^2 угловая анизотропия растет;
- на каждом пороге (n, xn_f) -реакции угловая анизотропия возрастает в зависимости от вклада этой реакции в полное сечение деления, которое тем больше, чем меньше делимость ядра Γ_f/Γ_n ;
- по мере увеличения угловой анизотропии максимум под 0° делается более резким, что соответствует росту $W(\theta) \sim \sum a_n \cos^2(\theta)$ вклада членов более высокого порядка. Это предсказание и попытка количественного описания хода угловой анизотропии были даны еще в работах И.Халперна, В.Струтинского [3] и Дж.Гриффина [4] более 20 лет назад.

Экспериментальные данные в области порога (n, f) -реакции хорошо подтверждают эти выводы. Однако полученные в последних работах [5,6] данные для ^{232}Th , ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U в области порога $(n, 2nf)$ не согласуются с ними, практически не обнаруживая увеличения угловой анизотропии даже у такого ядра, как ^{232}Th , которое имеет делимость на первом плато примерно 0,05 и вследствие этого большой вклад реакций с предварительным испусканием нейтронов.

Для выяснения этого противоречия, используя уникальную возможность получения нейтронов в реакции $T(d, n)^4\text{He}$ с $E_d = 0,2$ МэВ в зависимости от угла вылета нейтрона к пучку ускоряемых дейтронов, мы детально измерили угловые распределения осколков деления для ядер в области энергий нейтронов от 13,4 до 14,8 МэВ. При энергии дейтронов $E_d \leq 0,2$ МэВ сечение реакции $T(d, n)^4\text{He}$ настолько велико, что практически исключаются фоновые нейтроны от сопутствующей реакции $T(d, n)^3\text{He}$ (соотношение эффект к фону 100:1).

Измерения проводились на ускорительной трубке КГ-0,25 и ускорителе ЭГ-2,5 с использованием реакции $T(d, n)^4\text{He}$, осуществлявшейся с помощью твердой тритиевой мишени с титановой подложкой. Экспериментальное устройство для настоящего эксперимента представляет собой усовершенствованную (более усложненную) модификацию многоугольного детектора, ранее описанного в работе [7]. Мишени делящихся веществ и цилиндрические детекторы монтировались в специальные кассеты, которые помещались на одинаковом расстоянии от источника нейтронов в кассетодержатели, выполненные с минимальным содержанием рассеивающего материала. Одновременно имелась возможность под определенными углами φ (от одного до двух) к пучку ускоряемых частиц получать дублированную информацию от 4 до 6 делящихся изотопов.

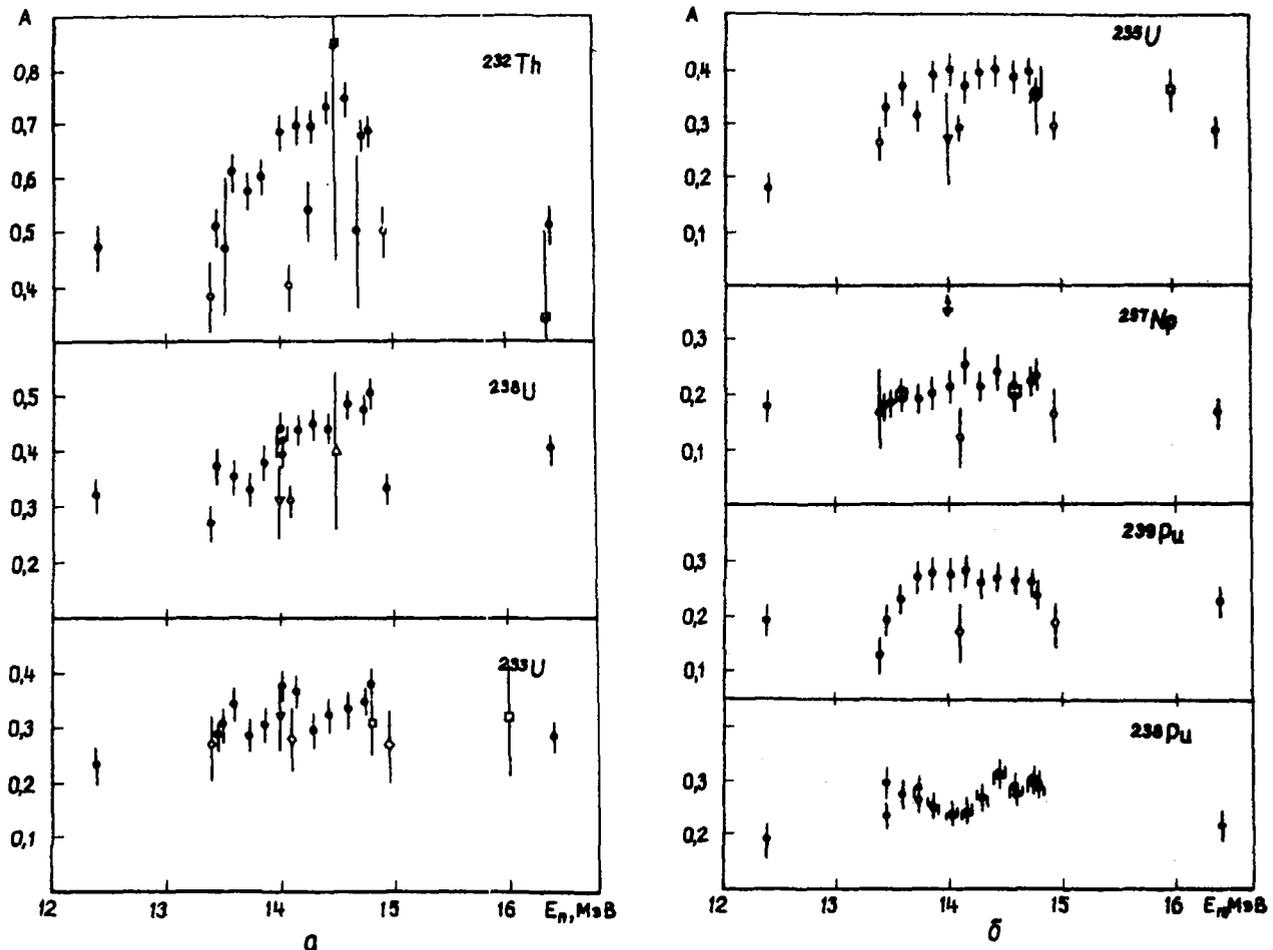
При подготовке и проведении эксперимента особое внимание обращалось на точность выполнения заданной геометрии экспериментального устройства и фиксации пучка ускоряемых дейтронов. Дейтронный пучок формировался в фиксированное пятно диаметром не более 5 мм посредством специально сконструированного мишенедержателя. В первой серии измерений облучению подверглись одновременно изотопы ^{238}Pu , ^{233}U , ^{237}Np и ^{239}Pu с толщиной слоев около 0,5 - 0,8 мг/см². Во второй серии измерений облучались изотопы ^{238}Pu , ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th с толщиной слоев около 0,5; 1,0; 0,7 и 2,0 мг/см² соответственно. Изотоп ^{238}Pu в обеих сериях измерений служил в качестве опорного элемента для получения информации об относительном ходе сечения деления. Его выбор обусловлен тем, что, как это видно из работы [8], он обладает максимальной делимостью в (n, f) -реакции, и добавки в процессе деления от $(n, n'f)$ и $(n, 2n'f)$ -реакций предполагаются незначительными.

В настоящей работе приводятся данные угловой анизотропии от измерения угловых распределений осколков деления ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{238}Pu и ^{239}Pu нейтронами с энергией 12,4 - 16,6 МэВ, полученными в реакции $T(d, n)^4\text{He}$ на ускорителе ЭГ-2,5.

В непосредственные результаты просмотра под микроскопом, которые группировались в десять угловых интервалов от 0 до 90° , вводились поправки на эффект центра масс, неравномерность потока нейтронов по площади делящихся слоев и угловую зависимость эффективности регистрации, проводимую в отдельных калибровочных опытах. Фон нейтронов от сопутствующей реакции $D(d, n)^4\text{He}$ и

фон экспериментального зала, определяемые экспериментально, не учитывались из-за их незначительной величины. Для ^{238}Pu из результатов прямых измерений вычитались спонтанные деления. В ошибку измерений кроме статистической ошибки включалась средняя погрешность просмотра, принимаемая за 0,4%.

Из рисунка видно, что данные об угловой анизотропии деления для двух четно-четных ядер-мишеней, обладающих малой делимостью на первом и втором плато и тем самым существенным вкладом реакции $(n, 2n'f)$ в суммарную делимость, проходят существенно выше данных работ [5,6], обнаруживая ход, ожидаемый из теоретических соображений. Для четно-четного ядра-мишени ^{238}Pu зависимость $A(E_n)$ в пределах ошибок эксперимента отсутствует, что может быть объяснено очень малым вкладом $(n, 2n'f)$ -реакции из-за высокой делимости данного ядра на первом плато. Более детальный анализ полученных результатов о форме угловых распределений осколков деления и об энергетической зависимости угловой анизотропии выходит за рамки настоящего эксперимента.



Угловая анизотропия деления $\omega(0^\circ)/\omega(90^\circ)$ ^{232}Th , ^{238}U и ^{233}U (а) и ^{235}U , ^{237}Np , ^{239}Pu и ^{238}Pu (б) как функция энергии нейтронов E_n . Данные работ: \circ - [5]; \bullet - [6]; \blacksquare - [8]; \square - [9]; ∇ - [10]; \diamond - [11]; \bullet - настоящей работы

Список литературы

1. Halpern I., Strutnsky V.M. Paper p/1513. Proc. Second Unit. Nations Conf., PUAE, Geneva, 15, 1958.
2. Шляк Д.Л., Остапенко Д.Б., Смиренин Г.Н. Ядерная физика, 1971, т.13, с.950.
3. Halpern I., Strutnsky V.M. Proc. Second Intern. Conf., PUAE, Geneva, 15, 1968, p.408.

4. Griffin J.J. Phys.Rev., 1959, v.116, p.107.
5. Leachman R.B., Blumberg L. Ibid., 1965, v.137, p.13814.
6. Kotase A. Mem. Fac. Engng, Kyushu Univ., 1961, v.21, p.81.
7. Шпак Д.Л., Бурсов Б.И., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1970, т.12, с.35.
8. Henkel R.L., Brolley J.E. Phys. Rev., 1956, v.103, p.1292.
9. Simmons J.E., Henkel R.L. Ibid., 1960, v.120, p.198.
10. Brolley J.E. Ibid., 1954, v.94, p.640.
11. Blumberg L., Leachman R.B. Ibid., 1959, v.116, p.109.

Статья поступила в редакцию 15 апреля 1982г.

УДК 539.173

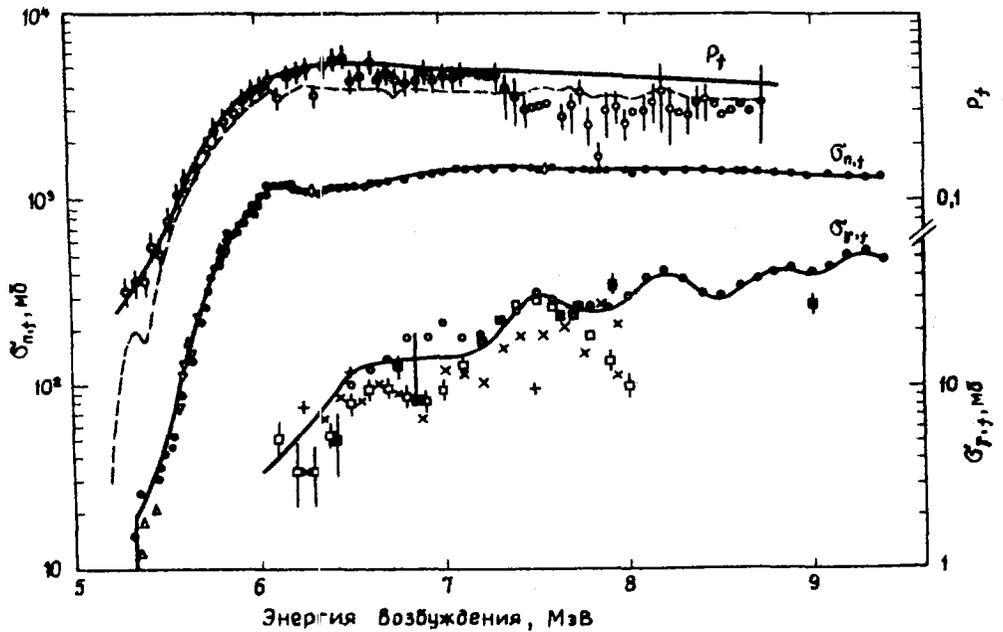
ПЕРЕХОДНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА ^{235}U

М.Ф. Андреев, В.Е. Маршалкин, В.М. Повышев, В.С. Русских

TRANSITION STATES OF FISSIONABLE ^{235}U NUCLEUS. The channeling analysis of the experimental data on ^{235}U nuclei fission in $^{235}\text{U}(t, pf)$ - $^{234}\text{U}(n, f)$ - and $^{235}\text{U}(\gamma, f)$ - reactions has been performed. Fission barrier parameters of the fissionable ^{235}U nucleus transition state lower bands have been retrieved as a results of analysis. All peculiarities of the experimental data energy dependence referring to compound nucleus ^{235}U fission are well reproduced in the calculations of cross-sections in (n, f) - and (γ, f) - reactions and the fission probability calculations in (t, pf) - reactions using the retrieved parameters set simultaneously for all reactions mentioned.

Выполненные в последние годы анализы [1-3] экспериментальных данных по делению четно-четных ядер в реакциях с заряженными частицами [1,4] убедительно показывают, что спектр нижних возбужденных состояний ядра при деформации, соответствующей седловой точке, аналогичен спектру при стабильной деформации и может быть описан как наложение вращательных полос на колебательные состояния. Самое нижнее переходное состояние (ПС) имеет момент нуль и положительную четность. При энергии возбуждения, превышающей энергию разрыва пар ($\Delta \approx 1$ МэВ), изменение числа ПС может быть описано на языке плотности.

Спектр ПС нечетных делящихся ядер представляется более сложным и менее изученным в настоящее время, как это видно из работ [5,6]. Важными вопросами являются: значения спина и четности нижайшего ПС, определение параметров барьеров нижайшего ПС, скорость возрастания числа ПС с ростом энергии возбуждения. Исследованию этих вопросов на примере делящегося ядра ^{235}U и посвящена настоящая работа. Имеющиеся в литературе экспериментальные данные по сечению деления ^{234}U нейтронами с энергиями от 24 кэВ до 4 МэВ [7-11] дополнены результатами исследования деления ^{235}U в реакциях $^{233}\text{U}(t, pf)$ и $^{235}\text{U}(\gamma, f)$, и эта экспериментальная информация приведена на рисунке. Методика экспериментов и техника получения данных в реакции $^{233}\text{U}(t, pf)$ были доложены на 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике в Киеве в 1975 г. [12], а эксперимент по изучению реакции $^{235}\text{U}(\gamma, f)$ будет подробно изложен в отдельной работе. На рисунке приведены также сечения деления ^{235}U в реакциях $^{233}\text{U}(t, pf)$ и $^{235}\text{U}(\gamma, f)$, измеренные в других работах. Использование такого объема экспериментальных данных для каналового анализа с целью изучить спектр ПС делящегося ядра ^{235}U представляется важным с точки зрения надежности определения параметров барьеров ПС. В этих реакциях даже при одних и тех же значениях энергии возбуждения составное ядро ^{235}U образуется в состояниях с различными значениями момента и четности, соответственно процесс деления осуществляется через разные ПС. С изменением энергии возбуждения также создается существенно разная возможность проявления одних и тех же ПС делящегося ядра.



Сечения деления изотопов урана (— — расчет). Экспериментальные данные взяты из работ: — — — [5], ● — [7], ○ — [8], △ — [10], ▽ — [11], ■ — [13], × — [18], + — [19], □ — [20], ◇ — [21], ○ — настоящей

Каналовый анализ энергетической зависимости экспериментально определенных значений сечения деления ^{234}U нейтронами $\sigma_f(\varepsilon)$, делимости $P_f(\varepsilon)$ в реакции $^{233}\text{U}(t, pf)$ и сечения деления ^{235}U p -квантами $\sigma_f(E^*)$ с целью изучить ПС проводился в соответствии со следующими выражениями:

$$\sigma_f(\varepsilon) = \frac{\pi}{K^2} \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{\substack{J\pi_J \ell_j \\ \pi_J = \pi_I(-1)^\ell}} (2J+1) \theta_{\ell j I \pi_I}(\varepsilon) P_f^{J\pi_J}(E^*); \quad (1)$$

$$P_f(E^*) = \frac{\sum_{\substack{J\pi_J \ell \\ \pi_J = \pi_I(-1)^\ell}} \sigma_{\ell I \pi_I}^{J\pi_J}(E^*) P_f^{J\pi_J}(E^*)}{\sum_{\substack{J\pi_J \ell \\ \pi_J = \pi_I(-1)^\ell}} \sigma_{\ell I \pi_I}^{J\pi_J}(E^*);} \quad (2)$$

$$\sigma_f(\varepsilon_f) = \sum_{J\pi_J} \sigma_{I \pi_I}^{J\pi_J}(\varepsilon_f) P_f^{J\pi_J}(E^*), \quad (3)$$

подробно описанными в работах [1,3]. Здесь только отметим, что распад состояния **составного ядра** с определенными значениями $J\pi_J$ через дискретную и непрерывную части спектра ПС описывался соответственно первым и вторым слагаемыми следующего выражения:

$$\sigma_f^{J\pi_J}(E^*) = \sum_k \sigma_f^{J\pi_J k}(E^*) + \int_{V_{\min} + \Delta}^{\infty} P_f(E^*, E_f^{J\pi_J}) \rho(E_f^{J\pi_J}, J\pi_J) dE_f^{J\pi_J}, \quad (4)$$

причем при описании делительных коэффициентов проницаемости через дискретные ПС использовалось представление двугорбого барьера, а через непрерывную часть спектра ПС — представление одногорбого барьера деления.

При проведении каналового анализа указанной выше экспериментальной информации использовались результаты анализа четно-четных делящихся изотопов ^{236}U , ^{238}U и ^{240}Pu , в котором было установлено, что параметры барьеров нижнего ПС для этих изотопов совпадают. Представляется разумным предположить, что при делении ^{234}U нейтронами или ^{235}U γ -квантами сравнительно высокой энергии в делящемся ядре ^{235}U нижайшее ПС имеет такие же параметры барьеров. Это может иметь место, потому что плотность возбужденных состояний составного ядра ^{235}U велика и дополнительное по сравнению с четно-четными ядрами увеличение внутренней энергии ядра в процессе деформации из-за выполнения законов сохранения проекции момента и четности не существенно. В отличие от четно-четных делящихся ядер, имеющих спин, равный нулю, и положительную четность для нижайшего ПС, спин и четность этого ПС в нечетном ядре следует определить.

С этой целью в соответствии с выражениями (1) и (2) были проведены расчеты сечений деления и делимости в области низких энергий возбуждения при значениях спина нижайшего ПС от $1/2$ до $7/2$ при обоих значениях четности. Если спин и четность нижайшего ПС равны $1/2^+$, то при энергиях нейтронов 1–300 кэВ деление осуществляется нейтронами S -волны и рассчитанные значения сечения деления не соответствуют экспериментальным как по абсолютной величине, так и по энергетической зависимости. Рассчитанные сечения превышают экспериментальные при всех энергиях нейтронов в этой области и с уменьшением энергии нейтронов ниже 100 кэВ они растут в соответствии с ростом сечения образования составного ядра. Если спину и четности нижайшего ПС присписать значения $1/2^-$ или $3/2^-$, то ядро будет делиться нейтронами p -волны. Рассчитанные значения сечения деления в этом случае также превышают экспериментальные и убывают с уменьшением энергии нейтронов много медленнее, чем при эксперименте. Если спин и четность нижайшего ПС равны $3/2^+$, то деление осуществляется нейтронами d -волны и рассчитанные значения сечения деления качественно соответствуют экспериментальным. При более высоких значениях спина нижайшего ПС рассчитанные значения сечения получаются меньшими, чем из эксперимента, и уменьшаются при делении нейтронами f - и g -волн более быстро, чем экспериментально измеренные, с уменьшением энергии нейтронов. Рассчитанные значения делимости для ^{233}U (t, pf)-реакции при энергиях возбуждения делящегося ядра 5,3 – 5,6 МэВ меняются менее резко с изменением спина и четности нижайшего ПС. Однако лучшее согласие с экспериментальными данными получается в случае, когда нижайшее ПС имеет значение спина $3/2$ и положительную четность.

Энергетические сдвиги следующих полос ПС, обусловленные энергией колебаний коллективной природы, разумно считать такими же, как и в четно-четных изотопах урана. Тогда полосы ПС отрицательной четности будут расположены примерно на 1 МэВ выше нижайшего ПС, и деление через них сколько-нибудь заметно начнется при энергии возбуждения, превышающей 6 МэВ. Быстрое возрастание сечения деления ^{234}U нейтронами и делимости в ^{233}U (t, pf)-реакции при увеличении энергии возбуждения ^{235}U примерно от 5,7 до 6,2 МэВ естественно связать с ростом числа ПС, обусловленных нечетным нейтроном и разрывом нуклонной пары. Предполагая, что возрастание числа ПС с ростом энергии возбуждения описывается, как и числа возбужденных состояний при устойчивой деформации, формулой плотности из работы [14], можно найти значения параметров щели $\Delta = P_N + P_Z$ и оболочечной поправки $S = S_N + S_Z$ при деформации, соответствующей седловой точке.

Описание зависимостей сечения деления ^{234}U нейтронами и делимости в ^{233}U (t, pf)-реакции от энергии возбуждения в области 5,3 – 5,5 МэВ определяет параметры барьеров нижайшей полосы ПС. При извлеченных значениях параметров барьеров относительная вероятность деления через ПС нижайшей полосы в этом энергетическом интервале практически не меняется, потому что наряду с возрастанием величины делительных проницаемостей растут и проницаемости в конкурирующих с делением нейтронных каналах распада. В реакции ^{233}U (t, pf) сечение образования делящегося ядра ^{235}U в состояниях с моментом и четностью, совпадающими с аналогичными величинами нижайшей полосы ПС, слабо меняется в этом энергетическом интервале, что приводит к практически постоянному значению делимости. В делении ^{234}U нейтронами при этих же значениях энергии возбуждения делящегося ядра наблюдаемый рост в сечении деления хорошо соответствует росту сечения образования составного ядра ^{235}U нейтронами d -волны. Таким образом, разница в энергетической зависимости сечения деления в этих реакциях такая же, как и разница в поведении сечений образования составного ядра в состояниях, соответствующих нижайшей полосе ПС делящегося ядра ^{235}U . С ростом энергии возбуждения от 5,5 до 5,7 МэВ сечение деления в обеих реакциях растет. Однако, если при делении ^{234}U нейтронами этот рост связан в основном с ростом сечения образования составного

го ядра нейтронами d -волны, то в $^{233}\text{U}(t, pf)$ -реакции рост сечения обусловлен возрастанием вероятности деления через ПС второй полосы.

При дальнейшем возрастании энергии возбуждения рост сечения деления в обеих реакциях в значительной степени обусловлен возрастанием вероятности деления через непрерывную часть спектра ПС. Хорошее описание энергетической зависимости сечения деления в $^{234}\text{U}(n, f)$ - и $^{235}\text{U}(g, f)$ -реакциях при энергиях возбуждения делящегося ядра не менее 6,5 МэВ определило параметры в формуле для плотности ПС равными 0,15 и -1,8 МэВ для энергетической щели и оболочечной поправки соответственно при значении кривизны одnogорбого барьера ПС непрерывной части спектра, равной 0,35 МэВ. Рассчитанные значения делимости $P_f(E^*)$ при этих же значениях энергии возбуждения, к сожалению, заметно превышают экспериментальные. Однако это может быть связано с неточностью определения [15] энергетической зависимости относительной вероятности поглощения нейтронов с различными ℓ в $^{233}\text{U}(t, pf)$ -реакции при энергиях возбуждения выше примерно 6,5 МэВ. При энергиях возбуждения до 6,5 МэВ согласие рассчитанных значений с экспериментальными хорошее.

В предположении двух полос ПС дискретной части спектра и описанного выше непрерывного спектра не удается с точностью лучше 30% описать сечение деления ^{234}U нейтронами с энергией 0,4 - 1 МэВ, а также сечение деления ^{235}U g -квантами с энергией примерно 6 МэВ. Наиболее вероятной причиной такой ситуации является следующая. При энергиях возбуждения вблизи начала непрерывной части спектра ПС рассчитанные (средние) значения плотности ПС с определенными значениями $J\pi_J$ могут заметно отличаться от их реальных значений. При образовании составного ядра в этой области энергий возбуждения поглощаются только дипольные электрические g -кванты в реакциях с g -квантами, нейтроны с $0 \leq \ell \leq 3$ в реакциях с нейтронами и нейтроны с $0 \leq \ell \leq 8$ в (t, p) -реакции. В соответствии с этим деление в $^{235}\text{U}(g, f)$ - и $^{234}\text{U}(n, f)$ -реакциях идет через существенно меньшее число ПС, чем в реакции $^{233}\text{U}(t, pf)$, поэтому вероятность отклонения рассчитанных значений сечения деления от экспериментальных значительно выше в первых двух случаях, чем в последнем. При достаточно больших значениях энергии возбуждения $E^* \approx 6,5$ МэВ вероятность флуктуаций плотности ПС на интервале примерно 100 кэВ становится малой и согласие между рассчитанными и экспериментальными значениями сечений улучшается.

Для согласования рассчитанного сечения с экспериментальным при $5,7 \lesssim E^* \lesssim 6,3$ МэВ были введены еще полосы ПС с $K = 1/2$ положительной и отрицательной четности, деление через которые осуществляется нейтронами s - и p -волны соответственно и обеспечивает наблюдаемый максимум в сечении деления при $E^* \approx 6,1$ МэВ. В области низких энергий возбуждения ($E^* \lesssim 5,7$ МэВ) деление через эти ПС сравнительно маловероятно в соответствии с высотой и кривизной барьеров деления, а при высоких значениях энергии возбуждения ($E^* \gtrsim 6,3$ МэВ) сечение деления уменьшается из-за возрастания вероятности неупругого рассеяния нейтронов в соответствии с увеличением числа возбужденных состояний ядра ^{234}U с энергией, большей примерно 0,8 МэВ. Введение полосы ПС с $K=1/2$ положительной четности улучшает согласие рассчитанных значений сечения деления ^{235}U g -квантами с энергиями вблизи 6 МэВ с экспериментальными и приводит к сравнительно малым изменениям в рассчитанных значениях делимости в $^{233}\text{U}(t, pf)$ -реакции.

На рисунке показана достигнутая степень согласия результатов расчета с экспериментальными данными. Извлеченные значения параметров полос ПС приведены в таблице, а параметры в формуле для плотности ПС, как указано выше, оказались равными $\Delta = 0,15$ МэВ, $S = -1,8$ МэВ. Высоты барьеров полос ПС, энергия начала непрерывного спектра и значение оболочечной поправки определены с ошибкой не более 200 кэВ.

Параметры барьеров ПС делящегося ядра ^{235}U ,
извлеченных из анализа экспериментальных данных
(энергия дана в мегаэлектронвольтах)

$K \pi_J$	$V_A = V_B$	$\hbar\omega_A = \hbar\omega_B$	V_C	$\hbar\omega_C$	W
$3/2^+$	5,60	0,65	2,0	0,65	-0,03
$7/2^+$	5,80	0,65	2,3	0,65	-0,03
$1/2^-$	5,90	0,90	2,5	0,90	-0,03
$1/2^+$	6,10	0,90	2,5	0,90	-0,03

С целью определить K нижайших полос ПС была предпринята попытка описания угловых распределений осколков деления ^{235}U нейтронами, измеренных в работе [9]. Расчеты проводились по формулам работы [3] справедливым в случае деления через ПС дискретной части спектра, поэтому сравнение носило скорее качественный, чем количественный характер. При указанных в таблице K для полос ПС получается сравнительно хорошее описание изменения угловых распределений осколков деления в зависимости от энергии нейтронов.

В порядке обсуждения точности извлеченных значений полезно оценить влияние неточностей расчета сечения образования делящегося ядра на параметры ПС. Наиболее просто это сделать при энергиях возбуждения, которые заметно ниже и выше высоты барьера нижайшего ПС. В подбарьерной области деления изменение высоты барьера на величину 100 кэВ эквивалентно изменению вероятности образования составного ядра более чем в два раза. В подбарьерной области, где деление осуществляется в основном через непрерывную часть ПС, изменение параметра щели Δ на 100 кэВ компенсирует изменение вероятности образования составного ядра примерно в 1,5 раза. Неточности использованного описания вероятности образования составного ядра заметно ниже и составляют в (n, f) -реакции приблизительно 10%, в (γ, f) -реакции (при $\epsilon_f \geq 6$ МэВ) примерно 20%, в (t, pf) -реакции - 20% [2, 3, 15].

Сравнивая полученные результаты с аналогичными результатами других авторов [6, 9, 16, 17], отметим наиболее существенные различия в методике анализа экспериментальных данных. В работах [3, 9, 16, 17] и настоящей работе выполнен каналовый анализ как энергетической зависимости сечения деления или делимости, так и изменения угловых распределений осколков деления. Описание энергетической зависимости угловых распределений в представлении как одnogорбого барьера деления [3, 9, 16, 17], так и двугорбого барьера [3] требует введения нескольких полос ПС и определяет высоту барьера нижайшего ПС с $J^{\pi J} = 3/2^+$ для ^{235}U равной 5,6 МэВ. В работах [2, 6] анализируется только энергетическая зависимость делимости $P_f(E^*)$ и барьеры нижайшего ПС определяются по ее описанию до выхода на плато. Сравнительно высокое значение первого барьера [2, 6], на наш взгляд, обусловлено завышенными значениями S -функции [3], определяемой флуктуациями ширин отдельных резонансов, вследствие не чета флуктуаций в проницаемости двугорбого барьера деления [3]. Излишне высокие значения высоты барьера нижайшего ПС в работе [6] явились причиной введения нормализующего коэффициента G_n и его замены в более поздних работах В. Вак и др. коэффициентом увеличения плотности ПС. Использование параметров Δ и S в формуле для плотности ПС [14] достаточно для описания наблюдаемой энергетической зависимости сечения деления, и введение дополнительного параметра в виде коэффициента увеличения плотности ПС не является необходимым. Наиболее существенная разница с результатами работ [9, 16, 17] состоит в том, что в настоящей работе введены дополнительно непрерывная часть спектра ПС и полоса ПС $K^{\pi J} = 7/2^+$. Эта полоса позволяет хорошо описать сечение деления в реакции $^{233}\text{U}(t, pf)$ при энергиях возбуждения не менее 6 МэВ, а введение непрерывной части ПС обеспечивает описание сечения деления при значениях энергий возбуждения не менее 6 МэВ.

Список литературы

1. Britt H.C., Riskey F.A., Jr., Hall W.S. Phys. Rev., 1968, v.175, p.1525.
2. Вак В.В., Hansen Ole, Britt H.C., Garrett J.D. Ibid., 1974, v.09, p.1924.
3. Маршалкин Б.В., Повышев В.М. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике Киев, 9-13 июня 1975 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, ч.6, с.135.
4. Cramer J.D., Britt H.C. Phys. Rev., 1970, v.02, p.2350.
5. Britt H.C., Cramer J.D. Ibid., p.1758.
6. Вак В.В., Britt H.C., Hansen Ole, e.a. Ibid., 1974, v.010, p.1948.
7. Lamphere R.W. Nucl. Phys., 1962, v.38, p.561.
8. Perkin J.L., White P.H., Fieldhouse P. e.a. J. Nucl. Energy, 1965, v.19, p.423.
9. Behkami A.N., Roberts J.H., Loveland W., Huizenga J.R. Phys. Rev., 1968, v.171, p.1267.
10. White P.H., Hodgkinson J.G., Wall G.J. Proc. Salzburg Conf. Physics and Chemistry of Fission. Austria, Salzburg, IAEA. EANDC(UK). 1965, p.53S.
11. James G.D., Dabbs J.W., Harvey J.A. e.a. См. [3], ч.5, с.251.
12. Андреев М.Ф., Гладков В.В., Завгородний В.А. Там же, ч.6, с.140.

13. Драгнев Т., Дарменджиев Е., Калинкова Н. и др. Там же, с.146.
14. Gilbert A., Cameron A. Can. J. Phys., 1965, v.43, p.1446.
15. Andersen B.L., Back B.B., Bang J.M. Nucl. Phys., 1970, v.A147, p.33.
16. Воротников П.Е. Ядерная физика, 1967, т.5, с.583.
17. Vandenbosch R. Nucl. Phys., 1967, v.A101, p.460.
18. Khan A.M., Knowles J.W. Ibid., 1972, v.A179, p.333.
19. Bowman C.D., Auchampaugh G.F., Fultz S.C. Phys. Rev., 1964, v.133, p.B676.
20. Anderl R.A., Yester M.V., Morrison R.C. Nucl. Phys., 1973, v.A212, p.221.
21. White P.H., Warner G.P. J. Nucl. Energy, 1967, v.21, p.671.

Статья поступила в редакцию 15 апреля 1982 г.

УДК 539.171.017

МЕТОД РАСЧЕТА СПЕКТРОВ И СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ γ -КВАНТОВ
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ

С.А. Оганесян

**THE CALCULATION METHOD OF GAMMA SPECTRUM AND CROSS-SECTION
GAMMA-GENERATION ON INELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS. The calculation method of gamma spectrum and cross-section gamma-generation on inelastic scattering of neutrons is shown. This method gives well agreement with experimental results. The calculation gamma spectrum for reaction $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ for different energy of neutrons are carry out.**

В связи с развернутой программой строительства энергетических реакторов за последние годы значительно возросла потребность в библиотеке оцененных данных по сечениям образования и спектрам γ -квантов, испускаемых в результате неупругих взаимодействий нейтронов $[(n, \gamma), (n, n'\gamma), (n, p\gamma), (n, d\gamma)]$ и т.п.] с ядрами основных элементов, входящих в состав реактора и защиты. Потребность в такой библиотеке вызвана в первую очередь тем, что основным фактором, определяющим биологическую дозу излучения за радиационной защитой ядерных реакторов, как правило, является γ -излучение. Поэтому при расчете защиты ядерных реакторов необходимо знать сечения образования γ -квантов в нейтронных реакциях. Источником данных о сечениях служит машинная библиотека файлов оцененных нейтронных данных, в которой до настоящего времени содержатся лишь данные о сечениях образования γ -квантов, оцененные за рубежом [1]. В последнее время в СССР и за рубежом ведутся интенсивные экспериментальные исследования по изучению спектров испускаемых γ -квантов в зависимости от энергии налетающих нейтронов [2,3], но, поскольку возможности экспериментальных методов ограничены, экспериментальные данные часто носят отрывочный и противоречивый характер. Для получения надежных и систематических данных необходима независимая оценка результатов существующих измерений. К настоящему времени такая работа проведена по сечениям образования γ -квантов при радиационном захвате нейтронов.

Цель данной работы - разработка алгоритмов расчета спектров γ -квантов, испускаемых при неупругом рассеянии нейтронов. В связи с тем, что такой расчет осложнен недостатком экспериментальной информации о высокоэнергетических состояниях ядер, возбуждающихся при достаточно больших начальных энергиях нейтронов, существует несколько различных подходов к вычислению требуемых величин. В различное время разными авторами были предложены методы для расчета спектров и сечений образования γ -квантов [4-8]. Некоторые из методов (например, в работах [5,6]) являются эмпирическими систематиками, осуществляющими подгонку под экспериментальные данные с помощью формальных параметров. Основной недостаток этих способов расчета заключается в их предвзятости: спектр γ -квантов полагается имеющим испарительную форму. К тому же в конкретном расчете необходимо знать многие эмпирические параметры, которые не всегда и не для всех изотопов известны. Другой подход к вычислению требуемых величин изложен в работе [7]. Он основан на модели составного яд-

ра; к расчету сечений возбуждения уровней привлекается формализм Хаузера - Фешбаха [9], что позволяет получить детальный линейчатый спектр γ -квантов.

Для практического применения такого подхода необходимо знать характеристики (энергии возбуждения, спины и четности) всех уровней ядра-мишени. Однако такая информация имеется лишь для нескольких низколежащих уровней; для более высоких уровней она либо неполна, либо вовсе отсутствует. В последнем случае расчет γ -спектров может основываться лишь на статистической теории [10]. Примером использования этой теории для расчета спектров γ -излучения, сопровождающего неупругое взаимодействие нейтронов, служит работа [4].

Для расчета сечений образования и спектров γ -квантов в промежуточной области, о возбуждающихся уровнях которой имеется незначительная информация, требуется применение того или иного синтетического метода.

Предлагаемая в данной работе методика охватывает всю область энергий: и область возбуждения известных дискретных уровней, и область возбуждения континуума неизвестных или перекрывающихся уровней ядра-мишени, и промежуточную область. При этом упор делается на расчет множественности образования γ -квантов и их спектр, а не на расчет сечений неупругих процессов (поскольку последние уже оценены и результаты оценки содержатся в соответствующих библиотеках).

Метод расчета

Общие замечания и точный расчет

Рассмотрим процесс неупругого рассеяния нейтрона. Пусть E_n - начальная энергия налетающего нейтрона, $E_{n'}$ - энергия неупруго рассеянного нейтрона, а $E_{отд}$ - кинетическая энергия ядра-отдачи. Если пренебречь отдачей ядра после испускания γ -кванта, то максимальную энергию γ -кванта можно выразить как $E_{\max}^{\gamma} = E_n - E_{n'} - E_{отд}$. Считая, что сечения возбуждения всех уровней при данной энергии нейтрона E_n и коэффициенты ветвления этих уровней в процессе γ -распада известны, приходим к следующему выражению для сечения образования остаточного ядра в ℓ -м возбужденном состоянии:

$$P_{\ell} = \sigma_{\ell} + \sum_{k=\ell+1}^L P_k K_{k,\ell}, \quad (1)$$

где P_k - сечение образования ядра в k -м возбужденном состоянии; σ_{ℓ} - сечение возбуждения ℓ -го уровня в реакции неупругого рассеяния; $K_{k,\ell}$ - коэффициент ветвления, т.е. γ -перехода ядра из k -го состояния в ℓ -е; $L = L(E_n)$ - максимально возбуждаемый при данной энергии E_n уровень. Уравнение (1) будем называть уравнением каскада.

Для спектра γ -квантов, испускаемых ядром при распаде ℓ -го возбужденного состояния, получаем

$$d\sigma_{\gamma}^{\ell}(E_n, E_{\gamma})/dE_{\gamma} = P_{\ell}(E_n) \sum_{k=0}^{\ell-1} K_{\ell,k} \sigma[E_{\gamma} - (E_{\ell} - E_k)], \quad (2)$$

где $\sigma(E)$ - δ -функция Дирака. Чтобы получить весь спектр излучения, необходимо просуммировать выражение (2) по всем распадающимся состояниям:

$$d\sigma_{\gamma}(E_n, E_{\gamma})/dE_{\gamma} = \sum_{\ell=1}^L P_{\ell}(E_n) \sum_{k=0}^{\ell-1} K_{\ell,k} \sigma[E_{\gamma} - (E_{\ell} - E_k)]. \quad (3)$$

Вводя понятие множественности γ -квантов, уравнение (3) можно переписать так:

$$d\sigma_{\gamma}(E_n, E_{\gamma})/dE_{\gamma} = \sigma_{in}(E_n) M(E_n, E_{\gamma}), \quad (4)$$

где $M(E_n, E_{\gamma})$ - множественность, или среднее число γ -квантов с энергией E_{γ} , испускаемых ядром на один акт неупругого рассеяния.

Проинтегрировав обе части уравнения (4) по энергии γ -квантов и разделив полученное выражение на $\sigma_{in}(E_n)$, можно получить $\sigma_{\gamma}(E_n)/\sigma_{in}(E_n) = M(E_n)$, где $\sigma_{in}(E_n) = \sum_{\ell=1}^L \sigma_{\ell}(E_n)$;

$M(E_n) \geq 1$. последнее неравенство выражает тот факт, что остаточное возбуждение снимается по крайней мере одним γ -квантом или же каскадом из нескольких γ -квантов.

Практический расчет по формуле (3) связан со следующими трудностями:

- отсутствуют экспериментальные данные о возбужденных состояниях ядра (в особенности в области высоких возбуждений), а также отсутствует информация о коэффициентах ветвления этих уровней;
- для расчета спектров и сечений образования γ -квантов (3) требуется знать сечения возбуждения при неупругом рассеянии всех уровней ядра-мишени. В файлах же оцененных данных парциальные сечения возбуждения заданы лишь для нескольких первых уровней, а все остальные уровни относятся к области непрерывного спектра и задаются общим сечением $\sigma_{\text{cont}}(E_n)$. Поэтому для практических расчетов необходимо ввести некоторые упрощающие предположения.

Дискретизация области непрерывного спектра

Разобьем всю область непрерывного спектра на I интервалов, энергетическая ширина каждого из которых равна около 0,5 МэВ. Как правило, спектр неупругорассеянных нейтронов задается в испарительной форме:

$$f(E_n \rightarrow E_{n'}) = \frac{E_{n'}}{A} \exp[-E_{n'}/T(E_n)].$$

Здесь $T(E_n)$ - ядерная температура испарения; A - нормировочная константа, определяемая уравнением

$$A = T^2 \left\{ 1 - \exp[-(E_n - E_{2p})/T] \left[1 + (E_n - E_{2p})/T \right] \right\},$$

где E_{2p} - верхняя граница спектра.

Сечение возбуждения уровней i -го энергетического интервала

$$\sigma_i(E_n) = \sigma_{\text{cont}}(E_n) \int_{E_n - \varepsilon_{i,i+1}}^{E_n - \varepsilon_{i-1,i}} f(E_n \rightarrow E_{n'}) dE_{n'},$$

где $\varepsilon_{i-1,i}$ и $\varepsilon_{i,i+1}$ - соответственно верхняя и нижняя границы i -го интервала возбуждения. Рассуждая способом, аналогичным тому, который использовался при выводе выражения (1), для заселенности i -го интервала можно получить

$$P_i = \sigma_i + \sum_{j=i+1}^I P_j K_{j,i},$$

где $K_{j,i}$ - коэффициент ветвления j -го интервала в i -й, способ вычисления которых рассматривается ниже. для заселенности n -го дискретного уровня по аналогии с выражением (1) получим

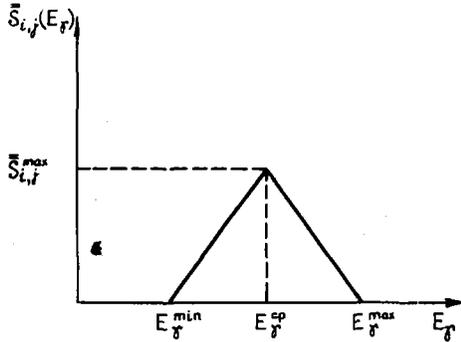
$$P_n = \sigma_n + \sum_{m=n+1}^N P_m K_{m,n} + \sum_{i=1}^I P_i K_{i,n}.$$

Весь спектр испускаемых γ -квантов можно разделить на две части: дискретную (или линейчатую) часть, обусловленную переходом между нижними разрешенными уровнями, и непрерывную часть, вызываемую межгрупповыми переходами, а также переходами из групп на дискретные уровни. Тогда спектр γ -квантов, порожденных в результате неупругого рассеяния нейтрона с начальной энергией E_n , будет рассчитываться по формуле

$$d\sigma_\gamma(E_n, E_\gamma)/dE_\gamma = \sum_{i=1}^I P_i(E_n) \left[\sum_{j=i+1}^I \bar{K}_{i,j} \bar{S}_{i,j}(E_\gamma) + \sum_{n=0}^N \bar{K}_{i,n} \bar{S}_{i,n}(E_\gamma) \right] + \sum_{n=1}^N P_n(E_n) \sum_{m=0}^{n-1} K_{n,m} \sigma[E_\gamma - (E_n - E_m)],$$

где введены следующие обозначения: $\bar{S}_{i,j}(E_\gamma)$ - нормированный спектр γ -квантов, излучаемых при переходах из i -го интервала в j -й; $\bar{S}_{i,n}(E_\gamma)$ - нормированный спектр γ -квантов при пере-

ходах из i -го интервала на n -й дискретный уровень. Понятно, что в определении формы спектров $\bar{S}_{i,j}(E_\gamma)$ и $\bar{S}_{i,n}(E_\gamma)$ имеется значительный произвол. При расчете спектра γ -квантов из реакции $^{23}\text{Na}(n, n'\gamma)$ спектры $\bar{S}_{i,j}(E_\gamma)$ и $\bar{S}_{i,n}(E_\gamma)$ выбираются в треугольной форме (см. рисунок). Максимум спектра $\bar{S}_{i,j}(E_\gamma)$ приходится на переход между средними энергиями интервалов (вершина треугольника). Спектр обращается в нуль при энергиях $E_\gamma^{\max} = E_i^B - E_j^H$; $E_\gamma^{\min} = E_i^H - E_j^B$; $E_\gamma^{\text{CP}} = (E_i^B - E_j^B)/2 + (E_i^H - E_j^H)/2$. Для спектра $\bar{S}_{i,n}(E_\gamma)$ соответствующие границы задаются так: $E_\gamma^{\max} = E_i^B - E_n$; $E_\gamma^{\min} = E_i^H - E_n$; $E_\gamma^{\text{CP}} = [(E_i^B + E_i^H)/2] - E_n$.



Расчет коэффициентов ветвления

Как уже указывалось, для большого числа высоко-возбужденных уровней не существует экспериментальной информации об их коэффициентах ветвления. Этот пробел в исходных данных приходится восполнять с помощью расчета. Определим средний коэффициент ветвления для переходов из интервала i в интервал j таким образом:

$$K_{i,j} = \sum_{\beta_j=1}^M \left(\sum_{\alpha_i=1}^L K_{\alpha_i, \beta_j} \right). \quad (5)$$

Нормированные спектры γ -квантов из реакции $^{23}\text{Na}(n, n'\gamma)$

Здесь K_{α_i, β_j} — коэффициент ветвления уровня α , принадлежащего i -му интервалу, на уровень β , принадлежащий j -му интервалу; L — число уровней в i -м интервале, а M — в j -м. На самом деле точное усреднение приводит к формуле

належащий j -му интервалу; L — число уровней в i -м интервале, а M — в j -м. На самом деле точное усреднение приводит к формуле

$$K_{i,j} = \sum_{\beta_j=1}^M \left[\sum_{\alpha_i=1}^L K_{\alpha_i, \beta_j} \sigma_{\alpha_i}(E_n) \right] / \sigma_i(E_n),$$

где $\sigma_{\alpha_i}(E_n)$ — сечение возбуждения уровня с индексом α_i , но поскольку данных о сечениях для области непрерывного спектра нет, приходится использовать формулу (5).

Заметим, что при конкретных расчетах (5) экспериментальные данные, если они существуют, усредняются наравне с расчетными. Кроме того, при усреднении по выражению (5) перед коэффициентами ветвления уровней, само существование которых сомнительно, выбирается множитель $1/2$, а знаменатель заменяется на эффективное значение $(L - \lambda) + \lambda \cdot 1/2$, где λ — число "сомнительных" уровней в i -м интервале. Для расчета экспериментально неизвестных коэффициентов K_{α_i, β_j} используется предположение Вринка — Акселя о зависимости матричного элемента оператора перехода от энергии. Пользуясь результатами теории Вринка — Акселя, для силовой функции E1-перехода имеем [11]

$$f(E_\gamma) = \frac{\Gamma_{if}^{(E1)}}{D_{if}(E_\gamma)} = \frac{\sigma_{E1} E_\gamma^4 \Gamma_{E1}^2}{2\pi^2 \hbar^2 c^2 g [(E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{E1}^2]}, \quad (6)$$

где $g = (2I_i + 1)/(2I_f + 1)$ — статистический множитель; I_i — спин исходного состояния; I_f — спин конечного состояния перехода; $\Gamma_{if}^{(E1)}$ — парциальная ширина для E1-перехода из состояния i в состояние f ; $D_{if}(E_\gamma)$ — величина, обратная плотности конечных состояний, связанных с исходным состоянием законами сохранения спина и четности при переходе

$$I_i - I_f = \Delta I \leq 1; \quad \pi_i - \pi_f = \Delta \pi \neq 0; \quad (7)$$

σ_{E1} — величина сечения фотопоглощения в пике электрического дипольного резонанса для данного ядра; Γ_{E1} — энергетическая ширина резонанса; E_{E1} — энергетическое положение пика резонанса.

Для коэффициента ветвления уровня с индексом α на уровень β из выражения (6) получаем

$$K_{\alpha\beta} = \frac{E_f^2 \sigma_z / g}{\sum_{E_\beta=0}^{E_\alpha} E_f^2 \sigma_z / g}; \quad (8)$$

где $\sigma_z = \sigma_{E1} E_f^2 \Gamma_{E1}^2 / (E_f^2 - E_{E1}^2)^2 + E_f^2 \Gamma_{E1}^2$; $E_f = E_\alpha - E_\beta$.

выражение

$$f(E_f) = E_f^2 \sigma_z / g \quad (9)$$

будем называть приведенной силовой функцией.

Очевидно, что для конкретных расчетов по формуле (8) необходимо прежде вычислить статистический множитель g , для чего в свою очередь требуется информация о спинах и четностях исходных и конечных возбужденных состояний. Выше уже отмечалось, что для большинства высоковозбужденных состояний, энергетическое положение которых хотя и известно, таких данных или не существует вообще или они представлены неоднозначно.

Перейдем к рассмотрению всех возможных случаев, возникающих при расчете g .

Спин и четность начального состояния точно известны. Рассмотрим следующие моменты:

1. Не известна четность конечного состояния; в этом случае правая часть выражения (9) умножается на $1/2$ - вероятность того, что четность имеет нужный знак.

2. Приводится несколько возможных значений спина конечного состояния, между тем четность его определена точно. В этом случае для вычисления вероятности конечному состоянию обладать тем или иным спином используем спиновую составляющую плотности уровней:

$$\rho(E_\beta, I) = \exp(-I^2/2ct) - \exp[-(I+1)^2/2ct]. \quad (10)$$

Входящие в состав этого уравнения параметры, а также формулы для их расчета будут определены ниже. Теперь же запишем вероятность того, что состояние E_β обладает спином I_n :

$$P(I_n) = \rho(E_\beta, I_n) / \sum_n \rho(E_\beta, I_n), \quad (11)$$

где суммирование в знаменателе ведется по всем возможным значениям спина, приписанным уровню E_β . Учитывая правила отбора (7), усредняем значение g :

$$\bar{g} = \sum_m \frac{2I_m + 1}{2(2I_m + 1)} P(I_m). \quad (12)$$

3. дано несколько возможных значений спина конечного состояния, причем четности некоторых из них приводятся, других же нет. В этом случае формула (11) разветвляется на две: либо

$$P(I_n) = \frac{1/2 \rho(E_\beta, I_n)}{\sum_m \rho(E_\beta, I_m) + 1/2 \sum_k \rho(E_\beta, I_k)},$$

если четность не известна и имеет нужный знак, либо

$$P(I_n) = \frac{\rho(E_\beta, I_n)}{\sum_m \rho(E_\beta, I_m) + 1/2 \sum_k \rho(E_\beta, I_k)},$$

если четность n -го состояния известна. Суммирование по m ведется по уровням с известной четностью, суммирование по k - с неизвестной.

4. Неизвестными являются и спин и четность конечного состояния. В этом случае полагаем, что $I_f^{\min} \leq I_f \leq I_f^{\max}$, где I_f^{\min} - минимальное значение спина; I_f^{\max} - его максимальное значение. Эти значения выбираются для каждого конкретного ядра отдельно. Далее вычисления ведутся по выражениям (11) и (12), а при определении приведенной силовой функции пользуемся формулой

$$\bar{f}(E_f) = 1/2 E_f^2 \sigma_z / \bar{g}. \quad (13)$$

Спин и четность конечного состояния известны; недостаток информации о спинах и четностях существует для начальных состояний. Очевидно, что в данном случае применимы все формулы предыдущего пункта, только усреднение \bar{g} проводится теперь по спинам начальных состояний. Однако, если для начального состояния неизвестной является только четность, то автоматически увеличивается число возможных E -переходов в конечные состояния с любой четностью, поэтому расчет приведенной силовой функции проводится по формуле (9), а не (13).

Существует недостаток информации как для начальных состояний, так и для конечных. Рассмотрим следующие случаи:

1. для начального состояния приводится несколько значений спинов, четности некоторых из них известны. Для конечного состояния имеется аналогичная информация. В этой ситуации для подсчета \bar{g} получаем

$$\bar{g} = \sum_n \sum_m \frac{2I_n + 1}{2(2I_m + 1)} P_i(I_n) P_f(I_m), \quad (14)$$

где $P_i(I_n)$ - вероятность начальному состоянию обладать спином I_n ; $P_f(I_m)$ - соответствующая вероятность для спина I_m конечного состояния.

2. Рассмотрим случай, когда ничего не известно о спине и четности начального распадающегося состояния, нет таких данных и для возможных конечных состояний. Здесь можно предположить, что $I_{min} \leq I_n^i \leq I_{max}$; $I_{min} \leq I_m^f \leq I_{max}$, т.е. выбираются верхние и нижние пределы на величины спинов, входящих в распределение (10). Расчет проводится по формуле (14), а при расчете приведенной силовой функции - по формуле (9), перед которой выбирается множитель $1/4$.

Средние коэффициенты ветвления для интервалов целиком неразрешенных уровней. Это такие высоковозбужденные состояния остаточного ядра, о которых нет вообще никакой экспериментальной информации. Вводя понятие статистической плотности уровней, после необходимых преобразований можно вывести приведенные ниже формулы.

1. для силовой функции γ -перехода с уровня ρ_a , принадлежащего интервалу целиком неразрешенных уровней a , на уровень q_b , принадлежащий идентичному по характеру интервалу b :

$$\bar{f}(E_\gamma) = \frac{\sum_P \sum_q \int_{\Delta E_b} \rho(E_{q_b}, I_q, \pi) dE_b \int_{\Delta E_a} \frac{(E_{\rho_a} - E_{q_b})^2 \sigma_z}{\bar{g}} \rho(E_{\rho_a}, I_p, \pi) dE_a}{\sum_P \sum_q \int_{\Delta E_b} \rho(E_{q_b}, I_q, \pi) dE_b \int_{\Delta E_a} \rho(E_{\rho_a}, I_p, \pi) dE_a},$$

где ΔE_a и ΔE_b - соответствующие энергетические размеры интервалов, по которым ведется интегрирование.

2. Для приведенной силовой функции перехода с уровня ρ_a на уровень β_j , принадлежащий частично разрешенному интервалу j :

$$\bar{f}(E_\gamma) = \frac{\sum_P \int_{\Delta E_a} \frac{(E_{\rho_a} - E_{\beta_j})^2 \sigma_z}{\bar{g}} \rho(E_{\rho_a}, I_p, \pi) dE_a}{\sum_P \int_{\Delta E_a} \rho(E_{\rho_a}, I_p, \pi) dE_a}.$$

Вычисление \bar{g} проводится по формуле (14), причем слабой энергетической зависимостью его в пределах самих интервалов можно пренебречь. Для плотности уровней выбирается формула [8]

$$\rho(E_x, I, \pi) = 1/2 \omega(E_x) \rho(E_x, I).$$

здесь $\rho(E_x, I)$ - спиновая составляющая выражена уравнением (10);

$$\omega(E_x) = 1/T \exp[(E_x - E_0)/T], \quad \text{если } E_x < E_f;$$

$$\omega(E_x) = \exp(2\sqrt{au}) / (12\sqrt{2ac} at^3), \text{ если } E_x \geq E_f,$$

где $c = 0,0888 A^{2/3}$ (A - массовое число изотопа); эффективная энергия возбуждения $u = at^2$ или $u = E_x - \Delta$ (t - термодинамическая температура возбужденного ядра, Δ - поправка на энергию спаривания).

Все необходимые к расчету эмпирические параметры, входящие в приведенные выше формулы, приведены, например, в работе [12]. Запишем теперь выражения для усредненных коэффициентов ветвления из интервалов неразрешенных уровней:

А. Коэффициент ветвления из интервала a в интервал b (оба интервала расположены в неразрешенной области)

$$K_{a,b} = \sum_q \int_{\Delta E_b} \rho(E_{q_b}, I_q, \pi) dE_b (X/Y),$$

$$\text{где } X = \sum_p \int_{\Delta E_a} \frac{(E_{p_a} - E_{q_b})^2 \sigma_z}{\bar{g}} \rho(E_{p_a}, I_p, \pi) dE_a;$$

$$Y = \sum_{\beta=0}^L \sum_p \int_{\Delta E_a} \frac{(E_p - E_{\beta})^2 \sigma_z}{\bar{g}} \rho(E_{p_a}, I_p, \pi) dE_a + \\ + \sum_{c=J_0+1}^I \sum_p \sum_z \int_{\Delta E_c} \rho(E_{z_c}, I_z, \pi) dE_c \int_{\Delta E_a} \frac{(E_{p_a} - E_{z_c})^2 \sigma_z}{\bar{g}} \rho(E_{p_a}, I_p, \pi) dE_a.$$

Б. коэффициент ветвления из интервала a в интервал j (исходный интервал a принадлежит целиком неразрешенной области, а конечный интервал j - частично разрешенной энергетической области)

$$K_{a,j} = \sum_{\beta_j}^M (X/Y), \quad (15)$$

$$\text{где } X = \sum_p \int_{\Delta E_a} \frac{(E_{p_a} - E_{\beta_j})^2 \sigma_z}{\bar{g}} \rho(E_{p_a}, I_p, \pi) dE_a;$$

$$Y = \sum_{\beta=0}^L \sum_p \int_{\Delta E_p} \frac{(E_{p_a} - E_{\beta})^2 \sigma_z}{\bar{g}} \rho(E_{p_a}, I_p, \pi) dE_a + \\ + \sum_{c=J_0+1}^I \sum_p \sum_z \int_{\Delta E_c} \rho(E_{z_c}, I_z, \pi) dE_c \int_{\Delta E_a} \frac{(E_{p_a} - E_{z_c})^2 \sigma_z}{\bar{g}} \rho(E_{p_a}, I_p, \pi) dE_a;$$

M - число уровней в интервале j ; J_0 - номер самого верхнего интервала частично разрешенных уровней (отсчет номеров интервалов производится снизу). Вычисление \bar{g} в каждом конкретном случае ведется по вышеприведенным формулам. Ясно, что выражение для коэффициента ветвления $K_{a,n}$ из интервала неразрешенных уровней a на дискретный уровень n получается упрощением формулы (15).

Сравнение экспериментальных и расчетных данных для спектра η -квантов из реакции $^{23}\text{Na}(n, n') \gamma$

С помощью описанного выше метода был произведен расчет спектра η -квантов, возникающих при неупругом рассеянии нейтронов на ядре ^{23}Na . информация об энергетическом положении, спинах и четностях возбужденных состояний ^{23}Na была получена из работ [13-15]. конкретные величины

дифференциальных сечений неупругого рассеяния в зависимости от начальной энергии нейтрона E_n взяты из оценки, приведенной в работе [16]. В соответствии с этой же работой проводилась разбивка спектра возбужденных состояний ^{23}Na на дискретную и непрерывную части. При граничной энергии дискретного спектра, равной 5 МэВ, вся область непрерывного спектра вплоть до энергии возбуждения, равной 12 МэВ, была разбита на 14 интервалов со средней энергетической шириной около 0,5 МэВ. Зависимость ядерной температуры $T = T(E_n)$ от энергии нейтрона взята из библиотеки UKNDL. Полученные расчетные спектры γ -квантов сравнивались с экспериментальными данными [17-18].

В табл. 1-3 приведены расчетные и экспериментальные данные о сечениях образования γ -квантов дискретных энергий. Бполне удовлетворительное согласие между расчетом и экспериментом свидетельствует, на наш взгляд, о возможности практического применения предложенной методики оценки сечений образования γ -квантов при неупругих взаимодействиях быстрых нейтронов.

Таблица 1

Расчетные и экспериментальные сечения образования γ -квантов дискретных энергий

E_γ	$E_x, \text{кэВ}$	$\sigma_{\text{расч}}$	$\sigma_{\text{эксп}} [17]$	E_γ	$E_x, \text{кэВ}$	$\sigma_{\text{расч}}$	$\sigma_{\text{эксп}} [17]$
$E_n = 4,85 \text{ МэВ}$				2697	4775	5,8	$12,6 \pm 2,3$
439	439	673	$628 \pm 62,8$	2985	2985	53,9	$42,7 \pm 4,7$
627	2708	37,7	$28,6 \pm 3,4$	3240	3679	46,2	$41,3 \pm 4,5$
1038	3679	8,2	$9,2 \pm 1,9$	3411	3850	7,3	$7,9 \pm 1,6$
1639	2078	227,2	$182,1 \pm 18,8$	3850	3850	9,5	$10,3 \pm 2,3$
1772	3850	27,0	$24,6 \pm 4,4$	3915	3915	42,4	$46,7 \pm 5,8$
1790	4775	5,3	$5,3 \pm 3,8$	4336	4775	13,1	$20,5 \pm 2,6$
1837	3915	5,0	$6,0 \pm 1,9$	4431	4431	47,0	$27,9 \pm 3,0$
1954	2393	28,1	$24,5 \pm 2,9$	4939	5378	7,7	$7,7 \pm 2,8$
2078	2078	17,1	$17,8 \pm 2,9$	5299	5738	2,5	$2,5 \pm 1,9$
2266	2705	56,6	$40,8 \pm 4,8$	- - - I337 I475,6 ± I69,3			
2393	2393	38,9	$32,9 \pm 3,8$	$E_n = 5,4 \text{ МэВ}$			
2546	2985	49,7	$35,5 \pm 4,9$	439	439	644,8	$670,7 \pm 67,8$
2641	2541	64,7	$43,7 \pm 4,8$	627	2708	35,6	$38,2 \pm 4,2$
2985	2985	60,8	$45,2 \pm 4,9$	1038	3679	11,0	$12,9 \pm 2,3$
3240	3679	27,3	$28,1 \pm 3,3$	1639	2078	227,3	$216,0 \pm 22,6$
3411	3850	5,0	$2,7 \pm 1,5$	1772	3850	36,4	$39,6 \pm 4,2$
3850	3850	6,6	$6,0 \pm 1,5$	1790	4775	1,6	$3,1 \pm 1,9$
3915	3915	30,8	$34,5 \pm 3,8$	1837	3915	6,8	$7,5 \pm 1,9$
4431	4431	13,5	$5,0 \pm 1,3$	1954	2393	24,4	$23,6 \pm 2,9$
- - - 1382,5 1200,7 ± 137,3				2070	4475	4,0	
$E_n = 5,9 \pm 0,15 \text{ МэВ}$				2078	2078	17,1	$28,1 \pm 3,4$
439	439	611,5	$699,6 \pm 70,4$	2266	2705	53,4	$49,2 \pm 5,4$
627	2708	30,9	$32,7 \pm 3,6$	2393	2393	24,4	$32,5 \pm 4,0$
1038	3679	13,8	$11,9 \pm 2,3$	2546	2985	48,4	$43,2 \pm 4,7$
1639	2078	219,7	$242,4 \pm 25,1$	2641	2641	47,0	$58,3 \pm 6,2$
1772	3850	39,2	$43,3 \pm 4,9$	2985	2985	59,2	$50,5 \pm 5,4$
1790	4775	2,9	$6,3 \pm 1,9$	3240	3679	37,0	$48,1 \pm 5,2$
1837	3915	6,9	$8,4 \pm 2,1$	3300	5378	2,5	$2,5 \pm 1,3$
1954	2393	10,9	$22,0 \pm 2,6$	3411	3850	6,8	$13,1 \pm 1,8$
2070	4775	7,3	$18,2 \pm 3,1$	3476	3915	3,6	$7,5 \pm 2,0$
2078	2078	16,5	$10,0 \pm 3,8$	3850	3850	8,8	$13,2 \pm 1,6$
2266	2705	46,4	$44,0 \pm 4,8$	3915	3815	41,6	$45,5 \pm 5,0$
2393	2393	15,1	$25,1 \pm 2,8$	4336	4775	7,2	$10,1 \pm 1,9$
2546	2985	43,9	$37,0 \pm 4,7$	4431	4431	40,0	$15,6 \pm 2,1$
2641	2641	36,8	$54,6 \pm 5,8$	- - - 1388,8 1429,1 ± 157,5			

Таблица 2

Расчетные и экспериментальные сечения образования η -квантов

E_η	E_x , кэВ	$\sigma_{расч}$	$\sigma_{эксп}$ [17]	$\sigma_{эксп}$ [18]
$E_n = 6,45$ МэВ			$E_n = 6,3$ МэВ	
439	439	608,1	$728,5 \pm 84,2$	$581,1 \pm 50,2$
627	2708	31,2	$49,6 \pm 6,8$	$37,6 \pm 5,6$
1038	3679	12,5	$12,6 \pm 1,9$	-
1639	2078	213,0	$278,8 \pm 28,9$	$223,2 \pm 24,0$
1772	3850	35,7	$48,2 \pm 7,3$	$43,7 \pm 5,3$
1790	4775	4,0	-	-
1837	3915	6,6	$7,9 \pm 3,1$	-
1954	2393	7,1	$17,6 \pm 3,1$	-
2070	4775	9,9	$27,0 \pm 3,1$	-
2078	2078	16,0	-	-
2266	2705	46,8	$64,1 \pm 8,8$	$44,8 \pm 5,4$
2393	2393	9,9	$25,4 \pm 2,8$	$27,3 \pm 5,7$
2546	2985	39,8	$36,6 \pm 5,2$	$25,4 \pm 5,0$
2641	2641	27,0	$51,0 \pm 5,4$	$38,6 \pm 5,65$
2697	4775	7,9	$18,6 \pm 2,3$	-
2829	5534	11,1	$14,4 \pm 2,3$	-
2985	2985	48,6	$43,6 \pm 5,3$	$38,4 \pm 6,9$
3240	3679	42,0	$42,3 \pm 5,0$	-
3411	3850	6,6	$8,8 \pm 2,9$	-
3456	5534	3,3	$4,4 \pm 1,9$	-
3476	3915	3,5	$4,1 \pm 2,3$	-
3850	3850	8,7	$13,8 \pm 1,9$	-
3915	3915	42,4	$47,9 \pm 6,2$	-
4270	(6350)	2,3	$2,3 \pm 1,3$	-
4336	4775	17,8	$30,0 \pm 4,7$	-
4431	4431	47,0	$28,3 \pm 5,7$	-
4939	5378	16,3	$16,1 \pm 2,6$	-
5299	5738	3,5	$3,3 \pm 1,6$	-
5323	5762	4,9	$5,2 \pm 1,1$	-
5378	5378	4,9	$5,0 \pm 1,6$	-
5528	5967	3,1	$3,1 \pm 1,3$	-
5738	5738	14,2	$14,4 \pm 2,8$	-
5762	5762	6,0	$5,8 \pm 1,6$	-
5934	5934	4,7	$4,7 \pm 1,5$	-
3300	5378	11,4	$11,4 \pm 3,1$	-
-	-	1377,8	$1674,6 \pm 219,4$	-

Таблица 3

Расчетные и экспериментальные сечения образования η -квантов

E_{η}	$E_{\pi}, \text{кэВ}$	$\sigma_{\text{расч}}$	$\sigma_{\text{эксп}} [\text{I}7]$	$\sigma_{\text{эксп}} [\text{I}8]$	$\sigma_{\text{эксп}} [\text{I}7]$
	$E_{\pi} = 7 \text{ МэВ}$			$E_{\pi} = 7,3 \text{ МэВ}$	$E_{\pi} = 7,5 \text{ МэВ}$
439	439	618,5	665,7 \pm 67,8	565 \pm 50,2	678,0 \pm 91,7
627	2708	32,5	32,7 \pm 3,8	34 \pm 5,4	27,6 \pm 4,1
1038	3679	10,8	11,4 \pm 1,9	-	7,0 \pm 1,4
1639	2078	234,2	219,8 \pm 22,6	199 \pm 20,3	283,8 \pm 37,7
1772	3850	38,8	-	39,7 \pm 5,6	-
1790	4775	7,4	44,2 \pm 5,4	-	57,8 \pm 7,9
1837	3915	6,11	4,4 \pm 2,5	-	8,4 \pm 2,9
1954	2393	15,9	16,0 \pm 3,0	-	15,1 \pm 2,3
2070	4775	9,3	19,7 \pm 4,4	-	31,4 \pm 4,7
2078	2078	17,6	10,8 \pm 3,8	-	-
2188	6042	8,4	8,4 \pm 2,5	-	-
2266	2705	48,7	48,1 \pm 5,4	34,5 \pm 5,0	50,2 \pm 7,8
2295	-	14,2	14,2 \pm 2,8	-	-
2393	2393	32,5	32,5 \pm 3,6	-	39,6 \pm 5,8
2546	2985	34,5	23,0 \pm 3,5	-	-
2641	2641	22,0	41,2 \pm 4,5	-	50,9 \pm 7,8
2697	4775	7,4	11,9 \pm 3,8	-	-
2829	5534	13,3	14,3 \pm 1,8	-	-
2985	2985	42,2	40,7 \pm 6,3	-	35,5 \pm 5,4
3240	3679	36,2	35,3 \pm 5,3	-	-
3300	5378	11,2	12,2 \pm 3,0	-	-
3411	3650	12,3	8,8 \pm 2,8	-	-
3456	5534	4,0	4,3 \pm 1,8	-	-
3476	3915	3,3	2,5 \pm 1,5	-	-
3850	3850	16,0	14,7 \pm 1,9	-	-
3915	3915	37,6	34,8 \pm 5,8	-	41,4 \pm 9,4
4270	6350	7,7	7,7 \pm 2,9	-	-
4336	4775	16,7	24,9 \pm 3,0	-	-
4431	4431	40,6	23,6 \pm 4,0	-	-
4939	5378	16,0	17,2 \pm 2,8	-	-
5299	5738	5,7	5,8 \pm 1,6	-	-
5323	5762	8,6	7,8 \pm 1,9	-	-
5378	5378	4,8	2,6 \pm 1,5	-	-
5528	5967	4,1	4,0 \pm 0,9	-	-
5676	6115	-	-	-	-
5762	5762	10,5	11,3 \pm 2,8	-	-
5934	5934	10,3	10,3 \pm 1,6	-	-
5967	5967	2,0	2,1 \pm 1,0	-	-
7076	7076	4,3	4,3 \pm 1,1	-	-
5738	5738	22,7	22,6 \pm 4,2	-	-
-	-	1488,7	1515,8 \pm 200,5	-	-

Список литературы

1. Garber D. ENDF/B Summary Documentation (ENDF-201). BNL-17541, 2th ed. New-York, 1975.
2. Dickens J.K. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1977, v.62, p.515-531.
3. Ахмед М.Р. и др. Атлас спектров гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов. М.: Атомиздат, 1978.
4. Trubetzkoy E.S. Phys. Rev., 1961, v.122, p.212.
5. Howerton J., Plechaty E.F. Nucl. Sci. and Engng, 1968, v.32, p.178-183.
6. Perkins S.T. e.a. Ibid., 1975, v.57, p.1-11.
7. Fu C.Y. Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1976, v.17, p.127-156.
8. Fu C.Y., Perey F.G. Ibid., 1975, v.16, p.409.
9. Hauser W., Feshbach H. Phys. Rev., 1952, v.87, p.366.
10. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М.: Атомиздат, 1969.
11. Oliva P., Prospero D. Nuovo Cim., 1967, ILB, p.161.
12. Gilbert A., Cameron A.G.W. Can. J. Phys., 1965, v.43, p.1446.
13. Endt P.M., Van der Lenn. Nucl. Phys., 1978, v.A310, N 1,2.
14. Meijer R.J. e.a. Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1975, v.15, N 5.
15. Smit J.J.A. e.a. Nucl. Phys., 1979, v.A318, p.111.
16. Абагян Л.П., Базаянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Под ред. Николаева М.Н. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
17. Dickens J.K. Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.50, p.98-107.
18. Lachkar J. e.a. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1974, ч.3, с.187-196.

Статья поступила в редакцию 9 апреля 1982 г.

УДК 539.184.5

СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРА ^{180}Hf БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ
($I^{\pi} = 8^{-}$, $E_{ур} = 1141,5$ кэВ)

В.А. Бондаренко, Х.Я. Бондарс, А.А. Лапенас

FAST-NEUTRON EXCITATION CROSS-SECTION FOR ISOMER ^{180}Hf
($I^{\pi} = 8^{-}$, $E_{ур} = 1141,5$ keV). The average cross-section for the ^{180}Hf ($T_{1/2} = 5,5$ h, $I^{\pi} = 8^{-}$) isomer production via (n, n') reaction was measured. The value obtained $\langle \sigma_{nn'} \rangle = 7,6_{-0,7}^{+0,4}$ mb is comparable with the excitation of $8^{+g.s.}$ band level and is in agreement with optical model predictions.

При исследовании возбуждения уровней ^{180}Hf нейтронами [1] обнаружена активность, принадлежащая хорошо известному изомеру ^{180}Hf ($T_{1/2} = 5,5$ ч) [2]. Анализ данных о сечениях [3] показал, что изомер ^{180}Hf может образоваться в результате реакций $^{179}\text{Hf}(n, \gamma)$ и $^{180}\text{Hf}(n, n'\gamma)$. Чтобы надежно отделить вклад резонансного захвата в образование изомера одновременно облучали две мишени со следующими параметрами:

Размер, мм	13x1,5	12,3x1,5
Масса, мг	497	503
Содержание, %:		
^{179}Hf	2,5	73,7
^{180}Hf	94,3	20,0

Пучок, как и ранее [1], фильтровался от тепловых нейтронов с помощью карбида бора толщиной 10 мм, кадмия толщиной 1 мм и естественного металлического урана толщиной 70 мм. Длительность облучения составляла 29,5 ч. γ -Спектры обеих мишеней измеряли с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора объемом 40 см³ с разрешением 3,5 кэВ для линий ^{60}Co . Абсолютная эффективность детектора была

определена с помощью стандартного набора источников. При определении абсолютной активности изомера ^{180}Hf были использованы переходы с энергиями 213, 332, 443 и 500 кэВ. Необходимые данные об интенсивностях и коэффициентах конверсии этих переходов взяты из работы [2]. Поправка на самопоглощение в мишени для указанных переходов определена (расчетным путем) методом интегрирования в хорошо обусловленной геометрии с использованием коэффициентов ослабления γ -квантов [4].

Особое внимание уделено определению плотностей потоков нейтронов, прошедших через комбинированный фильтр, и их спектра. Спектр нейтронов измеряли по скоростям реакций с помощью 22 активационных детекторов и восстанавливали полиномиальным методом, методом направленного расхождения (МНР) и методом SAND-II в широком интервале энергий $10^{-6} - 18$ МэВ [5]. Спектры, восстановленные методами SAND-II и МНР, дают близкие результаты (рис.1). В табл.1 приводятся данные об интегральных потоках для разных групп нейтронов. Таким образом, в использованном пучке практически отсутствовали нейтроны, энергия которых была менее 1 кэВ. При расчетах сечения образования изомера по его активности поток быстрых нейтронов вблизи порога реакции (n, n') для уровня с энергией $E_{ур} = 1141,5$ кэВ оценивали с помощью функции возбуждения $f(E_n) \sim 1 - \exp[-\alpha(E_n - E_{ур})]$, где константа α выбрана равной $(2,5 \pm 0,5)$ МэВ. Это соответствовало тому эмпирическому факту [6], что из тяжелых ядер в реакции (n, n') наиболее эффективно участвуют нейтроны, энергия которых превышает энергию возбуждаемого уровня на $(0,8 \pm 0,2)$ МэВ. На основе такой оценки интегрального потока нейтронов в пучке получили величину $\langle \sigma \rangle = 7,6_{-0,4}^{+0,7}$ мб - усредненное по всему спектру нейтронов сечение образования уровня 1141,5 МэВ.

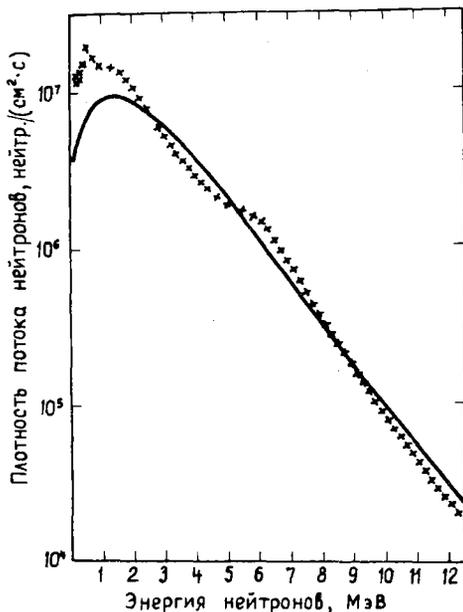


Рис.1. Спектр деления (—) и спектр нейтронов, прошедших через фильтр (x) изомера ^{180}Hf

Дополнительное измерение скоростей счета линий при разрядке изомера 8^- (с учетом поправок на образование и распад), а также непосредственно в реакции $(n, n'\gamma)$ при одной и той же мишени и при одинаковых прочих условиях показало, что скорость счета пика линии 332 кэВ ($6^+ - 4^+$) в случае разрядки изомера 8^- составляет 10,3% скорости счета той же линии непосредственно в $(n, n'\gamma)$ -реакции. Эта связь позволяет выразить факторы заселения уровней работы [1] в миллибарнах.

Были также рассчитаны сечения возбуждения некоторых уровней согласно формализму Хаузера - Фешбаха при стандартном наборе параметров оптической модели. В расчетах использована схема уровней работы [1]. Результат расчета сечения возбуждения уровня 8^- ($E_{ур} = 1141,5$ кэВ) приведен на рис.2. Для сравнения с экспериментальными оценками было проведено усреднение рассчитанных сечений по экспериментальному спектру (см.рис.1) согласно уравнению $\langle \sigma \rangle_{\text{х-ф}} = \int \sigma(E) \phi(E) dE / \int \phi(E) dE$. Экспериментальные и расчетные сечения для некоторых уровней приведены в табл.2.

Таблица I

Интегральные потоки нейтронов

E_n , МэВ	SAND-II	МНР	Спектр деления
10^{-4}	5,36 (7)	5,31 (7)	-
10^{-3}	5,36 (7)	5,31 (7)	-
10^{-2}	5,35 (7)	5,30 (7)	-
10^{-1}	4,68 (7)	4,72 (7)	3,36 (7)
0,5	4,02 (7)	4,03 (7)	3,09 (7)
1,0	3,19 (7)	3,19 (7)	2,68 (7)
2,5	1,28 (7)	1,28 (7)	1,28 (7)
3,0	1,03 (7)	1,03 (7)	1,01 (7)

Примечание. Запись, например, 5,36 (7) означает $5,36 \cdot 10^7$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ для всех нейтронов, энергия которых не менее 10^{-4} МэВ.

Следует обратить внимание на то, что уровни разной структуры 8^+0 и 8^-8 возбуждаются почти одинаково и для уровня 8^+ не замечается превышения сечения полосы основного состояния по сравнению с оценками по оптической модели.

Таблица 2

Экспериментальные и расчетные сечения для некоторых уровней

Ур, кэВ	$I^{\pi} \lambda$	$\langle \sigma \rangle_{\text{эксп}}, \text{мб}$	$\langle \sigma \rangle_{\text{Х.-Ф.}}, \text{мб}$
93,3	2^+0	5090	-
308,6	4^+0	509	200
540,8	6^+0	61	-
1084,0	8^+0	5	5,5
1141,0	8^-0	7,6	5,5

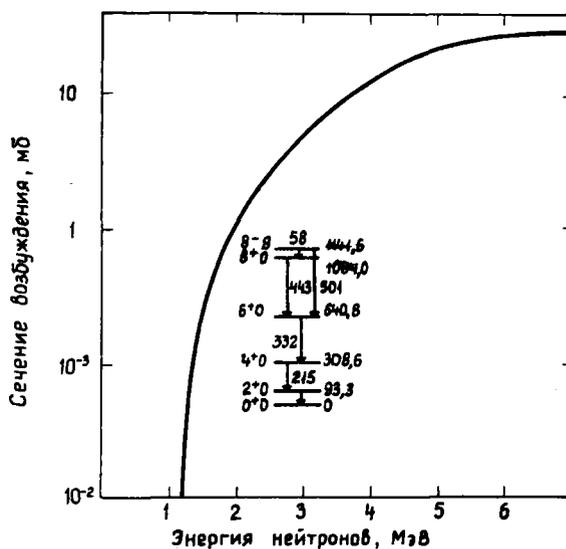


Рис.2. Сечение возбуждения изомера ^{180}Hf согласно формализму Хаузера - Фешбаха

Список литературы

1. Вондаренко В.А., Григорьев В.И., Крамер Н.Д. Изв.АН СССР. Сер.физ., 1979, т.40, с.1052.
2. Nucl. Data Sheets, 1975, v.15, p.559.
3. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross-Sections. BNL-325. 3th ed. 1973, v.1.
4. Storm E., Israel H.I. Nucl. Data Tables, 1970, v.A7, p.565.
5. Лапенас А.А. измерение спектров нейтронов активационным методом. Рига; Зинатне, 1975.
6. Демитов А.М., Говор Л.И., Черепанцев Э.К. и др. Атлас спектров γ -излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М.: Атомиздат, 1978.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 1980 г.

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Удк 539.122.164

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ γ -КВАНТОВ С ЭНЕРГИЕЙ 208 кэВ ПРИ РАСПАДЕ ^{237}U
И С ЭНЕРГИЕЙ 984 кэВ ПРИ РАСПАДЕ ^{238}Np

А.В. Бушурев, О.В. Матвеев, В.Н. Озерков, В.В. Чачин

THE DETERMINATION OF THE ABSOLUTE INTENSITY OF THE γ -RAYS
208 keV ^{237}U and 984 keV ^{238}Np . The absolute intensities of
 ^{237}U (208 keV) and ^{238}Np (984 keV) γ -rays were determined
by γ -spectrometry. The γ -spectra of ^{236}U and ^{237}Np -
samples irradiated in thermal neutron flux were measured.
The Ge(Li)-detector absolute efficiency was determined by
the set of standard spectrometric γ -source. The obtained
absolute intensity values are compared with the known refer-
ence value.

В связи с проведением работ по изучению характеристик облученного топлива и путей его дальнейшего использования существенный интерес представляет информация о нейтронных реакциях, ведущих к накоплению активных изотопов ^{232}U , ^{236}Pu , ^{238}Pu , в том числе о реакциях радиационного захвата в ^{236}U и ^{237}Np . Скорости этих реакций в топливе экспериментально определяют активационным методом путем регистрации γ -излучения их продуктов (^{237}U и ^{238}Np). Использование современных гамма-спектрометров дает возможность выделить излучения этих изотопов на фоне излучения продуктов реакции деления. Обычно регистрируются γ -кванты, испускаемые при распаде с наибольшей вероятностью (этим достигается минимальная статистическая ошибка) и обладающие высокой проникающей способностью (поправка на поглощение излучения внутри образца мала).

При измерениях скоростей реакций $^{236}\text{U}(n, \gamma)$ и $^{237}\text{Np}(n, \gamma)$ эти условия лучше всего выполняются при регистрации γ -квантов с энергией 208 кэВ при распаде ^{237}U и с энергией 984 кэВ при распаде ^{238}Np . Анализ опубликованных данных о вероятности испускания этих квантов [1-4] приводит к следующим выводам:

- 1) неопределенность рекомендуемых величин оценивается, как не превышающая 10%;
- 2) величины, рекомендуемые разными авторами, различаются на 20% для ^{238}Np и на 7% для ^{237}U .

Таким образом, определяющий вклад в погрешность результатов опытов вносит неопределенность данных о вероятности испускания регистрируемых γ -квантов. Цель настоящей работы - уточнение данных о вероятности испускания γ -квантов с энергией 208 кэВ при распаде ^{237}U и γ -квантов с энергией 984 кэВ при распаде ^{238}Np . Использовались образцы указанных изотопов (масса 4,5 мг, чистота 100%), заключенные в капсулы из оргстекла. Образцы облучались потоком нейтронов в тепловой колонне реактора Ψ -1 ИАЭ им.и.В.Курчатова. Искомую величину абсолютной интенсивности γ -квантов определяли по формуле

$$I_{\text{абс}}^i = \frac{A_i^j}{N_j \sigma_{\text{р}}^j n \nu_0 g_c^j [1 - \exp(-\lambda t_0)] \exp(-\lambda t_1) \epsilon_i} (1 - 1/R_{\text{Cd}}^j),$$

где A_i^j - полное число импульсов, зарегистрированных в фотопике, образованном i -ми γ -квантами при измерениях с образцом j -го изотопа; N_j - число ядер изотопа j в образце; $\sigma_{\text{р}}^j$ - сечение радиационного захвата тепловых нейтронов j -м изотопом; g_c^j - соответствующий фактор Весткотта; $n \nu_0$ - поток тепловых нейтронов через образцы; λ - постоянная распада исследуемого изотопа; t_0 - длительность облучения; t_1 - интервал времени от момента окончания облучения до момента измерения; ϵ_i - вероятность регистрации i -х γ -квантов (определялась путем калибровки спектрометра с помощью набора стандартных источников); $1 - 1/R_{\text{Cd}}^j$ - поправка, учитывающая вклад эпитепловых нейтронов в активацию образца (определялась по измерению кадмиевого отношения для соответствующих реакций в тепловой колонне).

Гамма-спектры облученных образцов измерялись с помощью Ge(Li)-спектрометра. В табл.1 приведены данные о компонентах погрешности определения вероятностей испускания γ -квантов с энергией 208 кэВ при распаде ^{237}U и с энергией 984 кэВ при распаде ^{238}Np . В табл.2 результаты настоящей работы сравниваются с данными других авторов. Из таблицы видно, что результаты настоящей работы согласуются с ранее полученными данными и их использование позволит уточнить рекомендованные значения.

Таблица 1

Составляющие погрешности определения вероятностей испускания γ -квантов

Параметр	Погрешность, %	Работа
A_i для ^{237}U	1,2	Настоящая
A_i для ^{238}Np	0,6	"
b_{γ} для ^{236}U	5,76	[5]
b_{γ} для ^{237}Np	2	[5]
N_i	0,8	Настоящая
ϵ_i	1,87	"
$n\nu_0$	2	"
$t-1/R_{\text{Cd}}$	<0,01	"

Таблица 2

Абсолютная интенсивность γ -квантов с энергией 208 кэВ при распаде ^{237}U и с энергией 984 кэВ при распаде ^{238}Np

Работа	$I_{\gamma\text{abs}}, \%$	
	^{237}U	^{238}Np
Настоящая	21,5 \pm 1,4	22,7 \pm 0,7
[1]	23	20
[2]	23,3	24,0
[3]	22	23,8
[4]	21,7	23,8

Список литературы

1. Lederer C.M. et al. Table of Isotopes. 6th ed., 1967.
2. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1974, v.13, p.89-292.
3. Report IAEA TECDOC-232.
4. Bels U., Westmeier W. Gamma-ray catalog GSI 79-2, 1979.
5. Горбачёв В.М. и др. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов. М.: Атомиздат, 1976.

Статья поступила в редакцию 23 октября 1981г.

УДК 539.171

ПОСТРОЕНИЕ ТАБЛИЦЫ МАСС ДЛЯ СОГЛАСОВАННОГО НАБОРА АТОМОВ

В.К. Бодулинский, А.Е. Игнаточкин,
А.И. Хованович, Д.Е. Чукарев

THE MASS TABLE FOR THE CONSISTENT ATOMS' SET. The atomic mass table was formed for the atomic set, which is characterized with the maximale reliability while consisting with all over the experimental data. The table is based on the following: in author's view the most reliable experimental data for mass doublets, nuclear reaction energies and radioactive decay energies; the least squares fit for processing of these experimental data; the test of the internal data consistency. Methodological and statistical criteria discussed in the paper allow to select 752 atoms for the consistent set. The masses of the atoms are incorporated in 2480 experimental relations. Besides of the masses, mass excesses and binding energies for each of the atom the table contains 474 beta-decay energies.

Для обеспечения единства измерений при физических исследованиях необходимо использовать оцененные, т.е. согласованные с известной достоверностью со всей совокупностью экспериментальных данных значения масс атомов и связанных с ними величин. К этим величинам относятся избыток мас-

сы, определяемый как разность между массой атома и его массовым числом, энергия связи, энергия β -распада. Исходя из чисто теоретических предпосылок, рассчитать значения масс атомов с достаточной точностью не представляется возможным. Полуэмпирические формулы тоже пока не обеспечивают высокой точности. Отдельные работы по эмпирическому определению масс атомов не дают основания считать их результаты достаточно достоверными, поскольку всегда существует вероятность присутствия неучтенной систематической ошибки.

Для повышения достоверности необходим комплексный подход ко всему имеющемуся экспериментальному материалу. Такой подход осуществлен в работе А.Валстры и К.Боса [1], которым удалось на основе анализа и обобщения многочисленных первичных экспериментальных данных получить таблицы масс атомов [2] с точностью, превышающей точность, достигнутую в отдельных работах. Однако детальное рассмотрение принципов, положенных в основу оценки масс атомов [1], показывает, что полученные результаты обладают неравнозначной достоверностью. Кроме того, с тех пор опубликовано много новых данных.

В настоящей работе определены критерии построения набора атомов с согласованными массами (АСМ) на основе заданной совокупности экспериментального материала, а также уточнены значения и погрешности масс АСМ и связанных с ними избытка массы, энергии связи и энергии β -распада. Полученные данные могут найти широкое применение при исследованиях в области теоретической и экспериментальной физики, а также ядерной энергетики.

Критерии построения набора атомов с согласованными массами и методика оценки

К настоящему времени накоплено большое число результатов измерений масс-дублетов и энерговыделений в ядерных реакциях и радиоактивных превращениях. Учитывая, что современный эксперимент определяет лишь разности масс (энергий) атомов, а не их абсолютные значения, все эти результаты можно разделить на два набора. К первому из них отнесем такие результаты, которые в совокупности связывают массу каждого из атомов, фигурирующих в наборе в виде разностей, с массами не менее чем двух других атомов, причем существующий экспериментальный материал согласуется между собой с заданной достоверностью. Все остальные результаты должны быть отнесены ко второму набору. В самом деле, если имеется лишь одно определение подобной разности, то всегда, за исключением масс-спектрометрических определений для стабильных нуклидов, существует вероятность принять за энергию перехода между основными состояниями атомных ядер энергию перехода в возбужденное состояние. Такие случаи могут возникать из-за недостаточно точного знания систем ядерных переходов. Исключить указанный источник недостоверности или, по крайней мере, учесть его в приводимой погрешности для массы атома возможно только путем взаимного сопоставления данных, т.е. только для результатов из первого набора. Критерием при таком сопоставлении выбрали соответствие оцененных величин масс каждому из использованных экспериментальных результатов в пределах трех скорректированных стандартных отклонений этого результата. Более детально этот критерий обсуждается ниже.

К АСМ предлагается относить только те атомы, массы которых определяются первым набором экспериментальных результатов. Для формального определения АСМ потребуется несколько основных понятий. С любым рассматриваемым измерением сопоставляется уравнение процесса, связывающее значение некоторой линейной комбинации атомных масс M_i с величиной энергии процесса Q_j , имеющей стандартное отклонение $\sigma_j(Q)$:

$$\sum_i \rho_{ij} M_i = Q_j \pm \sigma_j(Q), \quad (1)$$

в котором предполагается, что коэффициенты ρ_{ij} отличаются от нуля целыми числами, а суммирование выполняется по атомным массам, связанным данным процессом.

Определение 1. Два уравнения процессов называются подобными по отношению к паре атомов i и k , если существует линейная комбинация этих уравнений, одновременно не содержащая ни M_i , ни M_k .

Определение 2. Парно подобными относительно пары атомов i и k поднаборами назовем подмножество уравнений процессов, любая пара элементов которого подобна по отношению к паре атомов

i и k . Таким образом, каждое уравнение процесса, связывающее n атомов, может быть отнесено к $n(n-1)/2$ таким поднабором.

Определение 3. Атом i называется независимым, если не существует такого попарно подобного поднабора, который включает сразу все присутствующие в полном наборе уравнения, содержащие M_i . Учитывалось, что атом нуклида ^{12}C является независимым, поскольку его масса служит основой шкалы атомных единиц массы (а.е.м.).

Определение 4. Атом нуклида i формально относится к АСМ, если выполняется хотя бы одно из перечисленных условий:

- он является независимым;
- имеется не менее двух содержащих его уравнений, которые группируются в попарно подобный поднабор только в комбинациях с независимыми атомами, массы которых известны с пренебрежимо малой погрешностью;
- он стабилен, и имеется одно или более масс-спектрометрических измерений его массы относительно комбинации масс независимых атомов.

После рассмотрения всего исходного набора результатов и выявления атомов нуклидов, не удовлетворяющих определению 4, содержащие их уравнения исключаются из рассмотрения, а совокупность оставшихся вновь подвергается такому же рассмотрению. Процесс повторяется до тех пор, пока не будет сформирован набор уравнений, связывающих только атомы, удовлетворяющие определению 4. Только из него определяются значения масс и проверяется их согласованность с каждым из входящих в этот набор уравнений. Если из оценки по любым причинам требуется исключить тот или иной атом или уравнение, оставшийся набор вновь подвергается обработке по описанной методике. К атомам со стандартными массами отнесены атомы, связанные итоговым набором результатов, использованных в настоящей оценке.

По формальному признаку наше определение АСМ подобно так называемой категории первичных данных, определенной в работе [1]. По этой причине в настоящую оценку включена значительная часть первичных данных непосредственно в том виде, в котором они приводятся в работе [1], и в таком смысле настоящие данные в определенной степени сохраняют преимущество с указанной работой. Кроме того, были использованы данные 164 работ, как опубликованных после периода, охваченного в работе [1], так и относящихся к этому периоду, но не охваченных указанной оценкой по каким-либо причинам. В результате включения новых данных, а также в связи с несогласием с аргументацией работы [1] потребовалось выполнить дополнительную процедуру согласования, принципы которой описываются ниже. В результате данные, использованные в работах [1,2] как первичные, были протрактованы в нашей оценке как недостоверные или не относящиеся к набору АСМ. Наоборот, часть данных [1], объявленных недостоверными, посчитали целесообразным включить в оценку. Исключение части данных, использованных в работах [1,2], потребовало ввести цитированные, но не использованные данные с меньшей точностью, а включение новых данных позволило также ввести в оценку часть уравнений, определенных в работе [1] как вторичные и даже более высоких порядков, поскольку в совокупности с новыми данными они стали удовлетворять требованиям к элементам набора уравнений для определения масс АСМ.

При рассмотрении новых результатов авторы настоящей работы стремились максимально выделить вклад, вносимый конкретной работой. Например, для некоторых измерений выполнялась калибровка по одному процессу, известному из другой работы либо из оценки. Используя такие данные, авторы брали не абсолютные значения энергии процесса, а их разности между измеряемым и калибровочным процессами. От некоторых результатов пришлось отказаться по той причине, что калибровка выполнялась по атомам, не принадлежащим АСМ.

Для согласования набора использованы те же средства, что и в работах [1,2]: коррекция стандартных отклонений масс-спектрометрических измерений с помощью множителей C_j и исключение из оценки недостоверных уравнений. Широко использованный в работе [1] метод усреднения подобных уравнений не применялся, поскольку выяснено, что он во многих случаях приводит к неоправданно оптимистической погрешности среднего. Применение так же, как и в работе [1], множителей C_j для коррекции стандартных отклонений масс-спектрометрических результатов отражает отмечаемый во многих работах факт, что некоторые подобные данные, полученные на разных установках, по различным причинам значительно отличаются друг от друга. В данной оценке предпочтение отдавалось тем дублетам, измерение которых выполнялось циклами, позволявшими для данных, полученных на одной и

той же установке, проводить проверку отсутствия систематических погрешностей путем построения замкнутых цепей. Вероятно, наиболее безупречными с методической стороны среди всех проанализированных данных этого типа являются результаты Сухумского физико-технического института (лаборатория Р.А. Демирханова). Этим данным, не входящим в оценку работы [1], авторы не присваивали корректирующих множителей, за исключением дублетов, определяющих ^{67}Zn , которым потребовалось присвоить $C_j = 2,5$. Вместе с тем оказалось необходимым присвоить $C_j = 2,5$ всем результатам, полученным группой из Канады (К.С. Шарма, К.С. Козиер и др.). Кроме того, в нескольких случаях были пересмотрены веса масс-дублетов, присвоенные в работе [1].

При анализе достоверности всех рассматриваемых результатов учитывались критерии двойного рода. Во внимание принимались особенности методики, использованное оборудование, а также (что наиболее важно) степень привлечения теоретических и модельных представлений для пересчета непосредственно полученной из опыта величины в необходимую для оценки энергии исследуемого процесса. По последнему признаку при возникновении конфликтных ситуаций среди уравнений, описывающих ядерные процессы, мы прежде всего отказывались от результатов измерения энергий захвата электрона. В частности, этим объясняется значительное расхождение данных настоящей работы с данными работы [2] в районе ^{153}Gd .

Помимо указанных физико-методических критериев, применяемых к отдельным результатам, использовали и статистический критерий, реализующий преимущества сформулированного выше определения набора АСМ. Требование, чтобы модули невязок

$$(Q_j - \sum_i \rho_{ij} M_i) / C_j \sigma_j(Q) \quad (2)$$

не превышали 3, качественно соответствует тому, чтобы и в относительно небольших поднаборах использованного набора уравнений (при разумной фиксации не определяемых данным поднабором масс) распределение невязок подчинялось закону Гаусса с единичной дисперсией. Следовательно, невыполнение этого условия можно трактовать как значимое рассогласование в таком небольшом поднаборе. Особое внимание в таких ситуациях обращалось на атомы, массы которых определяются только двумя уравнениями. При невыполнении статистического критерия в таких случаях атом, как и оба определяющих его массу уравнения, безусловно исключались из анализа как данные, достоверность которых не могла быть оценена. Например, по этому признаку исключен атом ^{60}Co , масса которого оценкой работ [1,2] определена со стандартным отклонением в 14 кэВ (в энергетических единицах) на основе двух измерений, результаты которых рассогласуются примерно на 145 кэВ.

Для атомов, массы которых определялись более чем двумя уравнениями, статистический критерий на практике применялся только в сочетании с физико-методическими, играя вспомогательную роль при выявлении конфликтной ситуации. При наличии трех и более измерений на практике всегда имелась возможность локализовать и исключить из рассмотрения наиболее сомнительное измерение, исходя из физико-методических критериев. Таким образом, вместо использованного [1] усреднения подобных рассогласующихся уравнений была применена более жесткая и последовательная система требований к достоверности включаемых в рассмотрение экспериментальных результатов.

Необходимо подчеркнуть, что в процессе согласования пристальное внимание уделялось выявлению истинного источника конфликта. При этом описанный статистический критерий применялся к подмножествам набора данных, охватывающим в сложных случаях до нескольких десятков атомов, и далеко не всегда конфликт вызывался теми измерениями, для уравнений которых возникла большая неувязка.

Детальное изложение результатов применения настоящей методики и их сравнение с другими оценками выходят за рамки настоящей работы. Согласование данных выполнялось в областях, содержащих нуклиды с массовыми числами 3, 46-50, 55-67, 82, 87-89, 94, 104-106, 149-153, 159, 175, 180-181, 198-200, 205-206, 249.

Построенный авторами набор данных для определения масс АСМ охватывал 2480 экспериментальных результатов, связывающих массы атомов 752 нуклидов, включая ^{12}C . Из этих данных обычным путем была построена система нормальных уравнений. Для определения масс использовался метод наименьших квадратов [3]. В процессе вычисления были использованы две фундаментальные постоянные: масса атома нуклида $^{12}\text{C} = 12$ а.е.м. (точно) и коэффициент перевода энергетических единиц в массовые

$$K \pm \sigma(K) = (1073535,5 \pm 3,0) \cdot 10^{-9} \text{ а.е.м./мэВ}, \quad (3)$$

полученный из значения $1/K$, приведенного в работе [4]. Перевод в а.е.м. был выбран в связи с тем, что стандартное отклонение $\sigma(K)$ сравнимо с погрешностями наиболее точных масс-спектрометрических измерений, результаты которых даны в а.е.м.

Методика вычислений и структура таблиц атомных масс

В качестве оцениваемых параметров были выбраны избытки масс, т.е. разности массы атома и его массового числа:

$$\mu = M - A, \quad (4)$$

где μ - избыток массы; M - масса атома; A - его массовое число. Если это было необходимо, уравнения преобразовывались так, чтобы они зависели от избытков масс. Очевидно, что такая обработка не вносила возмущений в стандартные отклонения.

Если уравнения исходной системы (1), преобразованные в а.е.м. и записанные через избытки масс μ_i , имеют вид суммы по всем N атомам, входящим в набор АСМ:

$$\sum_{i=1}^N \ell_{ij} \mu_i = z_j \pm \sigma_j(z) \quad (j = 1, 2, \dots, J), \quad (5)$$

где в отличие от выражения (1) для отсутствующих коэффициентов ℓ_{ij} приняты нулевые значения, то система нормальных уравнений запишется как

$$\sum_{k=1}^N a_{km} \mu_m = R_k, \quad (6)$$

где

$$a_{km} = \sum_{j=1}^J \ell_{kj} \ell_{mj} / [C_j \sigma_j(z)]^2; \quad (7)$$

$$R_k = \sum_{j=1}^J \ell_{kj} z_j / [C_j \sigma_j(z)]^2. \quad (8)$$

Для получения ковариационной матрицы a_{km}^{-1} использовался специально разработанный алгоритм обращения, прототипом которого послужил алгоритм 426 [5], имеющий много общего с методикой, описанной в работе [6]. Существенным отличием нашей реализации является четырехкратное сокращение необходимого рабочего поля (основанное на том, что обрабатываемая матрица является симметричной и положительно определенной), а также принятие мер для оптимизации времени работы алгоритма в случае разреженных матриц.

Вычисления выполнялись с использованием ЭВМ 1010Б, оснащенной системой специализированного математического обеспечения, прототипом которого является Basic Fortran-1010В [7]. В расчетах применялись ускоренные подпрограммы арифметики с плавающей точкой, имеющие более высокую, чем в работе [7], точность при неизменном представлении числа. Под одно вещественное число отводилось 5 байтов, 4 из которых (32 двоичных разряда) использовались для представления мантиссы. Округление методом отбрасывания младших разрядов, переполняющих разрядную сетку, и нормализация результата выполнялись после каждой арифметической операции.

Рабочее поле обращения матрицы 751-го порядка для нашего алгоритма имеет объем около 1,4 Мбайта, что позволяет разместить его на имеющихся магнитных дисках с суммарной емкостью 1,5 Мбайта. Для уменьшения погрешностей округления при вычислениях обратной матрицы применялось специальное упорядочение переменных, благодаря которому среднее число операций над элементом сокращалось примерно в три раза.

Решение системы нормальных уравнений получалось умножением ковариационной матрицы a_{km}^{-1} на столбец R_k (8). В этом процессе для повышения точности моделировалась арифметика с фиксированной точкой. Оценка точности соответствия набора полученных решений минимуму величины

$$\chi^2 = \frac{1}{J-N} \sum_{j=1}^J \left(\sum_{i=1}^N e_{ij} \mu_i - z_j \right)^2 / [c_j \sigma_j(z)]^2 \quad (9)$$

дала для среднего модуля погрешностей вычисленных параметров $\delta \mu_i$ величину

$$\left[\delta \mu_i / \sigma_i(\mu) \right] \sim 0,5, \quad (10)$$

где $\sigma_i(\mu) = \sqrt{a_{ii}^{-1}}$ - стандартное отклонение i -го оцениваемого параметра. В целях дополнительного контроля описанным методом был обработан набор уравнений [1], использованный для получения таблиц [2]. Сравнение контрольных результатов авторов с таблицами работы [2] показало, что согласие между ними намного лучше, чем следует из выражения (10). Поскольку данные о степени точности минимизации χ^2 при построении таблиц [2] отсутствуют, из этого можно сделать лишь вывод о высокой степени эквивалентности сравниваемых вычислительных процессов.

Для нашего набора данных расчет χ^2 привел к результату

$$\chi^2 = 0,895, \quad (11)$$

поэтому для стандартных отклонений избытков масс коэффициент Бирджа не вводился.

Результаты вычислений представлены в таблице. АСМ упорядочены по массовым числам A , а в пределах постоянного A - по заряду Z . В графе N указано число нейтронов в ядре, в графе Z - его заряд. В графе "Атом" представлены массовое число A и химический символ элемента. Данные для графы "масса атома" получены в а.е.м. путем сложения A с вычисленными избытками масс. При сложении принимались меры, предотвращающие потерю младших значащих цифр суммы. Приводимое в этой же графе в скобках стандартное отклонение соответствует $\sigma_i(\mu)$, округленному до двух цифр, если эти цифры представляют число, не превышающее 25, или до одной цифры - в других случаях. Всюду стандартные отклонения приведены в единицах младшей цифры соответствующего результата. Графа "избыток массы" содержит результаты согласования, выраженные в килоэлектронвольтах. Поскольку перевод выполнялся с помощью коэффициента (3), стандартное отклонение для избытков массы вычислялось по закону

$$\sigma_i(\mu/K) = \sigma_i(\mu)/K \sqrt{[\sigma(K)/K]^2 + [\sigma_i(\mu)/\mu_i]^2}. \quad (12)$$

В графе "Энергия связи" представлена величина

$$E_{сб}(A,Z) = Z\mu_H + N\mu_n - \mu(A,Z), \quad (13)$$

где энергии связи выражены в килоэлектронвольтах; μ_H - избыток массы атома водорода; μ_n - избыток массы нейтрона.

В графе "Энергия бета-распада" приводится величина

$$E_{\beta}(A,Z) = \mu(A,Z) - \mu(A,Z+1). \quad (14)$$

Положительное значение $E_{\beta}(A,Z)$ соответствует β^- -распаду атома (A,Z) в атом $(A, Z+1)$, отрицательное - разрешенному переходу атома $(A, Z+1)$ в атом (A,Z) . Эта величина не могла быть вычислена, если атом $(A, Z+1)$ не входил в набор АСМ, и в таких случаях данная графа оставлена незаполненной. Энергии β -распада выражены в килоэлектронвольтах.

Стандартные отклонения для последних двух граф вычислялись по методу оценки стандартных отклонений для функций случайных величин, описанному, например, в работе [8]. Если

$$E = E(\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_L), \quad (15)$$

то стандартное отклонение

$$\sigma(E) = \left(\sum_{i=1}^L \sum_{j=1}^L \frac{\partial E}{\partial \mu_i} \frac{\partial E}{\partial \mu_j} a_{ij}^{-1} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

Величины $\sigma_i(E/K)$ получены из $\sigma_i(E)$ по формуле, аналогичной (12).

Сцененные значения масс и связанных с ними величин для согласованного набора атомов

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.	Избыток массы, кэВ	Энергия связи, кэВ	Энергия бета- распада, кэВ
1	0	1N0	1,008664912 (19)	8071,38 (3)	0 (0)	782,345 (16)
0	1	1H	1,007825037 (10)	7289,034 (22)	0 (0)	
1	1	2H	2,014101783 (20)	13135,83 (4)	2224,5 (16)	
2	1	3H	3,01604927 (3)	14949,92 (5)	8481,8 (4)	18,604 (10)
1	2	3HF	3,01602930 (3)	14931,32 (5)	7718,1 (3)	
2	2	4HF	4,00260325 (5)	2424,93 (4)	28295,9 (9)	
4	2	6HF	6,0188868 (9)	17594,1 (9)	29270,5 (9)	3506,6 (7)
3	3	6LI	6,0151224 (7)	14086,5 (6)	31994,7 (6)	
4	3	7LI	7,0160038 (8)	14907,5 (8)	39245,1 (8)	-861,89 (7)
3	4	7BF	7,0169290 (8)	15769,4 (8)	37600,8 (8)	
6	2	8HF	8,033922 (7)	31599 (7)	31408 (7)	10654 (7)
5	3	8LI	8,0224864 (9)	20946,1 (8)	41277,9 (8)	16004,4 (8)
4	4	8BF	8,00530513 (11)	4941,74 (10)	56499,9 (18)	-17979,5 (12)
3	5	8B	8,0246068 (13)	22921,2 (12)	37738,1 (12)	-12172 (24)
2	6	8C	8,03767 (3)	35093 (24)	24784 (24)	
6	3	9LI	9,0267893 (21)	24954,3 (20)	45341,1 (20)	13606,5 (19)
5	4	9BF	9,0121823 (4)	11347,8 (4)	58165,2 (4)	
3	6	9C	9,031038 (4)	28912 (4)	39036 (4)	
6	4	10BF	10,0135343 (4)	12607,2 (4)	64977,2 (4)	555,6 (6)
5	5	10B	10,0129378 (5)	12051,6 (5)	64750,4 (5)	
8	3	11LI	11,04395 (13)	40940 (120)	45500 (120)	20760 (120)
7	4	11BF	11,021659 (7)	20176 (6)	65480 (6)	11508 (6)
6	5	11B	11,0093052 (5)	8667,9 (4)	76205,6 (5)	-1982,3 (8)
5	6	11C	11,0114333 (10)	10650,1 (9)	73441,0 (9)	

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.	Избыток массы, кэВ	Энергия связи, кэВ	Энергия бета- распада, кэВ
8	4	12BF	12,026916 (15)	25072 (14)	68655 (14)	11703 (14)
7	5	12B	12,0143526 (14)	13369,5 (13)	79575,3 (13)	13369,5 (13)
6	6	12C	12,000000 (0)	0 (0)	92162,5 (3)	-17338,0 (10)
5	7	12N	12,0186130 (10)	17338,0 (10)	74042,1 (10)	
7	6	13C	13,003354847 (16)	3125,045 (18)	97108,8 (3)	-2220,22 (18)
6	7	13N	13,00573833 (19)	5345,26 (18)	94106,3 (3)	
8	6	14C	14,003241985 (23)	5019,915 (23)	105285,3 (3)	156,473 (9)
7	7	14N	14,003074006 (22)	2863,441 (22)	104659,5 (3)	-5144,0 (3)
6	8	14O	14,0085962 (3)	8007,4 (3)	98733,2 (4)	
8	7	15N	15,00010896 (4)	101,49 (3)	115492,8 (4)	-2754,0 (7)
7	8	15O	15,0030654 (8)	2855,5 (7)	111956,5 (8)	
9	7	16N	16,0060996 (25)	5681,7 (23)	117983,9 (24)	10418,8 (23)
8	8	16O	15,99491463 (4)	-4737,03 (4)	127620,3 (4)	
9	8	17O	16,9991305 (8)	-809,9 (7)	131764,6 (8)	-2761,6 (8)
8	9	17F	17,00209517 (20)	1951,65 (19)	128220,7 (4)	
10	8	18O	17,9991594 (3)	-783,0 (3)	139809,1 (5)	-1655,6 (6)
9	9	18F	18,0009367 (7)	872,6 (7)	137371,2 (8)	-4447 (4)
8	10	18NF	18,005710 (5)	5319 (4)	132142 (4)	
12	7	19N	19,01696 (9)	15790 (90)	132090 (90)	12460 (90)
11	8	19O	19,003576 (3)	3331 (3)	143766 (3)	4819 (3)
10	9	19F	18,99840323 (14)	-1487,40 (13)	147802,5 (5)	
11	9	20F	19,9999816 (6)	-17,1 (6)	154403,6 (7)	7025,9 (7)
10	10	20NF	19,9924390 (5)	-7043,1 (5)	160647,2 (7)	
13	8	21O	21,00873 (5)	8130 (40)	155110 (40)	8180 (40)
12	9	21F	20,999949 (8)	-47 (7)	162505 (7)	5686 (7)
11	10	21NF	20,9938452 (12)	-5733,2 (11)	167408,7 (12)	

12	10	22NE	21,9913836	(6)	-8026,2	(5)	177773,1	(7)	-2842,1	(5)
11	11	22NA	21,9944347	(7)	-5184,1	(7)	174148,6	(9)	-4789,2	(19)
10	12	22MG	21,9995761	(19)	-394,8	(18)	168577,0	(19)		
12	11	23NA	22,9897689	(8)	-9530,3	(8)	186566,2	(10)	-4058,8	(14)
11	12	23MG	22,9941261	(15)	-5471,5	(14)	181725,1	(16)		
13	11	24NA	23,9909627	(8)	-8418,3	(8)	193525,6	(10)	5513,2	(6)
12	12	24MG	23,9850440	(7)	-13931,5	(6)	198256,5	(9)	-13878	(4)
11	13	24AL	23,999942	(4)	-54	(4)	183597	(4)	-10821	(22)
10	14	24SI	24,011558	(23)	10767	(22)	171994	(22)		
15	10	25NE	24,99769	(10)	-2150	(90)	196110	(90)	7200	(100)
14	11	25NA	24,989954	(7)	-9357	(7)	202536	(7)	3833	(7)
13	12	25MG	24,9858394	(7)	-13190,6	(6)	205586,9	(9)		
15	11	26NA	25,992606	(24)	-6888	(23)	208138	(23)	9324	(23)
14	12	26MG	25,9825958	(7)	-16212,0	(7)	216679,8	(9)	-4004,8	(4)
13	13	26AL	25,9868951	(8)	-12207,3	(7)	211892,6	(10)		
16	11	27NA	26,99396	(8)	-5630	(80)	214950	(80)	8960	(80)
15	12	27MG	26,9843429	(13)	-14584,6	(12)	223123,7	(14)	2610,6	(10)
14	13	27AL	26,9815403	(7)	-17195,3	(6)	224952,0	(9)		
17	11	28NA	27,99879	(13)	-1130	(120)	218520	(120)		
14	14	28SI	27,9769279	(6)	-21491,7	(6)	236537,5	(9)		
18	11	29NA	29,00286	(16)	2660	(150)	222800	(150)	13310	(160)
17	12	29MG	28,98857	(6)	-10650	(50)	235330	(50)	7560	(50)
16	13	29AL	28,980448	(6)	-18213	(5)	242113	(5)	3681	(5)
15	14	29SI	28,9764961	(7)	-21893,9	(6)	245011,1	(10)		
19	11	30NA	30,0090	(3)	8400	(300)	225200	(300)		
16	14	30SI	29,9737713	(7)	-24432,1	(6)	255620,6	(10)	-4227	(3)
15	15	30P	29,978309	(3)	-20205	(3)	250611	(3)		
16	15	31P	30,9737628	(6)	-24440,0	(6)	262917,5	(10)	-5395,1	(16)
15	16	31S	30,9795547	(17)	-19044,8	(16)	256740,1	(18)		
17	15	32P	31,9739073	(8)	-24305,4	(7)	270854,4	(11)	1710,4	(6)
16	16	32S	31,9720711	(5)	-26015,8	(5)	271782,5	(10)	-12687	(6)
15	17	32CL	31,985691	(7)	-13329	(7)	258313	(7)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома,		Избыток массы,		Энергия связи,		Энергия бета-	
			а.е.м.		кэВ		кэВ		распада, кэВ	
17	16	33S	32,9714591	(5)	-26585,9	(5)	280423,9	(10)		
19	15	34P	33,973632	(9)	-24562	(9)	287253	(9)	5370	(9)
18	16	34S	33,9678679	(3)	-29931,1	(3)	291840,5	(9)	-5492,3	(3)
17	17	34Cl	33,9737641	(4)	-24438,8	(4)	285565,8	(10)		
19	16	35S	34,96903255	(21)	-28846,23	(21)	298827,0	(9)	167,49	(18)
18	17	35Cl	34,96885274	(6)	-29013,72	(10)	298212,1	(9)		
20	16	36S	35,9670790	(16)	-30665,9	(15)	308718,1	(18)	-1144,0	(15)
19	17	36Cl	35,96830711	(8)	-29521,98	(11)	306791,8	(10)	709,4	(3)
18	18	36AR	35,9675456	(3)	-30231,3	(3)	306718,8	(10)	-12806	(8)
17	19	36K	35,981293	(9)	-17426	(8)	293131	(8)	-10980	(40)
16	20	36CA	35,99308	(4)	-6450	(40)	281370	(40)		
21	16	37S	36,971133	(17)	-26889	(16)	313013	(16)	4872	(16)
20	17	37Cl	36,96590257	(9)	-31761,81	(12)	317103,0	(10)	-813,9	(5)
19	18	37AR	36,9667763	(6)	-30948,0	(5)	315506,8	(11)	-6148,5	(15)
18	19	37K	36,9733769	(15)	-24799,4	(14)	308575,9	(17)		
20	18	38AR	37,9627321	(8)	-34715,1	(8)	327345,3	(13)	-5912,7	(7)
19	19	38K	37,9690797	(10)	-28802,3	(10)	320650,2	(14)		
22	17	39Cl	38,968006	(20)	-29803	(18)	331287	(18)	3438	(18)
21	18	39AR	38,964315	(5)	-33241	(5)	333942	(5)	565	(5)
20	19	39K	38,9637077	(8)	-33806,3	(8)	333725,5	(13)	-6530,8	(18)
19	20	39CA	38,9707188	(21)	-27275,5	(19)	326412,4	(22)		
22	18	40AR	39,9623829	(7)	-35040,4	(7)	343813,3	(13)	-1505,0	(6)
21	19	40K	39,9639986	(8)	-33535,4	(8)	341526,0	(13)	1311,7	(5)
20	20	40CA	39,9625904	(9)	-34847,1	(8)	342055,4	(13)		

40

23	18	41AR	40,9645005	(10)	-33067,9	(9)	349912,2	(14)	2492,0	(8)
22	19	41K	40,9618253	(9)	-35559,8	(8)	351621,8	(13)	-421,4	(4)
21	20	41CA	40,9622777	(9)	-35138,4	(8)	350418,0	(13)		
23	19	42K	41,9624015	(13)	-35023,1	(12)	359156,4	(16)	3522,0	(15)
22	20	42CA	41,9586205	(14)	-38545,0	(13)	361896,1	(17)	-6423,6	(4)
21	21	42SC	41,9655165	(15)	-32121,4	(14)	354690,1	(17)		
23	20	43CA	42,9587691	(14)	-38406,7	(13)	369829,1	(17)	-2220,5	(19)
22	21	43SC	42,9611529	(25)	-36186,2	(23)	366826	(3)	-6866	(7)
21	22	43TT	42,968523	(7)	-29320	(7)	359178	(7)		
24	20	44CA	43,9554832	(14)	-41467,5	(13)	380961,3	(17)	-3655,5	(20)
23	21	44SC	43,9594075	(25)	-37812,0	(23)	376523	(3)	-265	(4)
22	22	44TT	43,959692	(3)	-37547	(3)	375476	(3)		
25	20	45CA	44,9561881	(14)	-40810,9	(13)	388376,1	(17)	257,5	(9)
24	21	45SC	44,9559116	(12)	-41068,4	(12)	387851,2	(17)		
26	20	46CA	45,953689	(4)	-43139	(4)	398775	(4)	-1381	(4)
25	21	46SC	45,9551718	(13)	-41757,5	(13)	396611,7	(17)	2367,3	(8)
24	22	46TT	45,9526304	(12)	-44124,9	(11)	398196,7	(16)	-7050,9	(5)
23	23	46V	45,9601997	(13)	-37074,0	(12)	390363,5	(17)		
27	20	47CA	46,954543	(4)	-42344	(4)	406052	(4)	1988	(4)
26	21	47SC	46,9524085	(22)	-44331,6	(21)	407257,2	(24)	600,6	(19)
25	22	47TT	46,9517637	(9)	-44932,2	(9)	407075,4	(15)	-2928,9	(14)
24	23	47V	46,9549081	(16)	-42003,2	(15)	403364,1	(19)		
28	20	48CA	47,952532	(4)	-44216	(4)	415995	(4)	281	(7)
27	21	48SC	47,952231	(7)	-44497	(6)	415494	(6)	3990	(6)
26	22	48TT	47,9479473	(9)	-48487,1	(9)	418701,7	(16)	-4015	(3)
25	23	48V	47,952257	(3)	-44472	(3)	413905	(3)	-1653	(8)
24	24	48CR	47,954032	(8)	-42819	(7)	411469	(8)		
28	21	49SC	48,950022	(4)	-46554	(4)	425623	(4)	2003	(4)
27	22	49TT	48,9478714	(9)	-48557,9	(9)	426843,9	(16)	-601,8	(8)
26	23	49V	48,9485174	(13)	-47956,1	(12)	425459,8	(18)	-2626	(3)
25	24	49CR	48,951337	(3)	-45329,8	(25)	422051	(3)	-7717	(17)
24	25	49MA	48,959621	(19)	-37613	(17)	413552	(17)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.	Избыток массы, кэВ	Энергия связи, кэВ	Энергия бета- распада, кэВ
28	22	50Ti	49,9447923 (9)	-51426,1 (9)	437783,5 (16)	-2205,5 (13)
27	23	50V	49,9471599 (13)	-49220,6 (12)	434795,6 (18)	1038,3 (9)
26	24	50Cr	49,9460453 (14)	-50258,9 (13)	435051,6 (19)	-7632,0 (4)
25	25	50Mn	49,9542385 (14)	-42626,9 (13)	426637,3 (19)	
29	22	51Ti	50,9466161 (13)	-49727,1 (13)	444155,9 (19)	2473,5 (16)
28	23	51V	50,9439608 (13)	-52200,6 (12)	445847,0 (18)	-751,5 (9)
27	24	51Cr	50,9447675 (14)	-51449,1 (13)	444313,2 (19)	-3208,5 (3)
26	25	51Mn	50,9482119 (14)	-48240,7 (13)	440322,4 (19)	
29	23	52V	51,9447768 (17)	-51440,5 (16)	453158,3 (21)	3975,9 (15)
28	24	52Cr	51,9405086 (13)	-55416,4 (12)	456351,8 (19)	-4711,4 (21)
27	25	52Mn	51,9455664 (25)	-50705,0 (23)	450858 (3)	
29	24	53Cr	52,9406503 (13)	-55284,4 (12)	464291,2 (19)	-595,6 (9)
28	25	53Mn	52,9412897 (14)	-54688,7 (13)	462913,2 (20)	
30	24	54Cr	53,9388816 (13)	-56931,8 (12)	474010,0 (19)	
28	26	54Fe	53,9396113 (13)	-56252,1 (12)	471765,6 (19)	-8242,0 (5)
27	27	54Co	53,9484594 (14)	-48010,2 (13)	462741,3 (19)	
30	25	55Mn	54,9380462 (13)	-57710,1 (12)	482077,3 (19)	-231,5 (6)
29	26	55Fe	54,9382947 (13)	-57478,6 (12)	481063,5 (19)	-3450,9 (6)
28	27	55Co	54,9419994 (14)	-54027,6 (13)	476830,2 (19)	
30	26	56Fe	55,9349375 (13)	-60605,8 (12)	492262,1 (20)	-4567,5 (19)
29	27	56Co	55,9398409 (24)	-56038,3 (23)	486912 (3)	-2135 (11)
28	28	56Ni	55,942133 (12)	-53904 (11)	483995 (11)	
32	25	57Mn	56,938284 (4)	-57488 (3)	497998 (4)	2692 (3)
31	26	57Fe	56,9353941 (13)	-60180,5 (12)	499908,1 (20)	-836,2 (5)
30	27	57Co	56,9362918 (13)	-59344,2 (13)	498289,5 (20)	

32	26	58FF	57,9332758	(13)	-62153,7	(12)	509952,7	(20)	-2307,5	(12)
31	27	58CO	57,9357530	(17)	-59846,1	(16)	506862,8	(22)	380,9	(12)
30	28	58NT	57,9353442	(14)	-60227,0	(13)	506461,3	(20)		
34	25	59MN	58,94044	(3)	-55480	(30)	512130	(30)	5180	(30)
33	26	59FF	58,9348760	(16)	-60663,1	(15)	516533,5	(22)	1565,5	(11)
32	27	59CO	58,9331954	(13)	-62228,6	(12)	517316,7	(20)	-1073,1	(6)
31	28	59NT	58,9343474	(13)	-61155,5	(13)	515461,2	(20)		
34	26	60FF	59,934074	(4)	-61410	(4)	525352	(4)	239	(4)
33	27	60CO	59,9338177	(13)	-61648,9	(12)	524808,3	(20)	2823,63	(11)
32	28	60NT	59,9307864	(13)	-64472,5	(12)	526849,6	(20)		
33	28	61NT	60,9310560	(13)	-64221,5	(13)	534669,9	(21)	-2238,4	(14)
32	29	61CO	60,9334590	(18)	-61983,1	(16)	531649,2	(23)	-5636	(16)
31	30	61ZN	60,939509	(17)	-56348	(16)	525231	(16)		
34	28	62NT	61,9283439	(13)	-66747,8	(12)	545267,7	(21)	-3949	(5)
33	29	62CO	61,932583	(5)	-62799	(5)	540537	(5)		
36	27	63CO	62,933599	(20)	-61853	(19)	549227	(19)	3662	(19)
35	28	63NT	62,9296672	(13)	-65515,1	(12)	552106,3	(21)	65,89	(20)
34	29	63CO	62,9295965	(13)	-65581,0	(12)	551389,9	(21)	-3367,4	(17)
33	30	63ZN	62,9332115	(21)	-62213,6	(20)	547240	(3)		
36	28	64NT	63,9279653	(14)	-67100,4	(13)	561763,0	(21)	-1674,9	(8)
35	29	64CO	63,9297633	(15)	-65425,6	(14)	559305,8	(22)	578,0	(14)
34	30	64ZN	63,9291428	(17)	-66003,6	(16)	559101,5	(23)		
36	29	65CO	64,9277898	(18)	-67263,9	(17)	569215,6	(24)	-1352,0	(11)
35	30	65ZN	64,9292413	(17)	-65911,9	(16)	567081,2	(24)		
38	28	66NT	65,929122	(21)	-66023	(19)	576829	(19)	236	(19)
37	29	66CO	65,9288684	(20)	-66259,2	(19)	576282	(3)	2642,2	(17)
36	30	66ZN	65,9260319	(14)	-68901,4	(13)	578142,1	(22)		
39	28	67NT	66,931573	(17)	-63740	(16)	582617	(16)	3570	(17)
38	29	67CO	66,927741	(8)	-67310	(8)	585404	(8)	573	(8)
37	30	67ZN	66,9271254	(14)	-67882,8	(13)	585194,9	(22)	-1002,1	(13)
36	31	67GA	66,9282011	(17)	-66880,8	(16)	583410,5	(24)	-4222	(5)
35	32	67GF	66,932733	(5)	-62659	(5)	578406	(5)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.		Избыток массы, кэВ		Энергия связи, кэВ		Энергия бета- распада, кэВ	
38	30	68Zn	67.9248421	(15)	-70009,7	(14)	595393,1	(23)		
36	32	68Ge	67.928103	(14)	-66972	(13)	590791	(13)		
39	30	69Zn	68.9265482	(16)	-68420,5	(15)	601875,3	(23)	904,7	(25)
38	31	69Ga	68.925577	(3)	-69325,1	(24)	601998	(3)	-2225,2	(25)
37	32	69Ge	68.927966	(4)	-67100	(3)	598990	(4)	-4020	(30)
36	33	69As	68.93228	(3)	-63080	(30)	594190	(30)	-6800	(40)
35	34	69Se	68.93957	(4)	-56290	(40)	586610	(40)		
40	30	70Zn	69.925321	(3)	-69564	(3)	611090	(3)	-655,0	(15)
39	31	70Ga	69.926024	(3)	-68908,9	(25)	609653	(3)	1654	(3)
38	32	70Ge	69.9242485	(17)	-70562,6	(16)	610524,1	(25)		
41	30	71Zn	70.927721	(11)	-67328	(10)	616925	(10)	2814	(10)
40	31	71Ga	70.9247002	(23)	-70141,9	(22)	618957	(3)	-235,1	(17)
39	32	71Ge	70.9249526	(20)	-69906,8	(18)	617940	(3)	-2012	(4)
38	33	71As	70.927113	(5)	-67894	(4)	615145	(5)		
42	30	72Zn	71.926855	(7)	-68134	(6)	625803	(6)	457	(6)
41	31	72Ga	71.9263646	(25)	-68591,5	(24)	625478	(3)	3993	(3)
40	32	72Ge	71.9220779	(18)	-72584,5	(17)	628689	(3)		
38	34	72Se	71.927106	(13)	-67900	(12)	622440	(12)		
41	32	73Ge	72.9234615	(17)	-71295,7	(16)	635471,4	(25)	-345	(4)
40	33	73As	72.923832	(4)	-70951	(4)	634344	(4)	-2740	(10)
39	34	73Se	72.926773	(12)	-68211	(11)	630822	(11)	-4530	(220)
38	35	73Br	72.93164	(24)	-63680	(220)	625510	(220)	-6690	(220)
37	36	73Kr	72.93882	(15)	-56980	(140)	618030	(140)		
42	32	74Ge	73.9211762	(17)	-73424,5	(16)	645671,5	(25)	-2561,7	(18)
41	33	74As	73.9239263	(24)	-70862,8	(22)	642327	(3)	1355,9	(25)
40	34	74Se	73.9224707	(21)	-72218,7	(20)	642901	(3)		

45

42	33	75AS	74,9215892	(15)	-73039,8	(14)	652575,8	(24)	-864,9	(10)
41	34	75SF	74,9225177	(17)	-72174,9	(16)	650929	(3)		
44	32	76GF	75,9213999	(23)	-73216,1	(22)	661606	(3)	-919,7	(24)
43	33	76AS	75,9223872	(16)	-72296,5	(15)	659904	(3)	2968,7	(16)
42	34	76SF	75,9192002	(19)	-75265,2	(18)	662090	(3)		
39	37	76RR	75,9349	(3)	-60600	(300)	645100	(300)		
44	33	77AS	76,920646	(4)	-73919	(3)	669597	(4)	693	(4)
43	34	77SF	76,9199019	(19)	-74611,5	(18)	669508	(3)	-1365	(3)
42	35	77RR	76,921367	(4)	-73247	(3)	667361	(4)	-3010	(30)
41	36	77KR	76,92459	(3)	-70240	(30)	663570	(30)	-5130	(120)
40	37	77RR	76,93010	(13)	-65110	(120)	657660	(120)		
46	32	78GE	77,922852	(6)	-71863	(5)	676396	(6)	964	(10)
45	33	78AS	77,921817	(10)	-72828	(9)	676578	(10)	4209	(9)
44	34	78SF	77,9172984	(20)	-77036,7	(18)	680005	(3)		
42	36	78KR	77,920393	(4)	-74154	(4)	675558	(5)	-7060	(180)
41	37	78RR	77,92798	(19)	-67090	(180)	667710	(180)		
45	34	79SF	78,918491	(4)	-75926	(3)	686965	(4)	157	(4)
44	35	79RR	78,9183219	(24)	-76083,3	(22)	686340	(3)		
46	34	80SF	79,9165035	(25)	-77777,1	(23)	696888	(3)	-1872,9	(19)
45	35	80RR	79,9185141	(24)	-75904,2	(22)	694232	(3)	1992	(6)
44	36	80KR	79,916376	(7)	-77896	(6)	695442	(6)		
46	35	81RR	80,916290	(3)	-77976	(3)	704375	(3)		
48	34	82SF	81,916696	(4)	-77598	(3)	712851	(4)	-100	(4)
47	35	82RR	81,916804	(3)	-77497	(3)	711968	(3)	3093,4	(14)
46	36	82KR	81,913483	(3)	-80591	(3)	714279	(4)		
49	34	83SF	82,919115	(5)	-75344	(5)	718669	(5)	3670	(15)
48	35	83RR	82,915175	(15)	-79015	(14)	721557	(14)	968	(14)
47	36	83KR	82,914135	(3)	-79983	(3)	721743	(4)		
50	34	84SF	83,918462	(16)	-75953	(15)	727349	(15)	1810	(30)
49	35	84RR	83,91652	(3)	-77760	(30)	728380	(30)	4670	(30)
48	36	84KR	83,911507	(3)	-82431	(3)	732263	(3)	-2680	(3)
47	37	84RR	83,914384	(4)	-79752	(3)	728801	(4)	891	(3)
46	38	84SP	83,913427	(4)	-80643	(4)	728910	(4)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.	Избыток массы, кэВ	Энергия связи, кэВ	Энергия бета- распада, кэВ	
49	36	85KR	84,912532	(4)	-81477 (3)	739380 (4)	687,3 (20)
48	37	85RB	84,911794	(3)	-82164 (3)	739285 (4)	-1066 (7)
47	38	85SR	84,912938	(7)	-81098 (7)	737436 (7)	
50	36	86KR	85,910615	(5)	-83262 (4)	749236 (5)	-519 (5)
49	37	86RB	85,911172	(3)	-82743 (3)	747935 (4)	1775,2 (19)
48	38	86SR	85,909267	(3)	-84518 (3)	748928 (3)	
51	36	87KR	86,913359	(5)	-80706 (4)	754752 (5)	3897 (4)
50	37	87RB	86,909176	(3)	-84603 (3)	757866 (4)	272,3 (18)
49	38	87SR	86,908883	(3)	-84875 (3)	757356 (3)	-1861,3 (14)
48	39	87Y	86,910881	(3)	-83014 (3)	754713 (4)	-3664 (9)
47	40	87ZR	86,914815	(9)	-79350 (8)	750266 (9)	
52	36	88KR	87,914452	(15)	-79688 (14)	761805 (14)	2913 (14)
51	37	88RB	87,911325	(4)	-82601 (4)	763935 (5)	5316 (3)
50	38	88SR	87,905618	(3)	-87917 (3)	768469 (4)	-3621 (3)
49	39	88Y	87,909505	(5)	-84296 (4)	764066 (5)	
51	38	89SR	88,907450	(4)	-86210 (4)	774834 (5)	1492 (3)
50	39	89Y	88,905848	(3)	-87703 (3)	775544 (4)	-2836,4 (22)
49	40	89ZR	88,908893	(3)	-84866 (3)	771925 (4)	-4243 (19)
48	41	89NB	88,913448	(20)	-80624 (19)	766900 (19)	
51	39	90Y	89,907152	(4)	-86488 (3)	782401 (4)	2283,1 (25)
50	40	90ZR	89,904701	(3)	-88771 (3)	783902 (4)	
51	40	91ZR	90,905639	(3)	-87897 (3)	791099 (4)	-1255 (3)
50	41	91NB	90,906987	(4)	-86642 (4)	789061 (4)	-4440 (13)
49	42	91MO	90,911754	(13)	-82202 (12)	783839 (13)	

47

53	39	92Y	91,908935	(17)	-84827	(16)	796882	(16)	3634	(16)
52	40	92ZR	91,905035	(3)	-88460,5	(25)	799734	(4)	-2006,3	(17)
51	41	92NR	91,907188	(3)	-86454	(3)	796945	(4)	355	(4)
50	42	92MO	91,906807	(4)	-86809	(4)	796518	(4)		
53	40	93ZR	92,906471	(3)	-87122,3	(25)	806467	(4)	89,8	(16)
52	41	93NR	92,906375	(3)	-87212	(3)	805774	(4)	-408	(3)
51	42	93MO	92,906812	(4)	-86805	(4)	804584	(4)	-3193	(3)
50	43	93TC	92,910240	(5)	-83612	(5)	800609	(5)		
55	39	94Y	93,911595	(6)	-82349	(6)	810548	(6)	4920	(5)
54	40	94ZR	93,906313	(3)	-87270	(3)	814686	(4)	-899,8	(23)
53	41	94NR	93,907279	(3)	-86370	(3)	813004	(4)	2044,5	(23)
52	42	94MO	93,905084	(3)	-88414,7	(25)	814266	(4)		
55	40	95ZR	94,908039	(3)	-85661	(3)	821149	(4)	1123,5	(23)
54	41	95NR	94,9068333	(23)	-86784,9	(22)	821490	(3)	925,6	(5)
53	42	95MO	94,9058397	(23)	-87710,5	(22)	821633	(3)	-1699	(7)
52	43	95TC	94,907664	(8)	-86011	(8)	819151	(8)	-2560	(14)
51	44	95RU	94,910412	(13)	-83451	(12)	815809	(12)		
56	40	96ZR	95,908273	(3)	-85444	(3)	829002	(4)		
54	42	96MO	95,9046772	(23)	-88793,4	(21)	830787	(3)		
52	44	96RU	95,907596	(9)	-86074	(9)	826504	(9)		
57	40	97ZR	96,910949	(3)	-82951	(3)	834581	(4)	2658,1	(19)
56	41	97NR	96,908096	(3)	-85609	(3)	836457	(4)	1933,6	(19)
55	42	97MO	96,9060198	(23)	-87542,7	(21)	837608	(3)	-320	(4)
54	43	97TC	96,906363	(5)	-87223	(5)	836506	(5)	-1108	(10)
53	44	97RU	96,907553	(10)	-86115	(9)	834615	(9)		
56	42	98MO	97,9054067	(23)	-88113,8	(21)	846250	(3)	-1686	(4)
55	43	98TC	97,907217	(5)	-86428	(5)	843782	(5)	1797	(8)
54	44	98RU	97,905287	(7)	-88225	(6)	844797	(7)		
57	42	99MO	98,9077107	(23)	-85967,7	(22)	852176	(3)	1356,9	(10)
56	43	99TC	98,9062540	(24)	-87324,6	(23)	852750	(3)	293,6	(18)
55	44	99RU	98,905939	(3)	-87618,2	(24)	852262	(4)		
58	42	100MO	99,907474	(6)	-86188	(6)	860468	(7)		
56	44	100RU	99,904219	(3)	-89220,0	(24)	861935	(4)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.		Избыток массы, кэВ		Энергия связи, кэВ		Энергия бета- распада, кэВ	
59	42	101Mo	100,910343	(7)	-83515	(6)	865866	(7)	2811	(24)
58	43	101Tc	100,90733	(5)	-86326	(24)	867895	(24)	1625	(24)
57	44	101Ru	100,905581	(3)	-87952	(3)	868738	(4)		
58	44	102Ru	101,904348	(3)	-89100	(3)	877958	(4)	-2323	(6)
57	45	102Rh	101,906841	(7)	-86777	(6)	874853	(7)	1149	(5)
56	46	102Pd	101,905608	(7)	-87926	(7)	875219	(7)		
59	44	103Ru	102,906322	(3)	-87261	(3)	884190	(4)	762	(3)
58	45	103Rh	102,905504	(4)	-88023	(4)	884170	(5)	-544	(8)
57	46	103Pd	102,906088	(8)	-87479	(7)	882843	(8)	-2680	(50)
56	47	103Ag	102,90896	(5)	-84800	(50)	879380	(50)	-4180	(50)
55	48	103Cd	102,913448	(11)	-80624	(10)	874423	(11)		
60	44	104Ru	103,905420	(5)	-88102	(5)	893102	(5)	-1150	(6)
59	45	104Rh	103,906654	(4)	-86952	(4)	891170	(5)	2452	(5)
58	46	104Pd	103,904022	(3)	-89403	(3)	892839	(4)		
61	44	105Ru	104,907740	(5)	-85940	(5)	899012	(5)	1918	(4)
60	45	105Rh	104,905681	(4)	-87859	(4)	900148	(5)	567	(3)
59	46	105Pd	104,905072	(3)	-88426	(3)	899933	(4)	-1346	(9)
58	47	105Ag	104,906517	(10)	-87080	(9)	897804	(9)	-2739	(5)
57	48	105Cd	104,909457	(11)	-84341	(10)	894283	(10)		
62	44	106Ru	105,907315	(10)	-86336	(9)	907479	(10)	39,4	(3)
61	45	106Rh	105,907273	(10)	-86375	(9)	906736	(10)	3541	(9)
60	46	106Pd	105,903472	(3)	-89916	(3)	909494	(4)	-2974	(4)
59	47	106Ag	105,906665	(5)	-86941	(5)	905737	(5)	193	(7)
58	48	106Cd	105,906458	(6)	-87135	(5)	905149	(6)		
61	46	107Pd	106,905124	(5)	-88377	(5)	916026	(6)	33	(3)
60	47	107Ag	106,905089	(4)	-88410	(4)	915277	(5)		

62	46	108PD	107.903893	(3)	-89524	(3)	925245	(4)	-1916	(5)
61	47	108AG	107.905950	(4)	-87608	(4)	922546	(5)	1641	(6)
60	48	108CD	107.904189	(5)	-89248	(5)	923405	(5)		
63	46	109PD	108.905951	(3)	-87607	(3)	931399	(4)	1116.7	(19)
62	47	109AG	108.904752	(3)	-88723.5	(24)	931734	(4)	-183	(3)
61	48	109CD	108.904949	(4)	-88540	(4)	930768	(5)	-2024	(7)
60	49	109IA	108.907122	(8)	-86516	(7)	927962	(8)		
64	46	110PD	109.905171	(7)	-88334	(7)	940197	(8)	-875	(7)
63	47	110AG	109.906111	(3)	-87458.2	(24)	938540	(4)	2894.5	(18)
62	48	110CD	109.9030032	(24)	-90352.7	(22)	940652	(4)		
63	48	111CD	110.9041802	(25)	-89256.3	(24)	947627	(4)	-830	(8)
62	49	111IA	110.905071	(8)	-88426	(8)	946015	(8)	-2478	(10)
61	50	111SA	110.907731	(8)	-85949	(7)	942755	(8)		
66	46	112PD	111.907326	(21)	-86326	(20)	954332	(20)	294	(19)
65	47	112AG	111.90701	(3)	-86620	(25)	953844	(25)	3963	(25)
64	48	112CD	111.9027569	(22)	-90582.1	(21)	957024	(4)	-2575	(7)
63	49	112IA	111.905521	(7)	-88007	(7)	953667	(8)	659	(6)
62	50	112SA	111.904814	(5)	-88666	(5)	953543	(6)		
65	48	113CD	112.9043984	(21)	-89053.0	(20)	963566	(4)	329	(4)
64	49	113IA	112.904045	(3)	-89382	(3)	963113	(4)	-1042	(4)
63	50	113SA	112.905164	(4)	-88340	(4)	961289	(5)	-3890	(30)
62	51	113SB	112.90934	(3)	-84450	(30)	956620	(30)		
66	48	114CD	113.9033571	(19)	-90023.0	(18)	972608	(4)	-1438	(3)
65	49	114IA	113.904901	(3)	-88585	(3)	970387	(4)	1982.2	(25)
64	50	114SA	113.902773	(3)	-90567	(3)	971587	(4)		
67	48	115CD	114.905414	(5)	-88107	(4)	978763	(5)	1447.8	(26)
66	49	115IA	114.903859	(4)	-89555	(4)	979429	(5)	486	(4)
65	50	115SA	114.903338	(3)	-90041	(3)	979132	(4)		
68	48	116CD	115.9047539	(24)	-88721.9	(22)	987449	(4)	-454	(5)
67	49	116IA	115.905241	(4)	-88268	(4)	986213	(5)	3263	(4)
66	50	116SA	115.901738	(3)	-91531	(3)	988694	(4)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.	Избыток массы, кэВ	Энергия связи, кэВ	Энергия бета- распада, кэВ
69	48	117CD	116,907225 (14)	-86420 (13)	993219 (14)	2528 (14)
68	49	117IN	116,904511 (9)	-88949 (8)	994965 (9)	1455 (8)
67	50	117SN	116,902949 (3)	-90404 (3)	995638 (4)	
68	50	118SN	117,901602 (3)	-91658 (3)	1004963 (4)	
69	50	119SN	118,903306 (3)	-90071 (3)	1011448 (4)	
70	50	120SN	119,902195 (3)	-91105 (3)	1020554 (4)	-2681 (7)
69	51	120SB	119,905073 (8)	-88425 (8)	1017090 (8)	951 (20)
68	52	120TF	119,904052 (20)	-89376 (19)	1017259 (19)	
72	49	121IA	120,907862 (24)	-85826 (22)	1024128 (22)	3379 (22)
71	50	121SN	120,904235 (3)	-89205 (3)	1026725 (5)	386,0 (25)
70	51	121SB	120,903821 (3)	-89591 (3)	1026329 (5)	-1066 (14)
69	52	121TF	120,904964 (16)	-88526 (15)	1024481 (15)	-2267 (22)
68	53	121I	120,907398 (21)	-86259 (19)	1021431 (19)	
72	50	122SN	121,903437 (4)	-89949 (4)	1035540 (5)	-1623 (3)
71	51	122SB	121,905179 (4)	-88326 (3)	1033135 (5)	1981 (4)
70	52	122TF	121,903053 (5)	-90307 (4)	1034333 (5)	
74	49	123IN	122,91044 (3)	-83421 (24)	1037866 (24)	4403 (24)
73	50	123SN	122,905718 (4)	-87824 (4)	1041486 (5)	1396 (4)
72	51	123SB	122,904219 (4)	-89220 (3)	1042100 (5)	-52,3 (23)
71	52	123TF	122,904276 (4)	-89167 (4)	1041265 (5)	-1230 (4)
70	53	123I	122,905596 (6)	-87938 (5)	1039253 (6)	
74	50	124SN	123,905268 (5)	-88243 (5)	1049976 (6)	-627 (5)
73	51	124SB	123,905942 (4)	-87616 (3)	1048567 (5)	2904,8 (18)
72	52	124TF	123,902823 (4)	-90520 (4)	1050689 (5)	
70	54	124XF	123,90612 (15)	-87450 (140)	1046050 (140)	

51

75	50	125SN	124,907779	(6)	-85904	(5)	1055709	(6)	2348	(6)
74	51	125SP	124,905258	(5)	-88253	(4)	1057275	(5)	766.8	(20)
73	52	125TF	124,904434	(4)	-89019	(4)	1057260	(5)	-177.8	(18)
72	53	125I	124,904625	(4)	-88842	(4)	1056300	(5)		
74	52	126TE	125,903310	(4)	-90067	(4)	1066379	(5)	-2156	(5)
73	53	126I	125,905624	(7)	-87911	(6)	1063441	(7)		
75	52	127TF	126,905222	(5)	-88286	(5)	1072669	(6)	696	(4)
74	53	127I	126,904475	(5)	-88981	(4)	1072582	(5)		
76	52	128TF	127,904463	(4)	-88993	(4)	1081447	(5)	-1257	(5)
75	53	128I	127,905813	(5)	-87736	(4)	1079408	(5)	2125	(4)
74	54	128XF	127,9035308	(17)	-89861.2	(16)	1080751	(4)		
78	51	129SB	128,909146	(23)	-84631	(22)	1085939	(22)	2377	(21)
77	52	129TF	128,906595	(5)	-87007	(4)	1087533	(6)	1498	(4)
76	53	129I	128,904986	(5)	-88505	(4)	1088249	(6)	192	(4)
75	54	129XF	128,9047801	(21)	-88697.5	(20)	1087659	(4)		
78	52	130TF	129,906228	(5)	-87349	(5)	1095946	(6)		
76	54	130XF	129,9035095	(17)	-89881.1	(16)	1096914	(4)	-3020	(11)
75	55	130CS	129,906752	(12)	-86861	(11)	1093111	(11)	441	(4)
74	56	130BA	129,906278	(11)	-87302	(11)	1092770	(11)		
79	52	131TE	130,908533	(5)	-85202	(5)	1101871	(6)	2250	(6)
78	53	131I	130,906117	(5)	-87452	(5)	1103338	(6)	970.8	(6)
77	54	131XF	130,905075	(5)	-88423	(5)	1103527	(6)	-353	(6)
76	55	131CS	130,905454	(8)	-88070	(7)	1102391	(8)	-1358	(13)
75	56	131BA	130,906912	(14)	-86712	(13)	1100251	(13)		
78	54	132XF	131,904147	(5)	-89287	(5)	1112463	(6)	-2109	(23)
77	55	132CS	131,906411	(24)	-87178	(23)	1109571	(23)	1278	(24)
76	56	132BA	131,905039	(10)	-88456	(9)	1110067	(10)		
78	55	133CS	132,905427	(8)	-88095	(7)	1118560	(8)	-521	(3)
77	56	133BA	132,905985	(8)	-87575	(8)	1117257	(9)		
80	54	134XF	133,905395	(8)	-88125	(7)	1127443	(8)	-1209	(10)
79	55	134CS	133,906693	(8)	-86915	(7)	1125451	(8)	2058.5	(4)
78	56	134BA	133,904484	(8)	-88974	(7)	1126727	(8)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.	Избыток массы, кэВ	Энергия связи, кэВ	Энергия бета- распада, кэВ	
82	53	135I	134,91004	(3)	-83800 (30)	1131970 (30)	2710 (30)
81	54	135Xe	134,907126	(12)	-86512 (11)	1133902 (12)	1160 (9)
80	55	135Cs	134,905881	(8)	-87672 (8)	1134279 (9)	205 (5)
79	56	135Ba	134,905661	(7)	-87877 (6)	1133702 (7)	
82	54	136Xe	135,907219	(7)	-86426 (7)	1141887 (8)	
80	56	136Ba	135,904549	(7)	-88913 (6)	1142809 (7)	
78	58	136Ce	135,90713	(5)	-86500 (40)	1138840 (40)	
83	54	137Xe	136,911562	(7)	-82380 (7)	1145912 (8)	4188 (9)
82	55	137Cs	136,907067	(6)	-86567 (6)	1149317 (7)	1173,5 (9)
81	56	137Ba	136,905807	(6)	-87741 (6)	1149709 (7)	
82	56	138Ba	137,905227	(6)	-88281 (6)	1158320 (7)	-1747 (5)
81	57	138La	137,907103	(5)	-86534 (5)	1155791 (6)	1041 (12)
80	58	138Ce	137,905985	(13)	-87575 (12)	1156050 (13)	
83	56	139Ba	138,908822	(6)	-84933 (6)	1163043 (7)	2308 (5)
82	57	139La	138,906344	(5)	-87241 (4)	1164569 (6)	
83	57	140La	139,909468	(5)	-84331 (4)	1169730 (6)	3760,8 (20)
82	58	140Ce	139,905431	(4)	-88091 (4)	1172709 (5)	-3387 (6)
81	59	140Pr	139,909066	(7)	-84705 (7)	1168540 (8)	
83	58	141Ce	140,908268	(4)	-85449 (4)	1178137 (5)	580,1 (15)
82	59	141Pr	140,907645	(4)	-86029 (4)	1177935 (5)	-1814 (8)
81	60	141Nd	140,909592	(9)	-84215 (9)	1175339 (10)	-3718 (25)
80	61	141Pm	140,91358	(3)	-80496 (25)	1170838 (25)	-4554 (24)
79	62	141Sm	140,918473	(13)	-75942 (12)	1165501 (13)	

53

84	5A	142CE	141,909237	(5)	-84546	(4)	1185306	(6)	-745	(3)
83	59	142PR	141,910037	(4)	-83801	(4)	1183778	(5)	2159,3	(25)
82	60	142ND	141,907719	(3)	-85960	(3)	1185155	(5)	-4890	(60)
81	61	142PM	141,91297	(6)	-81070	(60)	1179480	(60)	-2080	(60)
80	62	142SM	141,915204	(16)	-78988	(15)	1176618	(16)		
85	5A	143CE	142,912378	(5)	-81620	(4)	1190452	(6)	1455	(4)
84	59	143PR	142,910815	(4)	-83076	(3)	1191125	(5)	935,3	(19)
83	60	143ND	142,909811	(3)	-84011	(3)	1191278	(5)	-1038	(4)
82	61	143PM	142,910925	(5)	-82974	(5)	1189458	(6)	-3452	(10)
81	62	143SM	142,914630	(11)	-79522	(10)	1185224	(11)		
86	5A	144CE	143,913642	(5)	-80443	(4)	1197345	(6)	318,2	(20)
85	59	144PR	143,913300	(4)	-80761	(4)	1196881	(6)	2996	(3)
84	60	144ND	143,910084	(3)	-83757	(3)	1199095	(5)	-2327	(4)
83	61	144PM	143,912582	(5)	-81430	(5)	1195986	(6)	544	(4)
82	62	144SM	143,911998	(4)	-81974	(4)	1195748	(5)		
85	60	145ND	144,912570	(3)	-81441	(3)	1204851	(5)	-158	(3)
84	61	145PM	144,912740	(5)	-81283	(4)	1203910	(6)	-618	(4)
83	62	145SM	144,913403	(4)	-80665	(4)	1202510	(5)	-2721	(11)
82	63	145EU	144,916324	(13)	-77944	(12)	1199007	(12)		
86	60	146ND	145,913114	(3)	-80935	(3)	1212415	(5)		
84	62	146SM	145,913049	(7)	-80995	(6)	1210911	(7)	-3873	(4)
83	63	146EU	145,917207	(12)	-77122	(11)	1206256	(11)		
87	60	147ND	146,916097	(3)	-78155	(3)	1217708	(5)	895,7	(9)
86	61	147PM	146,915136	(3)	-79051	(3)	1217821	(5)	224,7	(4)
85	62	147SM	146,914895	(3)	-79276	(3)	1217263	(5)	-1722	(3)
84	63	147EU	146,916744	(4)	-77553	(4)	1214758	(5)		
88	60	148ND	147,916889	(4)	-77418	(3)	1225042	(5)	-537	(9)
87	61	148PM	147,917465	(10)	-76882	(9)	1223723	(10)	2464	(9)
86	62	148SM	147,914819	(3)	-79346	(3)	1225405	(5)	-3120	(30)
85	63	148EU	147,91817	(3)	-76220	(30)	1221500	(30)		
89	60	149ND	148,920144	(4)	-74386	(3)	1230081	(5)	1697,7	(23)
88	61	149PM	148,918322	(3)	-76084	(3)	1230996	(5)	1062,6	(10)
87	62	149SM	148,917181	(3)	-77146	(3)	1231276	(5)		
85	64	149GD	148,919336	(5)	-75139	(5)	1227704	(6)	-3696	(11)
84	65	149TP	148,923304	(13)	-71443	(12)	1223226	(12)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома,		Избыток массы,		Энергия связи,		Энергия бета-		
			а.е.м.		кэВ		кэВ		распада, кэВ		
90	60	150ND	149,920887	(4)	-73693	(4)	1237460	(5)			
88	62	150SM	149,917273	(3)	-77060	(3)	1239262	(5)	-2294	(11)	
87	63	150EU	149,919736	(12)	-74766	(11)	1236185	(12)	1009	(4)	
86	64	150GD	149,918652	(11)	-75776	(11)	1236412	(11)	-4683	(13)	
85	65	150TR	149,923680	(18)	-71092	(17)	1230947	(17)			
90	61	151PM	150,921204	(11)	-73398	(10)	1244454	(11)	1188	(9)	
89	62	151SM	150,919929	(3)	-74586	(3)	1244859	(5)	76,2	(6)	
88	63	151FU	150,919848	(3)	-74662	(3)	1244153	(5)	-479	(5)	
87	64	151GD	150,920361	(6)	-74183	(5)	1242892	(7)	-2558	(4)	
86	65	151TR	150,923108	(5)	-71625	(5)	1239551	(6)			
54	90	62	152SM	151,919729	(3)	-74773	(3)	1253117	(5)	-1876,8	(11)
	89	63	152FU	151,921743	(3)	-72896	(3)	1250458	(5)	1820	(3)
	88	64	152GD	151,919790	(4)	-74716	(4)	1251495	(5)		
92	61	153PM	152,924112	(17)	-70690	(16)	1257888	(16)	1879	(15)	
91	62	153SM	152,922094	(3)	-72569	(3)	1258985	(5)	807	(3)	
90	63	153EU	152,921228	(4)	-73376	(4)	1259010	(6)	-485	(4)	
89	64	153GD	152,921749	(4)	-72891	(4)	1257742	(5)	-1585	(5)	
88	65	153TR	152,923450	(7)	-71306	(6)	1255375	(7)	-2171,4	(17)	
87	66	153DY	152,925781	(7)	-69135	(6)	1252421	(8)			
92	62	154SM	153,922205	(3)	-72466	(3)	1266953	(5)			
90	64	154GD	153,920863	(3)	-73717	(3)	1266639	(5)			
93	62	155SM	154,924629	(3)	-70208	(3)	1272766	(5)	1630	(4)	
92	63	155EU	154,922880	(5)	-71837	(4)	1273614	(6)	247	(3)	
91	64	155GD	154,922615	(3)	-72084	(3)	1273078	(5)			
94	62	156SM	155,925517	(15)	-69381	(14)	1280011	(14)	715	(11)	
93	63	156FU	155,924750	(11)	-70095	(10)	1279943	(11)	2453	(9)	
92	64	156GD	155,922116	(3)	-72549	(3)	1281614	(5)			
90	66	156DY	155,924271	(8)	-70542	(7)	1278042	(8)			

94	63	157FU	156,925412	(7)	-69479	(6)	1287398	(7)	1.9	(5)
93	64	157GD	156,923954	(3)	-70837	(3)	1287974	(5)	-1.2	(23)
92	65	157TR	156,924015	(4)	-70780	(4)	1287134	(6)	-13.0	(7)
91	66	157DY	156,925454	(8)	-69439	(7)	1285011	(8)		
94	64	158GD	157,924097	(3)	-70703	(3)	1295911	(5)	-121.2	(18)
93	65	158TR	157,925403	(4)	-69487	(4)	1293913	(5)	936	(4)
92	66	158DY	157,924398	(5)	-70424	(4)	1294067	(6)		
96	63	159EU	158,929078	(9)	-66064	(8)	1300126	(9)	2510	(7)
95	64	159GD	158,926383	(4)	-68574	(3)	1301853	(5)	976.8	(19)
94	65	159TR	158,925335	(4)	-69551	(3)	1302047	(5)	-365.7	(10)
93	66	159DY	158,925728	(4)	-69185	(3)	1300899	(5)		
96	64	160GD	159,927047	(3)	-67956	(3)	1309306	(5)	-101.4	(14)
95	65	160TR	159,927156	(4)	-67854	(3)	1308423	(5)	1832.9	(17)
94	66	160DY	159,925188	(4)	-69687	(3)	1309473	(5)		
96	65	161TR	160,927558	(4)	-67480	(3)	1316119	(5)	590.3	(16)
95	66	161DY	160,926924	(4)	-68070	(3)	1315927	(5)		
96	66	162DY	161,926790	(4)	-68195	(4)	1324124	(5)		
94	68	162ER	161,928772	(4)	-66349	(3)	1320713	(5)		
97	66	163DY	162,928721	(4)	-66396	(4)	1330396	(5)	-2.6	(21)
96	67	163HD	162,928724	(4)	-66393	(4)	1329611	(6)	-1211	(5)
95	68	163ER	162,930025	(6)	-65182	(6)	1327617	(7)		
98	66	164DY	163,929167	(4)	-65981	(4)	1338052	(6)	-1029	(3)
97	67	164HD	163,930272	(5)	-64951	(4)	1336241	(6)	1003	(4)
96	68	164ER	163,929195	(3)	-65955	(3)	1336462	(5)		
99	66	165DY	164,931697	(4)	-63625	(4)	1343768	(6)	1286	(4)
98	67	165HD	164,930316	(3)	-64911	(3)	1344271	(5)	-377.2	(23)
97	68	165ER	164,930721	(3)	-64534	(3)	1343112	(5)		
99	67	166HD	165,932279	(3)	-63082	(3)	1350514	(5)	1854.7	(17)
98	68	166ER	165,9302880	(25)	-64936.8	(23)	1351586	(5)	-3047	(11)
97	69	166TM	165,933559	(12)	-61890	(11)	1347757	(12)	-293	(13)
96	70	166YH	165,933873	(8)	-61597	(8)	1346682	(9)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.	Избыток массы, кэВ	Энергия связи, кэВ	Энергия бета- распада, кэВ		
99	68	167ER	166,9320436	(25)	-63301,5	1358022	-749,0	(16)
98	69	167TM	166,932848	(3)	-62553	1356491	-1954	(4)
97	70	167YB	166,934945	(5)	-60598	1353755		
100	68	168ER	167,9323658	(25)	-63001,3	1365794	-1679,7	(19)
99	69	168TM	167,934169	(3)	-61322	1363332	258	(4)
98	70	168YB	167,933892	(4)	-61580	1362807		
101	68	169ER	168,9345862	(25)	-60933,1	1371797	351,2	(15)
100	69	169TM	168,934209	(3)	-61284,3	1371366	-909	(4)
99	70	169YB	168,935185	(4)	-60376	1369675		
102	68	170ER	169,935460	(3)	-60119	1379054	-313,7	(19)
101	69	170TM	169,935797	(3)	-59805,5	1377958	967,8	(9)
100	70	170YB	169,9347576	(25)	-60773,4	1378144		
103	68	171ER	170,938025	(3)	-57729	1384736	1490,3	(12)
102	69	171TM	170,936426	(3)	-59219,7	1385444	96,7	(10)
101	70	171YB	170,9363218	(24)	-59316,3	1384758	-1480,7	(22)
100	71	171LU	170,937911	(3)	-57836	1382495		
102	70	172YB	171,9363768	(24)	-59265,2	1392778	-2524	(3)
101	71	172LU	171,939087	(4)	-56741	1389472		
104	69	173TM	172,939594	(6)	-56268	1398635	1293	(5)
103	70	173YB	172,9382061	(24)	-57561,1	1399146	-675	(3)
102	71	173LU	172,938931	(4)	-56886	1397688		
104	70	174YB	173,9388571	(24)	-56954,7	1406611	-1378	(3)
103	71	174LU	173,940337	(4)	-55576	1404450	266	(5)
102	72	174HF	173,940052	(4)	-55842	1403933		

57

105	70	175YR	174.9412713	(24)	-54705.9	(22)	1412433	(5)	467.0	(15)
104	71	175LU	174.9407699	(22)	-55172.9	(20)	1412118	(5)	-694	(4)
103	72	175HF	174.941515	(4)	-54479	(4)	1410642	(6)		
106	70	176YR	175.942561	(3)	-53504	(3)	1419303	(5)	-110.2	(20)
105	71	176LU	175.9426796	(20)	53394.0	(18)	1418410	(5)	1186.5	(21)
104	72	176HF	175.941406	(3)	-54580.5	(24)	1418814	(5)		
106	71	177LU	176.9437519	(19)	-52395.2	(18)	1425483	(5)	497.0	(10)
105	72	177HF	176.9432183	(17)	-52892.2	(16)	1425197	(5)		
106	72	178HF	177.9436967	(17)	-52446.6	(16)	1432823	(5)		
107	72	179HF	178.9458133	(15)	-50475.0	(14)	1438923	(5)	-110	(5)
106	73	179TA	178.945932	(6)	-50365	(5)	1438030	(7)		
108	72	180HF	179.9465467	(15)	-49791.8	(14)	1446311	(5)	-858	(5)
107	73	180TA	179.947468	(6)	-48934	(5)	1444671	(7)	711	(6)
106	74	180W	179.946704	(5)	-49645	(4)	1444600	(6)		
109	72	181HF	180.9490972	(17)	-47416.0	(16)	1452007	(5)	1027.4	(25)
108	73	181TA	180.947994	(3)	-48443.4	(25)	1452252	(5)	-186	(7)
107	74	181W	180.948194	(7)	-48257	(7)	1451283	(8)		
109	73	182TA	181.950150	(3)	-46434.9	(25)	1458315	(5)	1813.4	(19)
108	74	182W	181.948204	(3)	-48248	(3)	1459346	(5)		
109	74	183W	182.950222	(3)	-46368.0	(25)	1465537	(5)		
110	74	184W	183.950931	(3)	-45708.3	(25)	1472949	(5)		
108	76	184OS	183.952491	(3)	-44255	(3)	1469930	(5)		
111	74	185W	184.953418	(3)	-43391.0	(25)	1478703	(5)	432.6	(9)
110	75	185RF	184.952954	(3)	-43824	(3)	1478353	(5)	-1015.0	(7)
109	76	185OS	184.954043	(3)	-42809	(3)	1476556	(5)		
112	74	186W	185.954358	(3)	-42515	(3)	1485898	(5)	-584.9	(22)
111	75	186RF	185.954986	(3)	-41930	(3)	1484531	(5)	1074.7	(17)
110	76	186OS	185.953833	(3)	-43005	(3)	1484823	(5)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.		Избыток массы, кэВ		Энергия связи, кэВ		Энергия бета- распада, кэВ	
113	74	187W	186,957155	(3)	-39910	(3)	1491364	(5)	1312,3	(17)
112	75	187RE	186,955746	(3)	-41222,4	(25)	1491894	(5)	2,64	(4)
111	76	187OS	186,955743	(3)	-41225,1	(25)	1491115	(5)		
113	75	188RE	187,958108	(3)	-39023	(3)	1497766	(5)	2119,7	(9)
112	76	188OS	187,955832	(3)	-41142	(3)	1499104	(5)	-2786	(10)
111	77	188IR	187,958823	(11)	-38356	(10)	1495535	(11)	-531	(9)
110	78	188PT	187,959393	(6)	-37826	(6)	1494222	(8)		
114	75	189RE	188,959221	(10)	-37986	(9)	1504800	(10)	1008	(9)
113	76	189OS	188,958139	(3)	-38993	(3)	1505026	(5)	-514	(6)
112	77	189IR	188,958691	(7)	-38480	(7)	1503730	(8)	-1989	(13)
111	78	189PT	188,960827	(13)	-36490	(12)	1500958	(13)		
114	76	190OS	189,958438	(3)	-38715	(3)	1512819	(5)		
112	78	190PT	189,959930	(7)	-37325	(6)	1509864	(8)		
115	76	191OS	190,960921	(3)	-36402	(3)	1518578	(6)	306	(3)
114	77	191IR	190,960592	(4)	-36708	(4)	1518101	(6)	-1019	(5)
113	78	191PT	190,961686	(6)	-35690	(5)	1516300	(7)		
116	76	192OS	191,961474	(4)	-35887	(3)	1526134	(6)	-1051	(4)
115	77	192IR	191,962602	(4)	-34836	(4)	1524300	(6)	1456	(3)
114	78	192PT	191,961039	(4)	-36292	(4)	1524974	(6)		
117	76	193OS	192,964146	(4)	-33398	(4)	1531716	(6)	1125	(4)
116	77	193IR	192,962939	(3)	-34523	(3)	1532058	(6)	-56,7	(22)
115	78	193PT	192,963000	(4)	-34466	(3)	1531219	(6)		
117	77	194IR	193,965094	(3)	-32515	(3)	1538122	(6)	2247,1	(18)
116	78	194PT	193,962681	(3)	-34762	(3)	1539587	(6)		

117	78	195PT	194,9647946	(17)	-32793,8	(16)	1545690	(5)		
118	78	196PT	195,9649562	(14)	-32643,4	(13)	1553611	(5)	-1507	(3)
117	79	196AU	195,966574	(4)	-31136	(4)	1551321	(6)	686	(3)
116	80	196HG	195,965838	(4)	-31822	(3)	1551224	(6)		
119	78	197PT	196,9673449	(14)	-30418,3	(13)	1559457	(5)	718,8	(6)
118	79	197AU	196,9665732	(12)	-31137,1	(11)	1559394	(5)		
120	78	198PT	197,967898	(4)	-29903	(3)	1567013	(6)	-325	(3)
119	79	198AU	197,9682469	(12)	-29578,1	(11)	1565906	(5)	1372,4	(6)
118	80	198HG	197,9667736	(11)	-30950,5	(11)	1566496	(5)		
121	78	199PT	198,970582	(20)	-27403	(19)	1572585	(19)	1688	(19)
120	79	199AU	198,9687701	(12)	-29090,7	(11)	1573490	(5)	452,5	(7)
119	80	199HG	198,9682844	(10)	-29543,1	(9)	1573160	(5)		
120	80	200HG	199,9683307	(10)	-29500,0	(9)	1581188	(5)		
121	80	201HG	200,9703073	(10)	-27658,8	(9)	1587418	(5)	-482	(15)
120	81	201TL	200,970824	(16)	-27177	(15)	1586154	(16)	-1860	(40)
119	82	201PH	200,97282	(4)	-25320	(30)	1583510	(40)		
122	80	202HG	201,9706469	(11)	-27342,5	(10)	1595173	(5)	-1363	(17)
121	81	202TL	201,972110	(18)	-25980	(17)	1593029	(18)	-46	(18)
120	82	202PH	201,972159	(11)	-25934	(10)	1592201	(11)		
123	80	203HG	202,972874	(3)	-25268	(3)	1601171	(6)	492,7	(19)
122	81	203TL	202,972345	(3)	-25761	(3)	1600881	(6)	-975	(9)
121	82	203PH	202,973391	(10)	-24786	(10)	1599124	(11)		
124	80	204HG	203,9734968	(13)	-24687,8	(12)	1608662	(5)	-342	(3)
123	81	204TL	203,973864	(3)	-24346	(3)	1607537	(6)	763,39	(20)
122	82	204PH	203,973045	(3)	-25109	(3)	1607518	(6)		
124	81	205TL	204,974422	(4)	-23826	(4)	1615089	(6)	-56,7	(20)
123	82	205PH	204,974483	(4)	-23769	(3)	1614250	(6)	-2707	(7)
122	83	205BI	204,977389	(8)	-21062	(8)	1610760	(9)	-3490	(30)
121	84	205PO	204,98114	(4)	-17570	(30)	1606480	(30)		

Продолжение таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.		Избыток массы, кэВ		Энергия связи, кэВ		Энергия бета- распада, кэВ	
125	81	206TL	205,976105	(4)	-22258	(4)	1621592	(6)	1527,6	(17)
124	82	206PB	205,974465	(4)	-23786	(3)	1622338	(6)	-3761	(11)
123	83	206BI	205,978503	(12)	-20025	(11)	1617794	(12)		
126	81	207TL	206,977418	(6)	-21035	(6)	1628441	(8)	1419	(6)
125	82	207PB	206,975894	(4)	-22455	(4)	1629078	(6)	-2405	(7)
124	83	207BI	206,978476	(9)	-20050	(8)	1625891	(10)	-2908	(9)
123	84	207PO	206,981598	(11)	-17142	(10)	1622200	(11)		
127	81	208TL	207,982007	(5)	-16761	(5)	1632238	(7)	4991	(4)
126	82	208PB	207,976649	(4)	-21751	(4)	1636446	(6)		
127	82	209PB	208,981090	(4)	-17615	(4)	1640381	(6)	644,4	(12)
126	83	209BI	208,980398	(4)	-18259	(4)	1640243	(6)		
124	85	209AT	208,986173	(9)	-12880	(8)	1633299	(10)	-3890	(30)
123	86	209RN	208,99035	(4)	-8990	(30)	1628620	(30)		
128	82	210PB	209,984188	(4)	-14729	(3)	1645566	(6)	63,0	(5)
127	83	210BI	209,984121	(4)	-14792	(3)	1644847	(6)	1161,5	(10)
126	84	210PO	209,982874	(4)	-15953	(3)	1645226	(6)		
129	82	211PB	210,988739	(4)	-10490	(4)	1649399	(7)	1369	(6)
128	83	211BI	210,987269	(6)	-11859	(6)	1649986	(8)		
130	82	212PB	211,991888	(6)	-7557	(5)	1654537	(8)	572	(4)
129	83	212BI	211,991274	(5)	-8128	(5)	1654326	(7)	2244	(4)
128	84	212PO	211,988865	(4)	-10373	(4)	1655788	(6)		
130	83	213BI	212,994380	(12)	-5235	(11)	1659504	(12)	1420	(10)
129	84	213PO	212,992856	(7)	-6654	(6)	1660141	(8)		

61

132	82	214PR	213.999803	(3)	-183	(3)	1663306	(6)	1019	(12)
131	83	214BT	213.998709	(13)	-1203	(12)	1663543	(13)	3267	(12)
130	84	214PO	213.995201	(4)	-4470	(3)	1666028	(6)		
131	84	215PO	214.999422	(4)	-539	(4)	1670168	(7)		
132	84	216PO	216.001905	(6)	1775	(5)	1675926	(8)	-469	(5)
131	85	216AT	216.002408	(6)	2243	(6)	1674675	(8)		
132	85	217AT	217.004713	(12)	4390	(11)	1680600	(12)		
134	84	218PO	218.008971	(3)	8357	(3)	1685487	(6)		
132	86	218RN	218.005605	(4)	5221	(4)	1687058	(7)		
133	86	219RN	219.009482	(4)	8833	(4)	1691518	(7)		
134	86	220RN	220.011384	(6)	10605	(5)	1697817	(8)	-872	(6)
133	87	220FR	220.012321	(8)	11477	(7)	1696162	(9)		
134	87	221FR	221.014249	(12)	13273	(11)	1702437	(12)		
136	86	222RN	222.017576	(3)	16372	(3)	1708193	(6)		
134	88	222RA	222.015372	(5)	14319	(5)	1708681	(7)		
135	88	223RA	223.018504	(4)	17237	(4)	1713835	(7)		
136	88	224RA	224.020202	(6)	18819	(5)	1720324	(8)	-1407	(6)
135	89	224AC	224.021713	(8)	20226	(7)	1718135	(9)		
137	88	225RA	225.023606	(4)	21989	(4)	1725225	(7)	355	(12)
136	89	225AC	225.023225	(12)	21634	(11)	1724798	(13)		
138	88	226RA	226.025408	(3)	23668	(3)	1731618	(6)	-635.6	(25)
137	89	226AC	226.026090	(4)	24303	(3)	1730200	(7)	1108	(5)
136	90	226TH	226.024901	(5)	23195	(5)	1730525	(7)		
138	89	227AC	227.027753	(3)	25852	(3)	1736723	(6)	43.4	(20)
137	90	227TH	227.027706	(4)	25808	(4)	1735984	(7)		
140	88	228RA	228.031070	(5)	28942	(5)	1742486	(7)	45.6	(10)
139	89	228AC	228.031021	(5)	28896	(5)	1741750	(7)	2132	(7)
138	90	228TH	228.028732	(6)	26764	(5)	1743100	(8)	-2113	(7)
137	91	228PA	228.031000	(9)	28877	(8)	1740204	(10)		

Окончание таблицы

N	Z	Атом	Масса атома, а.е.м.	Избыток массы, кэВ	Энергия связи, кэВ	Энергия бета- распада, кэВ				
139	90	229Th	229,031758	(4)	29582	(3)	1748352	(7)		
140	90	230Th	230,033133	(3)	30863	(3)	1755143	(6)	-1304,5 (20)	
139	91	230Pa	230,034533	(4)	32168	(3)	1753056	(7)	555 (5)	
138	92	230U	230,033938	(6)	31613	(5)	1752829	(8)		
141	90	231Th	231,036300	(3)	33814	(3)	1760264	(6)	389,0 (18)	
140	91	231Pa	231,035883	(3)	33425	(3)	1759871	(6)		
142	90	232Th	232,0380548	(25)	35448,1	(23)	1766701	(6)		
140	92	232U	232,037147	(6)	34602	(5)	1765982	(8)		
62	143	90	233Th	233,0415814	(25)	38733,1	(23)	1771487	(6)	1244,9 (21)
	142	91	233Pa	233,040245	(3)	37488,2	(24)	1771950	(6)	572,1 (24)
	141	92	233U	233,039631	(3)	36916	(3)	1771740	(7)	
144	90	234Th	234,043599	(5)	40613	(4)	1777679	(7)	262,5 (20)	
143	91	234Pa	234,043317	(5)	40350	(5)	1777159	(7)	2206 (4)	
142	92	234U	234,0409490	(25)	38144,1	(23)	1778583	(6)		
143	92	235U	235,0439266	(25)	40917,7	(23)	1783881	(6)	-123,1 (10)	
142	93	235Np	235,044059	(3)	41040,8	(25)	1782975	(6)		
144	92	236U	236,0455644	(24)	42443,3	(22)	1790426	(6)		
145	92	237U	237,048728	(3)	45389,9	(25)	1795551	(6)	519,5 (11)	
144	93	237Np	237,0481701	(24)	44870,5	(22)	1795288	(6)	-218 (6)	
143	94	237Pu	237,048404	(6)	45088	(6)	1794288	(8)		
146	92	238U	238,0507868	(23)	47308,0	(22)	1801705	(6)	-145,7 (13)	
145	93	238Np	238,0509433	(24)	47453,7	(22)	1800776	(6)	1291,5 (11)	
144	94	238Pu	238,0495568	(25)	46162,2	(23)	1801286	(6)		

63

147	92	239U	239,0542920	(24)	50573,1	(22)	1806511	(6)	1265,3	(24)
146	93	239NP	239,052934	(3)	49308	(3)	1806994	(7)	721,4	(19)
145	94	239PU	239,0521592	(25)	48586,4	(23)	1806933	(6)		
148	92	240U	240,056589	(5)	52713	(5)	1812443	(8)		
146	94	240PU	240,0538101	(24)	50124,2	(23)	1813466	(6)		
147	94	241PU	241,0568482	(24)	52954,2	(22)	1818708	(6)	20,81	(20)
146	95	241AM	241,0568259	(24)	52933,4	(22)	1817946	(6)		
148	94	242PU	242,0587397	(24)	54716,1	(22)	1825017	(6)	-750,1	(9)
147	95	242AM	242,0595449	(24)	55466,2	(23)	1823485	(6)	663,3	(12)
146	96	242CM	242,0588329	(25)	54802,9	(23)	1823366	(6)		
149	94	243PU	243,062000	(4)	57753	(3)	1830051	(7)	582	(3)
148	95	243AM	243,061376	(3)	57171	(3)	1829851	(7)	-7,0	(23)
147	96	243CM	243,061383	(3)	57178,5	(25)	1829062	(6)		
150	94	244PU	244,064201	(5)	59803	(5)	1836073	(8)		
148	96	244CM	244,0627491	(24)	58450,9	(23)	1835861	(6)		
150	95	245AM	245,066451	(4)	61899	(4)	1841266	(7)	896,6	(21)
149	96	245CM	245,065488	(3)	61002	(3)	1841380	(7)		
152	94	246PU	246,070174	(21)	65367	(19)	1846652	(20)	377	(10)
151	95	246AM	246,069769	(22)	64990	(21)	1846246	(22)	2373	(21)
150	96	246CM	246,067222	(4)	62617	(3)	1847837	(7)		
151	96	247CM	247,070349	(5)	65531	(5)	1852995	(7)		
152	96	248CM	248,072345	(5)	67390	(5)	1859207	(8)	-708	(21)
151	97	248BK	248,073106	(22)	68098	(21)	1857717	(22)	858	(18)
150	98	248CF	248,072185	(24)	67240	(22)	1857792	(23)		
153	96	249CM	249,075951	(8)	70749	(8)	1863920	(10)	899	(8)
152	97	249BK	249,074986	(4)	69849	(3)	1864037	(7)	126,3	(19)
151	98	249CF	249,074850	(3)	69723	(3)	1863381	(7)		
154	96	250CM	250,078355	(12)	72987	(11)	1869752	(13)	37	(12)
153	97	250BK	250,078315	(6)	72951	(5)	1869006	(8)	1780	(4)

Список литературы

1. Warstra A.H., Bos K. The 1977 Atomic mass evaluation. Part.IV. Evaluation of input values; adjustment procedures. - Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1977, v.20, N 1, p.1-125.
2. Warstra A.H., Bos K. Ibid., v.19, N 3, p.177-214.
3. Линник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы математической статистической обработки наблюдений. М.: Физматгиз, 1962.
4. Таблицы стандартных справочных данных - фундаментальные физические константы. ИСССД I-76. М.: Изд-во стандартов, 1976.
5. Агеев М.И., Алик В.П., Галис Р.М., Марков Ю.И. Библиотека алгоритмов I6-506. М.: Сов.радио, 1975, с.107-112.
6. Вапстра А.Х., Нийх Г.И., Ван Липут Р. Таблицы по ядерной спектроскопии. М.: Атомиздат, 1960.
7. Видеотон IOIOB. Basic Fortran - IOIOB. Руководство пользователя 203.009.00.02 SW.Будапешт,1973.
8. Тейлор Б., Паркер В., Лангенберг Д. Фундаментальные константы и квантовая электродинамика. М.: Атомиздат, 1972.

Статья поступила в редакцию 1 марта 1982 г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,
в Международной системе СИИДА

Element		Quantity	Labo- ratory	Work- type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
NA	023	DNG	FEI	THEØ	6		17	ØGANESJAN+SIG(E-GAMMA), TBL,CPD CALC
HF	180	DIN		EXPT	7		27	BØNDARENKØ+SIG=7.6+SIG=7.6+0.7-0.4 BARN
TH	232	FRS	FEI	EXPT	1.2	7 1.6 7	9	ANDRØSENKØ+ANG ANIZØTR FRAGS, GRPH
U	233	FRS	FEI	EXPT	1.2	7 1.6 7	9	ANDRØSENKØ+ANG ANIZØTR FRAGS, GRPH
U	235	FRS	FEI	EXPT	1.2	7 1.6 7	9	ANDRØSENKØ+ANG ANIZØTR FRAGS, GRPH
U	237	SNG	KUR	EXPT	2.1	5	30	BUSHUEV+GE - LI, G- SPEC, TBL
U	238	FRS	FEI	EXPT	1.2	7 1.6 7	9	ANDRØSENKØ+ANG ANIZØTR FRAGS, GRPH
NP	237	FRS	FEI	EXPT	1.2	7 1.6 7	9	ANDRØSENKØ+ANG ANIZØTR FRAGS, GRPH
NP	238	SNG	KUR	EXPT	9.8	5	30	BUSHUEV + GE - LI, G - SPEC, TBL
PU	238	FRS	FEI	EXPT	1.2	7 1.6 7	9	ANDRØSENKØ+ ANG ANIZØTR FRAGS, GRPH
PU	239	TØT	FEI	THEØ	1.6	2	3	KØLESØV + SIG (NEUT-E), GRAPU, ANALYS
PU	239	NP	FEI	THEØ	1.6	2	3	KØLESØV + ANALYS, GRAPH
PU	239	RES	FEI	THEØ	1.6	2	3	KØLESØV + RES PARAMS,TB L
PU	239	FRS	FEI	EXPT	1.2	7 1.6 7	9	ANDRØSENKØ+ ANG ANIZØTR FRAGS,GRPH

УДК 539.170.013

СОВМЕСТНЫЙ МНОГОУРОВНЕВЫЙ АНАЛИЗ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ И СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{239}Pu НИЖЕ 160 эВ/В.В. Колесов, А.А. Лукьянов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.2(46), с.3-9.

Для представления сечений использовалась многоуровневая схема S-матричной теории с учетом доплер-эффекта и аппаратного разрешения. Многоуровневый анализ полного сечения и сечения деления ^{239}Pu проводился по методу наименьших квадратов в области энергий ниже 160 эВ. Используемые экспериментальные данные по сечениям имеют хорошее разрешение. Многоуровневые параметры позволяют описывать все особенности детальной энергетической структуры экспериментальных сечений, где наибольший интерес представляют области интерференционных минимумов (рис.3, табл.1, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.173.4

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{239}Pu НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 12,4-16,4 МэВ/ Х.Д. Андросенко, Г.Г. Королев, Д.Л. Шпак. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.2(46), с.9-12.

С помощью стеклянных детекторов изучена угловая анизотропия осколков деления ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{238}Pu и ^{239}Pu . Измерения выполнены в диапазоне энергий нейтронов 12,4-16,4 МэВ. Угловые распределения для большинства делящихся элементов описываются квадратичной зависимостью $\cos^2\theta$. Для ^{232}Th и ^{238}U требуется привлечение косинусов до шестой степени. Полученные результаты сравниваются с данными других авторов (рис.1, список лит. - 11 назв.).

УДК 539.173

ПЕРЕХОДНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА ^{235}U / М.Ф. Андреев, В.Е. Маршалкин, В.М. Пovyшев, В.С. Русских. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.2(46), с.12-17.

Выполнен каналовый анализ экспериментальных данных по делению ядер ^{235}U в реакциях $^{235}\text{U}(t, pf)$, $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(p, f)$. В результате анализа извлечены параметры барьеров деления нижних полос переходных состояний делящегося ядра ^{235}U . В расчетах сечений деления ядер в реакциях (n, f) и (p, f) , а также делимости в реакции (t, pf) , проведенных с набором извлеченных параметров, хорошо воспроизводятся все особенности энергетических зависимостей экспериментальных данных по делению составного ядра ^{235}U одновременно для всей совокупности указанных реакций (рис.1, табл.1, список лит. - 21 назв.).

УДК 539.171.017

МЕТОД РАСЧЕТА СПЕКТРОВ И СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ γ -КВАНТОВ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ / С.А.Оганесян. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. 2(46), с.17-27.

Представлен один из возможных методов расчета спектров и сечений образования γ -квантов, испускаемых при неупругом рассеянии нейтронов. Несмотря на некоторые упрощения, положенные в основу расчетных формул, принятая методика дает согласие с имеющимися экспериментальными данными. Проведено вычисление спектра γ -квантов реакции $^{235}\text{U}(n, n'\gamma)$ для отдельных значений энергии налетающего нейтрона. Полученные величины сравниваются с экспериментальными спектрами, данные о которых опубликованы в последние годы (рис.1, табл.3, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.184.5

СЕЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРА ^{180}Ir БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ ($I^\pi = 8^-$, $E_{\text{ур}} = 1141,5$ кэВ) / В.А.Бондаренко, Х.Я.Бондарс, А.А.Лапенас. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.2(46), с. 27-29.

Измерено сечение образования изомера ^{180}Ir ($T_{1/2} = 5,5$ ч, $I^\pi = 8^-$) в реакции (n, n') . Полученное значение $\langle \sigma_{n, n'} \rangle = 7,6^{+0,7}_{-0,4}$ мб сравнимо с сечением возбуждения уровня 8^+ вращательной полосы основного состояния и находится в согласии с предсказаниями оптической модели (рис.2, табл.2, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.122.164

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ γ -КВАНТОВ С ЭНЕРГИЕЙ 208 кэВ ПРИ РАСПАДЕ ^{237}U И С ЭНЕРГИЕЙ 984 кэВ ПРИ РАСПАДЕ ^{238}Np / А.В.Бушуев, О.В.Матвеев, В.Н.Озерков, В.В.Чачин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.2(46), с. 30-31.

Гамма-спектрометрическим методом определены вероятности испускания γ -квантов с энергией 208 кэВ при распаде ^{237}U и с энергией 984 кэВ при распаде ^{238}Np . Измерялись γ -спектры образцов ^{236}U и ^{237}Np , облученных в потоке тепловых нейтронов. Калибровка Ge(Li)-спектрометра проводилась с помощью набора стандартных источников. Полученные значения абсолютных интенсивностей сопоставляются с данными ранее опубликованных работ (табл.2, список лит. - 5 назв.).

УДК 539.171

ПОСТРОЕНИЕ ТАБЛИЦЫ МАСС ДЛЯ СОГЛАСОВАННОГО НАБОРА АТОМОВ/
В.К.Бодулинский, А.Е.Игнаточкин, А.И.Хованович, Ф.Е.Чукреев. -
Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982,
вып.2(46), с. 31-64.

Построена таблица атомных масс для набора атомов, который характеризуется максимальной достоверностью при согласовании со всей совокупностью экспериментальных данных. В основу таблиц положены следующие принципы: наиболее достоверные с точки зрения авторов экспериментальные данные о масс-дублетах, энергиях ядерных реакций и радиоактивных распадов; метод наименьших квадратов для обработки экспериментальных данных; анализ внутренней согласованности данных. Обсуждаемые в работе физико-методические и статистические критерии позволили отобрать для согласованного набора 752 атома, массы которых связаны 2480 экспериментально измеренными соотношениями. Помимо масс, избытков массы и энергий связи для каждого атома таблица содержит энергии β -распада для 474 случаев (табл.1, список лит. - 8 назв.).

Редакторы Т.Н.Артемова, Г.В.Зубова (отв.)
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректор Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 28.06.82. Т-13368. Формат 60x84 1/8.
Офсетная печать. Печ.л. 8,5. Уч.-изд.л. 6,3. Тираж 372 экз.
Индекс 3645. 7 статей. Зак.тип. № 676

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, аб/яц 971

I р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1982, вып.2(46), I-64