



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

СЗЧА

P4-83-600

6274/83

С.Г.Кадменский, И.А.Ломаченков, А.Б.Попов,
В.И.Фурман

ПОЛНЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ШИРИНЫ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
И ФОТОННАЯ ДИПОЛЬНАЯ СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ
КОМПАУНД-КОМПАУНД γ -ПЕРЕХОДОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Полные радиационные ширины нейтронных резонансов являются одной из наиболее хорошо изученных характеристик высоковозбужденных состояний ядер. Теоретическое описание абсолютных значений этих ширин и знание их энергетической зависимости важно, например, при вычислении сечения радиационного захвата нейтронов в широкой области энергий, а также при анализе различных двухступенчатых ядерных процессов типа (n, γ_a) , $(n, \gamma f)$ и т.п. Кроме того, полные радиационные ширины можно использовать как независимый тест для проверки современных представлений о вероятностях γ -переходов между высоковозбужденными состояниями атомных ядер.

Ограничиваясь вкладом дипольных γ -переходов, выражение для средней полной радиационной ширины s -нейтронных резонансов $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{теор.}}$ запишем в виде /1/

$$\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{теор.}} = \frac{1}{J_> - J_< + 1} \sum_{J_1 = J_< = |I - 1/2|}^{J_> = I + 1/2} \rho_{J_1 \pi_1}^{-1}(B_n) \times \int_0^{B_n} E_\gamma^3 \sum_{J_f} [S_\gamma(E1) \rho_{J_f \pi_f}(B_n - E_\gamma) + S_\gamma(M1) \rho_{J_f \pi_f}(B_n - E_\gamma)] dE_\gamma. \quad /1/$$

где I - спин ядра-мишени, $\rho_{J\pi}(U)$ - плотность возбужденных состояний компаунд-ядра со спином и четностью $J\pi$ при энергии возбуждения U , а B_n - энергия связи нейтрона. Входящие в формулу /1/ дипольные силовые функции $S_\gamma(E1)$ и $S_\gamma(M1)$ определены соотношением

$$S_\gamma(E_\gamma) = \frac{\bar{\Gamma}_\gamma^{lf}}{E_\gamma^3} \bar{\rho}_l(B_n). \quad /2/$$

Заметим, что в формуле /1/ подразумевается также суммирование по дискретным возбужденным уровням с известными значениями $J_f \pi_f$. Поскольку плотность $\rho_{J_f \pi_f}(U_f)$ экспоненциально растет с увеличением энергии возбуждения, то абсолютные значения полных γ -ширин /1/ определяются в основном радиационной силовой функцией компаунд-компаунд ($s \rightarrow s'$) γ -переходов и производной плотности при энергии $U_f^{\text{max}} = B_n - E_\gamma^{\text{max}}$, где E_γ^{max} - энергия γ -квантов, соответствующая максимуму первичного спектра γ -лучей.

В серии работ ^{2/} с помощью реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma)^{140}\text{Ce}$ была получена экспериментальная информация о силовых функциях S_{γ}^{cc} для компаунд-ядра ^{144}Nd , причем оказалось, что величины $S_{\gamma}^{cc}(E_1)$ и $S_{\gamma}^{cc}(M1)$ в области $s \rightarrow s'$ γ -переходов $0,5 \leq E_{\gamma} \leq 2,5$ МэВ/ примерно равны и постоянны. Эти результаты согласуются с гипотезой Вайскопфа ^{1/} о постоянстве и универсальности радиационной силовой функции для γ -переходов между сложными высоковозбужденными состояниями ядер. Абсолютные значения силовых функций $S_{\gamma}^{cc}(E_1) \approx S_{\gamma}^{cc}(M1) \approx 1 \cdot 10^{-8}$ МэВ⁻³ для ядра ^{144}Nd получены в условиях ^{2/} довольно хорошего усреднения по конечным $/s'/$ состояниям, и поэтому есть основания ожидать, что эти значения являются неплохой оценкой силовых функций и для более широкой области средних и тяжелых сферических ядер с $A \geq 80$. Некоторые указания на аналогичное поведение силовых функций $S_{\gamma}^{cc}(E_1)$ для мягких $s \rightarrow s'$ γ -переходов в ядрах ^{198}Au и ^{203}Tl приведены в работе ^{3/}.

Первые расчеты ^{4/} полных радиационных ширин, а также более поздние расчеты ^{5,6/} проводились либо с постоянной силовой функцией $S_{\gamma} \text{ в.р.}(E_1)$, предложенной Вайскопфом ^{1/}, либо с использованием для $S_{\gamma}(E_1)$ модели гигантского электрического дипольного резонанса /ГЭДР/ ^{7/}:

$$S_{\gamma}(E_1) = \text{const} \cdot E_{\gamma} \frac{\sigma_g \Gamma_g^2}{(E_g^2 - E_{\gamma}^2)^2 + \Gamma_g^2 E_{\gamma}^2}, \quad /3/$$

где σ_g - сечение фотопоглощения в максимуме ГЭДР, а E_g и Γ_g - положение и ширина ГЭДР.

Для плотности конечных состояний $\rho_{J_f \pi_f}(U_f)$, входящей в формулу ^{1/}, в работах ^{5,6/} использовалась модель ферми-газа с фиксацией параметров по известной экспериментально плотности нейтронных резонансов. Проведенные расчеты не позволили воспроизвести поведение экспериментальных ширин $\Gamma_{\gamma}^{\text{эксп}}$, причем относительный разброс величин $\Gamma_{\gamma}^{\text{эксп}}/\Gamma_{\gamma}^{\text{теор}}$ оказывался ^{5/} в пределах фактора 3-6. Заметим, что использованная в работе ^{6/} параметризация ширины ГЭДР, входящей в формулу ^{3/}, $\Gamma_g = \text{const} \cdot E_{\gamma}^2$, приводит к силовой функции $S_{\gamma}^{cc}(E_1)$, сильно зависящей от энергии E_{γ} : $S_{\gamma}^{cc}(E_1) \sim \text{const} \cdot E_{\gamma}^3$, что противоречит экспериментальным данным ^{2/}.

Полные радиационные ширины в области массовых чисел $75 < A < 130$ были рассчитаны в работе ^{8/} с силовой функцией ГЭДР ^{3/}. При этом зависимость между параметрами σ_g , Γ_g и E_g гигантского резонанса предполагалась в виде $\frac{\sigma_g \Gamma_g^2}{E_g^4} = c \cdot A^{4/3}$, где c - некоторая

подбираемая константа. В отличие от работы ^{5/} плотность уровней конечных состояний $\rho_{J_f \pi_f}(U_f)$ рассчитывалась ^{8/} по модели ферми-газа с обратным смещением ^{9/}, т.е. подгонка параметров плотности осуществлялась исходя из суммарного числа уровней с данными

значениями $J_f \pi_f$ в некотором интервале энергий вблизи основного состояния и из значения плотности резонансных состояний при энергии связи нейтрона. Кроме того, предполагалось, что плотность состояний не зависит от четности. Подбирая константу c , автору работы ^{8/} удалось удовлетворительно /в пределах точности 20-30%/ описать экспериментальные радиационные ширины в области ядер с $75 < A < 130$.

Следует, однако, подчеркнуть, что этот результат получен с использованием ряда предположений, которые противоречат известным экспериментальным данным. Во-первых, как отмечено выше, энергетическая зависимость силовой функции $S_{\gamma}^{cc}(E_1)$ ^{3/} не согласуется с результатами работ ^{2/}. Во-вторых, поведение величины $\sigma_g \Gamma_g^2 / E_g^4$ немонотонно отклоняется от принятой в работе ^{8/} зависимости $c \cdot A^{4/3}$ с разбросом в пределах фактора 2-3. Кроме того, неудовлетворительным представляется и способ учета вклада $M1\gamma$ -переходов, а именно, предположение ^{8/}, что $S_{\gamma}(M1) = \frac{1}{7} S_{\gamma}(E_1)$ во всей области энергий E_{γ} , противоречащее современным данным ^{2/} для области мягких $s \rightarrow s'$ γ -переходов. Таким образом, несмотря на значительный прогресс в интерпретации полных радиационных ширин, представляется необходимым исследовать возможность количественного описания этих величин в рамках непротиворечивой теоретической схемы, свободной от указанных недостатков. Это и является целью настоящей работы.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

Согласно приведенным выше результатам для правильного воспроизведения радиационных ширин необходимо, чтобы используемые в расчетах силовые функции не противоречили всей совокупности экспериментальных данных. В настоящей работе вычисление величин $\Gamma_{\gamma}^{\text{теор}}$ проводилось с дипольной силовой функцией $S_{\gamma}(E_1)$ из работы ^{10/}, полученной для достаточно статистических /немагических/ средних и тяжелых ядер:

$$S_{\gamma}(E_1) = 3 \cdot 10^{-6} \frac{NZ}{A} \cdot \frac{\Gamma_g}{E_g} \frac{(E_{\gamma}^2 + 4\pi^2 T^2(U_f))}{(E_g^2 - E_{\gamma}^2)^2} \text{ МэВ}^{-3}, \quad /4/$$

где $T(U_f)$ - ядерная температура, определяемая эффективной энергией возбуждения ядра U_f и параметром плотности уровней a . Из формул ^{2/} и ^{4/} легко получить, что в случае жестких $s \rightarrow s'$ γ -переходов ($E_{\gamma} \approx E_n$) при учете приближений $NZ \approx A^2/4$ и $E_g \approx 80 \cdot A^{-1/3}$ справедливо выражение

$$\bar{\Gamma}_{\gamma}^{if} / \rho_1^{-1} E_{\gamma}^5 A^{8/3} \approx 10^{-15} \cdot \Gamma_g / 4 [1 - (E_{\gamma}/E_g)^2]^2 \text{ МэВ}^{-5}. \quad /5/$$

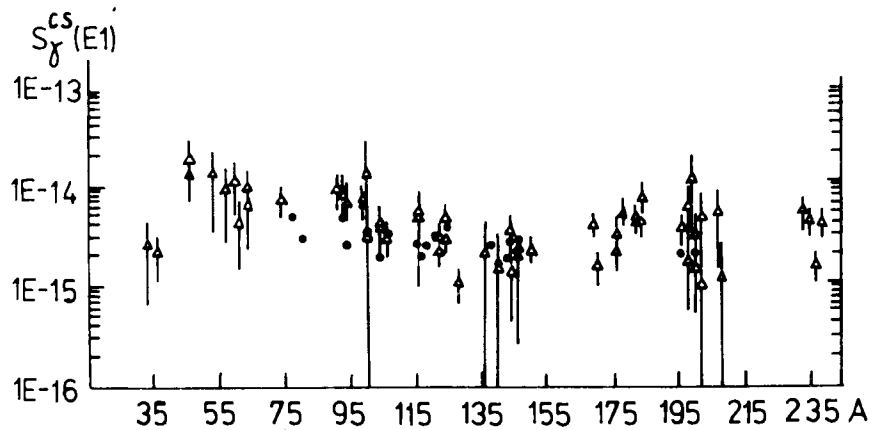


Рис. 1

Для сравнения на рис.1 представлены экспериментальные значения силовых функций $S_{\gamma}^{cs}(E1) = \Gamma_{\gamma}^{1f} / \rho_1^{-1} E_{\gamma}^5 A^{8/3} \text{ МэВ}^{-5}$ из работы /11/, а также величины, полученные по формуле /5/. Как видно из рис.1, теоретические значения силовых функций /точки/ в целом удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными результатами /треугольники/. К сожалению, не представляется возможным провести аналогичное сравнение силовых функций в области мягких $s \rightarrow s' \nu$ -переходов, поскольку прямая экспериментальная информация имеется только для ядра ^{144}Nd , в случае которого наблюдается /12/ хорошее согласие теории с экспериментом.

В работе /13/ на основе статистического подхода было получено следующее значение для M1-силовой функции:

$$S_{\gamma}^{cc'}(M1) = 2 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}, \quad /6/$$

причем соответствующая радиационная ширина $\Gamma_{\gamma}(M1)$ рассчитывалась по одночастичной формуле Вайскопфа /1/. В данной работе величина $S_{\gamma}^{cc'}(M1)$ нормировалась на экспериментальное значение M1-силовой функции, полученное для ядра ^{144}Nd , т.е. принималось, что

$$S_{\gamma}^{cc'}(M1) = S_{\gamma}^{cs}(M1) = 1 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}. \quad /7/$$

Это значение силовой функции в целом не противоречит имеющимся экспериментальным данным /3, 11/ для ядер с $A \approx 80 + 150$ за исключением отдельных случаев существенного отклонения экспериментальных величин от усредненного значения /7/, что может быть обусловлено, например, разного рода нестатистическими эффектами /валентные γ -переходы, M1-гигантские резонансы и т.п./.. Заметим также, что некоторые данные по $S_{\gamma}(M1)$ имеют /8/

оценочный характер. Согласно результатам работ /3, 11, 14/ силовые функции $S_{\gamma}^{cs}(E1)$ в этой области ядер оказываются почти на порядок большими, чем функции $S_{\gamma}^{cc'}(M1)$, и имеют нерегулярную зависимость от массового числа A. Как уже отмечалось выше, для составного ядра ^{144}Nd значения величин $S_{\gamma}^{cs}(E1)$ и $S_{\gamma}^{cc'}(M1)$ с точностью до ~30% совпадают. Если средние вероятности $s \rightarrow s' \nu$ -переходов мультипольностей E1 и M1 окажутся близкими и для других ядер, то это будет говорить о различной энергетической зависимости силовых функций $S_{\gamma}(E1)$ и $S_{\gamma}(M1)$ в области энергий $E_{\gamma} > 2 \text{ МэВ}$, что не согласуется с выводом работы /14/ об одинаковой энергетической зависимости указанных $s \rightarrow s' \nu$ -переходов.

Как видно из формулы /1/, другим важным фактором, существенно влияющим на абсолютные значения γ -ширин, является плотность возбужденных состояний $\rho_{J_f \pi_f}(U_f)$. При расчетах принималось, что функция $\rho_{J_f \pi_f}(U_f)$ описывается стандартной ферми-газовой формулой /9/

$$\rho_{J_f \pi_f}(U_f) = \frac{\exp(2\sqrt{aU_f})}{24\sqrt{2} a^{1/4} U_f^{5/4}} \cdot \frac{2J_f + 1}{\sigma^3} \exp\left[\frac{1}{2} \left(\frac{J_f + 1/2}{\sigma}\right)^2\right], \quad /8/$$

где $U_f = E_f - \delta_p - \delta_n - \Delta$. Здесь E_f - энергия возбуждения ядра, $\delta_{p(n)}$ - соответствующая энергия спаривания, Δ - параметр обратного смещения /9/. Значение спинового фактора σ определяется соотношением

$$\sigma^2 = 0,146 \sqrt{aU_f} A^{2/3}. \quad /9/$$

Как отмечалось в п.1, полные радиационные ширины $\Gamma_{\gamma}^{\text{теор}}$ определяются не абсолютным значением плотности $\rho_{J_f \pi_f}(U_f)$, а ее производной в существенной области энергий $U_f^{\text{max}} \rightarrow V_n - E_{\gamma}^{\text{max}}$, где $E_{\gamma}^{\text{max}} \sim 2-3 \text{ МэВ}$. Другими словами, при расчетах γ -ширин в рамках статистического подхода нельзя ограничиваться подгонкой плотности только при энергии связи нейтрона V_n , как это делалось в работах /5, 6/.

В работе /9/ был предложен усовершенствованный интерполяционный вариант модели ферми-газа, основанный на подгонке полного числа уровней в интервале энергий возбуждения от нуля до некоторого значения E_0 и значения плотности резонансных состояний при V_n . При этом предполагалось, что $\rho_{J_f \pi_f} = \rho_{J_f} - \pi_f$ во всей области энергий возбуждения. Аналогичная процедура была использована также в упомянутой выше работе /8/, но с тем отличием, что усредненные значения параметра a брались из работы /8/, а параметр обратного смещения Δ находился путем подгонки. Заметим, что процедура подгонки /9/ представляется не совсем последовательной, поскольку для четно-четных ядер, например, статистическое описание оправданно лишь при энергиях возбуждения $E_f > \delta_p + \delta_n$. Кроме того, анализ спектров уровней большинства

четно-четных и нечетных ядер позволяет сделать вывод о том, что при энергиях $E_f \leq \delta_p + \delta_n$ $\rho_{J_f \pi_f} \neq \rho_{J_f - \pi_f}$. В настоящей работе подгонка плотности осуществлялась при энергии связи нейтрона 16 и при энергиях возбуждения $E_f^* = 2-3$ МэВ 15 , где статистическое описание в принципе применимо, а число пропущенных уровней относительно невелико. При подгонке, как правило, учитывались уровни, возбуждаемые в результате прямых дипольных γ -переходов из s -нейтронных резонансов в области тепловых энергий.

Таким образом, расчетное значение плотности

$$\rho_{\pi}^{\text{теор.}}(U_f) = \sum_{J=J_{<}}^{J=J_{>}} \sum_{I=|J-1|}^{I=J+1} \rho_{I\pi}(U_f) \quad /10/$$

подгонялось под значение наблюдаемой плотности $\rho_{\pi}^{\text{набл.}}$. Поскольку вопрос о выборе плотности состояний при низких и промежуточных значениях энергий возбуждения не является однозначным, в данной работе были исследованы следующие варианты:

1. $\rho_{J_f \pi_f} = \rho_{J_f - \pi_f}$ во всей области энергий;
2. $\rho_{J_f \pi_f} \neq \rho_{J_f - \pi_f}$, причем выравнивание плотности происходит лишь при энергии $E_f = B_n$;
3. $\rho_{J_f \pi_f} = \rho_{J_f - \pi_f}$ начиная с некоторого значения энергии $E_f^* < B_n$.

Расчеты радиационных ширин с различными вариантами выбора плотности были проведены прежде всего для ядра ^{144}Nd , для которого известны 2,9,11 экспериментальные значения E_1 - и M_1 -силовых функций. В табл.1 приведены величины $\Gamma_{\gamma}^{\text{теор.}}$, рассчитанные для каждого варианта, соответствующее значение плотности $\rho_{\pi}^{\text{набл.}} = \rho_{\pi_f}^{\text{набл.}} + \rho_{\pi_f - \pi_f}^{\text{набл.}}$, оцененное при энергии E_f^* , и величины ΔE , связанные с E_f^* соотношением $E_f^* = B_n - \Delta E$. В табл.1 продемонстрирована также чувствительность абсолютных значений γ -ширин $\Gamma_{\gamma}^{\text{теор.}}$ к выбору величины ΔE . Как видно на примере тестового ядра ^{144}Nd , отличие величин $\Gamma_{\gamma}^{\text{теор.}}$, рассчитанных для разных вариантов выбора плотности, не превышает 30-40%. Вместе с тем варианты 1 и 3 представляются физически более оправданными, поскольку имеются 17 экспериментальные данные, свидетельствующие о выравнивании плотностей уровней с разными четностями при возрастании энергии возбуждения. Заметим, что вариант 3 выбора плотности позволяет более точно оценить вклад в полную радиационную ширину γ -переходов данного типа для тех ядер, у которых при $E_f < E_f^*$ преобладают уровни одной четности. Анализ устойчивости величин $\Gamma_{\gamma}^{\text{теор.}}$ относительно экспериментальной неопределенности значения плотности низколежащих состояний на примере ядра ^{144}Nd показал /см. табл.1/, что существенные /до 100%/ вариации значений $\rho_{\pi}^{\text{набл.}}$ не приводят к значительным изменениям /в пределах не более 40%/ полных γ -ширин. Этот факт объясняется тем обстоятельством, что для средних и тяжелых ядер свыше 70% полной радиационной ширины набирается в области компаунд-компаунд γ -переходов. В табл.1 включены также результаты расчетов для некоторых других ядер.

Таблица 1

Комп.-ядро	B_n МэВ	$\rho_{\pi}^{\text{набл.}}$ МэВ ⁻¹ ($\Gamma_{\gamma}^{\text{мин}} \gamma_{\text{макс}}$)	E_f МэВ	Вариант 1		Вариант 2		Вариант 3		
				$\rho_{J_f \pi_f} = \rho_{J_f - \pi_f}$ МэВ ⁻¹	$\Gamma_{\gamma}^{\text{теор.}}$ мэВ	$\rho_{J_f \pi_f} = \rho_{J_f - \pi_f}$ МэВ ⁻¹	$\Gamma_{\gamma}^{\text{теор.}}$ мэВ	$\rho_{J_f \pi_f} = \rho_{J_f - \pi_f}$ МэВ ⁻¹	$\Gamma_{\gamma}^{\text{теор.}}$ мэВ	ΔE МэВ
^{144}Nd	7,82	60 ± 18 (2±5)	3,25	30 ± 9	83	40 ± 12	20 ± 6	86	2,7	93
						- " -	- " -		3,2	94
						50 ± 15	10 ± 3	88	2,2	92
						- " -	- " -		2,7	101
				60 ± 18	119	- " -	- " -		3,2	104
^{124}Te	9,42	60 ± 18 (0±2)	3,6	30 ± 9	172	40 ± 12	20 ± 6	160	3,5	185
						- " -	- " -		3,8	188
^{120}Sn	9,11	18 ± 6 (0±4)	2,5	9 ± 3	186	14 ± 4	4 ± 2	130	3,0	183
						- " -	- " -		3,5	205
^{118}Sn	9,33	22 ± 7 (0±2)	2,91	11 ± 3	176	16 ± 5	5 ± 2	130	3,0	184
						- " -	- " -		3,6	195
^{80}Br	7,89	40 ± 12 (0±3)	0,87	20 ± 6	353					
						40 ± 12				

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

В данной работе полные радиационные ширины $\Gamma_{\gamma}^{\text{теор}}$ были рассчитаны для ряда сферических ядер в интервале массовых чисел $78 \leq A \leq 200$, для которых имеется ^{15,16/} экспериментальная информация относительно плотности возбужденных состояний. Параметры гигантского резонанса Γ_g и E_g брались из работ ^{15,18/}. В отдельных случаях, когда параметры Γ_g и E_g не были известны экспериментально, при расчетах использовались усредненные экспериментальные значения резонансных параметров для соседних ядер /изотопов/. Расчеты радиационных ширин проводились с использованием варианта 3 подгонки плотности для четно-четных и нечетных ядер, и варианта 1 для нечетно-нечетных ядер. Уровень согласия теории с экспериментом проиллюстрирован на рис.2а, где для наглядности приведены величины отношений $\Gamma_{\gamma}^{\text{теор}}/\Gamma_{\gamma}^{\text{эксп}}$. Как видно из рис.2а, в рамках предложенной схемы, не содержащей свободных параметров, удается в целом удовлетворительно описать экспериментальные радиационные ширины для большинства изученных ядер. Наибольшее расхождение наблюдается для ядер ⁹²Zr, ¹¹⁸Sn, ¹²⁰Sn и ¹³⁸Ba, содержащих магическое или близкое к магическому число нуклонов. В связи с этим подчеркнем, что никакие разумные вариации плотности $\rho(E^*)$ не позволяют для этих ядер воспроизвести экспериментальные результаты, что можно видеть на примере изотопов полумагического олова ¹¹⁸Sn и ¹²⁰Sn /см. табл.1/. Причина указанного расхождения может заключаться в том, что формула /8/ для ферми-газа не описывает правильно энергетическую зависимость плотности уровней в магических и околomagических ядрах. Как отмечается в работе ^{19/}, наблюдаемое для этих ядер поведение плотности уровней в диапазоне энергий возбуждения от 2 до 8 МэВ характеризуется постоянной ядерной температурой, тогда как в модели ферми-газа $T \sim \sqrt{U_f}$. Другой причиной расхождения может быть также то обстоятельство, что силовые функции /4/ и /7/, вообще говоря, не являются достаточно корректными для ядер с магическим числом нуклонов. В первых колонках табл.2 для ряда ядер приведены экспериментальные и теоретические значения средних расстояний между s-нейтронными резонансами при энергии связи V_n , параметры α и Δ , полученные в результате настоящей подгонки, и аналогичные величины из работы ^{19/} /последние две колонки табл.2/. Видно, что для большинства ядер различие значений параметров невелико. Таким образом, на основе имеющихся экспериментальных данных возможна однозначная феноменологическая параметризация функции $\rho_f(u_f)$ и, следовательно, получение абсолютных значений теоретических полных радиационных ширин для заданных силовых функций $S_{\gamma}(E1)$ и $S_{\gamma}(M1)$.

Удовлетворительный уровень согласия между теоретическими и экспериментальными значениями γ -ширин, полученный в данной работе, существенным образом связан с учетом вклада в величину $\Gamma_{\gamma}^{\text{теор}} \cdot M1$ γ -переходов. На рис.2б приведены значения отношений ве-

Таблица 2

Комп.- ядро	$\bar{D}_i^{\text{набл}}$ эВ	$\bar{D}_i^{\text{теор}}$ эВ	α МэВ ⁻¹	Δ^* МэВ	α МэВ ⁻¹	Δ^* МэВ
⁸⁰ Bz	48	48	11,5	-1,28	10,9	-1,32
⁸⁸ Sz	121	130	9,9	2,73	9,3	1,97
⁹² Zz	570	588	9,8	0,89	10,9	1,16
⁹⁴ Nb	43	45	12,0	-0,42	11,98	-0,76
⁹⁶ Mo	55	53	11,8	1,34	11,3	0,83
¹⁰¹ Mo	400	430	13,0	-2,0	15,0	-0,21
¹⁰⁴ Rh	16	16	15,0	-1,55	14,7	-1,02
¹⁰⁶ Pd	9,1	10	14,7	1,24	14,4	1,21
¹¹⁰ Ag	14	13,8	16,3	-1,1	15,8	-0,92
¹¹⁶ In	9,4	10,5	15,8	-0,71	15,3	0,78
¹¹⁸ Sn	45	49	13,6	0,68	14,6	1,45
¹²⁰ Sn	70	73	13,5	0,82	14,3	1,33
¹²⁴ Te	24	26	14,6	1,08	14,9	1,12
¹⁴⁰ La	208	210	14,6	-0,64	13,9	-1,07
¹⁴⁴ Nd	45	47	15,8	1,32	16,6	1,48
¹⁹⁶ Pt	18	19	17,1	0,13	19,5	0,75

* Значения параметров Δ включают в себя также энергию спаривания.

личин $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{теор}}(M1)$, рассчитанных с учетом только M1 γ -переходов, к полным γ -ширинам $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{теор}}$. Как следует из рис.2б, для большинства ядер величины $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{теор}}(M1)$ составляют примерно половину полной радиационной ширины. Результаты расчетов, таким образом, подтверждают вывод о том, что примерное равенство и постоянство

E1-и M1-силовых функций в области компаунд-компаунд γ -переходов носит универсальный характер в широкой области ядер.

В заключение необходимо отметить, что теоретические значения полных радиационных ширин получены с учетом только статистических свойств ядер. В работе не обсуждался вопрос о влиянии на значения полных γ -ширин других возможных механизмов, например M1-гигантских резонансов, существование которых предсказывается в ядрах с замкнутыми оболочками, а также не исследовалась роль валентных γ -переходов. Однако представляется, что включение в схему расчета дополнительных механизмов может привести к увеличению теоретических значений радиационных ширин.

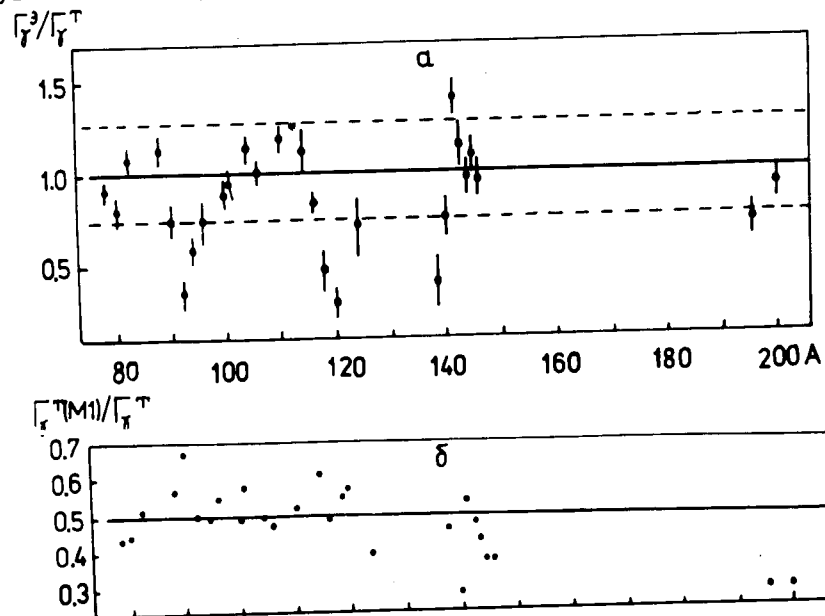


Рис. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика, ИЛ, М., 1956.
2. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, РЗ-81-433, Дубна, 1981.
Furman W. et al. Phys.Lett. 1973, B, V.44, p. 465;
Aldea L., Seyfarth H. In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Plenum Press, N-Y., 1979, p. 526.
3. Lone M.A. In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Plenum Press, N-Y., 1979, p. 161.

4. Cameron A.G.W. Can.J.Phys., 1959, 37, p. 322.
5. Захарова С.М., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. В сб.: Ядерные константы, вып.7, ЦНИИАтоминформ, М., 1971.
6. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. ЯФ, 1978, т. 27, вып.6, с. 1534.
7. Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p. 271.
8. Johnson C.H. Phys.Rev., 1977, C16, N6, p. 2238.
9. Dilg W., Schante W., Vonach H. Nucl.Phys., 1973, A217, p. 269.
10. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ЯФ, 1983, т. 37, с. 277.
11. McCullagh C.M. Thesis. Brook Stony, 1979.
12. Popov Yu.P. In: Proc. of the Europhysics Topical Conference. Smolenice, 1982, vol.10, p. 121.
13. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ЯФ, 1980, т.31, с. 382.
14. Kopecky J. In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Plenum Press, N-Y., 1979, p. 665.
15. Lederer C.M. et al. Table of Isotopes, 1978, 7th ed, N-Y.
16. Neutron Cross Section, vol.1, Part A,B. Ed by Mughabghab S.F. et al. Acad. Press, N-Y, 1981.
17. Stelts M.L., Chrien R.E., Martel M.K. Phys.Rev.C, 1981, v. 24, No. 4, p. 1419.
18. Berman B.L., Fultz S.G. Rev.Mod.Phys., 1975, v. 47, No.3, p. 713.
19. Игнатюк А.В., Ставинский В.С., Шуоин И.Н. Nuclear Data for Reactors, IAEA, Vienna, 1970, v. 2, p. 885.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 августа 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
D1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D11-80-13	Труды XIII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, ИРБ, 1978.	3 р. 00 к.
D4-80-271	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D4-80-385	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D2-81-543	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D10,11-81-622	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D17-81-758	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-82-27	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
P18-82-117	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D2-82-568	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
D9-82-664	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D3,4-82-704	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Кадменский С.Г. и др. P4-83-600
Полные радиационные ширины нейтронных резонансов и фотонная дипольная силовая функция компаунд-компаунд γ -переходов

В рамках статистического подхода без использования свободных параметров проведен расчет полных радиационных ширин s-нейтронных резонансов для ряда средних и тяжелых сферических ядер. Проанализировано влияние выбора плотности низколежащих возбужденных состояний на значения полных радиационных ширин. На основе полученного удовлетворительного согласия результатов расчетов с экспериментальными данными сделан вывод о примерном равенстве и постоянстве E1- и M1-силовых функций в области компаунд-компаунд γ -переходов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Preprint Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Kadmensky S.G. et al. P4-83-600
Total Radiation Widths of Neutron Resonances and Photon Dipole Strength Function of Compound-Compound γ -Transitions

Total radiation widths of s-neutron resonances are for a number of average and heavy spherical nuclei calculated in the framework of statistical approach without using free parameters. The effect of the choice of density of low-lying excited states on magnitude of the total radiation widths is analysed. On the basis of obtained satisfactory agreement between the calculation results and experimental data the conclusion is drawn about approximate equality and regularity of E1- and M1-strength functions of the low energy compound-compound γ -transitions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой