

Ядро углерода C^{12} . Экспериментальные значения: $J = 1/2$, $\mu = 0,70 \mu_0$. Один нейтрон вне двух заполненных оболочек $(1s)^4$ и $(1p_{3/2})^8$, по-видимому, находится в состоянии $1p_{1/2}$; тогда согласно схеме Шмидга $\mu = 0,64 \mu_0$.

Ядро азота N^{14} . Экспериментальные значения $J = 1$, $\mu = 0,40 \mu_0$. Протон и нейтрон сверх двух заполненных оболочек должны иметь параллельные спины и находиться в состоянии $1p_{1/2}$. Таким образом, конфигурация будет иметь вид $(1s)^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^2$. Суммарный магнитный момент должен равняться $0,37 \mu_0$.

Ядро кислорода O^{16} и неона Ne^{20} . Экспериментальные значения: $J = 0$, $\mu = 0$. Их конфигурации нуклонов относятся к заполненным оболочкам: $(1s)^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^4$ для кислорода и $(1s)^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^4 (2s)^4$ для неона.

Ядро кислорода O^{17} . Это ядро, по-видимому, соответствует конфигурации $(1s)^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^4 (1d_{5/2})^1$, что согласуется с экспериментальными значениями $J = \frac{5}{2}$ и $\mu = -1,89 \mu_0$.

Ядро фтора F^{19} . Оно соответствует конфигурации

$$(1s)^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^4 (2s)^3,$$

так как экспериментальные значения $J = \frac{1}{2}$ и $\mu = 2,63 \mu_0$ близки к значениям механического и магнитного моментов одного недостающего протона до заполненной оболочки $(2s)^4$.

Приведенные примеры указывают, что у легких ядер последовательность заполнения оболочек соответствует в основном следующему ряду состояний (см. рис. 7): $1s$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $2s$. Однако в ряде случаев наблюдаются отклонения от такой последовательности заполнения. Такая «нерегулярность» заполнения не будет казаться странной, если мы вспомним, что состояния нуклонов относятся не к одному заданному извне полю, а к «потенциальной яме», которая сама соответствует данному состоянию ядра, поэтому это самосогласованное поле будет разным для разных ядер. Далее следует иметь в виду, что у легких ядер часто наблюдается связь промежуточного типа между LS - и jj -типами связи.

§ 17. Структура средних и тяжелых ядер на основе модели оболочек

Для объяснения наблюдаемых у ядер значений спинов, магнитных моментов и квадрупольных моментов предлагались [32, 33] различные схемы расположения энергетических уровней в ядрах. Наиболее распространенная схема расположения уровней приведена на рис. 7.

В предыдущем параграфе уже отмечалось, что для объяснения механических и магнитных моментов легких ядер приходится часто при-

бегать к отступлению от «регулярной» последовательности заполнения оболочек. В тяжелых и средних ядрах такие отступления становятся сравнительно частыми. Оболочечная структура хорошо выражена только у ядер, близких к магическим.

Магическими называются ядра с числом протонов или нейтронов, равным 20, 50 или 82, и числом нейтронов, равным 126. При указанных числах нейтронов и протонов заполняются оболочки, сравнительно далеко отстоящие по энергии от последующих оболочек (см. рис. 7). Поэтому такие конфигурации сравнительно устойчивы. Можно говорить о ядрах, магических по нейтронам, и ядрах, магических по протонам. Как уже указывалось выше, ядра, магические как по нейтронам, так и по протонам, называются дважды магическими. Примером дважды магического ядра является свинец-208, имеющий 82 протона и 126 нейтронов. Поэтому ядро свинца-208 резко выделяется своей устойчивостью и другими свойствами, проявляющимися при взаимодействии с протонами, нейтронами и другими частицами.

Оболочечная модель дает некоторые указания об электрических квадрупольных моментах ядер [34]. Предполагая, что все парные нуклоны образуют сферически симметричный остов ядра, можно приписать квадрупольный момент асимметричному движению последнего нечетного протона. Поэтому согласно оболочечной модели квадрупольные моменты ядер с нечетным числом протонов должны быть порядка квадрупольного момента одного протона в состоянии с полным моментом j . Один протон в этом состоянии вносит квадрупольный момент (см. приложение II, § Л):

$$Q_j = \langle r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) \rangle_{j, m=j} = -\frac{2j-1}{2j+2} \langle r^2 \rangle, \quad (17,1)$$

где $\langle r^2 \rangle$ — среднее значение квадрата радиуса-вектора протона в рассматриваемом состоянии. Эта величина имеет порядок радиуса ядра $\langle r^2 \rangle \approx \frac{3}{5} R^2$. Дырка в протонном заполненном слое обуславливает квадрупольный момент, равный (17,1), но противоположного знака.

Если вне замкнутой оболочки, характеризующейся моментом j , находится n протонов, то при n нечетном спин ядра будет равен моменту j нечетного протона. В этом случае квадрупольный момент ядра будет равен [35] (для $1 \leq n \leq 2j$):

$$Q_j = -\langle r^2 \rangle \frac{2j-1}{2j+2} \left\{ 1 - \frac{2(n-1)}{2j-1} \right\}. \quad (17,1a)$$

Таким образом, квадрупольный момент будет отрицательным, если вне заполненной оболочки находится меньше чем $\frac{2j+1}{2}$ протонов, и положительным при $n > \frac{2j+1}{2}$.

У двух изотопов серы с одним и тремя нейтронами в слое $j = 3/2$ квадрупольные моменты противоположного знака и почти равны по величине. Это качественно согласуется с предсказаниями теории, так как во втором случае тремя нейтронами занимается три состояния из четырех возможных. При этом предполагается, что движение нейтрона также вносит вклад в квадрупольный момент ядра.

Смещение нейтрона от центра инерции ядра с массовым числом A на величину r связано со смещением центра остатка на величину $-r(A-1)^{-1}$. Поскольку этот остаток имеет заряд eZ , то, следовательно, оператор электрического квадрупольного момента ядра, обусловленный одним нейтроном, будет равен

$$\hat{Q}_n = -\frac{Z}{(A-1)^2} r^2 (3 \cos^2 \theta - 1).$$

Таким образом, один нейтрон вне замкнутой оболочки вносит квадрупольный электрический момент противоположного знака и в $Z(A-1)^{-2}$ раза меньший по абсолютной величине, чем вклад, вносимый протоном.

Экспериментальные данные подтверждают количественные выводы модели оболочек далеко не полностью. Квадрупольные моменты ядер особенно малы, когда число протонов близко к 2, 8, 20, 50, 82. Протоны, начинающие новую оболочку, дают отрицательный квадрупольный момент. При возрастании числа протонов Q делается положительным и достигает максимума примерно при заполнении слоя на $\frac{2}{3}$, затем квадрупольный момент снова падает к нулю по мере заполнения слоя протонами. Величина квадрупольного момента примерно соответствует (17,1) только для ядер с числом протонов, близких к магическому. Когда же число протонов значительно отличается от магического числа, то квадрупольные моменты ядер в десятки раз превосходят значения, даваемые (17,1). Согласно модели оболочек должно существовать примерно одинаковое число ядер с положительными и отрицательными квадрупольными электрическими моментами. Однако эксперимент показывает, что у тяжелых ядер большие квадрупольные моменты все положительны.

Квадрупольные моменты ядер среднего веса, далеких от магических, с нечетным числом нейтронов, во много раз превышают значения, предсказываемые оболочечной моделью. При этом для многих нечетных по числу нейтронов ядер, лежащих в области между In^{113} и Hg^{201} , квадрупольный момент имеет значение такое же, и для ядер с нечетным числом протонов. Все эти факты указывают на то, что для ядер с большими квадрупольными моментами эти моменты в основном определяются деформацией остова ядра, а квадрупольный момент самого нечетного протона или нейтрона играет малую роль (см. § 21).

Итак, большие электрические квадрупольные моменты средних и тяжелых ядер, далеких от магических, указывают на значительную несферичность этих ядер. Несферичность средних и тяжелых ядер

подтверждается, как мы увидим в § 20, наличием вращательных энергетических состояний ядер.

У несферических ядер и среднее поле ядра также не обладает сферической симметрией. В связи с этим возникает сомнение в справедливости приведенной выше классификации однонуклонных состояний по значениям интегралов движения в центрально-симметричном поле.

Несферические ядра обладают аксиальной симметрией*). В этом случае внутреннее состояние нуклона будет характеризоваться проекцией момента количества движения нуклона на ось симметрии и определенной четностью.

Обозначим проекцию орбитального момента количества движения нуклона на ось симметрии ядра буквой λ . Полная проекция момента нуклона будет направлена вдоль оси симметрии и равна $\Omega = \lambda \pm \frac{1}{2}$, если

$\lambda \neq 0$, и $\Omega = \frac{1}{2}$, если $\lambda = 0$. Кратность

вырождения любого уровня ядра, обладающего аксиальной симметрией, равна двум соответственно значениям проекции момента ($\pm \Omega$) в отличие от кратности вырождения, равной $(2j + 1)$, для уровня с полным моментом j в сферически симметричном ядре. Поэтому в несферических ядрах каждые два нейтрона и два протона могут образовать «оболочку». Поскольку каждая такая оболочка содержит только два состояния, то все четные нуклоны должны заполнять оболочки. Поэтому механический и магнитный моменты ядер с нечетным массовым числом будут определяться только состоянием нечетного нуклона.

Соответственно значениям $\lambda = 0, 1, 2, \dots$ энергетические уровни несферических ядер будем обозначать буквами греческого алфавита $\sigma, \pi, \Delta, \dots$. Спин всего ядра в нормальном состоянии равен сумме проекций полных моментов отдельных нуклонов на ось симметрии ядра

$$K = \sum_{i=1}^A \Omega_i.$$
 Поскольку все четные нуклоны образуют заполненные оболочки и не существует стабильных нечетно-нечетных тяжелых ядер,

*) В последнее время появились указания, что некоторые ядра не обладают аксиальной симметрией. См. примечание на стр. 89.

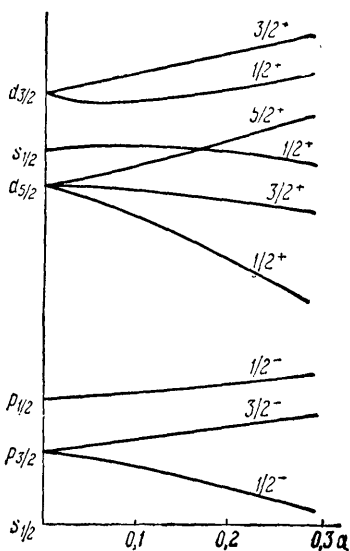


Рис. 9. Зависимость от параметра a энергетических уровней нуклонов в ядрах, имеющих форму вытянутого эллипсоида вращения. На кривых энергии указаны моменты количества движения и четности соответствующих состояний.

то спин ядра будет определяться значением Ω последнего нечетного нуклона: $K = \Omega$. Одному и тому же значению спина ядра могут соответствовать одно из двух значений абсолютной величины проекции орбитального момента $\lambda = \Omega \pm 1/2$.

Схема одночастичных уровней энергии, соответствующих осцилляторному аксиально-симметричному потенциалу со спин-орбитальным взаимодействием, вычисленная Нильсоном [36]. Рис. 9 воспроизводит часть этой схемы отображающую зависимость первых 10 уровней ядра от величины a , определяющей отклонение ядра от сферической формы $R(\theta) = R_0[1 + aY_{20}]$. Из рис. 9 видно, что с ростом a увеличивается расщепление уровней, вырожденных в сферическом ядре.

§ 18. Капельная, или гидродинамическая, модель атомного ядра

В оболочечной, или одночастичной, модели атомного ядра исходят из предположения о независимом движении нуклонов в некотором эффективном поле ядра, которое учитывает средний эффект взаимодействия между нуклонами. В капельной модели ядра исходят из противоположного приближения, ядро рассматривается как капля почти несжимаемой жидкости очень большой плотности $\sim 10^{14}$ г/см³. Такое представление базируется на опытных фактах о пропорциональности объема ядра числу находящихся в нем нуклонов и о приблизительной пропорциональности энергии связи ядра числу нуклонов в ядре. Поскольку нуклон на поверхности ядра взаимодействует с меньшим числом нуклонов, чем нуклон, находящийся внутри ядра, то общая энергия связи уменьшается на некоторую величину, пропорциональную поверхности ядра. Таким образом, можно говорить о поверхностной энергии ядра.

Энергия связи, приходящаяся на один нуклон, согласно капельной модели ядра выражается полуэмпирической формулой Вайцзекера [37] для основных состояний ядер:

$$f = -\epsilon_1 + b\epsilon_1 \left(\frac{A-2Z}{A} \right)^2 + 4\pi r_0^2 A^{-1/3} \sigma + \frac{3}{5} \frac{e^2 Z^2}{r_0 A^{1/3}}, \quad (18,1)$$

где

$$\epsilon_1 = 14,66 \text{ Мэв}; \quad b = 1,40; \quad 4\pi r_0^2 \sigma = 15,4 \text{ Мэв}, \quad r_0 = 1,42 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (18,1a)$$

Третий член в (18,1) описывает поверхностное натяжение, а четвертый электростатические силы отталкивания. Формула (18,1) удовлетворительно*) передает экспериментальный ход энергии связи, приходящейся на один нуклон от массового числа A .

*) В связи с тем, что согласно современным экспериментальным данным распределение заряда в ядре характеризуется значением r_0 , меньшим, чем приведенное в (18,1a) (см. § 4), возникла необходимость в уточнении постоянных, входящих в полуэмпирическую формулу (18,1) для энергии связи. Соглас-