

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗУЗГ1
В-662

P3 - 11644

Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво, Ю.П.Попов,
М.Стэмпиньски

4469/2-78

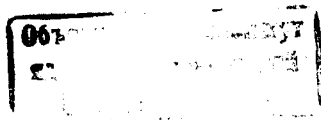
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{123}\text{Te} (n, \alpha) ^{120}\text{Sn}$
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

1978

РЗ - 11644

Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво, Ю.П.Попов,
М.Стэмпиньски

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{123}\text{Te} (n, \alpha) ^{120}\text{Sn}$
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ



Во Ким Тхань и др.

P3 - 11644

Исследование реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$ на резонансных нейтронах

Исследованы α -спектры реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$ на резонансных нейтронах, что позволило повысить точность измерения α -ширин и определить спины резонансов. Измерения проводились методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30. В качестве α -спектрометра использовалась цилиндрическая ионизационная камера с сеткой. Для резонансов с $E_0 = 24,1; 96,8; 235,3; 274,8; 436,6$ и $562,2$ эВ определен спин 0^+ и измерены α -ширины перехода в основное состояние дочернего ядра. Распределение полученных α -ширин хорошо описывается распределением с $\nu=1$ и $\langle \Gamma_\alpha \rangle = 7 \cdot 10^{-7}$ эВ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Vo Kim Tkhan' et al.

P3 - 11644

Investigation of the $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$ Reaction

Alpha-spectra of the $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$ reaction in neutron resonances are investigated. This allows to make the alpha-widths measurements more precise and to determine spins of resonances. The measurements were performed on the IBR-30 pulsed reactor by the time-of-flight technique. A cylindrical ionization chamber with a grating was used as an alpha-spectrometer. For the resonances $E_0 = 24.1; 96.8; 235.3; 274.8; 436.6$ and 562.2 eV the spin was determined to be 0^+ , and alpha-widths of the transition to the ground state of the daughter nucleus were measured. The distributions of the alpha-widths obtained are well described by the χ^2 distribution with $\nu=1$ and $\langle \Gamma_\alpha \rangle = 7 \times 10^{-7}$ eV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

ВВЕДЕНИЕ

Реакция $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$ на резонансных нейтронах впервые исследовалась в работе ^{1/}. Была измерена α -ширина для трех резонансов и еще для трех были получены верхние оценки этого параметра. Однако отсутствие анализа по энергии α -частиц и использование сравнительно толстого образца приводило к большой неопределенности в калибровке α -ширин. Кроме того, не представлялось возможным с достаточной точностью определить α -ширины резонансов со спином 1^+ , для которых запрещен α -переход в основное состояние дочернего ядра.

Позднее нами была предпринята попытка измерить α -ширину резонанса $2,33$ эВ при помощи двухсекционной ионизационной камеры с сеткой ^{2/}. Удалось существенно снизить величину верхней оценки α -ширины для этого резонанса, но, как показали эти измерения, исследование α -спектров резонансов ^{123}Te требует существенного совершенствования применяемой аппаратуры.

В данной работе впервые измерены α -спектры резонансов ^{123}Te .

МЕТОДИКА

Измерения проводились на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем в бустерном режиме с ускорителем ЛУЭ-40 при средней мощности 6 кВт. Энергия нейтронов определялась по времени пролета, энергия α -частиц - по амплитуде импульса в ионизационной камере.

Для исследования α -спектров нейтронных резонансов с малыми α -ширинами нами в сотрудничестве с группой Лодзинского университета /ПНР/ была проведена модернизация ионизационного α -спектрометра. Мишени была придана форма усеченного конуса с малым углом при вершине, а сетке и собирающему электроду - цилиндрическая форма. В средней части поверхности мишени устанавливалась узкая кольцевая мишень ^{147}Sm , служившая для нормировки α -ширин резонансов исследуемого образца.

Такая геометрия привела к увеличению площади мишени в 5 раз и в то же время позволила сохранить малую емкость камеры, а следовательно, приемлемое разрешение по энергии α -частиц.

Сечение нейтронного пучка имело форму кольца, засвечивавшего поверхность мишени и сравнительно малую долю рабочего объема камеры /см. рис. 1/, что позволило уменьшить перегрузку усилительного электронного тракта в момент вспышки мощности реактора и снизить уровень фона.

Для усиления сигнала с камеры использовался зарядочувствительный предусилитель "Polon-1001" и

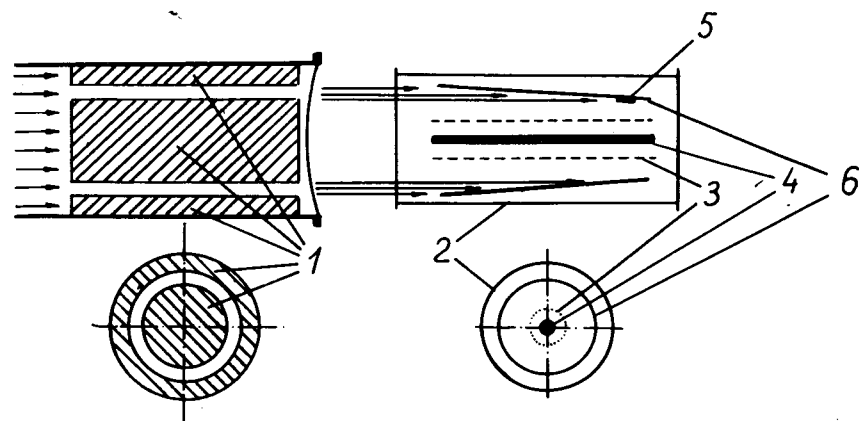


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 - коллиматор, 2 - корпус ионизационной камеры, 3 - сетка, 4 - собирающий электрод, 5 - калибровочный урановый источник, 6 - мишень ^{123}Te .

усилитель с активными фильтрами "Polon-1101", где производилось формирование импульсов. После усилительного тракта сигнал по длинному кабелю поступал на многомерный анализатор с записью на магнитную ленту^{/3/}, регистрировавший амплитуду импульса, вызванного α -частицей, и время пролета нейтронов. Калибровка по энергии α -частиц осуществлялась при помощи уранового источника, установленного на поверхности мишени.

Параметры мишеней и данные, относящиеся к условиям измерений, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Мишень	Обо- гаще- ние, %	Площадь, см^2	Толщина, $\text{мкг}/\text{см}^2$	Времен- ное раз- решение, $\text{нс}/\text{м}$	Время измере- ний, ч	
$\text{TeO}_2 + \text{Te}$	67%	^{123}Te	3150	530	48	200
Sm_2O_3	95%	^{147}Sm	85	250		

После накопления информации на магнитной ленте производилась сортировка событий, представленных в виде двухмерного спектра, для получения соответствующих одномерных временных и амплитудных спектров.

В результате реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$ в резонансах со спином и четностью $J^\pi = 0^+$ могут происходить α -переходы в основное состояние ^{120}Sn / α_0 -переходы/, первое возбужденное состояние (α_1) и т.д. /см. рис. 2/, а в резонансах с $J^\pi = 1^+$ - те же переходы, кроме α_0 , которые запрещены законом сохранения момента и четности. Поэтому на временном спектре в интервале 6,9-7,7 МэВ, соответствующем α_0 -переходу / $E_{\alpha_0} = 7,3 \text{ МэВ}$ /, проявляются только резонансы с $J^\pi = 0^+$ /см. рис. 3/.

Амплитудные спектры четырех нижних резонансов, полученные после вычитания фона, измеренного в проме-

жутках между резонансами, в "фоновых окнах", приведены на рис. 4.

Для ряда высоколежащих резонансов учесть фон описанным выше образом оказалось сложным ввиду сильной зависимости фоновых спектров от энергии нейтронов и возможности попадания в фоновые окна слабых резонансов. В этих случаях вычитание фона проводилось путем плавной экстраполяции хода фоновой кривой амплитудного спектра в область больших энергий, соответствующую α -переходам в основное и первое возбужденное состояния дочернего ядра /см. рис. 5/.

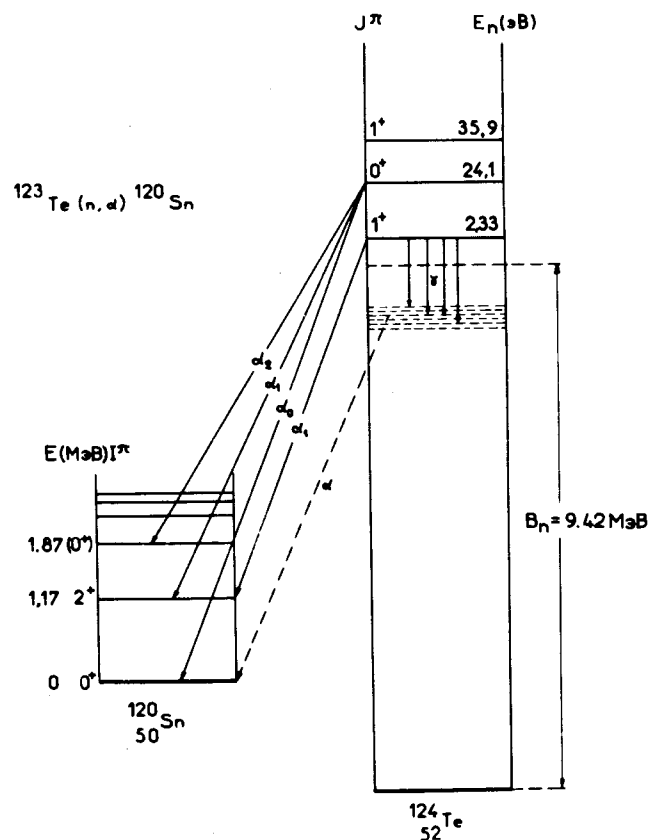


Рис. 2. Схема α -распада с-резонансов ^{123}Te .

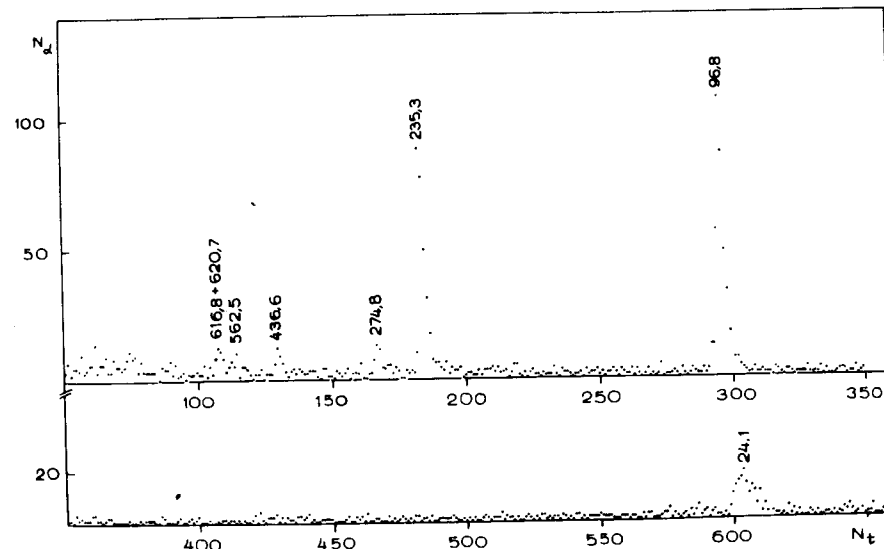


Рис. 3. Временной спектр в амплитудном окне α_0 -перехода $E_{\alpha_0} = 6,9-7,7$ МэВ.

Получение абсолютных значений α -ширин ^{123}Te /калибровка/ осуществлялось в два этапа. Первоначально на короткой пролетной базе были проведены измерения с мишенями ^{123}Te и ^{147}Sm для определения α -ширины резонанса 24,1 эВ ^{123}Te , при этом в качестве калибровочного использовался резонанс 3,42 эВ ^{147}Sm , α -ширина которого была взята из работы [4]. Затем для выделения высоколежащих резонансов были проведены измерения на длинной пролетной базе с мишенью ^{123}Te , в этом случае для калибровки служил резонанс 24,1 эВ ^{123}Te .

Определение α -ширин ^{123}Te производилось при помощи стандартного выражения

$$\Gamma_{\alpha} = \frac{N_{\alpha}}{N_{\alpha}^k} \frac{\Pi(E_0^k) A^k \Gamma S^k}{\Pi(E_0) A \Gamma_k S} \cdot \Gamma_{\alpha}^k, \quad /1/$$

где N_{α} - число зарегистрированных α -частиц от распада резонанса, $\Pi(E_0)$ - поток нейтронов при энергии

резонанса E_0 , Γ - полная ширина резонанса, A - площадь Юза, S - площадь мишени.

Индексы "к" относятся к калибровочному резонансу.

Мы пользовались зависимостью потока нейтронов от энергии $\Pi(E_n) = c \cdot E_n^{-0,9}$ /см.¹⁵/ . Параметры резонансов были взяты из работы /6/.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Число зарегистрированных событий α -распада резонансов и полученные α -ширины приведены в табл. 2. Эти данные практически относятся только к резонансам

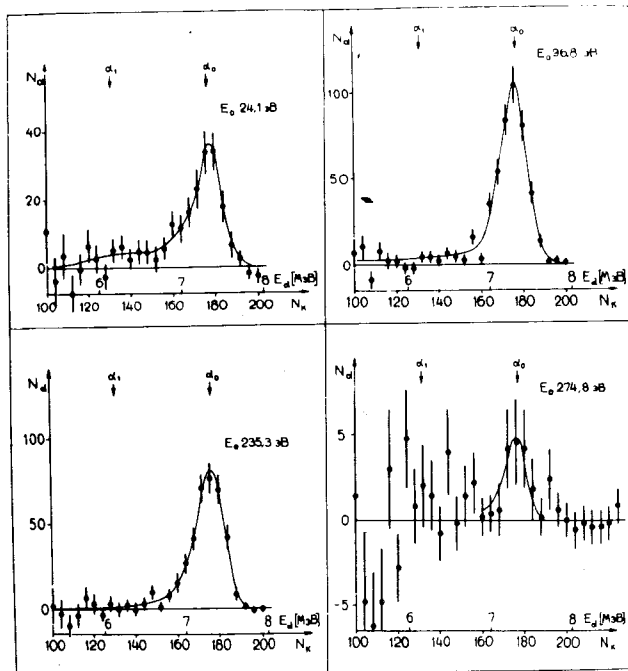


Рис. 4. Амплитудные спектры резонансов ^{123}Te после вычитания фона.

Таблица 2

Ядро-мишень	E_0 , эВ	J^π /6/	J^π наши данные	N_{α_0}	N_{α_1}	$\sqrt{\alpha_0}$, 10^{-6} эВ	$\sqrt{\alpha_1}$, 10^{-6} эВ	
^{123}Te	2,334	I^+	I^+	< 20	< 45	$< 4 \cdot 10^{-4}$	$< 8 \cdot 10^{-4}$	
	24,1	0^+	0^+	157 ± 14	< 30	$0,10 \pm 0,02$	$< 0,02$	
	35,9	I^+	(I)	< 5	< 10	$< 0,02$	$< 0,04$	
	73,1	-	-	< 5	< 9	$< 0,15$	$< 0,25$	
	96,8	0^+	0	432 ± 22	< 15	$9,8 \pm 2,6$	$< 0,35$	
	108,8	-	-	< 5	< 10	$< 0,3$	$< 0,6$	
	119,9	-	-	< 6	< 10	$< 0,15$	$< 0,25$	
	132,7	I^+	-	< 6	< 9	$< 0,08$	$< 0,11$	
	158,6	I^+	-	< 5	< 10	$< 0,04$	$< 0,08$	
	182,1	-	-	< 8	< 10	$< 0,05$	$< 0,07$	
	235,3	0^+	0^+	356 ± 21	< 13	17 ± 3	$< 0,6$	
	274,8	I^+	0^+	20 ± 5	< 11	$0,6 \pm 0,3$	$< 0,3$	
	436,6	I^+	0^+	38 ± 10	< 12	12 ± 6	< 4	
	562,2	-	0^+	43 ± 10	< 11	$5,0 \pm 2,3$	$< 1,3$	
	616,8	0	}	$\#$	46 ± 10	< 14	< 14	< 7
	620,7	-						
1062,7	-	}	$\#$	43 ± 11	< 30			
1073,5	-							
1098,0	-							
1111,7	-							
1192,6	-							

* По крайней мере один резонанс имеет спин 0^+ .

со спином O^+ , так как ввиду большого расстояния между основным и первым возбужденным состоянием дочернего ядра ^{120}Sn вероятность α_1 -переходов существенно меньше $\frac{P_{\alpha_0}}{P_{\alpha_1}} = 6,8 \cdot 10^2$ и, кроме того, с уменьшением энергии α -частиц фон быстро растет. Поэтому для α_1 -переходов нам удалось получить только верхние оценки, исключение составляет резонанс с $E_0 = 2,33$ эВ, для которого получено значение $\Gamma_{\gamma\alpha} = 2 \pm 1 / 10^{-9}$ эВ/см. ^{7/}.

В табл. 3 приведены результаты калибровки резонансов ^{123}Te по резонансу с энергией $3,42$ эВ ^{147}Sm .

Таблица 3

Ядро-мишень	E_0 , эВ	J^π	$\sum_1 N_{\alpha_i}$	$\sum_1 \Gamma_{\alpha_i} \cdot 10^7$ эВ
^{147}Sm	3,42	3^-	238 ± 18	$1,8 \pm 0,2$
^{123}Te	24,1	O^+	260 ± 22	$1,03 \pm 0,19$

Измерение α -спектров резонансов позволило получить значения их спинов, исходя из того, что для резонансов со спином 1^+ переход в основное состояние ^{120}Sn запрещен /см. рис. 2/.

Для резонансов с $E_0 = 24,1; 96,8; 235$ эВ полученные нами значения спинов совпадают с данными работы ^{6/}. Для резонансов с $E_0 = 274,8$ и $436,6$ эВ в работе ^{6/} приведен спин 1^+ , что противоречит нашим экспериментальным данным, т.к. наблюдается α_0 -переход /см. рис. 4 и 5 соответственно/. Отметим, что в работе ^{1/} также указывалось на спин O^+ в резонансе $274,8$ эВ. Для резонанса $E_0 = 562,2$ спин ранее не определялся,

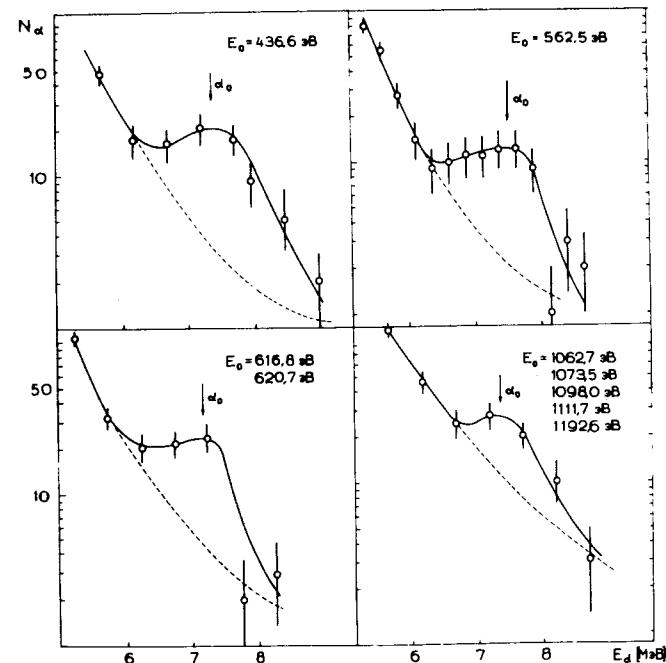


Рис. 5. Амплитудные спектры высоколежащих резонансов ^{123}Te .

наличие перехода также позволяет приписать ему спин O^+ . Резонансы с $E_0 = 616,8$ и $620,7$ эВ у нас не разрешены, и резонанс с $E_0 = 616,8$ согласно ^{6/} имеет спин O^+ , поэтому его α -ширину можно получить, предположив, что резонанс с $E_0 = 620,7$ эВ не дает вклада в счет α -частиц. В группе резонансов с $E_0 = 1062,7 - 1192$ эВ имеется по крайней мере один резонанс со спином O^+ .

Для тех резонансов, где надежно определены α -ширины, было построено их распределение /см. рис. 6/. В отличие от принятого обычно распределения в виде гистограмм ^{8/}, где каждому резонансу приписывается фиксированное значение α -ширин, в настоящей работе мы учли экспериментальную ошибку измеренных α -ши-

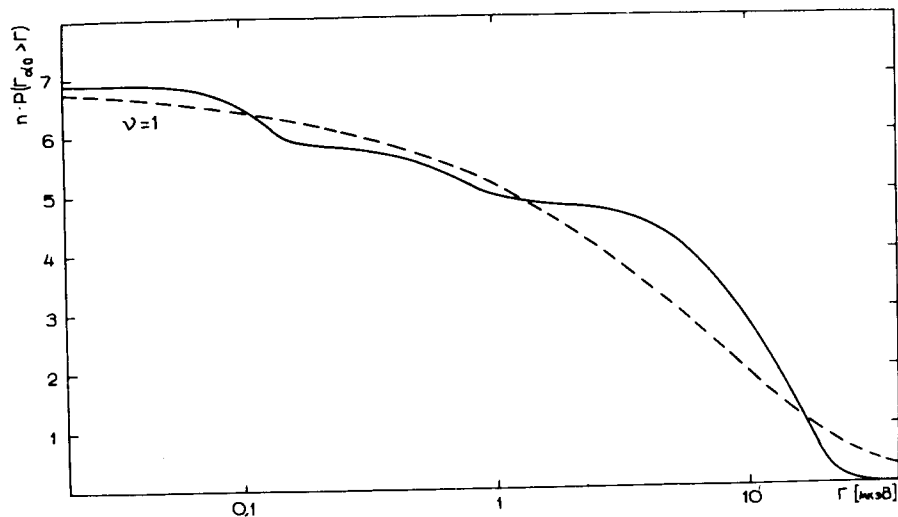


Рис. 6. Интегральное распределение измеренных α -ширин. Пунктирная кривая - теоретическое распределение Портера-Томаса с $\nu=1$.

рин и взвесили каждое значение Γ_{α} по нормальному закону. Полученное таким образом экспериментальное распределение можно сравнить с теоретическим распределением Портера-Томаса^{/9/}.

Эффективное число степеней свободы теоретического распределения может быть рассчитано при помощи выражения

$$\nu_{\text{эф}} = \left(\sum_{f,l} P_{fl} \right)^2 / \sum (P_{fl})^2, \quad /2/$$

где P_{fl} - проникаемость кулоновского барьера для α -перехода в состояние f с моментом l .

Для данного ядра в случае α_0 -переходов ситуация упрощается тем, что поскольку начальное и конечное состояния α_0 -перехода имеют спин 0^+ , то все α -частицы имеют $l=0$, тогда $\nu_{\text{эф}}=1$. Можно видеть, что такое распределение хорошо описывает полученные нами данные /см. рис. 6/. Проверка по критерию χ^2 дает уровень достоверности описания, равный 0,56. Средняя α -шири-

на реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$ также может быть рассчитана по кластерной модели^{/10/} при помощи выражения

$$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{кл}} = \frac{D_{J^{\pi}}}{D_{\text{кл}}} \Gamma_{\alpha \text{ кл}}, \quad /3/$$

где $D_{\text{кл}}$ - расстояние между ближайшими кластерными уровнями, $D_{J^{\pi}}$ - среднее расстояние между уровнями со спином J^{π} , $\Gamma_{\alpha \text{ кл}}$ - кластерная α -ширина /близка к вигнеровскому пределу/.

Если использовать экспериментальное значение $D_{J^{\pi}} = 80 \text{ эВ}$, то $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{кл}}$ будет равно $2,1 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$.

Экспериментальное значение $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ по восьми резонансам равно: $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{эксп.}} = /7,3 \pm 3,7/ \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$. Ошибка здесь обусловлена малым числом резонансов. Такое согласие предсказанного кластерной моделью значения $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ с экспериментальной величиной можно считать удовлетворительным /см. для других ядер^{/11/}.

Можно отметить, что проведенные измерения показали перспективность применения цилиндрической ионизационной камеры с сеткой на пучках ИБРа-30. Существенное увеличение площади мишени и хорошие перегрузочные характеристики электронного тракта позволяют получать α -спектры в резонансах с малыми α -ширинами и кроме того дают возможность начать исследования реакции (n, α) при более высоких энергиях нейтронов.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Т.С.Зварову за разработку метода изготовления тонкой мишени из ^{123}Te и Ю.Анджиевского за помощь при обработке результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов Ю.П., Флорек М. ЯФ, 1969, т.9, вып. 6, с.1163.
2. Niedzwiedzki K. e.a. Acta Phys. Slov., 1975, Nr. 2-3, p.211.

3. Попов Ю.П. и др. ЯФ, 1971, 13, с.913.
4. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, РЗ-8800, Дубна, 1975.
5. Голиков В.В. и др. ОИЯИ, З-5736, Дубна, 1971.
6. Neutron Cross Sections. BNL 325, Third edition, 1973.
7. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-11381, Дубна, 1978.
8. Попов Ю.П. и др. Acta Phys.Pol., 1973, v.B4, p.275.
9. Porter С.Е., Thomas R.G. Phys.Rev., 1956, 104, p.483.
10. Кадменский С.Г., Фурман В.И. ЭЧАЯ, 1975, т.6, вып. 2, с.469.
11. Антонов А. и др. ЯФ, 1978, 27, вып. 1, с.18.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1978 года.