

SU 8805544

Препринт №
P-1-286

14F-R--1-

286.

Р.Е.Бегжанов, Ф.М.Мелиев

КВАДРУПЛЬНЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ
В ДЕКОРМРОВАННЫХ ЯДРАХ

Печатается по постановлению редколлегии
препринтов ИЯФ АН УэССР от 17.02.87

реф { В рамках квазичастично-фононной модели ядра вычислены приведенные ширины квадрупольных радиационных переходов и отношение парциальных ширин $\Gamma_{E_1}/\Gamma_{E_2}$ с весовой функцией второго порядка. Рассчитанные значения величин K_{E_2} и $\Gamma_{E_1}/\Gamma_{E_2}$ для ряда деформированных четно-четных ядер качественно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

(¹⁵⁶Gd, ¹⁵⁸Gd и ¹⁶⁸Er

реф { Within the quasiparticle-phonon model of nuclei the reduced widths of quadrupole radiative transitions and ratio of partial widths $\Gamma_{E_1}/\Gamma_{E_2}$ with the weight^{ing} function of second order are calculated. Calculated values of K_{E_2} and $\Gamma_{E_1}/\Gamma_{E_2}$ for some deformed even-even nuclei are in qualitative agreement with the available experimental data.

(¹⁵⁶Gd, ¹⁵⁸Gd and ¹⁶⁸Er

Среди высоковозбужденных состояний, т.е. состояний, лежащих около энергии связи нуклона в сложных деформированных ядрах, проявляется большее разнообразие их свойств по сравнению с низколежащими состояниями.

В последнее время изучение структуры высоковозбужденных состояний представляет особый интерес. Большой прогресс достигнут в изучении состояний с очень высокими спинами. Особенности фрагментации малоквазичастичных компонент проявляются в виде мультипольных резонансов. Общие характеристики дипольного резонанса исследованы достаточно хорошо во многих ядрах.

В последнее время изучаются другие мультипольные переходы /1-4/. В рамках квазичастично-фононной модели ядра исследованы различные характеристики мультипольных переходов в сферических и деформированных ядрах /5-8/. Считается, что форма мультипольных резонансных переходов хорошо описывается формулой Брейта-Вигнера с шириной Γ . Такая форма получается в предположении, что резонанс образуется одним коллективным состоянием. На основании теоретических расчетов утверждалось, что в сложных ядрах мультипольный резонансный переход образуется многими коллективными состояниями. За счет процесса фрагментации число таких состояний столь велико, что создается впечатление одного резонанса. Мультипольные резонансы в сложных деформированных ядрах имеют сложную форму и для них нельзя точно определить ширину Γ . Мультипольные резонансы представляют собой большое число состояний с малыми ширинами. Обычно используемые ширины с Γ мультипольных резонансов не связаны с временами жизни состояний, лежащих в области их расположения. При вычислении мультипольных резонансов в однофононном приближении в сферических ядрах не получаются правильные величины ширин резонансов.

Для описания ширин резонансов необходимо рассчитать фрагмента-

цию однофоновых состояний по многим уровням и найти силовые функции $B(E\lambda, \eta)$, характеризующие области нахождения мультипольных резонансов. При вычислении силовой функции мультипольных резонансов используют Лоренцеву форму распределения. Однако при вычислении радиационных ширины, значения которых определяются усреднением в ограниченном интервале энергий порядка Δ , Лоренцева форма распределений не дает хороших результатов.

В отличие от Лоренцевы формы, распределение

$$P_2 = \frac{1}{4\pi} \frac{\Delta^3}{[(\eta - \eta_i)^2 - \frac{\Delta^2}{4}]^2} \quad (1)$$

имеет довольно быстрый спад при $(\eta - \eta_i) \rightarrow \infty$ /9/ и условие

$$\int_{E - \Delta/2}^{E + \Delta/2} P_2(\eta) d\eta = 1$$

$$\int_{E - \Delta/2}^{E + \Delta/2} B(\eta) d\eta = \sum_{i, \Delta} B(\eta_i) \quad (2)$$

выполняется достаточно хорошо.

Учитывая эту возможность в квазичастично-фононной модели ядра /10-12/ вычислим приведенные ширины квадрупольных радиационных переходов для случая четно-четных деформированных ядер.

Волновую функцию возбужденного состояния возьмем в виде

$$\Psi_n(K_0 \sigma_0) = \left\{ \sum_{i_0} R_{i_0}^n O_{g_0 \sigma_0}^+ + \sum_{\substack{g_1 \sigma_1 \\ g_2 \sigma_2}} \frac{1}{2} \sqrt{1 + \delta_{g_1 g_2}} \delta_{\sigma_1 m_1 + \sigma_2 m_2, \sigma_0 K_0} * \right. \\ \left. * P_{g_1 g_2}^n Q_{g_1 \sigma_1}^+ O_{g_2 \sigma_2}^+ \right\} \Psi_0 \quad (3)$$

Все элементы волновой функции описываются в работе /13/.

Рассмотрим переходы из основных состояний четно-четных ядер в возбужденные состояния с $I^\pi = 2^+, K = 0, 1, 2$. В операторе λ -перехода приведенной вероятности $B(E\lambda)$ выражается через $R_i^n(\lambda \mu)$

следующим образом:

$$B(\lambda; 0_{g.s}^+ \rightarrow \lambda \mu i) = \left| \sum_i R_i(\lambda \mu) \sqrt{B(\lambda; 0_{g.s}^+ \rightarrow \lambda \mu i)_{\text{псф}}} \right|^2, \quad (4)$$

где $B(\lambda; 0_{g.s}^+ \rightarrow \lambda \mu i)_{\text{псф}}$ - приведенная вероятность λ -перехода, рассчитанная в приближении случайных фаз (ПСФ).

Для квадрупольных E2-переходов усредненные парциальные ширины определяются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sum_{n \in \Delta} \Gamma_{\gamma_0}(E2; \gamma_i) &= 1,61 \cdot 10^{-7} \int_{E-0/2}^{E+0/2} \gamma^5 B(E2; \gamma) d\gamma = \\ &= \frac{1,61 \cdot 10^{-7}}{\pi} (2 - \delta_{\mu 0}) (0,02 M |I_f K_f)^2 \int_{E-0/2}^{E+0/2} \left\{ \text{Im} \frac{P(z)}{F(z)} z^5 - \frac{\Delta}{2} \text{Re} [z^4 * \right. \\ & \left. * \left(5 \frac{P(z)}{F(z)} + \frac{z}{F(z)} \right) \left(\frac{\partial P(z)}{\partial z} - \frac{P(z)}{F(z)} \frac{\partial F(z)}{\partial z} \right) \right\} dz \\ & \qquad \qquad \qquad z = \gamma + i \frac{\Delta}{2} \quad (5) \end{aligned}$$

Здесь $\Gamma_{\gamma_0}(E2, \gamma_i)$ измеряется в электронвольтах (эВ), E - в мегаэлектронвольтах (МэВ).

Для энергии взвешенного правила суммы в энергетическом интервале

Δ получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} S_{E\lambda\mu}^{\text{mod}}(E_\Delta) &= \sum_{n \in \Delta} \gamma_n B(E2; \gamma) = \int_{E-0/2}^{E+0/2} \gamma^5 B(E2; \gamma) d\gamma = \\ &= \frac{1}{\pi} (2 - \delta_{\mu\lambda}) (0,02 M |I_f K_f)^2 \int_{E-0/2}^{E+0/2} \left\{ \text{Im} \frac{P(z)}{F(z)} z - \frac{\Delta}{2} \text{Re} \left[\frac{P(z)}{F(z)} + \right. \right. \end{aligned}$$

$$+ \frac{z}{F(z)} \left(\frac{\partial P(z)}{\partial z} - \frac{P(z)}{F(z)} \cdot \frac{\partial F(z)}{\partial z} \right) \Bigg] \Bigg\}_{z=\eta+i\frac{\Delta}{2}} dz. \quad (6)$$

Определение $P(z)$ и $F(z)$ функции приводится в работе /14/.

Численные расчеты проводились для ряда ядер редкоземельной области в энергетическом интервале около энергии связи нуклона. Среднее поле описывается с помощью деформированного потенциала Саксона-Будса с параметрами, приведенными в работе /15/. Для нейтронов учитывались одночастичные уровни с $N=3 - 7$ в интервале энергий от -30 до 7 МэВ, для протонов - с $N=2 - 6$ в том же интервале энергий.

Силовые функции приведенных ширин квадрупольных переходов из возбужденных состояний с $I^\pi = 2^+$ и $K = 0, 1, 2$ рассчитаны с эффективными зарядами $e_n^{(2)} = e_p^{(2)} = 0$ и $\Delta = 0,1$ МэВ. Положение изоскалярного и изовекторного квадрупольных резонансов фиксировано энергией $I^\pi = 2^+$ состояний и величиной $\mathcal{X}_1^{(2)}$. Результаты расчетов K_{E_2} -величин с $\Delta_\gamma = 0,4$ МэВ и отношение парциальных ширин представлены в таблице.

Таблица.

Результаты расчетов в рамках КМ соотношений парциальных ширин и K_{E_2} -величин для γ -переходов ядер $^{156,158}\text{Gd}$ и ^{168}Er .

Ядро	E_γ , мэВ	$\Gamma_{E_1} / \Gamma_{E_2}$		$K_{E_2} \cdot 10^9 \text{МэВ}^{-5}$	
		эксп.	теория	эксп	теория
^{156}Gd	8,2	82	59	31	50
^{158}Gd	7,7	120	70	23	27
^{168}Er	6,8	65 ± 17	54	46	61

Изменение интервала суммирования Δ_γ около энергии связи нейтрона

B_n незначительно меняет значения полученных результатов.

Из таблицы видно, что наши расчеты качественно описывают имеющиеся экспериментальные данные /16/. Отсюда можно сделать вывод, что весовая функция второго порядка применима для описания приведенных шигин мультипольных переходов.

Расчеты проводились в рамках ПСФ и мы не претендуем на правильность описания тонкой структуры квадрупольных радиационных силовых функций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Torizuka Y. Proc.Senzai Conf. on Electro- and Photoexcitations, ed. by Kawazoe, Tomizawa, Senzai, Japan, 1977, p. 7.
2. Raman S., Mizumoto M., Macklin, Ibid., p. 21.
3. Hanna S.S. Proc.Intern.Conf. on Selected Topics in Nucl. Structure, v. 1, JINR, D-9920, Dubna. 1976, p. 195.
4. Bertnard F.E. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1976, v. 26, p. 457.
5. Soloviev V.G., Malov L.A. Nucl. Phys., 1972. v. A196, p. 433
6. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl. Phys., 1977. v. A288, p. 376.
7. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. JINR, E4-11292. Dubna. 1978.
8. Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. Phys.Lett., 1976, v. 64B, p. 247.
9. Балаев С.К., Кулиев А.А., Саламов Д.И. Тезисы докладов XXXIII-Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, М.:1983, с.210.
10. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, М.: Наука, 1971.
11. Соловьев В.Г., Избранные вопросы структуры ядра, № 2, ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976, с.146.
12. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.326.

13. Малов Л.А., Мелиев Ф.М., Соловьев В.Г. Препринт ОИЯИ, Дубна, P4-84-399, 1985, с.12
14. Бегжанов Р.Б., Мелиев Ф.М. Изв.АН УзССР, сер.физ.-мат.наук, 1986, № 2, с.58.
15. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, т. II, с.301.
16. Bellinger L.M., Thomas G.E. Phys.Rev., 1978, v. 20. №5. p. 1951.

Рукопись поступила в НИИО 16.02.87

Отпечатано на ротационной машине ИЯФ АН УзССР
702132 п.Улутбек, Куйбышевского р-на, г.Ташкента
Научно-информационный и издательский отдел
Института ядерной физики АН УзССР
Заказ № 27 Тираж 275 Уч.-изд.л. 0,5
Редактор Д.Г.Галютдинова
Подписано в печать 14.05.87 Р 17081
Цена 7 коп.