

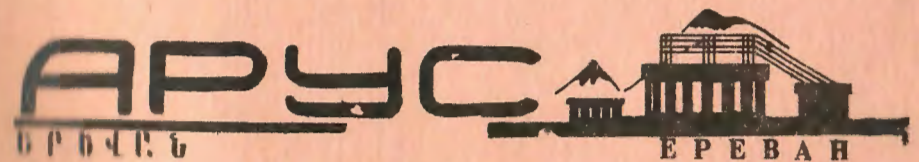
индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-298(23)-78

В.В.ВАРЛАМОВ, Б.С.ИШХАНОВ, И.М.КАПИТОНОВ
В.И.ШВЕДУНОВ, Ж.Л.КОЧАРОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОТОННОГО КАНАЛА РАСПАДА
ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА ЯДРА ^{32}S



1978

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-298(23)-78

В.В.ВАРЛАМОВ, Б.С.ИШХАНОВ, И.М.КАПИТОНОВ,
В.И.ШВЕДУНОВ^{ж)}, Ж.Л.КОЧАРОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОТОННОГО КАНАЛА РАСПАДА
ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА ЯДРА ^{32}S

ж) Институт ядерной физики Московского государственного
университета.

Ереван 1978

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал преприатов

Введение

Работа посвящена исследованию распадных характеристик гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S . Изучение этого ядра представляет большой интерес по следующим причинам:

1. Для данного ядра имеются обстоятельные расчеты процесса фоторасщепления, позволяющие детально сравнивать теорию с экспериментом. Расчеты выполнены как в рамках традиционного частично-дырочного подхода [1-5], так и с учетом взаимодействия состояний "одна частица-одна дырка" с состояниями более сложной природы [6,7].

2. Изучение фоторасщепления ^{32}S позволяет проверить справедливость концепции "конфигурационного расщепления" гигантского резонанса для ядер $1d-2s$ оболочки [8]. Согласно этой концепции основные характеристики фоторасщепления немагических легких ядер определяются разделением по энергии двух типов электрических дипольных переходов - из незаполненной внешней и заполненной внутренней оболочки. Изучение ядра ^{32}S в этом

плане весьма интересно, так как другие факторы, которые могут оказывать существенное влияние на формирование и распад гигантского резонанса (например деформация и изоспиновые эффекты) в данном случае несущественны.

Вопрос о роли различных конфигураций в формировании и распаде высоковозбужденных состояний ядра ^{32}S , также как и других ядер имеющих незаполненную оболочку, остается в настоящее время открытым. Для ответа на этот вопрос необходимо получение принципиально новой экспериментальной информации, касающейся распадных характеристик высоковозбужденных состояний атомных ядер, так как именно распадные характеристики несут в себе информацию о природе этих состояний.

Такая информация может быть получена из спектров фотонуклонов, измеренных при близких значениях верхней границы тормозного спектра. Действительно, набор энергетических спектров фотонуклонов (например фотопротонов) можно представить в виде следующей системы линейных уравнений

$$N_p^j(E_{pi}) = \sum_{k=1}^m \sigma(E_{\gamma ik}) \cdot W(E_{\gamma ik}, E_{\gamma j}^{\max}), \quad (I)$$

где $N_p^j(E_{pi})$ - спектр фотопротонов, измеренный для j -го тормозного спектра (тормозного спектра с верхней границей $E_{\gamma j}^{\max}$) и нормированный на дозу γ -излучения, $\sigma(E_{\gamma ik})$ - сечение парциальной фотопротонной реакции, когда конечное ядро остается в состоянии с энергией E_k , а $W(E_{\gamma ik}, E_{\gamma j}^{\max})$ - спектр тормозного излучения. Энергия E_{pi} вылетевшего протона связана с энергией $E_{\gamma ik}$ поглощенного фотона и энергией E_k конечного ядра соотношением $E_{pi} = \frac{A-1}{A} \cdot (E_{\gamma ik} - B_p - E_k)$, где B_p и A - энергия отделения протона и число нуклонов в ядре.

ре-мишени.

Зная E_k и решая систему уравнений (I), можно определить сечения образования конечного ядра в различных состояниях в результате вылета нуклона. То обстоятельство, что спектроскопия низших состояний ядер вплоть до довольно значительных энергий изучена, позволяет из таких данных получить информацию о природе высоковозбужденных состояний ядра-мишени.

Аналогичную информацию можно получить и из спектров γ -квантов, испускаемых конечными ядрами. Однако в этом случае приходится решать сложную проблему учета каскадных γ -переходов, которые запутывают картину возбуждений в конечном ядре. Кроме того, при измерении спектров γ -квантов невозможно учесть доли переходов на основное и такие возбужденные состояния конечного ядра, которые расположены выше нуклонного порога.

Имеющаяся экспериментальная информация по фоторасщеплению ядра ^{32}S в основном касается эффективных сечений [9-18] и спектров фотонуклонов, измеренных на пучке тормозного излучения при отдельных значениях верхней границы [2, 19-22] (исключение составляет работа [23], в которой измерялись фотонейтронные спектры для $E_{\gamma}^{\max} = 16-32$ Мэв с шагом 2 Мэв). Эти данные не позволяют сделать однозначного вывода о вкладе различных конфигураций в формирование гигантского резонанса ядра ^{32}S .

В настоящей работе для изучения гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S измерялись спектры фотопротонов при близких значениях E_{γ}^{\max} . Весьма важным обстоятельством является то, что протонный канал является основным каналом распада гигантского резонанса ядра ^{32}S . Поэтому его изучение позволяет получить наиболее полную информацию о гигант-

ском резонансе для этого ядра.

Методика эксперимента

Измерения выполнялись на пучке тормозного излучения бетатрона НИИЯФ МГУ. Схема экспериментальной установки приведена в работе [24]. Мишень из исследуемого вещества (^{32}S) располагалась в центре вакуумной камеры параллельно пучку γ -квантов. Она была получена путем напыления в вакууме химически чистой, расплавленной серы на полиэтиленовую подложку. Толщина напыленного слоя составляла 7 мг/см^2 , толщина полиэтиленовой подложки — $0,3 \text{ мг/см}^2$. Фон от подложки составлял менее 3% от полного выхода протонов. Изотопный состав мишени был следующим: ^{32}S — 95%, ^{33}S — 0,76%, ^{34}S — 4,22%.

Протоны регистрировались полупроводниковым кремниевым детектором с полезной площадью 100 мм^2 и толщиной чувствительной области 3 мм, что позволяло регистрировать протоны с энергией до 20 Мэв. Детектор располагался под углом 90° к пучку γ -излучения на расстоянии 3 см от мишени. Для уменьшения обратного тока детектор охлаждался. Это позволило улучшить его энергетическое разрешение.

Импульсы с детектора после усиления и временной селекции поступали на вход 4096-канального амплитудного анализатора типа "Intertechnique". Полное энергетическое разрешение всего электронного тракта, включая детектор, не превышало 100 кэв. Энергетическое разрешение эксперимента определялось толщиной мишени и составляло 200 кэв для протонов с энергией 5 Мэв.

С помощью описанной установки были измерены спектры фотопротонов из ядра ^{32}S для следующих значений E_γ^{max} : 17,0,

17,6, 18,3, 19,0, 20,0, 21,0, 22,0, 23,0, 24,0, 25,0, 26,0, 27,0, 28,0, 29,0 и 30,0 Мэв.

Обработка экспериментальных данных и результаты.

Нормированные на дозу γ -излучения протонные спектры, переведенные на равномерную энергетическую сетку с шагом 50 кэв, приведены на рис.1 и 2. Стрелками указаны максимальные энергии протонов, вылет которых разрешен по кинематическим соображениям. В спектры была введена поправка на поглощение протонов в мишени.

Для определения из спектров протонов сечений реакций $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ с образованием конечного ядра в различных состояниях необходимо знать положение наиболее сильно заселяемых состояний. Для нахождения таких состояний был использован метод, предложенный в работе [25]. Он заключается в получении разностных протонных спектров и переходе в них в зависимости от энергии возбуждения конечного ядра. Суммирование разностных спектров позволяет с хорошей статистической точностью получить распределение доли переходов на различные состояния конечного ядра для всей исследуемой области энергий возбуждения. Эти распределения для различных областей энергий возбуждения ядра-мишени (17,0–20,0, 22,0–30,0 и 17,0–24,0 Мэв) приведены на рис.3 и 4. Горизонтальная шкала на этих рисунках соответствует энергии возбуждения конечного ядра, вертикальная — числам протонов.

Поскольку максимальный шаг по E_γ^{max} был равен 1 Мэв, то разделение переходов на уровни конечного ядра, расстояние между которыми меньше этой величины, было невозможным. Это

означает, что в данном эксперименте могли быть выделены переходы на основное, первое (1,27 Мэв) и второе (2,23 Мэв) возбужденные состояния конечного ядра ^{31}P . При больших энергиях возбуждения конечного ядра могли быть выделены переходы лишь на группы состояний, центры тяжести которых отстоят друг от друга не менее чем на 1 Мэв. Распределения, приведенные на рис.3 и 4, ясно указывают на присутствие переходов в основное, первое и второе возбужденные состояния ядра, а также на группы состояний с энергиями больше 3 Мэв. Корреляция в положении максимумов распределений и уровней конечного ядра ^{31}P особенно отчетливо демонстрируется рис.3а, на котором распределение доли переходов на различные состояния конечного ядра, полученное для области энергий возбуждения ядра-мишени 17.0-20.0 Мэв, сравнивается со схемой уровней ядра ^{31}P .

Из рис.3 и 4 видно, что помимо переходов на первые два возбужденных состояния ^{31}P хорошо проявляются переходы на группы состояний с центрами тяжести 3.3, 4.8 и 6.9 Мэв. Область энергий возбуждений в конечном ядре 7.0-15.0 Мэв была разбита на две части: 7.0-11.0 и 11.0-15.0 Мэв. Группы уровней, расположенные при этих энергиях были заменены двумя широкими состояниями с центрами тяжести 9.5 и 12.5 Мэв. Таким образом в дальнейшем анализировались переходы на следующие уровни (или группы уровней) в конечном ядре ^{31}P : 0, 1.27, 2.23, 3.3, 4.8, 6.9, 9.5 и 12.5 Мэв (последние 5 энергий являются центрами тяжести групп уровней). Положение выбранных уровней отмечено стрелками на рис.4. Из рис.3 также хорошо видно, что при увеличении энергии возбуждения ядра ^{32}S от 17.0-22,0 и 22.0-30.0 Мэв начинают преобладать переходы на высоко расположенные состо-

яния конечного ядра.

Из уравнения (1) методом наименьших квадратов были получены парциальные фотопротонные сечения (сечения реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ с образованием конечного ядра во всех выбранных нами уровнях). Эти сечения приведены на рис.5 и 6. Абсолютный масштаб сечений был получен из сравнения суммарного выхода протонов при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 22,0$ Мэв с приведенным выходом, измеренным в работе [16]. Поскольку неопределенность в энергетическом положении выбранных нами уровней возрастала по мере увеличения их энергии, при расчете всех сечений за исключением сечения перехода в основное состояние в спектрах было произведено сглаживание гауссианой, полуширина которой составляла 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2 и 1.4 Мэв для сечений переходов соответственно на уровни 1.27, 2.23, 3.3, 4.8, 6.9, 9.5 и 12.5 Мэв. Энергетическое разрешение парциальных сечений определялось тремя факторами - энергетическим разрешением протонных спектров, степенью их сглаживания перед расчетом сечений и шириной области объединения состояний конечного ядра, причем, за исключением сечения перехода в основное состояние, два последних фактора были определяющими. Оценки энергетического разрешения для различных парциальных сечений приведены в таблице 1.

В таблице 2 приведены вероятности образования конечного ядра (^{31}P) в выбранных нами состояниях (группах состояний) для всей исследованной области энергий возбуждения ядра ^{32}S .

Суммированием парциальных сечений были получены:

1. Суммарное сечение переходов на основное и низколежащие состояния конечного ядра с энергиями возбуждения вплоть до 4.8 Мэв.

2. Суммарное сечение переходов на высоколежащие состояния конечного ядра с энергиями возбуждения 6.9-12.5 Мэв.

3. Полное сечение реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$.

Эти сечения приведены на рис.7. Как видно из этого рисунка в суммарном сечении фотопротонной реакции отчетливо проявляются четыре области: ниже 17.4, 17.4-20.2, 20.2-23.4 и 23.4-30.0 Мэв. В таблице 3 приводятся вероятности распада для каждой из этих четырех областей на различные состояния конечного ядра. Кроме того, нами были рассчитаны:

1. Центр тяжести суммарного сечения переходов на низколежащие состояния конечного ядра с энергиями 0-4.8 Мэв. Он оказался равным 20.2 ± 0.2 Мэв.

2. Центр тяжести суммарного сечения переходов на высоколежащие состояния конечного ядра с энергиями 6.9-12.5 Мэв. Он оказался равным 23.7 ± 0.2 Мэв.

Обсуждение

Анализ экспериментальных результатов проводился на основании спектроскопических данных о дырочных состояниях ядра ^{31}P , полученных в реакции подхвата $^{32}\text{S}(d, ^3\text{He})^{31}\text{P}$ [26]. Информация об обнаруженных в этой работе дырочных состояниях приведена на рис.4 (исследовалась область энергий возбуждения ниже 10 Мэв в ядре ^{31}P) вместе с распределением доли переходов на различные состояния ядра ^{31}P , полученные в настоящей работе для реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$. Видно, что между данными настоящей работы и работы [26] имеется хорошая корреляция. Из данных реакции подхвата следует, что первые три состояния ядра ^{31}P являются дырочными состояниями. Так основное состояние ядра ^{31}P ($1/2^+$) - это дырка в подоболочке $2S_{1/2}$, первое возбужден-

ное состояние ($3/2^+$) с энергией 1.27 Мэв - это дырка в подоболочке $1d_{3/2}$, второе возбужденное состояние ($5/2^+$) с энергией 2.23 Мэв - это в основном дырка в подоболочке $1d_{5/2}$. Эти выводы подтверждаются и результатами работы [28], в которой для ядер с $A = 30-35$ в рамках модели оболочек со всеми разрешенными принципом Паули конфигурациями $(1S)^4(1p)^{12}(1d_{5/2})^{n_1}, (2S_{1/2})^{n_2}, (1d_{3/2})^{n_3}$, для которых $n_i \geq 0$, были получены волновые функции нижних состояний положительной четности. Таким образом, полученные нами эффективные сечения реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ с образованием конечного ядра в основном и первых двух возбужденных состояниях (см.рис.5) обусловлены распадом одночастично-однодырочных $(1p-1h)$ компонент электрических дипольных состояний ядра ^{32}S , в результате чего ядро ^{31}P образуется в дырочных состояниях $2S_{1/2}^{-1}, 1d_{3/2}^{-1}$ и $1d_{5/2}^{-1}$ соответственно.

Интерпретация эффективных сечений реакций $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ с образованием конечного ядра в состояниях с энергиями возбуждения больше 3 Мэв является менее однозначной в силу того, что мы имеем дело с группами неразрешенных состояний в конечном ядре. Кроме того, при этих энергиях возбуждения конечного ядра появляется вклад от распада многоквaziчастичных (прежде всего $2p-2h$) компонент электрических дипольных состояний ядра ^{32}S . Волновые функции, полученные в работе [27] для состояний ядра ^{31}P с энергиями больше 3 Мэв, подтверждают появление заметного вклада многоквaziчастичных возбуждений. В этой связи полученные нами эффективные сечения с образованием конечного ядра в состояниях с энергиями 3.3, 4.8, 6.9, 9.5 и 12.5 Мэв следует рассматривать как обусловленные распадом не

только двухквартичных ($Ip-Ih$) компонент электрических дипольных состояний ядра ^{32}S , но также распадом компонент, содержащих большее число квазичастиц (прежде всего $2p-2h$ и $3p-3h$). В то же время данные реакции подхвата (рис.4) позволяют нам сделать однозначный вывод о том, что сечения фотопротонных реакций на ядре ^{32}S с образованием конечного ядра ^{31}P в состояниях с энергиями вплоть до 4.8 Мэв, обусловлены распадом электрических дипольных возбуждений, возникающих при переходах нуклонов только из внешней ($Id-2S$) оболочки ядра ^{32}S . Действительно, рис.4б указывает на отчетливую фрагментацию дырочных возбуждений ядра ^{31}P , принадлежащих внешней ($Id-2S$) и внутренней (Ip) оболочке. Эти возбуждения хорошо разделены по энергии, причем граница разделения приходится примерно на 6 Мэв (самое верхнее дырочное состояние, принадлежащее $Id-2S$ оболочке имеет энергию 6.41 Мэв, а самое нижнее дырочное состояние, принадлежащее Ip оболочке - энергию 5.99 Мэв). Таким образом, на основании вышеизложенного можно следующим образом интерпретировать полученные парциальные фотопротонные сечения для ядра ^{32}S :

1. Фотопротонные сечения с образованием конечного ядра ^{31}P в основном ($1/2^+$) и первых двух возбужденных состояниях ($3/2^+$ и $5/2^+$) с энергиями 1.27 и 2.23 Мэв связаны с распадом $Ip-Ih$ конфигураций, возникающих за счет электрических дипольных переходов из подоболочек $2S_{1/2}$, $Id_{3/2}$ и $Id_{5/2}$ соответственно.

2. Фотопротонные сечения с образованием конечного ядра в группах состояний положительной четности с центрами тяжести 3.3 и 4.8 Мэв связаны с электрическими дипольными переходами из $Id-2S$ оболочки. Эти сечения обусловлены распадом как

$Ip-Ih$ конфигураций, так и распадом более сложных конфигураций (прежде всего $2p-2h$), причем $Ip-Ih$ конфигурации формируются в основном за счет переходов нуклонов из подоболочки $Id_{5/2}$.

3. Фотопротонные сечения с образованием конечного ядра в состояниях с энергиями 6.9-12.5 Мэв (см.рис.6 и 7) связаны с электрическими дипольными переходами как из Ip , так и из $Id-2S$ оболочки. Эти сечения обусловлены распадом как $Ip-Ih$ конфигураций, так и распадом конфигураций более сложного типа, причем $Ip-Ih$ конфигурации формируются за счет переходов нуклонов только из Ip оболочки.

Очевидно также, что эффективное сечение реакции $^{32}S(\gamma, p)^{31}P$ с образованием конечного ядра в состояниях с энергиями 0-4.8 Мэв (рис.7) обусловлено распадом электрических дипольных возбуждений ядра ^{32}S , возникающих при переходах нуклонов только из $Id-2S$ оболочки.

Проведенный анализ позволяет нам также получить:

1. Нижнюю оценку вклада возбуждений из $Id-2S$ оболочки в формирование гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S . Она получается как отношение интегрального сечения переходов на состояния с энергиями 0-4.8 Мэв в конечном ядре к полному интегральному сечению и оказывается равной 0.51 ± 0.02 .

2. Нижнюю оценку так называемого "конфигурационного расщепления" (расщепления по энергии электрических дипольных переходов из внешней и внутренней оболочек) гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S . Она получается как разность энергий центров тяжести сечений переходов на низколежащие возбужденные состояния с энергиями 0 + 4,8 Мэв и высоковозбужденные состоя-

ния с энергиями $6,9 \pm 12,5$ Мэв и оказывается равной $3,5 \pm 0,5$ Мэв.

3. Нижнюю оценку вклада $I_p - I_h$ конфигураций в формирование гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S . Она получается как отношение интегрального сечения переходов на основное и первые два возбужденных состояния к полному сечению реакции (γ, p) и оказывается равной 0.27 ± 0.02 .

Сравним полученное нами фотопротонное сечение на низколежащие уровни конечного ядра с энергиями $0-4.8$ Мэв с сечением фотонейтронной реакции, измеренным в работе [12] (см. рис.8). Обращает на себя внимание большое сходство двух сравниваемых сечений. Это указывает на одинаковый характер возбуждений формирующих их, иначе говоря на то, что фотонейтронное сечение формируется в основном за счет электрических дипольных переходов из $I_d - 2S$ оболочки. При этом распады по нейтронному каналу должны идти главным образом на низколежащие уровни конечного ядра. Это обстоятельство легко объяснить высоким нейтронным порогом (15.1 Мэв), который исключает возможность распада на высоколежащие состояния конечного ядра. Подтверждением этого являются результаты работы [23], в которой изучались каналы фотонейтронной реакции. Авторами выделены переходы на состояния конечного ядра с энергиями $0, 3, 7$ Мэв. Переходы на высоколежащие состояния конечного ядра не обнаружены. Аргументом в пользу предложенной выше интерпретации фотонейтронного сечения является и результат эксперимента по нейтронному подхвату для ядра ^{32}S [28]. В этом эксперименте исследовалась область энергий возбуждения ядра ^{31}S от 4.5 до 7.5 Мэв, причем дырочных I_p состояний не зарегистрировано.

Наиболее обстоятельный расчет фоторасщепления ядра ^{32}S

выполнен в работе [7]. Он проведен в рамках многочастичной модели оболочек с учетом возбуждения низколежащих коллективных состояний положительной четности (одно- и двухфононных). Волновые функции последних были взяты из работы [29]. С их учетом базис электрических дипольных возбуждений был расширен до 64 состояний (в обычном варианте многочастичной модели оболочек число электрических дипольных $I_p - I_h$ возбуждений для ядра ^{32}S равно 12).

Для того, чтобы осуществить более детальное сравнение с результатами работы [7], мы, воспользовавшись волновыми функциями, приведенными в [30], рассчитали для ^{32}S сечения фотопротонных реакций с образованием конечного ядра в состояниях с энергиями вплоть до 11.5 Мэв. Из этих сечений мы получили суммарное сечение переходов на низколежащие состояния конечного ядра с энергиями $0-5$ Мэв и суммарное сечение переходов на высоколежащие состояния с энергиями $6-11.5$ Мэв. Эти сечения показаны столбиками на рис.7.

Из сравнения данных расчета с полученными нами экспериментальными результатами следует, что расчет правильно описывает ряд основных особенностей фотопротонного канала распада гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S . Согласно расчету наиболее сильные дипольные переходы заключены в интервале энергий $19-27$ Мэв, что соответствует эксперименту.

Согласно расчету гигантский дипольный резонанс для данного ядра формируется в основном за счет переходов из $I_d - 2S$ оболочки. Вклад этих переходов в полное сечение реакции (γ, p) составляет 0.69 . Полученная из эксперимента нижняя оценка вклада переходов из $I_d - 2S$ оболочки - 0.51 ± 0.02 .

Согласно расчету величина "конфигурационного расщепления" гигантского резонанса для ядра ^{32}S составляет 6.0 Мэв (рассматривается область энергий возбуждения до 30.0 Мэв). Нижняя граница величины "конфигурационного расщепления", полученная из наших данных - 3.5 ± 0.3 Мэв.

Согласно расчету нижняя группа состояний гигантского резонанса ядра ^{32}S (19-20 Мэв) распадается в основном на низколежащие состояния конечного ядра с энергиями 0-5.0 Мэв. Группа состояний гигантского резонанса, расположенная при энергиях возбуждения около 26 Мэв формируется главным образом из многоквaziчастичных конфигураций и в результате их распада ядро ^{31}P остается в высоколежащих состояниях с энергиями 6-12 Мэв. Согласно нашим данным состояния гигантского резонанса ядра ^{32}S с энергиями 19-20 Мэв также распадаются в основном на низколежащие уровни конечного ядра с энергиями 0-4.8 Мэв, а состояния ядра ^{32}S , расположенные в области энергий 25-26 Мэв, на высоколежащие уровни конечного ядра с энергиями возбуждения 6-12.5 Мэв.

В то же время расчет [7] не описывает ряд существенных характеристик процесса фоторасщепления ядра ^{32}S .

Во-первых, вплоть до энергии 30 Мэв расчет исключает возможность распада конфигураций, возбуждающихся за счет переходов протонов из Ip оболочки. В то же время сравнение наших данных с результатами реакции подхвата говорит о присутствии таких распадов начиная с энергии возбуждения примерно 20 Мэв, причем верхняя граница вклада таких распадов в полное протонное сечение равна 0.49 ± 0.03 . Такое разногласие связано с тем, что использованные в расчете энергии отделения протонов на Ip обо-

лочке были слишком большими (например, 26,4 Мэв для $\text{Ip}_{1/2}$ подоболочки). Данные реакции подхвата (см. рис.4) говорят о том, что минимальная энергия, необходимая для вырывания протона из Ip оболочки, по крайней мере на 10 Мэв меньше.

Во-вторых, эксперимент обнаруживает значительно более сложную структуру гигантского резонанса. Хотя расчет и учитывает влияние низколежащих коллективных состояний, что приводит к обогащению спектра электрических дипольных возбуждений, все же теоретическое сечение оказалось сконцентрированным практически при двух энергиях - 19.5 и 26 Мэв. Можно указать на две главные причины отмеченного разногласия расчета с экспериментом:

1. Расчет не учитывал разброса по энергии дырочных состояний. Уже на рис.4 видно, что разброс состояний Ip^{-1} - не менее 4 Мэв. Данные реакции квазиупругого выбивания протонов из ядер Id-2S оболочки указывают на то, что величина разброса дырочных возбуждений в Ip оболочке достигает 20-30 Мэв (см. например [31]).

2. Ограничение конфигурационного пространства электрических дипольных возбуждений. Расчет был ограничен 64 типами возбуждений вместо возможных 750 с учетом зацепления за одно и двухфононные состояния [30]. Кроме того, роль зацеплений за низколежащие коллективные возбуждения с большим числом фононов также весьма велика. Это подтверждается работой [6], в которой учитывались зацепления за состояния, содержащие до четырех фононов. Было получено более равномерное распределение электрических дипольных возбуждений в области 15-30 Мэв при нулевом приближении, практически совпадающим с использованным в рабо-

те [7].

В заключение авторы благодарят доктора физико-математических наук В.Г.Неудачина за интерес к работе и обсуждение результатов.

Таблица I

Энергетическое разрешение для различных парциальных сечений

Состояние ядра $51P, \text{Мэв}$	0	1,27	2,23	3,3	4,8	6,9	9,5	12,5
Энергетическое разрешение, Мэв	0,2-0,3	0,3-0,4	0,4-0,5	0,8-1,0	1,4-1,6	1,5-2,0	2,0-2,5	2,5

Таблица 2

Вероятности образования ядра ^{31}P в различных состояниях

Состояние Ядра ^{31}P , МэВ	0	1,27	2,23	3,3	4,8	6,9	9,5	12,5
Вероятность, %	5±0,5	13±1	9±1	11±1	13±1	15±2	20±2	14±2

Таблица 3

Вероятности распада на различные уровни
конечного ядра ^{31}P для различных участков гигантского
резонанса ядра ^{32}S

E_{γ} , МэВ	0-17,4	17,4-20,2	20,2-23,4	23,4-30,0
E_{κ} , МэВ				
0	16%	7	2	1
1,27	30	22	11	7
2,23	15	12	8	6
3,3	22	15	9	7
4,8	17	22	12	6
6,9		22	21	9
9,5			37	25
12,5				39

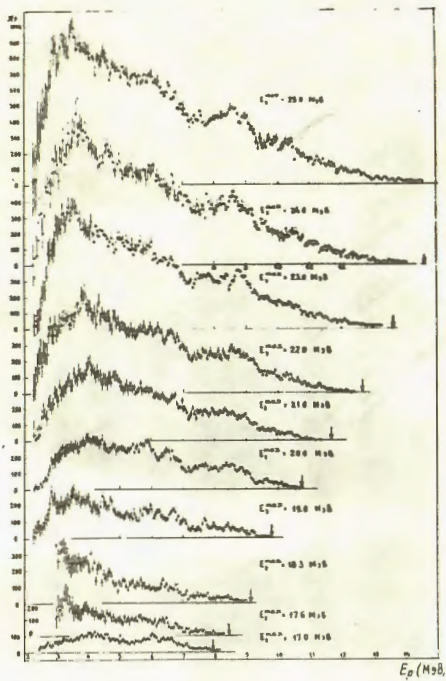


Рис.1 Спектры фотопротонов для $E_{\gamma}^{\max} = 17.0, 17.6, 18.3, 19.0, 20.0, 21.0, 22.0, 23.0, 24.0$ и 25.0 МэВ

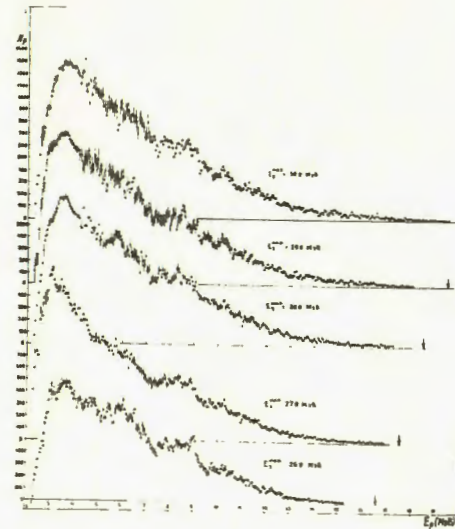


Рис.2 Спектры фотопротонов для $E_{\gamma}^{\max} = 26.0, 27.0, 28.0, 29.0$ и 30.0 МэВ.

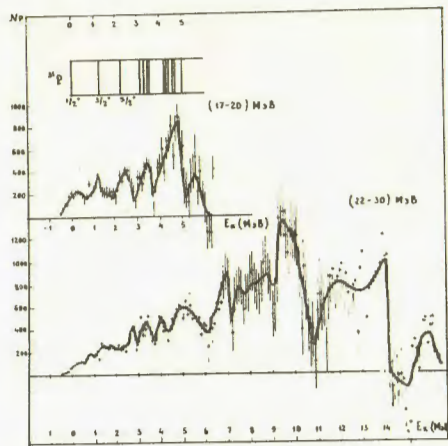


Рис.3 Распределение доли переходов на различные состояния конечного ядра ^{31}P для разных областей энергий возбуждения ядра ^{32}S : а) $E_{\gamma}^{\text{max}} = 17 - 20$ Мэв, б) $E_{\gamma}^{\text{max}} = 22-30$ Мэв. Для сравнения в верхней части рисунка приведена схема уровней ядра ^{31}P .

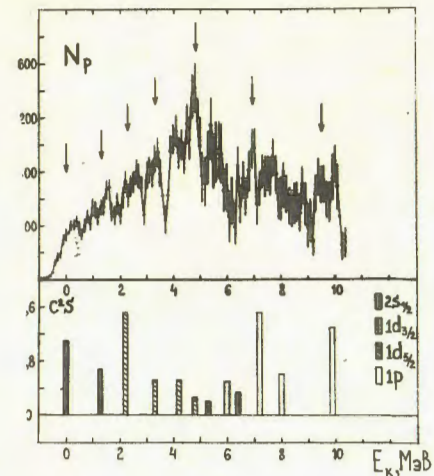


Рис.4 Сравнение распределения доли переходов на различные состояния конечного ядра ^{31}P , полученного в настоящей работе для $E_{\gamma}^{\text{max}} = 17 - 24$ Мэв (верхний рисунок) с данными реакции $^{32}\text{S}(d, ^3\text{He})^{31}\text{P}$ 26 (нижний рисунок).

Вертикальная шкала на нижнем рисунке дает значения спектроскопических факторов уровней ядра ^{31}P .

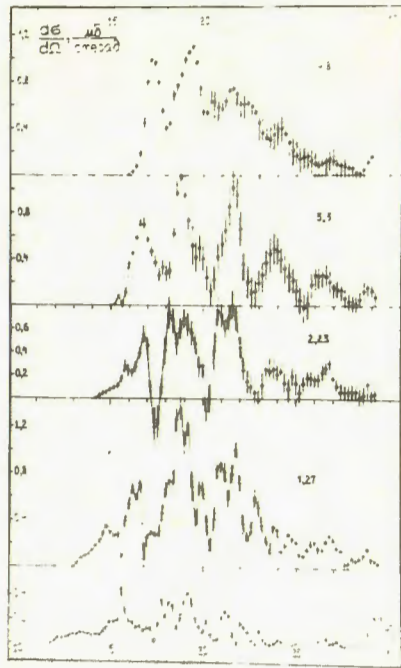


Рис.5 Сечения реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ с образованием конечного ядра в основном состоянии и в состояниях с энергиями 1.27, 2.23, 3.3 и 4.8 Мэв (снизу вверх).

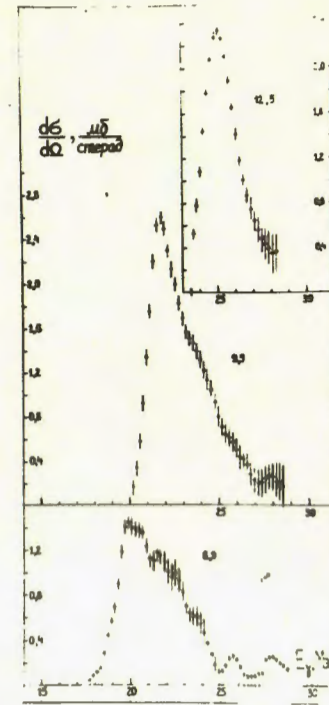


Рис.6 Сечения реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ с образованием конечного ядра в состояниях с энергиями 6,9, 9.5 и 12.5 Мэв (снизу вверх).

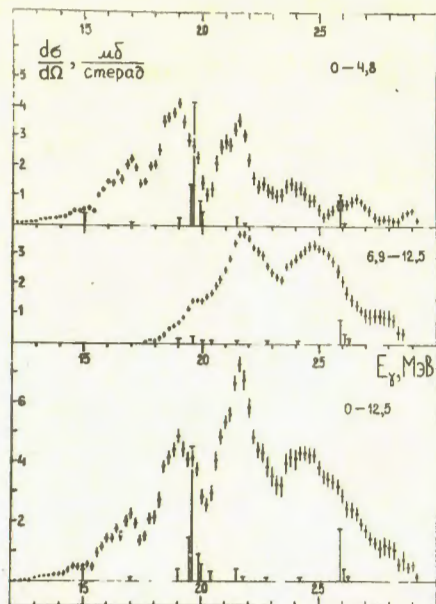


Рис.7 Суммы парциальных фотопротонных сечений для ядра ^{32}S :
 суммарное сечение с образованием конечного ядра в
 состояниях с энергиями 0 - 4,8 Мэв (верхний рисунок),
 суммарное сечение с образованием конечного ядра в
 состояниях с энергиями 6,9 - 12,5 Мэв (средний рисунок),
 полное сечение реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ (нижний рисунок).
 Столбики - данные теоретического расчета (см. текст)

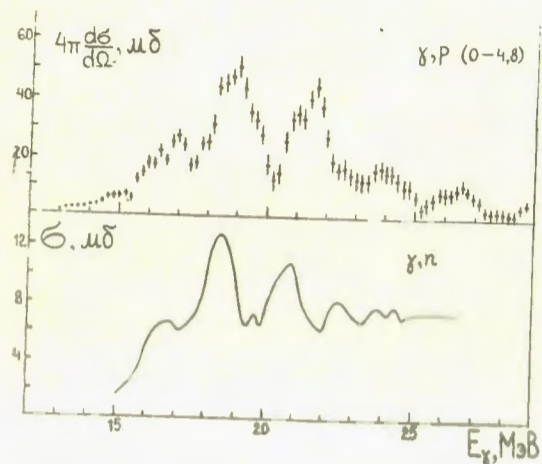


Рис.8 Сравнение фотопротонного сечения с образованием конеч-
 ного ядра в состояниях с энергиями 0 - 4,8 Мэв с фото-
 нейтронным сечением, приведенным в работе [12].

Литература

1. M.B.M. Spicer, Austral. J. Phys., 18, 1, 1965.
2. H. Lichtblau, B.M. Spicer. Austral. J. Phys. 19, 297, 1966.
3. S.A. Farris, J.M. Eisenberg, Nucl. Phys., 88, 241, 1966.
4. L.L. Hill, H. Uberall. Phys. Lett., 24B, 364, 1967.
5. В.И. Горячев, Л. Майлинг, В.Г. Неудачин, Б.А. Юрьев. ЯФ, 5, 7, 1967
6. D. Drechsel, J.B. Seaborn, W. Greiner, Phys. Rev., 162, 983, 1967.
7. L. Majling, J. Pizek, Yu. Bely, V.G. Neudatchin, N.P. Yudin, Nucl. Phys., A143, 429, 1970.
8. V.G. Neudatchin, V.G. Shevchenko, Phys. Lett., 12, 18, 1964.
9. J.M. Wyckoff, B. Ziegler, H.W. Koch, R. Uhlig, Phys. Rev., 137, B. 576, 1965.
10. Б.С. Долбилкин, А.И. Исаков, В.И. Корин, Л.Е. Лазарев, Ф.А. Николаев. ЯФ, 8, 1080, 1968.
11. D.V. Webb, B.M. Spicer, H. Arenhovel, Phys. Rev. 164, 1397, 1967.
12. Б.И. Горячев, Б.С. Ишханов, В.Г. Шевченко, Б.А. Юрьев. ЯФ, 7, 1168, 1968.
13. D.W. Anderson, A.J. Bureau, B.C. Cook, Y.T. Englert, R.E. Schramm, Nucl. Phys., A156, 74, 1970.
14. A. Veysiere, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. Lepretre, A. de Miniac. Nucl. Phys. A227, 513, 1974.
15. K. Shoda, K. Abe, T. Ishizuka, N. Kawamura, M. Kimura, J. Phys. Soc. Japan, 17, 735, 1962.
16. B.S. Ishkhanov, J.M. Kapitonov, V.G. Shevchenko, B.A. Yur'ev, Phys. Lett. 9, 162, 1964.
17. M. Kimura, K. Shoda, N. Mutsuro, M. Sugawara, K. Abe, K. Kageyama, M. Mishina, A. Ono, T. Ishizuka, S. Mori, N. Kawamura, T. Nakagawa, E. Tanaka. J. Phys. Soc. Japan, 18, 477, 1963.
18. G. Dearnaley, D.S. Gemmell, B.W. Hooton, G.A. Jones, Nucl. Phys., 64, 177, 1965.
19. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Шевченко, Б.А. Юрьев. ЯФ, 4, 765, 1966.
20. K. Shoda, K. Abe, T. Ishizuka, N. Kawamura, M. Oymada, B.N. Sung, J. Phys. Soc. Japan, 25, 664, 1968.
21. K. Abe, N. Kawamura, M. Kanazawa, N. Mutsuro, J. Phys. Soc. Japan, 25, 1728, 1968.
22. C.P. Wu, F.W. Firsk, T.W. Phillips, Nucl. Phys., A147, 19, 1970.
23. R.W. Gellie, K.H. Lokan, N.K. Sherman, Proc. Int. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications, Asilomar, 1973, p2B313-1
24. B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, V.G. Shevchenko, V.J. Shvedunov, V.V. Varlamov, Nucl. Phys. A283, 307, 1977.
25. В.П. Денисов. Препринт ДИЯФ, № 96, 1974.
26. G.Th. Kasche, G. Mairle, U. Schmidt-Bohr, G.Y. Wagner, P. Turek, Nucl. Phys., A136, 286, 1969.

27. B.H.Wildenthal, Y.B.McGrory, E.C.Halbert, H.D.Graber,
Phys.Rev.C4, 1708, 1971.
- 28 . T.S.Bhatia, W.W.Daehnick, G.Y.Wagner, Phys.Rev., C5, 111,
1972.
- 29 . P.W.M.Glaudemans, G.Wichers, P.J.Brüssard, Nucl.Phys.,
56, 548, 1964.
- 30 Ю.И.Белый. Диссертация, НИИЯФ МГУ, 1970.
- 31 . J.Mougey, M.Bernheim, A.Bussiere, A.Gillebert, Phan Xuan
Ho, M.Priou, D.Royer, J.Sick, G.Y.Wagner, Nucl.Phys., A262,
461, 1976.

Рукопись поступила 14-го марта 1978г.

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал препринтов

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 228

В Ф - 03347

Тираж 299

Подписано к печати 8/VI-78г. Формат издания 60x84/16

2,5 уч.изд.л. Ц. 18 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2