

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ЯДЕРНЫЕ МОМЕНТЫ

Б. Т. Фельд*)

I. ВВЕДЕНИЕ

За последние годы накоплено много сведений относительно статических свойств ядер. Для определения ядерных спинов, магнитных моментов, электрических квадрупольных моментов были использованы различные методы: оптическая спектроскопия, молекулярные и атомные пучки, ядерная индукция, у.к.в.-спектроскопия. Вначале исследовались стабильные ядра в невозбуждённом состоянии; затем, по мере совершенствования техники эксперимента, исследования были распространены на радиоактивные ядра ¹⁻⁵. Обзор современного состояния экспериментальной техники сделан Рамзеем ⁶.

Характерной чертой упомянутых выше методов является большая точность измерения ядерных моментов ⁷⁻¹⁹. Известно, что при исследовании изотопов водорода отклонение экспериментальных данных от теоретических послужило основанием для пересмотра теории и нового развития квантовой электродинамики, и в настоящий момент теория правильно интерпретирует закономерности атомных спектров водорода.

В случае сложных атомов не удаётся установить определённую связь между сверхтонкой структурой спектров и ядерными моментами вследствие трудностей в получении точных выражений для волновых функций атома. В то время как магнитные моменты можно определить непосредственно методом молекулярных пучков или ядерной индукции, точное определение электрических квадрупольных моментов всё ещё связано с измерениями сверхтонкой структуры атомных спектров. Недавние работы Штернгеймера ²⁶ об электрическом экранировании ядер вследствие поляризации внутренних электронных оболочек и Костера ²⁷ о влиянии различных конфигураций электронов на сверхтонкую структуру атомных спектров привели к лучшему пониманию трудностей, присущих точному измерению ядерных квадрупольных моментов, и позволили в ряде случаев дать более точные оценки. Теория молекулярной сверхтонкой структуры вновь привлекла

*) Annual Review of Nuclear Science, 1953, т. 2, стр. 239—260.

внимание исследователей²⁸⁻³⁰, так же как и теория магнитного резонанса в жидких и твёрдых телах^{28, 31, 34}; эти исследования важны не только с точки зрения более точной оценки величины ядерных моментов, но и для лучшего понимания жидкого и твёрдого состояний вещества.

Основные состояния стабильных ядер составляют теперь всё меньшую и меньшую долю ядерных состояний, для которых нам известны ядерные моменты. Правда, большинство этих данных относится к спином ядра. Успех модели независимых частиц (independent particle model of nuclei) в том виде, в каком она была предложена Мейером³⁵ и Хекселем, Йенсенем и Зюссом³⁶ в вопросе предсказания спинов и моментов низких ядерных уровней, дал значительный толчок развитию ядерной спектроскопии и положил начало пересмотру систематики ядерных магнитных и электрических моментов. Целью настоящей статьи является краткий обзор современного состояния вопроса о методах определения моментов ядер (включая спины) и связи наблюдаемых величин с возможными моделями ядра.

II. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ МОМЕНТОВ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР

Обычные методы измерения ядерных моментов приложимы к стабильным ядрам в основном состоянии, долгоживущим радиоактивным ядрам и некоторым изомерам, если только последние могут быть получены в достаточном количестве¹⁻⁵. Для определения свойств (чётности, спина, моментов) всех остальных ядер необходимы другие методы. Такие методы существуют, и в настоящий момент достигнут значительный прогресс в их развитии и применении. В результате получено значительное количество данных относительно ядерных энергетических уровней, в особенности для лёгких ядер³⁷⁻³⁹.

Определение свойств короткоживущих ядер производится посредством исследования их излучений. В частности, имеется возможность при благоприятных обстоятельствах определить момент количества движения и чётность излучённых частиц. В этом случае можно определить спин и чётность ядра до излучения, если известны спин и чётность ядра в конечном состоянии. Таким образом, в конечном счёте, для определения спина и чётности ядра в возбуждённом состоянии необходимо знать свойства ядра в стабильном состоянии. Последние же можно определить обычными методами. Изменение чётности и спина ядра наиболее непосредственным образом связано с угловым распределением излучения ядра (по отношению к некоторому выделенному направлению). Некоторые заключения можно сделать, исходя из времени жизни ядра и взаимодействия излучения с атомными электронами.

1. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОДУКТОВ РАСПАДА ЯДЕР

Методы определения свойств возбуждённых ядер из экспериментов по «угловым корреляциям» были недавно рассмотрены Дойчем⁴⁰. В нашем обзоре мы рассмотрим (более или менее произвольно) три основных метода.

а) Излучение поляризованных ядер

Поляризация ядер эквивалентна установлению неравномерного распределения моментов ядер в веществе, в котором обычно все направления ядерных магнитных моментов равновероятны. Ряд экспериментов в этом направлении был предложен и обсуждён различными авторами^{41—46}. Некоторые эксперименты используют действительное ориентирование ядерных спинов во внешнем магнитном поле или в предварительно ориентированном атомном поле («диполяризация»), другие — основаны на взаимодействиях, пропорциональных квадрату магнитного квантового числа m^2 , аналогично ядерному электрическому квадрупольному взаимодействию («квадрупольная поляризация»). Все они требуют для достижения даже небольшой степени поляризации весьма низкой температуры $< 1^\circ \text{K}$, а некоторые, кроме того, сильных магнитных полей.

Если имеется система поляризованных радиоактивных ядер, то интенсивность излучения в общем случае зависит от угла между направлением излучения и направлением поляризации. Угловое распределение излучения является функцией полного момента количества движения, спина и чётности излучённых частиц (и, конечно, степени поляризации). Теория углового распределения была развита Слайерсом^{47, 48} и другим^{49, 50}.

Экспериментальное осуществление заметной ядерной поляризации является в высшей степени трудной задачей. Тем не менее, некоторых успехов добились группы работников Оксфорда^{51, 52} и Лейдена^{53, 54}, наблюдавших отклонения в изотропии γ -излучения Co^{60} , ориентированного по методу Блини⁴⁵. Исходя из схемы распада и значения спина ($I=5$), предложенных Дойчем и Шарф-Гольдгабером⁵⁵, можно приписать, на основании этих опытов, магнитному моменту Co^{60} значение $|\mu| \approx 3$ ядерным магнетонам.

б) Угловое распределение в ядерных реакциях

В ядерных реакциях направление падающих на ядро частиц представляет собой естественную ось, относительно которой распределены направления частиц, вылетающих из ядра. Для того чтобы это распределение отклонялось от сферически-симметричного, необходимо, чтобы падающая и вылетающие частицы имели полный момент количества движения больше $\hbar/2$. Простым и хорошо известным примером является фотораспад дейтерона⁵⁶. В случае, когда

энергия γ -квантов не слишком превышает порог реакции, доминируют два процесса. Один из них — фотоэлектрический распад, соответствует поглощению электрически-дипольного γ -кванта ($l=1$) с последующим превращением основного 3S_1 -состояния дейтерона в свободный нейтрон и протон в 3P -состоянии. (Правила отбора для электрически-дипольного поглощения: $\Delta L = \pm 1$, $\Delta S = 0$.) Угловое распределение (в координатах центра инерции) излучённых протонов и нейтронов описывается функцией $\sin^2 \theta$, где θ — угол, отсчитываемый от направления γ -кванта. Это распределение следует также из классических представлений, так как электромагнитное излучение действует на мгновенный дипольный момент дейтерона через электрический вектор, который перпендикулярен к направлению распространения γ -квантов.

Второй процесс заключается в дипольном магнитном поглощении, которое соответствует «переворачиванию» одного из ядерных спинов по отношению к другому ($\Delta L = 0$; $\Delta S = \pm 1$) и, следовательно, превращению основного 3S_1 -состояния в 1S_0 -состояние. Угловое распределение при этой реакции является сферически-симметричным в координатах центра инерции. Такие простые реакции, в которых не образуется промежуточного ядра, наблюдаются большей частью у лёгких элементов. Угловое распределение в этих реакциях используется для идентификации спинов и чётности многих уровней в лёгких ядрах.

Однако для большинства ядерных реакций необходимо принимать во внимание образование промежуточного ядра, в котором расстояние между уровнями энергии сравнимо с разбросом энергии бомбардирующих частиц (в особенности в реакциях с участием тяжёлых ядер). Здесь мы можем различать два крайних случая. Во-первых, мы можем рассматривать случаи, когда энергетические уровни промежуточного ядра расположены столь близко, что образуется континуум со статистическим распределением спинов и чётности уровней. В этом случае угловое распределение продуктов реакции является суммой всех возможных процессов поглощения и распада. Если всё же конечное состояние является дискретным, то по угловому распределению продуктов реакции можно определить свойства этого состояния, как это показано Хаузером и сотрудниками⁵⁸, в случае неупругого рассеяния нейтронов средними и тяжёлыми ядрами.

Второй случай, интерпретируемый более просто, заключается в том, что промежуточное ядро имеет один (резонансный) уровень. В этом случае знание свойств начального и конечного состояний и измерения углового распределения продуктов реакции даёт возможность определить спин и чётность промежуточного ядра на рассматриваемом уровне^{59, 60}. Не представляет большого труда в этом случае посредством одного только определения максимального полного сечения реакции образования промежуточного ядра найти спин

последнего, поскольку⁵⁸

$$\sigma_{\text{макс}} = \frac{4\pi\lambda^2(2J+1)}{(2s+1)(2I+1)}, \quad (1)$$

где J — спин промежуточного ядра, s — спин бомбардирующей частицы, I — спин ядра мишени, λ — длина волны бомбардирующей частицы, делённая на 2π .

Особый интерес для целей измерения ядерных спинов среди других ядерных реакций имеют (d, p) - и (d, n) -реакции (stripping reactions). В этих реакциях не образуется промежуточного ядра, а скорее происходит «захват» одного из нуклеонов дейтерона непосредственно на уровень конечного ядра. Конечное ядро при этом часто остаётся на невозбуждённом или близком к нему уровне, в то время как незахваченная частица уносит энергию реакции. Таким образом, появляющиеся в результате реакции протоны или нейтроны имеют линейчатый спектр энергий. Каждая группа частиц, отвечающая определённой энергии, имеет угловое распределение с одним или несколькими резко выраженными максимумами или минимумами в направлении падающего пучка.

Батлер⁶¹ развил теорию таких реакций, на основании которой по угловому распределению освобождённой частицы можно определить орбитальный момент количества движения, добавленный ядру при захвате другой частицы. Если спин и чётность ядра мишени известны, то можно определить чётности и пределы возможных значений спина конечного ядра. Применимость этой теории проверена для большого числа ядер мишени и широкого диапазона энергий дейтронов^{62—67}.

в) Угловая корреляция между последовательными ядерными излучениями

Другой способ определения ориентации ядра (величины или распределения азимутального квантового числа m) возможен, если ядро испытывает ряд последовательных превращений. В этом случае имеет место корреляция между направлениями последовательных излучений, зависящая от моментов количества движения и чётности ядер, возникающих в процессе превращений, а также от природы испущенных частиц.

Теория угловой корреляции была впервые развита Гамильтоном для случая последовательного испускания двух γ -квантов. Она была распространена многими авторами^{69—77} на другие случаи, включая: β - γ ^{74—77}, внутренняя конверсия- γ ^{70, 73}, α - γ и т. п.^{72, 74, 77}. Простая физическая картина эффекта такого типа была дана Мунном⁷⁸ для случая последовательных излучений электрически-дипольных γ -квантов при превращениях ядра, отвечающих изменению спина $0-1-0$. Предположим, что первый γ -квант испущен в направлении оси z . Излучение γ -кванта сообщает ядру момент коли-

чества движения, равный единице и направленный в плоскости, перпендикулярной к оси z , например в направлении оси x . Второй γ -квант должен унести эту единицу момента количества движения, т. е. направление излучения второго γ -кванта должно лежать в плоскости yz , причём все углы в этой плоскости должны быть равновероятны. Поскольку выбор оси x как направления момента количества движения в промежуточном состоянии был вполне произвольным, угловая корреляция может быть получена путём вращения углового распределения второго γ -кванта (любое направление в плоскости yz) вокруг оси z . Это приводит к угловой корреляции, которая наиболее вероятна вдоль $\pm z$ направления и наименее вероятна в плоскости xu , т. е. угловой корреляции, описываемой формулой $1 + \cos^2 \theta$, где θ — угол между направлениями обоих γ -квантов. Общий случай ядерных переходов, отвечающий спинам ядер $J \rightarrow J' \rightarrow J''$ и мультипольному излучению, не сводится, к сожалению, к таким простым физическим картинам. В этом случае расчёт проводится относительно простыми средствами квантовой механики, если только предположить, что все азимутальные квантовые числа взяты относительно направления излучения первого кванта (теорема Гамильтона)^{68, 79, 80}.

В наиболее часто встречающихся случаях выражение для угловой корреляции имеет следующий вид:

$$W(\theta) = \sum_{i=0} a_i \cos^2 \theta = \sum_k b_k P_k(\cos \theta) \quad (2)$$

при I , равном наименьшему значению из L, L', J' (L и L' — орбитальные моменты последовательных излучений, J' — спин промежуточного состояния). Имеются, однако, случаи, когда в выражение (2) входят также нечётные степени $\cos \theta$, отвечающие наличию интерференционных эффектов, возникающих при распаде данного уровня двумя или более путями^{74, 75}.

После первых удачных измерений γ - γ -угловой корреляции, проведённых Брэди и Дойчем⁸², этот метод был широко применён ко многим радиоактивным ядрам. Большинство результатов объясняется теорией, но в некоторых случаях она оказывается неприложимой. Многие из этих аномалий могут быть поняты, как результат частичного или полного разрушения угловой корреляции в промежуточном состоянии вследствие реориентации («потери памяти»). Такая реориентация происходит, например, если продолжительность жизни промежуточного состояния велика по сравнению с периодом прецессии ядра в магнитном поле атома, или молекулы, или кристалла*)^{69, 83-85}. Некоторыми авторами было предложено^{83, 86, 87} использовать этот эффект для измерения магнитного момента ядра

*) Период прецессии ядра измеряется величиной, обратной разности частот линий сверхтонкой структуры.

в промежуточном состоянии, наблюдая изменение (частичное разрушение) угловой корреляции при наложении внешнего магнитного поля. Такой опыт был успешно проделан Эпли и сотрудниками⁸⁸; они получили для величины магнитного момента возбуждённого уровня ядра Cd^{111} с энергией 247 кэв ($J = 5/2$) значение $\mu = -0,85 \pm 0,22$ ядерных магнетона.

В случае угловой корреляции, включающей γ -излучение, чётность уровней не может быть определена однозначно вследствие того, что при излучении электрически- или магнитно-мультипольного γ -кванта происходит одинаковое изменение момента количества движения при противоположных изменениях чётности.

Чтобы устранить эту неопределённость, необходимо провести некоторое дополнительное исследование γ -излучения. Одним из способов является измерение плоскости поляризации одного из γ -излучений по отношению к направлению испускаемого второго^{89, 90}. Этот метод был применён Метцгером и Дойчем⁹¹.

Из других возможных измерений угловой корреляции мы упомянем только α - γ -корреляцию. Этот тип корреляции, если он наблюдается, может быть интерпретирован наиболее просто, так как α -частица не имеет внутреннего момента количества движения. Следовательно, ядерные превращения между состояниями $J \rightarrow J'$, включающие в качестве первого этапа излучение α -частицы, завершаются испусканием γ -кванта с $L = |J - J'|$, $\Delta m = 0$ и изменением чётности $(-1)^L$. Этот тип корреляции был использован для идентификации уровня ядра Li^7 , отвечающего возбуждению 482 кэв и возникающего при реакции $\text{B}^{10}(n, \alpha)$, для определения спинов и чётности ядер в резонансной реакции $\text{F}^{19}(p)\text{Ne}^{20} * (\alpha)\text{O}^{16} * (\gamma)\text{O}^{16}$ ⁹⁵ и для изучения уровней ThX , являющегося продуктом природного α -распада RdTh ^{96, 97}.

2. β -СПЕКТРОСКОПИЯ

Исследование свойств β -спектров дало много сведений относительно ядерных энергетических уровней. Если какое-нибудь излучение ядра сопровождается β -излучением или следует после него, то угловая корреляция между ними может быть изучена, как было указано выше. Теория β - γ -угловой корреляции была развита Фалковым и Юленбеком⁷⁴ и использована рядом исследователей. Этому вопросу посвящён обзор Стевенсона и Дойча⁹⁸. Другой тип корреляции имеет место между β -излучением и одновременным испусканием нейтрино. Поскольку нейтрино не поддаётся прямому наблюдению, приходится прибегать к наблюдению корреляции между β -излучением и ядром отдачи^{101, 102}. Наконец, недавно была наблюдаема угловая корреляция между β -излучением и сопровождающим его непрерывным электромагнитным излучением¹⁰³.

Использование характеристик β -спектров для исследования свойств ядерных энергетических уровней усложняется тем обстоятельством,

что характер взаимодействия между нуклеонами и электронно-нейтринным полем ещё не установлен, если он, вообще, может быть установлен однозначно¹⁰⁴. Тем не менее, несмотря на неопределённость взаимодействия (и, следовательно, правил отбора), всё же представляется возможным связать характеристики β -спектра с изменением момента количества движения и чётности. Имеется два таких метода.

а) Относительные периоды полураспада
или ft -значения

Первоначальная теория Ферми¹⁰⁵ и её дальнейшие модификации¹⁰⁴ предсказывают связь между периодом полураспада — t , максимальной энергией β -частиц — W_0 и изменениями момента количества движения и чётности, происходящими в процессе радиоактивного превращения. Эта связь обычно выражается через значения величины ft (относительные периоды полураспада) и имеет вид

$$ft = \frac{2\pi^3 (2I_i + 1) \ln 2}{g^2 \sum (k M | i)^2},$$

где t — период полураспада; I_i — спин материнского ядра; g — константа Ферми, являющаяся мерой силы взаимодействия; $(k M | i)$ — матричный элемент для β -перехода, который должен быть просуммирован по всем проекциям спинов; $f = f(Z, W_0)$ — фактор, определяющийся теорией^{104, 106}.

Правила отбора входят в теорию через матричный элемент, который может принимать ряд убывающих значений, зависящих от изменения момента количества движения и чётности. Эти значения оказываются более или менее дискретными, так что соответствующие им β -превращения распадаются на группы. Группа, соответствующая наименьшему значению ft (наибольший матричный элемент), называется «разрешённой»; следующее, большее значение ft , даёт группу, «запрещённую в первом порядке», затем группу, «запрещённую во втором порядке», и т. д. Правила отбора определяются типом взаимодействия и распадаются на две группы: правила отбора Ферми¹⁰⁵ и Теллера¹⁰⁷. Обе группы правил перехода сопоставлены в таблице I¹⁰⁴.

Однако интерпретация ft -значений имеет в действительности ограниченное применение. Имеется группа разрешённых переходов с $ft < 10^4$ (большой частью это переходы между «зеркальными» ядрами, которые часто называются «сверхразрешёнными»). Переходы с $ft > 10^4$ не разбиваются столь чётко на различные группы; однако они всё же могут быть расклассифицированы на разрешённые, слабо запрещённые, запрещённые в 1-м порядке и т. д. При этом наложение одной группы на другую представляется естественным, так как можно ожидать, что матричные элементы будут флукуи-

ровать от одного ядра к другому. В соответствии с последними наблюдениями (например, $\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^6, \Delta J=1$, без изменения чётности,

Таблица I

Правила отбора для β -распадов

	Ферми		Теллера	
	ΔJ	Изменение чётности	ΔJ	Изменение чётности
Разрешённый . .	0	нет	$0, \pm 1$ (кроме $0 \rightarrow 0$)	нет
Запрещённый в первом порядке . .	$0, \pm 1$ (кроме $0 \rightarrow 0$)	да	0 $0, \pm 1$ (кроме $0 \rightarrow 0$) $0, \pm 1, \pm 2$ (кроме $0 \rightarrow 0$), $1 \leftarrow 0, 1/2 \rightarrow 1/2$	да да да
Запрещённый во втором порядке	$\pm 1, \pm 2$ (кроме $1 \leftarrow 0$) ± 1	нет нет	± 2 $\pm 2, \pm 3$ (кроме $0 \leftarrow 2$) $0 \rightarrow 0$	нет нет нет

разрешённый переход с $ft \cong 10^2 - 10^3$) правила отбора Теллера являются более распространёнными.

б) Формы β -спектров

Форма β -спектра наилучшим образом проявляется при графическом построении некоторой функции моментов и интенсивности β -частиц в зависимости от энергии. Этот график известен под названием «графика Кюри» или «графика Ферми»^{105,109}. На таком графике разрешённые спектры представляются в виде прямых, пересекающихся с осью x в точке, соответствующей энергии W_0 . Можно ожидать, что кривые, соответствующие запрещённым спектрам, будут заметно отклоняться от прямых линий, причём форма отклонения характеризует характер взаимодействия¹⁰⁴.

Вплоть до 1949 г. все надёжно измеренные β -спектры представлялись линейными «графиками Кюри», за исключением RaE^*)^{110, 111}. Однако вслед за открытием Лингером и Прайсом¹¹² β -спектра Y^{91} «запрещённой» (отклоняющейся от линейной) формы число таких спектров возросло и продолжает расти. Большинство спектров «запрещённой» формы подчиняется взаимодействиям, приводящим к правилам отбора Теллера. Сводка достижений в этой области дана в превосходном обзоре Ву¹¹³ ***).

3. СВОЙСТВА ИЗОМЕРНЫХ ПЕРЕХОДОВ

Если спин ядра в возбуждённом состоянии отличается от спина того же ядра в состоянии с меньшей степенью возбуждения на относительно большую величину (например, ≥ 3) и если энергия возбуждения относительно невелика (например, 500 кэВ), то время жизни возбуждённого ядра может быть довольно большим (например, $> 10^{-1}$ сек.). Такие состояния *** называются «изомерными состояниями» или просто изомерами. В частности, изомерные ядра переходят в стабильные путём испускания γ -квантов. В таких изомерных переходах значительная часть γ -излучения может оказаться подвергнутой «внутренней конверсии»; в этом случае с K -, L - или M -оболочки атома вылетает электрон с определённой энергией; вылет электрона сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. Время жизни изомера и вероятность «внутренней конверсии» γ -квантов является функцией (при заданной энергии) изменений момента количества движения и чётности ядра. Эти изменения определяют мультипольность излучённых γ -квантов, а соответствующие переходы ядер обычно обозначаются, как указано в таблице II.

Недавно стало известным (см., например,^{114, 115}), что диаграмма, на которой отложен логарифм времени жизни в зависимости от логарифма энергии распада, имеет тенденцию распадаться на некоторое число прямых линий. Превращения, соответствующие различным прямым, сопровождаются различными переходами, например $E2$, $M2$, $E3$ и т. д., причём время жизни возрастает с увеличением порядка мультипольности (при заданной энергии перехода).

Другой подход заключается в классификации изомеров по наблюдаемым «коэффициентам конверсии»^{114—115}. Недостаток этого метода заключается не только в больших экспериментальных трудностях, но также в неточности теории. В некоторых случаях оба

*) Частичные отклонения от прямой линии в области малых энергий могут быть объяснены конечной толщиной источника.

***) См. УФН, т. XLIV, 558 (1951).

****) Разумеется, классификация изомерных состояний зависит от возможностей наблюдателя в измерении времени запаздывания превращения.

метода классификации изомерных переходов приводят к противоречивым результатам.

Тем не менее можно утверждать, что благодаря работам Гольдгабера и Саньяра¹¹⁶ идентификация ядерных изомеров стоит на

Таблица II

Классификация изомерных переходов

Обозначение	E1	M1	E2	M2	E3	M3	E4	M4	E5
$ \Delta J $	1	1	2	2	3	3	4	4	5
Изменение чётности	да	нет	нет	да	да	нет	нет	да	да
Порядок мультипольности	1	2	3	4	5				

верном пути. С помощью теории ядерных оболочек (см. ниже) они установили эмпирическое соотношение между временем жизни и энергией изомерных переходов. Это соотношение можно изложить следующим образом: при переходах с $|\Delta J| > 3$ время жизни изомера в основном определяется изменением спина, а не изменениями порядка мультипольности или чётности. Времена жизни при магнитных переходах находятся в согласии с выводами теории Вейскопфа¹¹⁷. Времена жизни при электрических переходах несколько больше, чем этого требует теория, за исключением переходов E2, при которых время жизни достаточно мало и часто совпадает с M1.

Эти же авторы установили эмпирические кривые для отношения конверсий с оболочек K и L, которые являются более точными, чем теоретические кривые^{118, 119}. Эти кривые оказывают большую помощь при идентификации изомерных переходов.

III. МОДЕЛЬ НЕЗАВИСИМЫХ ЧАСТИЦ И ЯДЕРНЫЕ МОМЕНТЫ

1. ОБОЛОЧЕЧНАЯ СТРУКТУРА ЯДРА

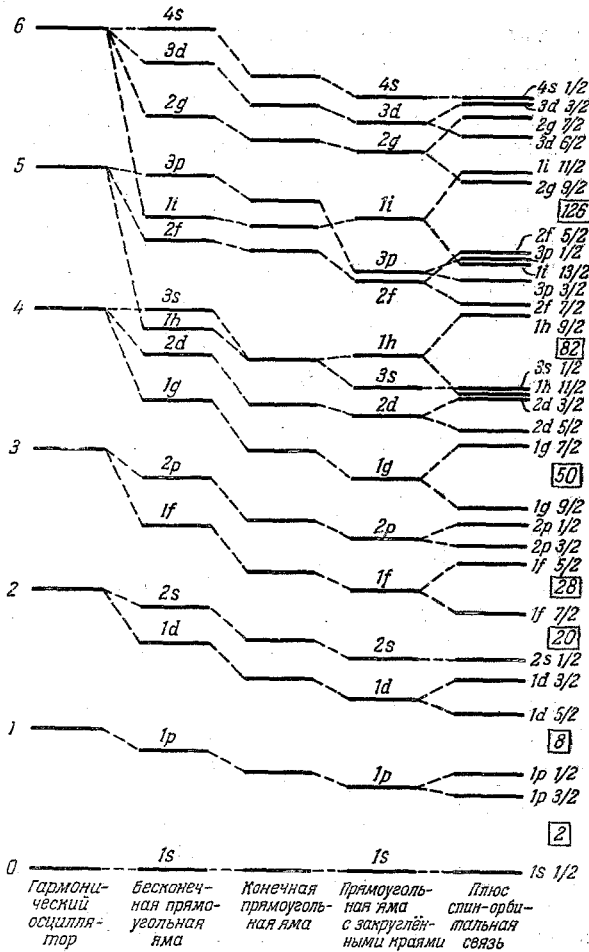
Модель независимых частиц, которая ни в какой мере не является новой идеей, за последние годы возродилась вновь. В соответствии с этой моделью (иногда именуемой «квазиатомной» моделью ядра) каждый нуклеон можно рассматривать движущимся в центральном поле, которое является усреднением взаимодействия данного нуклеона с остальными нуклеонами ядра. Нуклеоны занимают различные энергетические уровни в соответствии с принципом Паули

Согласно которому в одном и том же состоянии не может находиться два или более протона или нейтрона). Таким образом, следует ожидать, что основное состояние ядра имеет оболочечную структуру, которая в случае полностью заполненных оболочек приводит к особенно стабильным ядрам (аналогично благородным газам среди атомов). Хотя возрождение модели независимых частиц было связано с обнаружением явления заполненных оболочек, в результате которого числам нуклеонов 20, 28, 50, 82 и 126 было присвоено название «магических чисел», эти числа не могли быть истолкованы удовлетворительным образом, пока Майер³⁵ и Гексель, Йенсен и Зюсс³⁶ не ввели гипотезу сильной спин-орбитальной связи отдельных нуклеонов. На рисунке показан схематически и не в масштабе порядок ядерных уровней энергии при различных предположениях относительно формы ядерных потенциалов.

Наилучшее приближение к экспериментальным данным даёт «прямоугольная яма с закруглёнными краями» со спин-орбитальной связью, возрастающей с увеличением орбитального момента. Необходимо указать, что до сих пор нет ещё удовлетворительных теоретических оснований ни для модели независимых частиц самой по себе, ни для предположения относительно сильной спин-орбитальной связи^{123,125}. Тем не менее, экспериментальные свидетельства в пользу этой модели теперь так многочисленны, а её значение при изучении свойств низколежащих ядерных уровней так велика, что нет сомнений в эмпирической пригодности модели. В действительности, модель независимых частиц проявляется даже в области относительно высоколежащих энергетических уровней. Этот факт трудно понять и объяснить.

Оболочечная модель ядра не только успешно объясняет «магические числа», но может предсказать моменты количества движения и чётности почти всех ядер в основном состоянии и в состояниях, отвечающих малым возбуждениям. Для этого необходимо дополнить модель некоторыми правилами, касающимися связи более чем одной частицы в незаполненной полностью оболочке. В сущности, эти правила утверждают, что чётное число нуклеонов связывается так, чтобы $J=0$ и чётность была положительной, в то время как нечётное число нуклеонов, каждый из которых имеет момент количества движения j , связывается так, чтобы $J=j$, а чётность соответствовала чётности индивидуальных нуклеонов. Эти правила могут быть введены из предположения о не зависящем от спина δ -образном законе взаимодействия между нуклеонами³⁵, но они также справедливы в случае не зависящего от спина взаимодействия с конечным радиусом, если только последний не слишком велик. Тем не менее, имеется несколько исключений, которые все следуют вспомогательному правилу, согласно которому нечётное число нуклеонов с моментом количества движения j может иногда дать состояние с $J=j-1$ и чётностью, соответствующей чётности отдельного нуклеона. Проб-

дема связи нечётного числа нейтронов с нечётным числом протонов (в нечётно-нечётных ядрах) несколько более сложна и будет рассмотрена ниже.



Порядок энергетических уровней в модели независимых частиц при различных предположениях относительно формы ядерного потенциала, включая эффект спин-орбитальной связи. Масштаб энергии не соблюден. Не следует также принимать слишком серьезно порядок уровней в пределах данной оболочки.

Порядок заполнения уровней в пределах оболочки часто отличается от схемы, приведённой на рисунке. Первое, несколько три-

важное обстоятельство заключается в том, что точный порядок уровней зависит от формы и величины ядерного потенциала, которые могут флуктуировать от элемента к элементу. Второе заключается в различии между заполнением нейтронных и протонных оболочек.

Более важным является эффект выигрыша энергии при нахождении двух нуклонов на одной и той же подоболочке; этот эффект быстро увеличивается с возрастанием орбитального момента³⁵. В результате этого эффекта состояния с высоким моментом количества движения преимущественно заполняются парами нуклонов так, что основные состояния нечётно-чётных ядер имеют наименьшие значения j .

Эффект выигрыша энергии при парном заполнении объясняет тот факт, что не имеется нечётно-чётных ядер в основном состоянии с $j > 9/2$, несмотря на то, что оболочки 50—82 и 82—126 содержат подоболочки с $h_{11/2}$ и $i_{13/2}$ соответственно. Последние состояния встречаются, однако, в слабо возбуждённых ядрах, принадлежащих некоторым областям периодической таблицы Менделеева.

Энергетическая близость уровней с большой разностью j -значений указывает на наличие «изомерных островков» в периодической таблице в тех местах, где число протонов или нейтронов нечётно и почти достигает «магического числа»^{128,129}, например в почти заполненной оболочке 28—50, где уровни с моментами $p_{1/2}$ и $g_{7/2}$ являются смежными. Свойства таких изомеров к настоящему моменту изучены, повидимому, достаточно хорошо. В случае чётно-чётных ядер опыт показал, что первый возбуждённый уровень почти всегда является чётным и имеет $J = 2$.

Модель независимых частиц оказалась полезной при классификации β -переходов^{130—132}. Необходимо, однако, сделать дополнительные предположения относительно превращений нечётно-нечётных ядер, касающиеся механизма связывания нечётных нуклонов¹³¹; этот вопрос будет рассмотрен в следующем разделе.

Применимость модели независимых частиц с сильной спин-орбитальной связью к лёгким ядрам стоит под вопросом. Эта проблема недавно привлекла внимание исследователей в особенности в применении к изучению свойств «зеркальных» ядер^{67,133—137}.

2. ЯДЕРНЫЕ МОМЕНТЫ

После того как Шмидтом было обнаружено¹³⁸, что измерения дипольных магнитных моментов ядер, содержащих нечётное число протонов или нейтронов, находятся в хорошем согласии со значениями, предсказанными на основе модели с одной частицей, было развито много соображений относительно совпадений и отклонений

от так называемых «пределов Шмидта»*)¹³⁹. Дальнейшее накопление данных^{140, 141} не только подтвердило наблюдения Шмидта, но также разъяснило природу наблюдаемых отклонений. Так, например, моменты всех ядер с нечётным числом нуклеонов (за исключением H³ и He³) лежат в «пределах Шмидта» вдоль двух кривых, которые примерно параллельны кривым Шмидта¹⁴⁰. Если предположить, что состояние нечётного нуклеона определяется ближайшей кривой Шмидта, то определённое таким образом состояние по большей части находится в полном согласии с предсказаниями модели независимых частиц со спин-орбитальной связью. Если эту модель принять серьёзно, то необходимо объяснить наблюдающиеся отклонения ядерных моментов от кривых Шмидта. Можно, однако, не принимать безапелляционно модель независимых частиц. Так, например, следуя Дэвидсону¹⁴², можно предположить, что волновая функция основного состояния ядра является смесью волновых функций отдельных частиц и волновой функции многих частиц, соответствующей тому же значению J , но при L , отличающемся на единицу**). Магнитный момент такого состояния будет находиться между соответствующим пределом Шмидта и противоположным пределом Моргенау — Вигнера¹³⁹; его можно привести в согласие с измеренным значением посредством подходящего выбора процентного отношения отдельных волновых функций. Эта схема, так же как и некоторые другие^{143—144}, может оказаться полезной в предсказании некоторых ещё не измеренных моментов.

*) Пределами Шмидта являются моменты одиночных нейтрона или протона со спином $s=1/2$, орбитальным квантовым числом l и полным моментом количества движения j . Они равны:

$$(a) \text{ для протона } \mu = \mu_p + j - \frac{1}{2} \text{ при } j = l + \frac{1}{2};$$

$$\mu = \frac{\left(j + \frac{3}{2} - \mu_p\right)j}{j+1} \text{ при } j = l - \frac{1}{2};$$

$$(b) \text{ для нейтрона } \mu = \mu_n \text{ при } j = l + \frac{1}{2};$$

$$\mu = -\frac{\mu_n j}{j+1} \text{ при } j = l - \frac{1}{2}.$$

При этом предположено, что гиромагнитное отношение для орбитального движения протона и нейтрона равно 1 и 0 соответственно. Магнитные моменты свободных протона и нейтрона равны:

$$\begin{aligned} \mu_p &= 2,793, \\ \mu_n &= -1,913 \text{ ядерного магнетона.} \end{aligned}$$

***) Чётность при этом остаётся квантовым числом, так как чётность волновой функций нескольких частиц не обязательно соответствует значению L .

В следующих разделах мы рассмотрим две гипотезы, которые были недавно выдвинуты для объяснения отклонений наблюдающихся величин ядерных моментов от величин, предсказанных на основе строгой модели независимых частиц. Обе гипотезы (с нашей точки зрения) имеют то достоинство, что основаны на оболочечной модели и используют простые (более или менее легко рассчитываемые) физические представления.

а) Гипотеза асимметричной сердцевины

Обзор ядерных электрических квадрупольных моментов приводит к двум поразительным выводам:

1) Имеется сильная корреляция как по знаку, так и по величине между ядерными квадрупольными моментами и ядерной оболочечной структурой^{145, 146}.

2) Многие квадрупольные моменты слишком велики (на порядок больше) по сравнению с величиной, которую мог бы дать один нуклеон. (Ядра с нечётным числом нейтронов также обладают электрическим квадрупольным моментом.)

Эти факты подводят нас к предположению, что существует какой-то другой механизм, в дополнение к модели независимых частиц, вызывающий асимметричное распределение заряда в сердцевине ядра, которое и приводит к появлению квадрупольного момента.

Этот механизм был предложен Рэйнвотером¹⁴⁷ и использован другими исследователями^{148—153}. Существенным для этого механизма является поляризация сердцевины ядра асимметрично расположенной нечётной частицей, что оказывается энергетически более выгодным, чем сферическая симметрия сердцевины. Существование асимметричной сердцевины ядра рассматривалось одно время не только в связи с большими величинами квадрупольных моментов, но также в связи с рядом аномалий, наблюдающихся в изотопических смещениях спектров^{154, 155}. Этому вопросу посвящён обзор Коффермана¹⁵⁶. Убедительные доводы в пользу гипотезы асимметричной сердцевины следуют из рассмотрения моментов изотопических пар, отличающихся друг от друга двумя нейтронами и имеющих одинаковый спин (например, $\text{Si}^{35, 37}$, $\text{Cu}^{63, 65}$, $\text{Ga}^{69, 71}$, $\text{Br}^{79, 81}$, $\text{Eu}^{151, 153}$). Если предположить наличие линейной зависимости между магнитными дипольными и электрическими квадрупольными моментами для каждой пары и экстраполировать квадрупольный момент к нулю (отсутствие асимметрии сердцевины), то величина магнитного момента, с точностью до ошибок эксперимента, совпадает с пределами Шмидта, вычисленными на основе оболочечной модели.

А. Бор¹⁵¹ использовал выводы, следующие из представления об асимметричной сердцевине, для вычисления ядерных спинов и магнитных моментов. Он рассмотрел движение нуклона в приблизительно постоянном поле, вызванном асимметричной сердцевиной

с вращательными и колебательными степенями свободы, следуя аналогии со структурой молекулы, построенной в виде симметричного волчка. При некоторых разумных предположениях относительно связи между нуклоном и сердцевиной ядра (по крайней мере для одного избыточного нуклона или одной «дырки» в заполненной оболочке) для спина ядра получается $J = j$. Момент зависит от вида предполагаемой связи. В общем Бор получил лучшее согласие с экспериментом, чем это следует из кривых Шмидта*).

б) «Выключение» ядерных моментов в ядерном веществе

Другое объяснение отклонений от пределов Шмидта было дано Блохом¹⁵⁷, Дещалыт¹⁵⁸ и Миязава¹⁵⁹. По их мнению, магнитный момент ядра в основном состоянии может быть вычислен на основе строгой модели независимых частиц с тем, однако, предположением, что аномальные магнитные моменты нуклонов частично выключены в ядерном веществе. Тогда магнитные моменты определяются пределами Шмидта, но со следующими значениями:

$$\begin{aligned} 1 < \mu_p < \mu_p^f, \\ 0 > \mu_n > \mu_n^f, \end{aligned}$$

где μ_p^f и μ_n^f — моменты свободных нуклонов**).

На языке мезонной теории аномальные магнитные моменты нуклонов являются следствием виртуального испускания и поглощения мезонов. На основе такой модели Миязава¹⁵⁹ показал, что аномальные моменты должны быть, по крайней мере частично, выключены в ядерном веществе, так как принцип Паули запрещает такие процессы испускания мезонов, которые приводят к увеличению числа нуклонов отдачи с моментами, отвечающими состояниям, уже занятым другими нуклонами. Оценка этого эффекта не может быть дана точно вследствие недостатков, присущих современной мезонной теории (которая не может даже объяснить аномальную величину магнитных моментов свободных нуклонов). Следовательно, результаты расчётов Миязава, которые указывают на заметное «выключение» аномальных моментов, следует рассматривать только как качественное указание на существование этого эффекта.

Вилларс и Вейскопф¹⁶⁰ использовали феноменологическое приближение к этой проблеме, в котором они рассмотрели основные

*) Модель Бера представляет собой специфический метод добавления волновой функции многих частиц к волновой функции основного состояния ядра; метод, который в гораздо более общем виде был использован Дэвидсоном¹⁴². Однако из этих двух моделей вытекают различные следствия относительно ядерных моментов и асимметрии ядра.

**) См. сноску на стр. 615.

свойства взаимодействия нуклеонов, исходя из опытов с малыми энергиями. Их оценка эффекта «выключения» близко связана с оценкой «обменного магнитного момента» в ядрах¹⁶¹⁻¹⁶⁶. Они пришли к очень малому эффекту «выключения», который недостаточен для объяснения отклонений от пределов Шмидта*).

Представляется вероятным, что эффект «выключения» существует, но возможно в значительно меньшей степени, чем это требуется для объяснения наблюдаемых моментов. Ясно также, что этот вывод не исключает из рассмотрения модель асимметричной сердцевины; электрический квадрупольный моменты и другие эффекты всё ещё требуют объяснения. В настоящее время представляется вероятным, что комбинация двух моделей сможет дать объяснение всем аномалиям в поведении ядерных моментов.

в) Аномалия сверхтонкой структуры

Из вышеизложенного можно заключить, что если в модель независимых частиц внести некоторые изменения, то удастся обосновать наблюдаемые отклонения ядерных магнитных моментов от пределов Шмидта. Для того чтобы сделать выбор между различными моделями на основе магнитных эффектов, необходимо наблюдать некоторые другие явления, зависящие от деталей выбранной модели. Таким явлением, как указали Копферман¹⁶⁷ и Биттер¹⁶⁸, является аномалия сверхтонкой структуры, зависящая от пространственного распределения магнитных моментов в ядре. Теория аномалии сверхтонкой структуры была развита Бором и Вейскопфом¹⁶⁹ и Бором¹⁵². Её приложения к имеющимся экспериментальным данным рассмотрены Айзингером, Бедерсоном и Фельдом¹⁷⁰.

Аномалия сверхтонкой структуры заключается в том, что расщепление линий сверхтонкой структуры $\Delta\nu$ отличается, вообще говоря, от величины, которая вытекает из представления о ядре как точечном магнитном диполе, т. е. $\Delta\nu = \Delta\nu_{\text{точ}} (1 + \varepsilon)$. Так как $\Delta\nu_{\text{точ}}$ зависит от волновой функции электронов, то в общем случае невозможно определить ε путём измерения $\Delta\nu$ для одного только изотопа. Поскольку $\Delta\nu_{\text{точ}} \sim (2J + 1)g$, где J — ядерный спин и $g = \mu/J$, то для двух изотопов одного элемента (в предположении, что волновые функции электронов обоих изотопов одинаковы)

$$\frac{\Delta\nu_1}{\Delta\nu_2} = \frac{(2J_1 + 1)g_1}{(2J_2 + 1)g_2} (1 + \Delta),$$

где $\Delta \cong \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ — величина, характеризующая аномалию сверхтонкой

*) Необходимо отметить, что эффекты такого типа, которые приводят к «выключению», могут также изменить орбитальное гиромангнитное отношение g , т. е. сделать g протона не равным единице и придать нейтрону g -фактор, отличный от нуля. Однако эти эффекты должны быть значительно меньше, чем эффект «выключения» спинов.

структуры, которая может быть получена из независимых измерений отношений $\frac{\Delta\gamma_1}{\Delta\gamma_2}$ и $\frac{g_1}{g_2}$.

Различие в величине ϵ двух изотопов возникает вследствие различия в спиновых и орбитальных составляющих магнитных моментов. Величина ϵ может быть вычислена для различных моделей^{152, 169, 170}. Результаты вычислений сопоставлены с экспериментальными данными в таблице III¹⁷⁰. Отметим, что небольшая аномалия у изотопов

Таблица III

Сравнение наблюдаемых и вычисленных значений аномалии сверхтонкой структуры

Ядро	Δ (в %)			Литература	
	экспериментальные величины	модель 1	модель 2		модель 3
K ³⁹ — K ⁴⁰	0,466 ± 0,019	0,52	0,54	0,43	(170)
K ⁴¹ — K ³⁹	0,266 ± 0,010	0,36	0,36	0,23	(152, 170, 171)
Rb ⁸⁵ — Rb ⁸⁷	0,3501 ± 0,0006	0,33	0,34	0,26	(152, 170, 172)

Модель 1. «Выключённый» момент с $\Delta\mu_e = 0$; $\Delta\mu'_s$ — из экспериментальных данных.
 Модель 2. Модель Финберга и Дэвидсона¹⁴².
 Модель 3. Модель Бора с асимметричной сердцевиной¹⁵².

Li^{6,7} (~0,01%) вероятно обусловлена электронной и ядерной структурой этих лёгких ядер, а аномалия у изотопов Tl^{203, 205} (0,01 — 0,02%) — различием в ядерных радиусах^{173, 174}.

По данным таблицы III невозможно сделать выбор между различными моделями. Модель асимметричной сердцевины лучше согласуется с опытом для изотопов калия и хуже для изотопов рубидия. Вызывает некоторое удивление совпадение результатов, вычисленных по 1 и 2 моделям, что, однако, может быть и случайным для этих ядер. Общее заключение таково, что данные аномалий сверхтонкой структуры дают сильное подтверждение справедливости моделей ядра, которые в своих существенных чертах основаны на модели независимых частиц со спин-орбитальной связью.

г) Некоторые замечания относительно нечётно-нечётных ядер

Связь двух или более нуклонов в одной и той же оболочке была рассмотрена в предыдущем разделе, где были также приведены правила относительно порядка следования глубоких ядерных уровней

в модели с j - j -связью. Эти правила, повидимому, хорошо подтверждаются по крайней мере для ядер с $A > 50$ ^{126, 127, 175}. Проблема связи нечётных нейтронов и нечётных протонов продолжает быть предметом изучения.

Нордгейм¹³¹ на основе эмпирических данных, в основном относящихся к схемам β -распада, сформулировал следующие правила:

(1) Индивидуальные конфигурации нейтронов и протонов в нечётно-нечётных ядрах таковы, как и в ядрах с нечётным массовым числом A с равным количеством нуклеонов в нечётной группе частиц.

(2) Если нечётные группы нейтронов и протонов принадлежат к различным группам Шмидта, то их результирующие спины вычитаются.

(3) Если нечётные группы нейтронов и протонов принадлежат к одной и той же группе Шмидта, то их спины связываются так, что дают величину больше минимально возможной.

Курат¹⁷⁶, основываясь на законе δ -образного, не зависящего от спина, взаимодействия между нечётными нуклеонами, получил эти правила для нуклеонов $1p$, $1d$ и $1f$, а именно: а) для нейтрона и протона $(j_1)(j_2)$, $j = |j_1 - j_2|$ и б) для нейтрона и протона $(j_1)(j_2)^{-1}$, $J = j_1 + j_2 - 1$. Для взаимодействия с конечным радиусом в правиле а) становится более вероятным значение $J = j_1 + j_2$, в то время как правило б) остаётся, повидимому, без изменений.

Известные данные относительно спинов и магнитных моментов (в ядерных магнетонах) нечётно-нечётных ядер собраны в таблице IV. Там же приведены конфигурации нейтронов и протонов, ожидаемые из оболочечной модели (колонки 5 и 6), величины ядерных спинов, вычисленные Нордгеймом (колонка 7) и Куратом (колонка 8), и магнитные моменты (колонка 9), вычисленные на основе строгой модели независимых частиц с j - j -связью и в предположении, что спины равны измеренным величинам (колонка 3), а конфигурации протонов и нейтронов соответствуют данным, приведённым в этой же таблице (колонки 5 и 6). Необходимо отметить, что вследствие эффекта «выключения» ядерные моменты имеют тенденцию уничтожаться для нечётных протонов и нейтронов, в особенности, если они находятся в аналогичных состояниях¹⁷⁷; поэтому отклонения от предвычисленных значений должны быть несколько меньше для ядер с нечётным A .

В целом согласие данных не слишком плохое за исключением Na^{24} . (Между прочим, интересно отметить, что если приписать, в противоположность нашей оболочечной модели, протону состояние $d_{3/2}$, а нейтрону — $d_{5/2}$, то для Na^{24} получим $\mu = -1,79$.) Тем не менее мы должны сказать, что ещё преждевременно говорить об успехе модели j - j -связи в предсказании спинов нечётно-нечётных ядер.

Спины и магнитные моменты нечётно-нечётных ядер

Таблица IV

Ядро	Z	N	J	μ	Состояние протона	Состояние нейтрона	J (Нордгейм)	J (Курат)	μ вычислен.	Литература
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
H ²	1	1	1	0,8574	(1s _{1/2}) ¹	(1s _{1/2}) ¹	1	0 или 1	0,88	(141)
Li ⁶	3	3	1	0,8219	(1p _{3/2}) ¹	(1p _{3/2}) ¹	> 0	0 или 3	0,63	(141, 177)
B ¹⁰	5	5	3	1,800	(1p _{3/2}) ⁻¹	(1p _{3/2}) ⁻¹	> 0	0 или 3	1,88	(141, 177)
N ¹⁴	7	7	1	0,4037	(1p _{1/2}) ¹	(1p _{1/2}) ¹	1	0 или 1	0,37	(141, 177)
Na ²³	11	11	3	1,746	(1d _{5/2}) ³ D _{3/2}	(1d _{5/2}) ³ D _{3/2}	> 0	—	1,73	(141, 177)
					(1d _{5/2}) ³ d _{5/2}	(1d _{5/2}) ³ d _{5/2}	> 0	0 или 5	1,73	
Na ²⁴	11	13	4	(-) 1,7	(1d _{5/2}) ³ D _{3/2}	(1d _{5/2}) ⁻¹	—	—	0,96	(2, 178)
					(1d _{5/2}) ³ d _{5/2}	(1d _{5/2}) ⁻¹	> 0	4	2,30	
Cl ³⁶	17	19	2	—	(1d _{3/2}) ¹	(1d _{3/2}) ⁻¹	> 0	2	0,85	(141)
K ⁴⁰	19	21	4	-1,298	(1d _{3/2}) ⁻¹	(1f _{7/2}) ⁻¹	2	4	-1,68	(170) (177)
K ⁴²	19	23	2	-1,14	(1d _{3/2}) ⁻¹	(1f _{7/2}) ³ f _{7/2}	2	4	-1,72	(178)
					(1d _{3/2}) ⁻¹	(1f _{7/2}) ³ F _{5/2}	—	—	-0,99	
Rb ⁸⁶	37	49	2	-1,69	(1f _{5/2}) ⁻¹	(1g _{9/2}) ⁻¹	2	2 или 7	-2,13	(3, 178)
Cs ¹³⁴	55	79	4	2,95	1g _{7/2}	(2d _{3/2}) ⁻¹	> 2	(4)	2,18	(178)
Lu ¹⁷⁶	71	105	≥ 7	3,8	1g _{7/2}	1h _{9/2}	> 1	—	—	(131, 141)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Tomkins F. S., Fred M. a. Meggers W. F., Phys. Rev. **84**, 168 (1951).
2. Smith K. F., Nature **167**, 942 (1951).
3. Bellamy E. H., Nature **168**, 556 (1951).
4. Walchli H., Livingston R. a. Hebert G., Phys. Rev. **82**, 97 (1951).
5. Johnson C. M., Gordy W. a. Livingston R., Phys. Rev. **83**, 1249 (1951).
6. Ramsey N., Ann. Rev. Nuclear Sci. **1**, 97 (1952).
7. Jeffries C. D., Phys. Rev. **81**, 1040 (1951).
8. Gardner J. H., Phys. Rev. **83**, 996 (1951).
9. Ramsey N. F. a. Silsbee H. B., Phys. Rev. **84**, 506 (1951).
10. Kolsky H. G., Phipps T. E., Jr., Ramsey N. F. a. Silsbee H. B., Phys. Rev. **81**, 1061 (1951).
11. Smoller B., Yasaitis E. a. Anderson H. L., Phys. Rev. **81**, 896 (1951).
12. Logan R. A. a. Kusch P., Phys. Rev. **81**, 280 (1951).
13. Jaccarino V. a. King J. G., Phys. Rev. **83**, 471 (1951).
14. Geschwind S., Gunther-Mohr R. a. Townes C. H., Phys. Rev. **81**, 288 (1951).
15. Livingston R., Phys. Rev. **82**, 289 (1951).
16. Loomis C. C. a. Strandberg M. W. P., Phys. Rev. **81**, 798 (1951).
17. Proctor W. G. a. Yu F. C., Phys. Rev. **81**, 20 (1951).
18. Sheriff R. E. a. Williams D., Phys. Rev. **82**, 651 (1951).
19. Dharmatti S. S. a. Weaver H. E., Jr., Phys. Rev. **84**, 843 (1951).
20. Weisskopf V. F., Rev. Modern Phys. **21**, 305 (1949).
21. Kroll N. M. a. Pollock F., Phys. Rev. **84**, 594 (1951).
22. Karplus R., Klein A. a. Schwinger J., Phys. Rev. **84**, 597 (1951).
23. Low F. E. a. Salpeter E. E., Phys. Rev. **83**, 478 (1951).
24. Adams E. N., Phys. Rev. **81**, 1 (1951).
25. Davis L., Jr., Feld B. T., Zabel C. a. Zacharias J. R., Phys. Rev. **76**, 1076 (1949).
26. Sternheimer R., Phys. Rev. **84**, 244 (1951); **86**, 316 (1952).
27. Koster G. F., Phys. Rev. **86**, 148 (1952).
28. Ramsey N. F., Phys. Rev. **83**, 540 (1951); **86**, 243 (1952).
29. Nierenberg W. A., Phys. Rev. **82**, 932 (1951).
30. Gutowsky H. S., Phys. Rev. **84**, 589 (1951).
31. Dickinson W. S., Phys. Rev. **81**, 717 (1951).
32. Gutowsky H. S. a. McCall D. W., Phys. Rev. **82**, 748 (1951).
33. Gutowsky H. S., Phys. Rev. **83**, 1073 (1951).
34. Petch H. E., Smellie D. W. a. Volkoff G. M., Phys. Rev. **84**, 602 (1951).
35. Mayer M. G., Phys. Rev. **74**, 235 (1948); **75**, 1969 (1949); **78**, 16, 22 (1950).
36. Haxel O., Jensen I. H. D. a. Suess H. E., Phys. Rev. **75**, 1766 (1949); Zeits. f. Physik **128**, 301 (1950).
37. Hornyak W. F., Lauritsen T., Morrison P. a. Fowler W. A., Rev. Modern Phys. **22**, 291 (1950).
38. Alberger D. E. a. Hafner E. M., Rev. Modern Phys. **22**, 373 (1950).
39. Mitchell A. C. G., Rev. Modern Phys. **22**, 36 (1950).
40. Deutsch M., Repts. Progress Phys. **14**, 196 (1951).

41. Simon F. E., *Le Magnetisme*, Доклад на конференции в Страсбуре в 1939 г.
42. Gorter C. J., *Physica* **14**, 504 (1948).
43. Rose M. E., *Phys. Rev.* **75**, 213 (1949).
44. Pound R. V., *Phys. Rev.* **76**, 1410 (1949); **79**; 685 (1950).
45. Bleaney B., *Proc. Phys. Soc. (London)*, (A) **64**, 315 (1951); *Phyl. Mag.* **42**, 441 (1951).
46. Simon A., Rose M. E. a. Jauch J. M., *Phys. Rev.* **84**, 1155 (1951).
47. Spiers J. A., *Nature* **161**, 807 (1948); *Phys. Rev.* **78**, 75 (1950).
48. Blin-Stoyle R. J. a. Spiers J. A., *Phys. Rev.* **82**, 969 (1951).
49. Tolhoek H. A. a. deGroot S. R., *Physica* **17**, 81 (1951).
50. Steenberg N. R., *Phys. Rev.* **84**, 1051 (1951).
51. Daniels J. M., Grace M. A. a. Robinson F. N. H., *Nature* **168**, 780 (1951).
52. Bleaney B., Daniels J. M., Grace M. A., Halban H., Kurtin N. a. Robinson F. N. H., *Phys. Rev.* **85**, 688 (1952).
53. Gorter C. J., Poppema O. J., Steenland M. J. a. Beun J. A., *Physica* **17**, 1050 (1951).
54. Gorter C. J., Tolhoek H. A., Poppema O. J., Steenland M. J. a. Beun J. A., *Physica* **18**, 135 (1952).
55. Deutsch M. a. Scharff-Goldhaber G., *Phys. Rev.* **83**, 1059 (1951).
56. Bethe H. A. a. Bacher R. F., *Rev. Modern Phys.* **8**, 82 (1936).
57. Brown A. B., Snyder C. W., Fowler W. A. a. Lauritsen C. C., *Phys. Rev.* **82**, 159 (1951).
58. Hauser W., *Phys. Rev.* **87**, 366 (1952); см. также Feld B. T., Feshbach H., Goldberger M. L., Goldstein W. a. Weisskopf V. F., U. S. Atomic Energy Commission Document, NYO-636 (1951).
59. Blatt J. M. a. Biedenharn L. C., *Phys. Rev.* **82**, 123 (1951).
60. Baldinger E., Huber P. a. Proctor W. G., *Phys. Rev.* **84**, 1058 (1951).
61. Butler S. T., *Phys. Rev.* **80**, 1095 (1950); *Proc. Roy. Soc. (London)*, (A) **268**, 559 (1951).
62. Burrows H. B., Gibson W. M. a. Rotblat J., *Phys. Rev.* **80**, 1095 (1950).
63. Holt J. R. a. Young C. T., *Proc. Phys. Soc. (London)*, **63**, 833 (1950).
64. Sun K. H., Harris D., Pacjak F. A., Jennings B., Allen A. J. a. Nachaj J. F., *Phys. Rev.* **82**, 266 (1951).
65. Falk C. E., *Phys. Rev.* **83**, 499 (1951).
66. Schechter L., *Phys. Rev.* **83**, 695 (1951).
67. Butler S. T. a. Symonds J. L., *Phys. Rev.* **83**, 858 (1951).
68. Hamilton D. R., *Phys. Rev.* **58**, 122 (1940).
69. Goertzel G., *Phys. Rev.* **70**, 897 (1946).
70. Beresteiski V. B., *J. Phys. (USSR)*, **18**, 1057 (1948).
71. Ling D. S., Jr. a. Falkoff D. L., *Phys. Rev.* **76**, 1639 (1949).
72. Devons S., *Proc. Phys. Soc. (London)*, **62**, 580 (1949).
73. Gardner J. W., *Proc. Phys. Soc. (London)*, **62**, 763 (1949).
74. Falkoff D. L. a. Uhlenbeck G. E., *Phys. Rev.* **79**, 323, 334 (1950).
75. Lloyd S. P., *Phys. Rev.* **81**, 161 (1951).
76. Falkoff D. L., *Phys. Rev.* **82**, 98 (1951).
77. Racah C., *Phys. Rev.* **84**, 910 (1951).
78. Moon P. B., *Artificial Radioactivity*, 97 (Cambridge University Press, Cambridge, England, 99 стр., 1949).

79. Lippmann B. A., Phys. Rev. **81**, 162 (1951).
80. Talhoek H. A. de Groot S. R., Phys. Rev. **83**, 189 (1951).
81. Yang C. N., Phys. Rev. **74**, 764 (1948).
82. Brady E. L. a. Deutsch M., Phys. Rev. **78**, 558 (1950).
83. Lloyd S. P., Phys. Rev. **82**, 277 (1951).
84. Frauenfelder H., Phys. Rev. **82**, 549 (1951).
85. Aepli H., Bishop A. S., Frauenfelder H., Walter M. a. Zünti W., Phys. Rev. **82**, 550 (1951).
86. Sunyar A. W., Alberger D., Friedlander G., Goldhaber M. a. Scharff-Goldhaber G., Phys. Rev. **79**, 181 (1950).
87. Alder K., Phys. Rev. **84**, 369 (1951); **83**, 1266 (1951).
88. Aepli H., Albers-Schönberg H., Bishop A. S., Frauenfelder H. a. Heer E., Phys. Rev. **84**, 370 (1951).
89. Falkoff D. L., Phys. Rev. **73**, 518 (1948).
90. Hamilton D. R., Phys. Rev. **74**, 782 (1948).
91. Metzger F. a. Deutsch M., Phys. Rev. **78**, 537 (1950).
92. Feld B. T., Phys. Rev. **75**, 1618 (1949).
93. Devons S. a. Lindsey G. R., Nature **164**, 539 (1949).
94. Rose B. a. Wilson A. R. W., Phys. Rev. **78**, 68 (1950).
95. Arnold W. R., Phys. Rev. **79**, 170 (1950).
96. Kulchitzki L. A., Latychev G. A. a. Buliginski D. G., ДАН **64**, 57 (1949).
97. Beling J. K., Feld B. T. a. Halpern I., Phys. Rev. **84**, 155 (1951).
98. Stevenson D. T. a. Deutsch M., Phys. Rev. **84**, 1071 (1951).
99. Hamilton D. R., Phys. Rev. **71**, 456 (1947).
100. Greuling E. a. Meeks M. L., Phys. Rev. **82**, 531 (1951).
101. Sherwin C. W., Phys. Rev. **73**, 216, 1173 (1948); **75**, 1799 (1949).
102. Allen J. S., Paneth H. R. a. Morrish A. H., Phys. Rev. **75**, 570 (1949).
103. Madansky L., Lipps F., Bolgiano P. a. Berlin T. H., Phys. Rev. **84**, 596 (1951).
104. Konopinski E. J., Rev. Modern Phys. **15**, 209 (1943).
105. Fermi E., Zeits. f. Physik **88**, 161 (1934).
106. Feenberg E. a. Trigg G., Rev. Modern Phys. **22**, 399 (1950).
107. Teller E., Phys. Rev. **49**, 895 (1936).
108. Feingold A. M., Rev. Modern Phys. **23**, 10 (1951).
109. Kurie F. N. D., Richardson J. R. a. Paxton H. C., Phys. Rev. **49**, 368 (1936).
110. Flammersfeld A., Zeits. f. Physik **112**, 727 (1939).
111. Neary G. J., Proc. Roy. Soc. (London), (A) **175**, 71 (1940).
112. Langer L. M. a. Price H. C., Jr., Phys. Rev. **75**, 1109 (1949).
113. Wu, C. S., Rev. Modern Phys. **22**, 386 (1950).
114. Dancoff S. M. a. Morrison P., Phys. Rev. **55**, 122 (1939).
115. Axel P. a. Dancoff S. M., Phys. Rev. **76**, 892 (1949).
116. Goldhaber M. a. Sunyar A. W., Phys. Rev. **83**, 906 (1951).
117. Weisskopf V. F., Phys. Rev. **83**, 1073 (1951).
118. Hebb M. H. a. Nelson E., Phys. Rev. **58**, 486 (1940).
119. Traill N. a. Lowen I. S., Phys. Rev. **76**, 1541 (1949).
120. Elsasser W., J. phys. radium **4**, 549 (1933); **5**, 389, 625 (1934).
121. Dancoff S. M., Phys. Rev. **58**, 326 (1940).
122. Malenka B. J., Phys. Rev. **86**, 68 (1952).
123. Weisskopf V. F., Science, **113**, 101 (1951).

124. Keilson J., Phys. Rev. **82**, 759 (1951).
125. Barschall H. H., Phys. Rev. **86**, 431 (1952).
126. Kurath D., Phys. Rev. **80**, 98 (1950).
127. Talmi I., Phys. Rev. **82**, 101 (1951).
128. Feenberg E. a. Hammack K. C., Phys. Rev. **75**, 1877 (1949).
129. Nordheim L. W., Phys. Rev. **75**, 1894 (1949).
130. Mayer M. G., Moszkowski S. A. a. Nordheim L. W., Rev. Modern Phys. **23**, 315 (1951).
131. Nordheim L. W., Rev. Modern Phys. **23**, 322 (1951).
132. Taketani M., Nakamura S., Umezawa M., Ono K. a. Yamaguchi Y., Phys. Rev. **82**, 441 (1951).
133. Adair R. K., Phys. Rev. **82**, 750 (1951).
134. Hummel H. H. a. Inglis D. R., Phys. Rev. **81**, 910 (1951).
135. Inglis D. R., Phys. Rev. **82**, 181 (1951).
136. Mottelson B. R., Phys. Rev. **82**, 287 (1951).
137. Koester L. J., Jackson H. L. a. Adair R. K., Phys. Rev. **83**, 1250 (1951).
138. Schmidt T., Zeits. f. Physik **106**, 358 (1937).
139. Margenau H. a. Wigner E. P., Phys. Rev. **58**, 103 (1940).
140. Goldsmith H. H. a. Inglis D. R., The Properties of Atomic Nuclei, I (Information and Publications Division, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 5 ср., 1948).
141. Mack J. E., Rev. Modern Phys. **22**, 64 (1950).
142. Davidson J. P., Phys. Rev. **85**, 432 (1952).
143. Schawlow A. L. a. Townes C. H., Phys. Rev. **82**, 268 (1951).
144. Mizushima M. a. Umezawa M., Phys. Rev. **83**, 463 (1951).
145. Gordy W., Phys. Rev. **76**, 139 (1949).
146. Townes C. H., Foley H. M. a. Low W., Phys. Rev. **76**, 1415 (1949).
147. Rainwater J., Phys. Rev. **79**, 432 (1950).
148. Foldy L. L. a. Milford F. J., Phys. Rev. **80**, 751 (1950).
149. Feenberg E. a. Hammack K. C., Phys. Rev. **81**, 285 (1951).
150. Gallone S. a. Salvetti C., Phys. Rev. **82**, 551 (1951); **84**, 1064 (1951).
151. Bohr A., Phys. Rev. **81**, 134 (1951).
152. Bohr A., Phys. Rev. **81**, 331 (1951).
153. Bohr A., Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd. **26**, 14 (1952).
154. Briw P. a. Kopfermann H., Zeits. f. Physik **126**, 344 (1949).
155. Breit G., Arifken G. B. a. Clendenin W. W., Phys. Rev. **78**, 390 (1950).
156. Kopfermann H., Naturwiss. **38**, 29 (1951).
157. Bloch F., Phys. Rev. **83**, 839 (1951).
158. De-Shalit A., Helv. Phys. Acta **24**, 296 (1951).
159. Miyazawa H., Prog. Theoret. Phys. (Japan) **6**, 263 (1951).
160. Villars F. a. Weisskopf V. F. (частное сообщение).
161. Sachs R. G., Phys. Rev. **74**, 433 (1948); **75**, 1605 (1949).
162. Osborn R. K. a. Foldy L. L., Phys. Rev. **79**, 795 (1950).
163. Spruch L., Phys. Rev. **80**, 372 (1950).
164. Austern N. a. Sachs R. G., Phys. Rev. **81**, 710 (1951).
165. Kynch G. J., Phys. Rev. **81**, 1060 (1951).
166. Sachs R. G. a. Ross M., Phys. Rev. **84**, 379 (1951).
167. Kopfermann H., Kernmomente 17 (Akademische Verlagsgesellschaft, m. b. H., Leipzig, Germany, 270 ср., 1940).
168. Bitter F., Phys. Rev. **76**, 150 (1949).

169. Bohr A. a. Weisskopf V. F., Phys. Rev. **77**, 94 (1950).
 170. Eisinger J. T., Bederson B. a. Feld B. T., Phys. Rev. **86**, 73 (1952).
 171. Ochs S. A., Logan R. A. a. Kusch P., Phys. Rev. **78**, 184 (1950).
 172. Ochs S. A. a. Kusch P., Phys. Rev. **85**, 145 (1952).
 173. Berman A. (Частное сообщение).
 174. Crawford M. F. a. Schawlow A. L., Phys. Rev. **76**, 1310 (1949).
 175. Flowers B. H., Phys. Rev. **86**, 254 (1952); Proc. Roy. Soc. (London) (A) **212**, 248 (1952).
 176. Kurath D., Phys. Rev. **87**, 218a (1952).
 177. Talmi I., Phys. Rev. **83**, 1248 (1951).
 178. Smith K. F. a. Bellamy E. H. (Частное сообщение).
-