

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



17/II-75

Б-936

P6 - 8541

1015/2-75

В.С.Бутцев, Я.Вандлик, Ц.Вылов, Ж.Ганзориг,
Л.Гумнерова, Н.Г.Зайцева, С.М.Поликанов,
О.В.Савченко, Д.Чултэм

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ
НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИИ ЗАХВАТА
ПИОНОВ ЯДРАМИ СВИНЦА

1975

P6 - 8541

В.С.Бутцев, Я.Вандлик, Ц.Вылов, Ж.Ганзориг,
Л.Гумнерова, Н.Г.Зайцева, С.М.Поликанов,
О.В.Савченко, Д.Чултэм

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ
НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИИ ЗАХВАТА
ПИОНОВ ЯДРАМИ СВИНЦА

Направлено в ЯФ

В в е д е н и е

Захват отрицательных пионов атомными ядрами представляет интерес, по крайней мере, с двух точек зрения: во-первых, для выяснения механизма самой реакции, в частности, определения вероятности захвата парой нуклонов /1/ или многонуклонной группой типа альфа-частицы /2/; во-вторых, для исследования распада ядер при энергиях возбуждения в десятки Мэв, т.к. при захвате отрицательного пиона с мезоатомных орбит происходит полная "аннигиляция" пиона с высвобождением энергии, эквивалентной его массе. При этом ядро может оказаться в высоковозбужденном состоянии.

Первому из этих двух аспектов ранее были посвящены многочисленные эксперименты: это - исследование коррелированного вылета высокоэнергетических нуклонов /3-6/, определение вероятности испускания легких ядер типа p, d, t, α - частиц /7-9/, регистрация гамма-излучения ядер, образовавшихся в результате испарения целой группы нуклонов /10-13/. Эти эксперименты, в основном, проводились для сравнительно легких ядер до $Z \approx 30$ и результаты подтверждают существование как двухнуклонного, так и многонуклонного механизмов захвата, хотя их относительная роль еще не установлена.

Аналогичные результаты, полученные для тяжелых ядер, указывают на малую вероятность испускания коррелированной пары нуклонов /5/ и легких заряженных частиц /8,9/. Для свинца, например, вероятности коррелированных $n-n$ и $n-p$ пар /5/ равны $0,06 \pm 0,06$ и $0,01 \pm 0,01$, а вероятности испускания p, d и t /8/, соответственно, $0,08 \pm 0,01$; $0,03 \pm 0,005$ и $0,01 \pm 0,002$. Сильное подавление вероятностей вылета коррелированных пар нуклонов и испускания заряженных фрагментов в

случае достаточно тяжелых ядер, по-видимому, может быть объяснено эффектами перерасеяния и наличием большого кулоновского барьера. В связи с этим справедливость вышеупомянутых механизмов захвата для тяжелых ядер не совсем очевидна.

Однако исследования множественности испускаемых нейтронов и их энергетического спектра дают важные сведения о механизме реакции пи-захвата для всех типов ядер, включая тяжелые, где доминирующим каналом реакции является испускание нейтронов.

Результаты ряда экспериментов /14,15/ показывают, что в энергетических спектрах наблюдается некоторое число быстрых нейтронов, которые могли испуститься на первой стадии реакции, когда энергия концентрирована на малом числе нуклонов внутри ядра. В то же время энергетический спектр и множественность нейтронов могут характеризовать не только сам механизм захвата, но и распад высоковозбужденных состояний ядер на второй стадии реакции, когда энергия перераспределяется между многими нуклонами в процессе развития внутриядерного каскада /16,17/.

В большинстве работ по исследованию множественности нейтронов /14,15,18,19/ определялось лишь их среднее число. Распределение числа нейтронов изучалось только для одного ядра ^{127}I в работе Уинсберга /20/, выполненной в 1954 году.

Такие исследования на ядрах свинца и явились целью настоящей работы.

Эксперимент

Мишени из фторида свинца активировались остановившимися отрицательными пионами на медико-биологическом пучке /21/ синхротрона ОИЯИ. Пионы с энергией $29,5 \pm 4,5$ Мэв, генерированные при бомбардировке медной мишени протонами с $E_p = 670$ Мэв, фокусировались с помощью широкоугольной соленоидальной линзы и после замедления в слое фильтра останавливались в исследуемой мишени. Толщины замедлителя и мишени подбирались так, чтобы получить максимальное число остановок. Плотность остановок пионов составляла $3 \cdot 10^4 \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-1}$.

Исследовались три типа мишени с различным изотопным содержанием свинца (см. таблицу I).

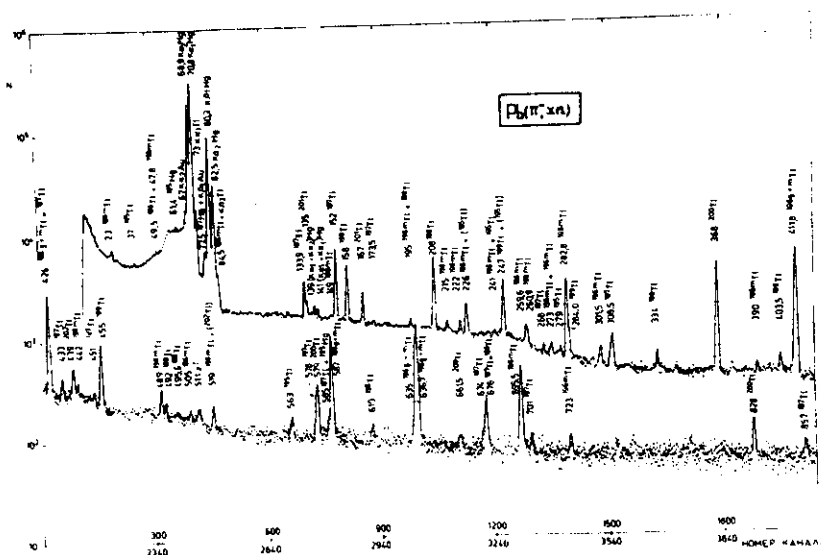
Для определения возможной фоновой активности от быстрых нейтронов и жестких гамма-квантов за основную мишенью через фильтр толщиной 3 г.см^{-2} устанавливалась аналогичная мишень из фторида свинца.

Методом газовой термохроматографии /22/ из облученного порошка PbF_2 выделялись изотопы таллия и осаждались на тонкую металлическую подложку. Приготовленные радиоактивные источники исследовались с помощью Ge(Li) - детектора с чувствительным объемом 1 см^3 и энергетическим разрешением $0,9 \text{ кэв}$ для $E_\gamma = 122 \text{ кэв}$ (^{57}Co). Один из спектров гамма-лучей приведен на рисунке I. Активность из фоновой мишени измерялась на Ge(Li) - детекторе с чувствительным объемом 10 см^3 . Сравнение эффективностей обоих детекторов произведено с помощью калибровочных источников в стандартной геометрии.

Энергии и площади гамма-линий определялись на ЭВМ Минск -2 по программе "Каток-Б" /23/. Энергетическая калибровка производилась с помощью источника ^{152}Eu , а также по наиболее интенсивным линиям исследуемых изотопов таллия.

Таблица 1
 Параметры, варьируемые в эксперименте.

		Изотопный состав свинца в %				Время облучения, t_1 (час)	Время охлаждения, t_2 (час)	Время измерения, t_3 (час)
		^{208}Pb	^{207}Pb	^{206}Pb	^{204}Pb			
Мишени из ест. Pb	основная	52,3	22,6	23,6	1,5	2	2,9	6
	фоновая	52,3	22,6	23,6	1,5	2	4,6	6
Обогащенные мишени	^{208}Pb	97,8	1,4	0,7	0,1	1	2	6
	^{206}Pb	13,3	17,2	68,5	1,0	1	1,5	6



Обработка и анализ данных

I. Определение выхода изотопов.

Абсолютный выход изотопов в простейшем случае может быть выражен как

$$Y_{ij} = K \frac{S_{ij} F_i}{f_{ij} \epsilon_{ij}}, \quad (I)$$

где K - коэффициент, зависящий от потока пионов, массы мишени, химического выхода, геометрии измерения и степени самопоглощения гамма-квантов в источнике;

S_{ij} - площадь фотопика линии j изотопа (изомера) i ;

f_{ij} - число таких гамма-квантов на 100 распадов материнского ядра;

ϵ_{ij} - эффективность детектора для их регистрации

$$F_i = \frac{\lambda_i}{(1 - e^{-\lambda_i t_1})(1 - e^{-\lambda_i t_2})e^{-\lambda_i t_2}};$$

λ_i - константа распада изотопа i ;

t_1, t_2, t_3 - времена облучения, охлаждения и измерения (см. табл. I).

Поток частиц, масса мишени, химический выход и геометрия одинаковы для всех изотопов, а источник, приготовленный без носителя, позволяет пренебречь самопоглощением гамма-лучей. Поэтому относительный выход изотопа выражается формулой:

$$Y_{ij} = \frac{g_{ij} F_i}{f_{ij} \epsilon_{ij}}. \quad (2)$$

Формула (2) верна для вычисления суммарного выхода основного и всех возбужденных состояний изотопа, включая короткоживущие изомеры, если последние распадаются только через изомерные переходы.

Все изотопы таллия имеют высокоспиновые изомерные состояния

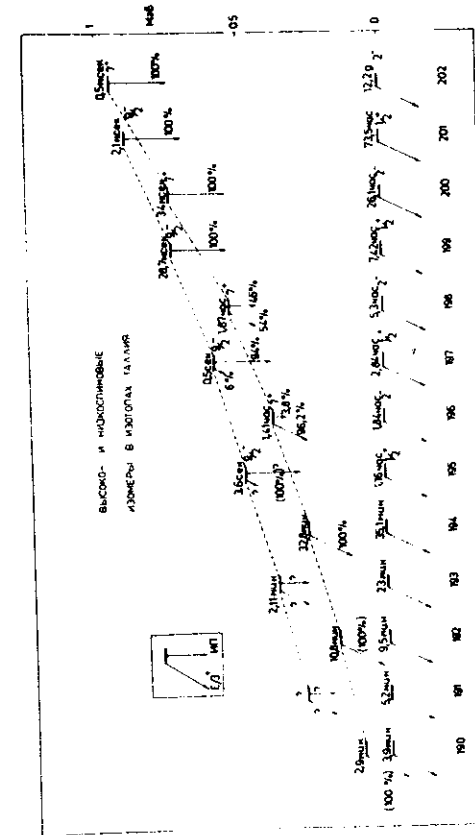


Рис.2 Систематика изомерных состояний в изотопах таллия с А = 190 + 202.

(см. рис.2). Так как времена жизни изомерных состояний $T_{195}, T_{197}, T_{199}, T_{200}, T_{201}, T_{202}$ малы по сравнению с временами жизни основного состояния и вероятностью изомерного перехода близка к единице, выход для указанных изотопов вычислен по формуле (2).

В случае T_{196}, T_{198} TI высокоступенчатые изомеры имеют большее время жизни. Выход этих изотопов вычислен как

$$Y = Y_d + Y_m \left(1 + \frac{f}{\epsilon}\right) = Y_d (1 + \xi),$$

где $\xi = \epsilon m / \epsilon_d$ - изомерное отношение.

Относительные выходы изотопов талия с $A=195+202$ для всех трех мишеней приведены в таблице 2 и показаны на рис.3а,б,в. Из 70 образцовных гамма-линий изотопов талия, для определения выходов взяты только те, у которых значения S и f определены однозначно. Например, интенсивные гамма-линии 412, 426, 636 кэВ не использованы для определения выходов, они служили только для энергетической калибровки.

Следует отметить, что ошибки, приведенные на графике и в таблице, вычислялись только из ошибок определения площадей фотопиков, т.е. обусловлены, главным образом, статистикой. Ошибки остальных величин, входящих в формулу (2), не учитывались. Кривая эффективности детектора построена с помощью I - 2% калибровочных источников.

Ошибки величины F были минимальными, т.к. периоды полураспада изучаемых изотопов и времена t_1, t_2 и t_3 известны с большой точностью.

Расчет величины выхода гамма-лучей в процентах на распад производился на основании существующих схем распада и коэффициентов выт-решней конверсии /24-28/.

Для одного того же изотопа найдено несколько независимых значений относительного выхода по разным гамма-линиям, имевшим свои S, f и ϵ . Несмотря на то, что их ошибки различались между собой, абсолютные значения находятся довольно близко друг к другу, что свидетельствует о достоверности полученных результатов.

Таблица 2

К определению относительного выхода изотопов талия при $\eta = 0$.

A	E (кэВ)	ε	f	естрРb			208Рb			206Рb		
				S	F	Y	S	F	Y *)	S	F	Y *)
202	439	1,6	95	1756 ± 98	35,9358	415 ± 23	90 ± 30	71,6358	600 ± 200	25 ± 20	71,5514	307 ± 240
	135	19,0	2,83	2655 ± 169	9,4312	466 ± 30	117 ± 33	18,6148	573 ± 161	30 ± 27	18,5273	270 ± 240
201	167	12,5	8,87	6868 ± 184		584 ± 16	316 ± 46		750 ± 109	57 ± 26		249 ± 113
	368	2,2	89,3	23390 ± 173	3,7651	448 ± 3	1170 ± 45	7,2562	611 ± 24	357 ± 27	7,1605	340 ± 26
200	579	0,92	13,95	1367 ± 61		401 ± 18						
	828	0,45	11,0	546 ± 37		415 ± 28						
199	158	13,5	5,0	16953 ± 229	1,6752	421 ± 6	597 ± 83	2,9429	368 ± 51	404 ± 38	2,8087	439 ± 41
	208	7,4	12,0	23151 ± 224		437 ± 4	932 ± 79		437 ± 37	529 ± 36		437 ± 30
198m	247	5,1	9,55	12437 ± 179		428 ± 6	575 ± 50		491 ± 40	256 ± 60		386 ± 91
	455	1,5	13,4	4434 ± 90		370 ± 8	229 ± 30		474 ± 62	118 ± 17		431 ± 62
198g	283	3,9	27,0	15015 ± 243	2,3254	395 ± 6	1046 ± 59	2,8159	471 ± 27	486 ± 50	2,3393	336 ± 34
	442	1,6	2,32	508 ± 75		379 ± 56						
197	587	0,9	53,0	5887 ± 110		341 ± 6	505 ± 50		502 ± 50	160 ± 30		244 ± 46
	676	0,68	10,8	1098 ± 61	1,5271							
196m	134	19,0	1,25	8787 ± 221	1,6680	618 ± 15	378 ± 52	2,3883	538 ± 74	258 ± 78	2,1140	600 ± 182
	152	15,0	5,2	28639 ± 425		612 ± 9	1216 ± 54		527 ± 23	820 ± 66		581 ± 47
195	308	3,2	2,98	4138 ± 325		724 ± 57	150 ± 40		531 ± 142	84 ± 26		486 ± 150
	433	1,65	1,48	652 ± 106		582 ± 72						
196m	578	0,92	2,3	866 ± 52		683 ± 34						
	674	0,68	0,75	172 ± 41		563 ± 134						
195	279	4,0	13,7	2706 ± 60	3,4471	182 ± 4	233 ± 40	3,5698	228 ± 33	142 ± 10	2,7920	202 ± 15
	563	0,98	36,8	700 ± 313	4,9834	64 ± 29	54 ± 30	4,5125	63 ± 35	47 ± 20	3,3473	114 ± 49
				283 ± 51		39 ± 7	68 ± 20		121 ± 35			

* - Выход нормирован по линии 208 кэВ 199Тl.

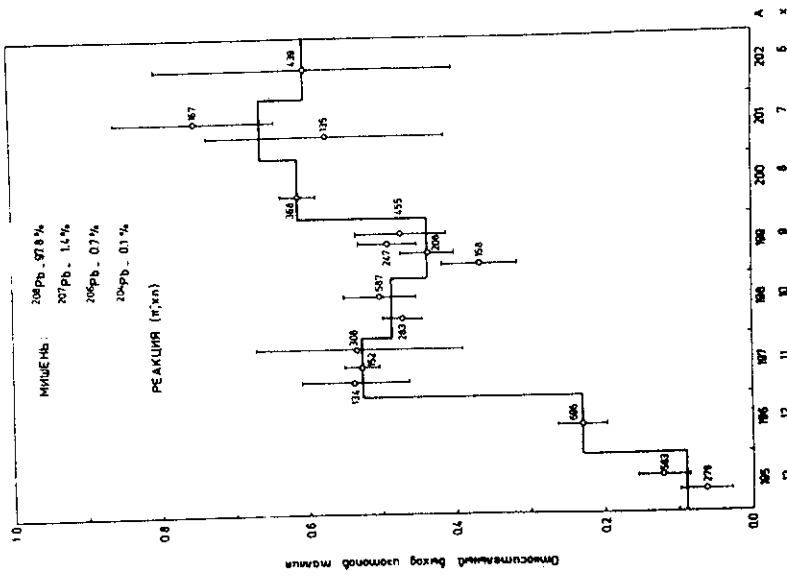


Рис. 36 Относительный выход изотопов таллия для мишени, обогащенной изотопами ^{208}Pb .

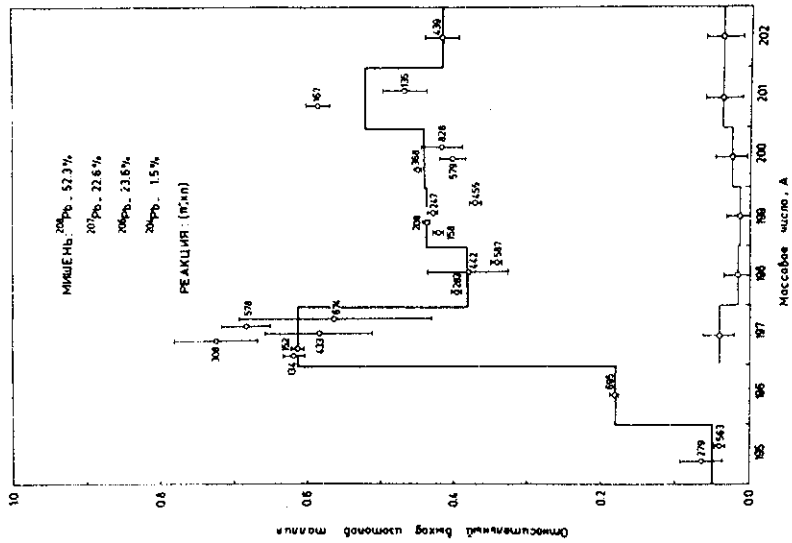


Рис. 3а Относительный выход изотопов таллия для мишени из естественного свинца. Верхняя кривая для основной мишени, а нижняя - фоновой.

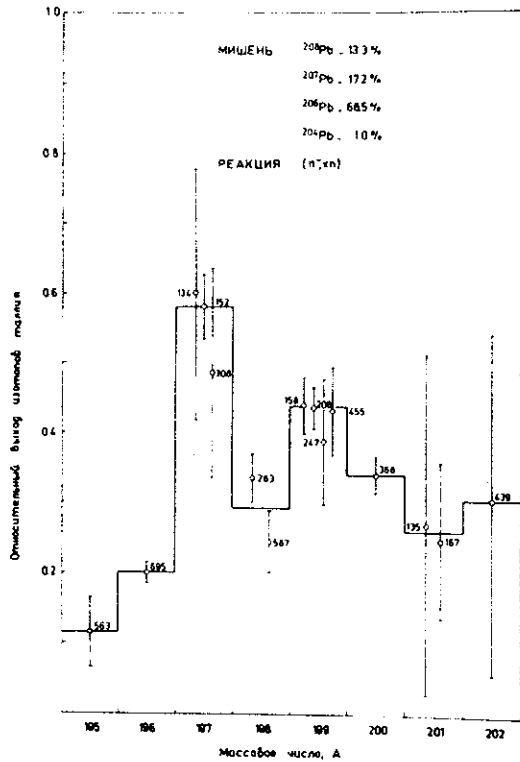


Рис.3в Относительный выход изотопов таллия для мишени, обогащенной изотопом ^{206}Pb .

2. Оценка фона

Изотопы таллия, в принципе, могут образоваться в мишени не только в результате реакции $(\bar{n}, \chi n)$, но и как продукты распада изотопов свинца, накапливающихся в фоновых реакциях $(n, \chi n)$ и $(\gamma, \chi n)$. Вероятность реакций $(n, p \chi n)$ и $(\gamma, p \chi n)$ в случае тяжелых ядер мала. Выходы изотопов, вычисленные по формуле (2), следует рассматривать как кумулятивные выходы. Поэтому для определения независимых выходов, обусловленных реакцией $(\bar{n}, \chi n)$, рассмотрены данные двух мишеней: основной и фоновой. Для каждой из наблюдаемых линий спектра мы имеем два аналогичных равенства:

$$S_{ij} = \kappa \epsilon_{ij} f_{ij} (a_i Y_{ij}^{\text{Pb}} + b_i Y_{ij}^{\text{Pb}}) = \kappa \epsilon_{ij} f_{ij} (a_i + b_i \eta_i) Y_{ij}^{\text{Pb}} \quad \text{— основная мишень}$$

$$S'_{ij} = \kappa \epsilon'_{ij} f_{ij} (a'_i Y_{ij}^{\text{Pb}} + b'_i Y_{ij}^{\text{Pb}}) = \kappa \epsilon'_{ij} f_{ij} (a'_i + b'_i \eta'_i) Y_{ij}^{\text{Pb}} \quad \text{— фоновая мишень}$$

где

$$a_i = \frac{1}{\lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i t_1}) e^{-\lambda_i t_2} (1 - e^{-\lambda_i t_3}) = \frac{1}{F_i}$$

$$b_i = \frac{1 - e^{-\lambda_i t_3}}{\lambda_i (\lambda_i - \lambda_i^{\text{Pb}})} \left\{ \left[\lambda_i^{\text{Pb}} (1 - e^{-\lambda_i^{\text{Pb}} t_1}) - \lambda_i (1 - e^{-\lambda_i t_1}) \right] e^{-\lambda_i t_2} + \lambda_i^{\text{Pb}} (1 - e^{-\lambda_i^{\text{Pb}} t_1}) \left(e^{-\lambda_i t_2} - e^{-\lambda_i^{\text{Pb}} t_2} \right) \right\}$$

— временные факторы

a'_i и b'_i вычислялись по аналогичным формулам.

η — отношение пиков во второй и первой мишенях; по данным фотоэмульсии ^{211}I оно равно 0,1.

K и K' - коэффициенты, зависящие от химического выхода и геометрии измерения. В данном эксперименте $K = K'$.

$$\eta_i = \eta'_i = Y_i^{Pb} / Y_i^{Tl} \quad - \text{"изобарное отношение", которое определяет уровень фона.}$$

После исключения Y_{ij}^{Pb} получим формулу независимого выхода изотопов Tl:

$$Y_{ij} = \frac{\frac{S_{ij} b'_i}{\epsilon_{ij}} - \frac{S_{ij} b_i}{\epsilon'_{ij}}}{a_i b_i - \eta a'_i b'_i} \cdot \frac{1}{f_{ij}} \quad (3)$$

Вычисление по формуле (3) дало значения выходов, практически совпадающие с формулой (2) (таблица 5). Этот факт свидетельствует о малой величине фона от нейтронов и гамма-квантов (т.е. $\eta \approx 0$).

Это подтверждается также специальными опытами, где две идентичные мишени облучались пионами при включенной линзе и нейтронами при выключенной. Из рис. 4 видно, что фон от нейтронов и жестких γ -квантов действительно мал.

Кроме того, выходы, вычисленные по формуле (2) для фоновой мишени (нижняя кривая на рис. 3а), согласуются со значением $\eta \approx 0,1$ и полностью могут быть объяснены эффектами от высокоэнергетической части спектра пионов в пучке.

3. Определение изомерного отношения.

В спектре гамма-лучей (рис. 1) мы видим большое количество гамма-линий от распада изомерных состояний $7^+ 196m Tl$ и $198m Tl$. Это позволяет нам найти изомерное отношение $\xi = \frac{S_{7^+}}{S_{7^+} + S_{7^+}}$, необходимое для определения выхода изотопов.

Кроме того, нахождение изомерного отношения в реакциях пи-захвата представляет собой самостоятельный интерес.

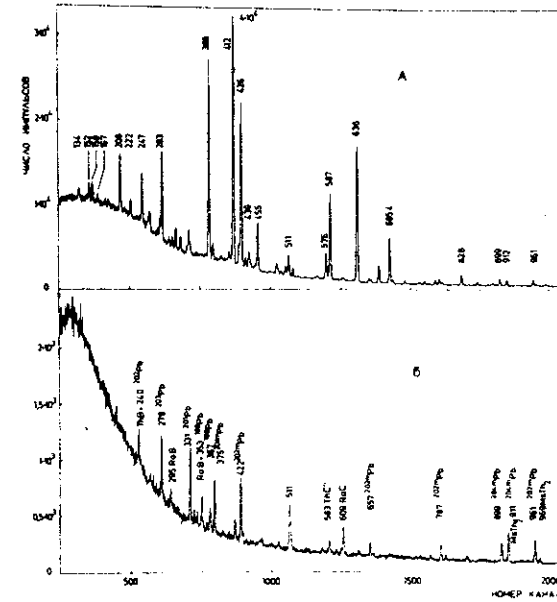


Рис. 4 Спектры гамма-лучей изотопов Tl и Pb, полученных в реакциях $(\pi^-, x n)$ - спектр А и $(n, x n)$ - спектр В на ядрах свинца при идентичных условиях.

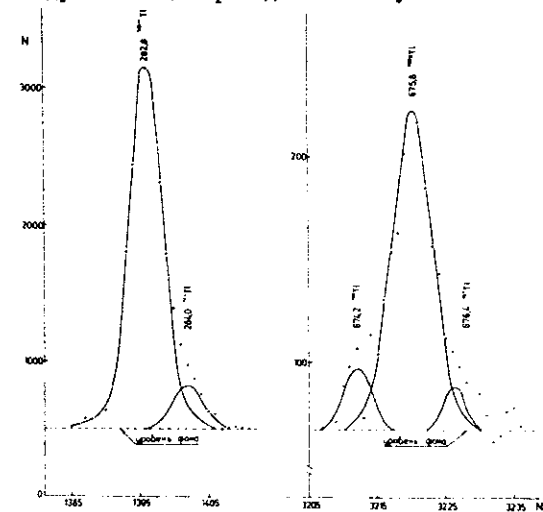


Рис. 5 Разложение сложных гамма-линий для определения изомерного отношения в $198 Tl$.

Таблица 3

Выходы изотопов таллия с учётом фона.
(Мишень - естественный свинец).

A	E (кэВ)	S/E	S'/E'	a	b	a'	b'	Y _*				
202	439	1098	121,5	0,0278	0,8091	0,0277	1,1074	413				
201	167	549	42	0,1060	0,1592	0,1043	0,2322	594				
200	368	10632	616	0,2656	0,0382	0,2539	0,0529	461				
	828	1213	69					427				
	199	158	1256					68	0,5969	1,9518	0,5093	2,0265
	208	3129	165					451				
247	2439	146	452									
455	2956	147	439									
197	152	1909	87	0,5953	1,9053	0,3908	1,3461	636				
	308	1293	41					767				

* Точность определения Y лучше, чем 5%.

Следует подчеркнуть, что S_m и S_g не являются только вероятностями прямого заселения метастабильного и основного состояний, но и включают также вероятность заселения этих состояний в результате быстрого гамма-каскада с более высоковольтных уровней.

Легко убедиться, что для изомерного отношения имеет место следующее равенство:

$$\frac{1}{\xi} = \frac{S_g \cdot S_m \cdot f_m \cdot B}{S_m \cdot S_g \cdot f_g \cdot A} \quad (4)$$

где

$$A = \frac{\lambda_2 \lambda_5 \lambda_8}{\lambda_3 \lambda_6 \lambda_9}$$

$$B = \frac{\lambda_1 \lambda_5 \lambda_8 + \lambda_3 \lambda_4 \lambda_8 + \lambda_3 \lambda_6 \lambda_7}{\lambda_3 \lambda_6 \lambda_9}$$

$$\lambda_1 = P \lambda_g \left\{ \left[1 - e^{-\lambda_g t_1} \right] - \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \left[e^{-\lambda_m t_1} - e^{-\lambda_g t_1} \right] \right\}$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{\lambda_g} (1 - e^{-\lambda_g t_1})$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{\lambda_m} (1 - e^{-\lambda_m t_1})$$

$$\lambda_4 = P \cdot \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} (e^{-\lambda_m t_2} - e^{-\lambda_g t_2})$$

$$\lambda_5 = e^{-\lambda_g t_2}$$

$$\lambda_6 = e^{-\lambda_m t_2}$$

$$\lambda_7 = P \left[1 - \frac{\lambda_m \lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \left(\frac{e^{-\lambda_m t_3}}{\lambda_m} - \frac{e^{-\lambda_g t_3}}{\lambda_g} \right) \right]$$

$$\lambda_8 = 1 - e^{-\lambda_g t_3}$$

$$\lambda_9 = 1 - e^{-\lambda_m t_3}$$

P - вероятность изомерного перехода.

Величины с индексами m и q , входящие в формулу (4), относятся к гамма- линиям от распада только метастабильного или только основного состояния.

В случае ^{198}Tl изомерное отношение найдено из сравнения гамма-линий 283 кэв изомерного перехода и 676 кэв от распада основного состояния. Высокое разрешение детектора позволило точно определить площадь этих линий путем разложения сложного пика по форме гауссовского распределения (см.рис.5).

В эксперименте с естественным свинцом получены для ^{198}Tl следующие константы $A = 1,5250$, $B = 0,8339$ и изомерное отношение $\xi \approx 5,0$, которое свидетельствует о большой вероятности образования высокоспиновых состояний ядер при захвате пионов.

В случае ^{196}Tl в спектре нет гамма-линии, связанной распаду только основного состояния. Для определения относительного выхода изотопа ^{196}Tl взято изомерное отношение, полученное для ^{198}Tl .

Обсуждение результатов

Ранее среднее число нейтронов, вылетающих при захвате отрицательных пионов ядрами свинца, находилось путем непосредственной регистрации числа нейтронов /18/ и измерения их энергии /14,15/.

В работах /18/ и /15/ получены близкие друг к другу результаты $\bar{x} = 9,4$. Андерсон и др. /14/ получили $\bar{x} = 3,5$; однако метод, использованный в работе для регистрации нейтронов, был нечувствителен к нейтронам с энергией меньше 2 Мэв. Поэтому результат можно считать заниженным, т.к. спектр нейтронов имеет максимум около 2-3 Мэв /15/.

Результаты, полученные нами по относительным выходам изотопов,

позволяют сделать вывод не только о среднем числе вылетающих нейтронов, но и детально исследовать распределение их числа. Среднее число нейтронов, приведенное в вышеупомянутых работах, хорошо согласуется с нашими результатами.

Говоря о форме кривой относительного выхода изотопов, следует отметить ее широкое распределение в области $A=195-202$, соответствующее испусканию от 4 до 11 нейтронов. Как мы видим из рис.3, наблюдается некоторая структура в самой форме распределения: на кривой можно выделить два максимума, первый из которых всегда лежит в районе $A = 197$, а второй проявляется в интервале $A=199-201$ и его положение зависит от изотопного состава мишени.

Время химического разделения, в данном эксперименте, ограничивало возможности определения короткоживущих изотопов с $A < 195$, в частности, в спектре гамма-лучей нам не удалось обнаружить интенсивных линий 428,2 ; 636,3 и 749,0 кэв, принадлежащих к 33-минутному изотопу ^{194}Tl . Тем не менее, уже в районе $A = 196$ можно заметить резкий спад кривой выхода.

Продолжение кривой в сторону больших массовых чисел $A > 202$ оказалось невозможным в силу непригодности активационного метода для стабильных изотопов.

Представляется интересным связать наблюдаемое распределение числа вылетающих нейтронов с их энергетическим спектром. Для этого рассмотрим баланс энергии:

$$m_{\pi} - B_{\pi} = (m_n - m_p) + \sum_1^x B_n + \sum_1^x E_n + \sum E_{\gamma}, \quad (5)$$

где m_{π} , m_n , m_p - массы пиона, нейтрона и протона, B_n - энергия связи последнего нейтрона в изотопах таллия

Таблица 4
Полная кинетическая энергия нейтронов (Мэв).

x	^{208}Pb	^{207}Pb	^{206}Pb
4			102,03
5		94,70	93,71
6	90,62	86,37	86,62
7	82,30	79,28	77,95
8	75,21	70,61	70,53
9	66,54	63,19	61,51
10	59,12	54,18	53,76
11	50,10		
12	42,35		

B_{π} - энергия связи пиона на мезонной орбите 4, с которой он захватывается ядром,

E_n - кинетическая энергия вылетающего нейтрона,

E_{γ} - энергия гамма-лучей, испускаемых в процессе возбуждения конечного ядра.

Следовательно, если предположить, что энергия возбуждения конечного ядра близка к энергии связи нейтрона:

$$\sum_1^x B_n + \sum E_{\gamma} \approx \sum_1^{x+1} B_n, \quad (6)$$

то полная кинетическая энергия вылетающих нейтронов может быть выражена через их число

$$T(\text{Мэв}) = \sum_1^x E_n = 137 - \sum_1^{x+1} B_n. \quad (7)$$

Значения полной кинетической энергии, приведенные в таблице 4, вычислены по формуле (7) на основе энергии связи нейтронов из работы Зигера^{/29/}. Мы видим, что при испускании от 4 до 12 нейтронов полная кинетическая энергия лежит в диапазоне от 50 до 100 Мэв. Эти результаты хорошо согласуются с данными работ^{/14,15/} о том, что спектр нейтронов, вылетающих из ядра при захвате пионов, не может быть объяснен только процессом испарительного характера^{/30/}.

Тот факт, что в спектре содержится заметный вклад быстрых нейтронов, по-видимому, связан как с прямыми реакциями, так и с процессом предравновесной эмиссии частиц, которая имеет большую вероятность при энергии возбуждения в несколько десятков Мэв^{/17/}.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.П.Джелепову, Л.И.Лепидусу, К.Я.Громову и В.А.Хелкину за интерес к настоящей работе, Ю.А.Батусову за полезные советы, В.М.Абазову, Е.П.Череватенко и С.Лодойсамбе за помощь, оказанную при ее выполнении.

Литература

- I. K.A.Brueckner, R.Serber and K.M.Watson.
Phys.Rev. 84, 258 (1951).
T.Ericson. Phys.Lett. 2, 278 (1962).
2. И.С.Шапиро, В.М.Кольбасов. ЖЭТФ, 44, 270 (1963)
В.М.Кольбасов, В.А.Цепов. ЯФ 14, 744 (1971)
3. S.Ozaki, R. R.Weinstein, G.Glass, E.Loh, L.Neimala and
A.Wattenberg. Phys.Rev.Lett. 4, 533 (1960).
4. В.С.Демидов, Ф.М.Сергеев. ЖЭТФ, 44, 1144 (1963)
5. M.E.Nordberg, K.F.Kinsey and R.L.Burman. Phys.Rev. 165,
1096 (1968).
6. D.L.Cheshire and S.E.Sobbotka. Nucl.Phys. A146,129(1970).
7. D.M.Lee, R.C.Minehart, S.E.Sobbotka and K.O.Ziock.
Nucl.Phys. A197, 106 (1972).
8. P.S.Castleberry, L.Coulson, R.C.Minehart, K.O.H.Ziock.
Phys.Lett. 34B, N1, 57 (1971).
9. Ю.Г.Будяшов, В.Г.Зинов, А.Д.Конин, Н.В.Рабин, А.М.Чатрчян.
ЖЭТФ, 62, 21 (1972)
10. W.J.Kossler, H.O.Funsten, B.A.MacDonald and W.F.Lankford.
Phys.Rev. C4, 1551 (1971).
C.E.Stronach, W.J.Kossler and H.O.Funsten.
Bull.Am.Phys.Soc. 18, 691 (1973).
11. C.W.Lewis, E.T.Boschitz, D.Engelhardt and H.Ullrich.
Bull.Am.Phys.Soc. 18, 692 (1973).
S.W.Lewis, H.Ullrich, H.D.Engelhardt and E.T.Boschitz.
Phys.Lett. 47B, 339 (1973).
12. H.Ullrich, E.Boschitz, H.D.Engelhardt and C.W.Lewis.
Phys.Rev.Lett. V33, N7 (1974) 433.

13. H.S.Plendl. In "High-Energy Physics and Nuclear Structure".
Proc. of the 5th Int.Conf., Uppsala, 1973. Amsterdam, 1974,
p. 289.
14. H.L.Anderson, E.P.Hincks, C.S.Johnson, K.Rey and A.M.Segar.
Phys.Rev. 133, 2B, 392 (1964).
15. G.Campos Venuti, G.Fronterotta and G.Matthiae.
Nuovo Cim. 34, N6, 1446 (1964).
16. T.T.Griffin. Phys.Rev.Lett. 17, 478 (1966).
17. M.Blann. Nucl.Equilibration models for nuclear reactions
at moderate excitations. Univ. of Rochester, USA, 1972.
18. V.C.Tongiorgi and D.A.Edwards. Phys.Rev. 88,145(1952).
19. A.Turkevich and S.Fund. Phys.Rev. 92, 5211(1953).
20. L.Winsberg. Phys.Rev. 95, 198 (1954),
21. В.М.Абазов, В.П.Джеленов, Е.С.Кузьмин, А.Г.Молоканов,
О.В.Савченко, Г.П.Решетников, Е.П.Череватенко. ОИЯИ
Р13-8079, Дубна, 1974.
22. Я.Вандлик, Т.Б.Вандлик, Н.Г.Зайцева, Э.Матэ, И.Махунка,
Радиохимия, 15, 831 (1973).
23. В.Гаджиков. ПТЭ, № 5, 82, 1970.
24. Т.Б.Вандлик, Я.Вандлик, Н.Г.Зайцева, И.Махунка, М.Махунка,
Э.Матэ, Х.Тыррофф, Т.Фенеш, В.И.Фоминих. Изв. АН СССР,
сер.физ. 37, №9, 1804, 1973.
25. Nucl.Data Sheets 87, N4, 1972.
26. Т.Б.Вандлик, Я.Вандлик, Н.Г.Зайцева, И.Махунка, М.Махунка,
Э.Матэ, Х.Тыррофф, Т.Фенеш, В.И.Фоминих. Изв. АН СССР,
сер.физ. 37, № 9, 1796, 1973.
27. Nuclear Data Sheets 86, N4, 1971.

25. Nuclear Data Sheets. B5, N6, 1971.

29. P.A.Zeeger. Nucl.Phys. 25, N1, 1 (1961).

30. K.J. Le Couteur. Proc.Phys.Soc.(London),A65, 718 (1952).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 января 1975 года.