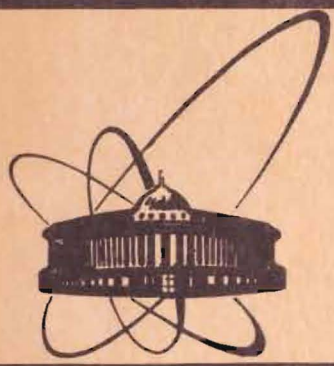


85-466



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-85-466

И.А.Ломаченков, В.И.Фурман

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ γ -СПЕКТРОВ
ТЕПЛОВОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

1985

ВВЕДЕНИЕ

Спектр γ -квантов радиационного распада нейтронных резонансов образуется как первичными γ -переходами, определяющими полную радиационную ширину резонанса, так и вторичным γ -излучением, связанным с разрядкой уровней, лежащих ниже энергии связи нейтрона B_n . Для достаточно тяжелых ядер структура и свойства компаунд-состояний могут быть описаны на основе статистического подхода. В приложении к анализу радиационного распада этот подход предполагает введение фотонных силовых функций, зависящих, в принципе, от свойств начальных и конечных состояний и энергии γ -квантов, а также знание энергетической зависимости плотности возбужденных состояний исследуемого ядра. Если энергетическую зависимость плотности фиксировать феноменологически, то возможность количественного описания характеристик радиационного распада компаунд-состояний полностью определяется адекватностью принятых силовых функций. Этот метод во многих случаях применяется для феноменологической параметризации фотонных силовых функций, которые затем используются как при экстраполяции полных ширин ^{1,2}, так и в каскадных расчетах ^{3,4} спектров продуктов распада высоковозбужденных состояний ядер.

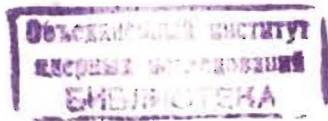
В работе ⁵ был реализован иной подход к проблеме анализа полных радиационных ширин нейтронных резонансов, а именно: возможность количественного описания этих ширин была использована в качестве теста теоретических фотонных силовых функций, предложенных ранее ^{6,7}.

В данной работе подход ⁵ применен к анализу статистической части γ -спектров радиационного захвата тепловых нейтронов на средних и тяжелых сферических ядрах. Это позволяет более детально проверить фотонные силовые функции ^{6,7} на дополнительном экспериментальном материале.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Интенсивность $J_\gamma(E_\gamma)$ γ -линии с энергией E_γ интегрального спектра γ -лучей в условиях конечного разрешения по энергии выражается формулой

$$J_\gamma(E_\gamma) = \sum_{\Gamma'} P_\Gamma(E_\Gamma) \frac{\Gamma_\gamma^{\Gamma\Gamma'}}{\Gamma_\gamma^\Gamma},$$



/1/

где $P_f(E_f)$ - заселенность распадного состояния с энергией E_f и полной радиационной шириной Γ_Y^f ; $\Gamma_Y^{ff'}$ - парциальная ширина γ -перехода между состояниями f и f' . Значение заселенности $P_f(E_f)$ определяется предшествующими γ -каскадами:

$$P_f(E_f) = \sum_{f''} P_{f''}(E_{f''}) \frac{\Gamma_Y^{f''f}}{\Gamma_Y^f} \quad (E_{f''} > E_f) \quad /2/$$

причем для захватного состояния i предполагается, что $P_i(B_n) \equiv 1$.

В духе статистического подхода в формулах /1/ и /2/ необходимо осуществить усреднение по состояниям f и от суммирования по промежуточным состояниям перейти к интегрированию по энергии. Это, в свою очередь, подразумевает введение плотности указанных состояний $\rho_f(E_f)$ и замену парциальных $\Gamma_Y^{ff'}$ и полных Γ_Y^f радиационных ширин индивидуальных уровней их усредненными значениями, которые в случае учета только дипольных γ -переходов следующим образом выражаются через радиационные силовые функции:

$$\bar{\Gamma}_Y^{ff'}(E_f) = (E_Y^{ff'})^3 S_Y^{ff'}(E_Y^{ff'}) / \rho_f(E_f); \quad /3/$$

$$\bar{\Gamma}_Y^f(E_f) = \int_0^{E_f} \bar{\Gamma}_Y^{ff'}(E_Y^{ff'}) \rho_{f'}(E_{f'} = E_f - E_Y) dE_Y = \rho_{J_f \pi_f}^{-1}(E_f) \times \int_0^{E_f} E_Y^3 \sum_{J_{f'}} [S_Y^{ff'}(E_Y, E1) \rho_{J_{f'} \pi_{f'}}(E_f - E_Y) + S_Y^{ff'}(E_Y, M1) \rho_{J_{f'} \pi_{f'}}(E_f - E_Y)] dE_Y. \quad /4/$$

Заметим, что в формулу /4/ включено также суммирование по дискретным возбужденным состояниям с известными значениями J_f, π_f . Поскольку в данной работе ставится задача теоретического описания характеристик радиационного распада, то необходимо использовать силовые функции $S_Y(E_Y)$, согласующиеся с экспериментальными во всей существенной для анализа области энергий γ -квантов $0 < E_Y \leq B_n$.

Как известно /10/, значения полных радиационных ширин Γ_Y^f и интенсивностей статистической /мягкой/ части $J_Y(E_Y)$ интегрального γ -спектра определяются в основном компаунд-компаунд (C-C') γ -переходами, тогда как жесткая часть спектра формируется в результате γ -разрядки сложного высоковозбужденного состояния в основное или низколежащие возбужденные состояния / γ -переходы типа C-S/. Теоретический анализ природы C-C'-переходов показал /6,7/, что γ -переходы мультипольностей M1 и E1 осуществляются посредством различных механизмов. Если переходы типа M1 могут происходить за счет связи всех "главных" /т.е. соответствующих в среднем равновесному числу квазичастиц $\bar{n} \approx 8 \div 10$ / компонент волновых функций начального и конечного состояний, то переходы типа E1 могут осуществляться лишь через "слабые" компоненты рассматриваемых волновых функций. Эти последние компоненты отвечают малому числу квазичастиц $\bar{n} \approx 2 \div 4$ / и отражают вклад

в волновую функцию компаунд-состояния уровней соседней оболочки, имеющих другую четность и отстоящих на расстояние порядка $\hbar\omega_0 \approx 10$ МэВ.

С учетом указанных обстоятельств радиационная силовая функция $S_Y(M1)$ оказывается слабо зависящей от структуры начального и конечного состояний, энергии γ -перехода и массового числа.

В работе /8/ была получена следующая теоретическая оценка силовой функции:

$$S_Y^{CC'}(M1) \approx S_Y^{CS}(M1) \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}. \quad /5/$$

Это значение силовой функции в целом не противоречит имеющимся экспериментальным данным /8/ по $S_Y^{CS}(M1)$ для ядер с $A \approx 80 \div 150$. Отдельные случаи существенного отклонения экспериментальных величин от усредненного значения /5/ могут быть обусловлены, например, разного рода нестатистическими эффектами /валентные γ -переходы, M1-гигантские резонансы и т.п./.

При теоретическом описании E1- γ -переходов среди всех "слабых" компонент естественно в первую очередь учесть наибольшие из них, связанные с вкладом сильно коллективизированного гигантского электрического дипольного резонанса /ГЭДР/. Как это подробно обсуждается в работе /9/, стандартный метод учета вклада ГЭДР, основанный на известной формуле Акселя /11/, в принципе не позволяет описать совокупность данных по $S_Y^{CC'}(E1)$, $S_Y^{CS}(E1)$ и сечениям фотоядерных реакций. В работе /7,9/ для средних и тяжелых сферических /немагических/ ядер предложена следующая формула для силовой функции $S_Y(E1)$:

$$S_Y(E1) = 3 \cdot 10^{-6} \frac{NZ}{A} \frac{\Gamma_K [E_Y^2 + 4\pi^2 T^2 (U_f - E_Y)]}{E_K (E_K^2 - E_Y^2)^2} \text{ МэВ}^{-3}, \quad /6/$$

где $T(U_f - E_Y)$ - ядерная температура, соответствующая конечному состоянию f' данного ядра, а E_K и Γ_K - положение и ширина гигантского резонанса. Из формул /3/ и /6/ легко получить, что в случае жестких C-S-переходов ($E_Y \approx B_n$) при учете приближений $NZ \approx A^2/4$ и $E_K \approx 80 \cdot A^{-1/3}$ справедливо выражение

$$\bar{\Gamma}_Y^{if} / \rho_i^{-1} E_Y^5 A^{8/3} \approx 10^{-15} \Gamma_K / 4 [1 - (E_Y/E_K)^2]^2 \text{ МэВ}^{-5}. \quad /7/$$

Как показано в работе /5/ экспериментальные значения силовых функций $S_Y^{CS}(E1) = \bar{\Gamma}_Y^{if} / \rho_i^{-1} E_Y^5 A^{8/3} \text{ МэВ}^{-5}$ из работы /8/ в целом удовлетворительно согласуются с величинами, полученными по формуле /7/ в широкой области ядер с $A \approx 80 \div 200$.

Теоретическая силовая функция $S_Y(E1)$ /6/ позволила в случае ядра ^{144}Nd без введения свободных параметров количественно описать экспериментальную силовую функцию $S_Y(E1)_{\text{экс}}$ во всем интервале энергий $0,2 \leq E_Y \leq B_n$, полученную /9/ из изучения реакций

$^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$, $^{143}\text{Nd}(n, \gamma)$ и $^{144}\text{Nd}(\gamma, n)$. Кроме того, анализ формы экспериментального α -спектра реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ показал^{/9/}, что в области C-C' доминируют γ -переходы мультипольности E1 и M1 с примерно равными интенсивностями: $S_{\gamma}^{\text{CC}'}(M1) \approx S_{\gamma}^{\text{CC}'}(E1) \approx 1 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}$, что разумно согласуется с оценкой^{/5/}. К сожалению, в настоящее время невозможно провести аналогичное сравнение силовых функций в области мягких C-C' γ -переходов для других ядер, так как прямая экспериментальная информация имеется только для ядра ^{144}Nd . Поскольку в двухступенчатом распаде $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ участвует большое число промежуточных состояний C', по которым осуществляется довольно хорошее усреднение вероятности γ -распада, это позволяет делать весьма общие заключения о свойствах C-C' γ -переходов на основании изучения отдельного ядра. Другими словами, силовые функции $S_{\gamma}^{\text{CC}'}$, полученные для ядра ^{144}Nd , должны, по-видимому, быть достаточно универсальными характеристиками средних и тяжелых сферических ядер. Поэтому ниже в данной работе принимаем

$$S_{\gamma}^{\text{CC}'}(M1) = S_{\gamma}^{\text{CS}}(M1) \approx 1 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3} . \quad /8/$$

В заключение обсуждения вопроса о радиационных силовых функциях отметим, что абсолютные значения величин $J_{\gamma}(E_{\gamma})$ и $\Gamma_{\gamma}^f(E_{\gamma})$ существенно зависят также и от функции плотности $\rho_{J_{\gamma}} \pi_{\gamma}(E_{\gamma})$.

Поскольку критерий применимости силовых функций /6/ и /8/ основан на сравнении абсолютных значений рассчитанных и экспериментальных величин $J_{\gamma}(E_{\gamma})$ и $\Gamma_{\gamma}^f(E_{\gamma})$, то его результативность необходимым условием предполагает возможность независимой и однозначной феноменологической параметризации плотности $\rho_{J_{\gamma}} \pi_{\gamma}(E_{\gamma})$ в области энергий $E_{\gamma} \leq V_n$. Этот вопрос подробно исследован в работе^{/5/} в связи с расчетом полных радиационных ширин. Функция $\rho_{\gamma}(E_{\gamma})$ бралась в виде стандартной ферми-газовой формулы^{/12/} с подгонкой параметров по экспериментальной плотности при энергии связи нейтрона и при энергиях возбуждения $E_{\gamma}^* \sim 2 - 3 \text{ МэВ}$, где статистическое описание, в принципе, уже применимо, а число пропущенных уровней относительно невелико. В области энергий возбуждения E_{γ}^* , как правило, учитывались уровни, заселяемые в результате прямых дипольных γ -переходов, испущенных после захвата тепловых нейтронов. Оказалось^{/5/}, что для заданных силовых функций $S_{\gamma}(E1)$ и $S_{\gamma}(M1)$ величины Γ_{γ} достаточно устойчивы относительно экспериментальной неопределенности значения плотности низколежащих состояний. Именно, существенные /в пределах фактора 2/ вариации плотности $\rho_{\gamma}(E_{\gamma}^*)$ приводят к изменениям полных γ -ширин не более чем на 30-40%. Кроме того, вычисленные значения ширин оказались близки к величинам Γ_{γ} , рассчитанным^{/5/} с использованием феноменологической параметризации плотности из работы^{/12/}.

Таким образом, результаты расчетов^{/5/} полных радиационных ширин показывают возможность однозначной феноменологической параметризации функции $\rho_{J_{\gamma}} \pi_{\gamma}(E)$.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Данная работа была предпринята как естественное продолжение расчетов^{/5/}, которые показали, что с силовыми функциями /6/ и /8/ удается количественно воспроизвести экспериментальные значения $\Gamma_{\gamma}^{\text{экс}}$ для широкого круга средних и тяжелых сферических ядер. С помощью каскадной методики^{/13/}, на основе формул /1/ - /3/, /6/, /8/ и параметризации плотности $\rho_{J_{\gamma}} \pi_{\gamma}(E_{\gamma})$ из работы^{/5/} были рассчитаны величины $J_{\gamma}(E_{\gamma})$ для сферических ядер с известными экспериментально^{/14/} γ -спектрами теплового захвата. Входящие в формулу /6/ параметры гигантского резонанса E_g и Γ_g брались из работ^{/15/}. В тех случаях, когда параметры E_g и Γ_g не были известны экспериментально, при расчетах использовались их усредненные значения для соседних ядер /изотопов/.

Результаты вычислений представлены на рис.1 - 14, на которых штрихованными линиями обозначены рассчитанные значения величины $\nu(E_{\gamma})$ -интенсивности γ -квантов $J_{\gamma}(E_{\gamma})$, приведенной на единичный интервал энергии /1 МэВ/ и на один захват нейтрона, в сравнении с соответствующими экспериментальными величинами из монографии^{/14/} /шлошные линии/. Подчеркнем, что теоретические величины $\nu(E_{\gamma})$ получены без какой-либо нормировки на экспериментальные значения и выражаются прямо в числах γ -квантов на нейтронный захват в данном изотопе. В тех случаях, когда γ -спектр был измерен для естественной смеси изотопов /рис.1 -3, 8, 11/, теоретический γ -спектр для каждого изотопа взвешивался на фактор, соответствующий относительному вкладу^{/14/} данного нуклида в полное сечение радиационного захвата тепловых нейтронов.

Как видно из рис.1,2,5-10,12-14, расчет, как правило, удовлетворительно воспроизводит мягкую и среднюю части γ -спектра и приводит к заниженным интенсивностям в области субжестких γ -переходов с энергиями, на 2-3 МэВ меньшими энергии связи нейтрона. Отметим, что, несмотря на удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических значений интенсивностей для жестких γ -переходов, прямое их сравнение представляется не совсем правомерным, поскольку в спектрах теплового захвата интенсивности этих γ -линий определяются структурой индивидуальных компаунд-резонансов, ближайших к тепловой точке, и могут отличаться от соответствующих усредненных значений.

В целом хуже описываются γ -спектры для ядер, содержащих магическое или близкое к магическому число нуклонов /рис.3,4,11/. Одна из причин указанного расхождения может заключаться в том,

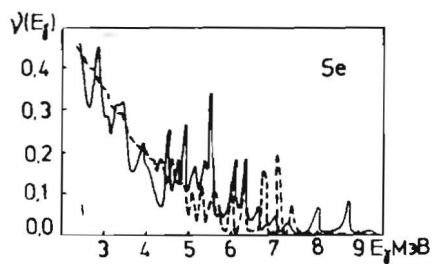


Рис. 1

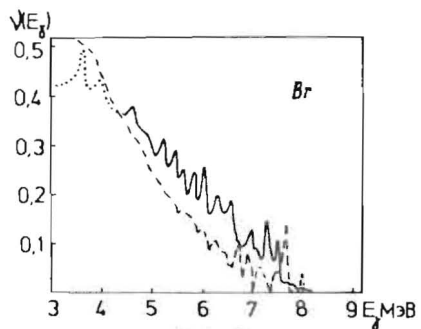


Рис. 2

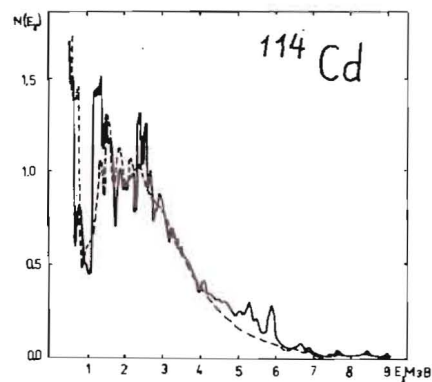


Рис. 9

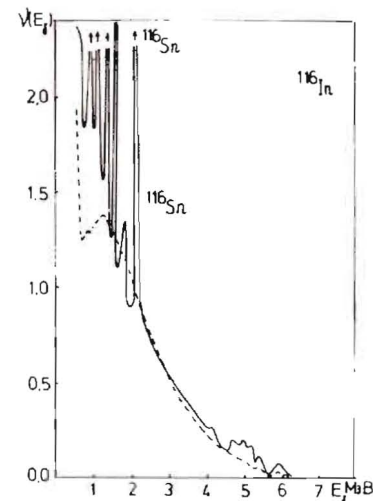


Рис. 10

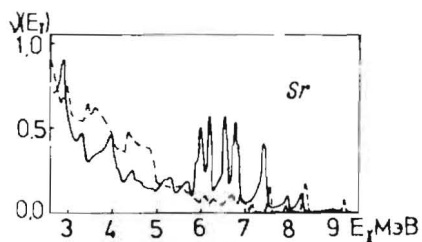


Рис. 3

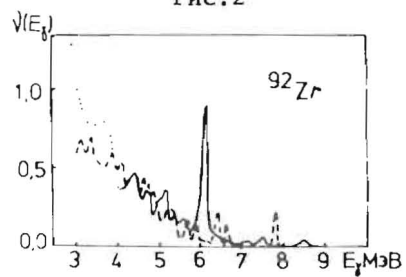


Рис. 4

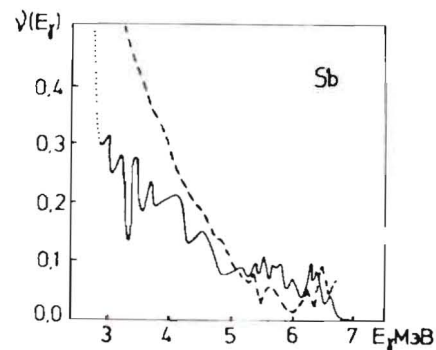


Рис. 11

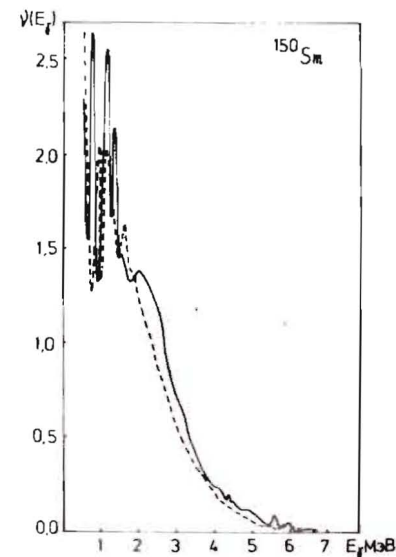


Рис. 12

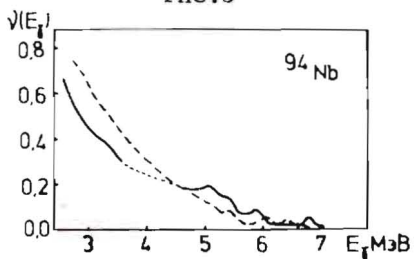


Рис. 5

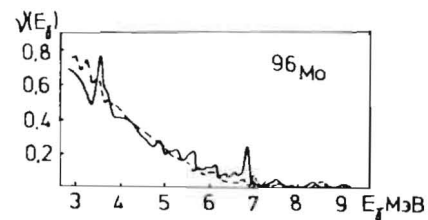


Рис. 6

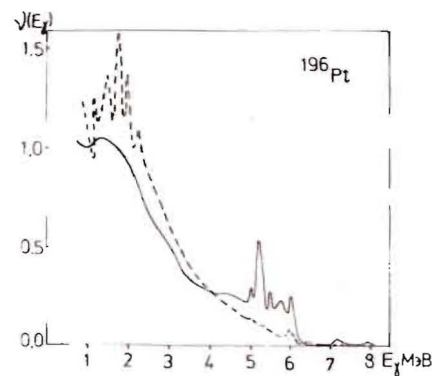


Рис. 13

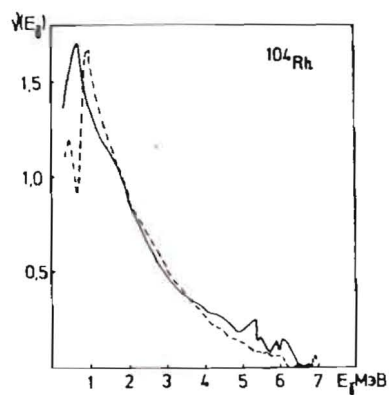


Рис. 7

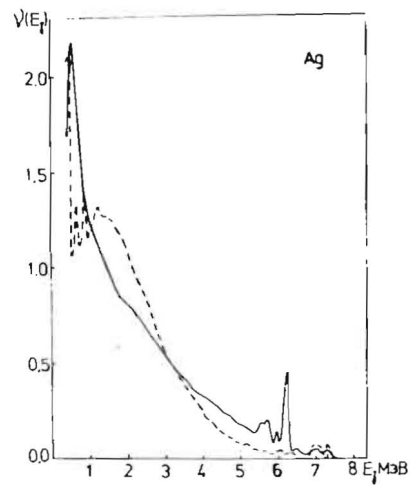


Рис. 8

что, как отмечено в работе /16/, наблюдаемое для магических и околомагических ядер поведение плотности уровней в диапазоне энергий возбуждения от 2 до 8 МэВ характеризуется, по-видимому, постоянной ядерной температурой, тогда как в используемой нами модели ферми-газа $T \sim \sqrt{E_f}$. Действительно, как показывают расчеты, вариации энергетической зависимости плотности в указанном интервале энергий возбуждения приводят к перераспределению хода заселенности состояний $J_f \pi_f$, что, в свою очередь, существенно влияет на абсолютные значения величины $\nu(E_f)$, особенно в мягкой части спектра. Другая, и скорее более важная причина расхождения теоретических и экспериментальных значений величины $\nu(E_f)$ связана с тем обстоятельством, что силовые функции /6/ и /8/, вообще говоря, не являются корректными /6,7/ для магических /и близких к магическим/ ядер.

Для некоторых из исследованных ядер имеется дополнительная экспериментальная информация о заселенности низколежащих возбужденных состояний. Однако ввиду индивидуального характера и относительной простоты структуры этих состояний статистический расчет указанных заселенностей не может претендовать на их детальное описание. Тем более, что в использованном выше дипольном приближении, справедливом для компаунд-компаунд γ -переходов, игнорируются квадрупольные γ -переходы, вклад которых в разрядку и заселение низколежащих состояний становится существенным. Поэтому проводимое ниже сравнение рассчитанных и экспериментальных заселенностей низколежащих состояний в ядрах ^{150}Sm и ^{200}Hg имеет в некотором смысле иллюстративный характер. На рис.15 приведены экспериментальные /19,20/ и теоретические значения величин $P_f(E_f)$ возбужденных состояний положительной /а/ и отрицательной /б/ четности в ядре ^{150}Sm , полученные по формуле /3/, причем символы $\square, \triangle, \circ, \square, \Delta, \diamond, \nabla$ соответствуют спином состояний $J_f = 0, 1, 2, 3, 4, 6, 7$, а сплошные линии соединяют рассчитанные значения заселенностей состояний с одинаковыми $J_f \pi_f$. Как видно из рис.15, экспериментальные и теоретические заселенности согласуются в целом удовлетворительно. Результаты аналогичного сравнения заселенностей уровней положительной четности в ядре ^{200}Hg представлены в таблице, откуда следует, что для большинства состояний удается неплохо описать экспериментальные значения величины $P_f(E_f)$. Заметим, однако, что для обоих исследованных ядер не удается воспроизвести заселенности нижайших состояний, имеющих коллективную природу.

Таким образом, достигнутый уровень описания γ -спектров теплового захвата нейтронов, а также полных радиационных ширин /5/ позволяет сделать вывод о том, что силовые функции $S_\gamma(E_f)$ /6/ и $S_\gamma(M1)$ /8/ могут служить надежной основой для анализа радиационного канала распада высоковозбужденных состояний средних и тяжелых сферических /немагических/ ядер.

В заключение необходимо отметить, что в настоящей работе не исследованы эффекты нестатистических механизмов формирования

γ -спектров. Например, не рассматривались валентные γ -переходы, наблюдаемые в ядрах вблизи $A \sim 90$. Не исследовалось влияние M1-гигантских резонансов, которое может быть существенным в ядрах с замкнутыми оболочками. Анализ этих вопросов требует отдельного рассмотрения и выходит за рамки данной работы.

Авторы благодарят А.Б.Попова, Ю.П.Попова и Л.Б.Пикельнера за полезные советы и стимулирующие дискуссии.

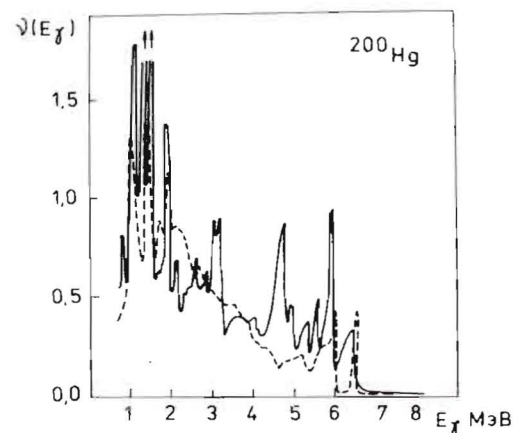


Рис. 14

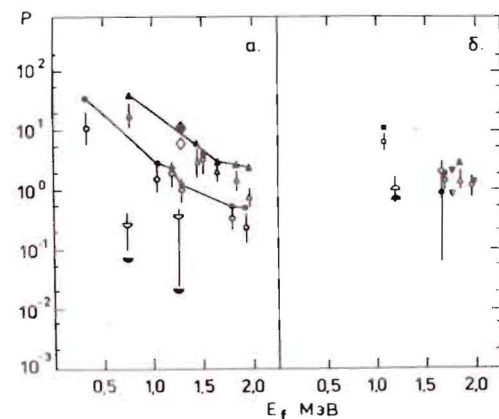


Рис. 15

Таблица

J^{π}	2	4	0	2	1	2	2	1	1	1	2	3	3	2
E_{β}^{MaB}	0,368	0,947	1,029	1,254	1,570	1,574	1,594	1,631	1,642	1,718	1,731	1,776	1,846	1,883
$P_{\beta}^{exc}/I_{\beta}$	70	2,1	6,0	5,4	11,2	3,5	2,9	4,3	2,9	2,9	2,3	0,5	0,3	1,5
P_{β}^{*}	51	0,5	7,1	6,6	7,7	3,2	3,2	6,4	3,1	5,1	2,5	0,4	0,3	1,7
$P_{\beta}^{теор}$														

* - значения заселенностей на 100 захваченных нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Захарова С.М., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. В сб.: Ядерные константы. ЦНИИАтоминформ, М., 1971, вып.7.
2. Johnson C.H. Phys.Rev., 1977, C16, p.2238.
3. Delegrange H et al. Nucl.Phys., 1984, A429, p.173.
4. Иванова С.П., Шубин Ю.Н. ЯФ, 1982, т.35, с.318.
5. Кадменский С.Г. и др. ОИЯИ, Р4-83-600, Дубна, 1983.
6. Кадменский С.Г. и др. ЯФ, 1980, т.31, с.382.
7. Кадменский С.Г. и др. ЯФ, 1983, т.37, с.277.
8. McCullagh, Thesis, Brook Stony, 1979.
9. Попов Ю.П. ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.6, с.1165.
10. Блатт Дж. Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика, ИЛ, М., 1956.
11. Axel P. Phys.Rev., 1962, vol.126, p.271.
12. Dilg W. et al. Nuclear Phys., 1973, A217, p.269.
13. Pönitz W.P. Zs.Phys., 1966, 197, p.262.
14. Грошев Л.В. и др. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. Атомиздат, М., 1958.
15. Berman V.L., Fultz S.G. Rev.Mod.Phys., 1975, vol.47, No.3, p.713; Berman V.L. At.Data Nucl.Tables, 1975, 15, p.319.
16. Игнатюк А.В., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. Nuclear Data for Reactor, IAEA, Vienna, 1970, vol.2, p.885.
17. Postma H. Phys.Rev., 1981, vol.C24, No.5, p.2322.
18. Von Egidy T. Proc.Int.Conf. on Neutron Capture Gamma-ray Spectroscopy, Studsvik, 1969, IAEA, Vienna, p.541.
19. Smither R.K. Phys.Rev., 1966, vol.150, p.964.
20. Baglin C.M. Nucl.Data Sheets, 1976, 18, p.223.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июля 1985 года