

показывает, что различие в плотностях нуклона и ядер еще меньше, как это иллюстрирует табл. 2.2.

Таблица 2.2. Отношение суммарного объема нуклонов к объему ядра

Элемент	H ¹	He ⁴	Mg ²⁴	Ag ⁴⁰	Zn ⁶⁸	Sn ¹²⁰	Pb ²⁰⁸
$r_p^3 A / R_A^3$	1	0,41	0,44	0,49	0,51	0,61	0,64

11. Вопрос о радиусе самой «древней» элементарной частицы — электрона — до сих пор остается загадочным. Вплоть до наименьших доступных при современной экспериментальной технике расстояний 10^{-15} см электрон ведет себя как точечная частица.

§ 7. Форма ядер

1. До начала пятидесятых годов вопрос о форме ядер фактически не обсуждался. Молчаливо считалось, что в низшем энергетическом состоянии форма ядра обязательно должна быть сферической в соответствии с царившей до конца сороковых годов капельной моделью ядра. И только в 1950 г. Р. Рейнуотер и в 1951 г. А. Бор и Б. Мотельсон выдвинули и обосновали гипотезу о том, что форма многих ядер заметно отклоняется от сферической.

Наиболее прямым и убедительным доказательством существования несферических ядер является наличие *вращательных полос* в спектрах четно-четных ядер. Вращательной полосой называется последовательность уровней, для которых имеет место следующее соотношение между энергией E_J и спином J : $E_J \sim J(J + 1)$. Момент J в простейшем случае четно-четных ядер принимает значения 0, 2, 4, ... Примером вращательной полосы служит приведенный на рис. 2.19 спектр низших уровней ядра ${}_{72}\text{Hf}^{180}$. Установим связь между вращательными полосами типа рис. 2.19 и несферичной формой соответствующих ядер. Но сначала вспомним основные свойства вращения некантовых макроскопических тел. В классической механике вращательная энергия свободного

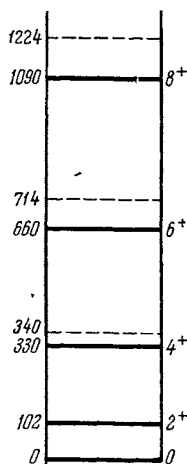


Рис 2 19 Вращательный спектр ядра ${}_{72}\text{Hf}^{180}$

Пунктиром отмечено положение тех же уровней, рассчитанное по формуле (2.36).

Цифры справа — момент количества движения уровня, знак «+» означает, что четность уровня положительна.

твердого тела может быть записана в виде

$$E_{\text{вр}} = \sum_{i=1}^3 \frac{M_i^2}{2\mathcal{J}_i}, \quad (2.33)$$

где M_1, M_2, M_3 — проекции момента количества движения на главные оси тела (не на лабораторные координатные оси!), $\mathcal{J}_1, \mathcal{J}_2, \mathcal{J}_3$ — моменты инерции относительно главных осей. Будем считать тело аксиально симметричным и направим ось 3 по оси симметрии. Тогда будет $\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_2 = \mathcal{J}$, так что (2.33) примет вид

$$E_{\text{вр}} = \frac{M_1^2 + M_2^2}{2\mathcal{J}} + \frac{M_3^2}{2\mathcal{J}_3} = \frac{M^2}{2\mathcal{J}} - \frac{M_3^2}{2\mathcal{J}} + \frac{M_3^2}{2\mathcal{J}_3}. \quad (2.34)$$

Величина M_3 теперь является проекцией полного момента на ось симметрии тела. Для твердого тела моменты инерции $\mathcal{J}, \mathcal{J}_3$ не зависят от угловой скорости, так что величина M_3 является интегралом движения. Формула для вращательной энергии микрочастицы получается из (2.34) заменой классического выражения для момента M на квантовое:

$$M = \hbar J, \quad M^2 = \hbar^2 J(J+1).$$

Здесь J согласно (1.28) принимает дискретный набор значений. Для проекции M_3 момента на ось симметрии принято специальное обозначение: $M_3 = \hbar K$. Очевидно, что $J \geq K$.

Из-за дискретности момента квантовое обобщение классической формулы (2.34) не всегда существует.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Минимально возможное изменение момента равно \hbar , так что минимальное изменение вращательной энергии имеет порядок $\Delta E_{\text{вр}} \sim \hbar^2/2\mathcal{J} \sim \hbar^2/MR^2$. При уменьшении массы частицы M и ее радиуса R , в частности при переходе от тяжелых ядер к легким, эта величина растет. Если $\Delta E_{\text{вр}} \ll E_1$, где E_1 — первый возбужденный уровень не вращательного (например, колебательного) возбуждения, то \mathcal{J} мало меняется при переходе от одного вращательного уровня к другому, так что микрочастицу можно трактовать как твердый волчок. Только в этом случае еще имеет смысл говорить о форме частицы. Начиная с $\Delta E_{\text{вр}}$ порядка E_1 , центробежные силы уже сильно деформируют частицу и могут «до неузнаваемости» менять ее структуру. В этом случае само понятие формы частицы меняет смысл. Наконец, при $\Delta E_{\text{вр}} \gg E_{\text{пор}}$, где $E_{\text{пор}}$ — пороговая энергия возбуждения, выше которой частица распадается (испускание нуклона ядром, диссоциация молекул и др.), у частицы вообще нет возбужденных состояний вращательного типа.

2. Оценим, для каких ядер можно ожидать проявление полуклассических вращательных свойств. Согласно сказанному в предыдущем пункте для этого надо сравнить энергии $\Delta E_{\text{вр}} \approx \hbar^2/MR^2$ и E_1 . Масса ядра $M \approx M_p A$, а $R^2 \approx 1,2 \cdot A^{2/3} \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ (согласно (2.28)), так что

$$\Delta E_{\text{вр}} \approx 26 \cdot A^{-5/3} \text{ МэВ}.$$

Эта оценка, хотя и очень грубая, хорошо отражает сильную зависимость $\Delta E_{\text{вр}}$ от A . Согласно этой оценке $\Delta E_{\text{вр}}$ равно 7 МэВ при $A = 2$ (дейтрон) и 3 кэВ при $A = 232$ (торий). Уже отсюда видно, что для дейтрона никаких связанных вращательных состояний быть не может, а для тяжелых ядер они вполне возможны.

Для установления граничного значения A , с которого справедливо представление о вращательных возбужденных состояниях, нужна более точная оценка. Еще лучше обратиться к опытным данным.

3. Допустим, что ядро можно трактовать как полуквантовое твердое тело с осевой симметрией. Примем во внимание, далее, что составляющие нуклоны обладают своими собственными нулевыми моментами, «вмороженными» в ядро. В результате вместо (2.34) получаем следующую формулу:

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2 J^2}{2\mathcal{I}} + E_0(K) = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathcal{I}} + E_0(K), \quad (2.35)$$

причем $J = K, K+1, \dots$; $E_0(K)$ — не зависящая от J константа. Для четно-четных ядер должно быть $K = 0$, и формула (2.35) принимает вид

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2 J^2}{2\mathcal{I}} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathcal{I}}. \quad (2.36)$$

Из соображений симметрии, которые нам придется принять на веру, следует, что при $K = 0$ момент количества движения может принимать только четные значения $J = 0, 2, 4, 8, \dots$, т. е. как раз такие, какие наблюдаются у ядра ${}_{72}\text{Ni}^{180}$ и других четно-четных ядер. Расстояния между уровнями также соответствуют формуле (2.36). Небольшие отклонения от этой формулы, наблюдающиеся при переходе к высшим спином, естественно объясняются растяжением ядра при сильном вращении, за счет чего момент инерции возрастает.

У некоторых несферичных ядер нарушение вращательной структуры носит более сложный характер. Для примера на рис. 2.20 представлен спектр уровней ядра изотопа осмия Os^{190} . У этого ядра, как видно из рисунка, не только существенно нарушено характерное для вращательного спектра соотношение энергий: $E_{2^+} : E_{4^+} : E_{6^+} \dots = 1 : \frac{10}{3} : 7 : 12 : \frac{55}{3} : \dots$, но в зоне вращательной полосы появляются дополнительные уровни 2^+ , 3^+ и т. д. А. С. Давыдов и Г. Ф. Филиппов (1958) показали, что такими спектрами должны обладать неаксиальные ядра, имеющие форму трехосного эллипсоида.

4. Возникает вопрос, почему из существования спектра уровней типа изображенных на рис. 2.19 (такие спектры называются вращательными) следует, что соответствующее ядро несферично. Ответ на этот вопрос также связан с отличием квантового мира от клас-

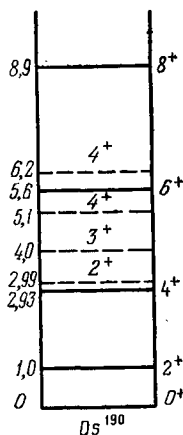


Рис. 2.20. Спектр низших состояний ядра изотопа осмия ${}_{76}\text{Os}^{190}$.

Сплошными линиями показаны уровни обычной вращательной полосы, пунктирными — аномальные уровни. Энергии даны в единицах энергии первого возбужденного уровня 2^+ .

сического. Оказывается, что сферически симметричное квантовое (т. е. микроскопическое) тело вообще не может быть приведено во вращение. Наглядное, хотя, может быть, не очень убедительное, объяснение этого утверждения сводится к тому, что если тело сферически симметрично, то у него нет ни одной физической характеристики, по которой вращение могло бы быть обнаружено. Различие между макро- и микроскопическими телами состоит в том, что небольшая метка, вроде пятна краски, практически не нарушает симметрии макротела, но обязательно делает существенно несимметричным микротело. Таким образом, существование вращательного спектра свидетельствует о несферичности ядра. Несферичную форму имеют и многие ядра с ненулевыми спинами. Их вращательные спектры имеют более сложную структуру. Отметим также, что вращательные спектры могут быть построены не только для основных, но и для возбужденных состояний (см. гл. III, § 5, п. 6).

Пользуясь формулой (2.36), по вращательному спектру можно получить экспериментальное значение момента инерции \mathcal{J} ядра.

5. В исследовании формы ядер и ряда других вопросов физики ядра большую роль играет изучение *электрического квадрупольного момента* Q ядра — величины, которая определяет взаимодействие ядра с градиентом электрического поля E , т. е. с величинами $\partial E_x/\partial x$, $\partial E_x/\partial y$ и т. д. Электрическим квадрупольным моментом ядра Q называется величина, определяемая соотношением

$$eQ = \int \rho(\mathbf{r}) (3z^2 - r^2) dV, \quad (2.37)$$

где $\rho(\mathbf{r})$ — плотность электрического заряда в точке \mathbf{r} внутри ядра, а ось z выбирается так, чтобы величина Q была максимальна по абсолютной величине. Очевидно, что $Q = 0$ для сферически симметричного распределения заряда, когда

$$\int \rho(\mathbf{r}) z^2 dV = \int \rho(\mathbf{r}) y^2 dV = \int \rho(\mathbf{r}) x^2 dV = \frac{1}{3} \int \rho(\mathbf{r}) r^2 dV.$$

Таким образом, квадрупольный момент описывает степень несферичности распределения заряда в ядре. Величина Q положительна для вытянутых ядер и отрицательна для сплюснутых. Квадрупольные моменты имеют размерность см^2 и часто измеряются в единицах 10^{-24} см^2 — барнах (*барн*) и производных от барна единицах миллибарнах (*мбарн*). Например, квадрупольный момент дейтрона равен $Q = 0,2 \text{ мбарн} = 0,2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Формула (2.37) определяет не весь квадрупольный момент, а лишь одну из компонент тензора квадрупольного момента. Тем не менее эту величину называют просто квадрупольным моментом, поскольку согласно (2.11) эта величина полностью описывает несферичность распределения заряда.

6. У несферичных ядер следует различать понятия *внешнего* (или *наблюдаемого*) и *внутреннего* (или *собственного*) квадрупольного моментов. Внутренним называется квадрупольный момент Q_0 ,

измеренный в системе координат, вращающейся вместе с ядром. Этот момент имеет одну и ту же величину для всей вращательной полосы. Внешним называется квадрупольный момент Q , измеренный в обычной лабораторной системе координат. В связи с квантовыми флуктуациями направления оси симметрии ядра относительно лабораторной оси внешний момент всегда меньше внутреннего по абсолютной величине. Можно показать, что моменты Q и Q_0 связаны соотношением

$$Q = \frac{3K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0. \quad (2.38)$$

Для основного состояния, когда $J = K$, получаем, что

$$Q = \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0. \quad (2.39)$$

Из последней формулы видно, что если спин ядра равен нулю или половине, то внешний квадрупольный момент равен нулю даже при отличном от нуля Q_0 . Это объясняется тем, что за счет упоминавшихся квантовых флуктуаций ось симметрии ядра при спинах нуль и половина ориентирована хаотично, так что распределение заряда в лабораторной системе координат становится сферически симметричным. Непосредственно на опыте может измеряться только внешний квадрупольный момент Q . Понятие же внутреннего квадрупольного момента Q_0 является приближенным, модельным. Это и понятно, поскольку систему координат, связанную с ядром, можно точно определить только для макроскопического ядра, слабо деформируемого при переходах в возбужденные вращательные состояния.

7. Для экспериментального измерения внешних квадрупольных моментов используются те же методы, что и для измерения магнитных дипольных моментов, т. е. изучение сверхтонкой структуры оптических спектров и радиочастотные резонансные методы. Взаимодействие квадрупольного момента с градиентом внутриатомного электрического поля определенным образом нарушает правило интервалов (2.17), что и дает возможность отделить расщепление уровней, связанное с наличием квадрупольного момента у ядра, от эффектов, обусловленных ядерным магнитным моментом.

На рис. 2.21 приведено сверхтонкое расщепление ядра изотопа Yb^{173} , происходящее со значительным нарушением правила интервалов. Действительно, для 3P_1 -терма правило интервалов предсказывает, что отношение

$$\frac{E(F=7/2) - E(F=5/2)}{E(F=5/2) - E(F=3/2)} = 7/5 = 1,4,$$

в то время как на опыте оно равняется примерно трем. Определенный по этим отклонениям квадрупольный момент оказывается равным $2,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Сходным образом проявляется действие квадрупольного ядерного момента и в резонансных методах.

Внутренний электрический квадрупольный момент ядра Q_0 не влияет на сверхтонкое расщепление энергетических уровней атома и должен определяться совершенно иными методами. Для измерения Q_0 используется явление *кулоновского возбуждения ядра*, состоящее в том, что ядро при столкновении с заряженной частицей может перейти в возбужденное состояние за счет чисто электростатического взаимодействия. Если возбуждаемый уровень ядра — вращательный, то процесс поддается точному расчету, а из сравнения

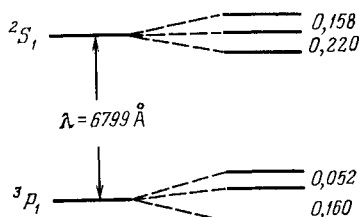


Рис 2 21 Сверхтонкое расщепление термов 2S_1 и 3P_1 атома изотопа иттербия Yb^{173}

теоретической и экспериментальной интенсивности такого возбуждения удастся получить значение Q_0 . Грубая неквантовая картина этого процесса такова. Налетающая частица, например α -частица с энергией в несколько МэВ, пролетая около края ядра, толкает этот край и приводит ядро в состояние вращения (см. также гл. IV, § 11, п. 5).

8. Внутренний квадрупольный момент Q_0 определяет отклонение распределения заряда или, что то же самое, отклонение распределения

протонов в ядре от сферической формы в системе координат, вращающейся вместе с ядром. Отклонение распределения массы, т. е. отклонение распределения нуклонов в ядре от сферической формы, описывается параметром деформации β :

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R} \approx 1,06 \frac{\Delta R}{R}, \quad (2.40)$$

где R — радиус, а ΔR — разность между большой и малой полуосями деформированного ядра. Непосредственных методов для измерения β , — такой, казалось бы, физически наглядной величины, — как это ни странно, придумать пока не удастся. Если в соответствии с данными о ядерных радиусах принять, что протоны и нейтроны распределены в ядре примерно одинаково, то величины Q_0 и β , естественно, становятся пропорциональными друг другу:

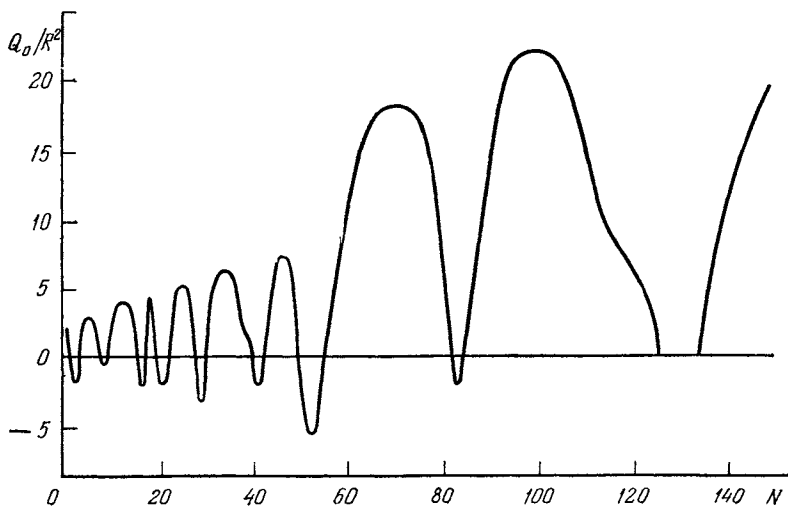
$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2\beta. \quad (2.41)$$

9. В табл. 2.3 даны внешние (или, как их еще называют, *спектроколические*) квадрупольные моменты некоторых ядер. На рис. 2.22 приведены результаты измерения внутренних ядерных квадрупольных моментов Q_0 . Уже в табл. 2.3 обращает на себя внимание большой разброс численных значений Q . Вспомним, что все магнитные моменты имеют порядок боровского магнетона, т. е. имеют одночастичное происхождение. Квадрупольные же моменты многих ядер

Таблица 2.3. Квадрупольные моменты некоторых атомных ядер

Ядро	$Q, 10^{-24} \text{ см}^2$	Ядро	$Q, 10^{-24} \text{ см}^2$	Ядро	$Q, 10^{-24} \text{ см}^2$	Ядро	$Q, 10^{-24} \text{ см}^2$
$^1_1\text{H}^2$	0,00273	$^{16}_{16}\text{S}^{33}$	-0,064	$^{37}_{37}\text{Rb}^{85}$	0,27	$^{72}_{72}\text{Hf}^{179}$	3
$^5_5\text{B}^{11}$	0,0355	$^{16}_{16}\text{S}^{35}$	0,045	$^{41}_{41}\text{Nb}^{93}$	-0,3	$^{73}_{73}\text{Ta}^{181}$	6
$^7_7\text{N}^{14}$	0,0071	$^{27}_{27}\text{Co}^{59}$	0,404	$^{56}_{56}\text{Ba}^{135}$	0,25	$^{81}_{81}\text{Bi}^{204}$	-0,19
$^8_8\text{O}^{17}$	-0,027	$^{29}_{29}\text{Cu}^{63}$	0,16	$^{59}_{59}\text{Pr}^{141}$	-0,054	$^{92}_{92}\text{U}^{233}$	3,4
$^{13}_{13}\text{Al}^{27}$	0,149	$^{35}_{35}\text{Br}^{81}$	0,28	$^{71}_{71}\text{Lu}^{175}$	5,9	$^{93}_{93}\text{Am}^{241}$	4,9

гораздо больше одночастичных. Действительно, квадрупольный момент, создаваемый движением одного нуклона, не превышает квадрата радиуса ядра $\cdot R^2$, что составляет $0,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ для ядра Ta^{181} . Таким образом, квадрупольный момент этого ядра как минимум в 15 раз превышает одночастичное значение. Большие, во много

Рис. 2 22. Внутренние квадрупольные моменты Q_0 в зависимости от числа нейтронов N

раз превышающие одночастичные значения Q для многих ядер с определенностью указывают на коллективное, а не одночастичное происхождение ядерных квадрупольных моментов. Посмотрим теперь на рис. 2.22. Из этого рисунка видно, что по мере возрастания числа нуклонов форма ядер периодически меняется от заметно вытянутой до сферической и даже слегка сплюснутой и обратно. Эта замечательная периодичность, равно как и наличие ядер с квадрупольными моментами, намного превышающими одночастичные, описывается обобщенной моделью ядра (см. гл. III, § 5).