

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук



Б.С. Долбилкин

Возбуждение  
мультипольных гигантских резонансов  
в неупругом рассеянии электронов  
на изотопах самария

препринт  
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН  
1408/2015  
ОКТАБРЬ 2015

МОСКВА 2015 MOSCOW

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук



Б.С. Долбилкин

**Возбуждение  
мультипольных гигантских резонансов  
в неупругом рассеянии электронов  
на изотопах самария**

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН

1408/2015

ОКТАБРЬ 2015

МОСКВА

2015

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences  
60-th October Anniversary prospect 7a,  
Moscow 117312, Russia

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук  
проспект 60-летия Октября, 7а  
Москва, 117312

Б.С. Долбилкин  
 Возбуждение  
 мультипольных гигантских резонансов в неупругом  
 рассеянии электронов на изотопах Sm  
 Препринт 1408/2015  
 Октябрь 2015  
 Подписано в печать 02.07.2015  
 Ф-т 60x84/8. Уч.-изд.л. 0,3. Зак. 22361 Тираж 40 экз.  
 Бесплатно  
 Печать цифровая  
 Издательский отдел  
 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
 Институт ядерных исследований Российской академии наук  
 117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а

ISBN 978-5-94274-298-0

© Федеральное государственное  
 бюджетное учреждение науки  
 Институт ядерных исследований  
 Российской академии наук, 2015  
 Institute for Nuclear Research  
 of the Russian Academy of Sciences, 2015

Вскоре после появления в 70-х годах данных о новых гигантских резонансах при рассеянии электронов и адронов число экспериментов о них, приобрело массовый характер. Принципиально электроны более подходят для таких экспериментов, поскольку взаимодействуют с ядрами по хорошо известным законам электродинамики, а также относительно слабого взаимодействия с ними, что позволяет отделить механизм реакции и отклик ядра. Кроме того, сравнительно с реальными фотонами независимая вариация передачи импульса, дает возможность определения мультипольности МГР по соотношению измеренных сечений и изменению формфакторов

Однако, из-за несовершенства в то время ускорителей электронов, основная масса данных была получена при неупругом рассеянии адронов. На первых порах их недостаток, а именно способность возбуждать только изоскалярные МГР, дал возможность более надежно выделять энергию максимума таких резонансов, найти их энергетическую зависимость по периодической системе и построить систематику для изоскалярных квадрупольных и монопольных ГР. Другие параметры, как ширина и интегральное сечение или ЭВПС, определялись с большими погрешностями, т.к. сечение под резонансами (фон) вычиталось чисто феноменологически.

Поэтому более надежное определение параметров МГР при неупругом рассеянии электронов оказалось возможным после модернизации пучка электронов на ускорителях и применения усовершенствованных методов анализа.

С этой целью автором был предложен, одобрен Программным Комитетом ЛЯФ Университета Тохоку, Япония, и при участии автора выполнен на ЛУЭ-300 ЛЯФ совместный эксперимент по электровозбуждению МГР в изотопах  $^{148}\text{Sm}$  и  $^{152}\text{Sm}$  мультипольности не больше двух в соответствующем диапазоне передач импульса [11,12]. В то время в этой области физики существовал большой интерес к изучению т.н. новых гигантских резонансов, к более точному определению их параме-

тров. Повторяют ли они уже достаточно хорошо известные особенности поведения ГДР? Имеют ли специфику и если да, то какую? Измерения параметров МГР в одном эксперименте для сферического  $^{148}\text{Sm}$  и деформированного  $^{152}\text{Sm}$  ядер позволило с меньшими систематическими ошибками, более надежно установить структурные особенности исследуемых МГР. Перед проведением описываемого эксперимента предыдущие работы (13,14), использовавшие метод  $(e, e')$  рассеяния, давали различные результаты о параметрах изоскалярного ГКР. Их величины были определены из данных, полученных рассеянием адронов. Данные по другим МГР, полученные инклюзивным рассеянием электронов, были неполны и противоречивы.

Целью эксперимента были первые измерения МГР мультипольностей  $L \leq 2$  с изоспином  $\Delta T = 0,1$  на изотопах  $^{148}\text{Sm}$  и  $^{152}\text{Sm}$  методом неупругого рассеяния электронов, чтобы получить с погрешностью  $\sim 10\%$  параметры ГР и динамику резонансов при переходе от сферического ядра к деформированному. Во время эксперимента имелись данные об изоскалярных монопольном и квадрупольном резонансах из рассеяния адронов, которые имели в основном качественный характер из-за чисто феноменологического вычитания фона, что особенно отражалось на таких параметрах как ширина и ЭВПС.

Существовавшие в то время проблемы детально освещаются при обсуждении результатов настоящего эксперимента. При дальнейшем развитии физики МГР были получены как данные об октупольных ГР — низко- (LEOR) и высокоэнергичных — (HEOR), так и об «экзотических» ГР мультипольностей  $L = 0,1$ .

### 1. Экспериментальная аппаратура

Эксперимент был выполнен на 300 МэВ электронном линейном ускорителе лаборатории ядерной физики Университета Тохоку, Сендай, Япония.

Сечения рассеяния электронов для обогащенных изотопов  $^{148}\text{Sm}$  (96.5%) и  $^{152}\text{Sm}$  (99.2%) были измерены для энергий возбуждения от 5 до 30–39 МэВ для падающих энергий электронов из ускорителя.

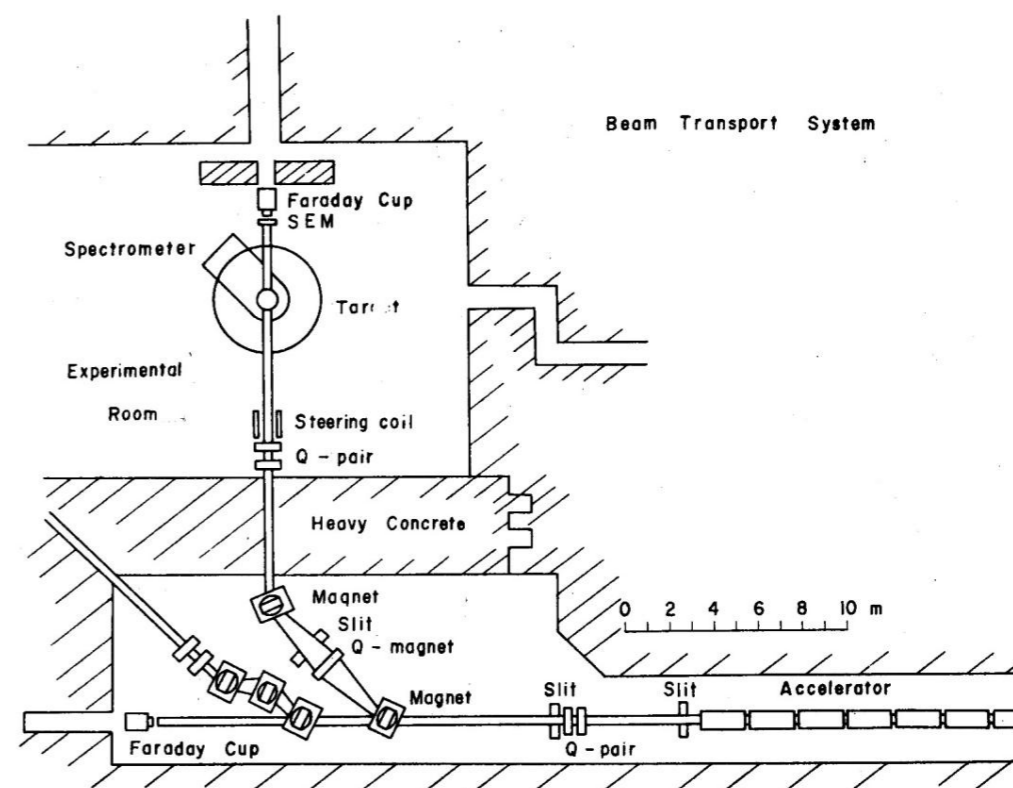


Рис. 1. Схема установки для изучения рассеяния электронов на линейном ускорителе с максимальной энергией 300 МэВ университета Тохоку [2]. Расстояние от анализирующих щелей до мишени — 29.7 м

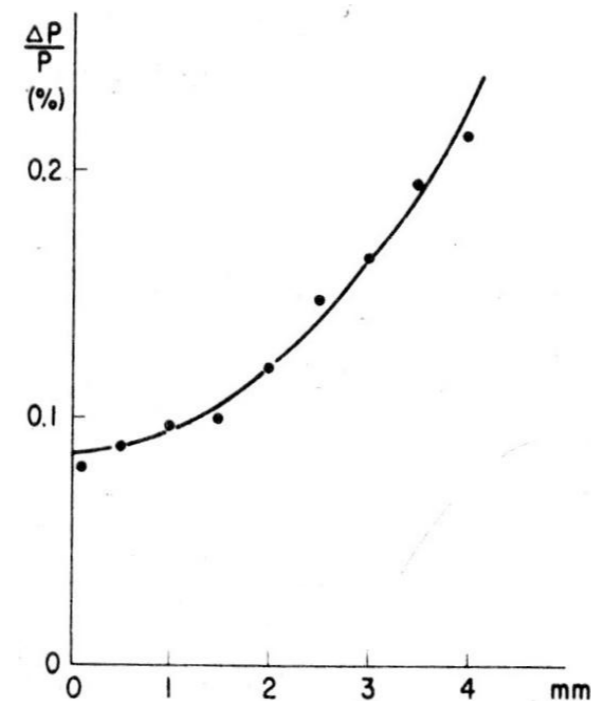


Рис. 2. Полное разрешение (ширина на половине высоты пика упругого рассеяния (толщина мишени  $43.1 \text{ мг/см}^2$ ) в зависимости от ширины анализирующих щелей

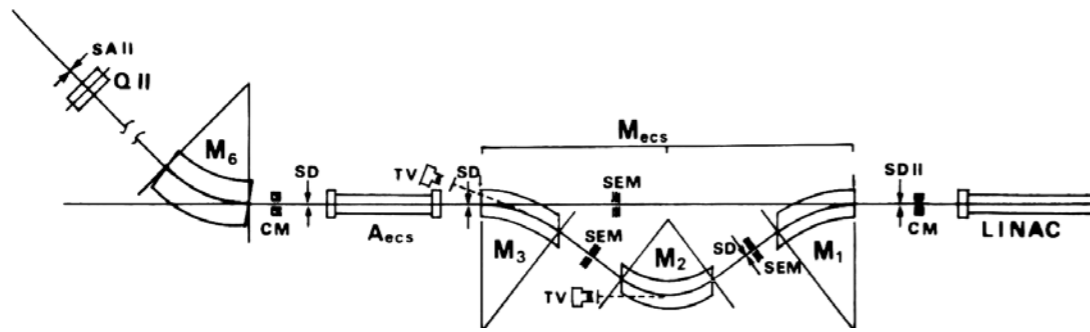


Рис.3. Система сжатия энергии [7,47]

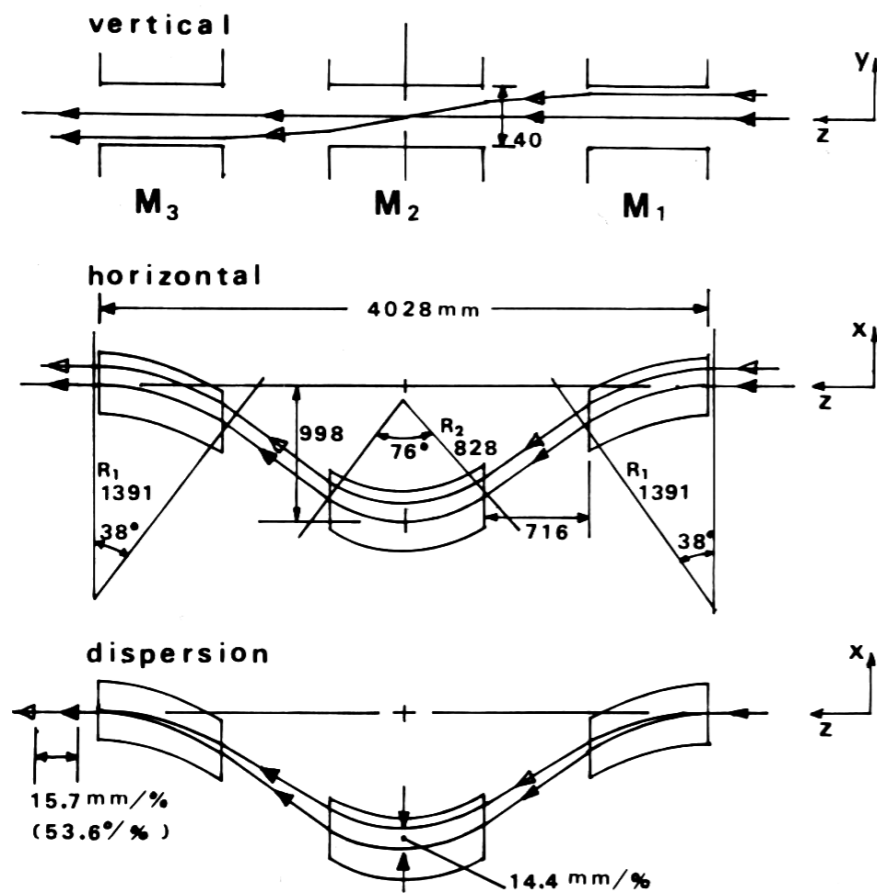


Рис.4. Оптика системы сжатия энергии

теля в интервале от 150 до 215 МэВ. Для каждого изотопа при каждой передаче импульса было измерено пять спектров неупруго рассеянных электронов.

Пучок электронов фокусировался до 2 мм диаметром на мишень в камере рассеяния с приспособлением для быстрой смены мишеней, ах-

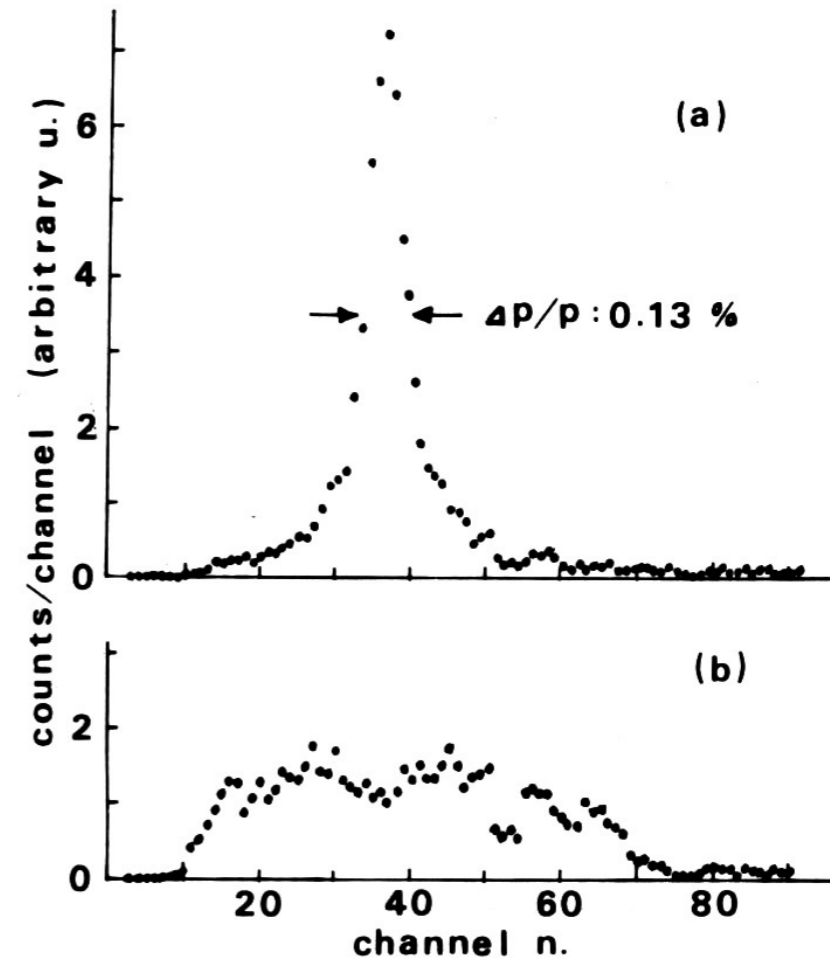


Рис.5. Сжатие по энергии электронов из ускорителя на выходе системы компрессии энергии; (b) — при выключенной системе

роматической оптической системой, состоящей из двух дипольных и одного квадрупольного магнита. Энергия пучка определялась магнитным полем первого поворотного магнита, которое контролировалось ЯМР, а ток поддерживался с точностью  $5 \cdot 10^{-5}$ .

Для повышения интенсивности пучка была создана и эксперименте использовалась система сжатия энергии, приведенная на рис. 3 [1,3].

Система сжатия энергии состоит из 3-х магнитов, растягивающих импульсы электронов. Затем ускоряющая секция ускоряет электроны, уменьшая их разброс.

Принцип действия оптики системы показан на рис. 4.

Эффективность действия системы сжатия показана на рис. 5.

Интенсивность пучка в рабочем диапазоне была увеличена в ~15 раз. Учитывая малую величину сечений рассеянных электронов в области МГР, этот фактор имел принципиальное значение для набора необходимой статистики в выделенное время.

Условия измерения каждого спектра показаны в таблице. 1. В ней представлены энергии электронов из ускорителя, углы рассеяния, переданный импульс для каждого сеанса, толщина мишеней и максимальные энергии возбуждения ядер.

Мишени были изготовлены в лаборатории и представляли металлические самоподдерживающиеся фольги.

Таблица 1. Экспериментальные параметры измерения спектров электронов

$E_0$ (МэВ)	$\theta$ (град)	$q$ (fm <sup>-1</sup> )	<sup>148</sup> Sm		<sup>152</sup> Sm	
			$t$ (мг/см <sup>2</sup> )	$E_{x_{max}}$ (МэВ)	$t$ (мг/см <sup>2</sup> )	$E_{x_{max}}$ (МэВ)
150	30	0,38	4,63	35	5,20	37
150	35	0,44	50,1	33	5,20	30
183	35	0,54	50,1	33	28,8	33
180	40	0,60	50,1	37	28,8	36
215	35	0,64	50,1	39	28,8	32

Рассеянные электроны регистрировались магнитным спектрометром с двойной фокусировкой и т.н. магическим углом  $\theta = 169.7^\circ (2/3 \sqrt{2\pi})$ , с центральным радиусом 100 см. и собственной энергетической разрешающей способностью ~ 0.05% в интервале  $\pm 2.5\%$  от центрального импульса. Телесный угол для углов 30–40 град. был определен через хорошо известные абсолютные сечения протона и углерода и составлял  $2.5 \cdot 10^{-3}$  стерад. Фокальная плоскость наклонена под  $33.8^\circ$  к центральной орбите с дисперсией  $(\Delta x/\rho_0) \cdot (\Delta p/p) = 4,000$ , где  $\rho_0$  — радиус центральной орбиты,  $p_0$  — центральный импульс,  $\Delta x$  — расстояние от центральной орбиты в направлении дисперсии. Спектрометр был изолирован окном из майлара.

После прохождения мишени пучок выводился по вакуумной трубе к монитору вторичной эмиссии, находящемуся в 3.5 м. от мишени.

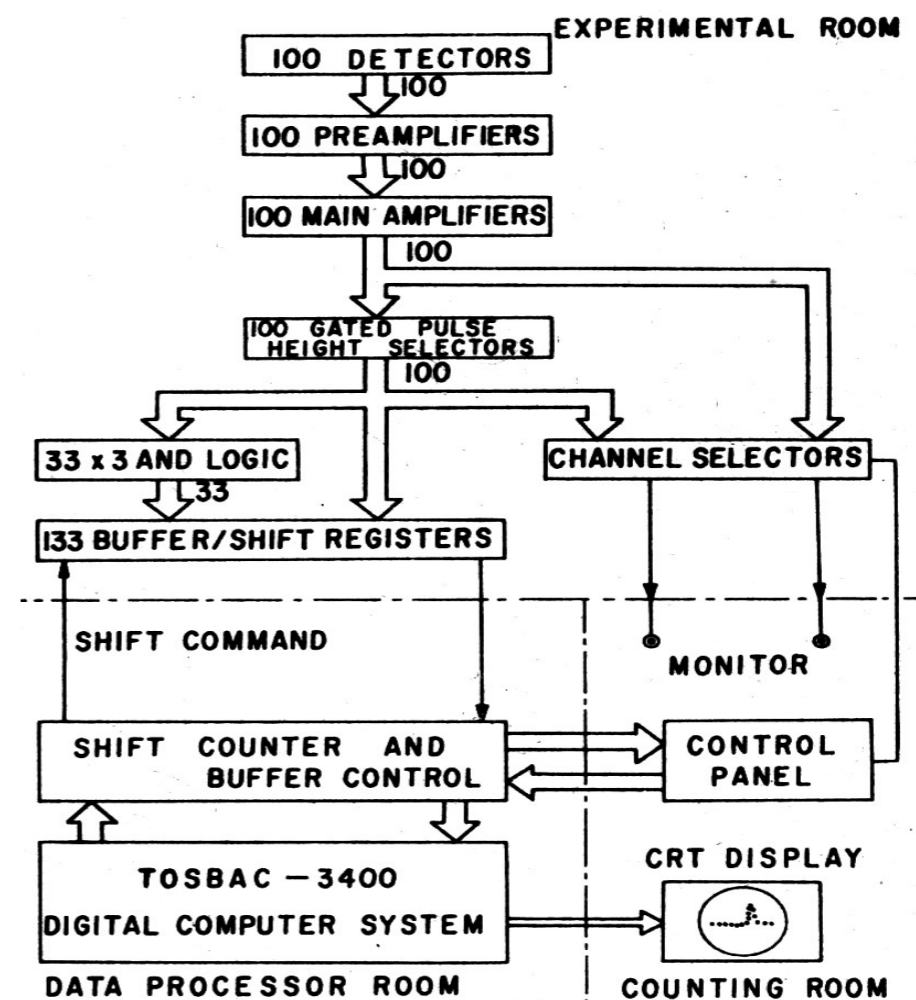


Рис. 6. Блок — схема электроники [7,46] эксперимента [12]

Для уменьшения фона пучок далее попадал в ловушку  $2.5 \times 2.5 \times 20 \text{ м}^3$ . С той же целью блок детекторов был защищен 25 см. железа и 5 см. свинца. Кроме малого размера в направлении дисперсии, задающего вклад в разрешение по энергии (0.05% по импульсу), выбор полупроводниковых детекторов размером  $(2 \times 1 \times 10 \text{ мм})$  был в немалой степени связан с их малой чувствительностью к нейтронному и гамма-фону. Толщина окна была меньше  $5 \text{ мк}$ . практически использовался весь объем детектора.

Электроны детектировались 33-х канальной лестницей полупроводниковых детекторов с полным аксептансом по импульсу 3.3%. Каждый детектор принимал интервал импульсов 0.05%, их центры находились

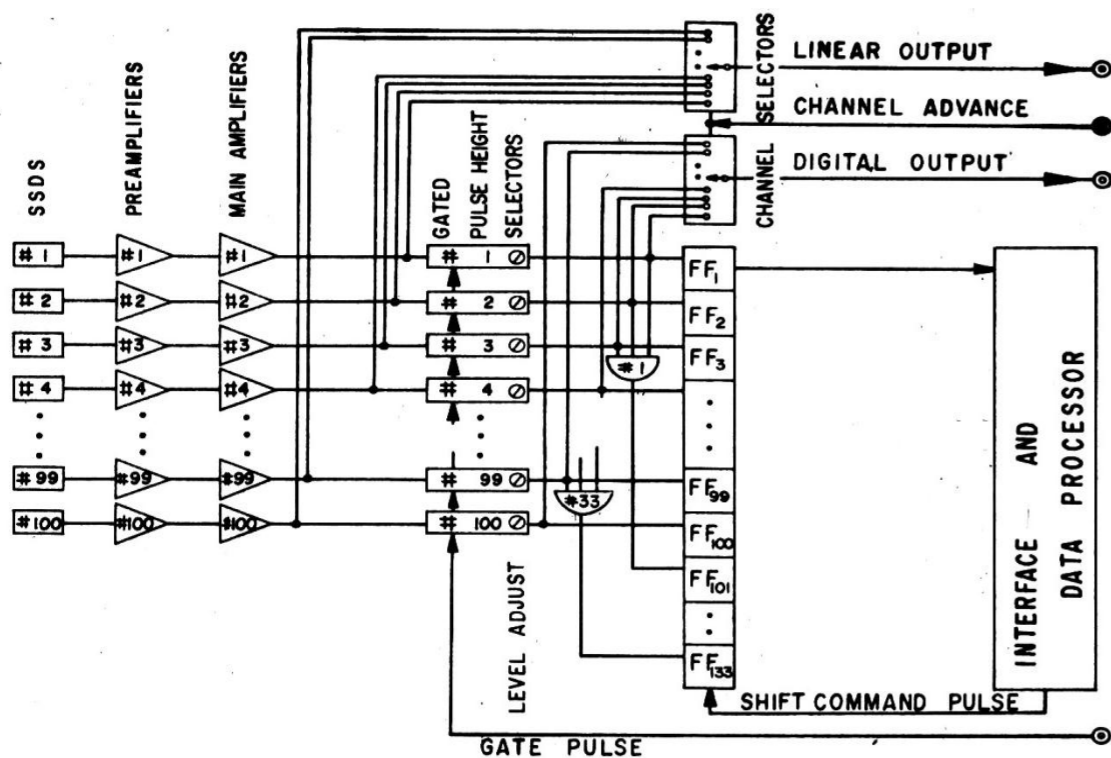


Рис. 7. Схема системы приема данных [2,1] в эксперименте [4]

в 7.24 мм вдоль фокальной плоскости, что соответствует разнице 0.1%. Детекторы работали в вакууме при комнатной температуре под напряжением 50 В. Канал состоял из 3-х перекрывающихся Si(Li) детекторов, работавших на тройных совпадениях как телескоп счетчиков, чтобы уменьшить фон с других направлений. Весь блок детекторов с помощью прецизионной механической системы мог перемещаться шагами, 0.025% каждый. Тем самым обходилась трудность соответствующего изменения магнитного поля (тока спектрометра).

Детекторы были соединены с зарядово-чувствительными предусилителями, находившимися в вакууме вместе с детекторами (рис. 7). Усиление каналов было сделано одинаковым с точностью 2.5% от среднего значения. Импульсы тройных совпадений имели разрешающее время  $2\tau = 3,5 \mu\text{s}$ , больше продолжительности пучка электронов, равного 2.5 мксек., таким образом, эффективность совпадений практически не зависела от формы импульса пучка, и лимит на скорость счета для каждого элемента был один отсчет на импульс пучка. Поправки на про-

счеты делались статистически компьютерной программой каждые 1000 импульсов пучка в предположении постоянной интенсивности за этот период времени. Если поправка превышала 5%, ток пучка уменьшался, чтобы скорость счета не превосходила 1000 отсчетов в минуту на канал. 100-й детектор использовался для мониторинга одиночной скорости счета

Относительная эффективность каждого канала была проверена посредством измерения с толстой углеродной мишенью в области энергий возбуждения выше гигантского резонанса, где сечение рассеяния электронов меняется плавно.

Приглашение предложить эксперимент в Лаборатории ЯФ, университета Тохоку и в случае одобрения проекта принять в нем участие не было случайным. Группой рассеяния электронов ЛФЯР ИЯИ РАН в 1971–74 гг. на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-100 был создан и работал комплекс аппаратуры рассеяния электронов мирового уровня для изучения актуальных проблем ядерной физики электромагнитных взаимодействий (гл. 2). Эксперимент инклюзивного неупругого рассеяния электронов на изотопах сферического  $^{148}\text{Sm}$  и деформированного  $^{152}\text{Sm}$  был предложен автором и выполнен с его активным участием.

## 2. Вычисление ядерных сечений МГР изотопов Sm

Спектры мультипольных гигантских резонансов наблюдаются в инклюзивных экспериментах рассеяния электронов в виде перекрывающихся широких максимумов на плавно меняющемся с энергией фоне. В него вносят вклад радиационные хвосты сечений упругого и неупругого рассеяния, возможно резонансные состояния с большой шириной, экспериментальный фон, который при измерениях без мишени был найден малым.

После внесения поправок на просчеты и случайные совпадения, оценка ядерной части спектров составляла  $\sim 50\%$  при  $q = 0.6 \text{ Фм}^{-1}$ . Большая величина радиационного фона и погрешности при его вычислении увеличивает ошибки определения параметров МГР, особенно ширины и интегральных сечений (ЭВПС) отдельных МГР.

## 2.1. Формализм

Из спектров, измеренных в эксперименте, после внесения радиационных поправок вычислялись сечения рассеяния электронов согласно

$$N = (d\sigma / d\Omega \cdot dE) \cdot N_e N_n \Delta\Omega,$$

где  $N$  — число отсчетов,  $N_e$  — число падающих на мишень электронов,  $N_n$  — число ядер на единицу площади,  $\Delta\Omega$  — эффективный телесный угол, полученный измерением хорошо известных упругих сечений протона и углерода.

В плосковолновом Борновском приближении (PWBA) дважды дифференциальное сечение неупругого рассеяния электронов равно [5]:

$$d^2\sigma / d\Omega dE_2 = \sigma_{\text{Mott}} |W(q, \omega)|^2,$$

$$\sigma_{\text{Mott}} = (Z\alpha)^2 \cos^2 \frac{1}{2} \theta / 4E_1^2 \sin^4 \frac{1}{2} \theta,$$

где  $E_1, E_2$  — начальная и конечная энергии электронов,  $\omega$  — энергия возбуждения,  $\theta$  — угол рассеяния,  $q$  — переданный импульс,  $W^2$  — относительное сечение (дифференциальный формфактор), который равен

$$|W(q, \omega)|^2 = \left( \frac{\Delta^2}{q^2} \right)^2 |W_L(q, \omega)|^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{q^2} + \tan^2 \frac{1}{2} \theta \right) |W_T(q, \omega)|^2,$$

где  $|W_L|^2$  — Кулоновский (продольный) формфактор,  $|W_T|^2$  — поперечный формфактор,  $\Delta$  — 4-х мерная передача импульса.

Вклад в экспериментальное сечение поперечной части  $W_T(q, \omega)$  был оценен из данных [6] для  $^{208}\text{Pb}$  и составлял  $\sim 3\%$ . В дальнейшем анализе этот вклад не учитывался.

Формфактор, зависящий только от передачи импульса  $q$ , связан с  $|W_T(q, \omega)|^2$  равенством

$$|F_{L,T}|^2 = \int_{\omega} |W_{L,T}(q, \omega)|^2 d\omega.$$

Для ядер с  $J_i = 0$  формфактор может быть записан:

$$|F(q)|^2 = \frac{4}{Z^2} \left| \int \rho_{tr}^L(r) j_L(qr) r^2 dr \right|^2,$$

где  $\rho_{tr}^L = \langle J_f \| \hat{\rho}_L \| J_i \rangle$

Приведенные вероятности переходов записываются в виде

$$B(EL) = \left| \int \rho_{tr}^L(r) r^{L+2} dr \right|^2.$$

Матричный элемент  $\langle r^2 \rangle$  монополюсного перехода равен

$$\left| \langle r^2 \rangle \right|^2 = 4\pi \left| \int \rho_{tr}^{L=0}(r) r^4 dr \right|^2.$$

Абсолютные величины сечений неупругого рассеяния электронов были определены нормализацией на упругие сечения  $^{148}\text{Sm}$  и  $^{152}\text{Sm}$ . Последние были получены фазовым анализом [7] из данных измерений [8,9].

## 2.2. Радиационные поправки

Чтобы извлечь из сечений неупругого рассеяния электронов ядерную часть (вклад МГР) необходимо вычесть вклад неядерных процессов или радиационные эффекты. Падающие и рассеянные в мишени электроны теряют энергию при взаимодействии с внутренним радиационным полем (поправка Швингера), тормозное излучение в мишени и столкновения с атомными электронами. Ранее в Лаборатории Университета Тохоку (ЛУТ) вклады компонент радиационного хвоста, внутреннего и внешнего тормозного излучения, и столкновений суммировались независимо [6].

$$\int_{\Delta E_2(n)} \left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_2} \right)_{\text{obs}} dE_2 =$$

$$= \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{(n)} K \left( \frac{1}{2} \Delta E^{(n)} \right) + \sum_{m=0}^{n-1} \int_{\Delta E_2(m)} \left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_2} \right)_{\text{tail}} dE_2 \quad (1a)$$



Здесь слева — наблюдаемое сечение, проинтегрированное по  $n$ -му интервалу,  $(d\sigma/d\Omega)^{(n)}$  — нерadiационное сечение по тому же интервалу,  $K(\Delta E) = K^S(\Delta E) \cdot K^B(\Delta E) \cdot K^C(\Delta E)$  — потери энергии отдельных указанных выше процессов.

Для ядер с большими  $Z$  и мишеней сравнительно толстых (как в измерениях с  $q = 0.44 - 0.64$  Фм $^{-1}$  для  $^{148}\text{Sm}$ , где  $t = 50$  мг/см $^2$ , см. таблицу 1) это нельзя считать корректным. Поэтому в анализе [12] была использована более точная формула [16] с конволюцией отдельных вкладов.

$$\frac{d^2\sigma(E_s, E_p, T)}{d\Omega dE} = \int_0^T \frac{dt}{T} \int_{E_s \min(E_p)}^{E_s} dE'_s \int_{E_p}^{E_p \max(E'_s)} \times \\ \times dE'_p I_e(E_s, E'_s, t) \frac{d^2\sigma(E'_s, E'_p)}{d\Omega dE'} \times I_e(E'_p, E_p, T-t), \quad (1)$$

$E_s, E_p$  начальные и рассеянные энергии электронов,  $T$  — толщина мишени,  $I_e(E_s, E'_s, t)$  и  $I_e(E'_p, E_p, T-t)$  — функции распределения энергии электронов, прошедших расстояние  $t$  до рассеяния и  $T-t$  после рассеяния соответственно.

$d^2\sigma(E'_s, E'_p)/d\Omega dE'$  — сечения рассеяния электронов. На рис. 8 сравниваются дифференциальные формфакторы (относительные сечения), полученные вычитанием радиационных поправок с использованием 2-х методов. В методе, использованном в [15] (верхняя кривая), вклады от внутреннего и внешнего тормозного излучения и столкновений складывались независимо  $K = K^S K^B K^C$  (1а) во 2-м методе (нижняя кривая) интегрировались согласно формуле (1б).

Вклады отдельных процессов приводятся ниже в РWBA, для уменьшения погрешности вычислений в улучшенном методе использовались расчеты DWBA[10].

$$K^S(\Delta E) = e^{-\delta_s(\Delta E)},$$

$$\delta_s(\Delta E) = \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \ln \left[ \frac{(E_1 E_2)^{1/2}}{\Delta E} \right] - \frac{13}{12} \right\} \times \left[ \ln \left( \frac{q^2}{m_e^2} \right) - 1 \right] + \frac{17}{36} + \frac{1}{4} \ln \frac{E_1}{E_2} + \frac{1}{2} \frac{1}{6} \pi -$$

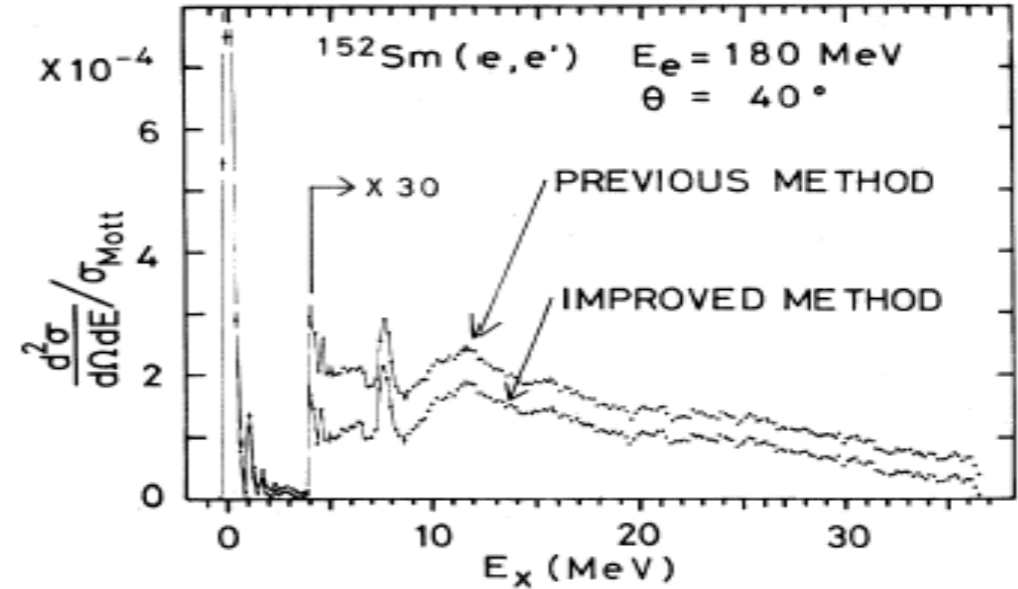


Рис. 8. Спектр рассеянных электронов при после вычитания радиационных поправок полученных принятым ранее в ЛУТ [15] способом "previous method", Спектр, "improved method", получен из уравнения (1б) [1,4,10]

$$+ \frac{1}{4} \ln^2 \left( \frac{E_1}{E_2} \right) + \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{6} \pi^2 - L_2 \left( \cos^2 \left( \frac{1}{2} \theta \right) \right) \right] \quad (2a)$$

Вероятность электрона с кинетической энергией  $E$  при пересечении вещества толщиной  $t$  испустить фотон с энергией между  $\varepsilon$  и  $d\varepsilon$  равна:

$$f_{rad}(E, \varepsilon, t) d\varepsilon = \frac{t}{\varepsilon} \left[ 1 - \eta \frac{E - \varepsilon}{E} + \left( \frac{E - \varepsilon}{E} \right)^2 \right] d\varepsilon, \quad (2b)$$

а  $t$  измеряется в единицах радиационной длины.

$\eta = \frac{2}{3} - \frac{1}{9} \left[ \ln(183Z^{-1/3}) \right]^{-1}$  в предположении, что потеря энергии связана с однофотонной эмиссией.

Поправка на тормозное излучение:

$$\bar{K}^B(\Delta E) = 1 - \int_{\Delta E}^E f_{rad}(E, \varepsilon, t) d\varepsilon = 1 - \delta_B,$$

$$\cos \frac{1}{2} \theta \delta_B = t \left[ - \left( \frac{3}{2} - \eta \right) + (2 - \eta) \ln \frac{E}{\Delta E} + (2 - \eta) \frac{\Delta E}{E} - \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta E}{E} \right)^2 \right].$$

Многофотонная эмиссия [5] учитывается введением экспоненты  $K^B(\Delta E) = e^{-\delta B}$ . Тогда радиационная вероятность, включающая многофотонную эмиссию, удовлетворяет уравнению:

$$1 - \int_{\Delta E}^E P_{\text{rad}}(E, \varepsilon, t) d\varepsilon = \int_0^{\Delta E} P_{\text{rad}}(E, \varepsilon, t) d\varepsilon = K^B(\Delta E),$$

из которого получаем:

$$P_{\text{rad}}(E, \varepsilon, t) d\varepsilon = f_{\text{rad}} e^{-\delta B(\varepsilon)} d\varepsilon = f_{\text{rad}} K^B(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (2b')$$

Поправка на столкновения имеет форму полинома [16]:

$$K^C(\Delta E) = \begin{cases} 0.6081 - 0.0074\lambda - 0.1457/\lambda, & 1 < \lambda < 14, \\ 1 - 1/\lambda, & 14 < \lambda \end{cases} \quad (2c)$$

Вероятность потери энергии обусловленная столкновениями с атомными электронами:

$$P_{\text{col}}(E, \varepsilon, t) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta E_0} (-0.0074 + 0.1646/\lambda + 0.1457/\lambda^2), & 1 < \lambda < 14, \\ \frac{1}{\Delta E_0} 1/\lambda^2, & 14 < \lambda. \end{cases} \quad (2c')$$

где  $\lambda = \Delta E / \Delta E_0$ ,  $\Delta E_0 = 0.154(Z/A)T$ .  $T$  — толщина мишени в г/см<sup>2</sup>.

Ошибки экспериментальных точек определяются в основном погрешностями вычисления радиационных эффектов, а не статистикой. Поэтому их величина сильно зависит от переданного импульса: при минимальном  $q = 0.38 \text{ Фм}^{-1} \Delta\sigma \approx 20\%$ , при максимальном 5%.

Спектры рассеянных электронов при малых ( $\leq 1 \text{ Фм}^{-1}$ ) переданных импульсах и энергиях возбуждения до  $\sim 35 \text{ МэВ}$  имеют небольшой вклад квазиупругого рассеяния. Согласно модели Ферми-газа [5] сечение последнего имеет широкий максимум при энергии  $q^2/2M^*$  с шириной  $2qk_F/M^*$  для передачи импульса  $q \geq 2k_F$ , где  $M^* = 0.8M$  — эффективная масса нуклона,  $k_F$  — импульс Ферми. Более точные расчеты были также выполнены по RPA с взаимодействием Скирма.

### 3. Мультипольный анализ данных

Первичный анализ экспериментальных спектров приводит к сложному комплексу относительных сечений (формфакторов) МГР при энергиях возбуждения выше порога испускания нуклонов или более сложных частиц до 35-40 МэВ, где начинается действие в основном квазидейтронного механизма и сечения малы сравнительно с областью МГР [11].

Для выделения отдельных МГР необходим мультипольный анализ на основе коллективных или микроскопических моделей.

Ниже будут кратко описаны различные теоретические подходы, используемые для мультипольной декомпозиции МГР, и более подробно изложена модель, по которой проведен анализ в данной работе. Это вибрационная потенциальная модель (ВПМ), основанная на связи основного и высоко лежащих по энергии возбуждения (10–35 МэВ) в тяжелых ядрах коллективных вибрационных состояний.

Одним из базисных вопросов исследования МГР стало изучение их поведения в деформированных ядрах. Для объяснения этого явления были развиты различные теоретические подходы [12,13,14].

#### 3.1. Коллективные модели

$$\rho_{tr}^L(r) = Nr^{L-1} d\rho / dr \quad (\text{Trassie model}),$$

$$= N \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^3 \rho) \quad L=0 \quad (\text{breathing mode})$$

Коллективные модели рассматривают существование МГР как результат колебаний протонной и нейтронной жидкостей относительно друг друга. В развитых для объяснения ГДР моделях Гольдгабера–Теллера (ГТ), где сфера протонов колеблется в противофазе относительно нейтронной сферы и при их смещении на границе ядра возникают поверхностные колебания, и Штейнведеля–Йенсена (ШЙ), в которой колебания нуклонных жидкостей происходят в жесткой сфере, равной радиусу ядра и имеют объемный характер. Позднее они были обобщены на другие резонансы. Переходные плотности для изоскалярных состояний мультипольностей  $L \geq 0$  даются моделью Тасси, 2-е уравнение дает зависимость для «дышащей» моды ( $L=0$ ). Указанные величины для повышения точности вычисляются в RPA.

По той же формуле, как в модели Тасси вычисляется переходная плотность по модели ГТ для изовекторных переходов. По модели ШИ переходная плотность выражается (рис. 9):

$$\rho_{tr}^{SJ}(r) = C' j_L(k_L r), \quad r < R \quad \frac{d}{dr} j_L(k_L R) = 0.$$

$R$  — однородный радиус ядра,  $k_L$  задается 2-м уравнением.

Приведенные здесь переходные плотности моделей ГТ и ШИ нормализованы так, что  $B(EL)$  и  $\left\langle r^2 \right\rangle^2$  и равны 1 в единицах  $(\text{МэВ})^{-2L}$  или  $(\text{МэВ})^{-4}$ .

На Рис. 10 приведены формфакторы  $E_0$ ,  $E_1$  и  $E_2$  резонансов в интервале передач импульса  $0.3-1.3 \text{ Фм}^{-1}$  для моделей ГТ и ШИ. Переходные плотности также показаны на рис., два варианта для модели ШИ. Видно, что величины формфакторов моделей в области до  $0.7 \text{ Фм}^{-1}$  в  $E_1$  и почти  $1 \text{ Фм}^{-1}$  в  $E_2$  резонансах отличаются в несколько раз. Кроме того, формфакторы  $E_0$  и  $E_2$  имеют практически одинаковую форму вплоть до  $1 \text{ Фм}^{-1}$ , что существенно затрудняет их разделение, поскольку согласно некоторым моделям ГМР расщепляется в деформированных ядрах и часть его ЭВПС сдвигается в область ГКР,  $T = 0$  [10].

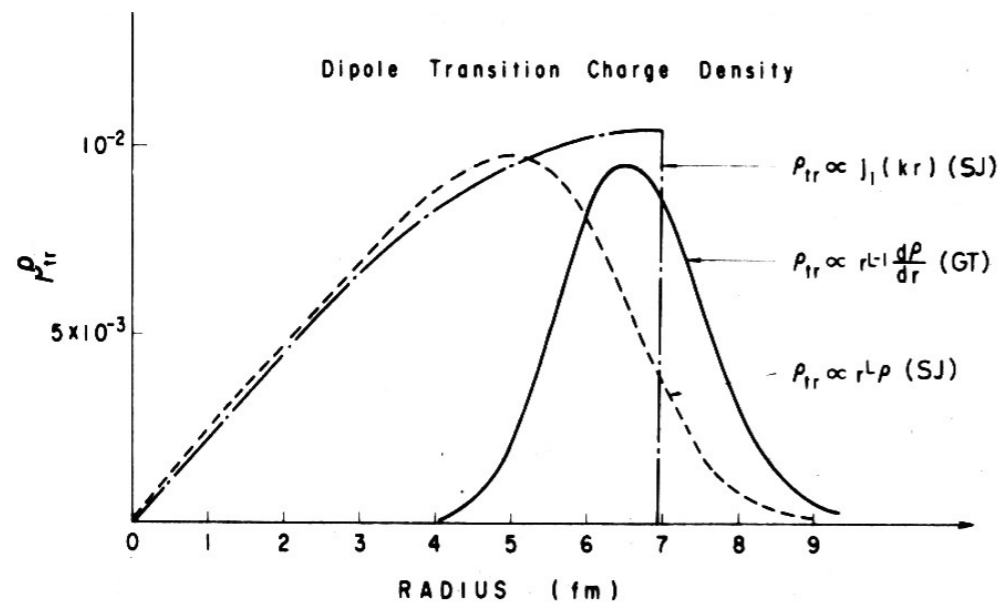


Рис. 9. Переходные плотности для гигантского дипольного резонанса, нормализованные к  $\int \rho_{tr} r^2 dr = 1$ .

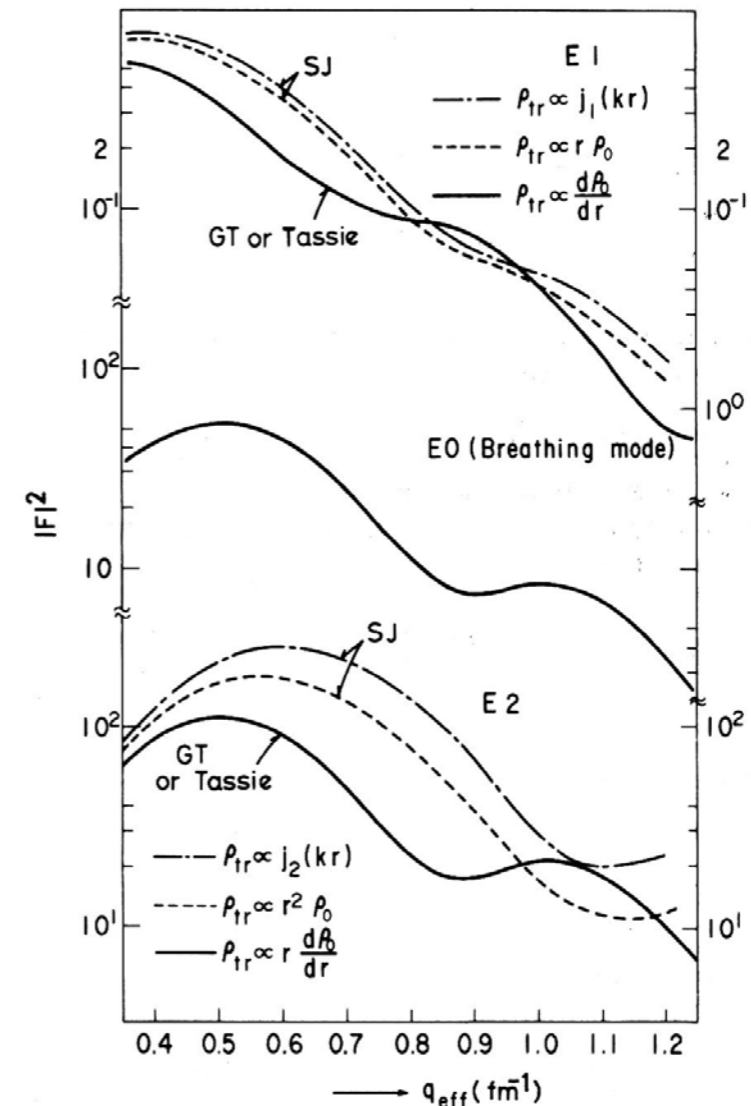


Рис. 10. Формфакторы монопольного, дипольного и квадрупольного гигантских резонансов согласно моделям ГТ или Тасси и ШИ в интервале передач импульса  $0.3-1.3 \text{ Фм}$  с поправкой на Кулоновское искажение в тяжелых ядрах

Анализ по этим моделям, т.н. феноменологический, применялся в основном для ИвГДР и в начале изучения “новых” МГР

В деформированных ядрах коллективные модели предсказывают расщепление  $\lambda$ -польных коллективных состояний на  $2\lambda+1$  компоненты. Экспериментально найденное уширение или расщепление ГДР на 2 компоненты является хорошим подтверждением этой физически прозрачной идеи. Логически, следовало бы ожидать 3-х максимумов ГДР, и такие эксперименты были сделаны. Однако они не дали надежного

результата, поскольку измерения расщепления ГДР на 3 максимума требуют от эксперимента высокой точности, прежде всего в разрешающей способности, а также в величине ошибок. В рамках такого подхода гигантский монополярный резонанс (ГМР) в деформированных ядрах не расщепляется. Микроскопические расчеты (QRPA и другие) приводят к аналогичным результатам, однако, ГМР в таких моделях может расщепляться из-за взаимодействия с другими степенями свободы.

Для объяснения экспериментальных результатов  $(\alpha, \alpha')$ -рассеяния на изотопах  $^{144}\text{Sm}$ – $^{154}\text{Sm}$  была развита т.н. схематическая модель [15].

В модели был использован Гамильтониан:

$$H = H_{\text{def}} - V(1,2).$$

При наложении условий насыщения (эквивалентное сохранению объема) и самосогласованностью между плотностью и потенциалом двухчастичное эффективное взаимодействие  $V(1,2) = \chi Q''(1)Q''(2)$ . Расщепление, предсказываемое моделью  $\Delta E = 2\sqrt{2/3} \cdot \hbar\omega_0$  МэВ, где  $\hbar\omega_0$  — расстояние между оболочками гармонического осциллятора –41 МэВ;  $\delta$  — параметр деформации Нильсона. Для ядра  $^{152}\text{Sm}$  расщепление  $\Delta E \sim 2$  МэВ. Предсказание качественно согласуется с экспериментом и сильно отличается ( $\Delta E = 6$  МэВ) от варианта модели без выполнения условий насыщения и самосогласованности между ядерной плотностью и потенциалом [9].

### 3.2. Анализ экспериментальных данных по Вибрационной Потенциальной Модели (ВПМ)

Основной предпосылкой ВПМ является обобщение вибрационной модели, дополненной предположением, что лишь коллективная компонента моды колебаний дает существенный вклад в поле одночастичного вибрационного потенциала. Предполагается, что потенциал колеблется как и плотность с сохранением объема. Выше отмечалось, что характерной особенностью МГР является близость силы перехода в определенное состояние к исчерпыванию модельно-независимых ЭВПС, аналогичных классическим правилам сумм для фотовозбуждения ГДР.

Для деформированных ядер ВПМ с соответствующим потенциалом и ядерной самосогласованностью предсказывает расщепление ГДР и ГКР на два или три резонанса соответственно. Величина расщепления, или расстояния между энергиями максимумов, зависит от параметра деформации  $\delta = (R_Z - R_{\perp})/R_0$ , где  $R_Z$  — радиус ядра вдоль оси вращения,  $R_{\perp}$  — радиус перпендикулярно к ней. При значительных деформациях потенциал ВПМ сводится к потенциалу Нильсона [12].

#### 3.2.1. Расчеты по ВПМ в сферических ядрах

Согласно ВПМ переходные плотности электрических МГР, исчерпывающие большую часть модельно независимых Правил Сумм (ЭВПС) для электровозбуждения в сферических ядрах, являются функциями плотности основного состояния, зависящими от полного спина [10]. ЭВПС для одного коллективного состояния записывается [3]:

$$S_0^{\lambda,\mu} = \omega_n B(E\lambda), \text{ где } B(E\lambda) \text{ — приведенная вероятность перехода.}$$

Аналогичные ЭВПС, широко используемые при фотовозбуждении, имеют вид [1]

$$\int_0^{m_{\pi}} \sigma_{\gamma} d\omega = \left( 2\pi^2 e^2 \frac{\hbar^2}{mc} \right) \frac{NZ}{A} (1 + 0.8x), \text{ где } x \text{ — доля обменных сил.}$$

Согласно предсказанию теории  $x = 0.5$ . Многократные эксперименты, из-за трудностей измерения малых сечений фотопоглощения выше ГДР, приводят к разбросу  $x \sim 0.2-0.7$ , т.е. погрешности  $\sim 15-50\%$ . Трудности определения ЭВПС встречаются также при анализе неупругого рассеяния адронов, т.к.  $B(E,L)$  непосредственно не измеряется в этом типе экспериментов. Более детально этот вопрос будет обсуждаться ниже.

При условии, что коллективное состояние исчерпывает ЭВПС, переходная плотность [10]:

$$\rho_{\text{tr}(k)}^{(\lambda,\mu)}(r) = -\frac{1}{2mS(\lambda,\mu)} \left\langle \chi_{\mu} \left| \sum_i f_{(k)}^{(\lambda,\mu)}(r_i) \right| \chi_0 \right\rangle \int \left[ \nabla \cdot \left\{ \rho_{\text{int}}(r) \nabla f^{(\lambda,\mu)*}(r) \right\} \right] Y_{\lambda,\mu}(\hat{r}) d\Omega \quad (3)$$

Формфакторы, или структурные факторы электровозбуждения  $|\chi_m\rangle$ :

$$F_{(k)}^{(\lambda,\mu)}(q) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{2}{1 + \delta_{\mu 0}} \right\}^{\frac{1}{2}} \left\langle \chi_{\mu} \left| \sum f_{(k)}^{(\lambda,\mu)} \right| \chi_0 \right\rangle \int \rho_{\text{int}}(r) \left\{ \nabla f^{(\lambda,\mu)*}(r) \right\} \cdot \left\{ \nabla j_{\lambda}(qr) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) \right\} dr \quad (4)$$

После подстановки  $f^{(0,0)}(r) = r^2 Y_{00}(\hat{r})$ . формфактор гигантского мопольного резонанса (ГМР) соответственно:

$$\begin{aligned} \left| F_{(k)G}^{(0,0)}(q) \right|^2 &= \frac{1}{16\pi m^2 S(0,0) E(0,0)} q^2 \left| \int \rho_0(r) j_1(qr) r^3 dr \right|^2 \\ &= \frac{1}{4\pi m^2 S(0,0) E(0,0)} \left| q \frac{d}{dq} F_{(0)}^{(0,0)}(q) \right|^2, \end{aligned} \quad (4')$$

## 2.2. Расчеты по ВПМ в деформированных ядрах

Позже модель была распространена на деформированные ядра [14]. В таких ядрах полный спин состояния определенной мультипольности имеет соответствующее число проекций момента  $K$ , например для ГКР — три проекции  $K=0^+, 1^+, 2^+$ . Соответственно, ГКР в таких ядрах расщепляется на три состояния: его величина составляет  $\Delta E \sim 2$  МэВ между состояниями  $K=0^+$ , и  $2^+$ . Поскольку ядерные плотности основных состояний достаточно хорошо известны экспериментально, подход ВПМ может быть использован для идентификации спина и четности МГР из экспериментов неупругого рассеяния электронов.

### 2.2.1. Изовекторный ГДР

Энергии возбуждения для состояний ГДР с  $K=0^-$  и  $K=1^-$  получены из уравнений RPA и равны при малых деформациях  $\delta$  [14]:

$$E_r(1,0) = \bar{E}_r(1)(1 - 2/3\delta), \quad E_r(1,1) = \bar{E}_r(1)(1 + 1/3\delta)$$

$$\bar{E}_r(1) = [\omega^2 + 3V_1/4m\langle r^2 \rangle_0]^{1/2} \sim 80 A^{-1/3} \text{ МэВ},$$

где  $\delta$  — параметр деформации,  $\omega$  — частота осциллятора,  $V_1 = 130$  МэВ, — одночастичный потенциал,  $\langle r^2 \rangle_0$  — среднеквадратичный радиус.

Переходные плотности ГДР для состояний с  $K=0^-$  и  $K=1^-$  равны

соответственно

$$\begin{aligned} \rho_{\text{tr}(1)}^{(1,0)}(r) &= \\ &= -\frac{1}{2mS(1,0)} \left\langle K=0^- \left| \sum r_i Y_{10}(\hat{r}_i) \tau_3(i) \right| \chi_0 \right\rangle \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left[ \frac{d\rho_0(r)}{dr} + \frac{2}{\sqrt{5}} \left[ \frac{d}{dr} + \frac{3}{r} \right] \rho_2(r) \right], \\ \rho_{\text{tr}(1)}^{(1,1)}(r) &= \\ &= -\frac{1}{2mS(1,1)} \left\langle K=1^- \left| \sum r_i Y_{11}(\hat{r}_i) \tau_3(i) \right| \chi_0 \right\rangle \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left[ \frac{d\rho_0(r)}{dr} + \frac{2}{\sqrt{5}} \left[ \frac{d}{dr} + \frac{3}{r} \right] \rho_2(r) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь,  $S(1,0) = S(1,1) = 3A/8\pi m$  и  $\rho_l(l=0,2)$  есть  $Y_{l0}(\hat{r})$  компонента внутренней плотности основного состояния. Формфакторы для  $K=1^-$  и  $K=0^-$  состояний ГКР

$$\begin{aligned} F_{(1)G}^{(1,0)}(q) &= \frac{\left\langle K=0^- \left| \sum r_i Y_{10}(\hat{r}_i) \tau_3(i) \right| \chi_0 \right\rangle}{4mS(1,0)} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \\ &\times q \left[ \int \rho_0(r) j_0(qr) r^2 dr - \left( 2 / \sqrt{\frac{1}{5}} \right) \int \rho_2(r) j_2(qr) r^2 dr \right], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} F_{(1)G}^{(1,1)}(q) &= \sqrt{2} \frac{\left\langle K=1^- \left| \sum r_i Y_{11}(\hat{r}_i) \tau_3(i) \right| \chi_0 \right\rangle}{4mS(1,1)} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \\ &\times q \left[ \int \rho_0(r) j_0(qr) r^2 dr + \frac{1}{5} \int \rho_2(r) j_2(qr) r^2 dr \right], \end{aligned} \quad (7)$$

### 2.2.2 Гигантский квадрупольный резонанс (ГКР)

Энергии возбуждения ГКР состояний  $K=0^+, 1^+, 2^+$  были получены из уравнений RPA для малых параметров деформации:

2.1. Энергии компонент ИсГКР

2.2. Энергии компонент ИвГКР

$$E_s(2,0) = \sqrt{2} \cdot \omega \cdot (1 - 1/3 \cdot \delta),$$

$$E_v(2,0) = \bar{E}_v(2) \cdot (1 - \frac{1}{3} \cdot \delta)$$

$$E_s(2,1) = \sqrt{2} \cdot \omega \cdot (1 + 1/6 \cdot \delta)$$

$$E_v(2,1) = \bar{E}_v(2) \cdot (1 - \frac{1}{6} \cdot \delta) \quad (8)$$

$$\bar{E}_s(2) = \sqrt{2} \cdot \omega = 58A^{-1/3} \text{ МэВ}$$

$$\bar{E}_v(2) = \frac{2\omega \cdot (1 + 5V_1 \langle r^2 \rangle_0)}{8m \cdot \omega^2 \cdot (\langle r^4 \rangle_0)^{1/2}} = 141A^{-1/3} \text{ МэВ} \quad (9)$$

Правила сумм для 3-х состояний ГКР равны (10):  $Q_0/A = B$

$$S(2,0) = \frac{5A \langle r^2 \rangle}{4\pi m} \left[ 1 + \frac{Q_0}{2A \langle r^2 \rangle} \right], \quad S(2,1) = \frac{5A \langle r^2 \rangle}{4\pi m} \left[ 1 + \frac{Q_0}{4A \langle r^2 \rangle} \right], \quad (2,2) \quad A \quad r$$

$$S(2,2) = \frac{5A \langle r^2 \rangle}{4\pi m} (1 - 2B),$$

где  $\langle r^2 \rangle$  и  $Q_0$  — монополярный и квадрупольный момент основного состояния.

Переходные плотности для электровозбуждения ГКР деформированных ядер представляются тремя компонентами по формулам:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{tr}(k)}^{(2,0)}(r) &= -\frac{1}{mS(2,0)\sqrt{4\pi}} \left\langle K = 0^+ \left| \sum r_i^2 Y_{20}(\hat{r}_i) [(1-k) + k\tau_3(i)] \right| \chi_0 \right\rangle \\ &\quad \times r \left[ \frac{d\rho_0(r)}{dr} + \frac{2}{7}\sqrt{5} \left[ \frac{d}{dr} + \frac{3}{2r} \right] \rho_2(r) + \frac{6}{7} \left[ \frac{d}{dr} + \frac{5}{r} \right] \rho_4(r) \right], \\ \rho_{\text{tr}(k)}^{(2,1)}(r) &= -\frac{1}{mS(2,1)\sqrt{4\pi}} \left\langle K = 1^+ \left| \sum r_i^2 Y_{21}(\hat{r}_i) [(1-k) + k\tau_3(i)] \right| \chi_0 \right\rangle \\ &\quad \times r \left[ \frac{d\rho_0(r)}{dr} + \frac{1}{7}\sqrt{5} \left[ \frac{d}{dr} + \frac{3}{2r} \right] \rho_2(r) + \frac{4}{7} \left[ \frac{d}{dr} + \frac{5}{r} \right] \rho_4(r) \right], \\ \rho_{\text{tr}(k)}^{(2,2)}(r) &= -\frac{1}{mS(2,2)\sqrt{4\pi}} \left\langle K = 2^+ \left| \sum r_i^2 Y_{22}(\hat{r}_i) [(1-k) + k\tau_3(i)] \right| \chi_0 \right\rangle \\ &\quad \times r \left[ \frac{d\rho_0(r)}{dr} + \frac{1}{7}\sqrt{5} \left[ \frac{d}{dr} + \frac{3}{2r} \right] \rho_2(r) + \frac{1}{7} \left[ \frac{d}{dr} + \frac{5}{r} \right] \rho_4(r) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где  $k = 0$  и  $1$  для изоскалярной и изовекторной компонент соответственно.

Компоненты плотности основного состояния ядра  $^{152}\text{Sm}$  приводятся ниже:

$$\begin{aligned} \rho_0(r) &= \sqrt{4\pi} \left[ 1 + \frac{C}{4\pi} \sum |\beta_\lambda|^2 R_0 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{8\pi} \sum |\beta_\lambda|^2 R_0^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \dots \right] f(r), \\ \rho_2(r) &= \left\{ -\beta_2 R_0 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{2\sqrt{4\pi}} \left[ \frac{2}{7} \sqrt{5} \beta_2^2 + \frac{12}{7} \beta_2 \beta_4 + \frac{20}{77} \sqrt{5} \beta_4^2 + \frac{30}{11} \left( \frac{5}{13} \right)^{1/2} \beta_4 \beta_6 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{14}{11} \left( \frac{1}{5} \right)^{1/2} \beta_6^2 + \dots \right] R_0^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \dots \right\} f(r), \\ \rho_4(r) &= \left[ -\beta_4 R_0 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{2\sqrt{4\pi}} \left[ \frac{6}{7} \beta_2^2 + \frac{200}{77\sqrt{5}} \beta_2 \beta_4 + \frac{6\sqrt{5}}{11\sqrt{13}} \beta_2 \beta_6 + \frac{486}{1001} \beta_4^2 + \dots \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{40\sqrt{13}}{99} \beta_4 \beta_6 + \frac{84}{187} \beta_6^2 + \dots \right] R_0^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right] f(r), \end{aligned} \quad (11)$$

$$f(r) = \rho_0 \{ 1 + \exp[(r - R_0)/a] \}^{-1},$$

$$C = \langle r^{-2} \rangle / \langle r^{-1} \rangle \cdot \frac{R_0}{2},$$

Для анализа были использованы экспериментальные параметры основного состояния  $^{152}\text{Sm}$  [8]:

$R_0 = 5.778 \text{ fm}$ ,  $a = 0.545 \text{ Фм}$ ,  $\rho_0 = 0.173 \text{ Фм}^{-3}$  и параметра деформации  $\beta_\lambda$ :  $\beta_2 = 0.286$ ,  $\beta_4 = 0.092$ ,  $\beta_6 = 0.010$ .

Радиальные зарядовые распределения  $\rho_0$ ,  $\rho_2$  и  $\rho_4$  для ядра  $^{152}\text{Sm}$ , полученные из уравнения (12) с параметрами (13), показаны на рис. 11.

При расчете зарядовых переходных плотностей и формфакторов для изоскалярных и изовекторных компонент в отличие от [10] были использованы обозначения

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^A \frac{1 + \tau_3(i)}{2} f(r_i) &= \sum_{i=1}^A \frac{1 - \langle \tau_3 \rangle}{2} f(r_i) + \sum_{i=1}^A \frac{\langle \tau_3 \rangle + \tau_3(i)}{2} f(r_i) \\ &= \frac{Z}{A} \sum_{i=1}^A f(r_i) + \frac{\sqrt{NZ}}{A} \sum_{i=1}^A f(r_i), \end{aligned} \quad (12)$$

где первая и вторая строки относятся к изоскалярному и изовекторному состояниям соответственно.

Использованы экспериментальные величины параметров основного состояния  $^{152}\text{Sm}$  [13].

Формфакторами ГР являются: зарядовые переходные плотности для гигантского монополюного резонанса ( $K=0^+$  состояние), гигантского дипольного резонанса ( $K=0^-$  и  $1^-$  состояния) и гигантского квадрупольного резонанса ( $K=0^+$ ,  $1^+$  и  $2^+$  состояний), полученные с использованием

$$\begin{aligned}
 |F_{(k)G}^{(2,0)}(q)|^2 &= \frac{1}{16\pi m^2 S(2,0) E(2,0)} q^2 \\
 &\times \left[ \int \rho_0(r) j_1(qr) r^3 dr + \frac{1}{7} \sqrt{\frac{1}{5}} \left\{ \int \rho_2(r) (7j_1(qr) - 3j_3(qr)) r^3 dr - \frac{6}{7} \int \rho_4(r) j_3(qr) r^3 dr \right\} \right]^2, \\
 |F_{(k)G}^{(2,1)}(q)|^2 &= \frac{1}{8\pi m^2 S(2,1) E(2,1)} q^2 \\
 &\times \left[ \int \rho_0(r) j_1(qr) r^3 dr + \frac{1}{14} \sqrt{\frac{1}{5}} \left\{ \int \rho_2(r) (7j_1(qr) - 3j_3(qr)) r^3 dr - \frac{4}{7} \int \rho_4(r) j_3(qr) r^3 dr \right\} \right]^2, \\
 |F_{(k)G}^{(2,2)}(q)|^2 &= \frac{1}{8\pi m^2 S(2,2) E(2,2)} q^2 \\
 &\times \left[ \int \rho_0(r) j_1(qr) r^3 dr + \frac{1}{7} \sqrt{\frac{1}{5}} \left\{ \int \rho_2(r) (7j_1(qr) - 3j_3(qr)) r^3 dr - \frac{1}{7} \int \rho_4(r) j_3(qr) r^3 dr \right\} \right]^2.
 \end{aligned} \tag{13}$$

$\rho_0(r)$ ,  $\rho_2(r)$  и  $\rho_4(r)$ , приведены на рис. 12. Радиальная зависимость зарядовой переходной плотности для состояния значительно отличается от двух других.

Сферическое ядро  $^{148}\text{Sm}$  представляет более простой случай фитирования только 3-х МГР.

Из переходных плотностей (рис. 12), исчерпывающих 100% энергетически-взвешенных правил сумм (ЭВПС), были вычислены в DWBA приближении формфакторы ГМР ( $T=0$ ), ГДР ( $T=1$ ), и ГКР ( $T=0,1$ ) (рис. 13).

Результаты мультипольного разложения сечений для деформированного ядра  $^{152}\text{Sm}$  приведены на рис. 14 (a-d). Сравнение теоретических, рассчитанных по вибрационной потенциальной модели [14] и экспериментальных формфакторов [4] для ядра  $^{152}\text{Sm}$ , в котором фитиро-

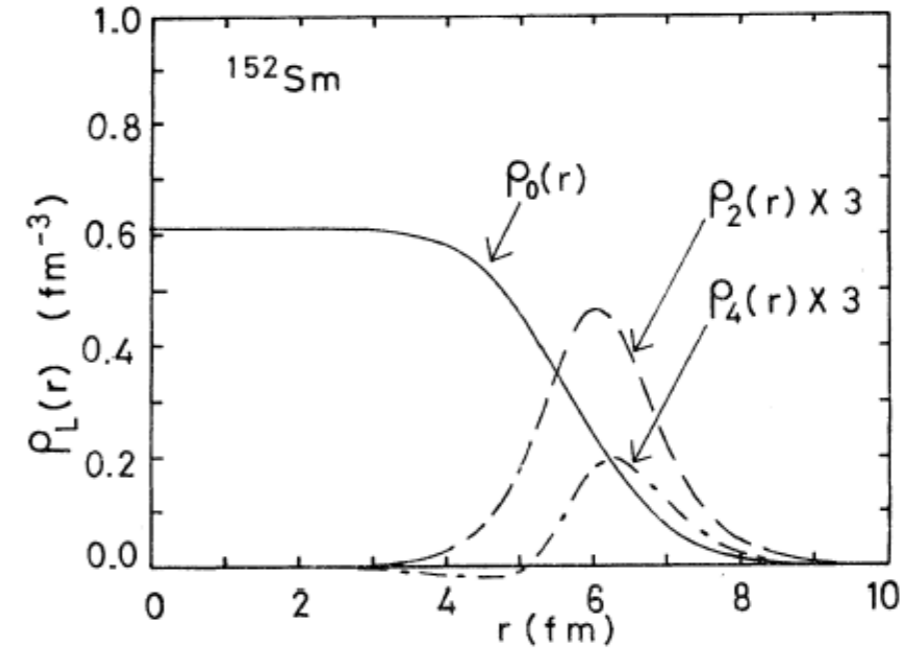


Рис. 11. Радиальные зарядовые распределения компонент  $\rho_0$ ,  $\rho_2$  и  $\rho_4$  ядра  $^{152}\text{Sm}$ . Расчеты были сделаны по ВПМ, с использованием модельно-независимых правил сумм

валось 7 компонент МГР — одна изоскалярного монополюного резонанса, по три — изоскалярного и изовекторного квадрупольных резонансов.

Зависимость формфакторов двух компонент ИвГДР, взятых из фотоядерных реакций, соответствует теоретической (рис. 13b), на нем не указаны ошибки фита. На остальных частях рис. (a,c,d) экспериментальные формфакторы хорошо совпадают с расчетными.

#### 4. Результаты мультипольного анализа изотопов Sm. Параметры МГР

Величина дважды дифференциального сечения неупругого рассеяния электронов была получена из числа отсчетов каждого счетчика детектирующей системы при заданной энергии и угле после введения поправок на фон, просчеты, случайные совпадения. Ядерное сечение нормировано на расчетное сечение упругого рассеяния, полученное фазовым анализом из экспериментальных данных [1,8]. Далее экспериментальные сечения были нормированы на сечение рассеяния на точечном ядре, вычтены радиационные поправки согласно формуле

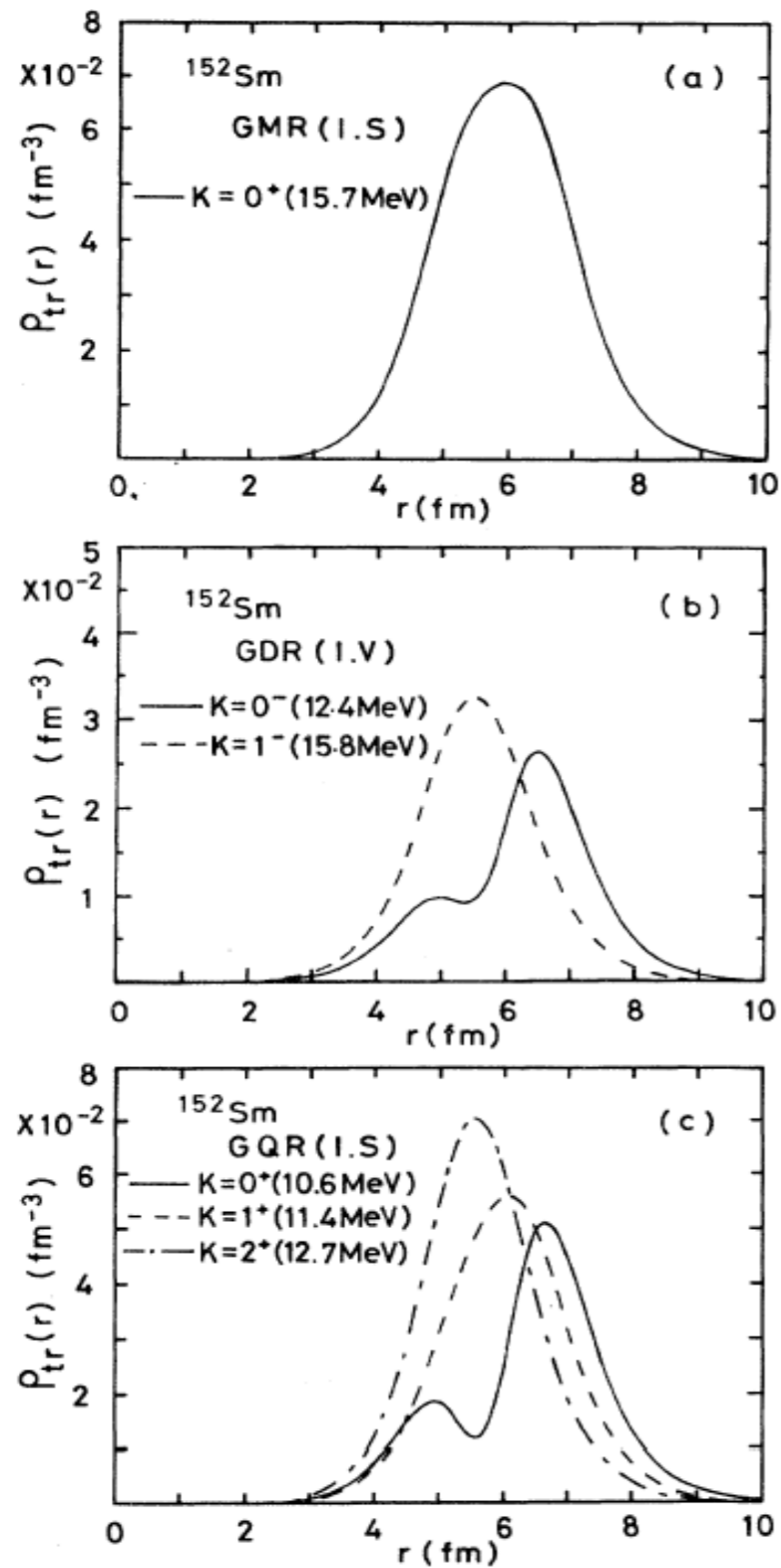


Рис. 12. Зарядовые переходные плотности для ГМР ( $K=0^+$  состояние), ГДР ( $K=0^-$  и  $1^-$  состояния) ГКР ( $0^+$ ,  $1^+$  и  $2^+$  состояния) в  $^{152}\text{Sm}$

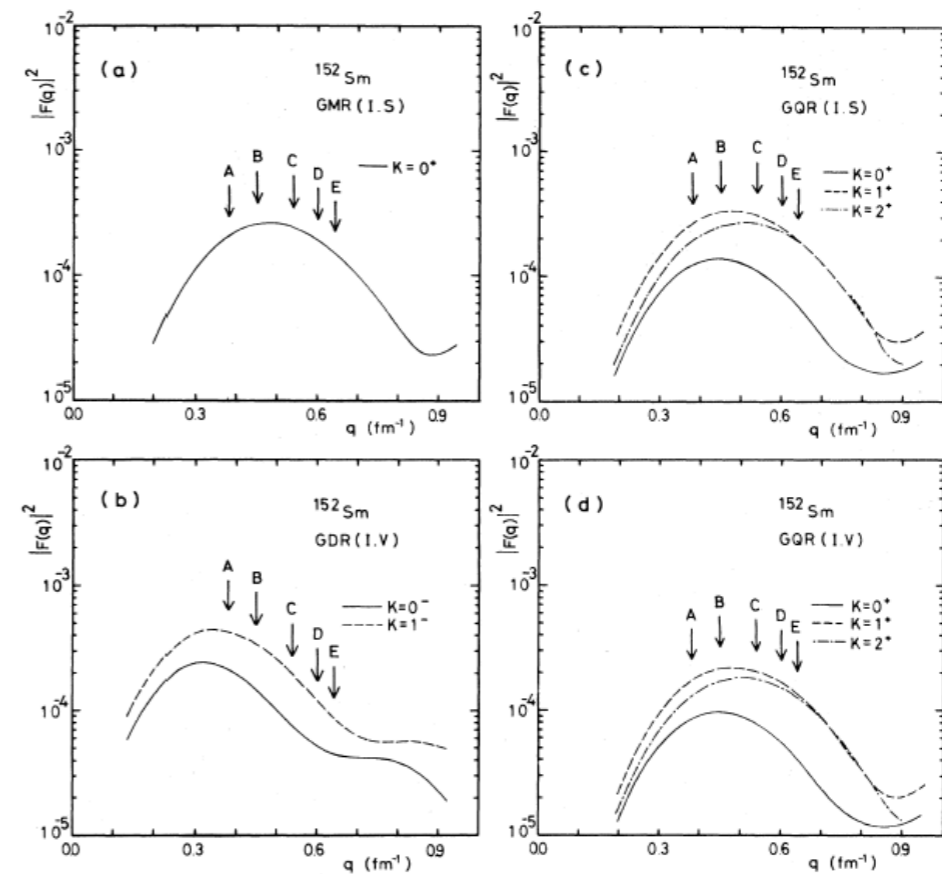


Рис. 13. Форм факторы ГМР, ГДР ( $T=1$ ), ГКР ( $T=0,1$ ) для ядра  $^{152}\text{Sm}$ , рассчитанные в DWBA приближении из переходных плотностей рис. 12

(1с). Результаты эксперимента для обоих изотопов Sm при пяти передачах импульса в области  $q=0,38-0,64 \text{ Фм}^{-1}$  и энергиях возбуждения ядер от 5 до 36 МэВ (в среднем) показаны на рис. 15. Оставшийся после вычитания радиационных поправок фон ( $\sim 5-40\%$  ядерного сечения) был удален одновременно одним фитом по всем пяти  $q$  аппроксимацией прямыми линиями путем нормализации к нулю ядерного сечения ниже порогов вылета частиц и выше 35 МэВ к нулю с точностью до 3-4 процентов.

Теоретические формфакторы ВПМ (рис. 13) были использованы для анализа экспериментальных сечений (рис. 15). В используемом интервале передач импульса согласно теории возможен также вклад мультипольности  $E3$ . Вычисления показали, что его формфактор мал сравнительно с  $E2$ , тем не менее он заметен в области энергий  $\sim(5-8)$  и 20 МэВ и обозначен стрелками на рис. 16.



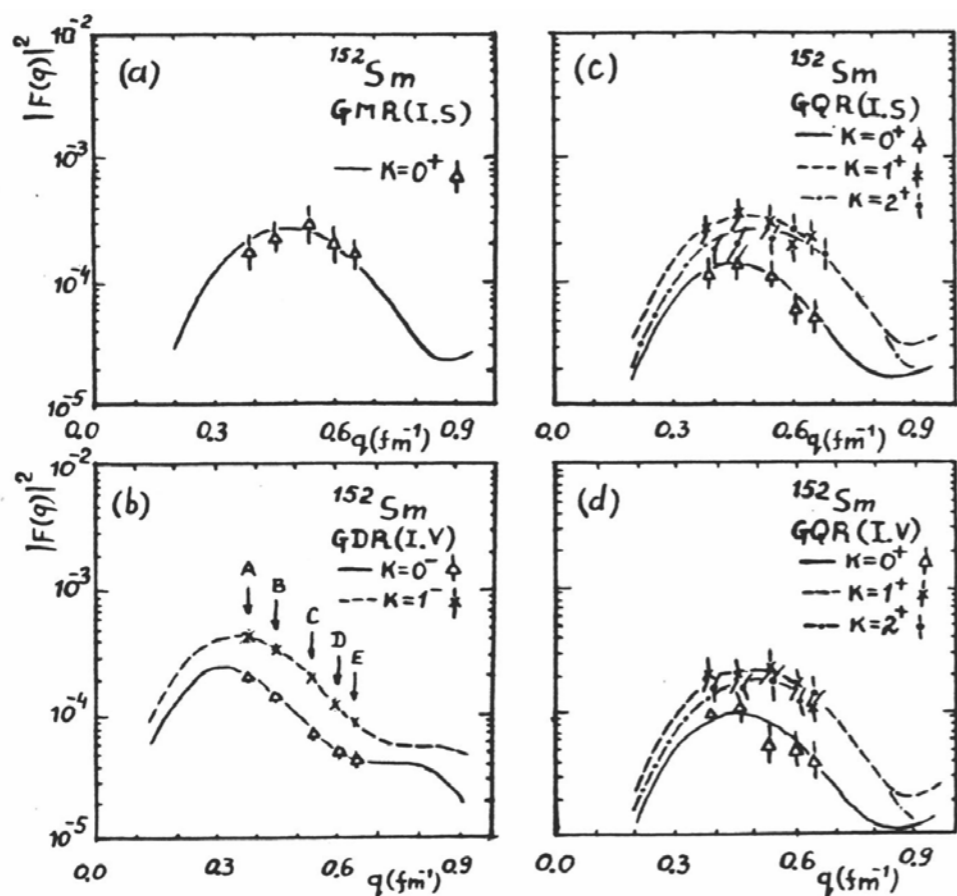


Рис. 14. Сравнение экспериментальных и теоретических (Рис. 13) формфакторов МГР для деформированного ядра  $^{152}\text{Sm}$  и 5 значений переданного импульса А-Е, показанных на Рис. 15 (b). На этой части рис. указаны расчетные формфакторы, т.к. сечение изовекторного ГДР было взято из фотоядерных экспериментов [2]. На рис. 14 (a,c,d) нанесены экспериментальные величины формфакторов, полученные из их мультипольного разложения

Часть сечения при малых энергиях возбуждения 7–8 МэВ связана с возможным вкладом легких примесей в мишенях, упругий пик которых сдвинут по отношению к упругому пику самария. Это объясняет заметные различия вкладов для разных мишеней. Результаты фита ядерных сечений после удаления неядерного фона при  $q=0.60 \text{ Фм}^{-1}$  для обоих изотопов Sm показаны на Рис.16 в более крупном масштабе после вычитания ИвГДР. Рис.15,16 наглядно показывают уширение ГКР обоих типов, с  $T=0$  и 1 в  $^{152}\text{Sm}$  практически в 2 раза. Особенно это относится к изовекторному ГКР, поскольку в области 20–30 МэВ  $^{148}\text{Sm}$ , виден один резонанс при энергии около 24 МэВ с шириной на полувысоте примерно

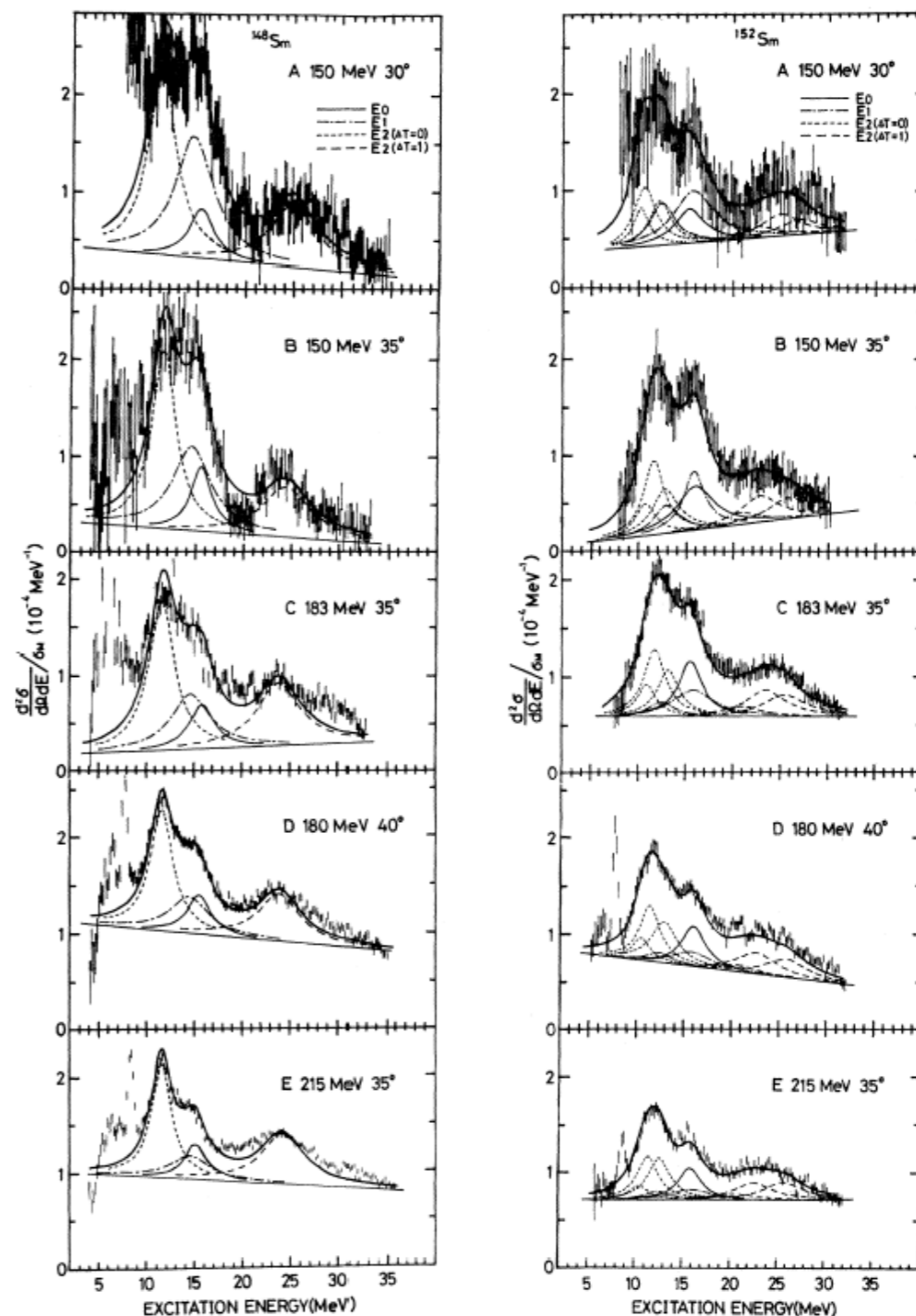


Рис. 15. Дифференциальные сечения после вычитания радиационных поправок при 5-и величинах переданного импульса для каждого изотопа Sm. Оставшийся после вычитания радиационных поправок фон (5–40%) был устранен одним фитом, как показано прямыми линиями по критериям малости (~ несколько %) ядерных сечений ниже порога вылета частиц и выше 35 МэВ. В сечения сделаны фиты 4-х типов резонансов для  $^{148}\text{Sm}$  и 9-и резонансов для  $^{152}\text{Sm}$  по формфакторам ВПМ. Параметры ГДР взяты из фотоядерных данных [2] для повышения точности

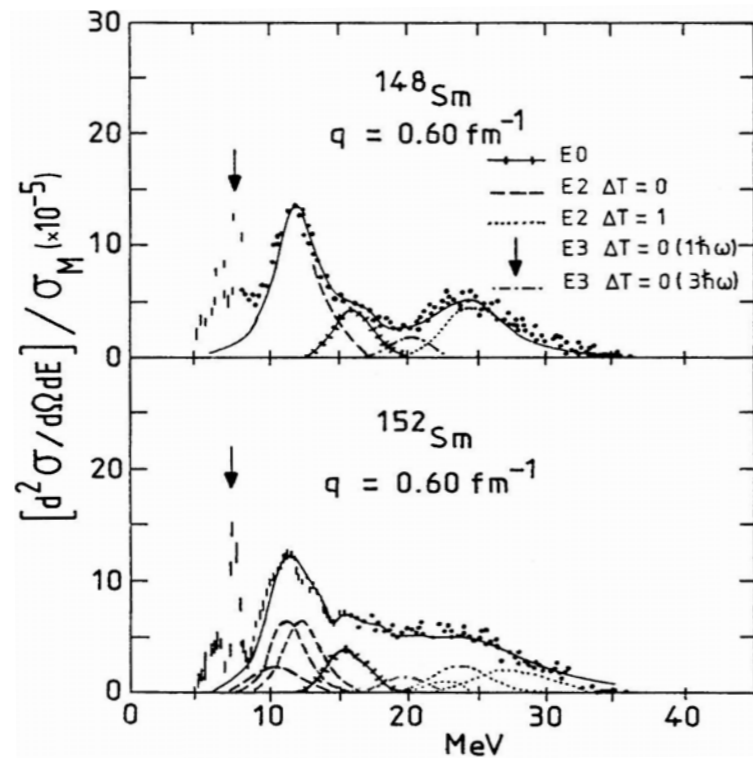


Рис.16. Сравнение измеренных сечений в области энергий возбуждения 5–37 МэВ с предсказаниями ВПМ после вычитания радиационных эффектов и нормировки на ядерное сечение в области 4–5 и 35–37 МэВ. ГДР, взятый из фотоядерных данных, также вычтен (см. текст). Ошибки точек включают статистические и систематические, вычитание радиационных эффектов, модельные приближения

5 МэВ. В то же время в  $^{152}\text{Sm}$  он стал значительно шире, и плавно спадает к максимально измеренной энергии  $\sim 35$  МэВ

Для проверки анализа был вычислен формфактор  $E3$  и высокоэнергичный резонанс  $E3$  был также вписан в комплекс сечений  $\sim$  при 7 и 20 МэВ при  $q=0.6$  Фм $^{-1}$  (Рис. 16).

Его вклад  $\sim 5-7\%$ , что находится в пределах погрешностей эксперимента и анализа, оцениваемых примерно в 10%.

Низкоэнергичный  $E3$  резонанс виден в области энергий 5–7 МэВ с ЭВПС  $\sim 28\%$  и по предсказанию ВПМ должен находиться примерно в этой области энергий. Поскольку он находится ниже порога вылета частиц, его ЭВПС мало. Поэтому анализ ограничен МГР с мультипольностями  $\lambda(L)\leq 2$ .

Вышеупомянутые МГР (кроме ГДР) были аппроксимированы кривыми Брайт-Вигнера, их средние энергии и ширины фитировались, что-

бы обеспечивалось наилучшее согласие ( $\chi^2\approx 0.9-2.1$ ) с экспериментальными сечениями в соответствии с моделью. Таким образом, сложный комплекс экспериментальных сечений МГР при энергиях возбуждения  $E_x\geq 10$  МэВ был разложен на мультиполи  $L\leq 2$  и параметры 4-х или 9-и резонансов были определены для ядер  $^{148}\text{Sm}$  и  $^{152}\text{Sm}$  соответственно, по модели ВПМ[14].

Табл.1.2. Параметры ГДР, полученные различными методами [16]

Nucleus	Reactions	$E$ (МэВ)	$\Gamma$ (МэВ)	$B$ (Фм $^2$ )	Ref.
$^{238}\text{U}$	$(e, e')$ $(\sigma^{abc})$ $(\gamma, n)$	$10.75\pm 0.25$	$3.2\pm 0.4$	28	18
		$10.97\pm 0.13$	$2.99\pm 0.48$	30	28
		$10.96\pm 0.09$	$2.9\pm 0.14$	31	2
	$(e, e')$ $(\sigma^{abc})$ $(\gamma, n)$	$13.95\pm 0.25$	$4.5\pm 0.3$	49	18
		$14.25\pm 0.18$	$5.1\pm 0.63$	49	16
		$14.04\pm 0.13$	$4.53\pm 0.13$	48	2
$^{181}\text{Ta}$	$(e, e')$ $(\gamma, n)$	12.40	2.33	26	20
		12.30	2.43	19.9	2
	$(e, e')$ $(\gamma, n)$	15.32	4.23	61.0	20
		15.23	4.48	36.7	2
$^{140}\text{Ge}$	$(e, e')$	$15.30\pm 0.2$	$4.4\pm 0.2$	41	23
	$(\gamma, n)$	15.4	4.41	41	2
$^{90}\text{Zr}$	$(e, e')$	16.65	4.0	21.3	25
	$(\gamma, n)$	16.74	4.16	18.7	2
$^{89}\text{Y}$	$(e, e')$	16.6	$3.9\pm 0.2$	20.5	24
	$(\gamma, n)$	16.74	4.25	20.2	2

Результаты изучения ГДР из экспериментов рассеяния электронов, прямого измерения сечений поглощения фотонов, фотонейтронными сечениями, которые для тяжелых ядер близки к сечениям поглощения, приведены в таблице 2, где в верхней части показано расщепление ГДР на два максимума (индексы I и II) в тяжелых деформированных ядрах  $^{238}\text{U}$  и  $^{181}\text{Ta}$ . Для второго ядра, несмотря на близкие энергии резонансов и ширин, наблюдается большая разница в ЭВПС, что повидимому является следствием некорректного вычитания радиационного эффектов. Для остальных ядер сравнение показывает адекватность метода  $(e, e')$ .

В данном случае, использование фотоядерных данных предопределило значительное уменьшение подгоняемых параметров для получения более надежных данных о 'новых' резонансах. На рис.17 показаны фотоядерные сечения изотопов Sm, аппроксимированных кривыми Лоренца: для  $^{148}\text{Sm}$   $E_{\text{max}} = 14.8 \pm 0.1$  МэВ,  $\sigma_{\text{max}} = 339 \pm 12$  мб,  $\Gamma = 5.1 \pm 0.2$  МэВ для  $^{152}\text{Sm}$ , деформированного ядра, ГДР расщепляется на 2 резонанса:

$$E_{1\text{max}} = 12.45 \pm 0.1 \text{ МэВ}, \sigma_{1\text{max}} = 183 \pm 10 \text{ мб}, \Gamma_1 = 3.2 \pm 0.15 \text{ МэВ}$$

$$E_{2\text{max}} = 15.85 \pm 0.1 \text{ МэВ}, \sigma_{2\text{max}} = 226 \pm 10 \text{ мб}, \Gamma_2 = 5.10 \pm 0.2 \text{ МэВ}$$

В таблице 3 приведен изотопный состав для 7-и изотопов Sm и пороги фотоядерных реакций.

Таблица 3. Относительное количество и пороги основных фотоядерных реакций изотопов Sm

Z	A	ABUND	G,N	G,P	G,2N	G,NP	G,2P
62	144	3.1	10.6	6.3	19.0	16.2	10.6
	147	15.0	6.4	7.1	14.8	13.4	12.4
	148	11.3	8.1	7.6	14.5	15.3	13.0
	149	13.8	5.9	7.6	14.0	13.5	13.6
	150	7.4	8.0	8.3	13.9	15.5	14.2
	152	26.7	8.3	8.7	13.9	16.6	15.7
	154	22.7	8.0	9.0	13.8	16.5	16.9

Площадь под кривыми Лоренца для этих ядер равны 2.71 и 2.75 МэВ-барн, что составляет 1.25 и 1.24 фотоядерного Правила Сумм соответственно. Эти параметры ГДР были использованы в фитировании согласно формфакторам ВПМ. Вклад ГДР уменьшается при увеличении переданного импульса в соответствии с формфактором.

Из суммарного сечения в области энергий 15 МэВ, более ясно выраженного при наибольшей передаче импульса в  $^{148}\text{Sm}$ , как и максимума в этой области в  $^{152}\text{Sm}$  при  $q = 0.60 \text{ Фм}^{-1}$  и  $0.64 \text{ Фм}^{-1}$  видно присутствие здесь резонанса, интенсивность которого не уменьшается с передачей

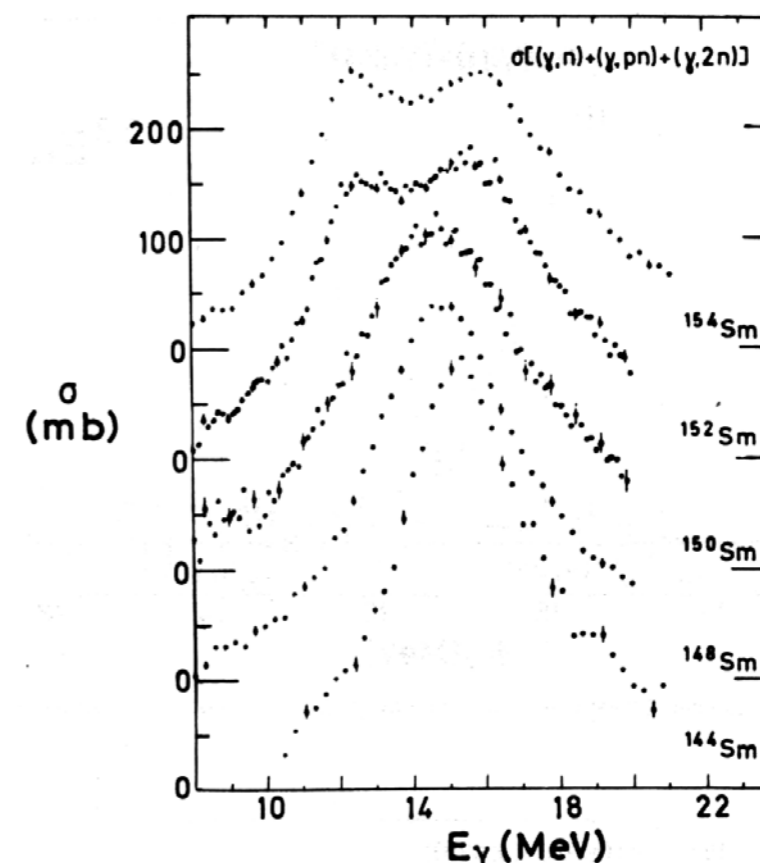


Рис.17. Сумма полных фотонейтронных сечений 5 изотопов Sm. Часть изотопов нестабильна

импульса. Согласно предсказаниям ВПМ в указанной области энергий, кроме ГДР находится монополюсный резонанс (ГМР) и его формфактор проходит через максимум при  $q = 0.45 - 0.6 \text{ Фм}^{-1}$ . Следовательно, в этой области энергий возбуждения  $^{148}\text{Sm}$  кроме ГДР ( $E_{\text{max}} = 14.8 \pm 0.1$  МэВ) находится ГМР при 15.5 МэВ. Еще более ясная ситуация в  $^{152}\text{Sm}$ , где энергия максимума ГМР близка к аналогичной высокоэнергичной ветви ГДР, имеющей лишь часть ЭВПС.

Кроме того, в экспериментальных сечениях в сферическом ядре  $^{148}\text{Sm}$  можно видеть отчетливые резонансы при энергиях возбуждения 11.5 МэВ и 24 МэВ, интенсивность которых максимальна при средних передачах импульса. В соответствии с изменением формфактора, они ведут себя как ГКР с  $T=0$  и  $T=1$ .

При сравнении параметров сечений изотопов ясно видно уширение экспериментального сечения в деформированном  $^{152}\text{Sm}$ , особенно

в области энергий возбуждений 20–30 МэВ, где согласно теоретическим предсказаниям находится изовекторный ГКР.

Итак, существование как изоскалярного, так и изовекторного ГКР, их уширения в деформированном ядре  $^{152}\text{Sm}$ , аналогичном расщеплению ГДР, а также неизменности ГМР, надежно установлено в данном эксперименте. Наблюдаемое уширение изучаемых МГР, кроме гигантского монополюсного резонанса, хорошо согласуется с предсказаниями их поведения по ВПМ. В таблицах 4 и 5 приводятся параметры резонансов обоих изотопов Sm, включая взятый из фотоядерных данных ГДР.

Таблица 4. Параметры МГР в сферическом ядре, из эксперимента ( $e, e'$ ) [4]

$E_x$ (МэВ)	$E_x A^{-1/3}$ (МэВ)	$\Gamma$ (МэВ)	$J^\pi$	Mode
$15.5 \pm 0.3$	82.0	$3.0 \pm 0.2$	$0^\pm$	$T=0$
14.8	78.3	5.1	$1^-$	$T=0$
$11.6 \pm 0.2$	61.4	$3.1 \pm 0.2$	$2^\pm$	$T=0$
$24.3 \pm 0.4$	128.5	$5.6 \pm 0.5$	$2^\pm$	$T=1$

Параметры ГДР приведены в таблицах без указания ошибок, приведенных выше.

Таблица 5. Параметры резонансов в ядре  $^{152}\text{Sm}$  из эксперимента ( $e, e'$ ) [4]

$E_x$ (МэВ)	$E_x A^{-1/3}$ (МэВ)	$\Gamma$ (МэВ)	Type	Mode	$K^\pi$
$15.7 \pm 0.3$	83.8	$3.1 \pm 0.4$	GMR	$T=0$	$0^\pm$
12.45	66.2	3.2	GDR	$T=1$	$0^-$
15.85	84.3	5.1	GDR	$T=1$	$1^-$
$10.6 \pm 0.2$	56.6	$2.4 \pm 0.2$	GQR	$T=0$	$0^\pm$
$11.4 \pm 0.4$	60.8	$2.7 \pm 0.2$	GQR	$T=0$	$1^\pm$
$12.7 \pm 0.4$	67.8	$3.0 \pm 0.2$	GQR	$T=0$	$2^\pm$
$21.0 \pm 0.9$	112.0	$5.4 \pm 0.4$	GQR	$T=1$	$0^+$
$23.2 \pm 1.0$	123.8	$5.0 \pm 0.4$	GQR	$T=1$	$1^+$
$26.0 \pm 0.5$	138.8	$5.2 \pm 0.4$	GQR	$T=1$	$2^+$

Из сравнения приведенных в таблицах энергий резонансов и их ширин в ГКР с  $T = 0$  и 1 для сферического и деформированного изото-

пов Sm вытекает, что 3 резонанса в  $^{152}\text{Sm}$  сдвигаются примерно симметрично относительно одного в  $^{148}\text{Sm} \sim$  на 2 МэВ в ИсГКР и 5 МэВ в ИвГКР, а их ширины у обоих ядер  $\sim$  одинаковы и больше чем сдвиг резонансов, поэтому наблюдается только уширение, а не расщепление как в ГДР. Из таблиц видно, что погрешности подгоняемых параметров больше в деформированном ядре  $^{152}\text{Sm}$ , где их число значительно больше. Кроме того, заметно увеличение ошибок при увеличении энергии возбуждения, они максимальны в изовекторном ГКР, как для резонансной энергии, так и ширине.

## 5. Обсуждение результатов

### 5.1. Сравнение с теорией

Изовекторный ГДР с 60-х годов измерялся во многих ядрах из-за выделенности во взаимодействии с фотонами и для него существует обширная систематика [17]. Поэтому его параметры известны значительно лучше по сравнению с гигантскими резонансами других мультипольностей. Однако следует отметить, что до работ, представленных в Разд.1, ГДР получали, суммируя основные каналы распада – протонный и нейтронный. Значительно меньше работ, в которых было измерено сечение поглощения фотонов в области энергий возбуждения примерно 10-30 МэВ, т. е. собственно ГДР, в легких ядрах (Разд. 2) и тяжелых ядрах [28]. Было сделано лишь несколько экспериментов неупругого рассеяния электронов, где измерялся ИвГДР.

Параметры МГР для обоих изотопов Sm, найденные фитированием по теоретическим формфакторам из ВПМ в экспериментальное сечение гигантских резонансов, а именно монополюсного и двух квадрупольных ( $T=0$  и 1), вместе с ошибками их определения приведены для  $^{148}\text{Sm}$  в таблице 4 и  $^{152}\text{Sm}$  в таблице 5. В таблицах помещены также параметры ГДР, взятые из фотоядерных реакций, погрешности измерения которых приведены выше. Его сечения для различных передач импульса  $q$  также изменялись по формфактору, рассчитанному по ВПМ.

Экспериментальные и теоретические энергии максимумов МГР приведены в таблице 6. Рассчитанные для обоих изотопов, предска-

ния ВПМ[10], положения изоскалярных ГКР на 0.7–1.0 МэВ ниже экспериментальных, в то время как для изовекторных ГКР — выше их примерно на 3 МэВ. Для резонансных энергий изовекторного ГДР видно хорошее согласие ВПМ и эксперимента. Микроскопическая теория [9] предсказывает согласие с энергиями резонансов ГДР и в пределах ошибок изоскалярного ГКР, но для изовекторного ГКР ниже энергии различных компонент на 0.5–1.5 МэВ. Механизм фрагментации монополярного и квадрупольного резонансов был рассмотрен также в упрощенном подходе связанных монополярных, аксиальных и неаксиальных квадрупольных колебаний (адиабатическая ‘cranking’ модель), в которой самосогласующийся потенциал зависит от  $N$  коллективных параметров [16]. Расчет по этой модели дал результаты подобные микроскопической модели приближения случайных фаз [9], которые также находятся в согласии с экспериментом, хотя предсказанное моделью расщепление ГМР не могло наблюдаться, поскольку ЭВПС низкоэнергичной ветви ГМР в предположении связанных колебаний не превышало 20%.

Таблица 6. Сравнение результатов данного эксперимента ( $e, e'$ ) и теоретических расчетов энергий возбуждения МГР с мультипольностями  $L = 0, 1, 2$

Тип	Ядро	эксперимент	[10]	[9]	[16]	[12]	[10]	[9]
GMR	$^{148}\text{Sm}$	$15.5 \pm 0.3$			15.1			
	$^{152}\text{Sm}$	$15.7 \pm 0.3$		10.7 18.3	10.5 15.9			
GDR	$^{148}\text{Sm}$					14.8	14.8	
	$^{152}\text{Sm}$					12.45 15.85	12.3 16.3	12.0 15.0
GQR	$^{148}\text{Sm}$	$11.06 \pm 0.2$	10.9		11.09	$24.3 \pm 0.4$	26.4	
		$10.06 \pm 0.2$	9.9		10.5	$21.0 \pm 0.9$	24.1	19.5
	$^{152}\text{Sm}$	$11.04 \pm 0.4$	10.4			$23.2 \pm 1.0$	25.2	22.5
		$12.07 \pm 0.4$	11.8		13.1	$26.0 \pm 0.5$	28.8	25.5

Кроме того, модель не предсказывает  $K=1^+$  колебаний ГКР. Нужно учесть, однако, что в эксперименте энергия максимума ГКР,  $T=0$ ,  $E_{\text{res}} \approx 61 \cdot A^{-1/3}$  МэВ для  $^{148}\text{Sm}$  на 0.6 МэВ выше, чем предсказывает ВПМ ( $\approx 58 \cdot A^{-1/3}$  МэВ). Если использовать экспериментальную энергию  $E_{\text{res}}$  в качестве теоретической  $\bar{E}$ , то для  $^{152}\text{Sm}$  энергии резонансов:  $E_{\text{res}}(2.0) \approx 10.5$  МэВ,  $E_{\text{res}}(2.1) \approx 11.0$  МэВ,  $E_{\text{res}}(2.2) \approx 12.6$  МэВ, значительно ближе к экспериментальным энергиям резонансов.

### 5.2.1. Изоскалярный гигантский квадрупольный резонанс

Изоскалярный ГКР был определен из экспериментальных сечений варьированием энергии максимума и ширины резонанса для сферического и трех компонент этого резонанса для деформированного, взятых из ВПМ, используя переходные плотности и формфакторы этой модели по формулам (3,4) для первого ядра и (11,15) для 2-го одновременно для всех пяти передач импульса для каждого ядра. Так как данные измерения были проведены вблизи максимума формфактора для ГКР, его вклад доминирует в экспериментальных сечениях. С другой стороны, ГДР находится в области уменьшения дипольного формфактора в  $\sim 5$  раз при изменении переданного импульса, хотя его вклад значителен особенно при двух меньших значениях  $q$ . Поэтому корректное вычитание ГДР было принципиально важным для надежного определения параметров гигантских резонансов другой мультипольности, данных, о которых было намного меньше, особенно из ( $e, e'$ ). Параметры ГКР в ядрах  $^{148}\text{Sm}$  и  $^{152}\text{Sm}$ , измеренные впервые, приведены в таблицах 5 и 6. Ясно заметно уширение ГКР в деформированном ядре  $^{152}\text{Sm}$ . Расщепление в нем  $K=0^+-2^+$  компонент ГКР на  $\sim 2$  МэВ соответствует предсказаниям как ВПМ, так и микроскопической теории [9]. Однако поскольку расстояние между каждой из компонент  $\sim 1$  МэВ, а ширина  $\sim 2.5$  МэВ, экспериментально наблюдать расщепление нельзя. Параметры изоскалярного ГКР, полученные из экспериментов с  $\alpha$ -частицами и электронами на всех измеренных изотопах Sm приведены в таблице 7 [4].

Таблица 7. Параметры изоскалярного ГКР из  $(\alpha, \alpha')$  и  $(e, e')$  рассеяния в изотопах Sm

Nucleus	$E_x$ (МэВ)	$\Gamma$ (МэВ)	EWSR (%)	Reaction
$^{144}\text{Sm}$	$13.0 \pm 0.3$	$3.9 \pm 0.2$	$91 \pm 25$	$(\alpha, \alpha')$
$^{144}\text{Sm}$	$12.4 \pm 0.4$	$2.6 \pm 0.4$	$85 \pm 15$	$(\alpha, \alpha')$
$^{144}\text{Sm}$	$12.1 \pm 0.2$	$2.4 \pm 0.2$	$45 \pm 15$	$(\alpha, \alpha')$
$^{144}\text{Sm}$	12.5	3.4	60	$(\alpha, \alpha')$
$^{144}\text{Sm}$	$11.9 \pm 0.2$	$2.9 \pm 0.2$		$(e, e')$
$^{148}\text{Sm}$	$12.5 \pm 0.2$	$4.3 \pm 0.2$	$104 \pm 25$	$(\alpha, \alpha')$
$^{148}\text{Sm}$	$11.6 \pm 0.2$	$3.1 \pm 0.2$	$100 \pm 10$	$(e, e')$
$^{150}\text{Sm}$	$11.8 \pm 0.2$	$3.3 \pm 0.2$		$(e, e')$
	$10.6 \pm 0.2$	$2.4 \pm 0.2$	$20 \pm 5$	
$^{152}\text{Sm}$	$11.4 \pm 0.4$	$2.7 \pm 0.2$	$45 \pm 9$	$(e, e')$
	$12.7 \pm 0.4$	$3.0 \pm 0.2$	$35 \pm 7$	
$^{154}\text{Sm}$	$12.4 \pm 0.3$	$4.7 \pm 0.3$	$102 \pm 25$	$(\alpha, \alpha')$
$^{154}\text{Sm}$	12.2	4.5		$(\alpha, \alpha')$
$^{154}\text{Sm}$	$11.8 \pm 0.3$	$3.7 \pm 0.3$		$(\alpha, \alpha')$
$^{154}\text{Sm}$	$10.9 \pm 0.2$	$4.5 \pm 0.2$		$(e, e')$

Параметры изоскалярного ГКР многократно [12] измерялись в экспериментах рассеяния  $(\alpha, \alpha')$ , особенно для сферического изотопа  $^{144}\text{Sm}$ , ( $Z=62, N=82$ ), хотя их разброс довольно значителен и существенно превышает приведенные в [12] погрешности. В первом эксперименте (верхняя строка в таблице 7) весь комплекс сечений в области энергий возбуждения 10–15 МэВ был интерпретирован как ГКР, но затем максимум был поделен на квадрупольный и монополюсный резонансы. В экспериментах  $(e, e')$  были измерены изотопы с  $A=144, 154, 148$  и  $152$ , последние два впервые в данном эксперименте. Их результаты ближе друг к другу для разных изотопов, как с  $A=144$  и  $148$ , так и с  $A=152$  и  $154$ , хотя в последних наблюдалось только уширение, по причине указанной выше.

Сравнение результатов, полученных из рассеяния адронов и электронов на сферических изотопах Sm показывает, что резонансная энергия ГКР в первых примерно на 0.6 МэВ выше, а ширина на  $\sim 0.7$  МэВ меньше. В деформированных изотопах с  $A=152-154$  энергия максимума ГКР также выше в  $(\alpha, \alpha')$ -рассеянии, ширина  $\Gamma$  меняется от 2.4 до 3.7 МэВ в  $\alpha$ -рассеянии и от 2.9 до 4.5 МэВ в  $(e, e')$ .

Разница результатов рассеяния  $(\alpha, \alpha')$  и  $(e, e')$  может быть не случайна, а имеет принципиальный характер: в первых фон вычитается феноменологически. Кроме того, как обсуждается в ряде теорий [1] для ядер с большой разницей протонов и нейтронов, изоспин возможно не является хорошим квантовым числом и соответственно могут частично возбуждаться изовекторные МГР, как например ИвГДР,

Таблица 8. Изоскалярные ГКР из экспериментов  $(e, e')$  [16]

Nucleus	$E$ (МэВ)	$E \cdot A^{-1/3}$ (МэВ)	$\Gamma$ (МэВ)	$R^a$	Ref.
$^{58}\text{Ni}$	$16.2 \pm 0.3$	$62.7 \pm 1.2$	$4.5 \pm 0.4$	$65 \pm 10$	29
$^{60}\text{Ni}$	$16.3 \pm 0.3$	$63.8 \pm 1.2$	$4.5 \pm 0.4$	$55 \pm 10$	29
$^{64}\text{Zn}$	$15.0 \pm 0.3$	$60 \pm 1$	$6.0 \pm 4$	$49 \pm 6$	39
$^{90}\text{Zr}$	13.9	62	4.0		25
$^{124}\text{Sn}$	$11.7 \pm 0.5$	$58 \pm 3$	$3.0 \pm 1.0$	$55 \pm 28$	39
$^{140}\text{Ce}$	$12.0 \pm 0.2$	62	$2.8 \pm 0.2$	$63 \pm 13$	23
$^{142}\text{Nd}$	$12.0 \pm 0.2$	$62.6 \pm 1.0$	$2.8 \pm 0.2$	65	40
$^{150}\text{Nd}$	$11.2 \pm 0.2$	$59.6 \pm 1.0$	$5.0 \pm 0.2$	85	40
$^{148}\text{Sm}$	$11.6 \pm 0.2$	$61.5 \pm 1.1$	$3.1 \pm 0.2$	$100 \pm 10$	12
$^{152}\text{Sm}$	$11.5 \pm 0.3$	$61.4 \pm 1.6$	$4.8 \pm 0.2$	$100 \pm 15$	12
$^{165}\text{Ho}$		6	$3 \pm 0.4$		21
$^{181}\text{Ta}$	$10.7 \pm 0.4$	$61 \pm 2$	$4.5 \pm 0.4$	$103 \pm 18$	41
$^{197}\text{Au}$	10.8	62	$2.9 \pm 0.2$	$77 \pm 18$	19
$^{208}\text{Pb}$	10.6	62	3.2	82(GT)	15
				30(SJ)	
$^{238}\text{U}$	9.9	62	$2.9^{+0.8}_{-0.4}$	$77 \pm 20$	18
				$38 \pm 10$	

$$^a R = E_x \cdot B(E^2, 0) / \text{EWSR} 100.$$

Параметры ГКР,  $T=0$  из экспериментов  $(e, e')$  в средних и тяжелых ядрах приведены в таблице 8 [16]. Энергии резонансов ГКР из таблицы 8, определенные из экспериментов рассеяния электронов, показаны на рис. 18 для широкой области ядер от  $^{58}\text{Ni}$  до  $^{197}\text{Au}$ , в которой можно видеть тенденцию их сближения с резонансными энергиями из экспериментов с адронами. В той же таблице даны ширины изоскалярных ГКР, где наглядно видно влияние изменения их формы при переходе от сферических ядер к деформированным и обратно. В средних ядрах также видно изменение ширин, связанное с изменением деформации ( $^{58}\text{Ni}-^{64}\text{Zn}$ ). Большой разброс, до 2-х раз, наблюдается в доле ЭВПС

ГКР,  $T = 0$  из разных работ, приведенные в таблице 8. Только примерно  $50 \pm 20\%$  ЭВПС найдено в средних ядрах. Разные величины, полученные для изотопов [24] дают оценку точности вычитания фона в работе — не менее 30%.

Для двух самых тяжелых ядер  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{238}\text{U}$ , приведенных в конце таблицы 8 анализ данных был проведен по двум коллективным моделям: Гольдгабера–Теллера (GT) и Штейнведеля–Йенсена (SJ) для изовекторных резонансов и модели Тасси для изоскалярных [15]. Результат, полученный по модели SJ, находится во 2-ой строчке для каждого ядра. Такие параметры резонансов, как энергии максимумов и ширины согласуются в пределах ошибок, но ЭВПС отличается более чем в 2 раза.

В тяжелых ядрах эксперименты  $(e, e')$  в области МГР были также проведены на деформированных ядрах  $^{181}\text{Ta}$  [19, 20]. Уширение ГКР в  $^{181}\text{Ta}$  было найдено в виде расщепления на два максимума с энергиями 9.5 МэВ ( $K=0^+$ ) и  $\sim 11.4$  МэВ ( $K=1^+$  и резонансы). Однако в этих работах были получены разные результаты для ширин резонансов:  $\Gamma = 1.8$  и 2.2 МэВ [19] и 2.1 и 3.1 МэВ [20]. Поскольку ГКР имеет сложную структуру в  $^{181}\text{Ta}$ , его резонансная энергия была принята 10.7 МэВ, ширина примерно 4.5 МэВ. Более существенные расхождения были получены в величине ЭВПС:

$$\text{ЭВПС} = \sum_i E_{\text{resi}} \cdot B_i(EL, E_{\text{res}}) = \frac{e^2 \hbar^2}{8\pi m} \cdot L(2L+1)^2 \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \langle r^{2L-2} \rangle$$

Резонансы почти исчерпывают ЭВПС в работе [19], но только  $\sim 30\%$  в работе [20]. Изотопы  $^{142-150}\text{Nd}$  по параметрам коллективных состояний близки изотопам Та.

В ранних экспериментах рассеяния адронов  $(\alpha, \alpha')$ ,  $(p, p')$ ,  $(d, d')$  до 1975 г. не наблюдалось заметного изменения формы ГКР с деформацией ядер [5]. Впервые уширение ИсГКР было отмечено в эксперименте на циклотроне Техасского Университета, США, при рассеянии  $\alpha$ -частиц с энергией 115 МэВ под углами  $13 \leq \theta \leq 24^\circ$  [6]. В более поздних работах зависимость ГКР от деформации прослеживается более определенно. Однако, разница в энергиях максимумов ГКР между рассеянием адронов

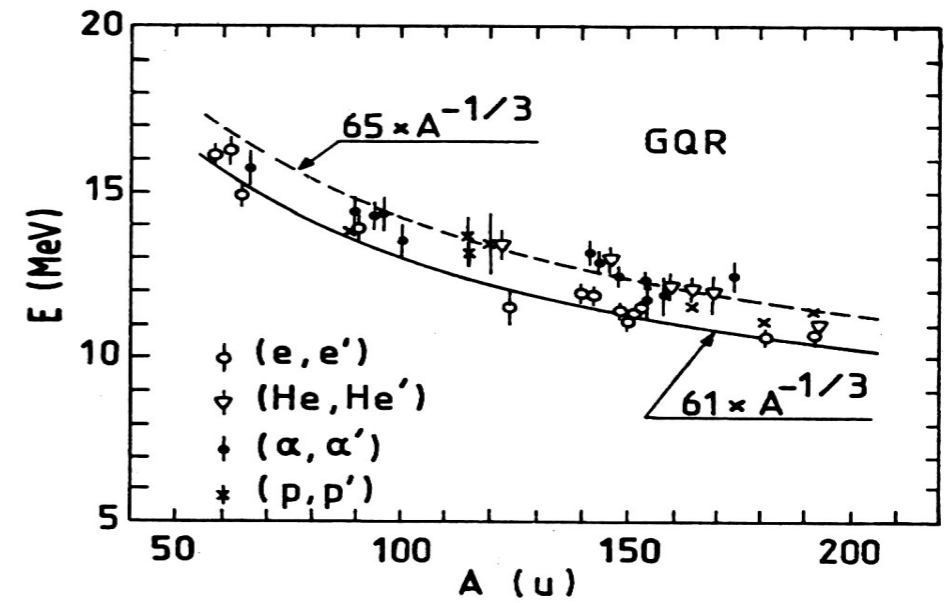


Рис. 18. Энергии максимумов изоскалярных ГКР, измеренных в экспериментах с рассеянием адронов и электронов. Верхняя кривая — резонансная энергии ГКР из реакции  $(\alpha, \alpha')$ . Нижняя кривая проведена для  $(e, e')$  данных

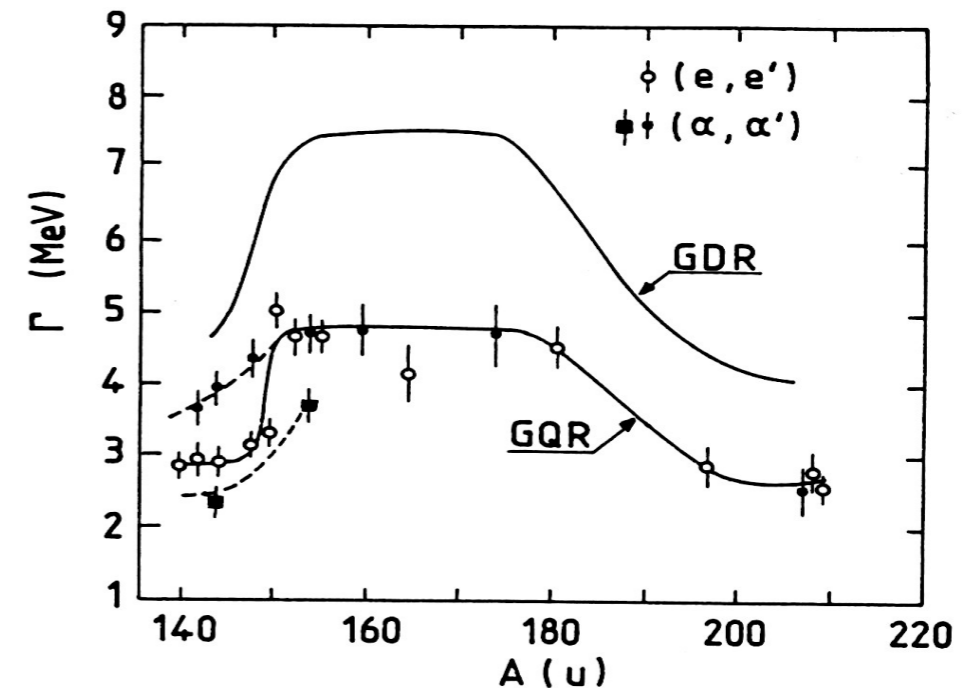


Рис. 19. Ширина изоскалярных ГКР в редко-земельной области, найденных из рассеяния адронов и электронов [8, 12]. Нижняя кривая проведена по результатам экспериментов  $(e, e')$  для ИсГКР (белые кружки). Черными точками и квадратами показаны первые [6] и более поздние [26] результаты  $(\alpha, \alpha')$ -рассеяния соответственно. Зависимость ширины ГДР от А в той же области массовых чисел (сплошная кривая без точек) показана для сравнения

и электронов в области ядер с  $A > 100$ , как показано на рис. 18 достигает  $\sim 1$  МэВ. Поскольку в экспериментах  $(e, e')$  энергия резонансов является более точно определяемой величиной, наблюдаемый сдвиг дает основание констатировать систематическое расхождение в резонансной энергии ИсГКР из рассеяния адронов и электронов, требующее специального рассмотрения. Из рис. 18 видно, что отмеченная выше разница в энергиях максимумов ГКР, сохраняется и при меньших  $A$ . Можно также отметить, что при просматривается сближение результатов двух типов экспериментов, правда при очевидном недостатке данных в этой области  $A$ .

Изменение ширины изоскалярного ГКР, полученная в экспериментах рассеяния адронов и электронов в области массовых чисел  $A$  от 140 до 208, т.е. главным образом в редкоземельной области ядер, показана на Рис.1.19. В  $(e, e')$  наблюдается быстрое увеличение ширины от  $\sim 2.8$  МэВ в сферических ядрах до  $\sim 4.0-5.0$  МэВ в деформированных ядрах  $^{150}\text{Nd}$ ,  $^{152,154}\text{Sm}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , а затем медленное уменьшение до тех же 2.8 МэВ в сферическом ядре  $^{208}\text{Pb}$ . Ранние [6] результаты  $(\alpha, \alpha')$  в области увеличения ширины при  $A=140-148$  существенно отличаются от измерений  $(e, e')$ , более поздние — находятся ближе, но имеют меньшую ширину. Видимо это связано с погрешностями в экспериментах  $(\alpha, \alpha')$ -рассеяния при вычитании фона и монополярного резонанса.

В области между  $A=181$  и 200 сделан только один эксперимент  $(e, e')$ , здесь желательны новые измерения для выяснения динамики изменения формы. Из рис. 19. видно также, что изменение ширины изовекторного ГДР от 4 МэВ в сферических ядрах до 7.5 МэВ в деформированных имеет форму подобную ИсГКР и их динамика подобна, но поскольку абсолютные величины ширин отличаются, в ГДР,  $T=1$  экспериментально наблюдается расщепление двух компонент ГДР. В ГКР,  $T=0$  три компоненты сдвинуты в деформированных ядрах на энергию меньшую, чем их ширины и экспериментально фиксируется лишь уширение комплекса изоскалярных резонансов.

В целом, можно отметить, что для изоскалярных ГКР уже существует некоторая систематика, полученная из ряда экспериментов рассеяния электронов и адронов.

Из нее можно заключить, что из параметров ГКР,  $T=0$  более надежно известны резонансные энергии, которые для обоих типов экспериментов имеют одинаковую зависимость от массового числа пропорциональную  $A^{-1/3}$ , характерную для гигантских резонансов по предсказаниям коллективной модели GT, но с абсолютной величиной, отличающейся на (4-5)  $A^{-1/3}$  МэВ или  $\sim 1$  МэВ для  $A > 100$ . Правда при  $A \leq 100$  зависимость становится ближе к  $A^{-1/6}$ , предсказанной моделью SJ. В экспериментах с электронами точность определения этой энергии в основном зависит от разрешающей способности  $\sim 0.1-0.15\%$ . В рассеянии адронов погрешности больше. Поведение ширин изоскалярного ГКР при прохождении редкоземельной области примерно то же, как для адронов, так и электронов, исключая изменение со стороны  $A=140-150$ , что видимо объясняется проблемами с выделением ГМР в экспериментах с адронами. Видно (таблица 8, рис. 19), что ширина увеличивается в 1.5–1.7 раза или  $\sim 1.8$  МэВ.

Ситуация с долей ЭВПС иная (таблица 8): наблюдается большой разброс по измеренным ядрам, а именно в  $\sim 2$  раза, что свидетельствует о реальных погрешностях экспериментов, где обычно фитировались все параметры 7–15 резонансов, например [15,20]. В отличие от них в данном эксперименте [4] число фитируемых параметров было существенно уменьшено. Фитирование ГДР не проводилось, данные о нем были взяты из фотоядерных реакций. Область переданных импульсов была ограничена, так чтобы вклад мультиполярности ЕЗ был небольшим при наибольшей передаче. Кроме того, кроме обычного вычитания радиационных эффектов, разница в несколько процентов которых превращается в десятки процентов ядерного сечения, в [12] была сделана нормировка ядерного сечения, одинаковая для всех пяти переданных импульсах в обоих изотопах.

### 5.2.2. Изовекторный гигантский квадрупольный резонанс (ГКР, $T = 1$ )

Возбуждение изовекторных резонансов в  $(\alpha, \alpha')$ -рассеянии запрещено правилами отбора по изоспину  $T$ , если последний хорошее кванто-



вое число. Известны данные о ГДР из зарядово-обменных реакций, но о ИвГКР пока таковых нет. Напротив рассеяние электронов одинаково возбуждает состояния с  $T=1$ , также как с  $T=0$ , являясь уникальным источником информации для таких резонансов. Для более легких ядер  $A \leq 60$  реакции захвата, такие как  $(p, \gamma)$  могут также возбуждать изовекторные переходы, но основная информация о ГКР,  $T=1$  получена из экспериментов  $(e, e')$ .

Изовекторный ГКР был виден в данном эксперименте [4] как широкий резонанс при энергиях возбуждения 20–30 МэВ. Его параметры представлены в таблицах 4 и 5 для ядер  $^{148}\text{Sm}$  и  $^{152}\text{Sm}$ , соответственно. Он отчетливо виден во всех измеренных экспериментальных сечениях [4], также наблюдается его уширение в деформированном  $^{152}\text{Sm}$  до  $\sim 8.0 \pm 0.7$  МэВ. Согласно фиту по ВПМ в  $^{152}\text{Sm}$  сечение в этой области энергий в  $^{152}\text{Sm}$  расщепляется на состояния  $K=0^+, 1^+, 2^+$ . Интервал между компонентами  $0^+$  и  $2^+$  около 5 МэВ, что близко к ширине каждого резонанса. Это и является, как и в случае с ИсГКР, причиной того, что также не наблюдается расщепление Ив ГКР.

Сравнение экспериментальных и теоретических резонансных энергий ГКР,  $T=1$  сделано при обсуждении таблицы 6. Предсказания ВПМ примерно на 3 МэВ выше эксперимента. Ближе к результатам данной работы, на 0.5–1.5 МэВ., но ниже их результаты микроскопической теории. Расхождения укладываются примерно в 10%, т.е. эксперимент и теория находятся в согласии. Энергия максимума ИвГКР примерно в 2 раза выше, чем Ис ГКР, причем с энергией трудности выделения ядерной части сечения значительно возрастают. Видимо поэтому, до данного эксперимента [4] было выполнено только несколько работ и, в основном, их результаты имеют лишь качественный характер.

Корреляция между деформацией ядер и шириной изовекторного квадрупольного резонанса впервые наблюдалась в настоящем эксперименте [4]. Параметры ГКР,  $T=1$ , полученные из экспериментов рассеяния электронов, приведены в таблице 9 [16].

Таблица 9. Параметры изовекторного ГКР из экспериментов  $(e, e')$

Nucleus	$E$ (МэВ)	$E \cdot A^{-1/3}$ (МэВ)	$\Gamma$ (МэВ)	$R^a$	Ref.
$^{58}\text{Ni}$	$28.3 \pm 0.3$	109			42
$^{60}\text{Ni}$	$28.5 \pm 0.3$	112			42
$^{64}\text{Zn}$	$25.1 \pm 0.7$	$100 \pm 4$	$3.7 \pm 1.6$	$11 \pm 6$	39
	$30.4 \pm 0.8$	$121 \pm 3$	$5.0 \pm 1.7$	$16 \pm 7$	39
$^{90}\text{Zr}$	26.0	111	7		25
$^{124}\text{Sn}$	$24.9 \pm 0.2$	$124 \pm 1$	$3.2 \pm 0.5$	$60 \pm 12$	39
$^{140}\text{Ce}$	$25 \pm 1$	130	$6.5 \pm 1.0$	$77 \pm 23$	23
$^{142}\text{Nd}$	22				40
$^{150}\text{Nd}$	24				40
$^{148}\text{Sm}$	$24.3 \pm 0.4$	$128.5 \pm 1.3$	$5.6 \pm 0.5$	$100 \pm 15$	12
$^{152}\text{Sm}$	$24.7 \pm 0.5$	$132 \pm 1$	$8.0 \pm 0.7$	$100 \pm 20$	12
$^{181}\text{Ta}$	$21 \pm 30$				41
$^{208}\text{Pb}$	22.5	133	5.0	135 (GT) 33 (SJ)	15
$^{238}\text{U}$	$21.6 \pm 0.6$		$5.0 \pm 0.6$	$70 \pm 11$	18

$$^a R = E_x \cdot B(E^2, 0) / \text{EWSR} \cdot 100.$$

Из таблицы видно, что в экспериментах рассеяния электронов были измерены 13 ядер, с целью обнаружения ИвГКР, причем для  $^{181}\text{Ta}$  [21] указан лишь интервал энергий возбуждения (21–30 МэВ), для ряда других ядер ( $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{142,150}\text{Nd}$ ) [22, 20] определены только энергии максимумов. Для половины ядер не указаны погрешности измерений.

В таблице 9 также приведены результаты, полученные для ядра  $^{64}\text{Zn}$  [16]. Максимумы, интерпретируемые как изовекторный ГКР, находятся при  $\sim 25$  и 30 МэВ, т.е. на расстоянии 5 МэВ. Такой вывод сделан лишь по 10 точкам с большими погрешностями, что делает заключение не слишком убедительным. Анализ был выполнен по моделям Хелма и высокоэнергетического приближения (ВЭП), причем в последнем случае резонанс при  $\sim 30$  МэВ выглядит как плечо низкоэнергетического резонанса. Измерения сделаны только для одной передачи импульса, а формфакторы вычислялись по известной формуле

$$F^2 = \sum_{L=1}^N \beta_L \cdot F_{EL}^2,$$

где  $\beta_L$  — подгоночные параметры. Формфакторы были взяты из моделей Хелма и ВЭП. В итоге доля ЭВПС для найденных резонансов ограничивается 11 и 16 % соответственно, т.е. всего 27% для всего ГКР,  $T=1$ , что ставит под сомнение их интерпретацию. Кроме того, разница максимальных энергий ГКР превышает разброс этой величины для остальных измеренных ядер при приведенных малых ошибках. Для ядра  $^{124}\text{Sn}$  подгонялось  $\sim 20$  параметров, что еще увеличило их ошибки. На рис. 20 представлены параметры изовекторного ГКР из таблицы 9, где (a) — резонансная энергия (в единицах  $A^{-1/3}$  МэВ); (b) — ширина; (c) — доля ЭВПС. Из рис. 20 а видно, что характерная для гигантских резонансов зависимость от энергии, в данном случае  $130 A^{-1/3}$  МэВ, наблюдается только для тяжелых ядер в интервале  $140 \leq A \leq 239$ , хотя нерегулярное уменьшение энергии максимумов при меньших  $A$  может быть связано с погрешностями экспериментов. Зависимость ширины от массового числа (рис. 20 b) представлялась обратной общепринятой: она максимальна (10 МэВ) для близкого к магическому ядру  $^{58}\text{Ni}$  и минимальна ( $5.0 \pm 0.6$  МэВ) для деформированного  $^{238}\text{U}$ .

В редкоземельной области, как для сферических, так и деформированных ядер все предыдущие эксперименты дали одинаковые ширины ( $71 \pm 1$ ) МэВ, кроме эксперимента [4], в котором найдено уширение на  $\sim 4.5$  МэВ от  $^{148}\text{Sm}$  к деформированному  $^{152}\text{Sm}$ .

Хотя вероятность возбуждения изовекторного ГКР значительно меньше в фотоядерных реакциях, чем в рассеянии электронов, примерно как  $(kR)^2$ , т.е. составляет порядка нескольких процентов в зависимости от энергии возбуждения последнего, попытки найти его также были предприняты в фотоядерных экспериментах [20]. 5 изотопов Os в интервале  $A$  от 186 до 192. Полные сечения фотопоглощения, точнее сумма всех нейтронных реакций  $(\gamma, n_i, p_i)$  которых были измерены на квазимоноэнергетическом пучке фотонов в интервале энергий возбуждения 7–30 МэВ (таблица 10; рис. 20). Указанные изотопы являются де-

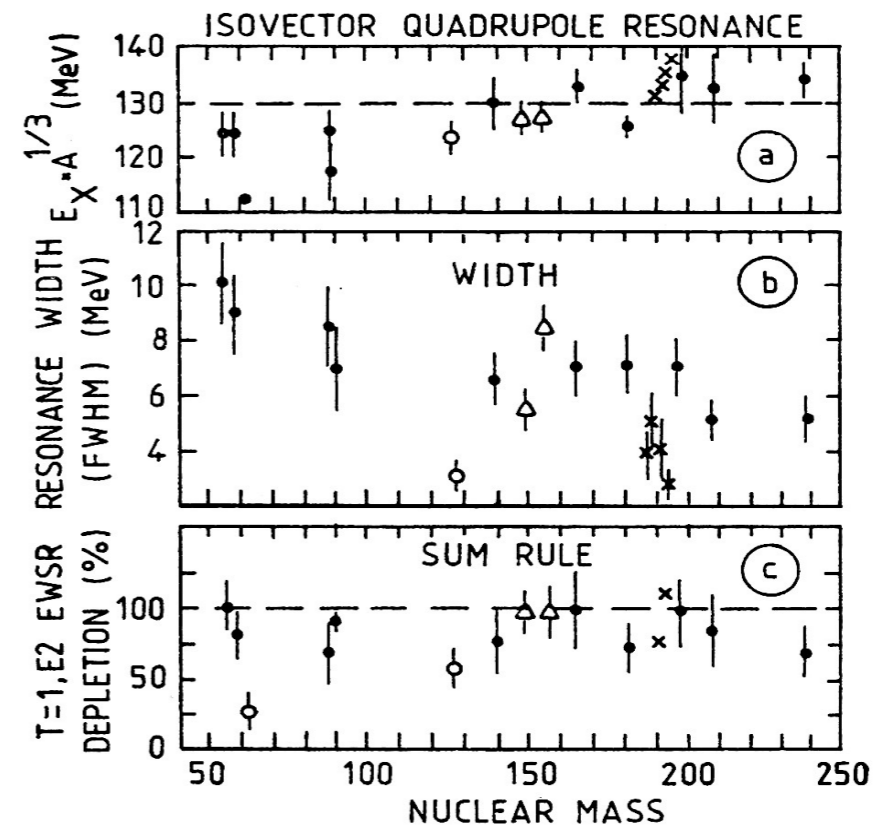


Рис. 20. Параметры изовекторного ГКР [11]: энергия возбуждения (a), ширина (b), доля ЭВПС (c). Черные точки из работы [29], открытые точки — [39], треугольники — [12], крестики — [30]

формированными ядрами и их параметр деформации лежит в пределах 0.194–0.150, уменьшаясь с ростом  $A$ . Поэтому ИвГДР в изотопах Os, как установлено, экспериментально расщепляется на 2 состояния, а в предположении трех разных осей у этих ядер — теоретически на 3 компоненты. Крестиками на рис. 20 показаны ширины из [20], которые меняются от 2.5 МэВ до 5 МэВ для разных изотопов, т.е. близки к ширине сферических ядер из экспериментов  $(e, e')$ . Резонансы, интерпретируемые как изовекторные ГКР, были получены после вычитания из экспериментальных точек полных фотонейтронных сечений, аналогичных сечений, аппроксимированных двумя кривыми Лоренца в интервале 11–18 МэВ, поскольку указанные изотопы имеют значительную деформацию  $\beta_2$ : от 0.194 для  $A=186$  до 0.150 для  $A=192$ . Их параметры приведены в таблице 10. Прежде всего, не очевидно, что хвосты полных фотонейтронных

сечений (выше 20 МэВ) должны описываться именно кривыми Лоренца. При этих энергиях возбуждения к основным сечениям, определяющим сечение ГДР вблизи его максимума, добавляются реакции с испусканием двух и более частиц, поэтому не понятно предположение авторов, почему из подгонки кривыми Лоренца до 18 МэВ, следует считать разницу точек и Лоренцевских кривых сечений при 20–30 МэВ резонансом другого типа. Параметром любого резонанса, наиболее точно определяемым, особенно в сечениях ( $e, e'$ ), является его резонансная энергия.

Таблица 10. Параметры резонансов изотопов Os, интерпретируемых как ИвГКР

Изотопы Os	188	189	190	192
$E_{\text{res}} \cdot A^{1/3}$	131	132	137	138
Ширины $\Gamma$ (МэВ)	$3.8 \pm 0.6$	$5.0 \pm 1.0$	$4.0 \pm 0.9$	$2.8 \pm 0.4$
$\text{ИС} = \frac{\pi}{2} \sigma_{\text{res}} \Gamma$ (МэВ · мб)	$453 \pm 107$	$407 \pm 121$	$202 \pm 71$	$288 \pm 59$

В хорошо известном ИвГДР в ядрах с  $A \geq 100$   $E_{\text{res}} \approx A^{-1/3}$  с постоянным коэффициентом, в изоскалярном ГКР, по крайней мере для тяжелых ядер, коэффициент также постоянен и  $E_{\text{res}}$  уменьшается с увеличением  $A$ . В данном случае (работа [30]) ситуация обратная: при росте  $A$   $E_{\text{res}}$  больше на 1 МэВ при погрешности 0.1–0.2 МэВ (таблица 10, рис. 20). Изотопы Os, как отмечено выше, лежат в области больших деформаций ядер, но их ширины порядка или меньше, чем у сферических ядер и отличаются от параметров ГКР,  $T=1$  из экспериментов рассеяния электронов для близкой редкоземельной области. Кроме того, как видно из таблицы 10 они изменяются нерегулярно от ядра к ядру. Величины интегральных сечений (ИС) из таблицы 10 не соответствуют таким общим закономерностям как правила сумм (ПС) Гелл-Манна, Гольдбергера, Тиринга (ГТТ) [1], которые учитывают вклады всех мультипольностей. Последние, что многократно подтверждено экспериментально, пропорциональны  $NZ/A$  или  $\sim A$ . Таблица 10 показывает обратную картину, а именно значительное падение интегрального сечения с ростом  $A$ . Их величина также выглядит завышенной в несколько раз, отношение ИС квадрупольного и дипольного резонансов первых двух изотопов  $\sim 0.12$ ,

а последних двух в два раза меньше, что позволяет получить реальную оценку погрешностей работы [30].

Практически единственным основанием интерпретировать резонансы в изотопах Os как изовекторные ГКР являются результаты расчетов по динамической коллективной модели [21], предсказавшие 3 резонанса при энергиях 21–25 МэВ. Доля ЭВПС указанных резонансов близка (таблица 9) к 100% для тяжелых ядер редкоземельной области и выше, а для средних ядер или небольшая (15%) или не определена. В частности, в работе [16] были определены параметры 5-и МГР в ядре  $^{64}\text{Zn}$  и 7-и в  $^{124}\text{Sn}$ . Измерения были сделаны только при одной передаче импульса. Исходя из того, что оценена ЭВПС мультипольности  $L=5$  для первого ядра и  $L=7$  для второго, можно предполагать передачу импульса  $q \approx 1-2 \text{ Фм}^{-1}$ . Анализ был сделан по модели Хелма и ВЭП. Две строчки, относящиеся к этой работе в таблице 9, означают, что в интервале 23–33 МэВ найдено 2 компоненты ГКР,  $T=1$  и извлечены их параметры, правда, с большими ошибками. Небольшая доля ЭВПС (см. выше) для суммы обоих резонансов равна только 27%, что делает понятным сильное отличие и других параметров [39] от приведенных на рис. 20. Аналогичное заключение можно сделать и для  $^{124}\text{Sn}$ . В то же время, для данных [29], показано (рис. 20), что для изотопов  $^{58,60}\text{Ni}$  доля ЭВПС близка к 100%. Как и для изоскалярного ГКР, анализ по моделям GT и SJ приводит к разным результатам, как показано в таблице 9 для  $^{208}\text{Pb}$ .

Из имеющихся данных для ГКР,  $T=1$  можно сделать вывод, что его существование было качественно показано в ряде экспериментов (см. таблицу 9 и рис. 20). При этом в части работ [20] ограничивались одной передачей импульса, выводы же о мультипольностях делались скорее из предсказаний теории о положении резонансов по энергии возбуждения. Там же, где измерения проводились при нескольких передачах импульса, их интервал выбирался так, чтобы возбудить как можно больше резонансов в измеренной области энергий возбуждений, например, 7 в  $^{124}\text{Sn}$  [18], 9 в  $^{140}\text{Ce}$  [19], 11 резонансов в  $^{181}\text{Ta}$  [20]. Необходимость фитирования такого количества параметров значительно ограничивала точность результатов, части резонансов приписывалось по две мультипольности

[20] и многие авторы отмечали качественный характер приводимых данных [42]. Хотя систематика изовекторного ГКР существенно беднее, чем у изоскалярного, тем не менее, такие параметры изовекторного ГКР, как зависимость энергии максимума ГКР от массового числа  $A^{-1/3}$ , доля ЭВПС для тяжелых ядер, близкая к 100%, подобны параметрам изоскалярного ГКР.

Однако изменение ширины с массовым числом  $A$  противоречит данным ГКР,  $T=0$ , более того до данного эксперимента [12] зависимость ширины от деформации в редко-земельной области из-за больших ошибок не была установлена. В последнем эксперименте для повышения надежности был специально выбран интервал передач импульса с тем, чтобы ограничить число возбуждаемых мультипольностей  $L \leq 2$ , а параметры изовекторного ГДР ( $L=1, T=1$ ) были взяты из фотоядерных реакций.

### 5.2.3. Изоскалярный гигантский монополярный резонанс (ГМР)

Мода сжатия ядерной материи или “breathing mode” ядерных колебаний и гигантский резонанс нулевой мультипольности издавна вызывала повышенный интерес. Уже простейшие коллективные модели, как модель жидкой капли Гольдгабера-Теллера (ГТ) [3] предсказывали существование компрессиональных мод, нижняя из которых представляла монополярные колебания при  $E_{\text{res}} \approx 65 \cdot A^{-1/3}$  МэВ. Различные типы колебаний по коллективной модели ГТ [5] приведены во Введении (рис. В3). Коэффициент сжатия для потенциальной энергии основного состояния ядра определяется из

$$K_A = r_0^2 \cdot \frac{d^2}{dr^2} \left( \frac{\varepsilon}{A} \right),$$

$r_0$  — среднеквадратичный радиус ядра,  $\varepsilon$  — полная энергия связи ядра. Используя правило сумм [5], получаем соотношение, связывающее  $K_A$  с  $E_{\text{res}}$  ГМР:

$$E_{\text{res}} = \frac{\hbar}{r_0} \left[ \frac{K_A}{m} \right]^{1/2} \text{ МэВ.}$$

В свою очередь,  $K_A = K_\infty + K_\Sigma A^{-1/3} + K_T \delta^2 + K_C Z^2 A^{-4/3}$ , где  $K_\infty$  — объемный,  $K_\Sigma$  — поверхностный,  $K_T$  — асимметрии,  $K_C$  — Кулоновский коэффициенты. Из  $E_{\text{res}}$  изотопов Sm сжимаемость ядерной материи —  $(210 \pm 20)$  МэВ.

Параметры ГМР изотопов Sm, полученные в различных реакциях, главным образом, рассеянии адронов приведены в таблице 11 [4].

Разброс максимальных энергий составляет около 1.0 МэВ, хотя в большинстве экспериментов приводимые ошибки 0.2–0.3 МэВ, ширины меняются в интервале 2.4–3.1 МэВ с погрешностями 0.15–0.5 МэВ. Как и с другими МГР, в случае ГМР наблюдаются большие расхождения в величине ЭВПС и их можно использовать как критерий оценки реальных погрешностей экспериментов. Только 20% ЭВПС получено в работе [20], несмотря на то, что для резонансной энергии и ширины ГМР приводятся небольшие ошибки. В экспериментах рассеяния адронов ЭВПС также изменяются от 54 до 140%, что связано с большими погрешностями в эмпирическом вычитании фона. Например, в двух экспериментах  $\alpha$ -рассеяния [21], выполненных одной группой в разное время (две верхние строки таблицы 11) разница в значениях параметров находится в пределах ошибок. Но во втором эксперименте на изотопах самария 144 и 154 (2-я строка сверху и нижняя снизу в таблице 11) два первых параметра находятся в пределах ошибок, а доля ЭВПС отличается почти в 3 раза. Зависимость ЭВПС от используемой в эксперименте энергии  $\alpha$ -частиц прослеживается и в других работах [см. 4]: при энергиях 84, 89 и 109 МэВ доля ЭВПС также меняется от 32% до 72%.

Теоретические расчеты [9,15] (таблица 6) предсказывают, что в деформированных ядрах квадрупольные (компонента  $K=0^+$ ) и монополярные колебания смешиваются и формируют два  $0^+$  состояния. При меньших энергиях находится преимущественно квадрупольное с примесью монополя, а другое, главным образом,  $0^+$ , находится при более высоких энергиях, т.е. выше энергии ГМР в сферическом ядре. В экспериментах ( $e, e'$ ) [4] и ( $p, p'$ ) [22] не обнаружено заметного смещения ГМР в деформированных изотопах  $^{152,154}\text{Sm}$  сравнительно со сферическими  $^{144,148}\text{Sm}$ . В данной работе [4] найдено небольшое смещение в пределах ошибок ре-

Таблица 11. Сравнение параметров ИсГМР изотопов Sm в различных реакциях

Nucleus	$E_x$ (МэВ)	$\Gamma$ (МэВ)	EWSR (%)	Reaction
$^{144}\text{Sm}$	$15.1 \pm 0.5$	$2.9 \pm 0.5$	$100 \pm 50$	$(\alpha, \alpha')$
$^{144}\text{Sm}$	$14.6 \pm 0.2$	$3.0 \pm 0.3$	$140 \pm 40$	$(\alpha, \alpha')$
$^{144}\text{Sm}$	13.2	2.3		$(\alpha, \alpha')$
$^{144}\text{Sm}$	$15.5 \pm 0.5$	$2.5 \pm 0.5$	$100 \pm 25$	$(p, p')$
$^{144}\text{Sm}$	$14.7 \pm 0.2$	$2.9 \pm 0.2$	$67 \pm 13$	$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$
$^{144}\text{Sm}$	$14.8 \pm 0.2$	$2.4 \pm 0.15$	$20 \pm 10$	$(e, e')$
$^{148}\text{Sm}$	$15.5 \pm 0.3$	$3.0 \pm 0.2$	$100 \pm 10$	$(e, e')$
$^{150}\text{Sm}$	$15.1 \pm 0.25$	$3.0 \pm 0.25$	$60 \pm 19$	$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$
$^{152}\text{Sm}$	$14.8 \pm 0.25$	$3.1 \pm 0.4$	$54 \pm 9$	$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$
$^{152}\text{Sm}$	$15.7 \pm 0.3$	$2.5 \pm 0.5$	$100 \pm 20$	$(e, e')$
$^{154}\text{Sm}$	$15.5 \pm 0.5$	$2.5 \pm 0.5$	$100 \pm 25$	$(p, p')$
$^{154}\text{Sm}$	$14.9 \pm 0.3$	$2.6 \pm 0.4$	$55 \pm 15$	$(\alpha, \alpha')$

зонансной энергии ГМР. Энергия максимума ГМР по “cranking model” [15] близка к экспериментальной энергии в сферическом  $^{148}\text{Sm}$  [4], но практически согласуется лишь с величиной второй компоненты ГМР, предсказанной моделью [15], при 15.9 МэВ с ЭВПС равной 79%. Другое состояние ГМР по той же модели находится при 10.5 МэВ т.е. совпадает с экспериментальной величиной  $10.6 \pm 0.2$  МэВ  $K=0^+$  компоненты квадрупольного резонанса, но ее ЭВПС только 21%. Такую разницу в ЭВПС трудно уловить в пределах ошибок эксперимента, тем более, что форм-факторы обоих резонансов практически совпадают в рассеянии электронов и отличаются только при малых углах ( $\sim 1^\circ$ ) в угловых распределениях адронов. В таблице 12 представлены параметры ГМР из экспериментов  $(e, e')$  [16]. Отметим, что они получены только в области тяжелых ядер до  $A=124$ . Для  $A \leq 90$  ГМР вообще не выделен в экспериментах инклюзивного рассеяния электронов, а при  $A \leq 50$  также и в рассеянии адронов. Причины этого требуют специального рассмотрения.

Таблица 12. Параметры ГМР из экспериментов рассеяния электронов

Nucleus	$E_x$ (МэВ)	$E_x \cdot A^{-1/3}$ (МэВ)	$\Gamma$ (МэВ)	$R^a$	Ref.
$^{90}\text{Zr}$	17	76.5	4	108	25
$^{124}\text{Sn}$	$16.5 \pm 1.0$	$82 \pm 5$	$6.4 \pm 1.8$	$54 \pm 25$	39
$^{142}\text{Nd}$	$16.2 \pm 0.2$	85.0	$3.00 \pm 0.15$	$28 \pm 10$	43
$^{144}\text{Sm}$	$14.8 \pm 0.2$	77.7	$2.40 \pm 0.15$	$20 \pm 10$	43
$^{148}\text{Sm}$	$15.5 \pm 0.3$	82.0	$3.0 \pm 0.2$	$100 \pm 15$	12
$^{152}\text{Sm}$	$15.7 \pm 0.3$	83.8	$3.1 \pm 0.4$	$100 \pm 20$	12
$^{181}\text{Ta}$	$14.7 \pm 0.2$	83.0	$2.1 \pm 0.3$	$94 \pm 8$	41
$^{208}\text{Pb}$	13.6	80.6	1.8	124	15

$$^a R = E_x \cdot B(E^2, 0) / \text{EWSR} \cdot 100$$

Энергии резонансов в пределах ошибок соответствуют зависимости  $E_{\text{res}} \approx 80 \cdot A^{-1/3}$  МэВ, ширины, кроме  $^{124}\text{Sn}$  [18] находятся в пределах 2.4–3.1 МэВ, причем одна из минимальных ширин ( $2.1 \pm 0.3$  МэВ) у ГМР в деформированном ядре  $^{181}\text{Ta}$ . Что касается доли ЭВПС в ГМР, то из таблицы 12 виден большой разброс: от 20 до 124%, очевидно указывающий на погрешности экспериментов, связанные с вычитанием фона. Последние оказывают большее влияние на положение максимумов ГМР в экспериментах рассеяния адронов с полностью феноменологическим вычитанием фона. Это обстоятельство наглядно показывает сравнение энергий изоскалярных монопольных и квадрупольных резонансов на рис. 18 и 21.

Резонансные энергии ГМР из экспериментов рассеяния электронов и  $\alpha$ -частиц [16] показаны на рис. 21. Видно, что  $E_{\text{res}} \approx 82 \cdot A^{-1/3}$  МэВ для электронов и  $\approx 7 \cdot A^{-1/3}$  МэВ для  $\alpha$ -частиц. Если сравнить кривые ГМР с энергиями резонансов на рис. 18, видно, что ситуация зеркально перевернутая: коэффициенты для энергий ГМР при  $A^{-1/3}$  для электронов меньше на 5 единиц на рис. 18 и наоборот больше на те же 5 единиц для энергий ГМР на рис. 21. Это обусловлено, вероятно, неопределенностями в вычитании фона присущими феноменологическому методу экспериментов рассеяния адронов, а возможно физическими причинами.

Поскольку в рассеянии электронов в связи с высоким энергетическим разрешением, резонансные энергии ГМР измеряются с более высокой точностью, более корректно принять их оценку энергий изоска-

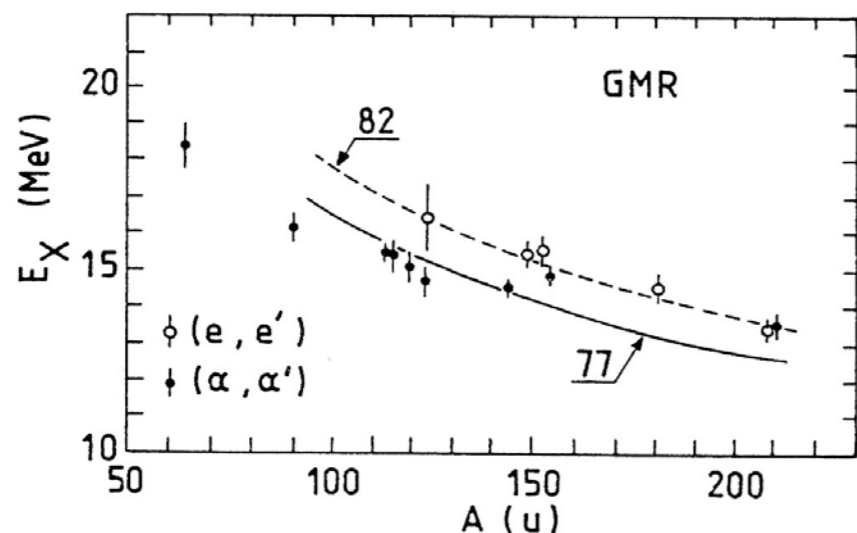


Рис. 21. Энергии максимумов ГМР из данных  $(e, e')$  и  $(\alpha, \alpha')$  [11]

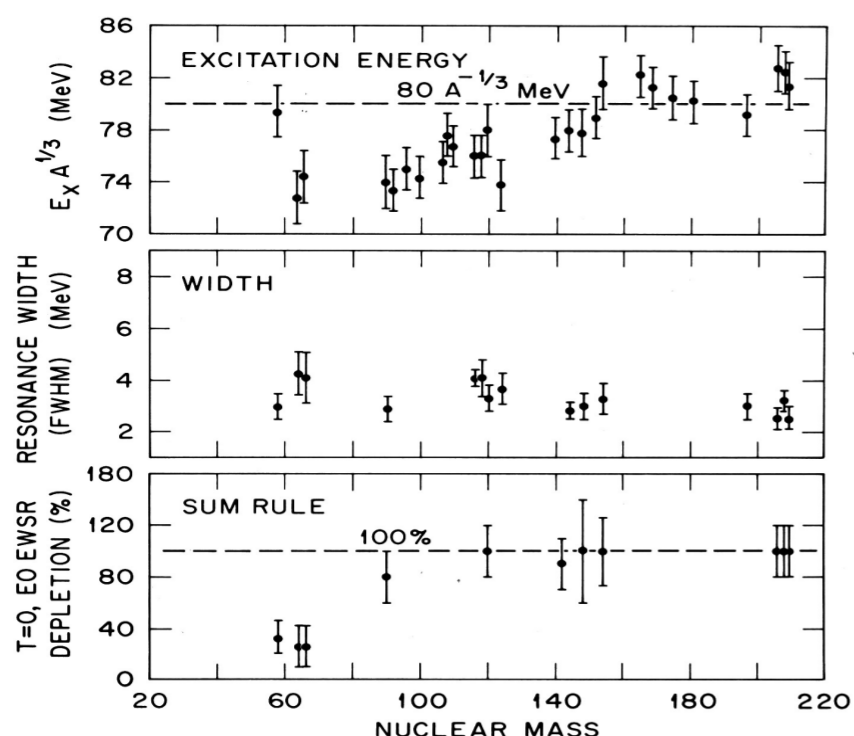


Рис. 22. Систематика энергии возбуждения, ширины, ЭВПС гигантского изоскалярного монополярного резонанса (ГМР) из экспериментов рассеяния адронов [29]

лярных ГКР  $\approx (61 \pm 2)A^{-1/3}$  и ГМР  $\approx (82 \pm 2)A^{-1/3}$ .

Параметры изоскалярного ГМР из экспериментов рассеяния адронов приведены на Рис. 22 [22]. Энергия возбуждения от  $A \sim 140$  отклоняется вниз от  $E_{\text{res}} \approx 80 A^{-1/3}$  МэВ, опускаясь при  $A \sim 100$  до

$E_{\text{res}} \approx 73 A^{-1/3}$  МэВ. Ширина ГМР находится в интервале 3–4 МэВ, не изменяя заметно своей величины в области деформированных ядер. В тяжелых ядрах (до  $A \sim 120$ ) ЭВПС равны практически 100%, правда в отдельных случаях с большими ( $\sim 30\%$ ) погрешностями, а в области  $A \sim 60$  только  $\sim 30\%$  ЭВПС.

## 6. Заключение

1. Создание системы сжатия энергии на выходе ЛУ-300 и ввод ее в действие привел к увеличению тока электронов на физической мишени спектрометра в 10–15 раз и позволил набирать необходимую статистическую точность за время, выделенное для проведения эксперимента на изотопах ядра самария.

2. Сечения неупругого рассеяния электронов впервые были измерены на ядрах — сферическом  $^{148}\text{Sm}$  и деформированном  $^{152}\text{Sm}$  в области энергий возбуждения 5–35 МэВ (в области МГР) при 5 передачах импульса для каждого ядра в интервале  $0.38\text{--}0.64 \text{ fm}^{-1}$  в одном эксперименте, чтобы, уменьшив систематические ошибки, определить и сравнить параметры МГР с мультипольностью  $\lambda(L) \leq 2$ .

3. Для уменьшения погрешности в анализе данных были использованы:

3.1. улучшенный метод вычитания радиационных эффектов (метод конволюции);

3.2. нормировка по ядерному сечению близкому к нулю при энергиях возбуждения ниже порога вылета нуклонов;

3.3. изовекторный гигантский дипольный резонанс из фотоядерных реакций, известный с хорошей точностью.

Сравнение сечений на двух изотопах Sm наглядно показывает значительное уширение изоскалярного и изовекторного ГКР в деформированном ядре  $^{152}\text{Sm}$ . Корреляция между деформацией и шириной ГКР,  $T=1$  наблюдалась впервые. Ширины обоих резонансов ГКР в сферическом и деформированном ядрах изменяются аналогично изовекторному ГДР, но до разных абсолютных величин. Поэтому экспериментально найдено расщепление ГДР и лишь уширение ГКР (в 1.6 раза).

4. Для анализа измеренного комплекса МГР была использована вибрационная потенциальная модель (ВПМ) [1,14], в которой переходные плотности и формфакторы определяются из плотности основного состояния, экспериментально известного с хорошей точностью. Уменьшение количества подгоняемых параметров за счет использования ГДР,  $T=1$  из фотоядерных реакций уменьшило погрешности определяемых параметров МГР, позволило сделать их более надежными.

Впервые методом рассеяния электронов надежно установлено существование гигантского монополюсного резонанса. Из-за одинакового изменения монополюсного и квадрупольного форм факторов в нескольких предшествующих экспериментах рассеяния электронов не было возможности однозначно определить, к какой мультиполюсности отнести резонансы с аналогичной зависимостью от переданного импульса, поскольку доля ЭВПС составляет в них только 20–54% или приводятся лишь качественные оценки параметров ГМР. Дополнительный фактор, используемый в данной работе, это исчерпание 100% ЭВПС для каждого резонанса. Это теоретическое предположение хорошо подтвердилось при анализе измеренных сечений ЭВПС, где исчерпывается только 20–54% ЭВПС или приводятся лишь качественные оценки параметров ГМР.

5. С другой стороны, расчеты по микроскопической и “cranking” моделям предсказывают расщепление ГМР на 5–7 МэВ в деформированных ядрах, причем низкоэнергичная компонента с ЭВПС ~20% близка по энергии к  $K=0^+$  состоянию ГКР. В данном эксперименте уменьшения доли ЭВПС до 80% в ГМР не было замечено, как и увеличения ее в  $K=0^+$  состоянии ГКР.

6. Для ИсГКР уже существует довольно обширная систематика. Параметры из данного эксперимента в целом согласуются с ней. Однако наблюдается разница в величине резонансных энергий: в ГКР,  $T=0$  энергии максимума из экспериментов рассеяния электронов, включая данную работу, на  $\approx 5 \cdot A^{-1/3}$  МэВ или ~1 МэВ ниже, чем та же величина из рассеяния адронов. В ГМР ситуация обратная. В целом, для экспериментов с адронами определение энергии максимума является более

сложной проблемой из-за произвольного вычитания фона. Поэтому по результатам данного эксперимента представляется более корректным определять резонансную энергию:

$$\text{ГКР, } T = 0 \quad E_{\text{res}} \approx 61 \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ,} \quad \text{ГМР, } T = 0 \quad E_{\text{res}} \approx 77 \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ.}$$

Энергия возбуждения от  $A \sim 140$  отклоняется вниз от  $E_{\text{res}} \approx 80 \cdot A^{-1/3}$  МэВ, опускаясь при  $A \sim 100$  до  $E_{\text{res}} \approx 73 \cdot A^{-1/3}$  МэВ. Ширина ГМР находится в интервале 2.5 МэВ в тяжелых ядрах до 4.0 МэВ при  $A \sim 60$ , при этом с большей ошибкой, так что во всем измеренном интервале  $A$  ее можно считать постоянной. Существенно, что ширина не изменяет своей величины в области деформированных ядер.

7. До недавнего времени ИвГДР рассматривались как общее ядерное явление коллективных возбуждений основных состояний ядер. По гипотезе Акселя-Бринка [4] глобальные признаки гигантских резонансов (энергетическое положение, интенсивность) отражают базисные свойства ядерных сил и не зависят от способа возбуждения ядра, т.е. последние могут существовать не только на основном, но и возбужденных состояниях ядра, включая хорошо изученные ГДР холодных ядер. Такие гигантские резонансы были найдены в одиночных и двойных зарядово-обменных реакциях с пионами, при столкновениях тяжелых ионов больших энергий (~1А ГэВ и больше).

### Литература

1. B.Dolbilkin, S. Ohsava, Y. Mizuno, Y. Torizuka, T. Saito, K. Saito and T.Terasawa, Res. Rep.Lab. Nucl.Sci.,Tohoku University, 13, 34, (1980).
2. M. Kimura, Y.Torizuka,K. Shoda et al. NIM 95, 403, (1971).
3. M. Sugawara, T. Ichinohe, S. Urasawa et al. NIM 153, 343, (1978).
4. B. Dolbilkin, S. Ohsawa, Y. Torizuka, T. Saito, Y. Mizuno and K. Saito Phys. Rev.C25, 2255 (1982).
5. H. Uberall, Electron scattering from complex nuclei, Academic Press, N.Y, (1971)
6. M.Sasao and Y. Torizuka, Phys.Rev. C15,217,(1977)
7. A.Nakada,N.Naik,J. Alster, J. Bellicard, Phys.Rev.Lett.38,584(1977).
8. W.Bertozzi,T.Cooper,N.Ensslin et al, Rhys.Rev/Lett.28,1711 (1972).
9. L.Cardman,D.Kalinsky,J.L Legg at all, Nucl. Rhys. A216,285 (1973).

10. W.Mo and Y.Tsai, Rev. Mod. Phys. 41,205 (1969).
11. Дж. Левинджер, Фотоядерные реакции, ИЛ, Москва (1962).
12. K.Okamoto, Prog.Theor.Phys. 15, 75 (1956).
13. D.Zawisha, J.S Speth and D.Pal, Nucl. Phys.A311,445(1978).
14. T.Suzuki and D Rowe, Nucl.Phys. A292,93 (1977).
15. Y.Abgrall,S.Morand, E.Caurier and B.Grammaaticos. Nucl.Phys.A346,431 (1980).
16. B.S.Dolbilkin, Highly excited collective states in electron scattering, in Proc.Int. School of IENP, ed.R.bergere, S.Costa, C.Schaerf,World Scientific, 208 (1986).
17. B.Berman and S Fultz, Rev.Mod.Nucl.Phys. 47,73 (1975).
18. А. Немашкало, Н. Афанасьев и др. Письма в ЖЭТФ 26,569 (1977).
19. R. Pitthan, H. Haas, F. Buskirk, et al, Phys. Rev. C19, 1251 (1979).
20. R. Hicks, J. Bergstrom and H.Caplan, Nucl. Phys. A278, 261 (1977).
21. D. Youngblood,U.CargY.Lui et al, Phys.Rev.C23,2255 (1981).
22. F. Bertrnd, Nucl. Phys. A354, 129 (1981).
23. M.D. Danos aand W. Greiner, Phys.Rev.B134,284,(1964).