

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ43а
Е-284

9/10-1

P4 - 6941

1303/2-73

Г-У.Егер, Г-Р.Киссенер, Р.А. Эрамжян

МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ
ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 6941

Г-У.Егер, Г-Р.Киссенер, Р.А. Эрамзян

**МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ
ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ**

Направлено в Труды семинара "Электромагнитные
взаимодействия ядер при малых и средних энергиях"
Москва, 1972

Общественный институт
теоретических исследований
СФЭИ СО АН СССР

1. Введение

Микроскопическое описание гигантских резонансов в сложных ядрах базируется на одном из двух подходов: а) на частично-дырочном подходе модели оболочек, б) на теории конечных ферми-систем. Наиболее обстоятельные расчеты в рамках второго подхода выполнены Бунатяном /1/. Полученные им результаты практически мало отличаются от предсказаний модели оболочек, т.к. в своем окончательном варианте подход в рамках конечных ферми-систем оказался эквивалентен оболочечному с использованием сил остаточного взаимодействия нулевого радиуса действия /2/.

Гигантский резонанс расположен в области непрерывного спектра. Обычный частично-дырочный подход не учитывает такой специфики процесса и рассматривает соответствующие состояния как связанные. Эта сторона, а также использование метода приведенных ширин для описания распада состояний гигантского резонанса вызвали много критики и стимулировали анализ явления в рамках единой теории ядерных реакций, в которой решалась многоканальная задача рассеяния. Этот вопрос детально обсуждался на международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях в Дубне в 1967 г. Анализ результатов, полученных в рамках единой теории ядерных реакций и в рамках конечных ферми-систем, показал, что в ряде случаев наблюдается лучшее, чем в модели оболочек, количественное согласие теории с экспериментом. Однако важным результатом явился вывод о том, что оба метода обосновывают и закрепляют позиции мо-

дели оболочек в описании гигантских резонансов. Во всех случаях оба метода приводят практически к одному и тому же положению и ширине резонанса, как и чисто оболочечный подход с использованием метода диагонализации и приведенных шириин /2/.

Основные проблемы и трудности описания гигантского резонанса связаны не с непрерывным спектром, а с проблемой разброса частично-дырочных состояний. Максимум гигантского резонанса фотопоглощения представляет собой центр тяжести большого числа отдельных максимумов. Теория правильно предсказывает его среднее положение, однако весьма далека от реального описания экспериментально наблюдаемой картины. Хорошей иллюстрацией к сказанному может служить экспериментальная кривая фотопоглощения /3/ в ^{16}O и соответствующий расчет Эллиота и Флауэrsa /4/. Частично-дырочные возбуждения сильно связаны с более сложными. Эта связь приводит к ослаблению когерентных свойств дипольных возбуждений и сильному их разбросу /5/. В дважды магических ядрах источником разброса является зацепление дипольных возбуждений с квадрупольными и более высокой (3^- и 5^-) мультипольности /6/. В немагических ядрах возникает новый источник разброса по состояниям той же природы. Это большое число состояний $1h\omega$ -возбуждений, которые очень слабо или вообще не связаны непосредственно с процессом поглощения γ -квантов. Таким образом, в настоящее время одним из основных вопросов в проблеме гигантских резонансов является вопрос о разбросе дипольных состояний. В соответствии с этим на первый план вышли непосредственно связанные с этим вопросом задачи о детальной структуре гигантского резонанса, энергетических спектрах и угловых распределений фотопродуктов и др. Под таким углом зрения мы рассмотрим фоторасщепление легких ядер. Основное внимание обратим на ядра Ir -оболочки (от ^6Li до ^{16}O). Выбор данной области ядер вызван тем, что в этом слу-

чае представляется возможным проведение детального анализа в рамках многочастичной модели оболочек и учет всех факторов, важных для описания гигантского резонанса.

II. Структура кривой полного сечения фотопоглощения в ядрах Ir -оболочки

На рис. I собраны рассчитанные разными авторами кривые сечений дипольного фотопоглощения для большинства ядер Ir -оболочки. За исключением ядер ^9Be и ^{12}C в расчетах учитывались все состояния, соответствующие $1h\omega$ -возбуждению. Однако и в первом случае число учитываемых состояний достаточно велико. Шкала, отложенная слева, относится к сечению интегрального поглощения

$$\sigma_{\gamma} = \int \sigma_{\gamma}(E) dE,$$

где E_0 - энергетическое положение уровня, а Γ - его ширина. Ширины уровней рассчитывались на основе R -матричной теории с использованием формализма приведенных шириин /7/. Величины σ_{γ} на рисунке приведены в виде прямых линий. Правая шкала относится к функции возбуждения $\sigma_{\gamma}(E)$.

Из приведенных на рис. I характеристик можно установить ряд закономерностей фотопоглощения в ядрах Ir -оболочки.

I. В ядрах начала Ir -оболочки (^6Li и ^7Li) гигантский резонанс связан почти полностью с возбуждением внутреннего $1s$ -нуклона и основная часть сечения приходится на высокоэнергетическую область (30 - 40 Мэв). Резонанс разбросан по большому числу состояний. Лишь небольшая ветвь переходов связана с поглощением γ -квантов внешними нуклонами Ir -оболочки; она группируется в низкоэнергетической части спектра. Такой эффект смещения максимумов переходов из замкнутой оболочки относительно незамкнутой был назван конфигурационным расщеплением /8/. По мере заполнения Ir -оболочки ее

вклад сравнивается с вкладом $1s$ -оболочки (ядра ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}$) и затем начинает доминировать (${}^{13}\text{C}$ и далее). В ядрах конца $1p$ -оболочки резонанс, связанный с возбуждением глубокой $1s$ -оболочки, вымирает. В результате максимум сечения поглощения сдвигается в сторону меньших энергий (20 - 25 Мэв).

2. Максимум в сечении поглощения при энергии $E=22,5$ Мэв в ядре ${}^{16}\text{O}$ практически полностью связан с переходом $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, а второй - с $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. Однако уже начиная с соседнего ядра ${}^{15}\text{N}$, последний переход разбрасывается, причем практически полностью. Сильные пики во всех ядрах середины и конца $1p$ -оболочки связаны с переходом $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$. Однако его вес по мере уменьшения атомного номера ядра уменьшается (от почти 100% в ${}^{16}\text{O}$ до 50% в ${}^{13}\text{C}$). В результате резонанс оказывается разбросанным по большому числу состояний в широком интервале энергий.

3. В ядрах с отличным от нуля изоспином T_0 начального состояния возникает дополнительное изоспиновое расщепление гигантского резонанса. Резонанс состоит из двух ветвей: $T_<=T_0$ и $T_>=T_0+1$. Остаточное взаимодействие между нуклонами в ядре понижает состояния $T_<$ относительно состояний $T_>$. В результате практически вся низкоэнергетическая часть сечения поглощения (которую обычно называют пигми-резонансом) в ядрах с $N \neq Z$, связана с возбуждением состояний $T_<$. Но ветвь $T_<$ не исчерпывается в этой области и проявляется, правда, слабо, в высокоэнергетической части спектра поглощения (см. рис. 1).

4. Дипольные состояния разбрасываются по большому числу уровней, в отличие от случая дважды магических ядер. Теоретические значения полных ширины уровней оказываются довольно большими. С учетом этой ширины результирующая кривая полного поглощения оказывается довольно гладкой, но с необходимой шириной.

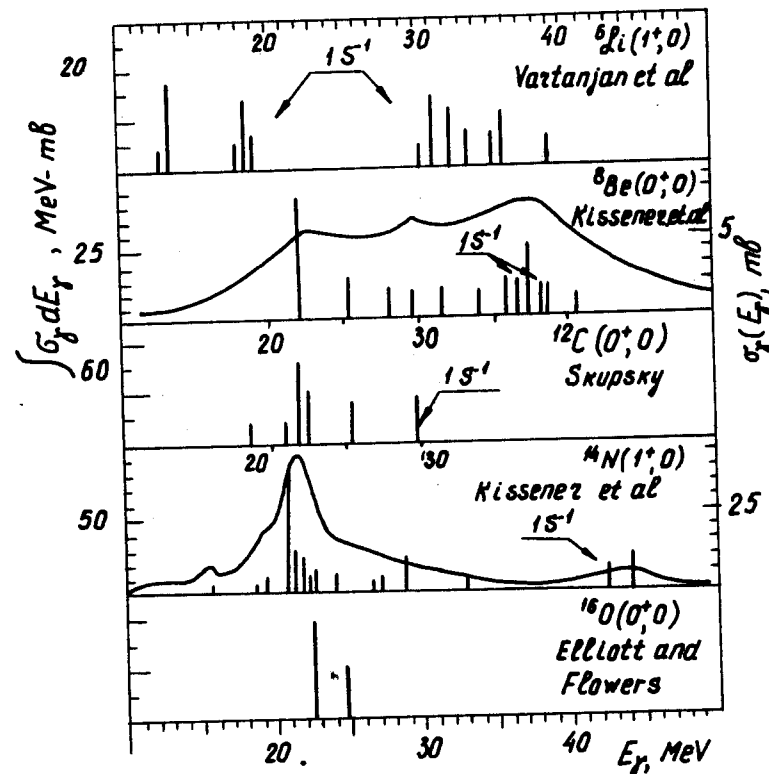


Рис. 1а. Кривые сечения фотопоглощения в ядрах $1p$ -оболочки, по данным работ: а. ${}^6\text{Li}$ /9/, б. ${}^8\text{Be}$ /10/, в. ${}^{12}\text{C}$ /12/, г. ${}^{14}\text{N}$ /13,14/, д. ${}^{16}\text{O}$ /4/.

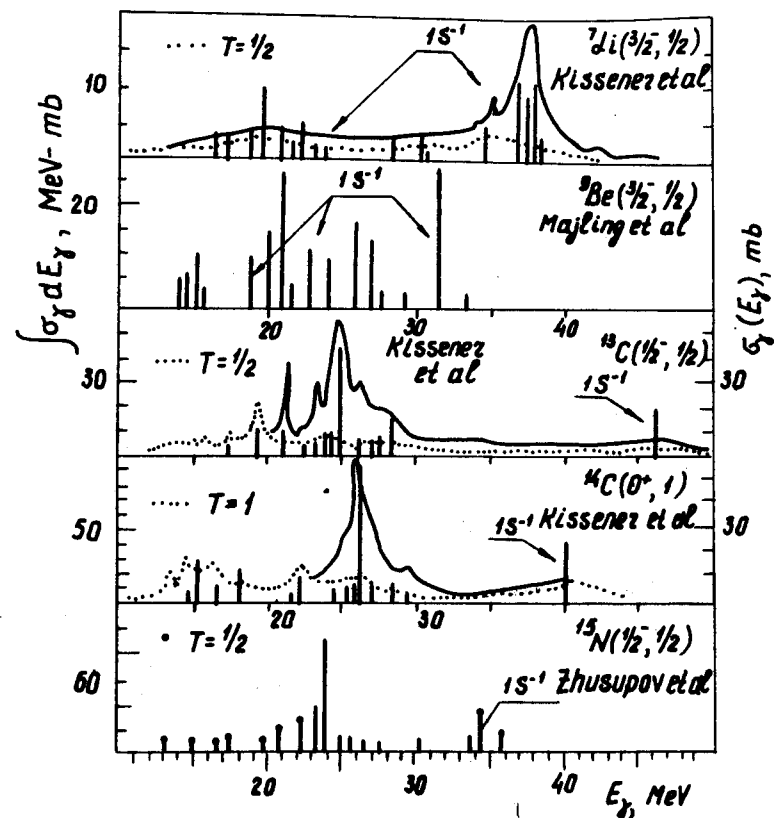


Рис. 16. Кривые сечения фотопоглощения в ядрах
 Ip-оболочки, по данным работ:
 а. ${}^7\text{Li}$ /10/, б. ${}^9\text{Be}$ /11/, в. ${}^{13}\text{C}$ /13/,
 г. ${}^{14}\text{C}$ /13, 14/, д. ${}^{15}\text{N}$ /15/.

5. Сравним теоретические предсказания по сечению фотопоглощения с экспериментальными данными. За исключением упомянутого выше ядра ${}^{16}\text{O}$ в настоящее время только для ${}^4\text{N}$ имеются такие прямые данные /16/. Они приведены на рис. 2. Теоретическая кривая довольно хорошо согласуется с экспериментальной. Однако в максимуме теория предсказывает более сильную концентрацию дипольной силы. Источником разброса избыточной части сечения могли бы послужить более сложные состояния, зацепляющиеся за исходные (возбуждения $2\hbar\omega$ и т.д.). Косвенные данные по другим ядрам также подтверждают, что теория не испытывает затруднений в предсказании положения основного пика сечения. Тем не менее, представляется важным получение экспериментальной информации по всем ядрам Ip-оболочки в силу резкой индивидуальности энергетического хода сечения для каждого ядра.

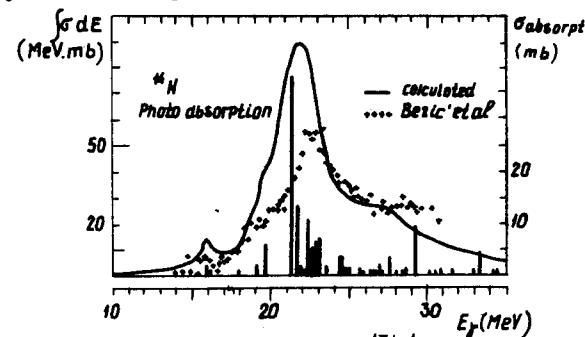


Рис. 2. Сравнение рассчитанного /14/ и экспериментального /16/ сечения фотопоглощения в ядре ${}^4\text{N}$.

6. Прямые данные о кривой фотопоглощения в легчайших ядрах Ip-оболочки - ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ - отсутствуют. Информация, извлекаемая из данных о различных ветвях процесса фоторасщепления, не позволяет однозначно воспроизвести функцию возбуждения, что связано со

Интегральные характеристики каналов распада состояний
гигантского резонанса

Исходное ядро	%				мбарн·Мэв $\sigma_{\gamma}(\text{теор})$
	$\frac{\sigma(\beta, \beta)}{\sigma_{\gamma}}$	$\frac{\sigma(\beta, \alpha)}{\sigma_{\gamma}}$	$\frac{\sigma(\beta, p, \alpha)}{\sigma_{\gamma}}$	$\frac{\sigma(\beta, n, p, \alpha)}{\sigma_{\gamma}}$	
^{15}N	6	11	18	20	370
(^{15}O)	10				
^{14}N	5	5	9	5	360
^{14}C		11		31	350
^{13}C		3		13	350
(^8Be)	16				185
^6Li	13	13			120

сложным характером распада состояний гигантского резонанса в данном случае. С учетом особенностей кривой возбуждения в указанных ядрах представляется важным прямое измерение этих характеристик.

III. Распад состояний гигантского резонанса

Изучение каналов распада гигантского резонанса с выделением в спектрах вылетевших частиц переходов, соответствующих образованию конечного ядра в определенном состоянии (парциальный переход), дает возможность получить наиболее детальные сведения о структуре гигантского резонанса. Такого рода эксперименты уже начали проводиться как в случае фотоядерных реакций /17/, так и в смежных процессах, приводящих к возбуждению гигантского резонанса /18/. Интерес к исследованию таких парциальных переходов обусловлен следующим фактором. При большой плотности уровней промежуточного и остаточного ядра в результате наложения всех возможных переходов спектр вылетевших частиц носит практически испарительный характер. В парциальных переходах из всего спектра вырезается узкая часть, генеалогически связанная с выделяемым состоянием конечного ядра. Число переходов, дающих вклад в такой канал, резко сокращается, и резонансная структура спектра, которая и несет основную информацию о гигантском резонансе, проявляется намного ярче. С другой стороны, переходы в связанные состояния конечного ядра (A-I) составляют лишь небольшую часть процесса фоторасщепления (см. табл. I). Вклад последующего распада (вылета вторичных частиц) оказывается значительным – до 50 и более процентов. Если не выделять эту вторичную компоненту, то в очень сильной степени сглаживаются присутствующие резонансному механизму особенности спектра, что затрудняет интерпретацию экспериментальных данных. Выделение определенного сос-

стояния конечного ядра или некоторой группы состояний снимает большинство из этих проблем. Проиллюстрируем сказанное на примере расчетов конкретных парциальных переходов.

I. Фоторасщепление ядер с $N = Z$.

Распад состояний гигантского резонанса в ядрах с $N = Z$ по протонному и нейтронному каналу симметричен. Некоторое различие возникает из-за небольшой разности в энергетическом положении аналоговых уровней конечного ядра (A-I, Z) и (A-I, Z-I), обусловленного кулоновской энергией. Мы ограничимся рассмотрением только одного канала, а именно протонного.

Фоторасщепление ядра ^{14}N . На рис. 3 приведены рассчитанные парциальные спектры в канале $^{14}\text{N}(\beta, p)^{13}\text{C}$. Спектры позволяют четко проследить за генеалогической связью между состояниями гигантского резонанса и состояниями конечного ядра ^{13}C и ^{13}N . С наибольшей

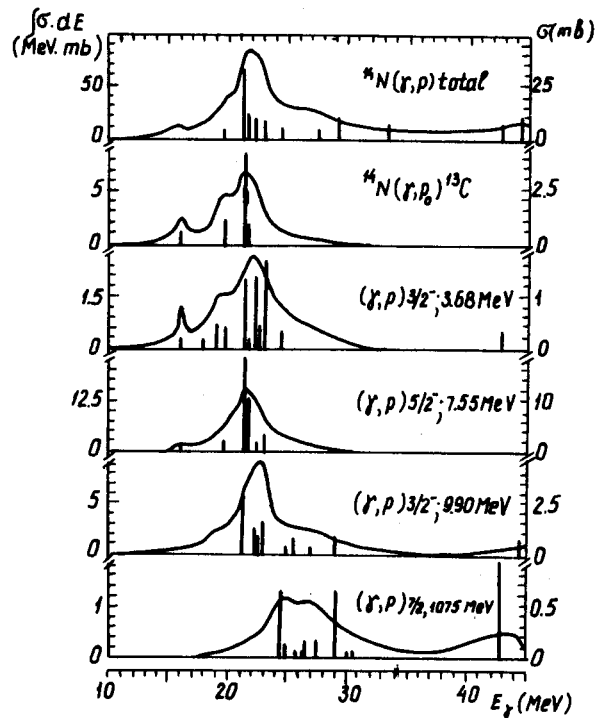


Рис. 3. Парциальные спектры ^{14}N в канале $^{14}\text{N}(\gamma, p)^{13}\text{C}$.

случае имеются уровни как с изоспином $T_f^{(u)} = T_0 - I/2$, так и $T_f^{(d)} = T_0 + I/2$. На состояния с изоспином $T^{(l)}$ может распадаться только часть резонанса, связанная с ветвью $T < T_0$.

Парциальные спектры фоторасщепления ядра ^{15}N и ^{13}C приведены на рис. 7 - 9. Низколежащие состояния конечного ядра $(A-I, Z)$ с изоспином $T_f^{(u)} = T_0 - I/2$ заселяются исключительно в результате распада пигми-резонанса. Связанные состояния ядра $(A-I)$ заселяются с меньшей вероятностью, чем надпороговые, и в результате последующего распада последних преобладает канал (γ, pn) в ^{15}N и весьма специфический канал $(\gamma, n\gamma')$ в ^{13}C . Последнее связано с тем, что заселяющееся с большой вероятностью надпороговое состояние I^+ , $T=I$ с энергией $E=15,1$ Мэв ядра ^{12}C , не может распадаться с испусканием нуклона.

В ядрах ^7Li и ^9Be в силу большого вклада возбуждения I^- 5-нуклона в состояния гигантского резонанса доминируют, как и в случае ядра ^6Li , сложные каналы распада с испусканием различных фрагментов.

Ядро ^{14}C . Изоспиновое расщепление гигантского резонанса проявляется наиболее четко в этом ядре. В дипольных переходах возбуждаются только состояния I^- с изоспинами $T=1$ и $T=2$. На рис. 10 приведены парциальные спектры фоторасщепления ядра ^{14}C по нейтронному каналу. Распад на низколежащие уровни связан с пигми-резонансом, тогда как основная ветвь гигантского резонанса ($T=2$) распадается на высоколежащее состояние $3/2^-$, $T=3/2$ при энергии $E=15,1$ Мэв ядра ^{13}C . Это состояние лежит выше порога последующего нуклонного развала. В результате в данном ядре основным оказывается канал (γ, n) .

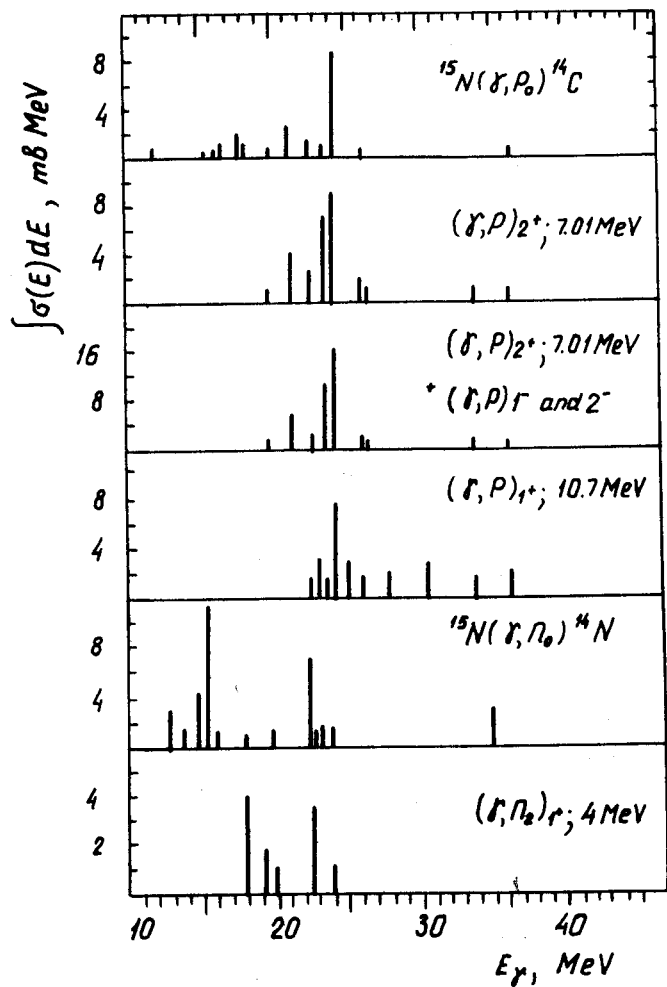


Рис. 7. Парциальные спектры фоторасщепления ядра ^{15}N по данным работы [15].

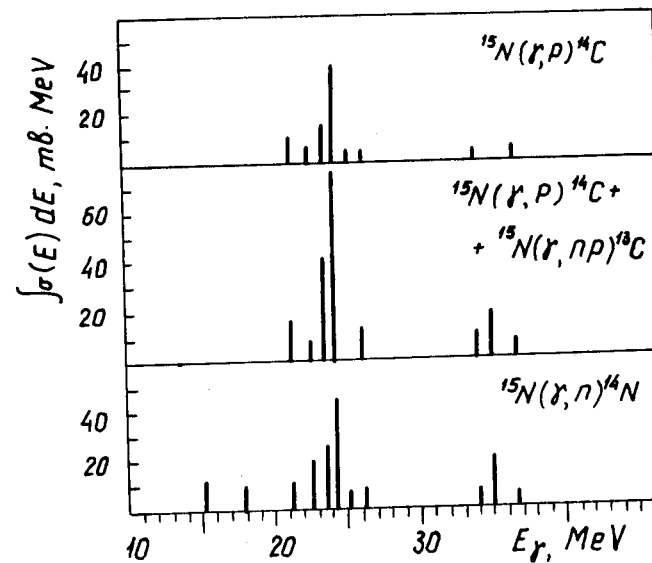


Рис. 8.

Протонный и нейтронный каналы при фоторасщеплении ядра ^{15}N по данным работы [15].

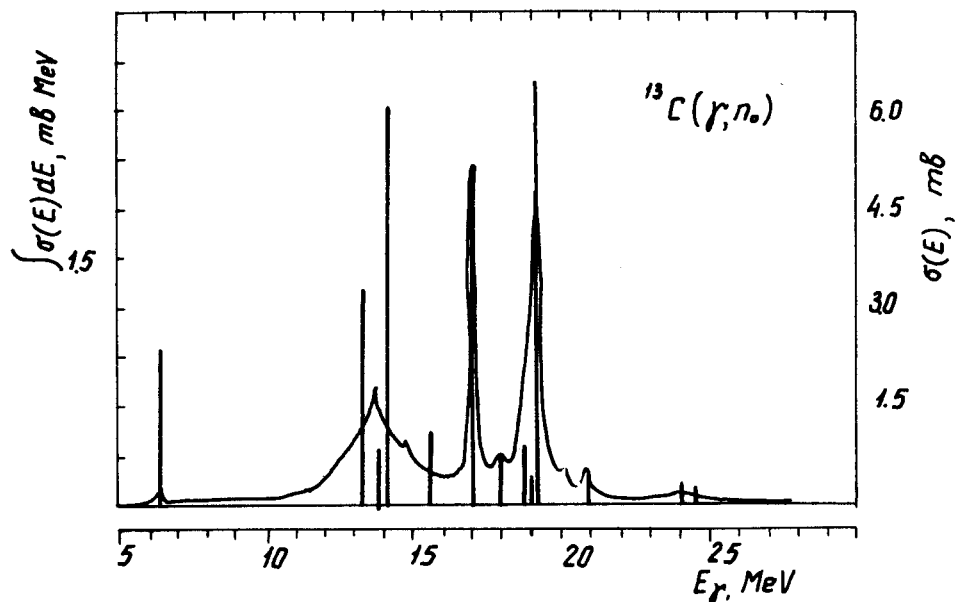


Рис. 9. Канал $^{13}\text{C}(\gamma, n_0)$ по данным работы /10/.

3. Некоторые закономерности распада состояний гигантского резонанса

а. Во всех немагических ядрах Iр -оболочки состояния гигантского резонанса генеалогически связаны сильно с надпороговыми состояниями конечного ядра. В результате процесс фоторасщепления в значительной степени сопровождается вылетом вторичных нуклонов или фрагментов.

б. Вылет фрагментов преобладает при фоторасщеплении ядер начала Iр -оболочки ^6Li , ^7Li , ^9Be , что связано с преобладающей ролью возбуждения глубокосвязанного I s -нуклона.

в. Пигми-резонанс распадается главным образом в основное и низлежащие состояния конечного ядра.

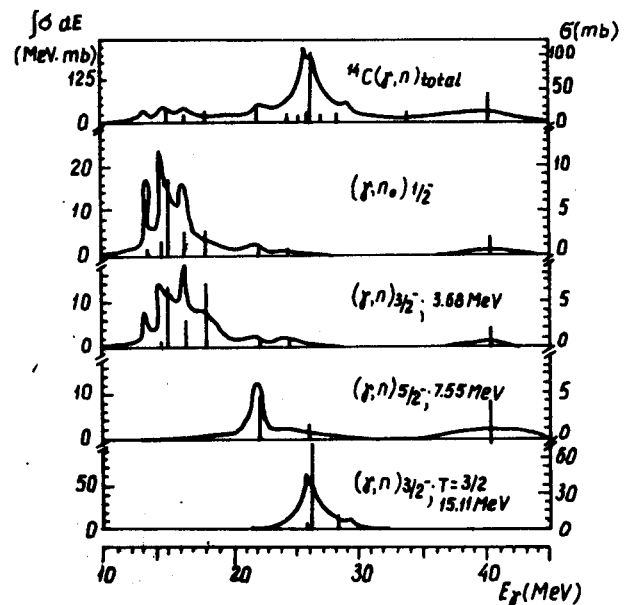
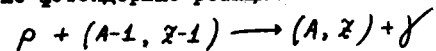


Рис. 10. Парциальные спектры фоторасщепления ядра ^{14}C по данным работы /14/.

г. Экспериментальное выделение парциальных переходов на высоковозбужденные состояния конечного ядра представляется важным с точки зрения получения детальной информации о структуре гигантского резонанса.

IV. Обратные фотоядерные реакции

Обратные фотоядерные реакции



с выделением γ -квантов, соответствующих переходу в основное состояние ядра (A, Z), несут информацию о канале (γ, p_0) распада гигантского резонанса в прямом процессе фоторасщепления. Прямой канал уже обсуждали в предыдущем разделе. Соответствующие характеристики приведены в табл. I. Мы уже отмечали ранее, что сечение, связанное с переходом в основное состояние конечного ядра в прямом канале составляет малую часть от полного и не всегда отражает структуру гигантского резонанса. Проиллюстрируем сказанное еще раз на примере реакции $^{14}\text{C}(p, \gamma)^{15}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ (см. рис. II). В первом случае структура сечения отражает структуру ги-

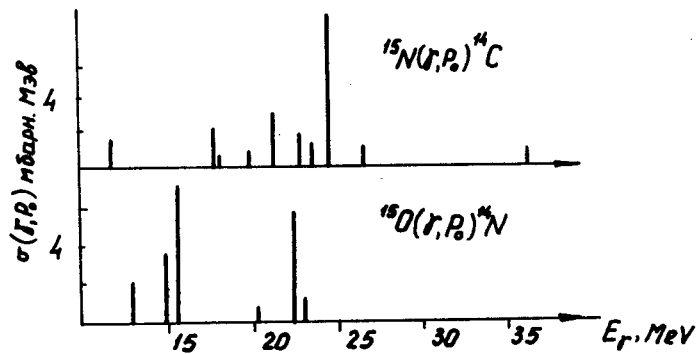


Рис. II. Обратные фотоядерные реакции $^{14}\text{C}(p, \gamma)^{15}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ в прямом канале /15/.

гантского резонанса, но интегральный выход составляет 7% от полного. Во втором случае структура сечения отражает структуру пикми-резонанса. Аналогичная ситуация имеет место и для ядер начала Гр-оболочки. На рис. 12 приведены результаты расчета реакции $^7\text{Li}(p, \gamma)^8\text{Be}$ совместно с экспериментальными данными.

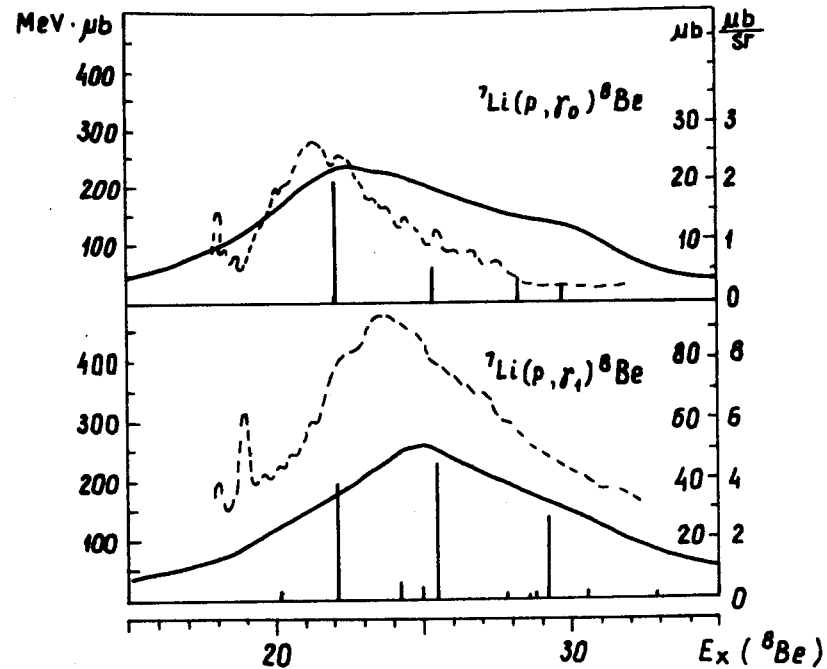


Рис. 12. Обратные фотоядерные реакции $^7\text{Li}(p, \gamma)^8\text{Be}$. Пунктирная кривая - экспериментальные данные работы /19/.

Обратные фотоядерные реакции позволяют исследовать гигантский резонанс над возбужденным состоянием, вернее, его ветвь на основное состояние конечного ядра ($A-1, Z-1$). Главный максимум гигантского резонанса над возбужденным состоянием оказывается сдвинутым относительно главного максимума резонанса над основным на величину $\Delta\epsilon$, равную энергии возбуждения состояния, из которого происходит за-

хват. Схематически это показано на рис. 13.

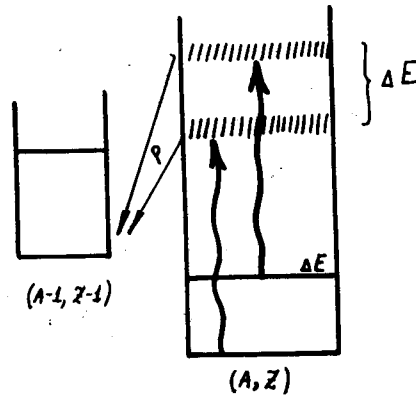


Рис. 13. Схематическое представление максимума гигантского резонанса над основным и возбужденным состоянием.

Отмеченный факт можно связать со следующим свойством гигантского резонанса. Главный максимум в обоих случаях обусловлен переходом $I_{p_{3/2}} \rightarrow I_{d_{5/2}}$. Основное и низколежащее состояния исходного ядра (A, Z) имеют практически одинаковую структуру $|I_{p_{3/2}}^0, I_{d_{5/2}}^0, I_{p_{3/2}}^m, I_{d_{5/2}}^m\rangle$ и различаются только значением полного спина J , т.е. являются спин-орбитальным мультиплетом. Главные максимумы гигантского резонанса в обоих случаях также имеют одну и ту же структуру:

$|I_{p_{3/2}}^{*1}, I_{d_{5/2}}^*, I_{p_{3/2}}^{*2}, I_{d_{5/2}}^{*2}\rangle$, причем $\bar{J} = J + 1$ и $\bar{T} = T + 1$, т.е. опять-таки являются спин-орбитальным мультиплетом и расщеплены тем же спин-орбитальным взаимодействием. Поэтому максимум резонанса над возбужденным состоянием сдвинут относительно максимума резонанса над основным состоянием на величину энергии возбуждения соответствующего уровня. Непосредственные расчеты в рамках модели оболочек для ядер ^{15}N , ^{12}C , ^8Be подтверждают такую качественную интерпретацию.

Сечение процесса для ядер начала I_{p-} -оболочки $^{7}\text{Li}(p, \alpha)^8\text{Be}$ приведено на рис. 12, где проведено также сравнение с экспериментальными данными.

Иная ситуация возникает в ядре ^4N , в котором первое возбужденное состояние имеет значение изоспина, отличающееся от значения в основном состоянии. Эти два состояния не являются спин-орбитальными мультиплетами. Поэтому максимумы гигантских резонансов над этими состояниями не должны быть скоррелированы вышеуказанным образом. Прямые расчеты подтверждают такую картину (см. рис. 3 и 10).

У. Разброс дипольных состояний по состояниям $2\hbar\omega$ и более высоким

Во всех приведенных выше результатах не учитывался разброс гигантского резонанса по более сложным состояниям, соответствующим $2\hbar\omega$ и более высоким возбуждениям. Дипольные состояния зацепляются за эти возбуждения и разбрасываются по широкой области спектра. Типичным примером могут служить результаты работы [20], в которой в рамках модели оболочек рассматривался разброс дипольных состояний ядра ^{16}O . Согласно этой работе, около 25% дипольной суммы приходится на область за 30 МэВ. Однако до последнего времени не были исследованы каналы распада этой высокоэнергетической области резонанса. В недавней работе [21] на примере того же ядра была проведена такая оценка. Результат приведен в табл. 2. Высоколежащие области резонанса распадаются главным образом на соответствующие высоколежащие компоненты конечного ядра. Однако пока остается неясным важный вопрос: происходит ли при этом дальнейшее смягчение спектра вылетевших частиц. Несомненно, такая оценка важна для более глубокого понимания механизма формирования спектра распада гигантского резонанса.

Таблица 2. Разброс дипольных состояний в ядре ^{16}O , по данным работы /21/

Сечение поглощения в ^{16}O в %	Парциальные сечения в %			
	$I5N$		$I50$	
	$0h\nu$	$2h\nu$	$0h\nu$	$2h\nu$
$1h\nu$ 65	37	-	28	-
$3h\nu$ 30	4	14	3	9
$5h\nu$ 5				

VI. Заключение

Проведенный анализ фоторасщепления ядер Ir -оболочки с учетом всех состояний, соответствующих $1h\nu$ -возбуждениям, показывает, что теория описывает имеющиеся экспериментальные данные. Конечно, это не снимает с повестки дня вопрос о роли высоких возбуждений, однако большинство вопросов можно понять, не выходя за рамки $1h\nu$ -возбуждений. В связи с этим представляется важным последовательное и детальное экспериментальное изучение фоторасщепления ядер Ir -оболочки, что позволило бы всесторонне проверить возможности используемого подхода для описания фоторасщепления в этой области ядер.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Г.Бунатян. Ядерная физика, **4**, 920, 1966.
2. В.В.Балашов. Труды международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. Москва, 1967, стр. 307.
3. Б.С.Долбилкин. Труды ФИАН **36**, 18 (1966).
4. J.P.Elliot, B.H.Flowers. Prog.Roy.Soc. **A242**, 57 (1957).
5. V.V.Balashov. Nucl.Phys. **40**, 93 (1963).
6. Ф.А.Живопищев, В.М.Московкин, Н.П.Юдин. Известия АН СССР, сер. физ. **30**, 306 (1966).
7. V.G.Shevchenko, N.P.Yudin. Atomic Energy Review **3**, N3 (1965).
8. V.G.Neudachin, V.G.Shevchenko. Phys.Letters **12**, 18 (1964).
9. В.А.Вартанян, Р.А.Эрамжян. Труды Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при высоких энергиях. Тбилиси, 1972.
10. H-R.Kissener, H-U.Jäger, R.A.Eramzhyan. Preprint ZFK, 1973, Rossendorf (GDR).
11. L.Mayling, V.I.Kukulin, Yu.F.Smirnov. Phys.Letters **27B**, 487 (1968).
12. S.Skupsky. Nucl.Phys. **A178**, 289 (1971).
13. H-R.Kissener, H-U.Jäger, R.A.Eramzhyan. Nucl.Phys. **A171**, 584 (1971).
14. H-R.Kissener, H-U.Jäger, R.A.Eramzhyan JINR, E4-6895 (1973).
15. М.А.Жусупов, Р.А.Эрамжян. Известия АН СССР **33**, 730 (1969).
16. N.Bezic et al. Nucl.Phys. **A128**, 426 (1969).
17. R.W.Gellie et al. Ca.J.Phys. **50**, 1689 (1972).
18. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ **4**, № 2 (1973).

19. G.A. Fisher. Dissertation. Stanford University, Stanford, California, 1970.
20. G.E. Walker. Phys.Rev., 174, 1290 (1968).
21. К.В. Шитикова и др. ЯФ, 18, 681 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 февраля 1973 года.