

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

РЗ-85-275

Ю.М.Гledenov, Л.В.Кузнецова, Ю.П.Попов,
Х.Риголь, В.И.Салацкий

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ $^{40}\text{K}(n, \alpha)^{37}\text{Cl}$
И $^{40}\text{K}(n, p)^{40}\text{Ar}$
НА ТЕПЛОВЫХ И РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

1985

ВВЕДЕНИЕ

До сих пор имеется мало сведений о нейтронных сечениях, параметрах резонансов и расстояниях между уровнями для нечетно-нечетных ядер среднего веса, так как они в большинстве случаев радиоактивны. Одним из наиболее удобных для исследования ядер такого типа является ^{40}K , период полураспада которого $1,28 \cdot 10^9$ лет. В работах ^{/1,2/} на тепловых нейтронах были определены сечения реакций $^{40}\text{K}(n, p)$ и $^{40}\text{K}(n, \alpha)$. В работе ^{/3/} измерены сечения этих реакций в диапазоне энергий нейтронов от 0,02 эВ до 70 кэВ, и обнаружен ряд резонансов.

Целью настоящей работы было увеличение надежности результатов, полученных при исследовании реакций $^{40}\text{K}(n, p)$ и $^{40}\text{K}(n, \alpha)$ на медленных нейтронах /включая тепловые/, для чего применена методика исследования, отличающаяся от использованной в работах ^{/1-3/}. Предварительные данные нашей работы сообщены на конференции по нейтронной физике ^{/4/}.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Исследования реакций $^{40}\text{K}(n, p)$ и $^{40}\text{K}(n, \alpha)$ проводились с помощью нейтронного спектрометра по времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем в обычном или бустерном режимах. Мишени из KCl с содержанием изотопа $^{40}\text{K} /2,7+0,2\%$ готовились методом осаждения на алюминиевые подложки. Литиевая мишень, также на алюминиевой подложке, используемая в экспериментах как эталонная /сечение реакции $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$ для тепловых и резонансных нейтронов известно с точностью 1%, изготовливалась методом напыления в вакууме. Мишени из KCl и LiF, имеющие одинаковую площадь, устанавливались в двухсекционную ионизационную камеру с сеткой, как описано в ^{/5/}. При измерениях с резонансными нейтронами камера окружалась кадмием для устранения влияния нейтронов, термализовавшихся в помещении. Непосредственно перед камерой во всех измерениях устанавливался коллиматор нейтронов, формирующий пучок размером 30x2 см, и измерения проводились в так называемой "косой геометрии", как и в работе ^{/5/}, то есть мишени стояли под углом примерно 4° к пучку падающих нейтронов. Камера наполнялась смесью ($\text{Ar} + 3\% \text{CO}_2$) до давления 2 атм.

Условия экспериментов приведены в табл.1. Импульсы с коллекторов ионизационной камеры, при помощи измерительного модуля на основе ЭВМ СМ-3, анализировались по времени пролета и ампли-

Таблица 1

Нейтронные	Пролетная база, м	Разрешение спектрометра, мкс/м	n_K число атомов ^{40}K на см^2 , 10^{17}	n_L число атомов ^6Li на см^2 , 10^{17}	Время измерения, ч	
					t_K на ^{40}K	t_L на ^6Li
резонансные						
1 серия	85	0,07	$2,57 \pm 0,21$	$4,97 \pm 0,15$	94	1
2 серия	85	0,05	$2,57 \pm 0,21$	$4,97 \pm 0,15$	37	37
медленные ≤ 1 эВ	52	1,5	$1,02 \pm 0,08$	-	48	-

туде. После накопления информации магнитные ленты переносились на ЭВМ CDC-6500, где проводилась сортировка двумерной информации.

Калибровка энергии нейтронов по времени пролета при измерениях на резонансных нейтронах $/E_n = 9-18000$ эВ/ осуществлялась с помощью марганцевого фильтра по известным резонансам марганца, проявляющимся как провалы на времяпролетных спектрах частиц, вылетающих из литиевой мишени.

Калибровка энергетической шкалы амплитудных спектров частиц, вылетающих из мишеней, проводилась с помощью тонких источников из смеси ^{238}U и ^{234}U , испускающих α -частицы с энергиями 4,18 и 4,76 МэВ.

Для исследования реакций $^{40}\text{K}(n, \alpha)$ и $^{40}\text{K}(n, p)$ на резонансных нейтронах проведены две серии измерений. В первой серии регистрация частиц, вылетающих из калиевой мишени и из эталонной литиевой мишени, производилась поочередно. Времяпролетный спектр частиц, вылетающих с энергиями 1,1-3,6 МэВ /максимальная энергия протонов и α -частиц равна 2,23 МэВ и 3,49 МэВ, соответственно/, приведен на рис.1 /верхняя кривая/. Экспериментальные ошибки меньше размеров точек. Видны резонансы при энергиях нейтронов $E_n = 1,13; 2,29; 3,06$ и $5,18$ кэВ. Положения полученных резонансов находятся в хорошем согласии с энергиями резонансов, наблюдавшихся в работе ^{13/}. По амплитудным спектрам частиц, вылетающих из мишени ^{40}K , в интервалах энергий нейтронов, соответствующих резонансам, было установлено, что резонансы 1,13; 2,29 и $5,18$ кэВ в основном обусловлены реакцией (n, α) , а резонанс $3,06$ кэВ - реакцией (n, p) . Это соответствует результатам измерений, приведенным в работе ^{13/}. Резонансы при энергиях больше 6 кэВ на спектре не видны.

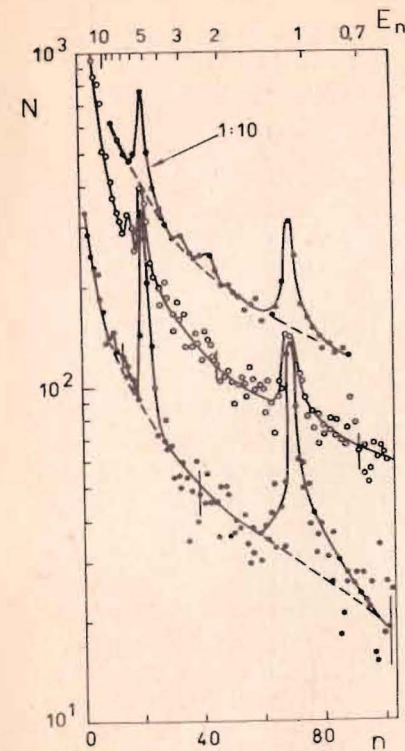


Рис.1. Времяпролетные спектры частиц, вылетающих из мишени ^{40}K . Верхняя кривая - для энергий вылетающих частиц 1,1-3,6 МэВ; средняя - для энергий частиц 0,82-2,25 МэВ /с алюминиевым фильтром/; нижняя - для энергий частиц 2,25-3,55 МэВ /с алюминиевым фильтром/; E_n - энергия нейтронов в кэВ.

Во второй серии измерений была сделана попытка получить резонансы с энергией выше 6 кэВ. Для этого на пути нейтронов от реактора до камеры был поставлен алюминиевый фильтр толщиной 10 см. Поток нейтронов с энергиями до 10 кэВ снизился в меньшей степени, чем поток более быстрых нейтронов, поэтому отношение эффекта к фону увеличилось, и на времяпролетных спектрах в области энергий E_n от 6 до 10 кэВ появились пики, обусловленные неразрешенными резонансами. Средняя

кривая на рис.1 - времяпролетный спектр частиц с энергиями от 0,82 до 2,25 МэВ, вылетающих из калиевой мишени. Нижняя кривая - спектр частиц с энергиями 2,25-3,55 МэВ из той же мишени.

На мишенях из KCl, изготовленных методом осаждения, наблюдались неоднородности, поэтому было необходимо проверить, соответствует ли средняя толщина мишеней той толщине /назовем ее эффективной толщиной/, которая входит в формулу для определения эффективности регистрации частиц, вылетающих из мишеней конечной толщины $/6/$, где эффективность регистрации определена как отношение числа зарегистрированных частиц к полному числу частиц, образовавшихся в мишени. Оказалось, что отношение площадей под пиками от α частиц на нижней и средней кривой, приведенных на рис.1, при энергии нейтронов $E_n = 1,13$ кэВ соответствует эффективной толщине, равной $(1,89 \pm 0,21)$ мг/см², а для $E_n = 5,18$ кэВ - равной $(1,93 \pm 0,13)$ мг/см². В дальнейших расчетах эффективная толщина этой мишени взята равной $(1,92 \pm 0,13)$ мг/см², что в 1,6 раза больше средней толщины, определенной по взвешиванию.

В работе ^{13/} сообщалось об обнаружении значительного отклонения хода сечения реакции $^{40}\text{K}(n, p)$ от закона $1/v$ в диапазоне энергий нейтронов 0,007-1000 эВ. Поэтому нами была специально изучена зависимость выходов реакций $^{40}\text{K}(n, p)$ и $^{40}\text{K}(n, \alpha)$

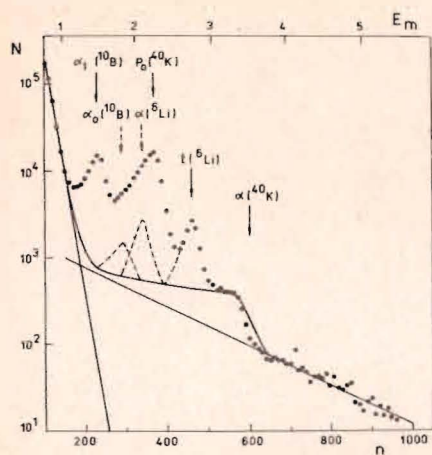


Рис.2. Амплитудный спектр частиц, вылетающих из мишени ^{40}K , при энергии нейтронов $0,025-0,036$ эВ. E_m - энергия частиц в МэВ.

от энергии нейтронов в диапазоне энергий $E_n = 0,01-1,3$ эВ, на котором отклонение от закона $1/v$ доходит, согласно утверждению работы ^{/3/}, до 4 раз. Столь большое различие в таком узком интервале энергий представляется удивительным. Этот диапазон энергий нейтронов был разбит на семь интервалов, в каждом из которых полу-

чены амплитудные спектры частиц, вылетающих из калиевой мишени. На рис.2 приведен один из таких спектров, измеренный в интервале энергий E_n от $0,025$ до $0,036$ эВ / $E_n = 0,030$ эВ/. Четко видны пики, соответствующие α -частицам из бора - $\alpha(^{10}\text{B})$, протонам из калия - $p_0(^{40}\text{K})$, тритонам из лития - $t(^{6}\text{Li})$, а также виден правый край пика от α -частиц из калия - $\alpha(^{40}\text{K})$. Бор и литий присутствуют в калиевой мишени как малые примеси. Фоновые подложки показаны на рисунке прямыми линиями. Расчетная форма пика $\alpha(^{40}\text{K})$, привязанная при энергии $3,2$ МэВ к экспериментальной точке, показана сплошной линией. Форма и площади пиков $\alpha_0(^{10}\text{B})$ и $\alpha(^{6}\text{Li})$ определены по пикам $\alpha(^{10}\text{B})$ и $t(^{6}\text{Li})$ соответственно /для ^{10}B $I_{\alpha_0} = 0,067 I_{\alpha}$, а для ^{6}Li $I_{\alpha} = I_t$).

На всех семи амплитудных спектрах точность определения площади пиков $p_0(^{40}\text{K})$ составляла около 5%, а площади пиков $\alpha(^{40}\text{K})$ - около 25%. В то же время ошибка относительного определения площадей α -пиков, что необходимо для выяснения хода сечения реакции (n, α) , составляла примерно 10%.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Сечение реакций $^{40}\text{K}(n, \alpha)$ и $^{40}\text{K}(n, p)$ для резонансных нейтронов определялось по формуле

$$\sigma_K(E) = \frac{N_K n t \epsilon_L}{N_L n t \epsilon_K} P m \sigma_L(E),$$

где L и K - индексы, соответствующие литиевой и калиевой мишеням, N - число зарегистрированных частиц, n - число атомов на 1 см^2 мишени, t - время регистрации частиц, ϵ - эффективность регистрации, P - коэффициент, учитывающий нестабильность потока нейтронов от реактора, m - поправка на различие числа нейтронов, падающих на мишени, $\sigma_L(E)$ - сечение реакции $^{6}\text{Li}(n, t) ^4\text{He}$.

Значения N_K для резонансов $1,13; 2,29; 3,06; 5,18$ кэВ определены по данным, приведенным на верхней кривой рис.1. Как уже упоминалось ранее, по амплитудным спектрам частиц, вылетающих из мишени ^{40}K , было установлено, что резонанс $3,06$ кэВ в основном обусловлен вылетающими протонами, а остальные резонансы - вылетающими α -частицами. Величина N_K для области энергий нейтронов $5,9-9,8$ кэВ получена по данным, приведенным на нижней кривой того же рисунка.

Значения N_L определены по выходу тритонов из литиевой мишени. Величины n_L, n_K, t_L и t_K приведены в табл.1.

Значения ϵ вычислены по формуле, взятой из работы ^{/6/}. Эталонная мишень из LiF - тонкая (23 мкг/см^2), поэтому ϵ_L близко к $0,5$. Для обеих серий измерений на резонансных нейтронах $\epsilon_L = 0,49 \pm 0,01$. В первой серии эффективность регистрации α -частиц $\epsilon_K^{\alpha} = 0,33 \pm 0,02$, а протонов - $\epsilon_K^p = 0,45 \pm 0,02$. Во второй серии эффективность регистрации α -частиц из-за более высокого порога регистрации была меньше, $\epsilon_K^{\alpha} = 0,21 \pm 0,02$.

Мощность реактора поддерживалась с точностью $\pm 5\%$, поэтому коэффициент $P = 1,00 \pm 0,05$.

Поправка m , обусловленная рассеянием нейтронов на подложках между мишенями, составляла $0,88 \pm 0,05$.

Сечение реакции $^{6}\text{Li}(n, t)$ взято из работы ^{/7/}.

Наши результаты представлены в табл.2 так же, как в работе ^{/3/}, в виде параметров резонансов $A_x = (g \Gamma_n \Gamma_x) / \Gamma$, где x - индекс, указывающий на тип исследуемой реакции (n, α) или (n, p) , g - статистический фактор, Γ_n и Γ - нейтронная и полная ширины, Γ_x - это Γ_{α} либо Γ_p . Параметры A_x связаны с площадями под резонансами выражением $A_x = \frac{2}{\lambda^2} \sum_{\text{рез}} \sigma_x(E) \Delta E$, где λ - длина волны нейтрона.

Для сравнения в табл.2 приведены также данные работы ^{/3/}. В диапазоне энергий нейтронов до $5,9$ кэВ результаты совпадают в пределах ошибок. При больших энергиях сравнение параметра A_{α} , полученного нами для неразрешенных резонансов с суммой параметров резонансов, приведенных в ^{/3/} для той же области энергий нейтронов, показывает совпадение лишь в пределах двух статистических ошибок наших результатов, что объясняется, возможно, и тем, что в полученный нами параметр могли войти вклады от слабых резонансов, пропущенных в ^{/3/}.

Результаты, полученные при измерениях с нейтронами до 1 эВ в семи интервалах энергий нейтронов, для каждого из которых вычислена средняя энергия, представлены в табл.3. В третьей и четвертой колонках таблицы приведены числа зарегистрированных нами протонов и α -частиц из реакций $^{40}\text{K}(n, p)$ и $^{40}\text{K}(n, \alpha)$. В пятой колонке - отношение между ними. В шестой колонке - то же отношение, вычисленное по эмпирической формуле, полученной на основании экспериментальных данных работы ^{/3/}. Постоянство отношения, полученное нами, опровергает утверждение авторов работы ^{/3/} о том, что сечение реакции $^{40}\text{K}(n, p)$ сильно отклоняется от зависимости

Таблица 2

Энергия резонанса, кэВ	A_α , мэВ		A_p , мэВ	
	наст. работа	работа ^{/3/}	наст. работа	работа ^{/3/}
1,13	43+7	43+4	-	<0,3
2,29	27+9	28+2,5	-	<0,6
3,06	-	1+0,25	6,5+5,5	13+1,5
5,18	1140+230	1100+90	-	-
5,9-9,8	380+160	114+15	-	50+5

Таблица 3

Интервал энергии	\bar{E} , эВ	N_p	N_α	N_p/N_α		$N_\alpha(B)$, 10^3	$\frac{N_p}{N_\alpha(B)}$	$\frac{N_\alpha}{N_\alpha(B)}$
				наст. работа	работа ^{/3/}			
1	0,677	19264	408	47	4,8	15,5	1,25	0,026
2	0,215	40408	765	53	6,4	31,8	1,27	0,024
3	0,069	112235	2319	48	8,8	88,3	1,27	0,026
4	0,046	133560	2786	48	10,2	105,9	1,26	0,026
5	0,030	93803	1918	49	12,0	75,9	1,24	0,025
6	0,021	49494	1106	45	14,2	39,4	1,26	0,028
7	0,014	31036	663	47	17,4	25,0	1,24	0,026

$1/v$, в то время как сечение реакции $^{40}\text{K}(n, \alpha)$ следует этому закону. Для увеличения надежности нашего результата было проделано сравнение выхода протонов из калиевой мишени с выходом α -частиц из реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha_1)$, сечение которой, как известно, следует закону $1/v$ в рассматриваемом диапазоне энергий нейтронов. Число зарегистрированных частиц из бора приведено в седьмой колонке. В следующей колонке - отношение числа протонов к числу α -частиц из бора. Видно, что в пределах экспериментальных ошибок, по оценке составляющих не более +5%, отношение постоянно, а это значит, что сечение реакции $^{40}\text{K}(n, p)$ в диапазоне энергий до 1 эВ следует закону $1/v$. В последней колонке таблицы приведено полу-

ченное нами отношение числа α -частиц из калиевой мишени к числу α -частиц из бора. Видно, что сечение реакции $^{40}\text{K}(n, \alpha)$, как уже отмечалось в^{/3/}, следует закону $1/v$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы подтверждают параметры резонансов, полученные в^{/3/}, и вывод, приведенный там же, о том, что в области энергий медленных нейтронов изменение сечения реакции $^{40}\text{K}(n, \alpha)$ следует закону $1/v$. Но наши результаты находятся в явном противоречии с утверждением авторов той же работы^{/3/}, что в области энергий нейтронов до 1 эВ изменение сечения реакции $^{40}\text{K}(n, p)$ отличается от закона $1/v$.

Авторы выражают благодарность Т.С.Зваровой за приготовление калиевых мишеней.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schroder I.G. et al. Phys.Rev., 1968, 165, p.1184.
2. Emsallem A. et al. Nucl.Phys., 1981, A368, p.108.
3. Weigmann H. et al. Nucl.Phys., 1981, A368, p.117.
4. Гледенов Ю.М. и др. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 2-6 октября 1983 г. ЦНИИАтоминформ, М., 1984, т.2, с.388.
5. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, РЗ-8800, Дубна, 1975.
6. Аборосимов Н.К., Кочаров Г.Е. Изв. АН СССР, сер.физ., 1962, 26, с.237.
7. Uttley C.A. et al. In: 3rd Conf.Neutron Cross Section+ Tech., Knoxville, 1971, 2, p.551.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 апреля 1985 года.