

определяется по числу резонансов и относительным расстояниям между ними.

С помощью метода магнитного резонанса удалось измерить даже магнитный момент нейтральной нестабильной частицы Λ -гиперона, время жизни которого имеет порядок 10^{-10} с. Этот магнитный момент μ_Λ оказался равным $-0,73$ в единицах ядерного магнетона.

4. Перейдем теперь к опытным данным о магнитных моментах нуклонов и атомных ядер. Все численные значения магнитных моментов мы будем приводить в единицах ядерного магнетона.

Магнитные моменты протона μ_p и нейтрона μ_n имеют соответственно следующие значения:

$$\mu_p = 2,79, \quad \mu_n = -1,91.$$

Знак минус у магнитного момента нейтрона означает, что его магнитный момент направлен против спина.

Изучение магнитных моментов ядер привело к установлению следующих эмпирических закономерностей:

а) Магнитные моменты ядер с нулевым спином равны нулю. Это не новое свойство ядра, а уже известное нам следствие из квантовой теории, согласно которому ненулевой магнитный момент у микро-частицы возможен лишь при ненулевом спине.

б) Магнитные моменты ядер с ненулевым спином имеют порядок ядерного магнетона. Таким образом, магнитные моменты отдельных нуклонов в ядре, подобно механическому, в основном компенсируют друг друга. Малость ядерных магнитных моментов является еще одним аргументом против наличия в ядре электронов, магнитные моменты которых в 2000 раз больше ядерного магнетона.

в) Неаддитивность собственных магнитных моментов. Например, поскольку известно, что дейтрон состоит из протона и нейтрона с параллельными спинами, то, казалось бы, магнитный момент μ_d дейтрона должен равняться алгебраической сумме магнитных моментов протона и нейтрона. На самом деле эта аддитивность соблюдается лишь приближенно, так как $\mu_p + \mu_n = 0,88$, в то время как $\mu_d = 0,86$. Расхождение далеко выходит за пределы ошибок и поэтому нуждается в истолковании. Как будет объяснено в гл. V, § 2, эта неаддитивность связана с нецентральностью сил, действующих между нуклонами.

Совокупность значений магнитных моментов ядер содержит важную информацию о ядерной структуре и существенно используется при построении ядерных моделей (см. гл. III, § 4, п. 11).

§ 6. Размеры ядер

1. Для того чтобы сделать возможным количественное исследование вопроса о размерах ядер, необходимо ввести понятие типа *радиуса ядра*. Однако ядра, как и все микрообъекты, для которых

существенны квантовомеханические закономерности, не имеют четко определенной границы. Неудивительно поэтому, что в процессе развития физики ядра возникло несколько отличающихся друг от друга определений радиуса ядра. Каждое из этих определений основано на том или ином методе измерения.

2. Ясный физический смысл имеет понятие *среднеквадратичного электрического радиуса* $R_{э.л.}$. Для некантовой частицы под определению

$$R_{э.л.}^2 = \int \rho(\mathbf{r}) r^2 dV / \int \rho(\mathbf{r}) dV, \quad (2.22)$$

где $\rho(\mathbf{r})$ — плотность распределения заряда. Начало координат выбрано в центре частицы. Оказывается, что понятие плотности $\rho(\mathbf{r})$ распределения заряда и, следовательно, понятие $R_{э.л.}$ можно обобщить на случай квантовых частиц.

У квантовых частиц непосредственно измеряемой величиной является фурье-образ $F(\mathbf{q})$ плотности $\rho(\mathbf{r})$:

$$F(\mathbf{q}) = \int \rho(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} dV. \quad (2.23)$$

Выразим $R_{э.л.}$ через $F(\mathbf{q})$. Для этого введем функцию $F_0(q^2)$, зависящую только от радиальной переменной q^2 :

$$F_0(q^2) = \bar{F}(\mathbf{q}) = \frac{1}{4\pi} \int F(\mathbf{q}) d\omega, \quad (2.24)$$

где $d\omega$ — элемент телесного угла. Определяемая формулой (2.24) функция $F_0(q^2)$ называется *форм-фактором распределения заряда* и является фурье-образом усредненного по углам распределения плотности заряда. Из формул (2.23) и (2.24) следует, что

$$F(0) = Ze, \quad (2.25)$$

где Ze — полный заряд ядра, а

$$R_{э.л.}^2 = \frac{6}{Ze} \cdot \left. \frac{\partial F_0(q^2)}{\partial (q^2)} \right|_{q^2=0}. \quad (2.26)$$

Среднеквадратичный радиус $R_{э.л.}$ ядра может быть определен из опытов по упругому рассеянию электронов ядрами, а также из спектров мезоатомов.

3. Наряду со среднеквадратичным радиусом часто используются модельные понятия кулоновского $R_{кул.}$ и эквивалентного $R_{э.кв.}$ радиусов. *Кулоновским радиусом* ядра называется радиус равномерно заряженного шара с зарядом Ze , электростатическая энергия которого равняется кулоновской энергии ядра. Сравнивая кулоновскую энергию шара $\frac{5}{3} \frac{(Ze)^2}{R_{кул.}}$ с кулоновской энергией ядра из формулы (2.8), находим, что

$$R_{кул.} = 1,24 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Эквивалентным радиусом называется радиус такого равномерно заряженного шара с зарядом Ze , среднеквадратичный радиус распределения заряда которого равняется $R_{э.л.}$. Эквивалентный радиус по величине практически совпадает с кулоновским.

4. Опыты по рассеянию электронов высокой энергии ($E_e \gtrsim \gtrsim 100$ МэВ; Р. Хофштадтер, 1956) позволяют определить не только $R_{эл.}$, но и более информативную величину $\rho(r)$.

Дифференциальное сечение рассеяния релятивистского электрона, т. е. электрона с энергией $E \gg m_e c^2$, на бесспиновом ядре с зарядом Ze дается следующей квантовомеханической формулой *):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(Ze^2)^2 \cos^2(\vartheta/2)}{(2E \sin^2(\vartheta/2))^2} F_0(q^2). \quad (2.27)$$

Формула (2.27) отличается от формулы (2.1) Резерфорда множителями $\cos^2(\vartheta/2)$ и форм-фактором $F_0(q^2)$, определенным в (2.24). Первый множитель возникает из того, что электрон является релятивистским, второй — из-за конечных размеров ядра; для точечного ядра $F_0(q^2) = 1$. Определив непосредственно из эксперимента по рассеянию форм-фактор $F_0(q^2)$, можно обратным преобразованием Фурье найти радиальную зависимость плотности $\rho(r)$ распределения заряда.

Опытные значения плотности $\rho(r)$ для различных ядер приведены на рис. 2.13. Как видно из этого рисунка, все ядра, исключая самые легкие, характеризуются примерно одинаковой плотностью $\rho \approx 0,08$ протон/ферми³ в центре ядра и быстрым спаданием плотности на границе ядра. Для характеристики спадающей плотности используется понятие толщины t поверхностного слоя. Эта величина определяется как толщина слоя, на протяжении которого плотность ρ уменьшается с 0,9 до 0,1 своего значения в центре ядра. Из рис. 2.13 можно найти, что для всех ядер $t \approx \approx 2,5$ ферми.

5. *Мезоатомами* называются атомы, у которых один из электронов заменен мюоном (см. гл. VII, § 3) — отрицательно заряженной частицей с массой m_μ , в 207 раз большей массы электрона и подобно электрону не участвующей в ядерных взаимодействиях. За счет соотношения неопределенностей (1.20) мюон в низшем энергетическом состоянии (на K -оболочке) в среднем находится в 207 раз ближе к центру ядра, чем электрон (в аналогичном состоянии). Поэтому такой мюон с заметной вероятностью находится внутри ядра, где потенциал существенно меньше кулоновского по абсолютной величине. Это приводит к уменьшению энергии связи мюона. Величина этого уменьшения зависит от $R_{эл.}$ О масштабах этой зависимости можно судить, например, по тому, что в мезоатоме свинца энергия связи K -уровня мюона уменьшается за счет неточности ядра на 6,5 МэВ.

*) При отличном от нуля спине ядра в сечении (2.27) добавятся поправочные члены, зависящие от распределения магнитного момента, квадрупольного момента и т. д.

Обработка данных по спектрам мезоатомов, а также данных по рассеянию электронов привела к следующему выражению для $R_{э.л.}$:

$$R_{э.л.} = 1,1 A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (2.28)$$

6. Плотность $\rho(r)$ обычно аппроксимируется трехпараметрической функцией

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \frac{r-R}{a}}, \quad (2.29)$$

где ρ_0 — плотность заряда в центре ядра, R — радиус половинной плотности, т. е. радиус, на котором плотность заряда равняется

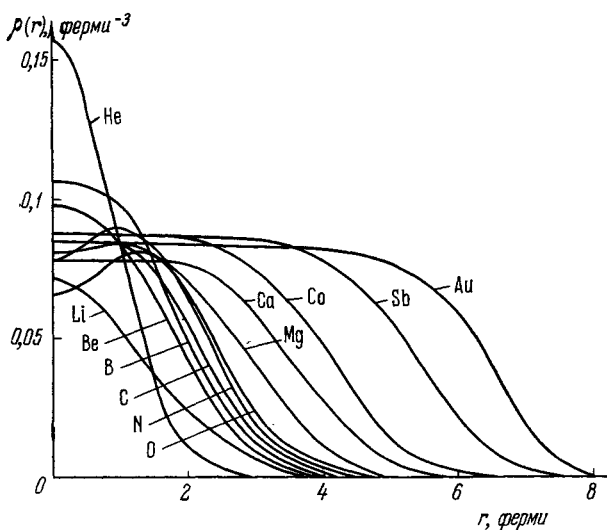


Рис 2.13. Распределение плотности заряда в атомных ядрах.
Плотность нормирована на $\int \rho(r) dr = 1$.

половине плотности в центре, a — параметр диффузности ядра, характеризующий толщину поверхностного слоя t :

$$t = a \cdot 4 \ln 3 \approx 4,4a. \quad (2.30)$$

На рис. 2.14 изображено дифференциальное сечение рассеяния электронов с энергией $E = 153 \text{ МэВ}$ на ядрах естественной смеси изотопов золота. Видно, что радиальная зависимость (2.29) плотности заряда хорошо воспроизводит измеренное сечение. Радиус половинной плотности оказывается следующим образом зависящим от массового числа A :

$$R = 1,12 \cdot A^{1/3} \text{ ферми.} \quad (2.31)$$

Отмеченные выше общие особенности распределения ядерного заряда — постоянство плотности, толщины поверхностного слоя и плавная зависимость радиуса половинной плотности от A — оказываются справедливыми лишь в среднем. Более детальное исследование обнаруживает ряд отклонений от общей картины. Укажем некоторые из них:

а) Для ряда ядер, таких как Ta^{181} , Hf^{180} , U^{238} , толщина поверхностного слоя получается аномально большой. Однако, как будет объяснено ниже в § 7, эти ядра имеют не аномально размытую границу, а несферичную форму.

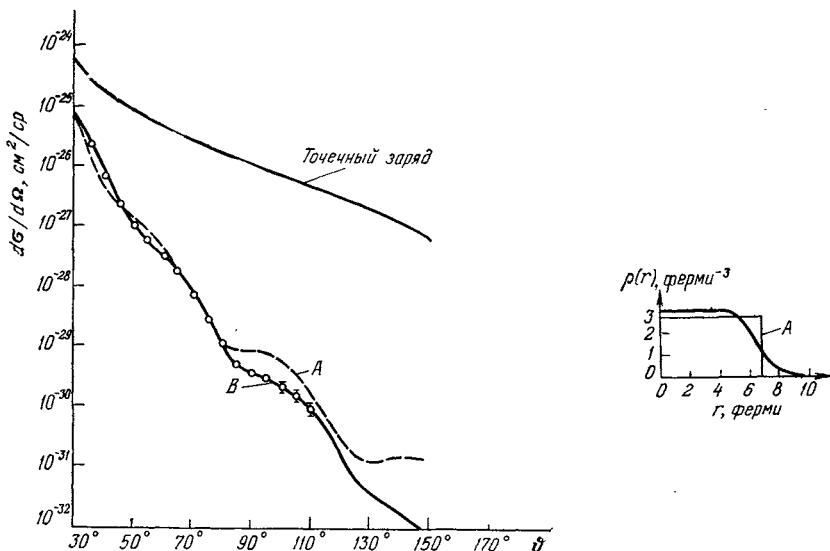


Рис. 2.14. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ рассеяния электронов с энергией 153 МэВ на ядрах естественной смеси изотопов золота.

Точки — экспериментальные данные; сплошные и пунктирные кривые рассчитаны в различных предположениях. Распределения плотности, использованные при расчете кривых A и B , показаны в правой части рисунка. Для кривой A распределение прямоугольное, для кривой B — с диффузной границей.

б) При переходе от более легкого изотопа элемента к более тяжелому часто наблюдается аномальное изменение радиусов распределения заряда и изменение толщины поверхностного слоя. Например, в ядре изотопа кальция ${}_{20}Ca^{48}$ по сравнению с ядром ${}_{20}Ca^{40}$ толщина поверхностного слоя и $R_{9,1}$ уменьшаются соответственно на 12% и 0,01 ферми, а радиус половинной плотности вместо положенных по формуле (2.31) 6% увеличивается всего лишь на 2%.

7. Опыты по рассеянию электронов ядрами позволяют найти только распределение протонов, но не нейтронов, поскольку элек-

троны рассеиваются на нейтронах значительно слабее, чем на протонах. Для того чтобы определить распределение всех нуклонов, ядро следует облучать частицами, одинаково сильно взаимодействующими как с протонами, так и с нейтронами. Такой частицей может быть нуклон (а также любой другой адрон, см. гл. VII, § 7).

Информацию о радиусе распределения ядерного вещества можно получить, зная полное сечение рассеяния нейтронов на ядре, т. е. сумму сечений всех процессов взаимодействия нейтронов с ядрами, в результате которых нейтроны выбывают из пучка. В самом деле, из совокупности опытных данных (см. гл. V, § 2) следует, что эти ядерные силы являются силами притяжения, обладают очень высокой интенсивностью и имеют очень малый (порядка 10^{-13} см) радиус

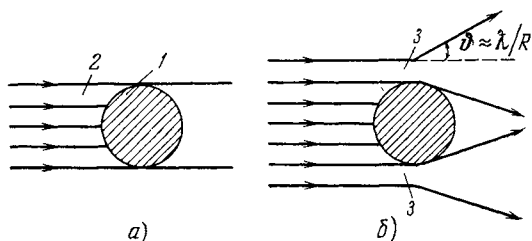


Рис. 2.15. Схематическое изображение процесса взаимодействия нейтронного пучка с «черным» атомным ядром.

а) Классические нейтроны; б) нейтроны, обладающие волновыми свойствами; 1 — черное ядро, 2 — пучок нейтронов; 3 — зона дифракции: нейтроны, попадающие в эту зону (кольцо толщиной $(\sqrt{2} - 1)R$), рассеиваются на угол $\vartheta \approx \lambda/R$.

действия. Поэтому можно ожидать, что падающий на ядро нейтрон пролетит, не изменив своего направления, если его прицельный параметр b превышает радиус ядра R , и, наоборот, будет захвачен ядром, если $b < R$ (рис. 2.15, а). Вспомнив теперь классическую интерпретацию поперечного сечения как площади мишени, мы можем попытаться определить так называемый «нейтронный» радиус ядра $R_{\text{нейтр}}$ из полного сечения $\sigma_{\text{класс}}$ рассеяния нейтронов на ядре соотношением

$$\sigma_{\text{класс}} = \pi R_{\text{нейтр}}^2. \quad (2.32)$$

Такое определение действительно существует, но при его использовании следует соблюдать осторожность ввиду существования квантовых эффектов. Эти эффекты особенно резко проявляются при низких энергиях, т. е. при больших длинах дебройлевских волн ($\lambda > R_{\text{нейтр}}$) падающих нейтронов. Именно, оказывается, что при малых энергиях нейтронов сечения сильно зависят от энергии (что делает определение радиуса ядра по сечению бессмысленным) и могут достичь очень больших значений. Например, при рассеянии

нейтронов с энергией $\approx 0,01$ эВ на кадмии Cd^{113} сечение достигает величины, соответствующей по формуле (2.32) совершенно нереальному радиусу $\approx 0,3 \cdot 10^{-10}$ см. Объяснение кажущегося парадокса состоит в том, что за счет квантовых свойств при малых энергиях верхним пределом сечения является не $\pi R_{\text{нейтр}}^2$, а $\pi \lambda^2$. Образно говоря, нейтрон может «зацепиться» за ядро своей волной де Бройля.

Таким образом, для получения информации о ядерных радиусах надо использовать нейтроны, у которых $\lambda \ll R_{\text{нейтр}}$. Однако слишком сильно увеличивать энергию нейтронов тоже нельзя, так как при больших энергиях нейтронов ядро из «черного» становится «серым», т. е. частично прозрачным, за счет чего измерения радиусов

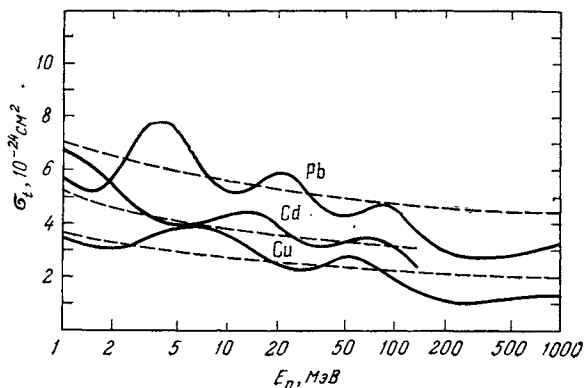


Рис. 2.16. Полные сечения σ_t поглощения нейтронов ядрами.

Сплошные линии — измеренные сечения, пунктир — рассчитанные для «черного» ядра.

будут давать заниженные цифры. Оптимальными являются энергии порядка десятков мегаэлектронвольт. Правда, при этих энергиях ядро также является частично прозрачным. Вследствие интерференции падающей и рассеянной волн полное нейтронное сечение осциллирует (рис. 2.16). Эффект осцилляций, однако, практически исчезает при усреднении по энергии.

8. С другой стороны, даже при этих и более высоких энергиях необходимо иметь в виду еще одно квантовомеханическое явление, которое значительно изменит классическую формулу (2.32). Речь идет о дифракции нейтронов. Допустим, что ядро является абсолютно черным. Тогда все нейтроны, попадающие в ядро, поглощаются, и соответствующее сечение поглощения $\sigma_{t \text{ класс}}$ равно $\pi R_{\text{нейтр}}^2$. Но это не все нейтроны, вышедшие из пучка. Часть нейтронов, пролетевших мимо ядра, будет рассеиваться за счет дифракции дебройлевских волн (рис. 2.15, б). Сечение этого дифракционного рассеяния $\sigma_{\text{дифр}}$, как показывает расчет, также равно $\pi R_{\text{нейтр}}^2$, так

что полное сечение выбывания из пучка $\sigma_{l \text{ квант}} = \sigma_{l \text{ класс}} + \sigma_{\text{диф}}$ равно $2\pi R_{\text{нейтр}}^2$. Средний угол дифракционного рассеяния равен $\lambda/R_{\text{нейтр}}$ (т. е. стремится к нулю при переходе к неквантовому случаю). Поэтому нейтроны, испытавшие дифракционное рассеяние, в пределе практически не выбывают из пучка. Тем самым для вычисления сечения поглощения надо исключить из рассмотрения углы порядка $\lambda/R_{\text{нейтр}}$. Исследование ширины дифракционного пика само по себе представляет интерес. Для «черного» ядра пик будет иметь ширину $\lambda/R_{\text{нейтр}}$. Если же ядро «серое», то прошедшие сквозь него нейтроны уменьшат дифракционные эффекты, т. е. сузят ширину пика. (Действительно, при абсолютно прозрачном ядре дифракция исчезнет полностью.) Таким образом, по ширине дифракционного пика можно установить степень прозрачности ядра.

Дифракционное рассеяние используется и в физике высоких энергий (гл. VII, § 7, п. 1).

9. Более детальную информацию о распределении ядерного вещества можно получить из анализа упругого рассеяния нуклонов с энергией ≥ 1 ГэВ на ядрах. Очевидно, что необходимым условием этого является существование теоретической формулы, связывающей дифференциальное сечение рассеяния с плотностью распределения ядерной материи. Несмотря на большие неопределенности теоретического анализа частиц, взаимодействующих посредством ядерных сил, за последнее десятилетие правдоподобная формула такого рода была получена и апробирована на опыте. Общая картина распределения ядерной материи, найденная из упругого рассеяния ядрами нуклонов с энергией ≥ 1 ГэВ, приведена на рис. 2.17. Количественное изучение кривых этого рисунка приводит к заключению, что в целом распределения протонов и нейтронов в атомных ядрах являются одинаковыми. Ядерное вещество характеризуется приблизительно постоянной плотностью внутри ядра, равной $0,17$ нуклон/ферми³ $\approx 2,7 \cdot 10^{14}$ г/см³, и быстрым спаданием плотности на границе ядра в пределах поверхностного слоя толщиной $2,5$ ферми.

Более тонкие аспекты соотношения плотностей распределения протонов и нейтронов можно проиллюстрировать на примере ядра изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ (рис. 2.18). В этом ядре радиус нейтронного распределения (см. (2.31)) на $0,22$ ферми меньше протонного. Поэтому на поверхности ядра имеется избыток протонов. Однако диффузность распределения плотности заряда, т. е. параметр a из формулы (2.31), меньше диффузности распределения плотности нейтронов. В связи с этим на дальней периферии ядра плотность нейтронов существенно превышает плотность протонов.

10. Изучение рассеяния электронов высоких энергий на протонах и нейтронах показало, что радиус распределения заряда внутри протона равен $0,8 \cdot 10^{-13}$ см. Радиусы распределения магнит-

ного момента в протоне и нейтроне оказались примерно одинаковыми и равными $0,8 \cdot 10^{-13}$ см. Если принять, что радиус распределения массы в протоне примерно равен радиусу распределения заряда, то

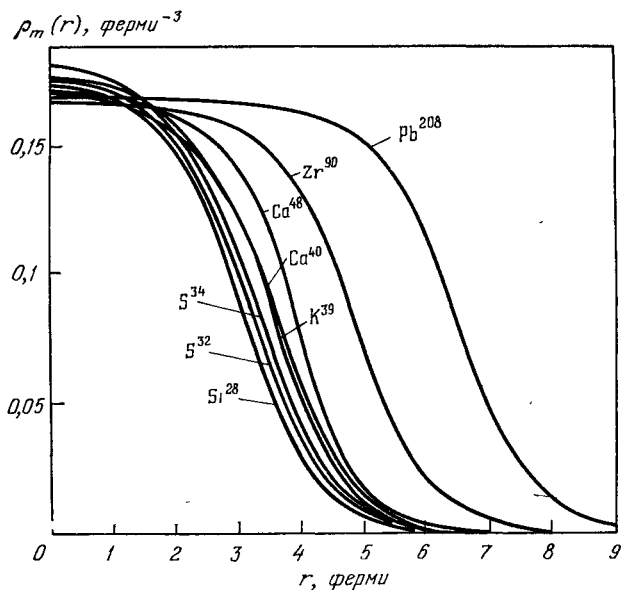


Рис. 2.17 Распределение плотности $\rho_m(r)$ ядерного вещества в атомных ядрах.

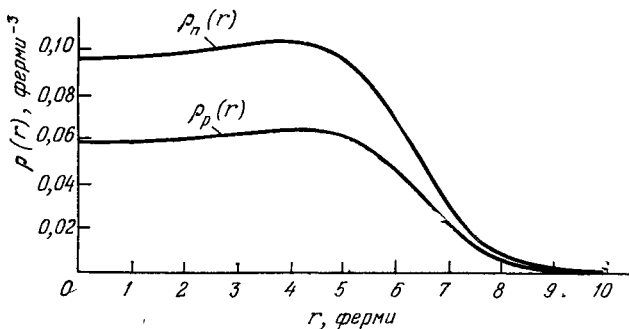


Рис. 2.18. Распределение плотностей ρ_p протонов и ρ_n нейтронов в ядре изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

мы получим, что плотность вещества внутри нуклона $\approx 0,75 \times 10^{15}$ г/см³, т. е. всего лишь раза в три превышает плотность внутри ядра. Таким образом, если атом почти пуст, то ядро, наоборот, заполнено материей на $1/3$. Более точный количественный анализ

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	Ar 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

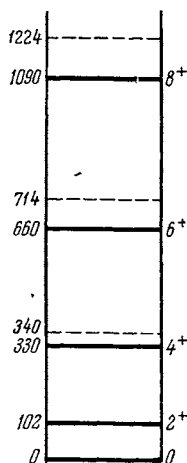


Рис 2 19 Вращательный спектр ядра ${}_{72}\text{Hf}^{180}$

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

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