

ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В СЕЧЕНИИ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДРА Ar-40

Н.Г. Гончарова, А.П. Долгодворов

*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва*
n.g.goncharova@gmail.com, dolgodvorov@physics.msu.ru

Теоретическая интерпретация обширной экспериментальной информации о свойствах и структуре мультипольных резонансов (МР) в различных ядрах, накопленной к настоящему моменту, является одной из целей современной теории ядра. Актуальной проблемой теории является интерпретация сложной структуры МР и зависимость характеристик МР от индивидуальных свойств конкретного ядра. Решение этих задач теории требует получения качественных волновых функций основных и возбужденных состояний ядер.

Создание около 50 лет назад многочастичной модели оболочек (ММО) открыло – на примере гигантского дипольного резонанса – путь понимания природы ядерных возбуждений [1]. ММО показала, что возникновение МГР в сечениях ядерных реакций связано, в первую очередь, с возбуждением и коллективизацией т.н. «входных» состояний. Для ядер с замкнутыми оболочками или подоболочками такими состояниями могут являться системы частично-дырочных пар, взаимодействие которых приводит к появлению коллективного резонансного состояния. Развитие этих идей шло по направлению учета взаимодействия входных состояний с коллективными колебаниями ядерной поверхности – фононами.

Если для ядер, основное состояние которых может считаться близким к замкнутому оболочечным структурам, микроскопическое описание мультипольных резонансов на основе этих представлений было сравнительно успешным, то для ядер, далеких от замкнутых оболочек, интерпретация характеристик МГР в широком диапазоне переданных ядру импульсов представляет собой актуальную задачу теории.

Один из путей решения проблемы заключается в использовании связи прямых реакций подхвата нуклона и реакций резонансного возбуждения ядра. Данный подход осуществлен в модели «частица-состояние конечного ядра» (ЧСКЯ) многочастичной модели оболочек [2]. В версии ЧСКЯ волновые функции основного и возбужденного состояний ядра с A нуклонами являются результатом разложения по базисным конфигурациям:

$$|J_i T_i\rangle = \sum C_i^{J'T'E',j_i} |(J'T'E') \times (j_i) : J_i T_i\rangle - \text{основное состояние}; \quad (1)$$

$$|J_f T_f\rangle = \sum \alpha_f^{J'T'E',j_f} |(J'T'E') \times (j_f) : J_f T_f\rangle - \text{возбужденное состояние.} \quad (2)$$

$C_i^{J'T'E',j_i}$ - генеалогические коэффициенты, коэффициенты $\alpha_f^{J'T'E',j_f}$ - результат диагонализации гамильтониана на базисе конфигураций ЧСКЯ. Информация о генеалогической структуре основного состояния ядра может быть получена из анализа экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона.

$$C_i = \sqrt{\frac{S_i}{\sum S_i}}, \quad (3)$$

где S_i - спектроскопические факторы прямой реакции подхвата.

Оценка генеалогических коэффициентов (3) для ядра ^{40}Ar производилась на основе экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона [3,4] (рис.1).

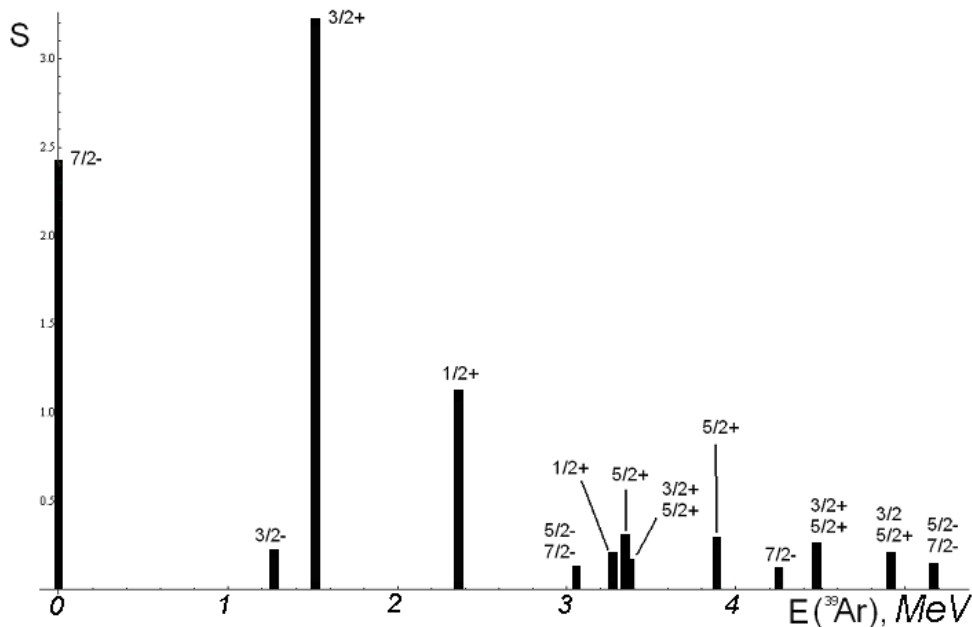


Рис.1. Спектроскопические факторы прямых реакций подхвата нуклона.

Система базисных конфигураций, основанная на этой информации, содержит 31 состояние с изоспином $T_<=T_0=2$ и 20 состояний с изоспином $T_>=T_0+1=3$. Решение уравнения Шредингера на этом базисе включало расчет матричных элементов базисных конфигураций по формуле:

$$\begin{aligned} \langle (J''T''E''), j_2 : J_f T_f | \widehat{V}_{\text{int}} | (J'T'E'), j_1 : J_f T_f \rangle = \sum_{J,T} \times \sum_{j,j'} \langle J'T'E' | J_i T_i, j^{-1} \rangle \langle J_i T_i, j^{-1} | J''T''E'' \rangle \times \\ (2J+1)(2T+1) \sqrt{(2J'+1)(2T'+1)(2J''+1)} \sqrt{(2T''+1)} \cdot W(J_i j J_f j_1; J' J) W(J_i j' J_f j_2; J'' J) \times \\ W(T_i \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T' T) W(T_i \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T'' T) \langle j^{-1} j_1 : JT | V_{\text{int}} | j^{-1} j_2 : JT \rangle. \end{aligned}$$

(4)

На основании расчета волновых функций для $1^- T_<$ и $1^- T_>$ состояний ядра ^{40}Ar получены формфакторы $E1$ электровозбуждения в «фототочке» ($q=\omega$) ядра:

$$F_{E1, T_f}^2(q) = \left| \left\langle J_f^P = 1^-, T_f \left\| \widehat{T}_1^{el}(q) \right\| J_i^P = 0^+, T_i \right\rangle \right|^2. \quad (5)$$

Генерирующий оператор $\widehat{T}_1^{el}(q)$ содержит вклады, соответствующие взаимодействию реального либо виртуального фотона как с орбитальным, так и со спиновым токами ядра-мишени. В «фототочке» – для реального фотона – в возбуждении ядра проявляется лишь орбитальный ток.

При изовекторном возбуждении ядра ^{40}Ar возникают две ветви резонанса, распад которых по протонным и нейтронным каналам в значительной степени определяется значениями изоспиновых коэффициентов векторного сложения. Их распределение для распада ^{40}Ar показано на рис. 2.

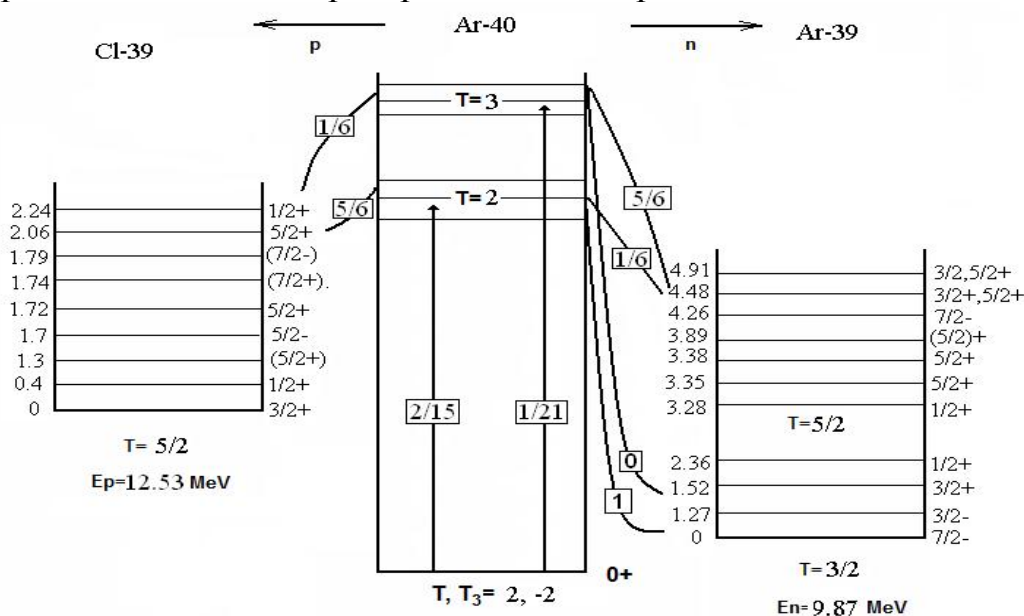


Рис.2. Роль изоспиновых коэффициентов в возбуждении и распаде гигантского дипольного резонанса в ядре ^{40}Ar .

Результат расчета формфакторов (столбики) дипольного возбуждения представлены на рис. 3, на этом же рис. непрерывной кривой показано эффективное сечение, рассчитанное с учетом распадных ширин отдельных пиков.

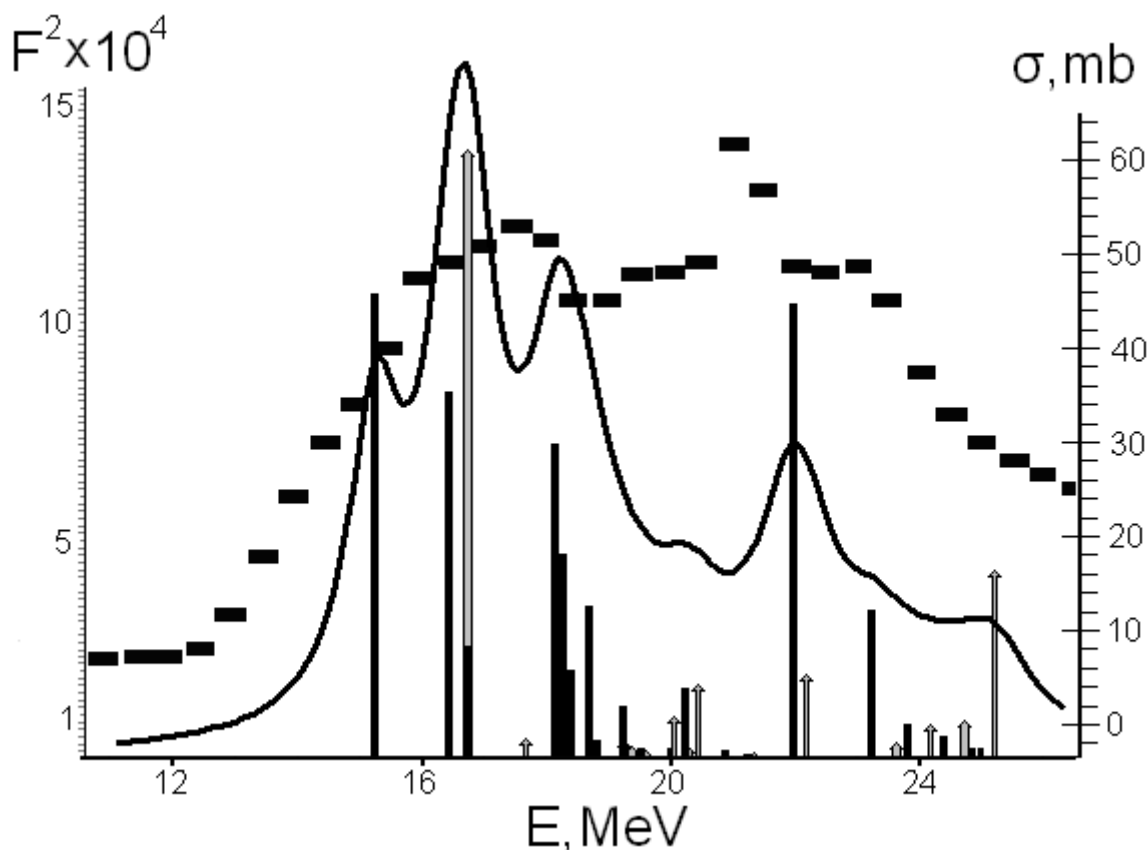


Рис.3. Теоретический расчет формфакторов (столбики) $E1$ возбуждения в ядре ^{40}Ar и эффективного сечения (сплошная линия). Экспериментальные данные из работы [5] (правая ось ординат). Формфакторы состояний с изоспином $T_<$ изображены столбиками, с изоспином $T_>$ - стрелками.

Расчет воспроизводит основные особенности экспериментального распределения [5]. Пик при энергии возбуждения 22 МэВ, согласно расчету, соответствует волновой функции, содержащей базисные конфигурации с нуклонами в $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$ состояниях. Распады этого пика происходят на возбужденные уровни ядра ^{39}Ar . Его относительно небольшая ширина вызвана также большими орбитальными моментами вылетающих нуклонов.

1. G.E. Brown, M. Bolsterly, Phys. Rev. Lett., 1959.V.3, P.472
2. N.G.Goncharova, N.P.Yudin, Phys. Lett.B29, 272 (1969).
3. J.F. Tonn, R.E.Segel, *et al*, Phys. Rew. C **16**, 1357 (1977)
4. B. Singh, J.A. Cameron// Nucl. Data Sheets 107, 225 (2006)
5. B. Ishkhanov, I. Kapitonov, *et al*, Cross sections of photon absorption by nuclei with nucleon numbers 12 – 65. R, MSU-INP-2002-27/711, 2002