

ОТКРЫТИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ
НОВЫХ ФОРМ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ
В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Балашов В.В.

Ишханов Б.С.

Капитонов И.М.

Неудачин В.Г.

Эрамжян Р.А.

Юдин Н.П.

Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В.Скобельцына
Московского Государственного университета
им. М.В.Ломоносова

ОТКРЫТИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ФОРМ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Балашов Всеволод Вячеславович - доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физического факультета МГУ

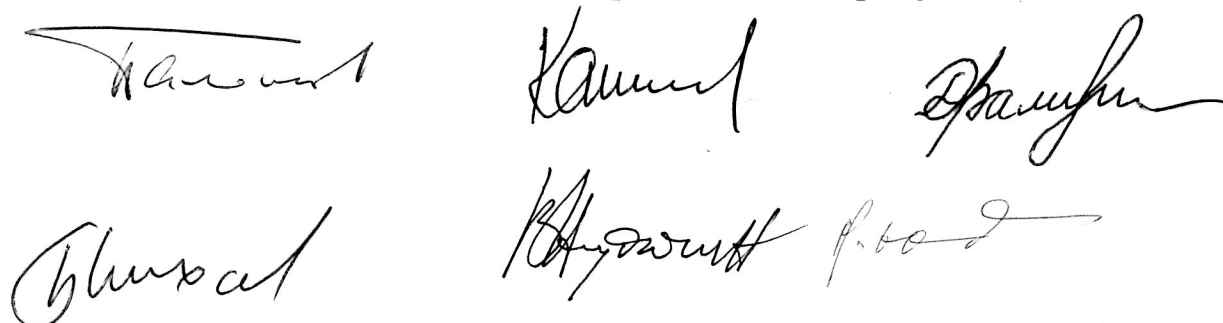
Ишханов Борис Саркисович - доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физического факультета МГУ

Капитонов Игорь Михайлович - доктор физико-математических наук, профессор физического факультета МГУ

Неудачин Владимир Германович - доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник НИИЯФ МГУ

Эрамжян Рудольф Амаякович - доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией Государственного научного центра "Институт ядерных исследований РАН"

Юдин Николай Прокофьевич - кандидат физико-математических наук, доцент физического факультета МГУ



ОТКРЫТИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ФОРМ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

(Описание работы)

ВВЕДЕНИЕ

В настоящем цикле работ, выдвигаемом на Государственную премию Российской Федерации, авторский коллектив представляет результаты своих исследований, сыгравших принципиальную роль в развитии ядерной физики последних десятилетий.

В этих работах впервые сделано следующее.

- Открыто и затем детально исследовано возбуждение у атомных ядер гигантского резонанса новой формы с участием спиновых степеней свободы посредством захвата μ -мезонов ядром, который осуществляется через слабое взаимодействие. Аналогичный резонанс возбуждается и в реакции радиационного захвата π -мезонов на атомных ядрах. Тем самым круг ядерных процессов, в которых возбуждаются гигантские резонансы, радикально расширился, т.е. было выяснено, что возбуждение гигантских резонансов является универсальным откликом ядра на внешние воздействия самых разных типов.

- Открыто и затем детально исследовано масштабное явление конфигурационного расщепления гигантских резонансов, которое в наиболее ярких случаях выглядит, как практически полное рассыпание дипольного гигантского резонанса (и других резонансов) на отдельные частично-дырочные компоненты разной физической природы, что занимает огромный интервал энергий

возбуждения ядра шириной до 30 МэВ и является новой формой резонанса. Характер распада отдельных указанных компонент оказывается совершенно разным.

- Экспериментальное исследование конфигурационного расщепления гигантского резонанса осуществлено на основе измерения необычных видов распада возбужденного ядра с помощью созданной авторами аппаратуры нового типа, которая позволила многократно повысить точность определения эффективных сечений фотоядерных реакций.

Выдвинутым авторами предсказаниям новых, неизвестных ранее форм гигантских резонансов в ядрах, разработке путей их обнаружения и экспериментальному подтверждению сделанных предсказаний предшествовали широкие теоретические исследования по физике ядерных реакций, выполненные авторами в 60-е и 70-е годы в ходе разработки многочастичного оболочечного подхода к ядру. В результате этих работ был найден единый подход к описанию таких разнообразных по своему проявлению процессов и явлений, как резонансные фотоядерные реакции, ассоциирование нуклонов в ядрах, связь коллективных дипольных и квадрупольных колебаний в ядрах, квазиупругое выбивание из ядер нуклонов и кластеров, поглощение фотонов внутриядерными кластерами, взаимодействие мюонов и π -мезонов с ядрами.

В экспериментальном плане предварительно был накоплен большой опыт исследования фотонейтронных и фотопротонных сечений и тонкой структуры гигантского резонанса у различных атомных ядер.

Понятие гигантского резонанса вошло в ядерную физику 50 лет назад в связи с открытием эффекта коллективного дипольного возбуждения ядра при поглощении фотонов. Долгое время представление о гигантском резонансе в ядре отождествлялось исключительно с дипольным гигантским резонансом. Авторами представленного цикла работ, впервые исследовавшими возможность коллективного отклика нуклонов атомного ядра на мюон-ядерное и мезон-ядерное взаимодействие, был сделан огромный шаг вперед: в научный обиход в физике ядра и элементарных частиц вошло понятие гигантского резонанса в широком плане, охватывающее как независимые, так и зависящие от спина нуклона (спин-волновые) коллективные возбуждения различной мультипольности и применимое к процессам не только электромагнитной, но и иной природы.

Начало этим работам было положено исследованиями ядерного μ -захвата. В 60-е годы в области пересечения проблем физики ядра и физики элементарных частиц в ведущих лабораториях разных стран проводились и сопровождались пристальным вниманием теоретиков эксперименты по μ -захвату, нацеленные на проверку фундаментальной гипотезы универсальности слабого взаимодействия. Для интерпретации получаемых данных требовалась соответствующая теоретическая база. Она была создана авторами представленного цикла работ. Их исследования заставили отказаться от господствовавших в то время и некритически воспринятых из физики элементарных частиц представлений о том, что процесс μ -захвата осуществляется путем прямого взаимодействия мюона с отдельным протоном ядра, когда все остальные нуклоны выступают лишь в качестве внешней среды.

Детальные расчеты, выполненные ими на базе многочастичного оболочечного подхода, показали, что поглощение мюона идет через сильные коллективные гамов-теллеровские (с участием спин-изоспиновых степеней свободы) и фермиевские (изоспиновые) переходы разной мультипольности, которые формируются в гигантский резонанс подобно тому, как это происходит с дипольными переходами в ядерном фотоэффекте.

Непосредственная информация о спектре возбуждения ядра при поглощении мюона сосредоточена в спектре образующегося нейтрино. Это обстоятельство оставляет возможность лишь косвенной экспериментальной проверки выдвинутых теоретических представлений, что предъявляет особенно высокие требования к качеству и надежности теории. Авторы показали, что коллективный характер поглощения мюонов накладывает особый отпечаток на все характеристики расщепления ядер при μ -захвате, относящиеся к энергетическим спектрам и множественности образующихся нейтронов, соотношению разных каналов расщепления исходного ядра, в том числе и с вылетом заряженных частиц. Резонансная структура энергетического спектра нейтронов была тем предсказанием, которое позволило осуществить экспериментальную проверку выдвинутой идеи и установить явление гигантского резонанса в μ -захвате.

Сформулированная авторами концепция коллективного возбуждения ядра при μ -захвате и разработанный ими метод теоретического описания этого явления стимулировали в дальнейшем многочисленные эксперименты как в России, так и за рубежом. Выполненные экспериментальные исследования радиационного захвата ядрами пионов подтвердили универсальный

характер коллективного возбуждения ядер при поглощении мюонов и π -мезонов. Процессы μ -захвата и радиационного π -захвата объединяет концепция электрослабого взаимодействия. Их детальный сравнительный анализ, в том числе с точки зрения механизма коллективного возбуждения ядра, был проделан авторами представленного цикла в большой серии работ.

Принципиальным преимуществом экспериментального исследования радиационного π -захвата перед μ -захватом является возможность получать прямую информацию о спектрах возбуждения ядер путем изучения спектров фотонов высокой энергии, играющих в кинематике процесса радиационного захвата такую же роль, как нейтрино - в процессе μ -захвата. Анализ этих спектров, проведенный в серии работ авторов, посвященных переносу и обобщению идей μ -захвата на π -захват, показал, что в π -захвате, как и в μ -захвате, доминирует резонансный механизм поглощения, тогда как прямые процессы, не сопровождающиеся коллективным возбуждением ядра, играют подчиненную роль и проявляются лишь в результате их интерференции с процессами возбуждения и распада гигантского резонанса. Учитывая это обстоятельство, авторами был разработан единый метод описания прямых и резонансных процессов при поглощении π -мезона ядром, являющийся теоретической базой для особенно информативных экспериментов, когда продукты радиационного захвата - фотон высокой энергии и нейтрон - регистрируются на совпадение.

Формирование гигантских резонансов в ядрах с незаполненными оболочками (которых подавляющее большинство) и их распад характеризуются рядом специфических

закономерностей, которые создают масштабное явление конфигурационного расщепления гигантского резонанса, предсказанное и открытое авторами. Их теоретические исследования, опубликованные в большом цикле работ, где широко использовались методы теории групп, показали, что формирование дипольного гигантского резонанса в легких ядрах происходит в условиях сильного влияния следующих факторов, которые ранее не принимались во внимание:

- разветвленные взаимосвязи состояний конечного ядра и исходного ядра при удалении из него нуклона (генеалогическая структура), охватывающие широкий диапазон энергий возбуждения конечного ядра,

- выделенная роль пространственно-обменных сил в эффективном взаимодействии между нуклонами в ядре и обусловленная этим особая структура ядерных уровней с явно выраженными чертами супермультиплетной симметрии,

- резкое, значительно большее, чем предсказывалось общепринятыми теориями, различие энергий отделения нуклонов из разных оболочек,

- сильное расщепление частично-дырочных состояний с разной супермультиплетной симметрией.

В силу указанных факторов взаимодействие "частица-дырка" в легком ядре не может преодолеть очень сильный энергетический разброс исходных частично-дырочных конфигураций и сформировать единое когерентное дипольное состояние. Соответственно, гигантский резонанс рассыпается в пределах полосы энергий большой ширины на отдельные группы возбуждений с разным частично-дырочным составом, т.е. с

разными оболочечными конфигурациями. Именно, состояния с дыркой во внешней "валентной" оболочке занимают низкоэнергетическую часть полосы поглощения, а состояния с дыркой во внутренней замкнутой оболочке занимают высокоэнергетическую ее часть. Для наиболее ярких случаев, характерных, в основном, для ядер р-оболочки, это рассыпание происходит на отдельные частично-дырочные компоненты, которые даже принадлежат к одной и той же оболочечной конфигурации, имеют разную пространственную симметрию и поэтому занимают огромный интервал энергии шириной до 30 МэВ для ядер р-оболочки и до 15 МэВ для ядер sd-оболочки. Таким образом, установлено существование новой формы гигантского дипольного резонанса у атомных ядер.

Установленные авторами особенности структуры коллективных возбуждений легких ядер позволили им предсказать, а затем, по появлении соответствующих экспериментальных результатов, и объяснить не только указанное очень большое энергетическое расщепление гигантского резонанса по разным оболочечным конфигурациям и даже по отдельным состояниям, но и предсказать специфические для этих ядер необычные распадные свойства новой формы гигантского резонанса:

- доминирующую роль полупрямого механизма распада, при котором вылет нуклона происходит преимущественно из конфигураций, образовавшихся непосредственно в результате поглощения γ -кванта, на уровне дочернего ядра, являющиеся дырочными по отношению к основному состоянию ядра-мишени,

- парадоксальное, с точки зрения существовавших ранее предсказаний, свойство смягчения энергетического спектра

фотонуклонов при переходе к высокоэнергетической части гигантского резонанса, которая соответствует высоковозбужденным дырочным состояниям в глубоколежащих внутренних оболочках,

- большую долю многочастичного ("звездного") распада гигантского резонанса, когда сильно возбужденное ядро распадается с испусканием нескольких частиц, в том числе и легчайших ядер.

Совокупность перечисленных закономерностей возбуждения и распада гигантского резонанса в легких ядрах была названа явлением конфигурационного расщепления гигантского резонанса и под таким названием это явление вошло в литературу.

Экспериментальное подтверждение конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса было получено в НИИЯФ МГУ. В годы, предшествующие исследованиям конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса, была проведена большая и сложная методическая работа, без которой эти исследования были бы невозможны. Создана уникальная методика автоматического управления режимом работы ускорителя (бетатрона) и детектирующей аппаратурой, позволившая ликвидировать главные источники погрешностей фотоядерных экспериментов. Созданы детекторы нейтронов и протонов, по своей эффективности превосходящие аналогичные детекторы в других научных лабораториях. Был достигнут кардинальный прогресс в методе анализа экспериментальных данных, полученных на пучке тормозного гамма-излучения - разработан устойчивый метод восстановления сечений фотоядерных реакций, который в дальнейшем активно использовался в различных лабораториях, занимающихся

исследованиями в этой области. Эти усовершенствования привели к многократному повышению точности определения сечений взаимодействия фотонов с атомными ядрами.

В НИИЯФ МГУ на первом этапе была исследована энергетическая зависимость фотопротонных и фотонейтронных сечений для ядер sd-оболочки в интервале энергий, отвечающем конфигурационному расщеплению дипольного гигантского резонанса. Была обнаружена яркая промежуточная структура этих сечений, индивидуальная для каждого исследованного ядра. В результате было показано, что форма сечений фотоядерных реакций существенно зависит от внутренней (оболочечной) структуры атомного ядра. Эти эксперименты явились важным аргументом в пользу существования явления конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса.

Однако стало ясно, что для прямого доказательства конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса необходим принципиально новый класс экспериментов - измерение характеристик распада дипольного гигантского резонанса на различные состояния конечного ядра. Программа таких экспериментов была разработана и выполнена в НИИЯФ МГУ. Было обнаружено, что форма гигантского резонанса сильно зависит от степени заполненности внешней оболочки. У ядер с частично заполненной внешней оболочкой формируются различные ветви дипольного гигантского резонанса, соответствующие разным оболочечным конфигурациям и сильно смещенные друг относительно друга.

В результате многочисленных экспериментов (было измерено свыше 350 парциальных сечений) конфигурационное расщепление

дипольного гигантского резонанса удалось наблюдать непосредственно и исследовать его зависимость от оболочечной структуры ядра. Было установлено, что, в полном соответствии с теорией, высокоэнергетическая часть гигантского резонанса характеризуется необычным характером фотонуклонного распада преимущественно на высоковозбужденные состояния конечного ядра с вакансией во внутренней оболочке. Было показано, что энергетическая ширина полосы поглощения фотонов ядрами достигает огромной величины 30 МэВ и определяется конфигурационным расщеплением. Это уникальное свойство является решающим для понимания механизма поглощения гамма-квантов легкими и средними ядрами. Проведенные в последнее время эксперименты показали, что конфигурационное расщепление дипольного гигантского резонанса характерно и для средних ядер, по крайней мере до значений $A=60$.

Ядерные состояния, формирующие фермиевский и гамов-теллеровский гигантские резонансы в процессах μ -захвата и радиационного захвата пионов, являются аналоговыми по отношению к коллективным возбуждениям соответствующей мультипольности в самом ядре-мишени. Авторы представленного цикла работ показали, что в легких ядрах с незаполненными оболочками группировка переходов в такие состояния подчиняется тем же особым закономерностям, что были открыты для дипольного гигантского резонанса. Было установлено, что фермиевский и гамов-теллеровский гигантские резонансы в этих ядрах обнаруживают сильное конфигурационное расщепление.

Установление явления конфигурационного расщепления гигантского резонанса при μ -захвате сыграло большую роль в

достижении современного понимания механизма всего этого процесса. Оно позволило решить трудный вопрос о природе выхода заряженных частиц в этом процессе, возникший в ходе экспериментальных исследований μ -захвата.

Регистрация фотонов высокой энергии в процессе радиационного захвата пионов позволяет непосредственно видеть, как действует фактор конфигурационного расщепления в этом процессе на форму гамов-теллеровского гигантского резонанса по мере перехода от магического ядра к ядрам с незаполненной оболочкой. Учитывая это преимущество экспериментов по радиационному π -захвату, авторами цикла были выполнены подробные количественные расчеты спектров фотонов в процессе π -захвата для большой группы ядер. Они легли в основу проведения и теоретического анализа целенаправленных экспериментов на эту тему в лабораториях разных стран. Результаты проведенных экспериментов полностью подтвердили предсказания теории, касающиеся особенностей проявления конфигурационного расщепления в зависимости от оболочечной структуры основного состояния ядра-мишени. Теоретические разработки авторов цикла позволили сформулировать программу дальнейшего детального экспериментального изучения структуры гамов-теллеровского гигантского резонанса в радиационном захвате пионов, используя уникальные возможности корреляционного метода исследования.

Ниже следует развернутое изложение работы.

КОЛЛЕКТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР В МЮОН-ЯДЕРНЫХ И МЕЗОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В течение многих лет, прошедших после открытия эффекта коллективного дипольного возбуждения ядра при поглощении фотонов, представление о гигантском резонансе в ядре отождествлялось исключительно с дипольным гигантским резонансом. Под влиянием работ авторов представленного цикла в научный обиход в физике ядра и элементарных частиц вошло понятие гигантского резонанса в широком плане, охватывающее как независимые, так и зависящие от спина нуклона (спин-волновые) коллективные возбуждения различной мультипольности и применимое к процессам не только электромагнитной, но и иной природы.

Проникновение концепции гигантского резонанса в физику мезон-ядерных взаимодействий началось с теоретических исследований ядерного мю-захвата. В 60-е годы "на стыке" физики ядра и физики элементарных частиц в ведущих лабораториях разных стран проводились и сопровождались пристальным вниманием теоретиков эксперименты по мю-захвату, нацеленные на проверку фундаментальной гипотезы универсальности слабого взаимодействия (см., например [1-5]). Авторами представленного цикла работ [2-17] был внесен важный вклад в создание для этих целей соответствующей теоретической базы [2-17]. Их исследования заставили отказаться от господствовавших в то время представлений о том, что процесс мю-захвата осуществляется путем прямого взаимодействия мюона с отдельным протоном ядра, когда все остальные нуклоны выступают лишь в качестве внешней

среды. Выполненные ими на базе многочастичного оболочечного подхода детальные расчеты показали, что поглощение мюона идет через сильные коллективные гамов-теллеровские и фермиевские переходы разной мультипольности, которые формируются в гигантский резонанс подобно тому, как это происходит с дипольными переходами в ядерном фотоэффекте.

На рис.1 показана схема формирования гигантского резонанса при поглощении мюона ядром ^{16}O . Импульс, передаваемый ядру в элементарном процессе (μ, ν) , значительно больше, чем средний импульс фотона при возбуждении дипольного резонанса в фотоядерных реакциях, и поэтому вклад в гигантский резонанс рассматриваемого процесса дают переходы различной мультипольности. Главными из них являются переходы первого порядка запрета на уровни $J_i^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$, соответствующие фермиевским дипольным (без участия спина нуклонов) и гамов-теллеровским ("спин-дипольным") возбуждениям образующегося ядра ^{16}N . Их вероятности рассчитываются с использованием эффективного гамильтониана процесса слабого взаимодействия $\mu^- p \rightarrow n \nu_\mu$

$$H_\mu(\vec{r}) = i \frac{G}{\sqrt{2}} \gamma_4 L_\lambda(\vec{r}) \left\{ g_V(q^2) \gamma_\lambda + \frac{g_M(q^2)}{2M_p} \sigma_{\lambda\rho} q_\rho + i \frac{g_S(q^2)}{m_\mu} q_\lambda - g_A(q^2) \gamma_\lambda \gamma_5 - \right. \\ \left. - i \frac{g_P(q^2)}{m_\mu} q_\lambda \gamma_5 - \frac{g_T(q^2)}{2M_p} \sigma_{\lambda\rho} q_\rho \gamma_5 \right\} \tau_- , \quad (1)$$

который включает в себя лептонный матричный элемент

$$L_\lambda(\vec{r}) = i \Phi_\nu^+(\vec{r}) \gamma_4 \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \Phi_\mu(\vec{r}), \quad (2)$$

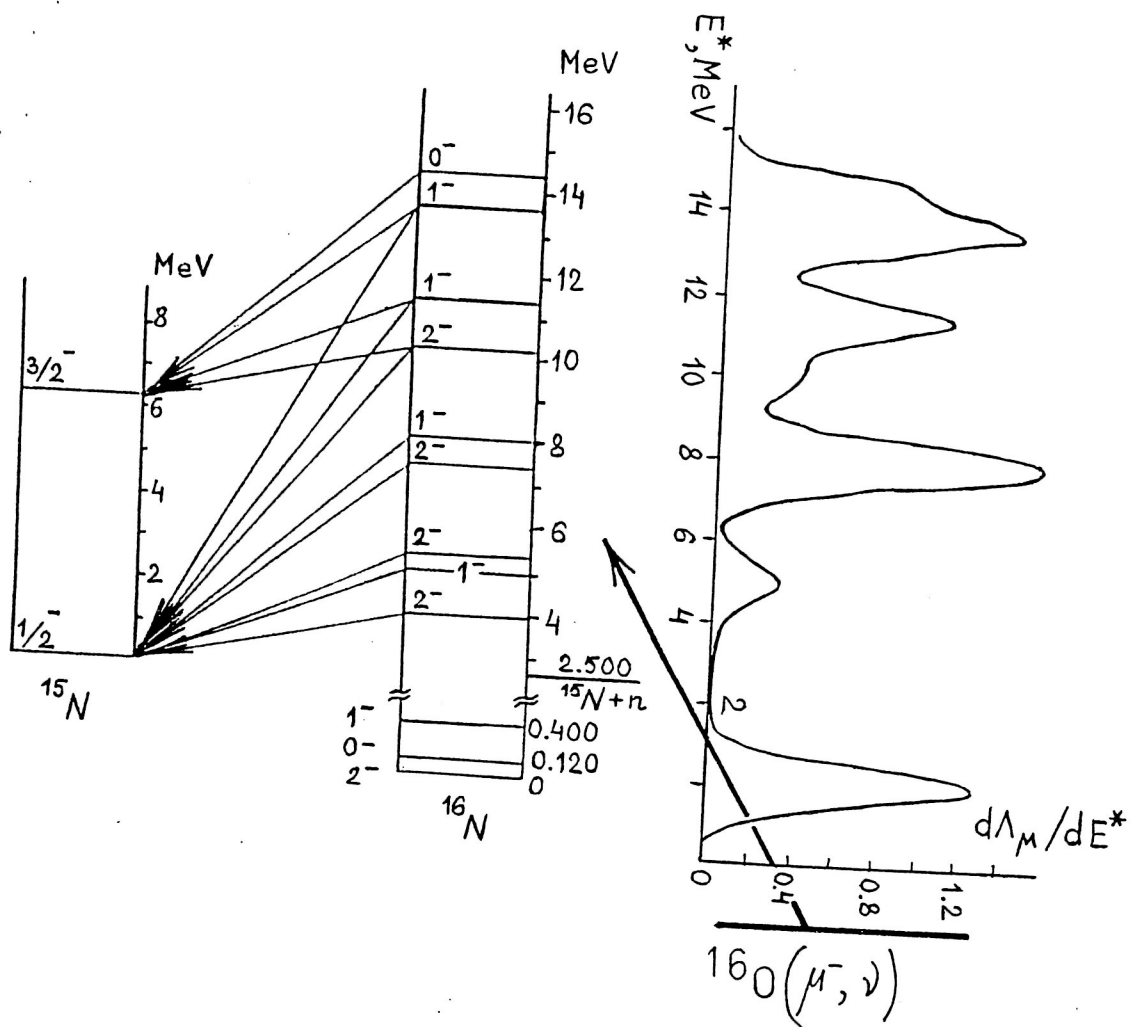


Рис. I. Схема формирования гигантского резонанса при поглощении мюонов ядром ^{16}O , предложенная в работе [6], и спектр возбуждения ядра ^{15}N (спектр нейтрино) с указанием характера распада резонансов на конечные состояния ядра ^{15}N . Справа показана интенсивность возбуждения групп резонансов в единицах $10^4 \cdot \text{сек}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$. Связанным состояниям ядра ^{16}N отвечает первый пик в спектре возбуждения.

куда входят волновая функция образующегося нейтрино $\Phi_\nu(\vec{r})$ и волновая функция мюона $\Phi_\mu(\vec{r})$ на К-орбите мюонного атома. Из рис.1 видно, что, при заметной вероятности заселения основного и других связанных состояний образующегося ядра ^{16}N , главная группа переходов соответствует высоко возбужденным состояниям, лежащим выше порога развала ядра. Из них формируется гигантский резонанс.

Поскольку при поглощении мюона непосредственная информация о спектре возбуждения ядра сосредоточена в спектре образующегося нейтрино, экспериментальная проверка выдвинутых теоретических представлений об этом процессе возможна лишь косвенным путем. Авторы показали, что коллективный характер поглощения мюонов накладывает особый отпечаток на все характеристики расщепления ядер при мю-захвате, относящиеся к энергетическим спектрам и множественности образующихся нейтронов [2,3,5-8,10-12,14,16,17], соотношению разных каналов расщепления исходного ядра, в том числе и с вылетом заряженных частиц [2,5,7-11,13,15,17]. Резонансная структура энергетического спектра нейтронов была тем предсказанием, которое позволило осуществить экспериментальную проверку выдвинутой идеи и установить явление гигантского резонанса в мю-захвате [6].

На рис.2 приведены первые расчеты спектра нейтронов из процесса захвата мюонов ядрами ^{16}O , выполненные авторами в 1964 году с эффективным гамильтонианом (1) в рамках многочастичной оболочечной модели ядра [2]. На нем отчетливо видна концентрация отдельных переходов $^{16}\text{N}^* \rightarrow ^{15}\text{N} + n$ в районе энергии нейтронов 4-5 МэВ, соответствующих распаду

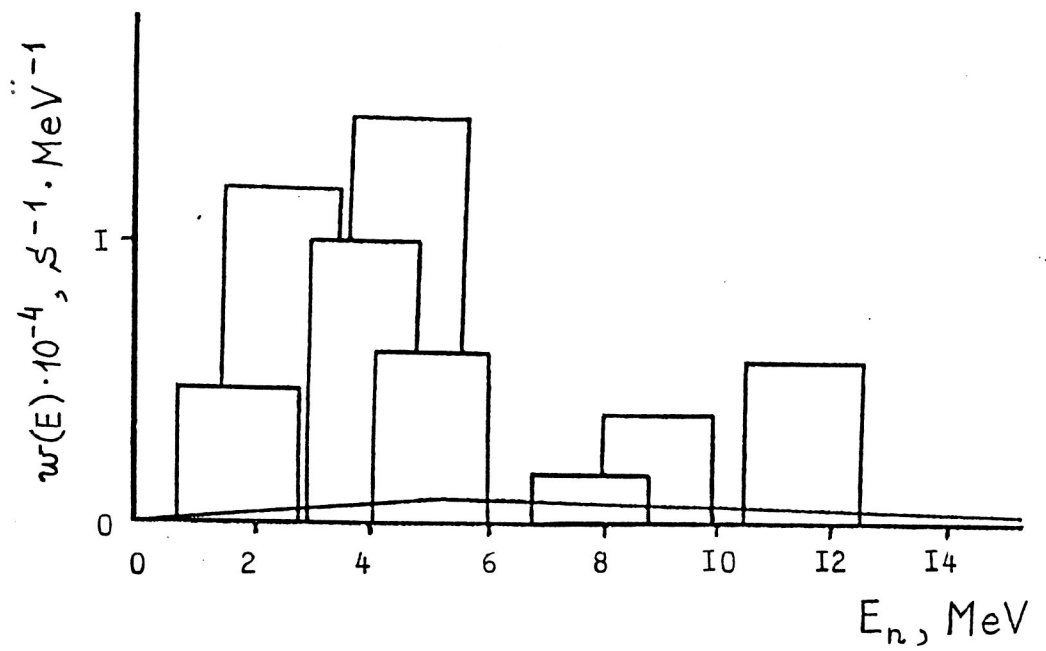


Рис.2. Спектр нейтронов в процессе поглощения мюонов ядром ^{16}O , предсказанный в работе [6]. Сплошной кривой показан вклад прямых переходов в непрерывный спектр.

возбуждаемого в процессе поглощения мюона гигантского резонанса на различные "дырочные" уровни конечного ядра. Возбуждение и последующий распад гигантского резонанса дают основной вклад в поглощение мюона; прямые переходы ядрами ^{16}O в непрерывный спектр системы $^{15}\text{N} + n$ без коллективного возбуждения всего ядра, которые можно рассчитать пользуясь одночастичной оптической моделью (см. сплошную кривую на рис.2), играют в рассматриваемом процессе незначительную роль.

Группе Евсеева в Дубне впервые удалось в 1969 году провести нужные измерения [18] и обнаружить предсказанную резонансную структуру в спектре нейтронов [18-22]. Затем аналогичные эксперименты были проведены за рубежом [23-28]. Они полностью подтвердили предсказания теории. На рис.3 показаны измеренные [20,23] спектры нейтронов в результате поглощения мюонов ядром ^{16}O совместно с рассчитанными [16,40], когда были учтены вклады более высоких $2\hbar\omega$ -конфигураций.

В 1976 г. сделанное открытие коллективного возбуждения ядер при поглощении мюонов было внесено в Государственный реестр открытий страны [29].

В 1970-1975 г.г. сформулированная авторами концепция коллективного возбуждения ядра при мю-захвате и разработанный ими метод теоретического описания этого явления получили мощное подтверждение в экспериментальных, а затем и теоретических исследованиях радиационного захвата ядрами пионов - см. обзоры [30-33]. Стал ясен универсальный характер коллективного возбуждения ядер при поглощении мезонов и мюонов. Процессы мю-захвата и радиационного π -захвата

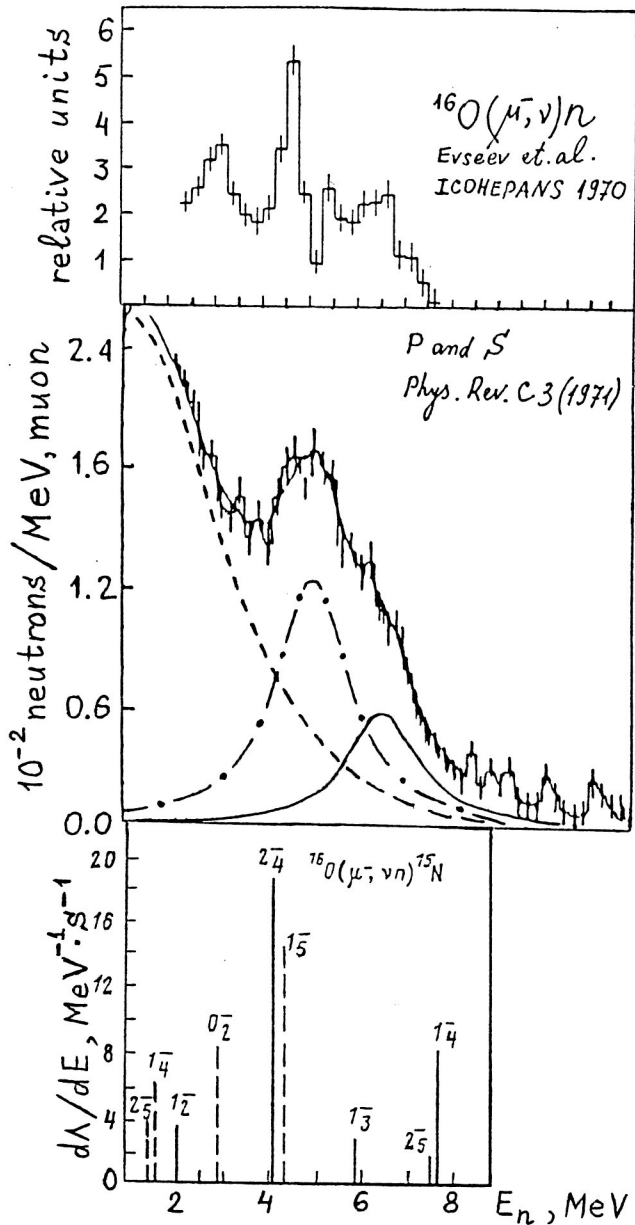


Рис.3. Энергетический спектр нейтронов, испускаемых при поглощении мюонов ядром ^{16}O . В верхней части рисунка приведен спектр, измеренный в работе [20], в средней - в работе [23]. В нижней части рисунка приведены результаты расчета, в котором учтен вклад высших конфигураций в волновые функции [16,40].

объединяет концепция электрослабого взаимодействия. Их детальный совместный анализ с точки зрения механизма коллективного возбуждения ядра был проделан авторами представленного цикла в серии работ [34-39], а в 1978 году обобщен в их монографии [5], остающейся до настоящего времени самым полным руководством на эту тему, а затем в двух обзорных статьях [40-41].

Экспериментальное исследование радиационного π -захвата имеет принципиальное преимущество перед мю-захватом в возможности получать прямую информацию о спектрах возбуждения ядер путем изучения спектров фотонов высокой энергии, играющих в кинематике процесса радиационного захвата такую же роль, как нейтрино - в процессе мю-захвата. На рис.4 хорошо видно сходство спектров возбуждения ядра ^{16}N (спектра нейтрино) в процессе μ -захвата кислородом, рассчитанного теоретически [6], и спектра фотонов высокой энергии, который получен при экспериментальном изучении [42] процесса радиационного захвата пиона $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{16}\text{N}$ приводящего к тому же конечному ядру. Анализ этих спектров, проведенный в серии работ авторов, показал, что в π -захвате, как и в мю-захвате, доминирует резонансный механизм поглощения, тогда как прямые процессы, не сопровождающиеся коллективным возбуждением ядра, играют несущественную роль, лишь интерферируя с процессами возбуждения и распада гигантского резонанса.

Недавно ставшие возможными прецизионные измерения реакции перезарядки с протонами и нейтронами промежуточной энергии [43-45] показали, как хорошо видно из рис.4,

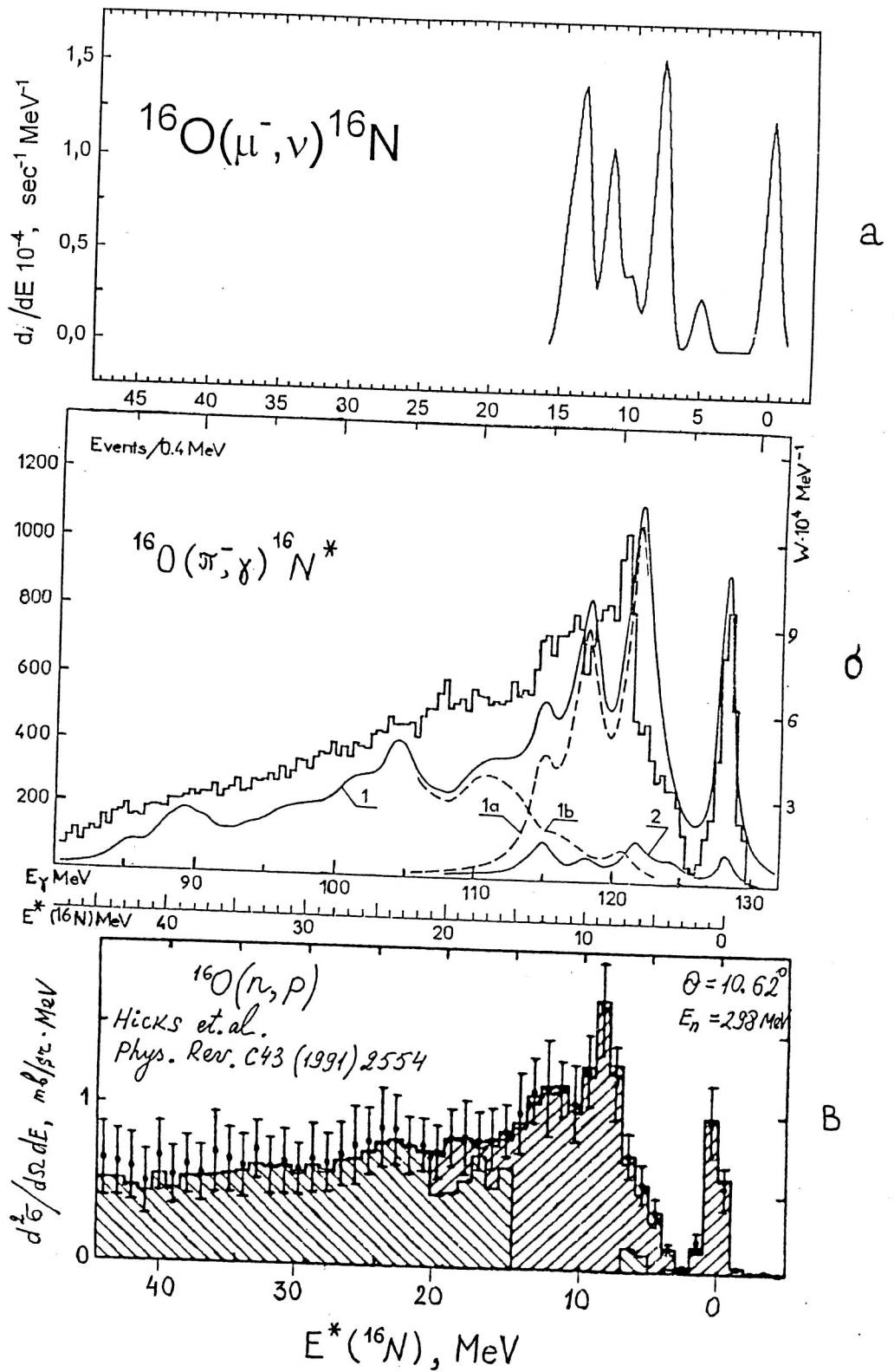


Рис.4. Сопоставление спектров возбуждения ядра ^{16}N в процессах: а - поглощения мюонов (расчетный спектр [6]), б - радиационного захвата пионов (гистограмма - результат измерений [42], сплошная кривая - результат полного расчета [15] 1а - вклад спин-дипольных возбуждений, 1б - спин-квадрупольных), в - n, p перезарядки при энергии налетающих нейтронов 298 МэВ (экспериментальный спектр из работы [43], левая штриховка - вклад спин-квадрупольных переходов, правая - спин-дипольных)

универсальность явления гигантского резонанса в процессах слабого, электромагнитного и сильного взаимодействий.

Исследуя проявление интерференции прямых и резонансных процессов в реакциях при взаимодействии частиц с ядрами, авторы разработали единый метод описания прямых и резонансных процессов при поглощении мезона ядром, в основе которого лежит многоканальный подход к процессам возбуждения и расщепления ядра [5,7,36]. Так, в процессе μ -захвата амплитуда $M_\mu(E) = \langle \Psi_E^{(-)} | H_\mu | 0 \rangle$ перехода ядра-мишени в состояние континуума $\Psi_E^{(-)}$ с энергией возбуждения E вычисляется с помощью многоканального уравнения типа Липпмана-Швингера

$$\Psi_E^{(-)} = \Phi_E^{(-)} + \frac{1}{E^{(-)} - H_0} V \Psi_E^{(-)}, \quad (3)$$

где $\Phi_E^{(-)}$ - собственная функция той части гамильтониана ядра H_0 , которая диагональна по каналам, а V - другая его часть, ответственная за связь каналов. Расчеты в рамках единого подхода дают резонансную структуру возбуждения ядра в области непрерывного спектра "автоматически", вместе с ширинами отдельных резонансов, без каких-либо специальных допущений о связи квазистационарных состояний во внутренней области ядра с открытыми каналами (рис.5). Вместе с тем такой подход позволил рассмотреть с единых теоретических позиций область гигантского резонанса и область более высоких энергий, естественным образом увязав друг с другом такие различные по своему содержанию теории, как многочастичная модель оболочек и оптическая модель. Важный результат, который следует из единого подхода, состоит в том, что он полностью закрепляет и тем самым дает строгое

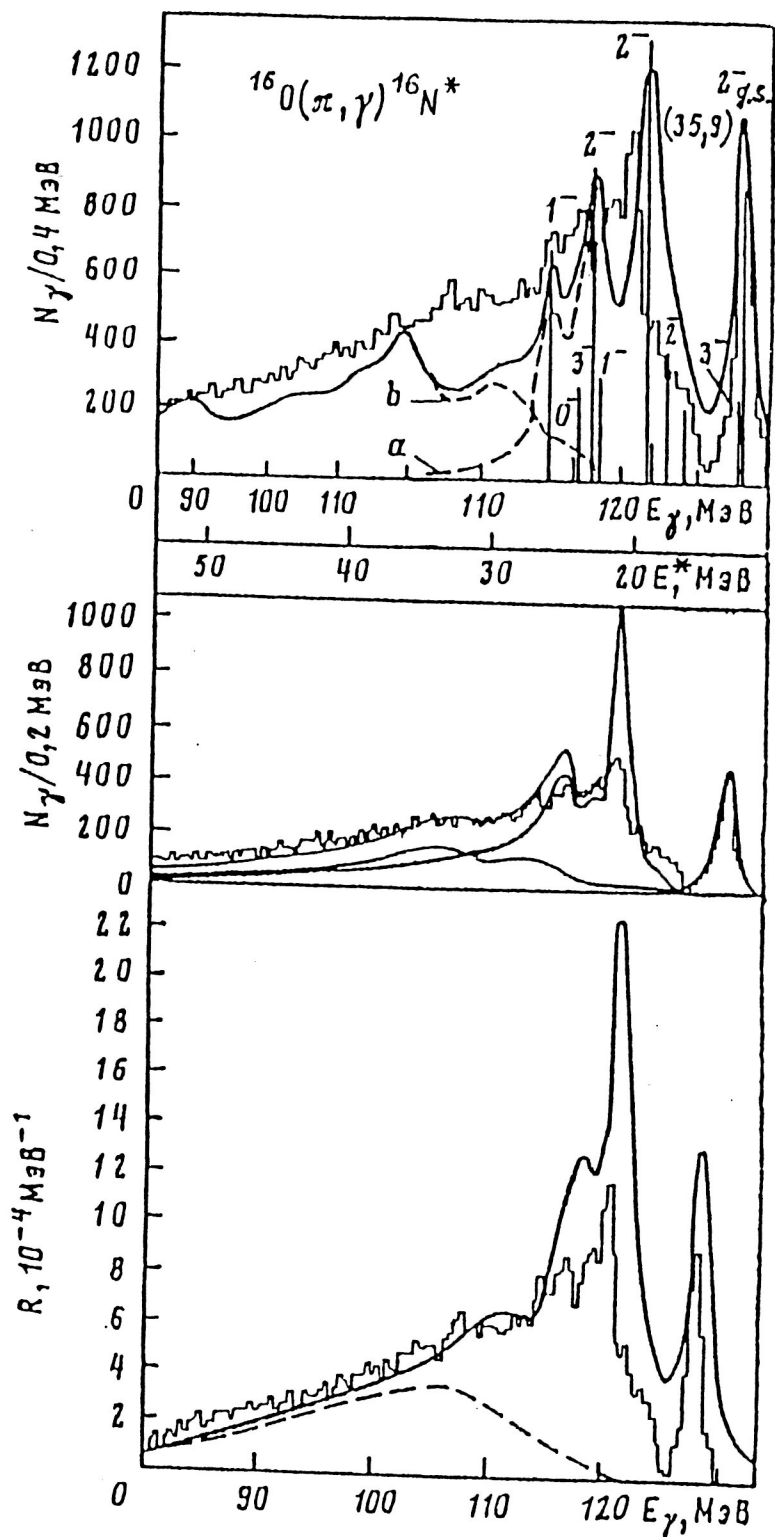


Рис.5. Спектр гамма-квантов в радиационном захвате пионов ядром ^{16}O . Верхний рисунок - результат расчета в резонансном приближении с учетом двух частиц-дырок [15,40], два нижних - в рамках единого подхода к прямым и резонансным реакциям. Средний рисунок из работы [33], нижний - из работы [44]. Экспериментальные данные из работы [42].

обоснование выводам относительно структуры спектра фотонов высокой энергии, к которым приводят теоретические расчеты, сделанные в рамках многочастичной оболочечной модели без учета прямого вылета нуклонов и его интерференции с резонансными переходами.

Крупным достижением теории мю-захвата в рамках многоканального подхода стала разработка последовательной концепции асимметрии углового распределения нейтронов, образующихся при поглощении мюона. Эффект асимметрии, в силу того, что в нем непосредственно проявляется несохранение четности в слабом взаимодействии [1-5], был предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований в течение многих лет. Надежные данные измерений достигались с большим трудом, и, начиная с первых экспериментов, выполненных еще в конце 50-х годов (сводка экспериментальных данных приведена в монографии [5]) подчас менялись сведения даже о самом знаке эффекта (преимущественный вылет нейтрона по направлению остаточной поляризации мюона на К-орбите мю-атома или против ее). Авторы были первыми, кто показал [7], что интерференция резонансных (через возбуждение коллективных состояний ядра в области непрерывного спектра) и прямых переходов при мю-захвате приводит к сильным осцилляциям коэффициента асимметрии в области гигантского резонанса, принимающего как положительные, так и отрицательные значения (рис.6). Как следствие, в этой области энергии возбуждения результирующее значение коэффициента асимметрии оказывается малым, что и соответствует итоговым данным всех проведенных экспериментов по мю-захвату, поскольку даже в лучших из них

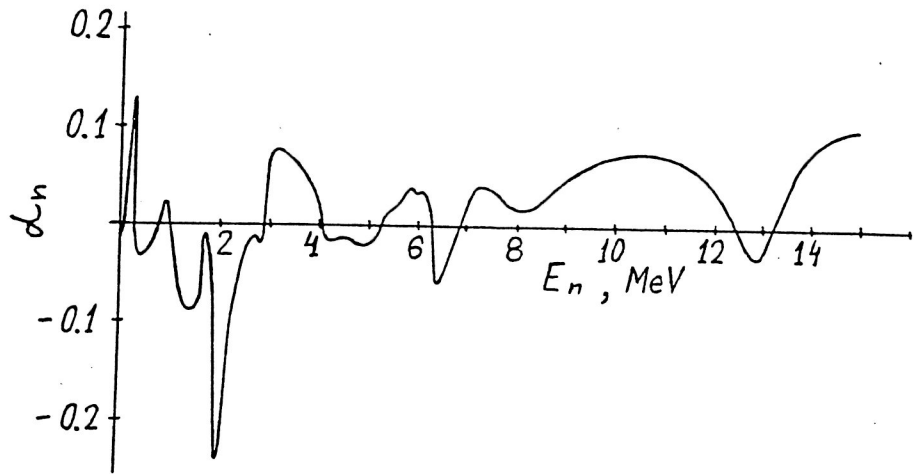


Рис.6. Рассчитанная [7] асимметрия углового распределения нейтронов при поглощении мюонов ядром ^{40}Ca .

тонкая структура гигантского резонанса не разрешается. Введенный авторами в теорию мю-захвата метод сильной связи каналов принят повсеместно и является в настоящее время основным при рассмотрении эффекта асимметрии. Как типичный интерференционный эффект, асимметрия углового распределения нейтронов гораздо чувствительнее к деталям механизма расщепления ядра при поглощении мюона и структуре самого ядра в области непрерывного спектра, чем многие другие характеристики процесса, такие, как, например, полная вероятность поглощения. Расчеты в рамках метода связи каналов показывают (рис.6), что влияние возбуждения гигантского резонанса на величину коэффициента асимметрии простирается далеко за пределы самой резонансной области.

Созданная авторами единая теория прямых и резонансных процессов расщепления ядер в области промежуточных энергий, примененная первоначально к описанию процесса мю-захвата, стала к настоящему времени теоретической базой для особенно информативных, корреляционных экспериментов в этой области [5,11,14,36], в том числе по изучению гигантского резонанса в радиационном захвате пиона, когда продукты расщепления ядра - фотон высокой энергии и нейтрон - регистрируются на совпадение [36].

Исследования мю-захвата и радиационного π -захвата сыграли важную роль в том, что в ядерную физику прочно вошли понятия о новых формах гигантских резонансов. Выдающийся вклад, который внесли в это авторы данного цикла, является общепризнанным [47-50].

КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДИПОЛЬНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

Теоретическое предсказание А.Б.Мигдалом и затем экспериментально открытое Болдуином и Клайбером пятьдесят лет назад [51] явление дипольного гигантского резонанса в фотоядерных реакциях (ДГР) стало большим событием в физике ядра. В отличие от всего ранее известного выяснилось, что высоко в континууме, существенно выше по энергии, чем порог испускания нуклонов в области высокой плотности уровней ядра существует мощный максимум поглощения γ -квантов. Первоначально теория ДГР [52] была основана на гидродинамических представлениях, когда рассматриваются колебания ядра как жидкой капли. Затем на первый план вышла проблема интерпретации ДГР в терминах одночастичных степеней свободы ядра (Уилкинсон [53]). Однако к концу 50-х годов стало ясно, что ни гидродинамическая модель, ни модель независимых частиц не дают согласованного ответа на вопросы об энергетическом положении гигантского резонанса и механизме коллективизации дипольных переходов в ядре. Опираясь на эти крайние подходы, теория фотоядерных реакций оставалась упрощенной, не успевая за основным для того времени направлением развития общей теории ядра, где главное внимание уделялось вопросу о нуклон-нуклонных корреляциях в ядре и их разнообразным проявлениям на фоне самосогласованного среднего поля ядра - от эффектов поляризуемости ядра (Балдин [54]) до свойств сверхтекучести ядерного вещества (Беляев, Соловьев [55]). Решающий прогресс в понимании микроскопической природы ДГР и дальнейшее успешное развитие теории этого явления в 60-е

годы стали возможными лишь после формулировки последовательного “частично-дырочного” подхода в рамках многочастичной оболочечной модели ядра (Эллиот, Флауэрс [56] и Браун с сотр. [57]), обобщенного в дальнейшем в рамках теории конечных ферми-систем Мигдала [58].

Положение максимума дипольного гигантского резонанса E^m плавно меняется с изменением массового числа A и по современным данным описывается формулой

$$E^m = 31.2 \cdot A^{-1/3} + 20.6 \cdot A^{-1/6} \text{ МэВ.} \quad (4)$$

Напротив, ширина максимума резонанса Γ меняется с ростом A нерегулярно, принимая минимальные значения у дважды магических ядер (например, в ^{208}Pb , $\Gamma \approx 3-4$ МэВ)

С интересующей нас точки зрения объединяющей особенностью макроскопического и микроскопического подходов является трактовка ДГР как возбуждение некоторой одной коллективной степени свободы. Между тем анализ природы ширины ДГР показывает, что в действительности это не так, и в формировании ДГР могут быть задействованы многие степени свободы. В несферических ядрах имеет место расщепление ДГР, связанное с деформацией ядра. По величине оно составляет 3-3.5 МэВ и связано с тем, что дипольные колебания вдоль большой оси вытянутого эллипсоида характеризуются меньшими частотами, чем колебания перпендикулярно этой оси. В ядрах с $N \neq Z$ имеет место расщепление по изоспину $T(\Delta E_T = \frac{60}{A}(T+1) \text{ МэВ})$, где Z - число протонов, N - число нейтронов, $N+Z=A$. Оно связано с тем,

что ДГР можно представить как колебания нейтронов ядра относительно протонов, а разные значения T характеризуют разную симметрию при перестановке протонов и нейтронов в ядре.

Авторы с сотрудниками в большом цикле теоретических [59-72] и экспериментальных [73-82] исследований предсказали и обнаружили новое масштабное явление - конфигурационное расщепление ДГР, определяющее главное свойство ДГР для всего обширного семейства легких ядер $5 < A \leq 60$. Оно выражается в том, что при дипольном поглощении фотонов атомным ядром A переходы из внутренней замкнутой оболочки в частично заполненную внешнюю оболочку (группа \underline{B}) сильно смещаются (на величину около 10 МэВ) вверх по энергии относительно переходов из частично заполненной внешней оболочки в более высокую совсем незаполненную оболочку (группа \underline{A}). При этом распадные свойства дипольных возбуждений (спектры фотонуклонов) для группы \underline{A} и группы \underline{B} резко различаются: состояния группы \underline{A} распадаются путем испускания нуклона на низколежащие уровни конечного ядра $A-1$, а состояния группы \underline{B} - в основном на высоколежащие состояния конечного ядра $A-1$, соответствующие дырке в глубокой заполненной оболочке. Именно конфигурационное расщепление резонанса оказывается ответственным за широкий круг эффектов, наблюдаемый при расщеплении легких ядер.

Причины того, почему конфигурационное расщепление не было известно до работ авторов заявки, лежат в следующем. В предыдущих теоретических исследованиях использовалось неадекватное в случае легких ядер приближение, когда энергии одночастичных возбуждений, которые входят в теорию, как

важнейший блок, брались из потенциалов оптической модели атомного ядра или из осциляторной модели. Авторы заявки с сотрудниками в работах [59-61] впервые указали, что правильные значения энергий одночастичных возбуждений получаются, если учесть два очень существенных фактора. Первый из них - влияние супермультиплетной структуры ядер р-оболочки, иначе говоря, большая роль ядерных сил Майорана, т.е. сил с пространственным обменом P_{ij}^x между нуклонами i и j . Второй - это сильный сдвиг вниз по сравнению с предсказаниями оптической модели глубоких уровней ядра, соответствующих заполненной оболочке (влияние как сил Майорана, так и характерной для атомных ядер в целом существенной нелокальности взаимодействия нуклона с ядром). Количественно роль обоих указанных факторов была определена авторами впервые в физике фотоядерных исследований на основе независимых экспериментальных данных о процессах квазиупругого выбивания нуклонов $(p,2p)$, $(e,e'p)$ и т.д. В результате теоретическая картина резко изменилась - появился большой энергетический интервал между переходами группы А и группы Б, и диагонализация матрицы рh-взаимодействия не формирует одну степень свободы, объединяющую эти группы в единый гигантский резонанс. При этом распадные свойства группы А и группы Б остаются резко различными.

Рассмотрим сначала ядра р-оболочки (${}^6\text{Li}$ - ${}^{16}\text{O}$). Теоретическая схема их описания исходит из того, что в основном состоянии четыре нуклона находятся на 1s-оболочке и она полностью заполнена, а А-4 нуклона - на 1p-оболочке. Соответственно волновая функция основного состояния ядра р-оболочки представляет собой суперпозицию

$$\Psi_0(J_0 T_0) = \sum_{LS, \{f\}} \alpha(LS, \{f\}) |1s^4 1p^{A-4} \{f\} T_0(LS) J_0\rangle, \quad (5)$$

если используется LS-представление, и

$$\Psi_0(J_0 T_0) = \sum \alpha(n_1 J_1 T_1; n_2 J_2 T_2) |1s^4 1p_{3/2}^{n_1} J_1 T_1 1p_{1/2}^{n_2} J_2 T_2: JT\rangle, \quad (6)$$

если базис выбран в jj-представлении.

В (5) $\{f\}$ есть схема Юнга орбитальной симметрии. Этот символ состоит из k чисел $f_1 \geq f_2 \geq \dots \geq f_k > 0$, причем $\sum_{i=1}^k f_i = A$.

Для ядер 1d2s-оболочки (^{17}O - ^{40}Ca) замкнутыми полагаются 1s- и 1p-оболочки. Волновая функция основного состояния записывается по аналогии с (6). Высшими конфигурациями в основном состоянии, которые связаны с выводом частиц в полосу $2\hbar\omega$ -возбуждений и выше, можно пренебречь, поскольку их вклад находится на уровне 20-30%.

При построении состояний, формирующих дипольный резонанс, обычно ограничиваются переходами нуклонов внутри полосы, отвечающей $1\hbar\omega$ -возбуждениям. В таком случае два типа конфигураций будут участвовать в формировании дипольных состояний. Первый тип реализуется в том случае, когда нуклон незамкнутой внешней (или, как её ещё называют, валентной) оболочки переходит в соседнюю, полностью свободную оболочку:

$1p \rightarrow 1d2s$	для ядер 1p-оболочки
$1d2s \rightarrow 1f2p$	для ядер 1d2s-оболочки.

Второй тип конфигураций реализуется в том случае, когда нуклон замкнутой внутренней оболочки перешел во внешнюю валентную, в которой с самого начала находились частицы. Для ядер 1p-оболочки это конфигурации связанные с переходом

$$1s \rightarrow 1p,$$

а для ядер 1d2s-оболочки с переходами

$$1p \rightarrow 1d2s.$$

В результате для ядер 1p-оболочки реализуются конфигурации

$$1s^4 1p^{A-4} \{f\} \longrightarrow \begin{cases} 1s^4 1p^{A-5} (1d \text{ или } 2s)^1 \{f'\} & \text{А} \\ 1s^{-1} 1p^{A-3} \{f''\} & \text{Б} \end{cases} \quad (7)$$

Первый тип конфигураций будем называть типом или группой А, а второй - группой Б. Аналогичная классификация имеет место и для ядер 1d2s-оболочки и суть явления конфигурационного расщепления дипольного резонанса для ядер указанного типа поясняется рис.7.

Благодаря различным способам связи угловых моментов нуклонов две конфигурации приводят к возникновению базиса, размерность которого велика. Так, в ^{12}C размерность оказывается равной 141. Волновые функции состояний, формирующих дипольный резонанс, получаются в результате диагонализации остаточного взаимодействия нуклонов в ядре на базисе, построенном из конфигураций типа (7). Использование такого широкого базиса позволяет учесть как состояния, непосредственно участвующие в формировании возбуждения, так и состояния, разбрасывающие его.

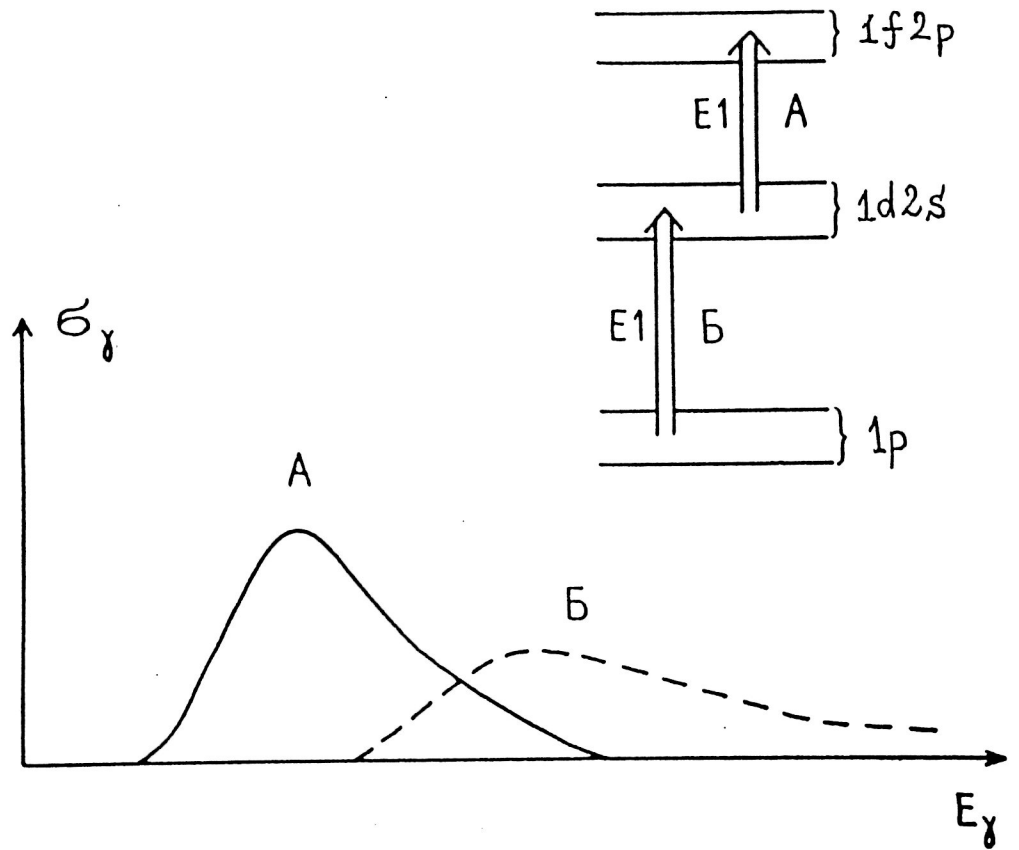


Рис.7. Структура дипольных переходов в ядрах $1d2s$ -оболочки и возникновение конфигурационного расщепления дипольного резонанса.

Изложенная схема расчета получила название BSM (Bound Shell Model) подхода, поскольку состояния ядра при всех энергиях возбуждения трактуются как связанные. В таком подходе собственные значения энергии вещественны и резонансы стационарны. Для описания распада состояний необходимо ввести их взаимодействие с непрерывным спектром. Такое взаимодействие вводится на основе R-матричной теории в рамках формализма приведенных ширин. Тогда парциальная ширина резонанса по отношению к испусканию нуклонов с квантовыми числами λ ($n l_j$) и образованием конечного ядра в состоянии β ($E_\beta; J_\beta T_\beta$) описывается выражением

$$\Gamma_{\beta\lambda} = 2k\gamma_0^2 P_{\beta\lambda} S_{\beta\lambda}^2. \quad (8)$$

Здесь k - волновое число относительного движения вылетевшей частицы и конечного ядра, $P_{\beta\lambda}(E)$ - фактор, определяющий проницаемость барьера, $S_{\beta\lambda}^2$ - спектроскопический фактор

$$S_{\beta\lambda}^2 = N \langle R \parallel \beta, \lambda \rangle^2 \quad (9)$$

и $\gamma_0^2 = \frac{\hbar^2}{\mu_c a_c} \cdot \frac{a_c^3}{2} R_c^2(a_c)$ - приведенная одночастичная ширина.

Мы изложили ставшую уже традиционной схему описания дипольного резонанса. Однако в этой схеме игнорируются особенности смешивания конфигураций, которые могут возникнуть за счет непрерывного спектра. Задача смешивания состояний типа частица-дырка в области непрерывного спектра (или, так называемая, CSM - Continuous Shell Model) в общем случае практически сложно реализуема. Последовательная реализация CSM удастся только для магических ядер и ядер, примыкающих к дважды магическим. Реализация CSM подхода в

этих случаях подтвердила и закрепила результаты, полученные в традиционном BSM подходе. Тем самым была подведена теоретическая база под подход, который является наиболее разработанным и который позволяет охватить всю область легких ядер.

Работать с полным базисом даже при ограничении полосы возбуждения в ядрах p -оболочки - задача очень нелегкая и особенно в 60-е годы, а для ядер $1d_{2s}$ -оболочки - и в настоящее время. Поэтому исторически анализ легких ядер проводился сначала в рамках упрощенных моделей - супермультиплетной схемы модели оболочек для ядер $1p$ -оболочки и предположения замкнутости одной или двух подоболочек с $n=2$ для ядер $1d_{2s}$ -оболочки. Затем был выполнен цикл работ [83] по ядрам $1p$ -оболочки, где эти расчеты проведены на полном базисе $1\hbar\omega$ возбуждений. Важным следствием расчетов на широком базисе [83,84] явилось подтверждение всех предсказаний, которые были получены в шестидесятые годы на основе сравнительно простых моделей [59,60,64].

Здесь везде остро встает вопрос о правильном соотношении энергий одночастичных переходов нуклонов из валентной и замкнутой оболочек. Во всех предшествующих работах при определении энергии одночастичных уровней опирались на одночастичную оптическую модель атомного ядра или на простейшую осциляторную модель. Как было показано в работах авторов настоящего цикла, для легких ядер такой подход к теории гигантского дипольного резонанса является неадекватным. В общую теоретическую схему рассмотрения гигантского дипольного резонанса нужно вставлять не модельные энергии одночастичных

уровней, а независимую экспериментальную информацию, сочетающую данные о квазиупругом выбивании нуклонов из разных оболочек - $(p, 2p)$ и $(e, e'p)$ и данные об энергиях возбуждения уровней с разными схемами Юнга. Последующие более полные расчеты ядер p -оболочки позволили уже воспроизвести данные о квазиупругом выбивании нуклонов и подтвердить правильность учета в схематической модели сильного сдвига энергии дырок в замкнутой оболочке по сравнению с предсказаниями оптической модели на основе экспериментальных данных о квазиупругом выбивании нуклонов. Сильный сдвиг вниз глубоких дырочных уровней по сравнению с предсказаниями оптической модели связан с влиянием как сил Майорана, так и с характерной для атомных ядер в целом существенной нелокальностью нуклон-ядерного взаимодействия, что хорошо было продемонстрировано в расчетах, основанных на методе Хартри-Фока.

Большая величина энергетического расщепления между обсуждаемыми группами переходов, полученная в приближении Хартри-Фока, препятствует слиянию групп А и Б в единый максимум гигантского резонанса при учете взаимодействия состояний частица-дырка. В результате кривая сечения полного фотопоглощения приобретает сложную структуру и в ней возникают максимумы, расположенные в разных энергетических областях, которые отвечают переходам нуклонов из различных оболочек (рис.7).

Термином конфигурационное расщепление дипольного резонанса названо явление, состоящее в том, что максимум фотопоглощения, отвечающий возбуждению нуклонов замкнутой

оболочки и появлению глубокой дырки (группа Б) сдвигается на большую величину [59] в сторону больших энергий. Величина конфигурационного расщепления $\Delta E_{\text{конф}}$ у ядер р-оболочки составляет примерно 15 МэВ.

Результат систематического, но уже более позднего расчета [83] для ядер р-оболочки показан на рис.8. Область возбуждения, лежащая справа от прямой, пересекающей рисунок, обусловлена возбуждением нуклонов замкнутой 1s-оболочки, а слева - возбуждением нуклонов валентной 1p-оболочки. Экспериментальные данные приведены на рис.9. Сравнение теории с экспериментом показывает, что теории удается отразить основные закономерности энергетической зависимости сечения полного фотопоглощения.

Мы видим, что общая ширина полосы дипольного поглощения у таких ядер как ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$, достигает очень большого значения, примерно 30 МэВ, что в значительной степени обусловлено большой внутренней шириной состояний группы Б. Здесь мы имеем новое явление полного рассыпания ДГР на отдельные частично-дырочные компоненты [86]. Ниже мы охарактеризуем их полнее.

В большом цикле теоретических работ авторов заявки с коллегами [61,63-66] было предсказано на основе расчетов по методу Тамма-Данкова и затем уточнено в количественном плане путем использования метода случайной фазы и более точных данных о дырочных состояниях [87,88] конфигурационное расщепление гигантского дипольного резонанса у многочисленного семейства ядер 1d2s-оболочки. Результаты последних расчетов [88] для ядра ${}^{28}\text{Si}$ приводятся на рис.10, совместно с

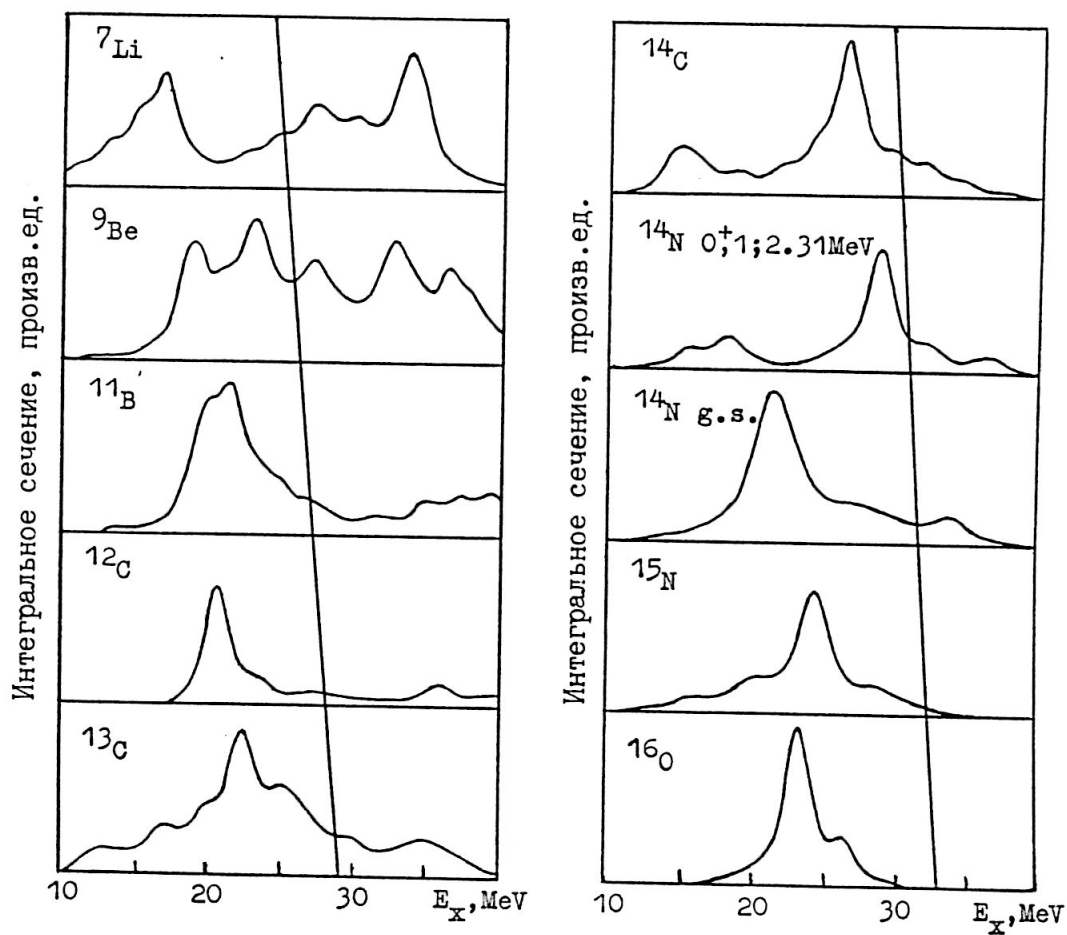


Рис.8. Рассчитанные [83] полные сечения фотопоглощения ядер р-оболочки в ВМ подходе, учитывающем все состояния в полосе $\Gamma h\omega$ -возбуждений. Пересекающая рисунок линия отделяет вклады $1s$ -нуклонов (правая часть) от $1p$ -нуклонов (левая часть).

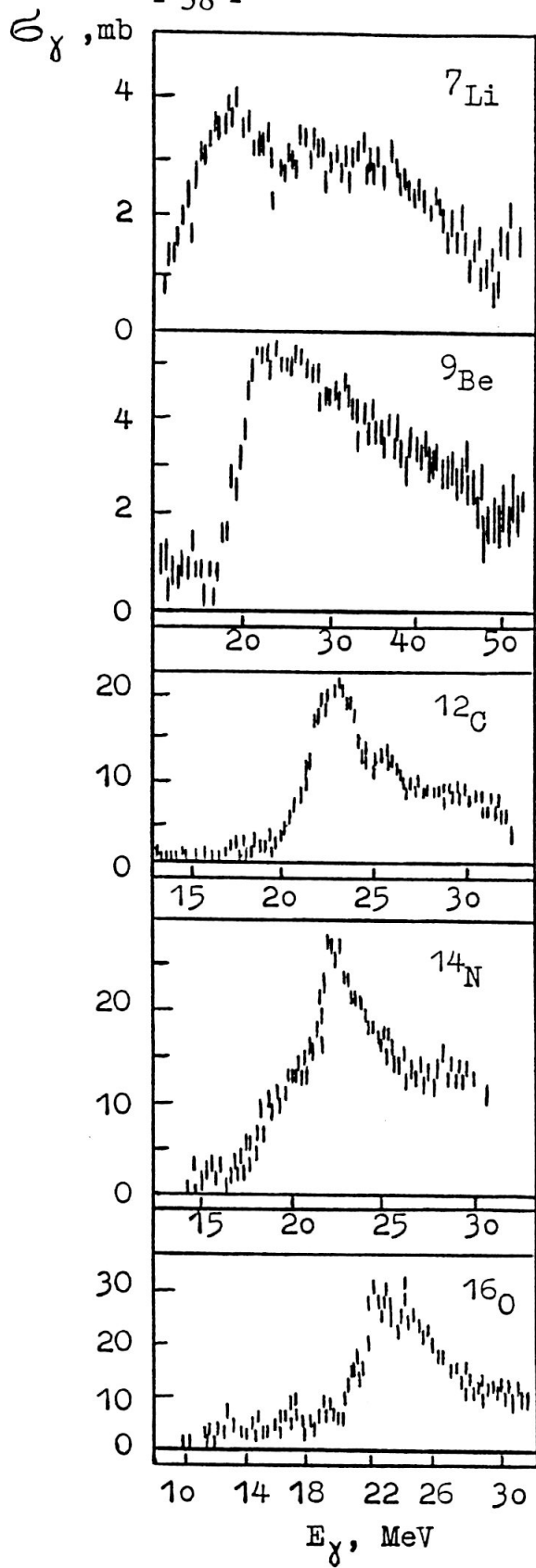


Рис.9. Результаты измерения полных сечений фотопоглощения для ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$ [85].

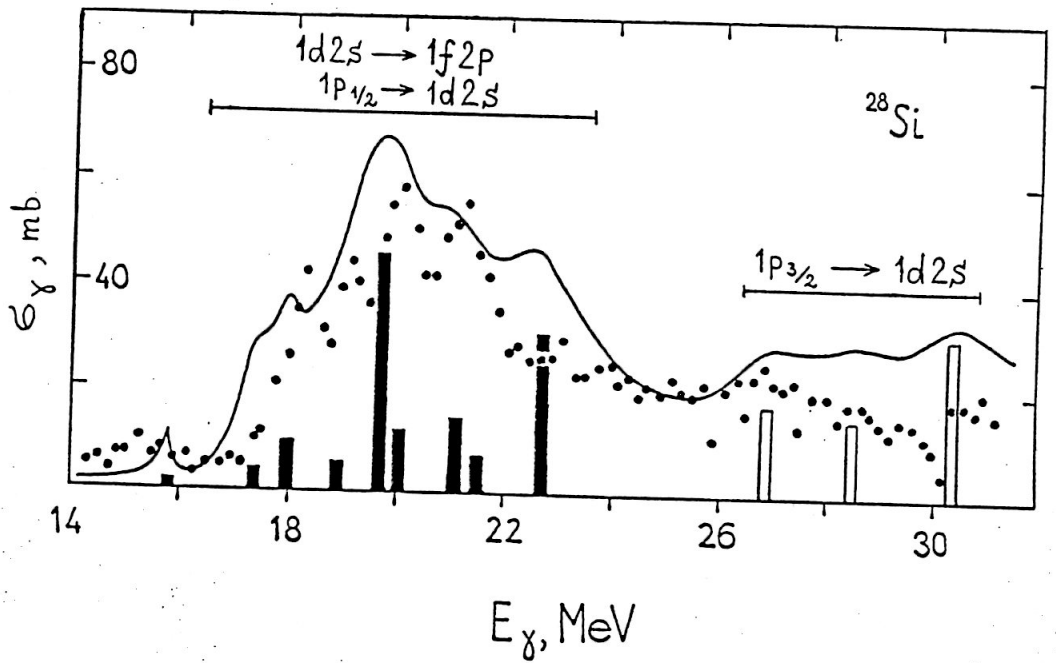


Рис.10. Спектр фотопоглощения для ядра ^{28}Si . Столбики и соответствующая им сплошная линия - данные теоретического расчета [88]. Точки - эксперимент [85]. Указаны дипольные переходы, дающие вклад в различные области гигантского резонанса.

экспериментальными данными [85]. Масштаб конфигурационного расщепления у ядер 1d2s-оболочки предсказывался довольно большим - $E_{\text{конф}} \approx 5-8$ МэВ у ядер начала оболочки (^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg), где группа Б (переход $1p \rightarrow 1d2s$) доминирует и более 10 МэВ у такого ядра как ^{32}S , где группа Б составляет приблизительно треть от общей площади гигантского резонанса, но где доминируют переходы группы А ($1d2s \rightarrow 1f2p$). Мы вернемся к этим вопросам в конце главы перед изложением экспериментальных результатов, полученных в НИИЯФ МГУ.

Одновременно в цикле работ авторов заявки [61,62,79] было предсказано, что в легчайших ядрах p-оболочки - ^6Li , ^7Li и ^9Be (и в несколько менее ярко выраженной форме - в ядрах ^{10}B , ^{11}B и ^{14}N) должно существовать супермультиплетное расщепление гигантского резонанса на отдельные слабо перекрывающиеся максимумы. Супермультиплетное расщепление гигантского резонанса у ядер начала p-оболочки является частью конфигурационного расщепления и обусловлено резко выраженной супермультиплетной структурой этих ядер. Сила Майорана $M = \langle V_M \rangle \sum_{i>j} P_{ij}^x$ определяет важные черты структуры легчайших ядер - во многих из них приближенно реализуется супермультиплетная схема уровней. Здесь $\langle V_M \rangle$ - матричный элемент монополярной части сил Майорана, P_{ij}^x - оператор перестановки пространственных координат нуклонов. Оператор $\sum_{i>j} P_{ij}^x$ является оператором Казимира для группы перестановок S_n . Эффективное значение матричного элемента $\langle V_M \rangle$ составляет примерно $\langle V_M \rangle \approx 3-4$ МэВ для ядер p-оболочки. Схема Юнга $\{f\}$ орбитальной симметрии

как хорошее квантовое число - главная характеристика такой структуры. При этом в пределах одной схемы Юнга может быть заметное смешивание (тензорными силами) состояний по орбитальному моменту L и по спину S .

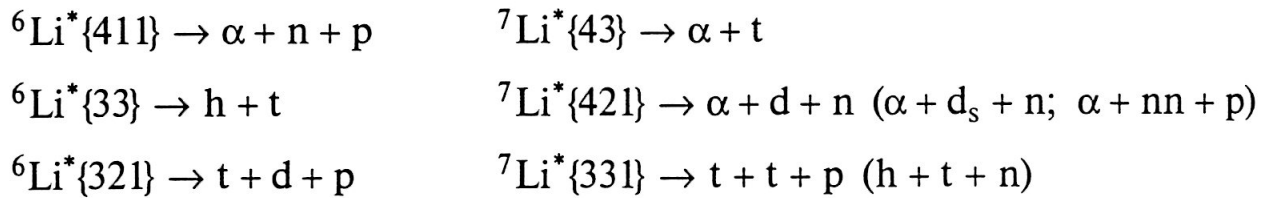
Между состояниями, относящимися к разным схемам Юнга, имеется большая энергетическая щель, что легко видно из формулы

$$\langle \{f\} | \sum_{i>j} P_{ij}^x | \{f\} \rangle = \frac{1}{2} \{f_1(f_1 - 1) + f_2(f_2 - 3) + \dots\}.$$

Наиболее ярко этот эффект выражен в ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. Соответствующие конфигурации с указанием энергетической области, где они доминируют, приведены в табл.1. Масштаб супермультиплетного расщепления велик. Благодаря большому энергетическому разделению указанных максимумов они практически не меняются при учете взаимодействия частица-дырка (т.е. при диагонализации соответствующей матрицы, характерной для метода Тамма-Данкова или метода случайной фазы). Орбитальная симметрия $\{f\}$ многочастичной волновой функции отражает возможность представить легкое ядро состоящим из составных частиц (кластеров) с учетом их взаимного движения. Например, $\{f\}=\{43\}$ соответствуют той же структуре $\alpha+t$, что имеет основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$ (при этом поглощении γ -кванта меняется только характер взаимного движения α и t). Поэтому максимум сечения фотопоглощения, связанный с симметрией $\{f\}=\{43\}$, лежит при сравнительно небольших энергиях.

Напротив, симметрия $\{f\}=\{331\}$ соответствует структуре $t+t+p$, а не $\alpha+t$, т.е. здесь α - кластер разрушен для чего требуется большая энергия γ -кванта (это самый интенсивный максимум

фотопоглощения). Из сказанного очевидно, что различные максимумы сечения фотопоглощения могут быть отождествлены по яркому свойству их звездного распада в соответствии с правилами отбора по схеме Юнга [59]



и аналогично для других ядер (${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$ и т.д.).

Мы видим, на примере распада ${}^6\text{Li}^*\{33\} \rightarrow h + t$, что разрушение заполненной четверки в схеме Юнга не следует прямолинейно отождествлять с “квазиальфачастичным” поглощением фотона.

Указанные теоретические работы были основаны на совершенно новой в те годы технике исследований кластерных свойств легких ядер с использованием полностью антисимметризованных волновых функций системы (эта техника была разработана в НИИЯФ МГУ) и аналогичных теоретических работ в других коллективах СССР и за рубежом не было.

Таблица 1.

Конфигурации, участвующие в формировании дипольного резонанса в ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$

№	${}^6\text{Li}$	№	${}^7\text{Li}$
1	$1s^4 1p(1d2s)^1$ {411}	1	$1s^4 1p^2(1d2s)^1$ {421}
			$1s^4 1p^2(1d2s)^1$ {43}
2	$1s^3 1p^3$ {33}	2	$1s^3 1p^4$ {43}
3	$1s^3 1p^3$ {321}	3	$1s^3 1p^4$ {331}

Эти исследования получили в дальнейшем международное признание (см., например, монографии [89] и статьи [90]).

В выполненных позже экспериментальных исследованиях был действительно обнаружен указанный максимум, связанный с разрушением четверки в схеме Юнга [91] и позже в экспериментах [84] по полному фотопоглощению фотонов ядром ${}^7\text{Li}$ было установлено, что для ядра ${}^7\text{Li}$ на самом деле характерна очень большая ширина полосы дипольного фотопоглощения (см.рис.9). Аналогичные выводы сделаны и для ядра ${}^9\text{Be}$. Далее, исследования распада гигантского резонанса для ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, проведенные в Ленинграде [92,93], не обнаружили противоречия с указанной картиной, но и не подтвердили её отчетливо в силу больших методических трудностей, возникающих при регистрации звездного распада в случае сравнительно малых энергий конечных частиц. Однако отчетливая супермультиплетная структура возбуждения ядра ${}^6\text{He}$, совершенно аналогичная предсказанному теоретически гигантскому дипольному резонансу на ядре ${}^6\text{Li}$, была найдена затем в процессе ${}^6\text{Li}(\pi, \gamma){}^6\text{He}^*$ [94,95] и ${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{He}^*$ [96] в хорошем соответствии с расчетами [68,69], проведенными одним из авторов на основе теоретических исследований супермультиплетного расщепления гигантского резонанса.

Супермультиплетное расщепление гигантского резонанса у ядер начала 1p-оболочки, как мы уже указывали, является частью конфигурационного расщепления. Так, для ядра ${}^7\text{Li}$ возбуждения с симметрией $\{43\}$ и $\{421\}$ соответствуют группе А, а возбуждения с симметрией $\{331\}$ - группе Б. Интенсивность группы Б максимальна для ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$. Она образует большую часть

(ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$) или примерно половину (ядро ${}^9\text{Be}$) гигантского резонанса, “рассыпанного” в полосу отдельных частично-дырочных возбуждений шириной 30 МэВ, а затем (см.рис.8,9) уменьшается по площади с приближением атомного номера A к значению $A=16$, сдвигаясь в то же время к большим энергиям.

Фактически своеобразное “мини-конфигурационное расщепление” есть и у магического ядра ${}^{16}\text{O}$, рассматривавшегося Эллиотом и Флауэрсом [97], где, хотя и нет группы Б, в силу дважды магичности ${}^{16}\text{O}$, но вследствие малого числа частично-дырочных компонент и довольно большого разброса по энергии между ними тоже фактически не формируется единый пик гигантского резонанса - два основных пика при энергиях возбуждения $E= 21$ и 23 МэВ соответствуют (правда, лишь качественно) двум разным частично-дырочным конфигурациям $1p_{1/2}^{-1}1d_{3/2}$ и $1p_{3/2}^{-1}1d_{3/2}$. Это обстоятельство прекрасно иллюстрирует богатство предпосылок для появления конфигурационного расщепления у легких ядер или родственных ему явлений.

Предваряя изложение в следующей главе экспериментальных результатов, полученных в НИИЯФ, вернемся к ядрам $1d2s$ -оболочки. Обсуждаемые выше теоретические работы авторов заявки с коллегами [61,64-66], не имевшие аналога в международной литературе, позволили им уже в 60-х годах прекрасно объяснить ряд непонятных до того времени экспериментальных фактов, касающихся ядер $1d2s$ -оболочки.

Во-первых, это аномально большая ширина полосы, дипольного поглощения у ряда ядер [98-105] и наличие при этом локальных максимумов (коллективизация локальной группы из нескольких уровней, как промежуточный случай между

традиционным полностью коллективизированным гигантским резонансом у тяжелых ядер типа ^{208}Pb и полностью рассыпанным на отдельные частично-дырочные компоненты гигантским резонансом у ядер ^6Li , ^7Li , ^9Be , ^{10}Be , что обсуждалось выше).

Во-вторых, это двугорбый характер энергетической зависимости сечения упругого рассеяния γ -квантов у ядер середины $1d2s$ -оболочки [106], что прекрасно согласуется с наблюдаемым экспериментально “мягким” фотонуклонным распадом группы Б, когда повышается “конкурентоспособность” канала эмиссии высокоэнергетических фотонов.

В-третьих, это резкое изменение вида спектра фотопротонов при увеличении верхней границы энергии тормозных γ -квантов [99,107-110] - по той же причине. Именно с выявлением роли конфигурационного расщепления дипольного резонанса при формировании спектра поглощения ядер $1d2s$ -оболочки была предсказана важная особенность распада группы Б, которая является основой её экспериментальной идентификации [61,63-66] - поскольку переходы группы Б связаны с глубокими дырками, то распад возбужденного ядра А на основное и низколежащие состояния ядра А-1 запрещен (т.е. реально сильно подавлен), а доминирует “мягкий” распад на высоковозбужденные состояния отрицательной четности ядра А-1, характеризующиеся дырочным возбуждением $(1p)^{-1}$.

Таким образом, стало ясно [61,63-66,99,108-110], что конфигурационное расщепление дипольного гигантского резонанса нельзя обнаружить не только в экспериментах по фотопоглощению, но и в широко проводившихся в 50-е и 60-е годы инклюзивных фотонуклонных экспериментах по измерению

сечений реакций (γ, p) и (γ, n) . Более того, стало очевидным, что группу Б гигантского резонанса нельзя увидеть и в проводившихся в те же годы экспериментах $(\gamma, p_0 + p_1)$, когда измерялось сечение фоторасщепления на нижайшие уровни конечного ядра с регистрацией самых энергичных фотопротонов, соответствующих основному и первому возбужденному состояниям ядра $A-1$. Отметим, что такая методика была органически связана с имевшимися ранее представлениями о полной коллективизации гигантского резонанса, в силу чего считалось, что сечение реакции $(\gamma, p_0 + p_1)$ содержит все главные сведения о дипольном поглощении.

ФОТОЯДЕРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В НИИЯФ МГУ

Экспериментальное подтверждение конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса было получено в НИИЯФ МГУ.

В годы, предшествующие исследованиям конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса, была проведена большая и сложная методическая работа, без которой эти исследования были бы невозможны [111]. Создана уникальная методика автоматического управления режимом работы ускорителя (бетатрона) и детектирующей аппаратурой, позволившая ликвидировать главные источники погрешностей фотоядерных экспериментов. Созданы детекторы нейтронов и протонов, по своей эффективности превосходящие аналогичные детекторы в других научных лабораториях. Был достигнут кардинальный прогресс в методе анализа экспериментальных данных, полученных на пучке тормозного гамма-излучения - разработан устойчивый метод восстановления сечений фотоядерных реакций, который в дальнейшем активно использовался в различных лабораториях, занимающихся исследованиями в этой области. Эти усовершенствования привели к многократному повышению точности определения сечений взаимодействия фотонов с атомными ядрами.

На первом этапе была исследована энергетическая зависимость фотопротонных и фотонейтронных сечений для ядер sd-оболочки в интервале энергий, отвечающем конфигурационному расщеплению дипольного гигантского резонанса [111,112]. Была обнаружена яркая промежуточная структура этих сечений,

индивидуальная для каждого исследованного ядра. В результате было показано, что форма сечений фотоядерных реакций существенно зависит от внутренней (оболочечной) структуры атомного ядра. Эти эксперименты свидетельствовали в пользу существования явления конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса, но в какой-то степени косвенным образом.

Экспериментальные исследования спектров фотопротонов для разных частей гигантского резонанса с целью обнаружения конфигурационного расщепления также впервые были выполнены в Московском университете авторами работы с коллегами [99,108-110]. Исследовались ядра $^{24,26}\text{Mg}$, ^{28}Si , ^{31}P и ^{32}S . Данные этих экспериментов дали первые важные аргументы в пользу существования конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса у ядер $1d_{2s}$ -оболочки. Так было установлено, что в области первого максимума дипольного гигантского резонанса (18-22 МэВ) в результате эмиссии нуклонов конечные ядра образуются в основном в низколежащих состояниях с энергией меньше 4-5 МэВ. В то же время распад состояний дипольного резонанса в области 22-30 МэВ ведет к преимущественному образованию конечных ядер в высоковозбужденных состояниях с энергией 5-10 МэВ. Эти данные, а также значительная величина фотонуклонных сечений в районе 25-30 МэВ (и общая большая ширина дипольного максимума) для ядер ^{23}Na , $^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P и ^{32}S [98-105] прекрасно укладывались в концепцию конфигурационного расщепления, предсказывавшую концентрацию дипольных состояний группы А в районе 18-22 МэВ и дипольных состояний

группы Б - в районе 25-30 МэВ. Именно такая интерпретация экспериментов и была дана в публикациях авторов представляемого цикла работ с коллегами [94-105,108-110]. Но в то же время детальная структура фотонуклонных спектров не исследовалась.

Тогда же авторами было осознано, что для прямого доказательства существования конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса необходим принципиально новый класс экспериментов, позволяющих наблюдать это явление непосредственно. Эту возможность дают эксклюзивные эксперименты по измерению эффективных сечений фотонуклонных реакций (γ, p_i) и (γ, n_i) , когда фиксируются отдельные уровни конечного ядра $A-1$ (i - номер конечного состояния). Измерение таких сечений (в дальнейшем называемых парциальными), выполненные при различных энергиях возбуждения начального ядра A (для определенности рассматривается ядро с незаполненной внешней оболочкой $1d_{2s}$) и в широкой области энергий конечного ядра $A-1$, т.е. с охватом конечных состояний, как соответствующих дырке $(1d_{2s})^{-1}$ в валентной (частично-заполненной оболочке), так и соответствующих дырке $1p^{-1}$ в заполненной глубокой оболочке, позволяли непосредственно наблюдать расщепление по энергии частично-дырочных $1p1h$ -конфигураций, формирующихся из дипольных переходов типа А ($1d_{2s} \rightarrow 1f_{2p}$) и Б ($1p \rightarrow 1d_{2s}$). Факт заселения дырочного состояния прямо свидетельствует о распаде $1p1h$ -конфигурации с вылетом нуклона в непрерывный спектр (такой распад носит название "полупрямого"), а тип заселяемой

"дырки" позволяет восстановить частично-дырочную конфигурацию распавшегося (входного) состояния.

Программа таких экспериментов была разработана и выполнена (начиная с 1978 г.) в НИИЯФ МГУ для ядер $1d_{2s}$ и $1f_{2p}$ -оболочек авторами представленной работы (Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов). Эти эксперименты позволили разделить гигантский дипольный резонанс ядер этой области на компоненты, обусловленные переходами $1d_{2s} \rightarrow 1f_{2p}$ (группа А) и $1p \rightarrow 1d_{2s}$ (группа Б) и сделать окончательные заключения о существовании конфигурационного расщепления и его масштабах. Были проведены две группы экспериментов (детальное описание экспериментов дано в [113,114]):

1. Измерение энергетических спектров фотопротонов в области гигантского дипольного резонанса с малым шагом по энергии возбуждения ядра-мишени.

2. Измерение энергетических спектров γ -квантов, снимающих возбуждение конечного ядра (так называемых, γ -квантов девозбуждения) для всей области гигантского резонанса.

Из экспериментов обоого типа были извлечены парциальные фотонуклонные сечения для 13 ядер (^{23}Na , $^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S , $^{35,37}\text{Cl}$, ^{39}K , ^{40}Ca , ^{45}Sc и ^{58}Ni). Полное число полученных парциальных сечений составило около 350.

Большую роль в получении этих принципиально новых результатов сыграло существенное улучшение экспериментального метода исследований. Эксперименты выполнялись на бетатроне НИИЯФ МГУ, генерировавшем пучок тормозного γ -излучения с верхней границей E^{\max} вплоть до 32 МэВ. Суть метода поясняется рис.11.

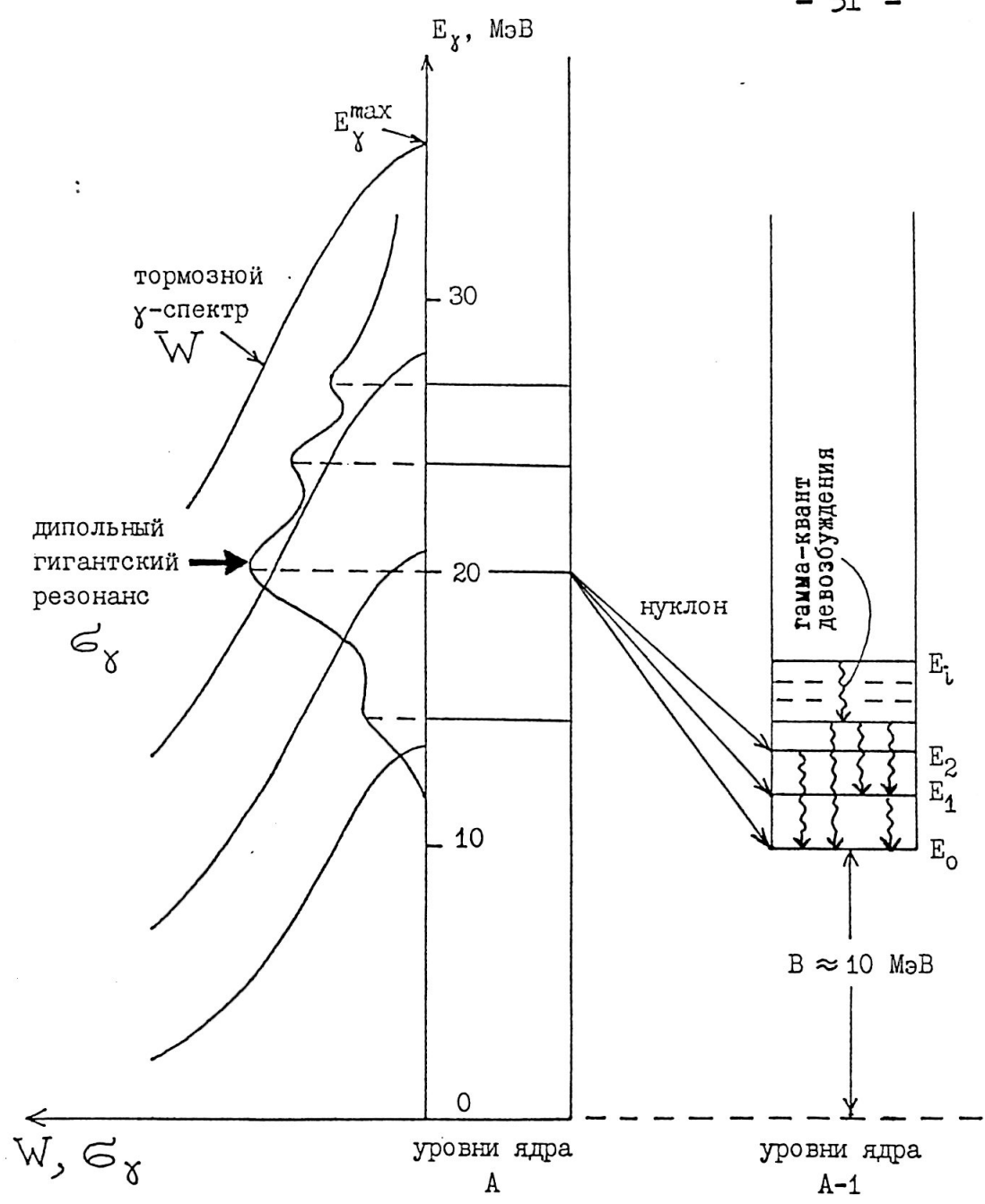


Рис. II. Пояснение к методу экспериментального определения парциальных фотонуклонных сечений.

На пучке тормозного γ -излучения при различных значениях верхней границы E^{\max} его энергетического распределения $W(E, E^{\max})$ измеряются спектры фотонуклонов. Каждый такой спектр формируется за счет распадов многих состояний ядра A в области гигантского резонанса на различные уровни конечного ядра $A-1$ и содержит информацию о переходах во все заселяемые состояния. Если спектры фотонуклонов (в данном случае фотопротонов) измерены с достаточно малым шагом по E^{\max} (необходим шаг около 1 МэВ), то переходы в состояния ядра $A-1$, имеющие различную дырочную природу, разделяются. Главное достоинство метода извлечения парциальных сечений из фотонуклонных спектров состоит в возможности получения детальной энергетической зависимости парциальных сечений, что является решающим обстоятельством для обнаружения и изучения явления конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса.

С помощью гамма-спектрометра высокого энергетического разрешения измерялись также спектры γ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер $A-1$. Спектры этих γ -квантов девозбуждения позволяли, в тех случаях, когда после вылета фотонуклона из ядра A заселялись близкорасположенные и неразрешенные методами спектрометрии нуклонов уровни ядра $A-1$, однозначно определить, какие именно уровни заселяются и с какой вероятностью. Таким образом, совместное использование данных экспериментов по спектрометрированию фотонуклонов и γ -квантов девозбуждения позволяет получить исчерпывающую информацию о заселении отдельных состояний ядра $A-1$ при распаде дипольного гигантского резонанса ядра A .

Блок-схема эксперимента показана на рис.12. Пучок γ -квантов, образующихся в расположенной внутри камеры бетатрона тормозной мишени, проходил через свинцовый коллиматор толщиной 70 см и попадал в экспериментальный зал, отделенный от ускорительного зала стеной из свинца и бетона толщиной 1 м.

Для идентификации и регистрации фотопротонов с определением их энергии использовался телескоп полупроводниковых счетчиков, располагавшийся в вакуумной камере. Использование телескопа позволило решить задачу выделения сигналов протонов из интенсивного фона электронов и позитронов от неядерных процессов и обеспечить регистрацию протонов во всей необходимой области энергий (от 1,5 до 20 МэВ). Энергетическое разрешение спектрометра составляло 100-150 кэВ в области энергий 5-8 МэВ.

Спектрометрирование γ -квантов девозбуждения осуществлялось германиевым детектором большого чувствительного объема (100 см^3). Энергетическое разрешение гамма-спектрометра было не хуже 10 кэВ для γ -квантов с энергией 5 МэВ. Использование гамма-спектрометра позволяло наряду с парциальными фотопротонными каналами (γ, p_i) изучать и парциальные фотонейтронные каналы (γ, n_i).

Управление режимом работы ускорителя и аппаратуры регистрации заряженных частиц осуществлялось специально разработанными электронными устройствами (рис.12). Система стабилизации и изменения энергии электронов бетатрона включала в себя блок формирования следящего напряжения, пропорционального мгновенному значению напряженности $H(t)$ магнитного поля на равновесной орбите, высокостабильный

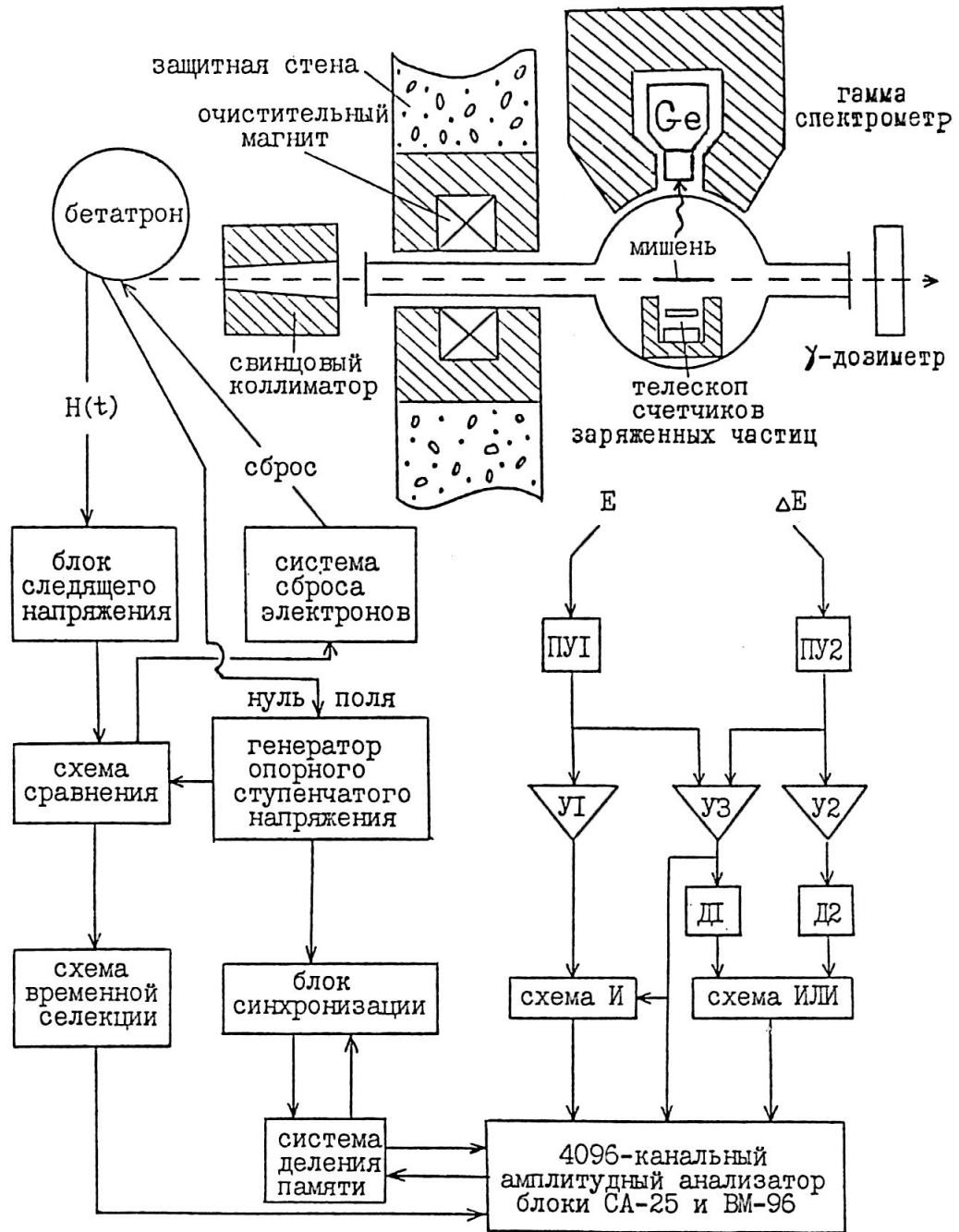


Рис.12. Схема экспериментальной установки.

генератор опорного ступенчатого напряжения, схему сравнения этих величин и систему формирования импульса сброса ускоренных электронов на тормозную мишень. Эта система позволяла поддерживать энергию ускоренных электронов, а следовательно и E^{\max} , с точностью 15-20 кэВ и автоматически изменять ее по заранее выбранной программе.

Для снижения мгновенной загрузки детекторов и подавления эффекта многократного наложения фоновых импульсов малой амплитуды (от электронов и позитронов) длительность импульса γ -излучения увеличивалась с 1 до 50 микросекунд. Обработка и запись информации с детекторов осуществлялась только в течение времени действия импульса γ -излучения. Энергетическая калибровка бетатрона проводилась по порогам и хорошо известным особенностям в кривых выхода фотоядерных реакций. Абсолютная точность определения E^{\max} была около 100 кэВ.

Для получения из фотопротонных спектров, измеренных при различных E^{\max} , сечений реакций (γ, p_i) необходимо было с высокой точностью осуществить относительную нормировку этих спектров. Проблема достижения необходимой точности в относительной нормировке была решена применением принципа автоматического быстрого варьирования (сканирования) верхней энергетической границы E^{\max} пучка тормозного излучения. Этот методический прием был впервые реализован в спектрометрических фотоядерных экспериментах. Осуществлялся следующий режим эксперимента. E^{\max} менялась в каждом цикле работы ускорителя, т.е. с частотой 50 Гц, последовательно и многократно проходя весь запланированный набор значений. Синхронно с дискретным изменением E^{\max} происходило

переключение участков памяти многоканального амплитудного анализатора с записью в них информации об энергетическом распределении фотопротонов. Этот режим работы с одной стороны обеспечивал одновременное измерение спектров фотопротонов, отвечающих разным E_{\max} , подавляя тем самым влияние долговременной нестабильности параметров спектрометрического тракта на точность результатов, и с другой - полностью снимал проблему длительного прецизионного контроля дозы γ -излучения, поскольку все фотонуклонные спектры в конце эксперимента оказываются автоматически привязанными к одному и тому же числу актов ускорения электронов.

Примеры высокой эффективности и надежности созданной экспериментальной методики, также как и ее более подробное описание можно найти в работе [113].

Рассмотрим в качестве примера данные фотопротонного эксперимента для ядра ^{32}S [73]. Спектры фотопротонов для этого ядра, измеренные при различных E_{\max} , показаны на рис.13. Полученные из них сечения парциальных каналов (γ, p_i) представлены на рис.14. Были получены сечения заселения основного, первого, второго возбужденных состояний конечного ядра ^{31}P ($E_i=0, 1.27$ и 2.23 МэВ), а также групп состояний, центры тяжести которых расположены при энергиях $E_i=3.3, 4.8, 6.9, 9.5$ и 12.5 МэВ. На верхней части рис.14 приведено полное (инклюзивное) сечение фотопротонной реакции для ^{32}S , представляющее сумму всех эксклюзивных фотопротонных сечений, показанных на остальных частях этого рисунка.

Вышеописанным методом исследовались также ядра ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al и ^{28}Si [74-78]. Методом спектрометрирования

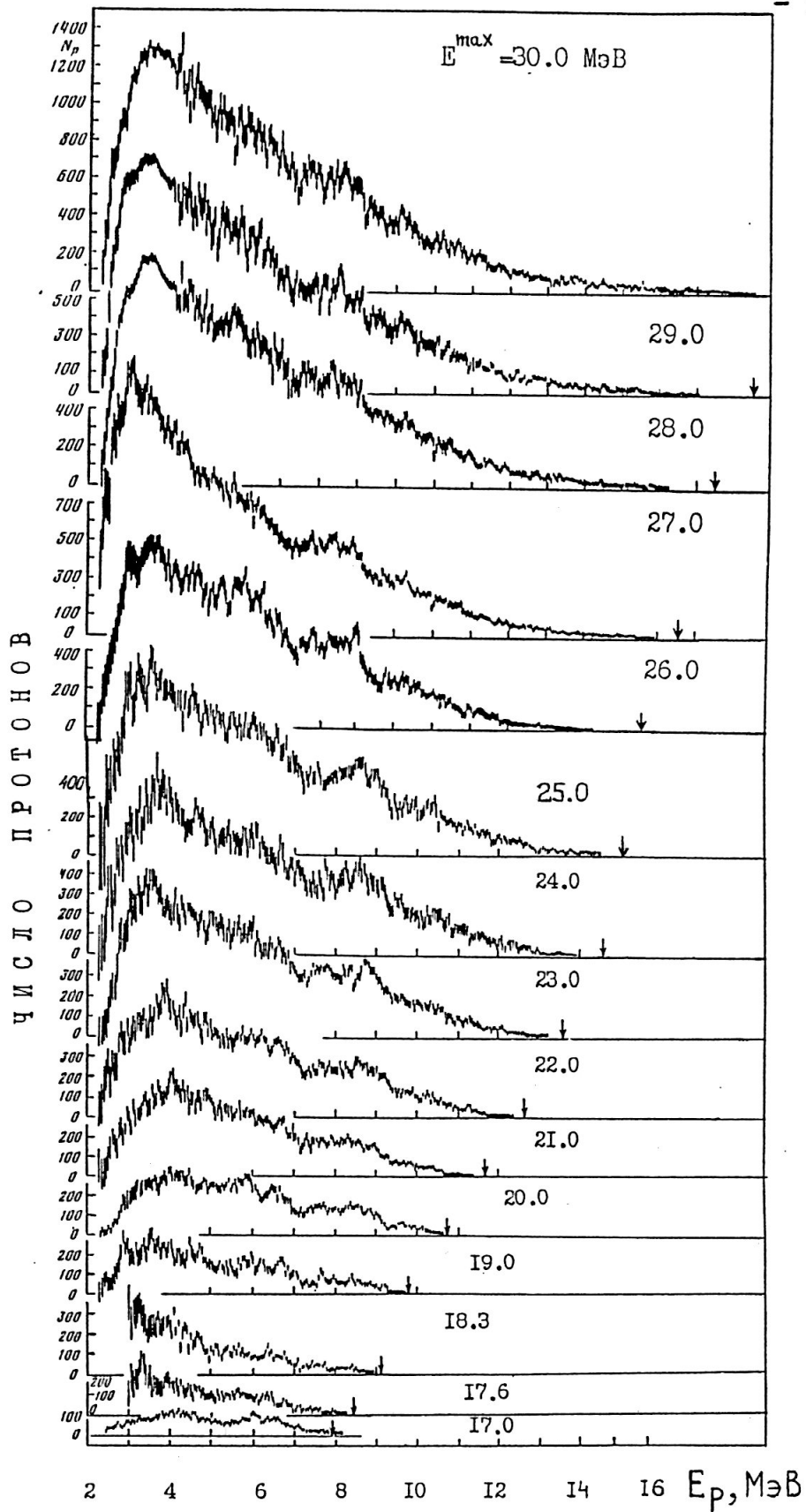


Рис. 13. Энергетические спектры фотопротонов для ядра ^{32}S , измеренные при различных значениях верхней границы E^{max} тормозного гамма-излучения.

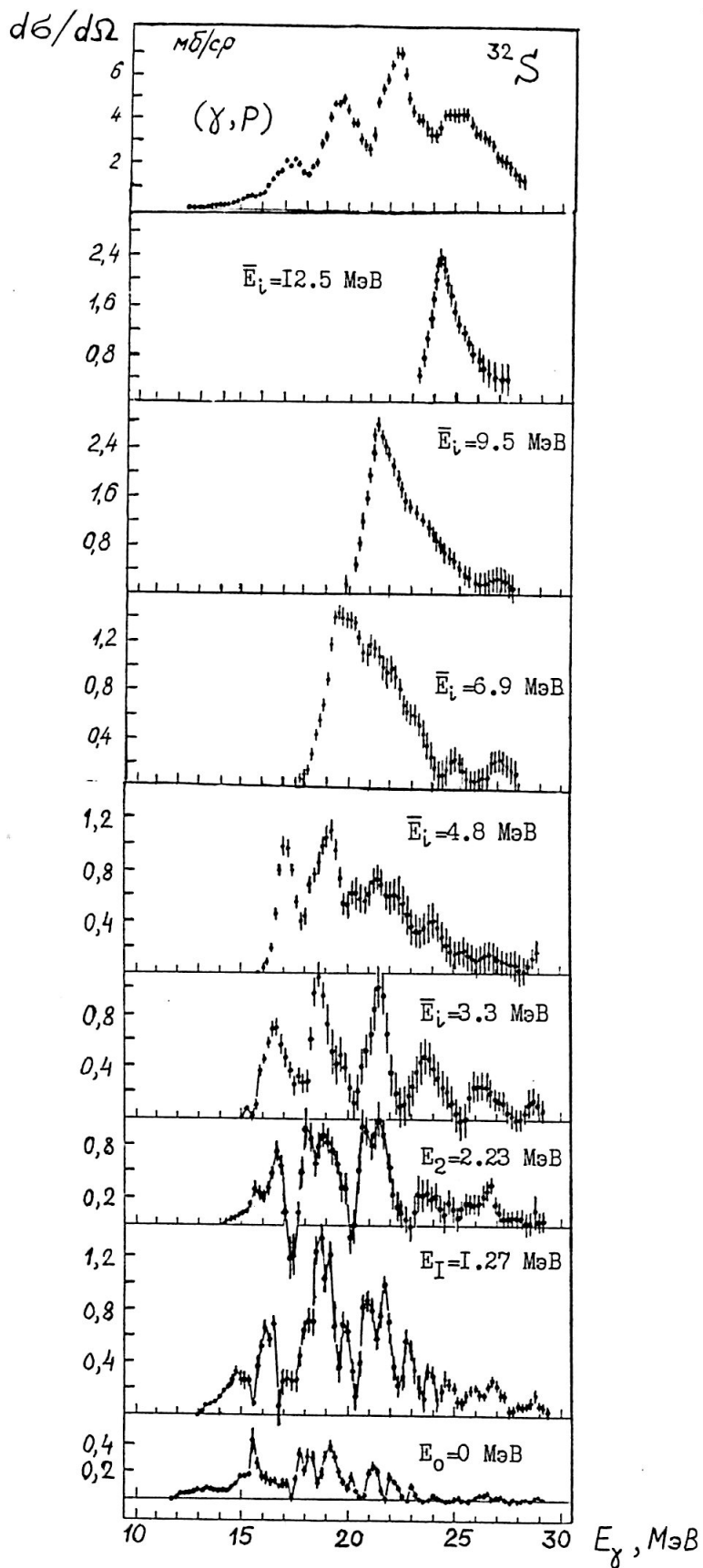


Рис.14. Сечения парциальных фотопротонных каналов (γ, p) для ядра ^{32}S . Верхний рисунок - сумма сечений всех парциальных фотопротонных каналов.

γ -квантов девозбуждения авторами работы с коллегами исследовались ядра ^{23}Na , ^{27}Al , ^{31}P , ^{32}S , ^{35}Cl , ^{37}Cl , ^{39}K , ^{40}Ca , ^{45}Sc и ^{58}Ni . Полная сводка полученных данных по парциальным каналам содержится в работах [82,114-117].

Анализ всех полученных парциальных фотонуклонных сечений был выполнен на основе спектроскопической информации о дырочной природе заселяемых (после вылета фотонуклона) состояний из независимых данных реакций однонуклонной передачи типа (p,d) , (n,d) , $(d,^3\text{He})$ и др. Пример совместного анализа данных эксклюзивного фотопротонного эксперимента и данных реакций подхвата протона для ядер ^{24}Mg и ^{27}Al приведен на рис.15. На этом рисунке вертикальными линиями показано распределение спектроскопической силы протонных дырочных состояний исследуемых ядер (A,Z) по уровням конечных ядер $(A-1,Z-1)$. Сплошные кривые и заштрихованные столбики - полученные авторами работы методами спектрометрирования протонов и γ -квантов девозбуждения распределения вероятности заселения различных уровней конечных ядер в реакции (γ,p) . Отчетливая корреляция между данными фотонуклонного эксперимента и эксперимента по однонуклонному подхвату свидетельствует о том, что у рассматриваемых ядер распад гигантского резонанса происходит главным образом через те же конфигурации, которые непосредственно возбуждаются фотонами. Иными словами, полупрямой механизм распада у таких ядер является основным. Путем анализа парциальных фотонуклонных сечений авторами было показано, что для ядер $1d2s$ -оболочки за счет полупрямого механизма распада гигантского дипольного

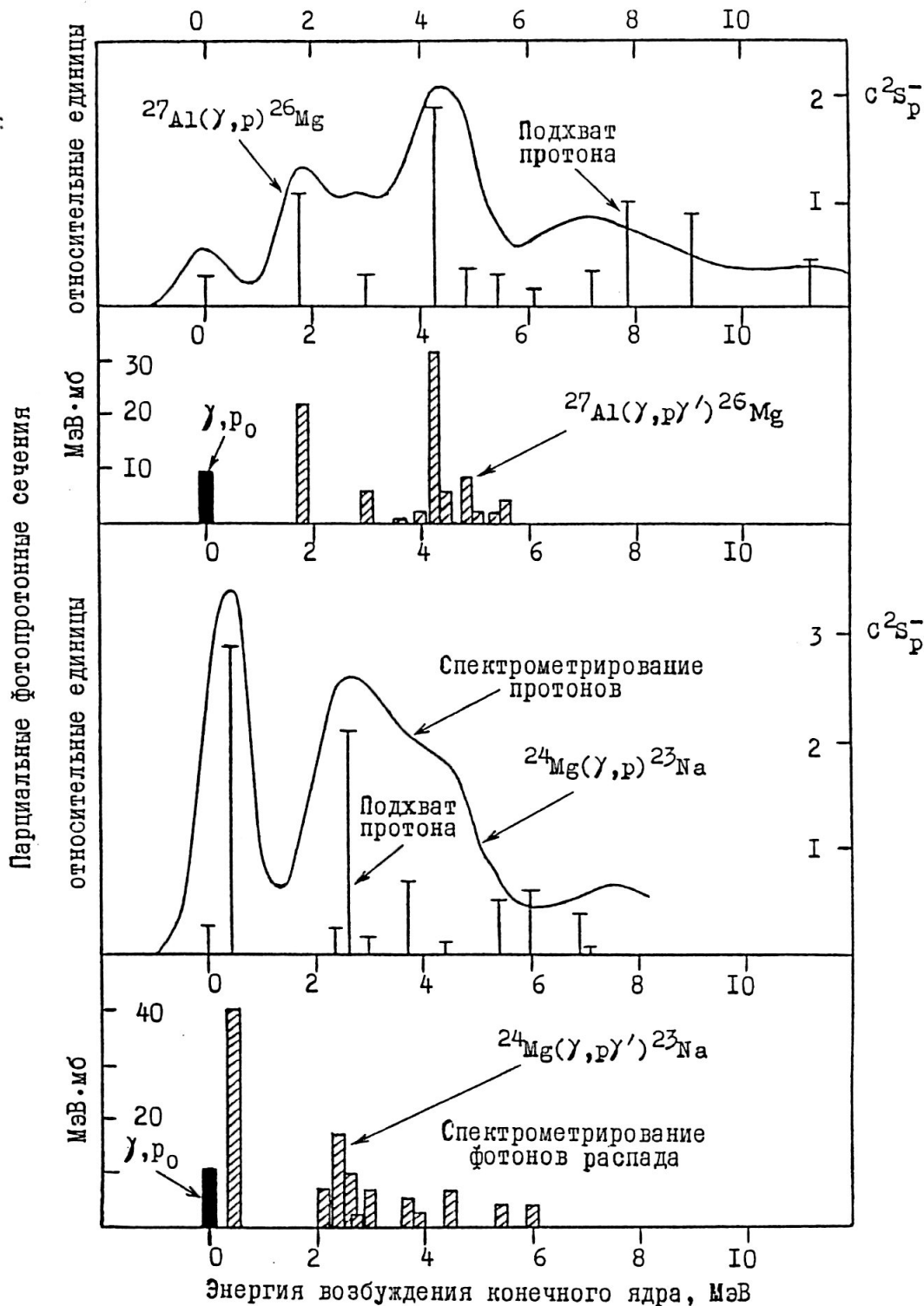


Рис. 15. Корреляция между парциальными фотопротонными сечениями и спектроскопическими факторами однопротонного подхвата $C^2S_p^-$ (вертикальные линии) для ядер ^{24}Mg и ^{27}Al . Парциальные фотопротонные сечения получены из экспериментов по спектрометрированию протонов (сплошные линии) и гамма-квантов девозбуждения (заштрихованные столбики).

резонанса формируется 50 и более процентов сечения фотопоглощения.

Процедура анализа парциальных фотонуклонных сечений с целью извлечения из них данных о механизме фотоядерной реакции и конфигурационной структуре гигантского дипольного резонанса была детально разработана авторами. Ее исчерпывающее описание дано в работах [113,114,116,118]. В результате применения этой процедуры по конфигурациям, проявляющимся в распаде, удалось реконструировать оболочечную структуру гигантского дипольного резонанса и впервые получить прямое доказательство его конфигурационного расщепления. Было установлено следующее [80,113,118]:

1. Основные переходы группы А ($1d2s \rightarrow 1f2p$) располагаются в области 16-23 МэВ. Их центр тяжести 20-21 МэВ. Эти переходы образуют хорошо локализованный гигантский резонанс с максимумом в районе 20 МэВ и полушириной 4-5 МэВ. Переходы группы А практически исчезают (вырождаются) к 30 МэВ.

2. Переходы группы Б ($1p \rightarrow 1d2s$) не формируют отчетливо выраженного резонанса. Основная их часть располагается за максимумом гигантского резонанса (т.е. выше 20 МэВ) и в этой области переходы $1p \rightarrow 1d2s$ сильно разбросаны по шкале энергий. В районе 30 МэВ переходы группы Б становятся доминирующими.

Все эти эффекты иллюстрируются рис.16 и 17. На первом из них показаны компоненты А (сплошные кривые) и Б (пунктир) полных фотопротонных сечений для ядер ^{23}Na и ^{32}S , полученные в результате вышеописанного анализа парциальных фотопротонных сечений. На рис.17 в качестве примера показаны результаты деления экспериментальных сечений фотопоглощения для ядер

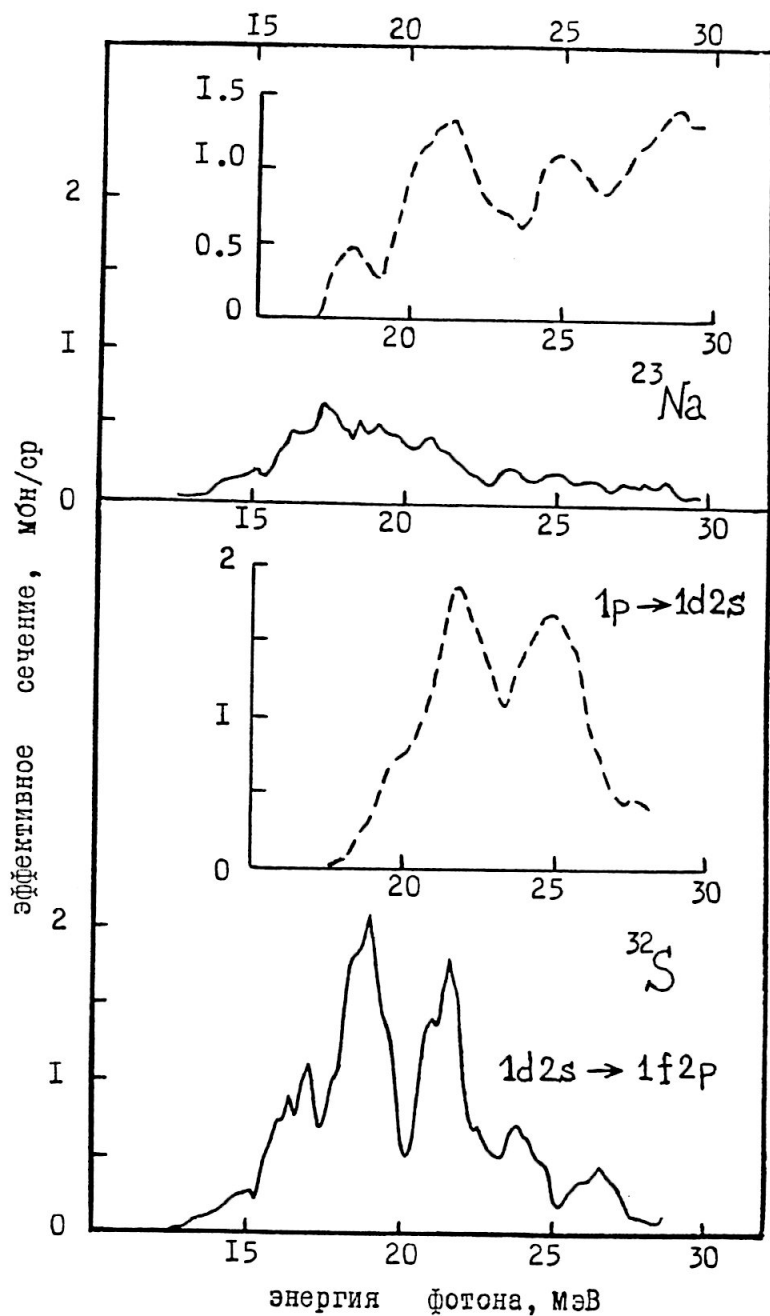


Рис. 16. Компоненты А (сплошные линии) и Б (пунктир) полных фотопротонных сечений для ядер ^{23}Na и ^{32}S .

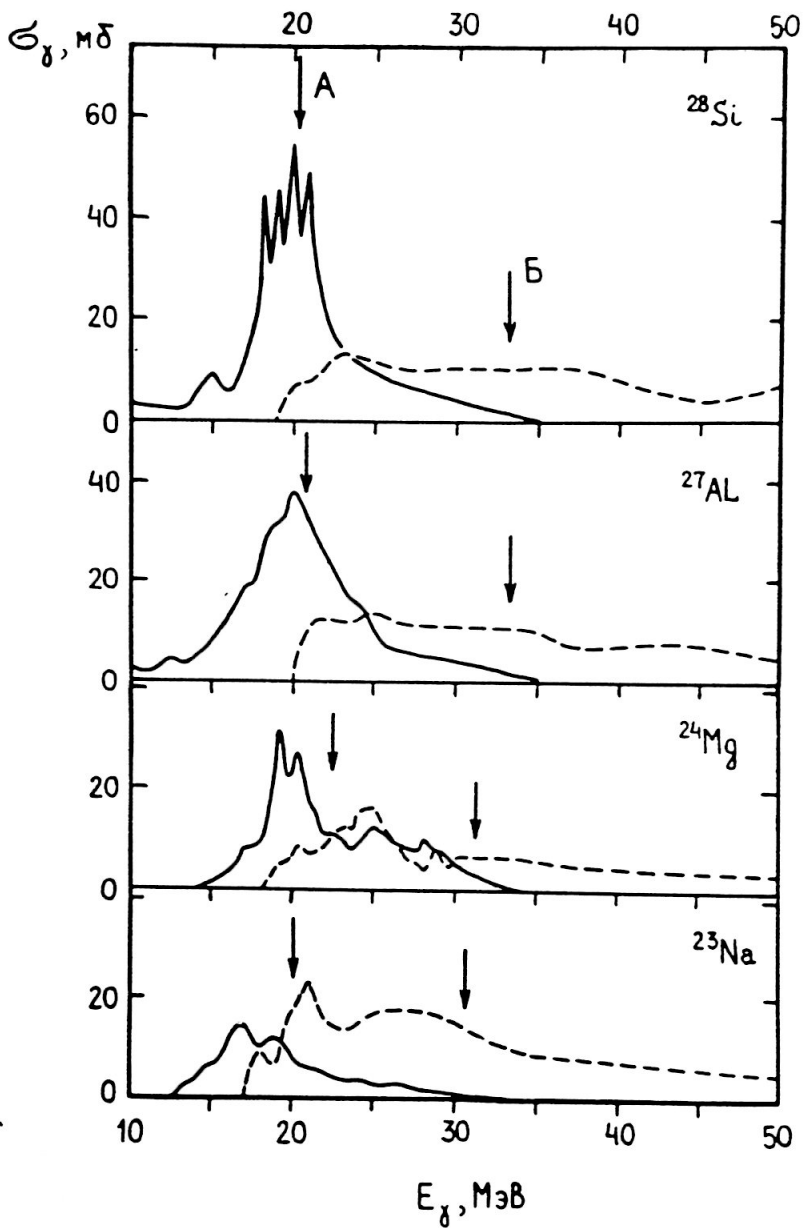


Рис.17. Компоненты А (сплошные линии) и Б (пунктир) экспериментальных сечений фотопоглощения ядер ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al и ^{28}Si . Стрелками указаны центры тяжести компонент.

оболочки $1d_{2s}$ - ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al и ^{28}Si , на переходы группы А и группы Б, выполненного в [119] в соответствии с данными работ [80,113,118]. В качестве этих сечений использовались как непосредственно измеренные сечения фотопоглощения [85,120], так и суммы экспериментальных фотонуклонных сечений [113,121].

Из рис.17 видно, что основные переходы группы Б сильно смещены вверх по энергии относительно основных переходов группы А, т.е. имеет место конфигурационное расщепление гигантского дипольного резонанса. Его величина (разность указанных стрелками центров тяжести соответствующих компонент сечений) составляет ~ 10 МэВ и превосходит другие типы расщепления (по изотопическому спину и за счет деформации), составляющие несколько МэВ. За счет конфигурационного расщепления ширина полосы дипольного поглощения γ -квантов у ядер $1d_{2s}$ -оболочки достигает 30 МэВ.

Из рис.16 и 17 видно также, что роль переходов группы А возрастает с увеличением числа нуклонов. Это является естественным следствием заполнения внешней $1d_{2s}$ -оболочки с увеличением числа нуклонов. Влияние заполненности внешней оболочки на вероятность возбуждения дипольных переходов группы А впервые была исследована авторами работы. Результаты этих исследований для фотопротонного канала представлены на рис.18 [80,118].

Предложенный и реализованный авторами экспериментальный метод исследования конфигурационной структуры гигантского дипольного резонанса был в дальнейшем использован в экспериментах бельгийских, австралийских, японских и американских физиков [122-129], подтвердив

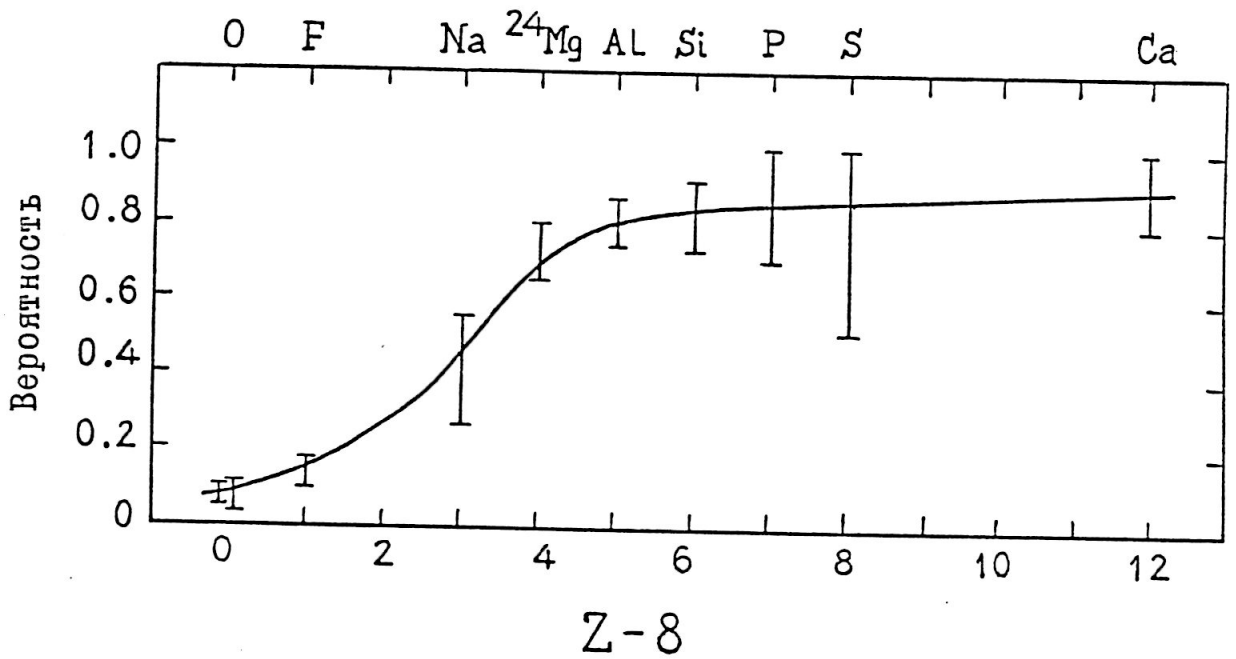


Рис. 18. Зависимость вероятности возбуждения дипольных переходов группы А от числа протонов во внешней (1d2s) оболочке.

существование конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса у ядер $1d_{2s}$ -оболочки.

Для изучения парциальных каналов распада гигантских резонансов в последние годы стали использоваться ускорители электронов нового поколения - с непрерывным пучком. Так на непрерывном пучке ускорителя Института ядерной физики в Майнце (Германия) измерялись парциальные сечения реакции $^{58}\text{Ni}(e, e' p_i)^{57}\text{Co}$ [130]. Анализ результатов этого эксперимента, выполненный на основе полученных нами спектров γ -квантов девозбуждения на ядре ^{58}Ni [82], показал, что конфигурационное расщепление гигантского дипольного резонанса имеет место также и для ядер $1f_{2p}$ -оболочки, т.е. для ядер с числом нуклонов по крайней мере ~ 60 . Таким образом, область проявления эффекта конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса в атомных ядрах существенно расширилась.

Результаты выполненных авторами теоретических и экспериментальных исследований конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса зарегистрированы как открытие. В 1987 г. оно было внесено в Государственный реестр открытий под №342.

КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ФЕРМИЕВСКОГО И ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКОГО ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

Состояния, формирующие фермиевский и гамов-теллеровский гигантские резонансы в процессах мю-захвата и радиационного захвата пионов, являются аналоговыми по отношению к коллективным возбуждениям соответствующей мультипольности в самом ядре-мишени. В легких ядрах с незаполненными оболочками группировка переходов в такие состояния подчиняется тем же особым закономерностям, что были открыты для дипольного гигантского резонанса. Авторами представленного цикла работ было установлено, что фермиевский и гамов-теллеровский гигантские резонансы в этих ядрах обнаруживают сильное конфигурационное расщепление. Установление этого явления сыграло большую роль в достижении современного понимания механизма всего процесса мю-захвата. Оно, в частности, позволило решить трудный вопрос о природе выхода заряженных частиц в этом процессе, возникший в ходе его экспериментальных исследований.

Распад частично-дырочных состояний, сформировавших гигантский резонанс в результате поглощения мюонов, идет преимущественно путем испускания нейтронов. В ядрах с незаполненными оболочками, где гигантский резонанс имеет высокоэнергетическую ветвь, связанную с нуклонами глубокой оболочки, распад по нейтронному каналу приводит к заселению соответствующей дырочной компоненты, которая расположена высоко по энергии. Причем расположение порогов в

образовавшемся после испускания нейтронов ядре таково, что протонный порог лежит заметно ниже нейтронного (рис.19).

В результате создаются условия преимущественного последующего распада образовавшегося ядра по протонному каналу. Таким образом, выход заряженных частиц при μ -захвате связан, в основном, с последовательным испусканием нейтрона и протона. Экспериментальные данные по ядрам $1d2s$ -оболочки подтвердили, что, действительно, μ -захват с образованием заряженных частиц идет в них преимущественно с вылетом протона в сопровождении нейтрона. Так, в ядре ^{24}Mg доля этого канала составляет около 4% на акт захвата при 40% для канала с вылетом одного нейтрона [131]. В ядре ^{28}Si np -канал составляет более трети от чисто нейтронного канала и гораздо интенсивнее, чем канал с испусканием одного протона [131]. Данные о распределении вероятностей расщепления ядер ^{24}Mg и ^{28}S по различным каналам при μ -захвате, полученные из измерений выхода γ -квантов от дочерних ядер, образующихся в возбужденных состояниях, приведены в таблице 2.

Помимо сведений, относящихся к обсуждаемому np -каналу, эти данные интересны тем, что указывают на большой вес каналов расщепления ядра с вылетом трех частиц. Концепция гигантского резонанса, связывая особенности распада возбужденного ядра с вкладом разных оболочек ядра-мишени в процессе поглощения мюона, позволила понять эти особенности, а также их отличие от основных закономерностей расщепления ядер в фотоядерных реакциях, с единых позиций.

В отличие от μ -захвата, регистрация фотонов высокой энергии в процессе радиационного захвата пионов позволяет

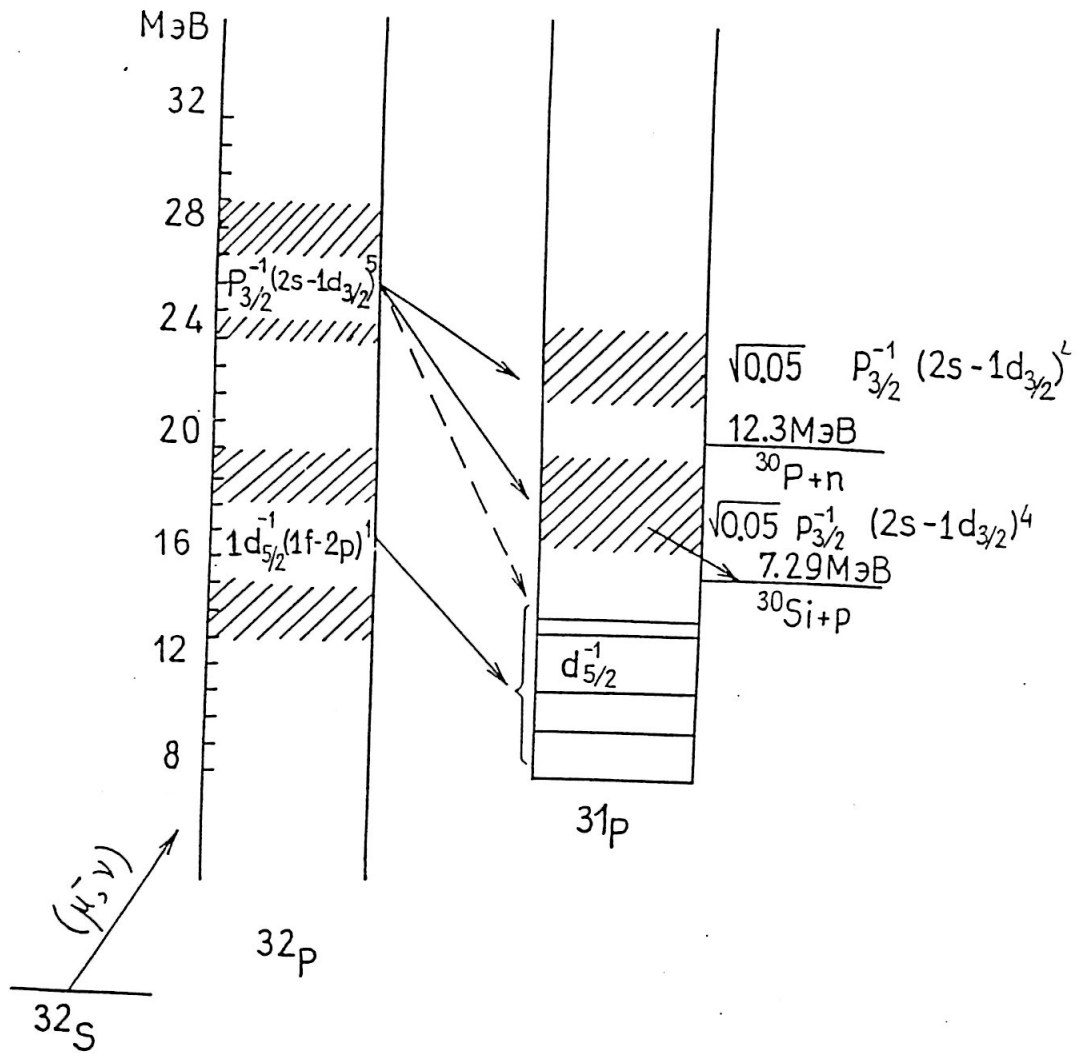


Рис.19. Схема возбуждения и распада ядер, образующихся при мю-захвате на ядре ^{32}S [12].

Таблица 2

Вероятность расщепления ядер ^{24}Mg и ^{28}Si по различным каналам при поглощении мюона [131].

Канал	Вероятность в % на акт захвата	
	^{24}Mg	^{28}Si
(μ, p)	0.7	1.9
(μ, n)	37.0	26.0
($\mu, 2n$)	2.0	1.6
(μ, pn)	4.5	10.0
($\mu, p2n$)	2.5	2.3

непосредственно видеть, как действует фактор конфигурационного расщепления на форму гамов-теллеровского гигантского резонанса по мере перехода от магического ядра к ядрам с незаполненной оболочкой. Учитывая это преимущество экспериментов по радиационному π -захвату, авторами цикла были выполнены подробные количественные расчеты спектров фотонов в процессе радиационного π -захвата и спектра пионов при фоторождении пионов для большой группы ядер [34,35,132,133]. Они легли в основу проведения и теоретического анализа целенаправленных экспериментов на эту тему в лабораториях разных стран [40,41]. Результаты проведенных экспериментов полностью подтвердили предсказания теории, касающиеся особенностей проявления конфигурационного расщепления в зависимости от оболочечной структуры основного состояния ядра-мишени (рис.20 и 21).

Особенности конфигурационного расщепления спин-дипольной (гамов-теллеровской) компоненты гигантского резонанса связаны с тем, что, в отличие от чисто дипольной (фермиевской) компоненты, переходы с переворачиванием спина типа $(1, j) \rightarrow (1, j+1)$ являются здесь сильными, не уступающими по

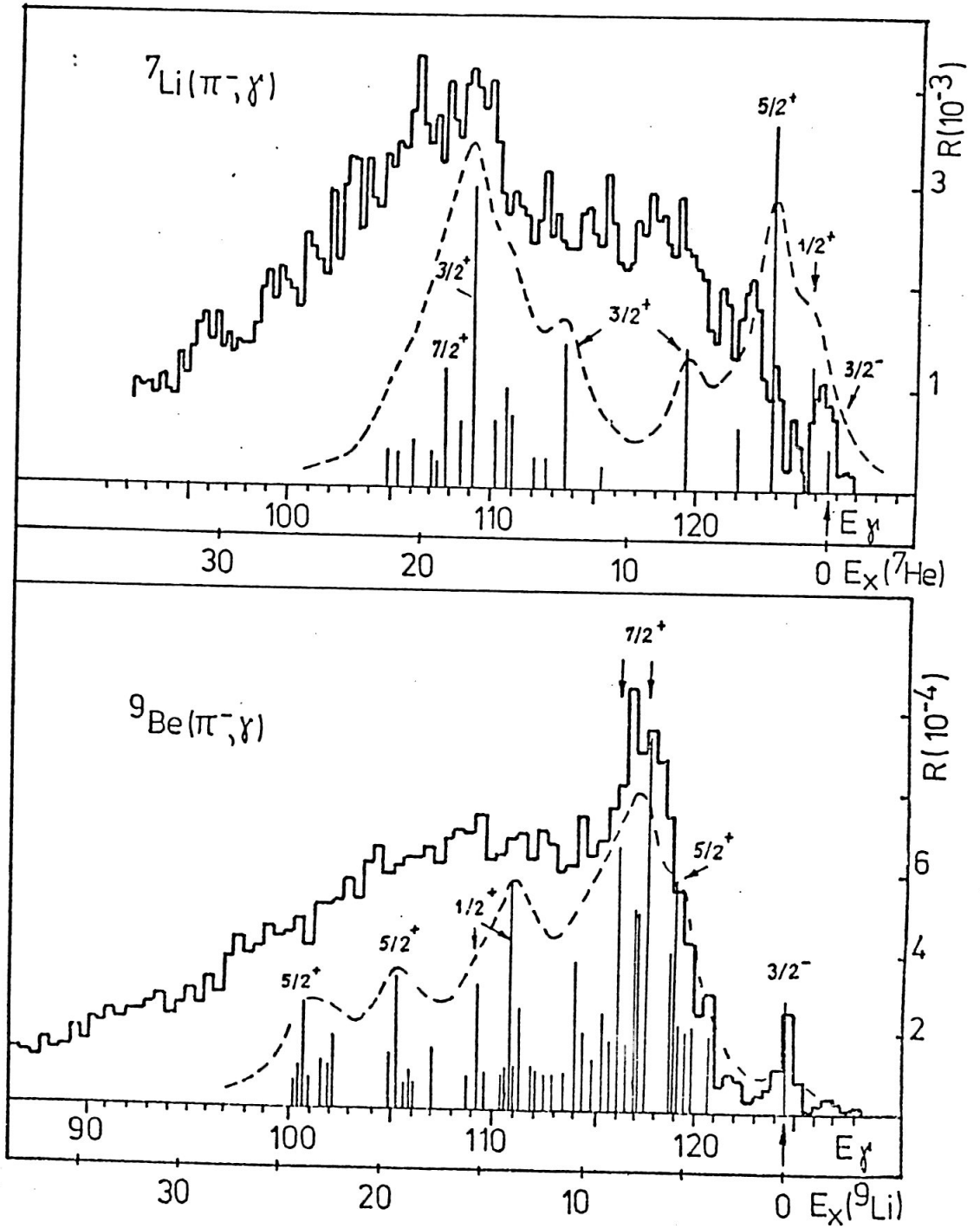


Рис.20. Спектр возбуждения ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ в результате радиационного захвата пионов. Гистограмма - экспериментальные данные [41], пунктирная линия - результат расчета [35].

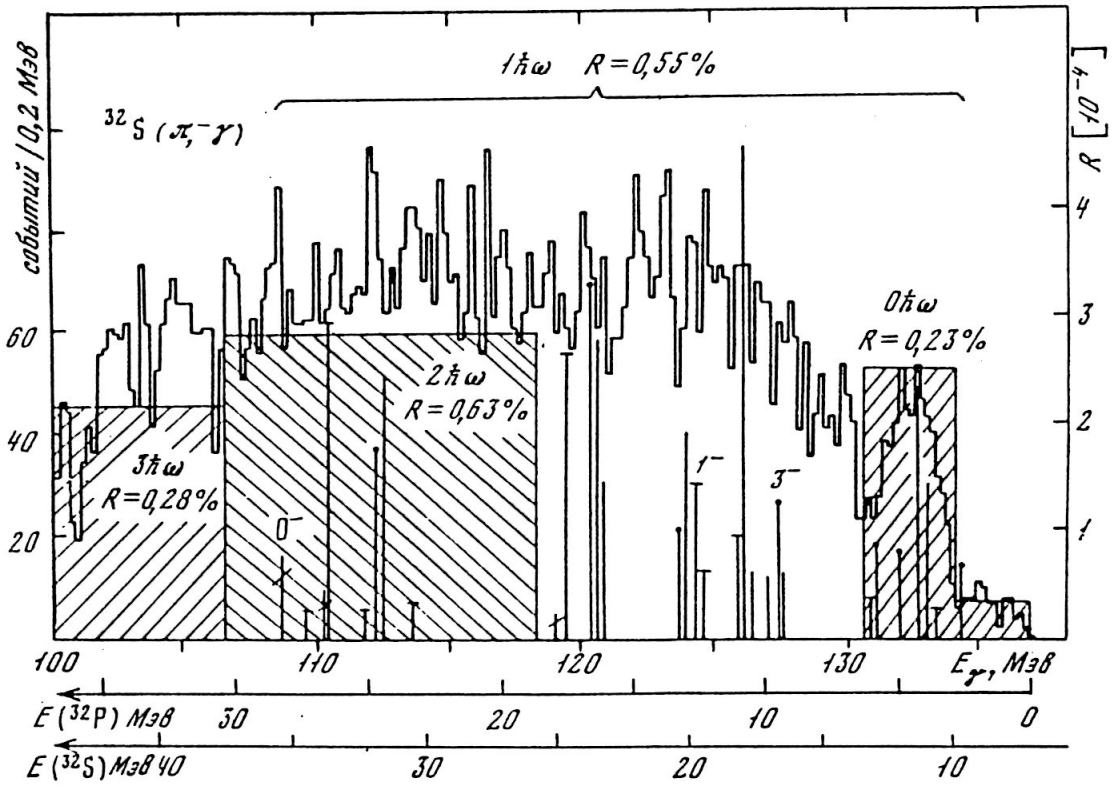


Рис.21. Спектр возбуждения ядра ^{32}S в результате радиационного захвата пионов. Гистограмма - результат измерения [41], вертикальные линии и прямоугольники - результаты расчета [34].

интенсивности переходам без переворачивания спина типа $(l, j) \rightarrow (l+1, j+1)$. В результате глубокая, полностью заполненная оболочка в немагических ядрах оказывается вовлеченной в формирование резонанса гораздо активнее, нежели в случае поглощения фотонов. Это переходы $p_{3/2} \rightarrow d_{3/2}$ в ядрах (sd)-оболочки и переходы $d_{5/2} \rightarrow f_{5/2}$ в ядрах следующей оболочки, являющиеся более жесткими, чем переходы без переворачивания спина $p_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$ и т.п. Таким образом, в процессах μ -захвата и радиационного захвата пионов глубокая оболочка ядра-мишени формирует резонансные состояния с квантовыми числами $J^\pi = 1^-$ в высокоэнергетической области, где обычно фотоядерный резонанс уже резко ослабевает. В результате спин-дипольный резонанс локализуется в более широкой энергетической области, причем уширение области происходит со стороны более высоких энергий. Схематически это показано на рис.22 на примере ядра ^{32}S .

Теоретические разработки авторов цикла позволили сформулировать программу экспериментального изучения структуры гамов-теллеровского гигантского резонанса в радиационном захвате пионов, используя уникальные возможности корреляционного метода исследования. Ими впервые на строгой основе, в рамках единой теории прямых и резонансных процессов расщепления ядер, были проведены расчеты спектров гамма-квантов высокой энергии вместе с угловыми корреляциями между гамма-квантом и нейтроном, образующимися в этом процессе [36]. На рис.23 показан пример угловой корреляции между фотоном и нейтроном в реакции радиационного захвата $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma n)^{15}\text{N}$. При небольших энергиях возбуждения, в области хорошо изолированных резонансов функция угловой корреляции почти

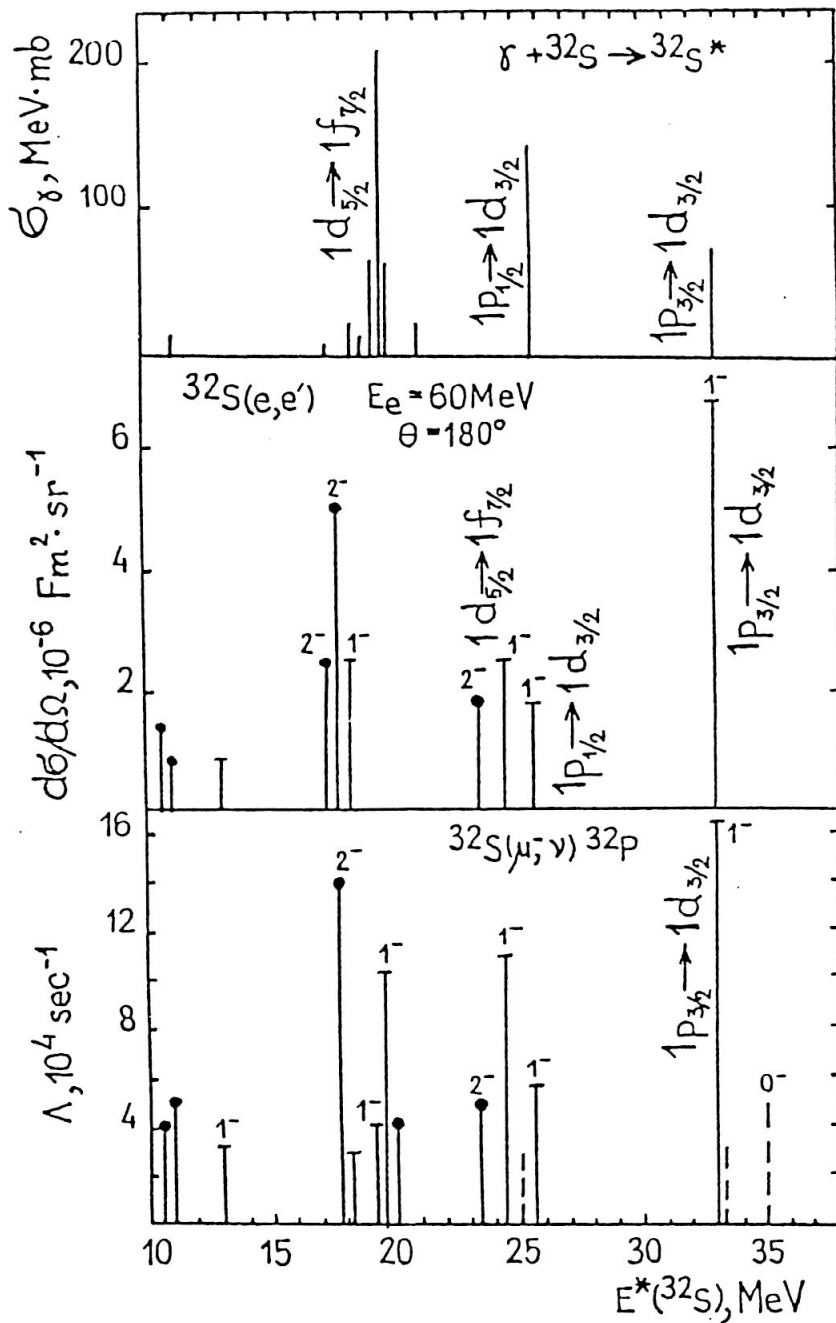


Рис.22. Сопоставление рассчитанных спектров возбуждения ядра ^{32}S при поглощении фотонов (верхний рисунок), при рассеянии электронов назад (средний рисунок) и поглощении мюонов (нижний рисунок).

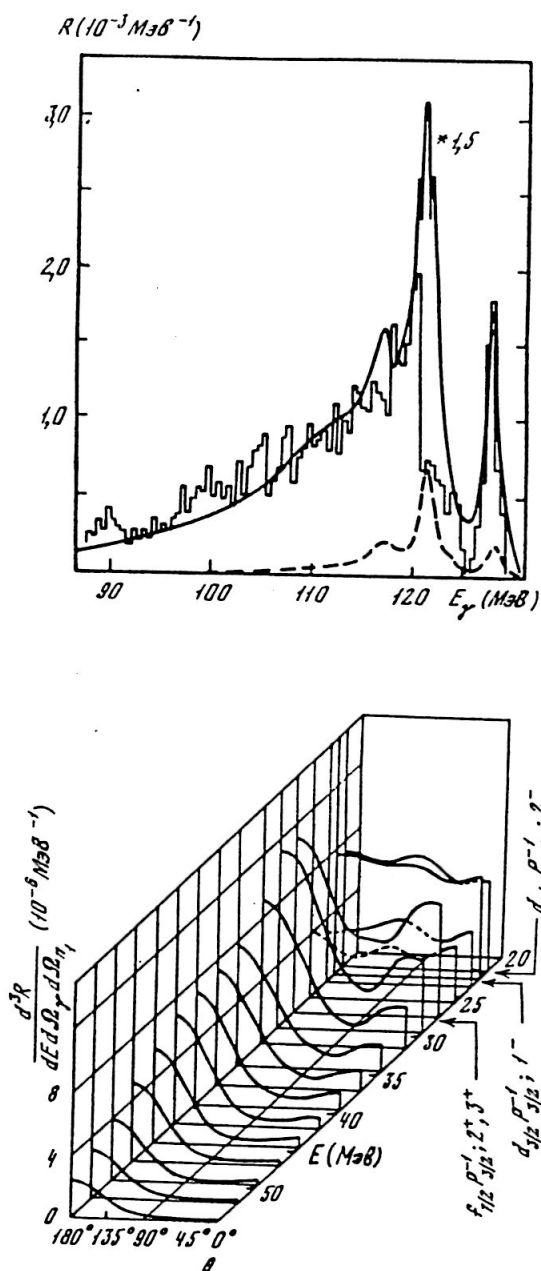


Рис.23. Спектр фотонов (верхний рисунок) и угловая корреляция между фотоном высокой энергии (нижний рисунок) в реакции радиационного захвата $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{16}\text{N}$ [36]. Экспериментальные данные - из работы [42].

строго симметрична относительно плоскости, перпендикулярной импульсу фотона, что характерно для двухступенчатого процесса расщепления ядра, идущего через промежуточные квазистационарные состояния различной мультипольности, из которых формируется гигантский резонанс. С увеличением энергии возбуждения (уменьшением энергии фотонов) появляется все более и более сильная асимметрия углового распределения, причем, как это соответствует представлениям о прямом процессе, нейтрон вылетает преимущественно в сторону, обратную по отношению к вылету фотона.

Исследования конфигурационного расщепления гигантских резонансов в легких ядрах получили недавно новый импульс в связи с прецизионными измерениями ядерных реакций перезарядки (p,n) и (n,p) на легких ядрах, ставшими возможными в последнее время [43-45]. В этих экспериментах, особенно в лучших из них, проводимых с протонами и нейтронами "промежуточной" энергии (120-300 МэВ), особенно хорошо прослеживается высокоэнергетическая ветвь гигантского резонанса. Изучая зависимость ее интенсивности и формы от угла вылета быстрого продукта перезарядки, удастся экспериментально определить мультипольность отдельных переходов, дающих вклад в гигантский резонанс (рис.4). Проведенное на рис.24 сопоставление спектра возбуждения ядра ${}^6\text{He}$, образующегося на ядре ${}^6\text{Li}$ в процессах электромагнитного взаимодействия (π^-, γ) , (γ, π^+) и сильного взаимодействия (n,p) , иллюстрирует универсальность явления конфигурационного расщепления гигантского резонанса.

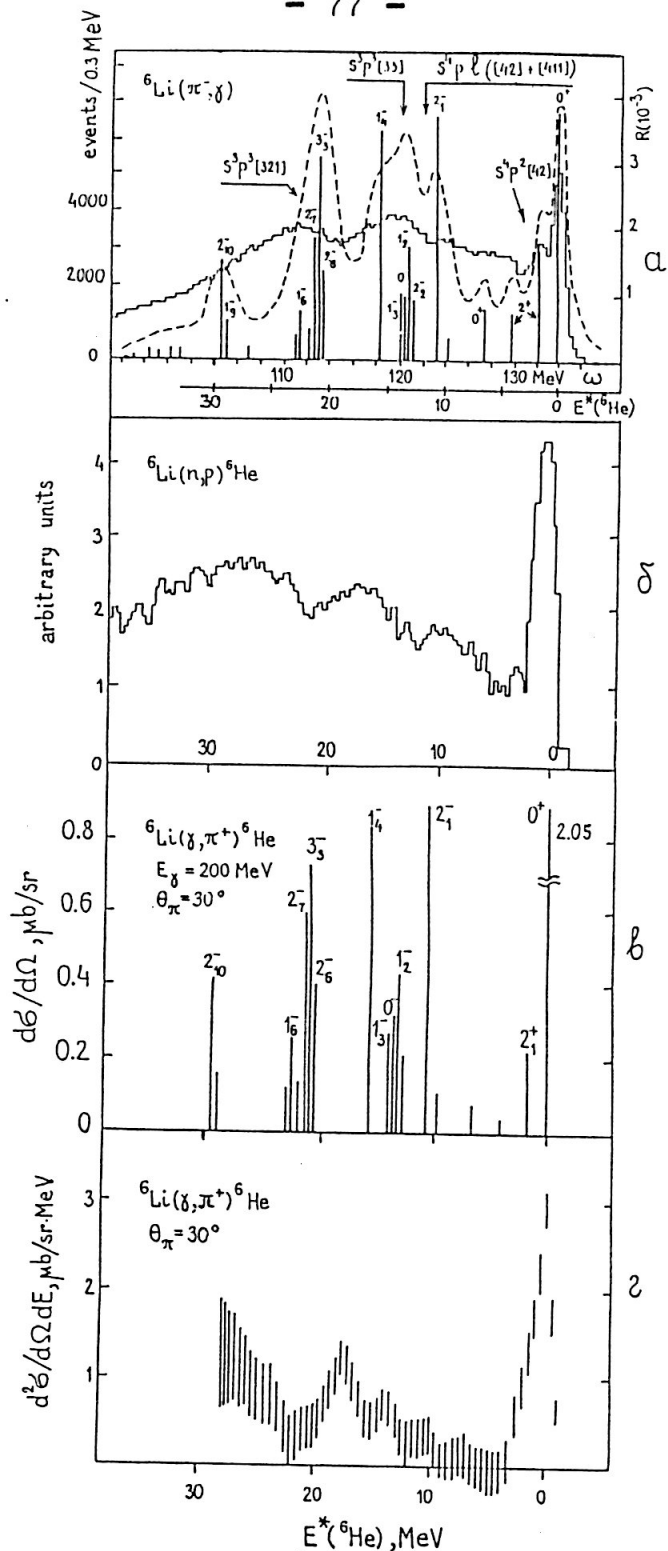


Рис.24. Структура гигантского резонанса в ядре ^6Li , возбуждаемого в результате: а - радиационного захвата пионов [41] (гистограмма - эксперимент, вертикальные линии - результат расчета, штриховая линия - расчет с учетом размытия индивидуальных пиков по интервалу с шириной 2 МэВ); б - перезарядки нейтронов с энергией 60 МэВ (эксперимент [134]), в - фоторождения положительных пионов (теория [132]); г - фоторождения положительных пионов (эксперимент [135]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования авторов представленного цикла работ привели к открытию новых, неизвестных ранее форм гигантских резонансов в ядрах.

Во-первых, авторами внесен решающий вклад в преодоление годами сложившегося представления о гигантском резонансе как о специфической особенности взаимодействия ядер с фотонами. Понятие коллективного возбуждения ядер в мюон-ядерных и мезон-ядерных взаимодействиях стали рабочими в физике ядра и заняли в ней достойное место рядом с понятием дипольного гигантского резонанса. Сближение физики низких энергий с физикой элементарных частиц является самым характерным признаком современного облика физики ядра: большая роль, которую в этом направлении сыграли работы авторов представленного цикла, является общепризнанной.

Во-вторых, авторский коллектив радикально расширил общепринятые теоретические взгляды на природу наиболее мощного из коллективных возбуждений - дипольного гигантского резонанса, установив, что в легких и средних ядрах с незаполненными оболочками осуществляется неизвестное ранее явление сильного конфигурационного расщепления этого резонанса. В предельных случаях это расщепление принимает форму практически полного рассыпания резонанса на отдельные частично-дырочные компоненты разной физической природы, что занимает огромный интервал энергий возбуждения ядра до 30 МэВ шириной. Виды распада некоторых из этих возбужденных состояний имеют ранее не встречавшийся особый характер. Таким

образом, открыта новая форма гигантского резонанса у атомных ядер. Авторы выяснили, что явление конфигурационного расщепления характерно и для других типов гигантских резонансов.

В-третьих, в процессе выполнения настоящего цикла работ были созданы и внедрены в практику научных и прикладных исследований новые методы экспериментального получения и анализа ядерных данных. Были развиты новые эффективные методы управления работой ускорителя электронов (бетатрона) в комплексе с уникальной аппаратурой регистрации различных частиц - продуктов распада гигантских резонансов. Был достигнут кардинальный прогресс в методике анализа экспериментальных данных, полученных на пучке тормозного излучения, в результате чего точность определения эффективных сечений фотоядерных реакций была многократно повышена. Под влиянием теоретических и экспериментальных работ, выполненных в НИИЯФ МГУ, конфигурационное расщепление гигантского дипольного резонанса исследовалось затем и в ряде зарубежных центров, где был использован предложенный и реализованный в НИИЯФ МГУ новый экспериментальный метод исследования конфигурационной структуры дипольного гигантского резонанса.

Исследования авторов обогатили новыми методами теорию ядра и ядерных реакций, создав традицию сочетания теоретико-группового подхода к вопросам структуры ядра с новейшими, в том числе предложенными и разработанными самими авторами, приемами квантовой теории столкновений. Методы расчета характеристик гигантских резонансов, сложившиеся в ходе выполнения этих исследований, широко используются в настоящее

время в нашей стране и за рубежом для описания гигантских резонансов в разнообразных ядерных процессах - таких, как неупругое рассеяние электронов и адронов, фоторождение пионов, образование гиперядер в каон-ядерных взаимодействиях.

Большой объем новой экспериментальной информации по фотоядерным реакциям и характеристикам распада гигантских резонансов, полученный авторами работы, включен в российские и международные банки ядерных данных и позволяет надежно предсказать основные характеристики излучений, возникающих при распаде различных высоковозбужденных ядер.

На базе НИИЯФ МГУ создан Центр Данных Фотоядерных Экспериментов (ЦДФЭ) - единственный в мире специализированный информационный центр по фотоядерным данным для фундаментальных и прикладных исследований. ЦДФЭ входит число трех организаций, представляющих Россию в международном сотрудничестве секций ядерных данных Международного Агенства по Атомной Энергии.

Возникшие в процессе выполнения экспериментальных исследований технические идеи и методические разработки (инжектор электронов, система стабилизации интенсивности пучка) использовались при создании единственного в России ускорителя электронов нового поколения с непрерывным электронным пучком.

Результаты проведенных исследований изложены в трех монографиях, опубликованных в российских и международных издательствах, и получили широкое международное признание. Они частично вошли в монографию О.Бора и Б.Моттельсона "Структура атомных ядер", являющуюся энциклопедией

современной физики ядра. Высок индекс цитируемости опубликованных авторами работ по представленной тематике. По теме исследования авторами сделано 25 приглашенных и обзорных докладов на международных конференциях. Общее число публикаций по теме превышает 150, в том числе 18 крупных обзоров в ведущих научных журналах. Им принадлежит два открытия, зарегистрированных в Государственном реестре открытий страны.

На базе проведенных исследований подготовлено большое число высококвалифицированных специалистов-физиков для науки и народного хозяйства страны, защищено 32 кандидатских и 7 докторских диссертаций. Основные научные результаты исследований внедрены в учебный процесс в виде 6 учебных пособий, 7 лекционных курсов, лабораторных работ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Б.Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М., Физматгиз, 1963.
2. V.V.Balashov, R.A.Eramzhyan. Atomic Energy Review, 5, № 3, p. 1 - 118. Int. Atomic Energy Agency, Vienna, 1967.
3. R.A.Eramzhyan. In Proc. Int. Conf. Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decay. Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968.
4. Р.А.Эрамжян. Труды IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, 1972, стр. 27.
5. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжян. Поглощение мезонов атомными ядрами. Атомиздат, Москва, 1978, стр. 1-294.
6. V.V.Balashov, V.V.Belyaev, N.M.Kabachnik, R.A.Eramzhyan. Physics Letters 9 (1964) 168.
7. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Н.М.Кабачник, В.Л.Коротких, Р.А.Эрамжян. Препринт ОИЯИ Е4-4601 и Труды Межд.конф.по физике высоких энергий и структуре ядра, Нью-Йорк, 1969, стр.174.
8. В.В.Балашов, Р.А.Эрамжян. Труды IV Зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий, Ленинград, 1969, стр.35.
9. В.А.Вартанян, М.А.Жусупов, Р.А.Эрамжян. Известия АН СССР сер.физ.3 (1969) 2087.
10. В.В.Балашов. Труды IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, 1971, стр.167.
11. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ 4 (1973) 585.

12. Yu.I.Bely, R.A.Eramzhyan, L.Majling, J.Rizek, V.A.Vartanyan. Nucl. Phys. A204 (1973) 357.
13. L.Majling, J.Rizek, R.A.Eramzhyan. Nucl. Phys. A247 (1975) 157.
14. В.В.Балашов. Труды IV Семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях", Москва, 1977. М.-Наука. 1979. стр. 84.
15. Ю.А.Батусов, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ 8 (1977) 229.
16. R.A.Eramzhyan, M.Gmitro, R.A.Sakaev, L.A.Tosunyan. Nucl. Phys. A290 (1977) 274.
17. Л.Майлинг, Й.Ржизек, Р.А.Эрамжян. Чехословацкий физический журнал B31 (1981) 482.
18. V.S.Evseev, T.Kozlowski, V.Roganov and J.Woitkowska. Phys. Lett. 28B (1969) 553.
19. И. Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, Т.Н.Мамедов и В.С.Роганов. Ядерная физика. 14 (1971) 624.
20. V.Evseev, T.Kozlowski, V.Roganov, J.Voitkowska. Proc. 3 Int. Conf. High-Energy Physics and Nucl. Structure, 1970, Ed. S. Devons. Plenum Press, p.157.
21. И.Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, В.С.Роганов. Ядерная физика. 15 (1972) 1154.
22. В.С.Евсеев. Труды IV Межд. конф. по физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, 1972, Д1-6349, стр. 475.
23. M.E.Plett and S.E.Sobottka. Phys. Rev. C3 (1971) 1003.
24. U.Jahnke, K.H.Lindenberger e.a. Helv. Phys. Acta 45 (1972) 49.
25. W.U.Schroeder, U.Jahnke, K.H.Lindenberger e.a. Zeit. Phys. 268 (1974) 57.
26. S.N.Kaplan, R.V.Pyle, L.E.Temple, G.F.Valby. Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 795.

27. K.Murray, J.C.Ritter. Phys. Rev. 182 (1969) 1097.
28. P.Igo-Kemenes, J.P.Deutsch, D.Favart, L.Grenacs, P.Lipnik, P.C.Маcq. Phys. Lett. B34 (1971) 286.
29. В.В.Балашов, В.Б.Беляев, И.Войтковска, В.С.Евсеев, Н.М.Кабачник, Т.Козловски, В.С.Роганов, Р.А.Эрамжян. Явление резонансного поглощения отрицательных мюонов атомными ядрами. Диплом об открытии №173.
30. H.W.Baer, K.M.Growe, P.Trüoel. Advances Nucl. Phys. 9 (1977). 177.
31. J.P.Perroud. In Photopion Nucl. Phys. Ed. P. Stoler. Plenum Press. 1979. p. 79.
32. P.Trüoel. In Lecture Notes in Physics. 108 (1979) 351. Berlin, Springer-Verlag.
33. J.P.Perroud. In Proc. V Seminar El. Mag. Int. of Nuclei at Low and medium Energies. Moscow, 1981, p. 26.
34. Л.Майлинг, Й.Ржизек, Р.А.Сакаев, Р.А.Эрамжян. Чехословацкий физический журнал. B28 (1978) 1081.
35. G.E.Dogotar', R.A.Sakaev, G.R.Kissener, R.A.Eramzhyan. Nuclear Physics A312 (1978) 394; Препринт ОИЯИ E2-11296 (1978).
36. V.V.Balashov, R.Wunsch. p. 155, 1978. J. Phys.G:Nucl.Phys. 4 (1978) L239.
37. M.Gmitro, L.A.Tosunyan, R.A.Eramzhyan. J.Phys. G: Nucl. Phys. 4 (1978) L233.
38. М.Гмитро, Л.А.Тосунян, Р.А.Эрамжян. Чехословацкий физический журнал. B29 (1979) 225.
39. Р.А.Эрамжян, М.Гмитро, Л.А.Тосунян. Чехословацкий физический журнал. B29 (1979) 370.

40. М.Гмитро, Г.Р.Киссенер, П.Трюоль, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ. 13 (1982) 1230.
41. М.Гмитро, Г.Р.Киссенер, П.Трюоль, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ. 14 (1983) 773.
42. G.Strassner et al. Phys. Rev. C20 (1979) 248.
43. К.Н.Hicks, А.Селлер, О.Хауссер et al. Phys. Rev. C43 (1991) 2554.
44. Х.Yang, L.Wang, J.Rapaport et al. Phys. Rev. C52 (1995) 2535.
45. А.Fazely et al. Phys. Rev. C25 (1982) 1760.
46. N.Ohtsuka, H.Ohtsubo. Nucl. Phys. A306 (1978) 513.
47. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра. Мир. Москва. 1977.
48. T.Bressani. Rivista del Nuovo Cimento. 1 (1974) 268.
49. P.Singer. Springer Tracts in Modern Physics 71 (1974) 39.
50. H.Uberall. Springer Tracts in Modern Physics 71 (1974) 1.
51. А.Б.Мигдал. ЖЭТФ. 15 (1945) 81.
G.G.Baldwin, G.S.Klaiber. Phys.Rev. 71(1947).3; 73(1948)1156.
52. M.Goldhaber, E.Teller. Phys.Rev. 74 (1948) 1046.
53. D.H.Wilkinson. Physica. 22 (1956) 1039, 1043, 1058.
54. А.М.Балдин. ЖЭТФ. 37 (1959) 202.
А.М.Балдин, С.Ф.Семенко. ЖЭТФ. 39 (1959) 434.
55. S.T.Belyaev. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 31 (1959) 11.
V.G.Soloviev. Mat.Fys.Sks.Dan.Vid.Selsk. 1 (1961) 11.
56. J.P.Elliot, B.H.Flowers. Proc.Roy.Soc. A242 (1956) 57.
57. G.E.Brown. Unified Theory of Nuclear Models and Forces (North Holland, Amsterdam 1967). Перевод М. "Мир" 1970.
А.М.Lane. Nuclear Theory (Benjamin, N.Y. 1964). Перевод М. "Атомиздат 1967.

58. А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.:Наука. 1983.
59. В.Г.Неудачин, В.Г.Шевченко, Н.П.Юдин. В сб.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Труды II Всесоюзной конференции, Москва. 1960 г. (Изд. АН СССР, М.1962) 486.
60. Р.А.Эрамжян. Изв. АН СССР, сер.физ. 28 (1964)1181
61. V.G.Neudatchin, V.G.Shevchenko, N.P.Yudin. Phys.Lett. 10 (1964) 180.
V.G.Neudatchin, V.G.Shevchenko. Phys.Lett. 12 (1964) 18.
62. V.G.Neudatchin, Yu.F.Smirnov. Nucl.Phys. 66 (1965) 25.
63. B.I.Goryachev, L.Majling, V.G.Neudatchin, B.A.Yuryev. Nucl.Phys. A93 (1967) 232.
64. В.Г.Шевченко. Труды Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. М. 1967 г. (Изд. АН СССР, г.) т. 3, стр. 206.
В.Г.Неудачин. Там же, стр. 351.
65. L.Majling, J.Rizek, Yu.I.Bely, V.G.Neudatchin, N.P.Yudin. Nucl.Phys. A143 (1970) 429.
66. Yu.I.Bely, N.M.Kabachnik, V.G.Neudatchin, N.P.Yudin, L.Majling, J.Rizek. Nucl.Phys. A170 (1971) 141.
67. В.А.Вартанян, Р.А.Эрамжян. Вопросы атомной науки и техники. Серия : физика высоких энергий и атомного ядра. Харьков, 1973,. вып. 1(3), стр.25.
Yu.I.Bely, R.A.Eramzhyan, L.Majling, J.Rizek, V.A.Vartanian. Nucl. Phys. A204 (1973) 357.
68. L.Majling, J.Rizek, R.A.Eramzhyan. Nucl. Phys. A247 (1975) 157.
69. Р.А.Сакаев, Р.А.Эрамжян. Сообщения ОИЯИ P2-9610, Дубна, 1976.

- G.E.Dogotar', R.A.Sakaev, G.R.Kissener, R.A.Eramzhyan. Nucl. Phys. A312 (1978) 394.
70. R.A.Eramzhyan, M.Gmitro, G.R.Kissener. Nucl. Phys. 338 (1980) 436.
71. Л.Майлинг, Й.Ржизек, Р.А.Эрамжян. Чехословацкий физический журнал. В31 (1981) 482.
Ю.А.Батусов, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ. 8 (1977) 229.
72. R.A.Eramzhyan, T.D.Kaipov, S.S.Kamalov. Zeit.Phys. A322 (1985) 321; Препринт ОИЯИ Е4-85-311, Дубна 1985.
73. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Ж.Л.Кочарова, В.И.Шведун. Ядерная физика. 28 (1978) 590.
74. B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, V.N.Orlin, I.M.Piskarev, V.I.Shvedunov, V.V.Varlamov. Nucl.Phys. A313 (1979) 317.
75. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, А.Н.Панов, В.И.Шведун. Изв. АН СССР, сер.физ. 43. (1979) 186.
76. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Ю.И.Прокопчук, В.И.Шведун. Ядерная физика. 30 (1979) 1185.
77. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.И.Шведун, А.И.Гутый, А.М.Парлаг. Ядерная физика. 33 (1981) 581.
78. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.И.Шведун, А.В.Шумаков. Ядерная физика. 33 (1981) 865.
79. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Неудачин, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ. 12 (1981) 905.
80. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Неудачин, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ. 14 (1983) 286.
81. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Ж.Л.Кочарова, В.Н.Орлин, В.И.Шведун. Изв. АН СССР, сер. физ. 42. (1978) 153.

82. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, И.А.Тутынь. Ядерная физика. 56. №8 (1993) 1.
83. Н.Г.Гончарова, Х.З.Киссенер, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ.16(1985)773.
84. М.А.Жусупов, Р.А.Эрамжян. Изв. АН СССР,сер.физ. 33. (1967) 730.
H.U.Jager, H.R.Kissener, R.A.Eramzhyan. Nucl.Phys. 171(1971)16.
85. J.Ahrens, H.Borchert, K.H.Czock, H.V.Eppler, H.Gimm, H.Gundrum, M.Kroning, P.Riehn, G.Sita Ram, A.Zieger, B.Ziegler. Nucl.Phys. 251 (1975) 479
N.Bezic, D.Brajnik, D.Jamnik, G.Kernel. Nucl.Phys. A128 (1969) 426.
86. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Неудачин, В.Г.Шевченко, Р.А.Эрамжян, Н.П.Юдин. УФН. 160 (1990) 57.
87. B.S.Ishkhanov, V.G.Kanzyuba, I.M.Kapitonov, V.N.Orlin, V.I.Shvedunov. Nucl.Phys. A405 (1983) 287.
88. Б.С.Ишханов, В.Г.Канзюба, В.Н.Орлин. Ядерная физика. 40 (1984) 9 .
89. P.Kramer, G.John, D.Schenzle. Group Theory and the Interaction of Composite Nucleon Systems. Vieweg Verlag, Braunschweig 1980.
D.F.Jackson. Direct Cluster Reactions - Progress Towards and Unified Theory. Vieweg Verlag, Braunschweig 1983.
90. А.Т.Вальшин, В.Г.Кадменский, С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, В.И.Фурман. Ядерная физика. 33 (1981) 939.
H.Noriuchi. Progr.Theor.Phys. 58 (1977) 204.
Н.С.Зеленская, И.Б.Теплов. ЭЧАЯ. 11 (1980) 342.
K.Wildermuth, E.Kanellopoulos. Rep.Progr.Phys. 42 (1979) 1719
H.Friedrich. Phys.Rep. 74 (1981) 209.
Z.Majka, H.J.Gils, H.Rebel. Phys.Rev. C25 (1982) 2996.

- S.Saito. *Progr.Theor.Phys.Suppl.* № 62 (1977) 11.
Z.Gromadzki, J.Noble. *Nucl.Phys.* A251 (1975) 104.
91. S.Costa, S.Ferroni, V.Wataghin, R.Malvano. *Phys.Lett.* 4(1963)308.
92. А.П.Комар, Е.Д.Махновский. Доклады АН СССР.156(1964)774.
Е.Б.Бажанов, А.П.Комар, А.В.Куликов. ЖЭТФ. 46(1964)1496.
E.V.Bazhanov, A.P.Komar, A.V.Kulikov, E.D.Makhnovsky. *Nucl. Phys.* 68 (1965) 191.
93. В.П.Денисов, Л.А.Кульчицкий. Ядерная физика. 5 (1967) 490.
94. D.Renker, W.Dahme, W.Hering, H.Panke, C.Zupancic, J.D.Alder, V.Gabioud, C.Joseph, J.E.Loude, N.Morel, J.P.Perroud, A.Perrenoud, M.T.Trah, E.Winkelmann, G.Strassner, P.Truol. *Phys.Rev.Letters.* 41 (1978) 1279.
95. М.Гмитро, Г.Р.Киссенер, П.Трюоль, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ. 13 (1982) 1230.
М.Гмитро, Г.Р.Киссенер, П.Трюоль, Р.А.Эрамжян. ЭЧАЯ. 14 (1983) 773.
96. F.P.Brady, G.Needham, J.L.Ullmann, C.M.Castaneda, T.D.Foed, N.S.P.King, J.L.Romero, M.L.Webb, V.A.Brown, C.H.Poppe. *J.Phys. G:Nucl.Phys.* 10 (1984) 363.
97. J.P.Elliot, B.H.Flowers. *Proc. Roy. Soc.* A242 (1957) 57.
98. B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, V.G.Shevchenko, B.A.Yur'ev. *Phys.Lett.* 9 (1964) 162.
99. Б.И.Горячев, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Ж.М.Селиверстова, В.Г.Шевченко, Б.А.Юрьев. Ядерная физика. 4(1966)505.
100. Б.И.Горячев, Б.С.Ишханов, В.Г.Шевченко, Б.А.Юрьев. Ядерная физика. 7 (1968) 1168 .
101. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.В.Лазутин, И.М.Пискарев, В.Г.Шевченко. Изв. АН СССР, сер.физ. 33 (1968) 1742.

102. S.C.Fultz, R.A.Alvarez, B.L.Berman, M.A.Kelly, D.R.Lasher, T.W.Phillips, J.McElhinney. Phys.Rev. C4 (1971) 149.
103. R.A.Alvarez, B.L.Berman, D.R.Lasher. Phys.Rev. C4 (1971) 1673.
104. B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, E.V.Lazutin, I.M.Piskarev, V.G.Shevchenko. Nucl.Phys. A186 (1972) 438.
105. V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, I.M.Piskarev, V.G.Shevchenko, O.P.Shevchenko. Nucl.Phys. A222 (1974) 548.
106. E.G.Fuller, E.Hayward. Phys.Rev. 101 (1956) 692.
J.Loiseaux, J.M.Maison, M.Langevin. J. de Phys. 28 (1967) 11.
107. B.Forkman, W.Stiefler. Nucl.Phys. 56 (1964) 604.
108. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Шевченко, Б.А.Юрьев. Изв. АН СССР, сер.физ. 30 (1966) 378.
109. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Ж.М.Селиверстова, В.Г.Шевченко, Б.А.Юрьев. Изв. АН СССР, сер.физ. 30 (1966) 1385.
110. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Шевченко, Б.А.Юрьев. Ядерная физика. 4 (1966) 765.
111. Б.С.Ишханов, Исследование фоторасщепления атомных ядер в области гигантского резонанса. Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Москва, НИИЯФ МГУ, 1976.
112. В.Г.Шевченко, Изучение механизма взаимодействия γ -квантов с атомными ядрами. Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Москва, НИИЯФ МГУ, 1967.
113. И.М.Капитонов, Гигантский дипольный резонанс ядер sd-оболочки. Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Москва, НИИЯФ МГУ, 1983.
114. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Р.А.Эрамжян, ЭЧАЯ. 23 (6) (1992) 1770.

115. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Р.А.Эрамжян, ЭЧАЯ. 26 (4) (1995) 873.
116. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, И.А.Тутынь, Ядерная физика. 58 (1995) 1180.
117. И.А.Тутынь, Парциальные каналы фоторасщепления и гигантский дипольный резонанс ядер $^{35,37}\text{Cl}$, ^{45}Sc , ^{58}Ni . Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, НИИЯФ МГУ, 1995.
118. R.A.Eramzhyan, B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, V.G.Neudatchin. Phys. Rep. 136. №4-6 (1986) 229.
119. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. Письма в ЖЭТФ. 42(11) (1985) 465.
120. J.M.Wyckoff, B.Ziegler, H.W.Koch, R.Uhlig. Phys.Rev. 137B (1965) 576.
121. И.М.Капитонов, Ядерная физика. 38 (1983) 612.
122. P.J.P.Ryan, M.N.Thompson, K.Shoda, T.Tanaka. Nucl.Phys. A411 (1983) 105.
123. R.L.Gulbranson, L.S.Cardman, A.Doron, A.Erell, K.R.Lindgren, A.I.Yavin. Phys.Rev. C27 (1983) 470.
124. E.Kerkhove, H.Ferdinande, R.Van der Vyver, P.Berkvens, P.Van Otten, E.Van Camp, D.Ryckbosch. Phys.Rev. C29 (1984) 2047.
125. E.Kerkhove, H.Ferdinande, P.Van Otten, D.Ryckbosch, R.Van der Vyver, P.Berkvens, E.Van Camp, A.Aksoy. Phys.Rev. C31 (1985) 1071.
126. R.A.Sutton, M.N.Thompson, M.Hirooka, T.Tanaka, K.Shoda. Nucl.Phys. A452 (1986) 41.
127. P.J.P.Ryan, M.N.Thompson. Nucl.Phys. A457 (1986) 1.

128. E.Kerkhove, P.Berkvens, R.Van der Vyver, H.Ferdinande, P.Van Otten, D.Ryckbosch, E.Van Camp. Nucl.Phys. A474 (1987) 397.
129. G.V.O` Rielly, D.Zubakov, M.N.Thompson.Phys.Rev.C40(1989)59.
130. B.S.Dolbilkin, R.L.Kondrat`ev, V.P.Lisin, Sh.Khan, Th.Kiam, K.T.Knopfle, H.J.Shulz, Wen Chenlin, J.Friedrich. Z.Physik A331 (1988) 107.
131. G.H.Miller et.al. Phys.Rev. C6 (1972) 487.
132. Т.Д.Каипов, С.С.Камалов, Р.А.Эрамжян. Zeit. Physics. A322 (1985) 321.
133. М.Гмитро, Т.Д.Каипов, С.С.Камалов, Р.А.Эрамжян. Труды конференции по ядерно-физическим исследованиям, посвященной 50-летию осуществления в СССР реакции расщепления атомного ядра. Харьков. 1982.
134. F.P.Bradt e.a. Journ. Phys.G: Nucl.Phys. 10 (1984) 363.
135. К.Shoda. Труды VI Международного Семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях". ИЯИ АН СССР. 1986. 118.

**ДИССЕРТАЦИИ, ЗАЩИЩЕННЫЕ НА СОИСКАНИЕ УЧЕНОЙ
СТЕПЕНИ ДОКТОРА ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК ПО
ТЕМАТИКЕ ПРЕДСТАВЛЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1. В.В.Балашов "Оболочечная теория ядерных реакций"
Физический факультет МГУ, Москва, 1964 г.
2. В.Г.Неудачин "Ассоциирование нуклонов в легких ядрах"
Физический факультет МГУ, Москва, 1965 г.
3. В.Г.Шевченко "Изучение механизма взаимодействия γ -квантов с
атомными ядрами" НИИЯФ МГУ, Москва, 1967 г.
4. Р.А.Эрамжян "Слабые взаимодействия в атомных ядрах при
промежуточных энергиях" ОИЯИ, Дубна, 1976 г.
5. Б.С.Ишханов "Исследование фоторасщепления атомных ядер в
области гигантского резонанса" НИИЯФ МГУ, Москва, 1976 г.
6. Г.Я.Коренман "Кинетика образования мезоатомов и
мезоатомные процессы" НИИЯФ МГУ, Москва, 1982 г.
7. И.М.Капитонов "Гигантский дипольный резонанс ядер sd-
оболочки" НИИЯФ МГУ, Москва, 1983 г.

**КАНДИДАТЫ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК,
ПОДГОТОВЛЕННЫЕ ПО ТЕМАТИКЕ ПРЕДСТАВЛЕННЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

1. Н.Н.Баламатов (Москва)
2. Б.И.Горячев (Москва)
3. Е.В.Лазутин (Москва)
4. Е.С.Омаров (Ташкент)
5. В.Г.Канзюба (Дубна)
6. В.И.Шведунов (Москва)

7. Ж.Л.Кочарова (Ереван)
8. А.В.Шумаков (Москва)
9. Ю.И.Прокопчук (Киев)
10. А.И.Гутий (Ужгород)
11. К.М.Иргашев (Самарканд)
12. М.Х.Жалилов (Самарканд)
13. У.Р.Арзибеков (Ташкент)
14. А.С.Габелко (Москва)
15. А.Н.Гольцов (Москва)
16. А.П.Черняев (Москва)
17. И.А.Тутынь (Рига)
18. Р.А.Эрамжян (Дубна)
19. В.А.Вартанян (Ереван)
20. Л.А.Тосунян (Москва)
21. Р.А.Сакаев (Уфа)
22. Г.Я.Коренман (Москва)
23. В.Я.Коротких (Москва)
24. Н.М.Кабачник (Москва)
25. Х.-Ю.Унгер (Германия)
26. Е.Л.Ядровский (Обнинск)
27. С.И.Гришанова (Москва)
28. Н.Н.Титаренко (Обнинск)
29. Е.Ф.Кисляков (Минск)
30. Н.П.Юдин (Москва)
31. Л.Майлинг (Чехия)
32. Ю.И.Белый (Ростов-на-Дону)

МОНОГРАФИИ, УЧЕБНЫЕ ПОСОБИЯ, ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ И ЛЕКЦИОННЫЕ КУРСЫ, СОЗДАННЫЕ ПО ТЕМАТИКЕ ВЫПОЛНЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1. Монографии:

1. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжян "Поглощение мезонов атомными ядрами". Атомиздат, Москва, 1978, с.1-294.
2. V.G.Shevchenko, N.P.Yudin "The Nature of the Giant Resonance in Photonuclear Reactions". Atomic Energy Review, vol.3, №3, Atomic Energy Agency, Vienna, 1965. p.3-138.
3. V.V.Balashov, R.A.Eramzhyan "Muon Capture by Nuclei and Problems of Weak Interactions". Atomic Energy Review, vol.5, №3. Atomic Energy Agency, Vienna, 1967. p.1-118.
4. R.A.Eramzhyan, B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, V.G.Neudatchin, "The Giant Dipole Resonance in Light Nuclei and Related Phenomena". Physics Reports, vol.136, №№4-6. North-Holland, Amsterdam, 1986. p.229-400.
5. Goncharova N.G., Kissener H.R., Rotter I. "Microscopic Studies of Electric Dipole Resonances in 1p-Shell Nuclei", Fortschritte der Physik, vol.35. Akademie Verlag, Berlin, 1987. p.270-379.

2. Учебные пособия:

1. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов "Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами" часть I (конспект лекций). Издательство Московского университета, 1976г.
2. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов "Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами". Издательство Московского университета, 1979 г.

3. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.И.Шведунов "Изобараналоговые состояния в фотоядерных реакциях". Издательство Московского университета, 1981 г.
4. Н.Г.Гончарова "Ядерные исследования на ускорителях промежуточных энергий" Конспект лекций, часть 2. Издательство Московского университета, 1981 г.
5. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.И.Мокеев "Ядерная физика" часть 2. Издательство Московского университета, 1981 г.
6. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов "Атомные ядра". Издательство Московского университета, 1986.

3. Лабораторные работы:

1. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов "Калибровка бетатрона по энергии. Измерение кривой выхода фотоядерной реакции". НИИЯФ МГУ, 1969 г.
2. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов "Калибровка бетатрона по энергии. Измерение кривой выхода фотоядерной реакции". НИИЯФ МГУ, 1975 г.
3. Ф.А.Живописцев, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов "Восстановление эффективных сечений фотоядерных реакций из кривых выхода". НИИЯФ МГУ, 1980 г.
4. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Н.Орлин "Метод оптимального измерения выходов фотоядерных реакций". НИИЯФ МГУ, 1994г.

4. Лекционные курсы

1. Фотоядерные реакции.
2. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами

3. Взаимодействие фотонов и электронов с атомными ядрами.
4. Структура ядер.
5. Ядерные реакции.
6. Физика гиперядер.
7. Физика ядра при промежуточных энергиях.

**ОТКРЫТИЯ ПО ТЕМАТИКЕ ПРЕДСТАВЛЕННЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ, ВНЕСЕННЫЕ В ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
РЕЕСТР ОТКРЫТИЙ:**

1. №173: "Явление резонансного поглощения отрицательных мюонов атомными ядрами" (авторы: В.В.Балашов, Н.М.Кабачник, В.Б.Беляев, И.Войтовска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, Р.А.Эрамжян, В.С.Роганов)
2. №342: "Закономерность конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса у легких атомных ядер" (авторы: Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Неудачин, В.Г.Шевченко, Н.П.Юдин)

**ГОСУДАРСТВЕННЫЕ ПРОГРАММЫ, В РАМКАХ КОТОРЫХ
ВЫПОЛНЕНЫ ИССЛЕДОВАНИЯ:**

1. Исследование электромагнитного взаимодействия с энергией до 50 МэВ с атомными ядрами.
2. Университеты России
3. Российский Фонд Фундаментальных Исследований
4. Фундаментальная ядерная физика

ОСНОВНЫЕ ОПУБЛИКОВАННЫЕ ТРУДЫ И ОТКРЫТИЯ, ПОДТВЕРЖДАЮЩИЕ ТВОРЧЕСКИЙ ВКЛАД СОИСКАТЕЛЕЙ

1. V.V.Balashov, R.A.Eramzhyan. Muon Capture by Nuclei and Problems of Weak Interactions. Atomic Energy Review, vol.5, № 3, p.1-118. Atomic Energy Agency, Vienna, 1967.
2. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжян. Поглощение мезонов атомными ядрами. Атомиздат, Москва, 1978. стр.1-294.
3. В.В.Балашов, В.Б.Беляев, Н.М.Кабачник, Р.А.Эрамжян. Резонансный механизм испускания нейтронов при захвате мюонов кислородом. Phys. Lett. 9 (1964) 168.
4. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжян. Роль экспериментов на совпадение в исследовании мю-захвата и радиационного захвата пионов. ЭЧАЯ. 4 (1973) 585.
5. В.В.Балашов, Р.Вюнш. Единое описание прямых и резонансных процессов в радиационном захвате пионов легкими ядрами. Фотопионная ядерная физика. 1978. стр. 155.
J. Phys. G: Nucl.Phys. 4 (1978) L239.
6. В.В.Балашов. Мультипольные гигантские резонансы в мезон-ядерных взаимодействиях. Труды IV Семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях". Москва. 1977; М.-Наука. 1979. стр. 84.
7. V.G.Neudachin, V.G.Shevchenko, N.P.Yudin. The orbital Young diagram as a shell model quantum number in light nuclei and some cluster phenomena in nuclear reactions. Phys. Lett. 10 (1964) 180.
8. V.G.Neudachin, V.G.Shevchenko. Monopole part of Majorana forces and giant dipole resonance in the 1d-2s shell nuclei. Phys. Lett. 12 (1964) 18.

9. Р.А.Эрамжян. Гигантский резонанс фоторасщепления ядра Li^6 . Изв. АН СССР, сер. физ. 28 (1964) 1181.
10. V.G.Shevchenko, N.P.Yudin. The Nature of the Giant Resonance in Photonuclear Reactions. Atomic Energy Review, vol.3, №3. Atomic Energy Agency, Vienna. 1965. стр. 3-138.
11. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Неудачин, Р.А.Эрамжян. Дипольный гигантский резонанс в ядрах р-оболочки - конфигурационное расщепление и кластерные эффекты. ЭЧАЯ. 12 (1981) 905-961.
12. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Неудачин, Р.А.Эрамжян. Конфигурационное расщепление дипольного гигантского резонанса у ядер (2s-2d)-оболочки. ЭЧАЯ. 14 (1983) 286-328.
13. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. Явление конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса ядер 2s2d-оболочки. Письма в ЖЭТФ. 42 (1985) 465.
14. R.A.Eramzhyan, B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, V.G.Neudatchin. The Giant Dipole Resonance in Light Nuclei and Related Phenomena. Physics Reports, vol.136, №№4-6. North-Holland, Amsterdam. 1986. p.229-400.
15. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Неудачин, В.Г.Шевченко, Р.А.Эрамжян, Н.П.Юдин. Конфигурационное расщепление дипольного гигантского резонанса в атомных ядрах. УФН. 160 (1990) 57-99.
16. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Р.А.Эрамжян. Исследование дипольного гигантского резонанса в $(\gamma, \chi\gamma')$ -экспериментах. ЭЧАЯ. 23 (1992) 1770-1826.

17. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, И.А.Тутынь. Парциальные каналы распада дипольного гигантского резонанса ядра ^{58}Ni . Ядерная физика. 56, №8 (1993) 1.
18. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Р.А.Эрамжян. Парциальные сечения фоторасщепления ядер sd-оболочки, извлекаемые на основе спектрометрирования протонов и гамма-квантов девозбуждения. ЭЧАЯ. 26 (1995) 873-931.
19. Явление резонансного поглощения отрицательных мюонов атомными ядрами (авторы: В.В.Балашов, Н.М.Кабачник, В.Б.Беляев, И.Войтовска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, Р.А.Эрамжян, В.С.Роганов). Внесено в Государственный реестр открытий СССР в 1976 г. под №173.
20. Закономерность конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса у легких атомных ядер (авторы: Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Г.Неудачин, В.Г.Шевченко, Н.П.Юдин). Внесено в Государственный реестр открытий СССР в 1987 г. под № 342.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	1
Коллективное возбуждение ядер в мюон-ядерных и мезон-ядерных взаимодействиях	12
Конфигурационное расщепление дипольного гигантского резонанса	26
Фотоядерные эксперименты в НИИЯФ МГУ	47
Конфигурационное расщепление фермиевского и гамов-теллеровского гигантских резонансов	67
Заключение	78
Литература	82
Диссертации, защищенные на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по тематике представленных исследований	93
Кандидаты физико-математических наук, подготовленные по тематике представленных исследований	93
Монографии, учебные пособия, лабораторные работы и лекционные курсы, созданные по тематике выполненных исследований	95
Открытия по тематике представленных исследований, внесенные в государственный реестр открытий	97
Государственные программы, в рамках которых выполнены исследования	97
Основные опубликованные труды и открытия, подтверждающие творческий вклад соискателей	98