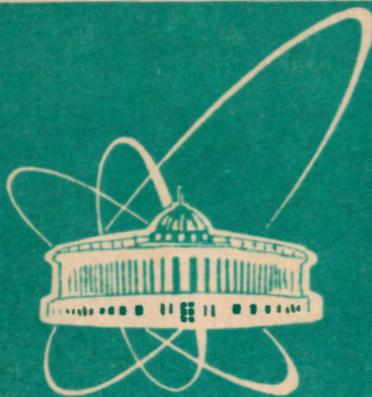


93-218



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P15-93-218

С.А.Карамян, А.Г.Белов

РЕАКЦИЯ $(\gamma, 2n)$
НА ВЫСОКОСПИНОВОМ ЯДРЕ ^{180m}Ta

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

1993

что 1^+ — основное состояние. В дальнейшем будем называть 7^- — изомерным состоянием, а 1^+ — основным.

2. Эксперимент

Облучения проводились на выведенном пучке электронов микротрона МТ-25 ЛЯР ОИЯИ. Схема эксперимента показана на рис.1. Пучок электронов диаметром 5 мм и интенсивностью $15 \mu\text{A}$ проходил через конвертер из W толщиной 2,5 мм. Непосредственно за конвертером помещались активируемые мишени размером $6 \times 6 \text{ мм}^2$ из металлического Ta и Hf. Выход реакций на изотопах Hf измерен для сравнения с результатами для $^{180\text{m}}\text{Ta}$. Показанная геометрия облучения обеспечивает максимальный поток тормозного излучения на активируемой мишени, но имеет недостаток, связанный с нагревом мишеней проходящим электронным пучком. Активность $^{178\text{g}}\text{Ta}$ измерялась через 5 мин после окончания 15 мин облучения по линиям 1340,8 и 1350,6 кэВ, а для $^{178\text{m}}\text{Ta}$ соответствующие интервалы времени были 0,5 и 1,5 часа и использовались линии 213,4; 325,6 и 426,4 кэВ. γ -спектры наведенных активностей измерены на стандартном Ge-детекторе. С учетом всех необходимых факторов (эффективность, распад, самопоглощение, выход γ -квантов) определялось абсолютное число атомов интересующего изотопа в активированной мишени $N_{\text{ат}}^{\text{прод}}$. Затем вычислялся выход продукта:

$$Y = \frac{N_{\text{ат}}^{\text{продукта}}}{N_{\text{ат}}^{\text{мишени}} N e} \quad (1)$$

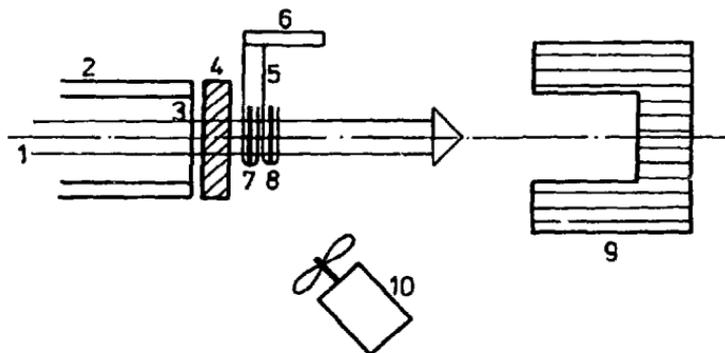


Рис.1. Схема эксперимента по изучению фотоядерных реакций на пучке электронов микротрона МТ-25 методом активации. 1 — пучок электронов, 2 — вакуумная труба, 3 — вакуумная фольга, 4 — W конвертер, 5 — карманы из Si-фольги, 6 — держатель, 7 — мишень, 8 — мониторинговая мишень, 9 — поглотитель пучка, 10 — вентилятор

как отношение $N_{\text{ат}}^{\text{прод}}$ к числу атомов мишени и к числу электронов, прошедших через конвертер. Выход Y содержит интегральное по тормозному спектру сечение фотоядерной реакции, а также геометрические факторы, которые были стандартизованы и одинаковы во всех облучениях. Поэтому величину Y можно рассматривать как физический выход реакции.

Таблица. Список изученных реакций

Ядро-мишень	$I_i^+ \rightarrow I_f^-$	Ядро-продукт	Период полу-распада	Тип реакции	Выход при $E_m=21,5$ МэВ
^{174}Hf	$0^+ \rightarrow 1/2^-$	^{173}Hf	24 ч.	$g(\gamma, n)g$	$5,4 \cdot 10^{-26}$
^{174}Hf	$0^+ \rightarrow 0^+$	^{172}Hf	683 дн.	$g(\gamma, 2n)g$	$2,4 \cdot 10^{-27}$
^{178}Hf	$0^+ \rightarrow 7/2^+$	^{177g}Lu	6,7 дн.	$g(\gamma, p)g$	$0,7 \cdot 10^{-28}$
^{181}Ta	$7/2^+ \rightarrow 1^+$	^{180g}Ta	8,15 ч.	$g(\gamma, n)g$	$5,7 \cdot 10^{-26}$
^{181}Ta	$7/2^+ \rightarrow 8^-$	^{180m}Hf	5,5 ч.	$g(\gamma, p)m$	$2,0 \cdot 10^{-30}$
^{181}Ta	$7/2^+ \rightarrow 7/2^+$	^{177g}Lu	6,7 дн.	$g(\gamma, \alpha)g$	$3,1 \cdot 10^{-31}$
^{180m}Ta	$9^- \rightarrow 1^+$	^{178g}Ta	9,31 м.	$m(\gamma, 2n)g$	$0,9 \cdot 10^{-27}$
^{180m}Ta	$9^- \rightarrow 7^-$	^{178m}Ta	2,36 ч.	$m(\gamma, 2r)m$	$2,8 \cdot 10^{-27}$

В таблице 1 приведены радиоактивные продукты наблюдавшихся реакций, указаны спин и четность мишеней и продуктов, а также тип реакции и ее выход при максимальной энергии тормозного спектра 21,5 МэВ. Кроме хорошо известных реакций $g(\gamma, x)g$ и $g(\gamma, x)m$, когда наблюдают выход основного и изомерного состояний в ядре-продукте реакции, стартуя с основного состояния J_{α_1} α -мишени, зафиксированы также малоизученные процессы типа $m(\gamma, x)g$ и $m(\gamma, x)m$ на изомерной мишени.

3. Результаты

На рис.2 показаны зависимости выхода изученных фотоядерных реакций от максимальной энергии тормозного спектра. Случайная погрешность в большинстве случаев меньше размера точек, в ином случае погрешность дана на рис.2. Абсолютизация всей системы точек не имеет особого значения, т.к. речь идет об отношениях выходов реакций. Видно, что реакции с испусканием заряженных частиц подавлены на несколько порядков величины по сравнению с испусканием нейтронов. Выход ^{180m}Hf на мишени ^{181}Ta добавочно уменьшается за счет изомерного отношения, которое согласно литературным данным должно быть на уровне нескольких процентов [6,7].

Наиболее интересно сравнить реакцию $(\gamma, 2n)$ на высокоспиновом ядре ^{180m}Ta и на ядре со спином 0 — ^{174}Hf . Видно, что суммарный выход первой реакции, включающий выход изотопов ^{178m}Ta и ^{178g}Ta , почти в полтора раза выше, чем выход изотопа ^{172}Hf на мишени ^{174}Hf . Выход ^{178m}Ta определяется с хорошей точностью, и даже он один (без учета ^{178g}Ta) чуть вы-

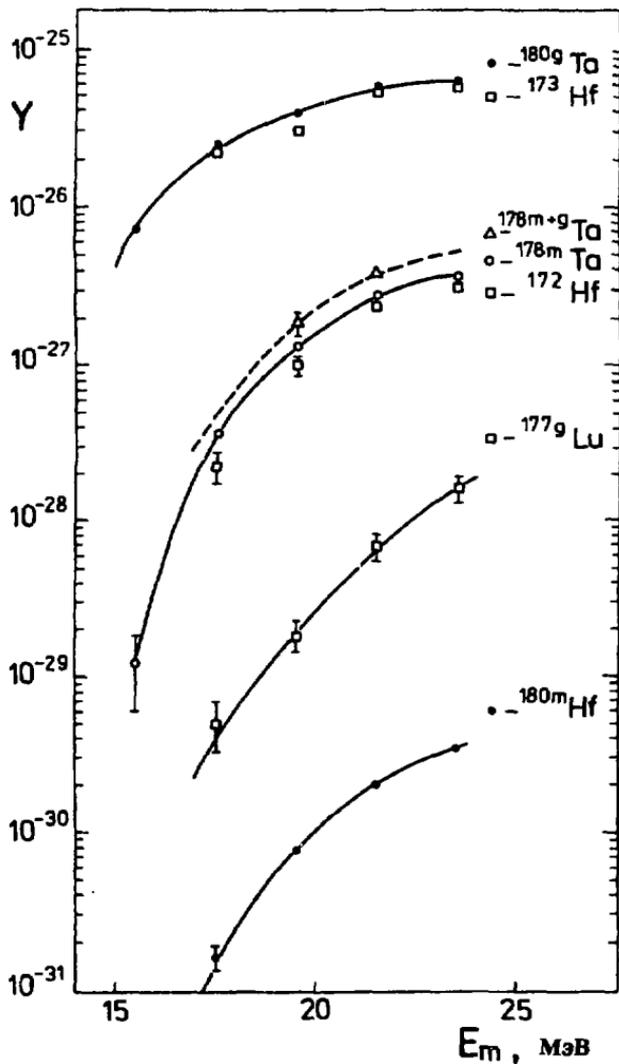


Рис.2. Зависимости выходов радиоактивных продуктов от максимальной энергии тормозного спектра, измеренные при облучении мишеней ^{180g}Hf и ^{180g}Ta . Точки соответствуют ядрам-мишеням: \bullet — ^{181}Ta , \circ — ^{180m}Ta , \square — изотопам Hf. Кривые проведены по точкам

ше, чем для ^{172}Hf . Изотоп ^{178g}Ta образуется с выходом в 3 раза меньше, чем ^{178m}Ta . Точность определения ^{178g}Ta хуже из-за его свойств распада — короткий период и небольшой выход γ -квантов. Тем не менее различие выходов $^{178m+g}\text{Ta}$ и ^{172}Hf значительно превосходит стандартную погрешность.

На рис.2 сравниваются также реакции испускания одного нейтрона $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g}\text{Ta}$ и $^{174}\text{Hf}(\gamma, n)^{173}\text{Hf}$. Здесь, в соответствии с ожиданиями, большого различия выходов не наблюдается. Доля сечения, заселяющего ^{180m}Ta , согласно оценкам, находится на уровне нескольких процентов и не может значительно увеличить выход реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$. Было бы интересно измерить и выход реакции $^{180m}\text{Ta}(\gamma, n)$, однако образующийся изотоп ^{179}Ta при распаде не испускает γ -квантов и не может быть определен методом γ -спектроскопии.

4. Обсуждение результатов

Реакции на изомерных мишенях $^{178m2}\text{Hf}(n, \gamma)^{179m2}\text{Hf}$ и $^{180m}\text{Ta}(\gamma, \gamma')^{180g}\text{Ta}$ были изучены в работах [2] и [4] соответственно. В работе [2] измерено сечение заселения изомерного состояния, а ветвь реакции, ведущая к основному состоянию ядра-продукта, не определена; в работе [4], напротив, определялся только выход основного состояния. Большое сечение радиационного захвата нейтрона, ведущего к изомеру $^{179m2}\text{Hf}$, позволило утверждать, что, вероятно, главная доля сечения заселяет изомер, имеющий высокое квантовое число $K^\pi = 25/2^-$ и структуру, близкую к структуре ядра мишени. В работе [4] показано, что основное состояние заселяется с сечением, составляющим заметную долю от полного. Эти выводы не противоречат друг другу, так как в [2] и [4] не достигнута полнота данных, когда одновременно был бы измерен выход и основного и изомерного состояний. Преимущество настоящей работы в том, что искомая полнота обеспечена. Установлено, что ядро, стартуя с изомерного высокоспинового уровня, после реакции $(\gamma, 2n)$ достигает изомерного уровня подобной структуры в 75% случаев, а в 25% переходит на низкоспиновое основное состояние остаточного ядра. Таким образом, изомерное отношение составляет в этой реакции $Y_m/Y_g = 3 : 1$. Этот результат подтверждает качественные выводы обеих работ [2] и [4]. Действительно, главная доля сечения приходится на заселение высокоспинового изомерного состояния, структура которого подобна мишени. Вместе с тем заселение низкоспинового основного состояния имеет вполне заметную вероятность, намного больше, чем в некоторых расчетах, предсказывавших вероятность порядка 10^{-3} и ниже.

Для описания изомерных отношений часто применяются те или иные версии статистической модели. После поглощения дипольного γ -кванта ядром ^{180m}Ta заселяются уровни составного ядра со спинами 8^+ , 9^- и 10^+ при энергии возбуждения, равной E_γ . После испускания нейтронов допустимый диапазон спинов существенно расширяется, кроме того, возникает разброс

энергии возбуждения. На рис.3 для иллюстрации показано распределение в координатах E^* , I для остаточного ядра-продукта реакции $^{180m}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ в случае $E_\gamma = 22$ МэВ. Видно, что заселяется довольно широкая область, которая еще растянется по вертикали, если учесть сплошной спектр γ -квантов тормозного излучения. Неудивительно, что при таком распределении возбуждается большое число уровней, распадающихся ускоренными переходами на полосу основного состояния. Скорее можно было ожидать, что вероятность заселения изомера 7^- окажется значительно ниже, чем наблюдаемое в эксперименте значение — 75%. Так или иначе необходим детальный статистический расчет изомерного отношения в исследованной реакции. После этого можно будет сделать вывод о существовании или отсутствии какой-либо селективности заселения уровней определенной структуры.

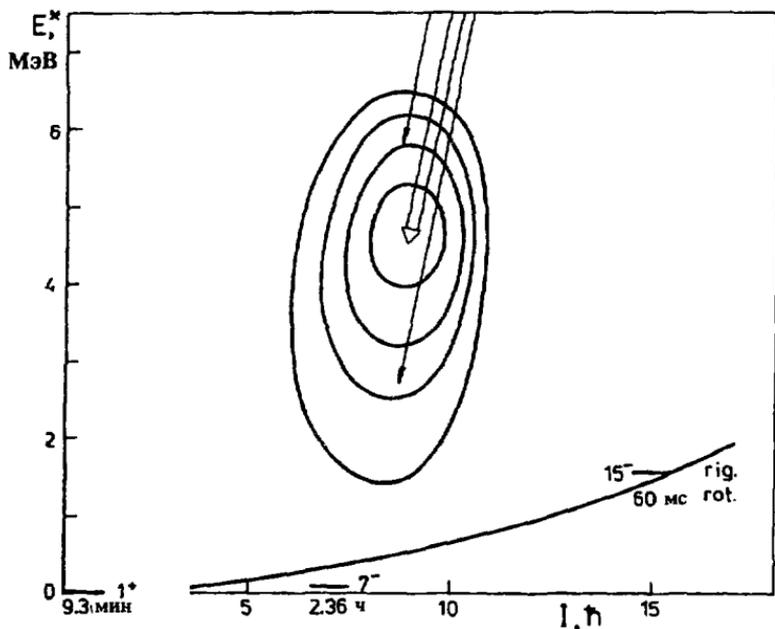


Рис.3. Область E^* , I , заселяемая в ядре-остатке реакции $^{180m}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ после испускания нейтронов, в случае $E_\gamma = 22$ МэВ

Обсудим теперь полное сечение образования $^{178m+g}\text{Ta}$, которое неожиданно оказалось почти в 1,5 раза больше, чем для аналогичной реакции на ^{174}Hf . Данный результат не предсказывался теорией, поэтому следует по-

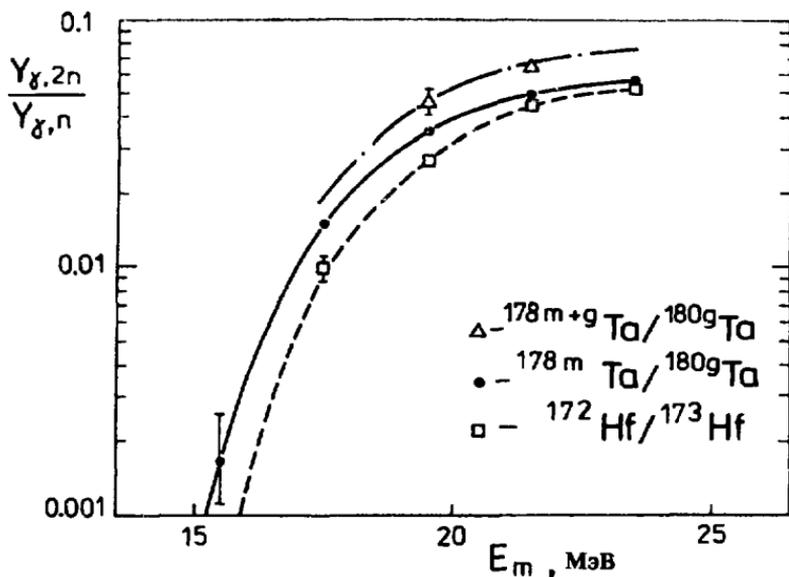


Рис.4. Отношение выходов $(\gamma,2n)/(\gamma,n)$ -реакций на ядрах ${}^{180m,181}\text{Ta}$ и ${}^{174}\text{Hf}$

попытаться объяснить его такой тривиальной причиной, как различие порогов двух реакций — 14,5 и 15,5 МэВ. На рис.4 показано отношение выходов $(\gamma,2n)$ -реакций ${}^{180m}\text{Ta}(\gamma,2n)$ и ${}^{174}\text{Hf}(\gamma,2n)$ к выходам (γ,n) -реакций ${}^{181}\text{Ta}(\gamma,n)$ и ${}^{174}\text{Hf}(\gamma,n)$ соответственно. Как известно из статистической теории, отношение сечений двух процессов в области энергии возбуждения заметно выше порогов определяется разностью порогов этих процессов, т.е. в нашем случае разностью $B_{2n}-B_n$. Значения $B_{2n}-B_n$ для двух указанных пар реакций почти одинаковы, таким образом, можно ожидать одинаковых значений $Y_{\gamma,2n}/Y_{\gamma,n}$ для Ta и Hf. Как видно на рис.4, точки для Ta лежат заметно выше, чем для Hf. Следовательно, данное различие не связано с различием порогов реакций, а имеет какую-то внутреннюю причину. Можно предположить, что сечение поглощения γ -квантов высокоспиновым ядром ${}^{180m}\text{Ta}$ заметно повышено. Причем не ясно, увеличена ли амплитуда гигантского дипольного резонанса как целого или имеет место более пологий правый склон резонанса при $E_\gamma \geq 16$ МэВ. Требуются дальнейшие экспериментальные исследования этого вопроса. В теоретическом плане кажется возможным, что присутствие двух выстроенных нечетных

нуклонов увеличивает вероятность дипольного поглощения γ -кванта. Это, по-видимому, противоречит некоторым теоретическим описаниям гигантских резонансов. Но можно ли утверждать, что механизм фотопоглощения ядром жестких γ -квантов совершенно однозначно выяснен?

Таким образом, впервые для фотоядерной реакции на высокоспиновом ядре измерено изомерное отношение выхода продуктов, а также обнаружен рост сечения фотопоглощения по сравнению с обычными низкоспиновыми мишенями.

Авторы благодарны Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы.

Литература

1. Oganessian Yu.Ts., Karamian S.A., Gangrski Yu.P. et al. J.Phys.G., 1992, v.18, p.393-399.
2. Оганесян Ю.Ц., Карамян С.А., Назаров В.М., Шегловски З. Кр. сообщения ОИЯИ 3(54)-92, с.72-79, Дубна, 1992.
3. Oganessian Yu.Ts., Karamian S.A., Gangrsky Yu.P. et al. Preprint JINR E15-93-96, Dubna, 1993.
4. Collins C.B., Eberhard C.D., Glesener J.W. and Anderson J.A. Phys.Rev., 1988, v.C37, p.2267.
5. Dubbers F., Funke L., Kemnitz P. et al. Nucl.Phys. 1979, A315, p.317.
6. Мазур И.В., Соколюк И.В., Биган Э.М. ЯФ, 1991, т.54, с.895.
7. Мазур И.В., Лендел А.И., Биган Э.М. и др. Тезисы 42 совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. с.244, "Наука", С.-Петербург, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 1993 года.