

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 3435

19/8-74

E-25

P1 - 7962

В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов, О.В.Селюгин

3208/2-74

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ФОТОНЕЙТРОНОВ
ИЗ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

1974

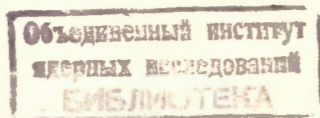
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 7962

В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов*, О.В.Селюгин

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ФОТОНЕЙТРОНОВ
ИЗ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Направлено в ЯФ



* АН АзССР.

Евсеев В.С., Мамедов Т.Н., Селюгин О.В.

P1 - 7932

Энергетические спектры фотонейтронов из тяжелых элементов

Измерены энергетические спектры нейтронов в интервале энергий $2 \leq E_n \leq 5$ МэВ из реакции фотовозбуждения ядер Ta, Pb, Bi и Th γ -квантами тормозного излучения с максимальной энергией 31 МэВ. По спектрам нейтронов определены значения T - температуры ядра после испускания первого нейтрона: $1,01 \pm 0,04$; $1,12 \pm 0,04$; $1,11 \pm 0,04$ и $1,25 \pm 0,05$ для Ta, Pb, Bi и Th соответственно. Сравнение полученных значений параметра плотности ядерных уровней с предсказаниями статистической теории ядерных реакций показывает, что эта теория не описывает процесса распада коллективных состояний ядра типа гигантского дипольного резонанса.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Evseyev V.S., Mamedov T.N., Selyugin O.V.

P1 - 7962

Energy Spectra of Photo-Neutrons from Heavy Elements

Neutron energy spectra from the reaction of photo-excitation of Ta, Pb, Bi and Th nuclei by the bremsstrahlung γ -quanta of a maximum energy of 31 MeV have been measured in the energy range of $2 \leq E_n \leq 5$ MeV.

The T -temperature values for the nucleus, after the first neutron emission, have been determined (via the neutron spectra) to be 1.01 ± 0.04 ; 1.12 ± 0.04 ; 1.11 ± 0.04 and 1.25 ± 0.05 for Ta, Pb, Bi and Th, respectively. The comparison of the parameter values of nuclear level density with the predictions of the nuclear reaction statistical theory shows that this theory does not describe the decay of the collective states of a nucleus of the giant dipole resonance type.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

В работе ^{/1/}, где описаны результаты измерения спектров нейтронов из реакции поглощения отрицательных мюонов тяжелыми ядрами, показано, что, несмотря на сходство спектров нейтронов по форме с испарительными, значения температуры ядра T и параметра плотности ядерных уровней a не согласуются со значениями этих параметров, полученных, например, при исследовании реакции (n, n') , которая хорошо описывается статистической теорией ядерных реакций. Для мю-захвата вместо резкой зависимости указанных параметров вблизи $A=208$, характерной для статистической модели, наблюдается плавная слабая их зависимость от A .

Другой реакцией, в которой могло бы иметь место такое отклонение от статистической теории, является $A(\gamma, xn)A'$. По современным представлениям при мю-захвате и фотовозбуждении возникают коллективные квазистационарные состояния промежуточного ядра. Основное отличие реакции мю-захвата в тяжелых ядрах от реакции фотовозбуждения, где ситуация определяется гигантским дипольным резонансом, состоит в том, что весьма существенным оказывается вклад состояний иной мультиплетности /монополюльных, квадрупольных и т.д.^{/2,3/}

В работе ^{/4/}, где сообщается об измерении спектра фотонейтронов из тяжелых ядер от самария до висмута, имеется замечание о том, что полученные значения параметра плотности ядерных уровней a для этих ядер не согласуются со значениями a из других реакций. Но, к сожалению, численные значения a и сами спектры нейтронов не приводятся. В работе ^{/5/} также изучались спектры фотонейтронов из Ta, Au и Bi; при этом основное внимание обращалось на определение вклада высоко-

энергетических нейтронов. Следует отметить, что приведенные в работе^{/5/} спектры фотонейтронов для Та и Вi не отличаются, за исключением первой экспериментальной точки.

Таким образом, имеются некоторые указания на слабую зависимость α и T от A для реакции фотопоглощения, однако количественных данных для параметров α и T в области $A=208$ мы в литературе не нашли. Поэтому нами было проведено исследование спектров фотонейтронов с помощью той же аппаратуры, на которой измерялись спектры нейтронов из мю-захвата в тяжелых элементах^{/1/}.

Измерения проводились на бетатроне НИИЯФ МГУ с максимальной энергией γ -квантов $E_{\gamma}^{\max} = 31$ МэВ. В качестве детектора нейтронов использовался жидкий сцинтиллятор типа NE-213 /в стеклянном контейнере диаметром 30 мм, толщиной 20 мм/ с фотоумножителем АУР-56. Для разделения нейтронов и γ -квантов использовалась схема дискриминации по форме импульсов методом пересечения нуля^{/6,7/}. Пучок γ -квантов выводился в экспериментальный зал через отверстие в бетонной стене толщиной 1 м. Детектор и мишень находились в помещении, построенном из парафиновых блоков толщиной 80 см. Для уменьшения фона γ -квантов детектор нейтронов был дополнительно окружен свинцом толщиной 10 см, а с фронтальной части закрыт свинцом толщиной 3,5 см. Детектор нейтронов располагался на расстоянии 60 см от мишени под углом 140° к направлению пучка /см. рис. 1/. Мишени Та, Рb, Вi и Th были весом 59, 62, 63, 63 г, толщиной 5, 8, 9 и 7 мм соответственно и имели форму диска диаметром 30 мм. Центр мишени совпадал с центром пучка γ -квантов, а основание было параллельно его оси. Пучок γ -квантов в месте расположения мишени имел прямоугольную форму 1.2×10 см² /последний размер - по вертикали/.

В измерениях использовался 4096-канальный амплитудный анализатор, работающий в двухмерном режиме. По одной оси регистрировался амплитудный сигнал, зависящий от энергии протонов отдачи, по другой - импульс от схемы разделения. Таким образом, одновременно сни-

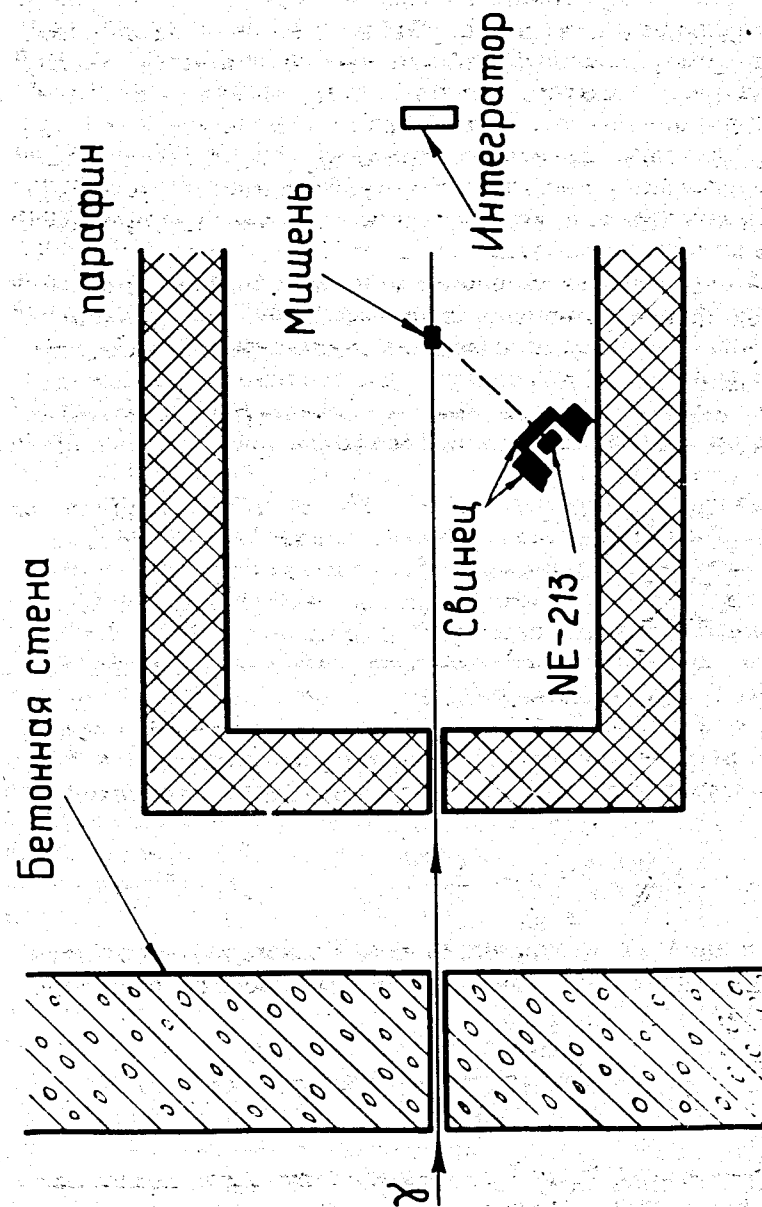


Рис. 1. Расположение аппаратуры на пучке.

мался спектр протонов отдачи от нейтронов и спектр электронов от γ -квантов. Энергетическая калибровка проводилась с помощью стандартных спектрометрических источников γ -квантов: ^{137}Cs , ^{54}Mn и ^{22}Na и источника нейтронов Po-Be . Стабильность амплитудного канала в течение сеанса составляла $\pm 1,5\%$. Подробные характеристики спектрометра нейтронов и процедура восстановления спектра нейтронов по спектру протонов отдачи описана в работах /1,7/.

Для определения величины и спектра фона использовалась графитовая мишень толщиной 2 см /интенсивность пучка определялась с помощью ионизационной камеры, располагаемой за мишенью на расстоянии 1 м/. Определенный таким образом фон не превышал нескольких процентов и учитывался при обработке спектров нейтронов.

Спектры нейтронов из Ta, Pb, Bi и Th представлены на рис. 2,3,4,5, соответственно. В спектры внесена поправка, учитывающая взаимодействие нейтронов со свинцовой пластинкой толщиной 3,5 см, расположенной перед нейтронным детектором для уменьшения фона от γ -квантов. Введение поправки приводит к увеличению параметра T примерно на 6%.

По статистической теории ядерных реакций спектр нейтронов может быть описан следующей формулой /8/, если энергетически возможен вылет только одного нейтрона:

$$N(E_n) \sim (E_n / T_M^2) \exp[-\frac{E_n}{T_M}]. \quad /1/$$

Если же энергия возбуждения ядра больше порога вылета двух нейтронов B_{2n} , то спектр описывается формулой Ле-Кутера /9/:

$$N(E_n) \sim \frac{E_n^{5/11}}{(11T_n/12)^{16/11} \Gamma(16/11)} \cdot \exp[-\frac{12E_n}{11T_n}]. \quad /2/$$

В этих формулах T_M и T_n - температура ядра после испускания первого нейтрона для этих двух случаев; $\Gamma(16/11)$ - гамма-функция от нецелого числа.

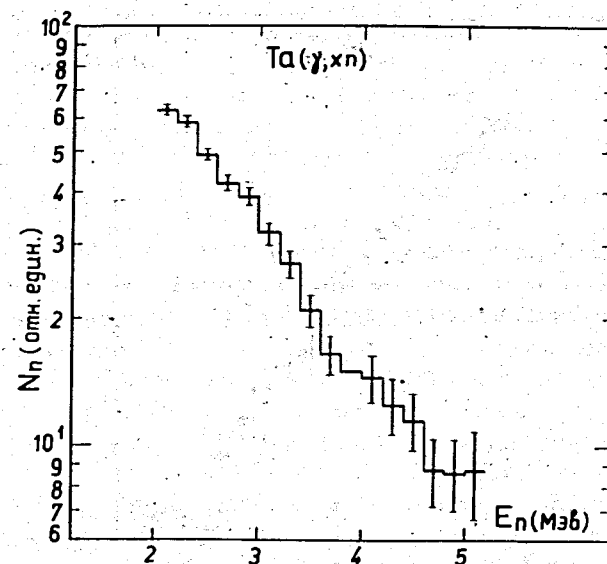


Рис. 2. Спектр фотонейтронов из Ta / $E_\gamma^{\max} = 31 \text{ МэВ}$ /.

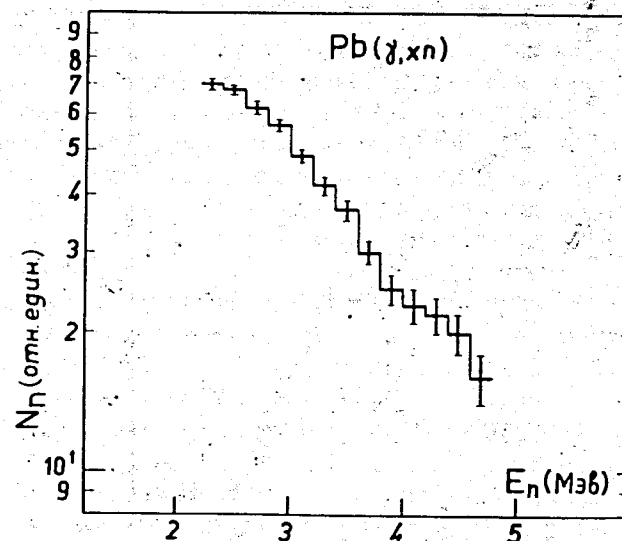


Рис. 3. Спектр фотонейтронов из Pb / $E_\gamma^{\max} = 31 \text{ МэВ}$ /.

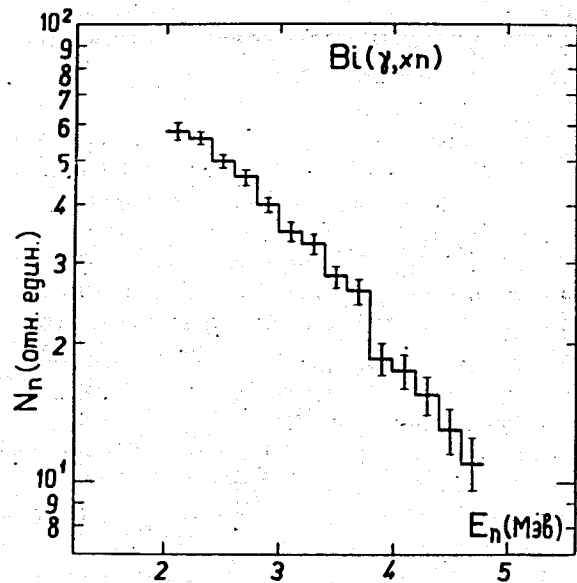


Рис. 4. Спектр фотонейтронов из Bi / $E_{\gamma}^{\max} = 31$ МэВ/.

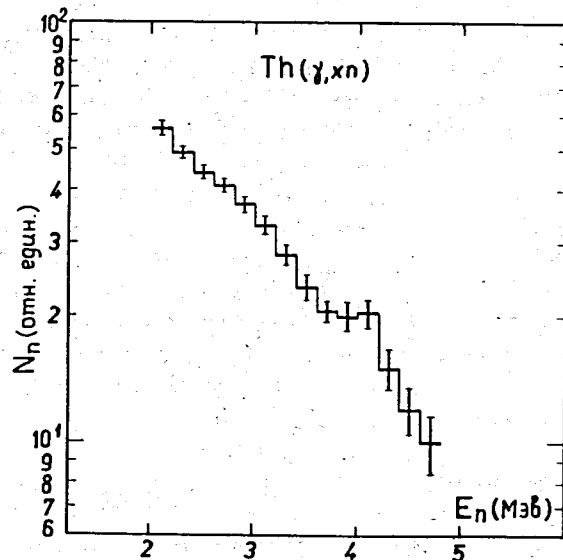


Рис. 5. Спектр фотонейтронов из Th / $E_{\gamma}^{\max} = 31$ МэВ/.

В настоящей работе спектры нейтронов обрабатывались по формуле:

$$N(E_n) = C \left\{ \alpha \left(\frac{E_n}{T} \right)^2 \exp \left[- \frac{E_n}{T} \right] + 2(1-\alpha) \frac{E_n^{5/11}}{\left(\frac{11T}{12} \right)^{16/11} \Gamma(16/11)} \exp \left[- \frac{12E_n}{11T} \right] \right\} / 3$$

где C - нормировочная постоянная, α - параметр, равный доле процесса с вылетом только одного нейтрона. Параметр α определялся из спектра возбуждения промежуточного ядра как $\alpha = S'/S$, где S - общая площадь под функцией возбуждения ядра в интервале от V_{1n} / порог вылета одного нейтрона/ до E_n^{\max} и S' - площадь в интервале от V_{1n} до $V_{2n} + 1,7T$. В этом выражении второй член $(1,7T)$ представляет собой кинетическую энергию, уносимую вылетающим нейтроном. Распределение по энергии для первого нейтрона описывается по формуле /1/, и из этого распределения следует, что число нейтронов в энергетической области ниже $E_n = 1,7T$, равно числу нейтронов в области, выше $E_n = 1,7T$.

Функция возбуждения ядра и средняя энергия возбуждения определялись на основе известного сечения /10,11/ фотовозбуждения с учетом формы спектра тормозного излучения /12/. На рис. 6 приведен вид функции возбуждения для ядра ^{209}Bi .

На примере висмута в рамках статистической теории ядерных реакций /теория испарения/ был проведен анализ корректности использования понятия средней энергии возбуждения \bar{U}_0 при описании спектра нейтронов в том случае, когда промежуточное ядро имеет не одну энергию возбуждения, как в (n, n') - реакциях, а спектр возбуждений. По заданной реальной функции возбуждения для висмута при возбуждении γ -квантами тормозного излучения с максимальной энергией 31 МэВ вычислялся спектр испарительных нейтронов. В расчетах использовалось значение параметра плотности ядерных уровней $\alpha = 10 \text{ МэВ}^{-1}$ из (n, n') - реакции. Полученный спектр сравнивался со спектром нейтронов, рассчитанным для этого же ядра в предположении, что оно возбуждено монохроматическими γ -квантами с энергией возбуждения

\bar{U}_0 . . Эти спектры в области выше 1,5 МэВ совпадают с точностью $\pm 2\%$ /ниже 1,5 МэВ они отличаются на 20%, что связано с учетом вылета двух нейтронов в том случае; когда использовалась функция возбуждения/.

Для вычисления a спектры нейтронов обрабатывались отдельно по формулам /1/ и /2/. Полученные значения T_M и T_L использовались для определения a' и a'' соответственно. Затем эти значения $a=a'$; a'' подставлялись в формулу /3/, и спектры обрабатывались заново. Для каждого ядра получены два близких значения T' и T'' . В таблице представлены значения параметров \bar{U}_0 , $V_{1n}^{13/}$, $V_{2n}^{13/}$, T_M , T_L , a' , a'' , T' , T'' и T - среднее от T' и T'' для исследованных ядер вместе с вычисленными на основе этих данных значениями параметра a . Параметр a вычислялся по формуле

$$a = \frac{\bar{U}}{T^2} + \frac{4}{U} + \frac{4}{T} \quad /4/$$

\bar{U} - энергия возбуждения ядра после испускания первого нейтрона - определялась следующим образом:

$$\bar{U} = \bar{U}_0 - (V_{1n} + 2\bar{T}) - (P_N + P_Z) \quad /5/$$

P_N, P_Z - энергии спаривания нейтронов и протонов в ядрах взяты из работы ¹⁴. Учет энергии спаривания приводит к сглаживанию разброса значений параметра a для соседних четно-четных, нечетно-четных, четно-нечетных ядер /см., например, ¹⁴/. Параметр a вычислялся для значений \bar{U} без учета энергии спаривания нуклонов и с ее учетом /см. таблицу, a' с учетом P_N, P_Z /.

Следует отметить, что полученное нами значение \bar{T} для В: согласуется с аналогичными данными из работы ¹⁵ / $T \approx 1$ МэВ/. Значения параметра \bar{T} для Та и Th для фотонейтронов значительно превышают те /0,5 - 0,6 МэВ/, которые следовало бы ожидать на основе статистической теории /для данных \bar{U}_0 /.

Как показали результаты соответствующей обработки полученных нами спектров, вклад спектра, характеризуемого параметром $T = 0,6$ МэВ, не превышает нескольких процентов.

ТАБЛИЦА

	\bar{U}_0	V_{1n}	V_{2n}	T_M	T_L	α'	α''	T'	T''	T	α	a'
Та	15.2 ±0.5	7.68 ±0.05	14.2 ±0.3	0.92 ±0.03	1.21 ±0.03	0.63	0.69	1.02 ±0.03	1.00 ±0.03	1.01 ±0.04	10.1 ±0.9	9.5 ±0.9
Рb	13.9 ±0.6	7.38 ±0.02	14.07 ±0.1	1.07 ±0.03	1.43 ±0.04	0.84	0.87	1.13 ±0.03	1.11 ±0.03	1.12 ±0.04	7.9 ±1.0	7.3 ±1.0
Вi	13.8 ±0.5	7.43 ±0.05	14.33 ±0.09	1.06 ±0.03	1.41 ±0.03	0.82	0.85	1.12 ±0.03	1.10 ±0.03	1.11 ±0.04	7.9 ±0.9	7.7 ±0.9
Th	14.1 ±0.7	6.34 ±0.12	11.37 ±0.12	1.10 ±0.03	1.46 ±0.04	0.55	0.62	1.24 ±0.04	1.27 ±0.04	1.25 ±0.05	7.3 ±1.0	6.7 ±1.0

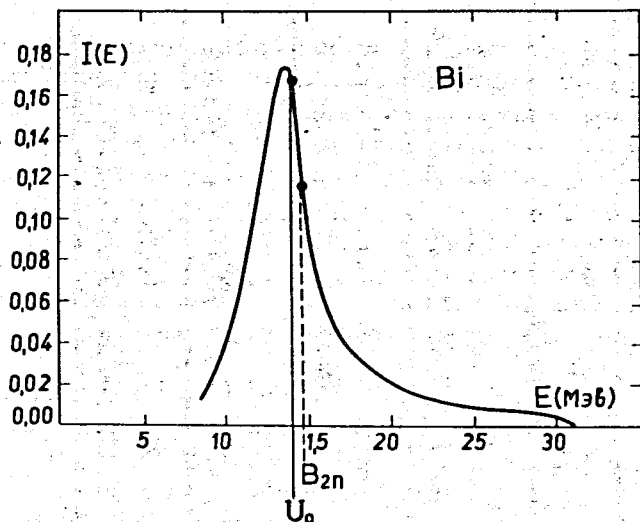


Рис. 6. Функция возбуждения Bi при облучении γ -квантами тормозного излучения с $E_{\max}^{\gamma} = 31$ МэВ.

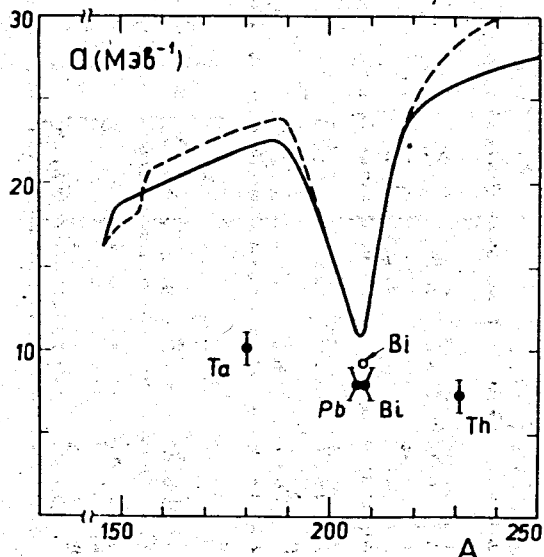


Рис. 7. Зависимость параметра плотности ядерных уровней от A . Кривые - теоретические /17/, точки - \bullet - данные настоящей работы; \circ - данные, полученные нами по значению T из работы /15/.

Данные для тория должны быть исправлены с учетом вклада нейтронов фотоделения. Для определения этого вклада был проведен контрольный эксперимент, в котором измерялся относительный выход нейтронов для тория и свинца. Выход нейтронов после введения поправки на разницу в интегральных сечениях фотовозбуждения оказался одинаковым с точностью $\pm 7\%$. Учитывая, что сечение фотоделения тория примерно в 18 раз меньше сечения вылета фотонейтронов для свинца и что число нейтронов на один акт деления тория при $\bar{U}_0 = 14$ МэВ равно $\bar{\nu}_p = 3.33^{/11/}$, получаем, что вклад нейтронов от деления составляет не более 15%. Поскольку параметр T , используемый для описания спектров нейтронов деления, имеет значение около $1,4$ МэВ $^{/16/}$, то учет 15% вклада спектра деления привел бы к увеличению значения T для тория на 2%, что меньше ошибки эксперимента.

На рис. 7 полученные нами значения параметра плотности ядерных уровней /без учета энергии спаривания нуклонов/ сравниваются с теоретическими кривыми /17/ /сплошной и пунктирной/, полученными в различных приближениях в рамках статистической теории с учетом оболочечных эффектов и хорошо описывающими большое количество экспериментальных данных по (n, n') . Видно, что как и в случае реакции ядерного мю-захвата, параметр α не проявляет резкой зависимости от A вблизи дважды магической области / $A = 208$ /.

Таким образом, сравнение полученных значений параметра плотности ядерных уровней с предсказаниями статистической теории ядерных реакций /теория испарения/ показывает, что эта теория не описывает процесса распада коллективных состояний ядра типа гигантского дипольного резонанса. И, по-видимому, эти состояния ядра не меняют своей природы вплоть до распада с испусканием нуклонов, а конечные спектры нейтронов, которые сходны с испарительными, формируются при наложении большого количества линий, соответствующих переходам из коллективных состояний промежуточного ядра в одночастичные состояния конечного ядра /в условиях определенного энергетического разрешения детектора нейтронов/.

Отметим, что не следует ожидать успеха в описании спектров фотонейтронов на основе развивающейся в последнее время модели, учитывающей предравновесный распад возбужденного ядра, поскольку при энергии возбуждения, соответствующей гигантскому дипольному резонансу, вклад предравновесного распада по этой модели составляет всего $5 - 7\%^{1/18}$, т.е. расчеты по этой модели и обычной теории испарения мало отличаются.

В заключение авторы выражают благодарность Л.И.Лапидусу за поддержку в осуществлении эксперимента, Б.С.Ишханову - за постоянное внимание к работе, Д.Ф.Зарецкому и Г.Г.Бунатяну за полезные обсуждения, а также В.В.Варламову и И.В.Пискареву за помощь в проведении эксперимента.

Литература

1. В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов. ЯФ, 18, 968 /1973/.
2. Г.Г.Бунатян. ЯФ, 2, 868 /1965/; ЯФ, 3, 833 /1966/.
3. В.М.Новиков, М.Г.Урин. ЯФ, 3, 419 /1966/; ЯФ, 6, 1233 /1967/.
4. G.S.Mutcher, W.Bertozzi, S.Kowalski, C.P.Sargent and W.Turchinetz. Bull.Amer.Phys.Soc., 10, 542 (1965).
5. Г.Н.Зацепина, В.В.Игонин, Л.Е.Лазарева, А.И.Лепесткин, ЖЭТФ, 44, 1787 /1963/.
6. T.Kozłowski. Nucleonica, 13, 999 (1968).
7. И.Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, В.С.Роганов. Препринт ОИЯИ, Р13-6053, Дубна, 1971.
8. V.Weiskopf. Phys.Rev., 52, 295 (1937).
9. K.J.Le-Couteur. Proc.Phys.Soc., A63, 259 (1950); A65, 718 (1952).
10. J.Miller, C.Schuhl and C.Tzara. Nucl.Phys., 32, 236 (1962); A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos and A.Lepretre. Nucl.Phys., A159, 561 (1970); R.R.Harvey, J.T.Caldwell et al. Phys.Rev., 136, B126 (1964).
Б.И.Гаврилов, Л.Е.Лазарева. ЖЭТФ, 30, 855 /1956/;
Ю.И.Сорокин, В.А.Хрущев, Б.А.Юрьев. Изв. АН СССР /сер. физ./, 37, 1891 /1973/.
11. A.Veyssiere, H.Bell, R.Bergere, P.Carlos and A.Lepreyze and Kernath. Nucl.Phys., A199, 45 (1973).
12. О.В.Богданкевич, Ф.А.Николаев. "Работа с пучком тормозного излучения", Атомиздат, 1964.
13. Н.А.Власов. "Нейтроны", Наука, М., 1971.
14. A.Gilbert, A.G.W.Cameron. Can.Journ of Phys., 43, 1446 (1965).

15. F.T.Kuchnir, P.Axel, L.Griegee, D.M.Drake, A.O.Hanson and D.C.Sutton. Phys.Rev., 161, 1236 (1967).
16. E.Barnard, A.T.G.Ferguson, W.R.McMurray and I.J.Van Heerden. Nucl.Phys., 71, 228 (1965).
17. D.W.Lang. Nucl.Phys., 26, 434 (1961).
18. К.К.Гудима, Г.А.Ососков, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, Р4-7821, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 мая 1974 года.