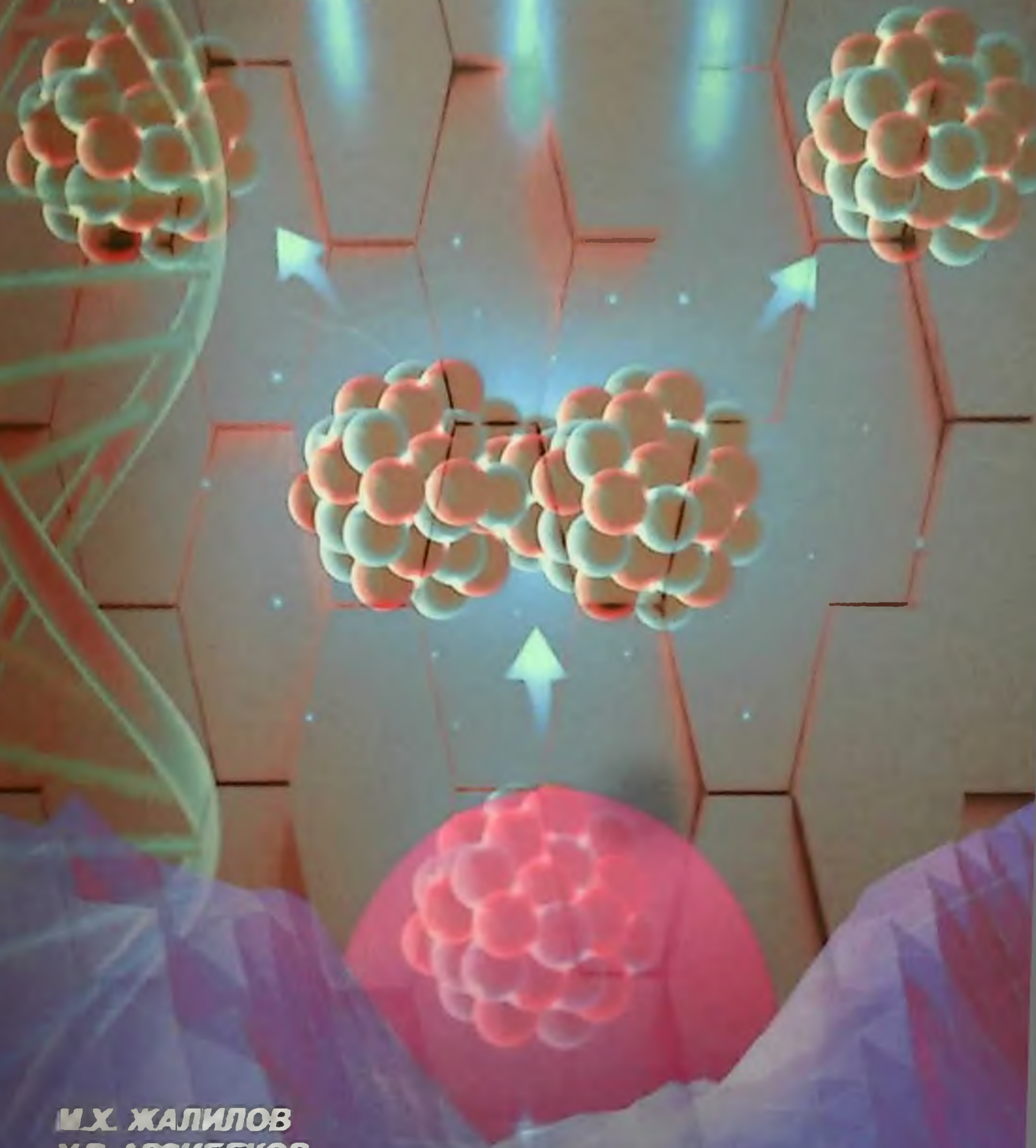


# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $^{31}\text{P}$ И $^{32}\text{S}$



**М.Х. ЖАЛИЛОВ**  
**У.Р. АРЗИБЕКОВ**  
**Ш.Н. ХУДОЙКУЛОВА**

САМАРКАНДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
МЕДИЦИНСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ



М.Х. ЖАЛИЛОВ, У.Р. АРЗЫБЕКОВ, Ш.Ш. ХУДОЙКУЛОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ  
КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ  
ЯДЕР  $P^{31}$  И  $S^{32}$



САМАРКАНД 2023

SamDTU

rot-resurs markazi

М.Х.ЖАЛИЛОВ, У.Р.АРЗИБЕКОВ, Ш.Н.ХУДОЙКУЛОВА.  
Исследование парциальных каналов фоторасщепления ядер  
 $P^{31}$  и  $S^{32}$ . Монография. – Самарканд: СамГМУ, 2022. – 140 с.

ББК: 22.383

УДК: 539.143

### Рецензенты:

Г.Ахмедова - доцент кафедры Ядерной физики и астрономии СамГУ, кандидат физико-математических наук.

Б.Н.Бурхонов - старший преподаватель кафедры Физики, биофизики и медицинской физики СамМУ, кандидат физико-математических наук.

### Аннотация

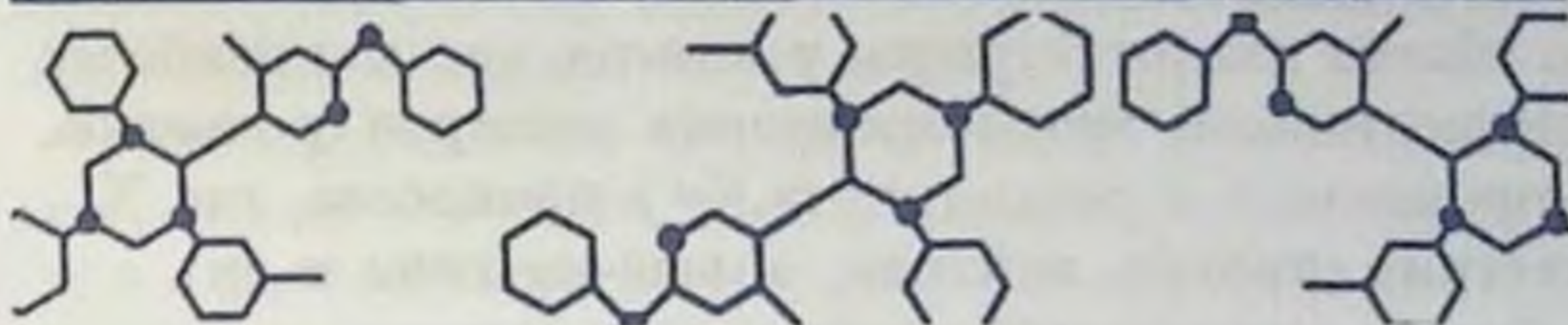
Изучение гигантских резонансов различных мультипольностей, наблюдаемых у всех атомных ядер, является эффективным средством исследования высоковозбужденных состояний. В этом плане доминирует изучение дипольного гигантского резонанса (ДГР), который был открыт чуть более 75 лет тому назад. Это открытие оказалось богатым по своему физическому содержанию. Эксперименты по парциальным фотоядерным реакциям считаются одним из эффективных методов изучения ДГР.

В данной монографии на примере двух ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  описываются  $(\gamma, X\gamma)$ -эксперименты, в которых регистрируются  $\gamma$ -фотоны,  $X$ -нерегистрируемая вылетевшая из ядра частица (протон, нейтрон и т.д.). Обсуждаются особенности постановки таких экспериментов, принципы их интерпретации и конкретные физические результаты. Подчеркивается важность совместного анализа данных  $(\gamma, X\gamma)$ -экспериментов и экспериментов по спектрометрии частиц. Монография считается научным изданием и может быть полезной студентам физикам, магистрантам, а также научным сотрудникам в данной сфере исследований.

ISBN: 978-9943-8660-4-1

М.Х. Жалилов, У.Р. Арзибеков, Ш.Н. Худойкулова, 2022  
«TIBBIYOT KO'ZGUSI» © 2023

## ВВЕДЕНИЕ



В плане изучения гигантских резонансов различных мультипольностей, наблюдаемых у всех атомных ядер, доминирует изучение дипольного гигантского резонанса (ДГР). Связано это с тем, что существующие методы его исследования на фотонных пучках обеспечивают получение надежной и разнообразной информации.

В ранних исследованиях ДГР основное внимание уделялось проблеме его формирования. В фотоядерных экспериментах на тормозных пучках исследовались главным образом эффективные сечения поглощения  $\gamma$ -квантов атомными ядрами. Эти исследования позволили установить универсальность ДГР для всех ядер и достичь понимания сравнительно грубых его свойств. Дальнейшее совершенствование экспериментальных методик привело к обнаружению сложной структуры ДГР, которую не удалось объяснить в рамках традиционных теоретических подходов. Детальное описание структуры ДГР требует изучить как процессы его формирования, так и распада. Совместный анализ этих двух сторон процесса позволяет более глубоко вскрыть природу ДГР и извлечь новую информацию о коллективных ядерных возбуждениях в области энергий возбуждения до 50 МэВ.

В последние годы получили интенсивное развитие эксперименты по изучению так называемых парциальных каналов фоторасщепления. Фотоядерные эксперименты по изучению парциальных каналов фоторасщепления ядер сводятся к измерению энергетических спектров продуктов реакции: фотонуклонов или  $\gamma$ -квантов, снима-

ющих возбуждение конечных ядер. Оба экспериментальных метода реализуются в основном на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения. Использование  $Ge(Li)$ -детекторов большого объема для регистрации  $\gamma$ -квантов сделало наиболее перспективным метод измерения спектров  $\gamma$ -квантов, возникающих в результате  $(\gamma, X\gamma')$ -процессов, где  $X$  – частица (протон, нейтрон, альфа-частица и др), а  $\gamma$  – фотон, снимающий возбуждение конечного ядра и регистрируемый в данной реакции.

Процессы формирования и распада ДГР наиболее детально исследованы для ядер начала и конца  $1d2s$ -оболочки [1]. К числу наиболее существенных физических результатов этих исследований следует отнести наблюдение конфигурационного расщепления ДГР для ядер указанной области [2,3], заключающегося в расщеплении по энергии дипольных переходов нуклонов из внешней  $1d2s$ -оболочки (переходы группы А) и из внутренней  $1p$ -оболочки (переходы группы Б). Центр тяжести переходов второго типа располагается при более высоких энергиях. Другим важным результатом указанных исследований является оценка роли различных механизмов фоторасщепления и прежде всего вывод о большой вероятности распада входных дипольных состояний с вылетом нуклона непосредственно в непрерывный спектр (так называемый, полупрямой распад). Помимо полупрямого механизма в формировании и распаде ДГР участвует и статистический механизм реакции. Последний включает предравновесную и равновесную стадии фотоядерной реакции и объединяет все процессы, начиная с распада входных  $1p1h$ -возбуждений на состояния типа  $2p2h$ . Важно отметить и ценность результатов изучения возможности применения к ДГР концепции изоспинового расщепления.

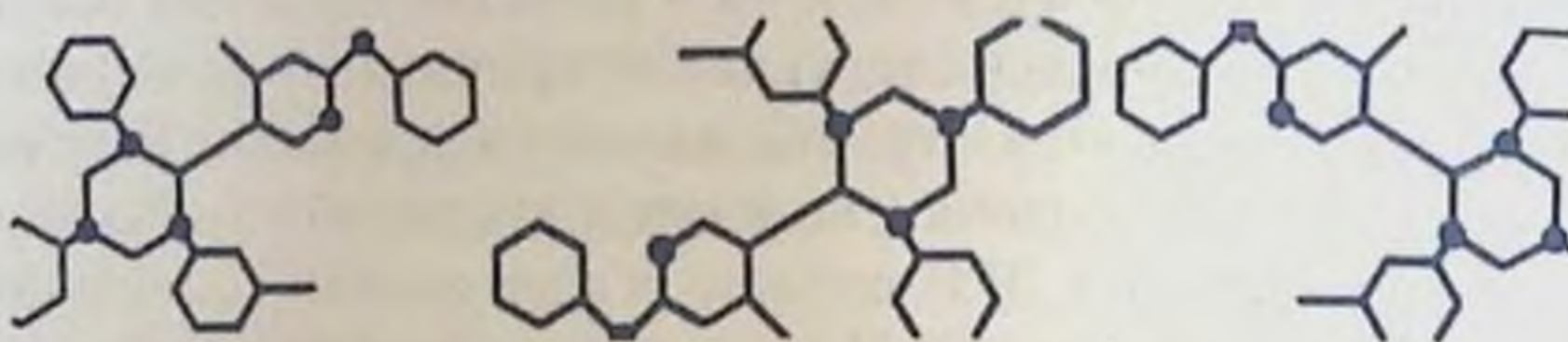
Однако информация такого характера для ядер середины  $1d2s$ -оболочки явно недостаточна. Это не позволяет дополнить сведениями о перечисленных выше главных осо-

бенностях процесса фоторасщепления общую систематику данных о ДГР ядер  $1d2s$ -оболочки и получить достаточно законченную картину дипольного фоторасщепления указанной области ядер.

На основе вышеизложенного задачей наших исследований было получение новых экспериментальных данных о парциальных фотоядерных каналах распада ДГР  $^{31}\text{P}$  и  $^{32}\text{S}$  методом  $(\gamma, X\gamma')$ -реакций и интерпретация этих данных. Выбор ядер  $^{31}\text{P}$  и  $^{32}\text{S}$  в качестве объектов исследования обусловлен следующими причинами: во-первых, эти ядра относятся к группе малоисследованных ядер середины  $1d2s$ -оболочки; во-вторых, сведений о распадных характеристиках ДГР указанных ядер явно недостаточно, особенно для ядра  $^{31}\text{P}$ . Имеющаяся информация для ядер  $^{31}\text{P}$  и  $^{32}\text{S}$  касается в основном эффективных сечений фотонуклонных реакций и то данные о парциальных фотонейтронных сечениях для ядра  $^{32}\text{S}$  практически отсутствуют. Вместе с тем, для ДГР ядра  $^{32}\text{S}$  выполнен ряд корректных теоретических расчетов, в частности [4]. Сравнение данных этих расчетов с ожидаемыми результатами наших исследований позволит проверить эффективность экспериментальной методики и используемых методов интерпретации данных.

Эксперименты выполнены на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения бетатрона НИИЯФ МГУ. Посредством  $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора большого чувствительного объема ( $100 \text{ см}^3$ ) измерялись спектры  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер реакций. Для ядер  $1d2s$ -оболочки имеется довольно обширная спектроскопическая информация. Это с одной стороны позволяет выполнить обработку экспериментальных результатов по  $\gamma$ -спектрам распада конечных ядер, надежно отделив вклад каскадных  $\gamma$ -переходов, а с другой - дать физическую интерпретацию результатов с привлечением данных реакций однонуклонной передачи. Использовались методы интерпретации, разработанные в НИИЯФ МГУ [1,2,5,6].

## ГЛАВА I

ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И  
ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР  $P^{31}$  И  $S^{32}$ 1. Информация о фоторасщеплении ядра  $P^{31}$ 

Для ядра  $P^{31}$  имеются данные о сечениях фотопротонной и фотонейтронной реакции, спектрах фотонуклонов, измеренных при отдельных значениях  $E_{\gamma}^{max}$ , и спектрах  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер, образующихся в различных фотоядерных реакциях. Экспериментальные данные по сечению полного поглощения фотонов отсутствуют. Также отсутствуют и теоретические расчеты ДГР ядра  $P^{31}$ .

Больше всего работ посвящено исследованию сечения фотонейтронной реакции. Однако, во многих из них изучена только низко энергичная ( $E_{\gamma} < 22$  МэВ) область ДГР ядра  $P^{31}$ . Наиболее точные сведения о сечении фотонейтронной реакции получены в работах [7,8], в которых исследование охватывает область ДГР вплоть до 30 МэВ. В работе [7] фотонейтронная реакция исследовалась на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения, а в работе [8] фотонейтронное сечение измерено с помощью квазимонохроматических фотонов. Энергетическое разрешение для энергий 20 МэВ в указанных работах составляло 100 и 200 кэВ соответственно. Полученные

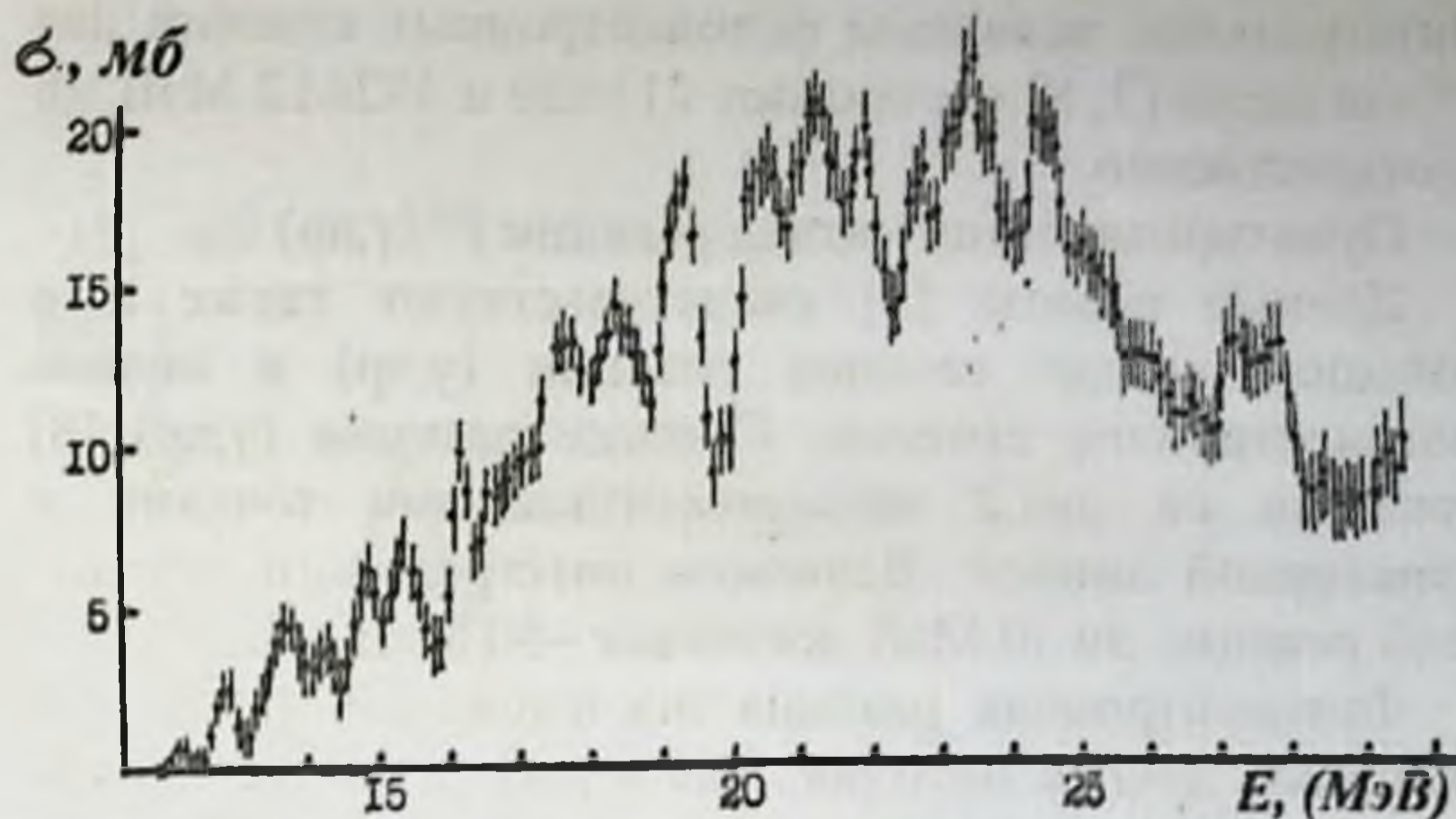


Рис.1. Сечение фотонейтронной реакции для  $R''$ , полученное на пучке тормозных фотонов [7]

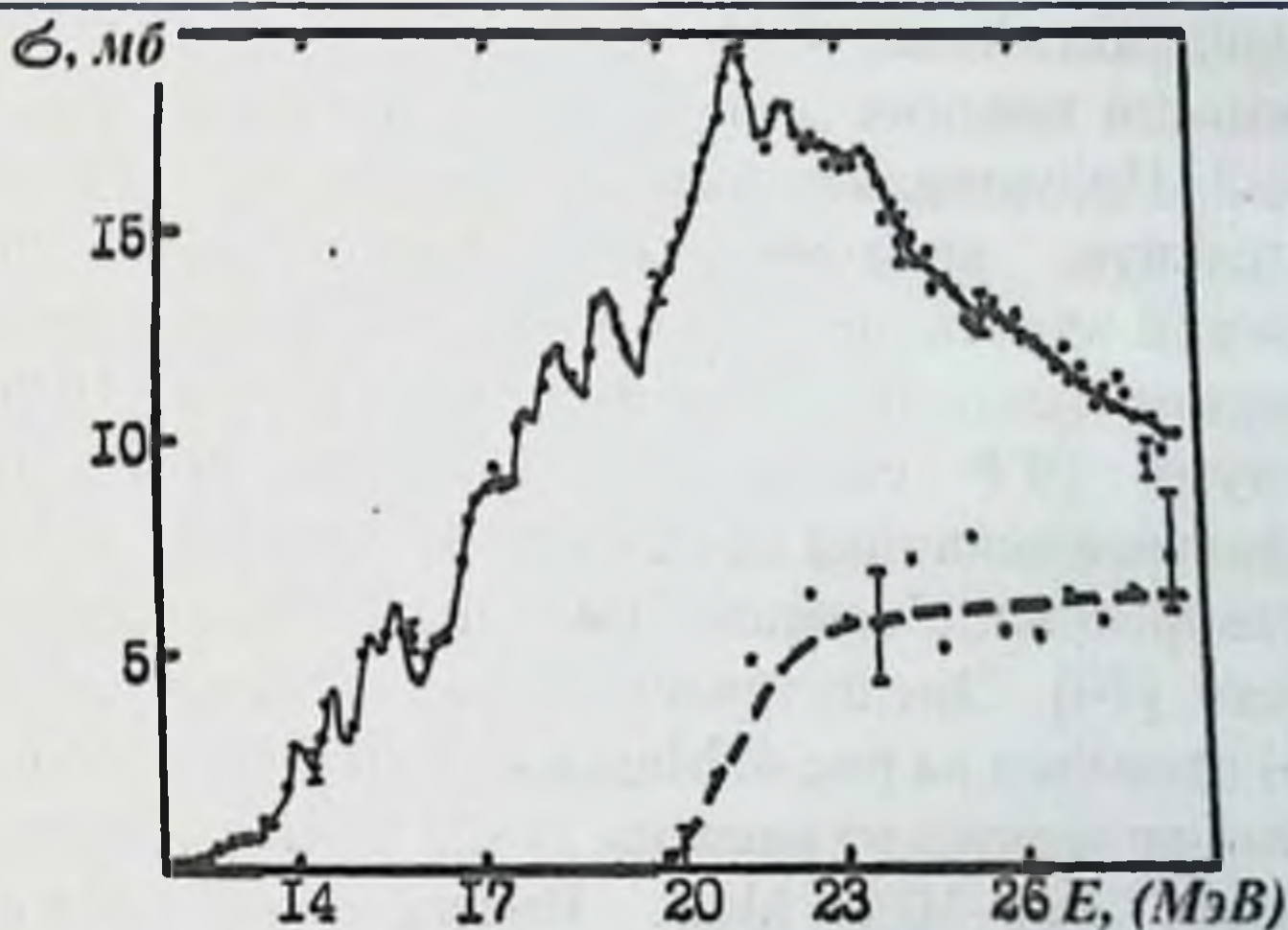


Рис.2. Экспериментальное сечение фотонейтронной реакции для ядра  $R''$ , полученное с помощью квазимонохроматических фотонов [8].

фотонейтронные сечения предоставлены на рис.1 и 2. Эти сечения довольно хорошо согласуются между собой как по форме, так и по положению отдельных резонансов. Общей особенностью сечений является большая ширина ( $\sim 10$  МэВ) гигантского резонанса, максимум которого расположен в области 21-23 МэВ.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Интегральные величины фотонейтронных сечений для  $P^{31}$  согласно [7, 8] составляют  $211 \pm 20$  и  $192 \pm 12$  МэВ,мб соответственно.

Пунктирная линия - вклад реакции  $P^{31}(\gamma, n)$

Данные работы [8] свидетельствуют также и о большом вкладе сечения реакции  $(\gamma, n)$  в полное фотонейтронное сечение. Сечение реакции  $(\gamma, n)$  [8] показано на рис.2 экспериментальными точками и пунктирной линией. Величина интегрального сечения этой реакции до 30 МэВ достигает  $\sim 50$  МэВ,мб.

Фотонейтронная реакция исследовалась также и с помощью других методик. Так в работе [9] методикой наведенной активности измерена кривая выхода фотонейтронной реакции от порога до 60 МэВ. Получена довольно детальная информация об энергетической зависимости сечения реакции  $P^{31}(\gamma, n)$ . Она изображена на рис.3. Представляет интерес то, что сечение имеет значительную величину и обладает резонансной структурой вплоть до энергий 60 МэВ. Энергетическое разрешение данного эксперимента – 500 кэВ. Ширина максимума ДГР составляет примерно 9–10 МэВ. Интегральная величина сечения до 30 МэВ – 15 МэВ,мб.

Фотопротонное сечение для ядра  $P^{31}$  исследовалось в работе [10]. Энергетический ход сечения реакции  $P^{31}(\gamma, p)$  приведен на рис.4. Максимум ДГР согласно этим данным приходится на энергии 21–22 МэВ, а его ширина составляет  $\sim 10$ –10.5 МэВ. Интегральная величина сечения фотопротонной реакции до 30 МэВ составляет  $330 \pm 50$  МэВ,мб. С учетом величины интегрального сечения для фотонейтронной реакции [7,8] сечение полного поглощения составит 530–540 МэВ,мб, что несколько превышает величину 465 МэВ,мб, предсказуемую дипольным правилом сумм Томаса-Райха-Куна ( $60 NZ / A$  МэВ,мб).

Большую информацию о природе ДГР дают

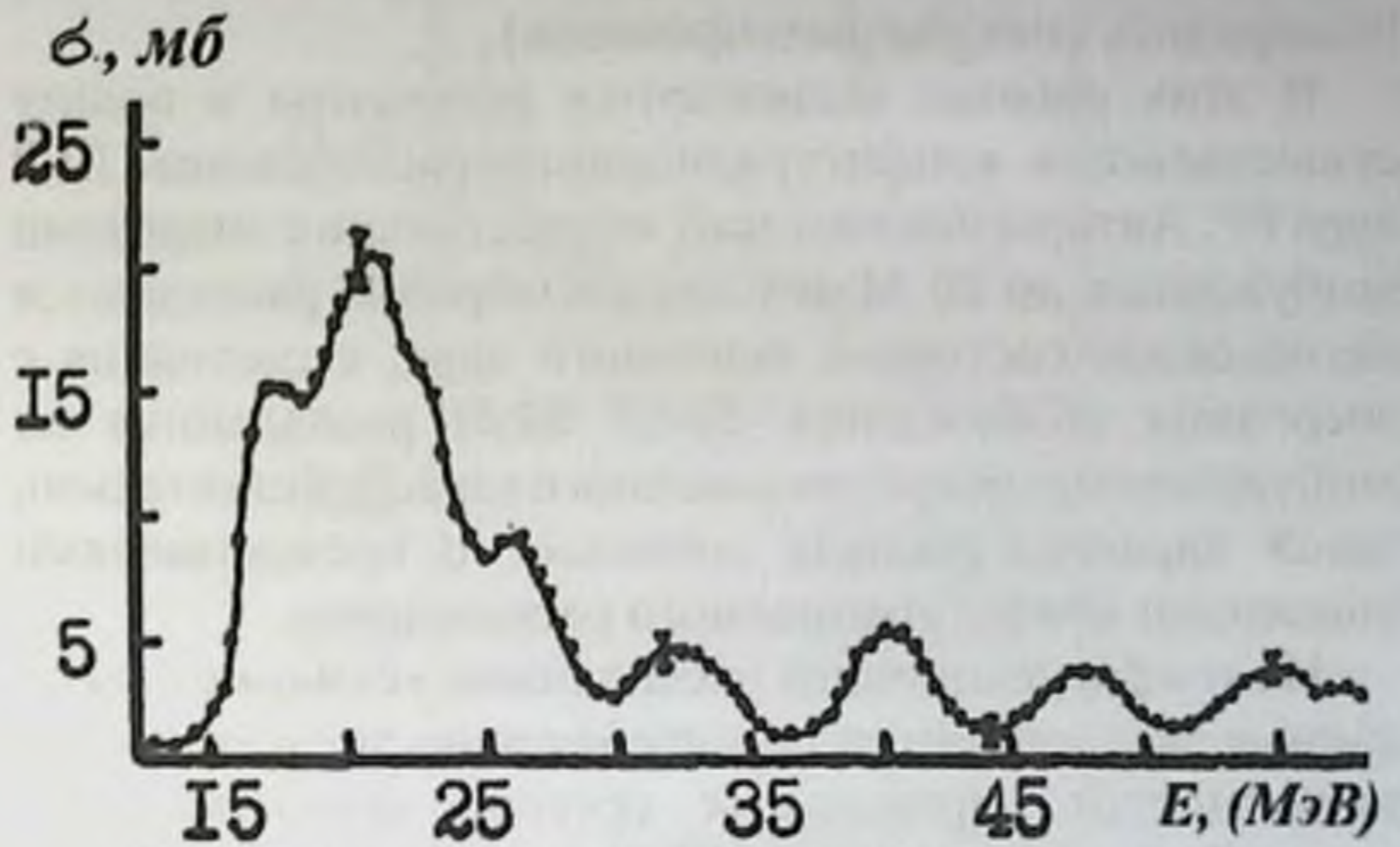


Рис.3. Экспериментальное фотонейтронное сечение для ядра  $P^{32}$  [9].

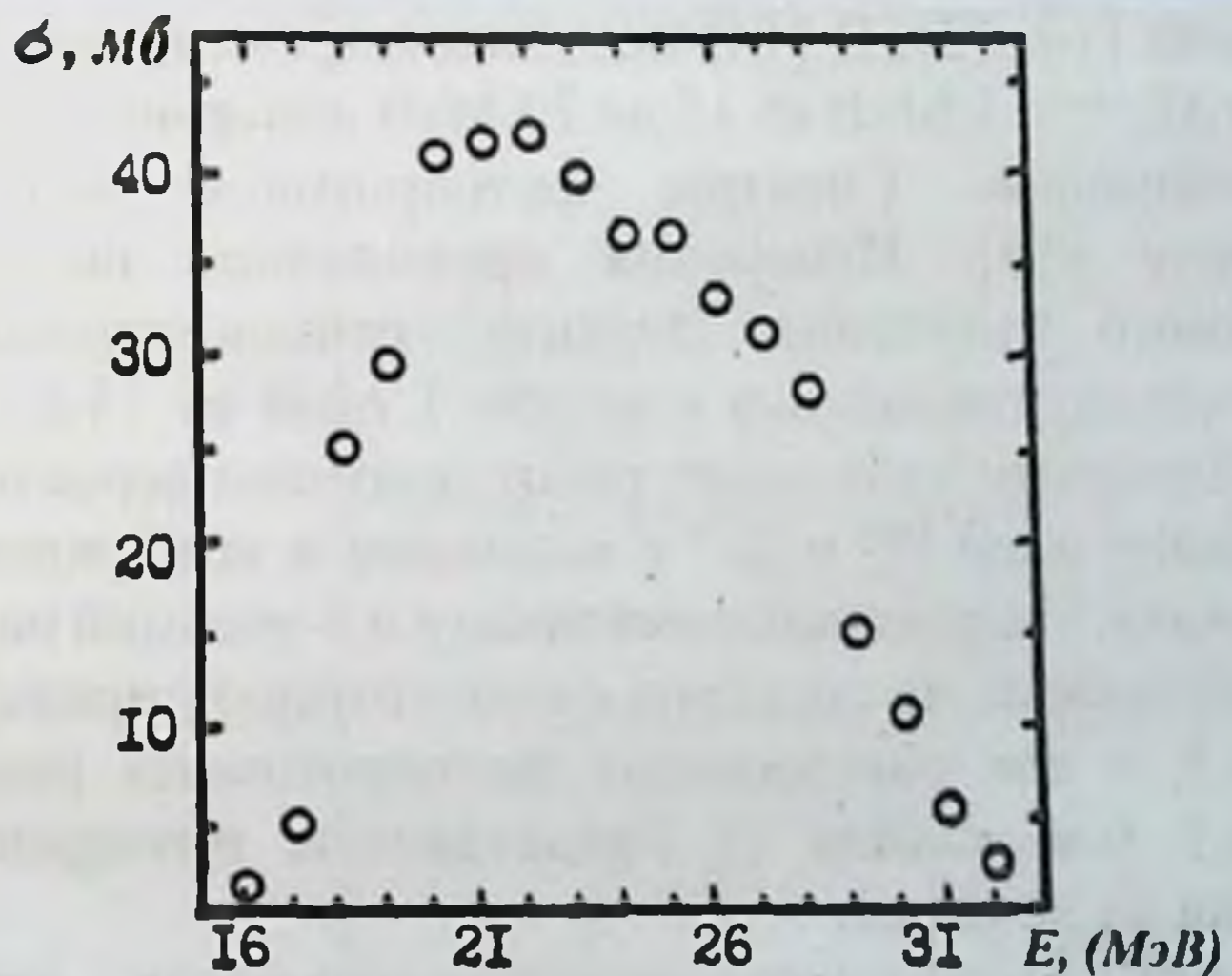


Рис.4. Экспериментальное фотопротонное сечение для ядра  $P^{32}$  [10].

эксперименты по измерению спектров фотонуклонов для различных частей гигантского резонанса. Для ядра  $P^{31}$  также сведения содержатся в работах [11-13] (измерялись спектры фотопротонов).

В этих работах выдвигаются аргументы в пользу существования конфигурационного расщепления ДГР ядра  $P^{31}$ . Авторы показывают, что состояния с энергиями возбуждения до 20 МэВ главным образом распадаются на основное состояние конечного ядра, а состояния с энергиями возбуждения 22–27 МэВ распадаются на возбужденные состояния конечного ядра. Действительно, такой характер распада совпадает с предсказаниями концепции конфигурационного расщепления.

На конфигурационное расщепление указывают также данные экспериментов по определению энергетических зависимостей парциальных сечений фотонуклонных реакций с образованием конечных ядер в отдельных состояниях. Также эксперименты для ядра  $P^{31}$  выполнены в работах [14, 15]. В [14] методикой времени пролета с шагом  $\Delta E_{\gamma}^{\max} = 1$  МэВ от 15 до 23 МэВ измерены спектры фотонейтронов. Спектры фотопротонов получены в работе [15]. Измерения проводились на пучке тормозного излучения. Верхняя граница тормозного  $\gamma$ -излучения изменялись с шагом 1 МэВ от 14.6 до 25 МэВ. Авторами указанных работ получена вероятность образования ядер  $P^{30}$  и  $Si^{30}$  в основном и возбужденных состояниях. Парциальные сечения  $(\gamma, n_1)$ -реакций на ядре  $P^{31}$ , полученные из спектров фотонейтронов приведены на рис.5, а для парциальных фотопротонных реакций в табл.1 (см.столбец 5) представлены интегральные значения их сечений.

Анализ имеющихся экспериментальных данных для ядра  $P^{31}$ , проведенный в работе [1], позволил авторам установить, что переходы из  $1d2s$ -оболочки сосредоточены в области 20 МэВ, а центр тяжести переходов их  $1p$ -оболочки располагается при энергиях

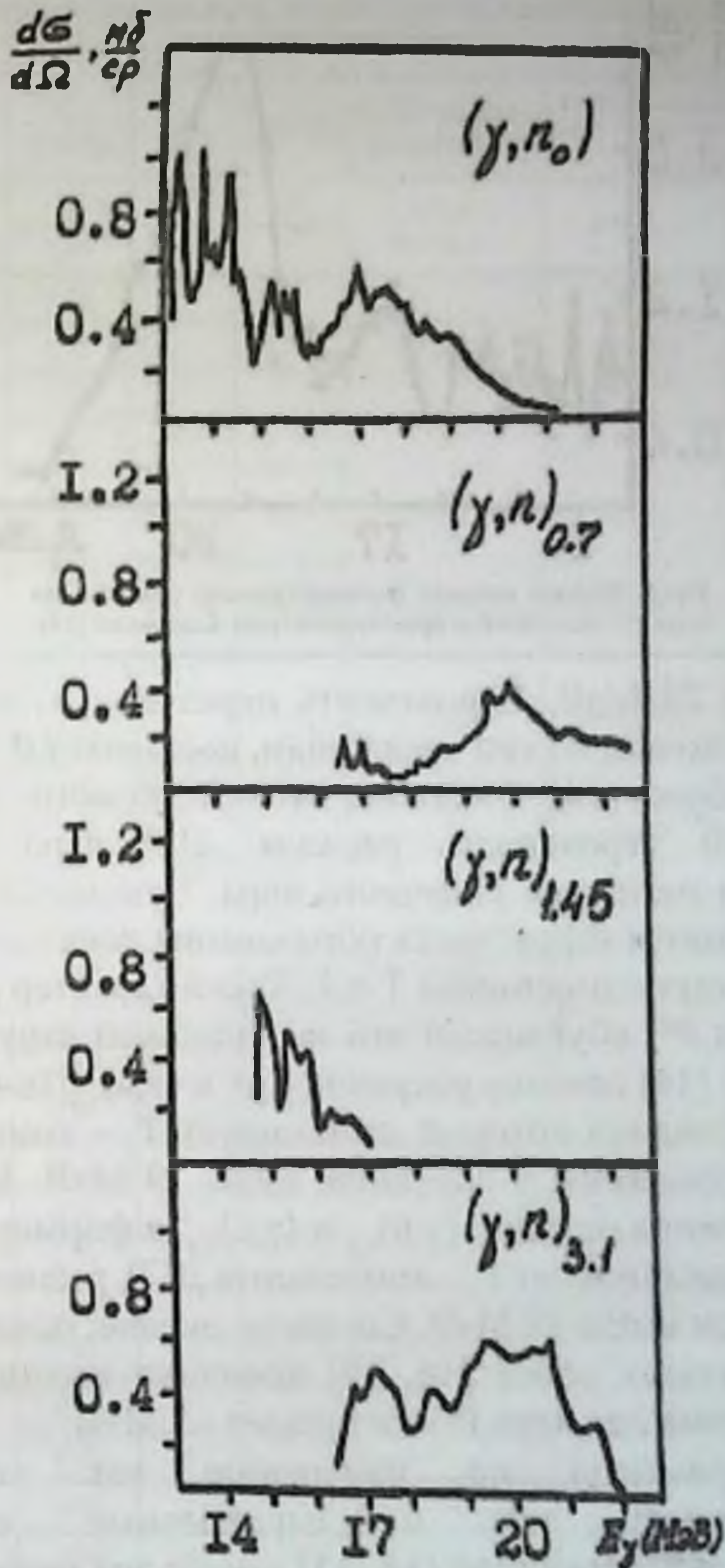


Рис.5. Парциальные сечения  $(\gamma, n)$ -реакции на ядре  $^{14}\text{P}$  [14]

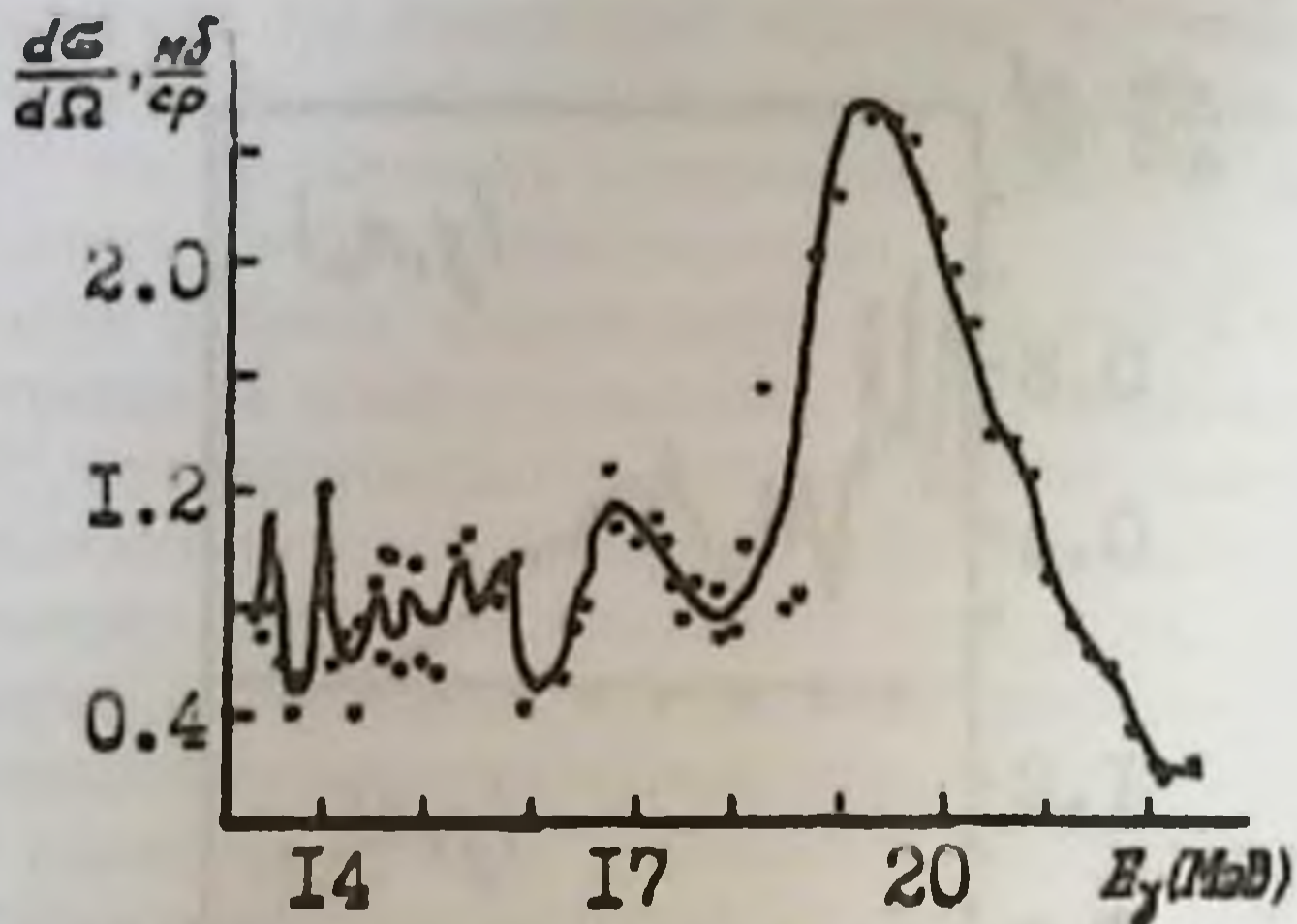


Рис.6. Полное сечение фотонейтронной реакции на ядре  $P^{31}$ , полученное времяпролетной методикой [14].

не менее 25 МэВ. Вероятность переходов из внешней  $1d2s$ -оболочки, по тем же данным, составляет 0.7-1.0.

В работе [14] показано, что в области энергий  $>19$  МэВ вероятность распада ДГР ядра  $P^{31}$  на основное состояние конечного ядра  $^{30}$  уменьшается, но увеличивается вероятность образования конечного ядра в состояниях с изоспином  $T = 1$ . Такой характер распада ДГР ядра  $P^{31}$  обусловлен его изоспиновой структурой. Согласно [14] сечения реакций  $(\gamma, n)_0$  и  $(\gamma, n)_{1,45}$  (см.рис.5), в формировании которых доминирует  $T_c$  - компонента ДГР расположены в основном ниже 19 МэВ. В то же время сечения реакций  $(\gamma, n)_{0,7}$  и  $(\gamma, n)_{1,1}$ , в формировании которых доминирует  $T_s$  - компонента ДГР, расположены в основном выше 19 МэВ. Согласно оценке, основанной на результатах работ [16, 17] величина изоспинового расщепления для ядра  $P^{31}$  составляет  $\sim 3$  МэВ.

Эксперименты по измерению как спектров фотонуклонов, так и парциальных сечений фотонуклонных реакций [14, 15] имеют тот недостаток, что, в случаях, когда  $\Delta E_{\gamma}^{\text{max}} < \Delta E_1$ , т.е. в области энергий высоко лежащих уровней конечного ядра, парциальное

Сравнение интегральных парциальных фотоядерных сечений  
(в МэВ, мб/ср) ядра  $P^{31}$ .

Конечное ядро	$E_{\gamma}$ (МэВ)	$J^{\pi}$	$\Sigma C^2S$	$(\gamma, p)$ -эксперимент [15]	$(\gamma, X\gamma)$ -эксперимент	
					[18]	[19]
$^{30}P$	0	$0^+$	0.62	$1.07 \pm 0.01$	$5.2 \pm 0.2$	$7.3 \pm 0.9$
	2.24	$2^+$	0.91	$0.9 \pm 0.03$		
	3.50	$2^+$		$0.77 \pm 0.04$	$0.8 \pm 0.3$	3.8
	3.77	$1^+$	0.34			
	3.79	$0^+$				
	4.83	$3^+$		$2.29 \pm 0.07$		
	5.23	$3^+$	1.49			
	5.37	$0^+$				
	5.61	$2^+$				
	6.54	$2^+$		$1.46 \pm 0.08$	$0.2 \pm 0.05$	$0.1 \pm 0.05$
	6.74	$(1)^+$	1.06			
	6.87	$(3)^+$				
	7.08	$(1, 3)^+$				
	7.26	$2^+$				
	7.44	$0^+$		$(1.91)$		
	7.67					
	8.14		1.29			
	8.78					
	8.92					
	9.25	$(1-3)^+$				
$\geq 9.5$			$(7.4)$			
$^{30}P$	0.68	$0^+$			-	$2.0 \pm 0.3$
	0.71	$1^+$			$3.1 \pm 0.8$	$2.4 \pm 0.6$
	1.45	$2^+$			$1.0 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.2$
	1.98	$3^+$			$2.0 \pm 0.4$	$0.7 \pm 0.3$
	2.54	$3^+$			-	$0.6 \pm 0.2$
	2.72	$2^+$			-	$0.7 \pm 0.2$
	2.94	$2^+$			-	$1.1 \pm 0.4$
	3.02	$1^+$			$0.5 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.2$
	5.42				$0.3 \pm 0.1$	$0.1 \pm 0.03$

Таблица 1.

сечение (или спектр фотонуклонов) может содержать в нераздельном виде вклад нескольких парциальных фотонуклонных каналов. Недостатком указанных работ является также то, что в них относительно низкая величина  $E_{\gamma}^{\max}$  (23 и 25 МэВ соответственно) позволяет исследовать лишь часть ДГР ядра  $P^{31}$ . Всё это в свою очередь сказывается на корректности оценок различных характеристик фоторасщепления исследуемого ядра. Так, ограничение по энергии тормозного излучения не позволяет выделить экспериментально  $1p \rightarrow 1d2s$  компоненту ДГР ядра  $P^{31}$ , а неопределенность интерпретации парциальных сечений заселения высоковозбужденных уровней конечных ядер, приводит к довольно широкому разбросу в оценке вероятности переходов их внешней оболочки. По той же причине требуется дополнительная проверка справедливости концепции изоспинового расщепления для ядра  $P^{31}$ .

Действительно, в сечение реакций  $(\gamma, n)_{0,7}$  и  $(\gamma, n)_{3,1}$  могут давать сравнимый вклад переходы как с  $T_{\frac{1}{2}}$  – так и с  $T_{\frac{3}{2}}$  – состояний. Отметим также, что полученное, в конечном счете, в работе [14] полное сечение фотонейтронной реакции (рис.6) не согласуется с данными упомянутых выше работ [7, 8] (рис.1 и 2). Наблюдаемое отличие сечений в области энергий выше 20 МэВ связано с тем, что при построении сечения  $(\gamma, n)$ –реакции авторами работы [14] учитывался лишь распад ДГР ядра  $P^{31}$  на состояния конечного ядра  $^c$  имеющие энергии возбуждения не выше 5.4 МэВ. В то же время хорошо известно [11-13], что для ядер  $1d2s$ –оболочки при энергиях возбуждения  $E_{\gamma} > 20$  МэВ распад ДГР происходит главным образом на высоковозбужденные ( $E_i = 6-10$  МэВ) состояния конечного ядра.

Недостаточность информации о  $(\gamma, p_i)$ –каналах для высоколежащих уровней конечного ядра  $^c$  [15], частично связанная и с относительно низкой величиной  $E_{\gamma}^{\max}$  (25 МэВ), приводят авторов этой работы к весьма

спорной оценке вероятности полупрямого механизма распада ДГР ядра  $P^{31}$ . Вклад полупрямых процессов в полное сечение фотопротонной реакции согласно [15] составляет 53%. В этой работе величина  $1.91 \text{ МэВ} \cdot \text{мб/ср}$  - сечение заселения группы уровней с  $E_i > 7.08 \text{ МэВ}$  (см.табл.1, столбец 5), получена не из эксперимента, а определена с учетом коэффициента пропорциональности между величинами остальных, наблюдаемых на эксперименте сечений и суммой спектроскопических факторов соответствующих групп уровней. Таким образом, в работе [15] для определения вероятности полупрямых процессов используется величина сечения не определенная непосредственно из эксперимента, причем авторы считают, что заселение уровней, проявляющихся в реакциях подхвата, полностью происходит за счет эмиссии полупрямых протонов. Такая ситуация может иметь место только в тех случаях, когда заселяемые состояния, проявляющиеся в реакциях подхвата, являются чистыми дырками. Однако, в данном случае это не так (см. §1 главы III). Очевидно, полученная в работе [15] оценка вероятности полупрямого механизма является предварительной и требует дополнительных уточнений.

Независимыми экспериментами, позволяющими получить более детальную информацию о заселении высоколежащих состояний конечных ядер, являются  $(\gamma, X\gamma)$ -эксперименты. Для ядра  $P^{31}$  к настоящему времени имеются данные двух таких экспериментов [18, 19]. Эти данные приведены в 6 и 7 столбцах табл.1.  $(\gamma, X\gamma)$ -эксперименты позволяют исследовать одновременно как фотопротонный, так и фотонейтронный каналы распада ДГР ядра  $P^{31}$ . Однако эти эксперименты дали довольно скудную, особенно для фотонейтронного канала, информацию о заселении высоколежащих уровней. Объясняется это видимо низкой эффективностью регистрации  $\gamma$ -квантов Ge(Li)-детектором. Данные



работ [18,19] плохо согласуются, причем в ряде случаев имеет место различие в 3–4 раза. В работе [18] не наблюдается заселение нескольких уровней. В целом отсутствует согласие в 9 каналах из 14.

Сравнительный анализ данных экспериментов по измерению спектров фотонуклонов [15] и спектров  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер [18, 19], обнаруживает сильное различие в величинах интегральных сечений реакций  $(\gamma, p_1)$  и  $(\gamma, p_2)$  (см. табл.1). Так, для уровня 2.24 МэВ величины сечений различаются в 5–8 раз. Причина данного разногласия не ясна. Отметим, что данные работы [15] для  $(\gamma, p_0)$  и  $(\gamma, p_1)$ -каналов неплохо согласуются с данными прямых [13] и обратных [20] реакций. Согласно последним парциальные сечения  $(\gamma, p_0)$  и  $(\gamma, p_1)$ -реакций составляют  $1.55 \pm 0.02$  и  $1.81 \pm 0.01$  МэВ.мб/ср соответственно. В работах [18, 19] наблюдается заселение уровней конечного ядра  $Si^{30}$  с энергиями лишь до 5 – 6 МэВ.

Этих данных явно недостаточно для выявления причин различия в величинах сечений, полученных в двух различных типах экспериментов. Необходимы дополнительные  $(\gamma, X\gamma)$ -эксперименты с выделением сечений заселения высоколежащих (с  $E_i$  вплоть до 10 МэВ) уровней конечного ядра  $Si^{30}$ .

В заключении отметим, что на основании имеющейся к настоящему времени экспериментальной информации о фоторасщеплении ядра  $P^{31}$ , пока трудно детально исследовать главные особенности формирования и распада ДГР этого ядра. Для большинства из них: величины конфигурационного и изоспинового расщепления, вероятности дипольных переходов из внешней оболочки, вероятности полупрямого механизма, величин сечений высоколежащих уровней конечных ядер – получены пока лишь качественные выводы, которые требуют уточнения и подкрепления новыми экспериментальными данными. В этом плане,

очевидно, необходимы фотонуклонные эксперименты, охватывающие всю область ДГР. Особую ценность имеют выполненные в настоящей работе  $(\gamma, X\gamma)$ -эксперименты с применением высокоэффективных  $\text{Ge(Li)}$ -детекторов, которые позволяют прояснить ситуацию в области высоколежащих состояний конечных ядер.

## 2. Экспериментальные исследования фоторасщепления ядра $S^{32}$ .

ДГР ядра  $S^{32}$ , по сравнению с ядром  $P^{31}$ , исследован более полно. Имеющаяся экспериментальная информация по фоторасщеплению ядра  $S^{32}$  также в основном касается эффективных сечений и спектров фотонуклонов. В последние годы появлялись работы, посвященные исследованию распадных характеристик возбужденных состояний. Остановимся на наиболее информативных экспериментальных работах по исследованию ДГР ядра  $S^{32}$ .

Полное сечение фотопоглощения непосредственно измерялось в работах [21, 22]. На рис. 7 приведены данные этих работ. Оба полученных сечения имеют максимум при энергии  $\sim 19-20$  МэВ. Ширина гигантского резонанса равна  $\sim 8-10$  МэВ. Интегральные величины указанных сечений полного поглощения до 30 МэВ равны 400–420 МэВ·мб, что составляет 80–90% от классического дипольного правила сумм (480 МэВ·мб). Часто используется сечение полного поглощения, полученное как сумма сечений фотопротонной и фотонейтронной реакций. Одно из таких сечений (используются данные реакций  $(\gamma, p)$  [23] и  $(\gamma, n)$  [24]) приведено на рис. 8. Как видно, детального согласия в форме представленных на рис. 7 и 8 сечений не наблюдаются. Последнее сечение более сложное по форме и обнаруживает несколько хорошо выделяемых структурных особенностей. Максимум гигантского резонанса в данном сечении приходится на энергию  $\sim 21-22$  МэВ. Ширина сечения

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ  
ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР  $P^{11}$  И  $S^{32}$**

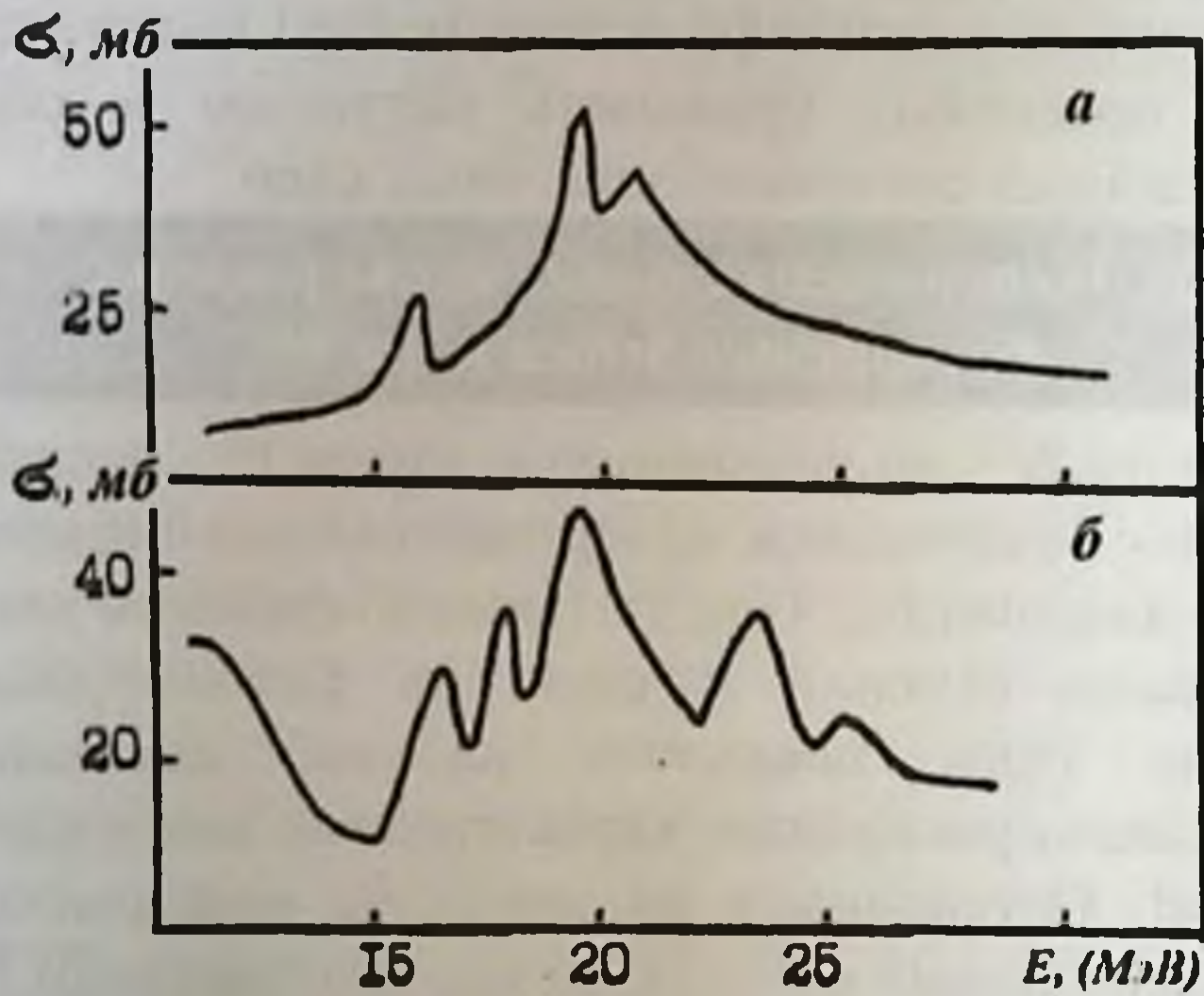


Рис.7. Сечение полного поглощения фотонов для ядра  $S^{32}$  по данным работы [21] (а) и [22] (б)

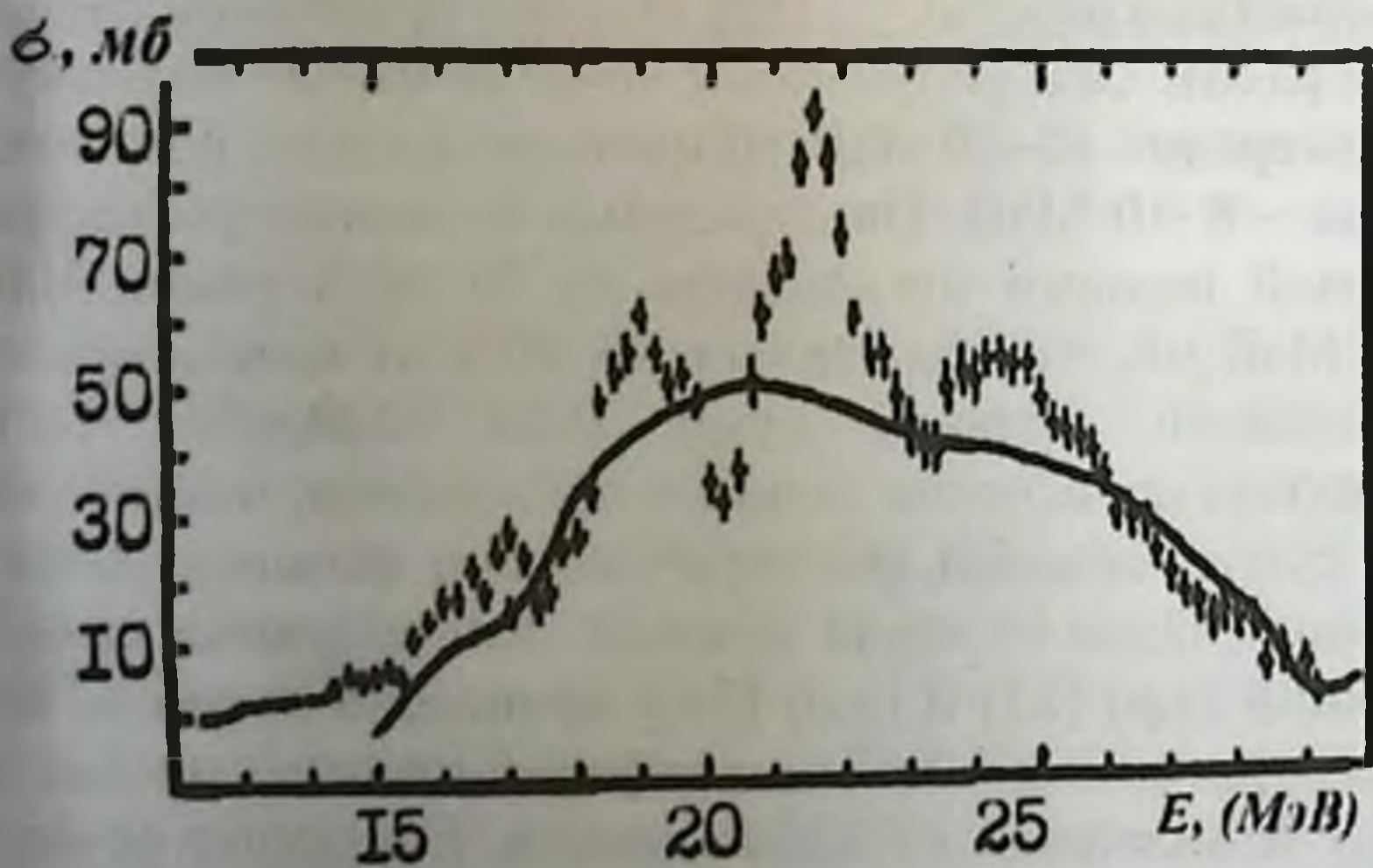


Рис.8. Сечение полного поглощения, полученное суммированием сечений различных фотонуклонных реакций [23, 24]

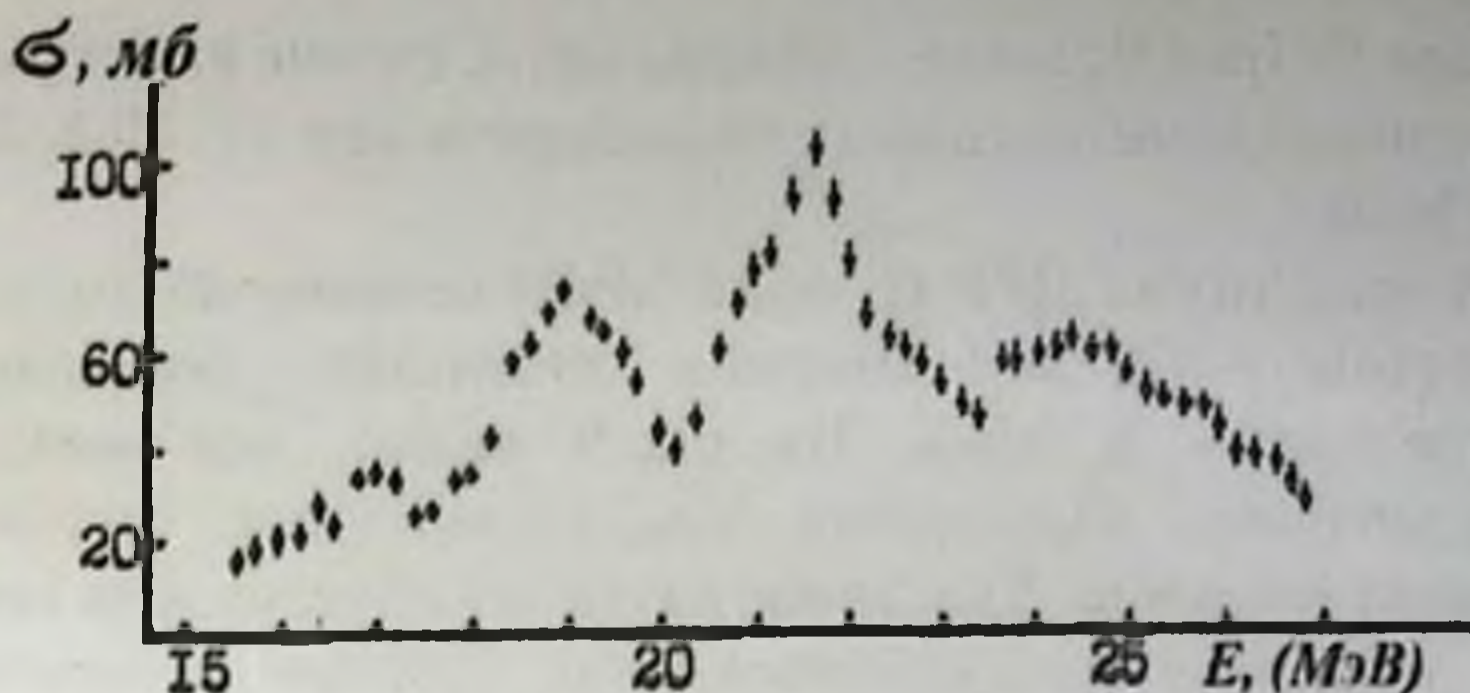


Рис.9. Полное сечение фотопротонной реакции для ядра  $S^{32}$  по данным работы [23] (точки) и [10] (линии)

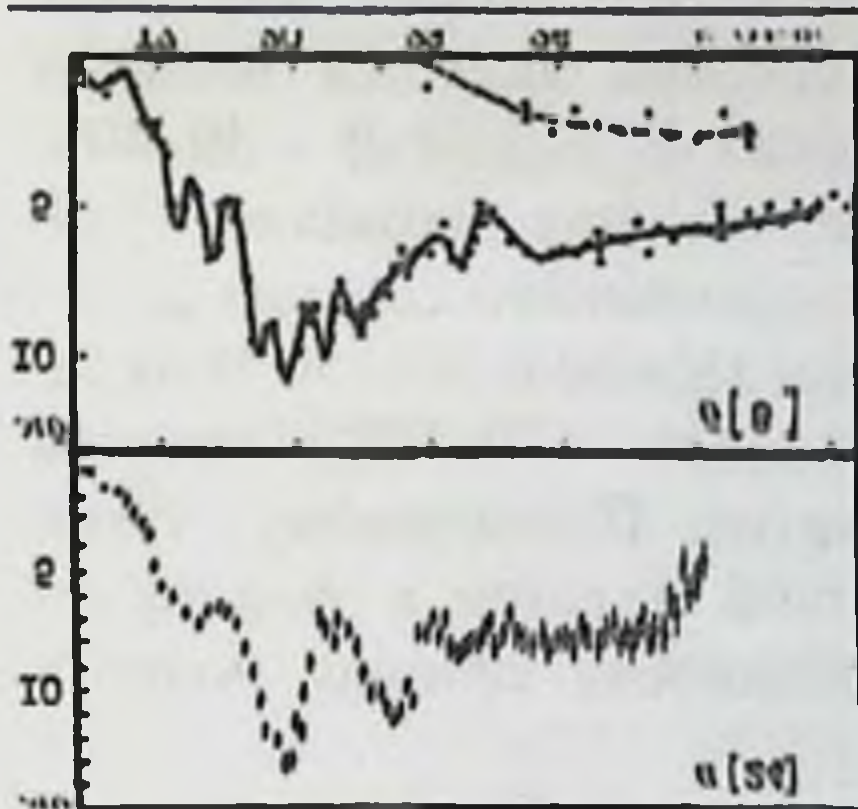


Рис.10. Полные сечения фотонейтронной реакции для ядра  $S^{32}$ , полученные на пучке тормозных [24] и квазимонохроматических фотонов [8]

составляет  $\sim 8$  МэВ, а интегральная величина, в отличие от сечений [21, 22], лучше согласуются с классической дипольной суммой и составляет  $468 \pm 60$  МэВ.мб.

Фотопротонная реакция на ядре  $S^{32}$  исследовалась в работах [10, 23, 25] на пучке тормозного излучения. В двух последних измерялись спектры

фотопротонов. Энергия возбуждения ДГР в работе [25] достигала 23 МэВ, а в работах [10, 23] 28–30 МэВ. Интегральная величина фотопротонного сечения по данным [25] составляет 260 МэВ.мб. В работе [10] для регистрации фотопротонов использовался метод сцинтилляционных спектрометров. Основной особенностью измеренного сечения (оно показано на рис.9 сплошной линией) является большая ширина ( $\sim 9.5$  МэВ). В работе [23], где для регистрации фотопротонов использовались полупроводниковые счетчики, получена более детальная форма сечения фотопротонной реакции

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

на ядре  $S^{32}$  (рис.9, точки с ошибками). Сечение имеет ряд отчетливых и интенсивных максимумов при 17, 19.5, 22 и 25 МэВ.

В максимуме ДГР ( $E_{\gamma} = 22$  МэВ) сечение достигает величины  $\sim 90$  мб. Ширина гигантского резонанса составляет  $\sim 8$  МэВ. Из рис.9 видно, что между абсолютными значениями предоставленных сечений имеется различие. Указанное различие обусловлено тем, что исходные дифференциальные сечения измерены под разными углами, а полные пересчитывались умножением на  $4\pi$ . Отметим, что общим для двух представленных на рис.9 сечений является большая величина сечения при энергиях  $E_{\gamma} > 23$  МэВ - 30–40% от полного интегрального сечения реакции ( $\gamma, p$ ). Интегральная величина фотопротонного сечения до 30 МэВ по данным [10, 23] равна  $350 \pm 50$  и  $361 \pm 50$  МэВ.мб соответственно, что составляет  $\sim 70$ –75% сечения полного поглощения  $\gamma$ -квантов. По-видимому, такой большой вклад фотопротонной реакции и формирует основные структурные особенности сечения полного поглощения (рис.8 и 9).

Большое число экспериментов выполнено для измерения сечения фотонейтронов реакции. Наиболее точные сведения содержатся в работах [8, 24, 26, 27]. Использовались различные методы измерений эффективного фотонейтронного сечения: метод прямой регистрации фотонейтронов (тормозной пучок [24], квазимонохроматические фотоны [8]) и метод наведенной активности [26, 27], причем, в последнем исследовалась широкая область энергии возбуждения (до 60 МэВ). Соответствующие сечения приведены на рис.10 и 11. Видно, что все сечения достигают максимума при 20–21 МэВ и затем слабо спадают к 30 МэВ. С увлечением  $E_{\gamma}$  (см. рис.11(б)) эффективное сечение продолжает измеряться резонансным образом вплоть до энергии до 30 МэВ. Ширина сечения в этой

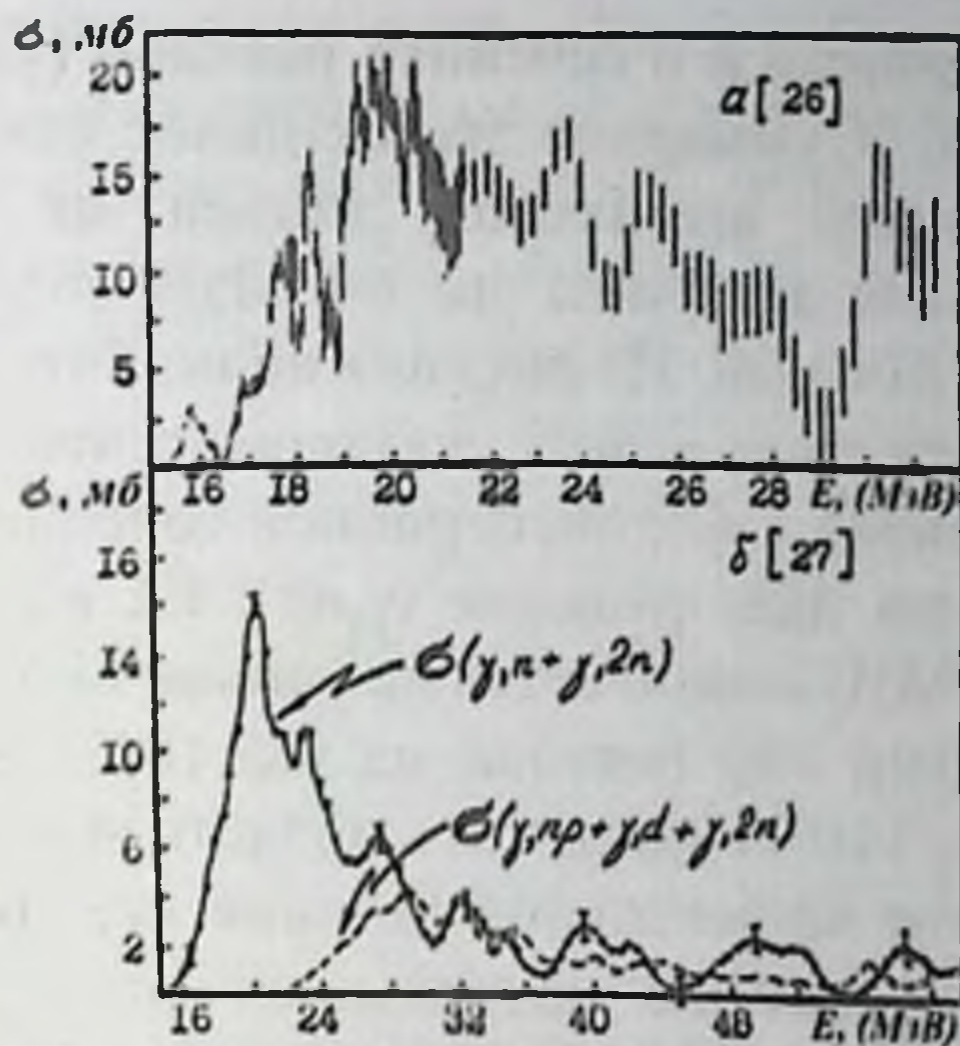


Рис.11. Полные сечения фотонейтронной реакции для ядра  $S^{32}$ , полученные методом паведенной активности

области достигает  $\sim 7$  МэВ. Интегральные величины рассматриваемых сечений [8, 24, 26, 27] представлены в табл.2. В третий столбец данной таблицы вписаны интегральные значения сечений, приведенные к одной величине верхнего предела интегрирования. Средняя оценка интегрального сечения до 30 МэВ составляет  $\sim 108$  МэВ.мб. Видно, что за гигантским резонансом расположена значительная доля ( $\sim 30\%$ ) интегрального сечения.

Интегральные значения полных сечений фотонейтронной реакции для ядра  $S^{32}$

$E_{\gamma}^{max}, (MeV)$	$E_{\gamma}^{max} \int \sigma dE (MeV, mb)$	$E_{\gamma}^{max=30} \int \sigma dE (MeV, mb)$	ссылка
29	$103 \pm 10$	$106 \pm 11$	[24]
30	$98 \pm 7$	$98 \pm 7$	[8]
31.5	$138 \pm 9$	119.5	[26]
62	$158 \pm 7$	110	[27]

Таблица 2.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Имеются данные и о сечениях реакций  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, d)$  [27, 28]. Суммарное эффективное сечение этих реакций показано штриховой линией на рис.11(б), его интегральная величина до 60 МэВ согласно [27] составляет 65 МэВ.мб. Из рисунка видно, что в область ДГР приходится лишь  $\sim 30\%$  указанного сечения, причем наибольший вклад в фотонейтронное сечение в данной области энергий даёт реакция  $(\gamma, np)$ . Её интегральное сечение до 30 МэВ оценивается на уровне 11 МэВ.мб [8], а энергетический ход показан на рис.10(б) штриховой линией. Из рис.11(б) видно, что в области энергий  $E_\gamma > 28$  МэВ суммарное эффективное сечение  $\sigma(\gamma, np + \gamma, 2n + \gamma, d)$  практически полностью исчерпывает полное сечение фотонейтронной реакции.

Для ядра  $S^{32}$  выполнен ряд экспериментов по измерению сечений обратных фотоядерных реакций [29-31]. Отличительная черта этих работ - высокое энергетическое разрешение (10–100 кэВ). Из данных этих работ с использованием условия детального баланса для ядра  $S^{32}$  легко может быть получено сечение прямой фотонуклонной реакции с образованием конечного ядра в основном состоянии. Полученные таким образом в работах [29-31] все сечения реакций  $S^{32}(\gamma, p_0)$  и  $S^{32}(\gamma, n_0)$  характеризуются большим количеством хорошо разрешенных структурных максимумов, причем имеется определенное сходство в структурных особенностях сечений реакций  $(\gamma, p_0)$  и  $(\gamma, n_0)$ . Это может быть следствием изоспиновой симметрии нуклонных каналов распада ДГР ядра  $S^{32}$ , ведущих к заселению основных состояний конечных ядер. Интегральное сечение реакции  $(\gamma, p_0)$  согласно данным [30] в области 13–22.5 МэВ равно 34 МэВ.мб что составляет лишь 13% от полного  $(\gamma, p)$  сечения, измеренного в этой же области в работе [25]. Напротив, доля сечения реакции  $(\gamma, n_0)$  в полном фотонейтронном сечении, как показано в работе [32] может достигать значительной величины.

Следует, однако, напомнить, что в работе [32] спектр фотонейтронов измерялся методикой времени пролета при различных значениях верхней границы тормозного спектра (от 16 до 32 МэВ с шагом  $\Delta E_{\gamma}^{\max} = 2$  МэВ). Из высокоэнергичной части каждого спектра было получено сечение реакции  $(\gamma, n_0)$  с образованием конечного ядра  $S^{31}$  в основном состоянии. Между тем, первые два возбужденных уровня последнего имеют энергии 0.68 и 0.71 МэВ, что значительно меньше величины  $\Delta E_{\gamma}^{\max}$  в анализируемом эксперименте. Очевидно, вклад  $(\gamma, n_1)$  и  $(\gamma, n_2)$  – каналов в сечении реакции  $(\gamma, n_0)$  авторами работы [32] достаточно надежно не учтен. В силу этого, утверждение, что доля  $(\gamma, n_0)$ –канала в полном сечении фотонейтронной реакции составляет  $\sim 50\%$  [32], является малообоснованным.

Среди работ по исследованию энергетического и углового распределения нуклонов наибольший интерес представляют работы [33, 34]. Результаты этих работ показали, что угловое распределение фотопротонов при энергиях  $E_{\gamma}^{\max} < 25$  МэВ анизотропно и имеет максимум при  $90^\circ$ , а при энергии  $E_{\gamma}^{\max} \approx 34$  МэВ для всех энергетических групп протонов ( $E_p = 3-16$  МэВ) наблюдается резкая асимметрия относительно угла  $90^\circ$ . Анализ данных работ [33, 34] с привлечением теоретических расчетов [35] позволил сделать выводы о роли основных оболочечных конфигураций, формирующих ДГР ядра  $S^{32}$ . Так установлено, что для переходов в основное состояние конечного ядра  $P^{31}$  в области 14–20 МэВ угловое распределение согласуется с предположением о доминирующей роли возбуждений типа  $2S_{1/2} \rightarrow 2p$ , а для переходов на возбужденные состояния конечного ядра с энергией  $\sim 5$  МэВ, в области 19–21 МэВ угловое распределение указывает на определяющий вклад возбуждений типа  $1d_{3/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ .

Распадение характеристики ДГР ядра  $S^{32}$  исследованы в работах [5, 23, 32, 36] (фотонуклонные эксперименты)



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

и [37-39] (( $\gamma, X\gamma$ )-эксперименты), причем лучше изученным оказался фотопротонный канал распада ДГР. В работе [23] измерены спектры фотопротонов при нескольких значениях верхней границы  $E_{\gamma}^{\max}$  спектра тормозных фотонов ( $E_{\gamma}^{\max}$  менялась в интервале 11–30 МэВ с шагом 1 МэВ). Из спектров протонов были получены парциальные сечения реакций  $S^{32}(\gamma, p_1)P^{31}$  с образованием конечного ядра в основном, первом (1.27 МэВ), втором (2.23 МэВ) возбужденных состояниях, а также в группах неразрешенных состояний с центрами тяжести при  $\bar{E}_i = 3.3, 4.8, 6.9, 9.5$  и 12.5 МэВ. Эти сечения на рис. 15 и 16 изображены в виде точек. Их интегральные значения будем обсуждать в гл. II (см. табл. 9).

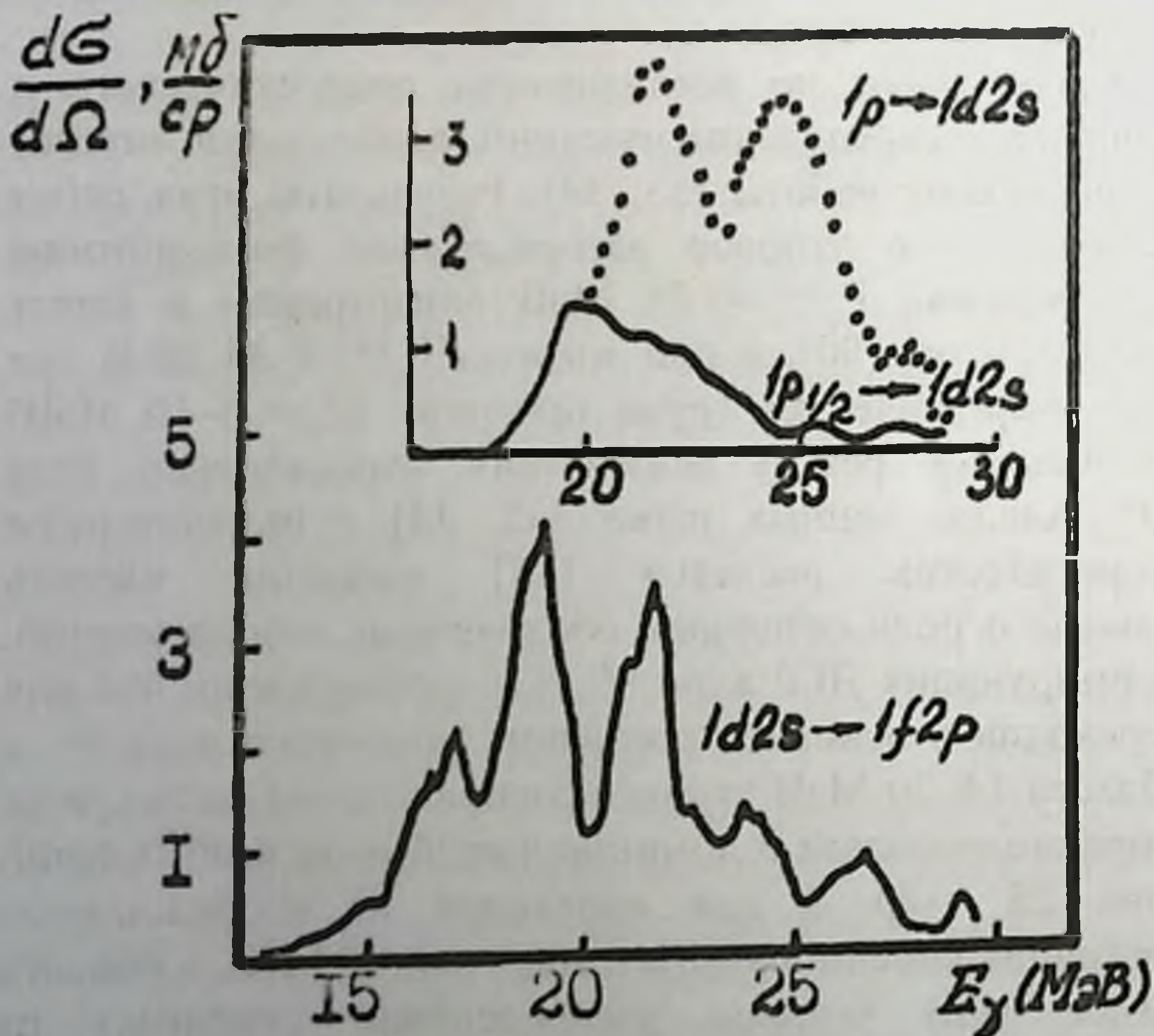


Рис. 12. Результат деления полного сечения фотопротонной реакции для ядра  $S^{32}$  на компоненты, обусловленные переходами из разных оболочек

Интерпретация парциальных фотопротонных сечений [5, 36] выполнена на основе данных о спектроскопических свойствах уровней ядра  $P^{31}$  из реакций подхвата протона. Было выделено сечение переходов из внешней оболочки, формирующееся в основном за счет распадов  $(1d2s)^1 (1f2p)^1$  конфигураций (группа А), и часть сечения переходов из внутренней оболочки, которая обусловлена распадом  $(1p_{1/2})^1 (1d2s)^2$  конфигураций (группа Б). Эти сечения показаны на рис.12. Отметим, что в работах [5, 23, 36] исследована область возбуждения исходного ядра  $\leq 30$  МэВ, что не позволяет экспериментально выделить сечение переходов из подоболочки  $1p_{3/2}$ , поэтому в указанных работах для величин сечений переходов из подоболочки  $1p_{1/2}$  и  $1p$ -оболочки в целом получена верхняя оценка. Последнее сечение на рис.12 обозначено точками. Группу А согласно интерпретации авторов работ [5, 23, 36] составляли сечения реакций  $(\gamma, p_0)$ ,  $(\gamma, p_1)$ ,  $(\gamma, p_2)$ ,  $(\gamma, p)_{3,3}$ , и  $(\gamma, p)_{4,8}$ . Остальные сечения были отнесены к переходным группам Б. Сдвиг вверх по энергии центра тяжести переходов  $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$  относительно центра тяжести переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$  составил 1.5 МэВ. С учетом переходов  $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$  величина этого сдвига увеличивается до 2.9 МэВ. Таким образом, было установлено, что имеет место конфигурационное расщепление ДГР ядра  $S^{32}$ .

Следует подчеркнуть, что приведенные оценки величины конфигурационного расщепления ДГР ядра  $S^{32}$  относятся к области энергий возбуждения ниже 30 МэВ. Как уже отмечалось, значительная часть дипольных переходов (~30%) для ядра  $S^{32}$  приходится на область энергий возбуждения выше 30 МэВ. Экспериментальный анализ этой области необходим для окончательного определения величины конфигурационного расщепления. Как следует из данных работы [3], где для ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $\text{Al}^{27}$  и  $\text{Si}^{28}$  анализировалась оболочечная

структура ДГР вплоть до энергии возбуждения до 50 МэВ, учет области  $E_\gamma = 30-50$  МэВ увеличивает величину конфигурационного расщепления до  $\sim 10$  МэВ.

Другими существенными результатами работ [5, 23, 36] являются оценка вероятности переходов нуклонов из внешней оболочки (0.5–1.0) определение полупрямой компоненты той части фотопротонного сечения, которая обусловлена такими переходами (0.55–0.60), а также сведения о чистоте по изоспину состояний ДГР ядра  $S^{32}$ .

Большинство вышеуказанных оценок характеристик распада ДГР ядра  $S^{32}$  получены на основе данных о парциальных каналах лишь фотопротонной реакции. Информация о парциальных фотонейтронных сечениях практически отсутствует. Имеющаяся информация о полном сечении реакции  $(\gamma, n)$  на ядре  $S^{32}$  является непригодной для детального анализа фотонейтронного распада ДГР, а результаты единственной реакции  $(\gamma, n_1)$ , как уже отмечалось не могут считаться надежными из-за сравнительного большого шага  $E_\gamma^{max}$ . Все это обуславливает необходимость дополнительных исследований парциальных каналов фотонейтронной реакции на ядре  $S^{32}$ .

Данные о парциальных фотонейтронных сечениях можно получить и путем расчета. Для ядра  $S^{32}$  был бы интересен пересчет парциальных фотопротонных сечений в парциальные фотонейтронные на основе изоспиновой симметрии нуклонных каналов распада ДГР.

Как было отмечено, для ядра  $S^{32}$  выполнены и  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперименты. В более ранних работах [37, 38] наблюдалось заселение лишь первого и второго возбужденных состояний конечных ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$ . В работе [39] спектры  $\gamma$ -квантов с энергией до 5.5 МэВ были измерены при варьировании верхней границы тормозного спектра от 16.3 до 27.3 МэВ с шагом 1 МэВ, получены ход сечений заселения ряда возбужденных

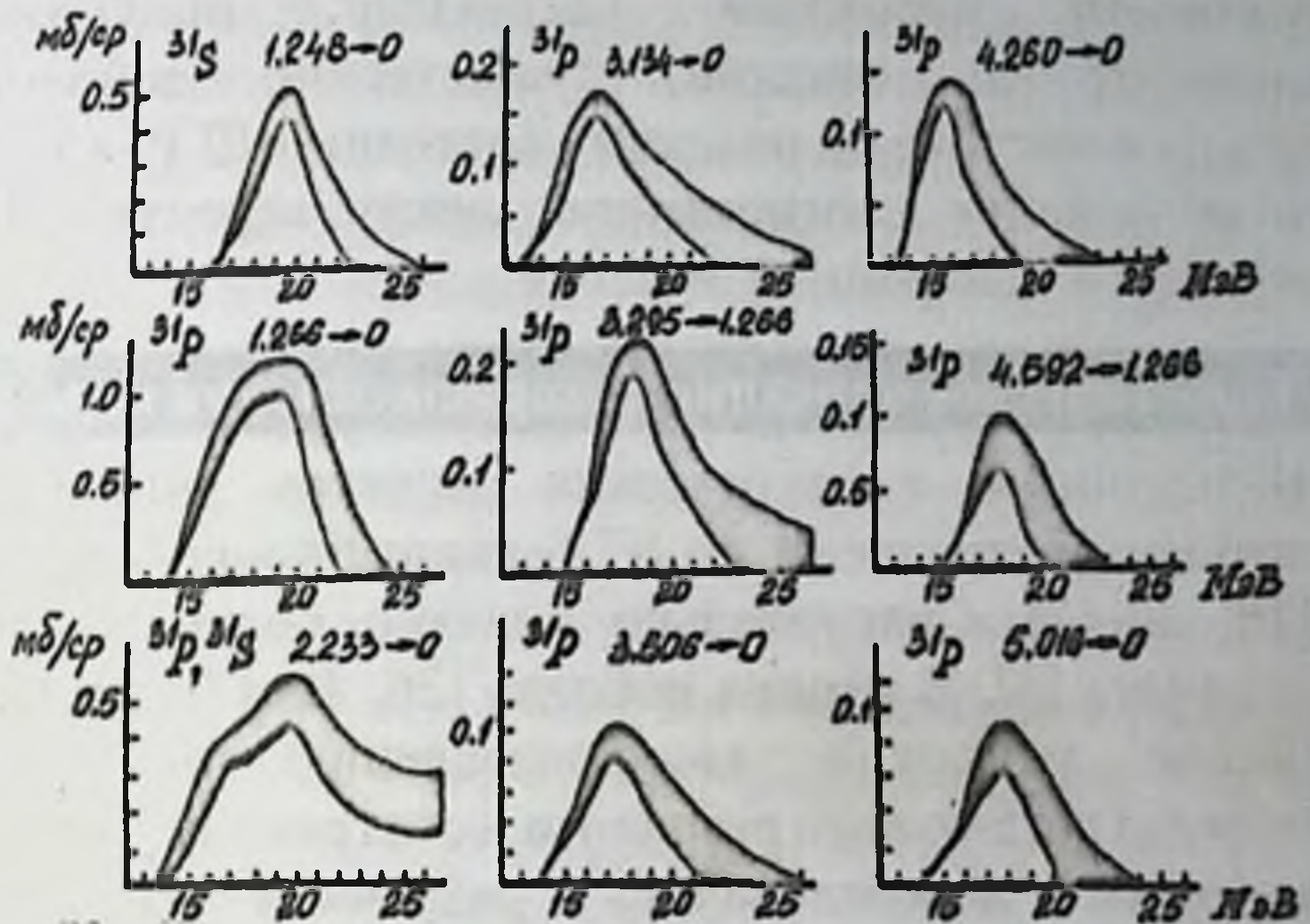


Рис.13. Ход сечений заселения различных возбужденных уровней конечных ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$  в результате реакции  $S^{32}(\gamma, X\gamma)$

состояний конечных ядер (рис.13) и их интегральные величины. Последние рассматриваются в гл. II (табл. 9 и 10). Все полученные в работе [39] сечения спадают к 25–26 МэВ, а их максимумы расположены в области 16–20 МэВ. Хотя данная работа и существенно более информативная по сравнению с остальными  $(\gamma, X\gamma')$ -экспериментами [37, 38], её данные требуют проверки. Более того, в работе [39] относительно низка величина верхней границы тормозного спектра ( $E_{\gamma}^{\max} = 27.3$  МэВ), весьма скудна информация о парциальных фотонейтронных сечениях. Очевидно, нужен дополнительный  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперимент с регистрацией  $\gamma$ -квантов более высоких энергий (вплоть до 10 МэВ). При таких энергиях проявление в  $\gamma$ -спектрах пиков, связанных с заселением высоколежащих уровней конечных ядер более вероятно.

Совместный анализ надёжно проверенных данных  $(\gamma, X\gamma')$ - и более полных данных фотонуклонных экспериментов позволил бы решить вопрос о величине конфигурационного расщепления ДГР ядра  $S^{32}$ ,

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

вероятности переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$ , полупрямой компоненте их сечений, существенно дополнить сведения о чистоте по изоспину состояний ДГР, а также дать объяснение соотношению между вероятностями протонной и нейтронной эмиссий.

### 3. Теоретическое описание фоторасщепления ядра $S^{32}$

Большинство теоретических расчетов дипольного гигантского резонанса ядра  $S^{32}$  было выполнено до 1973 г. [26, 40-47]. Сравнительно недавно появилась ещё одна работа [4]. В ранних работах [26, 40-47] основное внимание уделялось воспроизведению положения максимума гигантского резонанса и его gross-структуры. Для этого использовались различные варианты частично-дырочного формализма (приближение хаотических фаз (RPA) и метод Тамми-Данкова (TDA)), причем варьировались, главным образом, амплитуды остаточного взаимодействия и ранее недостаточно хорошо известных энергий "нулевого приближения". Делались попытки [26] объединения  $1p1h$ -подхода и динамической коллективной модели.

Во всех указанных работах учитывалось смешивание конфигураций. Большинство расчетов [42, 44-46] ограничивалось  $1p1h$ -возбуждениями. В работах [41, 47] была учтена сложная структура основного состояния ядра  $S^{32}$  (использовались полученные теоретически волновые функции для основного и первых двух возбужденных состояний ядер с  $A=31$  и  $32$ ). В остальных случаях основное состояние выбиралось в максимально простом виде, отвечающем заполнению самых нижних оболочек. В работе [43] в расчет принимались корреляции в основном состоянии. Использовались остаточные силы как нулевого [41-46], так и конечного [42] радиуса действия с различными амплитудами, типом смешивания и радиальной зависимостью.

В работах [1,2] осуществлен детальный

сравнительный анализ результатов указанных выше теоретических расчетов ДГР ядра  $S^{32}$  и установлено, что такие параметры, как вид остаточных сил, их амплитуда, форма взаимодействия, используемые для проведения расчетов, не оказывают существенного влияния на характеристики гигантского резонанса. Учет корреляций также не приводит к значительному изменению спектра дипольных переходов (разница между приближениями RPA и методов TDA мала).

Факторами, влияющими на характеристики процесса фоторасщепления, являются структура основного состояния ядра и конфигурации более сложные, чем  $1p1h$ . Действительно, учет структуры основного состояния (учитывалась примесь подоболочки  $1d_{3/2}$  в основном состоянии ядра  $S^{32}$ ) и более сложных конфигураций (общее число конфигураций составило 64) в работе [41] приводит к усложнению спектра фотопоглощения, но существенного перераспределения дипольных переходов и гросс-структуры резонанса не происходит.

Значительно более сильное влияние на конфигурационное расщепление и вероятность переходов из разных оболочек оказывают эффекты нулевого приближения для энергий одночастичных переходов и прежде всего энергий дырочных уровней. Важность правильного выбора энергий частиц и дырок для количественных теоретических оценок характеристик фоторасщепления ядра  $S^{32}$  подтверждается результатами работ [41, 45, 46]. Использование различных значений энергий возбуждения в подоболочках  $1d_{3/2}$ ,  $1p_{1/2}$  и  $1p_{3/2}$ , как показано в указанных расчетах, приводит к изменению энергий дипольных переходов и доли различных частично-дырочных конфигураций в волновой функции дипольных состояний.

В целом, данные расчетов свидетельствуют о существовании конфигурационного расщепления ДГР ядра  $S^{32}$ . Дипольное поглощение фотонов ядром  $S^{32}$

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

в рамках указанных расчетов описывается в основном двумя-тремя сильными уровнями, энергии которых находятся в разумном согласии с экспериментальными данными [8, 10, 24, 26]. Данные расчетов и эксперимента указывают на сильное смешивание переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$  и  $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$  (переходы этих двух типов располагаются примерно в одной и той же энергетической области). Переходы типа  $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$  располагаются несколько выше. Однако эти расчеты не дают однозначного ответа на вопрос о величине конфигурационного расщепления. Основная трудность в решении этой проблемы заключается в выборе энергий дырочных возбуждений в  $1p$ -оболочке (частичные и дырочные уровни во внешней  $1d2s$ -оболочке достаточно надежно изучены в реакциях подхвата и срыва). Указанные расчеты не описывают распадных характеристик гигантского дипольного резонанса, которые весьма чувствительны к деталям расчетов и сравнение с которыми, поэтому является эффективным средством проверки справедливости теоретических моделей.

Для удовлетворительного теоретического описания ДГР ядра  $S^{32}$  и его распадных характеристик необходимо правильно (в соответствии с современными экспериментальными данными по реакциям однонуклонной передачи и квазиупругого выбивания) выбрать энергии нулевого приближения. Для описания парциальных каналов распада необходимо также учесть реальную структуру основного состояния ядра и разброс энергии его частичных и дырочных возбуждений.

Важный шаг в этом направлении был сделан в работе [4]. Для описания ДГР ядра  $S^{32}$  и его распада авторы работы [4] используют полумикроскопическую модель ядерных колебаний [48] и комбинированную (микроскопическую и статистическую) модель распада дипольных состояний [49,50]. В отличие от старых работ использовались современные данные реакций

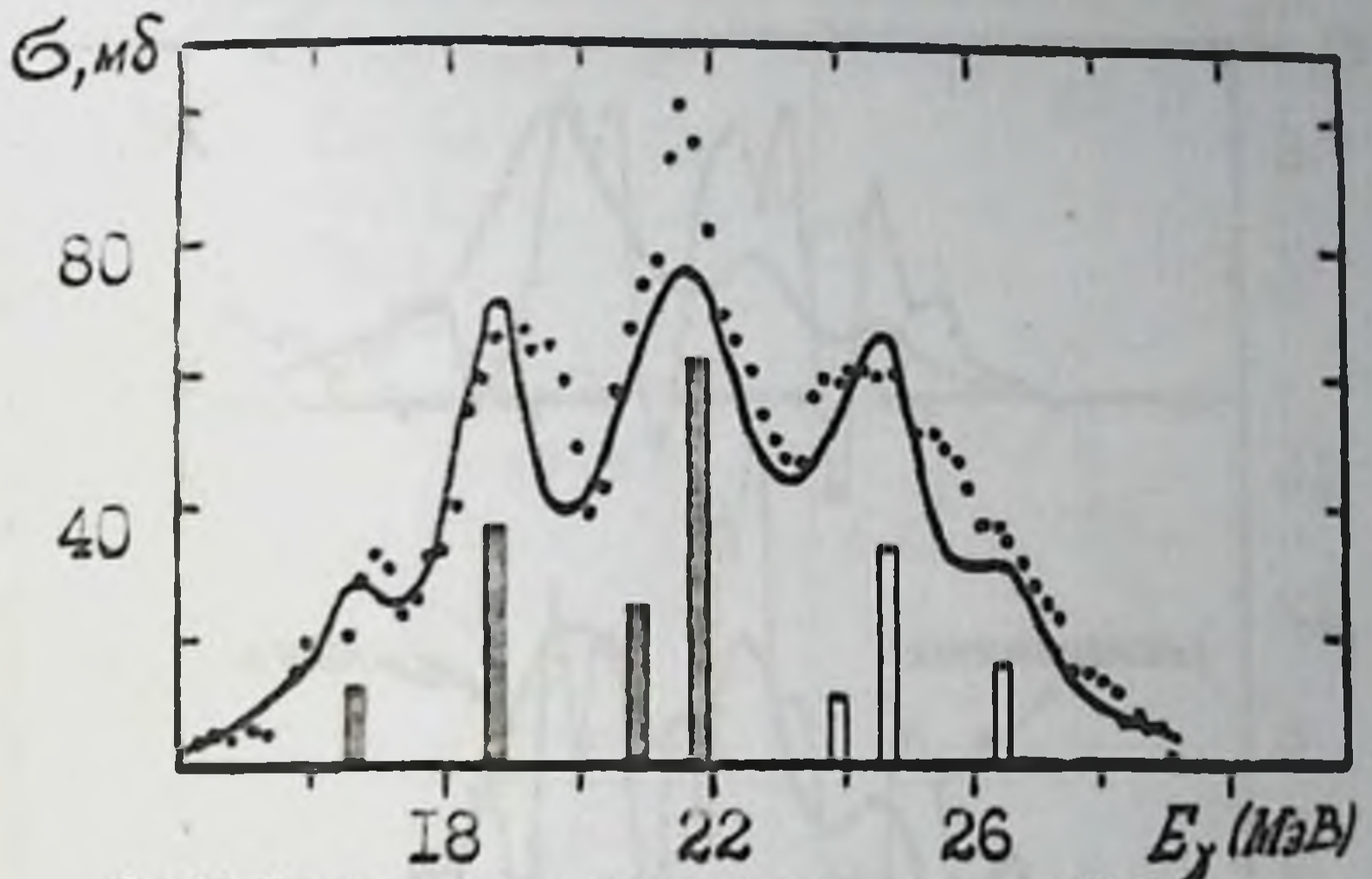


Рис.14. Сечение полного поглощения  $\gamma$ -квантов для  $S^{32}$ . Точки – эксперимент (сумма сечений реакций  $(\gamma, p)$  [23] и  $(\gamma, n)$  [24]).

однонуклонной передачи для определения реальной структуры основного состояния ядра  $S^{32}$  и энергии одночастичных дипольных переходов.

Получено описание основных характеристик ДГР и определены вероятности различных механизмов его распада - полупрямого, предравновесного и идущего через стадию составного ядра. Расчет [4] подтверждает существование конфигурационного расщепления ДГР ядра  $S^{32}$ . Переходы  $1d2s \rightarrow 1f2p$  (см.рис.14) располагаются в области энергий до 22 МэВ (центр тяжести переходов - 20–21 МэВ). Значительная часть дипольной силы (30–32%) отщепляется в область более высоких энергий (24–27 МэВ), где располагаются состояния, доминирующий вклад в которые дает одна из конфигураций –  $1p_{3/2}^{-1} 1d_{5/2}$ ,  $1p_{3/2}^{-1} 1d_{3/2}$  или  $1p_{3/2}^{-1} 2s_{1/2}$ . Переходы  $1p_{1/2}^{-1} \rightarrow 1d2s$  располагаются в той же области энергий, что и переходы  $1d2s \rightarrow 1f2p$ , сильно смешиваясь с последними. Величина конфигурационного расщепления достигает  $\sim 5$  МэВ.

Рис.14 показывает также, что расчет хорошо описывает основные особенности структуры гигантского резонанса и неплохо согласуется с экспериментальными



# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

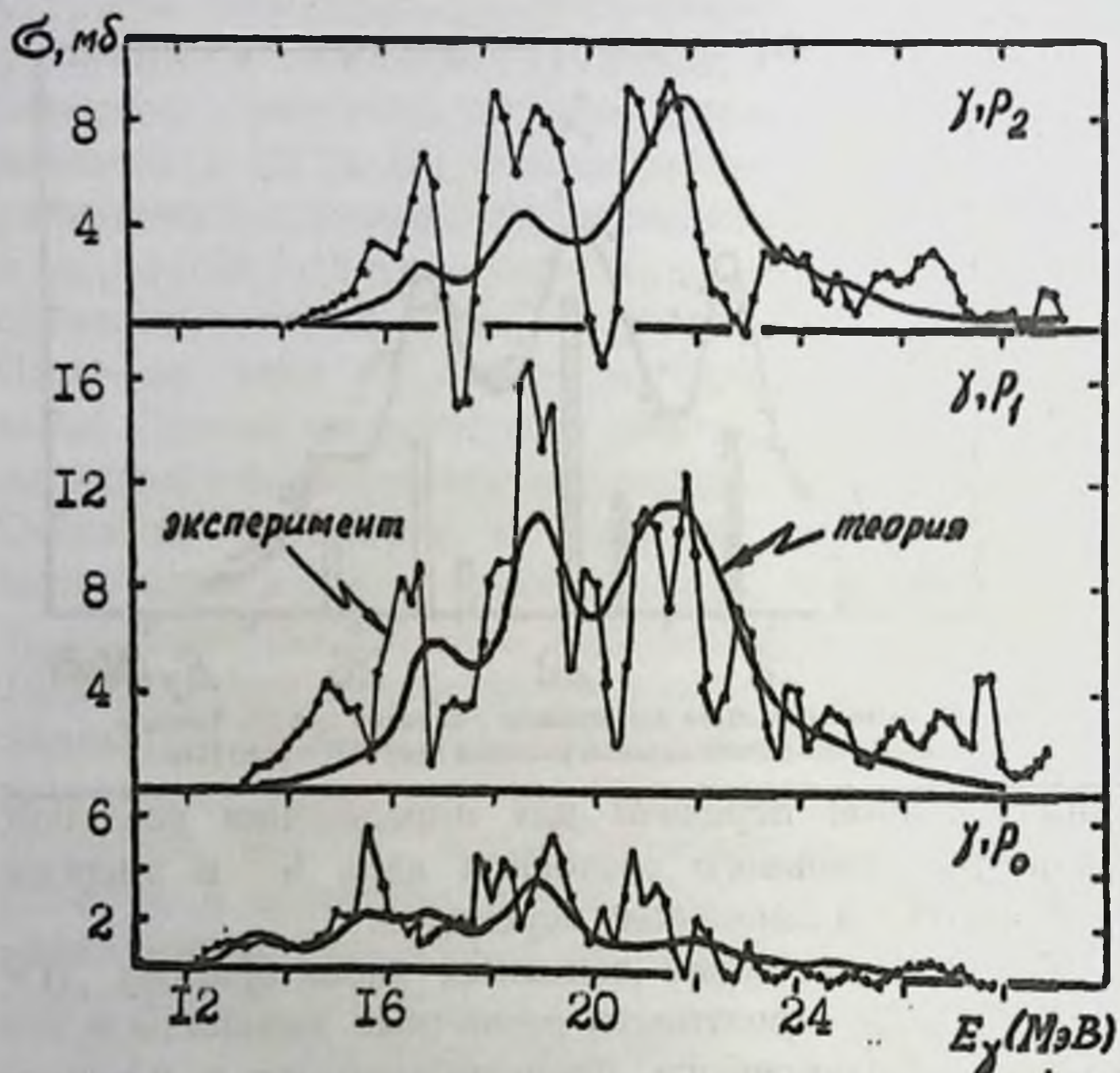


Рис.15. Сечения реакций  $(\gamma, P_0)$ ,  $(\gamma, P_1)$  и  $(\gamma, P_2)$  для ядра  $S^{32}$ . Сравнение теории [4] и эксперимента [23]

данными по абсолютной величине.

В расчете получено описание парциальных сечений реакций  $(\gamma, p_0)$ ,  $(\gamma, p_1)$  и  $(\gamma, p_2)$  для ядра  $S^{32}$ . Результаты расчета показаны на рис.15. Расчет выполнен в предположении, что рассматриваемые состояния конечного ядра  $P^{31}$  (основное и два нижних возбужденных состояния) заселяются только в результате полупрямого распада. Удовлетворительное описание структуры экспериментальных сечений подтверждает полупрямой характер реакций  $(\gamma, p_0)$ ,  $(\gamma, p_1)$  и  $(\gamma, p_2)$ . Расчет описывает и переходы на высокие возбужденные состояния конечного ядра (рис. 16). Как показывают авторы расчета, основную роль здесь играют статистические процессы.

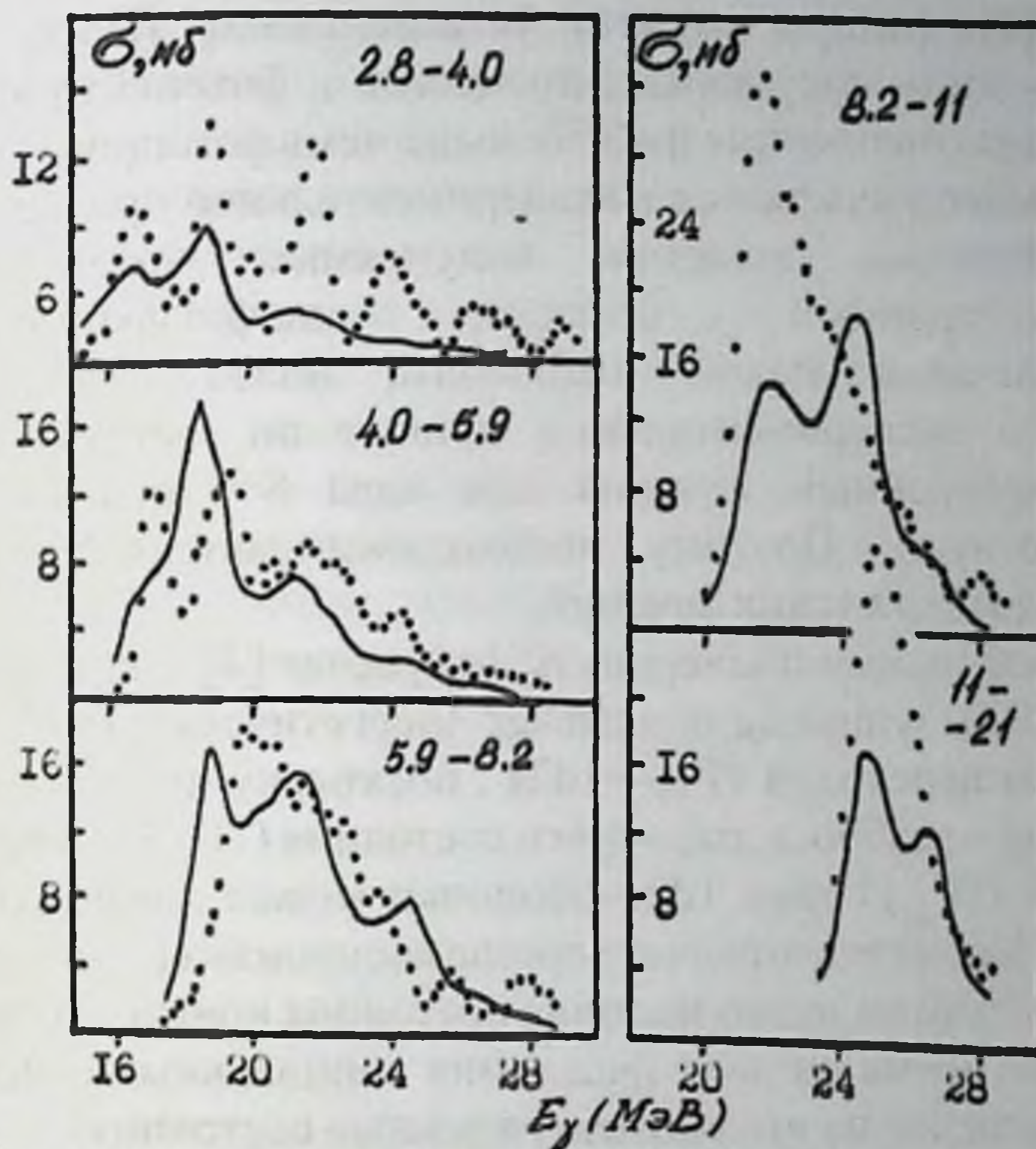


Рис.16. Парциальные фотопротонные сечения, отвечающие возбуждению групп уровней ядра  $P^{11}$ .

Столбики и соответствующая им сплошная линия – данные теоретического расчета [4]. Светлые столбики – дипольные состояния, формирующиеся за счет переходов  $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$

В целом результаты расчета указывают на доминирование полупрямого механизма фоторасщепления в максимуме ДГР ( $E_\gamma = 21.6$  МэВ), где концентрируются наиболее сильные переходы  $1d2s \rightarrow 1f2p$  и  $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$ . Вероятность полупрямого испускания нуклонов в этой области энергий достигает  $\sim 50\%$ . В районе 30 МэВ, где расположены дипольные переходы, отвечающие дырочному состоянию  $(1p_{1/2})^{-1}$  доминирующими становятся статистические процессы (их вероятность при таких энергиях может достигать

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

~ 80%). Авторы расчета устанавливают также, что вероятность полупрямых процессов в фотонейтронном канале расщепления ядра  $S^{32}$  больше, чем в фотопротонном. Этот вывод нуждается в экспериментальной проверке.

Очевидно, выделяя полупрямые компоненты фотонейтронных сечений, конфигурационное расщепление можно наблюдать более отчетливо. Однако экспериментальные данные по парциальным фотонейтронным сечениям для ядра  $S^{32}$  практически отсутствуют. Поэтому необходимы дополнительные исследования таких сечений.

Необходимо подчеркнуть, что расчет [4], также как и все предыдущие не описывает энергетическую ширину группы переходов  $1P_{3/2} \rightarrow 1d2s$ , поскольку не учитывает сильного разброса дырочного состояния  $(1P_{3/2})^{-1}$  (ширина дырки  $(1P_{3/2})^{-1}$  ядер  $1d2s$ -оболочки может достигать 20 МэВ). Кроме этого расчет хорошо воспроизводит распады ДГР только на низколежащие состояния конечного ядра, в то же время он дает занижения парциальных сечений для распадов на высоковозбужденные состояния.

Цифры над сечениями указывают энергетический интервал возбуждения ядра  $P^{31}$  (в МэВ).

Точки – эксперимент [23].

Сплошная линия – данные теоретического расчета [4]

В заключении данной главы подчеркнем первоочередные задачи, постановку которых диктует уровень имеющейся экспериментальной и теоретической информации о ДГР ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ .

1. Проведение  $(\gamma, X\gamma')$ -экспериментов, охватывающих вся область энергий ДГР.

2. Получение информации о парциальных каналах фотоорасщепления с выделением сечений заселения конечных состояний с энергиями вплоть до 10 МэВ.

3. Выявление причин различия данных  $(\gamma, p)$ - и  $(\gamma, X\gamma')$ -экспериментов для ядра  $P^{31}$ .

4. Расчет парциальных фотонейтронных сечений

для ядра  $S^{32}$  из парциальных фотопротонных сечений на основе принципа изоспиновой симметрии нуклонных распадов.

5. Уточнение характеристик конфигурационного расщепления (в частности, определение вероятности нуклонных переходов для различных оболочек).

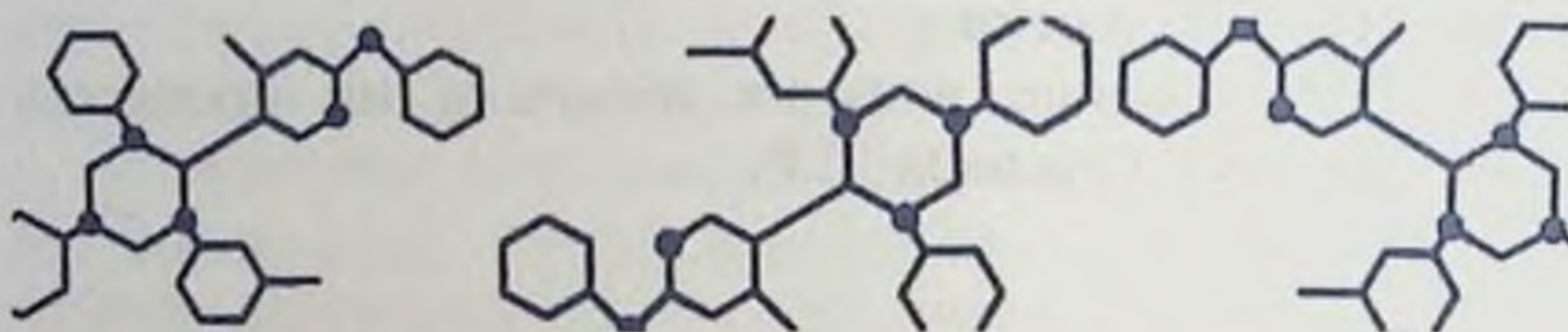
6. Выделение полупрямых компонент парциальных и полных фотонуклонных сечений.

7. Объяснение соотношения вероятностей протонной и нейтронной эмиссии.

8. Исследование влияния изоспина на процессы формирования и распада ДГР.

## ГЛАВА II

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$ МЕТОДОМ $(\gamma, X\gamma')$ -РЕАКЦИЙ



#### 1. Методика измерения спектров $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер

Настоящий эксперимент использует метод измерения спектров  $\gamma$ -квантов, возникающих в результате  $(\gamma, X\gamma')$ -процессов и реализован на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения бетатрона НИИЯФ МГУ. Эксперимент выполнен при верхней границе тормозного спектра  $E_{\gamma}^{\max} = 32$  МэВ. Калибровка энергетической шкалы ускорителя проводилась по известным значениям энергетических порогов и изломов активационных кривых фотонейтронных реакций. Соответствующие данные приведены в табл.3. Выход  $(\gamma, n)$ -реакции измерялся по  $\beta$ -активности конечного ядра.

Геометрия эксперимента по измерению спектров  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер, приведена на рис.17. Тормозной пучок, генерируемый на внутренней платиновой мишени бетатрона, пропускаться через систему свинцовых коллиматоров толщиной 70 см и попадал в экспериментальный зал, который отделен от ускорителя толстой защитной стеной из свинца и бетона (общая толщина - 1.5 м).

Мишень из исследуемого вещества располагалась в пучке тормозных фотонов на расстоянии 4 м от камеры ускорителя. Геометрическая форма пучка в месте расположения мишени определялась системой коллиматоров, размещенных в непосредственной близости от ускорителя, и имела в поперечнике форму круга диаметром 10 см.

Реакция	Порог реакция
$^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$	$10.841 \pm 0.010$
$\text{O}^{16}(\gamma, n)$	$17.15 \pm 0.1$ (.)
$\text{O}^{16}(\gamma, n)$	$21.90 \pm 0.1$ (.)

Примечание: (.) – энергии изломов в кривой выхода реакции  $\text{O}^{16}(\gamma, n)$ .

Таблица 3.

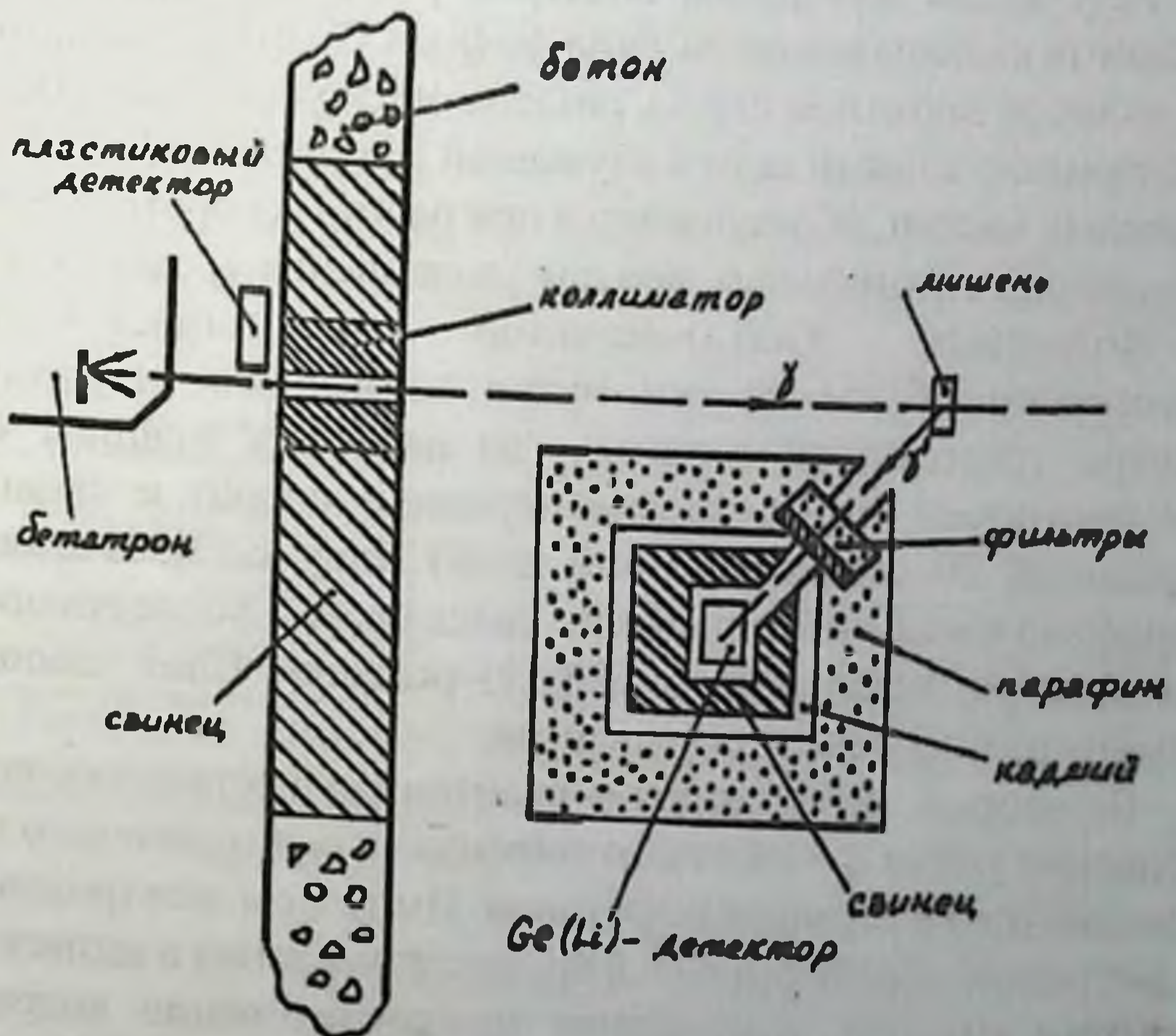


Рис.17. Геометрия  $(\gamma, X'\gamma)$ -эксперимента

Пороговые значения и энергии изломов активационных кривых реакций  $(\gamma, n)$ , использованных для калибровки бетатрона НИИЯФ МГУ

Доза  $\gamma$ -излучения, полученная исследуемой мишенью в процессе эксперимента, постоянно контролировалась с помощью стандартной тонкостенной камеры-монитора, установленной перед коллиматором в ускорительном зале в пучке тормозного  $\gamma$ -излучения. Информация записывалась самопишущим потенциометром КПС-4.

Регистрация  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер, осуществлялось Ge(Li)-детектором коаксиального типа (ДГДК-100А) с чувствительным объёмом 100 см<sup>3</sup>. Энергетическое разрешение Ge(Li)-детектора для энергии 1.332 МэВ (изотоп  $^{60}\text{Co}$ ) составило 3.5 кэВ.

Результаты измерения спектров  $\gamma$ -квантов могут быть сильно искажены высоким уровнем фона. Поэтому, несмотря на наличие защитной стены, разделяющей ускорительный и экспериментальный залы и служащей для снижения потоков фоновых частиц, образующихся при работе ускорителя, был принят ряд специальных мер для уменьшения уровня фона.

Во-первых, Ge(Li)-детектор располагался на расстоянии 35 см от оси пучка тормозного излучения внутри трехслойной защиты - из парафина толщина 40 см (наружный слой), кадмия (средний слой) и свинца толщиной 20 см (внутренний слой) (см.рис.17). В слоях парафина и кадмия происходит замедление и последующие поглощение нейтронов в  $\text{Cd}(n, \gamma)$ -реакции. Слой свинца служит для поглощения  $\gamma$ -квантов.

Во-вторых, регистрация  $\gamma$ -квантов осуществлялась под большим углом  $q = 140^\circ$  по отношению к оси падающего на мишень пучка тормозных фотонов. Импульсы электронов и позитронов, образующихся в процессе рождения в веществе мишени  $e^+e^-$ -пар, направлены преимущественно вперед. Поэтому, такой угол ( $q = 140^\circ$ ) регистрации  $\gamma$ -квантов позволяет снизить электронную компоненту фона.

В-третьих, в коллимирующем канале защиты Ge(Li)-детектора, который выделяет направление на исследуемую мишень, прямое направление между мишенью и Ge(Li)-детектором перекрывалось фильтрами из парафиновой толщиной 7.5 см и свинца толщиной 3 см. Это позволило подавить наиболее интенсивную низкоэнергетичную компоненту фона, обусловленную в основном комптоновским рассеянием тормозного  $\gamma$ -излучения на исследуемой мишени.

Дополнительное снижение уровня фона достигается с помощью пластикового сцинтилляционного детектора (см. рис.17). Использование данного детектора для временной селекции импульсов  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных Ge(Li)-детектором, позволяет установить вклад в экспериментальный спектр фотонов, обусловленных процессами наведенной активности в веществе мишени. В целом, с помощью перечисленных выше специальных мер, удалось снизить уровень фона на 3-4 порядка.

Блок-схема аппаратуры, используемой для измерения спектров  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер, приведена на рис.18. Электронный тракт состоял из стандартных блоков системы "Вектор"- спектрометричес-

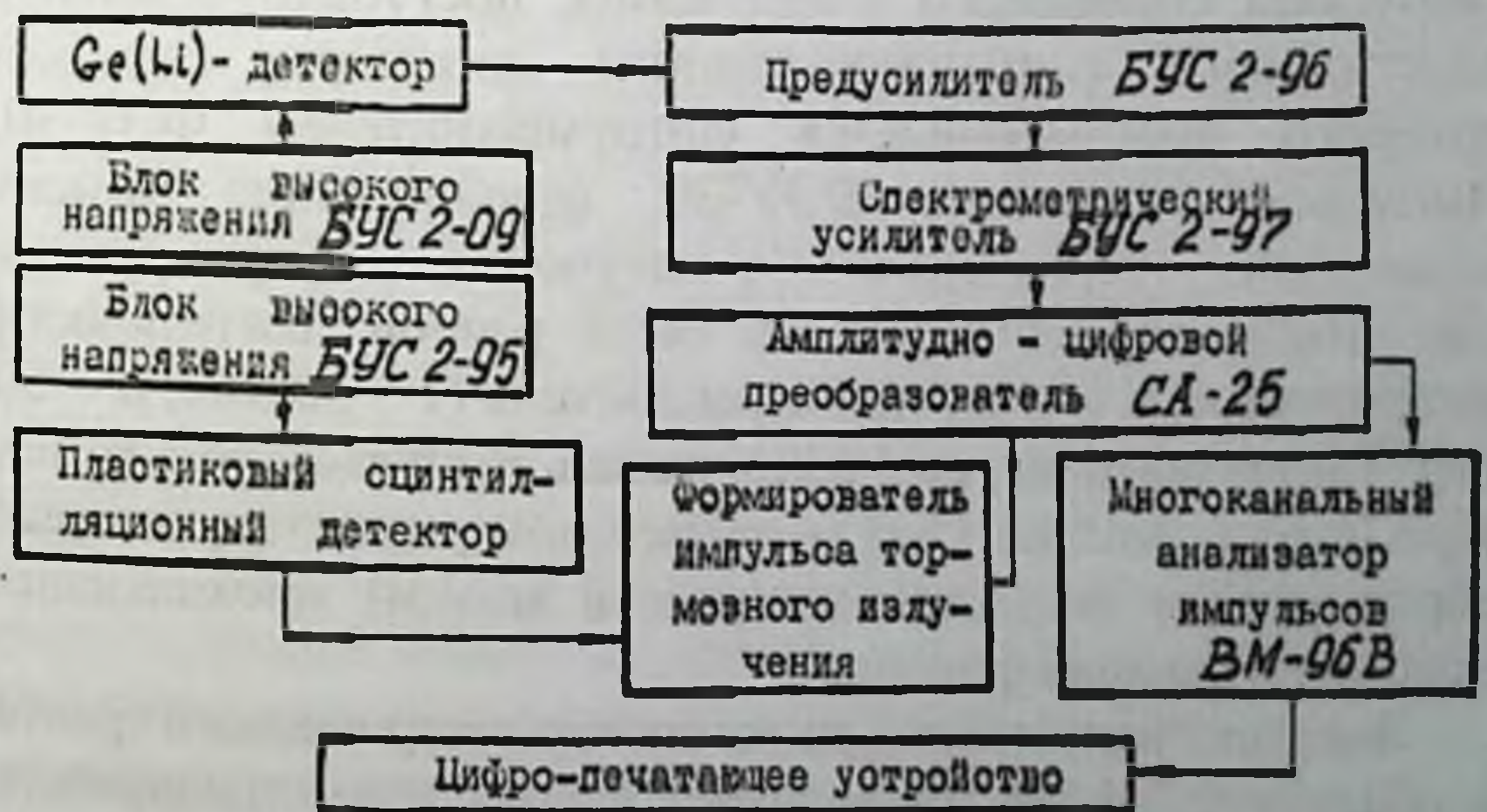


Рис.18. Блок-схема аппаратуры для измерения спектров  $\gamma$ -квантов из  $(\gamma, X\gamma)$ -экспериментов



кого предварительного усилителя БУС2-96 и спектрометрического усилителя БУС2-97, а также из блоков амплитудно-цифрового преобразователя СА-25 и 4096-канального накопителя импульсов "INTERTECHNIQUE" ВМ-96В. Предусилитель БУС2-96 смонтирован в одном блоке с Ge(Li)-детектором. Для уменьшения уровня шумов первый транзистор предусилителя охлаждался вместе с кристаллом детектора до температуры жидкого азота. С предусилителя импульсы поступали на вход усилителя БУС2-97. Коэффициент усиления блока БУС2-97 подбирался таким образом, чтобы можно было анализировать спектр  $\gamma$ -квантов с энергией до 10 МэВ.

Постоянные времени дифференцирования и интегрирования были установлены равными 3.2 мкс. Сигналы с выхода спектрометрического усилителя подавались на вход амплитудно-цифрового преобразователя СА-25 и далее, в случае совпадения по времени с импульсом тормозного  $\gamma$ -излучения, поступали на память 4096-канального анализатора импульсов ВМ-96В. В случае отсутствия импульсов тормозного излучения накопление импульсов  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных Ge(Li)-детектором, в памяти анализатора не производится. Импульсы тормозного  $\gamma$ -излучения, поступают с выхода пластикового сцинтилляционного детектора, кристалл которого просматривается фотоумножителем ФЭУ-30. Импульсы с выхода ФЭУ-30, фиксирующие момент появления тормозного  $\gamma$ -излучения, формируются так, чтобы их длительность была равной длительности интенсивности  $\gamma$ -излучения ускорителя ( $\tau \sim 30$  мкс,  $n = 50$  Гц). Таким образом, анализировались импульсы только тех зарегистрированных Ge(Li)-детектором  $\gamma$ -квантов, которые образуются в веществе мишени в момент прохождения потока тормозных фотонов.

Энергетическая калибровка спектрометрического тракта в области  $\leq 3$  МэВ проводилась с помощью стандартных радиоактивных источников, имеющих хорошо известные и ярко выраженные  $\gamma$ -линии  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{24}\text{Na}$  [51]. При более

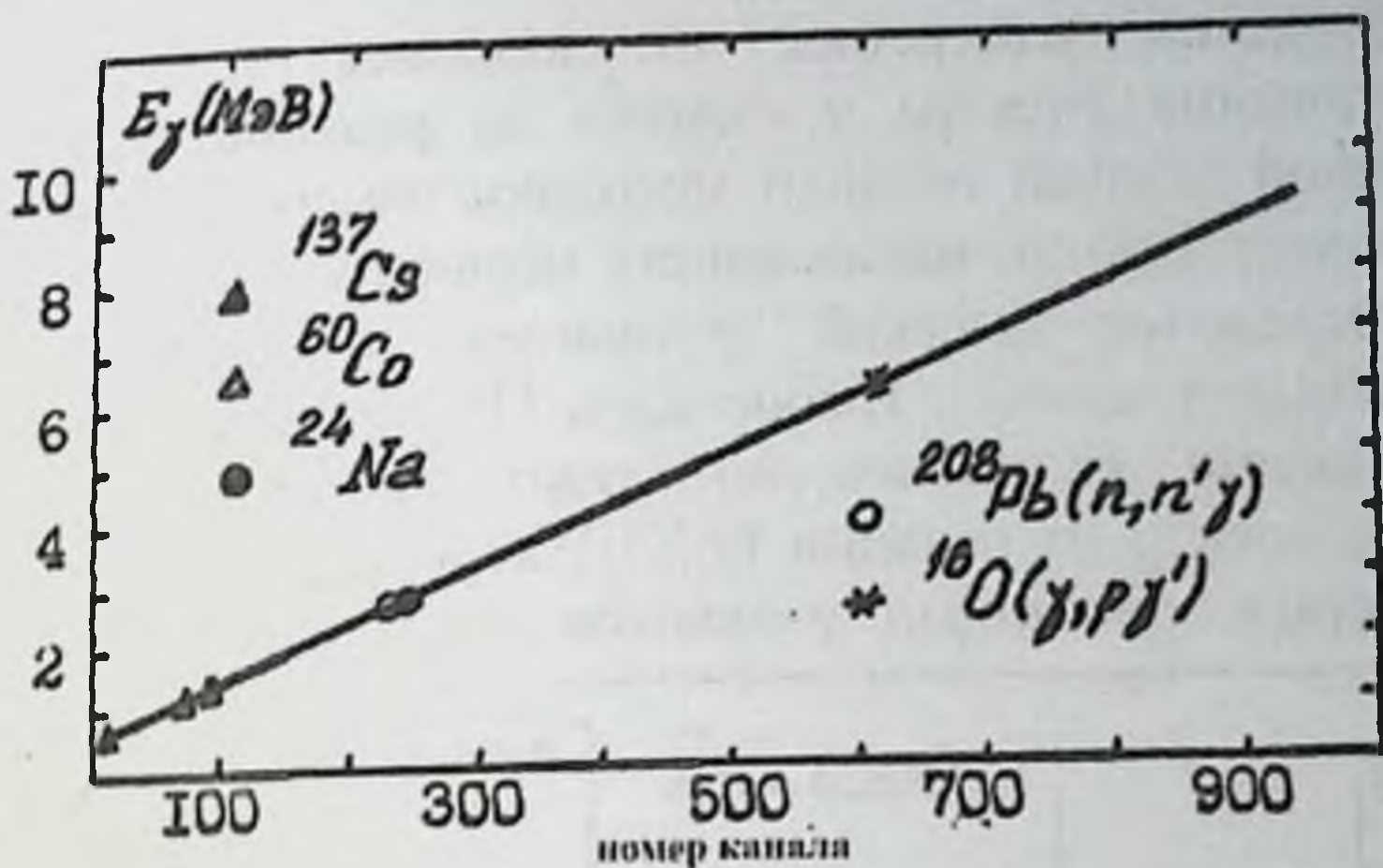


Рис.19. Калибровочная линия спектрометрического тракта ( $\gamma, X\gamma$ )-эксперимента

высоких энергиях калибровка спектрометрического тракта производилась с помощью наиболее интенсивных  $\gamma$ -линий из различных ядерных реакций (рис.19). На этом рисунке для каждой точки указана природа  $\gamma$ -линии, используемой для установления соответствия между энергией  $\gamma$ -линии и каналом спектрометрического тракта. Как видно из рисунка калибровочная зависимость спектрометрического тракта является линейной в исследуемом диапазоне энергий.

Данные калибровочных измерений анализировались с помощью метода наименьших квадратов и находились параметры прямой  $y = ax + b$ , аппроксимирующей экспериментальные точки. Результаты анализа показали, что  $a = 9.5$  кэВ. Это значение  $a$  и определяет величину энергетического разрешения спектрометрического тракта. Стабильность энергетической шкалы спектрометрического тракта систематически проверялась по положению линий 1.173 и 1.332 МэВ источника  $^{60}\text{Co}$ . За время измерений уход энергетической шкалы не наблюдался. Это означает, что суммарная нестабильность спектрометрического тракта не превышает ширину одного канала, а ошибка в определении энергетической шкалы составляет  $\pm 9,5$  кэВ в области энергий до 10 МэВ.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Методика измерения отлаживалась с помощью исследования спектра  $\gamma$ -квантов из реакции  $O^{16}(\gamma, X\gamma)$ . Основной задачей отладки методики измерений является выявление фактов, искажающих первичную информацию (распределение энергий  $\gamma$ -квантов и интенсивности отдельных  $\gamma$ -линий). Выбор ядра  $O^{16}$  для осуществления этой задачи обусловлен, во-первых, тем, что для этого ядра  $\gamma$ -спектр из реакции  $(\gamma, X\gamma)$  хорошо изучен [52-54]. Во-вторых, указанный  $\gamma$ -квантов из реакции  $O^{16}(\gamma, X\gamma)$

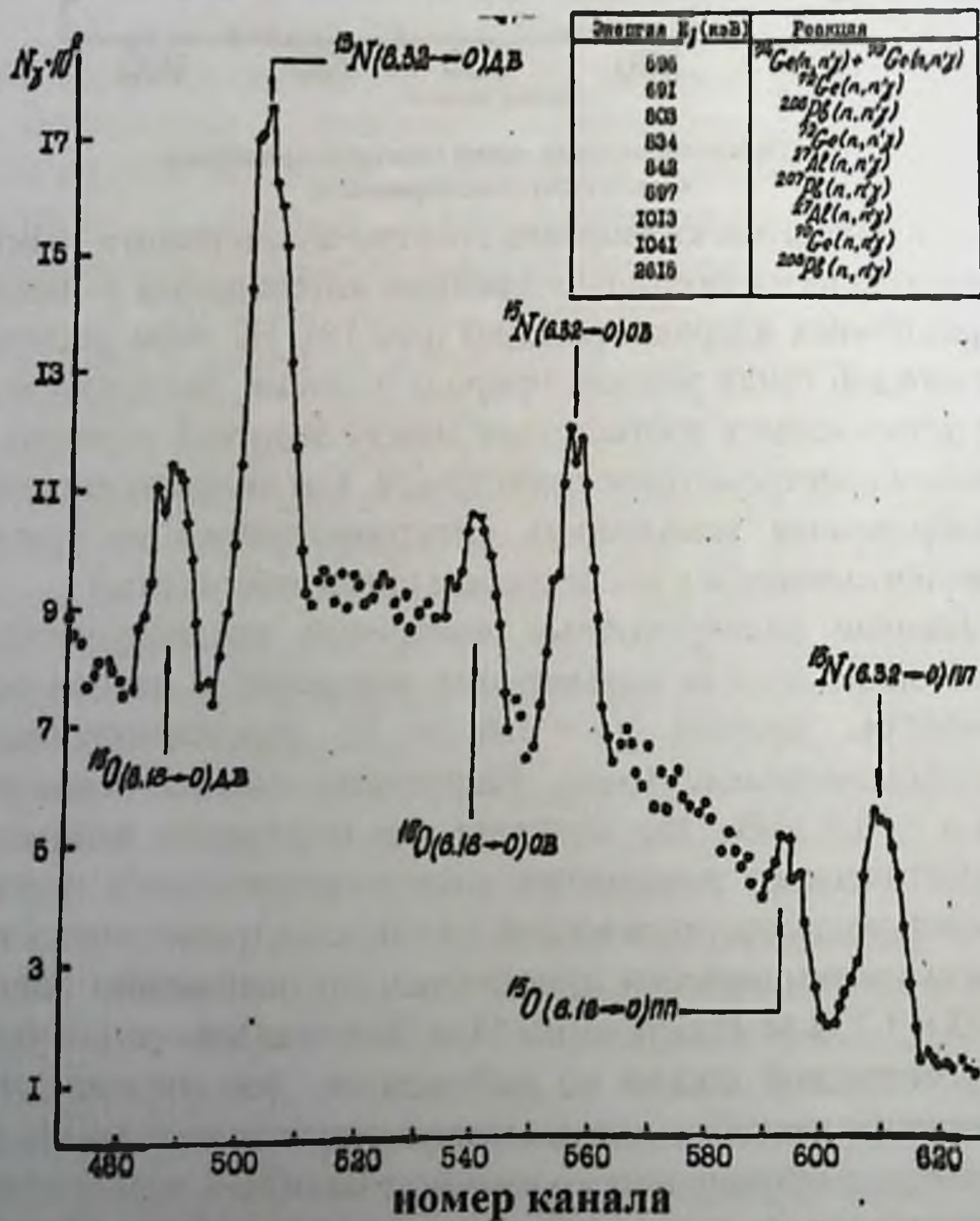


Рис.20. Высокоэнергичный участок  $\gamma$ -спектров из  $O^{16}(\gamma, X\gamma)$ -реакции, полученный при отладке экспериментальной методики

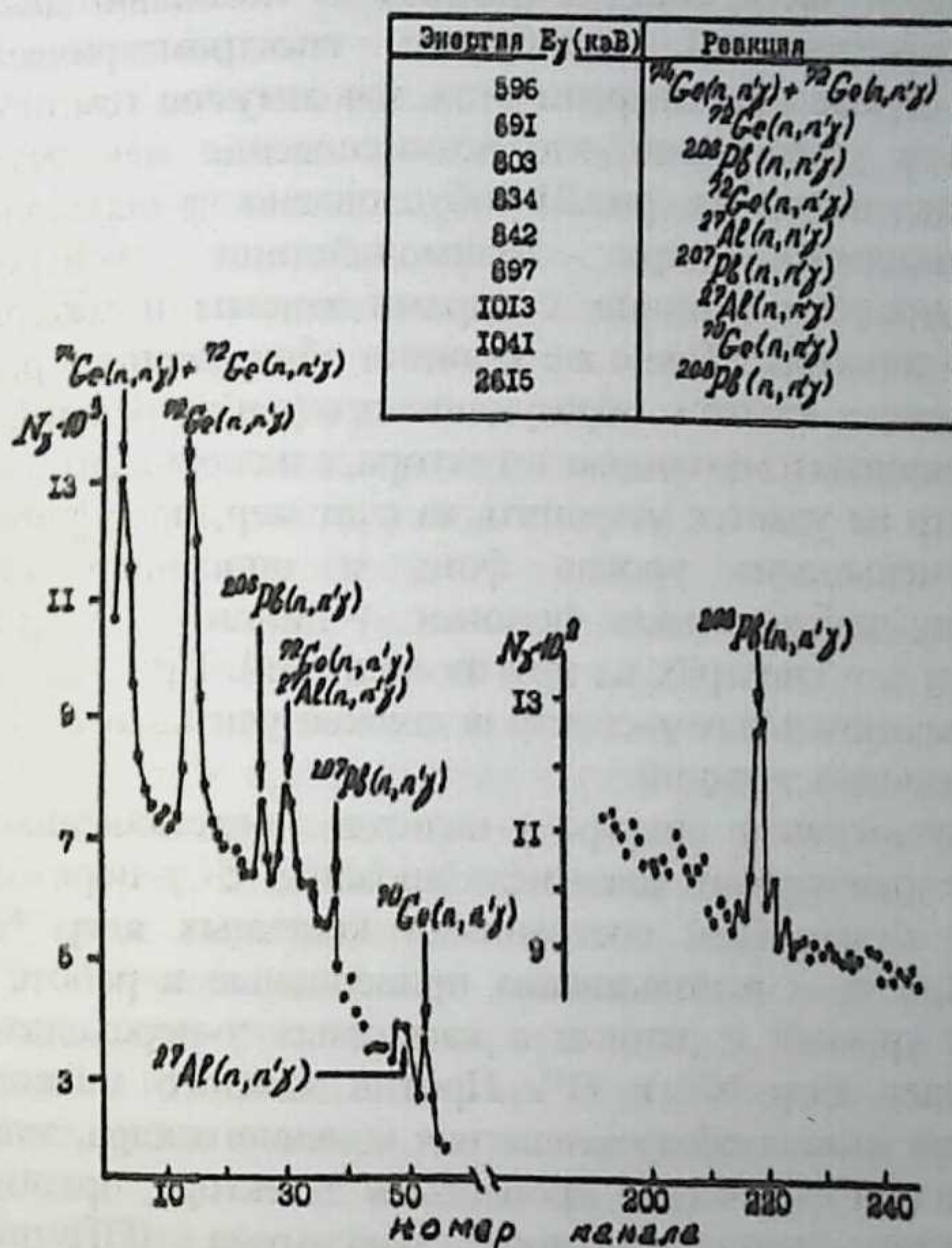


Рис.21. Фоновые  $\gamma$ -линии, обнаруженные в результате  $\text{O}^{16}(\gamma, X\gamma)$ -эксперимента

позволяет достаточно просто обнаружить фоновые  $\gamma$ -линии в низкоэнергичной части экспериментального  $\gamma$ -спектра.

Исследование спектра  $\gamma$ -квантов из реакции  $\text{O}^{16}(\gamma, X\gamma)$  осуществлялось в диапазоне энергий от 0.6 до 10 МэВ при верхней границе тормозного  $\gamma$ -пучка  $E_\gamma^{\text{max}} = 32$  МэВ. Время измерения составило 70 часов. В качестве мишени использовалась вода, налитая в целлофановый пакет. Результаты исследования показали, что наряду с интенсивными максимумами в области 5–6 МэВ (рис.20) наблюдается ряд интенсивных фоновых  $\gamma$ -линий в низко

энергичной части спектра (рис.21). С помощью данных по энергетической калибровке спектрометрического тракта определены энергии этих максимумов (см.табл. к рис.21) и установлено, что возникновение максимумов, представленных на рис.21 обусловлено  $\gamma$ -переходами, образующимися при взаимодействии нейтронов, возникающих в машине, с ядрами защиты и материала Ge(Li)-детектора. Такие же  $\gamma$ -линии обнаружены в работе [55]. Вклад  $\gamma$ -квантов, образующихся в  $(n, n'\gamma)$ -реакциях на ядрах защиты и материала детектора, в экспериментальный  $\gamma$ -спектр не удастся устранить за счет мер, принятых для уменьшения уровня фона и описанных выше. Поэтому наблюдаемые фоновые  $\gamma$ -линии будут иметь место и в  $\gamma$ -спектрах из других мишеней. При обработке экспериментальных  $\gamma$ -спектров должен учитываться вклад этих фоновых  $\gamma$ -линий.

Максимумы в спектре  $\gamma$ -квантов, представленных на рис.20 однозначно идентифицированы с  $\gamma$ -переходами между отдельными состояниями конечных ядер  $N^{15}$  и  $O^{15}$ . При этом использованы приведенные в работе [56] схемы уровней и данные о каскадных  $\gamma$ -переходах для конечных ядер  $N^{15}$  и  $O^{15}$ . Против каждого максимума указаны символ образовавшегося конечного ядра, энергия перехода и физические процессы в детекторе, приводящие к возникновению данного максимума (ПП-полное поглощение, ОВ и ДВ-соответственно одиночный и двойной вылет аннигиляционного фотона). Одному  $\gamma$ -переходу с энергией  $E_{\gamma}$  в  $\gamma$ -спектре соответствуют три сдвинутые относительно друг друга  $\gamma$ -линии с энергиями  $E_{\gamma}$ ,  $E_{\gamma}-0.511$ ,  $E_{\gamma}-1.022$  МэВ. Эта особенность  $\gamma$ -спектров является характерной чертой аппаратурной функции Ge(Li)-детектора и объясняется физическими эффектами в материале детектора, в результате которых происходит регистрация  $\gamma$ -квантов. Число таких триплетов определяется числом  $\gamma$ -переходов с энергией  $E_{\gamma} > 1.022$  МэВ (порог процесса образования электрон-позитронных пар), проходящих в конечном ядре. Следовательно, в экспериментах с более

сложными, чем  $O^{16}$  ядрами, возможно получение  $\gamma$ -спектра с большим числом  $\gamma$ -линий сравнимой интенсивности, причём вероятность взаимного наложения различных  $\gamma$ -линий будет увеличиваться. Это обстоятельство усложняет задачу однозначного определения интенсивности отдельной  $\gamma$ -линии, отвечающей конкретному  $\gamma$ -переходу в конечном ядре. Для определения интенсивности отдельной  $\gamma$ -линии необходимо знать энергетическую зависимость эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов Ge(Li)-детектором в пике полного поглощения, двойного и одиночного вылета для энергий всех исследуемых  $\gamma$ -линий.

Для расчета эффективности регистрации (GeLi)-детектора, используемого в наших экспериментах, применен полуэмпирический метод [57], в котором сделано упрощающее предположение о механизме потерь энергии  $\gamma$ -квантами при прохождении через детектор и получены аналитические выражения, с помощью программы "EFFI" (см. §2 гл. II) на ЭВМ ЕС-1022 проведен расчет эффективности регистрации используемого нами Ge(Li)-детектора. В полуэмпирическом методе расчета эффективности [57] наряду с теоретическими предположениями используются и сведения, полученные непосредственно из эксперимента. Так, при расчете использованы данные из  $\gamma$ -спектра для ядра  $O^{16}$ , полученного при отладке методики измерений.

Результаты расчетов представлены на рис. 22. Для корректировки энергетического хода кривой эффективности по пику полного поглощения ( $E_\gamma < 3.5$  МэВ) проведены дополнительные измерения с помощью стандартного источника  $Co^{56}$ , относительные интенсивности  $\gamma$ -линий которого хорошо известны [51]. Результаты этих измерений показаны на рисунке светлыми точками. Темные точки — данные для  $E_\gamma = 6.323$  МэВ из  $\gamma$ -спектра, полученного нами в  $O^{16}(\gamma, X\gamma')$ -эксперименте.

Результаты расчета кривых эффективности Ge(Li)-детектора введены в память ЭВМ в виде массива чисел и используются при обработке экспериментальных  $\gamma$ -спектров (блок "EFFI"; см. §2 гл. II).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Ещё одним существенным фактором, искажающим истинный  $\gamma$ -спектр, является ослабление потока  $\gamma$ -квантов в исследуемой мишени и в фильтрах на пути к детектору. Необходимо сделать поправку на это ослабление, поскольку ею обусловлена точность определения абсолютного числа фотонов, снимающих возбуждение конечного ядра.

При расчетах должны быть учтены следующие факторы, влияющие на ослабление потока  $\gamma$ -квантов (рис.23):

- ослабление тормозного  $\gamma$ -излучения в мишени;
- ослабление фотонов ( $\gamma'$ ) из  $(\gamma, X\gamma')$ -реакции в мишени;
- ослабление фотонов ( $\gamma'$ ) в фильтрах (свинцовом и парафиновом) на пути к детектору.

Кроме этого, должны учитываться геометрия эксперимента и тот факт, что мишень может иметь сложную пространственную форму. Мишени исследуемых ядер  $P^{31}$  и

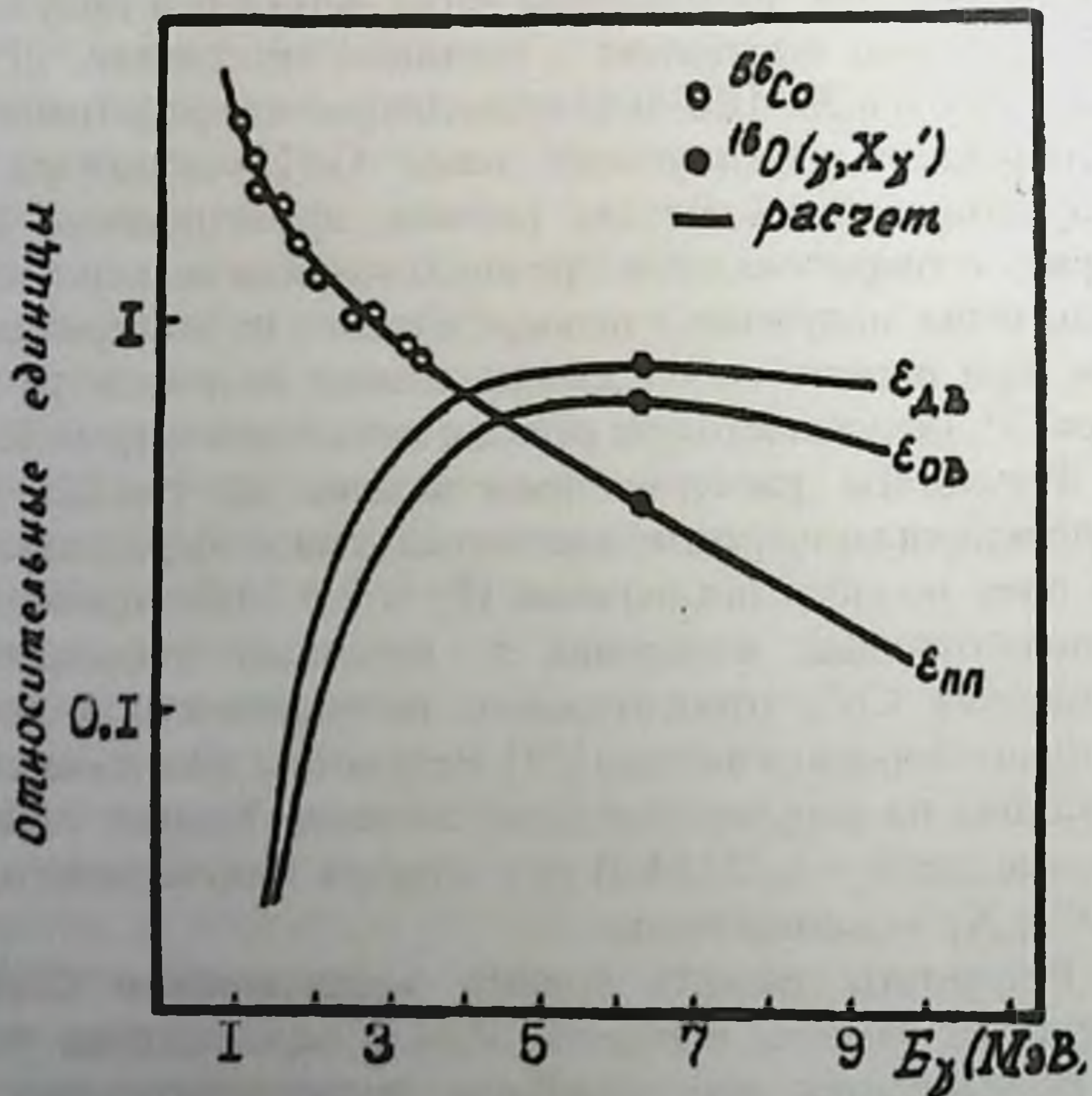


Рис.23. Кривые эффективности  $Ge(Li)$ -детектора по пикам полного поглощения (ПП), двойного вылета (ДВ) и одинарного вылета (ОВ)

$S^{32}$  имели форму цилиндра и устанавливались так, чтобы их ось совпадала с осью тормозного пучка. Характеристики используемых мишеней приведены в табл.4.

*Характеристики мишеней серы и фосфора*

Мишень	Изотопический состав		Вес (г)	Диаметр (см)	Толщина (см)
	$\lambda$	%			
Сера S (z=16)	32	95	716	9	6
	33	0.76			
	34	4.22			
Фосфор P (z=15)	31	100	653	10	8.4

Таблица 4.

Расчеты ослабления потока  $\gamma$ -квантов в мишени фильтрах выполнилось с помощью программ "TARG" и "FILTR" на ЭВМ ЕС-1022. Рассмотрим эти расчеты более подробно. Известно, что интенсивность потока  $\gamma$ -квантов  $I_\gamma$ , прошедших через вещество определяется интенсивностью потока  $\gamma$ -квантов  $I_0$ , падающих на данное вещество, а также толщиной  $x$  вещества. Такая зависимость имеет вид:

$$I_\gamma = I_0 \exp(-\mu x), \quad (1)$$

где  $\mu$  — массовый коэффициент поглощения. Его можно представить в виде суммы коэффициентов  $\mu = \{\mu_\phi + \{\mu_k + \{\mu_{\pi}$ , связанных с основными физическими процессами взаимодействия фотонов с веществом — фотоэффектом, комптон-эффектом и процессом образование  $e^+e^-$ -пар. Исходя из этого, при вычислении на ЭВМ коэффициента ослабления в мишени тормозных фотонов и  $\gamma$ -квантов, образованных в  $(\gamma, X\gamma')$ -реакции, целесообразно разбить её на достаточно малые (элементарные) объёмы  $\delta V$  (см.рис.23) и с точностью до этой величины определять геометрическое место взаимодействия тормозного  $\gamma$ -излучения с ядром мишени. При этом коэффициент ослабления  $K_M$  вычислялся по формуле:

$$K_M = \sum_{i=1}^N \exp(\mu_M Z_i) \cdot \exp(\mu_M L_i) / N, \quad (2)$$



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

где  $\mu_M$  — коэффициент поглощения тормозного излучения в мишени,  $Z_i$  — расстояние от поверхности мишени до  $i$ -го объёма  $\delta V$  на пути тормозного излучения,  $l_i$  — расстояние от  $i$ -го объёма  $\delta V$  до поверхности мишени пройденное фотоном, снимающим возбуждение конечного ядра, в направлении детектора,  $N$  — число элементарных объёмов  $\delta V$  в мишени. Для мишени  $P^{31}$  число элементарных объёмов составило  $N = 212$ , а для мишени  $S^{32}$   $N = 137$ . Коэффициент ослабления тормозного излучения в данных мишенях рассчитывается для энергии  $E_\gamma = 21$  МэВ, которая соответствует энергии возбуждения в максимуме ДГР. Ослабление фотонов из  $(\gamma, X\gamma')$ -реакции в мишени рассчитывается для энергии  $\gamma$ -квантов от 0.5 до 10 МэВ с шагом 0.01 МэВ.

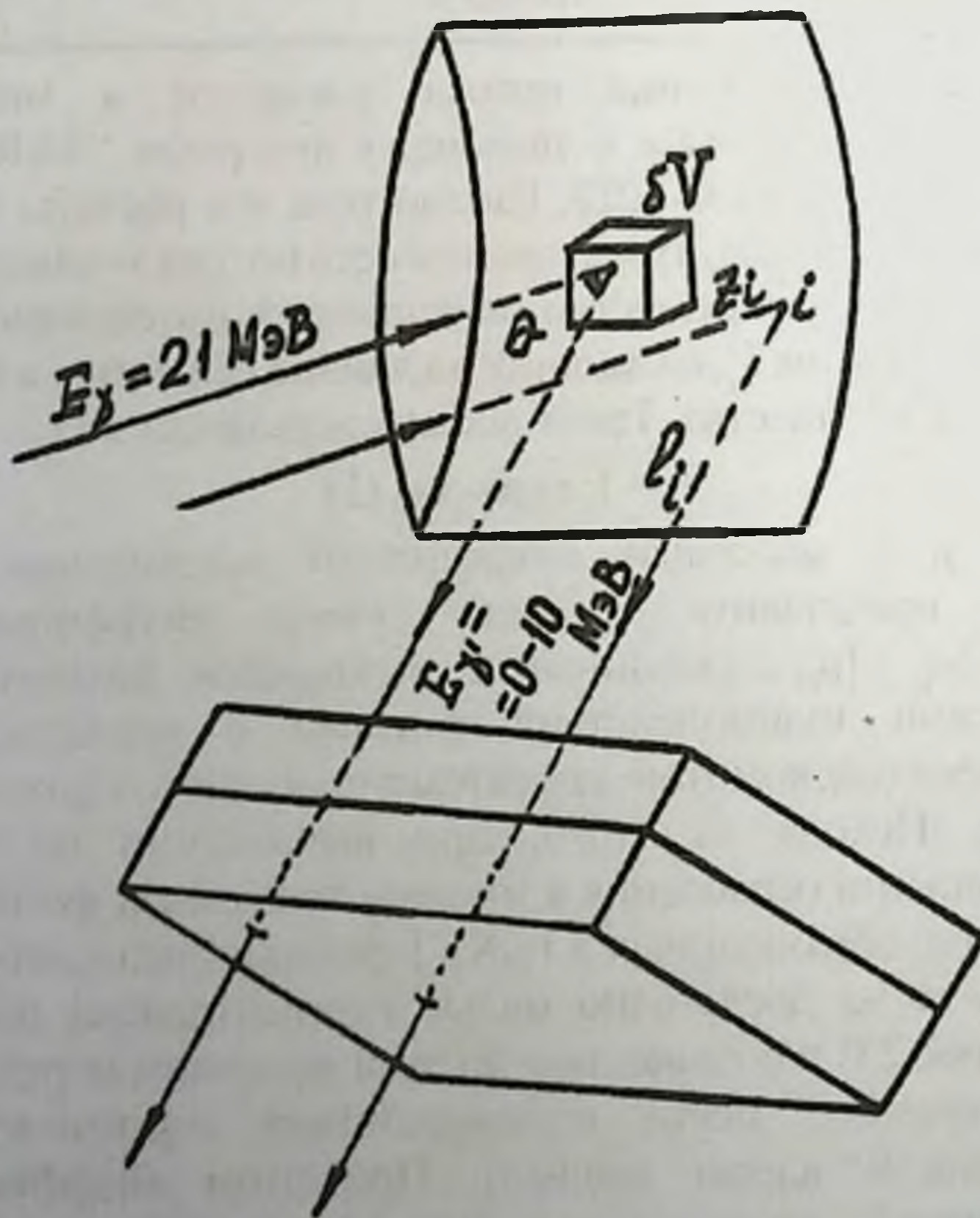


Рис.23. Пояснение к расчету ослабления потока  $\gamma$ -квантов в мишени и фильтрах

Коэффициент ослабления фотонов в фильтрах на пути к детектору  $K_{II}$  рассчитывается по формуле:

$$K_{II} = \exp(-\{\mu_{СВ} \{d_{СВ}\}) * \exp(-\{\mu_{ПАР} \{d_{ПАР}\}), \quad (3)$$

где  $\{\mu_{СВ} \{d_{СВ}$  – коэффициент поглощения и толщина фильтра из свинца,  $\{\mu_{ПАР} \{d_{ПАР}$  – коэффициент поглощения и толщина фильтра из парафина. Этот расчет также проведен для  $\gamma$ -квантов с энергией от 0.5 до 10 МэВ с шагом 0.01 МэВ. При расчетах для  $\{\mu_M, \{\mu_{СВ}, \{\mu_{ПАР}$  использованы данные работы [58]. Результаты расчетов коэффициента ослабления  $\gamma$ -квантов в мишени и фильтрах введены в память ЭВМ в виде массива чисел и используются при обработке экспериментальных  $\gamma$ -спектров (блоки "TARG" и "FILTR", см. §2 гл. II), а в табл. 5 приведены некоторые его значения для отдельных энергий  $\gamma$ -квантов.

Коэффициенты ослабления  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma$  в мишени и фильтрах

$E_\gamma$ (МэВ)	Фильтр		Мишень	
	свинец	парафин	фосфор	сера
1	0.091340	0.650568	0.5150	0.5993
2	0.213804	0.741378	0.5818	0.6624
3	0.243134	0.786624	0.6128	0.6920
4	0.243134	0.813984	0.6321	0.7082
5	0.236027	0.832938	0.6439	0.7181
6	0.226873	0.846296	0.6523	0.7259
7	0.217951	0.856428	0.6583	0.7312
8	0.209616	0.864831	0.6618	0.7329
9	0.201202	0.871780	0.6634	0.7322
10	0.191766	0.876021	0.6666	0.7369

Таблица 5.

Таким образом, в результате отладки методики измерений, проведенной с помощью  $O^{16} (\gamma, X\gamma)$ -эксперимента, удастся определить результирующие коэффициенты, которые необходимо учитывать при обработке  $\gamma$ -спектров для получения информации об

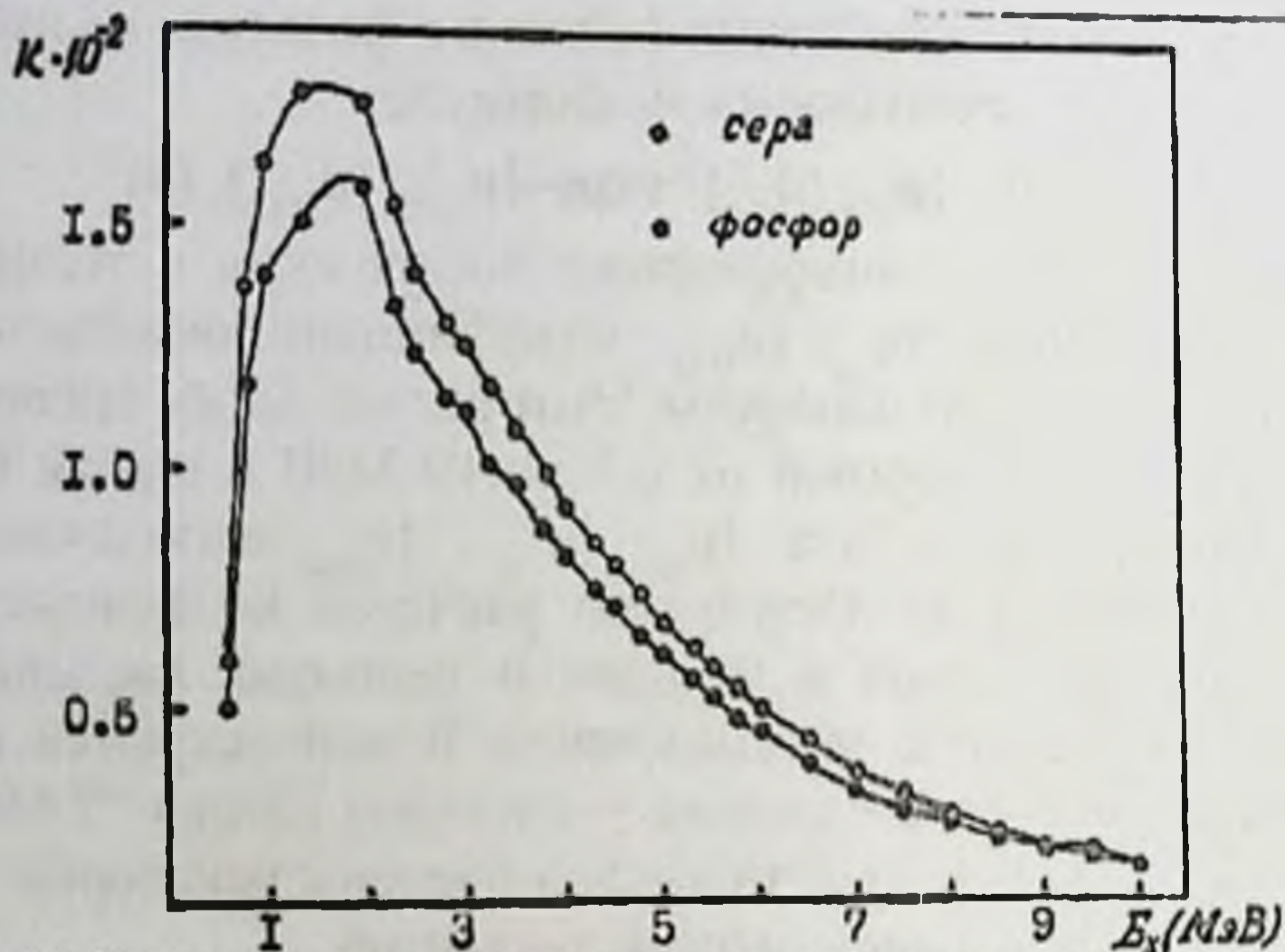


Рис.24. Кривые зависимости результирующего поправочного коэффициента ( $K$ ) от энергии  $\gamma$ -квантов ( $E_\gamma$ ) для мишени серы и фосфора

абсолютных числах фотонов, снимающих возбуждение конечных ядер и об интенсивностях  $\gamma$ -линий, отвечающих переходам с конкретного уровня конечного ядра. На рис.24 представлена зависимость одного из таких результирующих коэффициентов от  $E_\gamma$  для мишени ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ . Данный результирующий коэффициент получен с учетом коэффициента ослабления  $\gamma$ -квантов в мишени и фильтрах и эффективности регистрации Ge(Li)-детектора по пику полного поглощения. Кривые результирующего коэффициента с учетом эффективности регистрации Ge(Li)-детектора по пикам двойного и одиночного вылета будут иметь вид аналогичный кривым  $\epsilon_{дв}$  и  $\epsilon_{ов}$  (рис.22).

Измерение спектров  $\gamma$ -квантов в  $(\gamma, X\gamma')$ -экспериментах позволяет получить информацию о различных каналах фоторасщепления исследуемого ядра. Использование при измерениях Ge(Li)-детекторов, обладающих высоким энергетическим разрешением, даёт возможность разделить очень близкие (по энергии возбуждения конечного ядра) каналы реакции. В табл.6 приведены значения порогов различных фотоядерных реакций на ядрах  $P^{31}$  и  $S^{32}$ .

2. Спектры  $\gamma$ -квантов из реакции  $P^{31}(\gamma, X\gamma')$  и  $S^{32}(\gamma, X\gamma')$ . Комплекс программ для обработки  $\gamma$ -спектров.

Измерение спектров  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер, проводилось при верхней границе энергии тормозного  $\gamma$ -излучения  $E_{\gamma}^{max} = 32$  МэВ в условиях, идентичных условиям  $O^{16}(\gamma, X\gamma')$ -эксперимента, реализованного при отладке методики измерений. Время набора экспериментальной информации составляло в случае с мишенью из фосфора – 165 час., серы – 142 час.

Исследовались спектры  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий от 0,6 до 10 МэВ. Полученные в настоящем эксперименте спектры  $\gamma$ -квантов из реакций  $P^{31}(\gamma, X\gamma')$  и  $S^{32}(\gamma, X\gamma')$  показаны на рис.25 и 26. Указаны  $\gamma$ -переходы между уровнями конечных ядер, формирующие максимумы в спектре, символы образовавшихся конечных ядер, а также в общепринятых обозначениях физические процессы в детекторе, приводящие к возникновению максимума (ОВ или ДВ). Отсутствие этих букв обозначает, что данная  $\gamma$ -линия появляется в результате полного поглощения (ПП) энергии  $\gamma$ -квантов.

Пороги различных фотондерных реакций на ядрах  $P^{31}$  и  $S^{32}$ .

Типы реакций	ядро $P^{31}$		ядро $S^{32}$	
	пороги реакций, (МэВ)	конечные ядра	пороги реакций, (МэВ)	конечные ядра
$\gamma, n$	12.3	$P^{30}$	15.1	$S^{31}$
$\gamma, p$	7.3	$Si^{30}$	8.9	$P^{31}$
$\gamma, t$	17.9	$Si^{28}$	24.0	$P^{29}$
$\gamma, ^3He$	22.5	$^{28}Al$	19.1	$Si^{29}$
$\gamma, \alpha$	9.7	$^{27}Al$	6.9	$Si^{28}$
$\gamma, 2n$	23.5	$P^{29}$	28.1	$Si^{30}$
$\gamma, np$	17.9	$Si^{29}$	21.2	$P^{30}$
$\gamma, 2p$	20.8	$^{29}Al$	16.2	$Si^{30}$

Таблица 6.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР P<sup>31</sup> И S<sup>32</sup>

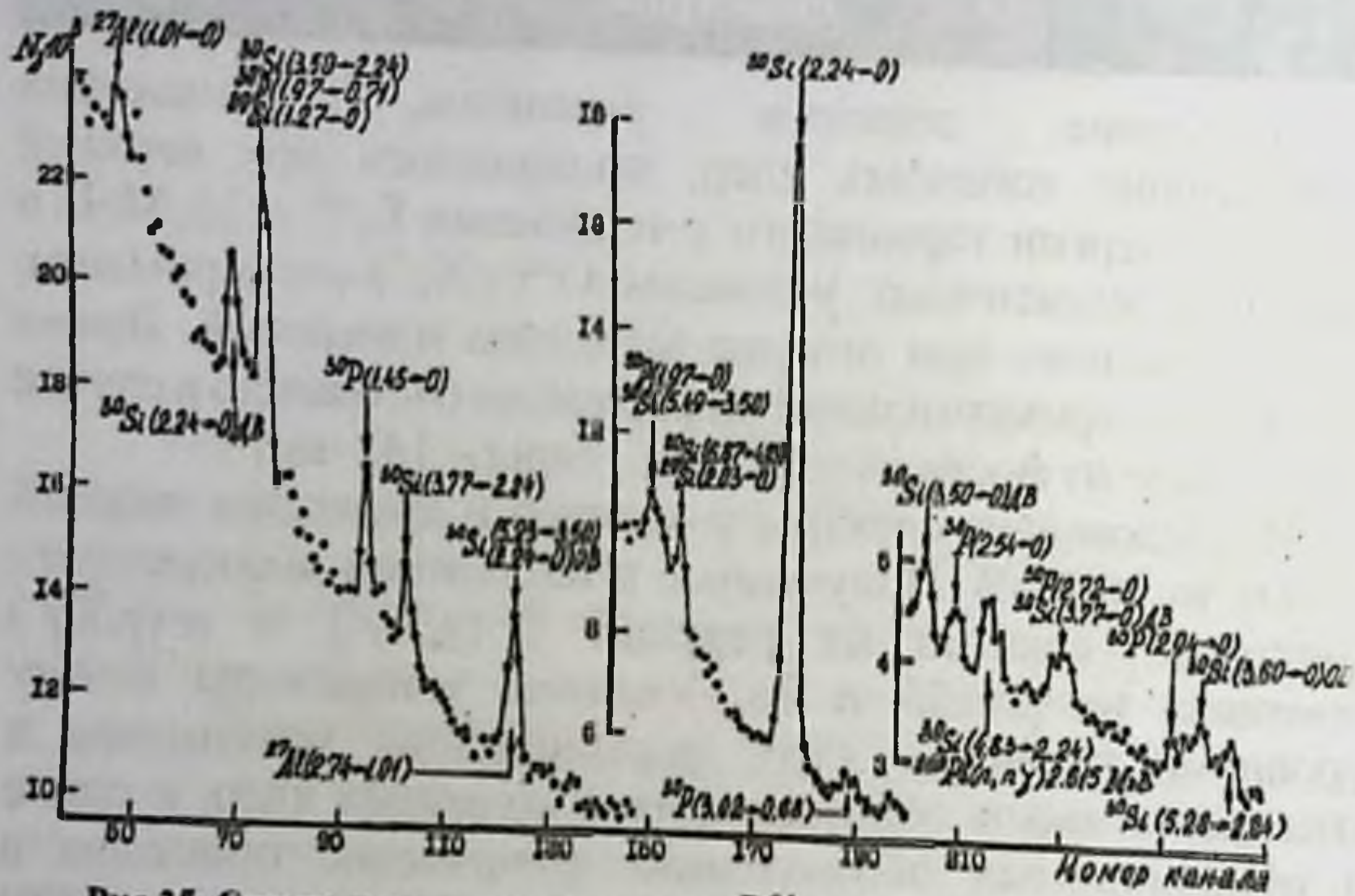


Рис.25. Спектр  $\gamma$ -квантов из реакции P<sup>31</sup>( $\gamma, X\gamma$ ) при E $\gamma_{\text{max}}$  = 32 МэВ

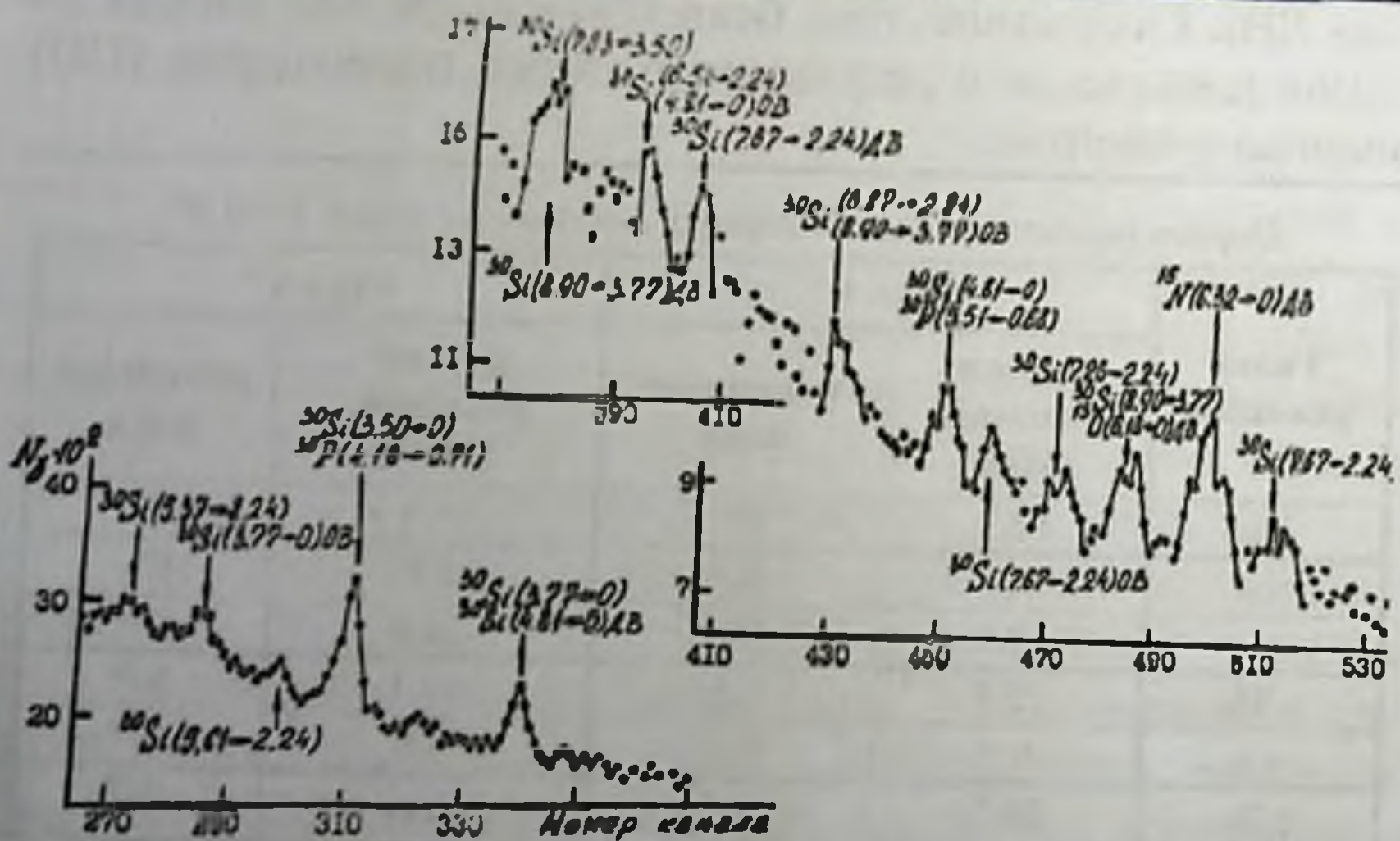


Рис.25. Продолжение

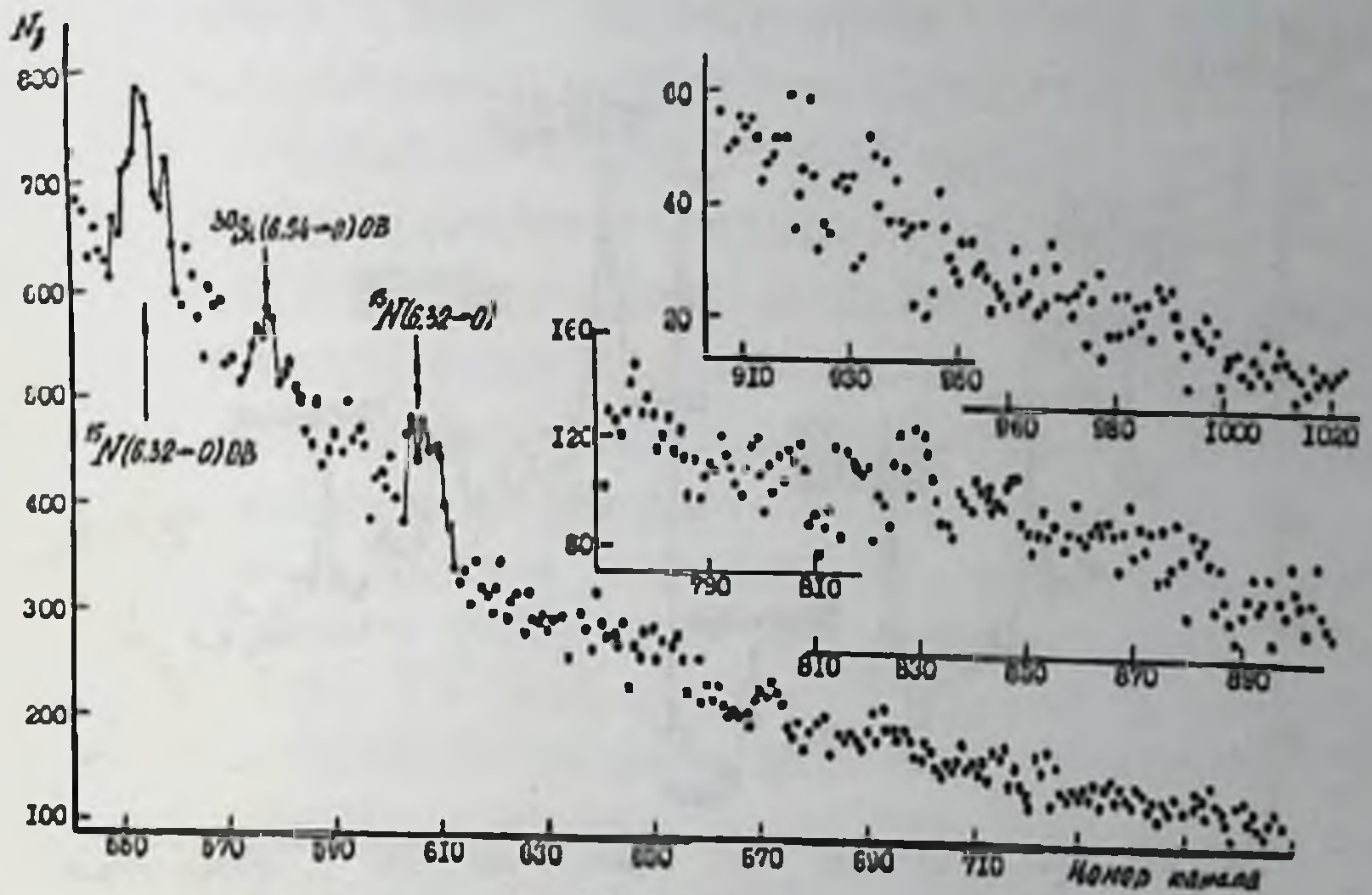


Рис.25. Продолжение

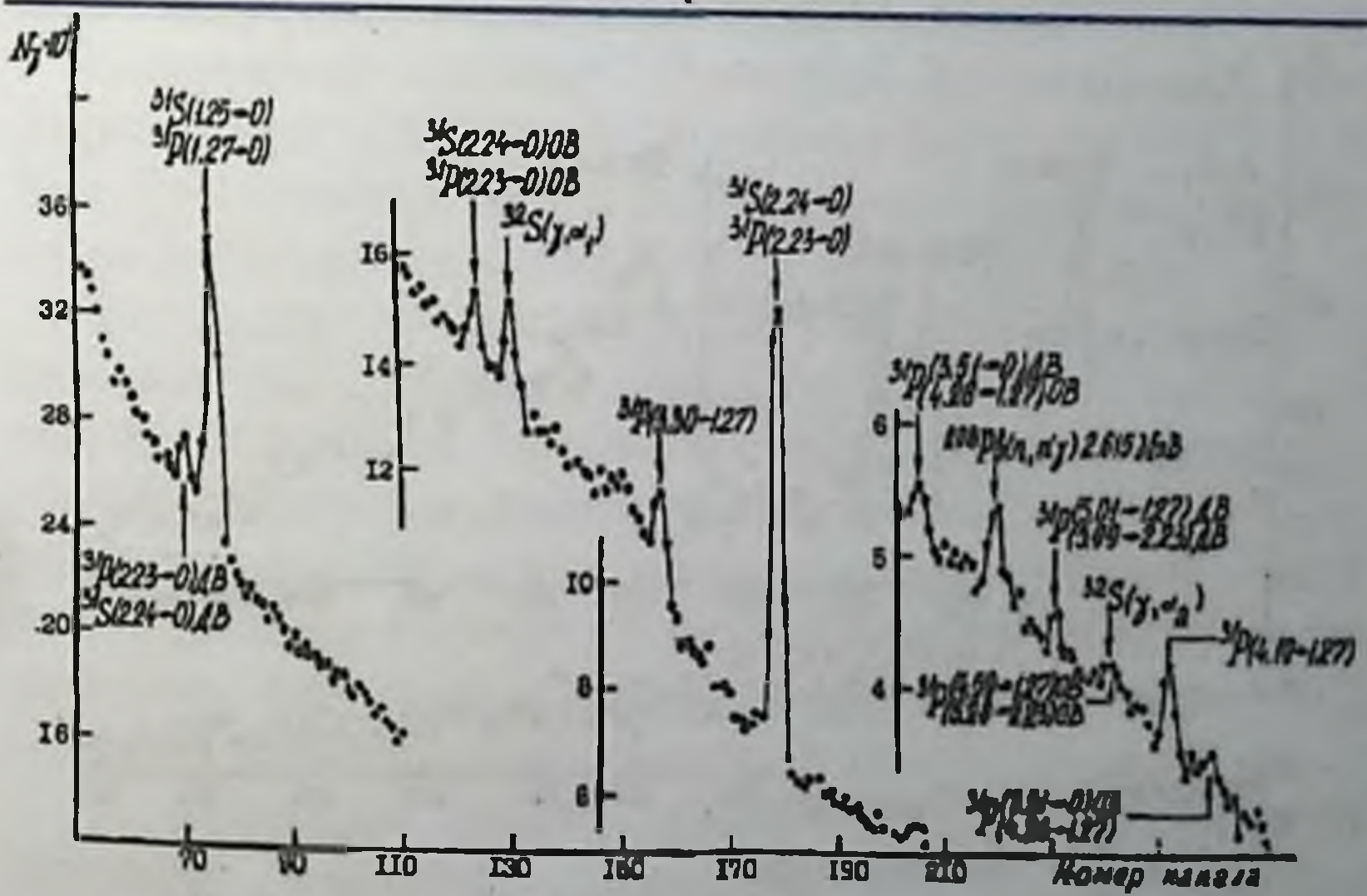


Рис.26. Спектр  $\gamma$ -квантов из реакции  $S^{32}(\gamma, X\gamma')$  при  $E_{\text{max}} = 32 \text{ МэВ}$

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

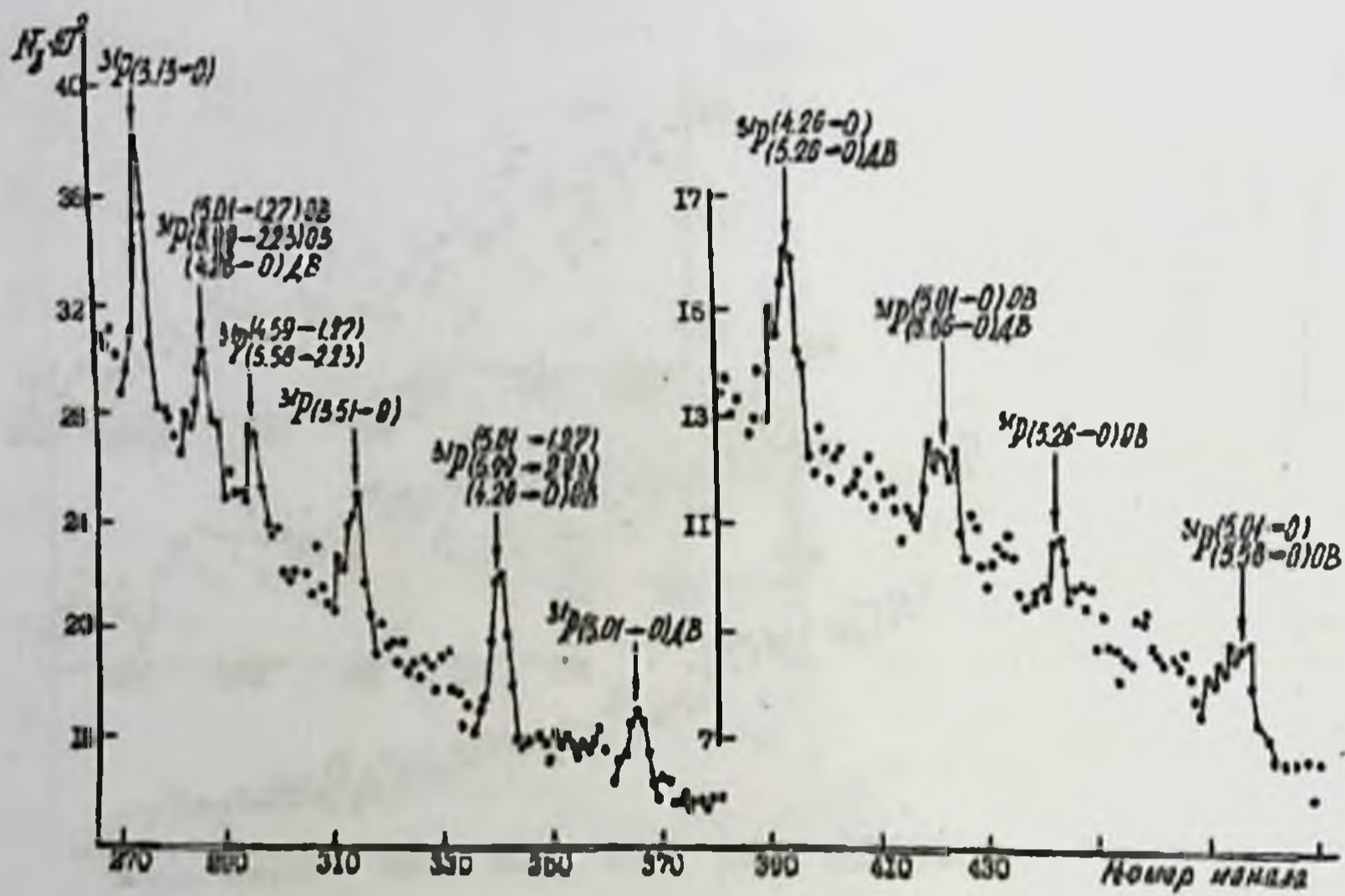


Рис.26. Продолжение

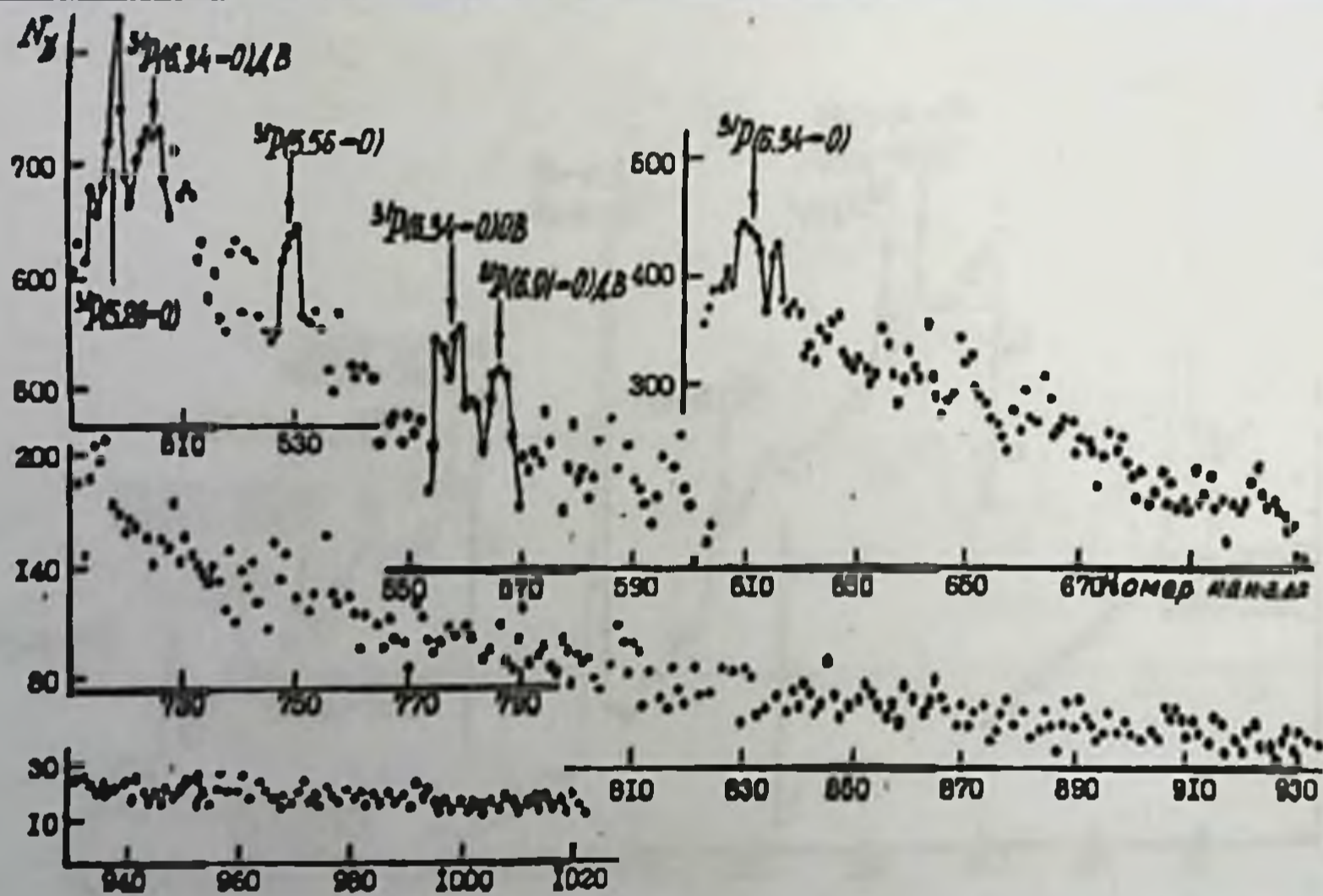


Рис.26. Продолжение

С целью наиболее точного определения соотношения интенсивности различных  $\gamma$ -переходов, имеющих очень близкие величины энергий, и не разделенные в настоящем эксперименте при установленном энергетическом разрешении (например,  $\gamma$ -переходы с первых возбужденных уровней 1.248 МэВ в  $S^{31}$  и 1.266 МэВ в  $P^{31}$  (рис.26)), проведены дополнительные измерения  $\gamma$ -спектров в области энергий от 0.5 до 5.5 МэВ. При этом цена канала спектрометрического тракта была уменьшена примерно в два раза и составила 5 кэВ. Время набора дополнительной информации составило в случае с мишенью из фосфора – 70 час., серы – 230 час.

Спектры  $\gamma$ -квантов для ядра  $P^{31}$  (рис.25) на ряду с интенсивными  $\gamma$ -линиями при энергиях 1.21, 1.26, 1.46, 1.73, 2.24, 3.5 МэВ и др. наблюдаются и широкие максимумы большой интенсивности в области энергий 5-6,5 МэВ. Анализ спектра показал, что эти максимумы обусловлены  $\gamma$ -квантами из фоновой реакции  $O^{16}(\gamma, X\gamma')$  за счет присутствия некоторого количества атомов кислорода в исследуемой мишени. Основной причиной большой ширины этих максимумов по отношению к максимумам из  $P^{31}(\gamma, X\gamma')$ -реакции является доплеровское уширение. Оно более существенно для ядра  $O^{16}$ , чем для ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$ .

Как видно из рис.25 и 26, измеренные спектры  $\gamma$ -квантов, как правило, содержат большое число  $\gamma$ -линий сравнимой интенсивности. Это обуславливает дополнительные трудности для однозначной интерпретации экспериментальных  $\gamma$ -спектров. Использование ЭВМ для обработки  $\gamma$ -спектров различными математическими методами позволяет в значительной степени преодолеть возникающие трудности при интерпретации  $\gamma$ -спектров.

В настоящей работе обработка экспериментальных спектров  $\gamma$ -квантов, сопровождающих фотоядерные процессы на ядрах  $P^{31}$  и  $S^{31}$ , была проведена с помощью комплекса программ [59], реализованного на ЭВМ ЕС-1022 (рис.27). Поясним блок-схему обработки спектров  $\gamma$ -квантов.



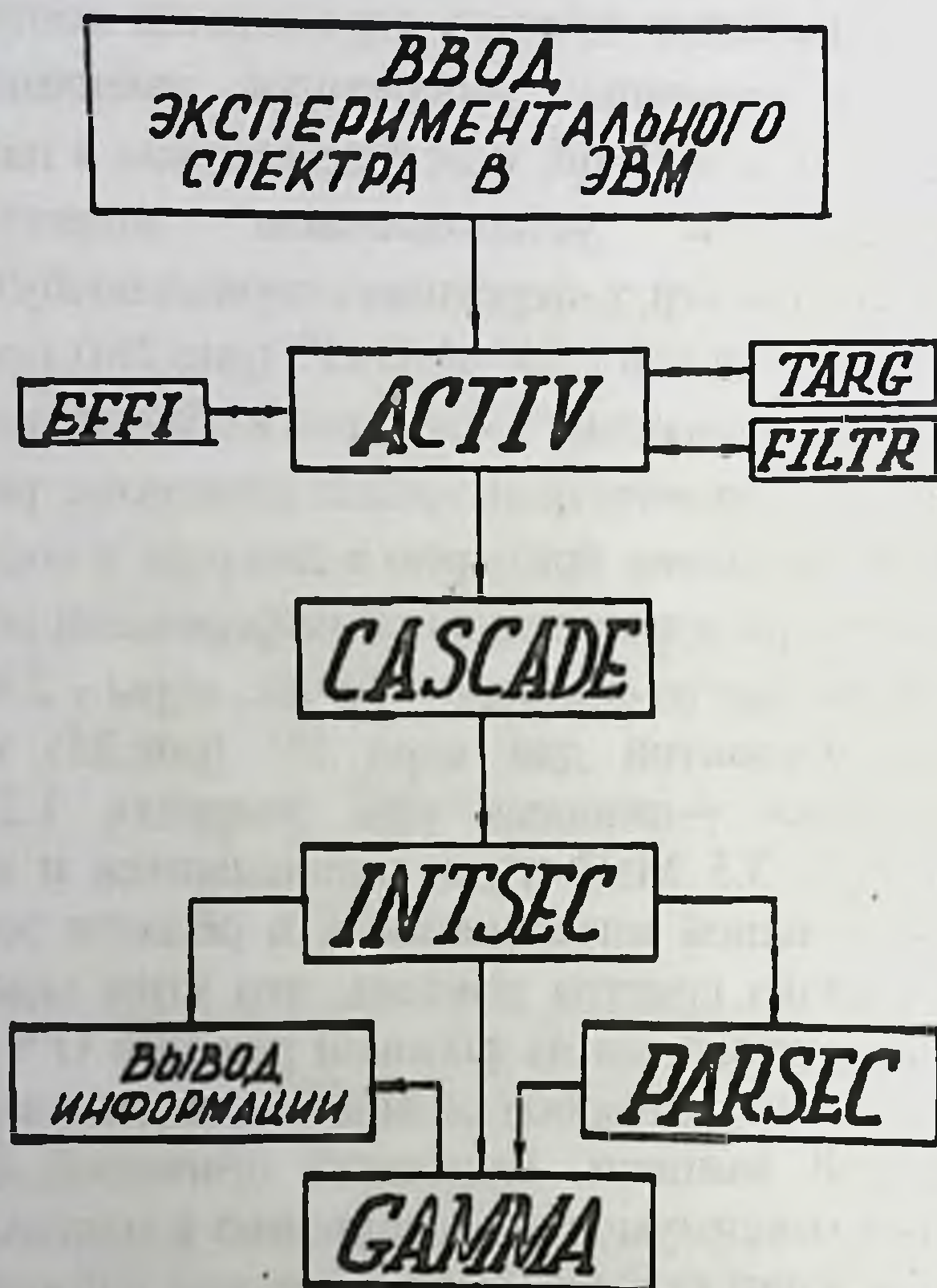


Рис.27. Блок-схема комплекса программ для обработки спектров  $\gamma$ -квантов, сопровождающих фотоядерные реакции

Обработка  $\gamma$ -спектров состояла из ряда этапов. Она начинается с ввода экспериментального спектра в память ЭВМ. Далее, осуществляя поиск  $\gamma$ -линий, определялись их параметры. Данные операции выполнялись с помощью программы АСТIV [60]. Затем, после учета поглощения  $\gamma$ -квантов в мишени и фильтрах, проводимого с помощью учета поглощения  $\gamma$ -квантов в мишени и фильтрах, проводимого с помощью программ "TARG" и "FILTR" (процедура учета описывалась выше в §1 гл.II), устанавливались физический процесс в детекторе, ответственный за проявление данной  $\gamma$ -линии - ПП, ДВ или ОВ. После этого с помощью программы "EFFI" вводилась поправка на зависимость эффективности регистрации фотона от его энергии (расчет эффективности описывался нами в §2 гл.II). Итогом данного

этапа обработки была таблица энергий и чисел фотонов для каждой отобранной программой АСТIV  $\gamma$ -линии.

Следующим этапом обработки была расшифровка природы  $\gamma$ -линий, то есть определение переходов между уровнями конечных ядер, приводящих к появлению максимума в спектре. В качестве исходных данных для проведения расшифровки природы  $\gamma$ -линий использовались приведенные в работе [61] данные о схемах уровней конечных ядер, и каскадных  $\gamma$ -переходах между уровнями конечных ядер. На основе этих сведений с помощью программы "CASCADE" устанавливаются вероятности заселения каждого из наблюдаемых возбужденных уровней конечного ядра за счет прямого нуклонного распада дипольных состояний исходного ядра. Таким образом, учет  $\gamma$ -каскадов позволяет выделить ту часть  $\gamma$ -линии, которая обусловлена непосредственным распадом состояний гигантского резонанса. Конечным результатом этого этапа обработки является таблица уровней конечных ядер и интенсивностей заселения этих уровней в результате распада ДГР в числах  $\gamma$ -квантов.

Используя данные этой таблицы с помощью программы "INTSEC" определяются абсолютные величины интегральных сечений заселения отдельных уровней конечных ядер. Эти величины получены с помощью относительного метода, сущность которого заключена в следующем. Выход  $\gamma$ -линий для исследуемого парциального сечения сравнивается с выходом  $\gamma$ -линии для опорного (эталонного) сечения, измеренного в идентичных условиях при том же значении верхней границы спектра тормозного излучения. Сопоставляя величины этих выходов, можно определить отношение выходов для исследуемой и опорной реакций:

$$Y_i(E_{\gamma}^{\max}) / Y_r(E_{\gamma}^{\max}) = N_i(E_{\gamma}^{\max}) j_i n_i \alpha_{\gamma r} \epsilon_{\gamma r} / N_r(E_{\gamma}^{\max}) j_r n_r \alpha_{\gamma} \epsilon_{\gamma}, \quad (4)$$

где  $Y(E_{\gamma}^{\max})$  – выход реакция,  $N(E_{\gamma}^{\max})$  – выход  $\gamma$ -линии,  $j$  – плотность потока фотонов тормозного излучения,  $n$  – число облучаемых ядер мишени,  $\alpha_{\gamma}$  – коэффициент ослабления

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

$\gamma$ -линий фильтром, расположенным перед детектором,  $\varepsilon_\gamma$  – эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов. Индекс  $r$  относится к величинам, определяющим опорное сечение, а индекс  $i$  к исследуемому сечению.

Для определения величин интегральных сечений исследуемых реакций делается предположение о подобии форм  $\sigma_i^{int}$  и формы опорного сечения  $\sigma_r^{int}$ . В рамках этого предположения отношений вкладов исследуемой и опорной реакций равно отношению их интегральных сечений

$$Y_i(E_\gamma^{max}), Y_r(E_\gamma^{max}), \sigma_i^{int}(E_\gamma^{max}), \sigma_r^{int}(E_\gamma^{max}), \quad (5)$$

где  $\sigma_i^{int}(E_\gamma^{max}), \sigma_r^{int}(E_\gamma^{max})$  – сечения исследуемой и опорной реакций, проинтегрированные от порога до верхнего значения границы тормозного спектра. Согласно данному выражению величины интегральных сечений для исследуемых реакций могут быть получены следующим образом

$$\sigma_i^{int}(E_\gamma^{max}) = Y_i(E_\gamma^{max}) \sigma_r^{int}(E_\gamma^{max}) / Y_r(E_\gamma^{max}) \quad (6)$$

В настоящем эксперименте в качестве опорного сечения использовалось парциальное сечение реакций  $O^{16}(\gamma, X\gamma') N^{15}$  [62]. Этот парциальный канал характеризуется значительной величиной интегрального сечения, составляющего для  $E_\gamma^{max} = 30 \text{ МэВ} - 22.3 \text{ МэВ}$ , мб, вследствие чего пик, составляющий заселению уровня  $6.32 \text{ МэВ}$  для ядра  $N^{15}$  отчетливо проявляется в спектре  $\gamma$ -квантов (см. рис. 20). Выход  $\gamma$ -линии с энергией  $6.32 \text{ МэВ}$  измерялся нами при отладке методики измерения в тех же условиях, что и выход  $\gamma$ -квантов в реакциях  $P^{31}(\gamma, X\gamma')$  и  $S^{32}(\gamma, X\gamma')$ . Абсолютные величины парциальных сечений определены с различной погрешностью. Она главным образом зависит от величины статистики экспериментального  $\gamma$ -спектра и точности определения вероятности  $\gamma$ -переходов в конечных ядрах. Средняя оценка погрешности для нашего эксперимента составляет около 30%. Конечным итогом обработки экспериментального  $\gamma$ -спектра является таблица заселяемых состояний конечных ядер и значения интегральных сечений их заселения.

В коомплекс программ включены также программы «PARSEC» и «GAMMA». Первая программа предназначена для осуществления пересчета энергетического хода парциальных фотонейтронных сечений из соответствующих парциальных фотопротонных сечений на основе изоспиновой симметрии нуклонных распадов чётно-чётных самосопряженных ядер. Процедура пересчета будет описана в следующей главе (§4). Программа «GAMMA» предназначена для оценки полупрямой компоненты парциальных интегральных сечений заселения состояний конечных ядер. Данная программа в качестве исходной информации использует итоговые данные программ «INTSEC» или «PARSEC», а также сведения о спектроскопических характеристиках заселяемых состояний конечных ядер. Метод выделения полупрямой компоненты будет описан в гл. IV.

### 3. Экспериментальные результаты для ядер $P^{31}$ и $S^{32}$ . Сравнение с более ранними исследованиями.

В результате обработки  $\gamma$ -спектров из  $(\gamma, X\gamma')$ -реакций на ядрах  $P^{31}$  и  $S^{32}$  получены новые сведения об интегральных сечениях различных парциальных каналов фоторасщепления этих ядер. В таблицах 7-12 представлены интегральные сечения заселяемых состояний конечных ядер. Здесь же приведена информация о характеристиках заселяемых состояний конечных ядер: их энергия  $E_j$ , спинах и четностях  $J^\pi$ , дырочной природе  $n|j$ , спектроскопических факторах  $S$  из реакций однонуклонной передачи. В последних столбцах табл. 7-10 приведены интегральные величины полупрямых компонент парциальных сечений. Рассмотрим данные этих таблиц. Начнём с экспериментальных результатов для ядра  $P^{31}$ .

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Интегральные сечения  $\sigma^{int}(\gamma, p)$  реакции  $P^{31}(\gamma, p)Si^{30}$  и их полупрямые компоненты  $\sigma_{p_n}^{int}(\gamma, p)$  в МэВ, мб/ср

Характеристики заселяемых состояний					$\sigma^{int}(\gamma, p)$	$\sigma_{p_n}^{int}(\gamma, p)$
$i$	$E_i$ (МэВ)	$J^\pi; T$	$nlj$	$S$	$E_\gamma^{max} = 32$ МэВ $q_\gamma = 140^\circ$	$a = 1;$ $b_p = 0.6;$ $b_n = 1$
0	0	$0^+; 1$	$2s_{1/2}$	0.75		1.07
1	2.24	$2^+; 1$	$1d_{3/2}$	2.6	$8 \pm 1$	1.0
2	3.50	$2^+; 1$	$1d_{5/2}$	0.8	$4.7 \pm 0.9$	0.22
3	3.77	$1^+; 1$			$1.0 \pm 0.2$	
4	3.79	$0^+; 1$	$2s_{1/2}$	0.06		0.06
5	4.81	$2^+; 1$	$1d_{3/2}$	0.01	$1.5 \pm 0.45$	
6	4.83	$3^+; 1$	$1d_{5/2}$	0.25	$0.88 \pm 0.2$	0.05
7	5.23	$3^+; 1$	$1d_{5/2}$	1.8	$0.56 \pm 0.2$	0.27
8	5.28	$4^+; 1$			$0.48 \pm 0.16$	
9	5.37	$0^+; 1$	$2s_{1/2}$	0.21	$0.24 \pm 0.08$	0.15
10	5.49	$3^+; 1$			$1.48 \pm 0.35$	
11	5.61	$2^+; 1$	$1d_{3/2}$	0.46	$1.22 \pm 0.35$	0.06
14	6.54	$2^+; 1$	$1d_{3/2}$	0.38	$0.46 \pm 0.14$	0.03
16	6.74	$1^+; 1$				
18	6.87	$3^+; 1$	$1d_{5/2}$	0.89	$0.9 \pm 0.12$	0.06
22	7.08	$3^+, (1^+); 1$	$1d_{5/2}$	0.33		0.02
23	7.26	$2^+; 1$	$1d_{3/2}$	0.18	$0.9 \pm 0.3$	0.01
27	7.63	$2^+; 1$			$0.39 \pm 0.15$	
28	7.67	$(1-3)^+; 1$	$1d_{5/2}$	0.56	$0.18 \pm 0.05$	0.02
	8.14		$1d_{5/2}$	0.41		
	8.78		$1d_{5/2}$	0.21		
43	8.90	$1^+; 1$			$1.1 \pm 0.6$	
	8.92		$1d_{5/2}$	0.23		
44	8.95		$1d_{5/2}$			
50	9.25	$(1-3)^+; 1$	$1d_{5/2}$	0.27		
	$\geq 9.5$	$1^+; 1$			6 - 13	

Примечания: при расчете  $\sigma_{p_n}^{int}$  для уровней с дырочной конфигурацией  $2s_{1/2}$  использовался параметр  $b_p = b_n = 1$

Таблица 7.

Интегральные сечения  $\sigma^{int}(\gamma, n)$  реакции  $P^{31}(\gamma, n) P^{30}$  и их полупрямые компоненты  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n)$  в МэВ, мб/ср

Характеристики заселяемых состояний					$\sigma^{int}(\gamma, n)$	$\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n)$
$i$	$E_i$ (МэВ)	$J^\pi; T$	$nlj$	$S^-$	$E_\gamma^{max} = 32$ МэВ $q_\gamma = 140^\circ$	$a = 1;$ $b_- = 0.6; b_+ = 1$
0	0	$1^+; 0$	$2s_{1/2}$ $1d_{3/2}$	0.66 0.13		4.19 0.69
1	0.68	$0^+; 1$	$2s_{1/2}$	0.74		1.54
2	0.71	$1^+; 0$	$2s_{1/2}$ $1d_{3/2}$	0.11 0.46		0.64 2.16
3	1.45	$2^+; 0$	$1d_{3/2}$	0.47	$1.92 \pm 0.9$	1.90
4	1.97	$3^+; 0$	$1d_{3/2}$	0.75	$3.5 \pm 0.7$	1.06
5	2.54	$3^+; 0$	$1d_{3/2}$	0.65	$0.93 \pm 0.32$	0.80
6	2.72	$2^+; 0$	$1d_{3/2}$	0.49	0.18-0.61	0.57
8	2.94	$2^+; 1$	$1d_{3/2}$	2.0	$0.66 \pm 0.26$	0.70
9	3.02	$1^+; 0$	$2s_{1/2}$ $1d_{3/2}$	0.07 0.12	$0.54 \pm 0.14$	0.26 0.32
12	3.83	$2^+; 0$	$2s_{1/2}$ $1d_{3/2}$	0.03 0.41	$0.9 \pm 0.3$	0.82
15	4.18	$2^+; 1$	$1d_{3/2}$	0.76	$0.64 \pm 0.21$	0.15
20	4.42	$2^+; 0$	$1d_{3/2}$	0.44	$0.24 \pm 0.1$	0.25
21	4.47	$0^+; 1$	$2s_{1/2}$	0.06		0.08
22	4.50	$1^+; 1$	$1d_{3/2}$	0.01	$0.28 \pm 0.1$	
24	4.74	$(1,3)^+$ ; 0	$1d_{3/2}$	0.06	$0.66 \pm 0.12$	
28	5.21	$(1,3)^+$ ; 0	$1d_{3/2}$	0.24		0.07
31	5.51	$(2,3)^+$ ; 1	$1d_{3/2}$	0.32	$0.27 \pm 0.1$	0.02
32	5.59	$2^+; 1$	$1d_{3/2}$			
33	5.71	$1^+; 0$	$2s_{1/2}$	0.05		
35	5.89	$(1,3)^+$ ; 1	$1d_{3/2}$	2.0		0.09
38	6.00	$1^+; 0$	$1d_{3/2}$	1.6		0
39	6.05	$0^+; 1$	$2s_{1/2}$	0.29		0

Примечание: при расчете  $\sigma_{ph}^{int}$  для уровней с дырочной конфигурацией  $2s_{1/2}$  использовался параметр  $b_- = b_+ = 1$

Таблица 8.

Интегральные сечения  $\sigma^{int}(\gamma, p, \rho)$  реакции  $S^{32}(\gamma, p, \rho)P^{31}$  и их полупрямые компоненты  $\sigma^{int}$

Характеристики заселяемых состояний		$\sigma^{int}(\gamma, p, \rho)$ , МэВ.мб/ср					$\sigma^{int}$ МэВ.мб/ср	
$i$	$E_i$ , МэВ	$J^\pi$	$nlj$	$C^2S$	настоящая работа	[39]	[23]	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0	1/2 <sup>+</sup>	2s <sub>1/2</sub>	1.0±0.1			1.9	1.4
1	1.27	3/2 <sup>+</sup>	1d <sub>3/2</sub>	0.75±0.1	3.7±0.7	3.8±1	5.8	3.7
2	2.23	5/2 <sup>+</sup>	1d <sub>5/2</sub>	2.1±0.2	2.2±0.5	2±0.3	3.5	2.2
3	3.13	1/2 <sup>+</sup>	2s <sub>1/2</sub>		0.9±0.1	0.9±0.1		
4	3.30	5/2 <sup>+</sup>	1d <sub>5/2</sub>	0.13±0.02	1.2±0.1	1±0.1		
5	3.41	7/2 <sup>+</sup>		0.6±0.1	0.25±0.05	0.26±0.05	4.8	0.07
6	3.51	3/2 <sup>+</sup>	1d <sub>3/2</sub>		1.0±0.2	0.8±0.2		0.43-0.55
7	4.19	5/2 <sup>-</sup>	1d <sub>5/2</sub>	0.6±0.1	0.7±0.1	0.5±0.1		0.28±0.44
8	4.26	3/2 <sup>-</sup>	1d <sub>3/2</sub>		0.8±0.2	1±0.4		
9	4.43	7/2 <sup>-</sup>	1f <sub>7/2</sub>	(0.04)				
10	4.59	3/2 <sup>+</sup>	1d <sub>3/2</sub>	0.2	0.6±0.2	0.4±0.1	5.4	
11	4.78	5/2 <sup>+</sup>	1d <sub>5/2</sub>		0.07-0.13	3.3		
13-	5.01	3/2 <sup>-</sup>			0.45±0.1	(0.7±0.3)		
14	5.26	1/2 <sup>+</sup>	2s <sub>1/2</sub>	0.1	0.35±0.2	0.4±0.1		0.07-0.13
16	5.56	3/2 <sup>+</sup>	1d <sub>5/2</sub>		0.4±0.2	0.3±0.15		0.03

Таблица 9.

Интегральные сечения  $\sigma^{int}(\gamma, p_1)$  реакции  $S^{32}(\gamma, p_1)P^{31}$  и их полупрямые компоненты  $\sigma^{int}_{p_1}$

Характеристики заселяемых состояний		$\sigma^{int}(\gamma, p_1)$ , МэВ.мб/ср				$\sigma^{int}_{p_1}$ МэВ.мб/ср		
i	$E_i$ , МэВ	J <sup>π</sup>	n <sub>l</sub> j	C <sup>32</sup> S	Настоящая работа		[39]	[23]
1	2	3	4	5	6	7	8	9
23	5.91	3/2 <sup>-</sup>	(1d <sub>3/2</sub> )	0.15	0.03-0.07			0.03-0.07
27	5.99	1/2 <sup>-</sup>	(1d <sub>5/2</sub> )	0.14	0.4±0.1			0.026-0.07
40	6.34	(1/2 <sub>2</sub> )	2s <sub>1/2</sub>	0.11	0.5±0.2		6.3	0.019
46	6.91	3/2 <sup>-</sup>	(1d <sub>3/2</sub> )	0.79	(0.4±0.2)	(0.3±0.2)		
	7.21	(1/2 <sub>1</sub> )	(1p <sub>1/2</sub> )	0.82	0.08-0.23			0.08-0.23
	7.98	3/2 <sup>-</sup>						
	9.68		(1d <sub>3/2</sub> )	0.18			8.5	0.005-0.021
	9.97		(1d <sub>5/2</sub> )	0.15				0.003-0.016
	12.5						5.7	3.8

Таблица 9. Продолжение



Интегральные сечения  $\sigma^{int}(\gamma, n_i)$  реакции  $S^{32}(\gamma, n_i)S^{31}$  и их полупрямые компоненты  $\sigma^{int}$

i	Характеристики заселяемых состояний						$\sigma^{int}(\gamma, p_i)$ , МэВ, мб/ср			$\sigma^{int}$ МэВ, мб/ср
	$E_i$ , МэВ	J <sup>π</sup>	$\pi   j$	C <sup>2S</sup>	взносящая работа	[39]	[23]			
1	2	3	4	5	6	7	8	9		
0	0	1/2 <sup>+</sup>	2s <sub>1/2</sub>	0.95			0.78	0.78		
1	1.25	3/2 <sup>+</sup>	1d <sub>3/2</sub>	0.8	1.7±0.6	1.9±0.2	1.38-2.86	1.38-2.86		
2	2.24	5/2 <sup>+</sup>	1d <sub>5/2</sub>	2.2	1.9±0.5	1.0±0.3	0.68-1.54	0.68-1.54		
3	3.08	1/2 <sup>+</sup>	2s <sub>1/2</sub>	0.14			0.48	0.041		
4	3.29	5/2 <sup>+</sup> (3/2 <sup>+</sup> )	1d <sub>5/2</sub>	0.7			0.25-0.59	0.12-0.36		
5	3.35	(3/2, 7/2)			0.17±0.05	0.15±0.1	0.016-0.06			
6	3.44	3/2 <sup>+</sup>	1d <sub>3/2</sub>	(1.3)			0.21-0.48			
7	4.08	(3/2, 5/2) <sup>+</sup>	1d <sub>5/2</sub>	0.85			0.12-0.32	0.10-0.33		
8	4.21						0.12-0.36			
10	4.53	(3/2, 5/2) <sup>+</sup>	1d <sub>3/2</sub>				0.09-0.24			
12	4.72	(3/2, 5/2) <sup>+</sup>	1d <sub>5/2</sub>	0.45			0.026-0.09	0.038-0.14		
14	4.97	(1/2, 3/2) <sup>+</sup>		0.06			0.11-0.22	0.22		
16	5.15	1/2 <sup>+</sup>	2s <sub>1/2</sub>	0.32			0.13	0.035		

Таблица 10.

Интегральные сечения  $\sigma^{int}(\gamma, \rho_i)$  реакции  $S^{32}(\gamma, \rho_i)S^{31}$  и их полупрямые компоненты  $\sigma^{int}_{pb}$

i	Характеристики заселяемых состояний					$\sigma^{int}(\gamma, \rho_i)$ , МэВ, мб/ср			$\sigma^{int}_{pb}$ , МэВ, мб/ср
	$E_i$ , МэВ	J =	$n j$	C/S	входящая работа	[39]	[23]		
22	5.78	(3/2, 5/2)*	1d <sub>5/2</sub>	0.27				0.013-0.057	
24	5.98	(3/2, 5/2)*	1d <sub>5/2</sub>	0.20				0.009-0.04	
27	6.27	1/2*	2s <sub>1/2</sub>	0.22				0.009	
40	6.99	1/2*, 3/2	2s <sub>1/2</sub>	0.05				0.0013	
41	7.04	(3/2, 5/2)*	1d <sub>5/2</sub>	1.0				0.023-0.13	
43	7.17	(3/2, 5/2)*	1d <sub>5/2</sub>	0.21				0.005-0.067	
	9.68		(1d <sub>5/2</sub> )	0.18				0.0004-0.007	
	9.97		(1d <sub>5/2</sub> )	0.15				0.0003-0.005	
	12.5						0.25	0.25	

Таблица 10. Продолжение

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Интегральные сечения  $\sigma^{int}$  реакции  $P^{31}(\gamma, \alpha) {}^{27}Al$  и  $P^{31}(\gamma, np) {}^{29}Si$  и характеристики заселяемых состояний конечных ядер

Реакция	Конечное ядро	i	$E_i$ , МэВ	$J^\pi$	$\sigma^{int}$ МэВ, мб/ср
$\gamma, \alpha$	${}^{27}Al$	1	0.843	$1/2^+$	$1.5 \pm 0.5^*$
		2	1.013	$3/2^+$	$6.5 \pm 0.6^*$
		4	2.74	$5/2^+$	2.2-2.7
$\gamma, np$	${}^{29}Si$	1	1.27	$3/2^+$	$2.28 \pm 0.42$
		2	2.03	$5/2^+$	$0.91 \pm 0.22$

Примечание: \* - по данным работы [18]

Таблица 11.

Интегральные сечения  $\sigma^{int}$  реакции  $S^{32}(\gamma, \alpha) {}^{28}Si$  и характеристики заселяемых состояний конечных ядер

Конечное ядро	i	$E_i$ , МэВ	$J^\pi$ настоящая работа	$\sigma^{int}$ МэВ, мб/ср	
				[65]	
${}^{28}Si$	0	0	$0^+$	0.34*	
	1	1.79	$2^+$ T=0	$0.7 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.2$
	2	4.62	$4^+$	$0.16 \pm 0.05$	$0.3 \pm 0.1$

Примечание: \* - по данным работы [66] при  $q_\gamma = 135^\circ$

Таблица 12.

Для ядра  $P^{31}$  данные приведены в табл. 7, 8 и 11. Как видно из таблиц для ядра  $P^{31}$  в результате  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперимента получена информация об интегральных сечениях фотоядерных реакций  $P^{31}(\gamma, p)$ ,  $P^{31}(\gamma, n)$ ,  $P^{31}(\gamma, \alpha)$  и  $P^{31}(\gamma, np)$  с образованием конечных ядер в различных состояниях. В данном типе эксперимента сведения о заселении основных состояний конечных ядер не могут быть получены. В качестве сечения заселения основных состояний конечных ядер  $Si^{30}$  и  $P^{30}$  использованы данные прямых [7,9] и обратных [15] фотоядерных реакций. Фотоны распада, сопровождающие реакции  $(\gamma, n_1)$  и  $(\gamma, n_2)$ , располагаются в низкоэнергичной части  $\gamma$ -спектра для ядра  $P^{31}$  и сильно подавлены более интенсивными фоновыми  $\gamma$ -линиями (рис.21). Это не позволило корректно выделить сечение заселения первого и второго возбужденных состояний ядра

$P^{30}$ . Для этих каналов фотонейтронной реакции на ядре  $P^{31}$  в качестве сечения использованы фотонейтронной реакции на ядре  $P^{31}$  в качестве сечения использованы данные из анализа других работ по  $(\gamma, X\gamma')$ -исследованиям, а также оценки величин полупрямых сечений. По сравнению с данными более ранних исследований ядра  $P^{31}(\gamma, X\gamma')$ -методикой [18,19] (табл.1) информация об интегральных величинах сечений следующих 20 парциальных реакций получены впервые:

$$(\gamma, P_{5-11}), (\gamma, P_{14}), (\gamma, P_{18}), (\gamma, P_{23}), (\gamma, P_{27,28}), (\gamma, N_{12}), (\gamma, N_{20}),$$

$$(\gamma, N_{22}), (\gamma, N_{24}), (\gamma, N_{31}), (\gamma, \alpha_{20}), (\gamma, NP_1) \text{ и } (\gamma, NP_2).$$

Таким образом, для ядра  $P^{31}$  обнаружена чрезвычайно сложная картина распада ДГР, включающая свыше 30 парциальных каналов. Полученные данные требуют тщательного анализа.

Наиболее полные сведения о парциальных фотопротонных сечениях ядра  $P^{31}$  получены в настоящей работе  $((\gamma, X\gamma')$ -эксперимент) и в работе [15]  $((\gamma, p)$ -эксперимент, см.табл.1). При сравнении данных этих экспериментов обнаруживается различие в абсолютных значениях интегральных сечений заселения первого, второго возбужденных состояний, а также группы состояний с  $E_1=5.2$  МэВ конечного ядра  $Si^{30}$ . Так суммарное интегральное сечение заселения уровней 2.24 и 3.50 МэВ ядра  $Si^{30}$ , определенное из  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперимента, превышает соответствующие данные  $(\gamma, p)$ -эксперимента на величину  $\sim 11$  МэВ.мб/ср. Но, с другой стороны, наши данные для нижних двух возбужденных состояний не противоречат аналогичным данным, полученным такой же  $(\gamma, X\gamma')$ -методикой, а данные работы [15] находятся в разумном согласии с данными других  $(\gamma, p)$ -экспериментов [13,20]. Таким образом, обнаруживается противоречие между  $(\gamma, X\gamma')$  и  $(\gamma, p)$ -экспериментами. Для разрешения

этого противоречия рассмотрим основные конкурирующие процессы, которые могут давать вклад в абсолютные значения интегральных сечений заселения первого и второго возбужденных состояний ядра  $Si^{30}$  при выполнении  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперимента. Такими процессами являются: ядерное резонансное рассеяние и неупругое рассеяние фотонов на ядре-мишени  $P^{31}$  с заселением низколежащих состояний с  $E_i = 1.27$  и  $2.23$  МэВ (анализ состояния с  $E_i = 1.27$  МэВ обусловлен тем, что в сечение реакции  $P^{31}(\gamma, P_2)$  дают вклад  $\gamma$ -переходы  $3.50$  МэВ  $\rightarrow$   $2.24$  МэВ конечного ядра  $Si^{30}$ );  $(n, n'\gamma)$ -реакция на ядре  $P^{31}$ ; а также неучтенные  $\gamma$ -переходы с более высокорасположенных уровней ядра  $Si^{30}$ , возбуждающихся после протонного распада ДГР ядра  $P^{31}$ . Оценим вклад каждого из данных процессов. Как показано в работе [63] с помощью полуэмпирических выражений:

$$\sigma_{\text{упр}}^{\text{int}}(\text{МэВ, мб}) = k E_{\text{max}} \Delta E (NZ/A)^2, \quad (7)$$

где  $k$  – коэффициент пропорциональности ( $8.74 \cdot 10^{-3}$ );  $E_{\text{max}}$  – положение максимума гигантского резонанса ( $(A^{0.2})$  МэВ);  $\Delta E$  – ширина ДГР ( $\sim 10$  МэВ);

$$\text{и } \sigma_{\text{яр}}^{\text{int}} = (2J_2 + 1) \pi^2 \hbar^2 c^2 \Gamma_{\gamma} / (2J_1 + 1) E_i^2, \quad (8)$$

где  $E_i$  – энергия изолированного уровня ядра (МэВ);  $J_1$  – спин основного состояния ядра;  $J_2$  – спин изолированного уровня;  $\Gamma_{\gamma}$  – ширина уровня ( $\Gamma_{\gamma} = \hbar/\tau$ ); можно рассчитать интегральное сечение упругого рассеяния фотонов через возбуждение ДГР –  $\sigma_{\text{упр}}^{\text{int}}$  и интегральное сечение ядерного резонансного рассеяния на изолированном уровне  $\sigma_{\text{яр}}^{\text{int}}$ .

В результате расчетов для ядра  $P^{31}$  нами получены следующие оценки: интегральное сечение упругого рассеяния фотонов через возбуждение ДГР  $\sim 2.6$  МэВ, мб; интегральное сечение ядерного резонансного рассеяния на уровне  $1.27$  МэВ –  $0.39$  МэВ, мб, на уровне  $2.23$  МэВ –  $0.32$  МэВ, мб. Расчет сечения неупругого рассеяния через

М.Х. ЖАЛИЛОВ, У.Р. АРЗИБЕКОВ, Ш.Н. ХУДОЙКУЛОВА

возбуждение ДГР с заселением низколежащих уровней 1.27 и 2.23 МэВ ядра  $P^{31}$  затруднен, так как для описания таких каналов неупругого рассеяния необходимо применение моделей, корректно учитывающих микроскопическую структуру уровней ДГР ядра  $P^{31}$ . Однако, оценку сечений неупругого рассеяния можно получить, если предположить, что соотношение упругих и неупругих каналов рассеяния через ДГР на ядре  $P^{31}$  примерно такое же как и для других ядер 1d2s-оболочки. В работе [64] приведены данные по рассеянию фотонов на ядре  $Si^{28}$ . Это ядро относится к группе ядер 1d2s-оболочки и по числу нуклонов незначительно отличается от ядра  $P^{31}$ .

Для ядра  $Si^{28}$  [64] сечение упругого рассеяния фотонов через ДГР приблизительно в 3 раза больше сечения неупругого рассеяния через ДГР с заселением первого и второго возбужденных уровней этого ядра. Предполагая такую же ситуацию для ядра  $P^{31}$  получаем, что интегральное сечение неупругого рассеяния фотонов через ДГР с возбуждением уровня 1.27 МэВ  $\sim 0.9$  МэВ,мб уровня 2.23 МэВ  $\sim 0.84$  МэВ,мб. Суммарное сечение ядерного резонансного и неупругого рассеяния на ядре  $P^{31}$ , которое могут давать вклад в интегральное сечение заселения первого и второго возбужденных уровней ядра  $Si^{30}$ , составляет  $\sim 2.45$  МэВ,мб. Разделив это число на  $4\pi$ , получаем  $\sim 0.2$  МэВ,мб/ср. Это значение не превышает даже величину погрешности определения интегральных сечений парциальных каналов в  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперименте.

Следовательно, процесс упругого и неупругого рассеяния фотонов на ядре-мишени  $P^{31}$  не может быть главным эффектом, обуславливающим различие в значениях интегральных сечений заселения первых двух возбужденных состояний ядра  $Si^{30}$ , полученных  $(\gamma, X\gamma')$  и  $(\gamma, p)$ -методиками.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Оценим вклад  $(n, n'\gamma)$ -реакции на ядре  $P^{31}$ . Согласно данным работы [65] в данной реакции наиболее интенсивно заселяются уровни ядра  $P^{31}$  с  $E_i = 1.27$  и  $2.23$  МэВ, причем  $\gamma$ -линия с энергией  $1.27$  МэВ в  $3.3$  раза превышает по относительной интенсивности  $\gamma$ -линию с энергией  $2.23$  МэВ и имеет такую же величину как и интенсивность  $\gamma$ -линии  $1.78$  МэВ из реакции  $Si^{28}(n, n'\gamma)$ . В работе [65] интенсивности рассматриваемых  $\gamma$ -линий, нормированы относительно интенсивности  $\gamma$ -линии  $847$  кэВ  $^{56}Fe$ , также наблюдаемой в  $(n, n'\gamma)$ -процессах. Сечение реакции  $Si^{28}(n, n'\gamma)$  с возбуждением уровня  $1.78$  МэВ составляет, как предполагают авторы работы [64],  $\sim 11$  МэВ.мб. Учитывая это, получаем что за счет процесса  $P^{31}(n, n'\gamma)$  суммарное интегрально сечение заселения уровней  $2.4$  и  $3.50$  МэВ ядра  $Si^{30}$ , определенное в  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперименте, может превышать соответствующие данным  $(\gamma, p)$ -эксперимента на величину  $1$  МэВ.мб/ср, что примерно в  $10$  раз ниже наблюдаемого различия. Таким образом, остается предположить, что главным эффектом, приводящим к обсуждаемому различию, являются  $\gamma$ -переходы с более высокорасположенных уровней ядра  $Si^{30}$ . Справедливость данного предположения подтверждается тем, что при исследовании наиболее трудно анализируемого высокоэнергичного участка экспериментального  $\gamma$ -спектра, полученного, в настоящей работе, обнаружено отклонение экспоненциальной фоновой линии от характерного монотонного спада в области энергий возбуждения конечных ядер  $7.3$ - $9.5$  МэВ. На рис.28 сравниваются высокоэнергичные участки  $\gamma$ -спектров из  $P^{31}(\gamma, X\gamma')$  и  $S^{32}(\gamma, p)$ -экспериментов. Гистограмма с точками характеризует  $\gamma$ -спектра мишени из ссы. Из рисунка видно, что  $\gamma$ -спектр из  $P^{31}(\gamma, X\gamma')$ -эксперимента в данной области энергий возбуждения конечных ядер имеет широкий "размытый" максимум. Если исследовать отношения значений фоновых линий обоих сравниваемых  $\gamma$ -спектров по всей области энергий возбуждения конечных ядер и

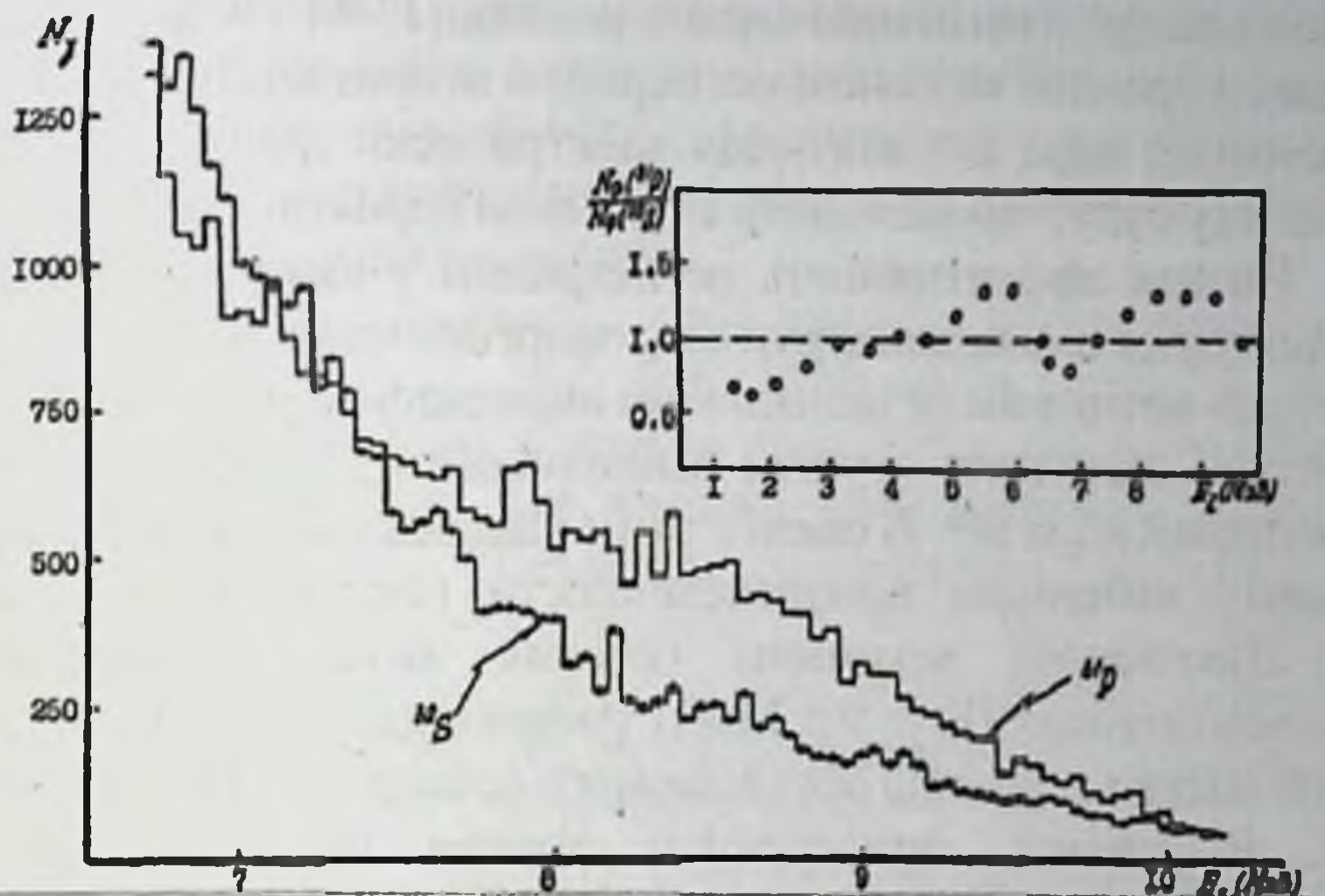


Рис.28. Гистограммы высокоэнергичных участков спектров  $\gamma$ -квантов из реакций  $P^{31}(\gamma, X\gamma)$  и  $S^{32}(\gamma, X\gamma)$ .

построить кривую зависимости данного отношения от  $E_1$ , то окажется, что в области энергий 5-6 МэВ и 7.3 – 9.5 МэВ полученная кривая будет иметь аномальный ход (вставка рис.28).

Вставка к рисунку – зависимость отношения значений фоновых линий указанных спектров от энергии возбуждения конечных ядер.

Максимум кривой в области 5-6 МэВ объясняется большим вкладом интенсивных кислородных пиков в  $\gamma$ -спектр из фосфора. Вопрос о наличии этих максимумов в  $\gamma$ -спектре из  $P^{31}(\gamma, X\gamma)$ -эксперимента обсуждался в §2 гл.II. Максимум в ходе кривой отношения фоновых линий в области 7.3-9.5 МэВ обуславливается наличием подчеркнутого выше (рис.28) широкого "размытого" максимума в  $\gamma$ -спектре из  $P^{31}(\gamma, X\gamma)$ -эксперимента.

Фотоны, формирующие структуру этого максимума, обусловлены  $\gamma$ -переходами с высокорасположенных уровней с  $E_1 \geq 9.5$  МэВ ядра  $Si^{30}$  на основное и нижних два возбужденных состояния. Действительно, в этой области энергий возбуждения конечного ядра  $Si^{30}$  располагаются уровни отрицательной четности, отвечающие дыркам в



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

оболочке  $1p$ , и имеющие характеристики  $J^\pi = 1^-$ .  $\gamma$ -переходы с таких уровней на основное, первое и второе возбужденные состояния ядра  $Si^{30}$  являются электрически дипольными и поэтому будут происходить с большой вероятностью.

Низкая эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов  $Ge(Li)$ -детектором для анализируемого энергетического диапазона не даёт возможности однозначно определить интегральное сечение заселения группы высоковозбужденных  $J^\pi = 1^-$  состояний ядра  $Si^{30}$ . В связи с этим удалось получить только оценку интервала неопределенности (см.табл.7, столбец б) абсолютной величины сечения заселения высоко-расположенных ( $E_i \geq 9.5$  МэВ) уровней ядра  $Si^{30}$ . Согласно этой оценке величина обсуждаемого сечения  $6 - 13$  МэВ,мб/ср. Разумность приведенной оценки подтверждается экспериментальными данными работы [15], из которой следует, что суммарное интегральное сечение заселения обсуждаемых высокорасположенных уровней ядра  $Si^{30}$  составляет  $7.4$  МэВ,мб/ср.

$\gamma$ -переходы с высокорасположенных  $J^\pi = 1^-$  состояний ядра  $Si^{30}$  на первый и второй возбужденные уровни пока экспериментально не наблюдались. Однако, такие переходы не запрещены правилами отбора и вероятность их должна быть сравнимой с вероятностью переходов на основное состояние ядра  $Si^{30}$ . На это же указывает и то, что  $\gamma$ -переходы, идущие только на основное состояние конечного ядра  $Si^{30}$ , как следует из анализа высокоэнергичного участка экспериментального  $\gamma$ -спектра, не могут полностью объяснить структуру  $\gamma$ -спектра и области энергий  $7.3 - 9.5$  МэВ.

Таким образом, превышение величин интегральных сечений заселения первого и второго возбужденных состояний ядра  $Si^{30}$ , полученных в  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперименте над аналогичными данными из  $(\gamma, p)$ -эксперимента, наблюдаемое для всех  $(\gamma, X\gamma')$ -опытов, обусловлено тем, что не удаётся полностью учесть вклад  $\gamma$ -переходов с высокорасположенных  $J^\pi = 1^-$  состояний ядра  $Si^{30}$ . В работах [18,19] анализ высокорасположенных  $\gamma$ -переходов

выполнен не был. Увеличение области регистрации  $\gamma$ -квантов до 10 МэВ в настоящем эксперименте позволило прояснить ситуацию в области высокорасположенных  $\gamma$ -переходов и выявить причины различия между данными  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, X\gamma')$ -экспериментов.

Иными словами, суммарное превышение 8 МэВ.мб/ср (табл.7) над 0.9 МэВ.мб/ср (табл.1) для первого возбужденного уровня ядра  $Si^{30}$  и 4.7 МэВ.мб/ср над 0.77 МэВ.мб/ср для второго возбужденного уровня, составляющее  $\sim 11$  МэВ.мб/ср, по-существу представляет собой сечение заселения уронней с  $E_i \geq 9.5$  МэВ, каскадные  $\gamma$ -переходы с которых и обуславливают различие двух типов экспериментов. Величина этого сечения хорошо согласуется с оценкой 6-13 МэВ.мб/ср, приведенной в табл.7.

Превышение данных  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперимента над данными  $(\gamma, p)$ -реакции для группы уровней с  $E_i = 5.2$  МэВ может быть объяснено отличием максимальных энергий  $\gamma$ -излучений, использованных для проведения сравниваемых экспериментов (различны диапазоны интегрирования по энергии сечений)

Для групп уровней с центром тяжести  $E_i = 6.9$  МэВ и  $E_i = 8.25$  МэВ наблюдается согласие данных сопоставляемых методик экспериментов.

Таким образом, величины парциальных интегральных сечений заселения возбужденных уровней с  $i \geq 3$  конечного ядра  $Si^{30}$ , полученных из  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперимента, являются достаточно надежными и могут быть использованы при дальнейшем анализе результатов. Для уровней  $Si^{30}$  с  $i < 3$  будем использовать данные  $(\gamma, p)$ -эксперимента.

В табл.11 вместе с нашими данными по  $(\gamma, \alpha)$ -реакции на ядре  $P^{31}$  приведены значения сечений заселения первого и второго возбужденных состояний конечного ядра  $^{27}Al$ , полученные аналогичной методике в работе [18]. В нашем эксперименте наблюдается  $\gamma$ -линии, энергии которых совпадают с энергиями  $\gamma$ -переходов с первого и второго возбужденных состояний на основное состояние ядра  $^{27}Al$ . Эти  $\gamma$ -линии идентифицированы как фоновые линии из  $^{27}Al(n, n'\gamma)$ -реакции. Поэтому. Мы считаем,

что значения сечений заселения первого и второго возбужденных состояний ядра  $^{27}Al$  нельзя объяснить только за счет  $(\gamma, \alpha)$ -канала фоторасщепления ядра  $P^{31}$ . Такого же мнения придерживаются и авторы работы [19]. В табл.11 представлены и интегральные парциальные сечения реакции  $(\gamma, np)$  на ядре  $P^{31}$ . Ранее этот процесс исследовался в работе [8], согласно которой  $\sigma = 50$  МэВ.мб. Напомним, что в работе [8] парциальные каналы реакции  $(\gamma, np)$  не исследовались. Сумма интегральных сечений заселения первого и второго возбужденных состояний ядра  $Si^{29}$  в результате  $(\gamma, np_1)$ -реакций, полученных в нашем эксперименте, умноженная на  $4\pi$ , составляет  $\sim 41$  МэВ.мб.

Из данных табл.7 и 8 следует, что величины полных сечений  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ -реакций составляют соответственно  $314 \pm 40$  МэВ.мб и  $225 \pm 35$  МэВ.мб, и находятся в хорошем согласии с данными работ [7,10]. Величина полного сечений фотопоглощения (сумма сечений реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ ) составляет  $539 \pm 55$  МэВ.мб. Отношение полных сечений фотопротонной и фотонейтронной реакции составляет  $1.4 \pm 0.3$ , что близко к аналогичным данным для других ядер  $1d2s$ -оболочки, имеющих на один протон меньше, чем ближайшее четно-четное самоспряженное ядро.

Рассмотрим результаты обработки спектра  $\gamma$ -квантов из реакции  $s^{31}(\gamma, X\gamma')$ . Для этого ядра получены сведения о 15 фотопротонных и 3 фотонейтронных парциальных каналах фоторасщепления (см.табл.9 и 10). Наряду с заселением отдельных уровней ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$  в результате фотонуклонных реакций наблюдалось заселение первого и второго возбужденных уровней ядра  $Si^{28}$  с энергиями  $E_1 = 1.79$  и  $4.62$  МэВ вследствие реакции  $s^{31}(\gamma, \alpha)Si^{28}$  (см.табл.12).

В табл.9 и 10 вместе с полученными нами результатами приведены результаты более ранних исследований [23,39]. Наши данные хорошо согласуются с данными работы [39], полученными аналогичной методикой и примерно в тех же экспериментальных условиях ( $E_{\gamma}^{max} = 26$  МэВ,  $\theta_{\gamma} = 150^\circ$ ). Лишь в одном из 18 сравниваемых парциальных сечений —  $(\gamma, n_2)$  имеется различие (см.табл.10), выходящее за

пределы приведенных погрешностей. Парциальные сечения заселения уровней ядра  $P^{31}$  с энергиями  $E_1 = 6.34$  и  $6.91$  МэВ определены впервые.

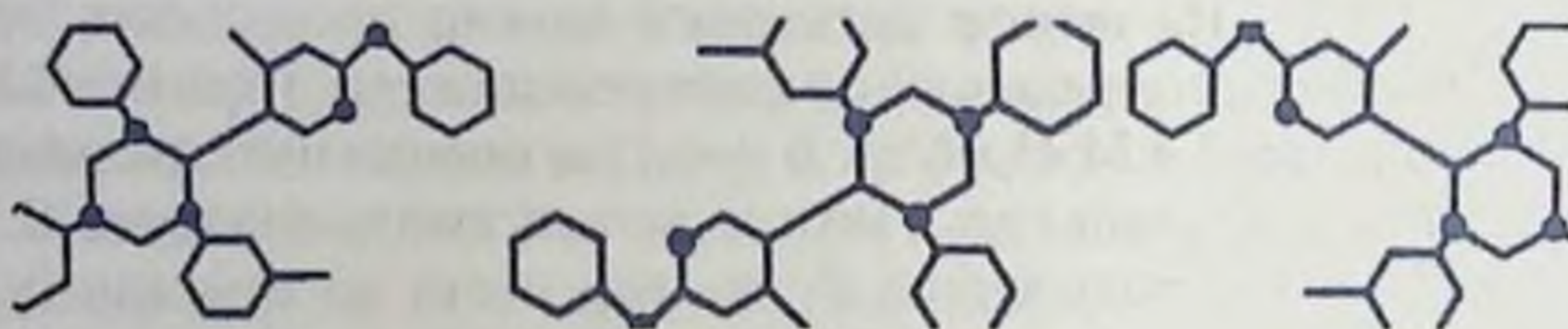
Из сравнения данных работы [23] с нашими результатами следует, что для всех парциальных фотопротонных переходов отношение сечения при  $\theta_p = 90^\circ$  [23] и  $\theta_\gamma = 140^\circ$  практически одно и то же:  $1.5 \pm 0.1$ . Величина этого отношения может быть объяснена анизотропией углового распределения фотопротонов, имеющего максимум при  $\theta_p = 90^\circ$ . На основе сказанного можно продолжить, что величина интегрального сечения реакции  $(\gamma, p_0)$  при  $\theta_\gamma = 140^\circ$  составляет  $1.4$  МэВ·мб/ср. В качестве оценки интегрального сечения реакции  $(\gamma, n_0)$  можно использовать значение  $0.78$  МэВ·мб/ср, полученное путем пересчета из сечения  $(\gamma, p_0)$ –реакции на основе изоспиновой симметрии нуклонных распадов самосопряженных четно-четных ядер  $1d2s$ -оболочки (процедура пересчета будет описана в гл. III, §4). Интегральное сечение реакции  $(\gamma, \alpha_0)$ , полученное в работе [66] при  $\theta = 135^\circ$ , приведено в одном столбце о наших данными (см. табл. 12).

Суммарные интегральные сечения для наблюдаемых в настоящем эксперименте фотопротонных и фотонейтронных переходов (с учетом переходов в основное состояние конечных ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$ ) равны  $15.3 \pm 1.1$  и  $4.6 \pm 0.9$  МэВ·мб/ср. Эти сечения не включают значительной части фотонуклонных переходов, идущих на высоколежащие уровни конечных ядер. Так согласно данным работы [23] около половины всех фотопротонных переходов идет на уровни ядра  $P^{31}$  с энергиями выше  $6$  МэВ.  $\gamma$ -распад таких состояний сильно подавляется за счет того что они лежат выше порога эмиссии протона (энергия отделения протона в ядрах  $P^{31}$  и  $S^{31}$  равны соответственно  $7.29$  и  $6.08$  МэВ), и не наблюдаются в  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперименте.

Вместе с тем, соотношение между вероятностями эмиссии протонов и нейтронов для наблюдаемых в данном эксперименте переходов, равное  $3.3 \pm 0.5$ , близко к полученному из анализа полных сечений реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  –  $3.1 \pm 0.6$  [5].

## ГЛАВА III

### ОБОЛОЧЕЧНАЯ И ИЗОСПИНОВАЯ СТРУКТУРА ДГР ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$



#### 1. Спектроскопические характеристики дырочных возбуждений ядер $P^{31}$ и $S^{32}$

Для интерпретации парциальных фотонуклонных реакций необходимо привлекать информацию о характеристиках заселяемых состояний конечных ядер из реакций однонуклонного подхвата. Исследования реакций однонуклонного подхвата дают информацию о распределении дырочных конфигураций по состояниям конечного ядра. Эту информацию содержит в себе "спектроскопический фактор" уровня.

Рассмотрим особенности дырочных возбуждений исследуемых в настоящей работе ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ . Для уточнения спектроскопических факторов был проведен детальный анализ ряда данных по реакциям подхвата и срыва. Анализировались данные таблиц свойств ядер с  $A=21-44$  [61], "наилучшие" спектроскопические факторы из работы [67], а также данные международного файла оцененных данных по структуре ядра (ENSDF). Анализ такого большого числа экспериментальных работ по срыву и подхвату вызван необходимостью повышения точности определения величин спектроскопических факторов.

Погрешность определения последних для большинства анализируемых работ составляет около 20%.

В качестве критериев отбора спектроскопических факторов использовались правила сумм [67,68], связывающие спектроскопические факторы реакций передачи нуклона с заселенностями отдельных подболочек ядра-мишени.

В табл.7-10 приведены выбранные значения спектроскопических факторов подхвата нуклона. Эти же данные для наглядности изображены на рис.29. Для удобства сопоставления величин спектроскопических факторов изобар-аналоговых состояний конечных ядер, в табл.7 и 8 приведены значения  $S$ , а в табл.9 и 10 значения  $C^2S$ . Аналогичным образом представлены данные и на рис.29.

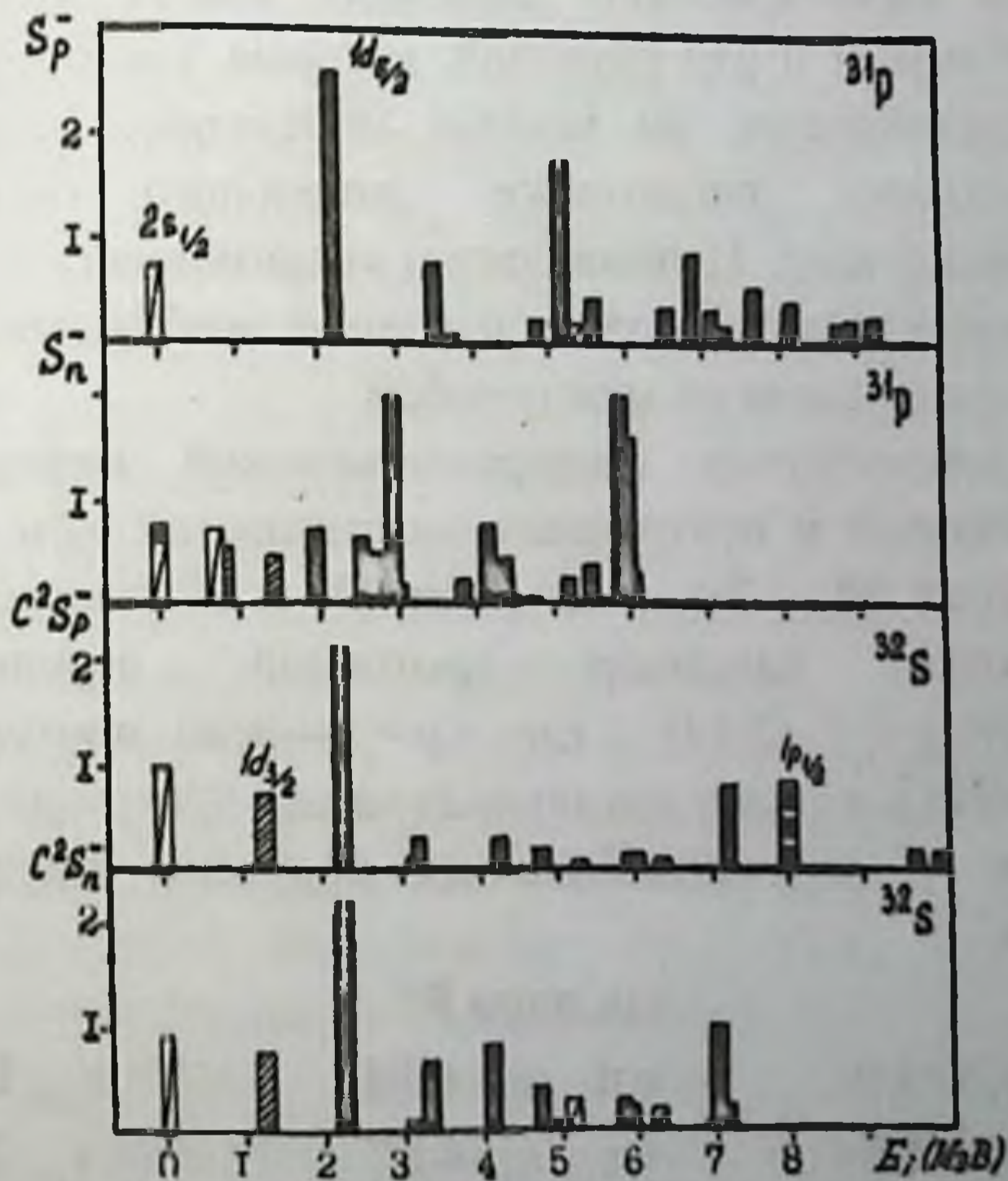


Рис.29. Спектроскопические характеристики нуклонных дырочных возбуждений ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ .

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Характер дырочных возбуждений ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  во многом близок:

дырочные уровни  $1d_{2s}$ -оболочке расположены главным образом в области энергий возбуждения 0 - 9 МэВ и исчерпывают основную часть правила сумм для этой оболочки;

из-за ограничения по энергии в реакциях подхвата не видна основная часть спектроскопической силы дырочного возбуждения в подоболочке  $1p_{1/2}$  и практически вся спектроскопическая сила дырочного возбуждения в подоболочке  $1p_{3/2}$ ;

среди дырочных состояний в  $1d_{2s}$ -оболочке наиболее сильно разбросанным является состояние  $1d_{3/2}^{-1}$ .

Вместе с общими закономерностями спектроскопические характеристики дырочных возбуждений ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  имеют и ряд различий, которые, как мы увидим это в дальнейшем, во многом определяют распадные характеристики гигантского дипольного резонанса исследуемых ядер. Целесообразно анализировать спектроскопические характеристики дырочных возбуждений ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  сопоставляя их между собой.

Из совокупности спектроскопической информации для протонных и нейтронных заселенностей  $\nu_j(p)$  и  $\nu_j(n)$  подоболочек  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  (заселенность подоболочки, например протонной, определяется как  $\nu_j(p) = \langle p \rangle_j / (2j+1)$ , где  $\langle p \rangle_j$  - число протонов на подоболочке), а также для полных чисел  $\langle N \rangle_j = \langle p \rangle_j + \langle n \rangle_j$  нуклонов на этих подоболочках получены следующие значения:

для ядра $P^{31}$		
$\nu d_{5/2}(p) = 1.04$	$\nu d_{5/2}(n) = 0.98$	$\langle N \rangle_{d_{5/2}} = 12.13$
$\nu s_{1/2}(p) = 0.34$	$\nu s_{1/2}(n) = 0.67$	$\langle N \rangle_{s_{1/2}} = 2.02$
$\nu d_{3/2}(p) = 0$	$\nu d_{3/2}(n) = 0.40$	$\langle N \rangle_{d_{3/2}} = 1.60$

для ядра  $S^{32}$

$\nu d_{5/2}(p)=0.82$	$\nu d_{5/2}(n)=0.98$	$\langle N \rangle d_{5/2}=10.80$
$\nu s_{1/2}(p)=0.67$	$\nu s_{1/2}(n)=0.82$	$\langle N \rangle s_{1/2}=2.98$
$\nu d_{3/2}(p)=0.19$	$\nu d_{3/2}(n)=0.20$	$\langle N \rangle d_{3/2}=1.56$

Из этих данных видно, что общее число нуклонов, расположенных в  $1d2s$ -оболочке у исследуемых ядер с точностью до 4-5% совпадает с правилом сумм для этой оболочки (у  $P^{31}$  оно несколько выше, а у  $S^{32}$  — несколько ниже правила сумм). Таким образом, с помощью приведенных данных с заселенности внешних подоболочек ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ , можно довольно точно определить структуру внешних подоболочек рассматриваемых ядер в основном состоянии.

Для анализа структуры основных состояний ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  можно также привлечь результаты расчетов в рамках многочастичной модели оболочек [69]. Для ядра  $P^{31}$  модель оболочек в целом довольно точно воспроизводит реальную ситуацию. Основное состояние этого ядра можно рассматривать как совокупность инертного кора  $O^{16}$  (8 протонов и 8 нейтронов, полностью заполняющих оболочки  $1s$  и  $1p$ ) и 15 нуклонов во внешней  $1d2s$ -оболочке. Действительно, все нуклоны внешней оболочки главным образом располагаются в подоболочке  $1d_{5/2}$ , а вакансии распределены между подоболочками  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$ .

Основное состояние ядра  $S^{32}$  не отвечает максимальному заполнению нижних подоболочек ( $1d_{5/2}$  и  $2s_{1/2}$ ). По-видимому, для ядра  $S^{32}$  можно говорить о максимальном заполнении лишь  $1s$  и  $1p$ -оболочке, т.е. инертный кор  $O^{16}$  существует и для ядра  $S^{32}$ .

Заселенность подоболочки  $1d_{5/2}$  ядра  $S^{32}$  меньше заселенности аналогичной подоболочки ядра  $P^{31}$ . Особенно отчетливо это проявляется при анализе данных по подхвату протона. Практически все протоны внешней оболочки нечетно-четного ядра  $P^{31}$  сосредоточены на наименее заселенных



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{11}$ И $S^{12}$

возможных подболочках  $1d_{5/2}$  и  $2s_{1/2}$ . Это говорит о том, что в нечетно-четном ядре  $P^{11}$  граница Ферми менее размыта, чем в соседнем четно-четном ядре  $S^{12}$ , которое имеет на один протон больше. Меньшее размытие границы Ферми в ядре  $P^{11}$  по сравнению с ядром  $S^{12}$  можно рассматривать как проявление эффекта спаривания, которое в нечетных ядрах всегда слабее, чем в соседних четных ядрах. Такая закономерность соотношения заселенностей подболочек является общей и для других соседних четно-четных и нечетных ядер  $1d2s$ -оболочки [70].

Из данных табл.7-10 и рис.29 следует, что в ядре  $S^{12}$  основная часть спектроскопической силы дырки в каждой из подболочек  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  концентрируется на самых нижних состояниях конечных ядер, для которых значения спина и четности допускают примесь данного дырочного возбуждения. Спектроскопическая сила дырок внешней оболочки ядра  $P^{11}$  оказывается более сильно разбросанной по состояниям конечных ядер, а центры их тяжести смещёнными к большим энергиям возбуждения. Особенно отчетливо проявляется это для подболочки  $1d_{5/2}$ . Для того чтобы убедиться в этом достаточно проанализировать данные реакций подхвата протона.

В ядре  $S^{12}$  спектроскопическая сила протонной дырки в подболочке  $1d_{5/2}$  главным образом сосредоточена в одном состоянии конечного ядра  $P^{11}$  - состоянии с энергией 2.23 МэВ. На это состояние приходится 43% спектроскопической силы, а её остальная часть разбросана по девяти уровням. В исходном ядре  $P^{11}$  ситуация несколько иная. Число состояний конечного ядра  $Si^{30}$ , по которым разбрасывается спектроскопическая сила протонной дырки в подболочке  $1d_{5/2}$ , достигает 14. Причём основная часть этой силы распределяется уже между двумя состояниями 2.24 и 5.23 МэВ. Спектроскопические факторы этих уровней исчерпывают соответственно 28 и 19% правила сумм для

анализируемой подоболочки. Таким образом, нечетно-четное ядро  $P^{31}$  имеет более сложную генеалогическую структуру основного состояния по сравнению с четно-четным ядром  $S^{32}$ . Аналогичная закономерность выявляется и при сравнении других соседних четно-четных и нечетных ядер  $1d2s$ -оболочки [70].

Различия спектроскопических характеристик дырочных возбуждений четно-четного ядра  $S^{32}$  и нечетно-четного ядра  $P^{31}$ , а также эффекты взаимодействия нейтронов и протонов проявляются и в одночастичных энергиях ядерного гамильтониана. Значения последних зависят от заселенностей внешних подоболочек в основном состоянии исходного ядра, а также от энергий отделения протона в исходном ядре и в ядре, имеющем на один протон больше.

Согласно данным работы [70] для положения  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  – уровней одночастичного гамильтониана ядра  $P^{31}$  имеем следующие значения:  $13.3 \pm 0.4$ ;  $7.5 \pm 0.2$  и  $4.2 \pm 0.3$  МэВ соответственно. Аналогичные данные для ядра  $S^{32}$  составляют  $12.6 \pm 0.3$ ;  $8.2 \pm 0.6$  и  $3.7 \pm 0.3$  МэВ. Как видно из этих данных в ядре  $P^{31}$  расстояние между уровнями  $1d_{5/2}$  и  $2s_{1/2}$  заметно больше, чем в ядре  $S^{32}$  и составляет 5.8 МэВ (против 4.4 МэВ). Из одночастичных энергий ядерного гамильтониана можно определить и величину спин-орбитального расщепления  $1d$ -уровня ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ . Эта величина для обоих ядер имеет одно и то же значение и составляет примерно  $\sim 9$  МэВ.

По уровням, представленным в табл. 7-10, разбрасывается спектроскопическая сила дырок в подоболочках  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ . Уровни по которым разбрасываются дырочные возбуждения в более глубокой  $1p$ -оболочке, лежат при больших энергиях возбуждения конечных ядер. Исследования в экспериментах по подхвату и срыву нуклона область энергий возбуждения конечного ядра

ограничена. Это приводит к тому, что не все состояния конечных ядер, которые содержат примесь дырки в  $1P$ -оболочке, наблюдается в реакциях однонуклонной передачи. Для получения сведений о подоболочках  $1P_{1/2}$  и  $1P_{3/2}$  необходимо совместно с данными из реакций подхвата использовать и данные реакции квазиупругого выбивания протонов ( $P, 2P$ ) или ( $e, e'P$ ). В работе [70], используя данные из обоих типов экспериментов, произведена систематика энергии связи протонов в подоболочках  $1P_{1/2}$  и  $1P_{3/2}$  ряда ядер  $1d2s$ -оболочки. Привлекая эти сведения, мы можем оценить положение центров тяжести дырочных возбуждений в подоболочках  $1P_{1/2}$  и  $1P_{3/2}$  ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ . Центры тяжести дырок в подоболочке  $1P_{1/2}$  ядра  $P^{31}$  приходится на энергию примерно  $\sim 10$  МэВ, а в ядре  $S^{32}$  на энергию примерно  $\sim 8$  МэВ. Центры тяжести дырок в подоболочке  $1P_{3/2}$  ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  приходится на область примерно  $\sim 20$  МэВ. Необходимо отметить также, что согласно данным реакций квазиупругого выбивания дырочное возбуждение в подоболочке  $1P_{3/2}$  ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ , также как и для других ядер  $1d2s$ -оболочки, оказывается сильно разбросанными по энергии. Ширина разброса для ядер  $1d2s$ -оболочки может достигать 20–30 МэВ.

## 2. Вероятность дипольных переходов нуклонов различных оболочек при формировании ДГР

Данные табл.7-10 позволяют получить целый ряд важных сведений о ДГР ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ , и прежде всего о вероятности дипольных переходов для нуклонов различных оболочек. Известно, что ДГР ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  формируется из нуклонных переходов двух типов:  $1d2s \rightarrow 1f2p$  и  $1p \rightarrow 1d2s$ . Полупрямой распад образующихся частично-дырочных состояний приводит к конечным дырочным возбуждениям соответственно в  $1d2s$ - и  $1p$ -оболочках, имеющим противоположную четность (положительную для дырок в  $1d2s$ -оболочке и отрицательную для дырок в  $1p$ -оболочке).

Состояния положительной четности с дыркой в  $1d2s$ -оболочке интенсивно возбуждаются в реакциях подхвата нуклона. Кроме того, как было отмечено в предыдущем параграфе, низколежащие уровни положительной четности ядер  $Si^{30}$ ,  $P^{30}$  и  $P^{31}$ ,  $S^{31}$  в том числе и не проявляющиеся в реакциях подхвата, могут быть успешно описаны конфигурациями с инертным кором  $O^{16}$ , т.е. этим состояниям отвечают возбуждения, незатрагивающие внутренних  $1s$ - и  $1p$ -оболочек.

Таким образом, в качестве оценки сечения дипольных переходов для нуклонов внешней  $1d2s$ -оболочки ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  можно взять сумму парциальных сечений заселения приведенных в табл.7-10 состояний положительной четности соответствующих конечных ядер. Вероятность переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$  определяется отношением указанных сумм к соответствующим полным интегральным сечениям фотопоглощения ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ .

Рассмотрим экспериментальные результаты для ядра  $P^{31}$  (табл.7 и 8). Как видно, в результате  $(\gamma, X\gamma)$ -реакции заселяются в подавляющем большинстве уровни положительной четности конечных ядер  $Si^{30}$  и  $P^{30}$ . Только

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

состояния с  $E_i = 5.49$  и  $8.9$  МэВ, а также группа уровней с  $E_i \geq 9.5$  МэВ конечного ядра  $Si^{30}$  (см. табл. 7) характеризуются отрицательной четностью. Это означает, что в  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперименте на ядре  $P^{31}$  мы наблюдаем в основном распад той части дипольных состояний, которые формируются за счет нуклонных переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$ . Дипольные переходы нуклонов из внутренней  $1p$ -оболочки ядра  $P^{31}$  дают вклад в сечения заселения состояний с  $E_i = 8.9$  и  $E_i \geq 9.5$  МэВ ядра  $Si^{30}$  и состояний ядра  $P^{30}$ , расположенных выше 6 МэВ.  $\gamma$ -распад последних сильно подавляется за счет того, что эти состояния лежат выше порога эмиссии протона (энергия отделения протона в ядре  $P^{30}$  равна 5.59 МэВ). Такой распад не наблюдается в  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперименте.

Сумма интегральных парциальных сечений заселения состояний конечных ядер  $Si^{30}$  и  $P^{30}$ , обусловленных нуклонными переходами  $1d2s \rightarrow 1f2p$ , составляет 31.9 МэВ.мб/ср. Соответствующая величина, умноженная на 4л, равна 400 МэВ.мб. Напомним, что при расчетах для  $(\gamma, p_0)$ ,  $(\gamma, p_1)$  и  $(\gamma, p_2)$ -сечений были использованы данные работы [15], а оценками сечений  $(\gamma, n_0)$ ,  $(\gamma, n_1)$  и  $(\gamma, n_2)$ -каналов служили их полупрямые компоненты, приведенные в 7 столбце табл. 8. Большую часть (примерно 51%) сечения дипольных переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$  составляют переходы  $1d_{5/2} \rightarrow 1f2p$ . Это объясняется тем, что именно подоболочка  $1d_{5/2}$  ядра  $P^{31}$  заселена наибольшим числом нуклонов (см. предыдущий параграф). По данным  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперимента интегральное сечение фотопоглощения ядра  $P^{31}$  составляет  $540 \pm 50$  МэВ.мб. С учетом этой величины получаем, что вероятность электрических дипольных переходов нуклонов из внешней  $1d2s$ -оболочки ядра  $P^{31}$ , составляют  $400 / (540 \pm 50) \sim 0.74 \pm 0.08$ . Эта величина

хорошо согласуется с оценкой 0.7 – 1.0 из работы [1]. Остающуюся вероятность ( $\sim 0.2 - 0.3$ ) следует приписать переходы  $1p \rightarrow 1d2s$ . Распад этой ветви ДГР приводит к заселению уровней ядра  $Si^{30}$  с  $E_i = 8.9$  и группы уровней с  $E_i \geq 9.5$  МэВ, имеющих отрицательную четность.

Рассмотрим экспериментальные результаты для ядра  $S^{32}$  (табл.9 и 10). Для этого ядра также в основном наблюдается распад тех дипольных состояний, которые формируются нуклонными переходами  $1d2s \rightarrow 1f2p$ . Согласно данным нашего эксперимента нижняя оценка сечения таких переходов составляет примерно  $\sim 240$  МэВ,мб. Напомним, что величины сечений  $(\gamma, p_0)$  и  $(\gamma, n_0)$ -реакций оценивались по их полупрямым компонентам (см. 9 столбцы табл.9 и 10). Полученная оценка сечения переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$  исчерпывает примерно  $\sim 50\%$  величины сечения, вытекающей из классического дипольного правила сумм для ядра  $S^{32}$  (480 МэВ,мб). Выше (§4, гл.II) отмечалось, что для ядра  $S^{32}$  не наблюдается значительной части нуклонных переходов, идущих на высоколежащие уровни конечных ядер. Это хорошо видно при сравнении с данными работы [23]. Поэтому полученная выше оценка вероятности дипольных переходов нуклонов из внешней  $1d2s$ -оболочки ядра  $S^{32}$  является нижней оценкой. Более строго вероятность таких переходов можно оценить только после учета величин парциальных фотонейтронных сечений, восстановленных путём пересчета из  $(\gamma, p)$ -канала (см. §4, гл.III)

Анализ распределения вероятности переходов в  $1f2p$ -оболочку ядра  $S^{32}$  по переходам из подоболочек  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  даёт следующую ситуацию: переходы  $1d_{5/2} \rightarrow 1f2p$  исчерпывает 33%,  $2s_{1/2} \rightarrow 1f2p$  - 22% и  $1d_{3/2} \rightarrow 1f2p$  - 45% полного сечения дипольных переходов из  $1d2s$ -оболочки. Это позволяет заключить, что в случае ядра  $S^{32}$  имеет место эффект сильного смешивания конфигурация в пределах

группы переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$ . В результате возбуждение этой ветви происходит преимущественно за счет переходов  $1d_{3/2} \rightarrow 1f2p$ , в распад – за счет энергетически более открытых каналов, содержащих конфигурации с менее глубокими дырками –  $(1d_{3/2})^{-1}$  и  $(2s_{1/2})^{-1}$ .

В нашем эксперименте наблюдается заселение состояний отрицательной четности конечного ядра  $P^{31}$  с  $E_i = 5.99$  и  $6.91$  МэВ (см. табл. 9). Эти уровни заселяются за счет переходов  $1p \rightarrow 1d2s$ . Вероятность таких переходов по нашим расчетам составила лишь 0.02. Естественно это нижняя оценка. Для наиболее достоверной оценки вероятности переходов нуклонов из внутренней  $1p$ -оболочки должны учитываться все переходы  $1p \rightarrow 1d2s$ , в частности, переходы  $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$ . Последние в соответствии с систематикой энергии связи нуклонов  $1p$ -оболочки ядра  $S^{32}$  [70] дают вклад в сечения заселения состояний конечных ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$ , расположенных выше 7 МэВ. Эмиссия протонов в области энергий таких уровней сильно подавляет  $\gamma$ -распад. Энергия отделения протона в ядрах  $P^{31}$  и  $S^{31}$  равны соответственно 7.29 и 6.08 МэВ.

3. Чистота по изоспину и изоспиновая симметрия нуклонных каналов распада ДГР ядра  $S^{32}$

Ядро  $S^{32}$  - самосопряженное ядро, имеющее одинаковое число протонов и нейтронов, и, также как и другие четно-четные самосопряженные ядра  $1d2s$ -оболочки, является удобным объектом изучения степени сохранения изоспина в состояниях с высокой энергией возбуждения, лежащих в непрерывном спектре. Напомним, что поглощение дипольных фотонов самосопряженными ядрами приводит к возбуждению состояний ДГР с изоспином  $T=1$ . При последующем распаде ДГР таких ядер по протонному и нейтронному каналам происходит заселение уровней зеркальных ядер. В отсутствие смешивания состояний ДГР по изоспину различие в парциальных нуклонных сечениях заселения симметричных уровней конечных зеркальных ядер будет полностью определяться различием в протонном и нейтронном порогах. Следовательно, при равенстве порогов и пренебрежении кулоновскими силами отношение сечений реакций  $(\gamma, p_1)$  и  $(\gamma, n_1)$  должно быть равно единице.

За счет кулоновского взаимодействия состояния с  $T=1$  будут смешиваться со значительно более плотным фоном состояний с  $T=0$ . Поэтому волновая функция состояния ДГР самосопряженного ядра приобретает вид:

$$\varphi = \alpha_0 \psi (T=0) + \alpha_1 \psi (T=1), \quad (9)$$

$$\text{где } \alpha_0^2 + \alpha_1^2 = 1.$$

В работах [1,71] показано, что в этом случае отношение сечений реакций  $(\gamma, p_1)$  и  $(\gamma, n_1)$  будет определяться формулой:

$$\sigma(\gamma, p_1) / \sigma(\gamma, n_1) = \sqrt{(\epsilon_p / \epsilon_n) \cdot (P_p / P_n)} \cdot \left| (\alpha_1 + \alpha_0) / (\alpha_1 - \alpha_0) \right|^2, \quad (10)$$

где  $\epsilon_p, \epsilon_n$  и  $P_p, P_n$  - кинетические энергии проникаемости для протонов и нейтронов. Это отношение позволяет оценить примесь состояний с  $T=0$  к состояниям с  $T=1$ , определяемую величиной  $\left| \alpha_0 / \alpha_1 \right|^2$ .



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Данные табл.9 и 10 позволяют получить величину  $|\alpha_0/\alpha_1|^2$  для ядра  $S^{32}$  из соотношения сечений заселения уровней с  $i=1, 2$  и  $5$  ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$ . Оценка относится к области ДГР ( $E_\gamma \sim 20$  МэВ). Предполагалось, что отношение сечений  $(\gamma, p_i)$  и  $(\gamma, n_i)$  при  $E_\gamma \sim 20$  МэВ совпадает с отношением интегральных сечений этих реакций. Расчет проводился для нуклонов с минимально возможным орбитальным моментом  $l$ , поскольку проницаемость для таких нуклонов наибольшая. Так полагалось, что в парциальные сечения заселения первого и второго возбужденных уровней ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$  ( $i=1$  и  $2$ ) основной вклад даёт вылет нуклонов с  $l=1$ . Действительно, эти парциальные сечения формируются за счет эмиссии нуклонов из  $1/2p$ -оболочки, причём вылет нуклонов с  $l=3$  сильно подавлен. Для нуклонов, заселяющих уровни ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$  с  $i=5$  минимальное значение  $l$  равно 2.

Величина  $|\alpha_0/\alpha_1|^2$  примеси  $T=0$  состояний к  $T=1$  состояниям гигантского дипольного резонанса ядра  $S^{32}$ .

индекс $i$ заселяемого состояния ядер $P^{31}$ и $S^{31}$	орбитальный момент $l$ нуклона	$E_\gamma$ , МэВ	$\sigma(\gamma, p_i)/\sigma(\gamma, n_i)$	$ \alpha_0/\alpha_1 ^2$
0	1	19.8	$0.57 \pm 0.1$	$2.9 \pm 1.4^*$
		21.8	$0.50 \pm 0.1$	$3.6 \pm 1.9^*$
1	1	20.0	$2.2 \pm 0.9$	$3.2 \pm 1.9$
2	1	20.0	$1.2 \pm 0.4$	$0.2 \pm 0.7$
5	2	20.0	$1.5 \pm 0.5$	$8.4 \pm 5.2$

Примечание: \* – данные работы [5]

Таблица 13.

Для ядра  $S^{32}$  величина  $|\alpha_0/\alpha_1|^2$  ранее определялась и в работе [5] по сечениям реакции  $(\gamma, p_0)$  [29,30] и  $(\gamma, n_0)$  [31,32]. Величины  $|\alpha_0/\alpha_1|^2$ , полученные в настоящей работе и в работе [5] приведены в табл.13.

Из этой таблицы следует, что для ядра  $S^{32}$  примесь состояний с  $T=0$  к состоянию с  $T=1$ , определяемая величиной  $|\alpha_0/\alpha_1|^2$ , невелика. В области максимума гигантского

дипольного резонанса она составляет не более нескольких процентов. Наиболее сильно смешивает  $T=0$  и  $T=1$  состояний проявляется в реакциях  $(\gamma, p_s)$  и  $(\gamma, n_s)$ . Это можно объяснить следующим образом. Парциальные сечения заселения основного и нижних двух возбужденных состояний ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$  формируется за счет быстропротекающего полупрямого распада ДГР. (Особенности полупрямой и более поздних стадий распада состояний ДГР ядра  $S^{32}$  подробнее будут рассмотрены в гл. IV). Характерное время жизни ядра относительно такого распада  $10^{-22}$ - $10^{-23}$  с меньше времени действия кулоновских сил ( $10^{-15}$ - $10^{-20}$  с), необходимого для сильного смешивания по изоспину [72]. Поэтому величина смешивания, наблюдаемая в  $(\gamma, p_{\sigma, p_s})$  и  $(\gamma, n_{\sigma, p_s})$ -реакциях минимальна. Заселение пятого возбужденного уровня ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$  происходит за счет испускания нуклонов на более поздних стадиях распада состояний ДГР – на стадии установления теплового равновесия или даже на стадии составного ядра. Об этом, в частности, говорит то, что эти уровни не проявляются в прямых реакциях подхвата. Поэтому время протекания реакций  $(\gamma, p_s)$  и  $(\gamma, n_s)$  значительно больше, чем реакций  $(\gamma, p_{\sigma, p_s})$  и  $(\gamma, n_{\sigma, p_s})$ . То, что нуклоны, формирующие сечения реакций  $(\gamma, p_s)$  и  $(\gamma, n_s)$ , испускаются на более поздних стадиях эволюции возбужденного ядра  $S^{32}$  из долгоживущих состояний гигантского резонанса, существенно увеличивает вероятность смешивания по изоспину.

О степени чистоты по изоспину состояний гигантского резонанса ядра  $S^{32}$  можно судить также и по величине сечения  $(\gamma, \alpha)$ -реакции, приводящей к заселению уровней с  $T=0$  в конечном ядре. У самосопряженного ядра такой процесс может идти лишь за счет примеси  $T=0$  состояний к  $T=1$  состояниям. В соответствии с данными табл. 12, содержащей сведения об интегральных сечениях реакции

$S^{32}(\gamma, \alpha)Si^{28}$ , на долю этой реакции, приводящей к заселению  $T=0$  уровней конечного ядра  $Si^{28}$ , приходится около 3% сечения фоторасщепления, что подтверждает сделанный вывод о довольно высокой чистоте по изоспину состояний ДГР ядра  $S^{32}$ .

О сравнительно высокой чистоте по изоспину состояний ДГР ядра  $S^{32}$  можно судить также по результатам процедуры пересчета экспериментальных фотопротонных сечений в фотонейтронные. Пересчет осуществляется на основе изоспиновой симметрии  $np$ -каналов распад ДГР, свойственной как ядру  $S^{32}$ , так и другим самоспряженным ядрам  $1d2s$ -оболочки. Суть процедуры пересчета состоит в следующем. Каждое  $\sigma(\gamma, p)$  пересчитывается с учетом сведений об орбитальном моменте вылетающих нуклонов в соответствующие  $\sigma(\gamma, n)$  в предположении отсутствия смешивания по изоспину. Далее, полученные таким образом  $\sigma(\gamma, n)$  суммируются и сравниваются с измеренными полными сечениями реакции  $(\gamma, n)$ . Хорошее совпадение как по форме, так и по абсолютной величине сравниваемых сечений возможно лишь при незначительной примеси состояний с  $T=0$  к состояниям с  $T=1$ . Этот вывод согласуется с ранее полученными результатами для самоспряженных ядер  $1d2s$ -оболочки [1,5].

Подобный пересчет для ряда других самоспряженных ядер  $C^{12}$ ,  $O^{16}$ ,  $Mg^{24}$ ,  $Si^{28}$  и  $Ca^{40}$  выполнен авторами работ [5,73-75]. Получено хорошее согласие пересчитанных полных фотонейтронных сечений с экспериментальными. Это подтверждает высокую степень чистоты по изоспину состояний ДГР самоспряженных ядер. Примесь состояний с  $T=0$  к состояниям с  $T=1$  в этих ядрах не превышает 4% в области максимума дипольного гигантского резонанса. Результаты описываемой процедуры пересчета для ядра  $S^{32}$  приведены в следующем параграфе.

4. Восстановление парциальных фотопротонных сечений ядра  $S^{32}$  из фотопротонного эксперимента

Выше было отмечено, что при отсутствии смешивания состояний ДГР по изоспину распад  $T=1$  состояний ядра  $S^{32}$  с испусканием протонов и нейтронов должен быть симметричен. То есть, различие в парциальных неуклонных сечениях заселения симметричных уровней конечных зеркальных ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  (характеристики этих уровней приведены в табл.14), будет определяться влиянием кулоновского барьера при испускании протонов и различием в протонном и нейтронном порогах. Данный вывод аналитически можно представить следующим выражением:

$$\sigma(\gamma, p_i) / \sigma(\gamma, n_i) = \sqrt{(\epsilon_p / \epsilon_n)} \cdot (P_p(l) / P_n(l)) \quad (11)$$

После небольших преобразований этого выражения можно осуществить пересчет  $\sigma(\gamma, p_i) \rightarrow \sigma(\gamma, n_i)$ . Он проведен с помощью программы «PARSEC» на ЭВМ ЕС-1022 (см. §2, гл.II). При этом использовались измеренные ранее в  $(\gamma, p_i)$ -эксперименте [23] энергетические зависимости парциальных фотопротонных сечений ядра  $S^{32}$  и информация об интегральных величинах парциальных сечений  $(\gamma, p_i \gamma)$ -реакций, полученных в настоящей работе. Парциальные каналы, исследованные в работе [23] приведены в табл.14. Для парциальных каналов, характеризующих сечения заселения групп неразрешенных в  $(\gamma, p_i)$ -эксперименте состояний конечного ядра, в табл.14 указаны их центры тяжести.

Величины сечений для групп неразрешенных состояний ядра  $P^{31}$  с центрами тяжести  $E_i = 3.3$  МэВ ( $i=3-6$ ) и 4.8 МэВ ( $i=7-19$ ) распределены между отдельными уровнями в соответствии с данными  $(\gamma, p_i \gamma)$ -эксперимента. При этом предполагалось, что форма сечений заселения отдельных уровней та же, что и форма подвергнувшегося делению

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

сечения заселения группы уровней. Для групп уровней, расположенных выше групп с  $E_1 = 4.8$  МэВ, разделение парциальных сечений не производилось из-за недостатка экспериментальных данных. Энергетические зависимости парциальных фотопротонных сечений, из которых восстанавливались парциальные фотонейтронные сечения, изображены на рис.30 светлыми точками.

Характеристики симметричных уровней зеркальных ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$  и парциальные каналы нуклонного распада ДГР ядра  $S^{31}$

Парциальные каналы (по [23])	$\gamma, p_i$	$\gamma, n_i$	$E_1$ , МэВ		$J^\pi$	$n j$	$C^2S_p^-$	$C^2S_n^-$	Орбитальный момент нуклона	
			$P^{31}$	$S^{32}$					$l_{min}$	$l_{max}$
$(\gamma, p_0)$	$\gamma, p_0$	$\gamma, n_0$	0	0	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	1.0	0.95	1	
$(\gamma, p_1)$	$\gamma, p_1$	$\gamma, n_1$	1.27	1.25	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0.75	0.8	1	3
$(\gamma, p_2)$	$\gamma, p_2$	$\gamma, n_2$	2.23	2.24	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	2.1	2.2	1	3
$(\gamma, p)_{3,3}$	$\gamma, p_3$	$\gamma, n_3$	3.13	3.08	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0.13	0.14	1	
	$\gamma, p_4$	$\gamma, n_4$	3.30	3.29	$5/2^+$	$1d_{5/2}$			1	3
	$\gamma, p_5$	$\gamma, n_5$	3.41	3.35	$7/2^+$	$1f_{7/2}$			3	5
	$\gamma, p_6$	$\gamma, n_6$	3.51	3.44	$3/2^+$	$1d_{3/2}$			1	3
$(\gamma, p)_{4,4}$	$\gamma, p_7$	$\gamma, n_7$	4.19	4.08	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0.2	0.45	1	3
	$\gamma, p_8$	$\gamma, n_8$	4.26	4.21	$3/2^+$	$1d_{3/2}$			1	3
	$\gamma, p_{10}$	$\gamma, n_{10}$	4.59	4.53	$3/2^+$	$1d_{3/2}$			1	3
	$\gamma, p_{11}$	$\gamma, n_{12}$	4.78	4.72	$5/2^+$	$1d_{5/2}$			1	3
	$\gamma, p_{13}$	$\gamma, n_{14}$	5.01	4.97	$3/2^+$	$1p_{3/2}$			0	2
	$\gamma, p_{16}$	$\gamma, n_{16}$	5.26	5.15	$1/2^+$	$2s_{1/2}$			0.1	0.32
$(\gamma, p)_{6,3}$		$(\gamma, n)_{6,3}$	5.78-7.17			$p+\nu d$	$\Sigma C^2S_n^- = 2$		0	3
$(\gamma, p)_{8,3}$		$(\gamma, n)_{8,3}$	$E_1 = 9.5$			$p+\nu d$	$\Sigma C^2S_n^- = 0/35$		0	3
$(\gamma, p)_{12,3}$		$(\gamma, n)_{12,3}$	$E_1 = 12.5$			$p+\nu d$			0	3

Таблица 14.

Из соотношения (11), используемого для пересчета  $\sigma(\gamma, p) \rightarrow \sigma(\gamma, n)$ , видно, что результаты зависят от орбитального момента  $l$  испускаемого нуклона. Величина  $l$  определена неоднозначно. В большинстве случаев можно указать лишь набор возможных значений (от  $l_{min}$  до  $l_{max}$ ). Это является главным источником неопределенности

описываемой процедуры восстановления фотонейтронных сечений и приводит в конечном счете к двум крайним значениям  $\sigma(\gamma, n)$ :  $\sigma(\gamma, n)^{max}$  и  $\sigma(\gamma, n)^{min}$ . Так, к примеру, для уровней конечного ядра  $S^{31}$  (см. табл. 14), имеющих примесь дырки в  $1d_{5/2}$  и  $1d_{3/2}$ -подоболочках получены верхние  $\sigma(\gamma, n)^{max}$  и нижние  $\sigma(\gamma, n)^{min}$  оценки фотонейтронных сечений при  $l_{min}=1$  и  $l_{max}=3$  соответственно. Для уровней с конфигурацией  $(2s_{1/2})^{-1}$  пересчет выполнялся при единственно возможном значении  $l_{min}=l_{max}=1$ . Значения  $l_{min}$  и  $l_{max}$  для различных парциальных каналов приведены в правой части табл. 14.

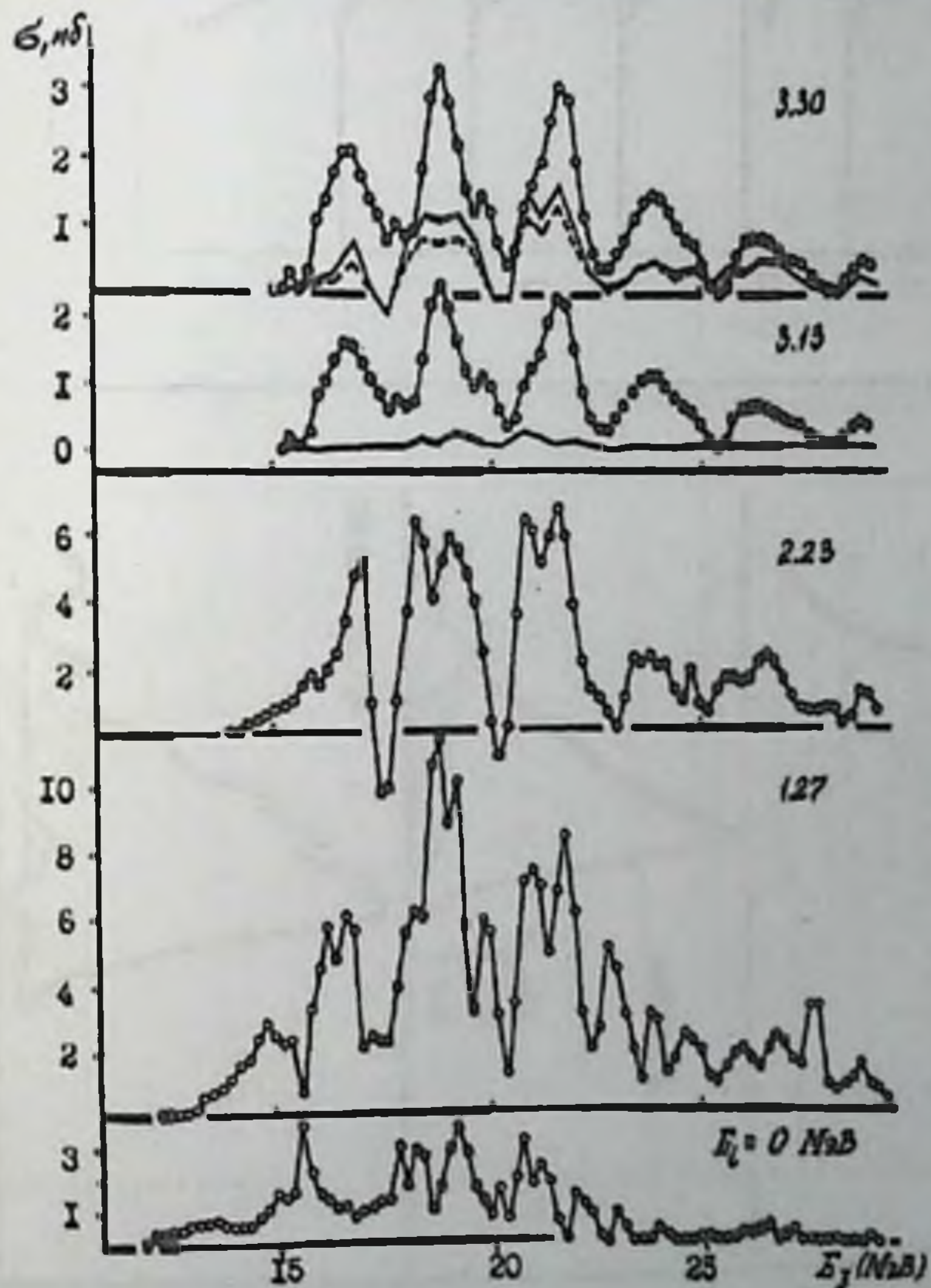


Рис.30. Парциальные фотопротонные сечения для ядра  $S^{31}$  (светлые точки, соединенные линией) и их полупрямые компоненты (сплошная – верхняя оценка, штриховая – нижняя)

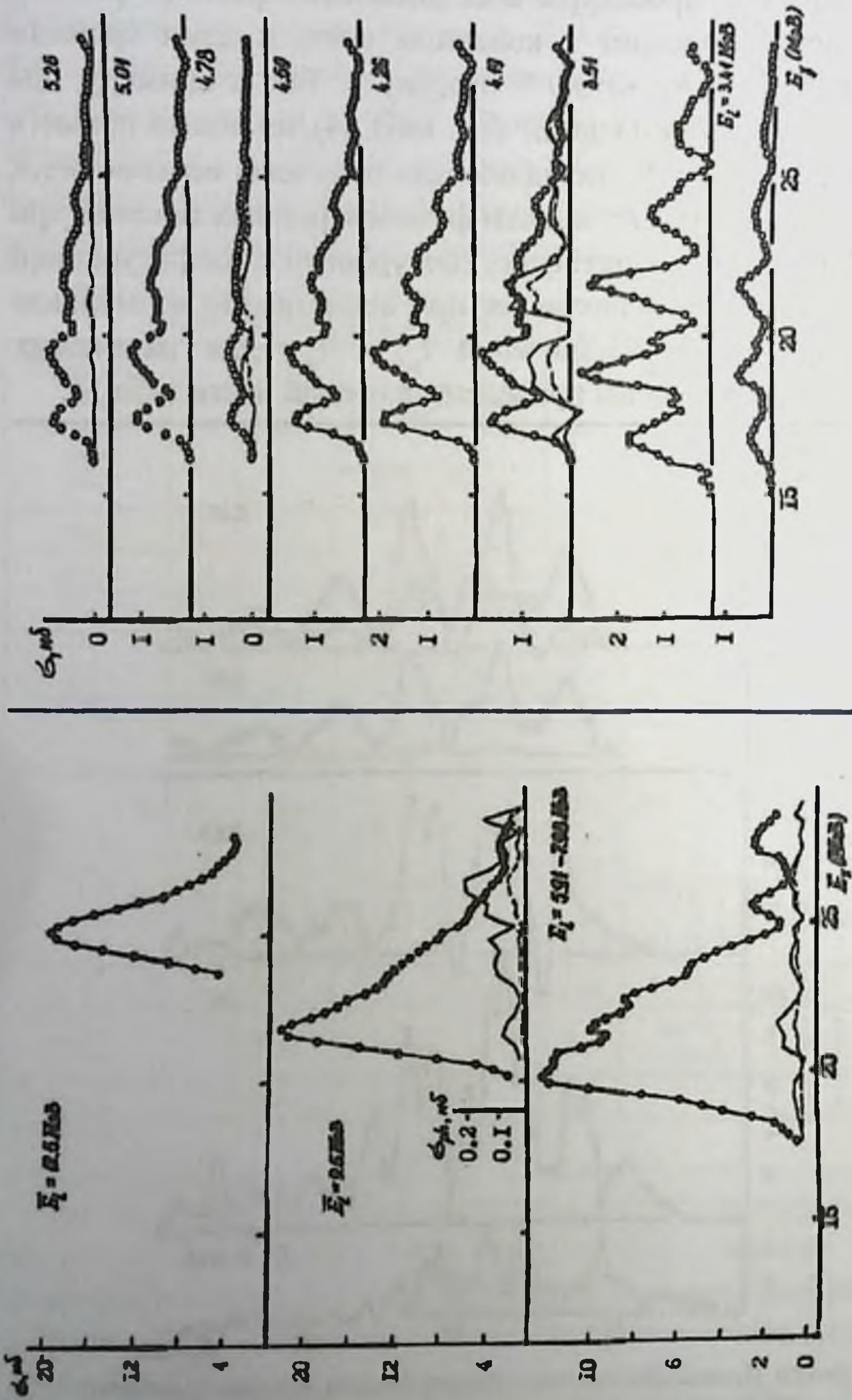


Рис.30. Продолжение

Рис.30. Продолжение

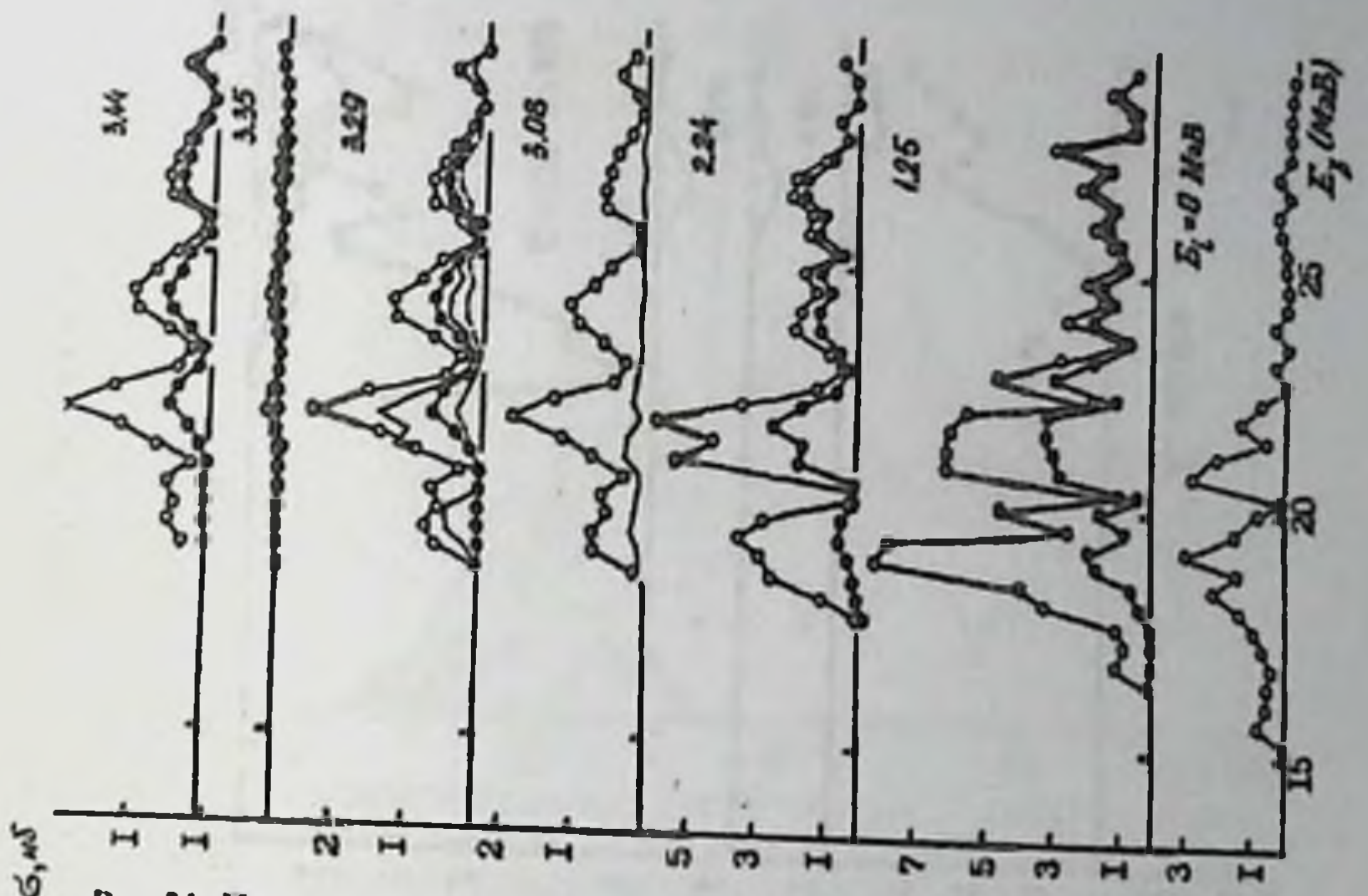


Рис.31. Парциальные фотонейтронные сечения для ядра  $^{32}\text{S}$  (светлые точки – верхняя, темные – нижняя оценки сечений), полученные путем пересчета из фотопротонного канала. Сплошная и штриховая линии соответственно верхняя и нижняя оценки полупрямых компонент.

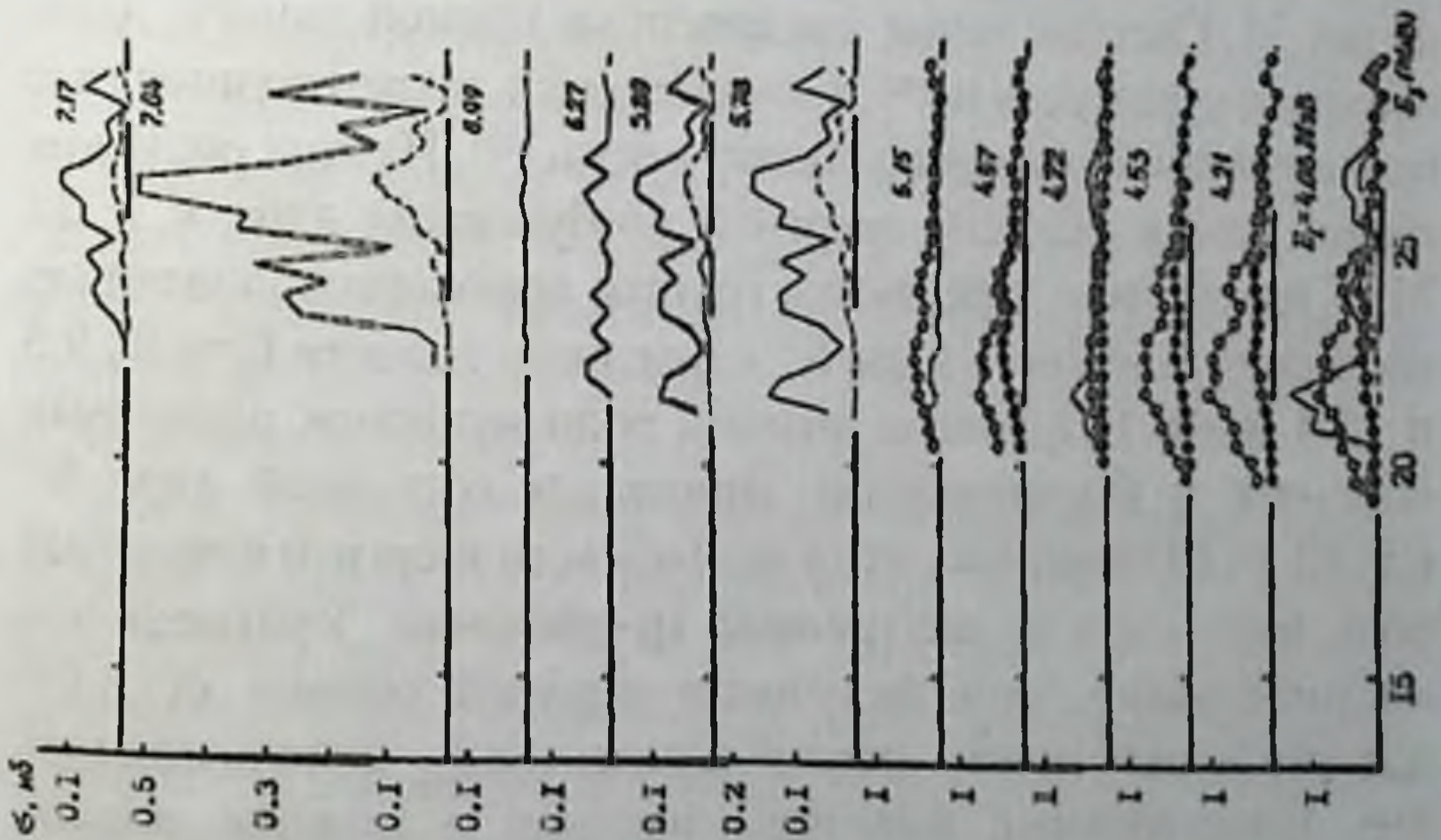


Рис.31. Продолжение



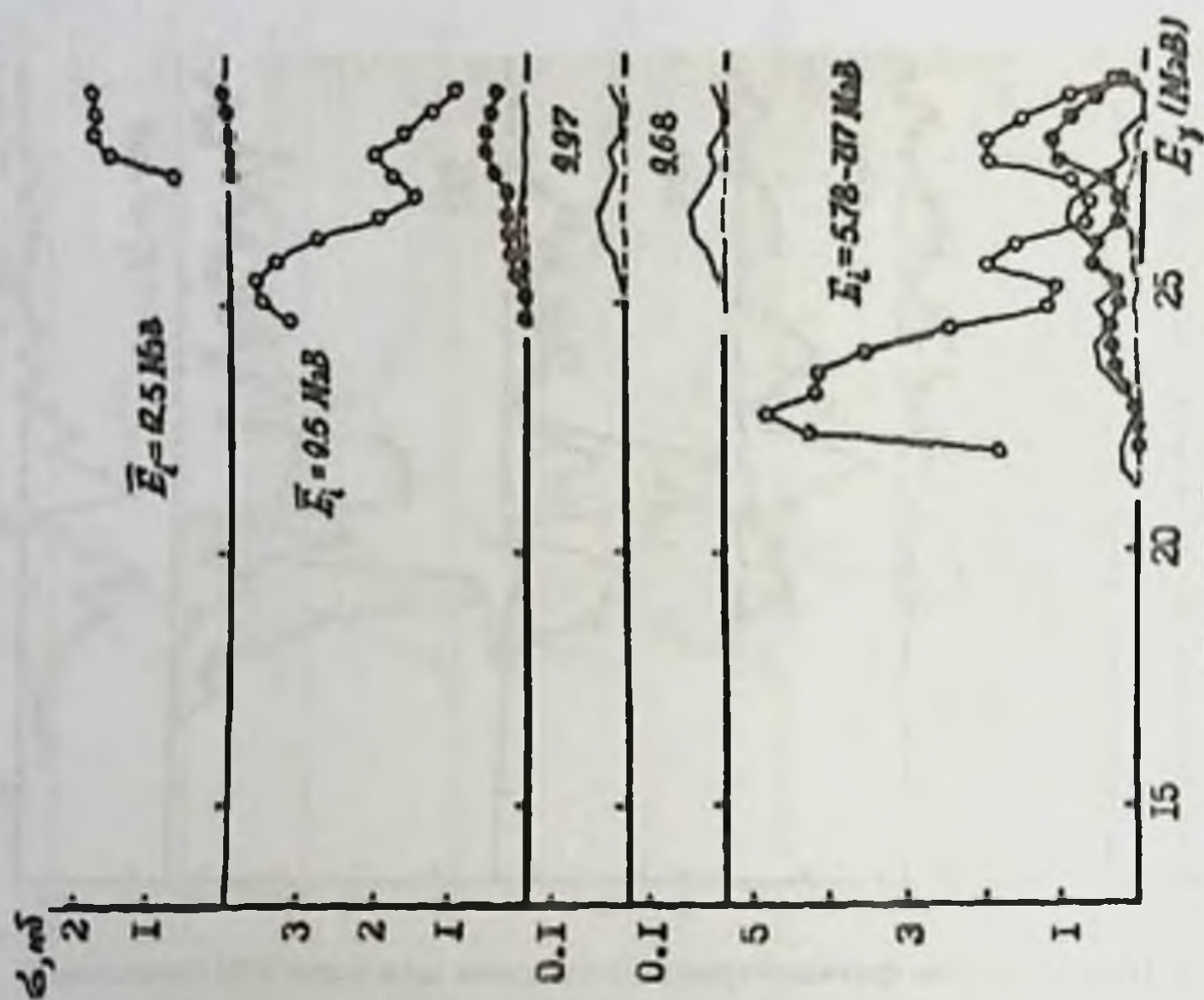


Рис.31. Продолжение

Энергетически зависимости парциальных фотонейтронных сечений, полученные в результате восстановления, изображены на рис.31. Светлые точки, соединенные прямой линией, дают верхнюю оценку  $\sigma(\gamma, n)_i^{max}$ , а темные точки, также соединенные прямой линией, нижнюю оценку -  $\sigma(\gamma, n)_i^{min}$ . Из этих рисунков видно, что в области энергией возбуждения ядра  $E_1 \geq 22$  МэВ интенсивно заселяются группы высоко расположенных состояний конечного ядра  $S^{31}$  с центрами тяжести  $E_1 = 6.9, 9.5$  и  $12.5$  МэВ. Результаты анализа роли нуклонов различных оболочек и формирования дипольных состояний ядра  $S^{32}$  (см. §2, гл. III) показали, что в этой области энергией возрастает роль переходов из внутренней  $1p$ -оболочки. Учитывая это обстоятельство, при получении верхней оценки  $\sigma(\gamma, n)_i^{max}$  для указанных групп уровней в качестве  $l_{min}$  использовались  $l=0$ . Интегральные величины верхних и нижних оценок восстановленных парциальных фотонейтронных сечений ядра  $S^{32}$  приведены в девятом столбце табл. 10 и используются в дальнейшем анализе.

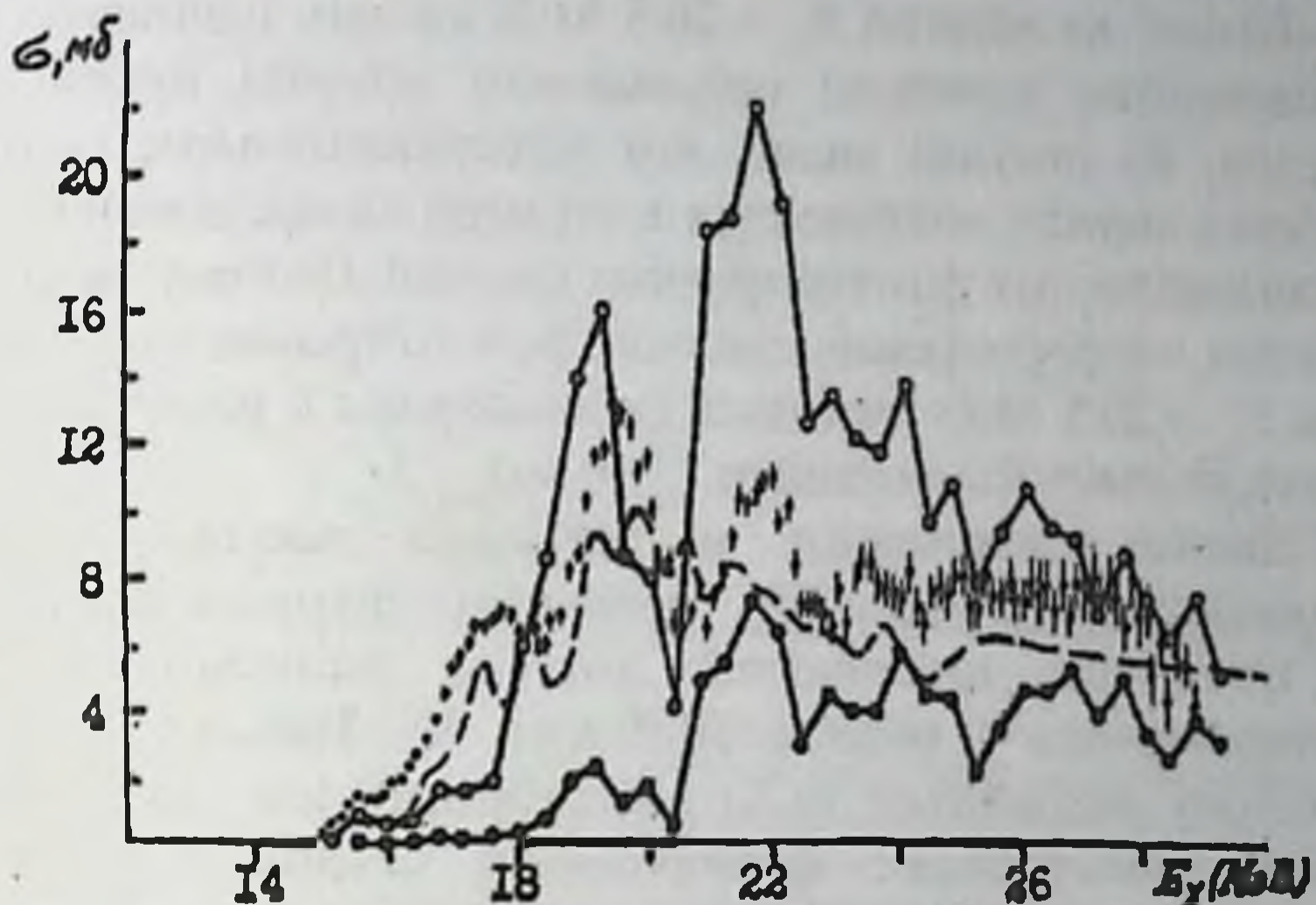


Рис.32. Полные фотонейтронные сечения для ядра  $S^{32}$  светлые и темные точки, соединенные линией – соответственно верхняя и нижняя оценки сечения, полученного пересчетом из фотопротонного канала; точки с ошибками [24] и штриховая линия [8] – данные непосредственных измерений

Для получения энергетической зависимости верхней и нижней оценок полного фотонейтронного сечения было произведено суммирование соответствующих оценок всех восстановленных парциальных  $\sigma(\gamma, n_i)$  по  $i$ . Полученные зависимости изображены на рис.32. Светлые точки, соединенные прямой линией, дают  $\sigma(\gamma, n_i)^{max}$ , а темные, также соединенные прямой линией  $\sigma(\gamma, n_i)^{min}$ . На этом же рисунке приведены данные непосредственных измерений на тормозном [24] (точки с ошибками) и квази-монохроматическом [8] (штриховая линия) пучках фотонов.

Рис.32 позволяет также уточнить значение орбитального момента фотонуклонов. Действительно, в области энергий возбуждения ядра  $S^{32}$   $E_\gamma < 20.5$  МэВ энергетический ход экспериментальных  $(\gamma, n)$ -сечений хорошо совпадает с верхней оценкой восстановленного фотонейтронного сечения. Это позволяет сделать предсказание на величину орбитального момента фотонейтронов. Очевидно, что в рассматриваемой области энергий возбуждения ядра  $S^{32}$  состояния конечного ядра  $S^{32}$  заселяются за счет вылета фотонейтронов с  $l_{min} = 1$ .

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

В области же энергий  $E_\gamma > 20.5$  МэВ сделать однозначное предсказание величины орбитального момента нуклонов трудно. Из рисунка видно, что экспериментальные  $(\gamma, n)$ -сечения хорошо вписываются в коридор неопределенности восстановленных фотонейтронных сечений. Поэтому можно считать, что формирование полного фотонейтронного сечения при  $E_\gamma > 20.5$  МэВ участвуют фотонейтроны с различными оптимальными моментами от  $l_{\min}=0$  до  $l_{\max}=3$ .

Данные, полученные в результате восстановления фотонейтронных сечений, позволяют проанализировать и отношение вероятностей эмиссии фотопротонов и фотонейтронов в области ДГР ядра  $S^{32}$ . Напомним, что согласно результатам  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперимент (см. §3, гл.П) полное интегральное фотопротонное сечение ядра  $S^{32}$  значительно превышает по величине его полное интегральное фотонейтронное сечение  $\sigma_{(\gamma, p)}^{\text{int}} / \sigma_{(\gamma, n)}^{\text{int}}$ . Различие в вероятностях эмиссии протонов и нейтронов при распаде ДГР самосопряженных ядер обуславливается двумя факторами:

1) разница в энергиях отделения протонов и нейтронов – кинетический фактор;

2) смешивание по изоспину  $T=1$  и  $T=0$  состояний – изоспиновый фактор.

Результаты процедуры восстановления фотонейтронных сечений для ядра  $S^{32}$  показывает, что главным фактором, определяющим различие в сечениях  $(\gamma, p)$ - и  $(\gamma, n)$ -реакций у ядра  $S^{32}$ , являются не изоспиновый фактор (отличие от 1 множителя  $|(a_1 + a_0)/(a_1 - a_0)|^2$  в выражении (10)), а кинетический (за счет множителя  $\sqrt{\epsilon_p / \epsilon_n} \cdot (P_p / P_n)$ ). Действительно, порог  $(\gamma, n)$ -реакции на ядре  $S^{32}$  ( $B_n = 15.4$  МэВ) существенно выше порога  $(\gamma, p)$ -реакции ( $B_p = 8.86$  МэВ). В силу этого происходит подавление заселения высокорасположенных уровней конечного ядра  $S^{31}$ . Это хорошо видно из рис.31.

Суммированием оценок восстановленного полного  $\sigma(\gamma, n)$  и экспериментального полного  $\sigma(\gamma, p)$  [23] можно получить полное сечение фотопоглощения –  $\sigma(\gamma, \text{полн})$ . Это сечение

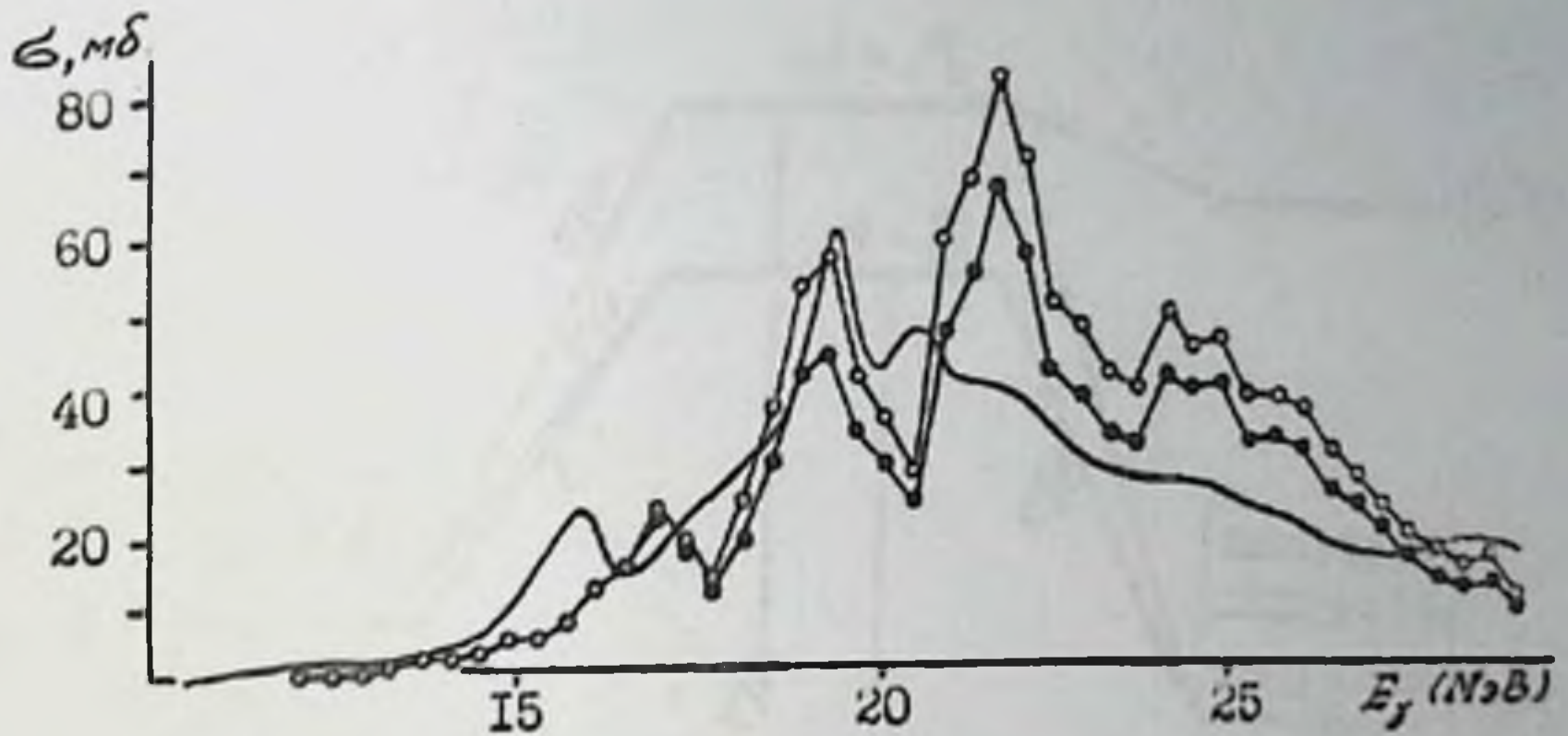


Рис.33. Полное сечение фотопоглощения для ядра  $S^{32}$  светлые и темные точки, соединенные линией - соответственно верхняя и нижняя оценки сечения, полученного суммированием экспериментального фотопротонного [23] и пересчитанного из него фотонейтронного сечения; сплошная линия - данные непосредственных измерений [21]

изображено на рис.33. Верхняя оценка сечения изображена светлыми точками, соединенными прямой линией, темными точками, также соединенными между собой - нижняя оценка. Как видно из этого рисунка, структура и абсолютная величина полученного полного сечения фотопоглощения определяется в основном фотопротонным сечением (результат доминирования эмиссии фотопротонов), а неопределенность, вносимая неоднозначностью фотонейтронных сечений, полученных пересчетом незначительна по величине. Ширина коридора неопределенности для полного сечения фотопоглощения в области максимума ДГР составляет  $\sim 15$  мб. Верхняя интегральная оценка полного сечения фотопоглощения, полученного в настоящей работе, равна  $\sim 493$  МэВ.мб, что хорошо согласуется с величиной  $\sigma_{(\gamma, \text{п.н})}^{\text{инт}} = 480$  МэВ.мб, вытекающей из классического дипольного правила сумм.

На рис.33 для наглядного сравнения приведено также сечение полного фотопоглощения для ядра  $S^{32}$  из непосредственного эксперимента [21]. Видно хорошее согласие в области  $E_\gamma < 21$  МэВ в то же время в области энергий выше 21 МэВ наши данные проходят выше на 30-40%.

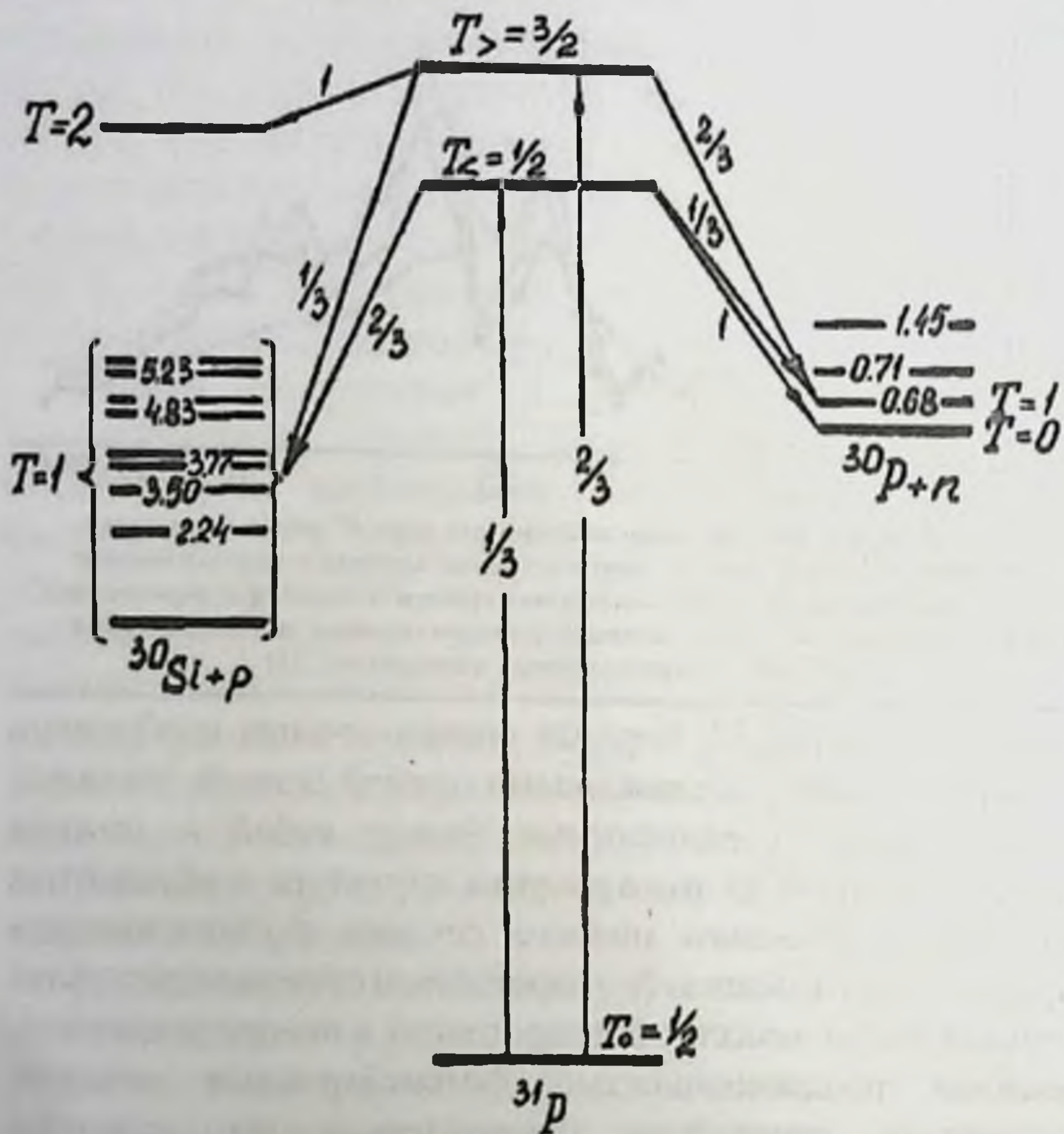


Рис.34. Успешная схема возбуждения и нуклонного распада дипольных состояний гигантского резонанса ядра  $P^{31}$

Учитывая величины восстановленных парциальных фотонейтронных сечений, полученных в данном параграфе, можно дать более строгую, чем прежняя (см. §2, гл. III), оценку вероятности дипольных нуклонных переходов  $1d_{2s} \rightarrow 1f_{2p}$  для ядра  $S^{32}$ . Расчеты показали, что вероятность таких переходов составляет 0.5-0.6. Разброс величины данной оценки определяется неоднозначностью величин восстановленных фотонейтронных сечений ядра  $S^{32}$ . Эта оценка, в отличие от прежней ( $\sim 0.5$ ) лучше согласуется с значением 0.56, даваемым теоритическим расчетом [4].

5. Изоспиновые характеристики ДГР ядра  $P^{31}$  и конкуренция нуклонных каналов его фоторасщепления.

Сведения о распадных свойствах дипольных состояний ядра  $P^{31}$ , полученные нами в  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперименте, позволяют проанализировать характер влияния квантового числа изоспина на особенности формирования и распада таких состояний. В основном состоянии ядро  $P^{31}$  имеет изоспин  $T_0 = 1/2$ . Согласно концепции изоспинового расщепления у ядра  $P^{31}$  при поглощении электрических дипольных фотонов возбуждаются состояния с  $T_z = T_0 = 1/2$  и  $T_z = T_0 + 1 = 3/2$ , которые вбирают в себя всю вероятность дипольных переходов (рис.34).

Центры тяжести этих состояний  $E_z$  и  $E_>$  смещены друг относительно друга, что приводит к изоспиновму расщеплению  $\Delta E = E_> - E_z$ . Положение указанных состояний определяются из прецизионных измерений формы фотонейтронного сечения на пучке квазимонохроматических фотонов [8] (см.рис.2). Гросс-структура фотонейтронного сечения для ядра  $P^{31}$  указывает на то, что  $E_z \approx 18 - 18.5$  МэВ,  $E_> \approx 21 - 22$  МэВ. Получающаяся при этом величина изоспинового расщепления  $\Delta E$  хорошо согласуется с предсказаниями формулы [17] –

$$\Delta E = E_> - E_z = 60(T_0 + 1) / A \text{ МэВ}, \quad (12)$$

где  $T_0$  – изоспин основного состояния ядра, и составляет  $\sim 3$  МэВ.

На рис.34 кроме основных конечных ядер показаны их низшие  $T_z$  – состояния – 0.68 МэВ ( $T=1$ ) для ядра  $^6\text{C}$  и  $\sim 13$  МэВ ( $T=2$ ) для ядра  $\text{Si}^{30}$ . На рисунке приведены также численные значения квадратов изоспиновых коэффициентов Клебша-Гордана, которые позволяют оценить вероятности соответствующих переходов. Из рис.34 видно, что распад ДГР ядра  $P^{31}$  по протонному каналу может идти только на те состояния конечного ядра  $\text{Si}^{30}$ , которые имеют изоспин  $T=1$ .

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{33}$

Заселение  $T=2$  состояний конечного ядра  $Si^{30}$  практически не должен происходить из-за большой энергии этих состояний (порог распада на состояния с  $T=2$  не меньше 20 МэВ). Напротив, распад  $T_{\leq}$  и  $T_{\geq}$ -состояния ДГР ядра  $P^{31}$  с вылетом нейтронов может идти на состояния с двумя значениями изоспина (с  $T=0$  и  $T=1$ ), так как состояния с  $T=1$  в конечном ядре  $P^{30}$  лежит очень низко по энергии. Нейтронный распад  $T_{\leq} 1/2$ -ветви ДГР ядра  $P^{31}$  на  $T=1$  состояния должен быть подавлен (в три раза) по сравнению с аналогичным расщеплением на  $T=0$ -состояния конечного ядра  $^{\infty}$ . Распад  $T_{\leq} 3/2$ -ветви ДГР ядра  $P^{31}$  по нейтронному каналу на состояния с  $T=1$  является единственной формой нейтронного распада, и если учесть что дипольные состояния с изоспином  $T_{\leq} 3/2$  возбуждаются с вероятностью, примерно в 1.5 раза большей, чем  $T_{\leq} 1/2$ -состояния, то всё это должно приводить к интенсивному распаду  $T_{\geq} 3/2$ -ветви ДГР ядра  $P^{31}$  по нейтронному каналу.

Результаты  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперимента подтверждают эти выводы. Действительно, все состояния ядра  $Si^{30}$ , перечисленные в табл.7, имеют один и тот же изоспин 1. Заселение уровней с  $T=2$  не наблюдается. Распад  $T_{\leq}$  и  $T_{\geq}$ -компонент ДГР ядра  $P^{31}$  по протонному каналу даёт сравнимый вклад в сечения заселения нижних уровней ядра  $Si^{30}$ . По мере роста  $E_{\gamma}$  роль  $T_{\geq}$ -компоненты ДГР в сечении фотопротонной реакции возрастает и уже для реакции  $(\gamma, p_{\gamma})$  она становится доминирующей. Такое поведение парциальных фотопротонных сечений подтверждается и экспериментальными данными [15].

В фотонейтронной реакции, как следует это из табл.8, в отличие от  $(\gamma, p)$ -канала распада ДГР, заселяются состояния с двумя значениями изоспина 0 и 1. Причём на долю  $T=1$  уровней конечного ядра  $P^{30}$  приходится до 20% наблюдаемых в  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперименте нейтронных переходов. Интенсивный распад  $T_{\leq}$ -компоненты ДГР по нейтронному каналу наблюдается и для других нечетных ядер  $1d2s$ -оболочки [76-79]. Доминирование  $T_{\geq}$ -компоненты во всех  $(\gamma, n_{\gamma})$ -каналах распада ДГР ядра  $P^{31}$ , в которых заселяются уровни

с  $T=1$  приводит к тому, что максимум всех сечений реакций  $(\gamma, n)_{T=1}$  должен располагаться при энергии несколько выше, чем максимум всех сечений реакций  $(\gamma, n)_{T=0}$ . Такой характер распада ДГР ядра  $P^{31}$  подтверждается и данными работы [14].

Рассмотрим соотношение между вероятностями распада дипольного резонанса ядра  $P^{31}$  по протонному и нейтронному каналам. Напомним, что отношение интегральных сечений  $(\gamma, p)$ - и  $(\gamma, n)$ -реакций согласно данным нашего эксперимента составляет  $1.4 \pm 0.3$ . Для объяснения этой величины обратимся к рис.34. Численные значения квадратов изоспиновых коэффициентов Клебша-Гордана, представленных на рассматриваемом рисунке, позволяют в первом приближении оценить изоспиновый вес возбуждения и распада каждой из изоспиновых компонент ДГР ядра  $P^{31}$  по различным фотонуклонным каналам. Соответствующие данные приведены в табл.15.

Изоспиновый вес возбуждения и распада изоспиновых компонент ДГР ядра  $P^{31}$  по различным фотонуклонным каналам

Изоспиновые компоненты ДГР ( $T_z$ и $T_x$ )	Изоспин состояний конечных ядер	$(\gamma, p)$ -канал	$(\gamma, n)$ -канал
1/2	0	0	$1/3 \cdot 1 = 1/3$
	1	$1/3 \cdot 2/3 = 2/9$	$1/3 \cdot 1/3 = 1/9$
3/2	1	$2/3 \cdot 1/3 = 2/9$	$2/3 \cdot 2/3 = 4/9$
	2	$2/3 \cdot 1 = 2/3$	0
Суммарный изоспиновый вес		1.11	0.89

Таблица 15.

Как видно, только за счет изоспина вероятность фотопротонной реакции должна в  $\sim 1.3$  раза превышать вероятность фотонейтронной реакции. Однако, согласно результатам нашего эксперимента, протонный распад из  $T_x$ -состояний ДГР ядра  $P^{31}$  на  $T=2$  уровни ядра  $Si^{30}$  не идёт из-за высокого порога. Изоспиновый вес этой ветви возбуждения и распада в протонном канале согласно данным



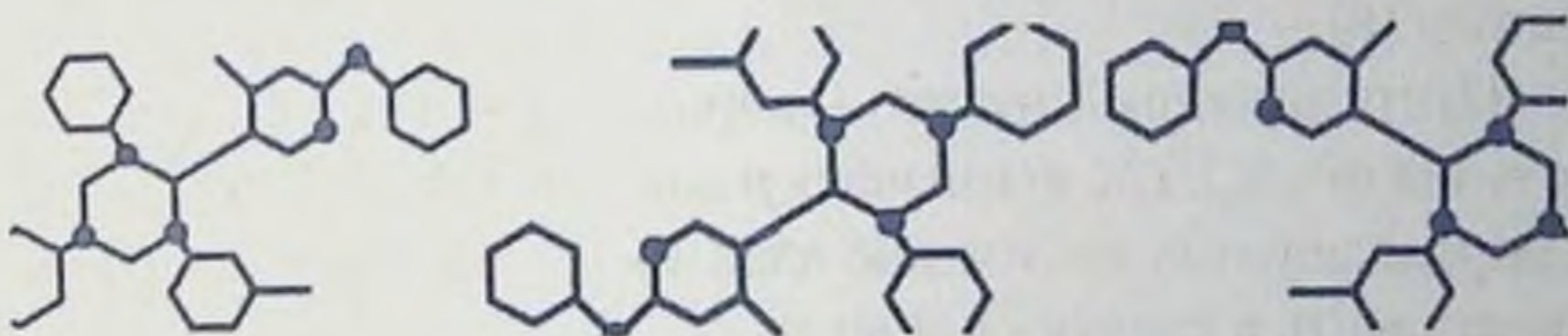
## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

табл.15 составляет 0.6. Таким образом, это обстоятельство исключает из анализа сразу  $\sim 60\%$   $(\gamma, p)$ -сечения, и если уточнить только изоспиновые факторы, то оказывается, уже доминирующим будет фотонейтронный канал распада ДГР ядра  $P^{31}$ , что не отвечает реальной ситуации. Но следует отметить, что на вероятности эмиссии фотопротонов и фотонейтронов оказывает влияние и кинематика – разность порогов фотонуклонных реакций. Напомним, что энергия отделения нейтронов в ядре  $P^{31}$  превышает энергию отделения протонов на 5 МэВ. Такая большая величина разности порогов фотонуклонных реакций на ядре  $P^{31}$  в совокупности с выводами из концепции изоспинового расщепления анализируемого ядра оказывается вполне достаточной для объяснения экспериментального значения соотношения интегральных сечений  $(\gamma, p)$ - и  $(\gamma, n)$ -реакций.

Соотношение вероятностей эмиссии протонов и нейтронов у ядра  $P^{31}$  можно понять и из сопоставления его с соседним самосопряженным ядром  $S^{32}$ . Вероятность эмиссии нейтронов у ядра  $P^{31}$  примерно в  $\sim 2$  раза больше, чем у ядра  $S^{32}$ . Для последнего доминирует фотопротонная реакция, что объясняется существенно более низкой (на  $\sim 6$  МэВ) энергией отделения протона по сравнению с энергией отделения нейтрона. Уменьшение протонного (и за счет этого увеличение нейтронного) выхода у ядра  $P^{31}$  обусловлено следующими причинами. Во-первых, подавлением вследствие очень высокого порога ( $\sim 20$  МэВ) доминирующей с точки зрения изоспиновых факторов ветви протонного распада  $T_{\frac{1}{2}}=3/2 \rightarrow T=2$ . Во-вторых, уменьшением (на величину около 1 МэВ по сравнению с самосопряженным ядром  $S^{32}$ ) разницы между нейтронным и протонным порогами.

## ГЛАВА IV

### ПОЛУПРЯМОЙ МЕХАНИЗМ РАСПАДА ДГР ЯДЕР $P^{31}$ и $S^{32}$



#### I. Метод оценки полупрямой компоненты парциальных фотонуклонных сечений в области ДГР

К числу проблем, решение которых стало возможным в результате получения экспериментальных данных о парциальных фотонуклонных сечениях, относится выяснение роли различных механизмов фотоядерной реакции в области ДГР (в частности определение вероятности его полупрямого распада). Различаются три типа распада ДГР – полупрямой, предравновесный (вылет нуклонов из  $2p2h$ ,  $3p3h$  и т.д. состояний) и равновесный (вылет нуклонов из компаунд-ядра). Теория распада высколежающих коллективных состояний, учитывающая все основные стадии этого процесса, ещё далека от завершения. Поэтому особый интерес представляют сведения о роли различных механизмов распада дипольного состояния, полученные непосредственно из экспериментальных данных.

Для выделения полупрямой компоненты ДГР ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  мы используем метод сопоставления фотонуклонных реакций с прямыми реакциями однонуклонной передачи.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Наиболее развитым вариантом этого метода является метод, подробно описанный в работе [6] и основанный на экспериментальных данных о парциальных фотонуклонных сечениях из  $(\gamma, X)$  и  $(\gamma, X\gamma')$ -опытов ( $X$ -нуклон), спектроскопических характеристиках заселяемых состояний из реакций однонуклонной передачи и выражениях для ширины полупрямого распада, вытекающих из  $R$ -матричной теории [80]. Рассмотрим основные положения указанного метода [6].

Пусть для ядра  $A$  известны парциальные фотонуклонные сечения  $\sigma(\gamma, \alpha_f)$ , где  $\alpha$  означает  $p$  или  $n$ , а индекс  $f$  относится к определенному состоянию ядра  $A - 1$ . Это сечение можно представить в следующем виде:

$$\sigma(\gamma, \alpha_f) = \sigma_{ph}(\gamma, \alpha_f) + \sum \sigma_{npnh}(\gamma, \alpha_f) \quad , (13)$$

где  $\sigma_{ph}$ -полупрямая компонента сечения, а  $\sum \sigma_{npnh}$  ( $n \geq 2$ ) —компонента сечения, формирующаяся за счет механизмов распада, отличных от полупрямого (предравновесного и равновесного).  $\sigma_{ph}(\gamma, \alpha_f)$  при любой энергии возбуждения  $E_q$  коллективного дипольного состояния  $|q\rangle$  ядра  $A$  пропорционально ширине  $\Gamma_q^\dagger(q \rightarrow f)$  полупрямого распада состояния  $|q\rangle$  на  $f$ -й уровень конечного ядра  $A - 1$ . Это обстоятельство может быть использовано для выделения механизма фотоядерной реакции и прежде всего для выделения полупрямой компоненты.

Если для какого-либо ядра известны парциальные фотонуклонные сечения и доля полупрямых процессов хотя бы в одном из этих сечений, то эта доля может быть найдена и для остальных парциальных сечений при условии, что удастся оценить отношение соответствующих ширин полупрямого распада  $\Gamma_q^\dagger(q \rightarrow f)$ .

Рассмотрим два парциальных фотонуклонных сечения  $\sigma(\gamma, \alpha_f)$  и  $\sigma(\gamma, \alpha_k)$ . Полупрямые компоненты этих сечений связаны соотношением:

$$\sigma_{ph}(\gamma, \omega_i) / \sigma_{ph}(\gamma, \omega_k) = \Gamma_{\nu}^{\dagger}(q \rightarrow i) / \Gamma_{\nu}^{\dagger}(q \rightarrow k) \quad (14)$$

Если известно, например,  $\sigma_{ph}(\gamma, \omega_i)$  и отношение  $\Gamma_{\nu}^{\dagger}(q \rightarrow i) / \Gamma_{\nu}^{\dagger}(q \rightarrow k)$ , то  $\sigma_{ph}(\gamma, \omega_k)$  находится из выражения [14]. В случае когда полупрямой распад доминирует в обоих парциальных каналах  $(\gamma, \omega_i)$  и  $(\gamma, \omega_k)$ , должно выполняться соотношение

$$\sigma_{ph}(\gamma, \omega_i) / \sigma_{ph}(\gamma, \omega_k) \approx \Gamma_{\nu}^{\dagger}(q \rightarrow i) / \Gamma_{\nu}^{\dagger}(q \rightarrow k) \quad (15)$$

и наоборот, выполнение соотношения (15) свидетельствует о том, что полупрямой распад доминирует в сравниваемых парциальных сечениях.

Возможность использования описываемого метода выделения полупрямой компоненты ДГР ядер непосредственно связана с возможностью получения оценок отношения парциальных ширин полупрямого распада  $\Gamma_{\nu}^{\dagger}(q \rightarrow f)$ . Для точного расчета  $\Gamma_{\nu}^{\dagger}(q \rightarrow f)$ , а значит и их отношений необходимо знать волновую функцию распадающегося коллективного состояния  $|q\rangle$  ядра А.

Для ядер с незаполненной внешней оболочкой в приближении случайных фаз (open-shell RPA [81])  $|q\rangle$  записывается следующим образом:

$$|q\rangle = |0\rangle, \quad (16)$$

где  $\alpha, \beta$  – индексы, различающие одночастичные состояния (неравенство  $\alpha > \beta$  означает, что энергия нуклона в одночастичном состоянии  $|\alpha\rangle$  больше, чем в состоянии  $|\beta\rangle$ ;  $a, b$  – операторы рождения и уничтожения нуклона в одночастичном состоянии  $|\alpha\rangle$ ;  $X_{\alpha\beta}(q)$  и  $Y_{\alpha\beta}(q)$  – коэффициенты разложения, а  $|0\rangle \psi_0(J_0, T_0)$  – волновая функция основного состояния ядра А со спином  $J_0$  и изоспином  $T_0$ , под которой, так же как и в полумикроскопической модели ядерных колебаний (ПМК) [48] понимается не частично-дырочный вакуум, а истинное основное состояние ядра-мишени. Расчёты в рамках ПМК [4, 48] показали, что  $Y_{\alpha\beta}(q) \ll X_{\alpha\beta}(q)$ , поэтому в дальнейшем полагаем

$$|q\rangle = , (17)$$

что означает пренебрежение корреляциями в основном состоянии (приближение Тамма–Данкова). Оказывается, что во многих практически важных случаях даже без знания коэффициентов  $X_{\alpha\beta}(q)$  могут быть получены верхняя и нижняя оценки для  $\Gamma_{\alpha}^{\dagger}(q \rightarrow i) / \Gamma_{\alpha}^{\dagger}(q \rightarrow k)$ , и эти оценки не на много отличаются друг от друга.

Для нечетных ядер, как показано в работе [6], парциальная ширина полупрямого распада имеет следующий вид

$$\Gamma_{\alpha}^{\dagger}(T_q \rightarrow f) = \text{const} (1/2 \tau_{\alpha} T_f T_{\alpha} - \tau_{\alpha} | T_q T_f )^2 \cdot R_{\beta}(q) S(f_{\beta}) (2j_{\beta} + 1) \sum_{\alpha} P_{\alpha}(\epsilon_f) X_{\alpha\beta}^2(q), (18)$$

где *const* – постоянный множитель для данного ядра;  $\epsilon_f$  – кинетическая энергия для вылетевшего нуклона;  $\langle N \rangle_{\beta}$  – число нуклонов на подоболочке  $\beta$  в основном состоянии ядра;  $(\dots | \dots)$  – коэффициент Клебша–Гордона;  $\{\dots\}$  –  $6j$ –символ Вигнера;  $\tau_{\alpha}$  – проекция изоспина вылетевшего нуклона ( $\tau_{\alpha} = 1/2$  для нейтрона и  $-1/2$  для протона);  $T_f$  – изоспин конечного состояния;  $S(f_{\beta})$  – спектроскопический фактор дырочного возбуждения в подоболочке  $\beta$ , присутствующего в заселенном состоянии ядра  $A-1$ ;  $P_{\alpha}(\epsilon_f)$  – проницаемость барьера для нуклона, вылетевшего с подоболочки  $\alpha$ . Суммирование по  $\alpha$  по-существу сводится к суммированию по орбитальному моменту  $l$  вылетающего нуклона.  $R_{\beta}(q)$  имеет следующий вид

$$R_{\beta}(q) = v_{\beta}(n) + v_{\beta}(p), (19)$$

где  $v_{\beta}(n)$  и  $v_{\beta}(p)$  – нейтронная и протонная заселенности подоболочки  $\beta$  ( $v_{\beta}(n)$ , например, равна  $\langle n \rangle_{\beta} / (2j_{\beta} + 1)$ ), которые также как и  $\langle N \rangle_{\beta}$  и  $S(f_{\beta})$ , берутся из экспериментальных данных реакций однонуклонной передачи.

Выражение (18) сохраняет в явном виде изоспиновую структуру состояний ДГР нечетного ядра. Напомним, что

для нечетного ядра спин и изоспин основного состояния ( $J_0$  и  $T_0$ ) отличны от нуля, а спин и изоспин дипольных состояний может принимать различные значения (для  $J_0$  – три значения:  $J_0, J_0 \pm 1$ , а для  $T_0$  – два значения:  $T_0, T_0 \pm 1$ ). В то же самое время для четно-четных самосопряженных ядер спин и изоспин основного состояния равны нулю ( $J_0 = T_0 = 0$ ) и, поэтому, все состояния ДГР будут иметь одинаковые (заранее известные) квантовые характеристики ( $J_0^{\pi} = 1^-$  и  $T_0 = 0$ ). Всё это в значительной степени упрощает выражение для ширины полупрямого распада ДГР четно-четных ядер и оно имеет следующий вид

$$\Gamma_{\beta}^{\dagger}(q \rightarrow f_{\beta}) = \text{const } S(f_{\beta}) \sum_{\alpha} P_{\alpha}(\varepsilon_{f_{\beta}}) X_{\alpha\beta}^2(q), \quad (20)$$

Выражения (18) и (20) справедливы для дипольных переходов из внешней оболочки ядра  $A$ . Иными словами в этих выражениях индекс  $\beta$  относится к одночастичным состояниям во внешней оболочке, а  $\alpha$  – к одночастичным состояниям в свободной оболочке.

Из выражений (18) и (20) видно, что парциальная ширина полупрямого распада коллективного дипольного состояния ядра  $A$  пропорциональна спектроскопическому фактору  $S$  дырочного возбуждения, присутствующего в заселенном состоянии ядра  $A-1$ . Существование корреляции между величинами парциальных фотонуклонных сечений и спектроскопическими факторами подхвата использовалось ранее [39, 82-84] в основном для качественных выводов с роли полупрямых процессов в ДГР легких ядер.

Сравнительно простая структура выражений (18) и (20) позволяет использовать их для выделения полупрямых компонент фотонуклонных сечений ядер с незаполненной внешней оболочкой, если дырочные конфигурации заселяемых состояний конечного ядра принадлежат одной и той же подоболочке  $\beta$ . В частности, отношение парциальных ширин полупрямого распада для таких фотонуклонных

сечений в случае четно-четных ядер будет определяться выражением

$$\begin{aligned} & \Gamma_{\alpha}^{\uparrow}(q \rightarrow i) / \Gamma_{\alpha}^{\uparrow}(q \rightarrow k) = \\ & = (\sum_{\alpha} P_{\alpha}(\epsilon_i) X_{\alpha\beta}^2(q) / \sum_{\alpha} P_{\alpha}(\epsilon_k) X_{\alpha\beta}^2(q)), \quad (21) \end{aligned}$$

Без знания коэффициентов  $X_{\alpha\beta}(q)$  можно в этом случае получить верхнюю и нижнюю оценки  $\Gamma_{\alpha}^{\uparrow}(q \rightarrow i) / \Gamma_{\alpha}^{\uparrow}(q \rightarrow k)$ , отвечающие доминирующему вылету нуклонов с крайними, допустимыми правилами отбора, значениями орбитального момента  $l$ . При этом коридор возможных значений отношения (21) оказывается не очень широким.

Рассмотрим электрические дипольные переходы из  $1d2s$ -оболочки. В этом случае одночастичные состояния  $|\alpha\rangle$  принадлежат  $1f2p$ -оболочке и в результате полупрямого распада возможен вылет нуклонов с  $l=1$  или 3. Можно показать, пользуясь свойствами проницаемости  $P(\epsilon)$ , что если  $\epsilon_i > \epsilon_k$ , то будет выполняться соотношение, (22) где  $P_1(\epsilon)$  и  $P_3(\epsilon)$  – проницаемости барьера для нуклонов с  $l=1$  и 3 соответственно. Соотношение (22) позволяет получить верхнюю и нижнюю оценки  $\Gamma_{\alpha}^{\uparrow}(q \rightarrow i) / \Gamma_{\alpha}^{\uparrow}(q \rightarrow k)$ , отвечающие вылету нуклонов либо только с  $l=1$ , либо только с  $l=3$ . В соответствии с этим с помощью соотношения (14) можно получить верхнюю и нижнюю оценки  $\sigma_{ph}(\gamma, \alpha_k)$ , если известно  $\sigma_{ph}(\gamma, \alpha_i)$ .

С помощью вышензложенного подхода можно оценивать ширины полупрямого распада также для парциальных фотоядерных сечений, отвечающих эмиссии нуклонов разного типа. Зная, например, парциальные сечения в фотопротонном канале, можно оценивать парциальные сечения в фотонейтронном канале и наоборот.

Для того, чтобы с помощью описываемого метода выделять полупрямые компоненты фотонуклонных сечений, необходимо знать долю полупрямых процессов

хотя бы в одном из них. Для ядер  $1d2s$ -оболочки в качестве таких сечений (в дальнейшем мы будем называть их опорными) могут быть использованы сечения реакции  $(\gamma, p_0)$ . Флуктуационный анализ тонкой структуры сечений этих реакций, выполненный в работах [85-90], показал, что полупрямой механизм распада доминирует в формировании этих сечений. Так для ядер  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$  вероятность полупрямого распада в  $(\gamma, p_0)$ -канале составляет соответственно 96, 90 и 99% [4,86,89]. Об этом же свидетельствует отчетливая корреляция между спектроскопическими факторами  $C^2S_0$ -основных состояний конечных ядер и интегральными величинами  $(\gamma, p_0)$ -сечений [5,78]. Степень такой корреляции демонстрируется рис.35.

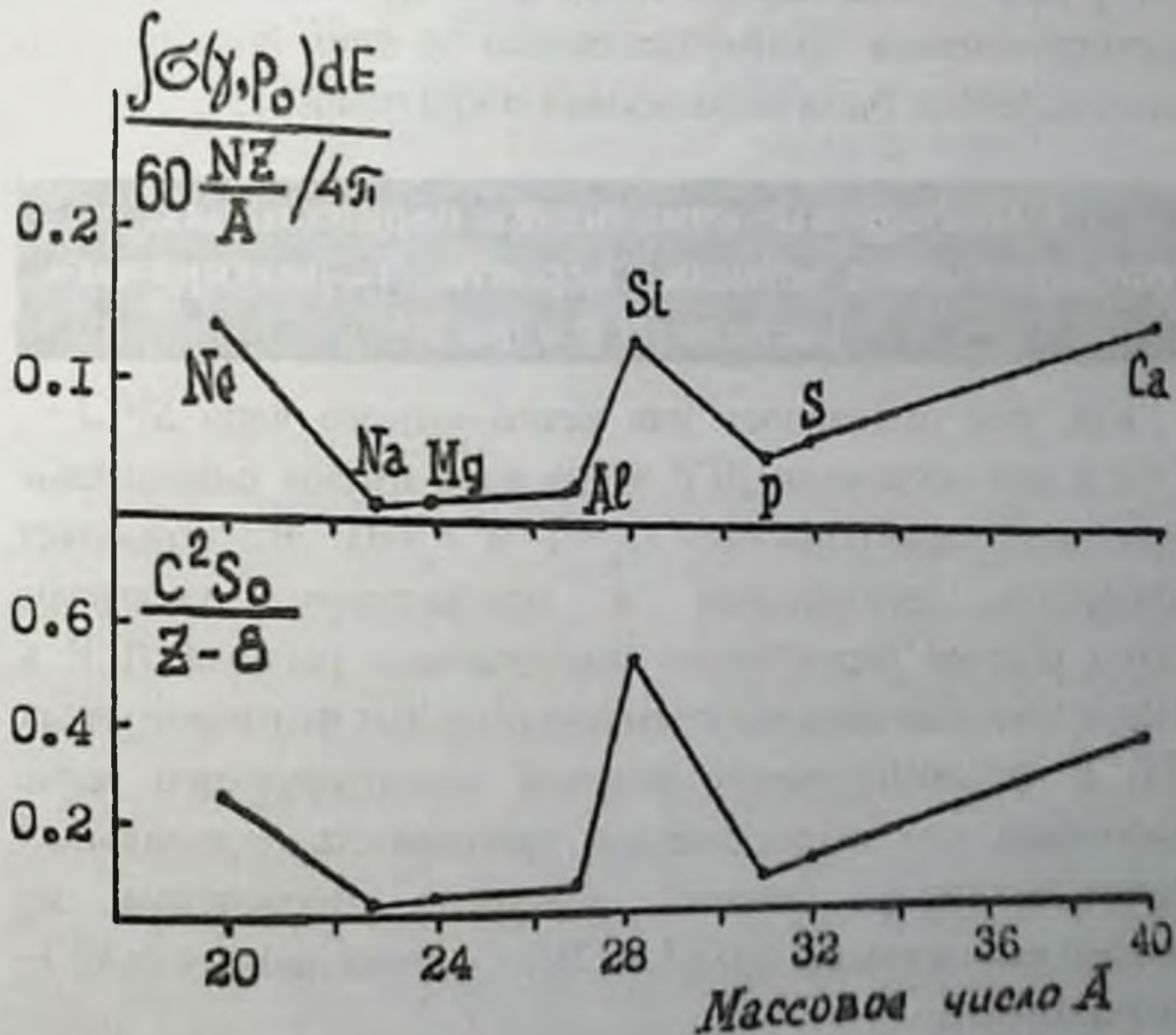


Рис.35. Сравнение данных реакций  $(\gamma, p_0)$  (верхний рисунок) и протонного подхвата (нижний рисунок) для ядер  $1d2s$ -оболочки



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

На верхней части рисунка приведены величины интегральных сечений реакции  $(\gamma, p)$ , отнесенные к классическому дипольному правилу сумм  $(60, NZ/A$  (МэВ, мб)), а на нижней – величины  $C^2/(z-8)$ , где  $(z-8)$  число протонов вне инертного кора  $^{16}O$ . Корреляция с данными реакций подхвата наблюдается также и для парциальных фотонуклонных сечений заселения первых возбужденных состояний конечных ядер [5,39,82,84]. Это указывает на то, что полупрямой распад доминирует и в этих парциальных сечениях. Такой же результат получен в расчетах парциальных каналов нуклонного распада ДГР ядер  $^{28}Si$ ,  $S^{32}$  выполненных в рамках полумикроскопической модели ядерных колебаний и комбинированной модели распада [4,91]. Для отбора парциальных фотонуклонных сечений, формирующихся преимущественно за счет полупрямого распада, может быть использован и критерий (15).

### 2. Полупрямые компоненты парциальных фотонуклонных сечений и вероятность полупрямого распада ДГР ядра $S^{32}$

Как уже отмечалось для четно-четного ядра  $S^{32}$   $J_0 = T_0 = 0$  и все состояния ДГР этого ядра имеют одинаковые квантовые характеристики ( $J_q^x = 1^-$  и  $T_q = 0$ ). Это позволяет применить изложенный в предыдущем параграфе метод оценки вероятности полупрямого распада ДГР к энергетическим зависимостям парциальных фотопротонных [23] и фотонейтронных сечений анализируемого ядра. Напомним, что энергетическая зависимость парциальных фотонейтронных сечений получена пересчетом из фотопротонного канала (см. §4, гл. III) с учетом данных  $(\gamma, X\gamma)$  – эксперимента.

Оценка вклада полупрямых процессов в распад ДГР ядра  $S^{32}$  проводилась с помощью выражений (14,20 и 22).

При этом использовалась программа "ГАММА" комплекса программ по обработке данных  $(\gamma, X\gamma)$ -эксперимента (см. §2, гл. II). Предварительно были выбраны опорные сечения. В фотопротонном канале распада ДГР ядра  $S^{32}$  в качестве таких спорных сечений могут быть использованы основное и два нижних возбужденных состояния конечного ядра  $P^{31}$ . Во-первых, анализ информации о дырочной структуре заселяемых состояний (см. §1, гл. III) позволил установить, что основная часть спектроскопической силы дырочных возбуждений в подболочных  $2s_{1/2}$ ,  $1d_{3/2}$  и  $1d_{5/2}$  ядра  $S^{32}$  концентрируется на состояниях с  $i=0, 1$  и  $2$  соответственно (см. табл. 9), и следовательно, вероятность полупрямого распада на эти уровни должна быть большой. Так, флуктуационный анализ тонкой структуры сечения  $(\gamma, p)$ -реакции на ядре  $S^{32}$ , выполненный в работе [89] показал, что вероятность полупрямого распада в  $(\gamma, p)$ -канале составляет около 90%. Во-вторых, расчеты парциальных каналов нуклонного распада ДГР ядра  $S^{32}$ , выполненные в рамках полумикроскопической модели ядерных колебаний и комбинированной модели распада ДГР прямо указывают на доминирующую роль полупрямых процессов в каналах  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, p)$  [4, 91].

Таким образом, вышеперечисленные аргументы позволяют заключить, что полупрямой процесс доминирует в формировании фотопротонных сечений заселения самых нижних (основного, первого и второго возбужденных) состояний конечного ядра  $P^{31}$ .

Исходя из энергетической зависимости этих сечений рассчитывалась доля полупрямых процессов в остальных  $\sigma(\gamma, p)$ -сечениях, где есть примесь дырок в подболочках  $2s_{1/2}$ ,  $1d_{3/2}$  и  $1d_{5/2}$ . Расчет проводился для всех возможных  $l$ . Так, для дырочных состояний  $(1d_{5/2})^{-1}$  и  $(1d_{3/2})^{-1}$   $l=1$  и  $3$ , а для  $(2s_{1/2})^{-1}$   $l=1$ . Неоднозначность орбитального момента

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

вылетевшего нуклона давала два крайних варианта:  $\sigma_{ph}^{max}$  и  $\sigma_{ph}^{min}$ . Результаты расчетов (верхние и нижние оценки  $\sigma_{ph}(\gamma, p)$  вместе с самими парциальными сечениями) приведены на рис.30 и изображены сплошной и штриховой линиями соответственно. Светлыми точками изображены парциальные фотопротонные сечения ядра  $S^{32}$ . Интегральные величины полученных полупрямых компонент парциальных фотопротонных сечений приведены в девятом столбце табл.9.

Считалось, что парциальные фотопротонные сечения заселения тех состояний конечного ядра, которые не проявляются в реакциях протонного подхвата (для них в табл.9 не представлены значения  $C^2S$ ), полностью формируются за счет статистических процессов. Как отмечалось выше, основное, первое и второе возбужденные состояния, заселяются в основном за счет полупрямого распада ДГР. При заселении остальных, проявляющихся в реакциях подхвата, состояний конечного ядра полупрямые процессы играют существенную роль в  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, p)$ -каналах. Полупрямые компоненты других  $(\gamma, p)$ -сечений оказались достаточно малы. Следовательно, при их формировании доминируют более сложные, чем полупрямые, механизмы распада.

Необходимо подчеркнуть, что в  $(\gamma, X\gamma')$ -эксперименте не наблюдалось заселение состояний конечного ядра  $P^{31}$  с  $E_i=4.78, 5.91$  и  $7.21$  МэВ. В то же время из анализа реакций однонуклонного подхвата следует, что при распаде ДГР ядра  $S^{32}$  возможно заселение этих уровней. Проведенные расчеты доли полупрямых процессов в парциальных фотопротонных сечениях позволили оценить возможные значения интегральных сечений заселения уровней с  $E_i=4.78, 5.91$  и  $7.21$  МэВ. Они оказались малы по величине и не превышали значения величины экспериментальной погрешности эксперимента. Данные результаты внесены в

6 столбец табл.9 как верхние и нижние оценки.

Используемый в настоящей работе метод выделения полупрямой компоненты в фотонуклонных сечениях позволяет оценить вклад  $1p1h$ -состояний обусловленных дипольными переходами только из внешней  $1d2s$ -оболочки ядра  $S^{32}$ . Оценка доли полупрямого механизма распада дипольных состояний, отвечающих переходам из внутренней  $1p$ -оболочки, требует более сложных выражений для расчета парциальной ширины полупрямого распада  $\Gamma_{\gamma}(q \rightarrow i)$ . Полагалось, что неизвестный вклад полупрямой компоненты в сечение заселения состояния с  $E_{\gamma} = 7.98$  МэВ, имеющего примесь дырки в  $1p_{1/2}$ -подоболочке, не внесет существенных изменений в окончательную оценку доли полупрямых процессов в распаде ДГР ядра  $S^{32}$ . Справедливость данного предположения подтверждается результатами теоретических расчетов [91], где показано, что доля полупрямых процессов в сечении заселения состояний ядра  $P^{31}$ , лежащих в энергетическом интервале 5.9 – 8.2 МэВ, невелика.

На рис.36 для ядра  $S^{32}$  изображено полное фотопротонное сечение и его полупрямая компонента, полученная суммированием по рассчитанным  $\sigma_{ph}(\gamma, p)$ . Гросс-структура полного сечения  $(\gamma, p)$ -реакции достаточно сложна. Наблюдается несколько широких максимумов при энергиях 17, 19.5, 22 и 25 МэВ. Поэтому роль полупрямых процессов в формировании этого сечения удобно анализировать, разбив его на условные интервалы по энергии возбуждения ядра-мишени (12.0–17.5; 17.5–20.5; 20.5–23.5; 23.5–30 МэВ) в соответствии с наблюдаемой структурой.

Результаты анализа приведены в табл.16. Из таблицы видно, что в области энергий возбуждения исходного ядра  $S^{32}$   $E_{\gamma} = 12.0$ –17.5 МэВ доминирует полупрямой механизм распада. В следующих же двух энергетических интервалах наблюдается возрастание роли распадов, обусловленных более сложными, чем  $1p1h$ -конфигурациями.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

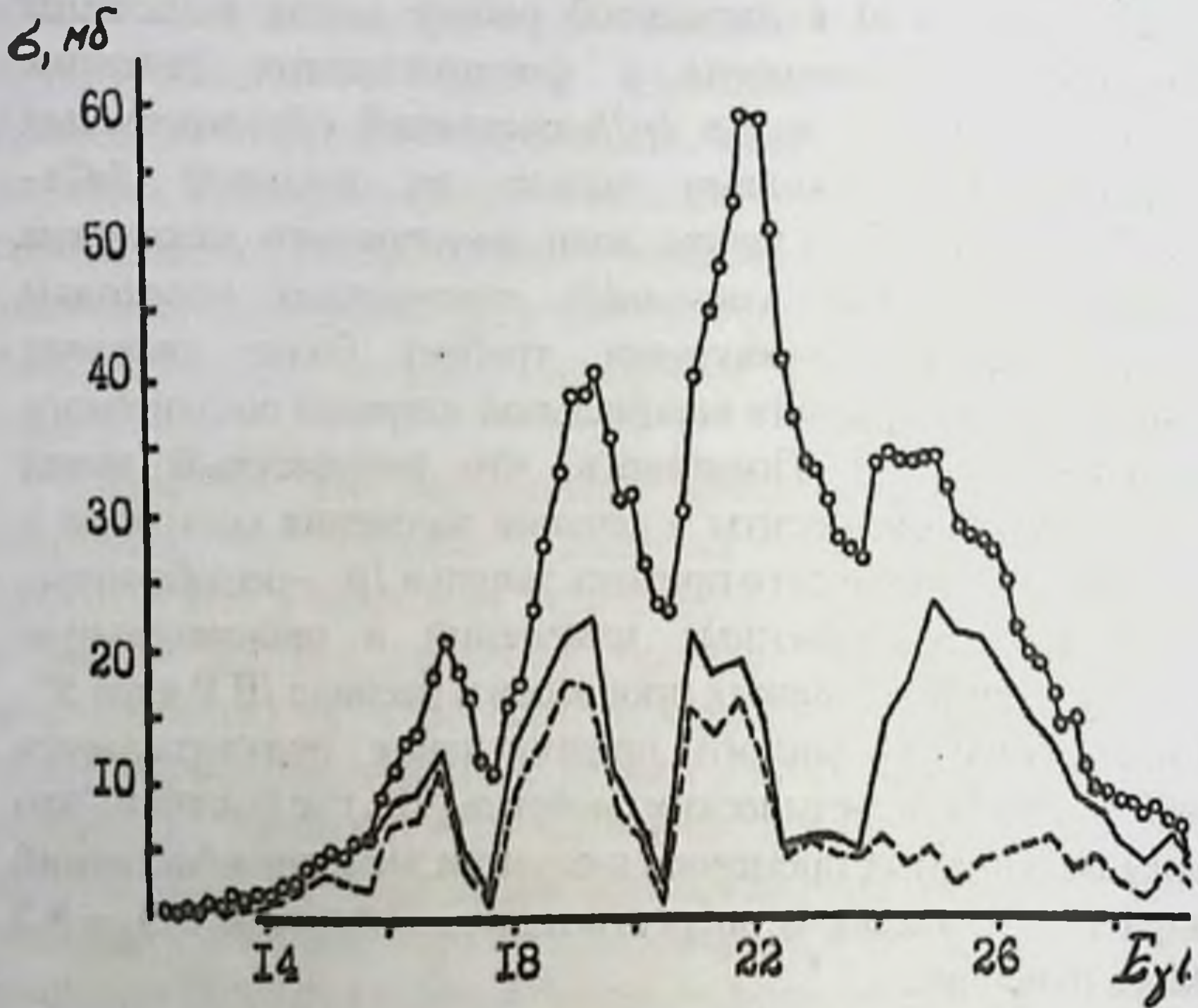


Рис.36. Верхняя (сплошная кривая) и нижняя (штриховая) оценки полупримой компоненты полного фотопротонного сечения [23] (светлые точки, соединенные линией) ядра  $S^{32}$ .

Вероятность  $W$  полупримых процессов и реакциях  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$  и фотопоглощения на ядре  $S^{32}$ .

Энергетический интервал $E_1 - E_2$ (МэВ)	Вероятность $W$ полупримых процессов			
	$(\gamma, p)$ -реакция	$(\gamma, n)$ -реакция	фотопоглощение	
			эксперимент	теория
12.0-17.5	0.48-0.65	0.8-1.0	0.49-0.69	0.76
17.5-20.5	0.35-0.44	0.86-0.96	0.36-0.53	0.45
20.5-23.5	0.23-0.28	0.66-0.78	0.29-0.40	0.07
23.5-30.0	0.17-0.61	0.45-0.62	0.25-0.55	
$\sigma_{tot}$ , (МэВ, мб)	361	43-132	403-493	
$W$ (полном сечении)	0.31-0.50	0.74-0.79	0.35-0.54	0.40

Таблица 16.

В области энергий  $E_\gamma > 23.5$  МэВ неопределенность в оценках вероятности полупрямого механизма реакции возрастает, поскольку всё большую роль начинают играть переходы из  $1p$ -оболочки, в частности,  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{2s}$ . В качестве верхней оценки вероятности полупрямых процессов в рассматриваемой области энергий было взято сечение заселения групп состояний с центром тяжести  $E_c = 12.5$  МэВ. Вероятность полупрямого механизма распада в данном энергетическом интервале составляет  $0.17-0.61$ . Интегральная вероятность полупрямых процессов в полном фотопротонном сечении  $0.31-0.50$ .

Для оценки вероятности полупрямых процессов в  $(\gamma, n)$ -канале в качестве опорных сечений использовались, также как и в фотопротонном канале, сечения заселения трех самых нижних состояний (см. табл. 10) конечного ядра  $S^{31}$ . Следует подчеркнуть, что в качестве опорных сечений можно использовать и парциальные  $(\gamma, p_i)$ -сечения первых трех состояний ядра  $P^{31}$ , так как применяемый в настоящей работе метод анализа позволяет оценивать доли полупрямых процессов обусловленных эмиссией нуклонов разного типа. Оба варианта расчет дают одинаковые результаты.

Результаты расчетов вероятности полупрямых процессов в парциальных фотонейтронных сечениях, вместе с восстановленными из фотопротонного канала  $\sigma(\gamma, n_i)$ , показаны на рис. 31. Интегральные величины парциальных полупрямых компонент приведены в 9 столбце табл. 10. Из рис. 31 и табл. 10 видно, что в фотонейтронном канале, также как и в фотопротонном, полупрямые процессы доминируют в сечениях заселения состояний с  $i = 0, 1, 2, 4, 8$  и  $12$ . Для остальных конечных состояний, проявляющихся в реакциях нейтронного подхвата (см. табл. 10, столбец 5), доля полупрямых процессов оказывалась небольшой. Вероятность полупрямых процессов в сечениях заселения групп уровней ядра  $S^{31}$  с энергиями  $5.78-7.17$  МэВ составляет всего  $0.19-0.24$ .

Величины энергий симметричных зеркальных состояний конечных ядер  $P^{31}$  и  $S^{31}$  (см.табл.14) не сильно отличаются друг от друга. Учитывая это, полагалось, что и при высоких энергиях возбуждения ядра  $S^{31}$  наблюдается заселение состояний с  $E_i = 9.68$  и  $9.97$  МэВ и примерно с такими же спектроскопическими характеристиками, какие имеют соответствующие состояния в ядре  $P^{31}$ . Расчет вероятности полупрямых процессов в сечениях заселения этих состояний даёт малую величину (0.06–0.14). Для уровня с  $E_i = 4.97$  МэВ и группы состояний с центром  $E_i = 12.5$  МэВ в качестве верхней оценки доли полупрямых процессов взяты верхние оценки парциальных фотонейтронных сечений, пересчитанных из соответствующих парциальных фотопротонных сечений.

Суммированием  $\sigma_{pn}(\gamma, n_i)$  по всем  $i$ , получена полупрямая компонента полного фотонейтронного сечения. На рис.37. представлены её верхняя (сплошная) и нижняя (штриховая) оценки. В отличие от фотопротонного канала, где статистические процессы начинают давать заметный вклад уже при энергии возбуждения исходного ядра  $E_\gamma \approx 17.5$  МэВ, в фотонейтронном канале полупрямые процессы доминируют вплоть до энергий  $E_\gamma \approx 23.5$  МэВ (см.третий столбец табл.16). Вероятность полупрямых процессов в полном фотонейтронном сечении составляет 0.74–0.79.

Представляет интерес анализ сечения фотопоглощения ( $\sigma(\gamma, \text{полн}) = \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, n)$ ) и роли полупрямых процессов в его формировании. На рис.38 светлыми и темными точками, соединенными тонкой линией изображены соответственно верхняя и нижняя оценки сечения фотопоглощения.

Сплошная и штриховая представляют их полупрямые компоненты. Для сечения фотопоглощения, также как и для полных фотопротонного и фотонейтронного сечений, проведен анализ вероятности полупрямых процессов в различных интервалах энергии возбуждения

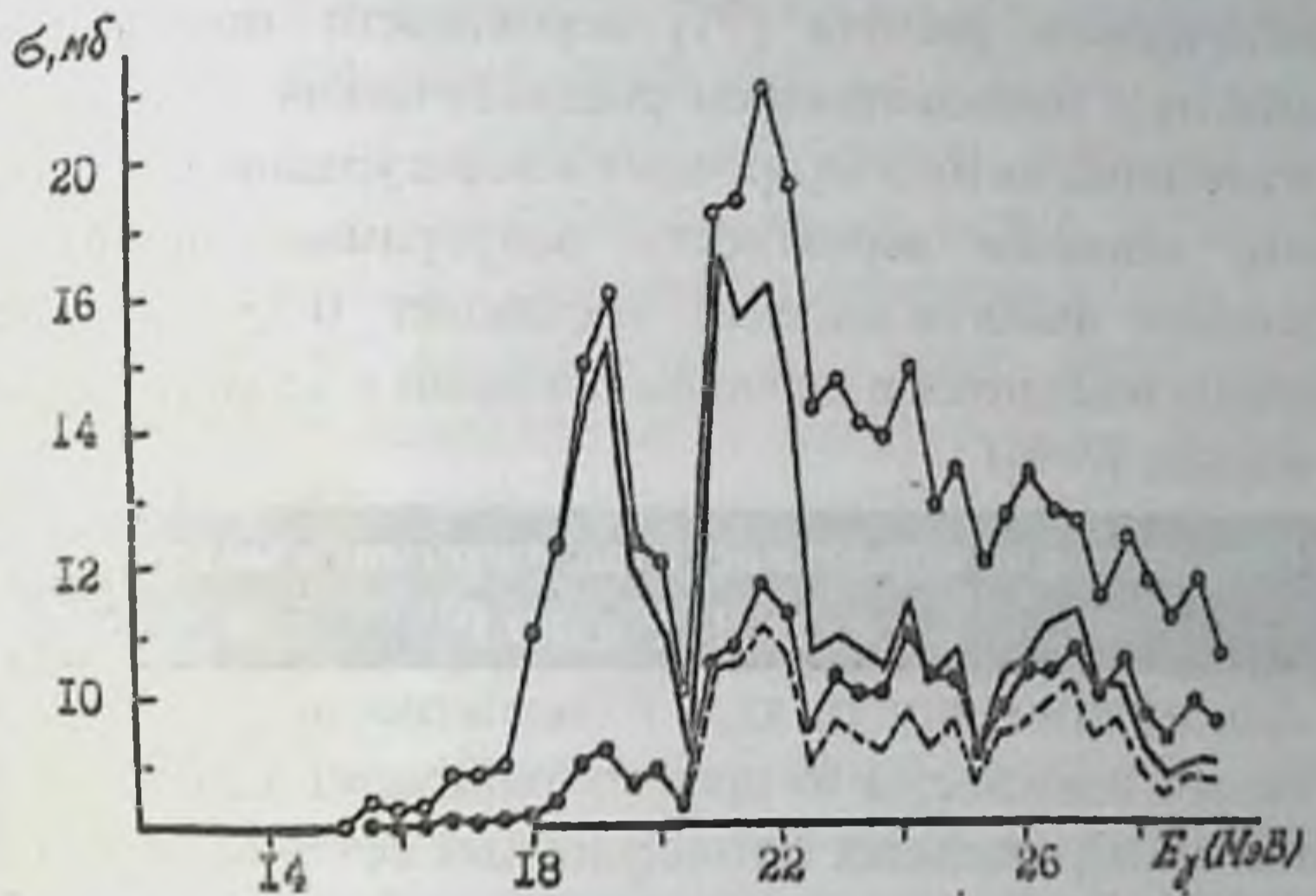


Рис.37. Верхняя (сплошная кривая) и нижняя (штриховая) оценки полупрямой компоненты полного фотонейтронного сечения ядра  $S^{17}$  (светлые точки – верхняя оценка сечения, тёмные – нижняя).

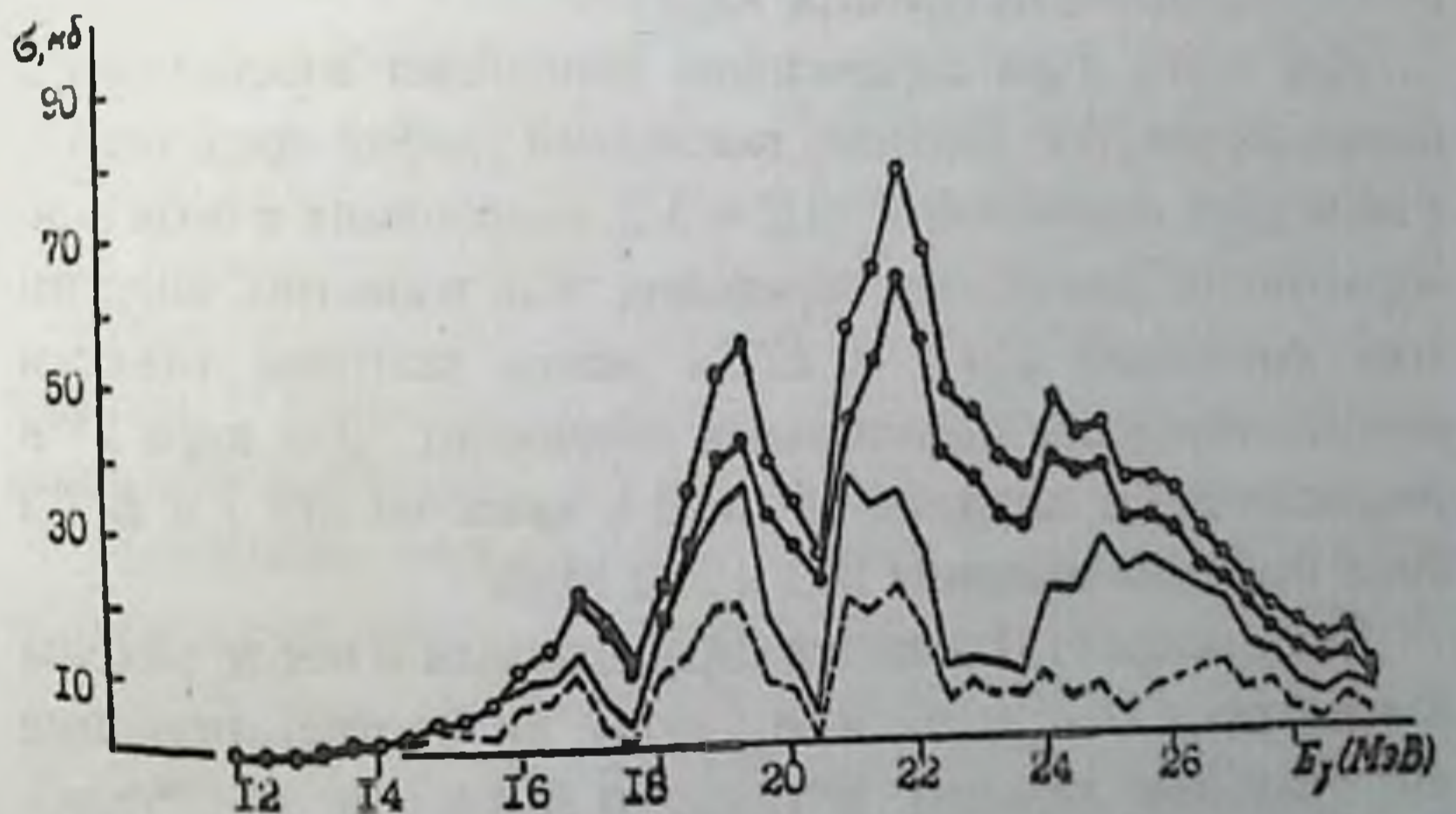


Рис.38. Полупрямые компоненты (верхняя – сплошная кривая и нижняя оценка – штриховая) сечения фотопоглощения (светлые точки – верхняя оценка сечения, тёмные – нижняя) ядра  $S^{17}$



исходного ядра. Полученные результаты приведены в табл.16. Здесь же для сравнения приведены результаты теоретического расчета [91] вероятности полупрямых процессов с использованием реалистических плотностей многочастичных - многодырочных конфигураций. Согласно нашим оценкам вероятность полупрямых процессов в сечении фотопоглощения составляет 0.35–0.54. Эта величина находится в хорошем согласии с теоретическим значением  $W=0.4$ .

### 3. Определение вероятности полупрямого механизма распада ДГР ядра $P^{31}$

Для нечетно-четного ядра  $P^{31}$  вероятность полупрямых процессов извлекается из проинтегрированных по энергии  $\gamma$ -квантов парциальных фотонкулонных сечений ( $\sigma^{int}(\gamma, \omega_f)$ ). В связи с этим используется применимый для анализа интегральных парциальных сечений вариант общего метода, изложенного выше (см. §1, гл.IV). Рассмотрим этот вариант непосредственно на примере ядра  $P^{31}$ .

Для этого ядра справедлива концепция изоспинового расщепления ДГР. Поэтому последний удобно представить в виде двух состояний  $T_q = 1/2$  и  $3/2$ , вбирающих в себя всю вероятность дипольных переходов. Как известно, энергии этих состояний  $E(T_{1/2})$  и  $E(T_{3/2})$  равны центрам тяжести соответствующих изоспиновых компонент. Для ядра  $P^{31}$  в соответствии с данными §5 гл.III в качестве  $E(T_{1/2})$  и  $E(T_{3/2})$  были выбраны значения 18.3 и 21.2 МэВ.

Выражение (13) остаётся справедливым и после замены в нём  $\sigma(\gamma, \omega_f)$ ,  $\sigma_{ph}(\gamma, \omega_f)$  и  $\sigma_{npnh}(\gamma, \omega_f)$  на соответствующие интегральные сечения  $\sigma^{int}(\gamma, \omega_f)$ ,  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, \omega_f)$  и  $\sigma_{npnh}^{int}(\gamma, \omega_f)$ . Очевидно,  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, \omega_f)$  может быть представлено в следующем виде

$$\sigma_{ph}^{int}(\gamma, \omega_f) = \sigma_c (\Gamma_c^{-1}(f) / \Gamma_c) + \sigma_s (\Gamma_s^{-1}(f) / \Gamma_s), \quad (23)$$

где  $\sigma_{<}$ ,  $\sigma_{>}$  и  $\Gamma_{<}$ ,  $\Gamma_{>}$  —сечения возбуждения и полные (с учетом не только полупрямой, но предравновесной и равновесной форм нуклонного распада) ширины распад  $T_{<}$  и  $T_{>}$  - состояний, образующих ДГР, а  $\Gamma_{<}^{-1}(f) \equiv \Gamma_{>}^{-1}(T_{<} \rightarrow f)$  и  $\Gamma_{>}^{-1}(f) \equiv \Gamma_{>}^{-1}(T_{>} \rightarrow f)$  —ширины полупрямого распада  $T_{<}$  и  $T_{>}$  —состояний о образованием конечного ядра в состоянии  $f$ . Последние вычисляются с помощью выражения (18).

Полупрямые компоненты  $\sigma_{ph}^{int}$  двух интегральных парциальных фотонуклонных сечений заселения состояний  $i$  и  $k$  конечного ядра, дырочная конфигурация которых принадлежит одной подоболочке, связаны соотношением:

$$\sigma_{ph}^{int}(\gamma, \varpi_i) / \sigma_{ph}^{int}(\gamma, \varpi_k) = (\sigma_{<}(T_{<}^{-1}(i)) + a\sigma_{>}(T_{>}^{-1}(i))) / (\sigma_{<}(T_{<}^{-1}(k)) + a\sigma_{>}(T_{>}^{-1}(k)), \quad (24)$$

где  $a = \Gamma_{<} / \Gamma_{>}$ . Выполнение такого же соотношения и для самих интегральных парциальных фотонуклонных сечений будет свидетельствовать о том, что полупрямой распад доминирует в их формировании (аналогично выводу, следующему из выражения (15)).

Вместо  $\sigma_{<}$  и  $\sigma_{>}$  в выражении (24) можно использовать вероятности возбуждения  $T_{<}$  и  $T_{>}$  компонент ДГР, которые для ядра  $^{31}\text{P}$  в соответствии с предсказаниями работы [16] равны 0.38 и 0.62. Константа  $a = \Gamma_{<} / \Gamma_{>}$  неизвестна и должна быть параметром расчета. Обычно константу  $a$  выбирают из условия наилучшего воспроизведения экспериментальных данных. С её помощью можно учесть различие в структуре волновых функций  $T_{<}$  и  $T_{>}$  —состояний.

Напомним, что для вычисления  $\Gamma_{<}^{-1}$  и  $\Gamma_{>}^{-1}$ , согласно выражениям (18) и (19), необходимы данные о протонных и нейтронных заселенностях внешних подоболочек ядра  $^{31}\text{P} - 1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$ , а также сведения о полных числах нуклонов на этих подоболочках. Соответствующая информация получена из реакций однонуклонной передачи и обсуждалась выше (см. § 1, гл. III).

В  $\Gamma_{<}^{-1}$  и  $\Gamma_{>}^{-1}$  входят суммы  $\sum_{\alpha>\beta} P_{\alpha} X_{\alpha\beta}^2(q)$ . Для дырочных

переходов нуклонов из подболочек  $1d_{5/2}$  и  $1d_{3/2}$  в оболочку  $1f2p$  эти суммы можно представить в следующем виде

$$\sum_{\alpha \rightarrow \beta} P_{\alpha} X^2_{\alpha\beta} = P_1 X^2_1 + P_3 X^2_3,$$

где  $X^2_1 = X^2 p_{3/2} d_{5/2}$ ,  $X^2_3 = X^2 f_{7/2} d_{5/2} + X^2 f_{7/2} d_{3/2}$  для перехода  $1d_{5/2} \rightarrow 1f2p$  и  $X^2_1 = X^2 p_{3/2} d_{3/2} + X^2 p_{1/2} d_{3/2}$ ,  $X^2_3 = X^2 f_{5/2} d_{3/2}$  для перехода  $1d_{3/2} \rightarrow 1f2p$ ,  $P_1$  и  $P_3$  — проницаемости барьера для нуклонов с орбитальными моментами 1 и 3.

Величина отношения (24) зависит от степени смешивания по орбитальному моменту, т.е. от соотношения коэффициентов  $X^2_1$  и  $X^2_3$  в волновой функции как  $T_+$ , так и  $T_-$  — состояния. В расчетах степень смешивания по орбитальному моменту при распаде каждого из этих состояний на уровни  $(1d_{5/2})^{-1}$  и  $(1d_{3/2})^{-1}$  варьировалась независимо с помощью параметра  $b = X^2_1 / (X^2_1 + X^2_3)$ , т.е. использовались два параметра —  $b_+$  и  $b_-$ . При этом полагалось, что  $X^2_1(T_+) + X^2_3(T_+) = X^2_1(T_-) + X^2_3(T_-)$ . Это условие очевидно для дипольных состояний, в волновой функции которых доминируют частично-дырочные конфигурации  $(1d_{5/2})^{-1}(1f2p)^{-1}$  и  $(1d_{3/2})^{-1}(1f2p)^{-1}$ . При распаде дипольных конфигураций, формирующихся за счет переходов из подболочки  $2s_{1/2}$  в оболочку  $1f2p$  очевидно могут вылетать нуклоны только с единственным значением орбитального момента.

Расчет  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, \omega)$  для ядра  $P^{31}$  проводился, также как и для ядра  $S^{32}$ , с помощью программы "GAMMA" комплекса программ для обработки результатов  $(\gamma, X\gamma)$ -экспериментов. Предварительно были выбраны опорные парциальные сечения. С целью уменьшения неопределенности в оценках для каждого типа дырочного состояния конечных ядер выбрано своё опорное сечение. Такими сечениями являлись сечения заселения основного состояния ядра  $Si^{30}(\sigma^{int}(\gamma, p_{\gamma}) = 1.07 \text{ Мэв} \cdot \text{мб/ср})$ , первого возбужденного состояния этого же ядра  $(\sigma^{int}(\gamma, p_{\gamma}) = 1.0 \text{ Мэв} \cdot \text{мб/ср})$ , а также сечение заселения уровня с  $i=3$  ядра

$P^{30}$  (см. табл.7 и 8). Считалось, что полупрямые процессы доминируют в этих сечениях. Действительно, большая часть спектроскопической силы дырки в подболочках  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  ядра  $P^{31}$ , наблюдаемая в реакциях протонного подхвата (см. рис.29), содержится в основном в первом возбужденном состоянии ядра  $Si^{30}$ . Эти состояния близки к протонным дыркам в подболочках  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  относительно основного состояния ядра  $P^{31}$ . Кроме того, большие величины  $\sigma^{iii}(\gamma, p_{\gamma})$  и  $\sigma^{iii}(\gamma, p_{\gamma})$  коррелируют с большими величинами соответствующих спектроскопических факторов, что указывает на определяющую роль полупрямых процессов в формировании этих сечений.  $\sigma^{iii}(\gamma, p_{\gamma})$  использовалось для расчета полупрямых компонент сечений, формирующихся за счет примеси дырки в подболочке  $2s_{1/2}$ ,  $\sigma^{iii}(\gamma, p_{\gamma})$  – для расчета полупрямых процессов за счет примеси дырки в подболочке  $1d_{3/2}$ . Для оценки полупрямых процессов сечений, формирующихся за счет примеси дырки в подболочке  $1d_{3/2}$  использовались  $\sigma^{iii}(\gamma, n_{\gamma})$ . Использовать  $\sigma^{iii}(\gamma, n_{\gamma})$  или  $\sigma^{iii}(\gamma, n_{\gamma})$  в качестве опорного сечений для расчета полупрямой компонента сечений заселения уровней с дырочной конфигурацией  $1d_{3/2}$  нецелесообразно, так как дырочная конфигурация этих уровней принадлежат двум подболочкам –  $1d_{3/2}$  и  $2s_{1/2}$ , что увеличивает неопределенность в оценках полупрямых компонент. Считалось, что в формировании сечения заселения уровня с  $i=3$  ядра  $P^{30}$  также доминирует полупрямой механизм. Результаты расчетов настоящей работы подтверждают правильность сделанных заключений.

Результаты расчетов  $\sigma_{ph}^{iii}(\gamma, \alpha_{\gamma})$  представлены в табл.7 и 8. Для уровней, имеющих сравнимые величины  $S$  для подболочек  $1d_{3/2}$  и  $2s_{1/2}$ , были получены две оценки, отвечающие полупрямому распаду за счет присутствия каждой из этих дырочных компонент в отдельности. В

остальных случаях расчет проводился для доминирующей дырочной компоненты.

Приведённые в табл.7 и 8  $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, \omega)$  отвечают расчетным значениям  $a = 1$ ,  $b_{>} = 1$  и  $b_{<} = 0.6$  для уровней с дырочной конфигурацией принадлежащей  $1d_{5/2}$  и  $1d_{3/2}$ -подоболочкам. Для состояний, имеющих примесь дырки в  $2s_{1/2}$ -подоболочке  $b_{<} = b_{>} = 1$ . При таких значениях параметров  $a$ ,  $b_{<}$  и  $b_{>}$  достигается наилучшее воспроизведение наблюдаемых интегральных парциальных фотонейтронных сечений для  $T = 0$  уровней с энергиями: 1.45, 2.54, 2.72, 3.02, 3.83 и 4.42 МэВ (см.табл.8), а также интегральное сечение заселения уровня 2.94 МэВ ( $T = 1$ ) –изобар-аналога первого возбужденного состояния в протонном канале. Отсюда следуют два вывода. Во-первых, при распаде ДГР ядра  $P^{31}$  с заселением дырочных уровней в подоболочке  $1d_{5/2}$  вылетают преимущественно нуклоны с орбитальным моментом  $l = 3$ . Во-вторых, все перечисленные уровни нейтронного канала распада заселяются преимущественно за счет полупрямых процессов. Величины  $\sigma_{ph}^{int}$  для уровней с  $T = 1$  ядра  $P^{30}$  с энергиями 4.18 и 5.51 МэВ указывают на то, что в сечении их заселения доминируют процессы распада, отличные от полупрямого механизма. Приведенные в табл.8 значения  $\sigma_{ph}^{int}$  для трёх нижних уровней ( $i = 0, 1, 2$ ) ядра  $P^{30}$ , можно рассматривать как оценки соответствующих интегральных сечений заселения, поскольку в этих фотонейтронных каналах должны доминировать полупрямые процессы.

Расчеты  $\sigma_{ph}^{int}$  для фотопротонного канала показали, что полупрямые процессы доминируют в сечениях заселения самых нижних уровней с  $i = 0$  и 1 ядра  $Si^{30}$ . В сечениях заселения остальных состояний ядра  $Si^{30}$  вероятность полупрямого распада  $< 1$ , причём с ростом энергии возбуждения конечного ядра она уменьшается. Уровни с  $i = 3, 4, 5, 8, 28$  и группа уровней с  $E_i \geq 9.5$  МэВ ядра  $Si^{30}$ , а

также уровни с  $I = 11, 21, 22, 24$  ядра  $P^{30}$  заселяются за счет статистических форм распада ДГР. Это следует из того, что для них  $S$  либо равны, либо близки к нулю.

Результаты свидетельствуют о том, что все уровни с  $T=0$ , представленные в табл.8, и лежащие при энергиях  $E \leq 4.42$  МэВ, как уже отмечалось выше, практически целиком заселяются за счет полупрямых процессов. В то же время уровни с  $T=0$ , лежащие выше 4.42 МэВ, имеют малую величину полупрямой компоненты, хотя некоторые из них, например, уровень с  $i=28$  или 38, имеют сравнительно большие значения спектроскопических факторов. Отсутствие распадов на такие уровни объясняется слишком высоким порогом таких распадов и сравнительно низкой энергией распадающихся состояний. Напомним, что в соответствии с правилами отбора по ищоспину уровни с  $T=0$  могут заселяться лишь при распаде  $T_{\pm}$ -компоненты ДГР, центр тяжести которой в данном случае располагается при 18.3 МэВ.

Уровни с  $T=1$  ядер  $Si^{30}$  и  $P^{30}$  заселяются при распаде как  $T_{<}$ , так и  $T_{>}$ -компоненты ДГР. Эти уровни образуют изобар-аналоги. Данные настоящей работы показывают, что характер заселения изобар-аналоговых уровней при фоторасщеплении ядер  $P^{31}$  во многом схож. Это иллюстрируется табл.17. Видно, в частности, что основное и первое возбужденное состояния ядра  $Si^{30}$  и их изобар-аналоги в ядре  $P^{30}$  заселяются целиком за счет полупрямых распадов. По мере увеличения энергии уровне с  $T=1$  вероятность полупрямых распадов уменьшается почти одинаково как в фотопротонном, так и в фотонейтронном каналах (см. последний столбец табл.17).

Характеристики заселения изобар-аналоговых уровней ядер  $Si^{30}$  и  $P^{30}$  при фоторасщеплении  $P^{31}$

$J^{\pi}, T$	$i$	$E_i$ (МэВ) <sup>a</sup>	S-			$\sigma_{inh}$ МэВ.мб/ср	$\sigma_{inh}/\sigma_{inh}^{Pb}$
			$1d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$		
0 <sup>+</sup> , 1	0	0				1.07	1
	1	0.68		0.75 0.74		(1.54) <sup>b</sup> 1.54	(1)
2 <sup>+</sup> , 1	1	2.24	2.6			0.98	1
	8	2.94	2.0			0.66	1
2 <sup>+</sup> , 1	2	3.50	0.8			0.77	0.29
	15	4.18	0.76			0.64	0.23
1 <sup>+</sup> , 1	3	3.77				1	0
	22	4.50			0.01	0.28	0
0 <sup>+</sup> , 1	4	3.79		0.06			0.06
	21	4.47		0.06			0.08
2 <sup>+</sup> , 1	5	4.81					0
	32	5.59			0.01	1.5	0
3 <sup>+</sup> , 1	6	4.83	0.25			0.88	0.06
	31	5.51	0.32			0.27	0.02

Примечание: а – для каждой пары изобар-аналоговых уровней верхней строчки относится к ядру  $Si^{30}$ , нижняя – к ядру  $P^{30}$ . б – для сечения реакции (7.1) приведена оценка

Таблица 17.

Дадим оценку интегральной вероятности полупрямых распадов в полном фотопротонном и фотонейтронном сечениях ядра  $P^{31}$ . Эта вероятность определяется выражением  $\Sigma_i \sigma_{ph}^{int}(\gamma, \alpha_i) / \Sigma_i \sigma^{int}(\gamma, \alpha_i)$

Данные табл.7 указывают на то, что сумма интегральных парциальных сечений заселения уровней ядра  $Si^{30}$  положительной четностью (также сечения формируются за счет переходов из внешней  $1d2s$ -оболочки) составляет по крайней мере 40% всего фотопротонного сечения, которое по данным настоящей работы равно  $314 \pm 40$  МэВ.мб. Оценивая долю полупрямых процессов по перечисленным в табл.7 уровням положительной четности получаем, что она для переходов из  $1d2s$ -оболочки составляет примерно  $\sim 0.28$ . Это верхняя оценка. Отсюда (делением на  $\Sigma_i \sigma^{int}(\gamma, p_i)$ ) получаем также и нижнюю оценку доли полупрямых процессов в полном фотопротонном сечении примерно  $\sim 0.12$ . Из данных табл.8 видно, что все наблюдаемые сечения заселения состояний конечного ядра  $P^{30}$  формируются за счет переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$ . Сумма интегральных парциальных сечений, приведенных в табл.8, полностью исчерпывает интегральную величину полного фотонейтронного сечения, равную по данным настоящей работы  $225 \pm 35$  МэВ.мб. Оценка вероятности полупрямого распада в фотонейтронном канале даёт величину 0.9–0.95. Следует отметить, что возбуждение высоколежащих ( $E_i > 6$  МэВ) уровней конечного ядра  $P^{30}$  снимается главным образом за счет испускания протонов (энергия отделения протона в ядре  $P^{30}$  составляет 5.6 МэВ). Это приводит к заселению отдельных состояний конечного ядра  $^{29}Si$  в результате  $(\gamma, p_i)$ -процессов на ядре  $P^{31}$ . Интегральная величина таких процессов, составляющая 50 МэВ.мб согласно [8], должна давать вклад в величину полного сечения фотонейтронного расщепления ядра  $P^{31}$ . Таким образом, если учитывать



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

вклад  $(\gamma, p)$ -реакций, то для вероятности полупрямых процессов в фотонейтронном канале распада ДГР ядра  $P^{31}$  будем иметь значение 0.74–0.78.

### 4. Сравнение особенностей полупрямого распада и природа ширины ДГР для ядер $P^{31}$ и $S^{32}$

Выше мы сравнивали оболочечную структуру и спектроскопические характеристики дырочных возбуждений (см. §1. гл. III) нечетного ядра  $P^{31}$  и четного самсопряженного ядра  $S^{32}$ . Было отмечено, что различия в оболочечной структуре основных состояний ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  во многом определяют и различия в механизмах и характере распада ДГР этих ядер. Данный вывод, безусловно, касается и механизма полупрямого распада ДГР.

Результаты, полученные в предыдущих двух параграфах, позволяют сравнивать особенности полупрямого механизма реакций в фотопротонном и фотонейтронном каналах распада ДГР ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ . Оценки вероятностей полупрямых процессов в полных фотонуклонных сечениях ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  приведены в табл. 18.

Вероятности полупрямых процессов  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n) + (\gamma, np)$  и фоторасщепления для ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$

реакции	ядро $P^{31}$	ядро $S^{32}$
$(\gamma, p)$	0.12 – 0.28	0.31 – 0.50
$(\gamma, n) + (\gamma, np)$	0.74 – 0.78	0.74 – 0.79
$(\gamma, npn)$	0.41 – 0.51	0.35 – 0.54

Таблица 18.

Прежде всего, сравним соотношение вероятностей полупрямого распада в протонном и нейтронном каналах для каждого из анализируемых ядер. Из данных табл. 18 видно, что как для ядра  $P^{31}$ , так и для ядра  $S^{32}$  вероятность полупрямых процессов в фотонейтронном канале выше, чем в фотопротонном. Для ядра  $S^{32}$  это объясняется тем,

что нейтронный порог значительно выше протонного ( $B_n = 15.04$  МэВ против  $B_p = 8.86$  МэВ). В силу этого происходит подавление заселения высоколежащих уровней конечного ядра  $S^{31}$ . Как показали результаты, полученные в §2 настоящей главы, вероятность полупрямых процессов в сечениях заселения именно таких высоколежащих состояний ядра  $S^{31}$  оказалась наименьшей.

В случае ядра  $P^{31}$ , существенно более высокая вероятность полупрямых процессов в нейтронном канале по сравнению с протонным, в основном, связана с тем, что основная часть (примерно 80%) нейтронных распадов идет на уровни с  $T = 0$ , которые заселяются почти целиком за счет эмиссии полупрямых нейтронов. Доминирующая роль полупрямых процессов в сечении фотонейтронной реакции  $(\gamma, n)_{T=0}$  в свою очередь обусловлена более низким положением по энергии  $T_<$ -состояний ДГР ядра  $P^{31}$ , относительно  $T_>$ -состояний. Как уже отмечалось выше, согласно правилам отбора по изоспину уровни с  $T = 0$  конечного ядра  $P^{30}$  могут заселяться лишь при распаде  $T_<$ -ветви. Центр тяжести  $T_<$ -состояний лежит ниже максимума ДГР. В этой области плотность  $2p2h$ -состояний, по которым могут разбрасываться входные  $1p1h$ -состояния, ещё сравнительно мала и состояния ДГР распадаются почти исключительно за счет эмиссии полупрямых нуклонов. В то же время фотопротонные распады идут на уровни с  $T = 1$ . Заселение таких уровней происходит в основном за счет распада  $T_>$ -компоненты, центр тяжести которой расположен на несколько МэВ выше, чем центр тяжести  $T_<$ -ветви. В этой области энергий возбуждения ядра  $P^{31}$  плотность  $2p2h$ -дипольных состояний уже значительно выше. Это приводит к заметной вероятности разброса входных  $1p1h$ -состояний с  $T_> = 3/2$  по состояниям  $2p2h$ .

Дополнительным фактором, обуславливающим доминирование вероятности полупрямой эмиссии фотонейтронов, является разница в порогах  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ -реакций для ядра  $P^{31}$ .

Различие в характере механизма полупрямого распада дипольных состояний ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  проявляется также и в парциальных каналах фоторасщепления анализируемых ядер. Так для ядра  $S^{32}$  (см. табл.9 и 10) полупрямые процессы приводят к заселению, главным образом, самых нижних уровней конечных ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ . В то же время, характерной чертой полупрямого распада ДГР ядра  $P^{31}$  (см. табл.7 и 8) является то, что наряду с заселением самых нижних уровней конечных ядер  $Si^{30}$  и  $P^{30}$  за счет эмиссии полупрямых нуклонов, наблюдается заметное заселение и более высоких по энергии возбужденных уровней конечных ядер. Действительно, полупрямые процессы играют важную роль в формировании сечений заселения таких возбужденных уровней ядра  $Si^{30}$ , как  $E_i = 3.50, 5.23$  и  $5.37$  МэВ. Кроме того, эмиссия полупрямых нейтронов является определяющей в формировании сечений заселения таких возбужденных состояний ядра  $P^{30}$ , как  $E_i = 1.45, 2.54, 2.72, 2.94, 3.02, 3.83$  и  $4.42$  МэВ. Более того, выясняется, что полупрямой распад ДГР нечетно-четного ядра  $P^{31}$  приводит к заселению большего числа состояний конечных ядер, чем полупрямой распад ДГР четно-четного самосопряженного ядра  $S^{32}$ . Такая особенность механизма полупрямых процессов фоторасщепления ядра  $P^{31}$ , очевидно, связана с тем, что в данном ядре, в отличие от ядра  $S^{32}$ , дырочные возбуждения  $|1d_{3/2}^{-1}$  (см. §1, гл. III) более сильно разбросаны по состояниям конечных ядер.

Данные табл. 18 свидетельствуют о том, что вероятность полупрямых процессов в фотопротонном канале распада ДГР ядра  $S^{32}$  выше, чем в аналогичном канале распада ДГР ядра  $P^{31}$ . Вместе с тем, доля полупрямых процессов в фотонейтронных каналах распада ДГР обоих исследуемых ядер оказывается одинаковой. Вклады полупрямых процессов в формирование сечений реакций  $(\gamma, n)$  ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  также являются сравнимыми. Концепция оболочечной

структуры ядер позволяет объяснить такое соотношение между вероятностями полупрямых процессов в распаде ДГР исследуемых ядер. Ядра  $P^{31}$  и  $S^{32}$  имеют одинаковое число нейтронов – 16, которые спарены между собой. В то же время, согласно модели оболочек, неспаренным нуклоном во внешней оболочке нечетно-четного ядра  $P^{31}$  оказывается протон. Наличие неспаренного протона во внешней оболочке ядра  $P^{31}$  приводит к увеличению вероятности распада входных  $1p1h$ -дипольных состояний на состояния более сложного типа –  $2p2h, 3p3h \dots$ . Причём, это в наибольшей степени должно отразиться на соотношении вероятностей полупрямых процессов именно фотопротонных каналов распада ДГР ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ . Такая особенность соотношения вероятностей полупрямых процессов в фотопротонных каналах соседних ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  характерна и для других пар нечетно-четных и четно-четных ядер  $1d2s$ -оболочки [6,75,92]. Это хорошо видно из рис.39. На этом рисунке сравниваются вероятности полупрямых процессов в фотопротонном канале распада ДГР (подчеркнем, что речь идет о дипольных состояниях, отвечающих переходам  $1d2s \rightarrow 1f2p$ ) ряда ядер  $1d2s$ -оболочки (верхний рисунок) с соответствующими ширинами сечений, обусловленных переходами нуклонов из внешней незаполненной оболочке (нижний рисунок). Рис.39 указывает также на то, что уменьшение доли полупрямых процессов в фотопротонном канале распада ДГР ядра  $P^{31}$  относительно  $S^{32}$  коррелирует с увеличением соответствующей ширины. Таким образом, можно сделать вывод, что одним из основных факторов, определяющих увеличение ширины ДГР ядра  $P^{31}$ , является увеличение вероятности распада входных  $1p1h$ -состояний на состояния более сложной природы –  $np1h$  ( $n \geq 2$ ).

Существенное уменьшение вероятности полупрямых распадов в фотопротонном канале у ядра  $P^{31}$  по сравнению с четно четным ядром  $S^{32}$ , по-видимому, также можно

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

объяснить и значительным увеличением у ядра  $P^{31}$  плотности  $2p2h$ -состояний, на которые может распадаться дипольное состояние.

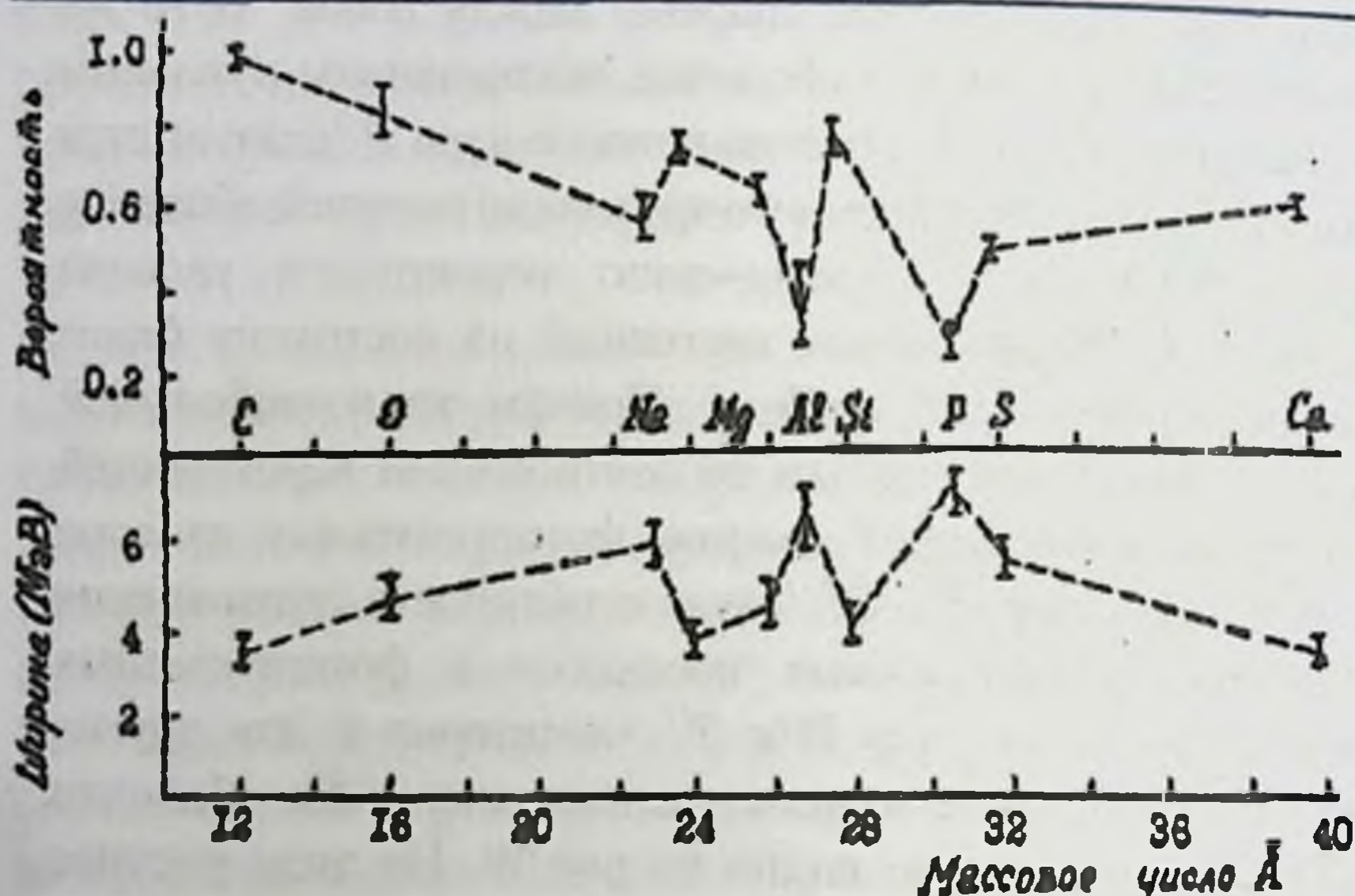


Рис.39. Вероятности полупрямых процессов в фотопротонном канале (для переходов из внешней оболочки) – верхний рисунок, и ширины соответствующих сечений – нижний рисунок.

Рассмотрим природу ширин ДГР ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ . Для ядер  $1d2s$ -оболочки ширина ДГР может меняться в очень широких пределах, приблизительно от 5 до 20 МэВ [1], а её формирование обусловлено следующим факторами:

Разброс по энергии дипольных переходов из одной оболочки;

Конфигурационное расщепление;

Изоспиновое расщепление;

Расщепление за счет статической деформации ядра в основном состоянии.

Вклад каждого из перечисленных факторов в формирование ширины ДГР ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  приведен в табл.19. Сведения об экспериментальных ширинах ДГР исследуемых ядер приведены во втором слева столбце

табл.19. Для ядра  $S^{32}$  эти сведения получены из анализа сечения фотопоглощения, представленного на рис.7(а) [21], а для ядра  $P^{31}$  использовались сумма фотонейтрного и фотопронного сечений (рис.2 и 4 [8,10]). Для ядра  $P^{31}$ , ввиду отсутствия достаточно полных экспериментальных данных по энергетическим зависимостям парциальных нуклонных сечений, в табл.19 приведены лишь оценки ширины разброса дипольных переходов из одной оболочки. Они находятся в согласии с аналогичными оценками для других нечетно-четных ядер  $1d2s$ -оболочки. Так, согласно данным работы [1] разброс дипольных переходов из внешней оболочки для ядер  $^{23}\text{Na}$  и  $^{27}\text{Al}$  составляет  $5.9 \pm 0.5$  и  $6.2 \pm 0.5$  МэВ соответственно, а величина разброса переходов из внутренней оболочки ядра  $^{27}\text{Al}$  равна 7 МэВ.

Ширина ДГР ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  и вклад различных факторов в формирование ее величины (значения всех величин даны в МэВ)

Ядро	Ширина ДГР	Разброс дипольных переходов		Конфигурационное расщепление ( $E \geq 30$ МэВ)	Изо-спиновое расщепление
		из внешней оболочки	из внутренней оболочки		
$P^{31}$	10–10.5	6–7	5–6	3–4	3
$S^{32}$	$8.5 \pm 1.5$	$5.5 \pm 0.5$	4–6	2.9	0

Таблица 19.

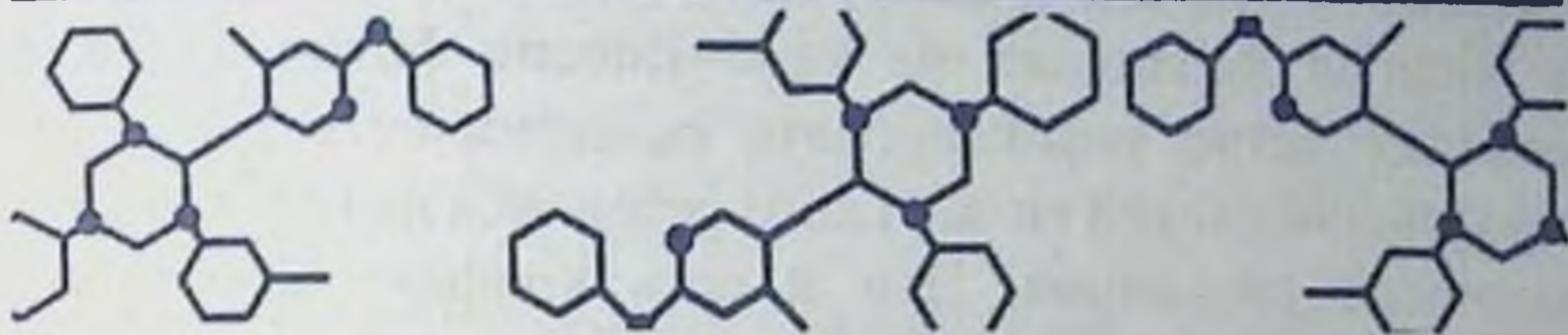
В табл.19 не приведены величины расщепления ДГР за счет деформации ядра в основном состоянии. Как было показано в экспериментальных исследованиях дипольного резонанса ядер  $1d2s$ -оболочки и в теоретических работах [1,4,43] статическая деформация ядра в основном состоянии не оказывает определяющего воздействия на ширину дипольного резонанса, а также его общую форму. Значительно более существенным в этом плане оказывается влияние остальных факторов, обуславливающих ширину ДГР.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Действительно, из табл. 19 видно, что для ядра  $S^{32}$  разброс дипольных переходов, составляющий около 5 МэВ, является важным фактором формирования ширины ДГР. Изоспиновое расщепление для данного ядра отсутствует. Увеличение ширины для ядра  $S^{32}$  до экспериментально наблюдаемого значения  $8.5 \pm 1.5$  МэВ обусловлено конфигурационным расщеплением, величина которого достигает примерно 3 МэВ (рассматривается область энергий возбуждения ниже 30 МэВ).

У ядра  $P^{31}$  ширина сечения переходов из внешней оболчки составляет 6–7 МэВ, что несколько больше аналогичной величины для соседнего ядра  $S^{32}$ . Причиной этого, как было показано выше, может служить уменьшение доли полупрямых процессов в ДГР ядра  $P^{31}$ . На ширину ДГР ядра  $P^{31}$  более сильное влияние оказывает конфигурационное и изоспиновое расщепление. Величина последнего составляет 3 МэВ. С учетом конфигурационного и изоспинового расщеплений ширина для ядра  $P^{31}$  достигает значения 10–10.5 МэВ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ



Подведем итоги. Проанализированные данные  $(\gamma, X\gamma')$ -экспериментов на примере двух ядер  $^{31}\text{P}$  и  $^{32}\text{S}$  показывают, что этот метод исследования высоковозбужденных состояний, в частности ДГР, является весьма эффективным. Несмотря на определенные сложности в обработке и интерпретации  $\gamma$ -спектров, он позволяет получать детальную информацию о механизме фотоядерных процессов и о роли нуклонов различных оболочек в формировании высоколежащих коллективных возбуждений. Данный метод исследования особенно информативен в сочетании с экспериментами по спектрометрированию частиц.

В последующих экспериментах представляет интерес измерение угловых распределений фотонуклонов в парциальных переходах. Знание величины углового момента позволит с большей определенностью проводить обработку экспериментальных данных. Поэтому качество интерпретации данных с каждым исследованием возрастет, что будет способствовать эффективному продолжению изучения парциальных фотоядерных переходов для многих ядер  $1d2s$ -оболочки [102-113]. Но даже в отсутствие сведений об угловых распределениях реализация программы для всей оболочки, аналогичная проведенной в данной работе для ядер  $^{31}\text{P}$  и  $^{32}\text{S}$ , позволит глубже продвинуться в понимании природы ДГР в легких ядрах.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

Представляется важным увеличение точности измерения парциальных переходов на дырочные уровни внешней оболочки и измерение зависимости сечения от энергии падающих на ядро-мишень фотонов. Это позволит четче зафиксировать селективность распада из разных областей гигантского резонанса на различные дырочные состояния. Это и есть конфигурационное расщепление дипольных переходов нуклонов внутри полосы, связанной с внешними нуклонами.

Весьма важным направлением экспериментальных исследований должно стать получение парциальных фотонейтронных сечений и особенно их энергетических зависимостей. Фотопротонный канал исследован полнее. Мы отметили в настоящей работе, что вероятность полупрямых процессов в фотонейтронном канале для ядра  $^{31}P$  существенно выше, чем в фотопротонном. Это означает, что фотонейтронная ветвь ДГР этих ядер лучше «помнит» о конфигурационной структуре входных дипольных состояний, чем фотопротонная.

При наличии всех перечисленных выше недостающих данных мы существенно продвинемся и расширим наши представления о гигантском резонансе в ядрах оболочки в целом. Такая работа может быть проведена на современных высокоточных ускорителях. Продолжать исследования, конечно же, необходимо, так как дипольный гигантский резонанс, сначала предсказанный, а затем и открытый чуть больше 75 лет тому назад, продолжает оставаться богатым по своему физическому содержанию и способствует чрезвычайно плодотворному развитию ядерной физики и ряда смежных областей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Eramzhyun R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. and Neudatchin V.G. The giant dipole resonance in light nuclei and related phenomena.-Physics Reports, V.136, n. 4-6 (1986).
2. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Эрамжян Р.А. Конфигурационное расщепление дипольного гигантского резонанса у ядер (2s-2d)-оболочки.- ЭЧАЯ, 14 (1983), 286-328.
3. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Явление конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса ядер 2s2d-оболочки. Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, с.465-466.
4. Ishkhanov B.S., Kanzyuba V.G., Kapitonov I.M., Orlin V.N., Shvedunov V.I. A semimicroscopic calculation of the photodisintegration of the  $^{32}\text{S}$  nucleus. -Nucl.Phys., A405 (1983), 287-300.
5. Капитонов И.М. Гигантский дипольный резонанс ядер s-d оболочки.- Дисс...докт.физ.-мат.наук. НИИЯФ МГУ, Москва, 1983.
6. Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х., Иргашев К.М., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Орлин В.Н., Пискарев И.М. Анализ парцильных фотонуклонных сечений на основе ширин полупрямого распада коллективного дипольного состояния.-Ядерная физика, 42(1985), 1059-1072.
7. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В., Пискарев И.М., Шевченко В.Г. Сечение реакции ( $\gamma, n$ ) на алюминии и фосфоре.- Изв. АН СССР, сер.физ., 33 (1969) 1742-1746.
8. Veyssiere A., Beil H., Bergere R., Carlos P., Lepretre A., Miniac A. A study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance of the shell nuclei. -Nucl.Phys., A 227 (1974), 513-540.
9. Anderson D.W., Petry R.F., Fischbeck H.J. Production of neutrons from phosphorus by high-energy bremsstrahlung.- Radiat.Res., 50 (1972) 33-40.
10. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shevchenko V.G., Yurev B.A. ( $\gamma, p$ ) cross section for Mg, P and S.- Phys.Lett., 2

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ  
ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР  $P^{31}$  И  $S^{32}$**

(1964)162-164.

11. Kawamura N., Tsubota H. et al. Research Report of Laboratory Nuclear Science. Tohoku University, 4, №2 (1972) 42.
12. Abe K., Kawamura N., Mutsuro N. Photoproton spectra from  $^{31}P$ .-J.Phys.Soc.Japan, 25 (1968) 1725.
13. Tsubota H., Kawamura N., Oikawa S., Sugawara N., Shoda K. Photoprotons in giant resonance region for  $^{31}P$ .- J.Phys.Soc. Japan, 35 (1973) 330-336.
14. Gellie R.W., Lokan K.H., Shermann N.K. Photodisintegration of phosphorus.- Intern.Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. Asilomar, 1973. Summaries of contributed papers, p.2B13-1-2B13-2.
15. Kerkhove E., Ferdinande H., Van Otten P., Ryckboech D., Van de Vyver R., Berkvens P., Van Camp E. Photoproton decay of the  $^{31}P$  giant resonance.- Phys.Rev., C31 (1985) 1071-1082.
16. Fallieros S., Goulard B. Isovector excitation in nuclei.- Nucl.Phys., A147 (1970) 593-600.
17. Akrüz R.Ö., Fallieros S. Energy displacement of dipole isodoublets.- Phys.Rev.Lett., 27 (1971) 1016-1018.
18. Thomas B.J., Buchnea A., Irish J.D., McNeil K.G. Reactions  $^{19}F(\gamma, X\gamma')$  and  $^{31}P(\gamma, X\gamma')$ .- Can.J.Phys., 50 (1972) 3085-3089.
19. Zalcmán L., Thomson J.E.M., Thompaon M.N. De-excitation  $\gamma$ -rays following photodisintegration of  $^{31}P$ .- Intern.Conf. on Photonuclear and Applications. Asilomar, 1973. Summaries of contributed papers, p.2B12-1-2B12-2.
20. Cameron C.P., Ledford R.D., Potokar M., Rickel D.G., Roberson N.R., Weller H.R., Tilley D.R. Polarized proton capture on  $^{30}Si$ .-Phys.Rev., C22 (1980) 397-407.
21. Wyckoff I.M., Ziegel B., Kech H.V., Uhlig R. Total Photonuclear Cross Sections for Low Atomic Number Elements.- Phys.Rev., 137B (1965) 576-594.
22. Долбилкин Б.С., Исаков А.И., Корин В.И., Лазирева Л.Е., Николаев Ф.А. Сечение поглощения  $\gamma$ -лучей ядрами серы в области дипольного гигантского резонанса.- Ядерная физика, 8 (1968) 1080-1085.
23. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.,

Кочарова Ж.Л., Шведун В.И., Исследование протонного канала распада гигантского резонанса ядра  $^{32}\text{S}$ . - Ядерная физика, 28 (1978) 590-603.

24. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. Структура сечений  $(\gamma, n)$ -реакций на ядрах  $\text{Si}^{28}$ ,  $\text{S}^{32}$  и  $\text{Ca}^{40}$ . - Ядерная физика, 7 (1968) 1168-1180.

25. Shoda K., Abe K., Ishizuka T., Kawamura N., Kimura M. Energy spectra of photoprotons from  $\text{P}^{31}$  and  $\text{Ca}^{40}$ . - J.Phys.Soc. Japan, 17 (1962) 401-402.

26. Webb D.V., Spicer B.M., Arenhövel H. Sulfur photoneutron cross section. - Phys.Rev., 164 (1967) 1397-1389.

27. Anderson D.W., Bureau A.J., Cook B.C., Englert T.J., Schramm R.E. Photoneutron cross sections for  $^{32}\text{S}$ . - Nucl. Phys., A156 (1970) 74-82.

28. Bramanis E. An investigation of the  $(\gamma, np)$  reaction in  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{32}\text{S}$ . - Nucl.Phys., A175 (1971) 17-30.

29. Dearnaley G., Gemmel D.S., Hooton B., Jonen G.A. Fine intructure of the giant resonance in the reaction  $\text{P}^{31}(p, \gamma)\text{S}^{32}$ . - Nucl.Phys., 64 (1965) 177-196.

30. Kimura M., Shoda K., Mutsuro N., Sugawara., Abe K., Kegeyuma K., Mishina M. Ono A., Ishizuka T., Mori S., Kawamura K., Nakagawa T., Tanaka E. Structure of giant resonance in the  $\text{P}^{31}(p, \gamma)$  reaction. - J.Phys.Soc.Japan, 18 (1963) 477-482.

31. Wu C.P., Firk F.W.K., Phillipe T.W. A Study of the giant dipole states of the  $^{28}\text{Si}$ , and  $^{40}\text{Ca}$ . - Nucl.Phys., A147 (1970) 19-32.

32. Lokan K.H., Sherman N.K., Gellie R.W., Jury J.W., Lodge J.I., Johnson R.G. Photoneutron cross sections in  $^{32}\text{S}$ . - Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. Asilomar 1973. Summaries of contributed papers, p.2B14-1-2B4-2.

33. Shoda K., Abe K., Ishizuka T., Kawamura N., Oyamoda M. Photoprotons from  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  and  $^{56}\text{Fe}$ . - J.Phys. Soc.Japan, 25 (1968) 664-674.

34. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. Фотопротоны из серы. - Ядерная физика, 4 (1966) 765-769.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

35. Courant E.D. Direct Photodisintegration Processes in Nuclei.-Phys.Rev., 82 (1951) 703-709.
36. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кочарова Ж.Л., Орлин В.Н., Шведунов В.И. Исследование расщипных свойств гигантского дипольного резонанса ядра  $^{32}S$ .- Изв. АН СССР, сер.физ., 42 (1978) 153-158.
37. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В., Пискарев И.М., Сопов В.С., Шевченко В.Г. Реакции  $S^{32}(\gamma, p\gamma)$  и  $S^{32}(\gamma, n\gamma)$ .- Ядерная физика, 12 (1970) 224-226.
38. Thompson M.N., Stewart R.J.J., Thomson J.E. De-excitation  $\gamma$ -rays following photodisintegration of  $^{14}N$  and  $^{32}S$ .- Phys.Lett., 31B (1970) 211-213.
39. Thomson J.E.M., Thompson M.N., Stewart R.J.J. Cross sections for photodisintegration of  $^{32}S$  to excited residual states.- Nucl.phys., A290 (1977) 14-26.
40. Drechsel D., Seaborn J.B., Greiner W. Collective correlations in apherical nuclei and the structure of giant resonance.- Phys.Rev., 162 (1967) 963-991.
41. Majling I., Rizok J., Bely Y.I., Neudatchin V.G., Yudin H.P. On the structure of giant dipole resonance in  $^{32}S$ .- Nucl.Phys., A143 (1970) 429-448.
42. Farris S.A., Einsenberg J.M. Particle-hole description of  $^{28}Si$  and  $^{32}S$ .- Nucl.Phys., 88 (1966) 241-256.
43. Wong S.S.M., Rowe D.J., Parikh J.C. Calculations of the giant dipole resonance for sd-shell nuclei in the open-shell random phase approximation.- Phys.Lett., 48B (1973) 403-406.
44. Spicer B.M. Electric dipole photonabsorption in  $^{32}S$ . - Austral.J.Phys., 18 (1966) 1-6.
45. Lichtblau H., Spicer B.M. Energy spectra of photoprotons from aluminium, sulphur and silicon.- Austral.J.Phys., 19 (1966) 297-307.
46. Hill L.L., Überall H. Inelastic electron scattering in  $^{32}S$ .- Phys.Lett., 24B (1967) 364-366.
47. Goryachev B.I., Majling I., Neudatchin V.G., Yuryev B.A. The configurational splitting of the dipole giant resonance for the non-magic nuclei of the 1d-2s shell as demonstrated by  $S^{32}$ .- Nucl.Phys., A93 (1967) 232-240.

48. Orlin V.N. A semimicroscopic model of nuclear vibrations with separable forces and giant dipole resonance of  $^{12}\text{C}$ .- Nucl. Phys., A405 (1983) 263-286.
49. Живописцев Ф.А., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Шведун В.И. Комбинированное описание фотонуклонных спектров, основанное на совместном использовании модели оболочек и модели предравновесного распада.- Ядерная физика, 26 (1977) 754-765.
50. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Orlin V.N., Shedunov V.I., Varlamov V.V. A combined model for decay of giant dipole resonance.- Nucl. Phys., A318 (1979) 413-440.
51. Джеленов Б.С., Шестопалова С.А. Ядерно-спектроскопические нормалы. М., Атомиздат, 1980, 232 с.
52. Ulrish H., Krauth H. Photonuclear reactions in  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{16}\text{O}$  leading to excited states of residual nuclei.- Nucl. Phys., A123 (1969) 641-648.
53. Horowitz Y.S., McConnel D.B., Seengabi J., Keller H. Angular distributions of de-excitation  $\gamma$ -rays in  $^{15}\text{N}$  and  $^{15}\text{O}$  produced from particle decays of the  $^{16}\text{O}$  giant resonance.- Nucl. Phys., A151 (1970) 161-181.
54. Patrick B.H., Bowey E.M., Muirhead E.G. The photodisintegration of  $^{15}\text{N}$  through excited states of  $^{14}\text{N}$ ,  $^{12}\text{C}$  and  $^{14}\text{C}$ .- J. Phys., G2 (1976) 751-767.
55. Berg U.E.P., Wolf H., Schafer B., Wienhard K. Detection of prompt deexcitation  $\gamma$ -rays following bremsstrahlung induced reactions with the aid of large volume Ge(Li) detectors.- Instruments and Methods, 129 (1975) 155-166.
56. Ajzederg-Selove F. Energy levels of light nuclei  $A=13-15$ .- Nucl. Phys., A268 (1976) 1-204.
57. Пискарев И.М. Структура гигантского резонанса на легких ядрах. Дисс... канд. физ.-мат. наук. НИИЯФ МГУ, Москва, 1970.
58. Немен О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике.- Киев, Наукова думка, 1976, 414 с.
59. Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х., Иргашев К.М., Капитонов И.М., Пискаров И.М. Комплекс программ для обработки спектров гамма квантов сопровождающих

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

фотоядерные реакции Тезисы докладов XXXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Алма-Ата, 1984), Л., Наука, с.404.

60. Zlokazov V. Activ - a program for automatic processing of gamma-ray spectra.- *Camp.Phys.Comm.*, 28 (1982) 27-40.

61. Endt P.M., Van der Leun G. Energy levels of  $A=21-44$  nuclei (VI).-*Nucl.Phys.*, A310 (1978) 1-752.

62. Galdwell J.Th. Experimental investigation of particular final-states decay modes following photoparticle reactions in  $^{16}O$ . (Ph.D.Thesis) University of California. UGRL-50287, 1967.

63. Пискаров И.М. Упругое и неупругое рассеяние фотонов на атомных ядрах.- *Изв. АН СССР, сер.физ.*, 46 (1982) 72-79.

64. Ишханов Б.С., Новиков Ю.А., Омаров Е.С., Пискаров И.М. Упругое и неупругое рассеяние фотонов на ядрах  $^{28}Si$  и  $^{52}Cr$ .- *Ядерная физика*, 32 (1980) 1465-1475.

65. Демидов А.М. Говор Л.И., Черепанцев Ю.К. Ахмед М.Р., шль-Наджир С., шль-Амили М.А., аль-Ассафи Н., Раммо Н. Атлас спектров гамма-квантония от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М., Атомиздат, 1978, 328 с.

66. Kuhlmann E., Galaroo J.R., Cheng V.K.G., Mavis D.G., Hall J.R., Hanna S.S. E1 and E2 strength in  $^{32}S$  and  $^{34}S$  observed in  $\alpha$ -capture reactions.- *Phys.Rev.*, C20 (1979) 5-12.

67. End P.M. Spectroscopic factors for single-nucleon transfer in the  $A=21-44$  region.- *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 19 (1977) 23-61.

68. Preuch J.B., Macfarlane M.H. Isobaric-spin splitting of single-particle resonances.- *Nucl.Phys.*, 26 (1961) 168-176.

69. Wildenthal B.H., McGroory J.B., Halbert E.C., Graber H.D. Structure of nuclei with masses  $A=30-35$ , as calculated in the shell model.- *Phys.Rev.*, C4 (1971) 1708-1758.

70. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shumakov A.V. Systematics of the single-particle properties of the  $1d_{2s}$  shell nuclei.- *Nucl.Phys.*, A394 (1983) 131-138.

71. Barker F.C., Mann A.K. The effect of isotopic spin impurity

- on  $(\gamma, p)$  and  $(\gamma, n)$  cross sections.- *Phil.Mag.*, v.2 (1957) 5-14.
72. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шведун В.И. Изобар-аналоговые состояния в фотоядерных реакциях. М., 1981, 88 с.
73. Иргашев К.М., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Парциальные фотонуклонные сечения и дипольный гигантский резонанс ядра  $^{24}\text{Mg}$ .- Деп. ВИНТИ, № 6125-1386, 1986, 35 с.
74. Габелко А.С. Анализ парциальных фотонуклонных сечений на основе ширины полупрямого распада дипольного гигантского резонанса ядра  $^{28}\text{Si}$ .- *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 51 (1987) 976-982.
75. Габелко А.С., Жалилов М.Х., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Дипольный гигантский резонанс ядер с числом нейтронов  $N=20$  ( $^{39}\text{K}$  и  $^{40}\text{Ca}$ ).- Деп. ВИНТИ, № 6142-1386, 1986, 51 с.
76. Thomson J.E.M., Thompson M.N. Photoproton and photo-cross section of  $^{19}\text{F}$  to excited residual states.- *Nucl.Phys.*, A330 (1979) 66-76.
77. Ишханов Б.С., Моксеев В.И., Новиков Ю.А., Омаров Е.С., Пискарев И.М., Парлаг А.М., Гутий А.И. Реакция  $^{23}\text{Na}(\gamma, X\gamma')$ .- *Ядерная физика*, 32 (1980) 885-888.
78. Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х., Иргашев К.М., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. Нуклонные распады гигантского дипольного резонанса ядра  $^{27}\text{Al}$ .- *Ядерная физика*, 40 (1984) 1121-1130.
79. Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х., Иргашев К.М., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. Характеристики распада дипольного резонанса ядра  $^{39}\text{K}$ .- *Изв. АН СССР сер. физ.*, 51 (1987) 134-139.
80. Lane A.M. Reduced width of individual nuclear energy levels.- *Rev.Mod.Phys.*, 32 (1960) 519-566.
81. Rowe D.J., Wong S.S.M. The open-shell random-phase approximation and the negative parity excitations of  $^{12}\text{C}$ .- *Nucl. Phys.*, A153 (1970) 561-585.
82. Thomson J.E.M., Thompson M.M. Photodisintegration of  $^{28}\text{Si}$  to excited residual states.- *Nucl.Phys.*, A285 (1977) 84-92.



83. Ryckbosch D., Ven Camp E., Van de Vyver R., Kerkhove E., Van Otten P., Berkvens P., Perdinende H. Photoproton decay of the  $^{45}\text{Sc}$  giant dipole resonance.- *Phys.Rev.*, C26 (1982) 448-455.
84. Gulbrason R.L., Cardman L.S., Doron A., Frelle A., Lindfren K.R., Yavin A.I. Charged particle decay of the  $^{28}\text{Si}$  giant electric dipole resonance.- *Phys.Rev.*, C27 (1983) 470-481.
85. Tanner N.W. The structure of the giant dipole resonance.- *Nucl.Phys.*, 63 (1965) 383-392.
86. Singh P.P., Segel R.E., Meyer-Schutzmeister L., Hanna S.S., Allas R.G. Giant resonances and fine structure in  $\text{Si}^{28}$  from  $\text{Al}^{27}(p,\gamma)\text{Si}^{28}$  reaction.- *Nucl.Phys.*, 65 (1965) 577-601.
87. Segel R.E., Veger X., Meyer-Schützmeister L., Singh P.P., Allas R.G. Radiative capture by  $^{19}\text{F}$ : the giant dipole resonance in  $^{20}\text{Ne}$ .- *Nucl.Phys.*, A93 (1967) 31-48.
88. Bearnse R.C., Meyer-Schützmeister L., Segel R.E. The  $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$  reaction and the giant dipole resonance region.- *Nucl.Phys.*, A116 (1968) 682-694.
89. Manon W.M., Tanner N.W., Kernel G. Mechanism of the  $^{31}\text{P}(p,\gamma)^{32}\text{S}$  reaction in the giant dipole resonance region.- *Nucl. Phys.*, A138 (1969) 253-272.
90. Diener E.M., Amann J.F., Paul P. Proton capture into the giant resonance of  $^{40}\text{Ca}$ .- *Phys.Rev.*, C7 (1973) 695-704.
91. Канзюба В.Г. Полумикроскопическое описание фоторасщепления ядер  $^{28}\text{Si}$  и  $^{32}\text{S}$ .- Дисс...канд.физ.-мат. наук. Москва, НИИЯФ МГУ, 1983.
92. Габелко А.С., Иргашев К.М., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. Нуклонные ветви и полупрямой механизм распада гигантского резонанса ядра  $^{23}\text{Na}$ .- *Вестник МГУ, сер.3, физика, астрономия.* 28 (1987) N1, 24-29.
93. Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х., Иргашев К.М., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Хамраев Ф.Ш. Исследование распадных характеристик гигантского дипольного резонанса ядра  $^{32}\text{S}$  методом  $(\gamma, X\gamma)$ -реакций.- *Изв. АН УзССР, сер.физ.-мат., вып.2, 1986, 52-58.*
94. Арзибеков У.Р. Вероятность полупрямых процессов при распаде ДГР дра  $^{32}\text{S}$ .- Тезисы докладов XXXVI совещания

по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Харьков, 1986). Л., Наука, с.358.

95. Арзибеков У.Р., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. Парциальные фотонуклонные сечения и вероятность полупрямых процессов в фоторасщепления ядра  $^{32}\text{S}$ .- Ядерная физика, 44 (1986) 1124-1133.

96. Арзибеков У.Р., Капитонов И.М.  $(\gamma, X\gamma)$ - эксперимент для ядра  $^{31}\text{P}$ .- Тезисы докладов XXXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Юрмала, 1987). Л., Наука, с.363.

97. Арзибеков У.Р., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Полу-прямые компоненты парциальных и полных фотонуклонных сечений ядра  $^{31}\text{P}$ .- Тезисы докладов XXXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Юрмала, 1987). Л., Наука, с.364.

98. Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х., Иргашев К.М., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Парциальные каналы реакции  $^{31}\text{P}(\gamma, X\gamma)$ .- Ядерная физика, 45 (1987) 907-909.

99. Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. Парциальные фотонуклонные сечения и полупрямой механизм распада ДГР ядра  $^{31}\text{P}$ .- Ядерная физика, 47 (1988) N4.

100. Arzibekov U.R., Gabelko A.S., Zhalilov M.H., Irgashev K.M., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Piskerev I.M., Khamraev F.Sh. International Nuclear Data File "Generalized EXPOR" Entry: MO 161.

101. Arzibekov U.R., Gabelko A.S., Zhalilov M.H., Irgashev K.M., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. International Nuclear Reaction Data File "Generalized EXPOR" Entry: MO 163.

102. М.Х.Жалилов. У.Р.Арзибеков К.У.Умаров.  $(\gamma, X\gamma)$ -реакцияси ёрдамида аралашма таркибидаги номаълум моддани аниқлаш. Физика ва физик таълимнинг замонавий муаммолари. Республика конференцияси тезислари. Самарканд, 2009 й. 102-103 бет.

103. У.Р.Арзибеков, М.Х.Жалилов, М.Д.Давронов, К.У.Умаров, Б.Н.Бурхонов, А.А.Усаров. Изоспиновые характеристики ДГР ядра  $^{39}\text{K}$  и конкуренция нуклонных каналов

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $P^{31}$ И $S^{32}$

его фоторасщепления. Узб.физ.журн., 2009, Т.11., №3, Ташкент, 173-177 с.

104. У.Р.Арзибеков, М.Х.Жалилов, К.У.Умаров, З.Т.Ра-жамуродов, Н.О.Содиков, Х.Э.Махмудова, А.А.Усаров.  $(\gamma, X\gamma)$ -фотоядро реакциялари натижаларини тадбир этиш. Материалы конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» посвященной 80-летию академика Саидова М.С., Ташкент, 2010, 24-25 ноября

105. У.Р.Арзибеков, М.Х.Жалилов, Г.Д.Хамдамова.  $(\gamma, X\gamma)$ -реакциялари тажрибалари учун нишон модданинг оптимал калинлигини аниқлаш. Сборник научных статей и тезисов республиканской конференции «Лингво-психо-педагогические аспекты и методы их применения в обучении», СамМИ, 2012, 68-69 с.

106. У.Р.Арзибеков. Особенности полупрямой стадии фотопротонного распада дипольного гигантского резонанса для ядер  $16 < A < 40$ . Proceedings of Turin Polytechnic University in Tashkent. Print office: "ASR MATBUOT" Ltd, Tashkent 2012, p.55-58.

107. М.Х.Жалилов, Ж.Х.Хамроев, М.Б.Каршиев.  $^{39}K(\gamma, X\gamma')$ -фотоядро реакцияларида фон чизикларини ҳисобга олиш. Межвузовский республиканский сборник научных статей «Личностный подход в обучении и гуманизация учебно-воспитательного процесса» СамМИ, Самарканд 2013, с.554-556.

108. М.Х.Жалилов, Ж.Х.Хамроев, А.А.Усаров. Облочечная структура  $^{39}K$ . Размышления, мысли, поиски к внедрению международных стандартов форм обучения и воспитания в учебный процесс. Самарканд-2014.

109. У.Р.Арзибеков, М.Х.Жалилов. Эффективность  $Ge(Li)$ -детектора для анализа спектров фотонов в  $(\gamma, X\gamma')$ -экспериментах. SamDU axborotnomasi. Ilmiy maqolalar to'plami, №3, 2014, 101 b.

110. Arzibekov U.R., Omonov H.Sh., Julilov M.X.  $^{35}Cl$  yadrosi uchun fotoyadroviy reaksiyalarning parsial kesimlari. «XXI asr – intellektual avlod asri» худудий илмий анжуман материаллари, 301-304-бетлар. Навоий 2014, Навоий

давлат кончилик институти нашри.

111. У.Р.Арзибеков, М.Х.Жалилов, Ж.Х.Хамроев, М.К.Ахророва. Полупрямые компоненты распада дипольного гигантского резонанса ядра  $^{40}\text{Ca}$ . Материалы международной конференции «Актуальные проблемы молекулярной спектроскопии конденсированных сред», Самарканд, 2016, с.135.

112. Методика исследования спектров  $\gamma$ -квантов в реакции  $(\gamma, X\gamma)$  в элементах из  $1d2s$ -области. «ХИСТ» ВСЕУКРАЇНСЬКИЙ МЕДИЧНИЙ ЖУРНАЛ МОЛОДИХ ВЧЕНИХ ВИПУСК 19, 2017.

113. М.Х.Жалилов, У.Р.Арзибеков, Ж.Х.Хамраев. Дипольный гигантский резонанс ядер с числом нейтроном  $N=20$  ( $^{39}\text{K}$  и  $^{40}\text{Ca}$ ). Монография. – Самарканд: Издательство СамМУ, 2022. – 125 с.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

### Введение

3

### Глава I

#### Обзор экспериментальных и теоретических исследований фоторасщепления ядер $P^{31}$ и $S^{32}$

1. Информация о фоторасщеплении ядра  $P^{31}$  ..... 6
2. Экспериментальные исследования фоторасщепления ядра  $S^{32}$  ..... 17
3. Теоретическое описание фоторасщепления ядра  $S^{32}$  ..... 28

### Глава II

#### Экспериментальное исследование парциальных каналов фоторасщепления ядер $P^{31}$ и $S^{32}$ методом $(\gamma, X\gamma')$ -реакций

1. Методика измерения спектров  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер ..... 36
2. Спектры  $\gamma$ -квантов из реакции  $P^{31}(\gamma, X\gamma')$  и  $S^{32}(\gamma, X\gamma')$ .  
Комплекс программ для обработки  $\gamma$ -спектров ..... 51
3. Экспериментальные результаты для ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$ .  
Сравнение с более ранними исследованиями ..... 59

### Глава III

#### Оболочечная и изоспиновая структура дгр ядер $P^{31}$ и $S^{32}$

1. Спектроскопические характеристики дырочных возбуждений ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$  ..... 76
2. Вероятность дипольных переходов нуклоновразличных оболочек при формировании ДГР ..... 83
3. Чистота по изоспину и изоспиновая симметрия нуклонных каналов распада ДГР ядра  $S^{32}$  ..... 87
4. Восстановление парциальных фотонейтронных сечений ядра  $S^{32}$  из фотопротонного эксперимента ..... 91
5. Изоспиновые характеристики ДГР ядра  $P^{31}$  и конкуренция нуклонных каналов его фоторасщепления ..... 101

**Глава IV**

**Полупрямой механизм распада дгр ядер  $P^{31}$  и  $S^{32}$**

1. Метод оценки полупрямой компоненты парциальных фотонуклонных сечений в области ДГР.....	105
2. Полупрямые компоненты парциальных фотонуклонных сечений и вероятность полупрямого распада ДГР ядра $S^{32}$ .....	112
3. Определение вероятности полупрямого механизма распада ДГР ядра $P^{31}$ .....	120
4. Сравнение особенностей полупрямого распада и природа ширины ДГР для ядер $P^{31}$ и $S^{32}$ .....	128

**Заключение**

135

**Литература**

137

