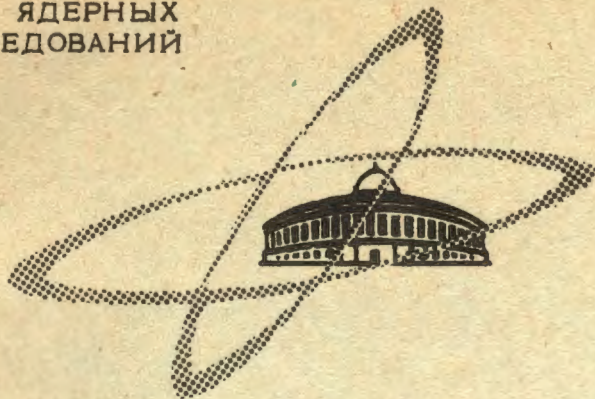


УДК - 934

26/III-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P4 - 3674

М. А. Жусупов, Р. А. Эрамбян

ПРЯМЫЕ И ОБРАТНЫЕ ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
НА ЯДРАХ ^{15}N И ^{15}O

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

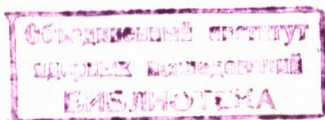
Р4 - 3674

М. А. Жусупов, Р. А. Эрамбян

ПРЯМЫЕ И ОБРАТНЫЕ ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

НА ЯДРАХ ^{15}N И ^{15}O

Направлено в Известия АН



7228/2 8

Для понимания природы дипольного гигантского резонанса большой интерес представляет исследование фоторасщепления немагических ядер. Сохраняя общие черты, присущие резонансу на магических ядрах, гигантский резонанс на немагических ядрах имеет и свои особенности. Наиболее отчетливо эти особенности проявляются в ядрах Ip - оболочки. Поэтому детальному изучению резонанса на этих ядрах уделяется большое внимание ^{/1,2/}.

Важное место ^{/3/} в исследовании резонанса на легких ядрах занимает изучение обратной фотоядерной реакции (γ, p) . Обратная реакция дает возможность получить дополнительную информацию о природе гигантского резонанса, недоступную при исследовании прямой реакции. Во-первых, с ее помощью можно исследовать гигантский резонанс на нестабильных ядрах, как, например, ${}^8\text{Be}$ или ${}^{15}\text{O}$, которые, естественно, не могут быть использованы в качестве мишеней в прямых фотоядерных реакциях. Далее можно сравнить протонный канал гигантского резонанса в зеркальных ядрах, таких как ${}^{13}\text{C} - {}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{N} - {}^{15}\text{O}$. Во-вторых, в обратной реакции можно наблюдать гигантский резонанс и над возбужденным состоянием, который также не может быть исследован в прямой реакции. Однако обратная реакция является только ветвью гигантского резонанса, соответствующей вылету протона и образованию дочернего ядра в основном состоянии $-(\gamma, p_0)$. Поэтому она будет отражать черты всего гигантского резонанса только в том случае, когда реакция (γ, p_0) составляет основную ветвь распада. Это справедливо для дважды магического ядра ${}^{16}\text{O}$, а также для ядер с замкнутыми подоболочками ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$ и т.д., для которых и име-

ются детальные расчеты (например, /3,4/). В случае же других ядер картина иная - она сильно зависит от структуры изучаемых ядер.

В данной работе проведен расчет прямой и обратной фотоядерной реакции на зеркальных ядрах ^{15}N и ^{15}O , а также исследован резонанс над возбужденным состоянием $I = 3/2^-$ этих ядер. В качестве объекта расчета ядра ^{15}N и ^{15}O выбраны по той причине, что, во-первых, в этом случае удастся провести последовательный расчет, учитывающий все факторы, важные для описания легких ядер. Во-вторых, имеются экспериментальные данные, хотя и не полные, как по прямой, так и по обратной реакции /5-7/.

Расчет выполнен в рамках частично-дырочного подхода с учетом парных корреляций нуклонов в ядре. Основные положения этого подхода хорошо известны /8/, поэтому мы не будем останавливаться на них, а специфические детали расчета были обсуждены ранее в работе /9/.

§1. Гигантский дипольный резонанс в ядре ^{15}N

1. Дипольный гигантский резонанс в ядре ^{15}N формируется из переходов в состояния $(I_p^{-2}, 2s)$, $(I_p^{-2}, 1d)$ и I_s^{-1} . Эти переходы объединяются в четыре группы в зависимости от спина I и изоспина T образовавшегося квазистационарного состояния. Полное сечение поглощения оказалось равным $\sigma = 369$ мбарн·Мэв и следующим образом распределилось между четырьмя группами:

- | | | |
|----|-----------------------------|--------------------------|
| 1. | $I^\pi = 3/2^+$, $T = 3/2$ | $\sigma = 162$ мбарн·Мэв |
| 2. | $I^\pi = 1/2^+$, $T = 3/2$ | $\sigma = 68$ мбарн·Мэв |
| 3. | $I^\pi = 3/2^+$, $T = 1/2$ | $\sigma = 80$ мбарн·Мэв |
| 4. | $I^\pi = 1/2^+$, $T = 1/2$ | $\sigma = 59$ мбарн·Мэв |

Полное сечение поглощения γ -квантов приведено на рис.1а. Расчет дает широкий максимум дипольных переходов, расположенный в области от 20-21 до 25-26 Мэв, что соответствует эксперименту /5,6/. В этом отношении ситуация в немецких ядрах по сравнению с магическими намного лучше, т.е. благодаря богатой генеалогической структуре основного состояния ядра мишени наблюдается разброс гигантского резонанса по большому числу состояний уже в рамках оболочечного подхода. Интегральное сечение в области 20-26 Мэв

≈ 200 мбарн·Мэв, что составляет 55% полного сечения поглощения; оно почти на 80% состоит из переходов на состояния с $T = 3/2$.

В области энергий до 20 Мэв находится пигми-резонанс, который почти полностью состоит из состояний с $T = 1/2$. Хвост сечения поглощения тянется до 40 Мэв и состоит как из состояний с $T = 1/2$, так и состояний с $T = 3/2$. Особо стоит отметить максимум при 35 Мэв, обусловленный возбуждением внутреннего $1s$ - нуклона. В отличие от более легких ядер $1p$ - оболочки его вклад в полную вероятность мал (порядка 5% от полной вероятности), и он не играет заметной роли. Это приводит к тому, что в данном случае практически не будет наблюдаться конфигурационное расщепление дипольного резонанса, столь характерное для остальных ядер $1p$ - оболочки.

2. Распад квазистационарных состояний ядра ^{15}N на уровни ядер ^{14}N и ^{14}C рассчитывался в рамках обычного формализма приведенных шири $^{10/}$. При расчете схемы распада учитывались переходы на уровни ^{14}N и ^{14}C с конфигурацией p^{-2} , что соответствует вылету нуклона, непосредственно поглотившего γ - квант (на рис.2 эти уровни обозначены сплошной линией), а также на уровни отрицательной четности с конфигурацией $p^{-3}2s$ и $p^{-3}1d$ (пунктирная линия), что соответствует своеобразному механизму распада - испусканию p -нуклона, непосредственно не участвовавшего в поглощении γ - кванта (стрихивание). Уровни, показанные на рис.2 штрих-пунктирной линией, имеют более сложную природу $^{10/}$, а именно $1p^{-4}(2s^2 + 2s1d + 1d^2)$ с небольшой примесью конфигураций $1p^{-2}$. Переходы на уровни такой природы будут идти только за счет этой примеси. Вклад таких переходов мал, поэтому их не учитывали в расчете. Волновые функции отрицательной четности, использованные нами, взяты из работы $^{10/}$.

Расчитанная схема распада приведена в таблице 1 и на рис.2. Распад состояний с малым сечением поглощения не учитывался. Доля отброшенных переходов очень мала, и их учет практически не изменит результаты. Распад дипольных возбуждений в ^{15}N может идти по следующим ветвям:

1. Испускание протона с образованием ^{14}C в связанных состояниях - $\sigma(\gamma, p)$. Частью этой величины является сечение образования ^{14}C в основном состоянии - $\sigma(\gamma, p_0)$
2. Испускание протона с образованием ^{14}C в высоковозбужденном состоянии с последующим испусканием нейтрона $\sigma(\gamma, pn)$.

3. Испускание нейтрона с образованием ^{14}N в связанных состояниях - $\sigma(\gamma, n)$. Частью этой величины является сечение образования ^{14}N в основном состоянии - $\sigma(\gamma, n_0)$.

4. Испускание нейтрона с образованием ^{14}N в высоковозбужденном состоянии, но до порога вылета вторичного нейтрона, и с последующим испусканием протона - $\sigma(\gamma, pn)$.

5. Испускание нейтрона с образованием ^{14}N выше порога испускания как протона, так и нейтрона ($E > 10,6$ Мэв), с последующим испусканием одной из этих частиц $\sigma(\gamma, pn) + \sigma(\gamma, 2n)$. Относительный вклад ветвей (γ, pn) и $(\gamma, 2n)$ в этой области зависит от величины протонных и нейтронных шириин уровней $3^+, 0$ ($E = 11,3$ Мэв) и $1^+, 1$ ($E = 13,7$ Мэв) ядра ^{14}N . Однако сечение распада в эту энергетическую область ядра ^{14}N , как видно из таблицы 1, очень мало. Поэтому эти каналы не рассчитывались отдельно. По всей вероятности, сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ не будет превышать половины сечения, приходящегося на эту энергетическую область ядра ^{14}N .

Из приведенных в таблице данных можно сделать следующие выводы:

1. Дипольные состояния с $T = 1/2$, в целом, распадаются по нейтронному каналу. При этом около одной трети переходов идет на основное состояние ядра ^{14}N . Большая часть переходов идет в связанные состояния ядер ^{14}C и ^{14}N . Вклад протонного канала распада с образованием основного состояния ядра ^{14}C мал ($\approx 5\%$).

2. Пигми-резонанс в районе 15 Мэв распадается по нейтронному каналу с образованием ядра ^{14}N в основном состоянии. Резонанс при 18 Мэв распадается также по нейтронному каналу, но ядро ^{14}N образуется в возбужденном состоянии ($E = 4-5$ Мэв).

3. Дипольные состояния с $T = 3/2$ распадаются как по протонному каналу, так и по нейтронному. Соотношение этих ветвей 1:1,5.

а. Нейтронный канал. На основное состояние ядра ^{14}N переходы запрещены из-за правил отбора по изоспину. Большая часть переходов идет на высоковозбужденные состояния ядра ^{14}N , среди которых основной вклад приходится на уровень $2^+, 1$ ($E = 9,2$ Мэв). Т.к. эти уровни ядра ^{14}N находятся над порогом вылета протона, то в спектре вылетевших частиц будет наблюдаться большая доля вторичных протонов. Сечение вылета вторичных протонов очень велико (≈ 100 мбарн Мэв) и равно сечению первичных протонов.

Таким образом, для фоторасщепления ^{15}N будет весьма характерным развал на три частицы. Особенностью спектра вторичных протонов является то, что он очень мягкий.

б. Протонный канал. Большая часть переходов идет на уровень 2^+ ($E = 7$ Мэв) ядра ^{14}C , являющийся аналогом уровня ядра ^{14}N с энергией $E = 9$ Мэв. Однако в отличие от последнего он связан, и поэтому переходы на него не приводят к вылету вторичных частиц. Выход вторичных частиц по протонной ветви распада невелик. Основная часть переходов идет в связанные состояния, хотя на основное состояние ядра ^{14}C опять приходится малая доля.

Спектр первичных и вторичных протонов приведен на рис.3. Там же проводится сравнение с экспериментом. Как видно из рисунка, теория, в целом, правильно описывает основные энергетические группы протонов.

4. Роль стряхивания в фоторасщеплении ядра ^{15}N . Как уже отмечалось выше, при расчете схемы распада дипольных состояний ядра ^{15}N учитывалась возможность вылета также p -нуклона (стряхивание). Расчеты, выполненные /1,11/ ранее, показали, что в случае немагических ядер эти переходы играют важную роль. Учет такого механизма распада приводит к двум основным эффектам: во-первых, - к смягчению спектра вылетевших частиц, что связано с тем, что уровни дочернего ядра, на которые идут переходы в результате стряхивания, расположены довольно высоко; во-вторых, - к перераспределению сечений между различными каналами распада, как это было показано /11/ на примере ядра ^{14}C , когда учет стряхивания привел к тому, что сечение $(\gamma, 2p)$ увеличилось в 1,5 раза за счет уменьшения сечений (γ, p) и (γ, n) по сравнению со случаем, когда стряхивание не учитывалось.

В случае ядра ^{15}N сечение фоторасщепления по каналу вылета p -нуклона составляет около 17% от полного. Это довольно большая величина. Однако в данном случае заметных изменений спектра нуклонов не происходит. Это связано с тем, что переходы на основное состояние дочерних ядер малы. Поэтому основная ветвь распада - переход на возбужденные состояния. Так, в случае протонного канала распада уровни ядра ^{14}C , возбуждаемые в результате стряхивания, лежат там же (см. рис.2), а именно в районе 6 Мэв, где и уровни, возбуждаемые в результате обычного распада. При этом эти уровни оказались связанными. Поэтому заметных изменений ни в спектре протонов, ни в каналах распада не происходит. Правда, в расчете не учитывались

уровни, лежащие в районе 8–12 Мэв в ядре ^{14}C , т.к. мы непосредственно функции ^{14}C не рассчитывали, а брали из работы /10/, а детальная информация об этой области отсутствует. Учет переходов в эту энергетическую область приведет к некоторому дополнительному смягчению спектра и перераспределению сечений в каналах распада. Однако изменить приведенную схему распада они не смогут, т.к. их влияние ослаблено энергетическим фактором, а основные переходы, лежащие в низколежащей области, уже учтены. Аналогичный результат получается и в нейтронной ветви распада из дипольных состояний с $T = 3/2$. Более существенно стряхивание при расчете схемы распада состояний с $T = 1/2$.

5. В работе /12/ при расчете схемы распада использовались теоретические значения положения уровней ядер ^{14}N и ^{14}C . Согласование ее с экспериментальной, что сделано в настоящей работе, привело к тому, что часть уровней пришлось сдвинуть по энергии, а это привело к некоторому изменению сечений в различных каналах распада. Отличие парциальных сечений в этих двух работах обусловлено, главным образом, этим фактором (это особенно касается резонанса при 24,4 Мэв).

При расчете спектров протонов в данной работе учитывались практически все переходы, тогда как в работе /12/ – лишь часть. Это также привело к некоторой трансформации кривой выхода, однако, основные энергетические группы протонов остались прежними.

§2. Обратные фотоядерные реакции $^{14}\text{N}(\rho, \gamma)^{15}\text{O}$ и $^{14}\text{C}(\rho, \gamma)^{15}\text{N}$.

1. E1--переходы на основное состояние ядер ^{15}O и ^{15}N .

Сечения прямой (γ, p_0) и обратной (p, γ_0) реакций связаны между собой принципом детального равновесия. В экспериментальной работе /7/, в которой исследована интересующая нас обратная реакция, на основании этого принципа проведен пересчет на сечение прямой. Поэтому в настоящей работе обратная реакция обсуждается в терминах прямой.

Сечение реакции (γ, p_0) , проинтегрированное по области резонанса, равно

$$\sigma(\gamma, p_0) = \sigma(\gamma) \frac{\Gamma_{p_0}}{\Gamma},$$

где $\sigma(\gamma)$ - полное сечение поглощения в области резонанса, а Γ_{p_0}/Γ - отношение ширины Γ_{p_0} протонного канала распада резонанса на основное состояние дочернего ядра к полной ширине Γ . Полная ширина является суммой всех парциальных ширин $\Gamma = \sum \Gamma_i$.

Так как ядра ^{15}N и ^{15}O являются зеркальными, сечения поглощения дипольных γ - квантов ими должны быть одинаковыми. Однако когда гигантский резонанс изучается в обратной реакции на ядрах с отличным от нуля изоспином, сечения переходов на зеркальные ядра не обязательно должны совпадать. Действительно, дипольные состояния, возбуждаемые в ^{15}N и ^{15}O , имеют изоспин как $1/2$, так и $3/2$. В обратной реакции $^{14}\text{C}(p, \gamma)^{15}\text{N}$ также возбуждаются эти обе группы состояний, что связано с тем, что изоспин основного состояния ядра ^{14}C равен $T=1$. Если же в качестве мишени взять ядро ^{14}N , изоспин которого $T=0$, то в реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ будут возбуждаться только состояния с $T=1/2$. Отсюда ясно, что сходство сечений будет определяться относительным вкладом в гигантский резонанс состояний с $T=1/2$ и $T=3/2$.

Результаты расчета сечений $^{15}\text{N}(\gamma, p_0)^{14}\text{C}$ и $^{15}\text{O}(\gamma, p_0)^{14}\text{N}$ приведены на рис.16 и 1в. Кривая сечения $^{15}\text{N}(\gamma, p_0)^{14}\text{C}$ напоминает кривую полного сечения. Максимумы обеих кривых расположены в районе 24 Мэв. Однако из-за того, что отношение Γ_{p_0}/Γ не есть постоянная величина для всей энергетической области, структура обеих кривых отличается.

Кривая сечения $^{15}\text{O}(\gamma, p)^{14}\text{N}$ абсолютно не похожа на кривую полного сечения в области гигантского резонанса, но отражает структуру пигми-резонанса, т.к. он состоит исключительно из состояний с $T=1/2$, которые и возбуждаются в данном случае. В сечении имеется максимум в районе 15 Мэв. Второй же небольшой максимум, расположенный в районе 23 Мэв, расплывается, если учесть ширины дипольных состояний.

Экспериментальные данные по сечениям обратной реакции ^{17}F на ^{15}O и ^{15}N в области возбуждения 18,7 - 24,6 Мэв также говорят о различном характере дипольных резонансов. Если в ядре ^{15}N в этой области энергий сечение имеет ясно выраженный максимум, то в ядре ^{15}O наблюдаемое сече-

ние имеет плавный вид. Аналогичная ситуация наблюдается и в ядре ^{13}C . Расчет Изли /13/ показал, что основной максимум в сечении поглощения приходится на район $E_\gamma = 22-28$ Мэв и образуется состояниями с $T = 3/2$. Экспериментальное изучение обратной реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma) ^{13}\text{N}$, приводящей к возбужденным состояниям только с $T = 1/2$, не обнаружило /14/ никакого максимума в этой области. В то же время наблюдаемые в реакции максимумы хорошо согласуются с расчетом Изли для состояний с $T = 1/2$.

Было бы интересно провести детальное сравнение полученных результатов с экспериментом, особенно структуры сечений. Структура сечения обратной реакции определяется двумя факторами - сечением поглощения γ - квантов и отношением ширины. Правда, в данном случае нужны не сами ширины, а их отношение. Однако трудно оценить, с какой точностью рассчитываются эти отношения.

2. E1-переходы на возбужденное состояние $I = 3/2^-$ ядер ^{15}O и ^{15}N

Излучение дипольных γ - квантов на возбужденные состояния в обратной реакции наблюдалось /15/ во многих ядрах: ^6Be , ^{12}C , ^{16}O и т.д. В прямом канале это соответствует поглощению γ - квантов возбужденным состоянием. Экспериментальные данные показывают, что гигантский резонанс над возбужденным состоянием имеет примерно ту же энергию, что и резонанс над основным состоянием и сдвинут по сравнению с последним на энергию возбужденного состояния.

Гигантский резонанс над состоянием $I = 3/2^-$ формируется из шести групп переходов - в дополнение к группам основного состояния добавляются переходы на уровни $I = 5/2^-$ с изоспином $T = 1/2$ и $T = 3/2$. Интегральное сечение поглощения оказывается равным 334 мбарн. Мэв, что немного меньше сечения над основным состоянием. На долю новой группы приходится 35% сечения. Сечение переходов на состояния с $T = 3/2$ в 1,7 раза больше сечения на состояния с $T = 1/2$. Полное сечение поглощения над состоянием $I = 3/2^-$ приведено на рис.4а. Хотя эта величина и не имеет такого же физического смысла, как сечение поглощения основным состоянием, но тем не менее пред-

ставляет интерес для понимания свойств резонанса, сформированного переходами с возбужденного состояния. Так же как резонанс над основным состоянием, резонанс над состоянием $I = 3/2^-$ имеет широкий максимум. Расположен он в интервале энергий 30-35 Мэв. Центр тяжести резонанса сдвигнут по сравнению с резонансом над основным состоянием примерно на 6 Мэв - как раз на энергию возбуждения этого состояния. Таким образом, хотя в формировании резонанса над возбужденным состоянием большую роль играют новые переходы с $I = 5/2^+$, вообще отсутствующие в резонансе над основным состоянием, и, более того, - они вбирают в себя около 35% переходов, общие свойства резонанса оказались не зависящими ни от того, переходы из какого состояния его формируют, ни от того, какими состояниями он образован.

В обратной реакции $^{14}\text{C}(p, \gamma) ^{15}\text{N}$ проявляется лишь небольшая доля гигантского резонанса - весьма слабый максимум при энергии 30 Мэв (рис.36). В реакции же $^{14}\text{N}(p, \gamma) ^{15}\text{O}$ вообще нет никакого максимума.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Шевченко. Труды международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. Том 3, стр. 206, Москва, 1967.
2. В.Г.Неудачин. Труды международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. Том 3, стр. 351, Москва, 1967.
3. N.Tanner. Proc.Intern. Conference on Low and Intermediate Energy Electromagnetic Interactions. Volume 3, p.277, Moscow, 1967.
4. M.Kamimura, K.Ikeda, A.Arima. Nucl.Phys., A95, 129 (1967).
5. R.Kosiek. Zeit. Phys. 179, 544 (1964).
6. I.L.Rhodes, W.E.Stephens. Phys. Rev. 110, 1415 (1958).
7. S.G.Cohen, P.S.Fisher, E.K.Warburton. Phys.Rev. 121, 858 (1961).
8. В.В.Балашов, В.Г.Шевченко, Н.П.Юдин. Nucl.Phys. 27, 323 (1961).
9. М.А.Жусупов, В.В.Каралетян, Р.А.Эрамжян. Препринт ОИЯИ Р4-3178, Дубна 1967. Известия АН СССР, 32, 334, 1968.
10. W.W.True. Phys.Rev., 130, 1530 (1963).
11. В.В.Балашов, Л.Майлинг, Л.А.Рамазанова, К.В.Шичикова, Е.Л.Ядровский. Известия АН СССР, 29, 1177, 1965.

12. М.А.Жусупов, В.В.Карапетян, Р.А.Эрамжян. Препринт ОИЯИ Р4-3177,1967.
13. B.R.Easlea. Phys.Let. 1, 163 (1962).
14. P.S.Fisher, D.E.Measday, F.A.Nicolaev, A.Kalmykov, A.B.Clegy. Nucl. Phys., 45, 113 (1963).
15. N.W.Tanner, G.C.Thomas, E.D.Earle. Nucl. Phys. 52, 29 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 января 1968 г.

Таблица I

 Парциальные сечения фоторасщепления ядра ^{15}N (в мбарн.Мэв)

J^*, T	$E^*,$ МэВ	σ_{γ}	$\sigma(\gamma, p)$	$\sigma(\gamma, pn)$	$\sigma(\gamma, n)$	$\sigma(\gamma, np)$	$\sigma(\gamma, np) +$ $\sigma(\gamma, 2n)$	$\sigma(\gamma, p_0)$	$\sigma(\gamma, n_0)$
$3/2^+, 3/2$	16,6	1,9	0,9	-	1,0	-	-	0,9	
	18,0	2,5	1,0	-	1,5	-	-	1,0	
	21,3	20,8	10,4	-	4,6	5,8	-	2,6	
	24,4	95,0	31,7	7,7	18,1	37,5	-	9,6	
	26,2	13,4	4,0	1,5	1,3	5,6	1,0	0,7	
	30,6	10,0	1,5	2,2	-	2,8	3,5	-	
	34,1	10,4	1,3	2,2	-	2,7	4,2	-	
	Σ_1	154,0	50,8	13,6	26,5	54,4	8,7	14,8	
$1/2^+, 3/2$	12,0	1,2	1,2	-	-	-	-	1,2	
	23,6	41,5	16,2	0,4	1,6	23,3	-	0,9	
	25,4	10,2	1,9	2,1	0,4	3,1	2,7	0,2	
	26,7	5,5	1,8	0,3	-	3,0	0,4	-	
	28,0	6,3	0,6	1,9	-	1,2	2,6	-	
	Σ_2	64,7	21,7	4,7	2,0	30,6	5,7	2,3	
$1/2^+, 1/2$	13,9	2,0	0,2	-	1,8	-	-	0,2	1,8
	17,9	11,0	1,9	-	9,1	-	-	1,9	1,3
	19,4	2,2	-	-	2,2	-	-	-	0,4
	21,9	4,0	0,5	-	3,3	0,2	-	-	0,3
	22,8	5,3	1,1	0,1	3,8	0,3	-	0,1	1,2
	24,0	8,4	1,4	0,9	5,3	0,8	-	-	1,1
	24,9	19,3	1,2	-	7,1	0,6	10,4	0,2	2,2
	Σ_3	52,2	6,3	1,0	32,6	1,9	10,4	2,4	8,3
$3/2^+, 1/2$	13,1	2,5	-	-	2,5	-	-	-	2,5
	14,8	4,2	-	-	4,2	-	-	-	4,2
	15,4	12,6	0,3	-	12,3	-	-	0,3	12,2
	16,2	1,8	0,4	-	1,4	-	-	0,4	1,1
	19,9	6,1	2,9	-	3,2	-	-	0,8	1,0
	22,7	25,2	5,2	0,9	18,0	1,1	-	1,5	6,8
	23,2	9,2	1,2	3,1	4,5	0,4	-	0,1	1,6
	36,5	9,4	2,4	3,3	1,0	0,9	1,8	0,8	0,5
	Σ_4	71,0	12,4	7,3	47,1	2,4	1,8	3,9	29,9
Σ	341,9	91,2	26,6	108,2	89,3	26,6	23,4	38,2	

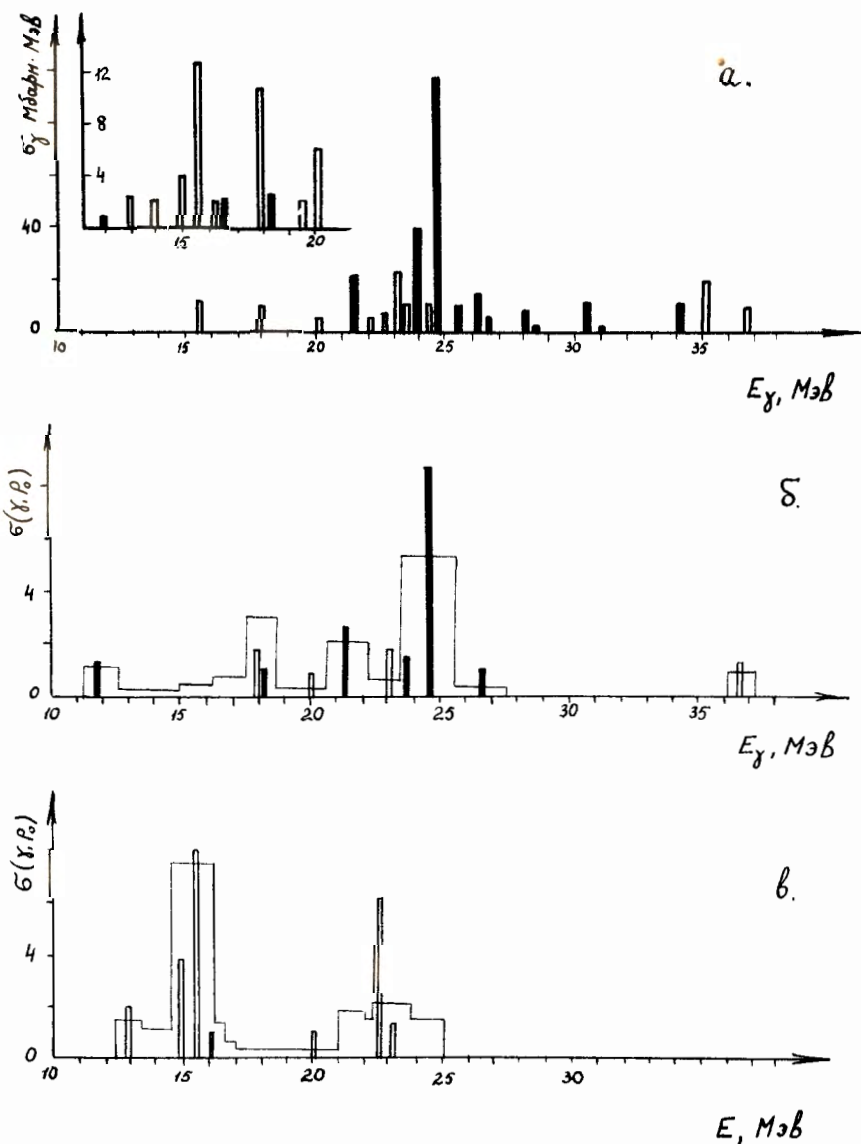


Рис.1. Интегральное сечение поглощения дипольных γ -квантов (теория).
 а. Полное сечение поглощения в ядре ^{15}N в зависимости от энергии падающего γ -кванта. Крупным планом выделено сечение пигми-резонанса. Светлые прямоугольники - переходы в состояния с $T = 1/2$, зачерненные - в состояния с $T = 3/2$. б. Сечение фоторасщепления $\sigma(\gamma, \rho_0)$ ядра ^{15}N с образованием ^{14}C в основном состоянии. в. Сечение фоторасщепления $\sigma(\gamma, \rho_0)$ ядра ^{15}O с образованием ^{14}N в основном состоянии. Прямые линии - сечение без учета ширины квазистационарных состояний, прямоугольник - то же сечение, но с учетом ширины уровней.

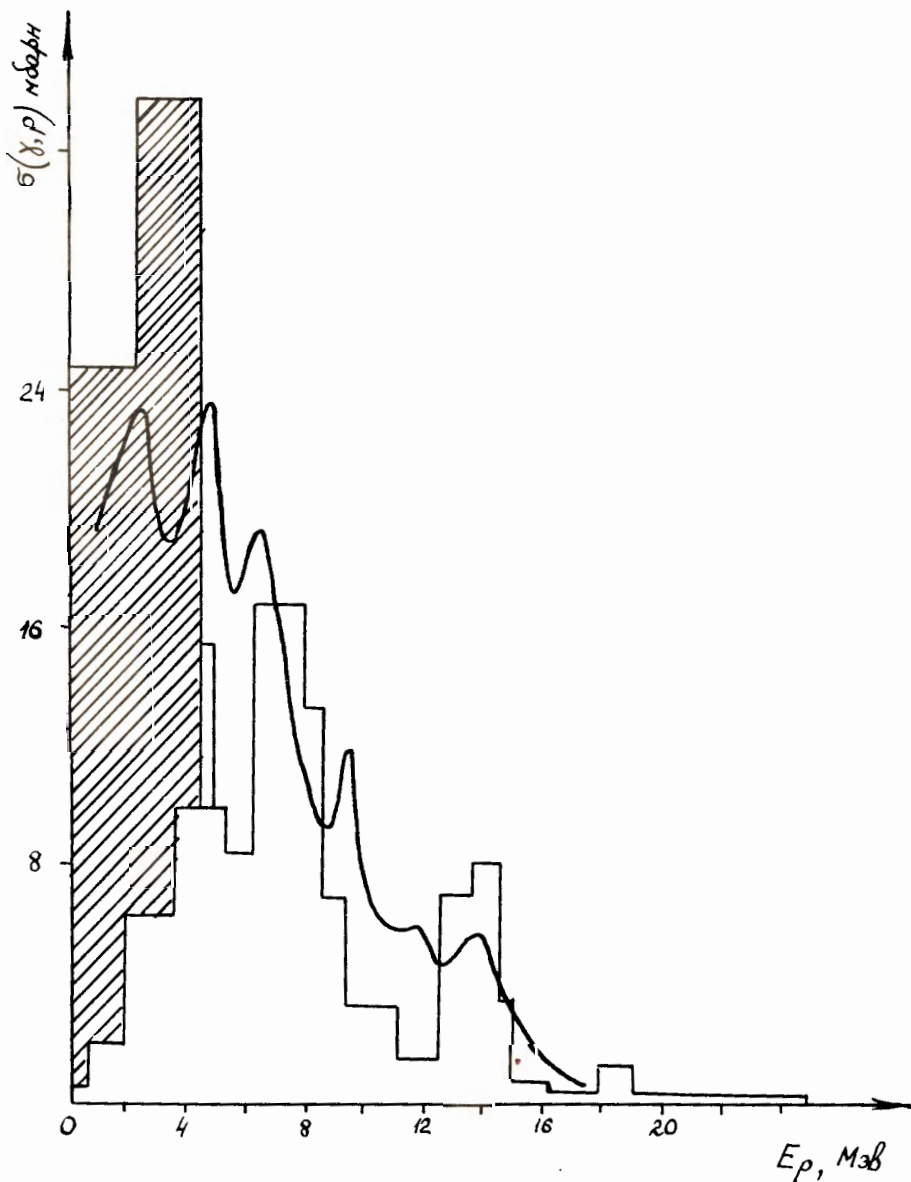


Рис.3. Спектр фотопротонов при расщеплении ядра ^{15}N . Гистограмма - результат расчета. Экспериментальная кривая взята из работы ^{5/}.

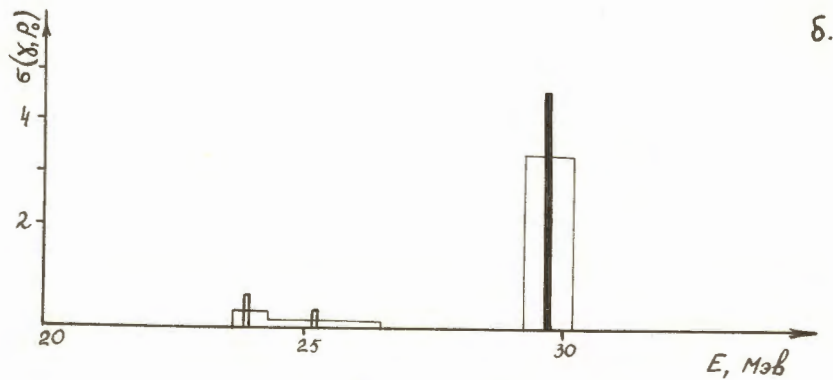
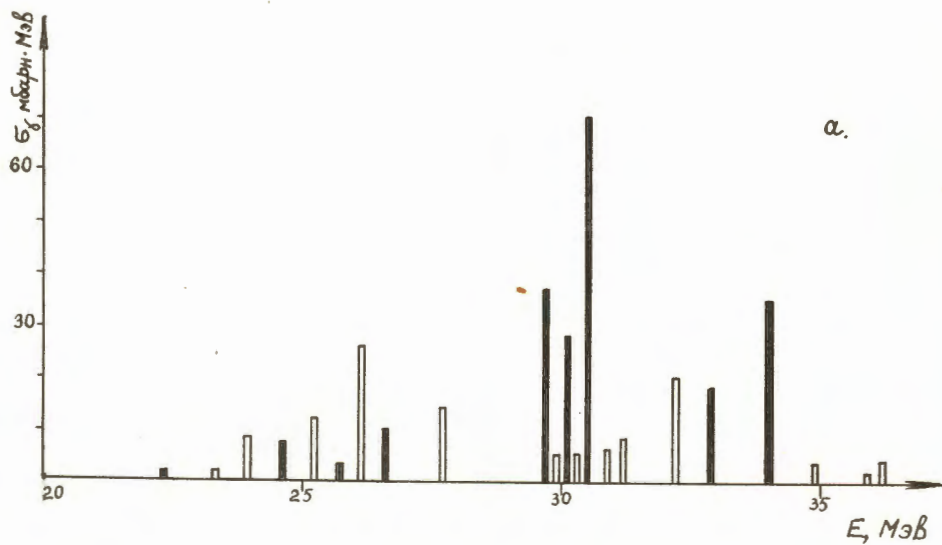


Рис.4. Дипольный гигантский резонанс над состоянием $I = 3/2^-$ ядер ^{15}N и ^{15}O . а. Сечение поглощения γ -квантов, б. Сечение фоторасщепления $\sigma(\gamma, p_0)$ ядра ^{15}N с образованием ^{14}C в основном состоянии.