

ДИПОЛЬНЫЙ ГИГАНТСКИЙ РЕЗОНАНС В ЯДРАХ P-ОБОЛОЧКИ—КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ И КЛАСТЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, В. Г. Неудачин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Р. А. Эрамзян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

На основании большого числа экспериментальных и теоретических работ устанавливаем и анализируем универсальное свойство дипольного резонанса в легких ядрах, которое называем конфигурационным расщеплением и которое состоит в возникновении двух групп переходов, разделенных по энергии и сформированных нуклонами разных оболочек. Величина его составляет около 10 МэВ в ядрах $1p$ -оболочки. Возникновение этого явления обусловлено существенной ролью сил Майорана в легких ядрах.

Описаны эксперименты, позволяющие обнаружить конфигурационное расщепление. Оно проявляется в широком круге явлений, связанных с возбуждением и последующим распадом состояний дипольного резонанса: в фотоядерных реакциях, рассеянии электронов, μ -захвате, радиационном захвате π -мезонов, при анализе состояний гиперядерной системы.

An universal feature of dipole resonance in light nuclei — the so called configurational splitting — is established and analysed on the basis of a great amount of theoretical and experimental investigations. The phenomenon consists in the formation of two groups of nucleon transitions separated in energy. Each group is contributed by nucleon transitions from different shells. The splitting is about 10 MeV in $1p$ -shell nuclei. The configurational splitting is caused by the Majorana force in light nuclei.

The experiments are discussed to enable the measurement of the configurational splitting. It manifests itself in a wide range of effects, arising in the excitation and subsequent decay of dipole states formed in photonuclear reactions, electron scattering, muon capture, radiative pion capture and in hypernuclear system.

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее яркая черта реакций поглощения γ -квантов атомными ядрами — возбуждение гигантского резонанса. Фотоядерный резонанс связан главным образом с дипольными переходами. В средних и тяжелых ядрах он локализован в энергетическом интервале от 13 до 18 МэВ. Если ядра сферические, дипольный

резонанс в экспериментах с невысоким энергетическим разрешением проявляется в виде сравнительно узкого единого пика; в деформированных — он расщепляется на два. В легких ядрах наблюдается совершенно иная картина: резонанс оказывается размытым по широкой энергетической области, простираясь почти до 40 МэВ, и даже в экспериментах с невысоким энергетическим разрешением проявляется в виде нескольких довольно широких максимумов.

Теоретическая интерпретация гигантского фотоядерного резонанса для средних и тяжелых ядер, основанная на гидродинамических представлениях, так называемый макроскопический подход, была дана А. Б. Мигдалом [1] и Гольдхабером, Теллером [2]. Основы микроскопического подхода, базирующегося на модели оболочек, были заложены Уилкинсоном [3]. Решающий шаг в этом направлении был сделан в начале шестидесятых годов Брауном [4], который ввел понятие коллективного дипольного состояния. Реальное существование такого состояния было продемонстрировано впервые В. В. Балашовым с сотр. [5]. В результате достигнуто понимание коллективной природы гигантского резонанса, что позволяет установить связь между микроскопической и коллективной (гидродинамической) теориями фотоэффекта.

Детальные микроскопические расчеты дипольного фотоядерного резонанса в средних и тяжелых ядрах оказались возможными только в последнее время, когда стали использовать мощные ЭВМ. Результаты этих исследований, которые отражают последние достижения, обсуждаются в обзорных статьях [6—8].

В начале шестидесятых годов, т. е. почти в то же самое время, когда закладывались основы микроскопического подхода, было показано, что в легких ядрах не происходит формирование единого дипольного состояния [9—12], и указана причина такого явления [9, 13], которая заключается в том, что в легких ядрах существенное значение приобретают силы Майорана. Первым следствием этого является наличие супермультиплетной структуры у легких ядер и ярко выраженный эффект «счетверения» нуклонов (большая энергия связи нуклона в случае, если при его отделении разрушается заполненная строка орбитальной схемы Юнга). Второе следствие состоит в том, что энергия связи нуклона замкнутой оболочки, участвующего в формировании гигантского резонанса, довольно быстро увеличивается с ростом числа частиц во внешней незаполненной оболочке, тогда как энергия связи нуклона на поверхности Ферми, куда попадает нуклон из замкнутой оболочки, остается примерно постоянной. Возбужденные состояния с разными схемами Юнга раздвинуты по энергии столь сильно, что недиагональная часть амплитуды взаимодействия частицы с дыркой оказывается слишком малой, чтобы «смять»

влияние большого разброса энергий и сформировать единый максимум дипольного поглощения.

Результирующий эффект следующий: а) переходы из замкнутой оболочки смещаются относительно переходов из внешней незаполненной оболочки в сторону больших энергий; б) переходы из каждой оболочки также группируются по энергии в зависимости от схемы Юнга образующегося состояния.

Такое влияние сил Майорана, которое приводит к расщеплению кривой дипольного поглощения в легких ядрах, получило название *конфигурационного расщепления* [14, 15].

Одновременно теоретически было установлено, что одно из ярких следствий конфигурационного расщепления резонанса в ядрах $1p$ -оболочки — весьма необычные каналы его распада [9—12]. Теория предсказывала [9—11], что в изотопах лития основными должны быть каналы распада высоковозбужденного ядра ($E^* \approx 30$ МэВ) на три или четыре сравнительно малоэнергичных фрагмента. Это так называемый *звездный распад*, соответствующий фоторасщеплению виртуальной α -частицы в ядре. Был предсказан и двухчастичный канал, соответствующий делению на две равные части: ${}^3\text{He}-{}^3\text{H}$ в ${}^6\text{Li}$ и ${}^4\text{He}-{}^3\text{H}$ в ${}^7\text{Li}$. Эти предсказания стимулировали постановку большой серии экспериментов, которая была осуществлена ленинградскими физиками [16—19]. В результате подобных исследований экспериментально обнаружен звездный распад в ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$.

Последующий анализ показал, что и для ядер, в которых заполняется ($2s - 2d$)-оболочка, по-видимому, имеются условия для возникновения конфигурационного расщепления [20]. Этот вывод стимулировал в НИИЯФ МГУ обширные экспериментальные исследования [21—24], которые вместе с теоретическими [25, 11] привели к обнаружению данного явления в области ядер $24 \leq A \leq 32$. При этом конфигурационное расщепление обнаруживается, в основном, по своему специфическому свойству — высоковозбужденные состояния, образованные в результате перехода нуклона из замкнутой оболочки в валентную, в значительной степени остаются неколлективизированными и поэтому распадаются, испуская нуклоны небольших энергий, так, что ядро $A-1$ остается сравнительно высоковозбужденным (дырка в заполненной оболочке).

В последующие годы было установлено, что возбуждение состояний гигантского резонанса не является специфической чертой только электромагнитных взаимодействий. Заимствованный из физики фотоядерных реакций, резонансный механизм был предложен затем как доминирующий механизм поглощения мюонов ядрами, далее — радиационного захвата π -мезонов [26]. Эта концепция все глубже проникает в другие области физики средних энергий. К настоящему времени получены убедительные

подтверждения доминирующей роли таких состояний в многочисленных процессах мезон-ядерных взаимодействий.

Во многих процессах, идущих при средних энергиях, доминируют переходы дипольного типа [26]. На основе этого было показано, что явление конфигурационного расщепления гигантского резонанса имеет важное значение и в процессах взаимодействия мезонов с легкими ядрами [27—30]. Как и в фотоядерных реакциях, в самых легких ядрах $1p$ -оболочки оно проявляется через многочастичный характер распада [31—33]. Причем, если в фотоядерных реакциях конфигурационное расщепление для ядер средней массы «сминалось» остаточным взаимодействием между нуклонами в ядрах, то в процессах мезон-ядерного взаимодействия оно, по-видимому, прослеживается [34, 35] гораздо дальше — вплоть до ядер с атомным номером $A \approx 100$ и выше. Причина в том, что в мезон-ядерных взаимодействиях определяющую роль играют спиновые возбуждения, т. е. интенсивные переходы нуклона типа $j^\pi \rightarrow j'^{\pi+1}$, где, например, j и j' могут принимать следующие значения: $j = l + 1/2$ и $j' = (l + 1) + 1/2$ или $j = l + 1/2$ и $j' = (l + 1) - 1/2$ и т. п. В результате, в отличие от обычного дипольного гигантского резонанса, энергия спин-орбитального расщепления уже определяет как один из важнейших факторов большую ширину разброса уровней частица — дырка в нулевом приближении, т. е. до учета недиагональных матричных элементов. Поэтому соответствующие состояния коллективизируются в результате смешивания состояний частица — дырка гораздо слабее, чем обычные дипольные возбуждения, так что условия для проявления конфигурационного расщепления благоприятны и для средних ядер.

В последнее время выяснилось, что супермультиплетная структура уровней проявляется и в самых легких гиперядрах $1p$ -оболочки ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^8\text{Be}$. Такая структура этих систем приводит к интересным следствиям в идущих с изменением странности (K^- , π^-)-процессах [36], где тоже обнаруживают конфигурационное расщепление.

Таким образом, во всех обсуждаемых вопросах на первом плане стоят особенности спектра энергий частица — дырка в нулевом приближении, т. е. еще до учета недиагональной части амплитуды взаимодействия частица — дырка, которая при благоприятных обстоятельствах приводит к коллективизации дипольных состояний. Развитие ядерной физики в рассматриваемой области совершило неожиданный поворот. Казалось бы, наиболее простые аспекты проблемы — эффекты нулевого приближения — обнаружили важные неисследованные ранее особенности и заметно оживили общий тон фотоядерных исследований. Сейчас мы предполагаем возможностью иметь как «обычные» ситуации сильно коллективизированных дипольных состояний в средних и тяже-

льных ядрах, так и ситуации, когда дипольное поглощение распределено по широкой энергетической полосе слабо коллективизированных состояний частица — дырка. Такое разнообразие свойств частично-дырочных состояний важно во многих вопросах, и это интересное внутреннее единство достаточно широкого круга явлений и побудило нас написать этот обзор. Обсудим здесь качественно предпосылки для возникновения конфигурационного расщепления и их реализацию в различных ядрах и возможные эффекты, непосредственно связанные с таким расщеплением, которые могут служить его индикаторами, а также обсудим результаты обстоятельных расчетов и экспериментального исследования этого явления в ядрах $1p$ -оболочки.

1. ПРЕДПОСЫЛКИ ДЛЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КОНФИГУРАЦИОННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ЛЕГКИХ ЯДРАХ И ЕГО ХАРАКТЕРНОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ (КАЧЕСТВЕННОЕ РАССМОТРЕНИЕ)

Супермультиплетная структура легких ядер и ее проявление в состояниях, формирующих дипольный резонанс. Силы Майорана $M = -V_m \sum P_{ij}^x$ определяют основные черты структуры легких ядер — в них приближенно реализуется супермультиплетная схема уровней. Здесь P_{ij}^x — оператор перестановки пространственных координат нуклонов; эффективное значение $\langle V_m \rangle \approx 3 \div 4$ МэВ. Схема Юнга $[\lambda]$ орбитальной симметрии как хорошее квантовое число — главная характеристика такой структуры [37]. При этом в пределах одной схемы Юнга может быть и сильное смешивание состояний как по орбитальному моменту L , так и по спину S .

Между состояниями, относящимися к разным схемам Юнга, имеется большая энергетическая щель. Проиллюстрируем это на примере ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, где эффект выражен наиболее ярко. Так, в ${}^6\text{Li}$ уровни со схемой Юнга [42] и конфигурацией $0s^4 1p^2$, а в ${}^7\text{Li}$ — со схемой [43] и конфигурацией $0s^4 1p^3$ расположены в энергетическом интервале от 0 до 6 МэВ, а со схемами [411] в ${}^6\text{Li}$ и [421] в ${}^7\text{Li}$ — от 10 до 18 МэВ [38]. Похожая ситуация имеет место и в других ядрах $1p$ -оболочки. В четно-четных ядрах с $N = Z$ между нижайшими состояниями с изоспинами $T = 0$ и $T = 1$ также возникает большая щель, так как они оказываются принадлежащими к разным схемам Юнга. В первом случае это конфигурация с неразрушенной четверкой в схеме Юнга, например, $0s^4 1p^4$ [44] в ${}^8\text{Be}$ или $0s^4 1p^8$ [444] в ${}^{12}\text{C}$, а во втором — с разрушенной — $0s^4 1p^4$ [431] и $0s^4 1p^8$ [4431]. В ядрах $1p$ -оболочки щель составляет около 15 МэВ, а в $(2s - 2d)$ -оболочки — около 9 МэВ. Именно об этом эффекте счетверения было сказано выше.

При описании дипольного резонанса в легких ядрах обычно полагают, что он формируется из двух групп нуклонных переходов: из полностью заполненной (внутренней) в частично заполненную — внешнюю (или, как иногда ее называют, *валентную*) оболочку (группа Б) и из частично заполненной в полностью незаполненную (группа А). Эти группы образованы $0s \rightarrow 1p$ - и $1p \rightarrow \rightarrow (2s \text{ или } 2d)$ -переходами в ядрах $1p$ -оболочки:

$$0s^4 1p^{A-4} \rightarrow \begin{cases} 0s^4 1p^{A-5} (2s \text{ или } 2d)^1 & \text{А (1а)} \\ 0s^3 1p^{A-3} & \text{Б (1б)} \end{cases}$$

и $1p \rightarrow (2s \text{ или } 2d)$ - и $(2s \text{ или } 2d) \rightarrow (3f \text{ или } 3p)$ -переходами в ядрах $(2s-2d)$ -оболочки:

$$0s^4 1p^{12} (2s-2d)^{A-16} \rightarrow \begin{cases} 0s^4 1p^{12} (2s-2d)^{A-17} (3f \text{ или } 3p)^1 & \text{А (2а)} \\ 0s^4 1p^{11} (2s-2d)^{A-15} & \text{Б. (2б)} \end{cases}$$

Состояния дипольного резонанса в сильной степени испытывают влияние супермультиплетного характера структуры низколежащих состояний. Проиллюстрируем это на примере тех же ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. В супермультиплетной схеме * основному состоянию ${}^6\text{Li}$ соответствует конфигурация $0s^4 1p^2$ [42], а ${}^7\text{Li}$ — конфигурация $0s^4 1p^3$ [43]. Дипольный резонанс в этих двух ядрах формируется главным образом из состояний, описываемых приведенными в табл. 1 конфигурациями. Переходы из заполненной $0s$ -обо-

Таблица 1

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

${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$
1. $(0s^4 1p (2s \text{ или } 2d) [411])$	1. $0s^3 1p^4 [43]$
2. $(0s^3 1p^3 [33])$	2. $0s^4 1p^2 (2s \text{ или } 2d) [421]$
3. $(0s^3 1p^3 [321])$	3. $0s^3 1p^4 [331]$

лочки (группа Б) сильно смещены по энергии относительно переходов из $1p$ -оболочки. Это связано с тем, что в ядрах, где $1p$ -оболочка только начинает заполняться, как видно из табл. 1, в пере-

* Примесь в основном состоянии других компонент, обусловленных тем, что схема Юнга не является строго сохраняющейся величиной, оказывается в этих ядрах меньше 10% [38].

ходах группы А не происходит разрушения четверки нуклонов, а в других — происходит. Смещены относительно друг друга и переходы группы Б, что связано с наличием щели между состояниями со схемами Юнга [33] и [321].

Недиагональная часть остаточного взаимодействия нуклонов в ядре не в состоянии объединить в единый коллективный максимум столь сильно разбросанные уровни. Более того, из-за большого разброса по энергии смешивание состояний между этими группами при учете недиагональной части взаимодействия будет небольшим, и они практически сохраняют свою индивидуальность. Поэтому уже диагональное приближение (когда энергия каждого состояния, из которого формируется резонанс, рассчитывается лишь с учетом диагональной части эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия, но без учета смешивания состояний) может служить хорошей основой для выявления гросс-структуры дипольного резонанса. Именно в таком приближении и были выполнены первые расчеты [9—12], на основе которых было предсказано, что дипольные состояния в изотопах Li концентрируются в интервале энергий $\Delta E_1 = 10 \div 15$ МэВ, $\Delta E_2 = 15 \div 20$ МэВ и $\Delta E_3 \geq 25$ МэВ соответственно. Поскольку последний максимум связан с разрушением заполненной четверки в схеме Юнга, его назвали максимумом квази- α -частичного поглощения γ -квантов. Детальные расчеты, выполненные с учетом смешивания конфигураций [28, 39, 40], подтвердили, что эффект этого смешивания невелик и каждый из максимумов однозначно связан с определенной конфигурацией, приведенной в табл. 1. Уже в 1963 г. появились экспериментальные данные [41], из которых следовало, что в ${}^6\text{Li}$ действительно имеется хорошо обособленный высокоэнергетический максимум квази- α -частичного поглощения.

В ядрах, где $1p$ -оболочка заполнена почти наполовину, т. е. начиная с ${}^8\text{Be}$, формирование дипольного резонанса связано с разрушением четверки нуклонов уже и в $1p$ -оболочке. Поэтому смещенными относительно друг друга из-за проявления супермультиплетной структуры оказываются и переходы группы А. При этом в ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^{13}\text{C}$ будут присутствовать переходы в состояния, описываемые схемой Юнга с неразрушенными четверками [441] и [4441] соответственно. Такие состояния расположены очень низко. Соответствующая низкоэнергетическая ветвь получила название пигми-резонанса [42].

Эффект сгущения нуклонов приводит к своего рода квази- α -молекулярной структуре легких ядер, которая хорошо выражена у ядер в области от ${}^5\text{He}$ до ${}^9\text{Be}$ и несколько слабее — у остальных ядер $1p$ -оболочки. Этот эффект можно интерпретировать как отталкивание благодаря силам Майорана между заполненными строками в схеме Юнга (орбитальной). Такая квазимолекулярная структура может быть, как показал Бринк [43], описана в рамках

многоцентрового метода Хартри — Фока [44], где каждая орбиталь в волновой функции — сумма состояний, локализованных относительно разных α -центров.

Рассмотрим в качестве примера ядро ${}^9\text{Be}$. Составим молекулярные орбитали $\sigma_g(1p)$ и $\sigma_u(1p)$ для $1p$ -нуклона в поле каждого из двух α -центров [43, 45]. Эти орбитали вырождаются по энергии при взаимном адиабатическом удалении центров. При их сближении они переходят в $1p$ - и $2s$ -состояния соответственно. Расстояние между этими уровнями составляет всего 1,7 МэВ, что гораздо меньше, чем осцилляторная частота $\hbar\omega \approx 16$ МэВ для этих ядер. Таким образом, уже при очень низких энергиях возникает дипольное состояние пигми-резонанса. В модели оболочек, как отмечалось выше, это состояние с неразрушенной четверкой нуклонов ($0s^4 1p^4 2s$) [441]. Такой эффект обусловлен тем, что α -ассоциации в ядре ${}^9\text{Be}$ весьма заметно раздвинуты [37]. Неудивительно поэтому, что общий ход кривой дипольного поглощения для ядра ${}^9\text{Be}$ оказывается детально связанным с таковым для α -частицы [46] (см. ниже). Так как нуклонные ассоциации в изотопах Li и Be заметно обособлены, то нужно иметь в виду, что оболочечные расчеты гигантского резонанса для этих ядер несколько переоценивают роль «фермизации» системы из A нуклонов, т. е. роль антисимметризации между кластерами.

В ядрах ($2s - 2d$)-оболочки уже нельзя говорить о квази-молекулярной структуре. Однако и в этих ядрах имеются аналогичные закономерности в энергиях дырок и частиц, что приводит к возникновению энергетической щели между переходами из разных оболочек и слабому смешиванию этих состояний частица — дырка. Формально это связано с тем, что с ростом квантовых чисел нуклонов n и l силы Майорана быстро теряют свое супермультиплетное действие, и эффект обменного оператора P_{ij}^x становится незначительным. В этом плане переходы $1p \rightarrow (2s - 2d)$ и $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$ неравноправны.

Конфигурационное расщепление в ядрах ($2s - 2d$)-оболочки реализуется и в методе Хартри — Фока [47]. В этом случае роль сил Майорана воспринимается как возрастание деформации ядра (аналогично тому, что имеет место в ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$), но одночастичные орбитали имеют гораздо более сложный вид, чем орбиты Нильссона. В результате малоэнергичная группа дипольных переходов оказывается связанной с возбуждением валентных нуклонов, а высокоэнергичная — нуклонов замкнутой оболочки.

С ростом атомного номера A , когда растут значения n и l валентных оболочек, обменный оператор P_{ij}^x теряет свое значение (уже в ядрах средней массы радиус взаимодействия между нуклонами существенно меньше радиуса ядра). Короткодействующий характер взаимодействия приводит к явлению спаривания. Качест-

венно куперовская пара соответствует тому случаю, когда остаточное взаимодействие между нуклонами имеет характер δ -сил. По относительному движению куперовская пара нуклонов имеет квантовые числа $N = 2n$ и $L = 0$, где n — главное квантовое число нуклона. Поэтому волновая функция относительного движения $\Psi_{NL}(r_{12})$ у такой пары имеет при $r_{12} = 0$ максимально возможное значение [48]. Это определяет характер когерентного смешивания различных парных состояний $(nlj)^2$ в заданной осцилляторной оболочке, где $n = \text{const}$. В целом это совсем другой эффект, чем дальнедействующий эффект счетверения, обсуждавшийся выше; $\tau\tau$ -компонента такого δ -взаимодействия является притяжением в канале частица — частица и отталкиванием в канале частица — дырка [4, 49]. Это взаимодействие «сминает» неточное вырождение состояний частица — дырка и сдвигает образующееся дипольное состояние, так как удваивается его энергия по сравнению с энергией нулевого приближения $E_0 \approx 7 \div 8$ МэВ.

Возвращаясь к легким ядрам, можно сказать, что, как следует из качественного рассмотрения и оценок в диагональном приближении, в ядрах $1p$ - и $(2s - 2d)$ -оболочки должно иметь место конфигурационное расщепление: возникают две довольно изолированные группы переходов А и Б, связанные с возбуждением нуклонов валентных и внутренних оболочек соответственно. Кроме того, внутри каждой группы также может иметь место расщепление по энергии.

Обсудим теперь относительную интенсивность возбуждения этих двух ветвей. В ядрах, у которых на валентной оболочке число нуклонов меньше, чем в замкнутой, как, например, в изотопах Li или Mg, будут преобладать переходы группы Б [см. выражения (1) и (2)]. Поэтому дипольный резонанс в таких ядрах будет расположен при высоких энергиях. С заполнением валентной оболочки интенсивность переходов из нее, естественно, растет, а из заполненной — падает, так как уменьшается число состояний, на которые могут идти дипольные переходы. Как следствие, дипольный фотоядерный резонанс будет более сконцентрирован в узком интервале энергий, и максимум его расположится при более низких энергиях, чем в ядрах, где валентная оболочка только начинает заполняться.

Конфигурационное расщепление и распад дипольного резонанса. Одновременно с высказыванием идеи о наличии в легких ядрах конфигурационного расщепления было указано на то, что, поскольку смешивание между различными группами состояний является слабым, распад каждой из них должен происходить на соответствующие дырочные состояния дочернего ядра А — 1 [9, 10, 20]. Схему нуклонного распада упрощенно можно представить следующим образом:

для ядер $1p$ -оболочки:

$$A \rightarrow 0s^4 1p^{A-5}, \quad \pi = (-1)^{A-1}; \quad (3a)$$

$$A \rightarrow 0s^4 1p^{A-6} (2s \text{ или } 2d)^1, \quad \pi = (-1)^A; \quad (3б)$$

$$B \rightarrow 0s^3 1p^{A-4}, \quad \pi = (-1)^A, \quad (4)$$

для ядер $(2s-2d)$ -оболочки:

$$A \rightarrow 0s^4 1p^{12} (2s-2d)^{A-17}, \quad \pi = +1; \quad (5a)$$

$$A \rightarrow 0s^4 1p^{12} (2s-2d)^{A-18} (3p \text{ или } 3f)^1, \quad \pi = -1; \quad (5б)$$

$$B \rightarrow 0s^4 1p^{11} (2s-2d)^{A-16}, \quad \pi = -1. \quad (6)$$

Конечно, конфигурации (3б) и (4) или (5б) и (6) смешиваются нуклон-нуклонным взаимодействием. Однако и в этом случае смешивание чаще всего оказывается таковым, что можно выделить конфигурацию, дающую основной вклад в волновую функцию.

Дипольный резонанс распадается, главным образом, испусканием нуклонов. Исключение составляют самые легкие ядра $1p$ -оболочки. Распад группы А по нуклонному каналу должен приводить к заселению низколежащих состояний конечного ядра, структура которых определяется конфигурациями $0s^4 1p^{A-5}$ (для ядер $1p$ -оболочки) и $0s^4 1p^{12} (2s-2d)^{A-17}$ [для ядер $(2s-2d)$ -оболочки]. При этом в первом случае будут вылетать нуклоны с орбитальными моментами $l = 0$ и 2 , а во втором — с моментами $l = 1$ и 3 . Гораздо слабее будет идти распад, помеченный пунктирной линией — $(3d)$ и $(5d)$, так как энергетический и спектроскопический факторы в этом случае не благоприятствуют ему.

В отсутствие смешивания между группами А и Б последняя в результате распада приводит к заселению только тех состояний ядра $A-1$, в которых содержится дырка в замкнутой оболочке $0s$ (в ядрах $1p$ -оболочки) или $1p$ [в ядрах $(2s-2d)$ -оболочки]. Такие дырочные состояния ядра $A-1$ лежат высоко по энергии (см. обсуждение ниже). Хотя сам резонанс, обусловленный переходами группы Б, расположен также довольно высоко, его распад, будучи связанным с высоколежащими дырочными состояниями конечного ядра $A-1$, должен приводить к испусканию мягких нуклонов. В ядрах $1p$ -оболочки распад состояний группы Б будет приводить к вылету нуклона с орбитальным моментом $l = 1$, а ядер $(2s-2d)$ -оболочки — с моментами $l = 0$ и 2 .

Низколежащие состояния конечного ядра $A-1$ с четностью $\pi = (-1)^A$ в ядрах $1p$ -оболочки и $\pi = -1$ в ядрах $(2s-2d)$ -оболочки содержат преимущественно компоненты (3б) или (5б) соответственно и малую примесь компонент (4) или (6). В табл. 2 приведены веса [50] $0s$ -дырочной конфигурации в волновых функ-

Таблица 2

Распределение $0s$ -дырочной компоненты по различным состояниям ядра ^{15}N с квантовыми числами J^π , $T = 1/2^+$, $1/2$

Энергия возбуждения, МэВ	Доля $0s$ -дырочной компоненты, %	Энергия возбуждения, МэВ	Доля $0s$ -дырочной компоненты, %
5,3	1,1	22,8	0,6
9,3	0,1	24,0	0,7
12,1	0,7	26,2	5,0
13,9	0,1	27,8	1,4
16,2	0	30,3	0,6
17,9	0	31,5	0,6
19,4	0	34,8	59,7
21,9	0,1	36,0	9,4

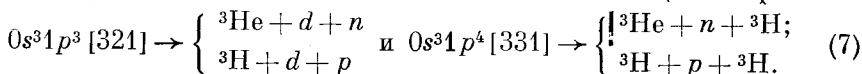
циях ядра ^{15}N с квантовыми числами $J^\pi = 1/2^+$. С увеличением энергии возбуждения вес глубокой дырочной компоненты в каждом состоянии растет. Благодаря наличию таких примесей в волновых функциях конечного ядра возникает переход из высоколежащих состояний гигантского резонанса с глубокой дыркой на низколежащие состояния конечного ядра через глубокую дырочную компоненту, что приводит к возникновению дополнительной относительно жесткой компоненты в фотонуклонном спектре. В ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки эта компонента имеет заметную интенсивность.

Знание дырочной природы заселяемых состояний ядра $A - 1$ и энергетической зависимости парциальных сечений позволяет разделить гигантский дипольный резонанс на компоненты, связанные с переходами нуклонов из разных оболочек. Для этого необходимо получить отдельно суммы парциальных сечений, отвечающих образованию конечного ядра $A - 1$ в дырочных состояниях во внешней и внутренней оболочках.

Таким образом, распад каждой группы состояний приводит к заселению уровней конечного ядра $A - 1$, различающихся между собой структурой, энергией и четностью, а вылетевшие нуклоны — орбитальными моментами. Такой специфический характер распада группы А и В и предопределил пути их экспериментального выделения. Они основаны на изучении так называемых *парциальных сечений* — сечений реакции с образованием конечного ядра в определенном состоянии.

Важная информация содержится и в такой характеристике парциального сечения, как угловое распределение. Анализ этой характеристики позволяет извлечь угловой момент вылетающего нуклона, который зависит от того, какая группа состояний распадается.

В ядрах, где $1p$ -оболочка только начинает заполняться, состояния конечного ядра, содержащие дырку в $0s$ -оболочке, нестабильны относительно последующего полного развала на фрагменты. При расщеплении ядер этой группы наиболее вероятным оказывается канал развала на несколько частиц, так называемый *звездный распад*. Какие это будут фрагменты — определяется схемой Юнга конечного состояния. На основании такого качественного анализа впервые был предсказан [9, 10] звездный распад состояний, сформированных переходами группы Б в ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ и связанных с квази- α -частичным поглощением фотонов



Особый интерес представляют дипольные состояния со схемой Юнга [33] в ${}^6\text{Li}$ и [43] в ${}^7\text{Li}$: теория предсказала [9, 10] их преимущественный распад по каналам ${}^3\text{He} - {}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He} - {}^3\text{H}$ соответственно.

Возможная постановка экспериментов по обнаружению конфигурационного расщепления дипольного фотоядерного резонанса. Парциальные сечения можно извлекать из спектров γ -квантов, снимающих возбуждение конечного ядра, и из спектров фотонуклонов. Оба типа экспериментов в настоящее время проводятся на пучке тормозного излучения. На рис. 1 в качестве примера показаны спектры γ -квантов, которые испускаются конечными ядрами, образующимися в результате распада дипольного резонанса в ядре ${}^{32}\text{S}$. В спектрах отчетливо выделяются максимумы, которые отвечают заселению в результате реакции ${}^{32}\text{S}(\gamma, p){}^{31}\text{P}$ девяти уровней ядра ${}^{31}\text{P}$, расположенных в области 3–6 МэВ, а также максимум, отвечающий заселению в результате реакции ${}^{32}\text{S}(\gamma, \alpha){}^{28}\text{Si}$ второго возбужденного состояния ядра ${}^{28}\text{Si}$. Достоинством экспериментов этого типа является: 1) высокое энергетическое разрешение Ge(Li)-детектора, позволяющее наблюдать отдельные, даже близкорасположенные уровни; 2) возможность получения в одном эксперименте информации о всех каналах распада гигантского резонанса — протонном, нейтронном, α -частичном и т. п. Трудности метода связаны с необходимостью корректного учета каскадных γ -переходов, запутывающих картину заселения уровней конечного ядра, и с низкой эффективностью регистрации фотонов Ge(Li)-детектором, что заставляет ограничиться измерениями при отдельных значениях верхней границы тормозного γ -излучения и получать интегральные сечения переходов в различные состояния (лишь в редких случаях удается получить грубую энергетическую зависимость парциального сечения). Кроме того, из спектров γ -квантов нельзя извлечь информацию о переходах в основное состояние конечного ядра и в состоянии, расположенные выше порога нуклонной эмиссии.

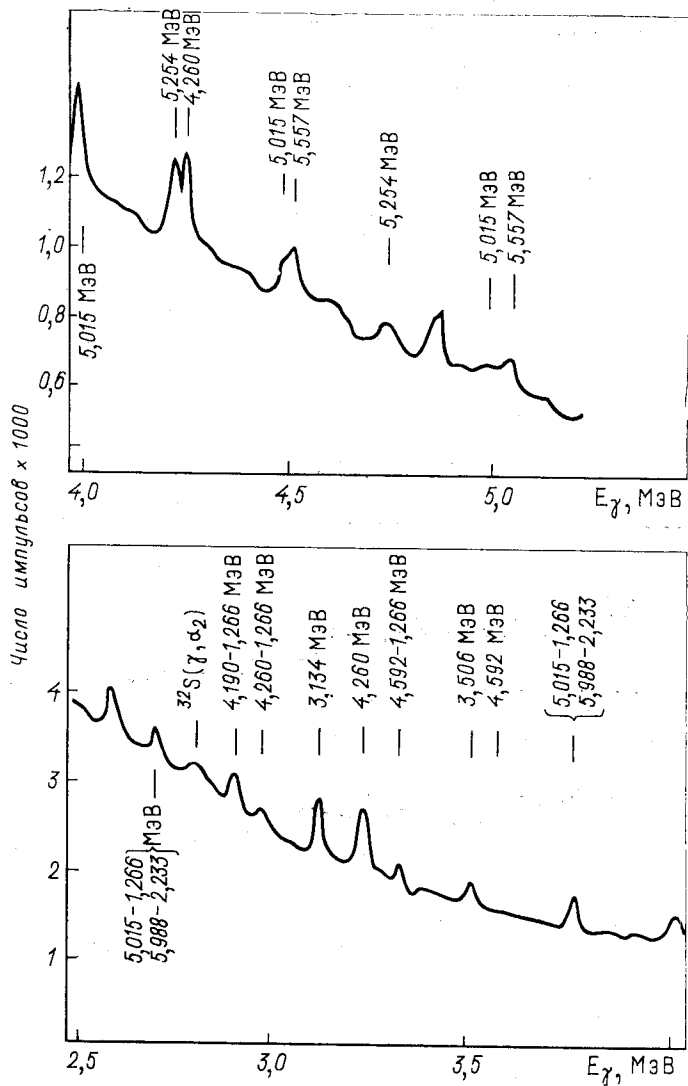


Рис. 1. Спектры γ -квантов, испускаемых конечными ядрами при распаде гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S [51].

Использовалось тормозное излучение с верхней границей 27,3 МэВ. Указана природа большинства γ -переходов

На рис. 2 показаны на примере ядра ^{32}S типичные спектры фотопротонов $N_p(E_p, E_\gamma^{\max})$ для различных значений верхней границы тормозного излучения E_γ^{\max} [21]. Каждый такой спектр формируется за счет распадов многих состояний гигантского дипольного резонанса на различные уровни конечного ядра. Если

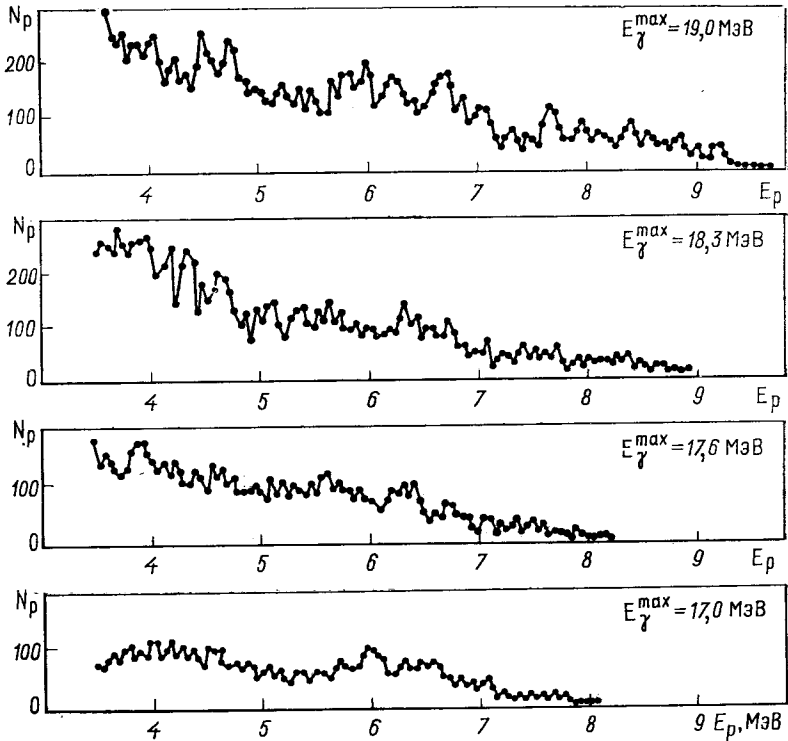


Рис. 2. Спектры фотопротонов из ядра ^{32}S для различных значений верхней границы E_γ^{\max} тормозного излучения ($E_\gamma^{\max} = 17 \div 19$ МэВ) [21]

спектры фотопротонов измерены для набора тормозных γ -спектров с близкими значениями верхней границы, то переходы в различные состояния конечного ядра можно разделить. Задача сводится к решению системы линейных уравнений

$$N_p(E_p, E_\gamma^{\max}) = \sum_{k=0}^m \sigma_k(E_\gamma) W(E_\gamma, E_\gamma^{\max}), \quad (8)$$

где $\sigma_k(E_\gamma)$ — сечение парциальной фотопротонной реакции с образованием конечного ядра в k -м состоянии ($k = 0, 1, 2, \dots$).

... , m), а $W(E_\gamma, E_\gamma^{\max})$ — спектр тормозного излучения. Энергия протона E_p связана с энергией фотона E_γ и энергией конечного ядра E_k следующим соотношением (рис. 3):

$$E_\gamma = B(p) + E_k + [A/(A - 1)] E_p, \quad (9)$$

где $B(p)$ — энергия отделения протона.

Систему уравнений (8) можно решить для ограниченного числа состояний конечного ядра, отстоящих друг от друга на расстояние,

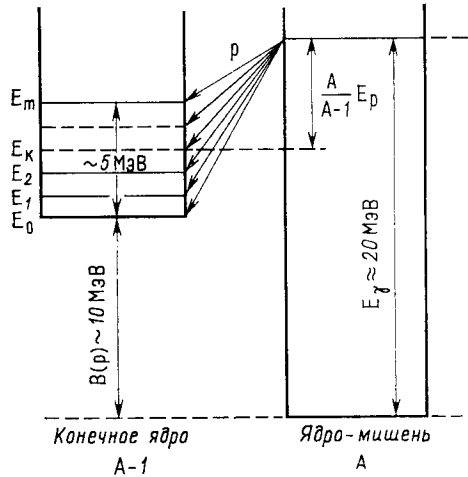


Рис. 3. Схема образования конечного ядра при различных состояниях в результате испускания протона

не превышающее шаг по E_γ^{\max} . Парциальные сечения $\sigma_k(E_\gamma)$ определяются лишь для таких состояний конечного ядра, которые наиболее сильно заселяются в (γ, p) -реакции. Для нахождения таких состояний из протонных спектров с помощью процедуры, подробно описанной в работах [24, 52], можно получить распределение доли переходов в различные состояния конечного ядра. Максимумы в таком распределении отвечают наиболее сильно заселяемым уровням (или группам уровней) конечного ядра. На рис. 4 показано распределение доли переходов в различные состояния конечного ядра для реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$, полученное из спектров протонов, приведенных на рис. 2. Горизонтальная шкала отвечает энергии E_k конечного ядра ^{31}P , вертикальная дает количество протонов, оставляющих конечное ядро в определенном состоянии (или группе состояний). Видно, что происходит интенсивное заселение основного, первого, второго возбужденных состояний и групп состояний при более высоких энергиях.

Главное достоинство метода извлечения парциальных сечений из фотонуклонных спектров состоит в возможности получения детальной энергетической зависимости парциальных сечений, что является решающим обстоятельством при изучении конфигурационного расщепления. В тех случаях, когда из спектров фотонуклонов получено сечение для группы неразрешенных состояний, информацию о том, какие из этих состояний заселяются,

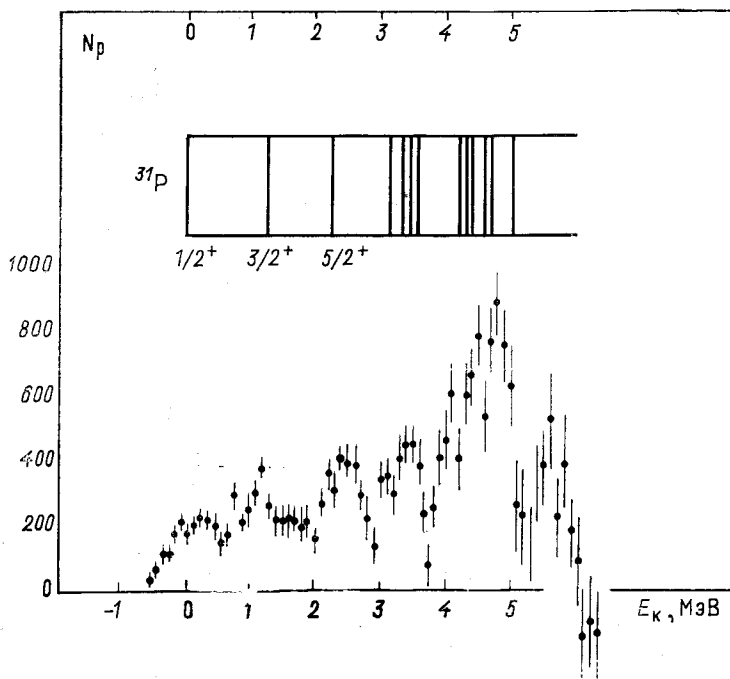


Рис. 4. Распределение доли переходов в различные состояния конечного ядра для реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$, полученное из спектров протонов, показанных на рис. 2. Приведена схема нижних уровней ядра ^{31}P

может дать эксперимент по измерению спектров γ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер. Таким образом, наиболее полную информацию о парциальных сечениях получаем при совместном исследовании спектров γ -квантов и фотонуклонов.

Такая программа исследований была реализована для ядер $(2s - 2d)$ -оболочки в НИИЯФ МГУ, где измеряли спектры фотопротонов и получили парциальные сечения для протонного канала распада гигантского дипольного резонанса описанным выше методом [21—24]. При анализе этих результатов использовали данные о спектрах γ -квантов, полученные другими эксперимен-

тальными группами. Изучали ядра ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , для которых имеется наиболее полный экспериментальный материал. В то же время для образующихся в результате фотопротонной реакции конечных ядер (^{23}Na , ^{25}Na , ^{27}Al , ^{31}P) была получена обширная спектроскопическая информация о характеристиках низколежащих состояний из реакций протонного подхвата, что облегчило интерпретацию результатов. Важное обстоятельство заключается в том, что протонный канал — доминирующий канал распада гигантского дипольного резонанса для трех (^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S) из четырех перечисленных выше ядер. На его долю приходится $\sim 70\text{--}80\%$ сечения фотопоглощения. Поэтому изучение протонного канала позволило получить наиболее полную информацию о гигантском дипольном резонансе ядер ($2s - 2d$)-оболочки.

Что же касается измерений угловых распределений фотопродуктов, то они [53, 54] были проведены пока для ядер в области $^{12}\text{C} - ^{16}\text{O}$, где преимущественно вылетают нуклоны с орбитальными моментами 0 и 2. Соответствующие измерения в той области ядер, где конфигурационное расщепление проявляется наиболее ярко, еще не проведены.

Супермультиплетный характер структуры состояний гиперядерной системы. Супермультиплетная схема определяет структуру не только обычных ядер начала $1p$ -оболочки, но и, как показано в [36], Λ - и, возможно, Σ -гиперядер. Гиперядерная система образуется при замене одного из нейтронов обычного ядра на гиперон. Ядерную часть гиперядерной системы снова будем характеризовать полной схемой Юнга в силу супермультиплетного характера структуры ядерной системы. Энергетические соотношения между ядерными состояниями меняются не существенно при замене нуклона на гиперон, так как гиперон-нуклонное взаимодействие, подобно остаточному нуклон-нуклонному в ядрах начала $1p$ -оболочки, перемешивает их слабо.

Основной источник получения гиперядер в настоящее время — реакция с обменом странностью (K^- , π^-), причем π^- регистрируется под углом $\theta = 0^\circ$ по отношению к пучку K -мезонов. Если энергия K^- -мезонов находится в интервале до 1 ГэВ, то образующийся гиперон будет иметь импульс, близкий к импульсу нуклонов в ядре, что благоприятствует образованию гиперядра. В силу такой кинематики переход нуклона в гиперон происходит так, что с большой вероятностью сохраняются оболочечные квантовые числа нуклона, т. е. процесс обладает высокой селективностью. Вследствие этого вероятность образования гиперядра $^{\Lambda}\text{Li}$ в основном и низколежащих состояниях (конфигурация $0s_{\Lambda}0s^41p$ [41]) мала. Наиболее существенны переходы ядра $^{\Lambda}\text{Li}$ в возбужденные состояния $^{\Lambda}\text{Li}$ с конфигурациями $|1p_{\Lambda}, 0s^41p$ [41]: $^{2S+1}L_J$, $|0s_{\Lambda}, 1\hbar\omega$ [41]: $^{2S+1}L_J$ и $|0s_{\Lambda}, 1\hbar\omega$ [32]: $^{2S+1}L_J$. Здесь символ $1\hbar\omega$ [λ] обозначает состояние конфигурации s^3p^2 [λ]. Для [λ] = [41]

подразумевается исключение движения центра масс, так что реально имеем дело с суперпозицией состояний s^3p^2 [41] и $s^4(2s - 2d)$ [41].

При указанных переходах значение $J^\pi = 1^+$ у ядра ${}^6\text{Li}$ сохраняется. Расчет с учетом остаточного нуклон-нуклонного и гиперон-нуклонного взаимодействия для гиперядерных состояний с полным моментом $J^\pi = 1^+$ подтверждает супермультиплетный характер уровней гиперлития и приводит к следующей структуре уровней: уровни с гипероном на $1p$ -орбите оказались расположенными в интервале энергий 8—13 МэВ (за нуль принята энергия основного состояния гиперлития), уровни с гипероном на $0s$ -орбите и ядерным состоянием со схемой Юнга [41] — около 20 МэВ, а со схемой [32] — от 18 до 26 МэВ. Причем в каждом случае примесь конфигураций с другой схемой Юнга не превышала 20%, как и в состояниях обычного ядра. (Детальное обсуждение вопросов каон-ядерного взаимодействия и физики гиперядер читатель может найти в [55].)

Обсудим теперь, какова интенсивность заселения различных состояний положительной четности гиперядерной системы. Один из возможных способов расчета сечения основан на методе искаженных волн с использованием импульсного приближения для амплитуды (K^- , π^-)-процесса на ядре. Сечение процесса под углом $\theta = 0^\circ$ в квазиклассическом приближении имеет вид [55]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0^\circ} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \sum_j \left| \langle {}^6\text{Li} | \sum_j u_j (n \rightarrow \Lambda) \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ i q z - \frac{\sigma}{2} T(b) \right\} | {}^6\text{Li} \rangle \right|^2, \quad (10)$$

где

$$T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z') dz'; \quad (11)$$

ρ — плотность распределения нуклонов в ядре; σ — параметр пион-нуклонного взаимодействия. Результирующее сечение образования системы ${}^6\text{Li}$ в различных состояниях с полным моментом $J^\pi = 1^+$ приведено в табл. 3 с указанием главной компоненты волновой функции состояния.

Результирующая картина возбуждения оказывается очень похожей на случай фотоядерной реакции: при низких энергиях локализованы переходы, составляющие группу А и связанные с переходом нейтрона из внешней оболочки в гиперон на $1p$ -орбите; далее имеется щель около 5 МэВ, а затем локализованы переходы, составляющие группу Б — в игру вступает нейтрон $0s$ -оболочки. Таким образом, наблюдается типичное конфигурационное расщепление.

Обсудим теперь распадные характеристики гиперядерных резонансов, которые так же, как для обычных ядер, удобно обсуждать в терминах спектроскопических факторов. Впервые такое рассмотрение было проведено в [36]. Наиболее сильно возбуждающее состояние при $E^* = 8,4$ МэВ и следующее за ним при 13 МэВ, как легко видеть из конфигурации, описывающей его,

Таблица 3

Энергия и сечения возбуждения наиболее сильных резонансов со спином 1^+ в гиперлитии, образовавшемся в (K^- , π^-)-реакции с указанием доминирующей конфигурации (разность одночастичных энергий гиперона $\varepsilon(1p) - \varepsilon(0s)$ полагалась равной 7,5 МэВ)

Энергия возбуждения, МэВ	$(d\sigma/d\Omega)_{\theta=0^\circ}$, мкб/ср	Основная конфигурация резонанса
8,4	1360	$1p_\Delta$, $0s^4 1p$ [41] Группа А
13,0	150	
18,0	840	$0s_\Delta$, $0s^3 1p^2$ [32] Группа Б
19,7	185	$0s_\Delta$, $0s^4 1d$ [41]
22,4	110	Суперпозиция различных конфигураций
24,8	175	$0s_\Delta$, $0s^3 1p^2$ [32]
26,4	180	$0s_\Delta$, $0s^3 1p^2$ [32]
35,6	190	$0s_\Delta$, $0s^3 1p^2$ [311]

будет иметь большой спектроскопический фактор по отношению к вылету $1p$ -нуклона или $1p$ -гиперона. Второй по интенсивности резонанс расположен при 18 МэВ. Энергетически распад этого резонанса разрешен только по каналам ${}^4\text{He} + p$ и $\text{Li} + \Lambda$, где как ${}^5\text{Li}$, так и ${}^5\text{He}$ находятся в основном состоянии (рис. 1.5). Доминирующая конфигурация такова (см. табл. 3), что распад на основное состояние как ${}^4\text{He}$, так и ${}^5\text{Li}$ запрещен по этой компоненте и будет идти исключительно за счет малой примеси, нарушающей супермультиплетную структуру. В результате у этого резонанса существенно меньшая распадная ширина, чем у предшествующих низколежащих. Такое различие в ширине приводит к тому, что максимальное значение сечения связано именно с этим уровнем, а не с более низким, сечение возбуждения которого максимально. Такой вывод теории находит экспериментальное подтверждение, как это хорошо видно на рис. 5.

Основной канал распада состояния с энергией 26,4 МэВ — канал $d + {}^4\text{He}$ (или ${}^4\text{He}^*$ с последующим испусканием γ -кванта и переходом в основное состояние ${}^4\text{He}$). Такой распад почти

полностью определяет ширину этого уровня и частично уровня с энергией 24,8 МэВ. Данные предсказания о характере распада резонансов в гиперядерной системе $\Lambda^6\text{Li}$ ставят на повестку дня

вопрос о проведении измерений в совпадении продуктов (K^- , π^-)-реакции, а именно π^- -мезона и дейтона, а возможно и π^- -мезона и протона, а возможно и π^- -мезона, дейтона и γ -кванта. Такие данные несомненно позволят глубже понять проявление супермультиплетной структуры в гиперядре Li. И в системах $\Lambda^7\text{Li}$ и $\Lambda^8\text{Be}$ реализуется супермультиплетная схема уровней. И, как следствие такой схемы, возникают специфические каналы распада на два и три фрагмента, аналогично ситуации, реализующейся при фоторасщеплении.

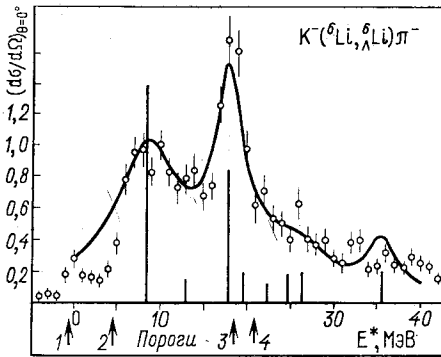


Рис. 5. Дифференциальное сечение под углом $\theta = 0^\circ$ реакции ${}^6\text{Li} (K^-, \pi^-)$ с учетом (сплошная линия) и без учета (вертикальные линии) ширины резонанса [36]

Экспериментальные данные — из работы [56]. Стрелками указаны пороги распада $\Lambda^6\text{Li}$ по каналам: 1 — ${}^5\Lambda\text{He} + p$; 2 — ${}^5\Lambda\text{Li} + \Lambda$; 3 — ${}^4\Lambda\text{He} + d$; 4 — ${}^3\text{He} + {}^3\Lambda\text{H}$

Конфигурационное расщепление дипольного резонанса, возбуждаемого при рассеянии электронов, μ -захвате и радиационном захвате π -мезонов.

До сих пор мы обсуждали в основном дипольный фотоядерный резонанс. Есть еще два семейства электромагнитных переходов, относящихся к дипольному типу, но только по орбитальной части оператора. Одно семейство — магнитные квадрупольные переходы ($M2$), а второе — поперечные электрические дипольные переходы ($E1t$), проявляющиеся при рассеянии электронов назад. Соответствующие операторы имеют следующий вид:

$$T(M2; q) = i \frac{q}{2M} \left\{ -Q_{122}(\nabla/q) + \right. \\ \left. + \frac{\mu_p + \mu_n}{2} \left[\sqrt{\frac{3}{5}} Q_{112}(\sigma) - \sqrt{\frac{2}{5}} Q_{132}(\sigma) \right] - Q_{122}(\nabla/q) \tau_3 + \right. \\ \left. + \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \tau_3 \left[\sqrt{\frac{3}{5}} Q_{112}(\sigma) - \sqrt{\frac{2}{5}} Q_{132}(\sigma) \right] \right\}; \quad (12)$$

$$T(E1t; q) = \frac{q}{2M} \left\{ \left[\sqrt{\frac{2}{3}} Q_{101}(\nabla/q) - \sqrt{\frac{1}{3}} Q_{121}(\nabla/q) \right] + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\mu_p + \mu_n}{2} Q_{111}(\sigma) + \tau_3 \left[\sqrt{\frac{2}{3}} Q_{101}(\nabla/q) - \right. \\
 & \left. - \sqrt{\frac{1}{3}} Q_{121}(\nabla/q) \right] + \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \tau_3 Q_{111}(\sigma) \}, \quad (13)
 \end{aligned}$$

где

$$Q_{1wI}(\mathbf{a}) = j_w(qr) [Y_w(\mathbf{r}) \otimes \mathbf{a}]_{IM}; \quad (14)$$

q — переданный импульс; μ_p и μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона в ядерных магнетонах.

В области небольших переданных импульсов ($q \ll 150$ МэВ/с) в операторе $T(M2; q)$ доминирует изовекторная компонента:

$$(\mu_p - \mu_n) \tau_3 Q_{112}(\sigma)/2, \quad (15)$$

которая и определяет характер отклика ядерной системы. Для изоскалярных переходов, вызванных $E1t$ -возбуждениями, отклик ядра при тех же переданных импульсах обусловлен компонентой $Q_{101}(\nabla/q)$. В изовекторных возбуждениях при очень малых переданных импульсах будет преобладать компонента $\tau_3 Q_{101}(\nabla/q)$. Роль спиновой компоненты оператора незначительна при столь малых переданных импульсах и увеличивается с ростом последнего. Небольшая сводка [57] одночастичных матричных элементов изовекторной компоненты операторов $T(M2)$ и $T(E1t)$, рассчитанных с волновыми функциями гармонического осциллятора, иллюстрирует сказанное на примере $1p \rightarrow 2s$ - и $2d$ -переходов (табл. 4).

Таблица 4

Одночастичные матричные элементы изовекторной компоненты операторов $T(E1t, q)$ и $T(M2, q)$

$n_f l_f j_f$	$n_i l_i j_i$	$T(E1t, q)$		$T(M2, q)$	
		$1p_{3/2}$	$1p_{1/2}$	$1p_{3/2}$	$1p_{1/2}$
$2d_{5/2}$	а	-0,0677	—	0,0032	-0,0028
	б	-0,0045	—	0,0625	-0,0549
$2s_{1/2}$	а	-0,0346	-0,0221	0,0119	—
	б	-0,0524	0,0040	0,0335	—
$2d_{3/2}$	а	0,0265	-0,0540	0,0009	-0,0003
	б	0,0788	-0,0725	0,0203	-0,0028

Примечание. а — $q = 20$ МэВ/с; б — $q = 100$ МэВ/с.

Резонансы, связанные с $E1t$ - и $M2$ -возбуждениями, так же, как и фотоядерные, формируются при переходе нуклонов, главным образом, в соседнюю оболочку, но при этом происходит еще переворачивание или спина ($M2$ -переход), или орбитального момента ($E1t$ -переход).

Гигантский резонанс возбуждается и при поглощении мюонов. Он формируется преимущественно из переходов первого запрета (в терминах теории β -распада, используемых также и в теории μ -захвата); исключение составляют лишь тяжелые ядра (см. подробнее [26]). Так как слабое взаимодействие обусловлено векторным и аксиально-векторным током, то переходам первого запрета соответствуют возбуждения как дипольного типа, являющиеся изобараналогам фотоядерного дипольного резонанса, так и спин-дипольного типа. Угловая часть оператора спин-дипольного перехода имеет вид

$$\hat{O} = [Y_1 \otimes \sigma]_{J=0^-, 1^-, 2^+} \quad (16)$$

и полностью совпадает с (15) и в конечном счете с (12) при $J=2$.

При радиационном захвате остановившихся μ -мезонов ($\mu^- A \rightarrow A^* \gamma$) ядрами $1p$ -оболочки основной вклад в процесс также обусловлен спин-дипольными переходами [26]. Спин-угловая часть оператора перехода полностью совпадает с (16).

Проиллюстрируем общие черты и различия в характере воздействия обсуждаемых полей на атомное ядро. Переходы $\Delta J = 2$, $\Delta T = 1$ в диапазоне переданных импульсов $50 \text{ МэВ}/c \leq q \leq 150 \text{ МэВ}/c$ во всех трех реакциях обусловлены практически одним и тем же оператором (16), который лишь несущественно отличается от оператора $M2$ -перехода. Поэтому gross-структура кривой возбуждения в переходах $\Delta J = 2$ для всех обсуждаемых реакций будет одинаковой. Переходы $\Delta J = 1$, $\Delta T = 1$ при поглощении мюонов обусловлены как дипольным, так и спин-дипольным оператором, в радиационном захвате μ -мезонов — только спин-дипольным, а при рассеянии электронов назад — оператором $T(E1t, q)$. Из-за их разной структуры характер отклика ядра в этом случае будет зависеть от конкретного типа возмущения.

Хотя все рассмотренные переходы относятся по орбитальной части к дипольному типу, у них имеется ряд отличий от чисто дипольных, реализующихся при фотопоглощении. Одно из них заключается в том, что для $M2$ -переходов в нулевом приближении не образуется группа квазивырожденных уровней даже в ядрах с замкнутыми оболочками. Дипольный резонанс определяется в основном переходами $(l + 1/2) \rightarrow (l + 1 + 1/2)$ и в заметно меньшей степени $(l - 1/2) \rightarrow (l + 1 - 1/2)$, идущими без переворачивания спина, и поэтому спин-орбитальное расщепление не срабатывает, не уширяет в нулевом приближении полосу поглощения. Как видно из табл. 4, $M2$ -возбуждения приводят

к большим амплитудам переходов $(l + 1/2) \rightarrow (l + 1 + 1/2)$ и с переворачиванием спина $(l - 1/2) \rightarrow (l + 1 + 1/2)$ и в заметно меньшей степени $(l + 1/2) \rightarrow (l + 1 - 1/2)$. Два первых отделены друг от друга в нулевом приближении примерно значением энергии спин-орбитального расщепления, два последних — примерно удвоенным значением энергии, что в средних и тяжелых ядрах составляет примерно 10 МэВ. Поэтому $M2$ -резонанс должен характеризоваться сильным конфигурационным расщеплением внутри одной и той же группы переходов даже для ядер с замкнутыми оболочками, но его физическая природа совсем иная, чем у дипольного резонанса в легких ядрах, — она обусловлена спин-орбитальным расщеплением. Что же касается расщепления между группами А и Б, его причина остается неизменной. Таким образом, даже в средних и тяжелых ядрах $M2$ -резонанс не так коллективизирован, как дипольный фотоядерный, ибо достаточное нуклон-нуклонное взаимодействие не в состоянии собрать в единый максимум столь удаленные группы переходов.

Действие этих факторов в итоге может привести к тому, что $M2$ -переходы окажутся разбросанными по широкому интервалу энергии. Дополнительный разброс обусловлен влиянием состояний более сложной природы (типа $2p - 2h$ и т. п.). В итоге может оказаться, что уже в средних ядрах не происходит заметной концентрации силы $M2$ -переходов. Экспериментальная ситуация, по-видимому, близка к этому.

Поперечные $E1$ -возбуждения отличаются от дипольных в следующем моменте. У ядер $1p$ -оболочки наиболее интенсивны переходы $1p \rightarrow 2d_{3/2}$ и $0s \rightarrow 1p_{1/2}$. Вследствие этого весь резонанс сдвинут в сторону больших энергий, группы А и Б сближаются, причем интенсивность последней не уменьшается существенно по мере заполнения оболочки. Однако наиболее ярко этот интересный эффект проявляется в ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки: наиболее интенсивная группа $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ переходов лежит приблизительно на 5 МэВ выше, чем группа Б у дипольного гигантского резонанса $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$, и она вбирает в себя большую часть правила сумм. Здесь снова проявляется активная роль спин-орбитального расщепления. Та же самая группа переходов оказывается выделенной и в μ -захвате, как наиболее интенсивная. В экспериментальном плане все эти вопросы исследованы пока слабо. Но нам представляется, что поставленные вопросы приведут к постановке необходимых экспериментов. К более детальному обсуждению этих вопросов вернемся в следующем разделе.

Фрагментация глубоких дырочных состояний легких ядер. Чтобы описать состояния, формирующие дипольный резонанс, а также состояния конечного ядра, на которые идет распад, необходимо знать положение как одночастичных, так и дырочных состояний среднего поля. Эти величины — параметры теории

и получают их, исходя из наилучшего описания экспериментального спектра большого числа ядер в результате их варьирования (в средних и тяжелых ядрах возможно подобрать потенциал среднего поля, который одновременно дает все эти величины). Так, если ограничиться дипольными переходами только внутри $1\hbar\omega$ -полосы возбуждения, то, как следует из (1), для расчета ядер $1p$ -оболочки необходима информация о положении одночастичных $2s_{1/2}$ -, $2d_{5/2}$ -, $2d_{3/2}$ -, $1p_{3/2}$ -, $1p_{1/2}$ -состояний и $0s$ -дырочного. Первые три величины выбираются исходя из экспериментальных данных о низших уровнях положительной четности ядер с атомными номерами $A = 13$ и 17 и др. Последние два можно выбрать или по экспериментальным данным о спектре уровней ядер с $A = 5$, или более основательно, исходя из получения наилучшего согласия при описании низколежащих состояний всех ядер $1p$ -оболочки (последняя процедура реализована в [58]). В ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки, как следует из (2), нужны сведения об одночастичных $2s_{1/2}$ -, $2d_{3/2}$ -, $3p$ - и $3f$ - и дырочных $1p_{3/2}$ -, $1p_{1/2}$ - и $2d_{5/2}$ -состояниях.*

Информация о дырочных состояниях поступает из экспериментальных данных по квазиупругому выбиванию протонов (p , $2p$) или (e , $e'p$) или реакций подхвата (p , d), (d , ${}^3\text{He}$), (t , ${}^4\text{He}$) и т. п. В этих экспериментах измеряется фрагментация дырочного состояния по спектру возбуждения (дырочным уровням) образующегося ядра $A-1$, причем в различных процессах распределение вероятностей возбуждения дырочных уровней различно. Исходя из таких экспериментальных данных, определяем затем положение дырочного состояния.

В реакциях квазиупругого выбивания находим энергию отделения протонов для оболочек с различными квантовыми числами nlj и число протонов на этих оболочках $\langle p \rangle_{nlj}$. Таким образом, эти реакции позволяют получать положение протонных дырочных уровней в ядрах. Особенно удобны (p , $2p$)- и (e , $e'p$)-реакции для изучения положения глубоких дырочных состояний ($0s_{1/2}$ в ядрах $1p$ -оболочки и $1p_{3/2}$ в ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки), поскольку в этих реакциях исследуется широкая область энергий возбуждения в конечном ядре (до $80-100$ МэВ), а поглощение в выходном канале здесь сравнительно невелико. Из-за невысокого энергетического разрешения ($1,5 - 2,0$ МэВ) реакции квазиупругого выбивания дают усредненную информацию о квантовых характеристиках групп состояний в конечном ядре. В результате удается определить лишь центры тяжести дырочных состояний, принадлежащих разным оболочкам, и их области разброса.

Систематика результатов [59—61] по квазиупругому выбиванию приведена на рис. 6, который отражает поведение энергий

* Если исходить из заполненной $2d_{5/2}$ -оболочки.

отделения протона с ростом атомного номера ядра. Существенно то, что глубокие дырочные состояния ($0s^{-1}$ и $1p^{-1}$) разбросаны по широкой области энергий возбуждения (~ 20 МэВ), причем часть $1p^{-1}$ -состояний ядер ($2s - 2d$)-оболочки оказывается при энергиях возбуждения ниже 10 МэВ. Это важный результат, из которого следует, что уже низколежащие состояния с конфигурацией (5б) содержат небольшую примесь конфигурации типа (6) и открывается возможность распада на них состояний группы Б. Соответствующие экспериментальные данные будут приведены в обзоре, посвященном ядрам ($2s - 2d$)-оболочки, где сравниваются интенсивности заселения состояний конечного ядра при фоторасщеплении и в реакциях подхвата.

В реакциях протонного подхвата [таких, как (d , ${}^3\text{He}$) или (t , ${}^4\text{He}$)] также происходит преимущественное возбуждение протонных дырочных состояний, причем высокое энергетическое разрешение (20—30 кэВ) позволяет исследовать отдельные состояния. Для каждого состояния определяют орбитальный момент l подхваченного протона и спектроскопический фактор S , причем должно выполняться правило сумм:

$$\sum \frac{2T}{2T+1} S = \langle p \rangle_{nlj}, \quad (17)$$

где T — изоспин конечного ядра; суммирование проводят по всем состояниям конечного ядра, которые могут достигаться при подхвате протона из подоболочки с квантовыми числами nlj . Точность определения спектроскопических факторов в реакциях подхвата составляет около 25%.

Важный итог таких исследований — получение информации о распределении соответствующей дырочной конфигурации по состояниям ядра $A - 1$. Однако реакции подхвата вследствие сильного поглощения дают информацию лишь для ограниченной области небольших энергий возбуждения конечного ядра (как правило, не выше 10 МэВ). В этой области наблюдаемые состояния исчерпывают правило сумм для дырочных возбуждений во внешней оболочке. Кроме того, в ядрах ($2s - 2d$)-оболочки наблюдаемые $1p_{1/2}^{-1}$ -состояния исчерпывают правило сумм для подоболочки $1p_{1/2}$. Что касается глубоких дырочных состояний, то в ядрах $1p$ -оболочки $0s^{-1}$ -состояния в реакциях подхвата вообще не видны, так как доступна лишь низкая энергия возбуждения, а в ядрах ($2s - 2d$)-оболочки наблюдаемые $1p_{3/2}^{-1}$ -состояния исчерпывают в среднем лишь около 40% правил сумм для подоболочки $1p_{3/2}$. Таким образом, в реакциях подхвата для ядер ($2s - 2d$)-оболочки видна только часть спектроскопической силы $1p_{3/2}^{-1}$ -состояния из-за ограничения по энергии, и, следовательно, из реакций подхвата можно извлекать информацию о положении центра тяжести лишь $1p_{1/2}^{-1}$ -состояний ядер ($2s - 2d$)-оболочки (рис. 7) [62—72].

Для сравнения на этом же рисунке приведены данные о положении центров тяжести $1p^{-1}$ -состояний, полученных в реакциях квазиупругого выбивания. Результаты экспериментов по исследованию энергий связи протона на внутренней оболочке, приведенные на рис. 7, можно объяснить с учетом обсуждавшихся выше факторов — сильным разбросом по энергии $1p_{3/2}^{-1}$ -состояний и отсутствием значительной части спектроскопической силы этих состояний в реакциях подхвата.

Вернемся снова к ядрам $1p$ -оболочки и проанализируем экспериментальные данные по выбиванию $0s$ -нуклонов. Нуклоны внешней оболочки детально проанализированы в [38, 73].

Анализ квазиупругого выбивания обычно проводят по следующей схеме. Дифференциальное сечение квазиупругого выбивания запишем в виде (см., например, [59]):

$$d\sigma/(dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2) = F (d\sigma/d\Omega)_0 S(\mathbf{p}, E^*), \quad (18)$$

где F — известный кинематический фактор; $(d\sigma/d\Omega)_0$ — дифференциальное сечение рассеяния на свободном протоне; $S(\mathbf{p}, E^*)$ — структурная функция, равная

$$S(\mathbf{p}, E^*) = \sum_{\alpha} |\Phi_{\alpha}(\mathbf{p})|^2 S_{\alpha}(E^*), \quad (19)$$

здесь $|\Phi_{\alpha}(\mathbf{p})|^2$ характеризует импульсное распределение протонов, находящихся на оболочке с квантовыми числами $\alpha = |n, l, j\rangle$; $S_{\alpha}(E^*)$ — спектральная функция; E^* — энергия отделения протона. В общем случае спектральную функцию находят из решения дифференциальных уравнений [74], описывающих динамику процесса. Однако для практических целей пока применяют сильно упрощенный вариант расчета, который использует волновые функции гармонического осциллятора для получения ядерного форм-фактора. Последнему пропорционально $\Phi_{\alpha}(\mathbf{p})$. Еще шаг в упрощении связан с использованием плоских волн для падающей и рассеянной волны.

Энергетическая часть спектральной функции $S_{\alpha}(E)$ берется обычно [75] в виде суммы брейт-вигнеровских резонансов с постоянной шириной Γ_y :

$$S_{\alpha}(E) = \sum_{y=1}^N S_{\alpha}^y \frac{\Gamma_y^2/2}{\pi [\Gamma_y^2/4 + (E - E_{\alpha})^2]}. \quad (20)$$

Суммирование ведется по всем состояниям остаточного ядра.

Фактор S_{α}^y для ядер $1p$ -оболочки рассчитывается в рамках волновых функций модели оболочек [28, 76, 77], построенных с учетом всех переходов нуклона в полосе $1\hbar\omega$ -возбуждений, включения остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия, исключения так называемых ложных состояний, соответствующих

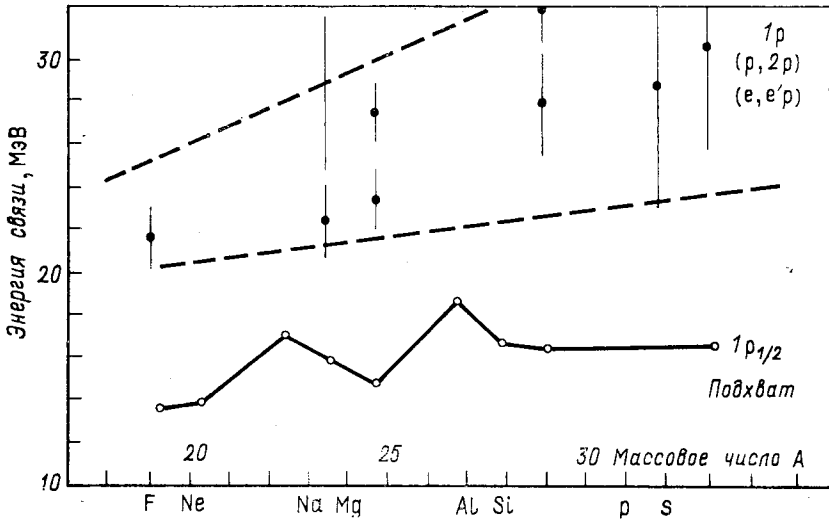
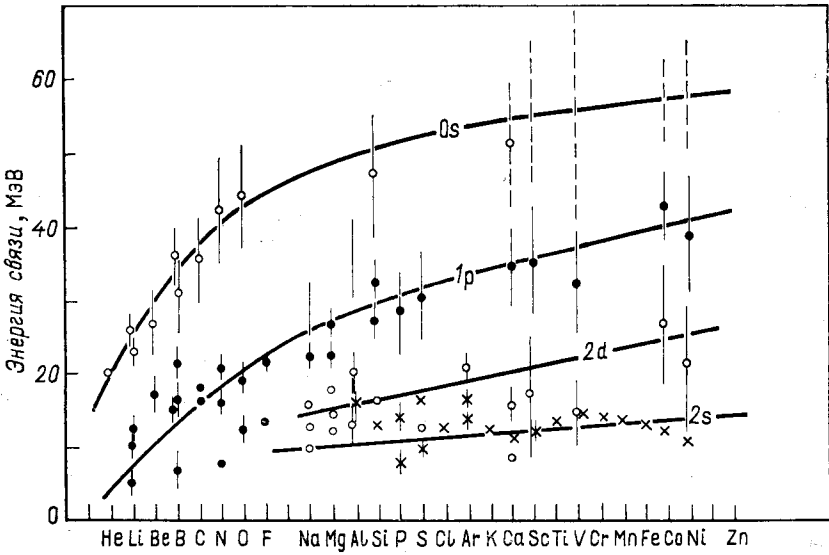


Рис. 6. Энергии связи, ширины и орбитальные моменты для дырочных состояний, полученные в реакциях квазиупругого выбивания (p , $2p$) и (e , e' , p) [59, 60]

Рис. 7. Энергии связи протона в оболочке $1p$ из реакций квазиупругого выбивания (см. рис. 6) и в подоболочке $1p_{1/2}$ из реакций подхвата для ядер ($2s - 2d$)-оболочки

движению ядра, как целого. Основное состояние исходного ядра описывалось в рамках модели оболочек с промежуточной связью с параметрами, взятыми из работы [58]. Остальные детали расчета не столь существенны, и при необходимости их можно найти в работе [77].

На рис. 8 приведены три примера описания разброса дырочной конфигурации, иллюстрирующие, в каком соотношении находятся

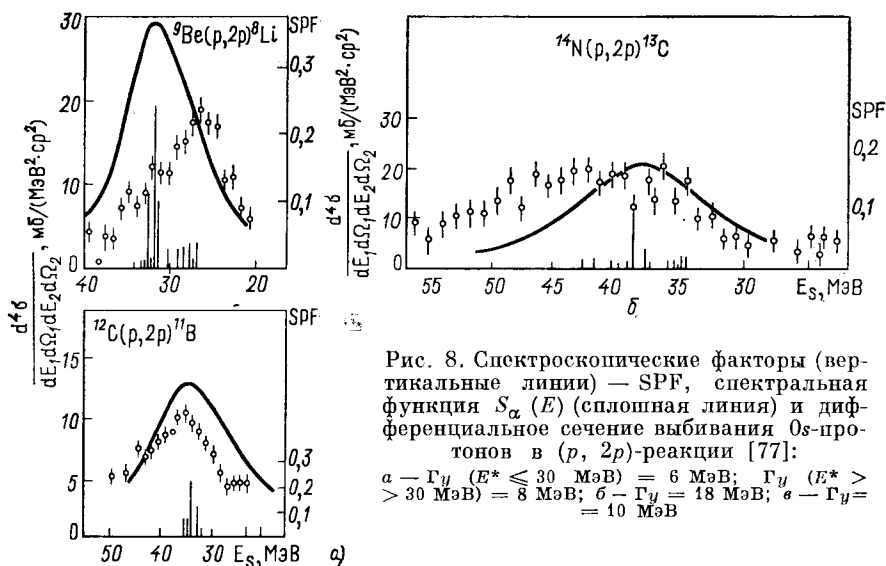


Рис. 8. Спектроскопические факторы (вертикальные линии) — SPF, спектральная функция $S_\alpha(E)$ (сплошная линия) и дифференциальное сечение выбивания $0s$ -протонов в $(p, 2p)$ -реакции [77]:
 $a - \Gamma_y (E^* \leq 30 \text{ МэВ}) = 6 \text{ МэВ}$; $\Gamma_y (E^* > 30 \text{ МэВ}) = 8 \text{ МэВ}$; $b - \Gamma_y = 18 \text{ МэВ}$; $\sigma - \Gamma_y = 10 \text{ МэВ}$

эксперимент и обсуждаемый вариант теории. Ширина Γ_y , входящая в (20), варьировалась от $\Gamma_y = 1$ до 20 МэВ. Энергия $0s$ -дырочного состояния в расчете полагалась равной $\epsilon(0s) = -20$ МэВ, как это следует из рис. 6. Экспериментальные данные взяты из [78].

Несмотря на ряд сильно упрощающих предположений, теория дает основные закономерности фрагментации $0s$ -дырочных конфигураций. Существенно при этом использование широкого базиса для построения соответствующих волновых функций. Центр тяжести энергии выбивания протонов теория воспроизводит довольно хорошо. В затронутых при обсуждении ядрах она равна 29 МэВ (${}^9\text{Be}$), $34,5 \pm 1,5$ МэВ (${}^{12}\text{C}$) и около 42 МэВ (${}^{14}\text{N}$) согласно измерениям, тогда как расчет [77] дает 31, 34 и 38 МэВ соответственно.

Вклад $0s$ -дырочной конфигурации прослеживается вплоть до небольших энергий возбуждения (см. также табл. 2), однако он резко спадает с ее уменьшением. Проявляется наблюдаемая на

эксперименте тенденция сдвига в область более высоких энергий центра тяжести дырочного состояния по мере заполнения внешней $1p$ -оболочки. Учитывая приближения, которые пришлось делать при выводе соотношений (19) и (20), можно сказать, что теория в целом описывает наблюдаемый на эксперименте характер фрагментации дырочной $0s$ -конфигурации.

Для воспроизведения области локализации дырочной конфигурации используемые значения Γ_y оказались в пределе 8—18 МэВ. Естественно, что высокоэнергетическая область возбуждения в теории обеднена. Скорее всего, она обусловлена примесью высоколежащих оболочек, которые в расчете не затрагиваются.

Подводя общий итог краткого обсуждения вопроса о фрагментации глубоких дырочных конфигураций легких ядер, отметим, что использованный подход и выбор параметров позволили ухватить основные закономерности эффекта. Поэтому естественно в той части расчетов других процессов, которые связаны с фрагментацией глубоких дырочных состояний, использовать ту же самую процедуру построения волновых функций. Такая программа была выполнена в некоторых работах, результаты которых обсуждаются в обзоре [79].

Как уже говорилось, характер возбуждения дырочного состояния зависит сильно от конкретно рассматриваемого процесса, следовательно, не всегда возможно однозначно сопоставить данные по $(p, 2p)$ -реакции с фотоядерными. Так, при $(p, 2p)$ -реакции на ядрах со спином нуль возбуждаются только состояния ядра $A - 1$ с изоспином $T = 1/2$, что соответствует не основной $T = 3/2$, а $T <$ ветви резонанса в этом ядре. В ядрах с $T_i = 1/2$ в $(p, 2p)$ -реакции возбуждаются состояния конечного ядра с изоспином $T = 1$, что соответствует основной ветви резонанса. Тем самым фотоядерные и другие реакции могут служить дополнительным источником информации о фрагментации глубоких дырочных конфигураций.

Обратим внимание на важный случай выбивания $0s$ -протона из ${}^7\text{Li}$, в результате чего образуется ${}^6\text{He}$ с конфигурацией $0s^3 1p^3 [33]{}^{33}\text{P}$. Последняя уже встречалась выше при обсуждении фоторасщепления ${}^6\text{Li}$ по каналу ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$. В данном случае имеется тесная корреляция между двумя процессами (см. разд. 2).

В ядрах ($2s - 2d$)-оболочки такой теоретический анализ фрагментации дырочных состояний не проводили. Известны только детальные расчеты спектроскопических факторов для внешних нуклонов [80]. Такое положение дел частично связано с тем, что число состояний, которое необходимо включать в расчет, огромно. В этой связи большое значение приобретает та информация экспериментального плана, которая позволяет без детальных расчетов судить о природе соответствующего ядерного состояния, т. е. обсужденная выше информация по квазиупругому выбиванию

и реакциям подхвата. При этом естественно опираться на опыт, приобретенный при расчете ядер $1p$ -оболочки.

Сейчас не будем обсуждать разброс дырочных состояний в ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки.

Основные черты конфигурационного расщепления дипольного резонанса. Подведем некоторые итоги рассмотрения конфигурационного расщепления дипольного и спин-дипольного резонанса в легких ядрах. Итак, явление конфигурационного расщепления сводится к возникновению двух групп переходов (А и Б), разделенных по энергии, слабо перекрывающихся и сформированных нуклонами из разных оболочек. Переходы внутри каждой группы также могут разделиться на группы, характер которых определяется супермультиплетной структурой уровней. И как следствие всего этого — возникновение специфических черт распада каждой группы состояний, сформировавшихся резонанс. Группа Б распадается преимущественно на высоковозбужденные состояния конечного ядра, содержащие дырку в заполненной оболочке. И хотя эта ветвь резонанса расположена высоко, ее распад не приводит к возникновению высокоэнергетических нуклонов. В ядрах начала $1p$ -оболочки преобладает звездный распад состояний группы Б.

Для установления этих закономерностей был использован довольно грубый вариант теории, основанный, главным образом, на диагональном приближении. Естественно, что последующий шаг состоял в использовании более совершенного варианта теории, в котором, во-первых, учитывали недиагональную часть остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия и, во-вторых, включали не только конфигурации, непосредственно связанные с конфигурациями основного состояния ядра через дипольные переходы, но и конфигурации, обеспечивающие разброс резонанса.

Для многих ядер $1p$ -оболочки проведены расчеты [79] возбуждения дипольного резонанса с учетом всех конфигураций, соответствующих переходам $0s \rightarrow 1p$ и $1p \rightarrow 2s$ или $2d$, и нуклонный распад его на большое число состояний конечного ядра. В таком подходе теория существенно лучше описывает экспериментальные данные в плане области локализации резонанса и его гросс-структуры. В ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки приходится прибегать к различным приближениям, ограничивающим число состояний, из которых строится состояние дипольного резонанса, так как их полное число огромно. Обычно полагают, что $2d_{5/2}$ -оболочка заполнена максимально. Так, в ядре ^{32}S исходят из следующей конфигурации для основного состояния $0s^4 1p^{12} 2d_{5/2}^{12} (2s - 2d_{3/2})^4$ и соответственно $0s^4 1p^{11} 2d_{5/2}^{12} (2s - 2d_{3/2})^5$, $0s^4 1p^{12} 2d_{5/2}^{11} (2s - 2d_{3/2})^4$ ($3p$ или $3f$) и $0s^4 1p^{12} 2d_{5/2}^{12} (2s - 2d_{3/2})^3$ ($3p$ или $3f$) для состояний гигантского резонанса. Вся многотельность задачи сводится

к распределению четырех нуклонов по $(2s - 2d_{3/2})$ -подоболочкам. Однако в таком подходе резонанс оказывается резко сконцентрированным на нескольких состояниях, что в действительности не реализуется. Чтобы разбросать резонанс, подключают фононные возбуждения, например, как это сделано в [25]. Несмотря на большой успех теории в описании многих закономерностей дипольного резонанса, следует иметь в виду, что теоретические работы во многих важных пунктах еще не имеют количественного успеха и особенно, когда речь заходит о распаде резонанса на фрагменты.

В дальнейшем обсудим конкретные результаты этих более полных расчетов и результаты многолетних экспериментальных исследований преимущественно с точки зрения конфигурационного расщепления.

2. РЕАЛИЗАЦИЯ КОНФИГУРАЦИОННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ЯДРАХ $1p$ -ОБОЛОЧКИ (ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ)

Полное сечение фотопоглощения. Рассчитанные полные сечения фотопоглощения [79, 81] представлены на рис. 9, а экспериментальные [46, 82—84] — на рис. 10. Вертикальными линиями показаны рассчитанные интегральные сечения возбуждения наиболее сильных резонансов. Кривые построены в предположении, что каждый резонанс имеет лоренцеву форму и ширину, равную 2 МэВ. При построении кривой учитывали вклад всех резонансов, включая и слабые. Для ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{11}\text{B}$ рассчитана только $T_1 = 3/2$ ветвь резонанса. Экспериментальные данные также относятся к полному поглощению.

Интегральное сечение фотопоглощения в ${}^6\text{Li}$, найденное с учетом недиагональной части нуклон-нуклонного взаимодействия на базисе всех конфигураций, отвечающих $1\hbar\omega$ -возбуждению, представлено отдельно на рис. 11, *б* и *в*. Первый результат получен [28] в предположении, что основное состояние ${}^6\text{Li}$ описывается многочастичной моделью оболочек, второй [40] — с учетом кластерной структуры. Оба подхода приводят к качественно одинаковой структуре спектра возбуждения ядра. Более того, результат близок к полученному первоначально в диагональном приближении [10], где и было показано, что основная ветвь резонанса лежит при высоких энергиях. Учет кластерной структуры основного состояния ${}^6\text{Li}$ привел, главным образом, к уменьшению интенсивности возбуждения различных групп. Что же касается различия в энергетическом положении групп на рис. 11, *б* и *в*, то ему не следует придавать особого значения. Оно лишь свидетельствует о том, что результат довольно критичен к выбору параметров модели.

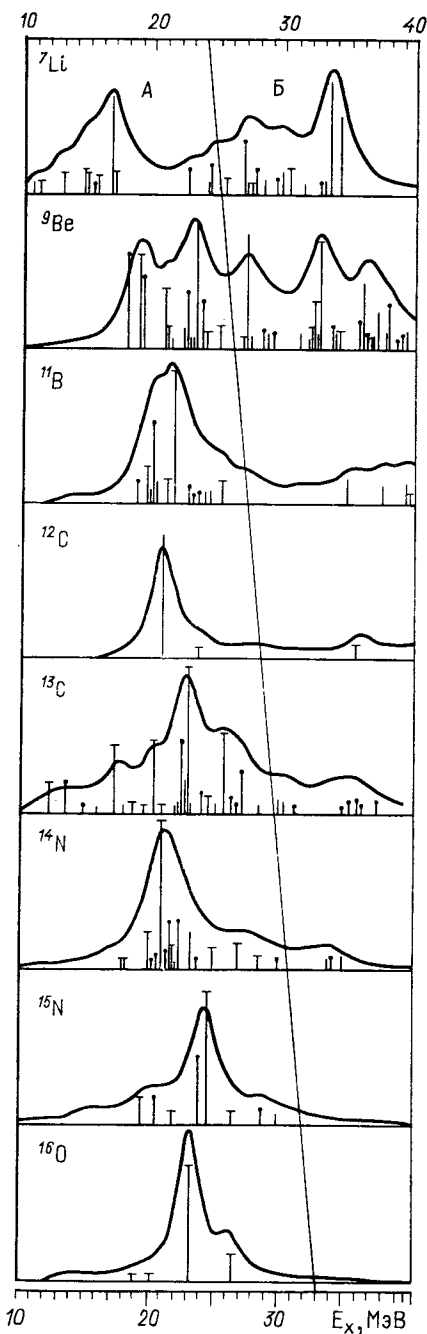


Рис. 9. Рассчитанный [79, 81] спектр возбуждения ядер 1p-оболочки при фотопоглощении

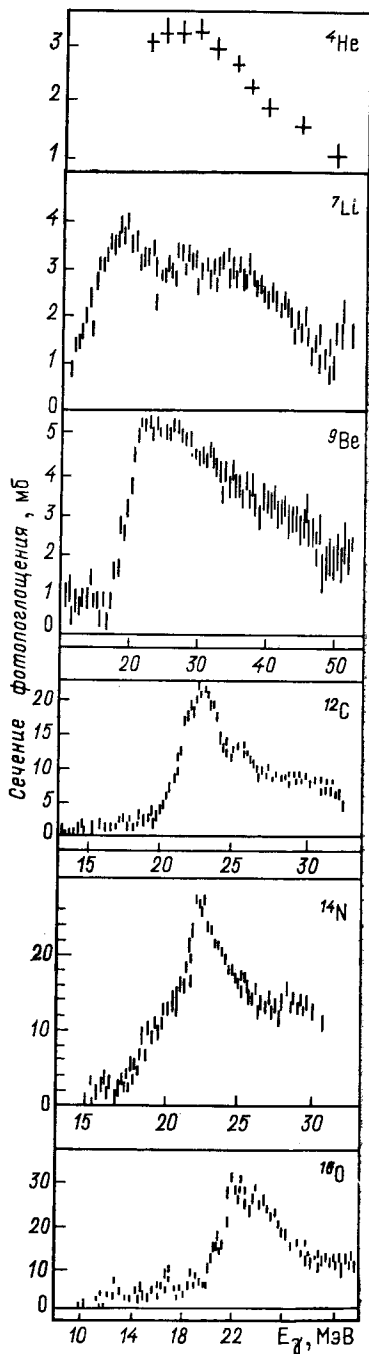


Рис. 10. Экспериментальные сечения полного фотопоглощения в ${}^4\text{He}$ и ядрах 1p-оболочки [46, 82—84]

Полное сечение поглощения в ${}^6\text{Li}$ не измерялось. Имеются экспериментальные данные о нейтронном канале [85] (см. рис. 11, а):

$$(\gamma, Tn) = (\gamma, n) + (\gamma, pn) + (\gamma, 2n) + (\gamma, p2n) + \dots$$

Он не исчерпывает всего сечения, так как не включает безнейтронные каналы $(\gamma, pd) t$ и $(\gamma, {}^3\text{He}) t$. Сечение первого из этих каналов $(\gamma, pd) t$ приведено на рис. 11, г. Вклад второго не очень большой и не показан на рисунке (о нем речь пойдет ниже). Сумма двух экспериментальных кривых уже должна отражать полное сечение поглощения.

1. Более совершенный вариант теории, позволивший учесть как недиагональную часть нуклон-нуклонного взаимодействия, так и все (в полосе $1\hbar\omega$ -возбуждения) состояния, по которым резонанс разбрасывается, полностью подтвердил все предсказания о конфигурационном расщеплении, которые были сделаны в разд. 1, исходя из качественного рассмотрения. На рис. 9 переходы, которые лежат справа от линии, пересекающей энергетическую шкалу, обусловлены нуклонами глубокой $0s$ -оболочки, т. е. группой Б.

2. Если в изотопах лития группа Б составляет большую часть всего резонанса, то с заполнением $1p$ -оболочки ее вклад, как хорошо видно из рис. 9, падает и уже в ${}^{11}\text{B}$ он невелик.

При исследовании фоторасщепления ${}^{12}\text{C}$ по различным каналам (γ, n) [89], (γ, p) [90], (γ, pn) [90] и $(\gamma, p\alpha)$ [91] в районе 35 МэВ наблюдали небольшой максимум. Интегральное сечение в канале (γ, p) от 30 до 37 МэВ составляет 17 мб·МэВ [90]. Именно в этой области энергий теория и предсказывает локализацию переходов группы Б.

В реакции ${}^{13}\text{C}(\gamma, n)$ аналогичный максимум виден при 36 МэВ [92], а в обратной ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$ — при 33 МэВ [93]. Теория предсказывает [9, 94, 95] существование в этой области энергий переходов нуклона из $0s$ -оболочки. Наконец, в реакции ${}^{14}\text{C}(p, \gamma){}^{15}\text{N}$ виден небольшой пик [96] при 37 МэВ. Согласно расчетам [97, 98] переходы группы Б локализованы в той же энергетической области.

Конечно, только очень условно, основываясь на совпадении теоретического и экспериментального значений энергии, можно говорить о том, что это переходы группы Б. Для более определенных суждений имеющихся данных явно не достаточно. Необходимо дополнительная информация о парциальных сечениях для этой области возбуждения, о каналах распада. Может оказаться, что эта группа состояний испытывает звездный распад, как предсказывалось в [9, 12]. Обсуждение этого вопроса продолжим в следующем разделе.

3. Как только возникло счетверение нуклонов в $1p$ -оболочке, соответствующая ему ветвь резонанса (группа А) оказалась лока-

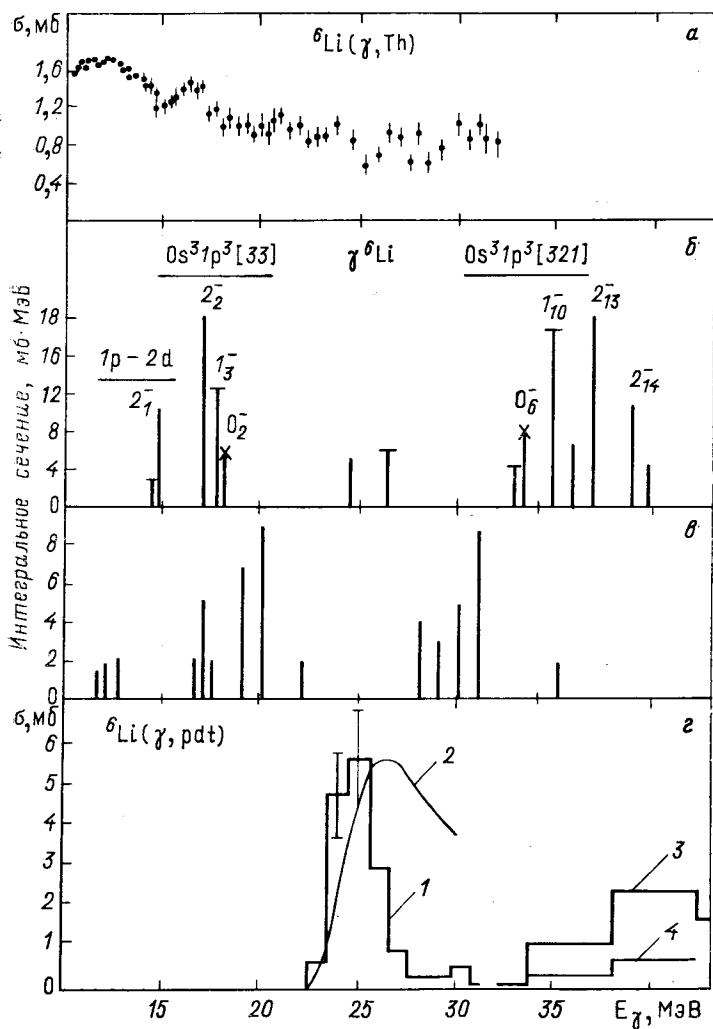


Рис. 11. Зависимость выхода нейтронов [85] в реакции $\gamma + {}^6\text{Li}$ (а), полного сечения фотопоглощения в ${}^6\text{Li}$ [28] с учетом всех $1\hbar\omega$ возбуждений (б), полного сечения фотопоглощения в ${}^6\text{Li}$ [40] с учетом всех $1\hbar\omega$ возбуждений и $\alpha - d$ кластерной структуры в основном состоянии (в) и сечения реакции $(\gamma, p dt)$ [86] (гистограмма 1) от энергии E_γ .

В работе [87] обнаружен высокоэнергетический максимум (гистограмма 3), часть которого (гистограмма 4) распадается по каналу $p dt$. Кривая 2 — результат расчета [88] в рамках упрощенной кластерной модели

лизованной при большей энергии, чем имело место в предшествующих ядрах. Таким образом, с заполнением $1p$ -оболочки возникает тенденция, с одной стороны, к уменьшению энергии возбуждения в связи с уменьшением роли переходов группы В, а с другой — к увеличению, так как возникает необходимость разорвать четверку нуклонов в $1p$ -оболочке. Однако оба фактора действуют не с одинаковой силой, и в конечном итоге центр тяжести резонанса к концу оболочки оказывается сдвинутым в сторону меньших энергий. По мере заполнения $1p$ -оболочки происходит концентрация переходов в довольно узкой энергетической области, хотя в различных частях спектра еще видны локальные максимумы.

4. Обращает на себя внимание сходство гросс-структуры спектра возбуждения ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$. В области от 20 до 40 МэВ сечение меняется незначительно и в нем не видно резких пиков. В отличие от них в спектре ${}^6\text{Li}$, построенном наложением данных о различных каналах (см. рис. 11, *г*), структура проявляется очень сильно. Возможно, это связано с тем, что в парциальных спектрах, измеренных путем регистрации заряженных частиц, теряется часть информации из-за наличия порога их детектирования. Важно проведение измерения полного поглощения в ${}^6\text{Li}$, как это было сделано для соседних ядер.

5. Сравнение сечений полного поглощения в ${}^9\text{Be}$, полученных в рамках супермультиплетной схемы (рис. 12, *б*) и с учетом полного базиса (см. рис. 12, *а*), показывает, что имеет место фрагментация состояний, описываемых определенной схемой Юнга, но полное перемешивание состояний с разными схемами Юнга еще не происходит. Наблюдавшийся на эксперименте небольшой максимум в районе 2—10 МэВ (см. рис. 10) — пигми-резонанс — обусловлен исключительно состояниями со схемой Юнга [441].

6. Теоретические кривые в целом передают наблюдаемый на эксперименте (см. рис. 10) ход энергетической зависимости сечения и соотношения интенсивностей в различных областях энергий. Практически вся наблюдаемая на эксперименте гросс-структура кривой возбуждения находит свое объяснение в теории без привлечения каких-либо дополнительных предположений и введения новых параметров.

7. Начиная с 25 МэВ (см. рис. 10) прослеживается прямая связь между энергетической зависимостью сечения поглощения γ -квантов в ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ с сечением в ${}^4\text{He}$, они как бы повторяют друг друга [46]. Иными словами, в указанных ядрах механизм фотопоглощения при этих энергиях соответствует квази- α -частичному поглощению. У ядра ${}^6\text{Li}$ это подобие наступает при энергии 30 МэВ, а у более тяжелых ядер p -оболочки, чем ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$, — при энергиях $E \geq 40 \div 50$ МэВ, где прямой механизм фотопоглощения в основном должен соответствовать квази- α -поглощению.

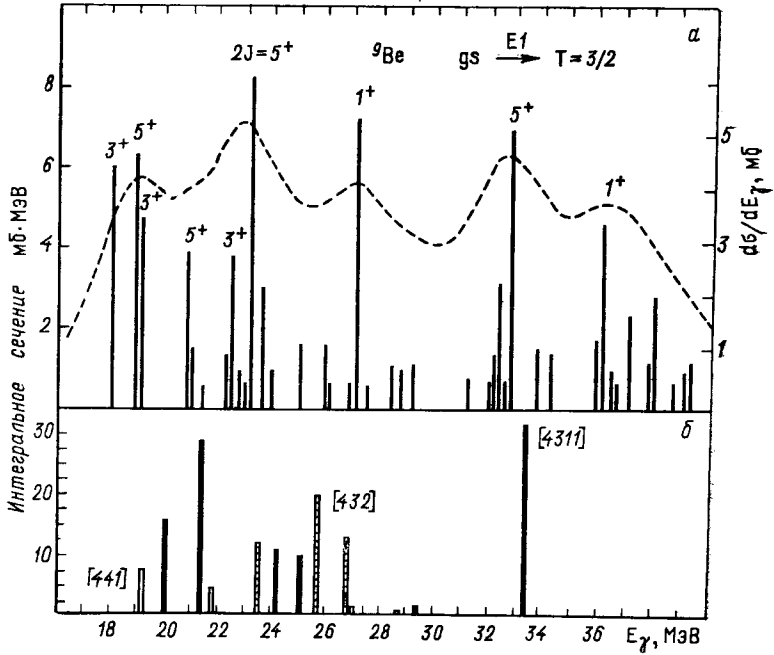


Рис. 12. Сравнение рассчитанных спектров фотовозбуждения ядра ${}^9\text{Be}$: a — в полной схеме [78, 81], учитывающей все $1h\omega$ -возбуждения (приведена только $T_y = 3/2$ ветвь резонанса); b — в супермультиплетной схеме [42]. Правая шкала относится к пунктирной кривой, учитывающей ширину каждого уровня

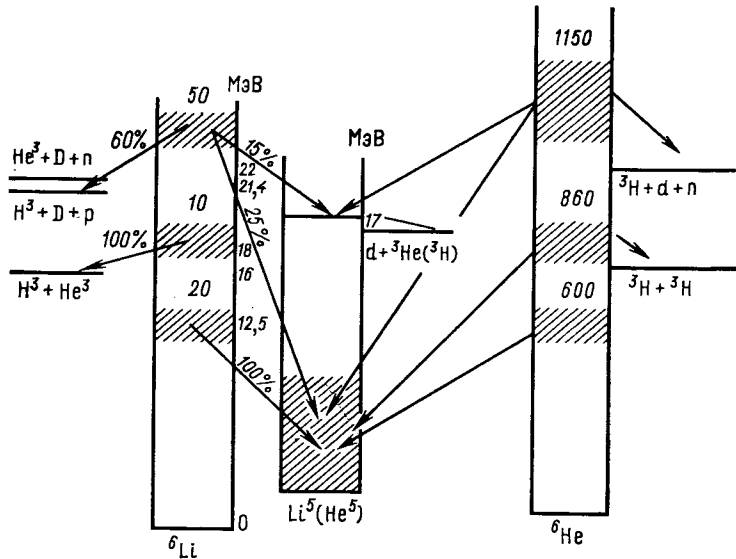


Рис. 13. Предсказанная теорией в диагональном приближении схема возбуждения и распада ядра ${}^6\text{Li}$ в результате поглощения γ -квантов [10, 18] и мюонов [31]

Таблица 5

Каналы фоторасщепления ядра ${}^6\text{Li}$ (эксперимент)

Реакция	Интервал энергий γ -квантов или верхняя граница, МэВ	Интегральное сечение, мб·МэВ	Доля в полном поглощении для интервала $E_\gamma \leq 50$ МэВ, %	Литература
(γ, pn) $(\gamma, p_0) {}^5\text{He} (3/2^-) \rightarrow n + {}^4\text{He}$ $(\gamma, p_1) {}^5\text{He} (1/2^-) \rightarrow n + {}^4\text{He}$ $(\gamma, n_0) {}^5\text{Li} (3/2^-) \rightarrow p + {}^4\text{He}$ $(\gamma, n_1) {}^5\text{Li} (1/2^-) \rightarrow p + {}^4\text{He}$	50	33,5	35	18
$(\gamma, n) + (\gamma, pn)$	32	27,3		85
$(\gamma, p_0) {}^5\text{He} (3/2^-) \rightarrow n + {}^4\text{He}$ $(\gamma, p_1) {}^5\text{He} (1/2^-) \rightarrow n + {}^4\text{He}$	30	$17,3 \pm 3,5$		87
$(\gamma, t) {}^3\text{He}$	$25 \leq E_\gamma \leq 50$ 32 50 32 70 30	$12,8 \pm 1,9$ $2,7 \pm 0,3$ 15 ± 2 17 ± 1 21 ± 1 $\approx 7,0 \pm 1,0$	16	86 87 87 100 100 101
$(\gamma, p_2) {}^5\text{He} (3/2^+) \rightarrow d + t$	$25 \leq E_\gamma \leq 45$	$9,0 \pm 1,0$		87
$(\gamma, pdt) *$	$35 \leq E_\gamma \leq 50$ 32 50	8 ± 2 $18,2 \pm 2,0$ 34 ± 4	35	87 86 87
$(\gamma, n_2) {}^5\text{Li} (3/2^+) \rightarrow d + {}^3\text{He}$	$30 \leq E_\gamma \leq 50$	9	9	87
$\gamma, 2pnt$ $\gamma, 2np {}^3\text{He}$	$35 \leq E_\gamma \leq 50$	~ 5	5	87
Полное сечение расщепления	50	97 ± 12	100	87
$\sigma_{int}(\gamma, xn)$	97	95 ± 8		38

* Канал $nd {}^3\text{He}$ подавлен во всем интервале энергий E_γ вплоть до 50 МэВ.

Интересно было бы в этой области поставить эксперименты на совпадения (γ , tp) во всех трех ядрах и сравнить угловые и энергетические характеристики.

Распад фотоядерного резонанса. Как уже отмечали ранее, парциальные спектры несут информацию о природе состояний, формирующих гигантский резонанс. Именно такая информация необходима для экспериментального выявления конфигурационного расщепления. Обсуждение парциальных спектров начнем, однако, не с ядер, где $1p$ -оболочка только начинает заполняться и где эффект расщепления проявляется наиболее сильно, а с ^{12}C . В этом ядре роль $0s$ -нуклонов в формировании резонанса невелика, и к тому же соответствующий небольшой максимум расположен очень высоко. Если использовать γ -кванты с верхней границей спектра не выше 30 МэВ, то $0s$ -дырочные состояния практически не будут проявляться. Как следует из таких измерений [99], почти в 90% случаев конечные ядра ^{11}Be и ^{11}C образуются в основном состоянии. Если учесть еще парциальные сечения на низколежащие состояния ядер ^{11}Be и ^{11}C , в которых $0s$ -оболочка полностью заполнена, то эта доля дойдет до 98%. Такова картина в том случае, когда отключены переходы группы Б или они малоинтенсивны. Перейдем теперь к ядрам, где конфигурационное расщепление наиболее велико. Начнем с ядра ^6Li .

1. *Расщепление ^6Li .* Схема распада фотоядерного резонанса в ^6Li (рис. 13) была предсказана первоначально в диагональном приближении [10]. Последующие расчеты уточнили ее только в деталях. Сводка экспериментальных данных о различных каналах фоторасщепления ^6Li приведена в табл. 5.

Среди состояний конечного ядра ^5He и ^5Li только основное и первое возбужденное $J^\pi = 1/2^-$ описывается конфигурацией, в которой $0s$ -оболочка заполнена — $0s^4 1p$. На эту группу уровней приходится всего 35% переходов (ср. с ^{12}C). Экспериментально выделен переход еще на одно состояние $3/2^+$ конечных ядер ^5He и ^5Li . Это хорошо идентифицированные уровни, лежащие чуть выше порога их последующего развала по каналу $d + t$ и $d + ^3\text{He}$ соответственно. Доминирующей компонентой волновой функции этих состояний является $0s^3 1p^2 [32]^{24} S_{3/2^+}$. Суммарная интенсивность переходов на этот уровень всего лишь в два раза меньше интенсивности переходов на группу низколежащих состояний. Остальные уровни положительной четности в ядрах ^5He и ^5Li расположены выше по энергии. Выделение переходов на них затруднено (с одной стороны, они плохо идентифицированы, а с другой — должны обладать большой шириной, связанной с их последующим развалом) и пока не проводилось. По-видимому, эти состояния можно рассматривать непосредственно как континуум квази- α -поглощения и объединить с каналом расщепления на три фрагмента ($n + d + ^3\text{He}$ и $p + d + t$). Этот последний

канал вместе с ${}^6\text{Li}^* \rightarrow {}^3\text{He} + t$ составляет оставшиеся 50% интенсивности.

Согласно измерениям [86] с использованием фотоэмульсий, обогащенных ${}^6\text{Li}$, по каналу $p dt$, главным образом, распадается группа состояний, локализованных в районе 25 МэВ. Последующие измерения [87] при больших значениях E_{γ}^{max} выявили еще одну область (в районе 40 МэВ) локализации состояний, частично распадающихся по каналу $p dt$. Но, с другой стороны, как подчеркивают экспериментаторы [87], симметричный канал $n d {}^3\text{He}$, который, согласно теоретическим оценкам, должен проявляться с такой же интенсивностью, как и $p dt$, подавлен. Такой результат пока не удается интерпретировать.

Рассмотрим теперь канал ${}^6\text{Li}(\gamma, {}^3\text{He})t$. Экспериментальные данные об этом канале приведены на рис. 14. Расчет в рамках модели оболочек приводит всегда к одному максимуму, который показан на рис. 14, *г*. Разные авторы дают только разную его интенсивность [10, 28, 39, 40]. Энергетическое положение пика служило в этих работах точкой привязки всей шкалы уровней, формирующих гигантский резонанс. При этом основой для привязки были измерения в $(p, 2p)$ -реакции на ${}^7\text{Li}$. Выбивание $0s$ -нуклонов приводит как раз к преимущественному заселению того состояния J^{π} , $T = 2^{-}, 1$ ядра ${}^6\text{He}$, которое ответственно за распад в реакции фотопоглощения на ${}^3\text{He}t$. Соответствующее распределение спектроскопических факторов для выбивания $0s$ -нуклонов [28] приведено на рис. 14, *е*. Из первых экспериментов по $(p, 2p)$ -выбиванию следовало, что в ${}^6\text{Li}$ интересующий нас уровень расположен где-то в районе 17 МэВ [78, 106]. Последующие измерения с улучшенным разрешением [103, 107], а также данные, полученные из реакции ${}^7\text{Li}(e, e'p)$ [105], показали, что максимум приходится на область 20—21 МэВ (см. рис. 14, *б*), что хорошо согласуется и с результатом, следующим из фоторасщепления [86].

Как следует из анализа реакции квазиупругого выбивания протонов и фоторасщепления ${}^6\text{Li}$ по каналу ${}^3\text{He}t$, реальная ситуация такова, что уровень, вбирающий максимальную интенсивность, обладает очень большой шириной — несколько МэВ. Аналогичная ситуация реализуется и для всех остальных уровней, формирующих дипольный резонанс в ${}^6\text{Li}$. Поэтому более реалистичным оказывается расчет, основанный на квази- α -частичном механизме поглощения, если речь идет о канале $p dt$ (см. рис. 11, *г*, кривая 2 [88]), и прямое расщепление [104] по каналу ${}^3\text{He}t$ (см. рис. 14, *а*, кривая 3).

Каналу ${}^3\text{He}t$ при фоторасщеплении ${}^6\text{Li}$ соответствует [34] канал $2t$ при поглощении мюонов, который также связан с конфигурацией [$0s^3 1p^3$ [33)] промежуточного ядра ${}^6\text{He}$. На основе того же самого подхода, который был использован для предска-

ния фоторасщепления ${}^6\text{Li}$ по каналу ${}^3\text{He}t$, предсказано [31, 32—34], что относительная вероятность канала и $\mu{}^6\text{Li} \rightarrow 2tv$ должна составлять около 10—15%.

Рассчитанный спектр ядер трития [31—34] оказался очень мягким. Рассмотрение этого канала в рамках кластерной модели [109] также дало аналогичные результаты о спектре ядер трития, но, как и для фотоядерной реакции, он оказался более размытым. Предсказанная интенсивность меньше, чем в первом подходе (см. также [110]).

Уже получены первые экспериментальные данные об этом канале [111]. Его относительная вероятность равна $(9,7 \pm 3,1) \times 10^{-2}$. Измерена также угловая корреляция между ядрами трития, из которой следует, что частицы разлетаются преимущественно под большими углами. Нам представляется, что эти экспериментальные данные совместно с фотоядерными будут стимулировать проведение новых последовательных расчетов этого канала.

В настоящее время для изучения каналов расщепления ${}^6\text{Li}$ с вылетом заряженных частиц стала использоваться методика совпадений [101, 102]. В исследованиях такого типа важно иметь как можно ниже пороги регистрации частиц, так как вылетающие фрагменты, как правило, малоэнергичные. В [112] изучалась реакция ${}^6\text{Li}(\gamma, ab)X$ с испусканием заряженных частиц a и b , регистрировавшихся на совпадение в диапазоне энергий γ -кванта $E_\gamma \leq 55$ МэВ. Основная часть таких реакций составила ${}^6\text{Li}(\gamma, pt)X$ (пороги регистрации составляли — 3 МэВ по протонам, 3,5 МэВ по дейтонам, 4 МэВ по ядрам трития и 10 МэВ по ядрам ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$). Измерялась корреляция направлений вылета и энергетические распределения протонов и ядер трития. Эти результаты обрабатывались на основе предположения о квази- α -частичном механизме расщепления ${}^6\text{Li}$. Сечение записывалось в виде

$$d\sigma_{ab}(\theta, E_\gamma)/dE_\alpha d\Omega_1 d\Omega_2 \sim \rho(E_\gamma) |\Phi(\mathbf{q})|^2 (d\sigma_{ab}/d\Omega)_{\text{He}}, \quad (21)$$

где $\rho(E_\gamma)$ — плотность конечных состояний на единичный интервал энергий; $\Phi(\mathbf{q})$ — функция, описывающая импульсное распределение α -кластера в ядре; $(d\sigma_{ab}/d\Omega)_{\text{He}}$ — дифференциальное сечение фоторасщепления ${}^4\text{He}$ на частицы a и b при энергии E_γ . Полученная расчетная кривая по выходу протонов нормировалась на соответствующую экспериментальную в произвольной точке. Результаты такого расчета и измерения сопоставляются на рис. 15. Исходя из результатов сопоставления, был сделан вывод о том, что кривая, полученная в предположении, что реакция ${}^6\text{Li}(\gamma, pt)X$ — трехчастичная, т. е. ${}^6\text{Li}(\gamma, pt)d$, не согласуется с экспериментом, тогда как кривая, построенная исходя из четырехчастичного характера, т. е. ${}^6\text{Li}(\gamma, pt)np$, реакции, близка к измеренной. Однако такой результат находится в противоречии

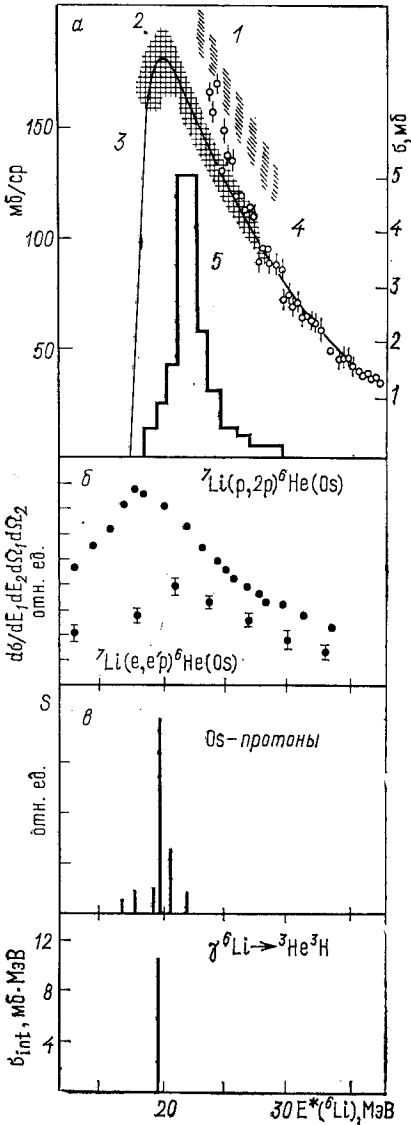
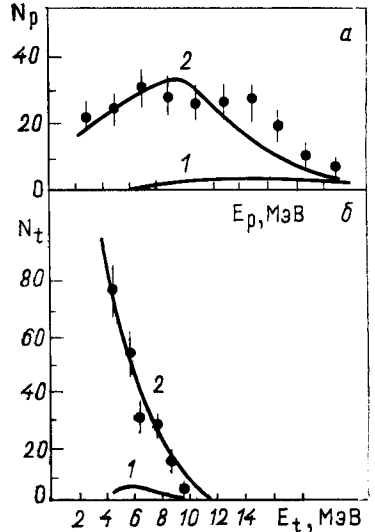


Рис. 14. Экспериментальные данные канала ${}^6\text{Li}(\gamma, t){}^3\text{He}$ (а): 1 — [102]; 2 — [103]; 3 — результат расчета [104] в рамках кластерной модели; 4 — [100] и 5 — [86]; экспериментальные спектры (б) возбуждения ядра ${}^6\text{He}$ при квазиупругом выбивании протона из Os-оболочки в (p, 2p)-реакциях [78] и (e, e'p)-[105]; спектроскопические факторы (в) отделения Os-протона в ${}^7\text{Li}$ — расчет [28]; канал ${}^6\text{Li}(\gamma, t){}^3\text{He}$ в рамках резонансного механизма (г) [10, 28, 39, 40]

Рис. 15. Энергетическое распределение протонов (а) и совпадающих с ними ядер трития (б) в реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, pt)X$ — по результатам работы [112]:

1 — результат расчета в предположении фоторасщепления α-кластеров для реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, pt)X$; 2 — то же, что и 1, но для реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, pt)pt$; кривая 2 на рис. 15, а нормирована так, чтобы она проходила в области ординат экспериментальных точек



с результатами предшествующих экспериментов, приведенными на рис. 11, г. Следовательно, необходимо провести серию последовательных измерений фоторасщепления ${}^6\text{Li}$ по различным каналам, которая позволила бы представить основные закономерности этого процесса.

Подводя итоги обсуждению фоторасщепления ${}^6\text{Li}$, следует отметить, что, с одной стороны, имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют о наличии конфигурационного расщепления фотоядерного резонанса в данном ядре. Более того, они подтверждают предсказание теории о многочастичном звездном характере расщепления этого ядра. С другой стороны, количественное согласие теории с экспериментом довольно плохое. Имеющиеся экспериментальные данные довольно разрозненны, и предстоит большая работа по последовательному выявлению основных закономерностей расщепления ${}^6\text{Li}$. Отсутствуют и полные расчеты фоторасщепления ${}^6\text{Li}$. Здесь важную роль могли бы сыграть расчеты, основанные на кластерной природе структуры ${}^6\text{Li}$, как было сделано в работах [88, 104]. Уравнения Фаддеева с запрещенными состояниями [113] могут быть хорошей формальной ос-

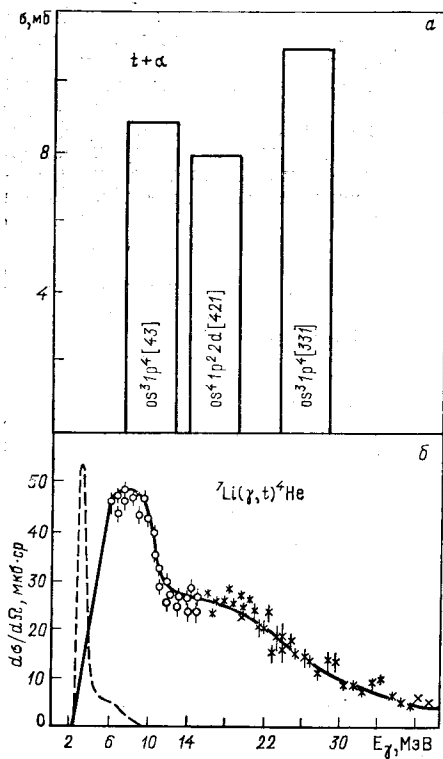


Рис. 16. Полное сечение фотопоглощения ${}^7\text{Li}$, рассчитанное в диагональном приближении [9] (а) с указанием структуры волновой функции конечного состояния; экспериментальные данные (б) о канале ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ и результат расчета этого канала в упрощенной кластерной модели [117] (пунктир)

новой, чтобы учесть, например, в канале $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow t + d + p$ взаимодействие частиц в конечном состоянии. При этом необходимо как можно более детальная информация об энергетических и угловых характеристиках.

2. *Расщепление ${}^7\text{Li}$.* Результаты теоретического [79, 81] и экспериментального исследований заселений различных состояний дочерних ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ приведены в табл. 6. Соответствующая

Таблица 6

Результаты теоретического [79, 81] и экспериментального * исследования заселения различных состояний дочернего ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ при фоторасщеплении ${}^7\text{Li}$

$J_f^{\pi} T_f$	Канал ${}^6\text{Li} + n$				Канал ${}^6\text{He} + p$			
	$E^* ({}^6\text{Li}),$ МэВ	Парциальное сечение		Последующий распад	$E^* ({}^6\text{He}),$ МэВ	Парциальное сечение		Последующий распад
		мб·МэВ	%			мб·МэВ	%	
1+0	0	7	6	—	—	—	—	—
3+0	2,48	≤ 9 $\leq 2,0^a$	9	${}^4\text{He}d$	—	—	—	—
0+1	3,56	≤ 10 $\leq 5,0^a$ 11 ± 3^b	9	γ	0	4 $14,4 \pm 0,6^b$ 15^r	3	β
2+0	4,31	6	5	${}^4\text{He}d$	—	—	—	—
2+1	5,37	9	8	γ	1,8	6 $4,0 \pm 1,4^b$	6	${}^4\text{He}2n$
1+0	5,65	1	0,5	—	—	—	—	—
Остальные уровни положительной четности в интервале энергий 10—17 МэВ		8	7	${}^4\text{He}np$	—	2	1	${}^4\text{He}2n$
2-1	(19,9) **	17	15	${}^3\text{He}{}^3\text{H}$	(17,9) **	7	6	${}^3\text{H}{}^3\text{H}$
1-1	(20,8) **	5	4		(18,8) **	1	1	
Остальные уровни отрицательной четности		18	16			5	5	
Сумма по всем состояниям положительной четности		49	43			12	10	

Продолжение табл. 6

Сумма по всем состояниям отрицательной четности	40	35			13	12
Сумма по всем состояниям	89	78			25	22

* Экспериментальные данные взяты из работ: а- $E_{\gamma}^{\max} = 32$ МэВ [118]; б- $E_{\gamma}^{\max} = 55$ МэВ [115]; в- $E_{\gamma}^{\max} = 35$ МэВ [114]; г- $E_{\gamma}^{\max} = 30$ МэВ [116].

** 0_s-дырочные состояния.

теоретическая кривая полного поглощения была приведена на рис. 9. В целом расчет в полной схеме приводит качественно к такой же картине расщепления ${}^7\text{Li}$, как и в диагональном приближении. Последний показан на рис. 16 с указанием схемы Юнга каждой группы уровней. Там же приведены экспериментальные данные о канале ${}^7\text{Li}(\gamma, {}^4\text{He})t$, который определяет полное сечение в низкоэнергетической части спектра. Интегральное сечение по этому каналу невелико — от 3,8 мб · МэВ согласно [119] до 8,1 мб · МэВ [117]. Распад ${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^4\text{He} + t$ теория связывает с группой состояний со схемой Юнга [43]. Как и для реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, {}^3\text{He})t$, теория правильно предсказывает положение максимума, но снова ширина уровня настолько велика, что спектр размазан по широкому интервалу энергий. Оценка этого канала [117] в рамках упрощенной кластерной модели (пунктирная линия на рис. 16) плохо согласуется с экспериментальными данными по положению максимума и по характеру энергетического распределения.

Заселение уровней положительной четности ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$, как следует из теории, связано с состоянием группы А, и поэтому парциальные сечения повторяют низкоэнергетическую часть полного спектра. Заселение уровней отрицательной четности связано с распадом группы Б. Распады на уровни разной четности разделились почти поровну.

Рассчитанные интегральные сечения согласуются с измеренными (см. табл. 6), за исключением лишь канала (γ, p_0) . Наблюдается в целом согласие и с полным выходом по ряду каналов, измеренные интегральные сечения для которых приведены в табл. 7.

Регистрация двух частиц на совпадение при расщеплении ${}^7\text{Li}$ показала, что основными являются каналы ${}^7\text{Li}(\gamma, pt)t$ и ${}^7\text{Li}(\gamma, pdn)t$, причем, согласно [112], последний — более интенсивен.

Таблица 7

**Результаты экспериментального исследования различных
каналов расщепления ядра ${}^7\text{Li}$**

Канал	Интегральное сечение, мб·МэВ	E_{γ}^{max} , МэВ	Литература
$(\gamma, 1n)$	10,1	30,5	[85]
$(\gamma, 2n)$	10,0	30,5	[85]
$(\gamma, p2n)$	13,3	23	[119]
	$12,0 \pm 2,0$	23—33	[119]
(γ, p)	$14,0 \pm 1,5$	23	[119]
(γ, pt)	22 ± 3	52	[119]
(γ, nt)	33 ± 4	52	[119]
	3,8	33	[119]
$(\gamma, t\alpha)$	8	30	[120]
	8,1	50	[117]
	$4,4 \pm 0,7$	28	[101]

Завершая обсуждение расщепления ${}^7\text{Li}$, отметим, что имеющиеся экспериментальные данные подтверждают выводы теории о конфигурационном расщеплении резонанса и о большой роли «звездного» распада высоколежащих возбуждений. Конечно, предстоит еще большая работа по накоплению данных о вылете различных частиц в совпадении и выявлении полной схемы расщепления. Такая же работа предстоит и в теории. Завершение такой деятельности позволит установить детальную картину расщепления этого ядра.

3. *Расщепление ${}^9\text{Be}$.* Супермультиплетная структура уровней в исходном ядре и в конечном ${}^8\text{Be}$ накладывает сильный отпечаток на характер распада. Наиболее яркое проявление этой структуры — малая интенсивность каналов (γ, n_0) , (γ, n_1) и (γ, n_2) . В ядре ${}^9\text{Be}$ вплоть до 16 МэВ имеются только уровни с $T = 0$, которые описываются конфигурацией со схемой Юнга [44]. Состояния гигантского резонанса ядра ${}^9\text{Be}$ с изоспином $T = 3/2$, естественно, не могут распадаться на них. Вторая ветвь резонанса с изоспином $T = 1/2$ может распадаться по этим трем резонансам лишь за счет компонент со схемой Юнга [441]. Однако они, как хорошо видно из рис. 12, несут малую интенсивность, отсюда очень слабое заселение первых трех состояний ядра ${}^8\text{Be}$. Экспериментальные данные (см. работу [121]) полностью соответствует такому выводу теории.

Наиболее интенсивными оказываются каналы, приводящие к заселению состояний ядра ${}^8\text{Be}$, начиная с 16 МэВ. В силу такой специфики распада возрастает роль каналов с испусканием

фрагментов $\alpha + {}^5\text{He}$ и $d + {}^7\text{Li}$. Рассчитанные [42] сечения по этим каналам приведены на рис. 17 совместно с экспериментальными данными. Наблюдается хорошее соответствие теории и эксперимента.

4. *Расщепление остальных ядер 1p-оболочки.* С заполнением 1p-оболочки роль группы Б ослабевает, и распад резонанса оказывается связанным с заселением основного состояния конечного

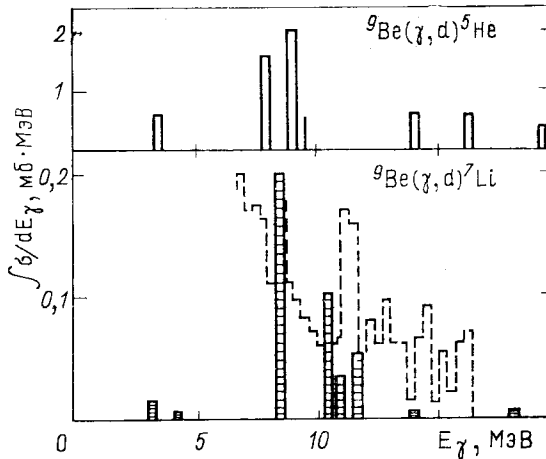


Рис. 17. Сечение расщепления ${}^9\text{Be}$ с вылетом фрагментов [42].
Пунктирная гистограмма — результат измерения [122]

ядра $A-1$ и состояний той же четности, что и основное. Приведенный ранее пример распада резонанса в ${}^{12}\text{C}$ иллюстрирует, как реально реализуется такое изменение в структуре состояния. Во всех последующих ядрах, как показал анализ [79], имеет место такая же картина — заселение состояний той же природы, что основное состояние конечного ядра.

С другой стороны, отметим, что группа Б полностью не вымирает. Это следует из теории. К тому же имеются некоторые экспериментальные указания на проявление этой группы. Как было показано в работе [12], отличительная черта этой группы — звездный распад. Так, в ${}^{12}\text{C}$ группа Б сформирована из состояний со схемой Юнга [4431], распад которых приведет к вылету фрагментов $2\alpha + t + p$ или $2\alpha + n + {}^3\text{He}$. В ${}^{14}\text{N}$ это состояния со схемой Юнга [4433], распад которых приводит к образованию фрагментов $2\alpha + t + {}^3\text{He}$. Выделение таких каналов требует специальной постановки эксперимента. Нам думается, что такие исследования представляют интерес и их результаты могут дать

важную информацию о характере дырочных возбуждений легких ядер.

Магнитные квадрупольные возбуждения в неупругом рассеянии электронов и радиационном захвате л-мезонов. Поперечные E1-возбуждения.

1. Обсуждение характера возбуждения промежуточного ядра при рассеянии электронов назад (M2- и E1t-переходы), радиационном захвате л-мезонов и μ-захвате начнем с ^{16}O -ядра с заполненными оболочками. Теоретические [57] и экспериментальный спектры [123, 124] возбуждения в различных реакциях приведены на рис. 18. Согласно расчетам M2-переходы при рассеянии электронов группируются в трех энергетических областях, что является следствием действия спин-орбитальных сил, приведших к конфигурационному расщеплению. Наибольшая интенсивность связана с $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ -переходом. Оба крайних максимума проявляются гораздо слабее. Результаты измерения неупругого рассеяния электронов свидетельствуют о наличии пика в районе 20 МэВ (правда, расщепленного), обусловленного возбуждением состояний $J^{\pi}T = 2^{-}1$ (рис. 19).

В реакции $^{16}\text{O}(\pi^{-}, \gamma)$ M2-резонанс и его расщепление в теоретической кривой проявляется четче, так как крайние пики вбирают в себя несколько большую интенсивность. При обработке спектра возбуждения ядра ^{16}O в реакциях $^{16}\text{O}(\pi^{-}, \gamma)$ и $^{16}\text{O}(e, e')$ был выделен ряд пиков (табл. 8), которые энергетически хорошо коррелируют друг с другом и с результатом

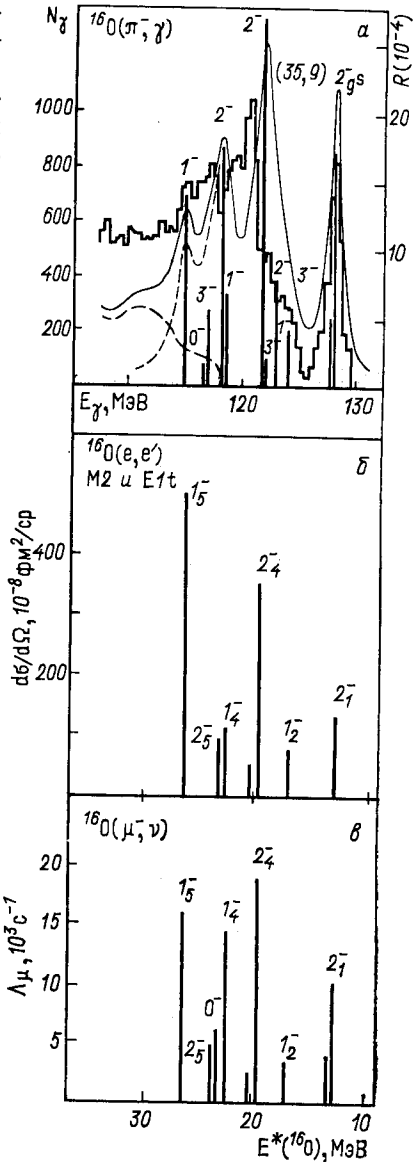


Рис. 18. Спектр возбуждения ядерной системы при радиационном захвате пионов (а), рассеянии электронов (б), поглощении мюонов ядром ^{16}O (в): теория [57] и эксперимент [123]

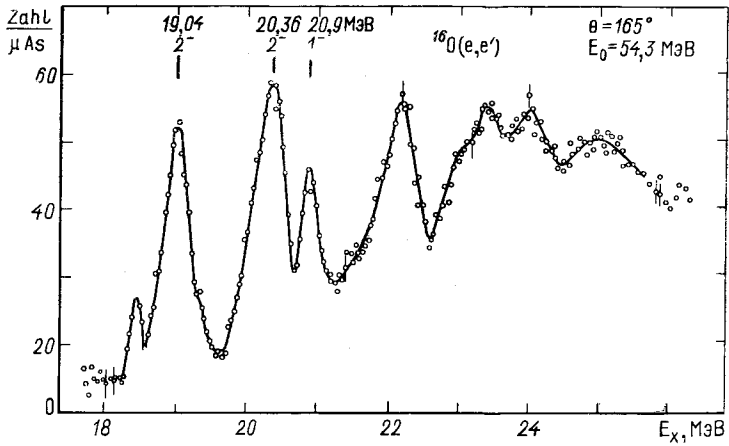


Рис. 19. Спектр возбуждения ядра ^{16}O при рассеянии электронов [124] на 165°

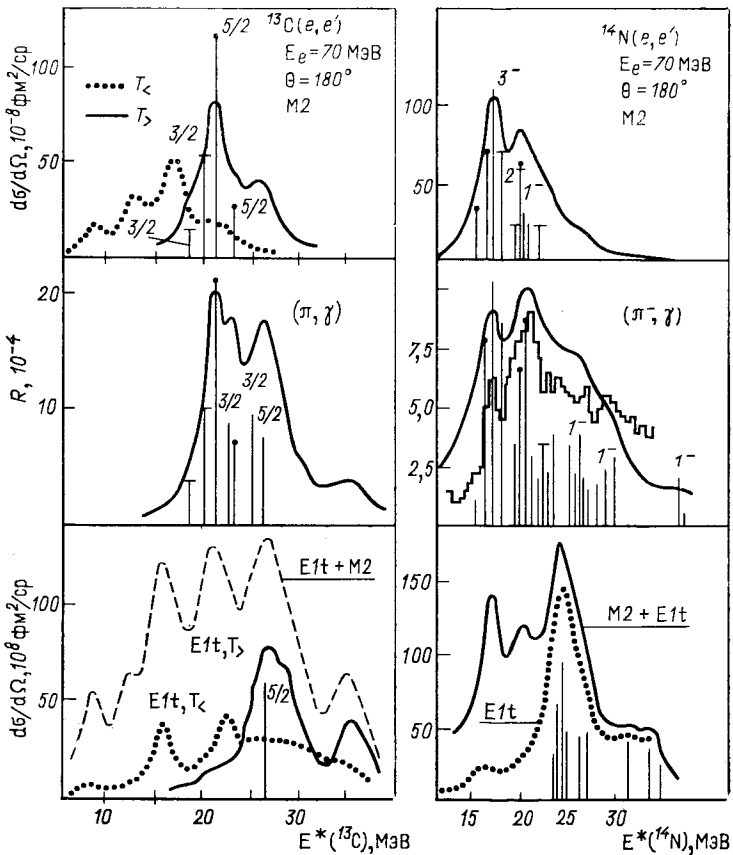


Рис. 20. Спектр возбуждения ядерной системы при рассеянии электронов назад и радиационном захвате π -мезонов ядрами ^{13}C и ^{14}N : теория [57] и эксперимент (гистограмма) [126]

теоретического расчета, представленного на рис. 18. В частности, наблюдается хорошее согласие в положении уровней $J^{\pi T} = 2^{-1}$, формирующих $M2$ -резонанс, и расщепление резонанса. Аналогичная корреляция прослеживается [126, 128] и в ядре ^{12}C .

Поперечные $E1$ -возбуждения в реакции $^{16}\text{O}(e, e')$ сконцентрированы в области 25 МэВ на одном уровне. Так что в полном спектре возбуждения ядра при рассеянии электронов небольших энергий назад, являющемся суммой $M2$ - и $E1t$ -переходов, область энергии 20—25 МэВ вбирает в себя значительную часть

Таблица 8

Структура спектра возбуждения ядерной системы, проявляющаяся в реакциях $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ и $^{16}\text{O}(e, e')$

E_{γ} , МэВ	$^{16}\text{O}(\pi, \gamma)$ [123]			$^{16}\text{O}(e, e')$ [124]		
	$E^*(^{16}\text{N})$, МэВ	$E^*(^{16}\text{O})$, МэВ	$R_{\gamma} \cdot 10^4$	$E^*(^{16}\text{O})$, МэВ	J^{π}	$B(M 2, 0)$, фм ⁴
128,0	0	12,98	$14,5 \pm 0,6$	12,98	2^{-}	
123,9	$4,1 \pm 0,2$	$17,1 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,4$	17,14	1^{-}	
123,2	$4,8 \pm 0,2$	$17,7 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,4$	17,6	2^{-}	0,26
121,7	$6,1 \pm 0,2$	$19,0 \pm 0,2$	$4,4 \pm 0,6$	19,04	2^{-}	3,6
120,5				19,5	1^{-}	
120,5	$7,5 \pm 0,2$	$20,4 \pm 0,2$	$15,1 \pm 0,6$	20,36	2^{-}	5,1
118,8	$9,1 \pm 0,2$	$22,2 \pm 0,2$	$9,3 \pm 1,2$	22,3	1^{-}	
116,9	$11,1 \pm 0,2$	$24,0 \pm 0,2$	$5,8 \pm 0,8$	24,2	1^{-}	
115,8	$12,2 \pm 0,2$	$25,2 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,6$			
114,5	$13,5 \pm 0,2$	$26,4 \pm 0,2$	$3,6 \pm 0,6$			

интенсивности возбуждения. И действительно, в измеренном сечении неупругого рассеяния электронов в этой области энергий возбуждения виден [123] широкий максимум (см. рис. 19), обусловленный в значительной мере $E1t$ -переходами [125].

Поглощение мюонов приводит к возбуждению в равной степени состояний $J^{\pi T} = 2^{-1}$ и 1^{-1} , аналогично рассеянию электронов. Завершая обсуждение ядра ^{16}O , подчеркнем, что в ядре с замкнутыми оболочками имеющиеся экспериментальные данные подтверждают концепцию конфигурационного расщепления.

2. С уменьшением числа нуклонов в $1p_{1/2}$ -оболочке ее вклад в резонанс ослабевает. Поэтому ослабевает и связанная с ним низкоэнергетическая ветвь $M2$ -резонанса. Расщепление между двумя группами переходов $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ и $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ сохраняется, несмотря на то, что область локализации первой существенно уширяется в ядрах с незамкнутыми оболочками. В результате спектр возбуждения ядра, обусловленного $M2$ -переходами (при рассеянии электронов и при радиационном захвате π -мезонов), оказывается двугорбым. Это хорошо прослеживается на приводимых на рис. 20 рассчитанных [30, 57] спектрах воз-

буждения ядер ^{13}C и ^{14}N . Структура состояний, сформировавших резонанс в (π, γ) -реакции в ^{13}C и ^{14}N , приведена в табл. 9.

В измеренных [126, 127] спектрах жестких γ -квантов от радиационного захвата π -мезонов на этих же ядрах двугорбый характер кривой возбуждения также прослеживается (см. гистограмму на рис. 20).

Поперечные $E1$ -возбуждения снова резко концентрируются в той же самой энергетической области, что и в ^{16}O . Однако в ядрах

Таблица 9

Структура состояний, формирующих $M2$ -резонанс в ядрах ^{13}C и ^{14}N

Ядро	$J\pi$	E^* , МэВ	Вес компонент, %			Ядро	$J\pi$	E^* , МэВ	Вес компонент, %		
			$2d_{5/2}$	$2s$	$2d_{3/2}$				$2d_{5/2}$	$2s$	$2d_{3/2}$
^{14}N	2-	14,5	89	5	6	^{14}N	1-	22,0	15	33	52
	3-	14,9	47	22	31		1-	23,8	50	5	45
	3-	15,9	41	7	52	^{13}C	3/2+	5,5	34	64	0
	2-	11,7	63	32	5		5/2+	6,4	67	29	0
	2-	18,3	85	6	9		3/2+	8,0	56	41	0
	3-	18,6	53	9	38		5/2+	8,5	36	52	12
	3-	20,1	59	7	44		3/2+	10,6	36	14	50
	2-	21,3	35	11	55		5/2+	11,6	47	4	50
	2-	21,7	45	32	23		1/2+	11,9	9	42	49

с незаполненной $1p$ -оболочкой имеются переходы группы Б, т. е. $0s \rightarrow 1p$. В результате, как хорошо видно из рис. 20, возникает высокоэнергетическое плечо.

3. Рассмотрим теперь ядра, в которых $1p$ -оболочка только начинает заполняться. В этих ядрах конфигурационное расщепление $M2$ -резонанса связано не со спин-орбитальными расщеплениями, а с наличием двух групп А и Б переходов — из замкнутой и валентной оболочек. Рассчитанный спектр жестких γ -квантов при захвате π -мезонов в ядрах ^6Li , ^7Li и ^9Be , взятый из работ [30, 57], приведен на рис. 21.

В ^7Li при радиационном захвате π -мезонов с наибольшей интенсивностью, как следует из расчетов, возбуждаются состояния, расположенные в области энергий от 17 до 25 МэВ (в шкале ^7He), которые также связаны с переходом нуклона из $0s$ -оболочки. Аналогично и при рассеянии электронов T , ветвь $M2$ -резонанса (рис. 22) расщеплена. Кривые возбуждения почти повторяют друг друга. В $E1t$ -возбуждениях группа А проявляется слабо и почти вся сила переходов приходится на группу Б.

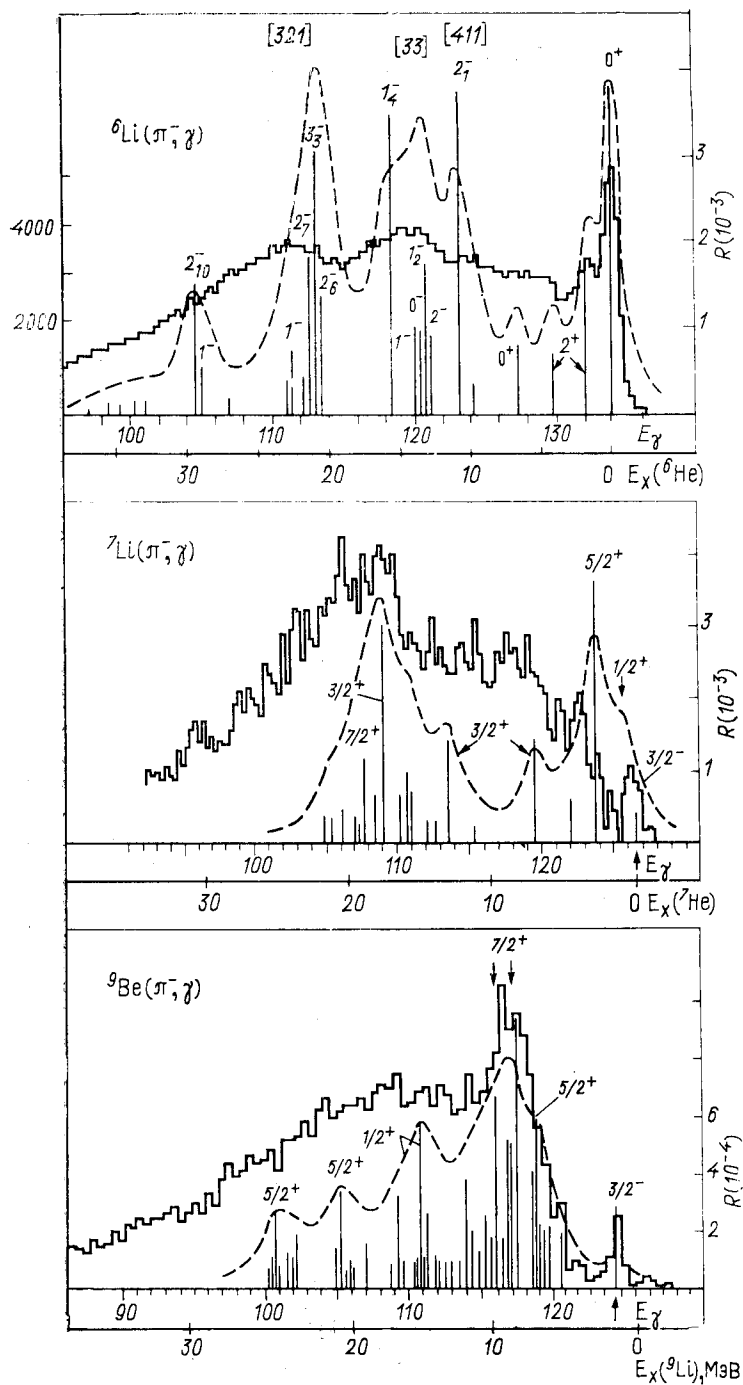


Рис. 21. Спектр возбуждения ядерной системы при радиационном захвате π -мезонов ядрами изотопов Li и Be: теория [30] и эксперимент (гистограмма) [126, 127]

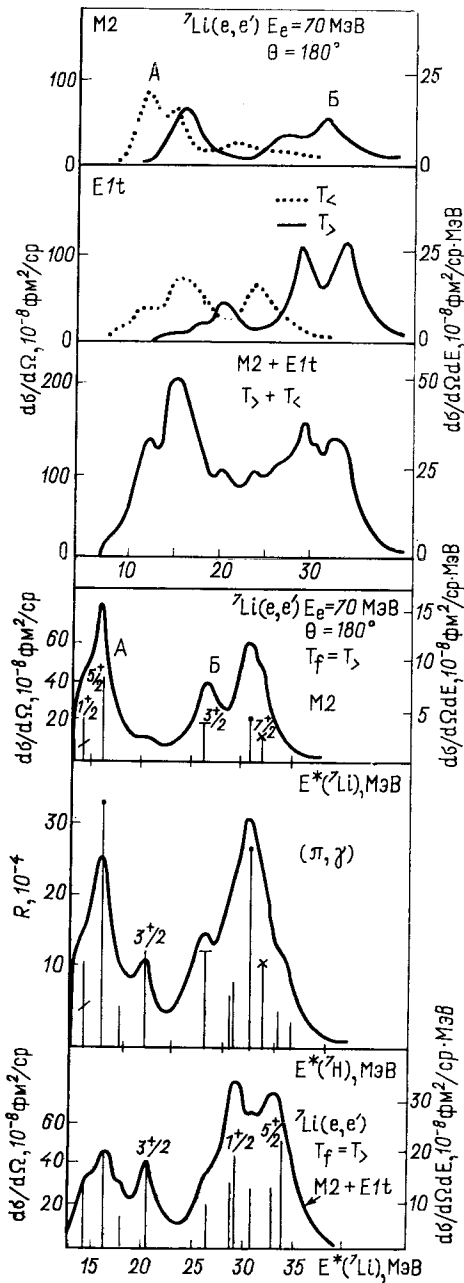
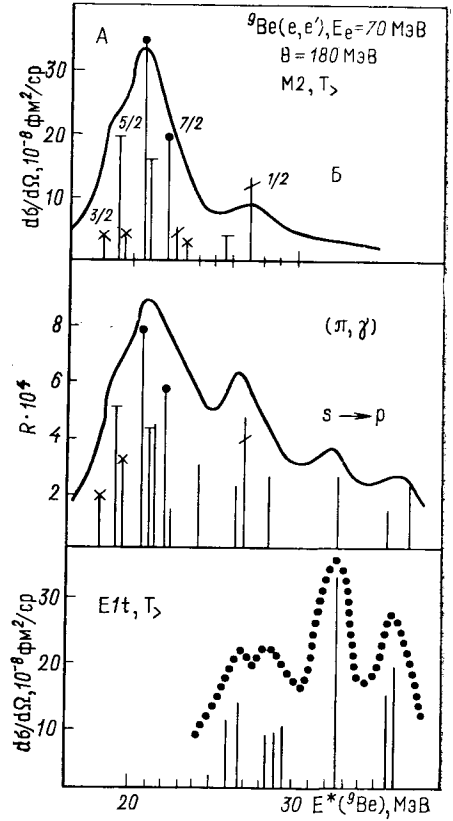


Рис. 22. Спектр возбуждения ядерной системы при рассеянии электронов назад и радиационном захвате π -мезонов ядром ${}^7\text{Li}$ (теория [30])

Рис. 23. Спектр возбуждения ядерной системы при рассеянии электронов назад и радиационном захвате π -мезонов ядром ${}^9\text{Be}$ (теория [30])



В ${}^9\text{Be}$ сильные переходы в (π, γ) -реакции из $0s$ -оболочки сконцентрировались на уровнях, расположенных выше 15 МэВ. Однако они уже не столь интенсивны, как в изотопах Li . Наиболее интенсивными — в (π, γ) -реакции и при $M2$ -возбуждениях при рассеянии электронов — оказываются переходы, в которых возбуждаются $1p$ -нуклоны. И наоборот, поперечные $E1$ -возбуждения обусловлены преимущественно переходами нуклонов из $0s$ -оболочки (рис. 23).

Таким образом, в $M2$ -возбуждениях с заполнением $1p$ -оболочки прослеживается: ослабевание интенсивности переходов нуклонов из $0s$ -оболочки (группа Б) и усиление из $1p$ (группа А) и смягчение спектра возбуждения ядра — в полной аналогии с фотоядерными реакциями.

Начиная с ${}^9\text{Be}$ и во всех последующих ядрах наиболее интенсивным является $M2$ -переход с изменением спина ядра на две единицы: $\Delta J = 2$. Исключение составляют изотопы Li , и связано это с проявлением дополнительных правил отбора, возникающих вследствие реализации супермультиплетной схемы уровней. В силу того что по орбитальной компоненте — это дипольные переходы, возникают правила отбора, которые ограничивают возможные значения орбитального момента конечного состояния [30]. Так, в группе уровней со схемой Юнга [33] переходы из основного состояния $0s^4 1p^2$ [42] ${}^{13}\text{S}$ идут только на состояния с конфигурацией $|0s^3 1p^3$ [33] ${}^{33}\text{P}$). Поэтому полный момент состояния не может принимать значения $J_f = J_i + 2 = 3$. Только лишь высокоэнергетическая группа уровней может содержать конфигурацию $|0s^3 1p^3$ [321] ${}^{33}\text{P}$, в которой реализуется момент $J_f = 3$. В ${}^7\text{Li}$; ситуация аналогичная, там состояния со спином $J_f^\pi = 7/2^+$ играют незначительную роль в формировании резонанса.

Поперечные $E1$ -возбуждения в ядрах начала $1p$ -оболочки, наоборот, формируют резонанс преимущественно за счет переходов группы Б. Группа А проявляется гораздо слабее, и поэтому резонанс расположен в области высоких энергий. Проведенные расчеты подтверждают определяющую роль конфигурационного расщепления в формировании gross-структуры спектра возбуждения ядер начала $1p$ -оболочки при радиационном захвате π -мезонов и рассеянии электронов. Имеющиеся экспериментальные данные (главным образом по (π, γ) -реакции) находят естественное объяснение в рамках такого расщепления. Что же касается реакции неупругого рассеяния электронов, то $M2$ -переходы, как говорилось выше, обнаружены пока в ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$.

В последнее время появились указания на то [129], что в ${}^{14}\text{N}$ максимуму, расположенному при энергии 16,1 МэВ, также отвечает $M2$ -возбуждение. В целом, ситуация еще не столь определена, чтобы уверенно говорить об $M2$ -резонансе, исходя из имеющихся данных по рассеянию электронов.

Как следует из сказанного, реакция радиационного захвата π -мезонов (наряду с неупругим рассеянием электронов) является хорошим инструментом для изучения магнитных квадрупольных переходов. Сопоставление результатов измерений обеих реакций позволяет взаимно дополнять информацию о роли $M2$ -резонанса в ядрах $1p$ -оболочки и выявить основные закономерности его возбуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мигдал А. Б.— ЖЭТФ, 1945, т. 15, с. 81.
2. Goldhaber M., Teller E.— Phys. Rev., 1949, v. 74, p. 1046.
3. Wilkinson D.— Physika, 1956, v. 22, p. 1039.
4. Браун Дж. Единая теория ядерных моделей и сил. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1970.
5. Балашов В. В., Шевченко В. Г., Юдин Н. П.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 1929.
6. Dehesa S. In: Lecture Notes in Physics. V. 61. Berlin — Heidelberg — N. Y., Springer-Verlag.
7. Малов Л. А., Соловьев В. Г.— ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 301.
8. В кн.: Труды IV семинара «Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях». М., Наука, 1979.
9. Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. В кн.: Труды третьей Всесоюз. конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях. 1960. М.—Л., Изд. АН СССР, 1962.
10. Балашов В. В., Эрамжян Р. А. В кн.: Тезисы XIV Всесоюз. совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра; Эрамжян Р. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1964, т. 28, с. 1181.
11. Neudatchin V. G., Orlin V. N.— Nucl. Phys., 1962, v. 31, p. 338.
12. Neudatchin V. G., Shevchenko V. G., Yudin N. P.— Phys. Lett., 1964, v. 10, p. 180.
13. Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F.— Nucl. Phys., 1965, v. 66, p. 25.
14. Труды Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. М., 1967, т. 3, с. 351.
15. Шевченко В. Г. Там же, с. 206.
16. Комар А. П., Махновский Е. Д.— Докл. АН СССР, 1964, т. 156, с. 774.
17. Бажанов Е. Б., Комар А. П., Куликов А. В.— ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1496.
18. Vazhanov E. V. e.a.— Nucl. Phys., 1965, v. 68, p. 191.
19. Денисов В. П. и др.— Ядерная физика, 1967, т. 5, с. 498.
20. Neudatchin V. G., Shevchenko V. G.— Phys. Lett., 1964, v. 12, p. 18.
21. Варламов В. В. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 590.
22. Ishkhanov V. S. e. a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 313, p. 317.
23. Варламов В. В. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 186.
24. Варламов В. В. и др.— Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 1185.
25. Majling L. e. a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 143, p. 429.
26. Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрамжян Р. А. Поглощение мезонов атомными ядрами. М., Атомиздат, 1978.
27. Bely Yu. I. e. a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 204, p. 357.
28. Сакаев Р. А., Эрамжян Р. А. Сообщения ОИЯИ, P2-9610. Дубна, 1976.
29. Eramzhyan R. A., Majling L., Rizek J.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 247, p. 411.
30. Kissener H. R. e. a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 312, p. 394; JINR Communications, 1978, E2-11275, Dubna; Гмитро М. и др. В кн.: Микроскопические расчеты структуры ядра и ядерных реакций. Кишинев, Штиинца, 1980, с. 3.

31. Вартанян В. А., Эрамжян Р. А. Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика высоких энергий и атомного ядра. Харьков, 1973, вып. 1 (3), с. 25.
32. Багусов Ю. А., Эрамжян Р. А.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 229.
33. Балашов В. В., Горенман Г. Я., Эрамжян Р. А.— ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 585.
34. Балашов В. В., Эрамжян Р. А. В кн.: Материалы IV Зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий. Ленинград, Изд. ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1969, с. 169; Balashov V. V. e. a. JINR, E4-4601. Dubna, 1969; In: Proc. III Intern. Conf. on High Energy Physics and Nucl. Structure. Ed. S. Devons. N.Y., Plenum Press, 1970, p. 174.
35. Eramzhyan R. A., Majling L., Rizek J.— Czech. Phys. J. and JINR, E2-80-603, Dubna, 1980.
36. Majling L. e. a. In: Proc. of the Kaon Factory Workshop. TRIUMF. Vancouver, 1979, p. 141; Phys. Lett. B, 1980, v. 92, p. 256.
37. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М., Наука, 1969; Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F.— Progr. Nucl. Phys./Eds. D. M. Brink, M. A. Mulvey. Pergamon Press, 1969, v. 10, p. 273.
38. Бояркина А. Н. Структура ядер $1p$ -оболочки. М., Изд-во МГУ, 1975, Изв. АН СССР. Сер. физ., 1964, т. 28, с. 337.
39. Курдюмов И. В. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, т. 30, с. 292.
40. Kurdyumov I. V. e. a. — Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 163.
41. Costa S., Ferroni S., Wataghin V., Malvano R.— Phys. Lett., 1963, v. 4, p. 308.
42. Jacobsen M. J.— Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 229; Čujec B.— Nucl. Phys., 1962, v. 37, p. 396; Barker F. C.— Nucl. Phys., 1966, v. 83, p. 418; Majling L., Kukulín V. I., Smirnov Yu. F.— Czech. J. Phys. B, 1968, v. 18, p. 1563; Phys. Lett. B, 1968, v. 27, p. 487.
43. Brink D. M. In: Intern. School of Physics Enrico Fermi. 1966, v. 36, p. 247.
44. Abe Y., Takigawa N.— Progr. Theor. Phys. Suppl., 1972, v. 52, p. 228.
45. Demeur M., Reidemeister G.— Ann. Phys., 1966, v. 1, p. 181.
46. Черкасов А. С.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 639.
47. Bassichis W., Scheck F.— Phys. Rev., 1966, v. 145, p. 771.
48. Belyaev S. T. Collective Excitations in Nuclei. N.Y., Gordon and Breach Publishing Corp., 1967.
49. Shevchenko V. G., Yudin N. P.— Atomic Energy Review (Vienna), 1965, v. 3, p. 3.
50. Эрамжян Р. А. Диссертация, ОИЯИ, 1976.
51. Thomson J. E. M., Thomson M. N., Stewart R. J.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 290, p. 14.
52. Денисов В. П. Препринт № 96, ЛИЯФ, 1974.
53. Woodworth J. G. e. a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 327, p. 53.
54. Juri J. W., Ross C. K., Sherman V. K.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 337, p. 503.
55. Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра. М., Наука, 1979.
56. Bruckner W. e. a. In: Proc. of the Kaon Factory Workshop. TRIUMF, Vancouver, 1979, p. 124.
57. Eramzhyan R. A., Gmitro M., Kissener H. R.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 338, p. 436.
58. Cohen S., Kurath D.— Nucl. Phys. A, 1965, v. 73, p. 1.
59. Jacob G., Maris Th. A. J.— Rev. Mod. Phys., 1973, v. 45, p. 6.
60. Maris Th. A. J. In: Proc. V Intern. Conf. High Energy Phys. Nucl. Structure. Amsterdam — Lond. — N.Y. — Stockholm, 1974.
61. Mougey J. Lecture Notes in Physics 108, Nuclear Physics with Electromag. Inter. Berlin — p. 356. Heidelberg — N.Y., Springer-Verlag, 1979.

62. Krämer E., Mairle G., Kaschl G.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 165, p. 353.
63. Nelson R. O., Roberson N. R.— Phys. Rev. C, 1972, v. 6, p. 2153.
64. Sherman J. D.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 257, p. 45.
65. Jänecke J. e. a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 204, p. 497.
66. Gove H. E. e.a.— Nucl. Phys. A, 1968, v. 116, p. 369.
67. Wildenthal B. H., Newman E.— Phys. Rev., 1968, v. 167, p. 1027.
68. Mackh H., Mairle G., Wagner G. J.— Z. Phys., 1974, Bd 269, S. 353.
69. Tribble R. E., Kubo K.-I.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 282, p. 269.
70. Bearer R. C., Youngblood D. H., Yntema J. L.— Phys. Rev., 1968, v. 167, p. 1043.
71. Dzubay T. G., Poore R. V.— Phys. Rev. C, 1972, v. 5, p. 1304.
72. Kaschl G. T. e. a.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 136, p. 286.
73. Cohen S., Kurath D.— Nucl. Phys. A, 1967, v. 101, p. 1.
74. Pinkston W. T., Satchler G. R.— Nucl. Phys., 1965, v. 72, p. 641.
75. Wille U., Lipperheide R.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 189, p. 113.
76. Aswad A. e. a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 208, p. 61.
77. Кирбах М., Ереп Х. У.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 1191.
78. Туген Н. е.а.— Nucl. Phys., 1966, v. 79, p. 321.
79. Киссенер Х. Р., Эрамжян Р. А.— ЭЧАЯ.
80. Wildenthal B. H. e. a.— Phys. Rev. C, 1971, v. 4, p. 1266, 1708.
81. Eramzhyan E. A., Kissener H. R. Abstract 1.20 of Contributed Papers at Intern. Conf. on Nucl. Phys. with Electromagnetic Interaction. Mainz, 1979.
82. Аркагов Ю. М. и др.— Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 1172.
83. Ahrens J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 251, p. 479.
84. Bezie N. e.a.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 128, p. 426.
85. Berman V. L.— Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1975, v. 15, p. 319.
86. Murakami A.— J. Phys. Soc. Japan, 1970, v. 28, p. 1.
87. Денисов В. П., Кульчицкий Л. А., Чубуков И. Я.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, т. 37, с. 107.
88. Ferroni S. e. a.— Nucl. Phys., 1966, v. 76, p. 58.
89. Fultz S. C. e.a.— Phys. Rev., 1966, v. 143, p. 790.
90. Тарап Г. Г., Горбунов А. Н.— ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1492.
91. Майков В. Н.— ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 1406.
92. Juri J. W. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 1684.
93. Fisher P. S. e.a.— Nucl. Phys., 1963, v. 45, p. 113.
94. Jager H. U., Kissener H. R., Eramzhyan R. A.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 171, p. 584.
95. Albert D. J. e.a.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 503.
96. Harakeh M. H. e.a.— Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 1410.
97. Жукупов М. А., Карапетян В. В., Эрамжян Р. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1969, т. 33, с. 730.
98. Fraser R. F., Garnworthy R. K., Spicer B. M.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 156, p. 489.
99. Medicus H. A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 156, p. 257.
100. Shin Y. M., Skopik D. M., Murphy J. J.— Phys. Lett. B, 1975, v. 55, p. 297.
101. Junghans G. e. a.— Z. Phys. A, 1979, Bd 291, S. 353.
102. Blatt S. L. e.a.— Phys. Rev., 1968, v. 176, p. 1147.
103. Ventura E., Chang C. C., Meyerhof W. E.— Nucl. Phys., 1971, v. 173, p. 1.
104. Young A. M., Blatt S. L., Seyler R. G.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 1764; Ventura E., Calarco J. R., Meyerhof W. E., Young A. M.— Phys. Lett. B, 1973, v. 46, p. 364.
105. Nakamura K. e.a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 296, p. 431.
106. Ajzenberg F., Lauritsen T.— Nucl. Phys., 1966, v. 78, p. 22.
107. Ajzenberg F.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 320, p. 31.

108. Brady F. P. e.a.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 31.
109. Wienke B. R., Meyer S. L.— Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 2179; 1974, v. 9, p. 943.
110. Mintz S. L.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 476; 1979, v. 20, p. 286.
111. Багусов Ю. А. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 459.
112. Волков Ю. М. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 868.
113. Кукулин В. И., Неудачин В. Г., Померанцев В. Н.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 298; J. Phys. G: Nucl. Phys., 1978, v. 4, p. 1409; Кукулин В. И., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 1236.
114. Денисов В. П., Чубуков И. Я.— Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 1106.
115. Денисов В. П.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 882.
116. Gregory A. G., Sherwood T. R., Titterton E. W.— Nucl. Phys., 1962, v. 32, p. 543.
117. Skopik D. M., Asai J., Tomusiak E. L., Murphy J. J. II.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 2025.
118. Ипханов Б. С., Мокеев В. И., Новиков Ю. А., Пискарев И. М.— Ядерная физика, 1980, т. 32, с. 11.
119. Денисов В. П., Кульчицкий Л. А.— Ядерная физика, 1967, т. 5, с. 490.
120. Leung M. K., Murphy J. J., Shin J. M., Skopik D. M.— Can. J. Phys., 1977, v. 55, p. 252.
121. Buchnea A., Johnson R. G., McNeil K. G.— Can. J. Phys., 1978, v. 56, p. 47.
122. Денисов В. П., Кульчицкий Л. А.— Ядерная физика, 1966, т. 3, с. 268.
123. Strassner G. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 248.
124. Goldman A., Stroetzel M.— Z. Phys., 1970, Bd 239, S. 235.
125. Vanpraent G. J.— Nucl. Phys., 1965, v. 74, p. 219.
126. Ferroud J. P. In: Photopion Nuclear Physics. N.Y.— London, Plenum Press, 1978, p. 69.
127. Truöl P. In: Lecture Notes in Physics 108, Nuclear Physics with Electromag. Intern. Berlin — Heidelberg — N.Y., Springer-Verlag, 1979.
128. Yamaguchi A. e.a.— Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 1750.
129. Ensslin N. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 569.