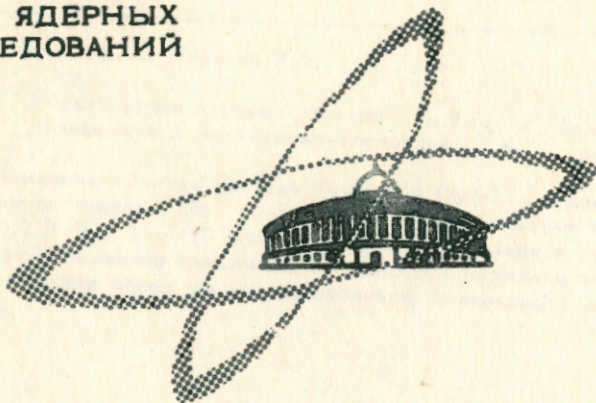


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P15 - 4948

Ю.П. Гангрский, И.Ф. Харисов

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

($n, 2n$) И (n, γ),

ПРИВОДЯЩИХ К ИЗОМЕРНОМУ СОСТОЯНИЮ ^{93}Mo

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

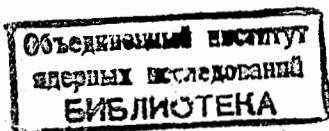
1970

P15 - 4948

Ю.П. Гангрский, И.Ф. Харисов

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
($n, 2n$) И (n, γ) ,
ПРИВОДЯЩИХ К ИЗОМЕРНОМУ СОСТОЯНИЮ ^{93}Mo

Направлено в ЯФ



Измерение изомерных отношений (отношений сечений образования ядра в изомерном и основном состояниях) позволяет получить ряд сведений о свойствах атомных ядер, в частности о распределении уровней по спину. Расчёты изомерных отношений, выполненные на основе статистической модели ядра ^{/1/}, при надлежащем выборе параметров достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. При этих расчётах предполагается, что заселение основных и изомерных состояний определяется лишь правилами отбора по спину. Однако естественно ожидать, что при сильном различии нуклонных конфигураций основного и изомерного состояний могут иметь место и другие правила отбора. При этом, очевидно, механизм заселения изомерного состояния будет другим и следует ожидать более сложной зависимости изомерного отношения от вносимого в ядро момента.

За последнее время наблюдался ряд случаев, когда измеренное на опыте изомерное отношение существенно отличалось от рассчитанного по статистической модели. Например, при захвате тепловых нейтронов ¹¹³In и ¹¹⁵In сечение образования ядра в изомерном состоянии со спином 8^- оказалось выше, чем в состоянии со спином 5^+ ^{/2/}. При исследовании спонтанно делящихся изомеров было обнаружено, что изомерное отношение не зависит от вносимого в ядро момента ^{/3/}. В работе ^{/4/} наблюдался аномально высокий выход ядра ⁹³Mb в изомерном состоянии со спином $21/2^+$ среди осколков деления.

В настоящей работе измерялись сечения образования ядра ^{93}Mo в изомерном состоянии в реакциях $(n, 2n)$ и (n, γ) при различных энергиях нейтронов для выяснения механизма заселения изомерного состояния.

Изомерное состояние ^{93}Mo с периодом полураспада 6,9 часа и спином $21/2^+$ является трехквартичным (разрыв пары протонов) состоянием типа $[P(g_{9/2})^2_{1_{\max}} = 8; n(d_{5/2})^1]_{21/2^+}^{/5/}$. Схема распада ^{93m}Mo представлена на рис. 1.

Источником нейтронов служил нейтронный генератор типа НГ-200 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Для получения нейтронов в районе 14 Мэв использовалась реакция $T + D$, а в районе 2,5 Мэв - $D + D$. Помещая мишени под разными углами по отношению к пучку дейтронов, можно было изменять энергию нейтронов, падающих на мишень. Интенсивность нейтронов определялась по активации алюминиевой или медной фольги в результате реакций соответственно $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ и $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$. Сечение реакции (n, α) постоянно в диапазоне энергий нейтронов 13-15 Мэв и составляет 115 мбарн $^{/6/}$, а сечение реакции (n, γ) в диапазоне энергий 2-3 Мэв меняется от 25 до 20 мбарн $^{/7/}$.

Использовались мишени весом по 100 мг, обогащенные изотопами ^{92}Mo до 95% и ^{94}Mo до 78%. При облучении нейтронами с энергией 2-3 Мэв применялись также мишени натурального изотопного состава весом до 10 г, т.к. в этом случае практически имеют место лишь реакции радиационного захвата нейтронов, и активности, связанные с другими изотопами молибдена, отличается по γ -спектру и периоду полураспада.

γ -излучение облученных нейтронами мишеней регистрировалось при помощи сцинтилляционного спектрометра с кристаллом $\text{NaJ}(\text{Tl})$. Присутствие в спектре γ -линий с энергиями 1480 кэв и 680 кэв (рис. 2), интенсивность которых убывала с периодом полураспада 6,9 часа, указывало на образование в реакциях с нейтронами изомерного состояния ^{93}Mo . По интенсивности γ -излучения были определены сечения реакций $^{94}\text{Mo}(n, 2n)$ и $^{92}\text{Mo}(n, \gamma)$, приводящих к изомерному состоянию ^{93}Mo . При вычислении сечения реакции (n, γ) учитывался вклад реакции $(n, 2n)$ на примесях (1,5%) ^{94}Mo в мишени ^{92}Mo .

Функция возбуждения реакции $^{94}\text{Mo}(n, 2n)^{93m}\text{Mo}$ представлена на рис. 3. Она имеет типичный пороговый вид. На рис. 3 приводятся также функции возбуждения реакций $(n, 2n)$, вычисленные на основе статистической модели ядра. Если пренебречь испусканием заряженных частиц из ядра, то сечение реакции $(n, 2n)$ можно представить в виде $^{/8/}$

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \left(1 + \frac{\Delta E}{T} \right) e^{-\frac{\Delta E}{T}} \right], \quad (1)$$

где σ_0 - сечение образования составного ядра, ΔE - энергия возбуждения, отсчитываемая от порога реакции, T - температура ядра.

В расчётах принималось $\sigma_0 = 1,7$ барн $^{/9/}$ и $T = 2$ Мэв. Были рассчитаны функции возбуждения реакций $^{100}\text{Mo}(n, 2n)^{99}\text{Mo}$, $^{92}\text{Mo}(n, 2n)^{91}\text{Mo}$ и $^{94}\text{Mo}(n, 2n)^{93m}\text{Mo}$. На рис. 3 можно видеть, что рассчитанные функции возбуждения удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Сечения реакций $(n, 2n)$ для ^{100}Mo измерены в работе $^{/10/}$, а для ^{92}Mo - в работе $^{/11/}$. Расхождение экспериментальных и расчётных сечений для ^{92}Mo при энергии нейтронов 15 Мэв, по-видимому, связано с конкуренцией заряженных частиц, испускаемых составным ядром.

В случае реакции $^{94}\text{Mo}(n, 2n)^{93m}\text{Mo}$ измеренная функция возбуждения согласуется с расчётной, если принять изомерное отношение равным 10^{-2} . Такое отношение типично для изомеров со столь большим спином. Расчёты, выполненные по методу, описанному в работе ^{/1/}, также приводят к близкому значению изомерного отношения. При этих расчётах использовались парциальные сечения для нейтронов с различными угловыми моментами, вычисленные по оптической модели ядра ^{/9/} (рис.4), а значение параметра σ , характеризующего распределение плотности уровней по спину, принималось равным 4. При других значениях параметра σ (в пределах 3-5) изомерные отношения меняются незначительно. Необходимо отметить, что непосредственное измерение изомерного отношения не представляется возможным из-за очень большого периода полураспада ^{93}Mo в основном состоянии (3000 лет ^{/12/}).

Значения сечений реакций $^{92}\text{Mo}(n, \gamma)^{93m}\text{Mo}$ для различных энергий нейтронов представлены в табл. 1. Для оценки изомерного отношения использовались данные по сечениям радиационного захвата нейтронов для соседних ядер с тем же числом нейтронов (^{88}Sr , ^{89}Y). При таких энергиях нейтронов сечение мало меняется от ядра к ядру.

Из таблицы видно, что изомерное отношение при захвате нейтронов с энергией как 14,7 Мэв, так и 2,5 - 3,0 Мэв составляет $\approx 10^{-1}$.

Такое значение изомерного отношения представляется непонятным с точки зрения статистической модели ядра. Следовало ожидать, что изомерные отношения в реакциях $(n, 2n)$ и (n, γ) при энергиях нейтронов 14-15 Мэв будут близки по величине, т.к. они определяются главным образом распределением вносимых в ядро моментов (рис. 4), которое, естественно, одно и то же в обеих реакциях. При переходе к нейтронам с энергией 2,5 - 3,0 Мэв изомерное отношение должно уменьшиться по крайней мере на порядок, т.к. средний вносимый в ядро момент уменьшился с 3,5 до 1,5 (рис. 4).

Таким образом, измеренное изомерное отношение оказывается близким к рассчитанному по статистической модели только при сравнительно низкой энергии возбуждения ядра ^{93}Mo (в реакции $(n, 2n)$ энергия возбуждения после эмиссии нейтронов не превышает 5 Мэв, что всего на 2,5 Мэв выше энергии изомерного уровня). В то же время при высоких энергиях возбуждения (в реакциях (n, γ) энергия возбуждения выше 10 Мэв) изомерное отношение оказывается аномально высоким и мало зависит от вносимого в ядро момента.

Такое поведение изомерного отношения, по-видимому, указывает на необычный механизм заселения изомерного состояния. Известно, что изомерный уровень ^{93}Mo является нижним уровнем мультиплета, который образуется при разрыве пары протонов. В этом мультиплете имеются и уровни с малым спином, которые заселяются с большей вероятностью, чем изомерный уровень. Если γ -переходы с этих уровней будут более вероятны на изомерное состояние, чем на основное, то изомерное отношение при этом возрастает. Таким образом, аномально высокое изомерное отношение для ^{93}Mo , по-видимому, объясняется тем, что к изомерному состоянию приводит заселение всех остальных уровней мультиплета. Однако уровни с малым спином расположены, вероятно, достаточно высоко и не заселяются в $(n, 2n)$ реакции вблизи порога. Поэтому в этом случае изомерное отношение значительно меньше.

Авторы выражают благодарность академику Г.Н. Флерову за постоянный интерес к работе, Б.Н. Маркову и Ю.Ц. Оганесяну за полезные обсуждения и А.М. Кучеру за облучение мишеней на нейтронном генераторе.

Л и т е р а т у р а

1. J.R. Huizenga, R. Vandenbosh. Phys.Rev., 120, 1305 (1960).
2. K.F. Alexander, H.F. Brinckmann, C. Heiser, W. Neubert. Nucl.Phys., A112, 474 (1968).
3. Г.Н. Флеров, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, А.А. Плева, С.М. Поликанов, X. Юнгклауссен. ЯФ, 6, 17 (1967).
4. Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжневич, А.О. Шамсутдинов, Н.С. Мальцева, И.И. Чубуркова, З. Шегловски. Препринт ОИЯИ, P7-4538, Дубна, 1969.
5. N. Auerbach, I. Talmi. Phys.Lett., 9, 153 (1964).
6. D.G. Gardner, Yu. Wen Yu. Nucl.Phys., 60 49 (1964).
7. Г.Г. Заикин, И.А. Корж, Н.Т. Складар, И.А. Тощкий. АЭ, 25, 526 (1968).
8. J.D. Jackson. Can.Jorn.Phys., 34, 767 (1956).
9. G.S. Mani, M.A. Melkanoff, I. Iori. CEA Rapport-2380, Saclay, 1963.
10. C.S. Khurana, H.S. Hans. Nucl.Phys., 28, 560 (1961).
11. A. Abboud, P. Decowski, W. Grochulski, A. Marcinkowski, J. Piotrowski, K. Siwek, Z. Wilhelmi. Nucl.Phys., A13942 (1969).
12. П.П. Дмитриев, И.О. Константинова, Н.Н. Краснов. ЯФ, 6, 209 (1967).
13. D.J. Hughes, W. Spatz, N. Goldstein. Phys.Rev., 75, 1781 (1949).
14. J.L. Perkin, L.P. O'Connor, R.F. Coleman. Proc. Phys.Soc., 72, 505 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля 1970 года.

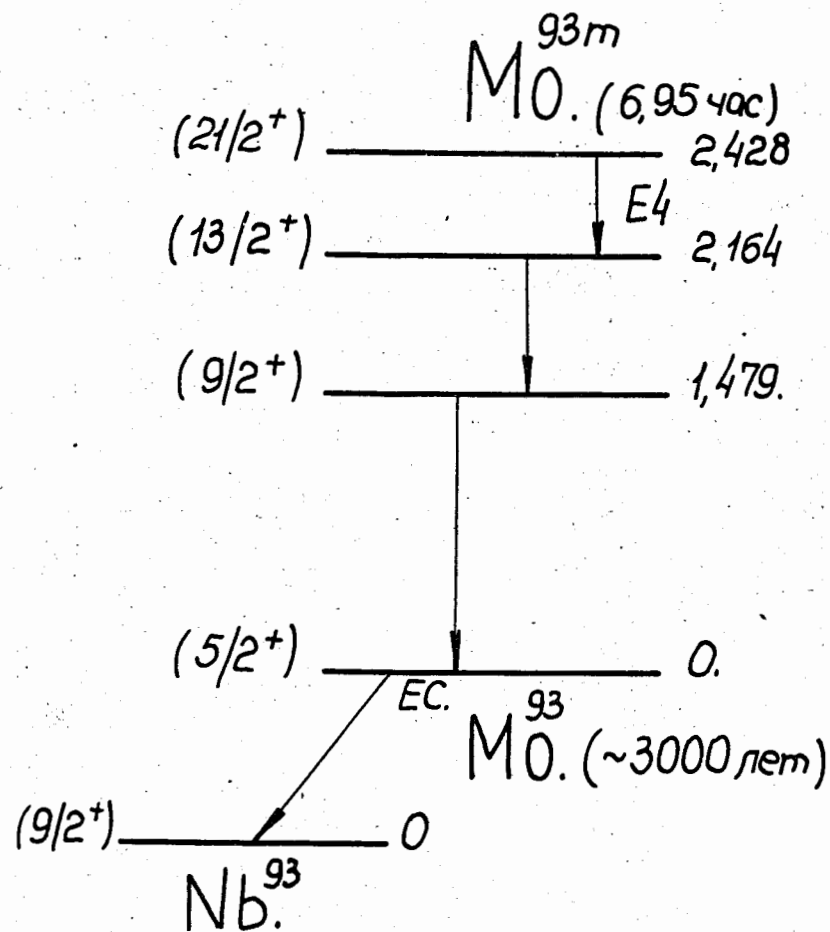


Рис. 1. Схема распада изомерного состояния ^{93}Mo .

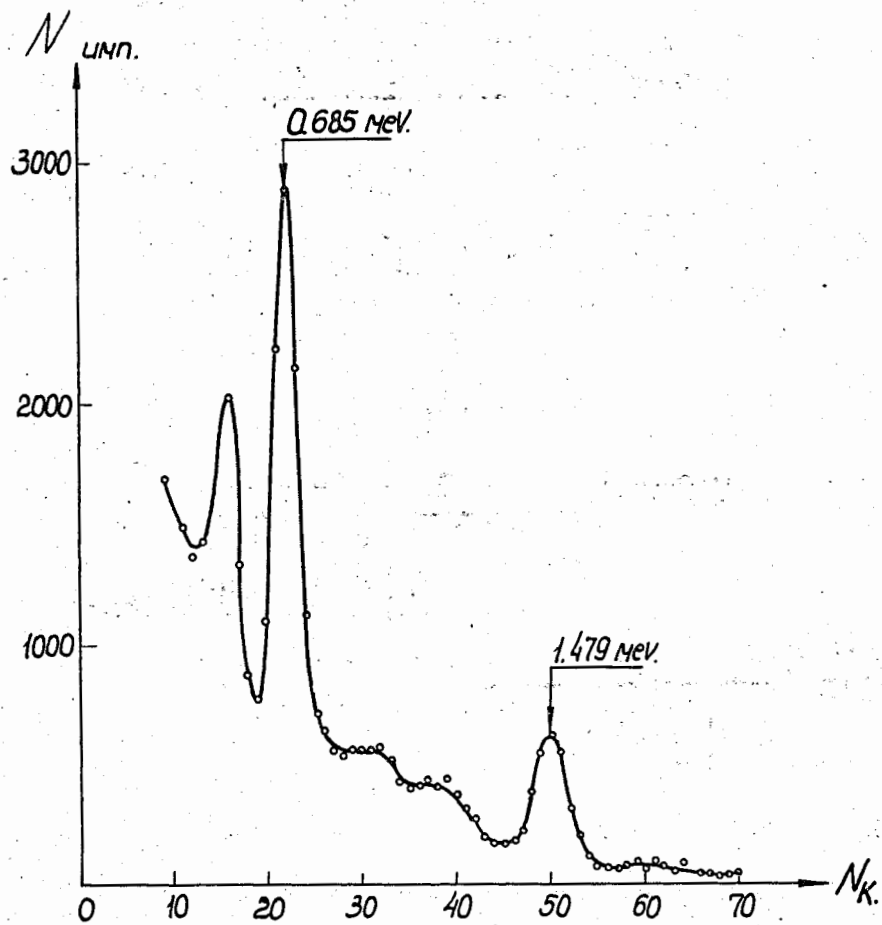


Рис. 2. γ -спектр мишени ^{94}Mo , облученной нейтронами с энергией 15,03 Мэв. N_k - номер канала; $N_{\text{имп.}}$ - число импульсов в канале.

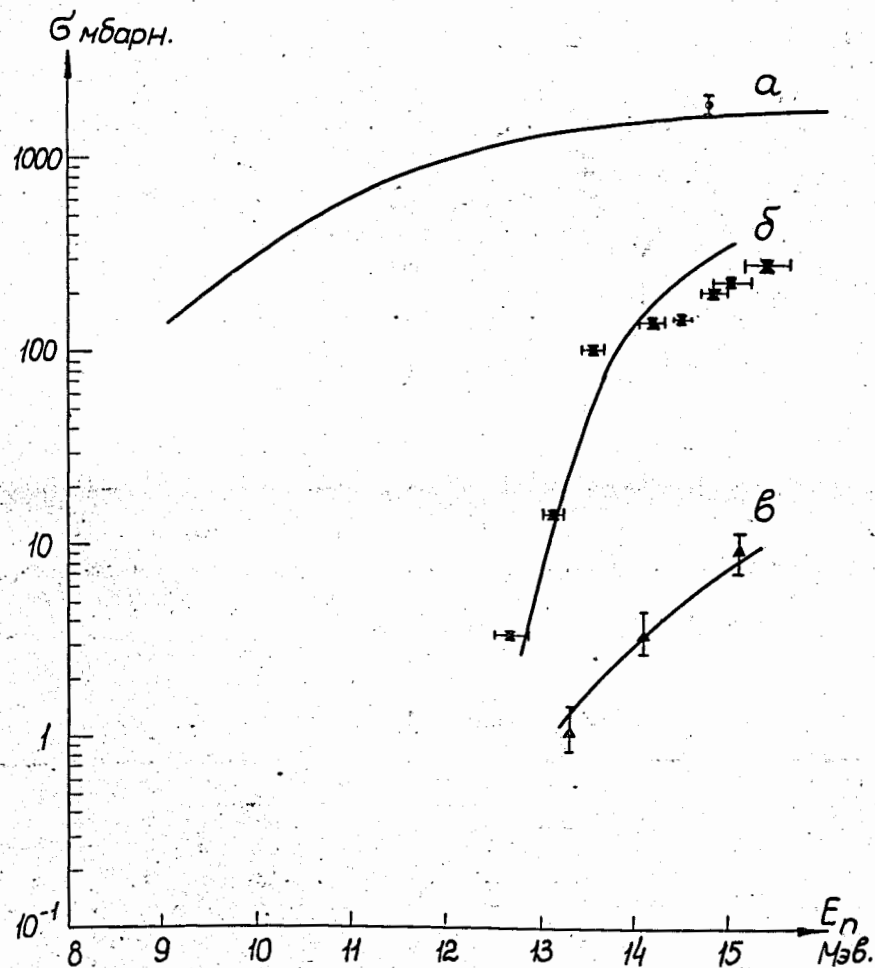


Рис. 3. Функции возбуждения реакций: а - $^{100}\text{Mo}(n, 2n)^{99}\text{Mo}$; б - $^{92}\text{Mo}(n, 2n)^{91}\text{Mo}$; в - $^{94}\text{Mo}(n, 2n)^{92m}\text{Mo}$.

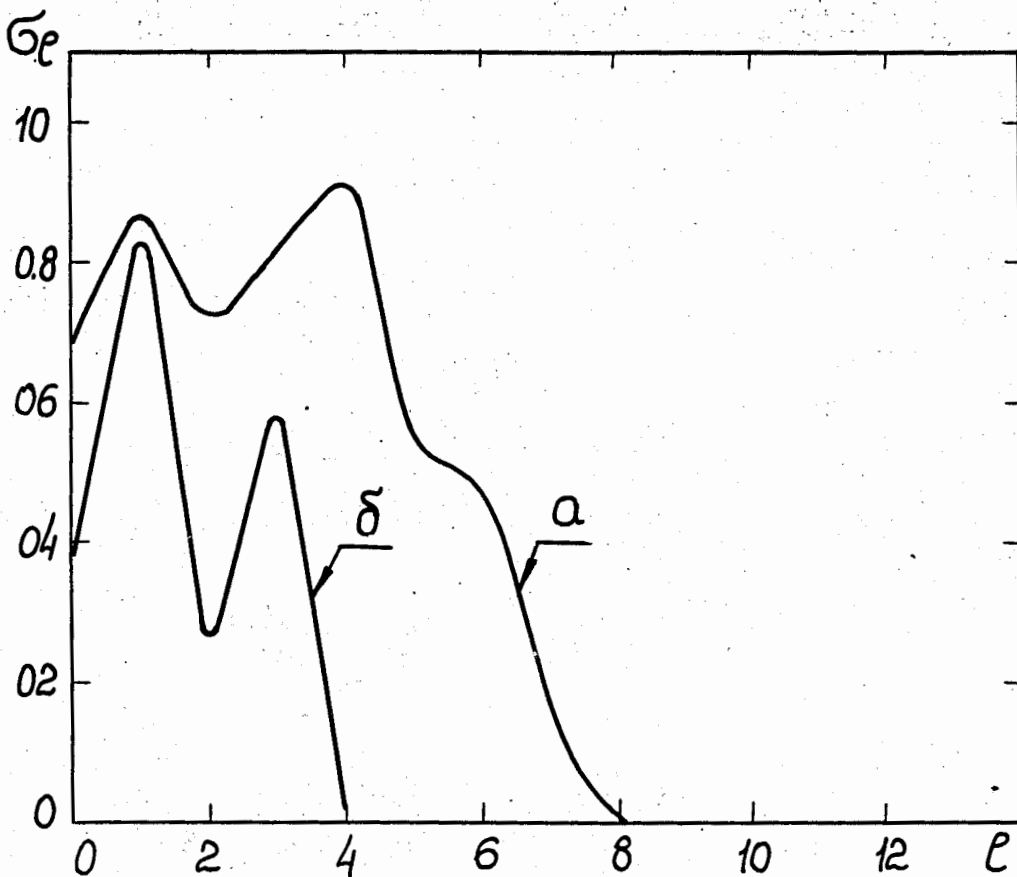


Рис. 4. Парциальные сечения взаимодействия нейтронов с ядром $Mo(\sigma_e)$ для различных орбитальных моментов (l); а - энергия нейтронов 14 Мэв, б - энергия нейтронов 3 Мэв.

Таблица 1

| Энергия нейтронов, Мэв | Сечение реакции (п, γ) | | $\frac{\sigma_1}{\sigma_g}$ |
|------------------------|---|--|-----------------------------|
| | Изомерное состояние σ_1 , мбарн | Основное состояние σ_g , мбарн | |
| 2,5 | $0,25 \pm 0,08$ | $3,0^{13/}$ | $\approx 0,7 \cdot 10^{-1}$ |
| 3,0 | $0,18 \pm 0,06$ | | |
| 14,7 | $0,12 \pm 0,03$ | $2,5^{14/}$ | $\approx 0,5 \cdot 10^{-1}$ |