

ИНТЕНСИВНОСТЬ МЕЗОРЕНТГЕНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ В СВИНЦЕ, ТОРИИ И УРАНЕ

*В.С.Бутцев, Ж.Ганзориг, В.Кожокару, Т.Крогульски¹⁾,
Х.-Г.Ортлепп, С.М.Поликанов, Б.М.Сабилов, В.Д.Фромм²⁾,
У.Шмидт, Д.Чултэм*

Измерена интенсивность основных переходов в мюонных атомах свинца, тория и урана. Полученные значения интенсивности не подтверждают предсказания каскадной модели.

1. Знание интенсивности мезорентгеновских переходов имеет важное значение для изучения свойств мюонных атомов. Для того, чтобы нормировать выход различных реакций, таких, как деление или испускание нейтронов после процесса возбуждения, должна быть известна доля безрадиационных мюонных переходов, непосредственно возбуждающих ядро. Эту долю для переходов $2P-1S$ можно определить как разницу между заселением уровня $2P$ и интенсивностью радиационных переходов $2P-1S$. Однако, определение интенсивности всех переходов на уровне $2P$ встречает большие экспериментальные трудности из-за недостаточной чувствительности детекторов. Поэтому в некоторых работах [1, 2] доля безрадиационных переходов в ядрах актинидов определялась по уменьшению интенсивности переходов $2P-1S$ в тории, уране и плутонии по сравнению с интенсивностью этого перехода в свинце. При этом предполагалось, что интенсивность более высоких радиационных переходов в этих ядрах должна быть одинаковой. В противном случае недостающую часть интенсивности γ -лучей нельзя просто связать с безрадиационными переходами. Целью настоящего эксперимента была проверка этих предположений путем измерения интенсивности основных мезорентгеновских линий в свинце, тории и уране.

Эксперимент был выполнен на сепарированном пучке отрицательных мюонов синхроциклотрона ОИЯИ ($E_p = 670 \text{ МэВ}$). Мезорентгеновское излучение регистрировалось при помощи коаксиального Ge(Li) -детектора с чувствительным объемом 45 см^3 , включенного на совпадения с сигналом остановки μ^- в мишени, который поступает от телескопа, включенного по схеме 1234. Временное разрешение 2τ составляло 10 нсек , энергетическое разрешение Ge(Li) -детектора достигало 3 кэВ и 8 кэВ для гамма-квантов с энергией 1 и 8 МэВ , соответственно. Скорость счета достигала значений 36000 , 11000 , 1300 и 200 в секунду для совпадений "1, 2", "1, 2, 3"; "1, 2, 3, 4" и (1234, γ) соответственно.

¹⁾ Институт ядерных исследований, Свекл, ПНР.

²⁾ Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР.

Все мишени имели одинаковые размеры $60 \times 77 \text{ мм}^2$, их вес был равен, приблизительно, 50 г , эффективная толщина составляла $\approx 2 \text{ г/см}^2$. Большое значение для настоящего эксперимента имело надежное определение эффективности регистрации γ -лучей и числа остановок μ^- в мишени.

С целью уменьшения ошибок, связанных с возможной нестабильностью пучка было проведено десять циклов измерений. В каждом цикле были проведены по шесть измерений с четырьмя мишенями в следующем порядке: Al, Pb, Al, Th, Al, U. Таким образом достигалось эффективное усреднение флюктуаций пучка. Кривая эффективности Ge(Li)-детектора была нормирована к абсолютным единицам по известной интенсивности K_α -мезорентгеновской линии в Al [3].

Число остановок μ^- в мишени определялось зависимостью четырех величин от толщины мишени: "1, 2, 3, 4", (1234 , γ_i) совпадений, (1234 , γ_p) совпадений и, наконец, интенсивностью K_α -серии мезорентгеновских лучей в случае Al или "6 - 5" и "5 - 4" переходов в случае тяжелых ядер (γ - полный счет гамма-квантов, γ_p - счет мгновенных гамма-квантов). Применимость этого метода проверялась измерением интенсивности мезорентгеновских лучей из мишени, состоящей из 16 чередующихся алюминиевых и свинцовых фольг толщиной 50 и 60 мг/см^2 , соответственно.

Измерения проводились в два этапа. Сначала определялась интенсивность $6h \rightarrow 5g$ и $5g \rightarrow 4f$ переходов в Pb, Th, U; потом в течение длительного времени измерялись мезорентгеновские спектры всех мишеней в диапазоне от 150 кэВ до 7 МэВ и были определены относительные интенсивности переходов. Окончательные результаты этих измерений приведены в таблице.

Ошибки результатов обусловлены прежде всего неопределенностью в количестве остановок (5%). Неопределенность в интенсивности мезорентгеновской K_α -линии Al составляла примерно 2%. Статистическими ошибками можно было пренебречь в случае более высоких переходов, а в случае K_α -переходов они достигают нескольких процентов.

Кривая относительной эффективности регистрации фотопиков определена с помощью известных калибровочных источников и реакции $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)$. Для функционального представления этой кривой при помощи полинома четвертой степени в дважды логарифмических координатах ($\log \epsilon_r, \log E_\gamma$) был рассчитан коридор ошибок с относительной шириной 0,5%.

Плавная зависимость коэффициентов самопоглощения от энергии гамма-квантов определена с точностью 3% на основе измерения естественной активности ториевой мишени и ториевой фольги толщиной $0,05 \text{ мм}$.

Обработка гамма-спектров проводилась с помощью программы "SAMPO" [9].

На рисунке экспериментальные результаты сравниваются с предсказаниями каскадных расчетов по программе Хюфнера [4]. В расчетах учитывались радиационные E1-переходы и переходы Оже, включалась конверсия электронов на K-, L-, M-оболочках и предполагалось, что начальное заселение для $n = 20$ имеет форму: $\rho \sim (2l + 1) \exp(al)$.

Интенсивность радиационных муонных переходов

Переходы	Р(есм)			232Th			238U		
	Е, кэВ	I _{эсп}	I _{расч} (σ ± 0,1σ)	Е, кэВ	I _{эсп}	I _{расч}	Е, кэВ	I _{эсп}	I _{расч}
Σ 7i - 6h							166 - 182	0,367 ± 0,025	
8j - 7i							190 - 200	0,040 ± 0,004	
9i - 7h							285 - 295	0,043 ± 0,007	
8i - 6h							285 - 304	0,391 ± 0,027	
Σ 6h - 5g	230 - 237	0,436 ± 0,035	0,405	274 - 281	0,315 ± 0,022	0,315 ± 0,022	464 - 477	0,050 ± 0,008	
7h - 5g	370 - 375	0,060 ± 0,005	0,075	443 - 456	0,035 ± 0,003	0,035 ± 0,003		0,228 ± 0,016	
5g ₂ - 4f ₂	429 - 432	0,265 ± 0,016	0,239			0,176 ± 0,014		0,173 ± 0,010	
5g ₂ - 4f ₂	437 - 441	0,192 ± 0,013	0,211			0,139 ± 0,009			
Σ 5g - 4f	429 - 441	0,457 ± 0,032	0,450	514 - 535	0,315 ± 0,022	0,315 ± 0,022	537 - 560	0,401 ± 0,026	
6g - 4f	662 - 673	0,055 ± 0,005	0,080	794 - 816	0,033 ± 0,004	0,033 ± 0,004	831 - 854	0,048 ± 0,005	
4f ₂ - 3d ₂	929	0,024 ± 0,003	0,018						
4f ₂ - 3d ₂	938	0,298 ± 0,021	0,320	1115 - 1151	0,205 ± 0,015	0,205 ± 0,015	1170 - 1210	0,260 ± 0,020	
4f ₂ - 3d ₂	965 - 972	0,224 ± 0,016	0,284	1174 - 1193	0,135 ± 0,010	0,135 ± 0,010	1230 - 1260	0,180 ± 0,012	
Σ 4f - 3d		0,546 ± 0,040	0,570			0,340 ± 0,025		0,440 ± 0,032	
3d ₂ - 2p ₂	2501	0,298 ± 0,022	0,435	2730 - 2740			2810 - 2850		
3d ₂ - 2p ₂	2642	0,176 ± 0,014	0,245	2792 - 2825		0,074 ± 0,012	2860 - 3035	0,142 ± 0,020	
Σ 3d - 2p		0,474 ± 0,038	0,680	3088 - 3157	0,159 ± 0,013	0,159 ± 0,013	3215 - 3242	0,195 ± 0,020	
2p ₂ - 1s ₂	5781	0,259 ± 0,026	0,295	6000 - 6120	0,230 ± 0,024	0,230 ± 0,024	6050 - 6200	0,327 ± 0,040	
2p ₂ - 1s ₂	5967	0,336 ± 0,029	0,585	6280 - 6470	0,230 ± 0,024	0,230 ± 0,024	6380 - 6580	0,237 ± 0,024	
Σ 2p - 1s		0,595 ± 0,060	0,880			0,460 ± 0,046		0,559 ± 0,055	

Экспериментальные и теоретические значения интенсивности переходов "6 → 5", "5 → 4" и "4 → 3" в свинце совпадают при $\alpha = -0,14$. Но для такого значения параметра α расчетные значения интенсивности переходов 3 → 2 и 2 → 1 намного больше экспериментальных. Более того, из рисунка можно видеть, что для урана и тория согласия между расчетными и экспериментальными значениями не удается достигнуть ни при каком значении α . По-видимому это указывает, что упомянутые предположения каскадных расчетов относительно начального заселения в мюонных атомах неправильны. Кроме того, не исключено, что эти расчеты не воспроизводят наблюдаемую интенсивность потому, что в них не учитывается связь между ядерными и атомными движениями.

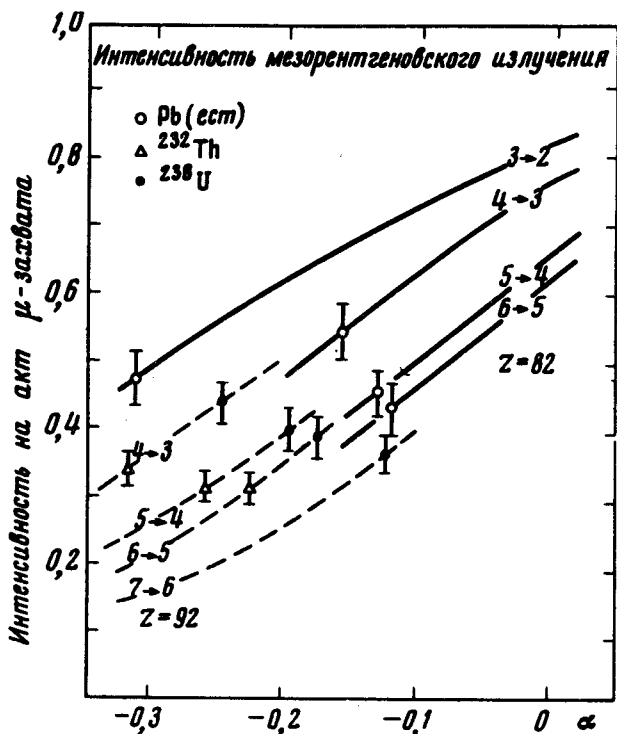


Рис. 1. Результаты каскадного расчета интенсивности мюонных переходов на один акт μ -захвата для $Z = 82$ и $Z = 92$. Представлена зависимость интенсивности переходов от параметра " α " начального распределения: $\rho \sim (2l + 1) \exp(\alpha l)$. На рисунке приведены также результаты измерения

Интенсивность K_{α} -переходов измерялась ранее только для ^{181}Ta [4]. Наши результаты для Рь находятся с ними в хорошем согласии. Полученные результаты не противоречат также данным Андерсона и др. [5], но существует заметная разница для интенсивности переходов 5 → 4 и 4 → 3 для таллия [7] и висмута [8] и нашими измерениями для свинца.

На основе наших измерений можно сделать вывод о том, что интенсивность соответствующих переходов для свинца и актинидов заметно отличается. Следовательно, уменьшение интенсивности мезорентгеновских лучей невозможно отнести только к доле безрадиационных переходов. Для надежного определения доли безрадиационных переходов необходимо измерить разницу значений вероятностей заселения и радиационного распада мюонных состояний, что требует существенного повышения чувствительности измерения.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.П.Джелепову и Л.И.Ланидусу за поддержку и интерес к работе, а также Х.Шнефли за полезные дискуссии.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
22 марта 1976 г.

Литература

- [1] М.Я.Балац, Л.Н.Кондратьев, Л.Г.Ландсберг, П.И.Лебедев, Ю.В.Обухов. Б.Понтекорво. ЖЭТФ, 38, 1715, 1960; 39, 1165, 1960; 49, 7, 1965.
 - [2] E.P.Hincks et al., see, J.A.Diaz et al. Nucl. Phys., 40, 54, 1963.
 - [3] H.Backe. Z.Phys., 241, 435, 1971.
 - [4] J.Hüfner. Z.Phys., 195, 365, 1966.
 - [5] E.J.Bleser et al. Phys.Rev., 132, 2679, 1963.
 - [6] H.Backe et al. Nucl. Phys., A189, 472, 1972.
 - [7] A.Zehnder. Diplomarbeit, ETH Zürich, 1970.
 - [8] J.T.Routti, Report UCR/L-19452.
-