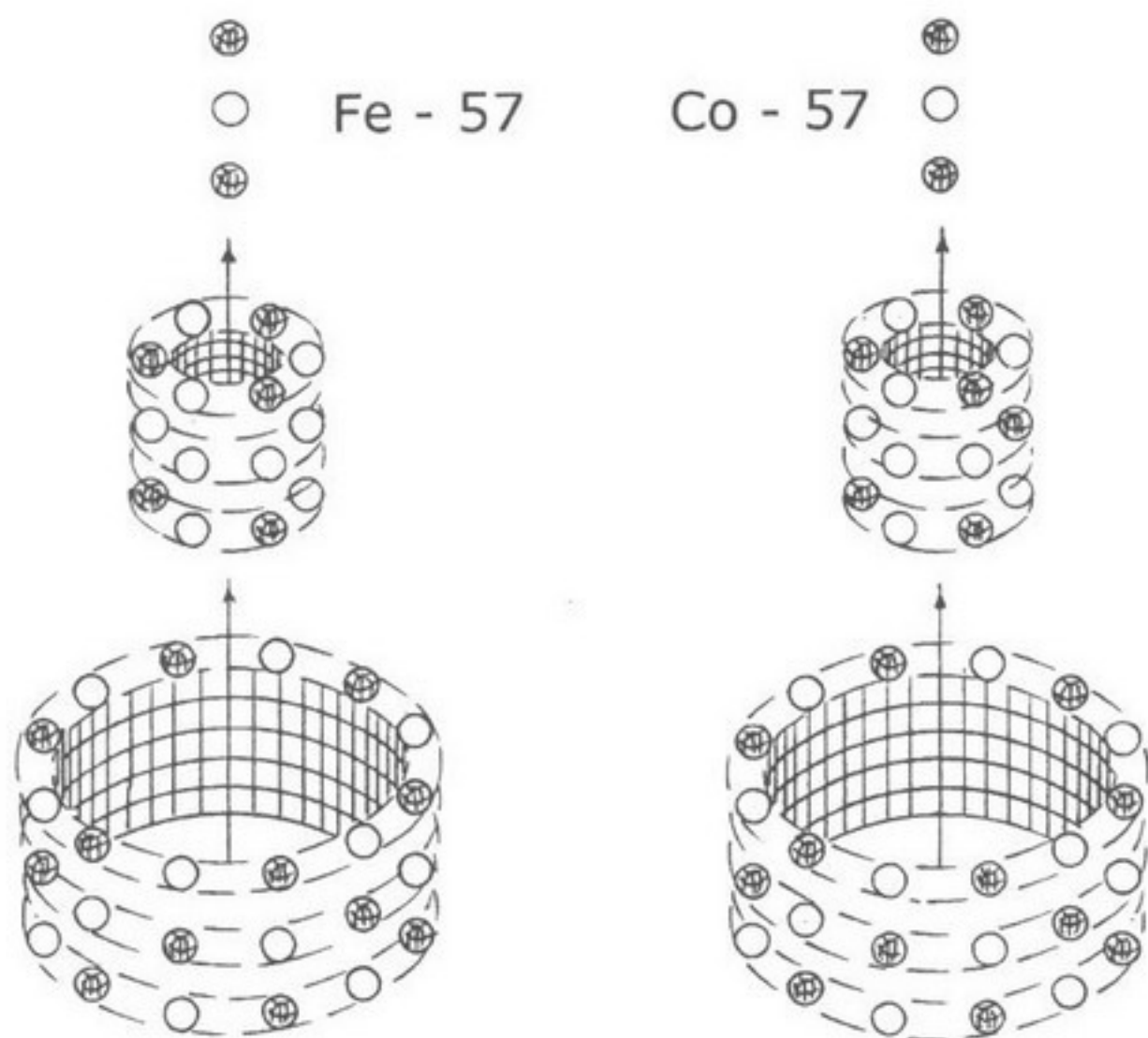


КОЛЬЦЕВЫЕ ОБОЛОЧКИ В АТОМНЫХ ЯДРАХ



В. Н. Демиденко

**КОЛЬЦЕВЫЕ ОБОЛОЧКИ
В АТОМНЫХ ЯДРАХ**

$Z = 1 - 95$

Демиденко В. Н. Кольцевые оболочки в атомных ядрах,
Череповец, МЦ-1, 2009 г., 76 с.

Атомные ядра состоят из кольцевых и цилиндрических нуклонных оболочек, которые имеют шахматную упаковку протонов и нейтронов в заряженных оболочках. Если обозначить число протонов в единичном кольцевом слое внешней оболочки и количество слоёв через разделительный знак Φ , то в пределах таблицы Менделеева реализуются 13 типов внешних оболочек: $2\Phi_1$, $3\Phi_1$, $4\Phi_1$, $5\Phi_1$, $6\Phi_1$, $7\Phi_1$, $6\Phi_3$, $7\Phi_3$, $8\Phi_3$, $9\Phi_3$, $9\Phi_5$, $10\Phi_5$, $11\Phi_5$. Разработаны методы расшифровки ядерных структур.

Demidenko V. N. Circular Shells in Atomic Nuclei,
Cherepovetz, MC-1, 2009, 76 p.

A shell model of the nucleus containing circular and cylindrical shells of nucleons is proposed. If the number of protons in a unit circular layer and the number of layers are denoted by a separator symbol Φ , 13 types of outer shells are realized in the limits of the Mendeleev's table: $2\Phi_1$, $3\Phi_1$, $4\Phi_1$, $5\Phi_1$, $6\Phi_1$, $7\Phi_1$, $6\Phi_3$, $7\Phi_3$, $8\Phi_3$, $9\Phi_3$, $9\Phi_5$, $10\Phi_5$, $11\Phi_5$. The methods of deciphering of nuclear structure are developed.

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, атомное ядро открыл Эрнест Резерфорд в 1911 году в опытах по рассеянию альфа-частиц [1]. Первой моделью атомного ядра была модель жидкой капли, предложенная Нильсом Бором и Джоном Уиллером в 1939 году для объяснения эффекта деления атомных ядер. В 1942 году Э. Поллард и В. Дэвидсон на страницах своей книги схематически изобразили некоторые лёгкие ядра в виде колец с перемежающимся расположением протонов и нейтронов [2]. Далее, в 1949 году Мария Гепперт-Майер совместно с Хансом Йенсенем разработали одночастичную оболочечную модель атомного ядра. Однако, эта модель не могла объяснить нижние уровни гамма-квантов, испускаемых ядром [3]. Вскоре после этого экспериментаторы обнаружили для ядер редкоземельных элементов большие значения электрических квадрупольных моментов, которые одночастичная модель также не могла объяснить. В 1950 г. американский физик Джеймс Рейнуотер предположил, что остов или kern ядра цилиндрически деформирован [3]. В 1953 году американские физики Ф. Азаро и П. Перлман открыли последовательности ротационных уровней в атомных ядрах [3]. Анализируя эти последовательности, Оге Бор и Бен Моттельсон разработали обобщенную, коллективную модель ядра. Далее, в 1958 году Н.Н. Боголюбов предложил сверхтекучую модель атомного ядра, в которой момент инерции ядерных оболочек изменялся скачкообразно. В том же 1958 году С.Т. Беляев и В.Г. Соловьёв, независимо, предложили модель спаривания нуклонов в атомных ядрах.[4]. Е.П. Григорьев и В.Г. Соловьёв вскоре после этого ввели правила отбора для возбуждения коллективных оболочек в ядрах, согласно которым квантовые числа возбуждения ротационных состояний менялись на 1 и на 2. [5]. В 1980 году Л.А. Малов и В.Г. Соловьёв предложили квазичастично-фононную модель атомного ядра [6]. В 2005 году К.А. Гриднев и др. предложили модель альфа-частицы в виде упаковки нуклонов как тетраэдра [7].

§ 2. КОЛЬЦЕВЫЕ ОБОЛОЧКИ

Идея о кольцевых структурах атомных ядер восходит к работам Джона Уилера [8]. Именно эту идею и пытались развивать американские физики Э. Поллард и В. Дэвидсон [2]. В последние годы несколько иную модель атомного ядра, альфа-кольца и цепи, развивает английский физик Д.Х. Уилкинсон [9].

Одной из важнейших характеристик атомного ядра является электрический квадрупольный момент, который определяется по величине и характеру сверхтонкого расщепления атомных оптических спектров. Электрический квадрупольный момент определяет отступление формы атомного ядра от условной сферы. Вытянутые вдоль оси z ядра имеют положительный квадрупольный момент, сплюснутые в виде лепёшки ядра имеют отрицательный момент:

$$Q = e \int (3z^2 - r^2) \rho(r) d\tau \quad (1)$$

здесь: $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, Q — электрический квадрупольный момент, e — заряд протона, z , r — координаты выделенного объема ядра, $\rho(r)$ — плотность заряда в пределах объема ядра, $d\tau$ — элемент объема ядра.

Квадрупольный момент, как степень отступления формы ядра от условной сферы, могут иметь ядра самой различной формы и конфигурации: эллипсоидальные ядра, ядра цилиндрической формы, кубические ядра, кольцеобразные ядра и ядра других конфигураций.

Рассматриваемая здесь ротационная, кольцевая модель атомного ядра предполагает, что нуклоны в атомном ядре образуют замкнутые кольца — оболочки с перемежающимся в шахматном порядке расположением протонов и нейтронов. В этом случае в формуле (1) нужно перейти к суммированию по отдельным протонам и к цилиндрической системе координат, рис. 1:

$$\frac{1}{e} Q = \sum (2z_i^2 - \rho_i^2) \quad (2)$$

здесь: $\rho^2 = x^2 + y^2$. Если отдельный протон (нуклон) в оболочке занимает область пространства высотой $2a$ и поперечником $2b$, например, в виде эллипсоида с осями a и b , рис. 1, то первая сумма в уравнении (2) при нечётном количестве слоев будет:

$$\sum 2z_i^2 = 4z_{ca} (0^2 + 2^2 + 4^2 + \dots) a^2 \quad (3)$$

а вторая сумма в уравнении (2):

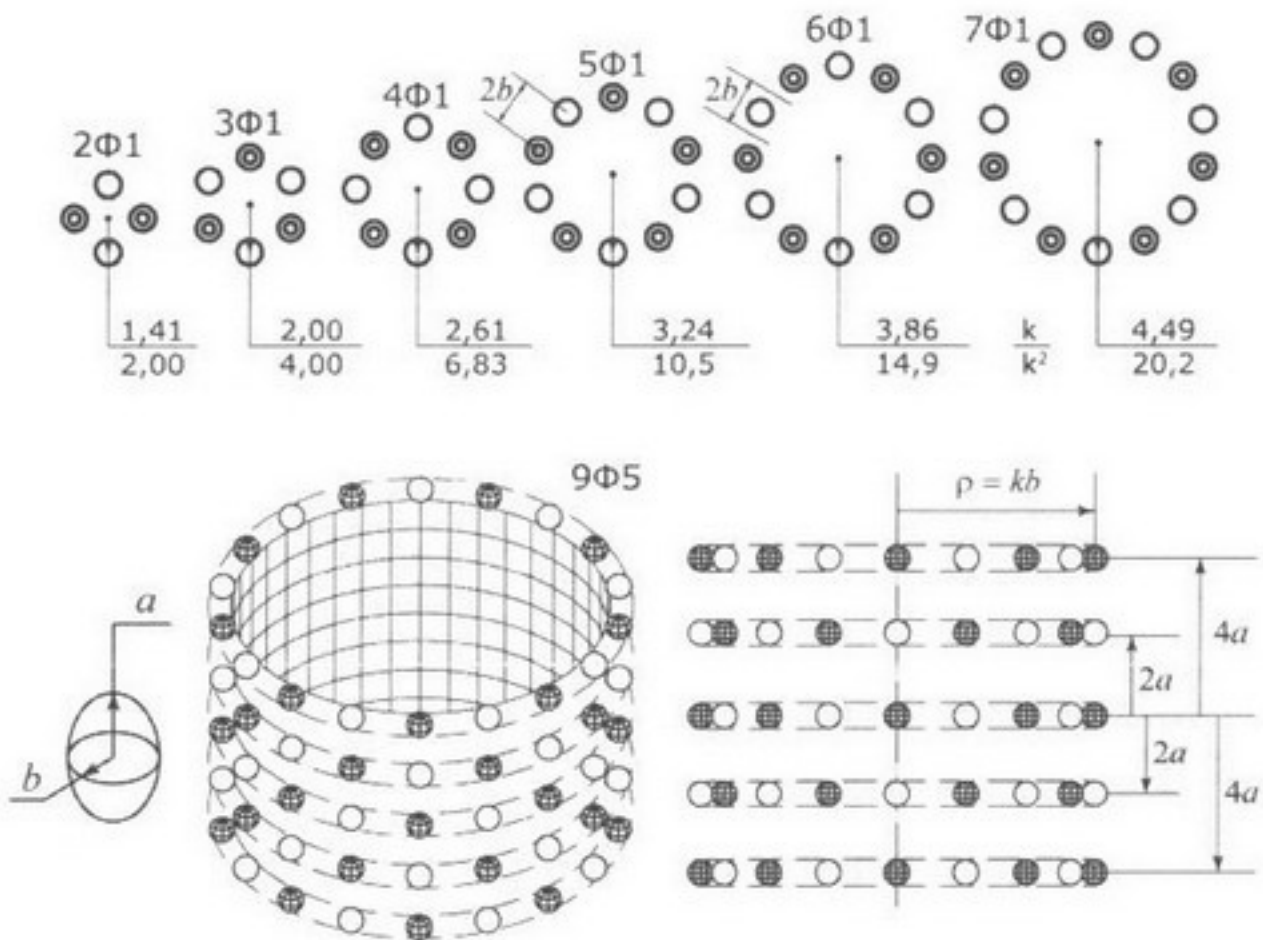


Рис. 1. К расчету электрических квадрупольных моментов однослойных и многослойных кольцевых оболочек.

$$\sum \rho_i^2 = Z_{об} \rho^2 = Z_{об} k^2 b^2 \quad (4)$$

Таким образом, электрический квадрупольный момент цилиндрической оболочки можно записать в следующем виде:

$$H = 4Z_{сч} (\sum n^2) a^2 - Z_{об} k^2 b^2 \quad (5)$$

здесь: $H \text{ Фм}^2$ — приведенный квадрупольный момент $(1/e)H$, $Z_{сч}$ — количество протонов в единичном кольцевом слое оболочки, n — безразмерное число, дающее расстояние от средней линии цилиндрической оболочки до того или иного слоя в числах параметра a , $n = 0, 2, 4, 6 \dots$, k — условный радиус кольца в единицах поперечника отдельного нуклона b , $\rho = kb$, $Z_{об}$ — полное число протонов в оболочке, безразмерный заряд оболочки.

Легко показать, что при условии шахматной упаковки нуклонов, рис. 1, заряженные кольца с четным количеством слоев должны

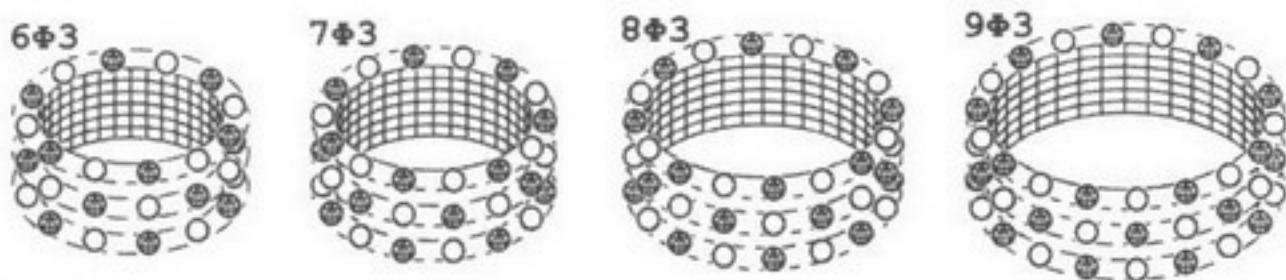


Рис. 2. Внешние трехслойные оболочки средних ядер.

разрушаться, т. к. в этом случае протоны вытесняют друг друга. Поэтому каждая оболочка в том или ином ядре имеет нечетное количество слоев, 1, 3, 5, и различные размеры кольца, которое может содержать 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11 протонов в единичном слое, Рис. 1, 2, 3. Лишь кольца из одних нейтронов могут иметь четное количество слоев.

Кольцевые оболочки удобно маркировать по количеству протонов или нейтронов в единичном слое и по количеству слоев:

$2\Phi 1$ — два протона в слое, однослойная оболочка, Φ — условный разделительный знак,

$6\Phi 3$ — шесть протонов в слое, трехслойная оболочка,

$7n 2$ — нейтронная оболочка, семь пар нейтронов в одном слое, 2 слоя.

Ротационная кольцевая модель ядерных оболочек развивается, начиная с 2001 года [10], [11]. При этом было сделано свыше 3000 пробных расшифровок. При последовательном анализе вращательных уровней оболочек и используя данные о квадрупольных моментах, всего в пределах таблицы Менделеева было обнаружено 13 типов внешних оболочек атомных ядер: $2\Phi 1$, $3\Phi 1$, $4\Phi 1$, $5\Phi 1$, $6\Phi 1$, $7\Phi 1$, $6\Phi 3$, $7\Phi 3$, $8\Phi 3$, $9\Phi 3$, $9\Phi 5$, $10\Phi 5$, $11\Phi 5$, Рис. 1, 2, 3. Внутри внешних оболочек в средних ядрах существуют вторые оболочки из одних нейтронов и третьи оболочки, укомплектованные протонами и нейтронами, а у тяжелых ядер может существовать еще и четвертая оболочка из одних нейтронов.

При детальном анализе оказалось, что все вычисленные по разработанной Казимиром методике [12] квадрупольные моменты занижены по абсолютному значению примерно в 4,0 раза. Это обстоятельство может быть связано с тем, что при оценке магнитного и кулоновского полей, которые создает внешний "оптический" электрон в месте расположения ядра, принималось, что орбита оптического

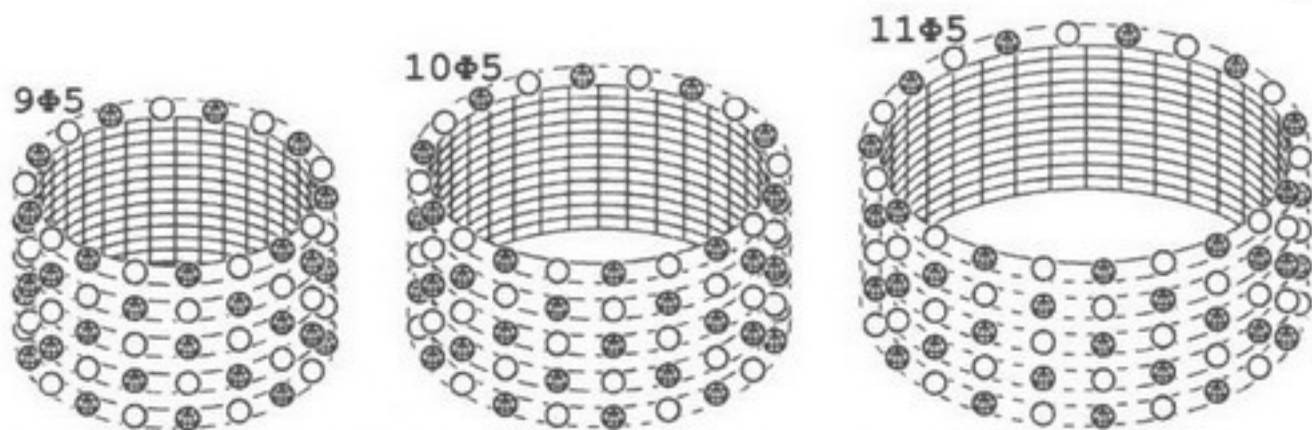


Рис. 3. Внешние пятислойные оболочки средних и тяжелых ядер.

электрона — круговая. Но на самом деле орбита оптического электрона — эллиптическая и кулоновское поле в центре атома от такого электрона примерно в 4,0 раза слабее. А это означает, что квадрупольный момент исследуемого ядра примерно в 4,0 раза больше.

§ 3. ВРАЩЕНИЕ КОЛЬЦЕВЫХ ОБОЛОЧЕК

В задачу ядерной спектроскопии входит определение размеров и формы атомных ядер, а также размеров и формы ядерных оболочек безотносительно к ядерным реакциям.

В ходе анализа ядерных спектров апробировались две формулы для азимутального момента вращения, классическая формула и формула волновой квантовой механики:

$$Mv r = \hbar l; \quad Mv r = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (1)$$

Для анализа был взят спектр гамма-квантов внешней оболочки ядра 0-16. При этом обнаружилось, что первая формула (1) дает примерно одинаковые значения параметра b и радиуса оболочки при последовательном ротационном возбуждении оболочки 2-1, 3-2, 4-3 и т. д., а вторая формула с $l(l+1)$ приводит к необъяснимому сжатию оболочки с ростом квантового числа l , Рис. 4.

По этой причине вывод кинетической энергии вращающейся оболочки имеет классический вид. Кинетическая энергия ротатора:

$$E_{\text{кин}} = \frac{M v^2}{2} \quad (2)$$

где M — масса кольцевой оболочки, v — окружная скорость оболочки.

Привлекая формулу квантования углового момента, получаем:

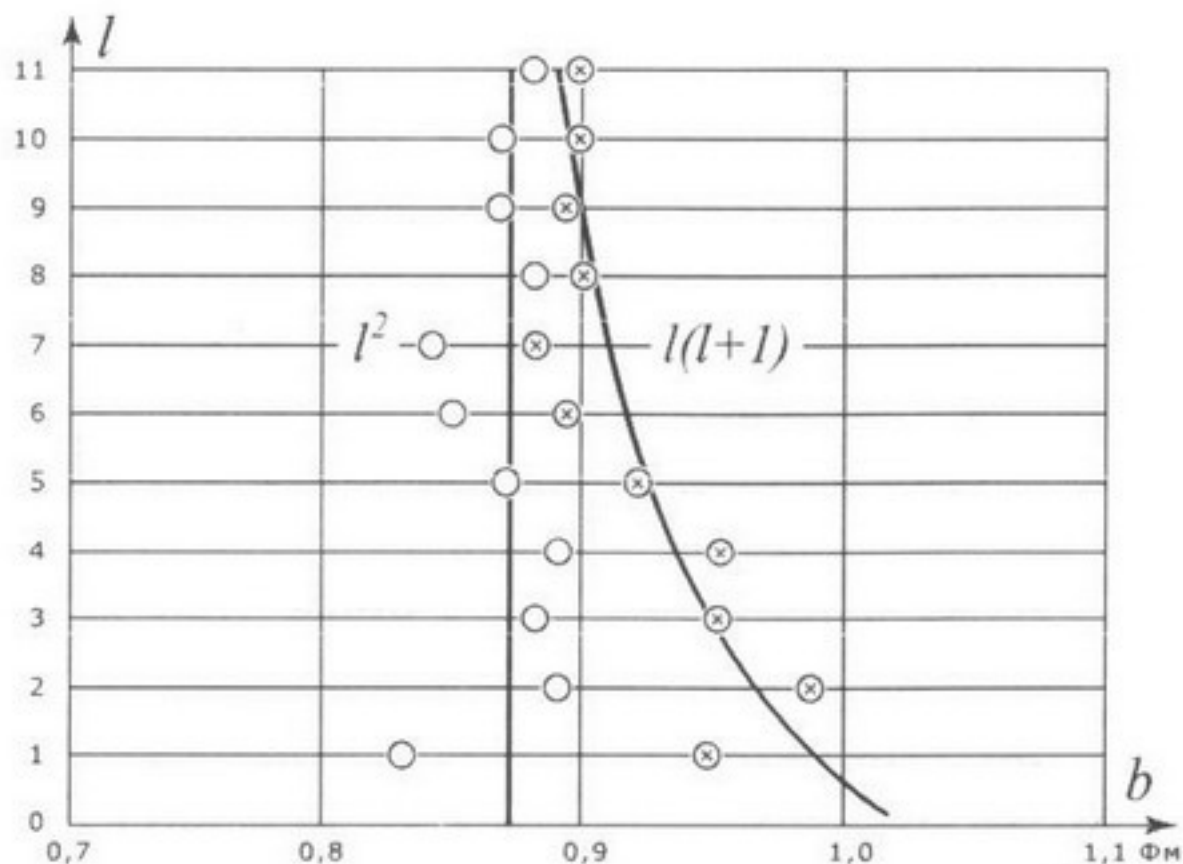


Рис. 4. Сравнение зависимости параметра b от квантового числа l для ротационного спектра внешней оболочки 0–16 согласно классической формуле и согласно волновой механике.

$$M^2 v^2 r^2 = \hbar^2 l^2; \quad M v^2 = \frac{\hbar^2 l^2}{M r^2} \quad (3)$$

Подставляя формулу (3) в (2), получаем выражение для кинетической энергии вращения кольцевой оболочки:

$$E_{\text{кин}} = \frac{\hbar^2}{2J} l^2 \quad (4)$$

где: $J = M r^2$ — момент инерции оболочки.

Как показал анализ ядерных спектров гамма-квантов [13], [14], азимутальное квантовое число может принимать только целочисленные значения:

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Правила отбора, т.е. правила переходов соблюдаются следующим образом: начальный орбитальный момент кольцевой оболочки, либо подоболочки всегда целочисленен. Начиная с этого целочисленного значения, орбитальный момент возбуждается как в сторону квантового, скачкообразного увеличения скорости вращения оболочки, так и в

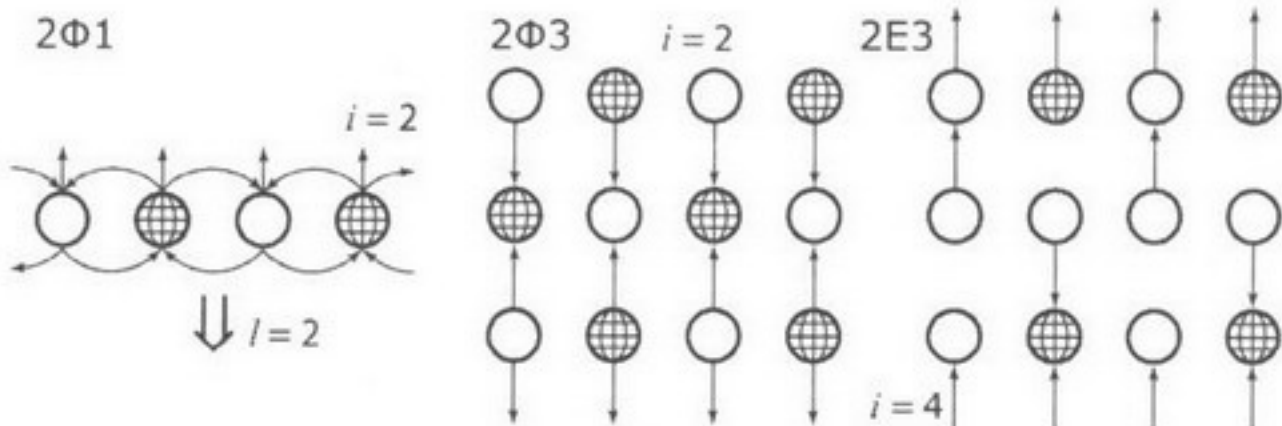


Рис. 5. Сочетание спинов и магнитных моментов нуклонов в однослойной и в трехслойных оболочках.

обратную сторону с уменьшением скорости вращения вплоть до нуля. Начальное состояние вращения оболочки называется ираст-состоянием. Существование ираст-состояния оболочки можно пояснить на примере структуры альфа-частицы, имеющей форму кольца из 4 нуклонов, Рис. 5. Если собственные спины 4 нуклонов выстраиваются в одном направлении, то общий собственный спин 4 нуклонов равен: $4 \cdot 1/2 = 2$. Такой собственный спин нуклонов по правилам механики дает реакцию на саму оболочку, и все кольцо приходит в обратное вращение с азимутальным квантовым числом $l = 2$. При этом суммарный спин ядра становится нулевым.

Далее, для более тяжелых ядер, вторая и третья оболочки, которые находятся внутри внешней оболочки, подчиняются тем же условиям возбуждения и при обратном переходе в сторону нормального вращения испускают гамма-квант. Однако, кроме этого, вторая и третья оболочки могут испытывать пространственное квантование орбитального момента в магнитном поле внешней оболочки, т. е. принимать различные фиксированные (квантованные) углы наклона оси вращения относительно спина внешней оболочки. В этом случае точно так же, как и для электронной орбиты во внешнем магнитном поле, необходимо ввести магнитное квантовое число:

$$m = l - 1, l - 2, l - 3 \dots$$

как проекцию орбитального момента подоболочки на ось вращения внешней оболочки. Теперь становится понятным происхождение тесных групп линий в ядерных спектрах гамма-квантов, мультиплетов.

Такие линии испускаются подболочками при одинаковых переходах, но при разных углах наклона подболочки.

В определении собственного спина оболочки решающую роль играет эффект парных корреляций протонов и нейтронов. Для того, чтобы согласовать свои магнитные моменты, рис. 5, цепочка из протонов и нейтронов в однослойной оболочке выстраивается спинами в одну сторону. Это связано с тем, что протон имеет положительный магнитный момент, а нейтрон — отрицательный магнитный момент, направленный в сторону, обратную спину нейтрона.

В трехслойной оболочке второй и третий слои дважды повторяют этот эффект и каждый раз с обратным знаком. Это связано с тем, что в трехслойной оболочке, рис. 5, магнитные поля по вертикали должны согласоваться магнитными полюсами N-S-N-S-N-S. Но это возможно при шахматной упаковке нуклонов только при условии встречного направления спинов соседних протона и нейтрона (по вертикали). Если же в подболочке есть прослойка нейтронов, то баланс магнитных моментов приводит к тому, что собственный спин подболочки становится двойным, численно равным удвоенному числу протонов во внешнем слое, магнитный момент также становится двойным.

Если предположить, что в основном состоянии ядра все собственные спины и орбитальные моменты принимают строго параллельные и антипараллельные направления, то в этом случае спин ядра можно записать в виде простой формулы:

$$\bar{I} = \sum \bar{l}_k + \sum \bar{i}_k \quad (5)$$

здесь: \bar{I} — спин ядра, l_k — орбитальный момент k -той оболочки, i_k — собственный спин k -той оболочки. Соответственно, для магнитного момента ядра также можно записать аналогичную формулу:

$$\bar{\mu} = \sum \delta_k \bar{l}_k + \sum \lambda_k \bar{i}_k \quad (6)$$

здесь: μ — магнитный момент ядра, δ — магнитный фактор (размерный множитель) орбитального вращения оболочки, λ — магнитный фактор собственного спина оболочки.

Так как гамма-квант излучается при переходе из верхнего состояния на нижнее, то энергия γ -кванта в соответствии с (4):

$$\mathcal{E}_\gamma = E_{up} - E_{low} = \frac{\hbar^2}{2J} (l_{up}^2 - l_{low}^2) \quad (7)$$

здесь: l_{up} и l_{low} — азимутальные квантовые числа в верхнем и нижнем состояниях, J — момент инерции оболочки. Для внешней оболочки при равном числе протонов и нейтронов и для оболочек с прослойками нейтронов момент инерции:

$$J = 2Z_s m_p k^2 b^2; \quad J = A m_p k^2 b^2 \quad (8)$$

здесь: Z_s — число протонов в оболочке, m_p — масса нуклона, A — число нуклонов в оболочке.

Что касается применения формулы (7), то здесь следует сказать, что энергия гамма-кванта измеряется в эксперименте и она известна, а квантовые числа l_{up} и l_{low} можно подобрать. Неизвестным в этой формуле является момент инерции оболочки, а точнее, радиус оболочки, либо связанный с ним параметр b :

$$b^2 = \frac{R}{\varepsilon_\gamma} (l_{up}^2 - l_{low}^2) \quad (9)$$

величину

$$R = \frac{\hbar^2}{4Z_s m_p k^2} = \frac{\hbar^2}{2A m_p k^2} \text{КэВ} \cdot \text{Фм}^2 \quad (10)$$

назовем ротором оболочки. Ротор оболочки дает энергию γ -кванта, испущенного при условном вращательном переходе 1-0, либо 0-1, при собственном радиусе нуклона $b = 1$ Фм и является величиной, удобной для вычислений. На рисунках (таблицах) 6, 7, 8, 9 приведены разности квадратов квантовых чисел одинарных и двойных переходов, рис. 9, а также значения ротора для различных оболочек, рис. 7. На рис. 6 приведены уравнения квадрупольных моментов заряженных оболочек и подоболочек, необходимые для вычислений.

Пользуясь этими тремя таблицами, а также значениями квадрупольных моментов различных изотопов [15], подбирались кольцевые композиции и было сделано свыше 3000 пробных расшифровок ядерных спектров гамма-квантов для легких, средних и тяжелых ядер. Результатом этих расчетов, помимо установления конкретной структуры 85 ядер, явился график изменения параметров a и b , рис. 8.

Наиболее поразительным результатом анализа ядерных спектров является то, что в области атомного ядра вновь начинает работать квантовая теория Нильса Бора. Каждая оболочка вращается практически как жесткий ротор и дает почти одинаковые значения парамет-

Рис. 6. Уравнения квадрупольных моментов различных оболочек.

столбик

0E3	+ 16 a ²
0E4	+ 36 a ²
0E5	+ 64 a ²
0E7	+ 160 a ²
0E9	+ 320 a ²

подоболочки

2E3	32 a ² - 8 b ²
2Ф3	32 a ² - 12 b ²
2Ф5	160 a ² - 20 b ²
2Ф7	448 a ² - 28 b ²
3E3	48 a ² - 24 b ²
3Ф3	48 a ² - 36 b ²
3Ф5	240 a ² - 60 b ²
3Ф7	672 a ² - 84 b ²
4E3	64 a ² - 55 b ²
4Ф3	64 a ² - 82 b ²
4Ф5	320 a ² - 136 b ²
4Ф7	896 a ² - 191 b ²
4Ф9	1920 a ² - 246 b ²
5E3	80 a ² - 105 b ²
5Ф3	80 a ² - 157 b ²
5Ф5	400 a ² - 262 b ²
5Ф7	1118 a ² - 366 b ²
5Ф9	2400 a ² - 472 b ²

оболочки

2Ф1	- 4 b ²
3Ф1	- 12 b ²
4Ф1	- 27 b ²
5Ф1	- 52 b ²
6Ф1	- 90 b ²
7Ф1	- 141 b ²
6Ф3	96 a ² - 269 b ²
7Ф3	112 a ² - 424 b ²
8Ф3	128 a ² - 631 b ²
9Ф3	144 a ² - 895 b ²
9Ф5	720 a ² - 1490 b ²
10Ф5	800 a ² - 2040 b ²
11Ф5	880 a ² - 2720 b ²

$$b^2 = \frac{R}{\varepsilon_\gamma} (l_{up}^2 - l_{low}^2); \quad R = \frac{\alpha}{A_s k^2}; \quad \alpha = \frac{\hbar^2}{2m_p} = 20700 \text{ КэВ Фм}^2$$

Рис. 7. Значения ротора различных оболочек R КэВ Фм².

Σn ²	k	1,414	2,000	2,613	3,236	3,863	4,494	5,125	5,758	6,39	7,03
	k ²	2,000	4,000	6,828	10,47	14,93	20,20	26,27	33,16	40,8	49,4
	слои	2Ф	3Ф	4Ф	5Ф	6Ф	7Ф	8Ф	9Ф	10Ф	11Ф
0	1	2592	864	380	198	116	73,3	49,3	34,7	25,4	19,0
	2	1296	432	190	99	57,9	36,7	24,6	17,4	12,7	9,55
4	3	864	288	127	66	38,6	24,4	16,4	11,6	8,47	6,36
	4	648	216								
20	5	518	173	75,9	39,6	23,1	14,7	9,87	6,94	5,08	3,81
	6	432									
56	7	370	123	54,2	28,3	16,5	10,5	7,05	4,96		
	8										
120	9	288	96	42,2	22,0	12,8					

ра b для каждой оболочки и для всей последовательности переходов. Однако, существуют небольшие отклонения энергии уровней от расчетной величины, которые связаны с диссипацией, либо выделением энергии за счет связи магнитных полей оболочек. Это приводит к небольшому разбросу параметра b для отдельно взятой оболочки.

§ 4. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ОБОЛОЧКИ

С точки зрения электродинамики вращающаяся оболочка создает круговой ток:

$$I = \frac{q}{T} = \frac{1}{2\pi} q \omega = \frac{1}{2\pi} Z e \omega \quad (1)$$

здесь: q — заряд оболочки, T — период обращения, ω — угловая скорость вращения, Z — количество протонов в оболочке, e — заряд протона. Согласно Амперу [16] магнитный момент кругового тока определяется произведением тока в контуре на площадь, охватываемую током:

$$\mu = I S = I \pi r^2 = \frac{1}{2} q \omega r^2 = \frac{1}{2} Z e \omega r^2 \quad (2)$$

Однако, анализ магнитных моментов атомных ядер показывает, что формула Ампера (2) в чистом виде в атомном ядре не работает. Чтобы получить согласие с экспериментом, в формулу (2) нужно добавить Дираковский множитель 2, который подтверждается гиромангнитным отношением для вращения электрона:

$$\mu = 2 I S = 2 I \pi r^2 = q \omega r^2 = Z e \omega r^2 \quad (3)$$

В соответствии с формулой квантования углового момента:

$$A m_p \omega r^2 = \hbar l; \quad \omega r^2 = \frac{\hbar l}{A m_p} \quad (4)$$

здесь: A — количество нуклонов в оболочке. Если подставить это выражение в (3) и учесть, что ядерный магнетон принят как:

$$\mu_{yo} = \frac{e \hbar}{2 m_p} \quad (5)$$

то мы получим выражение для магнитного момента вращающейся оболочки:

$$\mu = \frac{Z e \hbar l}{A m_p} = \frac{2Z}{A} \mu_{yo} l \quad (6)$$

Рис. 10. Структура ядра дейтерия Н- 2.



Так как для внешней оболочки $2Z/A=1$, то магнитный момент внешней оболочки всегда равен величине азимутального квантового числа l в основном состоянии в величинах ядерного магнетона.

Собственный же магнитный момент всех нуклонов в оболочке определяется векторной суммой магнитных моментов двоек п-р (6, § 3).

§ 5. ЛЁГКИЕ ЯДРА

1. Дейтерий, Н - 2. Квадрупольный момент дейтона $Q = +0,29$ Фм². Но одиночный протон в составе дейтона создать квадрупольный момент не может. В работе [17] была предложена модель элементарных частиц, протона и нейтрона, состоящих из трёх кварков, в которой заряд кварка либо нулевой, либо равен $Z = \pm 1$. В ядре дейтона нейтрон расщепляется на кварки и один заряженный кварк, $Z = -1$, курсирует между двумя образовавшимися протонами, рис. 10. Ниже будет показано, что измеренные значения квадрупольного момента нужно домножать на коэффициент 4,0. Квадрупольный момент двойки п-р равен $Q/e = 2a^2$ [12], где a — радиус дейтона. Если домножить момент дейтона на 4,0, то мы получим: $Q/e = 1,16$ Фм². Если сами протоны и заряженный кварк имеют кольцевую структуру с радиусом кольца $r = 0,775$ Фм, [17], [18], то собственный квадрупольный момент кольцевого протона: $Q = - (0,775)^2 = - 0,6$ Фм². Понятно, что при измерении квадрупольного момента дейтона заодно измеряется и собственный квадрупольный момент кольца протона. Поэтому, чтобы получить квадрупольный момент взаимного положения протонов, от измеренной величины квадрупольного момента дейтона нужно отнять величину собственного квадрупольного момента кольцевого протона. Ниже будем обозначать Q/e как Q .

$$Q = 1,16 + 0,6 = 1,76 \text{ Фм}^2$$

Теперь можно вычислить расстояние между нуклонами:

$2a^2 = 1,76 \text{ Фм}^2$; $a^2 = 0,88 \text{ Фм}^2$; $a = 0,94 \text{ Фм}$; $2a = 1,88 \text{ Фм}$. Это значение, $0,94 \text{ Фм}$, примерно в 2 раза меньше обнаруженного в эксперименте [16, т.1, с.577], $r = 1,963 \text{ Фм}$. Это обстоятельство может быть связано с условиями эксперимента. Это увеличенное расстояние может быть и в том случае, если, к расстоянию по центру нуклона, $0,94 \text{ Фм}$ добавить собственный радиус нуклона $\sim 1,0 \text{ Фм}$.

2. Гелий, He-4, табл. 1, § 16. Изотоп гелий-4 образует элементарное кольцо из двух двоек $n-p$ с чередующимся расположением протонов и нейтронов. Расшифровка спектра гамма-квантов альфа-частицы обнаруживает тройные линии, триплеты с небольшой разницей в энергии переходов. Существование триплетов можно объяснить, если предположить, что в кольце реализуются различные варианты ориентации собственных спинов нуклонов относительно спина оболочки $2\Phi_1$. Таких вариантов можно насчитать всего три, что и объясняет существование триплетов, табл. 1. При максимальном возбуждении вращения кольца $2\Phi_1$, $l = 6$ и при радиусе кольца:

$$r = kb = 1,41 \cdot 0,95 = 1,34 \text{ Фм}$$

окружная скорость на краю оболочки составляет примерно $0,4 \text{ С}$ и далее для бóльших оболочек скорость на краю оболочки падает. Все это говорит о том, что задача о вращении ядерных оболочек является нерелятивистской.

3. Литий, Li-7, табл. 2. Это ядро образует кольцо из шести нуклонов с чередующимся расположением протонов и нейтронов и с нейтроном в центре кольца. Самый низкий по энергии γ -квант 477 КэВ образуется при вращении внешней оболочки $3\Phi_1$ с орбитальным квантовым числом $l = 3$ и при переворачивании нейтрона в центре ядра. Такие γ -кванты, переходы, которые образуются при пространственных переворачиваниях или наклонах подоболочек, мы назовем как магнитные переходы, магнитные γ -кванты M_1 , M_2 , M_3 для первой, второй и третьей оболочек в более тяжелых ядрах.

Измеренный квадрупольный момент ядра Литий-7, $Q/e = -3,66 \text{ Фм}^2$. По результатам расшифровки вращательных уровней параметр $b = 0,89 \text{ Фм}$. Зная этот параметр, сразу можно непосредственным методом вычислить квадрупольный момент кольца по формуле (4) § 2. К общему результату мы прибавляем со знаком минус собственный квадрупольный момент трех протонов:

$$H' = -Zk^2b^2 - 0,6Z = -3 \cdot 4(0,89)^2 - 0,6 \cdot 3 = -11,30 \text{ Фм}^2$$

Здесь мы убеждаемся, что вычисленный истинный квадрупольный

момент ядра литий-7 в 3,10 раза больше измеренного по старой методике квадрупольного момента [15]:

$$K = 11,3/3,66 = 3,10$$

Однако, значениям магнитных моментов атомных ядер можно доверять в большей степени, так как для них существует независимая оценка, связанная с гиромангнитным отношением [12]. Для основного состояния внешней оболочки мы принимаем $l = 1$, и соответственно, $\mu = 1,00 \mu_{\text{яд}}$. Если же все собственные спины нуклонов в оболочке выстраиваются в обратном по отношению к \vec{l} направлении, то собственный спин таких шести нуклонов $i = -3$, и, соответственно, собственный магнитный момент:

$$\mu_i = -0,857 \cdot 3 = -2,56 \mu_{\text{яд}}$$

где: $0,857 \mu_{\text{яд}}$ — магнитный момент дейтона, двойки п-р. Далее, спин центрального нейтрона $i = +1/2$ и собственный магнитный момент $\mu = -1,91 \mu_{\text{яд}}$. Складывая все спины и соответствующие магнитные моменты в два столбика, получаем, табл. 1:

ЗФ1:	l	i
	+1	-3
п:	0	+1/2
	$I = -3/2$	

μ_l	μ_i
+1,00	-2,56
0	-1,91
$\mu = -3,47$	

Полученное значение магнитного момента ядра литий-7 довольно хорошо соответствует измеренному магнитному моменту: $\mu = +3,26$. Здесь следует сказать, что спин ядра не вычисляется, а проводится согласование спина с измеренным значением, а далее уже вычисляется магнитный момент ядра. Орбитальный момент внешней оболочки принимается за положительный вектор. Тот факт, что знак спина ядра литий-7 отрицателен, можно сопоставить с так называемой четностью ядра.

4. Бериллий, Ве-9, табл. 3, образует кольцо из 8 нуклонов с нейтроном в центре кольца. Вычислены спин и, приближенно, магнитный момент ядра. Здесь следует сказать, что получить точное значение магнитного момента для большинства ядер по описанной методике довольно сложно, так как задача поведения набора гироскопов, которые образуют ядро, еще не изучена до конца. Параметр $b = 0,82$ Фм. Здесь снова можно непосредственным образом вычислить квадрупольный момент Ве-9, соответствующий моменту кольца плюс собственный квадрупольный момент 4 протонов со знаком минус:

$$H' = -Z k^2 b^2 - 0,6Z = -4 \cdot 6,83(0,82)^2 - 0,6 \cdot 4 = -20,7 \text{ Фм}^2$$

Измеренный $Q/e = +5,3 \text{ Фм}^2$ [15]. Но квадрупольный момент элементарного кольца из нуклонов может быть только отрицательным. Следовательно, для ядра Be-9 принимаем $Q/e = -5,3 \text{ Фм}^2$. Сравнивая этот измеренный Q с вычисленным, находим:

$$K = 20,7/5,3 = 3,90$$

Таким образом, здесь вычисленный квадрупольный момент в 3,90 раза больше измеренного значения.

5. Бор, В-10, табл. 4. Изотоп образует единичное кольцо из 10 нуклонов. Проводится расшифровка спектра гамма-квантов ядра и далее методом подбора проводится согласование спина и вычисляется магнитный момент. Квадрупольный момент ядра снова был записан со знаком плюс: $Q/e = +8,47 \text{ Фм}^2$, хотя единичное кольцо может иметь только отрицательное значение: $Q/e = -Z k^2 b^2 = -8,47 \text{ Фм}^2$.

Задача измерения электрического квадрупольного момента атомных ядер в эксперименте столь трудна, что за предыдущие 70 лет в разных странах было измерено всего 230 значений Q для разных ядер [15].

Еще раз вычислим истинный $Q/e = H$ ядра В-10 плюс собственный Q пяти протонов, со знаком минус, параметр $b = 0,90 \text{ Фм}$:

$$H' = -Z k^2 b^2 - 0,6 \cdot 5 = -5 \cdot 10,47(0,90)^2 - 0,6 \cdot 5 = -45,4 \text{ Фм}^2$$

Разделив полученное здесь значение на измеренное, получим:

$$K = 45,4/8,47 = 5,35$$

Истинное H для В-10 в 5,35 раз больше измеренного. Сбрав коэффициенты пропорциональности по пунктам 3, 4, 5, находим среднее значение коэффициента перенормировки квадрупольных моментов:

$$K = (3,10 + 3,90 + 5,35)/3 = 4,11 \pm 0,50$$

Поскольку точность этого значения не очень велика, далее для всех расчетов принимаем, что истинный квадрупольный момент для положения протонов больше измеренного в 4,0 раза, минус суммарный собственный Q всех протонов в ядре (со знаком минус):

$$H = (4 Q + 0,6 Z) \text{ Фм}^2$$

здесь: Z — число протонов, а 0,6 имеет размерность $0,6 \text{ Фм}^2$

Ядро В-10 испускает магнитный γ -квант 412 КэВ, при самом нижнем переходе из состояния с $l = 1$ в состояние покоя $l = 0$.

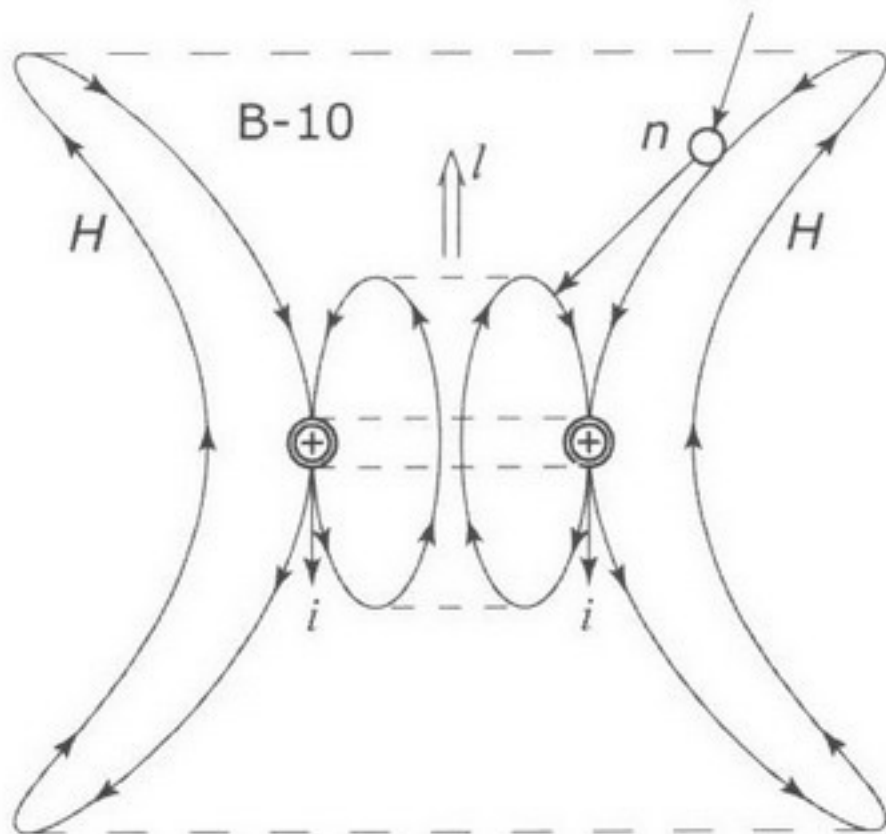


Рис. 11. Структура магнитного поля кольцеобразного ядра Бор-10.

Значение параметра b при этом переходе несколько отличается от среднего значения b для более высоких переходов. Это объясняется тем, что при переходе 1-0 выделяется некоторая потенциальная энергия, определяемая видом ядерного потенциала, а также потенциалами магнитных и кулоновских полей.

Изотоп В-10 имеет большое сечение захвата тепловых нейтронов 3837 барн, и при поглощении одного нейтрона и при последующем распаде этого нейтрона превращается в изотоп углерода С-11. Ядро С-11 образует кольцо из 8 нуклонов $4\Phi 1$ и в центре кольца — столбик из трех нуклонов $p-n-p$. Способность изотопа В-10 захватывать тепловые нейтроны объясняется своеобразной конфигурацией магнитного поля, магнитным октупольным моментом, рис. 11. Внутри кольца магнитные поля замыкаются одно на другое, а суммарное магнитное поле, создаваемое расположенными по кругу нуклонами, вне кольца принимает своеобразную форму в виде двух воронок, расходящихся от ядра. Попадая в эту ловушку, налетающие нейтроны отражаются от стенок воронки и направляются на само ядро, где и происходит захват нейтрона.

Структура четырех легких ядер: He-4, Li-7, Be-9, В-10 приведена на рис. 12.

He-4

Li-7

Be-9

B-10



Рис. 12. Структура некоторых легких ядер.

6. Углерод, С-12, табл. 5, имеет внешнее кольцо из 8 нуклонов $4\Phi_1$ и второе кольцо из 4 нуклонов $2\Phi_1$. Из опытов Роберта Хофштадтера [19] известно, что для ядер С-12 и О-16 был обнаружен провал плотности заряда и материи в центре ядер. Это явление можно объяснить тем, что вторая, внутренняя оболочка $2\Phi_1$ помимо вращения еще и осциллирует "по вертикали" относительно плоскости вращения внешнего кольца. За счет осцилляций второй оболочки компенсируется отрицательный квадрупольный момент внешней оболочки. Так как осцилляции происходят примерно по закону $Z = X \sin \omega t$, то в крайних положениях вторая оболочка находится относительно долго, а среднее положение проходит быстро. По этой причине измерения и дают, что ядро С-12 как бы "пустое" внутри.

Способность ядер углерода замедлять быстрые нейтроны можно объяснить как и в случае ядра Бора наличием магнитного октупольного момента.

7. Азот, N-14, Табл. 5. Это ядро образуют кольцо из 10 нуклонов $5\Phi_1$ и столбик p-p-p-r в центре внешней оболочки. В п. 1 мы рассматривали обменные процессы в ядре дейтерия. Здесь центральный столбик фактически состоит из двух двоек p-r. Учитывая, что в обеих двойках происходят обменные процессы, обмен зарядом между протоном и нейтроном, мы принимаем для центрального столбика выражение квадрупольного момента, среднее между $OE_2: +4 a^2$ и $OE_4: +36 a^2$, рис. 6, то есть:

$$(36a^2 + 4a^2) / 2 = +20a^2$$

Далее, перерасчет $Q = +1,56 \text{ Фм}^2$ дает, что истинный квадрупольный момент ядра:

$$H = 4 \cdot Q + 7 \cdot 0,6 = 6,25 + 4,2 = +10,45 \text{ Фм}^2$$

Записывая выражения для квадрупольных моментов кольца и столбика по уравнениям, рис. 6, вычисляем параметр $a = 1,62 \text{ Фм}$.

8. Кислород, O-16, табл. 6. Ядро образуют внешнее кольцо из 10 нуклонов 5Ф1 и вторая оболочка — кольцо из 6 нуклонов 3Ф1. Вновь, как и у ядра C-12, вторая оболочка помимо вращения еще и осциллирует по вертикали, поэтому ядро O-16 как бы "пустое" внутри. Атомы и ядра кислорода имеют большую распространенность в земной коре — 49 %, и, следовательно, ядра кислорода имеют очень большую устойчивость относительно долговременного распада. Хотя само по себе ядро O-16 чётно-чётное, тем не менее оно состоит из двух нечётных по протонам оболочек: 5Ф1 и 3Ф1.

9. Фтор, F-19, табл. 6. Ядро имеет внешнее кольцо 5Ф1, вторую кольцевую оболочку 3Ф1 с одним лишним нейтроном, или недостатком одного протона, и столбик из трех нуклонов p-p-p. В спектре γ -квантов вновь обнаруживаются триплеты, тройные линии. На этот раз их происхождение может быть связано с переходами при различных квантовых углах наклона спина второй оболочки (вместе со столбиком) относительно орбитального момента внешней оболочки. Обнаруживаются два магнитных γ -кванта M1, 110 КэВ и 198 КэВ, которые не укладываются в схему расшифровки остальных ротационных γ -квантов. Зная примерное значение вертикального параметра: $a = 1,8$ Фм, рис. 8, здесь по уравнениям квадрупольных моментов, рис. 6, решается обратная задача по определению квадрупольного момента ядра:

$$Q = (N - 0,6Z)/4 = (-2,3 - 0,6 \cdot 9)/4 = -1,9 \text{ Фм}^2$$

§6. ОБОЛОЧКА 6Ф1, Z = 10 – 15.

В легких ядрах от водорода и до фтора внешние и внутренние оболочки сменяются с калейдоскопической быстротой. Но, начиная с ядер неона и вплоть до ядер фосфора все изотопы имеют одну и ту же внешнюю оболочку 6Ф1. Эти изотопы также относятся к легким ядрам, Z = 1 – 15.

Структура всех последующих ядер: Z = 10 – 92, приведена в виде таблиц, § 16, табл. 7 – 46. Поэтому, за недостатком места, далее будут комментироваться только некоторые ядра.

11. Натрий, Na-22, табл. 7. Оболочка 6Ф1, вторая оболочка 3Ф1, столбик p-p-p. Здесь мы принимаем, что в столбике, в двух двойках p-p происходят обменные процессы и формула квадрупольного момента

для столбика — это среднее между OE2: $+4 a^2$ и OE4: $+36 a^2$, то есть $OE2/OE4 = 20 a^2$. Для данного изотопа нет измеренного значения Q . Но принимая для параметра a значение $a = 1,85$ Фм, по уравнениям для квадрупольных моментов мы вычисляем истинный $H = -28$ Фм² и Q в старых обозначениях $Q = -8,7$ Фм², которые могут быть измерены.

§7. ОБОЛОЧКА 7Ф1, Z = 16 – 24.

Внешняя оболочка 7Ф1 берет свое начало у изотопов серы и существует вплоть до ядер хрома, табл. 10 – 14.

20. Кальций, Ca-42, табл. 12. Оболочка 7Ф1, вторая трехслойная оболочка 4Ф3, в среднем слое которой не хватает одного протона, столбик р-п-п-р. Спин ядра $I = 0$. Но принимая для параметра $a = 1,95$ Фм, по уравнениям квадрупольных моментов оболочек вычисляем $H = +86$ Фм², или $Q = +18,5$ Фм². Квадрупольный момент этого ядра может быть измерен в возбужденном состоянии. Здесь наибольший интерес представляют нейтронноизбыточные устойчивые изотопы кальция. Изотоп Ca-48 имеет внешнюю оболочку 7Ф1, вторую заряженную трехслойную оболочку 5Ф3 с единственным протоном, расположенным в среднем слое второй оболочки и столбик р-п-п-р. Таким образом, избыток нейтронов поглощается увеличенной в размерах второй оболочкой 5Ф3.

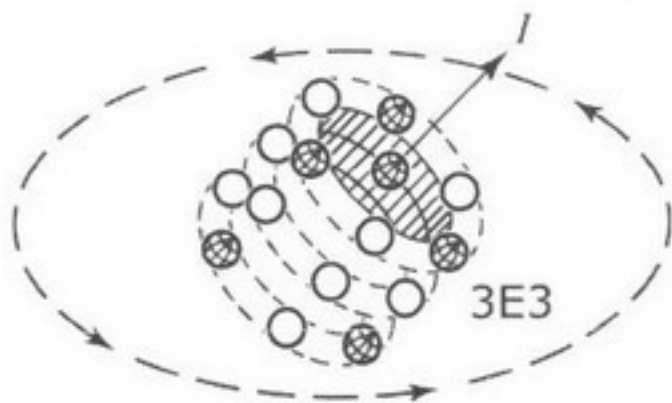
§ 8. ОБОЛОЧКА 6Ф3, Z = 25 – 28.

Внешняя оболочка 6Ф3 существует у ядер всего 4 элементов: марганец, железо, кобальт, никель.

26. Железо, Fe-57, табл. 15. Мессбауэровское ядро. Внешняя оболочка 6Ф3, вторая оболочка 3Е3 с прослойкой нейтронов, в центре ядра — столбик из 3 нуклонов, р-п-р. Материнское ядро Co-57 имеет такую же структуру, и лишь в среднем слое второй оболочки появляется протон вместо нейтрона. Вычисление квадрупольного момента для ядра Fe-57 дает значение $H = +232$ Фм², или $Q = +54$ Фм². Но примерно такое же значение квадрупольного момента измерено у изотопа Co-57, $Q = +52$ Фм². Вычисление вертикального параметра a дает: $a = 2,01$ Фм.

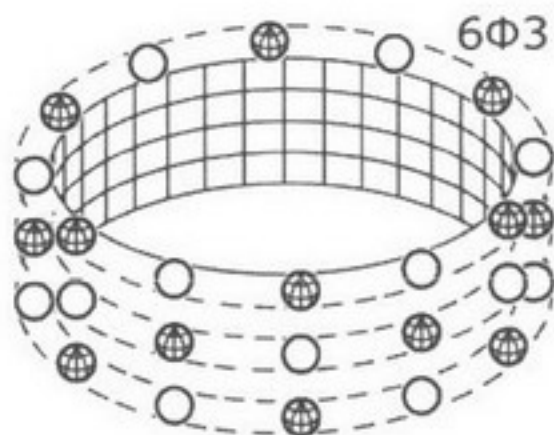
Все это говорит о том, что расшифровка спектров и квадрупольных моментов этих ядер является верной, рис. 13.

Рис. 13. Прецессия внутренней оболочки 3ЕЗ в поле внешней оболочки 6ФЗ в ядре Fe-57.



Излучение и поглощение мессбауэровского гамма-кванта 14,4 КэВ происходит во внешней оболочке 6ФЗ при квантовом переходе второй оболочки 3ЕЗ из положения с одним наклоном спина второй оболочки в положение с другим наклоном.

Fe-57



§ 9. ОБОЛОЧКА 7ФЗ, $Z = 29 - 35$.

У изотопов меди начинается свое существование следующая внешняя трехслойная оболочка 7ФЗ. "Вместимость" оболочки 7ФЗ несколько больше, чем у оболочки 6ФЗ, и по этой причине оболочка 7ФЗ существует у ядер семи элементов: медь, цинк, галлий, германий, мышьяк, селен и бром, табл. 16 - 19.

29. Медь, Cu-63, табл. 16. Внешняя оболочка 7ФЗ, вторая трехслойная оболочка 3ЕЗ с прослойкой из нейтронов, столбик р-п-р. Вычислен параметр $a = 1,98$ Фм.

30. Цинк, Zn-65, табл. 17. Внешняя оболочка 7ФЗ, вторая трехслойная оболочка 3ЕЗ с прослойкой из нейтронов, столбик р-п-р-п-р. Вычислен параметр $a = 2,04$ Фм.

31. Галлий, Ga-72, табл. 17. Внешняя оболочка 7ФЗ, вторая оболочка — кольцо из нейтронов 5n1, третья заряженная оболочка, контракомплект, пятислойная оболочка 2Ф5. Вычислен параметр $a = 2,00$ Фм.

§ 10. ОБОЛОЧКА 8ФЗ, $Z = 36 - 47$.

Оболочка 8ФЗ существует у ядер 12 элементов, начиная с криптона и вплоть до ядер серебра. В противоположность предыдущей оболочке 7ФЗ, оболочка 8ФЗ четно-четная. Она имеет 24 протона, 48 нуклонов. По этой причине группа ядер, принадлежащих этой оболочке: рубидий, стронций, иттрий, цирконий, молибден имеют несколько большую распространенность в земной коре, [15] чем ядра с предыдущей оболочкой 7ФЗ, то есть имеют большую устойчивость.

40. Цирконий, Zr-97, табл. 22. Ядро имеет внешнюю оболочку 8ФЗ, кольцо из нейтронов 7n1, третью укомплектованную протонами оболочку 3Ф5, столбик п-п-р-п-п. Устойчивость ядер циркония и малое сечение поглощения тепловых нейтронов объясняется существованием четно-четной внешней оболочки 8ФЗ и полностью укомплектованной третьей оболочкой 3Ф5. Принимая для квадрупольного момента ядра Zr-97 небольшое значение Q отрицательного знака $Q = -16 \text{ Фм}^2$, по уравнениям получаем правильное значение параметра $a = 2,00 \text{ Фм}$. Но можно поступить и наоборот. Принимая значение вертикального параметра $a = 2,0 \text{ Фм}$, которое ложится на кривую рис. 8, по уравнениям квадрупольных моментов вычисляем значение $Q = -16 \text{ Фм}^2$.

§ 11. ОБОЛОЧКА 9ФЗ, $Z = 48 - 56$.

Внешняя оболочка 9ФЗ существует у ядер девяти элементов от кадмия и до бария. Несколько меньшая по сравнению с оболочкой 8ФЗ (12 элементов) область существования оболочки 9ФЗ объясняется тем, что сама оболочка 9ФЗ — нечетная — 27 протонов, и, кроме того, имеет значительный собственный квадрупольный момент отрицательного знака: $H = -1400 \text{ Фм}^2$ или $Q = -350 \text{ Фм}^2$.

54. Ксенон, Xe-139, табл. 29, имеет внешнюю оболочку 9ФЗ, двуслойное кольцо из 28 нейтронов 7n2, третью заряженную оболочку, контракомплект, 5Ф5, с недостачей одного протона и вытянутый столбик из 7 нуклонов, р-п-п-р-п-п-р. Анализируя спектр γ -квантов, получаем значения параметра b для всех трех оболочек, затем по уравнениям вычисляем параметр $a = 2,15 \text{ Фм}$.

Изотоп Xe-135 имеет такую же структуру, полностью укомплектованную протонами третью оболочку 5Ф5 и столбик из трех нуклонов р-п-р. Сечение захвата тепловых нейтронов 2650000 барн.

§ 12. ОБОЛОЧКА 9Ф5, $Z = 57 - 75$.

"Вместимость" пятислойной оболочки 9Ф5 для внутренних оболочек такова, что она существует у ядер 19 элементов, начиная с лантана и вплоть до ядер рения, табл. 30–39. По чистой случайности начало существования оболочки 9Ф5, лантан, совпадает с началом существования редкоземельных элементов, атомные свойства которых определяются электронными оболочками самих атомов.

71. Лютеций, Lu-176, табл. 37. Оболочка 9Ф5, двуслойная нейтронная оболочка $7n_2$, третья семислойная заряженная оболочка с прослойкой из нейтронов 4Ф7, в центре ядра — два одиночных протона, которые расходятся один относительно другого и удерживаются на краях третьей оболочки за счет ядерных сил притяжения. Спектр γ -квантов внешней оболочки берется у другого изотопа Lu-171.

На ядрах редкоземельных элементов изучалась коллективная модель атомных ядер [20]. При этом было обнаружено такое явление, как обратный загиб момента инерции с ростом квантового числа возбуждения ротационных состояний, первый бэкбендинг и второй бэкбендинг [20]. Данная проблема здесь легко объясняется на основе сверхтекучей модели атомного ядра Н.Н. Боголюбова, в которой моменты инерции внешней части ядра и внутренней части меняются скачкообразно.

§ 13. ОБОЛОЧКА 10Ф5, $Z = 75 - 84$.

Оболочка 10Ф5 существует у ядер 10 элементов, от рения и до полония, табл. 40 – 43. Менее устойчивые изотопы с оболочкой 10Ф5 существуют также у ядер астата, радона и франция. Третьи оболочки у всех ядер этой группы семислойные, и ядра имеют относительно небольшие значения квадрупольных моментов.

80. Ртуть, Hg-195, табл. 42. Нейтроннодефицитное ядро. Внешняя пятислойная оболочка 10Ф5, комплект. Далее двуслойное кольцо из нейтронов $6n_2$, третья оболочка – семислойная – 4Ф7 с двумя протонами в среднем слое, четвертая двуслойная нейтронная оболочка $2n_2$ из 8 нейтронов, столбик $p-p-p-p-p-p$. Далее, путем пробных вычислений определяем знак квадрупольного момента Q , который оказался отрицательным $Q = -127 \text{ Фм}^2$. Если принять для $Q = +127 \text{ Фм}^2$ [15], то мы получаем завышенное значение параметра a , которое не укладывается в график рис. 8. Далее вычисляем истинное значение $a = 2,44 \text{ Фм}$.

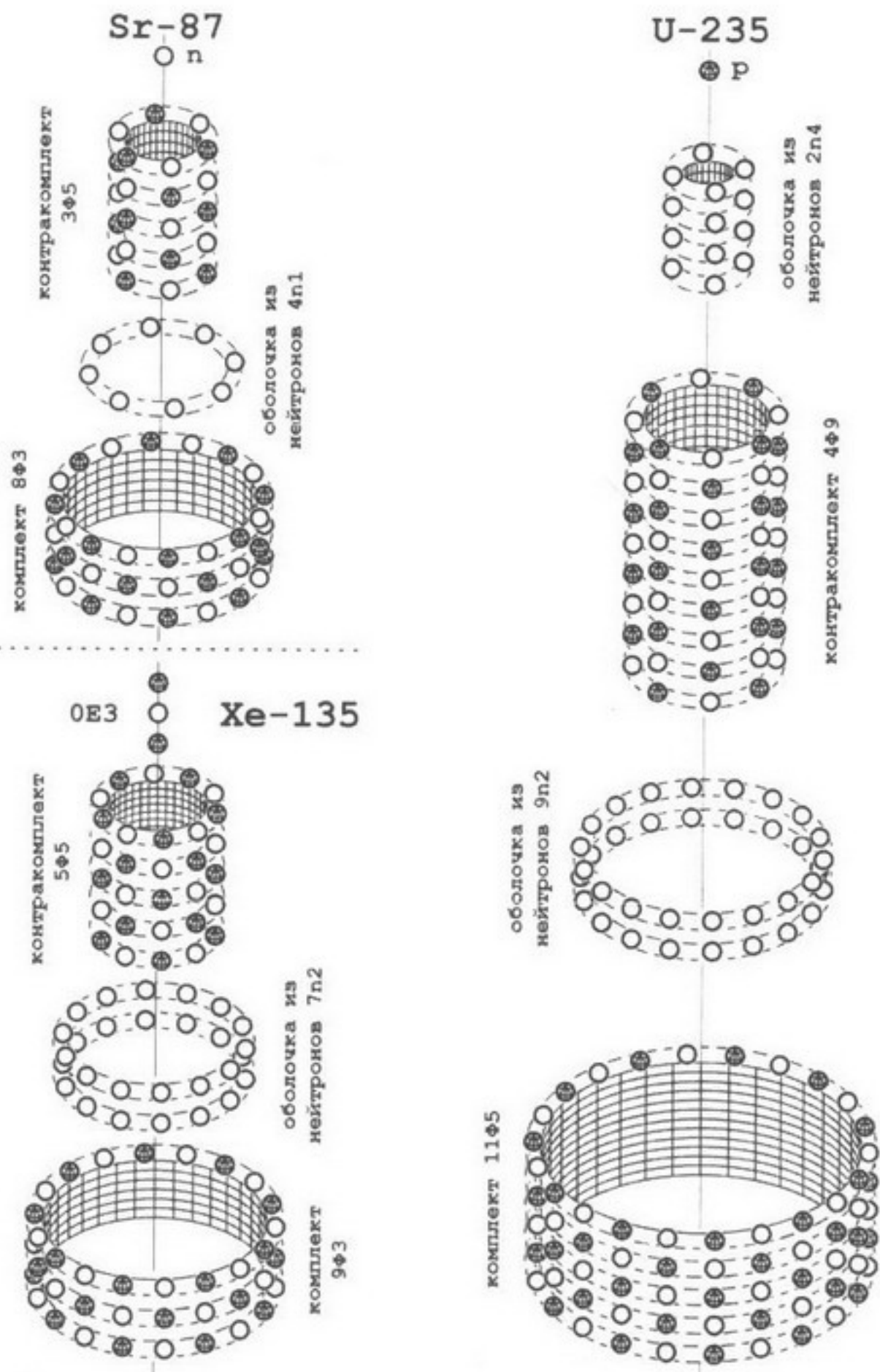


Рис. 14. Структура ядра U-235 и изотопов осколков деления: Sr-87 и Xe-135.

§ 14. ОБОЛОЧКА $11\Phi 5$, $Z = 88 - 95$.

Оболочка $11\Phi 5$ существует у изотопов, начиная с франция и вплоть до фермия. В табл. 44 представлены изотопы тория и урана.

92. Уран, U-237, табл. 44. Оболочка $11\Phi 5$, двуслойная нейтронная оболочка $9n2$, третья девятислойная, укомплектованная протонами оболочка $4\Phi 9$, четвертая четырехслойная нейтронная оболочка $2n4$, столбик $n-p-n$. Спектр γ -квантов, представленный в [14] для U-237 имеет 25 измеренных значений γ -квантов. По той причине, что в таблице на пол-листа умещается всего 14 значений γ -квантов, была сделана выборка из спектра наиболее интенсивных линий и 14-ти значений оказалось вполне достаточно для полной расшифровки структуры изотопа.

Изотоп и U-235 имеет в центре ядра одиночный протон, который связан ядерными силами притяжения с четвертой оболочкой и с третьей оболочкой. Этот одиночный протон легко может присоединить к себе медленный тепловой нейтрон. При этом вся центральная часть ядра, контракомплект $4\Phi 9$ и четвертая оболочка вместе с двумя нуклонами испытывает небольшое смещение, сдвиг по центральной оси. Затем происходит дальнейшее наращивание кулоновских сил выдавливания со стороны внешней оболочки, в результате чего контракомплект вместе с четвертой оболочкой и столбиком выскальзывают и вылетают из ядра. Ядро распадается. Осколки распада могут прихватить друг у друга то или иное количество нуклонов, но наиболее вероятная схема распада диктуется геометрией ядра, рис. 14:



Радиус внешней оболочки урана по осям нуклонов:

$$\rho = k b = 7,03 \cdot 2,56 = 18 \text{ Фм}$$

Половина высоты третьей оболочки:

$$h = N a = 8 \cdot 2,7 = 21,6 \text{ Фм}$$

Таким образом, ядро уран-237 можно представить в виде слегка вытянутого эллипсоида с осями $b = 18 \text{ Фм}$ и $a = 21,6 \text{ Фм}$. Если учесть еще и собственные размеры нуклонов, то расчеты дают, что удельный объем, приходящийся на один нуклон, составляет примерно 140 Фм^3 , что соответствует шару с радиусом:

$$r = 3,2 \text{ Фм}$$

§ 15. В Ы В О Д Ы

По приведенным схемам расшифровки для 85 ядер — изотопов далее облегчается расшифровка структуры примерно еще пятисот стабильных изотопов и изотопов, лежащих по обеим сторонам от дорожки стабильности. При этом появляется возможность предсказывать квадрупольные моменты и вычислять магнитные моменты.

Развиваемую здесь модель атомного ядра можно назвать как ротационную модель кольцевых оболочек. Данная модель объясняет преобладание положительных квадрупольных моментов над отрицательными, как результат формирования внутри внешних оболочек трех-, пяти-, семи- и девятислойных вытянутых цилиндрических подоболочек, которые компенсируют отрицательное значение собственных квадрупольных моментов внешних оболочек, и в большинстве случаев компенсируют с избытком, что и приводит к положительным значениям моментов, как, например, у ядер редкоземельных элементов.

Данная модель легко объясняет эффект обратного загиба момента инерции в предыдущей ротационной модели, бэкбендинг [20], как результат скачкообразного изменения моментов инерции оболочек. Наконец, модель ядра урана, имеющего 4 оболочки, качественно и количественно объясняет эффект деления ядер урана, как результат выскальзывания двух внутренних оболочек из кольца внешних оболочек.

Основные признаки правильной расшифровки спектра γ -квантов — это связность спектра, строгая последовательность переходов: 2-1, 3-2, 4-3 и т. д., для каждой оболочки, приближенное постоянство параметра b для каждой оболочки и соответствие параметров a и b таблице рис. 8 для каждого изотопа. Для предварительного анализа нужно выбирать "бедные" спектры, лишённые множества тесных групп линий, но выбирать спектры, разнесённые по энергиям гамма-квантов.

Здесь следует сказать, что саму природу ядерных сил притяжения, исходя из изложенного материала, пока установить нельзя. Вполне очевидно, что эту проблему можно разрешить лишь на уровне элементарных частиц.

В заключение автор хотел бы поблагодарить проф. В.М. Дубовика и проф. Л. А. Малова (ОИЯИ, Дубна) за обсуждение и поддержку.

§ 16. КОЛЬЦЕВЫЕ СТРУКТУРЫ ИЗОТОПОВ

Табл. 1

стабильные изотопы гелия: $A = 3, 4$. A — количество нуклонов в ядре.

Развертка оболочек ядра		переход	$R, \Delta I^2$	ϵ_{γ} КэВ	b Фм
2 – He – 4 стабильный изотоп.		<u>2Ф1</u>	<u>2592</u>		
2Ф1 1) $l = \uparrow\uparrow 2\hbar$ $i = 2$	Орбитальный момент вращения кольца $2\hbar$	4-3	7	20100	0,95
		4-3	7	21270	0,92
		4-3	7	21900	0,91
2) $i = 0$	Собственный спин отдельного нуклона ($\frac{1}{2}\hbar$)	3-1	8	23900	0,93
		3-1	8	24000	0,93
		3-1	8	24300	0,92
3) $i = 0$	Второй вариант сочетания спинов отдельных нуклонов	5-4	9	24900	0,97
		5-4	9	25500	0,96
		5-4	9	25900	0,95
3) $i = 0$	Третий вариант взаимного расположения спинов отдельных нуклонов	6-5	11	27290	1,02
		6-5	11	28000	1,01
		6-5	11	28500	1,00
		4-2	12	31800	0,99

Вычисление параметра b :

$$b^2 = \frac{R}{\epsilon_{\gamma}} (l_{up}^2 - l_{low}^2)$$

$$b^2 = \frac{2592}{20100} (4^2 - 3^2) = \frac{2592 \cdot 7}{20100} = 0,90 \text{ Фм}^2$$

$$b^2 = 0,90 \text{ Фм}^2;$$

$$b = 0,95 \text{ Фм}$$

Развертка оболочек ядра		переход	$R, \Delta I^2$	ϵ_{γ} КэВ	b Фм
95 - Am - 241 нестаб.		<u>11Ф5</u>	<u>3,81</u>		
	4Ф9	10-8	36	18	2,76
	0E7	<u>9n2</u>	<u>17,4</u>		
11Ф5	0E7	3-2	5	26,4	1,81
!!	9n2	4-3	7	33,2	1,91
!!	000000 ...	3-1	8	43,4	1,79
!!	000000 ...	4-2	12	59,6	1,87
!!	000000 ...	<u>4Ф9</u>	<u>42,2</u>		
!!	000000 ...	4-3	7	103	1,70
	000000 ...	3-1	8	113	1,73
	000000 ...	5-4	9	130	1,71
55 + 36 + 4 = 95		6-5	11	159	1,72
110 + 36 + 72 + 16 + 7 = 241		5-3	16	210	1,79
		6-4	20	270	1,77
		7-5	24	330	1,75
		8-6	28	370	1,78

$$I = 5/2$$

$$\mu = +164$$

$$Q = +4,90 \text{ Фм}^2, \quad H = +1960 \text{ Фм}^2$$

Вычисление вертикального параметра a :

$$\begin{aligned}
 11\Phi 5: & \quad 880a^2 - 2720(2,76)^2 \\
 4\Phi 9: & \quad + 1920a^2 - 246(1,75)^2 \\
 0E7: & \quad + 160a^2 \\
 \hline
 & \quad 2960a^2 - 20800 = +1960 \text{ Фм}^2 \\
 & \quad 2960a^2 = 23510 \text{ Фм}^2 \\
 & \quad a = 2,81 \text{ Фм}
 \end{aligned}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1, М., 1974, Атомиздат, 584 с.
2. Поллард Э., Дэвидсон В. Прикладная ядерная физика. М-Л, ОГИЗ, 1947, с. 14.
3. Бор О, Моттельсон Б., Структура атомного ядра. М, Мир, 1971, т. 1, 456 с., т. 2, 664 с.
4. Беляев С.Т., Зависящее от времени самосогласованное поле и коллективный гамильтониан ядра. Новосибирск, 1964.
5. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. М. , Наука, 1974, 303 с.
6. Малов Л. А., Соловьев В. Г. I. Квазичастично-фононная модель ядра. II. Фононное пространство. Е-λ гигантские резонансы в деформированных ядрах. // ЭЧАЯ, 1980, т. II, с. 301.
7. K.A. Gridnev, S.Yu. Torilov, D.K. Gridnev, V.G. Kartavenko and W. Greiner // Model of Binding Alpha-Particles and Applications to Superheavy Elements. Modern physics, E, v. 14, #4, June 2005.
8. Поликанов С. М. Необычные ядра и атомы. М, Наука, 1977, с. 8.
9. Wilkinson D.H. Alpha-Neutron ring and chains. // Nuclear Physics, 1986, A 452, N 2, p. 296-350.
10. Демиденко В.Н. Цилиндрическая модель ядерных оболочек. // Физическая Мысль России, 2001, №1, с. 90-94.
11. Демиденко В. Н. О вращении кольцевых оболочек в атомных ядрах. // Физическая Мысль России, 2003, №2, с. 107-114.
12. Копферман Г. Ядерные моменты. ИЛ, М., 1960, 485 с.
13. Ланько Э.В., Домбровская Г.С., Шубный Ю.К. Вероятности электромагнитных переходов атомных ядер, Л, Наука, 1972, 701 с.
14. Селинов И.П. Изотопы, М. Наука, 1970, т. 1, 623 с., т. 2, 1231 с.
15. Физические величины. М. Энергоатомиздат, 1991, с. 1048-1051.
16. Гальцов Д.В. Магнитный момент. Физическая Энциклопедия, М, БРЭ, 1998, т. 2, с. 686.
17. Демиденко В.Н. О тороидальной модели элементарных частиц и кварков Дубовика // ФМР, 2001, т. 2, с. 76-79.
18. Матора И.М. Реальный электрон. М, Э-Атомиздат, 2006, 136 с.
19. Hofstadter R. Electron scattering and nuclear structure // Rev. Mod. Phys., 1956, 28, N 3, p. 214-254.
20. Павличенков И.М. Вращательное движение ядра. Физическая Энциклопедия, М, СЭ 1988, т. I, с. 338-341.
21. Nuclear Data Sheets. v.107, n 8 (2006)

О Г Л А В Л Е Н И Е

	стр.
§ 1. Введение	3
§ 2. Кольцевые оболочки	4
§ 3. Вращение кольцевых оболочек	7
§ 4. Электродинамика оболочек	14
§ 5. Легкие ядра	15
§ 6. Оболочка 6Ф1, $Z = 10 - 15$	21
§ 7. Оболочка 7Ф1, $Z = 16 - 24$	22
§ 8. Оболочка 6Ф3, $Z = 25 - 28$	22
§ 9. Оболочка 7Ф3, $Z = 29 - 35$	23
§ 10. Оболочка 8Ф3, $Z = 36 - 47$	24
§ 11. Оболочка 9Ф3, $Z = 48 - 56$	24
§ 12. Оболочка 9Ф5, $Z = 57 - 75$	25
§ 13. Оболочка 10Ф5, $Z = 75 - 84$	25
§ 14. Оболочка 11Ф5, $Z = 88 - 95$	27
§ 15. Выводы	28
§ 16. Кольцевые структуры изотопов	29
Список литературы	75

Отзывы и замечания просьба отправлять по адресу:
v.demi@mail.ru

<http://pramatter.ru>

ДЕМИДЕНКО ВЛАДИМИР НИКИТОВИЧ

Компьютерный набор

А.В. Демиденко

Рукопись поступила 17.08.2009. Авт. л. 4, 0, тираж 300 экз.

Отпечатано на ротапинтере, Множительный центр, МЦ-1, Череповец.