

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

94-9-195

P4-94-129

С.Н.Беляев¹, О.В.Васильев¹, В.В.Воронов,
А.А.Нечкин¹, В.Ю.Пономарев, В.А.Семенов¹

(γ, n)-СЕЧЕНИЕ НА ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ГИГАНТСКОГО
КВАДРУПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Направлено в журнал "Ядерная физика"



¹НИИМФ Саратовского государственного университета

1. Введение

В настоящее время изучение гигантского квадрупольного резонанса (ГКР) проводится с использованием различных механизмов возбуждения 2^+ -состояний: электронного и адронного рассеяния, реакций радиационного захвата и обратных им, кулоновского возбуждения [1-3]. Имеющиеся результаты позволяют с той или иной степенью достоверности определить ряд характеристик ГКР, таких, как положения центров тяжести его изокалярной и изоветторной ветвей, ширины, интегральные силы состояний и истерпывание энергетически взвешенного правила сумм (ЭВПС) [4-7]. Теоретические расчеты проводились как в рамках коллективных моделей [8], так и на основе микроскопических подходов [9-16]. Эксперименты и расчеты выполнялись и для легких, и для тяжелых ядер, что позволило получить систематичку положений и ширины резонанса. А по структуре ГКР достоверные сведения отсутствуют, что, собственно, и служит одним из стимулов для ведущихся в настоящее время исследований.

Существуют, однако, причины, которые приводят, во-первых, к необходимости применения различных экспериментальных методов, во-вторых, к трудностям при сопоставлении зачастую неоднозначных результатов. Связываются недостаточная селективность по отношению к возбуждению состояний различной мультипольности, фоновая подложка в сечениях рассеяния, низкий уровень чувствительности в (ν, γ) - и (p, γ) -измерениях, невысокое энергетическое разрешение и малый уровень статистики в совпадающих экспериментах и кулоновском возбуждении.

При экспериментальном изучении ГКР необходимо получить сведения о принадлежности возбуждаемых состояний ядра к 2^+ -состояниям (по анализу угловых распределений продуктов реакции или проследив конкретный вариант распада), оценить характеристики резонанса из дифференциальных и интегральных сечений реакций, получить информацию о корректности результатов расчетов в рамках той или иной модели, объясняющей механизм возбуждения и распада резонансных состояний.

Изучение различных каналов распада гигантских резонансов (ГР) имеет важное значение для понимания процесса ослухания резонансов. Как правило, из эксперимента вытекают такие их характеристики, как энергетическое положение, амплитуда (или интегральная интенсивность) переходов, ширина. В теоретических моделях достаточно корректно (это видно из сравнения с опытом) получаются положения и интегральные интенсивности резонансов.

Сама возможность появления резонанса определяется локализацией возбужденных состояний определенной мультиплетности в достаточно узкой области энергий. В случае ГР это условие выполняется для средних и тяжелых ядер, тогда как в легких ядрах (до $A \sim 60$) наблюдается значительная фрагментация уровней, не позволяющая оценить даже их центроид энергии и ширину области локализации. В данной работе обсуждаются результаты измерений и расчетов на ядрах ^{208}Pb , ^{209}Bi . Целью является получение сечений (γ, n) - реакции с высоким уровнем разрешения в области энергий от порога реакции до 26 МэВ, определение области локализации изовекторного ГР, оценка его интегральных характеристик. Поскольку задача изучения структуры сечений в области ГР является предметом настоящих исследований, то проблема учета ширины состояний при расчете сечений фотологирования в рамках различных моделей также будет нас интересовать ввиду их возможной экспериментальной оценки.

2. Методика и техника эксперимента, анализ (γ, n)-сечений

При экспериментальном изучении структуры (γ, n)-сечений использовалась тормозная методика: измерение выходов фотоэлектронов из образца, облучаемого γ -квантами тормозного излучения электронов, и расчет сечения из полученных данных. Измерения проводились с использованием в качестве ускорителя электронов бетатрона с максимальной энергией 25 МэВ, применялся многоканальный метод [17] с управляющей ЭВМ на линии с экспериментом. Шаг по граничным энергиям тормозного пучка $E_{\gamma_{max}}$, порядок сканирования по энергии, статистическая точность измерений определялись желаемым уровнем разрешения в получаемых сечениях и были подобраны в ходе тестовых измерений на ядрах, имеющих сложную форму сечения (типа ^{16}O), и вычислительного эксперимента.

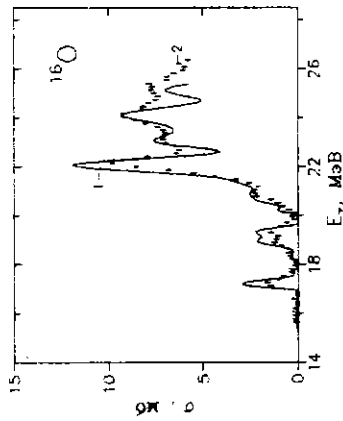


Рис.1. Экспериментальные $\sigma(\gamma, n)$ на ^{16}O : 1 - данные настоящей работы (погрешность вдоль кривой сечения 0,3 - 0,5 мб); 2 - результаты работы [23]

В данной методике (γ, n)-сечение есть результат решения интегрального уравнения Фредгольма 1 рода - обратной задачи восстановления функции по данным эксперимента. Получение рассматриваемых в настоящей работе экспериментальных данных стало возможным при выполнении двух условий:

- 1) обеспечения проведения измерений выходов фотоэлектронов с малым шагом и требуемой точностью [18];
- 2) применения для расчета сечений метода статистической регуляризации [19], в основе которого лежит использование вероятностного характера экспериментальных величин.

Непосредственно измеряемыми величинами в эксперименте являются выход фотоэлектронов $N(E_{\gamma_{max}})$ и доза γ -излучения $D(E_{\gamma_{max}})$, регистрируемая сцинтилляционным импульсным дозиметром. Эта измеренная величина при каждом импульсе γ -квантов для заданного числа значений $E_{\gamma_{max}}$. В промежутках между импульсами вычисляется случайная величина $N(E_{\gamma_{max}})/D(E_{\gamma_{max}})$ и ее достаточные статистики, что позволяет на любой стадии эксперимента определить выборочное среднее и дисперсию. Приведенный к единице дозы выход фотоэлектронов $Y(E_{\gamma_{max}})$ получается нормировкой значений $D(E_{\gamma_{max}})$ на показания алюминиевой абсолютной камеры, имеющей расчетную чувствительность от $E_{\gamma_{max}}$. В эксперименте использовался измерительный комплекс на базе УВК "MERA-SAMAC 125/SM4A", мини-ЭВМ "САРАТОВ-2" и программно-управляемых блоков, описанный в работах [20,21].

Калибровка энергетической шкалы осуществлялась по порогам вылета нейтронов и пику при энергии 24,04 МэВ в сечении на ^{16}O , положение которого известно с высокой точностью (данные взяты из [22]). Приведенное на рис. 1

(γ, n) -сечение на ^{16}O хорошо согласуется с данными, полученными в Сакле [23] с использованием квазиомонотического пучка. Сечения нормированы по площади в интервале энергий 16,5–25 МэВ, при этом значения по [23] взяты с коэффициентом 0,95, полученным при оценивании (γ, n) -сечений на ^{16}O [24].

Фотонейтронное $\sigma(\gamma, Tn)$ получается из расчетного $\sigma_{\text{вкл.}}(E_\gamma)$ после внесения поправки на множественность за порогом $(\gamma, 2n)$ -реакции, полученной на основе статистической теории. Полученные сечения приводятся к абсолютным величинам с использованием в качестве монитора данных из [25].

При анализе сечений достаточно оправданным (и теорией, и опытными данными) является предположение о резонансном характере линий, суперпозицией которых может быть представлено сечение. Причем каждая из этих линий, в свою очередь, может оказываться огибающей резонансов, не разрешенных экспериментом. В этом случае величинами, сопоставимыми с теорией и аналогичными измерениями, будут амплитуда, ширина и положение данной структуры в сечении, а также вычисленный по этим параметрам ее вклад в интегральное сечение.

Выбор типа резонансных линий может быть обусловлен или физическими соображениями, или исходя из реальных особенностей изучаемых сечений. Возможна аналогия с легкими ядрами, поскольку предполагаемые различия в механизме фотовозбуждения могут больше касаться числа и структуры возбужденных состояний, а не конкретной формы резонансов. Следует отметить, что экспериментально определенные параметры ширины могут оказаться завышенными, если они получены для группировки близких по положению уровней, не разрешаемых по условиям измерений.

3. Теоретические расчеты

Простейшие теоретические оценки [26] для энергий квадрупольных резонансов предполагают значения $E_x \sim 60 A^{-1/3}$ МэВ и $E_x \sim 135 A^{-1/3}$ МэВ для изосталарных и изовекторных резонансов соответственно. Проблема ватухания ГР посвящено большое число обзоров [9–13]. В настоящее время общепринято считать, что основным механизмом ватухания резонансов является связь с частично-дырочных конфигураций с более сложными состояниями, причем коллективные вибрационные моды вносят существенный вклад в эту связь. В настоящей работе при анализе экспериментальных данных мы будем

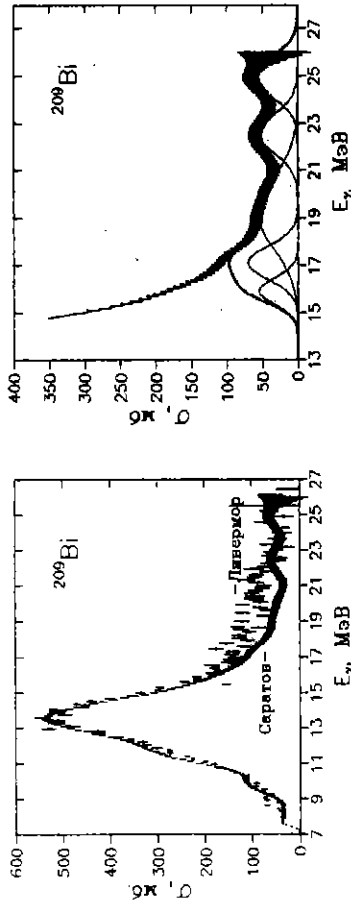


Рис.3. Высокоэнергетичная часть

(γ, n) – сечения на ^{209}Bi (штрихи) и аппроксимирующие ее гауссовы линии и их сумма (сплошные кривые), построенные по параметрам из табл. 1

Рис.2. Экспериментальные $\sigma(\gamma, Tn)$

на ^{209}Bi : штрихи – данные настоящей работы; штрихи с центральной точкой – данные работы [28]

использовать квазичастично-фононную модель (КФМ), хорошо зарекомендовавшую себя при описании достаточно широкого круга ядерных явлений. Подобное описание КФМ можно найти в [12].

Все расчеты, представленные в данной работе, выполнены с модифицированной программой GILES [27] с использованием параметров потенциала Саксона-Вудса из [12].

4. Обсуждение результатов

4.1. ^{209}Bi -экспериментальные данные

Измерения выходов фотонейтронов проведены в интервале энергий от порога реакции до 26 МэВ с шагом 100 кэВ. Полученное сечение приведено на рис. 2 в сравнении с данными из [28]. Из рисунка видно, что оно имеет сложную форму вдоль всей кривой с отчетливыми особенностями как на восходящей ветви, так и в области ГКР. Данные работы [28] из-за отсутствия разброса точек в сечении не позволяют сколько-нибудь уверенно судить о наличии или отсутствии структур. Экспериментальные результаты,

Таблица 1: Параметры представления фотонейтронного сечения на ^{209}Bi набором гауссовых линий и вклады отдельных резонансов в интегральное сечение

N	σ , мб	E, МэВ	δ , МэВ	Γ^* , МэВ	Вклад, мб·МэВ	Вклад, %
1	28 ± 7	$7,639 \pm 0,018$	$0,180 \pm 0,027$	0,42	19,6	0,45
2	34 ± 2	$8,23 \pm 0,06$	$0,39 \pm 0,09$	0,92	33,2	1,19
3	98 ± 2	$9,79 \pm 0,03$	$0,61 \pm 0,05$	1,44	149,8	5,35
4	145 ± 3	$11,343 \pm 0,026$	$0,559 \pm 0,020$	1,32	203,2	7,26
5	534 ± 2	$13,557 \pm 0,009$	$1,303 \pm 0,021$	3,07	1744,1	62,3
6	54 ± 35	$15,9 \pm 0,3$	$0,57 \pm 0,10$	1,33	77,2	2,76
7	70 ± 39	$17,1 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,3$	1,74	122,8	4,39
8	56 ± 5	$19,2 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,7$	3,5	210,6	7,52
9	56 ± 7	$22,54 \pm 0,10$	$0,82 \pm 0,15$	1,92	115,1	4,11
10	65 ± 3	$24,96 \pm 0,15$	$0,80 \pm 0,15$	1,88	130,3	4,66

* Ширина на полувысоте $\Gamma = 2,355 \delta$.

4.2. ^{209}Pb - теоретические расчеты и экспериментальные данные

Наиболее полный набор параметров по изосталарному E_{20} -резонансу получен в работах по (e, e') -рассеянию и адронному рассеянию. Систематика экспериментальных данных [4] показывает наличие зависимости от A положения и ширины резонанса, процент исчерпывания ЭВПС, влияние на эти оценки оболочечных эффектов. Приспано, что в легких ядрах наблюдается значительная фрагментация E_{20} -сил, но в области тяжелых ядер ситуация не ясна. Эксперименты по неупругому рассеянию электронов [33] для ^{209}Pb дают результаты, противоречащие данным по (p, p') -реакции, полученным также с высоким разрешением [34] и указывающим на компактную группировку сил при энергии $\approx 10,6$ МэВ и на несколько дискретных пиков ниже по энергии.

В ряде работ изучаются распадные свойства изосталарного ГКР. Рассматривается как распад с испусканием частиц (см., например, [35-37]), так и гамма-канал [38]. В сочетании с теоретическими расчетами вероятностей пе-

полученные в (p, γ) - и (n, γ) -реакциях [29,30], указывают на существование изосталарного ГКР с положением $23,7$ МэВ и $22,5$ МэВ соответственно. В [30] для ширины резонанса получены оценки ~ 6 МэВ, имеющую значительную погрешность. Эти оценки - результат сравнения измеренных данных по асимметрии захватных γ -квантов с рассчитанными по модели прямого-полупрямого захвата [31]. При таком сравнении используются имеющиеся данные по гигантскому дипольному резонансу, а параметры ГКР получают в результате подгонки, что не позволяет извлечь достаточно подробную информацию о структуре резонанса.

Данные настоящей работы дают возможность выделить несколько пиков, формирующих высокоэнергетическую часть сечения, и получить их параметры. Результат такого представления приведен в табл. 1. Видно, что, например, резонанс с энергией $22,5$ МэВ имеет значительно меньшую ширину - около 2 МэВ на половине высоты описывающей его гауссовой линии. Доля этого пика в интегральном сечении (~ 115 мб·МэВ, т.е. около 4%) также явно не достаточно, даже если не учитывать примесь дипольных переходов. Из теоретических оценок [32] также следует, что вклад от ГКР в сечение фотопорложения более значителен: порядка 6% и 1% составляет доля, соответственно, E_{21} - и E_{20} -возбуждений. В качестве объяснения можно предположить, что сила E_2 -переходов распределена в большем диапазоне энергий и форма линии ГКР не может быть описана одной резонансной кривой, а имеет структурные особенности. При этом пик на энергии $22,5$ МэВ исчерпывает большую часть силы E_2 -переходов и потому именно он обнаруживается в различных реакциях.

На рис. 3 представлены кривые, рассчитанные по параметрам из табл. 1 (последние пять пиков - каждый в отдельности и суммарная линия), в сравнении с экспериментальными данными. В случае несовпадения положений структур от E_1 - и E_2 -сил для их не очень грубого разделения достаточно определить начало области локализации ГКР по независимому эксперименту. Но это предположение может оказаться неверным и близкие к реальности параметры резонанса даст лишь сопоставление его интегрального сечения с оценками по ЭВПС.

реходов и ширин возбужденных состояний появилась возможность разбивать совпадающие эксперименты. Их преимущество — увеличение селективности, избавление от фона, лучшее разрешение в получаемых сечениях.

Все вышесказанное в равной мере касается и $E_{2,1}$ — резонанса, т. е. для него имеющиеся данные явно недостаточны, в знание распадных мод облегчает разработку методов измерения и интерпретации результатов. Нужно еще отметить, что практически все методики изучения изовекторного ГКР используют отдельные представления или для разделения вкладов от возбужденной различной мультипольности (в реакциях (e, e') , (p, p') и др.), или при анализе сечений или асимметрий с целью разделения мультипольностей и получения параметров резонанса (в (γ, n) , (n, γ) , (p, γ) , (γ, γ) -реакциях). Свободными от модельных представлений можно считать эксперименты с регистрацией совпадений рассеянных частиц с гамма-квантами разрядки состояний ГКР на основное и низколежащие [38,39] состояния остаточного ядра. Получаемые результаты дают представление о виде распределений изоскалярных и изовекторных квадрупольных сил.

В настоящей работе проведены расчеты в рамках КФМ изоскалярной (ИС) и изовекторной (ИВ) квадрупольных силовых функций фотосовбуждения на ^{208}Pb . Для получения сечений использовалось следующее выражение [26]:

$$\sigma_{\gamma t}(E_{\gamma}) = 3,12 \cdot 10^{-6} E_{\gamma}^3 b(E_2, E_{\gamma}),$$

где $\sigma_{\gamma t}$ выражено в мб, E_{γ} — энергия фотона в МэВ, квадрупольная силовая функция $b(E_2, E_{\gamma})$ в единицах $e^2\text{Фм}^4$.

На рис. 4 представлены теоретические сечения ГКР на ^{208}Pb , а на рис. 5 — сумма дипольного и ИВ квадрупольного сечений в сравнении с экспериментальными данными, полученными в настоящей работе. При расчетах силовых функций $b(E_{\lambda})$ использовался параметр усреднения $\Delta = 1$ МэВ. Расчетное сечение ИС ГКР (центрOID энергии $\sim 11,1$ МэВ для интервала 6 — 14 МэВ и амплитуда в максимуме ~ 10 мб) мало по сравнению с дипольным, имеющим к тому же в данной области энергий ряд особенностей в кривой сечения. Практически пригодны для сравнения сечения в области 20 — 25 МэВ. Из рис. 6 видно, что экспериментальная и теоретическая кривые имеют сложную форму в указанном диапазоне энергий при неплохом качественном согласии.

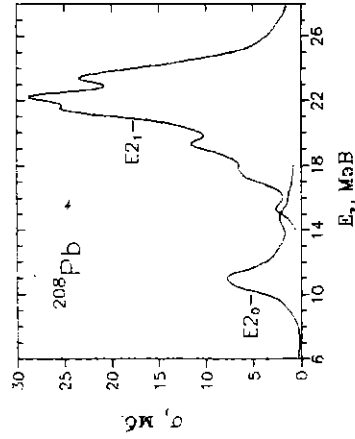


Рис. 4. Теоретические сечения фотосовбуждения изоскалярного и изовекторного ГКР на ^{208}Pb

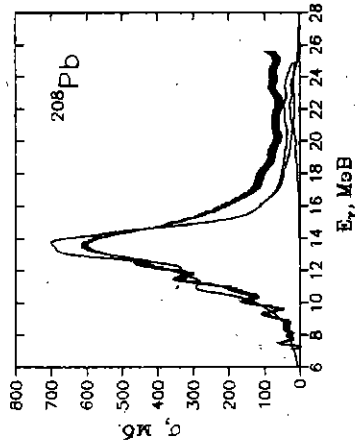


Рис. 5. Экспериментальное (γ, n) — сечение на ^{208}Pb (штрихи) и теоретические E_1 ; E_2 - и $(E_1 + E_2)$ -сечения.

Для более детального сопоставления измеренное сечение было аппроксимировано набором гауссовых линий, параметры которых приведены в табл. 2. Теоретическое сечение ИВ ГКР исчерпывает около 80% ЭВПС, а его центрOID энергии составляет 21,7 МэВ. Расчеты в рамках других моделей дают примерно такое же положение для ИВ ГКР, при этом ширина резонанса (порядка 5 МэВ) является фактически характеристикой области его локализации. Из табл. 2 следует, что имеющиеся на экспериментальной кривой структурные особенности описываются резонансами noticeably меньшей ширины. Наиболее интересны пики при энергии 17,73, 21,28, 24,48 МэВ, дающие основной вклад в интегральное сечение в этой области. В работе [40] приводятся результаты изучения упругого рассеяния фотонов с энергией 17,64 МэВ ($\Delta E = 10$ кэВ), указывается, что наблюдается сильная интерференция E_1 - и E_2 -излучения, которая объясняется существованием в области 17,65–17,68 МэВ локализованных 2^+ — состояний ^{208}Pb . На теоретических кривых E_1 - и E_2 -сечений (см. рис. 6) при этих энергиях также имеются особенности, что позволяет понять как причину ковалентности структуры в экспериментальном сечении (суперпозиция E_1 - и E_2 -состояний), так и ее значительный вклад. Можно отметить очень похожие по положению и амплитудам пики на энергии 19,43 МэВ (табл. 2) и особенность резонансного вида теоретической кривой (см.

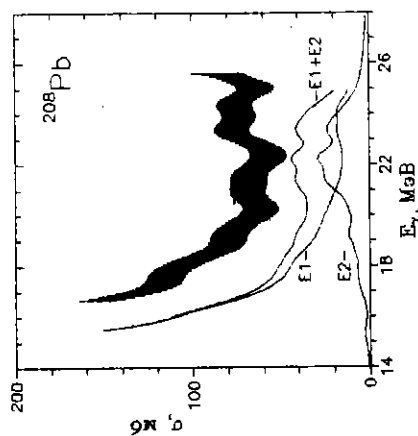


Рис. 6. Высокоэнергетичная часть экспериментального (γ, n) - сечения на ^{208}Pb (выштрихованная область) и теоретические E_1 , E_2 -и ($E_1 + E_2$) - сечения

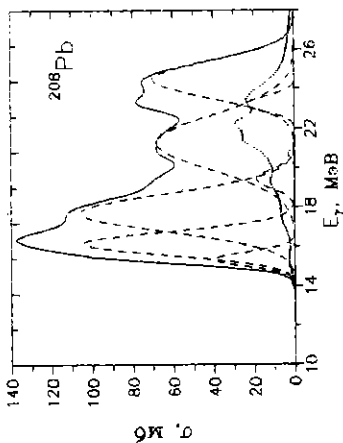


Рис. 7. Огибающая (сплошная кривая) гауссовых линий (пунктирные кривые), построенных по параметрам из табл. 2, в сравнении с теоретическим сечением изовекторного ГРР (точечная кривая)

рис. 7) квадрупольного сечения при отсутствии чего-либо подобного в E_1 -сечении.

Резонанс на энергии 21,28 МэВ имеет ширину 3,25 МэВ и вклад в интегральное сечение свыше 7%. Можно полагать, что именно он исчерпывает большую часть изовекторных E_2 -возбуждений. Если же учесть наличие подложки от E_1 -сечения (не имеющего, кстати, в этой области особенностей в теоретической кривой), то значения ширины и амплитуды (и, соответственно, вклада) станут меньше. Не изменится положение пика, которое находится в хорошем согласии с центром энергии теоретического E_2 -сечения. Аналогичным образом можно рассматривать совместное участие E_1 - и E_2 -сил в формировании структур в экспериментальном сечении в интервале энергий 23–25 МэВ. Это предположение достаточно правдоподобно, поскольку хорошо согласуется с поведением расчетных E_1 - и E_2 -сечений при соответствующих энергиях (наиболее удачно – в области 23 МэВ, см. рис. 6). Очевидно также, что вклад пика при 24,48 МэВ в интегральное сечение должен быть меньшим, поскольку при анализе не учитывалась доля от сечения на более высо-

Таблица 2: Параметры представления фотонейтронного сечения на ^{208}Pb набором гауссовых линий и вклады отдельных резонансов в интегральное сечение

N	σ , мб	E, МэВ	δ , МэВ	Γ , МэВ	Вклад, мб·МэВ	Вклад, %
1	57±4	7,512±0,010	0,101±0,007	0,24	14,6	0,46
2	28±4	7,92±0,05	0,20±0,04	0,47	14,2	0,44
3	10±3	8,30±0,11	0,07±0,03	0,16	1,8	0,06
4	37±4	8,57±0,08	0,27±0,04	0,64	25,4	0,79
5	97±4	9,288±0,019	0,219±0,012	0,52	53,6	1,67
6	136±7	10,037±0,019	0,221±0,013	0,52	75,3	2,35
7	130±6	10,72±0,04	0,300±0,019	0,71	97,7	3,05
8	208±7	11,431±0,023	0,277±0,016	0,65	144,2	4,50
9	93±7	12,20±0,03	0,26±0,05	0,61	61,1	1,91
10	606±3	13,593±0,011	1,202±0,028	2,83	1827,0	56,97
11	40±5	15,35±0,05	0,36±0,04	0,85	35,7	1,11
12	104±5	16,16±0,03	0,60±0,03	1,39	155,2	4,84
13	106±3	17,73±0,07	0,96±0,03	2,26	255,3	7,96
14	19±2	19,43±0,13	0,48±0,03	1,13	23,2	0,72
15	3±1	20,7 ±0,6	0,20±0,04	0,47	1,5	0,05
16	68±2	21,28 ±0,14	1,38±0,07	3,25	236,0	7,36
17	24±3	23,23±0,13	0,38±0,04	0,90	22,6	0,70
18	70±4	24,48±0,07	0,93±0,06	2,19	162,4	5,06

ких энергиях. Более достоверными можно считать оценки для пика с положением 23,23 МэВ, при учете вклада от E_1 -возбуждений, составляющего, как видно по сравнению теоретических кривых, примерно равную с долей от E_2 -возбуждений величину.

Вследствие неизбежного проноса в выделении подложки от E1-сечения возможны систематические погрешности в оценках параметров, из которых извлекается информация о характеристиках ГКР. Но это скрывается, в основном, на величинах амплитуд и ширины, положения резонансов остаются практически неизменными. Следует отметить, что аналогичным образом на характеристики структур влияет уровень экспериментального разрешения. В данной работе разрешение по энергии оказалось достаточным для выделения структур в сечении с ширинами порядка 1 – 3 МэВ, что позволяет сделать вывод как о наличии структур в форме кривых возбуждения ГКР на ядрах ^{208}Pb и ^{208}Bi , так и о предельных значениях ширины E2-состояний при данных энергиях возбуждения.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку по гранту 94-02-05137-а и Государственному комитету РФ по делам науки и высшей школы за поддержку по гранту 2-62-2-14.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Satchler G.R. // Physics Reports (Sect. C of Phys. Lett). 1973. V.14. P.97.
- [2] Nilsson L. // Capture gamma-ray spectrosc. and relat. top. 5 Int. Symp. Knoxville. 1985. P.458.
- [3] Pittman R. // Nucl. Sci. Res. Conf. Ser., V.1, ed. Bertrand F.E. (New York:Harwood). 1980. P.161.
- [4] Bertrand F.E. // Nucl.Phys. 1981. V.A354. P.129.
- [5] Speth J., Van der Woude A. // Rep. Prog. Phys. 1981. V.44. P.719.
- [6] Van der Woude A. // "Lect. notes Phys." Heavy – Ion Collisions, Proc. Int. Summer school. 1982. V.168. P.351.
- [7] Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei, ed. by J.Speth, WSPC, Singapore, 1991.

Таким образом, сравнение экспериментального и теоретического сечений указывает, во-первых, на ряд особенностей в измеренной кривой, которые могут быть интерпретированы как проявление ИВ ГКР, во-вторых, на noticeably меньшую ширину E2-состояний, чем определяемая как ширина области локализации. В ряде экспериментов метода такова, что параметры ГКР являются подгоняемыми в теоретической модели, описывающей экспериментальные данные. Такой подход используется, например, в [41,42], где анализируются данные по асимметрии в угловом распределении поляризованных фотонов из (γ, γ) -реакции и высокоэнергетичных нейтронов из (γ, n) -реакции. Значение ширины оказывается при этом порядка 5–6 МэВ. Изучение структуры ГКР в таких измерениях не представляется возможным, и даже оценка положения резонанса, являясь фактически центром его области локализации, имеет значительный разброс в разных экспериментах, превосходящий приводимые погрешности этих оценок. Из табл. 1 и 2 видно, что при аппроксимации сечений набором гауссовых линий их ширина находится в пределах 1–3 МэВ, что много меньше приводимых в различных систематиках значений ширины ГКР.

5. Заключение

В работе вложены результаты изучения ГР в сечениях фотопоглощения на тяжелых сферических ядрах. Получены экспериментальные данные о сечениях (γ, n) -реакций на ядрах ^{208}Bi и ^{208}Pb , в рамках КФМ сделаны расчеты сечений E1- и E2-возбуждений для ^{208}Pb .

Экспериментальные данные получены с высоким разрешением, что позволило провести их детальное качественное сравнение с теоретическими расчетами в области ГКР и получить параметры пиков, описывающих резонансные структуры в кривых сечений. Можно утверждать, что ГКР в ^{208}Pb имеет ряд структур в сечении (при энергиях 19,43, 21,28, 23,23 МэВ) с ширинами, значительно меньшими ширины области его локализации. В полученном сечении на ^{208}Bi имеется хорошо разрешенная структура резонансного вида, положение которой – 22,5 МэВ – совпадает с определенным в экспериментах по другим методам центром энергии ИВ ГКР. По-видимому, эта структура не исчерпывает всю силу E2-резонанса, поскольку имеет недостаточные ширину и интегральную силу (около 2 МэВ на полувысоте описывающей его гауссовой линии с площадью 115 мб·МэВ).

- [8] Daloz M., Greiner W., Kohr C.B. // *Phys. Rev.* 1966. V.151. P.761.
- [9] Воронов В.В., Соловьев В.Г. // *ЭЧАЯ*. 1983. Т.14. С.1381.
- [10] Bertch G.F., Bortignon P.F., Broglia R.A. // *Rev. Mod. Phys.* 1983. V.55. P.287.
- [11] Wambach J. // *Rep. Prog. Phys.* 1988. V.51. P.989.
- [12] Соловьев В.Г. // *Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы*. М.: Энергоатомиздат. 1989.
- [13] Урин М.Г. // *Релаксация ядерных возбуждений*. М.: Энергоатомиздат. 1990.
- [14] Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. // *Nucl. Phys.* 1977. V.A288. P.376.
- [15] Пальчик В.В., Пятов Н.И., Фанис С.А. // *ЯФ*. 1981. Т.34. С. 903.
- [16] Kamerzhiev S.P., Tertuchny G.Ya., Tseluyaev V.I. // *Phys. Lett.* 1991. V.B267. P.12.
- [17] Богданкевич О.В., Николаев Ф.А. // *Работа с пучком тормозного излучения*. М.: Атомиздат. 1964.
- [18] Беляев С.Н. и др. // *Тез. докл. XXV Совещания "Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра"*. Л.: Наука. 1975. С.423; *Тез. докл. XXX Совещания "Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра"*. Л.: Наука, 1980, С.414; *ИТЭ*, 1980, N1. С.18; *ИТЭ*. 1981. N1. С.21; *Вопросы теоретической и ядерной физики*, Саратов: СГУ, 1982.
- [19] Турчин В.Ф. и др. // *УФН*. 1970. Т.102. С.345.
- [20] Беляев С.Н. и др. // *ЭЧАЯ*. 1992. Т.23. С.1537.
- [21] Беляев С.Н., Васильев О.В., Семенов В.А. // *Тез. докл. XLIII Совещания "Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра"*, Дубна. 1993. С.348.
- [22] Kneissl U. et al. // *Nucl. Instr. Methods*. 1975. V.127. P.1.
- [23] Veysierte A. et al. // *Nucl. Phys.* 1974. V.A227. P.513.
- [24] Fuller E.G. // *Physics Reports*. 1985. V.127. P.185.
- [25] Dietrich S.S., Bergman B.L. // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1988. V.38. P.199.
- [26] Бор О., Молтelson Б. // *Структура атомного ядра*. Пер. с англ. М.: Мир. 1977.
- [27] Пономарев В.Ю., Стоянова О. и Стоянов Ч. // *Препринт ОИЯИ Р4-81-704*. Дубна. 1981.
- [28] Harvey R.R. et al. // *Phys. Rev.* 1964. V.136. P.B126.
- [29] Snover K.A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V.32. P.317.
- [30] Hakansson A. et al. // *Nucl. Phys.* 1990. V.A512. p.399.
- [31] Bergqvist I. et al. // *Nucl. Phys.* 1984. V.A419. P.509.
- [32] Hayward E. // *Lecture Notes in Physics. Photonicuclear Reactions*. Ed. by S.Costa and C.Schaerf. 1977. P.341.
- [33] Kuhner G. et al. // *Phys. Lett.* 1981. V.104B. P.189.
- [34] Bertrand F.E. et al. // *Phys. Rev.* 1986. V.C34. P.45.
- [35] Cardman L.S. // *Nucl. Phys.* 1981. V.A354. P.173.
- [36] Collins M.T., Chang C.C., Tabor S.L. // *Phys. Rev.* 1976. V.C24. P.387.
- [37] Bracco A. // *Nucl. Phys.* 1988. V.A482. P.421.
- [38] Bertrand F.E., Beene J.R., Horen D.J. // *Nucl. Phys.* 1988. V.A488. P.163.
- [39] Bertrand F.E., Beene R. // *Nucl. Phys.* 1990. V.A520. P.627c.
- [40] Fuhrberg K. et al. // *Europ. Phys. Lett.* 1989. V.9. P.427.
- [41] Dale D.S. et al. // *Preprint (NPL-92-001)*, Urbana. 1992.
- [42] Storm D.W. et al. // *Can. J. Phys.* 1987. V.65. p.677.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 апреля 1994 года.

Р4-94-129
 Беляев С.Н. и др.
 (γ, n)-сечение на тяжелых ядрах
 в области энергий гигантского квадрупольного резонанса

Проведены измерения выходов фотонейтронов из ядер ^{208}Pb и ^{209}Bi с использованием пучка тормозного излучения с граничными энергиями в диапазоне 7—26 МэВ. Анализируются данные в интервале 20—26 МэВ с целью получения информации по структуре и параметрам ГКР. Определены параметры гауссовых линий, описывающих форму кривых сечений, что позволяет оценить вклады состояний, формирующих структуры, в интегральные сечения. Экспериментальные сечения в ^{208}Pb сопоставляются с силовыми функциями фотозобуждения 1^- и 2^+ -состояний, рассчитанными в рамках квазичастично-фононной модели ядра.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Перевод авторов

Р4-94-129
 Belyaev S.N. et al.
 (γ, n) Cross Section in Heavy Nuclei in the Region
 of the Giant Quadrupole Resonance

The yield of photoneutrons is measured in ^{208}Pb and ^{209}Bi by using the bremsstrahlung with the endpoint energy in the range 7—26 MeV. The data from the energy range 20—26 MeV are analyzed to obtain information on the structure and parameters of the GQR. The parameters of the Gaussian curves approximating the cross sections are determined, which allows one to estimate the contribution of different states to the total cross section. Experimental cross sections in ^{208}Pb are compared with strength functions of photoexcitation of 1^- and 2^+ states calculated within the quasiparticle-phonon model.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1994

Принимается подписка на препринты, сообщения Объединенного института ядерных исследований и «Краткие сообщения ОИЯИ». Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

Индекс	Тематика	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	915 р.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	2470 р.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	365 р.
4.	Теоретическая физика низких энергий	735 р.
5.	Математика	460 р.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	275 р.
7.	Физика тяжелых ионов	185 р.
8.	Криогеника	185 р.
9.	Ускорители	460 р.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	560 р.
11.	Вычислительная математика и техника	560 р.
12.	Химия	90 р.
13.	Техника физического эксперимента	720 р.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	460 р.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	460 р.
16.	Дозиметрия и физика защиты	90 р.
17.	Теория конденсированного состояния	365 р.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	90 р.
19.	Биофизика	185 р.
	«Краткие сообщения ОИЯИ» (6 выпусков)	560 р.

Подписка может быть оформлена с любого месяца года. По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 141980, г.Дубна, Московской области

Редактор Е.В.Калинникова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 26.04.94

Формат 60×90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 0,86

Тираж 375. Заказ 47168. Цена 155 р.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области