

О некоторых особенностях энергетических спектров фотонейтронов из средних и тяжелых ядер

Б. С. Ратнер

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Дан обзор результатов изучения энергетических спектров фотонейтронов в области гигантского дипольного резонанса. Показано, что низкоэнергетическая область спектров описывается статистической теорией. Исследованы особенности неравновесной составляющей спектра, обусловленной распадом входных состояний в непрерывный спектр. Приведено сравнение со спектрами нейтронов из реакций с тяжелыми частицами.

The data on energy spectra of photon neutrons emitted from medium and heavy nuclei near the giant dipole resonance have been summarized.

It is shown that the low-energy region of energy spectra is described by the statistical theory. The specific features of the nonequilibrium component caused by the decay of doorway states into a continuum spectrum are investigated.

The comparison with the spectra of neutrons produced in heavy-particles reactions is made.

ВВЕДЕНИЕ

Исследованиям фотоядерных реакций, начавшимся более 40 лет назад, посвящено около 2000 работ экспериментального и теоретического характера. Большая их часть связана с изучением гигантского дипольного резонанса — ярко выраженного процесса поглощения γ -квантов ядрами в сравнительно узкой области энергии (10—30 МэВ). К настоящему времени получены подробные данные о gross-структуре гигантского дипольного резонанса: о зависимости положения максимума в сечении фотопоглощения и полуширины резонанса от массового числа A , об интегральном сечении и т. д. Теоретические исследования привели к созданию двух основных моделей гигантского дипольного резонанса — коллективной и оболочечной, с помощью которых удалось описать многие свойства процесса поглощения γ -квантов ядрами. Вместе с тем ряд вопросов, связанных с гигантским дипольным резонансом, таких, например, как природа промежуточной структуры в сечении (γ, n)- и (γ, p)-реакций, объяснение ширины резонансов, сте-

пень применимости различных моделей, нуждается в дальнейшем изучении.

Следует отметить, что наиболее существенные результаты достигнуты при изучении первой фазы фотоядерной реакции — поглощения γ -квантов. Процессы, относящиеся к стадии реакции, связанной с распадом возбужденных дипольных состояний, изучены значительно менее подробно. Информация о характеристиках продуктов фотоядерных реакций (энергетическое и угловое распределение испущенных нуклонов, конечные состояния ядер, в которые происходит распад, и др.) недостаточно обобщена. Обзоры по фотоядерным реакциям почти не касаются этой области исследований. Цель настоящей работы, посвященной анализу результатов измерения энергетических спектров фотонейтронов, которые испускаются средними и тяжелыми ядрами в области гигантского дипольного резонанса, — частично восполнить указанный пробел. В качестве границы между легкими и средними ядрами выбрано значение $A = 40$, с которым связано изменение ряда параметров гигантского дипольного резонанса. Так, для ядер с $Z > 20$ наблюдается быстрый рост выхода фотонейтронов, отнесенного к NZ/A , — величины, мало изменяющейся в области более легких ядер. Сечение реакции (γ, n) для $A < 40$ имеет сложную структуру, в то время как в случае более тяжелых ядер оно характеризуется четко выраженным резонансом или двумя резонансами у деформированных ядер. Указанные различия, возможно, связаны с преобладанием для ядер с $A > 40$ распада путем испарения нуклонов из составного ядра вследствие высокого центробежного барьера для нейтронов оболочки $1f_{7/2}$ [1].

В статье рассмотрены почти все полученные к настоящему времени результаты, за исключением фотонейтронных спектров, измеренных вблизи порога реакции (γ, n). Эти данные, содержащие богатую спектроскопическую информацию, относятся к области малых возбуждений и поэтому выходят за рамки обсуждаемых ниже проблем.

Изучение энергетических спектров фотонейтронов представляет особый интерес, диктуемый следующими соображениями. В ходе ядерной реакции испускание нуклонов возможно на различных ее стадиях. Энергетический спектр продуктов распада содержит высокоэнергетическую компоненту, соответствующую распаду входных состояний в непрерывный спектр; часть спектра, обусловленную предравновесным распадом из более сложных конфигураций, и, наконец, компоненту спектра, обусловленную распадом составного ядра [2]. Существующие модели предравновесного распада [3] позволяют рассчитать спектры частиц, испускаемых в ходе ядерной реакции; так, в работе [4] рассмотрены вылет частиц из коллективного $1p - 1\hbar$ дипольного состояния в рамках модели оболочек, а также эмиссия частиц из составного

ядра на стадии установления равновесия, причем совпадение со спектром протонов из реакции $^{40}\text{Ca} (\gamma, p) ^{39}\text{K}$ оказалось вполне удовлетворительным. Не отрицая полезности расчетов подобного типа, укажем на весьма привлекательную возможность разделения компонент спектра испущенных частиц. Она связана с существованием в энергетических спектрах фотонейтронов четко обозначенных областей*, что позволяет выделить равновесную компоненту спектра*. Подобная возможность реализуется, однако, только для реакции (γ, n) . При испускании заряженных частиц (протонов, α -частиц) кулоновский барьер смещает равновесную часть спектра в более энергетическую область, в результате чего происходит наложение составляющих спектра.

В разд. 1 приведены сводные данные измерений энергетических спектров фотонейтронов, выполненных к настоящему времени, разд. 2 посвящен обсуждению результатов: вслед за общими замечаниями в рамках сравнения со статической теорией анализируются данные для низкоэнергетической составляющей спектров, обсуждаются результаты, касающиеся высокоэнергетической части спектров; проводится сравнение фотонейтронных спектров со спектрами нейтронов, наблюдаемых в реакциях с тяжелыми частицами.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ФОТОНЕЙТРОНОВ

Для облегчения сравнения данных, полученных в различных работах, все результаты приведены к виду $\lg [(1/\epsilon) dN/d\epsilon_n] = f(\epsilon_n)$, где ϵ_n — энергия нейтрона (рис. 1—7). В нескольких случаях экспериментальные точки экстраполированы плавной линией. В табл. 1—7 представлены краткие характеристики экспериментов, а также некоторые результаты анализа спектров: значения эффективной температуры конечного ядра T и показатели плотности уровней конечного ядра a . Результаты, полученные для висмута — ядра, чаще всего употреблявшегося в качестве мишени при изучении энергетических спектров фотонейтронов, приведены на рис. 1 и в табл. 1. На рис. 2 и в табл. 2 представлены результаты, полученные для золота, на рис. 3 и в табл. 3 — для тантала, на рис. 4 и в табл. 4 — для свинца. На рис. 5 и в табл. 5 приведены результаты, полученные для нескольких средних и среднетяжелых ядер. Данные для нескольких ядер средней массы представлены на рис. 6 и в табл. 6. Отдельно (рис. 7 и табл. 7) даны результаты измерений спектров фотонейтронов, испущенных из хрома.

* Присутствие излома в энергетическом спектре фотонейтронов, связанного с прямым фотоэффектом, отмечено впервые в [6].

Таблица 1

Энергетические спектры фотонейтронов из ядра висмута

№ п/п	Тип детектора или метод регистрации	$E_{\gamma m}$, МэВ	θ , град	T^* , МэВ	a^* , МэВ ⁻¹	Литература
1	Ядерные эмульсии	22,0	90	0,72	10,9	[5]
2	То же	18,9	30—270	1,1	4,5	[6]
3	» »	90	30—140	1,14	5,0	[7]
4	Метод времени пролета	14,3	120	—	—	[8]
		15,8	120	0,76	9,1	
5	Ядерные эмульсии	30,0	60—120	0,82	8,7	[9]
6	То же	22,0	30—150	—	—	[10]
7	» »	14,0	30—270	1,0	4,85	[11]
8	Метод времени пролета	16,0	90	0,79	8,5	[12]
9	Диффузионная камера Вильсона	80,0	135	0,89	8,0	[13]
10	Метод времени пролета	13,85 **	115	0,98	10,1	[14]
11	Ядерные эмульсии	20,0	90	0,94	6,3	[15]
12	Метод времени пролета	33,0	90	0,99	5,9	[16]
13	Ядерные эмульсии	28,5	60—75	0,92	6,8	[17]
14	Сцинтилляционный спектрометр	31,0	140	1,03	5,5	[18]

* Значения T и a в этой и последующих таблицах вычислены по данным работ, указанных в ссылке.

** Энергия монохроматических γ -квантов.

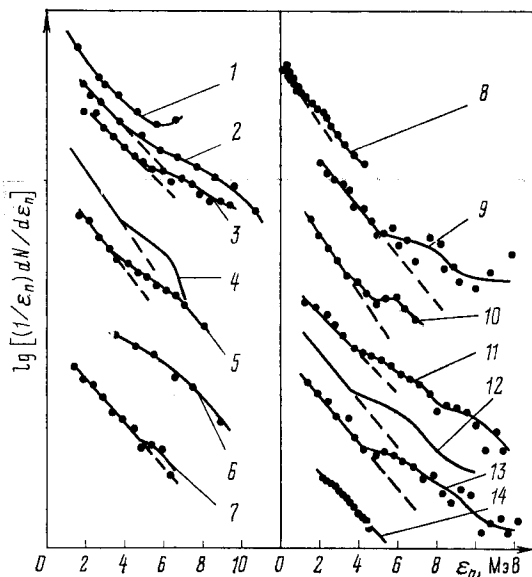


Рис. 1. Энергетические спектры фотонейтронов из ядра висмута:

цифры у кривых соответствуют номеру эксперимента в табл. 1; 4 и 12 — экстраполяция экспериментальных данных; сплошные кривые проведены на глаз (то же относится к кривым на рис. 2—7)

Энергетические спектры фотонейтронов из ядра золота

№ п/п	Тип детектора или метод регистрации	$E_{\gamma n}$, МэВ	θ , град	T , МэВ	a , МэВ ⁻¹	Литература
1	Ядерные эмульсии	30,0	90	0,98	6,2	[19]
2	Метод времени пролета	{ 14,3 15,8	{ 120 120	{ 0,66 0,66	{ 12,2 12,2	{ [8]
3	Ядерные эмульсии	55,0	90	0,93	8,3	[20]
4	То же	14,0	90	0,64	10,2	[11]
5	» »	20,0	90	0,90	6,6	[17]
6	» »	28,5	60—75	0,87	7,1	[17]

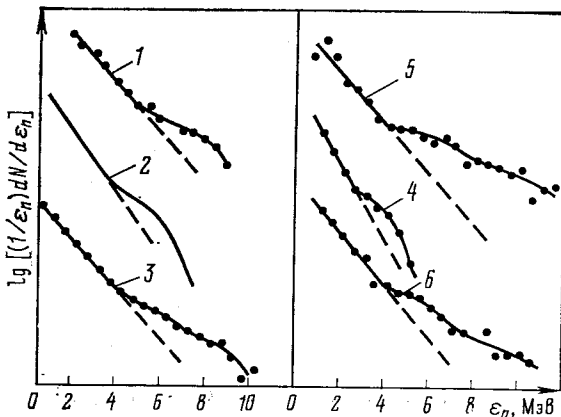


Рис. 2. Энергетические спектры фотонейтронов из ядра золота: цифры у кривых соответствуют номеру эксперимента в табл. 2; 2 — экстраполяция экспериментальных данных

Таблица 3

Энергетические спектры фотонейтронов из ядра тантала

№ п/п	Тип детектора или метод регистрации	$E_{\gamma n}$, МэВ	θ , град	T , МэВ	α , МэВ ⁻¹	Литература
1	Ядерные эмульсии	20	90	0,66	16,1	[21]
2	То же	30	90	0,82	11,4	[21]
3	Метод времени пролета	14,3	120	0,43	31	[8]
		15,8	120	0,43	31	
4	Ядерные эмульсии	20	90	0,79	11,2	[17]
5	То же	28,5	60—75	0,82	11,4	[17]
6	Сцинтилляционный спектрометр	31	140	0,90	9,4	[18]

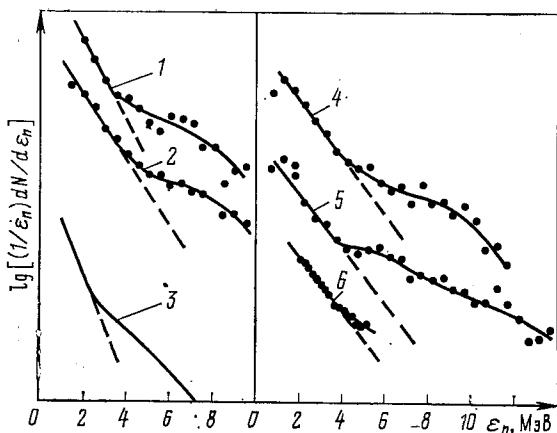


Рис. 3. Энергетические спектры фотонейтронов из тантала: цифры у кривых соответствуют номеру эксперимента в табл. 3; 3 — экстраполяция экспериментальных данных

Энергетические спектры фотонейтронов из ядра свинца

№ п/п	Тип детектора или метод регистрации	$E_{\gamma n}$, МэВ	θ , град	T , МэВ	α , МэВ ⁻¹	Литература
1	Ядерные эмульсии	23	90	0,88	7,5	[22]
2	Сцинтилляционный спектрометр	32,5	90	0,97	6,3	[23]
3	Метод времени пролета	16,0	90	0,79	8,4	[12]
4	Диффузионная камера Вильсона	80	135	0,79	10,2	[13]
5	Метод времени пролета	33	90	1,65	5,4 *	[16]
6	То же	33	90	0,96	6,4 **	[16]
7	Сцинтилляционный спектрометр	31	140	0,98	6,1	[18]

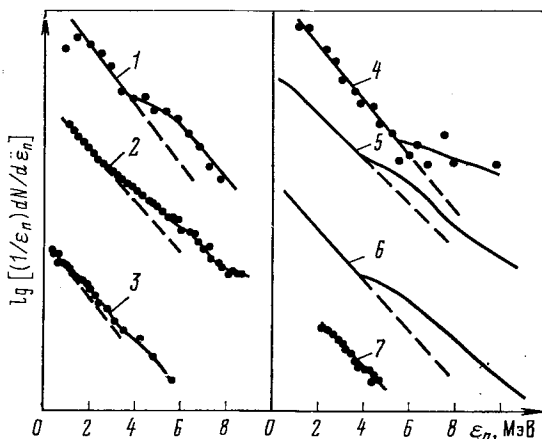
* Ядро ²⁰⁸Pb.** Ядро ²⁰⁶Pb.

Рис. 4. Энергетические спектры фотонейтронов из свинца:

цифры у кривых соответствуют номеру эксперимента в табл. 4; 5 и 6 — экстраполяция экспериментальных данных

Таблица 5

Энергетические спектры фотонейтронов из среднетяжелых и тяжелых ядер

№ п/п	Ядро	Тип детектора или метод регистрации	$E_{ум}$, МэВ	θ , град	T , МэВ	a , МэВ ⁻¹	Литература
1	Rh	Ядерные эмульсии	20	90	0,83	9,4	[17]
2	Rh	То же	28,5	60—75	0,80	11,7	[17]
3	In	» »	28	30—150	0,75	15,4	[24]
4	Pr	Метод времени пролета	27,5	98	1,81	—	[25]
5	Pt	То же	16	90	0,47	30,2	[12]
6	Th	Сцинтилляционный спектрометр	31	140	1,08	5,4	[18]
7	U	Метод времени пролета	16	90	0,44	33,8	[12]

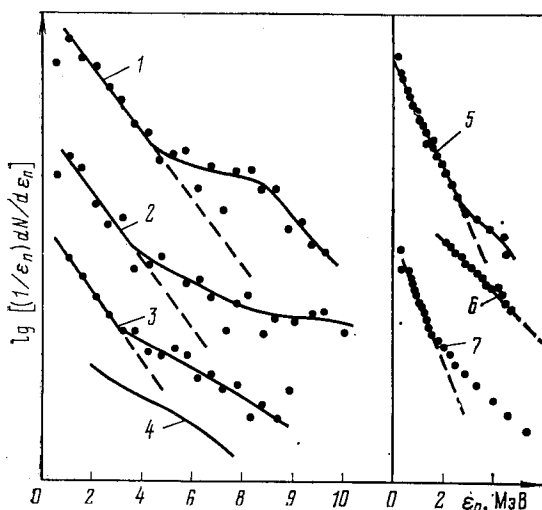


Рис. 5. Энергетические спектры фотонейтронов из среднетяжелых и тяжелых ядер:
цифры у кривых соответствуют номеру эксперимента в табл. 5; 4 — экстраполяция экспериментальных данных

Таблица 6

Энергетические спектры фотонейтронов из ядер средней массы

№ п/п	Ядро	Тип детектора или метод регистрации	$E_{\gamma n}$, МэВ	θ , град	T , МэВ	a , МэВ ⁻¹	Литература
1	⁵¹ V	Диффузионная камера Вильсона	85	135	1,03	6,7	[26]
2	⁵⁵ Mn	То же	85	135	0,90	10,3	[26]
3	⁵⁴ Fe	Сцинтилляционный спектрометр	22,75	145	0,80	6,6	[27]
4	⁵⁶ Fe	То же	25,0	145	0,82	10,9	[27]
5	⁵⁹ Co	Диффузионная камера Вильсона	85	135	1,0	6,6	[26]
6	Ni	То же	85	135	1,04	5,8	[26]
7	Cu	Ядерные эмульсии	24	90	1,03	5,2	[28]
8	⁵⁹ Co	То же	30	90	1,07	5,0	[29]
9	⁶⁴ Zn	Сцинтилляционный спектрометр	23	145	0,89	6,4	[30]

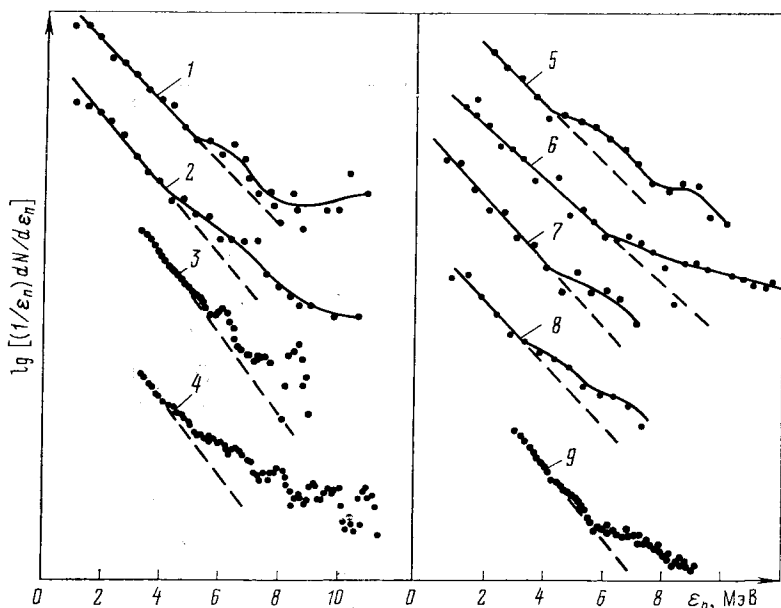


Рис. 6. Энергетические спектры фотонейтронов из ядер средней массы: цифры у кривых соответствуют порядковому номеру эксперимента в табл. 6

Таблица 7

Энергетические спектры фотонейтронов из ядра хрома

№ п/п	$E_{\gamma n}$, МэВ	Метод детектора или регистрации	θ , град	T , МэВ	Литература
1	20	Ядерные эмульсии	90	0,76	[21]
2	30	То же	90	0,75	[21]
3	22,0	Метод времени пролета	—	—	[31]
4	29,4	То же	—	—	[31]
5	31,3	» »	—	—	[31]

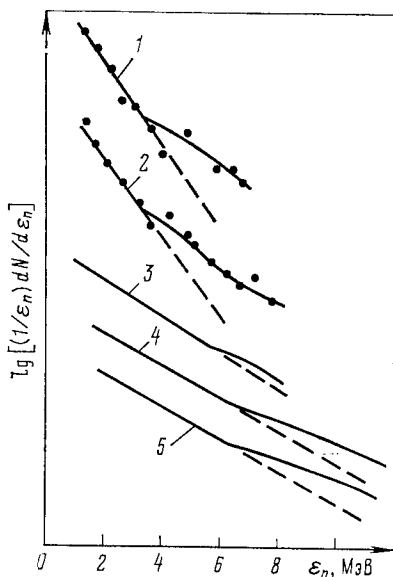


Рис. 7. Энергетические спектры фотонейтронов из хрома:

цифры у кривых соответствуют номеру эксперимента в табл. 7; 3, 4, 5 — экстраполяция экспериментальных данных

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Общие замечания. Рассмотрение приведенных результатов показывает, что спектры фотонейтронов из ядер средней и большой массы состоят, за редким исключением, из двух областей, имеющих явно выраженную границу. Низкоэнергетическая, экспоненциально спадающая часть спектра обусловлена в основном нейтронами, испускаемыми составным ядром. Доля неравновесных нейтронов в этой области спектра мала и достаточно неопределенна, что позволяет рассмотреть приближение, в котором низкоэнергетическая область спектра целиком обусловлена статистическими

нейтронами. В пользу сделанного предположения свидетельствуют некоторые указания экспериментального характера, приведенные ниже.

Параметры ядра a и T , рассчитанные из данных о спектрах фотонейтронов, являются усредненными величинами. В отличие от случая реакции под действием моноэнергетических частиц, спектр фотонейтронов, полученный посредством γ -квантов тормозного излучения, обусловлен их эффективным спектром. Ввиду этого цель проводимого сравнения с параметрами, найденными из реакции с нейтронами, состоит в установлении их близости, позволяющей отнести низкоэнергетическую составляющую фотонейтронного спектра к процессу распада составного ядра.

Процедура вычитания из суммарного спектра фотонейтронов экспоненциальной составляющей, экстраполированной в область энергичных нейтронов, позволяет более подробно изучить особенности неравновесной составляющей энергетического спектра фотонейтронов, превышающей в тяжелых ядрах 15%. Указанная процедура впервые была осуществлена в работе [20] для выделения спектра «прямых» нейтронов из золота.

Анализ низкоэнергетической компоненты фотонейтронных спектров. Согласно статистической теории ядерных реакций [32] спектр нуклонов, испускаемых составным ядром, имеет вид:

$$N(\epsilon) d\epsilon \sim \sigma(\epsilon) \epsilon \rho(E - E_0 - \epsilon) d\epsilon, \quad (1)$$

где $\rho(E - E_0 - \epsilon)$ — плотность уровней конечного ядра, образующегося после вылета частицы с кинетической энергией ϵ и энергией связи E_0 ; $\sigma(\epsilon)$ — сечение обратного процесса. Обычно при расчете спектров $\sigma(\epsilon)$ заменяют измераемым на опыте сечением взаимодействия частицы с ядром, находящимся в основном состоянии. При сравнении с экспериментом часто вводят еще одно упрощение, связанное с предположением о постоянстве $\sigma(\epsilon)$ при всех значениях энергии ϵ . Для плотности уровней конечного ядра чаще всего используют два выражения — одно из них вытекает из приложения термодинамики к ядерной системе [33] и соответствует известному максвелловскому распределению энергии молекул, испаряющихся из жидкости:

$$\rho(\epsilon) \sim \exp(-\epsilon/T), \quad (2)$$

где T — эффективная температура конечного ядра. Второе выражение для ρ соответствует нулевому приближению модели ферми-газа [34]:

$$\rho(E) \sim (1/E^n) \exp 2(aE)^{1/2}, \quad (3)$$

где E — энергия возбуждения конечного ядра, равная $E_\gamma - E_0 - \epsilon$ (E_0 — энергия связи частицы). Спектры фотонейтронов обычно изучают с помощью тормозного спектра γ -квантов; в этом случае

удобнее использовать выражение (2), в котором непосредственно не входит энергия возбуждения. Представляя спектр нейтронов в виде $\lg [(1/\epsilon_n) dN/d\epsilon_n] = f(\epsilon)$, получаем T из выражения $\lg \alpha = -(\lg e)/T$. При анализе спектров нейтронов из реакций с тяжелыми частицами чаще пользуются формулой (3), вследствие чего представляется целесообразным получить из опыта помимо T также значение a . Если считать параметр плотности уровней не зависящим от E (на самом деле зависимость a от энергии возбуждения существует [35]), то справедливо выражение $E = aT^2$; эффективная энергия возбуждения \bar{E}_γ определяется из формулы

$$\bar{E}_\gamma = \frac{\int_{E_0}^{E_{\gamma m}} E_\gamma \sigma_{\gamma n}(E_\gamma) N(E_\gamma, E_{\gamma m}) dE}{\int_{E_0}^{E_{\gamma m}} \sigma_{\gamma n}(E_\gamma) N(E_\gamma, E_{\gamma m}) dE}.$$

Найденные таким образом значения a представлены в табл. 1—6. Спектр нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ отличается в принципе от спектра нейтронов из реакции (γ, n) , поскольку вылет первого нейтрона приводит к уменьшению возбуждения конечного ядра. Суммарный спектр может иметь при некоторой энергии излом [именно таким образом интерпретируется в работе [36] изменение наклона спектра в реакции $(n, 2n)$, наблюдаемое для некоторых ядер]. Сопоставление энергетических спектров фотонейтронов, измеренных при $E_{\gamma m}$, которая недостаточна для испускания второго нейтрона, со спектрами, полученными при $E_{\gamma m} = 28 \div 30$ МэВ (см. рис. 2), не указывает на существование отмеченного выше различия, возможно, вследствие недостаточной статистической точности результатов.

Рассмотрим данные о низкоэнергетической части спектра фотонейтронов из висмута (см. рис. 1). Во всех измерениях за исключением [10], где $\epsilon_{\min} = 3,3$ МэВ, хорошей экстраполяцией экспериментальных точек является прямая линия, соответствующая определенному значению T^* . Среднее значение T по данным 12 работ составляет 0,93 МэВ при средней квадратической погрешности $\pm 0,04$ МэВ. Это значение совпадает со значением T , полученным из спектров нейтронов, неупругорассеянных на висмуте в реакции с нейтронами, имеющими энергию 14 МэВ ($T = 0,92 \pm 0,06$ МэВ) [36]. Измерения спектров фотонейтронов из висмута выполнены при различных значениях максимальной энергии в спектре тормозного излучения $E_{\gamma m}$ (от 14 до 80 МэВ). Поскольку сечение реакции $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$ имеет резонансный характер с максимумом E_m при $E_\gamma = 14$ МэВ, зависимость T

* Экстраполяция посредством прямой линии данных работы [16] отличается от экстраполяции, приведенной авторами указанной работы.

от $E_{\gamma m}$, если она существует, может проявиться при сравнении результатов измерений, выполненных при $E_{\gamma m} \gg E_m$, с результатами при $E_{\gamma m} \sim E_m$, т. е. при $E_{\gamma m} = 14 \div 17$ МэВ. Имеющиеся данные, по-видимому, не указывают на заметное различие в значениях T .

Результаты измерения фотонейтронных спектров из реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ (см. рис. 2) указывают на существование прямолинейного участка вплоть до $\varepsilon_n = 3 \div 4$ МэВ, наклон которого соответствует $T = (0,84 \pm 0,06)$ МэВ. Спектры фотонейтронов из тантала (см. рис. 3 и табл. 3) дают близкие между собой значения эффективной температуры T , исключая данные, полученные при $E_{\gamma m} = 15,8$ МэВ. Среднее значение (по данным пяти измерений) $T = (0,79 \pm 0,04)$ МэВ превышает значение, найденное из опытов по неупругому рассеянию нейтронов (0,67 МэВ [37]). В данные о фотонейтронных спектрах из свинца не включены результаты, полученные методом времени пролета при $E_{\gamma m}$ от 8,8 до 12,5 МэВ [38]. Форма спектров фотонейтронов, измеренных в этой работе, весьма далека от испарительной, что подтверждает непригодность статистического рассмотрения в области редко расположенных уровней конечного ядра. Необычный характер нейтронных спектров обнаружен также в [25], где исследовались нейтроны из реакции $^{141}\text{Pr}(\gamma, n)^{140}\text{Pr}$ при $E_{\gamma m} = 27,5$ МэВ и из свинца при $E_{\gamma m} = 31$ МэВ. Низкоэнергетическая область спектров имеет значительно более пологий спад, чем в спектрах,

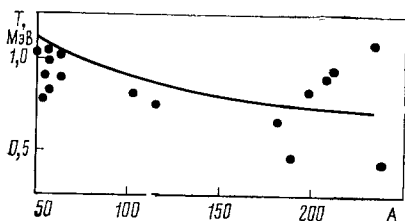


Рис. 8. Зависимость T от массового числа A :

сплошная кривая — расчет по модели жидкой капли [34]

измеренных в других экспериментах. Причины отмеченных расхождений нуждаются в уточнении. Для свинца $T = (0,91 \pm 0,04)$ МэВ, что несколько выше T из реакции (n, n') , равной 0,69 МэВ [37].

Значения T , полученные из фотонейтронных спектров, приведены на рис. 8. Как видно из сравнения данных с моделью жидкой капли [34], существует удовлетворительное согласие для $E =$

$= 5$ МэВ. Зависимость параметра плотности уровней a , полученного из фотонейтронных спектров, от A показана на рис. 9. Как видно, в области $A \approx 180 \div 200$ между данными имеется расхождение. На это обстоятельство было обращено внимание в работе [18], авторы которой приходят к кардинальному выводу о том, что статистическая теория не описывает процесса распада коллективных состояний ядра типа гигантского дипольного резонанса. По-видимому, имеющихся к настоящему времени данных явно

недостаточно для столь серьезных заключений. Сопоставление зависимости $a(A)$ для реакций (γ, n) (измерения группой Бер-

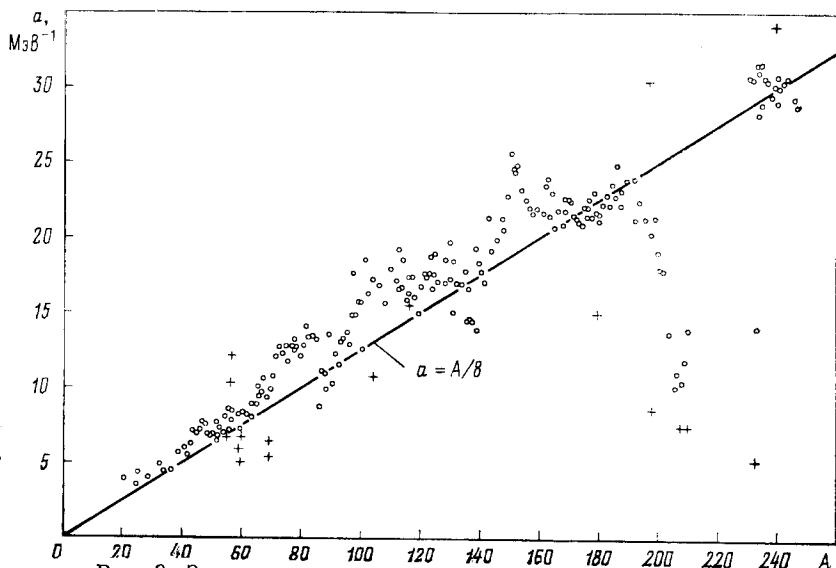


Рис. 9. Зависимость параметра плотности уровней a от A :

кресты — расчет по данным о фотонейтронных спектрах; точки — результаты, полученные методом счета числа резонансов в реакции (n, γ) [30]

тощи нейтронных спектров методом времени пролета) и (n, n') [40] не указывает на существование заметного различия (рис. 10). Следует также учесть, что в различных экспериментах исследуются разные энергии возбуждения конечных ядер, в силу чего детальное сравнение становится затруднительным. Кроме того, особенности эксперимента и методы анализа данных могут привести к различию (почти в два раза) в значениях a , полученных, например, из (n, n') и других реакций [35].

Вопрос о расхождении формы фотонейтронных спектров в области малой энергии с расчетом по статистической теории поднимался в некоторых работах. Так, в [26], где использование методики диффузионной камеры позволило понизить порог регистрации до 0,8 МэВ, было отмечено, что число нейтронов с энергией

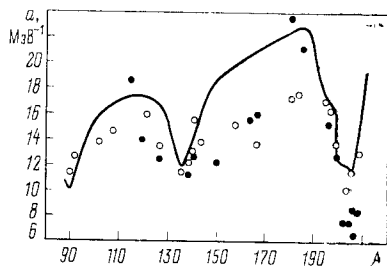


Рис. 10. Сравнение зависимости $a(A)$ для реакций (γ, n) и (n, n') :

темные точки — по реакции (γ, n) ; светлые точки — данные по реакции (n, n') [57]; сплошная кривая — расчет по теории Ньютона — Ленга [58]

$\epsilon_n < 1,5$ МэВ для ядер ^{51}V , ^{55}Mn и ^{59}Co заметно меньше расчетного. Указанное различие дало основание предположить связь эмиссии низкоэнергетических нейтронов с предравновесным распадом. Между тем замена в формуле (1) $\sigma(\epsilon_n)$ постоянной при описании спектра нейтронов в области $\epsilon_n \approx 1$ МэВ не оправдана, поскольку предположение $\sigma(\epsilon_n) = \text{const}$ является слишком грубым приближением. Учет изменения проникаемости для нейтронов может, по-видимому, устранить наблюдаемое расхождение.

Таким образом, можно считать установленной близость значений a и T , получаемых из анализа низкоэнергетической компоненты фотонейтронных спектров, к значениям, вычисляемым по данным спектров нейтронов из реакций с тяжелыми частицами, энергия которых достаточно мала, чтобы считать процесс образования составного ядра доминирующим. Подобный вывод дает основание считать испускание фотонейтронов малой энергии процессом, обусловленным распадом составного ядра.

Анализ высокоэнергетической компоненты фотонейтронных спектров. В соответствии с выводами предыдущего раздела экстраполяция низкоэнергетической части нейтронного спектра в область нейтронов высокой энергии и вычитание полученной равновесной составляющей из суммарного спектра позволяет определить спектр нейтронов, которые испускаются на стадиях реакции, предшествующих образованию составного ядра.

Отсутствие плавного перехода между двумя составляющими спектра нейтронов, по-видимому, указывает на незначительную роль предравновесного распада для фотоядерных реакций в области

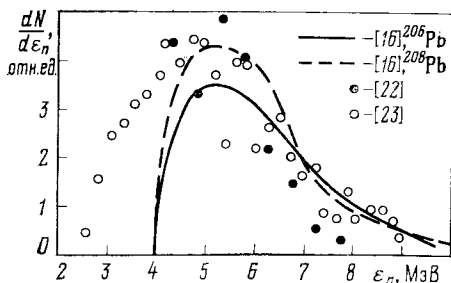


Рис. 11. Энергетический спектр неравновесных нейтронов из свинца [16, 22, 23]

гигантского дипольного резонанса. Энергетический спектр фотонейтронов из средних и тяжелых ядер определяется двумя процессами — распадом входных состояний с испусканием энергичных частиц и испарением нейтронов из составного ядра.

Рассмотрим основные особенности спектра неравновесных фотонейтронов сначала для тяжелых

ядер, для которых имеется больше экспериментальных данных (рис. 11), а затем для среднетяжелых и средних ядер.

Различие в виде спектров на рис. 11 весьма невелико, если не считать более низкого порога испускания нейтронов в работе [23]. Для всех кривых характерен максимум в районе 5—6 МэВ с полушириной 2,8 МэВ и медленным спадом в область высоких

энергий. Близкую форму имеет спектр неравновесных фотонейтронов из тантала. Для висмута и золота можно сопоставить спектры нейтронов, измеренные при разных значениях энергии $E_{\gamma m}$ (рис. 12).

Форма спектров на рис. 12 для $E_{\gamma m} = 19 \div 20$ и $28 \div 55$ МэВ почти одинакова; для $E_{\gamma m} = 14 \div 16$ МэВ верхняя граница распределений ограничена энергией $\varepsilon_n = 7 \div 8$ МэВ (энергия связи нейтрона $E_0 = 7,5$ и $8,1$ МэВ для ^{209}Bi и ^{197}Au соответственно).

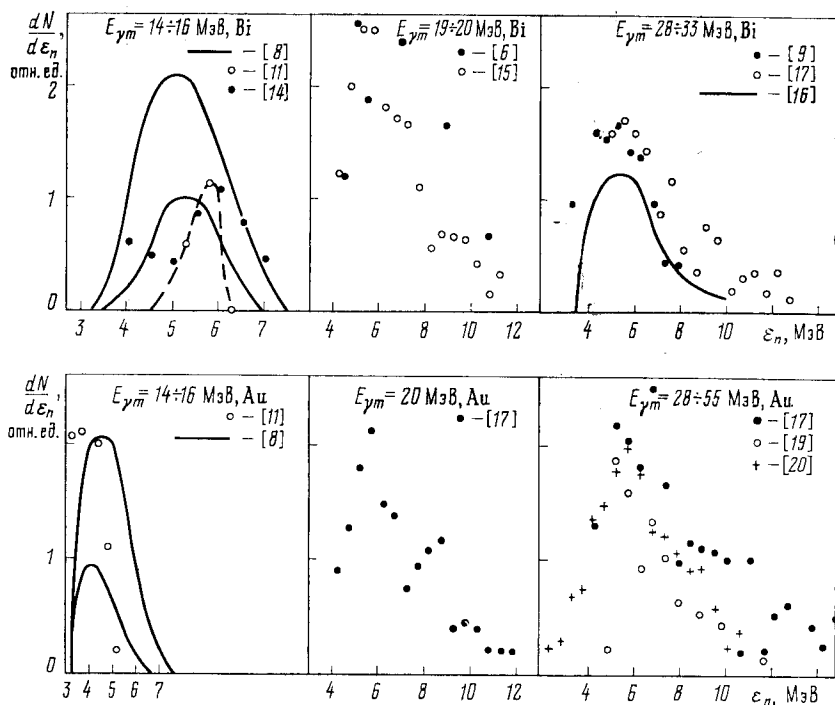


Рис. 12. Энергетические спектры неравновесных нейтронов из ядер ^{209}Bi и ^{197}Au

Малая чувствительность формы энергетических спектров неравновесных нейтронов к изменению $E_{\gamma m}$ свидетельствует о близости положения сечения, ответственного за их испускание, к гигантскому дипольному резонансу для тяжелых ядер.

Более определенное представление об энергетической зависимости сечения неиспарительных нейтронов дает рассмотрение их вклада в спектр всех нейтронов (p) в функции $E_{\gamma m}$. Зависимость p от $E_{\gamma m}$ для нескольких тяжелых ядер показана на рис. 13, а. Поправка на угловое распределение нейтронов, изученное недоста-

точно подробно, не вводилась (большая часть энергетических спектров фотонейтронов измерена при $\theta = 90^\circ$). Увеличение p при переходе от $E_{\gamma m} \approx 15$ МэВ к $E_{\gamma m} \approx 20$ МэВ, наблюдаемое для ядер ^{209}Bi , ^{197}Au и ^{181}Ta , свидетельствует, по-видимому, о некотором смещении в область больших энергий (по отношению к гигантскому дипольному резонансу) сечения испускания неравновесных

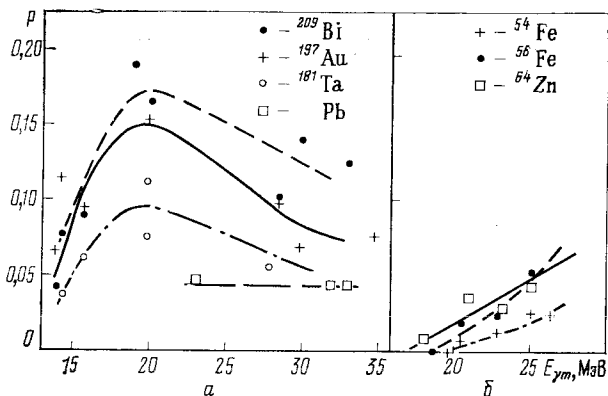


Рис. 13. Зависимость доли неравновесных фотонейтронов от $E_{\gamma m}$ для тяжелых (а) и средних (б) ядер

фотонейтронов. Оно может быть обусловлено, например, открытием каналов распада в определенные состояния конечного ядра. Непосредственные данные об энергетической зависимости указанного сечения в настоящее время отсутствуют.

Вопрос о существовании помимо максимума при $\varepsilon_n = 5 \div 6$ МэВ, наблюдаемого у всех ядер, также других максимумов в спектре неравновесных нейтронов остается открытым. Можно предположить (см. рис. 12), что в спектре нейтронов из Bi имеются также пики при $\varepsilon_n \approx 7$ и 9 МэВ. Измерения, выполненные на естественном свинце и ядре ^{141}Pr [25], указали на присутствие структуры в спектрах нейтронов. В тех же условиях при экспериментах на хrome структура в спектре не обнаружена [31], что, вероятно, подтверждает ее физическое происхождение в случае свинца и празеодима. Спектр неравновесных нейтронов из золота также, по-видимому, содержит структуру.

Данные о спектрах фотонейтронов для среднетяжелых ядер слишком немногочисленны, чтобы по ним можно было составить представление об особенностях распада входных состояний. Спектр неравновесных нейтронов из индия [24] напоминает по форме соответствующие спектры из тяжелых ядер. Результаты для родия, полученные при $E_{\gamma m} = 20$ и 28,5 МэВ [17], указывают на значи-

тельный рост вклада неравновесных нейтронов ($p = 0,066$ и $0,11$ соответственно), что не наблюдается для области тяжелых ядер. Предварительные результаты, полученные для фотонейтронов из реакции $^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$, свидетельствуют о присутствии структуры в энергетических спектрах [41].

Для ядер средней массы спектры неравновесных нейтронов, рассчитанные из данных измерений с помощью метода ядерных эмульсий, не отличаются заметно от результатов, полученных для тяжелых ядер (рис. 13, б). Для хрома (рис. 14) измерения по методу времени пролета [31] дают существенно более высокий порог испускания неравновесных нейтронов ($\epsilon_n = 6 \div 7$ МэВ). Для ядер ^{54}Fe , ^{56}Fe и ^{64}Zn энергетические спектры фотонейтронов изме-

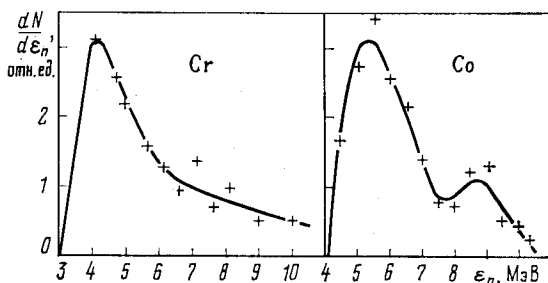


Рис. 14. Спектры неравновесных фотонейтронов из хрома ($E_{\gamma m} = 30$ МэВ) и кобальта ($E_{\gamma m} = 30$ МэВ)

рены с относительно высокой статистической точностью при нескольких значениях энергии $E_{\gamma m}$ [27, 30]. На рис. 15 показаны спектры неравновесных нейтронов из реакций $^{54}\text{Fe}(\gamma, n)^{53}\text{Fe}$ и $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$. Несколько особенностей отличают их от рассмотренных выше спектров нейтронов из тяжелых ядер: заметное изменение верхней границы спектра с ростом энергии возбуждения, значительный вклад структуры и меньшая доля неравновесных нейтронов. Первая особенность указывает на существенную роль в формировании входных состояний, распадающихся непосредственно в непрерывный спектр, γ -квантов, расположенных выше гигантского дипольного резонанса. Данные рис. 16 согласуются с таким выводом. Зависимость $p(E_{\gamma m})$ для указанных ядер (см. рис. 13, б) имеет вид, совершенно отличный от зависимости для тяжелых ядер. Следует заметить, что с помощью достаточно точно измеренной функции $p(E_{\gamma m})$ можно рассчитать кривые сечения отдельно для равновесных и неравновесных нейтронов, что позволит разделить эти процессы. Значительная структура в спектрах нейтронов обнаружена пока лишь для нескольких ядер в районе $A \approx 60$. Достоверность ее подтверждается резуль-

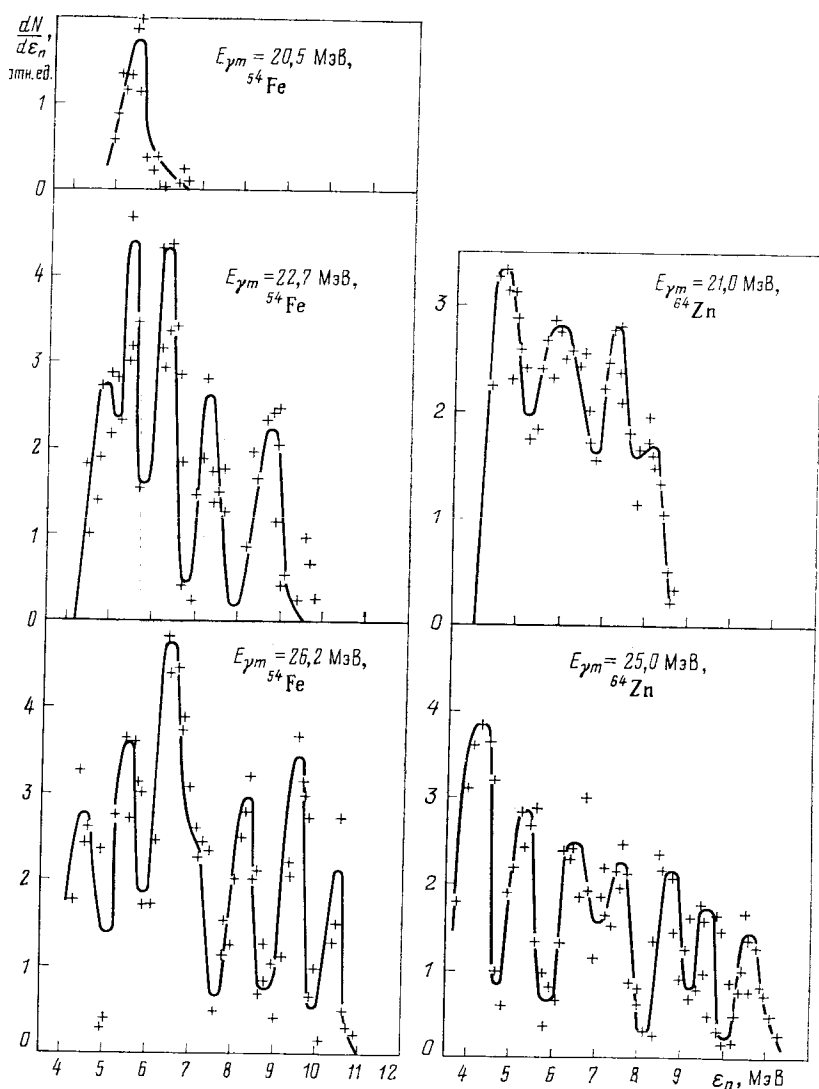


Рис. 15. Спектры неравновесных фотонейтронов из ядер ^{54}Fe и ^{64}Zn , измеренные при нескольких значениях $E_{\gamma m}$

татом градуировочных измерений спектра нейтронов от Рн — Восточника [42], а также согласием спектров нейтронов из реакции $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$ со спектрами, измеренными с помощью метода времени пролета [43]. Необходимым условием существования

структуры в энергетических спектрах является присутствие структуры в парциальном сечении соответствующей реакции. Как показали измерения [44], сечение испускания энергичных нейтронов в реакциях $^{52}\text{Cr}(\gamma, n)^{51}\text{Cr}$ и $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$ имеет плавный характер. Благодаря этому отсутствие заметной структуры в энергетических спектрах фотонейтронов из указанных ядер представлялось бы естественным.

Большая часть спектров фотонейтронов получена к настоящему времени с помощью метода ядерных эмульсий, не обеспечивающего в силу своей трудоемкости высокую статистическую точность

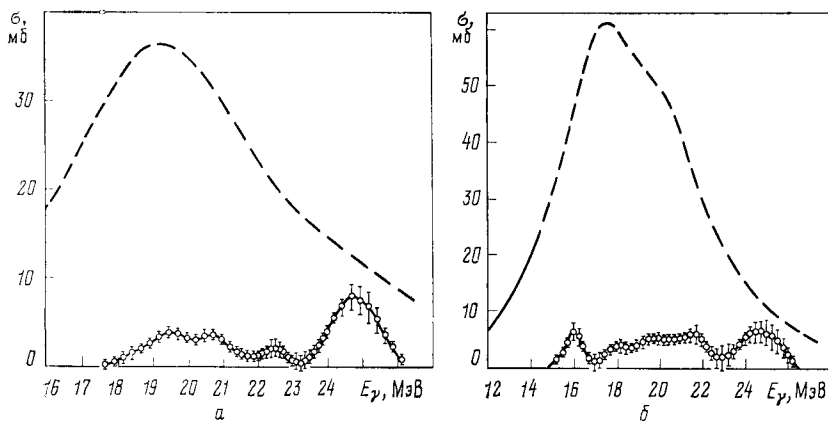


Рис. 16. Сечение реакций $^{54}\text{Fe}(\gamma, n)^{53}\text{Fe}$ (а) и $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$ (б) для нейтронов с энергией $\epsilon_n > 3,7$ МэВ:

пунктир — сечение для нейтронов всех энергий

в высокоэнергетической части спектра. Следует ожидать появления данных о структуре энергетических спектров фотонейтронов, которые могут быть получены при использовании современной экспериментальной техники. Быстрый рост выхода неравновесных нейтронов с увеличением A , обнаруженный еще в работе [45], опережает выход всех нейтронов, что видно также из сравнения кривых на рис. 13, а и б. Частично этот результат можно отнести за счет различия в числе эффективных γ -квантов. Сопоставление соответствующих сечений позволит установить, действительно ли для тяжелых ядер распад входных состояний в непрерывный спектр играет более важную роль.

Сопоставление положения пиков в энергетических спектрах фотонейтронов с энергией резонансов в сечении позволило для реакций $^{54}\text{Fe}(\gamma, n)^{53}\text{Fe}$ и $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$ идентифицировать уровни конечных ядер, на которые происходит распад отдельных резонансных состояний. Распад происходит преимущественно на уровни

вблизи основного состояния, имеющие оболочечную природу, и почти не наблюдаются переходы в основное состояние (рис. 17).

Теоретическому рассмотрению фотонейтронных спектров посвящена работа [46], в которой предпринята попытка описать спектр с помощью моделей предравновесного распада. Оказалось, что ни приближенная модель многоступенчатого распада, параметры

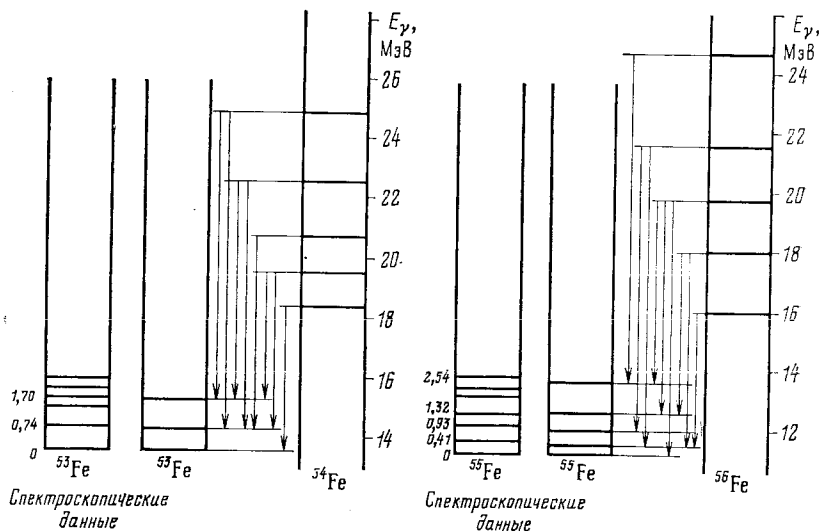


Рис. 17. Схема распада резонансных состояний, образующихся в реакциях $^{54}\text{Fe}(\gamma, n)^{53}\text{Fe}$ и $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$

которой подбирались для получения согласия с экспериментом в реакции (p, n) , ни модифицированная экситонная модель не могут правильно воспроизвести спектры фотонейтронов: расхождение в высокоэнергетической части спектра достигло порядка величины. Лишь введение в выражение для плотности экситонных состояний модулирующего множителя, что привело к относительному усилению канала вылета нейтрона в непрерывный спектр из исходного состояния дипольного возбуждения, позволило улучшить согласие. Ранее указывалось, что присутствие излома в спектре нейтронов позволяет предположить, что входные состояния ядер ответственны за испускание энергичных нейтронов. К этому же выводу приводят расчеты спектров фотонейтронов на основе моделей предравновесного распада.

Остановимся на вопросе о форме спектра неравновесных нейтронов в низкоэнергетической области, представляющем значительный интерес для понимания механизма распада входных

состояний ядер. Напомним, что в рамках приближения, которое было использовано при анализе результатов, нижняя граница неравновесного спектра совпадает с изломом, разделяющим две области энергетического спектра нейтронов. Посмотрим, к каким изменениям приведет предположение о плавном спадании к нулю спектра неравновесных нейтронов при всех значениях энергии $E_{\gamma m}$.

В табл. 8 приведены результаты расчета температуры конечного ядра T в обоих приближениях по данным спектров реакции $^{54}\text{Fe}(\gamma, n)^{53}\text{Fe}$. В области $E_{\gamma m} < 20$ МэВ спектр фотонейтронов состоит только из испарительной составляющей; значение $T = 0,80$ МэВ — среднее из результатов трех измерений при $E_{\gamma m} = 18,7; 19,5$ и $20,5$ МэВ. Уменьшение T с ростом $E_{\gamma m}$ противоречит статистической теории, вследствие чего вариант с T_1 представляется более оправданным. Значение T_1 остается в пределах погреш

Таблица 8

Значения температуры ядра T при различных предположениях о форме спектра неравновесных нейтронов

$E_{\gamma m}$, МэВ	18,7—20,5	22,7	26,3
T_1 , МэВ	0,80	0,84	0,78
T_2 , МэВ	—	0,77	0,71

Примечание. T_1 соответствует предположению о том, что нижняя граница спектра неравновесных нейтронов совпадает с изломом в спектре, а T_2 — что спектр неравновесных нейтронов плавно спадает к нулю.

ности неизменным при увеличении $E_{\gamma m}$, т. е. при увеличении вклада неравновесной части спектра нейтронов (то же наблюдается для фотонейтронов из ядра ^{64}Zn [30]). Указанное обстоятельство позволяет оценить этот вклад в области нейтронов малой энергии как незначительный.

Другим указанием на отсутствие неравновесных нуклонов малой энергии служит результат, полученный при изучении выхода вблизи порога реакции (γ, p) на ядрах ^{64}Ni и ^{53}Cr [47]. Благодаря соотношению энергии связи нейтрона и протона испарение протонов реакции $^{64}\text{Ni}(\gamma, p)^{63}\text{Co}$ подавлено, тогда как реакция $^{53}\text{Cr}(\gamma, p)^{52}\text{V}$ идет через образование составного ядра. Измерения показали, что в первом случае наблюдаемый порог реакции на 4 МэВ выше энергетического порога, тогда как во втором случае — только на 2 МэВ; последнее значение находится в соответствии со значениями проникаемости кулоновского барьера

и нижней границы наблюдаемых энергетических спектров фотопротонов для исследуемой области ядер. Высокое значение порога реакции ${}^{64}\text{Ni}(\gamma, p)$ ${}^{63}\text{Co}$ может быть связано с отсутствием неравновесных протонов малой энергии.

Сравнение энергетических спектров фотонейтронов со спектрами нейтронов из реакций с тяжелыми частицами. Рассмотренные выше спектры фотонейтронов обладают некоторыми особенностями. Интересно сопоставить их со спектрами нейтронов из реакции (n, n') и из реакций, происходящих под действием заряженных частиц в области энергии возбуждения, близкой к гигантскому дипольному резонансу. В отличие от анализа фотонейтронных спектров рассмотрение в этой части не претендует на полную охвата экспериментального материала.

Спектры энергичных нейтронов из реакции (n, n') и $(n, 2n)$ изучены сравнительно мало. Основная задача многих работ [48—50] состояла в изучении плотности уровней ядер как функции энергии возбуждения конечного ядра в рамках статистической теории. При этом требовалось принятие мер к уменьшению вклада прямых процессов, для чего максимальная энергия регистрируемых нейтронов ограничивалась значением $\epsilon_n = 2 \div 3$ МэВ. Для сравнения со спектрами фотонейтронов автор данной статьи использовал данные работы [36] по неупругому рассеянию нейтронов с энергией $E = 14$ МэВ, в которой спектры измерены до $\epsilon_n = 5,5$ МэВ.

Исследования реакции (α, n) на ядрах V, Co и Ni при $E_\alpha = 11 \div 20$ МэВ [51] и реакции (p, n) на ядрах Ni, Rh, Ta и Au при $E_p = 6 \div 12$ МэВ [52] показали, что спектры нейтронов согласуются со статистической теорией либо в варианте модели ферми-газа, либо в варианте модели испарения. Найденная в указанных работах зависимость T от E_p и E_α , которая трактуется как влияние предравновесного распада [51], была объяснена в работе [53] на основе учета термодинамических флуктуаций температуры.

В реакциях с заряженными частицами вклад в спектр предравновесных нейтронов существенно зависит от энергии возбуждения [54]. При увеличении энергии протонов роль нестатистических нейтронов растет; однако вследствие заметного вклада нейтронов предравновесного распада выделение отдельных компонент оказывается возможным лишь с помощью расчета. Убедительное разделение прямой и равновесной составляющих было осуществлено в работе [55] на основе изучения спектров нейтронов из реакции (p, n) под различными углами при энергии протонов $E_p = 22,2$ МэВ. В отличие от спектров фотонейтронов спектр нейтронов из реакции ${}^{58}\text{Ni}(p, n)$ монотонно спадает до $\epsilon_n = 9$ МэВ, а для реакции ${}^{181}\text{Ta}(p, n)$ наблюдается плавный переход от экспоненциального спада к пологому.

Сравнение энергетических спектров нейтронов из реакций $^{209}\text{Bi} (\gamma, n) ^{208}\text{Bi}$ при $E_{\gamma m} = 20$ МэВ [15], $^{209}\text{Bi} (p, n) ^{209}\text{Po}$ при $E_p = 12,5$ МэВ [56] и $^{209}\text{Bi} (n, n')$ при $E_n = 14$ МэВ [36] показано на рис. 18 (кривые 1, 3, 2 соответственно). В области нейтронов малой энергии все три спектра, измеренные при мало различающемся возбуждении ядер, весьма близки ($T = 0,93; 0,92$ и $0,76$ МэВ соответственно). Вклад неравновесных нейтронов значительно выше при фотонейтронной реакции. Одно из возможных объяснений заключается в различной сложности начальных конфигураций: $1p - 1h$ для фотоядерной реакции и $2p - 1h$ в случае бомбардировки ядер тяжелыми частицами.

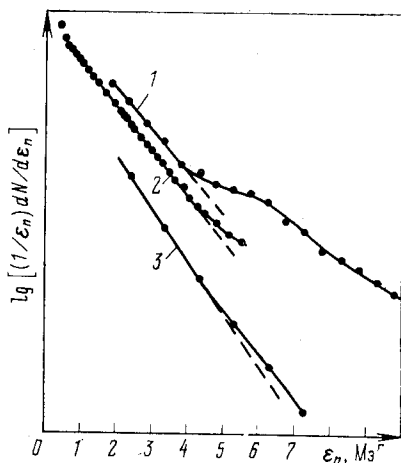


Рис. 18. Сравнение энергетических спектров нейтронов, испускаемых в ходе различных реакций на висмуте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ энергетических спектров фотонейтронов позволяет отделить статистическую составляющую, обусловленную распадом составного ядра. Определяемые из спектров параметр плотности уровней и ядерная температура близки к соответствующим величинам для реакций с тяжелыми частицами, происходящих в той же области энергии.

Спектр неравновесных нейтронов связан с распадом входных состояний непосредственно в непрерывный спектр. Для ядер средней массы сечение процесса значительно сдвинуто относительно гигантского дипольного резонанса. Зависимость от $E_{\gamma m}$ вклада в спектр неравновесных нейтронов из ядер средней массы показывает, что γ -кванты, которыми они обусловлены, имеют энергию, превышающую энергию гигантского дипольного резонанса. Для тяжелых ядер смещение сечения испускания неравновесных нейтронов относительно гигантского дипольного резонанса либо отсутствует, либо очень незначительно. Есть основания полагать, что излом, наблюдаемый в энергетическом спектре фотонейтронов, соответствует порогу испускания неравновесных нейтронов.

В некоторых ядрах средней массы ($A \approx 60$) спектр неравновесных нейтронов имеет значительную структуру, коррелирующую со структурой в сечении их испускания.

Существует различие в виде спектров нейтронов из фотоядерной реакции и из реакций под действием тяжелых частиц. При энергии возбуждения, соответствующей гигантскому дипольному резонансу, вклад прямых нейтронов из реакций (n, n') , (p, n) и (α, n) значительно меньше вклада энергичных фотонейтронов, испускаемых при распаде резонансных состояний. При большей энергии возбуждения в реакциях с тяжелыми частицами становится заметным влияние предравновесного распада, который не проявляется в фотонейтронных реакциях. Можно предположить, что статистические фотонейтроны связаны с быстрозатухающими дипольными колебаниями нейтронов относительно протонов, образующими гигантский дипольный резонанс, тогда как вторая составляющая фотонейтронного спектра обусловлена распадом более узких входных состояний.

Дальнейшее изучение энергетических спектров фотонейтронов особенно в области тяжелых ядер, позволит составить более полное представление о механизме распада входных состояний ядер, образующихся под действием γ -квантов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hayward E. Photonuclear Reactions. Washington, 1970, NBS Monograph № 118, p. 35.
2. Feshbach H.— Rev. Mod. Phys., 1974, v. 46, p. 1.
3. Blann M.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, v. 25, p. 123.
4. Живописцев Ф. А., Ишханов Б. С., Орлин В. Н., Шведун В. И.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 754.
5. Price G. A.— Phys. Rev., 1954, v. 93, p. 1279.
6. Зацепина Г. Н., Лазарева Л. Е., Поспелов А. Н.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 27.
7. Анашкина Е. С., Махова Н. И., Русинов Л. И.— В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1958, с. 408.
8. Bertozzi W., Paolini F. R., Sargent C. P.— Phys. Rev., 1958, v. 110, p. 790.
9. Emma V., Milone C., Rubino A., Malvano R.— Nuovo cimento, 1960, v. 17, p. 365.
10. Watagin A., Costa R. V., Freire A. M., Goldemberg J.— Ibid., 1961, v. 19, p. 864.
11. Зацепина Г. Н., Игонин В. В., Лазарева Л. Е., Лепесткин А. И.— В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР: 1962, с. 479.
12. Глазунов Ю. Я., Савин М. В., Савина И. Н. и др.— ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 906.
13. De Marco A., Garfagnini R., Piragino G.— Nuovo cimento, 1966, v. 44B, p. 172.

14. Kuchnir F. T., Axel P., Criegee L. e.a.— *Phys. Rev.*, 1967, v. 161, p. 1236.
15. Лепесткин А. И.— *Ядерная физика*, 1968, т. 8, с. 433.
16. Verbinski V., Burgus W. R.— *Phys. Rev.*, 1969, v. 177, p. 1671.
17. Лазарева Л. Е., Лепесткин А. И., Сидоров В. И.— *Ядерная физика*, 1974, т. 20, с. 242.
18. Евсеев В. С., Мамедов Т. Н., Селюгин О. В.— Там же, 1975, т. 21, с. 245.
19. Cavallaro S., Emma V., Milone C., Rubbino A.— *Nuovo cimento*, 1958, v. 9, p. 736.
20. Askew R. F., Batson A. P.— *Nucl. Phys.*, 1960, v. 20, p. 408.
21. Cortini C., Milone C., Rubbino A., Ferrero F.— *Nuovo cimento*, 1958, v. 19, p. 85.
22. Toms M. E., Stephens W. E.— *Phys. Rev.*, 1957, v. 108, p. 77.
23. Breuer H. Z.— *Naturforsch.*, 1962, Bd 17a, S. 584.
24. Анашкина Е. С.— *ЖЭТФ*, 1962, т. 43, с. 1197.
25. McNeill K. G., Jury J. W., Hewitt J. S.— *Canad. J. Phys.*, 1970, v. 48, p. 950.
26. Garfagnini R., Piragino G.— *Nucl. Phys.*, 1968, v. A122, p. 49.
27. Ratner B. S., Sergiyevsky A. N., Verbitsky S. S.— *Nucl. Phys.*, 1977, v. A285 p. 71.
28. Byerly P. R., Stephens W. E.— *Phys. Rev.*, 1951, v. 83, p. 54.
29. Emma V., Milone C., Rubbino A. e.a.— *Nuovo cimento*, 1961, v. 22, p. 135.
30. Вербицкий С. С., Лапик А. М., Ратнер Б. С., Сергиевский А. Н.— *Ядерная физика*, 1978, т. 28, с. 1441.
31. McNeill K. G., Hewitt J. S., Jury J. W.— *Canad. J. Phys.*, 1968, v. 46, p. 1974.
32. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
33. Weisskopf V. F.— *Phys. Rev.*, 1937, v. 52, p. 295.
34. Bethe H.— *Rev. Mod. Phys.*, 1938, v. 9, p. 69.
35. Huizenga J. R., Moretto L. G.— *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1972, v. 22, p. 454.
36. Ануфриенко В. Б., Девкин Б. В., Котельникова Г. В. и др.— *Ядерная физика*, 1965, т. 2, с. 826.
37. Сальников О. А., Ануфриенко В. Б., Девкин Б. В. и др.— Там же, 1974, т. 20, с. 852.
38. Sherman N. K., Ferdinande H. M., Lokan K. H., Ross C. K.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 35, p. 1215.
39. Huizenga J. R. *Statistical Properties of Nuclei*. Ed. by J. B. Garg. N.Y., Plenum press, 1972, p. 425.
40. Fuller E. G.— In: *Proc. Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons*. Amsterdam, North Holland Publ., 1966, p. 359.
41. Van de Vyver R., Van Camp E., Ferdinande H. e.a.— *Annual Report*, Ghent, 1977.
42. Вербицкий С. С., Ратнер Б. С.— *Краткие сообщения по физике*, 1977, № 1, с. 40.
43. Firk F. W., Lokan K. H.— *Phys. Rev. Lett.*, 1962, v. 8, p. 321.

44. Lapik A. M., Ratner B. S., Verbitsky S. S.— In: Proc. Intern. Conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions. Mainz, 1979, p. 419.
45. Hussain S. M., McNeill K. G.— Canad. J. Phys., 1967, v. 45, p. 2851.
46. Лукьянов В. К., Селиверстов В. А., Тонеев В. Д.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 992.
47. Ратнер Б. С.— Там же, 1975, т. 21, с. 1147.
48. Maruyama M.— Nucl. Phys., 1969, v. A131, p. 145.
49. Owens R. O., Towle J. G.— Ibid., 1968, v. A112, p. 337.
50. Tsukada K., Tanaka S., Maruyama M., Tomita Y.— Ibid., 1966, v. 78, p. 369.
51. Sidorov V. A.— Ibid., 1962, v. 35, p. 253.
52. Holbrow C. H., Barschal H. A.— Ibid., 1963, v. 42, p. 264.
53. Ставинский В. С.— Ядерная физика, 1970, т. 11, с. 601.
54. Gadioli E.— Phys. Rev., 1976, v. C14, p. 573.
55. Бирюков Н. С., Журавлев Б. В., Руденко А. П. и др.— Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 561.
56. Alevra A., Duma M., Dumitrescu R. e.a.— Rev. Roumaine Phys., 1978, v. 23, p. 289.
57. Buccino S. S., Hollandsworth C. E., Lewis H. W., Bevington P. R.— Nucl. Phys., 1964, v. 60, p. 17.
58. Lang D. W.— Ibid., 1961, v. 26, p. 434.