

УДК 539.172

СТРУКТУРА ФОРМФАКТОРОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОКТУПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Н. Г. Гончарова, А. А. Джигоев

(НИИЯФ)

Проведен расчет продольных и поперечных формфакторов всех одночастичных переходов $E3$ для ядер $1p$ и $1d-2s$ оболочек. Выделены вклады орбитального и спинового нуклонных токов в поперечные формфакторы, рассмотрены эффекты интерференции токов. Доказана возможность идентификации квантовых чисел перехода путем анализа экспериментальных зависимостей продольного и поперечного 3 формфакторов от переданного ядру импульса.

Изучение высоковозбужденных состояний атомных ядер — мультипольных гигантских резонансов — в последние пятнадцать лет столкнулось с проблемой адекватного микроскопического описания все возрастающего объема экспериментальных данных, поступающих с нового поколения ускорителей промежуточных энергий. Одна из значительных трудностей при анализе сечений реакций состоит в разделении вкладов ядерных возбуждений различной мультипольности. Если в фотоядерных реакциях, сечения которых интенсивно исследовались около полувека, в силу действия длинноволнового приближения проявлялись почти исключительно дипольные электрические резонансы, то рост переданных ядру импульсов на новых ускорителях делает картину ядерного возбуждения сочетанием резонансных пиков различной мультипольности [1, 2]. Изучение мультипольных гигантских резонансов (МГР) представляет большой интерес, поскольку они являются отражением мало исследованных мод внутреннего движения в ядрах. В частности, в МГР высших мультипольностей велик вклад внутриядерного спинового тока, интерференция которого с орбитальным током формирует нуклонный ток. Хотя исследование МГР проводится как на электронных, так и на адронных ускорителях, наиболее информативным методом изучения высоковозбужденных состояний ядер остаются электроядерные реакции, в которых эффекты ядерного отклика на возбуждение не маскируются эффектами сильного взаимодействия пробной частицы с ядром.

Данная работа посвящена микроскопическому анализу формфакторов электрических октупольных ($E3$) возбуждений легких ядер. Выделение вкладов от 3 резонансов в общей картине электровозбуждения ядер является непростой задачей, так как кроме $E3$ резонансов при тех же переданных ядру импульсах существуют и магнитные резонансы $M2$ и $M4$. В этой же области переданных импульсов q ($1,2 \text{ фм}^{-1} < q < 2,2 \text{ фм}^{-1}$) присутствуют пики электрических дипольных резонансов спинового типа [3]. Одна из целей настоящей статьи состоит в исследовании возможностей выделения 3 резонансов из общего сечения возбуждения ядра в реакциях неупругого рассеяния электронов. Микроскопический анализ формфакторов $E3$ переходов проведен нами

для всех одночастичных возбуждений, участвующих в создании соответствующих резонансов в ядрах $1d-2s$ оболочек.

Мультипольные резонансы в сечении электровозбуждения соответствуют максимумам продольных и поперечных мультипольных формфакторов, суммы квадратов которых формируют полное сечение:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{Z^2\sigma_M}{\eta_R} \left\{ F_L^2(q, \omega) + \left(\frac{1}{2} + \text{tg}^2 \frac{\Theta}{2} \right) F_T^2(q, \omega) \right\}. \quad (1)$$

Вся информация о структуре ядра сосредоточена в продольных (J) и поперечных (EJ , MJ) мультипольных формфакторах [1], которые через матричные элементы мультипольных операторов связаны с плотностями ядерного заряда и тока:

$$F_L^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \frac{1}{2J_i + 1} \sum_J \left| \langle J_f || \hat{T}_J^{\text{coul}} || J_i \rangle \right|^2 f_{\text{sn}}^2 f_{\text{cm}}^2 = \sum_J F_{CJ}^2(q),$$

$$F_T^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \frac{1}{2J_i + 1} \sum_J \left\{ \left| \langle J_f || \hat{T}_J^{\text{el}} || J_i \rangle \right|^2 + \left| \langle J_f || \hat{T}_J^{\text{mag}} || J_i \rangle \right|^2 \right\} f_{\text{sn}}^2 f_{\text{cm}}^2 = \sum_J \{ F_{EJ}^2 + F_{MJ}^2 \}. \quad (2)$$

Здесь f_{sn} , f_{cm} — формфакторы, учитывающие конечные размеры нуклона и движение центра масс ядра.

При электрических октупольных возбуждениях в сечении проявляются пики как продольных 3 , так и поперечных формфакторов 3 . Резонансные пики продольных формфакторов заметны при рассеянии электронов в переднюю полусферу и отсутствуют при рассеянии электронов назад. Пики поперечных формфакторов доминируют при больших углах рассеяния электронов; их формирование вызвано внутриядерным током, основная — нуклонная — компонента которого содержит вклады как орбитального, так и спинового тока:

$$\hat{T}_{JM}^{el}(q) = \frac{q}{2M} \sum_{j=1}^A \left\{ \hat{\mu}_j j_J(qr_j) [Y_J \times \bar{\sigma}_j]_{JM} + \frac{2\hat{e}_j}{q} \left(\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_j) [Y_{J-1} \times \bar{\nabla}_j]_{JM} - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_j) [Y_{J+1} \times \bar{\nabla}_j]_{JM} \right) \right\}. \quad (3)$$

Роль вкладов орбитальных и спиновых компонент нуклонного тока в поперечный формфактор J электрического мультипольного резонанса меняется в зависимости от мультипольности перехода J . На формирование электрических дипольных переходов при малых значениях переданного импульса решающее влияние оказывает орбитальная компонента нуклонного тока. Вследствие этого сечение фотоядерной реакции, пропорциональное квадрату поперечного формфактора $F^2(E1)$, формируется взаимодействием электромагнитного кванта только с орбитальной компонентой тока ядра и не содержит информации о спиновом внутриядерном токе.

Вклад спинового нуклонного тока в 3 переходы создается первым членом формулы (3), содержащим спин-угловой оператор $[Y_3 \times \bar{\sigma}]$. Соответствующий ему матричный элемент в дальнейшем обозначается как 3 . Вклады орбитальных токов в суммарный формфактор связаны с действием операторов $[Y_2 \times \bar{\nabla}]$ и $[Y_4 \times \bar{\nabla}]$; им соответствуют в дальнейшем обсуждении матричные элементы 2 и $B4$. Интерференция матричных элементов спиновых и орбитальных компонент нуклонного тока определяет особенности поперечных формфакторов 3 переходов для любого ядра.

Анализ вкладов орбитальных и спиновых компонент внутриядерного тока в сечения октупольных резонансов легких ядер дает возможность понять внутреннюю структуру ядерного отклика на возбуждение данной мультипольности, в частности выяснить природу минимумов поперечных формфакторов. Исследование роли интерференции спинового и орбитального токов в 3 возбуждениях является основной задачей данной работы.

Матричные элементы операторов перехода из основного состояния ядра-мишени в возбужденное состояние во всех вариантах микроскопического подхода теории ядра представляют собой суммы матричных элементов одночастичных операторов. Матричные элементы операторов coul и el , соответствующие продольному 3 и поперечному 3 формфакторам, рассчитывались в приближении волновых функций гармонического осциллятора:

$$\begin{aligned} \langle J_f || \hat{T}_{JM}^{coul} || J_i \rangle &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} y^{\frac{1}{2}} \exp(-y) P_{CJ}(y), \\ \langle J_f || \hat{T}_{JM}^{el} || J_i \rangle &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{Mb} \exp(-y) P_{EJ}(y). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $=(qb/2)^2$, b — параметр осциллятора, — масса нуклона, $P_{CJ}(y)$ и $P_{EJ}(y)$ — полиномы, зависящие от квантовых чисел начального и конечного состояний, $P_{EJ}=A3+B2+B4$.

Результаты расчетов поперечных формфакторов одночастичных октупольных возбуждений ядер 1 и $1d-2s$ оболочек отражены на рис. 1–3. Приведенные графики соответствуют изовекторным возбуждениям легких ядер. Отметим, что результаты расчетов матричных элементов изоскалярных и изовекторных возбуждений совпадают для всех "зарядовых" компонент поперечного формфактора, т.е. 2 и 4 . Идентичны они и для продольных формфакторов. Количественное различие формфакторов изоскалярных и изовекторных возбуждений связано со спиновой компонентой внутриядерного тока, поскольку отношение неперенормированных значений изовекторного и изоскалярного магнитных моментов равно $5,4$, что приводит почти к тридцатикратной разнице в сечениях возбуждения.

На рис. 1 показаны вклады спиновых (3) и орбитальных (2, 4) членов в 3 формфакторы переходов из $1d_{5/2}$ -подоболочки, там же приведены значения продольных формфакторов 3 . На этой серии графиков слева показаны вклады матричных элементов спиновых и орбитальных токов в суммарный формфактор, справа — значения квадратов поперечных и продольных формфакторов перехода. Рассмотрим некоторые особенности полученной картины на примере поведения формфакторов октупольных переходов $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$. В поперечный формфактор в этом случае дают вклад все три оператора, генерирующие матричные элементы 3 , 2 и 4 . Интерференция матричных элементов приводит к тому, что суммарный поперечный формфактор дважды проходит через нуль при переданных импульсах $\sim 0,8$ и $2,3$ фм $^{-1}$. Вследствие этой интерференции квадрат поперечного формфактора невелик в области переданных импульсов $q < 2$ фм $^{-1}$ и имеет два минимума. Продольный формфактор здесь минимумов не имеет и достигает максимума при переданном импульсе $1,4$ фм $^{-1}$. Минимум продольного формфактора при $q = 2,3$ фм $^{-1}$ имеет дифракционную природу, т.е. соответствует минимуму сферической функции Бесселя $j_3(qr)$.

На рис. 2 приведены квадраты продольных и поперечных формфакторов всех переходов из $1d-2s$ оболочки, участвующих в формировании электрических октупольных резонансов и не показанных на рис. 1. Отметим некоторые особенности полученных результатов. Для перехода $1d_{3/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ характерно сходство поведения поперечного и продольного формфакторов, что объясняется очень малым вкладом матричных элементов орбитального тока в поперечный формфактор этого перехода. Минимум спиновой компоненты поперечного формфактора имеет ту же дифракционную природу, что и минимум продольного формфактора. Показанная на рис. 1 картина формфакторов спин-флипового перехода $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ имеет те же особенности.

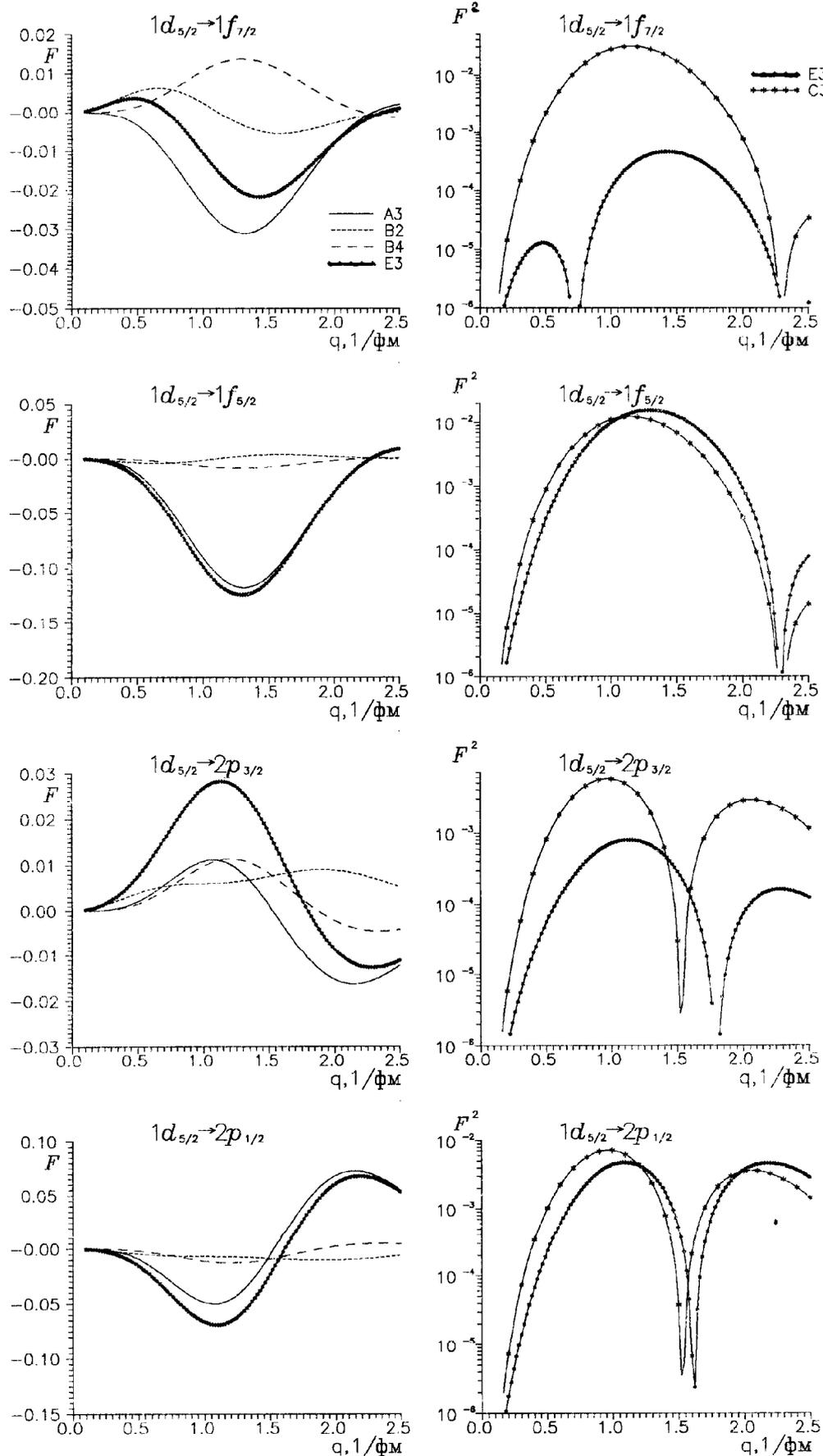


Рис. 1. Формфакторы одночастичных $E3$ переходов из $1d_{5/2}$ -подоболочки. Слева на каждом рисунке показаны вклады в поперечный формфактор ($E3$) спиновой ($A3$) компоненты и орбитальных ($B2, B4$) компонент ядерного тока. Справа — квадраты продольных и поперечных формфакторов

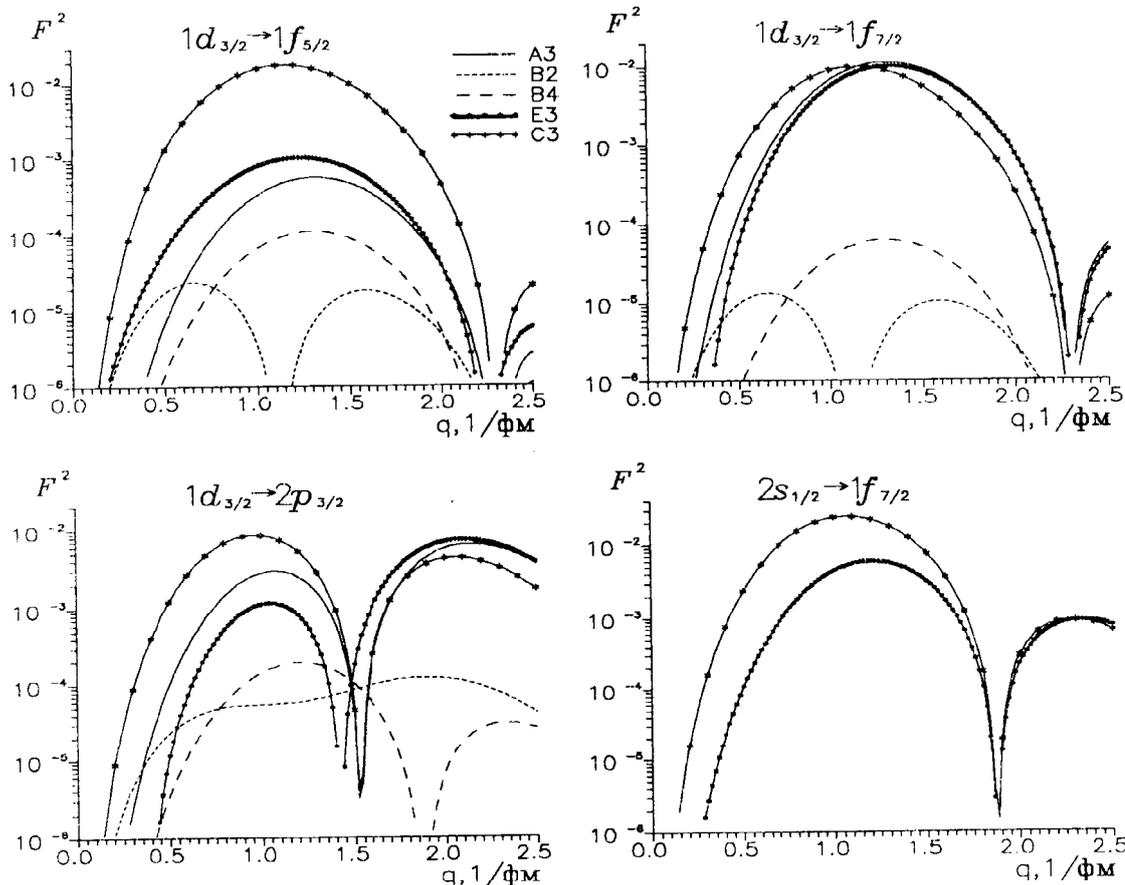


Рис. 2. Квадраты формфакторов одночастичных E3 переходов из $1d_{3/2}$ - и $2s$ -подоболочек. Показаны вклады спинового тока и орбитального тока в поперечный формфактор. Продольный формфактор изображен сплошной линией со звездочками

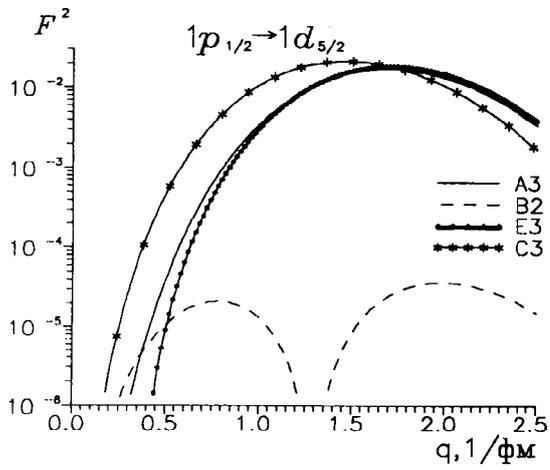
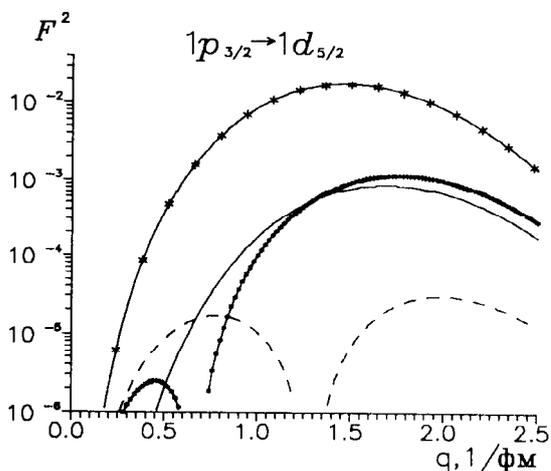
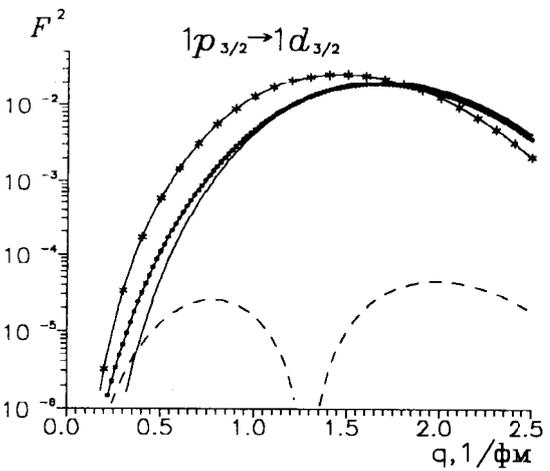


Рис. 3. Квадраты формфакторов одночастичных E3 переходов из 1-оболочки. Обозначения те же, что на рис. 2



Структура формфакторов переходов из $2s$ -подоболочки чрезвычайно проста: поперечный формфактор содержит только спиновую компоненту, поэтому минимумы продольных и поперечных формфакторов совпадают как для изображенного на рис. 2 перехода $2s_{1/2} \rightarrow 1f_{7/2}$, так и для перехода $2s_{1/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ и соответствуют переданным импульсам $\sim 2 \text{ фм}^{-1}$.

Характерные особенности изовекторных формфакторов 3 переходов из оболочки 1 показаны на рис. 3. В ядрах 1-оболочки вклады в поперечный формфактор дают две компоненты внутриядерного тока, соответствующие в наших обозначениях 3 (спиновый ток) и 2 (орбитальный). Интерференция орбитальной и спиновой компонент при малых переданных импульсах в $1_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ и $1_{1/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ переходах приводит к минимумам поперечных формфакторов. Для перехода $1_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ вклад орбитального тока в формфактор практически отсутствует и q -зависимости продольного и поперечного формфакторов оказываются подобными.

Оценки, проведенные в работе [4], показали, что 3 резонансы в ядрах 1-оболочки дают вклад в сечение при тех же значениях переданного ядру импульса, что и так называемые "вытянутые" состояния, соответствующие 4 резонансам. Зависимости от q поперечных формфакторов 3 и 4 переходов также близки. Разделение вкладов 3 и 4 резонансов возможно путем сравнительного исследования сечений возбуждения при разных углах рассеяния, поскольку только электрические переходы возбуждаются при рассеянии на малые углы.

Сформулируем основные результаты проведенного нами микроскопического анализа электрических окту-

польных переходов в легких ядрах.

1. Вклад в сечение электровозбуждения легких ядер электрических октупольных переходов велик в области переданных импульсов $0,8 \text{ фм}^{-1} < q < 3,2 \text{ фм}^{-1}$, где он сравним с вкладами 2 и 4 резонансов или превышает их.

2. Выделение вкладов 3 переходов из общей картины сечения электровозбуждения возможно путем сравнительного исследования продольных и поперечных формфакторов.

3. Интерференция вкладов спиновых и орбитальных компонент нуклонного тока в поперечный формфактор может приводить к появлению дополнительных минимумов формфактора 3 перехода, имеющих не дифракционную природу.

4. Сравнительное исследование в экспериментах высокого разрешения q -зависимости поперечных и продольных формфакторов 3 резонансов может способствовать идентификации квантовых чисел основного перехода, участвующего в формировании сечения электровозбуждения.

Литература

1. Donnelly T.W., Walecka J.D. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1975. **25**. P. 329.
2. Youngblood D.H. // Proc. Intern. Sem. "Electromagnetic Interactions of Nuclei". М., 1992. P. 289.
3. Аракелян Э.П., Гончарова Н.Г. // Ядерная физика. 1993. **56**. С. 26
4. Goncharova N.G., Spevak V.J., Kissener H.R. // Nucl. Phys. 1990. **A 516**. P. 15.

Поступила в редакцию
25.12.96