

ВЫЧИСЛЕНИЕ $E1$ -РАДИАЦИОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ В ПОЛУМАГИЧЕСКИХ ЯДРАХ

В.В.Воронов, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов

В рамках полумикроскопического подхода рассчитаны $E1$ -радиационные силовые функции ряда полумагических ядер и проведено сравнение с экспериментальными данными. Расчеты не содержат свободных параметров. Получено хорошее описание экспериментальных данных.

В рамках полумикроскопического подхода рассчитаны $E1$ -радиационные силовые функции ряда полумагических ядер. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

Развитая в [1] модель применена в [2] к описанию фрагментации од-нофононных состояний сферических ядер по двухфононным. Гамильто-ниан модели содержит изоскалярную и изовекторную компоненты оста-точных мультиполь-мультипольных сил. Воспользуемся развитым в [2] аппаратом для вычисления $E1$ -силовых функций для переходов из осно-вных состояний четно-четных сферических ядер. Волновую функцию ней-тронного резонанса возьмем в виде

$$\Psi_{JM} = \left\{ \sum_i R_{\nu}(J_i) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2} P_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2}^{\lambda_1 i_1} (J_{\nu}) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \right\} \Psi_0, \quad (1)$$

где $Q_{JM_i}^+$ — оператор рождения фонона, Ψ_0 — волновая функция основ-ного состояния. Следуя [2,3], для вычисления радиационных силовых функций воспользуемся методом, позволяющим вычислить средние ве-личины без решения секулярных уравнений. Силовая функция для $E1$ -пе-реходов на уровни в энергетическом интервале $\eta - \Delta/2$, $\eta + \Delta/2$ имеет вид

$$b(E1, \eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{\nu} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_{\nu})^2 + \frac{\Delta^2}{4}} B(E1, 0_{g.s}^+ \rightarrow 1_{\nu}^-). \quad (2)$$

Здесь $B(E1)$ — приведенная вероятность перехода из основного состо-яния в состояние, описывающее волновой функцией (1). Радиационная ширина для $E1$ -переходов с уровней 1^- на основное состояние опреде-ляется так

$$\Gamma_{\gamma_0} = 0,35 E_{\gamma}^3 B(E1, \uparrow) эв, \quad (3)$$

где $B(E1, \uparrow)$ находится из (2) и берется в единицах $e^2 fm^2$, E_{γ} в $Мэв$. Широ-ко употребляется следующее определение радиационных силовых функций:

$$S_{\gamma} = \sum_{\Delta E} \Gamma_{\gamma_0} / \Delta E, \quad (4)$$

где Γ_{γ_0} и ΔE в эв.

Результаты наших расчетов и соответствующие экспериментальные данные приведены в табл. 1. Параметры, используемые в расчетах взяты такими же как в [2], интервал усреднения $\Delta E = 0,4 Мэв$. Для S_{η} приведены значения S_{γ} усредненные по четно-четным изотопам 116 – 124 S_{η} , как и в экспериментальной работе [4]. Как видно из табл. 1 мы довольно хорошо описываем средние радиационные силовые функции. Следует отметить, что результаты расчетов зависят от выбора интер-вала усреднения. Так, например, для ^{138}Ba при изменении ΔE от $0,5 Мэв$ до $2,0 Мэв$ $S_{\gamma} \times 10^5$ изменяется в пределах от 9,9 до 4,4. Эксперимен-тальные значения с учетом ошибок [5] лежат в пределах $S_{\gamma} \times 10^5 = = 5,8 - 9,8$. Таким образом варьирование интервала усреднения не при-водит к заметным изменениям наших результатов. Для остальных ядер табл. 1 S_{γ} может изменяться в 1,5 – 2 раза при изменении ΔE от $0,5$ до $2,0 Мэв$.

| Ядро | $E_{\gamma}, \text{Мэв}$ | $S_{\gamma} \times 10^5$ | | |
|-------------------|--------------------------|--------------------------|--------|--------|
| | | эксперимент | ссылка | расчет |
| ^{56}Fe | 11,2 | 3,95 | [7] | 3,5 |
| | — | 3,5 | [8] | — |
| ^{90}Zn | 8,7 | 4,3 | [4] | 4,5 |
| | 10,0 | 10,2 | — | 48 |
| | 11,3 | 18,1 | — | 24 |
| | 11,6 | 22,9 | — | 20,5 |
| | 11,9 | 24,0 | — | 25,0 |
| | 12,1 | 25,3 | — | 40,3 |
| Sn | 6,2 | 1,4 | [4] | 1,8 |
| | 6,4 | 3,2 | — | 2,0 |
| | 7,0 | 3,5 | — | 3,8 |
| | 8,6 | 12,9 | — | 14,7 |
| | 9,1 | 13,7 | — | 35,9 |
| ^{138}Ba | 8,6 | 6,5 | [5] | 9,9 |
| ^{140}Ce | 9,08 | 4,2 | [9] | 3,7 |

Т а б л и ц а 2

| Ядро | Эксперимент | | Расчет | |
|-------------------|--------------------|---------------------------------|--------------------|---------------------------------|
| | $\eta, \text{Мэв}$ | $\Gamma_{\gamma_0}, \text{Мэв}$ | $\eta, \text{Мэв}$ | $\Gamma_{\gamma_0}, \text{Мэв}$ |
| ^{118}Sn | 6,988 | 128 ± 3 | 6,38 | 534 |
| ^{120}Sn | 7,696 | 70 ± 20 | 7,78 | 775 |
| ^{140}Ce | 5,66 | 12 ± 2 | 5,74 | 158 |

Реакции (γ, γ') широко используются для измерения парциальных ширин Γ_{γ_0} при возбуждении отдельных уровней. В табл. 2 приведены экспериментальные данные [6] по величинам Γ_{γ_0} и результаты наших расчетов. Рассчитанные величины Γ_{γ_0} примерно на порядок больше

экспериментальных. Такое расхождение неудивительно, так как мы считаем по-существу сумму Γ_{γ_0} в энергетическом интервале, а условия эксперимента таковы, что измеряется Γ_{γ_0} для одного уровня, выбор которого носит случайный характер. Представляет большой интерес экспериментальное изучение реакций ($\gamma \gamma^{\prime}$) с возбуждением состояний в энергетическом интервале нескольких $k\text{эв}$.

Подводя итоги следует сказать, что мы можем хорошо рассчитывать радиационные силовые функции при энергиях возбуждения порядка энергии связи нейтрона B_n , не используя никаких свободных параметров. Параметры гамильтониана фиксированы при изучении низколежащих состояний и гигантских резонансов [2]. Заранее не было очевидным, что при энергиях порядка B_n удастся описать экспериментальные данные. Величина $E1$ -радиационной силовой функции в полумагических ядрах в основном определяется 1^- состояниями лежащими вблизи B_n и слабо меняется при учете гигантского дипольного резонанса.

В заключение выражаем свою благодарность А.И.Вдовину за полезные обсуждения, затронутых в работе вопросов.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
23 марта 1977 г.

Литература

- [1] V.G.Soloviev, L.A.Malov. Nucl.Phys., A196, 433, 1972.
 - [2] V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov, A.I.Vdovin. JINR E4-10397, Dubna, 1977.
 - [3] L.A.Malov, V.G.Soloviev. Nucl.Phys., A270, 87, 1976.
 - [4] P.Axel, K.K.Min, D.C.Sutton. Phys.Rev., C2, 689, 1970.
 - [5] R.J.Holt, N.E.Jakson. Phys.Rev., C12, 56, 1975.
 - [6] A.Wolf, R.Moreh, O.Shahal. Nucl.Phys., A227, 373, 1974.
 - [7] А.И.Абрамов, В.Я.Китаев, М.Г.Юткин. ЯФ, 20, 438, 1974.
 - [8] R.J.Balgman, C.D.Bowman, B.L.Berman. Phys.Rev., C3, 672, 1971.
 - [9] R.M.Laszewski, R.J.Holt, H.E.Jakson. Phys.Rev., C13, 2257, 1976.
-