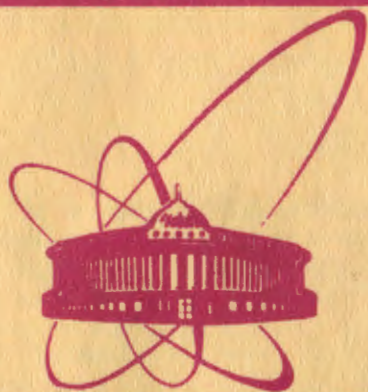


K-452



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

6424 / 2-81

12/11-81

P4-81-650

В. Китипова

РАДИАЦИОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ
E1- ПЕРЕХОДОВ
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

1981

За последние годы появился ряд работ^{/1-7,18/}, в которых в реакциях (n, γ) и (p, γ) исследуются радиационные $E1$ -силовые функции. Как известно, феноменологические модели, описывающие гигантские дипольные резонансы лоренцевской кривой, в области энергии связи нейтрона дают только хвост гигантского резонанса. Возможность существования подструктуры сечений дипольных переходов в этой энергетической области^{/3,7/} указывает на необходимость провести исследования в рамках микроскопического подхода. Для сферических ядер эта проблема уже исследовалась в^{/8/}. В настоящей работе в рамках квазичастично-фононной модели рассматриваются силовые функции приведенных вероятностей $E1$ -переходов для деформированных ядер в области энергии связи нейтрона. Расчет приведенных ширин в этой области дает возможность провести еще одно сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными. Учет ангармонических эффектов для сферических ядер^{/9/} приводит к существенным изменениям силовой функции вероятности перехода. Существующие исследования силовой функции вероятности $E1$ -переходов для деформированных ядер в рамках квазичастично-фононной модели^{/10-12/} показывают, что влияние ангармонических поправок невелико. Представляет интерес исследовать влияние двухфононных состояний на силовую функцию в области энергии связи нейтрона для деформированных ядер, что и является одной из целей настоящей работы. Кроме того, рассмотрено влияние гигантского дипольного резонанса на силовую функцию в указанной области энергии возбуждения.

Расчеты выполнены в рамках квазичастично-фононной модели с помощью подхода, подробно описанного в работах^{/11,13/}. Используемый гамильтониан имеет следующий вид^{/13/}:

$$H = \sum_g \omega_g Q_g^+ Q_g - \frac{1}{2} \sum_g \sum_{\nu\nu'} [\Gamma_{\nu\nu'}^g V_{\nu\nu'} (Q_g^+ + Q_g) + \text{h.c.}], \quad /1/$$

где Q_g^+ - оператор рождения фонона $g=\lambda\mu$ с энергией ω_g , j - номер фонона мультипольности $\lambda\mu$. Явный вид операторов $V_{\nu\nu'}$ и величин $\Gamma_{\nu\nu'}^g$, характеризующих фононы, приводится в работе^{/13/}. Волновая функция имеет вид

$$\Psi_1(I^\pi K) = \left\{ \sum_g C_g^1 Q_g^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{g_1 g_2} D_{g_1 g_2}^1 Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ \right\} \Psi_0 \quad /2/$$

Здесь C_g^i и $D_{g_1 g_2}^i$ - амплитуды однофоновых и двухфоновых компонент, Ψ_0 - фоновый вакуум. Приведенную вероятность перехода из основного состояния в конечное состояние ($I^{\pi}K$) можно записать в виде

$$B_{0 \rightarrow f}(E\lambda) = [\langle \Psi_f(I^{\pi}K) | \mathbb{M} | \Psi_0 \rangle]^2, \quad /3/$$

где \mathbb{M} - оператор электрического перехода. Силовые функции определяются следующим способом /13/:

$$b_{0 \rightarrow f}(E\lambda, \eta) = \sum_f B_{0 \rightarrow f}(E\lambda) \rho(\eta - \eta_f), \quad /4/$$

где

$$\rho(\eta - \eta_f) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta}{(\eta - \eta_f)^2 + (\Delta/2)^2}, \quad /5/$$

Δ - параметр усреднения. Используя аналитические свойства функции /5/ и проведя некоторые преобразования, можно получить для силовой функции $E\lambda$ -перехода следующее выражение /12/:

$$b_{0 \rightarrow f}(E\lambda, \eta) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left| \frac{\begin{vmatrix} 0 & | & \dots & L_g & \dots & \dots \\ L_g & | & \dots & \|(\omega_g - z)\delta_{gg'} - K_{gg'}\| & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ (\omega_g - z)\delta_{gg'} - K_{gg'} & & & & & \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} (\omega_g - z)\delta_{gg'} - K_{gg'} \end{vmatrix}} \right|_{z = \eta + i \frac{\Delta}{2}} \quad /6/$$

Явный вид величин L_g , $K_{gg'}$, которые связаны с учетом ангармонических эффектов, как и остальные обозначения, использованные в этой формуле, даны в работе /12/.

Для вычисления приведенных радиационных ширин было взято выражение /8,14/

$$\bar{k}_{E\lambda} = \sum_{\nu \in \Delta_\gamma} \Gamma_{\gamma 0}(E\lambda, \eta_\nu) / (E_\gamma^{2\lambda+1} A^{2/8 \cdot \lambda} \Delta_\gamma) (M\text{ЭВ}^{-(2\lambda+1)}), \quad /7/$$

где для дипольных переходов

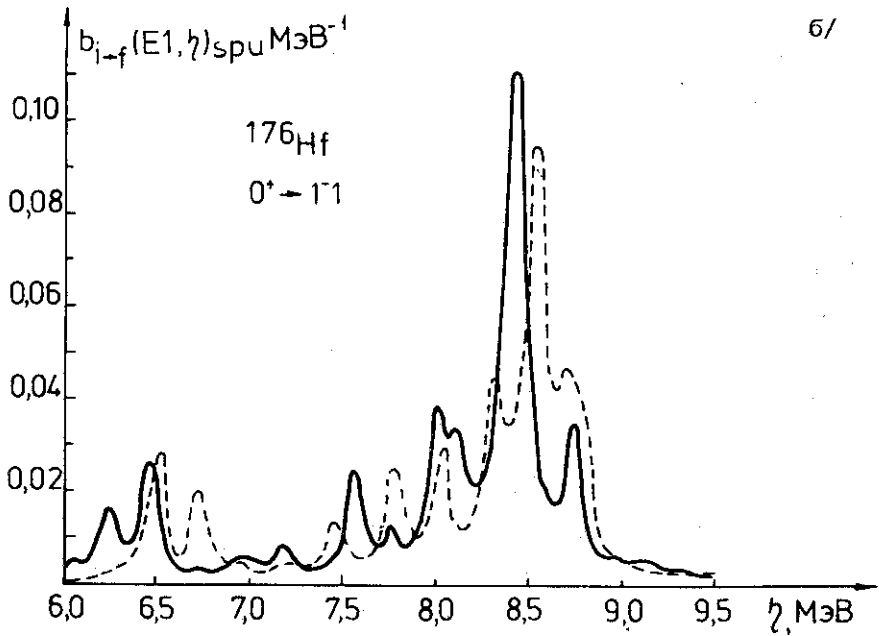
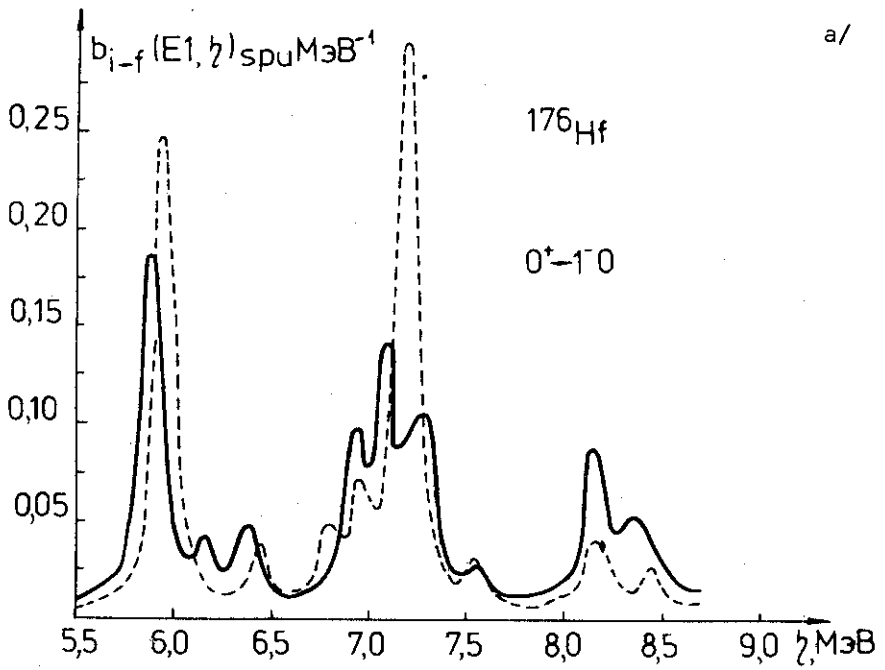
$$\sum_{\nu \in \Delta_\gamma} \Gamma_{\gamma 0}(E1, \eta_\nu) = 0,35 \int_{E_\gamma - \frac{1}{2}\Delta_\gamma}^{E_\gamma + \frac{1}{2}\Delta_\gamma} \eta^3 b(E1, \eta) d\eta / \text{эВ}. \quad /8/$$

При помощи этих выражений проведены расчеты средних приведенных радиационных ширин \bar{k}_{E1} в области энергии связи нейтрона. Вычисления сделаны в приближении RPA, т.е. с учетом только однофоновой части волновой функции /2/. Параметры среднего поля, константы парного и мультиполь-мультипольного взаимодей-

ствия и эффективные заряды такие же, как и в ^{11,12}. При выборе значения параметра Δ_γ надо иметь в виду, что $\Delta_\gamma \geq 2$ МэВ не позволит учесть структурных особенностей силовой функции в рассматриваемой области, а усреднение по $\Delta_\gamma < 0,1$ не имеет смысла из-за ограниченности на точность расчета энергии в рамках квазичастично-фононной модели. Чтобы исследовать зависимость \bar{k}_{E1} от этого параметра, расчет радиационных ширин проведен для трех разных значений Δ_γ : 1,0 МэВ; 0,5 МэВ и 0,2 МэВ. Были исследованы ^{152}Sm , ^{154}Sm , ^{156}Gd , ^{166}Er , ^{176}Hf , ^{178}Hf из группы редкоземельных ядер и ^{232}Th , ^{238}U , ^{240}Pu из группы актинидов. Результаты показаны в табл.1. Видно, что указанное варьирование параметра Δ_γ приводит к изменениям в значении \bar{k}_{E1} в пределах 30-50%. В настоящее время экспериментальные данные о \bar{k}_{E1} для деформированных ядер довольно скудные ^{3,7,15,18}. В работе ¹⁵ на основе модели Акселя-Бринка ¹⁶ и одночастичного выражения для \bar{k}_{E1} ¹⁷ для ^{178}Hf получено $\bar{k}_{E1} = 5,8 + 0,3 \cdot 10^{-9} \text{ МэВ}^{-3}$. В работах ⁷⁷ приведены экспериментальные значения фотоиндуцированных сечений ^{232}Th и ^{238}U в области 5-8 МэВ. Как видно из табл.1, полученный теоретически результат находится в согласии с экспериментальным значением. Это сравнение имеет ориентировочный характер, поскольку вычисления были проведены для прямых E1-переходов, а экспериментальное

Таблица 1
Приведенная радиационная ширина $\bar{k}_{E1} \cdot 10^9 \text{ МэВ}^{-3}$
в приближении RPA

Ядро	$\Delta_\gamma / \text{МэВ}$	1,0	0,5	0,2
^{152}Sm		4,8	4,2	5,2
^{154}Sm		3,6	2,9	2,4
^{156}Gd		1,7	2,1	2,7
^{166}Er		7,0	6,3	4,7
^{176}Hf		2,3	2,9	3,0
^{178}Hf		4,5	3,3	3,5
^{232}Th		3,9	4,2	4,5
^{238}U		3,4	1,4	3,4
^{240}Pu		4,0	4,4	4,5



значение \bar{k}_{E1} определялось из интенсивности переходов на низколежащие возбужденные состояния с разными $I^\pi K$.

Рассмотрим влияние учета двухфононных конфигураций волновой функции /2/ на силовую функцию $b(E\lambda, \eta)$ в энергетическом интервале 5,5-10,0 МэВ. Расчет силовой функции /3/ выполнен для дипольных переходов в ^{156}Gd и ^{176}Hf с параметром усреднения $\Delta = 0,1$ МэВ. На рис.1а показана силовая функция, вычисленная в однофононном приближении и с учетом ангармоничности, описывающая вероятность перехода $0^+ \rightarrow 1^-0$ для ^{176}Hf . То же самое для перехода $0^+ \rightarrow 1^-1$ показано на рис.1б. Видно, что учет ангармоничности приводит к некоторым локальным изменениям в форме кривых, но распределение силы в общих чертах сохраняется. Здесь не наблюдается такого сильного изменения силовой функции, как при учете двухфононных конфигураций для сферических ядер. Из рис.2а и 2б видно, что такие же выводы можно сделать и для ядра ^{156}Gd . Представляет интерес сравнение приве-

денных вероятностей переходов $B(E\lambda) = \int_{\eta_1}^{\eta_2} b(E\lambda, \eta) d\eta = S$, соответствующих полному энергетическому интервалу $[\eta_1, \eta_2] = [5,5 \text{ МэВ}, 10 \text{ МэВ}]$, рассчитанных в приближении RPA и с учетом ангармоничности, а также сравнение соответствующих энергетически взвешенных сумм $S_1 = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \eta b(E\lambda, \eta) d\eta$. Результаты показаны в табл.2.

Можно видеть, что при включении ангармоничности S меняется на 1-6%, а S_1 - до 17%. Для ^{156}Gd и ^{176}Hf были вычислены радиационные ширины k_{E1} с учетом двухфононных конфигураций для трех разных значений параметра Δ_{γ} . Результаты показаны в табл.3. Из сравнения этих значений k_{E1} с полученными в приближении RPA можно увидеть, что изменения, к которым приводит учет ангармоничности, сравнимы с изменениями, полученными в результате варьирования параметра Δ_{γ} .

Было исследовано влияние обрезания фононного базиса на силовую функцию $b_{0^+ \rightarrow 1^-1}(E1, \eta)$ для ^{176}Hf и $b_{0^+ \rightarrow 1^-0}(E1, \eta)$ для ^{156}Gd с учетом ангармоничности. Из-за ограниченных возможностей ЭВМ в однофононном базисе для каждой мультипольности учтены только сильные коллективные фононы. Их количество не превышает 30. Расчеты проведены для двух разных фононных базисов. В первом случае почти все отобранные фононы для мультипольности, определяющей электромагнитный переход $\lambda_{\mu} = 11$ для ^{176}Hf и $\lambda_{\mu} = 10$ для ^{156}Gd /, находятся в энергетическом интервале

◀ Рис.1. Силовые функции $b_{0^+ \rightarrow 1^-i}(E1, \eta)$ для ^{176}Hf . Сплошная кривая соответствует расчету с учетом ангармоничности, штриховая кривая - RPA; а/ соответствует переходу $0^+ \rightarrow 1^-0$, б/ - переходу $0^+ \rightarrow 1^-1$.

Таблица 2

Суммы S и энергетически взвешенные суммы S_1 вероятности переходов в энергетическом интервале 5,5–10 МэВ

Ядро	Переход	$S(\text{spu})$		$S_1(\text{spu})$	
		RPA	ангармоничность	RPA	ангармоничность
^{176}Hf		0,15	0,16	1,0	1,2
		0,055	0,056	0,46	0,48
^{156}Gd		0,218	0,215	1,9	1,8
		0,048	0,046	0,39	0,38

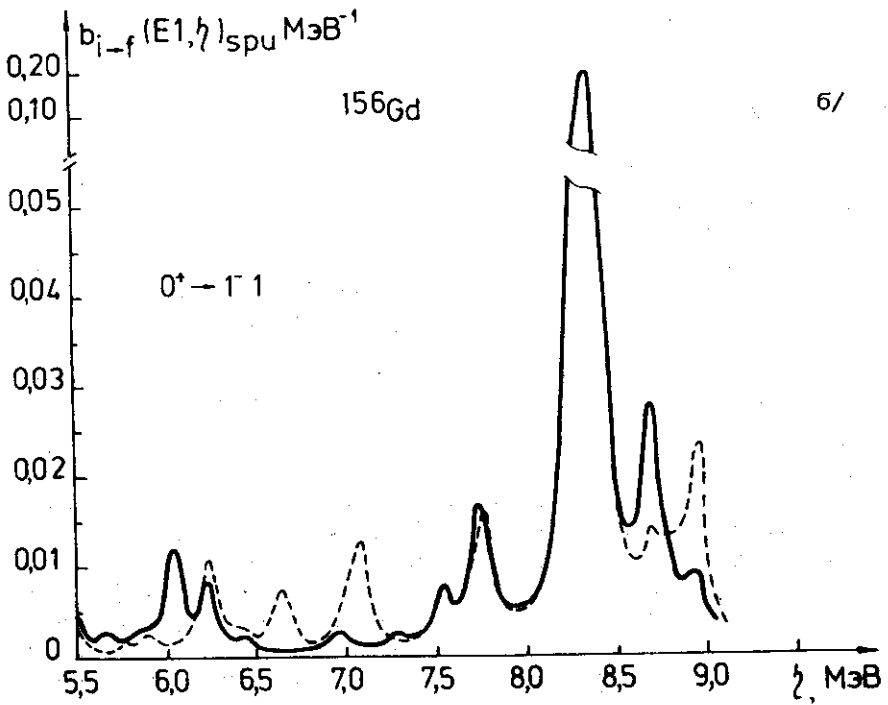
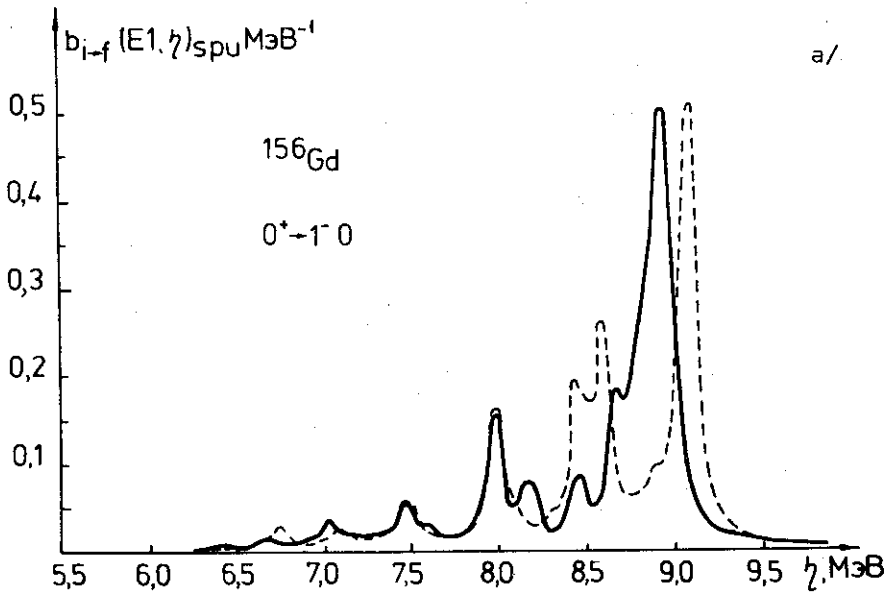
Таблица 3

Усредненные приведенные радиационные ширины $k_{E1}^- \cdot 10^9 \text{ МэВ}^{-8}$ в приближении RPA и с учетом ангармоничности

^{176}Hf		^{156}Gd	
Δ_γ /МэВ/ RPA	ангармоничность	RPA	ангармоничность
1,0	2,3	4,5	1,7
0,5	2,9	4,9	2,1
0,2	3,1	6,0	2,7

5,5–9 МэВ. Из энергетической области гигантского дипольного резонанса взяты только три самых коллективизированных фонона. Во втором случае было использовано сравнимое количество фононов из низкоэнергетической области /11 фононов/ и из области гигантского резонанса /18 фононов/. Полученные силовые функции показаны на рис.3 и 4, где штриховая линия соответствует силовой функции для первого случая, а сплошная линия – для второго. Видно, что обе кривые довольно близки в энергетической области до 9 МэВ. При некоторых энергиях наблюдаются локальные расхождения, как, например, показано на рис.3 в области 7,5–7,8 МэВ.

Рис.2. Силовые функции $b_{0^+,-,f}(E1,\eta)$ для ^{156}Gd . Обозначения те же, что на рис.1.



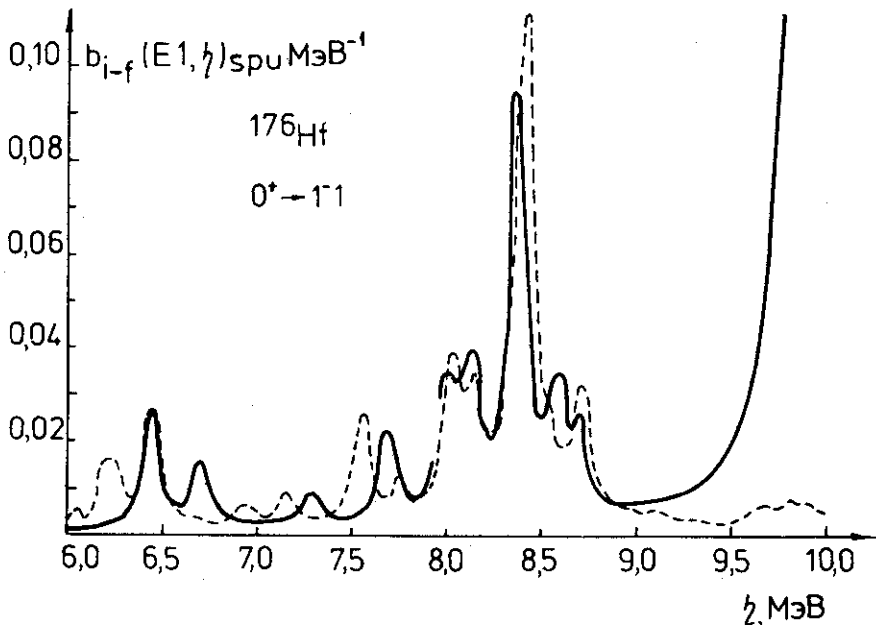


Рис.3. Силовые функции $b_{i-f}(E1, \eta)$ приведенных вероятностей перехода $0^+ \rightarrow 1^-$ для ^{176}Hf с учетом ангармоничности. Штриховая кривая соответствует первому фононному базису, а сплошная кривая - второму /см. текст статьи/.

Эти сдвиги находятся в пределах точности модели. Таким образом, можно сделать вывод, что силовая функция $E1$ -перехода для деформированных ядер в области энергии связи нейтрона слабо зависит от фононов, находящихся в области гигантского дипольного резонанса. Поэтому при дальнейшем исследовании $b(E\lambda, \eta)$ в области энергии связи нейтрона необходимо использовать однофононный базис, составленный в основном из фононов, расположенных в близкой энергетической области 5,5-9 МэВ.

В заключение можно сделать следующие выводы. Приведенные радиационные ширины для деформированных ядер, вычисленные в рамках квазичастично-фононной модели, находятся в согласии с существующими экспериментальными данными. Учет ангармоничности для деформированных ядер приводит к некоторым изменениям силовой функции, но они значительно слабее, чем те, которые наблюдаются для сферических ядер. Влияние хвоста гигантского дипольного резонанса на силовую функцию $E1$ -перехода в области энергии связи нейтрона для деформированных ядер очень слабое.

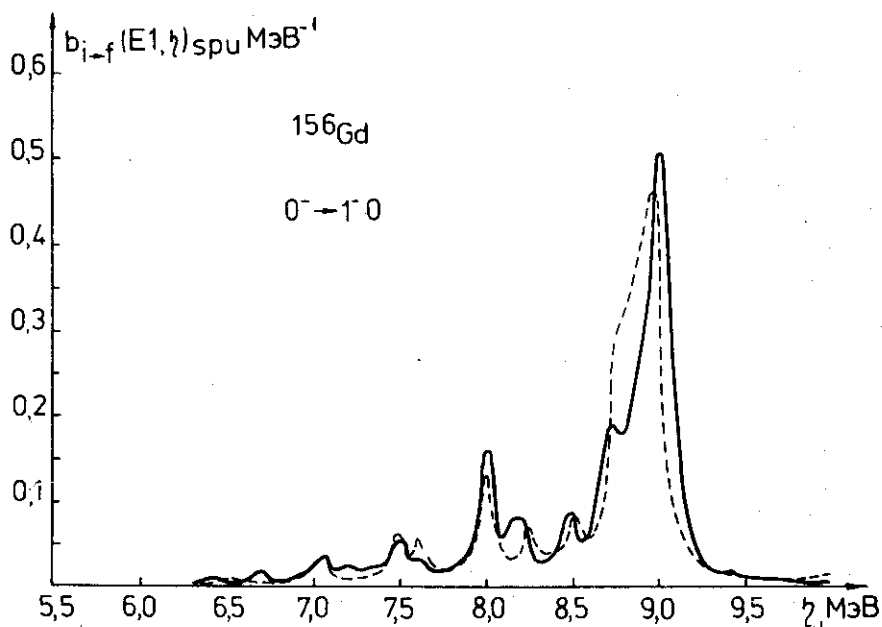


Рис.4. Силовые функции $b_{0^+ \rightarrow 1^-0}(E1, \eta)$ приведенных вероятностей перехода $0^+ \rightarrow 1^-0$ для ^{156}Gd . Обозначения те же, что и на рис.3.

Автор выражает благодарность В.Г.Соловьеву и Л.А.Малову за ценные советы и обсуждения, а также благодарит В.В.Воронова, В.О.Нестеренко и Н.Ю.Ширикову за полезные дискуссии и предоставление вычислительных программ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lane A.M. Statistical Properties of Nuclei, ed. J.B.Garg. Plenum Press, New York, 1972, p.271.
2. Chrien R.E. Nuclear Structure Study with Neutrons, ed. G.Szücs. Plenum Press, New York, 1974, p.101; Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Reactor Centrum Nederland, Petten, the Netherlands, p.247.
3. Bartholomew G.A. et al. Adv. in Nucl.Phys., 1973, 7, p.229.
4. Bird G.R. et al. Proc. Int. Conf. on Interact. of Neutr. with Nucl., ed. E.Sheldon. Univ. of Lowell, Mass., 1976, vol.1, p.77.
5. Bergvist J. Proc. Int. Conf. on Interact. of Neutr. with Nucl., ed. E.Sheldon. Univ. of Lowell, Mass., 1976, vol.1, p.99.

6. Урин М.Г. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.817; Martsynkevich B.A., Rudak E.A. Nucl.Phys., 1976, A262, p.261.
7. Dickey P.A., Axel P. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.501; Ноулес Дж.В., Хан А.М., Кросс В.Дж. Изв. АН СССР, сер. физ., 1970, 34, с.1627.
8. Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Письма в ЖЭТФ, 1974, 25, с.459; Nucl.Phys., 1978, A304, p.503.
9. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1977, A228, p.376.
10. Кырчев Г., Малов Л.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с.107.
11. Китипова В., Малов Л.А., Ширикова Н.Ю. Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, 44, с.1915.
12. Китипова В., Малов Л.А., Ширикова Н.Ю. ОИЯИ, Р4-81-141, Дубна, 1981.
13. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971; Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87; Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580.
14. Нестеренко В.О. ОИЯИ, Р4-12490, Дубна, 1979.
15. Stefanon G., Corvi F. Nucl.Phys., 1977, A281, p.240.
16. Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p.671.
17. Bartholomew G.A. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1961, 11, p.259.
18. Raman S., Shahaï O., Slaughter G.G. Phys.Rev., 1981, C23, p.2794.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 октября 1981 года.