

УДК: 531.9+539.12.01

## СТРУКТУРА АТОМНОГО ЯДРА И ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ЗАКОН МЕНДЕЛЕЕВА

Холманский А.С.

Научно-испытательная лаборатория ООО «ФЛЛ», Москва, [allexhol@ya.ru](mailto:allexhol@ya.ru)

### АННОТАЦИЯ

В работе смоделировали структуру ядра системой оболочек, состоящих из комбинаций сферических и кольцевых вихрей. Связав спин и магнитный моменты ядер с динамикой внешней оболочки ядра, определили ее тип и провели полуэмпирический расчет параметров ее структуры для стабильных и нестабильных изотопов ядер в последовательности порядкового номера  $Z$  от 1 до 37. Сопоставление полученных размеров ядер с радиусами электронных оболочек атомов позволило выявить определенную корреляцию. На основании ее заключили, что закономерности в изменении структуры атомного ядра могут детерминировать периодический закон Менделеева.

**Ключевые слова:** структура ядра; параметры внешних оболочек; корреляция радиусов ядер и атомов; периодический закон.

### ABSTRACT

In the modeled structure of the core shells system, consisting of a combination of spherical and ring vortices. Coupled spins and magnetic moments of the nuclei with the dynamic of the outer shell of the nucleus, to determine the type and calculated parameters of structure of stable and unstable isotopes of nuclei in the sequence of the serial numbers  $Z$  from 1 to 37. A comparison of the size of the nuclei with the radii of the electron shells of atoms revealed certain correlation. On its basis we concluded that the patterns change in the structure of the nucleus appear on Mendeleev's periodic law.

**Keywords:** nuclei structure; the parameters of the outer shells; the correlation radii of nuclei and atoms; periodic law.

## ВВЕДЕНИЕ

Д.И. Менделеев не только обосновал зависимость химических свойств элементов от их массового числа ( $A$ ), но и предсказал, что «атомы простых тел суть сложные существа, образованные сложением некоторых еще меньших частей» и «периодическому закону будущее грозит не разрушением, а только надстройкой и развитие быть обещающими» [1]. С открытием ядерно-электронной структуры атома число  $A$  в периодическом законе было заменено на заряд ядра или число протонов (электронов) в ядре ( $Z$ ). Числом  $Z$  определяется порядковый номер атома в периодической системе Менделеева. В силу монотонности изменений  $A$  и  $Z$  их нельзя было напрямую связать с периодичностью свойств элементов. Решить эту проблему удалось только с применением формализма квантовой механики и экспериментальных данных атомной спектроскопии. Правила квантования энергии и заселенности электронных уровней, а также представления об электронных орбиталях и оболочках позволили связать химические свойства веществ с физическими свойствами электронных структур атомов и молекул. При этом периодичность свойств элементов была объяснена повторением схемы построения их внешней электронной оболочки через определенные периоды в последовательности чисел  $Z$  (Рис 1).

Стабильность пространственно-энергетической иерархии электронных оболочек атома обусловлена взаимодействием между ядром и электронами. Причем, учитывая порядок отношения масс электрона и протона ( $\sim 10^{-3}$ ), можно условно считать, что электроны маркируют своими орбиталями силовые линии собственного электромагнитного поля атома. Влияние заряда ядра, его спина и магнитного момента на форму и энергетику этого поля особенно отчетливо проявляется на элементах с малыми значениями числа  $Z$ . Например, спин протона в атоме водорода во многом определяет физико-химические свойства воды [2,3]. Влияние ядра на электронные уровни атомов проявляется на их оптических свойствах, что позволяет определять спин ядра, его магнитный и квадрупольный моменты и зарядовый радиус ( $r_e$ ) [4,5].

При всей очевидности участия ядер в формировании электронных конфигураций атомов зависимость их физико-химических свойств от структуры ядер в атомной физике не принимается во внимание. Руководствуясь законами диалектики и используя правила квантовой механики, автор разработал алгоритм построения и расчета вихревой модели структур элементарных частиц и ядер [6-8]. Достоверные опытные данные в алгоритме играют роль граничных условий. Таким образом, рассчитали

вихревые структуры нейтрона, протона и электрона в основном и возбужденном состояниях.

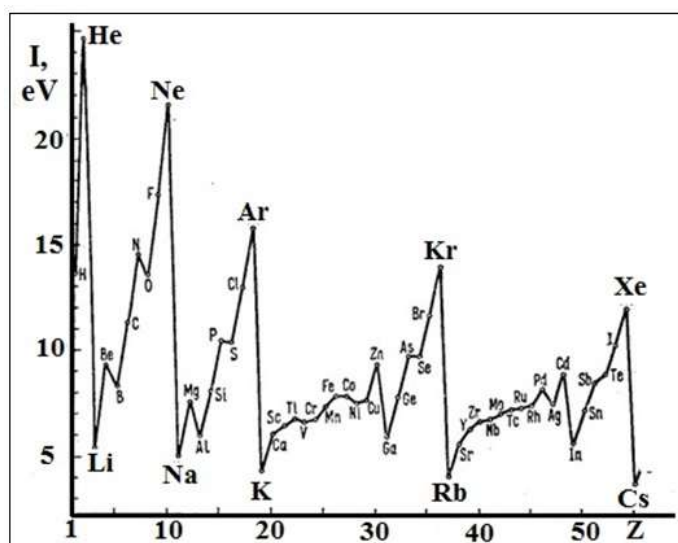


Рис 1. Зависимости потенциалов ионизации атомов от порядкового номера (Z).

В настоящей работе алгоритм применили для расчета вихревых структур стабильных и нестабильных изотопов элементов с Z от 1 до 37 с целью выявления корреляций между параметрами структуры ядра и физико-химическими свойствами элементов. Ряд элементов с Z от 1 до 37 включает практически все макро и микроэлементы, свойства которых обусловили возникновение, а затем и развитие земной биосферы. Кроме того этот ряд элементов достаточен для иллюстрации периодического закона Менделеева (Рис 1).

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Для расчетов брали данные по массе (m), заряду (q), спину (S), магнитному ( $\mu$ ) и квадрупольному моменту (Q) ядер из [9]. При выборе оптимальной структуры ядра учитывали знак Q. В образовании магнитно-массового скелета ядерной структуры участвуют в общем случае три тороидальных вихря – сфероподобная оболочка (Sh) и два кольцеобразных вихря, расположенных внутри (In) и вне (Ex) оболочки (Рис 2). С этими вихрями динамически связаны потоки электромагнитной энергии, образующие овал Кельвина и отвечающие за электрические характеристики ядра [7,8]. На Рис 2а овал Кельвина обозначен пунктирной линией.

Толщина слоя оболочки и собственный радиус колец считали много меньшими их радиусов (r) и полагали  $r_{in} = r_{sh}$ . Правила сборки Sh, In и Ex из начальных хиральных вихрей (энергоформ, далее – ЭФ) описаны в [6-8]. Структура ядра включала систему вложенных закрытых оболочек (CSH), образованных из коррелированных пар протонов

$pp^*$ , далее –  $(pp)$  и нейтронов  $nn^*$ , далее –  $(nn)$  с инверсными спинами. Момент импульса ( $L_i$ ) элементов нуклонов в таких парах равнялся нулю, а электрический заряд ( $q_i$ ) суммировался. Для CSH полагали  $r_{ex} = r_{sh}$ . CSH имели нулевые  $S$  и  $\mu$ , а их  $r$  определялся только квантовым числом ( $k$ ), которое зависело от  $Z$ , но не зависело от числа пар.

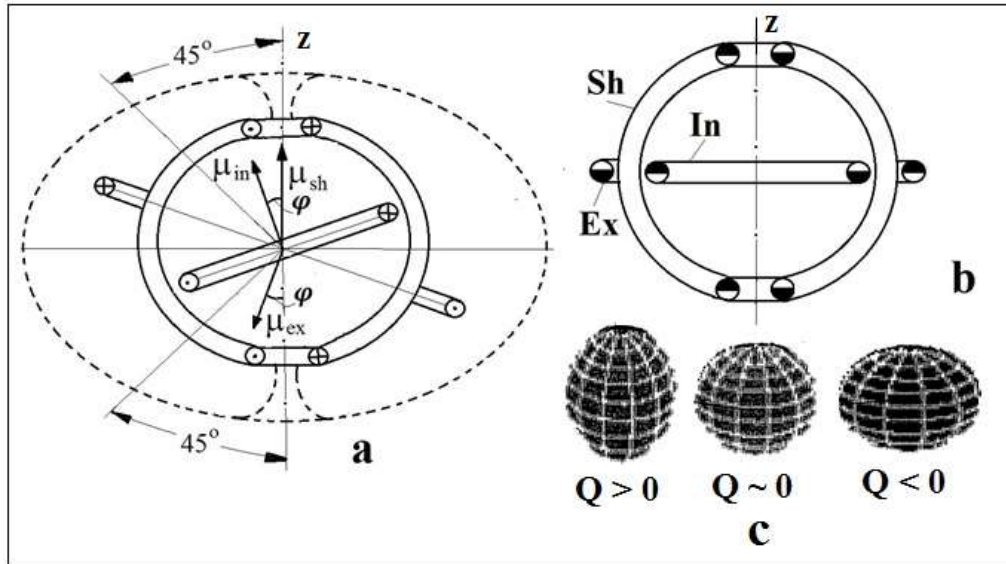


Рис. 2. Принципиальные схемы устройства открытой (а) и закрытой (б) оболочки ядра. Плюсы, точки и закрашенные наполовину кружки обозначают направления вращений элементов магнитного скелета ядра. Пунктиром условно обозначена область потоков электромагнитной энергии отвечающих за природу электрического заряда ядра и знак квадрупольного момента (с).

Внешние открытые оболочки (OSH) ядер (Рис 2а) имели различное число неспаренных нейтронов ( $n$ ) и протонов ( $p$ ). Рассчитывали следующие типы OSH:  $n$ -подобная OSH, содержащая  $n$ ,  $3n$ ,  $5n$ ;  $p$ -подобная OSH – содержащая  $p$  или  $3p$ ;  $d$ -подобная, гибридная OSH состава:  $np$ ;  $2n+p$ ,  $2p+n$ ,  $3p+n$ . Тип OSH выбирали с учетом величины  $S$  и знака  $Q$ , варьируя при этом углы проекций векторов  $L_i$  на ось вращения ядра (ось  $z$  на Рис 2). Положительный знак  $Q$ , то есть растяжение структуры ядра по оси  $z$ , связывали с отклонениями  $L_i$  на углы  $\varphi = 45 - 90^\circ$ . Растяжение в направлении перпендикулярном  $z$  (отрицательный знак  $Q$ ) связывали с отклонением  $L_i$  на углы  $\varphi = 0 - 45^\circ$ , (Рис 2). Соответственно, величина  $\cos\varphi$ , равная отношению проекции  $L_i$  на ось  $z$  ( $L_i^z$ ) к  $L_i$  ( $\frac{L_i^z}{L_i}$ ) при этом была меньше или больше значения  $\cos 45^\circ \approx 0,76$ . При установлении типа внешней оболочки учитывали значения энергий отделения первых  $n$  или  $p$  от ядер, определив их по дефектам масс (см. Таблицу 1). Качественная согласованность между типом оболочки и значениями энергий служила дополнительным критерием в выборе модели структуры ядра.

Таблица 1

## Типы и энергия отделения нуклонов от внешних оболочек

Z	Ядро	Энергия отделения (эВ)		Тип внешней оболочки	Продолжение таблицы				
		n	P		1	2	3	4	5
					19	K39	13,1	6,8	3p
1	2	3	4	5	19	K40*	7,8	7,6	np
2	He4	20,6	19,8	CSH	20	Ca40	15,7	8,3	CSH
3	Li7	7,3	10	p	20	Ca41*	8,4	8,9	3n
4	Be9	8,1	16,9	3n	21	Sc45	11,4	6,9	2n+p
5	B10	8,5	6,6	3p+n	21	Sc46*	8,9	8,3	np
5	B11	11,4	11,2	2n+p	22	Ti48	11,7	11,5	CSH
5	B12*	3,4	14,2	np	22	Ti49	8,2	11,6	n
6	C11*	13,1	8,8	n	23	V50*	9,3	7,9	3p+n
6	C12	18,7	16	CSH	23	V51	11,1	8,1	p
6	C13	5	17,6	2p+n	24	Cr52	12,1	10,5	CSH
6	C14*	8,2	20,8	CSH	24	Cr53	7,9	11,1	n
7	N13*	20,1	1,9	2n+p	25	Mn52*	10,6	6,6	3p+n
7	N14	7,1	0,5	np	25	Mn55	10,6	8,1	3p
7	N15	17,9	10,2	2n+p	26	Fe56	11,2	10,2	CSH
8	O15	13,2	14,3	n	26	Fe57	7,7	10,6	n
8	O16	15,6	15,6	CSH	27	Co59	10,5	7,3	3p
8	O17	4,2	13,9	3n	28	Ni58	12,2	8,2	CSH
9	F17*	16,8	0,6	3p	28	Ni61	7,8	9,9	n
9	F19	10,4	8,0	p	29	Cu63	10,7	6,3	2n+p
10	Ne20	16,9	12,8	CSH	30	Zn64	11,9	7,7	CSH
10	Ne21	6,8	12,8	n	30	Zn65*	8,0	7,7	3n
11	Na23	12,4	8,8	3p	31	Ga68*	8,3	6,5	np
12	Mg24	16,5	11,8	CSH	31	Ga69	10,3	9	p
12	Mg25	8,8	12,1	n	32	Ge70	11,6	8,6	CSH
13	Al27	21,3	8,3	3p	32	Ge71*	7,4	8,3	n
13	Al28*	7,7	9,5	np	32	Ge73*	6,7	10	5n
14	Si28	17,2	11,6	CSH	33	As75	10,2	6,9	3p
14	Si29	8,5	12,4	n	34	Se77	6,4	9,6	n
15	P31	12,3	7,3	p	34	Se80	9,9	11,3	CSH
16	S32	11,2	18,2	CSH	35	Br81	10,2	7,1	3p
16	S33	8,7	9,6	3n	35	Br82*	7,6	8,4	3p+n
17	Cl35	12,7	6,4	2n+p	36	Kr83	7,5	9,8	3n
17	Cl36*	8,6	8,0	3n+p	36	Kr84	10,5	10,7	CSH
18	Ar36	15,6	8,3	CSH	37	Rb85	10,5	7,1	3p
18	Ar40	9,9	12,5	CSH	37	Rb86	8,6	8,5	np

Параметры структуры CSH и OSH рассчитывали, решая системы уравнений (1)-(5) с учетом условий (6)-(9). Эмпирическое значение магнитного момента ядра  $\mu_f = f\mu_N$  ( $\mu_N$  – ядерный магнетон Бора) приравнивали сумме проекций  $\mu_i = \frac{L_i \cos \varphi |q_i|}{2m_i c}$  Sh, In и Ex внешней OSH. Для OSH, содержащей  $j$  нуклонов масса  $m = jm_N$ , где  $m_N = m_n \cong m_p = 1,67 \cdot 10^{-24}$  г.

$$L_{sh} = \frac{2}{3} m_{sh} r_{sh}^2 \omega_{sh} = \frac{2k-1}{2} \hbar, \quad (1); \quad L_{in} = m_{in} r_{sh}^2 \omega_{sh} = k\hbar, \quad (2);$$

$$L_{ex} = m_{ex} r_{ex}^2 \omega_{ex} = -k\hbar, \quad (3); \quad (1)-(3) – \text{квантование вращательных моментов.}$$

$$\mu_f = f\mu_N = fj \frac{e\hbar}{2mc} = \sum \frac{L_i |q_i|}{2m_i c}, \quad (4) – \text{выражение для магнитного момента ядра.}$$

$$\frac{3}{2} \sum L_i \omega_i = m c^2, \quad (5) – \text{равенство энергии вращения и энергии покоя ядра.}$$

$$\omega_i r_i = const, \quad (6) – \text{условие цельности вихревой структуры ядра.}$$

$$S = \sum L_i, \quad (7); \quad m = \sum m_i \quad (8); \quad q_{sh} = q_{in} = \frac{2}{3} e; \quad q_{ex} = -\frac{1}{3} e, \quad (9).$$

Индекс  $i$  в суммах и в (6) соответствует Sh, In, Ex;  $e$  – единичный заряд. Условие (9) для  $\mathbf{p}$ :  $q_{sh} = q_{ex} = \frac{2}{3} e; q_{in} = -\frac{1}{3} e$ ; для  $\mathbf{n}$ :  $q_{sh} = \frac{2}{3} e; q_{ex} = -\frac{2}{3} e$ . Отметим, что в структуре ядра  $\mathbf{In}$  и  $\mathbf{Ex}$  орбитали  $\mathbf{p}$  меняются местами. Уравнения (1)-(3), (5)-(7) для CSH ядра  $\text{He}^4$  составили, представив CSH состоящей из двух коррелированных пар (pp) и (nn) с  $k=2$ . Решение системы для гелиоподобной CSH, с любым числом четверок [(nn)(pp)] дает рекуррентную формулу для радиуса CSH.

$$r_{30} = \frac{3\hbar}{4m_N c} [(4k-1)(5k-1)]^{0,5} = 0,158 [(4k-1)(5k-1)]^{0,5} \text{Фм.} \quad (10)$$

При конденсации двух четверок [(nn)(pp)] образуется неустойчивая структура дважды «магического» изотопа  $\text{Be}8^*$ , которая распадается за  $\sim 10^{-17}$  с на две  $\alpha$ -частицы. Учитывая это, формулу (10) применяли кроме  $\text{He}4$  только для  $\text{Ne}20$  и  $\text{Ar}36$ , а для других ядер внешние CSH представляли состоящими из обособленных CSH (nn)-типа и (pp)-типа. При этом число пар в этих оболочках могло различаться. Рекуррентные формулы для радиусов и отношений масс элементов этих CSH имели вид:

$$r_{nn} = \frac{\hbar}{4m_N c} [3(4k-1)(10k-3)]^{0,5} = 0,091 [(4k-1)(10k-3)]^{0,5} \text{Фм}, \quad (11)$$

$$\frac{m_{sh}}{m} 100 = \frac{3(2k-1)}{10k-3} \% ; \quad \frac{m_{ex}}{m} 100 = \frac{4k}{10k-3} \% , \quad (12)$$

$$r_{pp} = \frac{\hbar}{4m_N c} [3(6k-1)(14k-3)]^{0,5} = 0,091 [(6k-1)(14k-3)]^{0,5} \text{Фм}, \quad (13)$$

$$\frac{m_{sh}}{m} 100 = \frac{3(2k-1)}{14k-3} \% ; \quad \frac{m_{in}}{m} 100 = \frac{4k}{14k-3} \% ; \quad m_{in} = m_{ex} , \quad (14)$$

Известно [10], что у изотопов Ca и переходных металлов  $r_e$  различался не более чем на 1-2%, а  $r_e$  изотопов Zn был больше  $r_e$  изотопов Ca на ~12%. Учитывая эти данные, при подборе  $k$  в формулах (11)-(14) принимали во внимание результаты расчетов изотопов с OSH и фиксировали значения  $k$  в рядах родственных элементов. Например, для ядер с внешней CSH (pp)-типа в формуле (13) принимали  $k_{pp} = 5$  для ряда Mg24 – Ar40 и  $k_{pp} = 6$  для ряда Ca40 – Se80. При этом число  $k_{nn}$  в формуле (11) увеличивалось по мере роста числа (nn)-пар в CSH и, начиная с Ge70 брали  $k_{nn} = 9$ . В этих случаях оболочка (nn)-типа становилась внешней.

Для примера покажем схему расчета OSH (2n+p)-типа для ядра Cl35 ( $S=1,5\hbar$ ,  $\mu = 0,82\mu_N$ ;  $Q = -1,8 \text{ Fm}^2$ ). Для  $k=6$  имеем  $L_{in} = 6\hbar$ ;  $L_{sh} = 16,5\hbar$ ;  $L_{ex} = -18\hbar$ . Для получения  $S=1,5\hbar$  и отрицательного знака  $Q$  вектор  $L_{sh}$  надо повернуть на угол  $\varphi$ , при котором  $\cos\varphi = \frac{L_{sh}^z}{L_{sh}} = \frac{13,5}{16,5}$  ( $13,5/16,5=0,818>0,76$ ). При этих условиях уравнения (1)-(5) имеют вид:

$$\frac{2}{3} \frac{m_{sh}}{3} r_{sh}^2 W_{sh} = \frac{11}{2} \hbar; m_{in} r_{sh}^2 W_{sh} = 6\hbar; \frac{m_{ex}}{3} r_{ex}^2 W_{ex} = -6\hbar;$$

$$0,82 \frac{3e\hbar}{2mC} = \frac{13,5}{3} \hbar \frac{2}{3} e \frac{3}{m_{sh}} 3 + 6\hbar \frac{2}{3} e \frac{1}{m_{in}} - 6\hbar \left( \frac{1}{3} + \frac{4}{3} \right) e \frac{3}{m_{ex}};$$

$$\frac{3}{2} \hbar (16,5W_{sh} + 6W_{in} + 18W_{ex}) = mC^2.$$

Решая этих уравнения с учетом условий (6)-(9) при  $m = 3m_N$ , получили параметры CSH для Cl35 (см. Таблицу 2). При расчетах параметров табличные величины округляли до второго знака после запятой и с такой же точностью вычисляли параметры ядра.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчетов 129 стабильных и нестабильных изотопов элементов с  $Z$  от 1 до 37 приведены в Таблице 2. При этом общее число вариантов расчетов структур превышало 260, то есть в среднем каждый расчет дублировался и отбирался вариант, наилучшим образом удовлетворяющий опытным данным.

Зависимость величин  $r_{ex}$  или  $r_{sh}$  (в случае  $r_{ex} < r_{sh}$ ) от  $Z$  хорошо согласуется с эмпирической зависимостью  $r = r_0 A^{1/3}$  для  $1,2 < r_0 < 1,5$  [5] (Рис 3). Расчетные радиусы сопоставляли с известными размерами ядер, полученные в опытах по рассеянию на ядрах различных частиц и с помощью лазерной спектроскопии атомов. Эти методы позволяют рассчитывать  $r_e$ . Например, первый метод для ядер He3, He4, Be9, C12 дает  $r_e$ : 1,97; 1,68; 2,52; 2,37 Фм [10,11]. Для нестабильных изотопов He6\*, He8\*, Be7\*, Be10\*, Be11\* второй метод дает  $r_e$ : 2,07; 1,93; 2,65; 2,35; 2,45 Фм [12,13],

соответственно. Поскольку  $r_e$  характеризует овал Кельвина [14] (Рис 2), то  $r_{ex}$  и  $r_{sh}$  могут быть меньше  $r_e$  особенно для OSH.

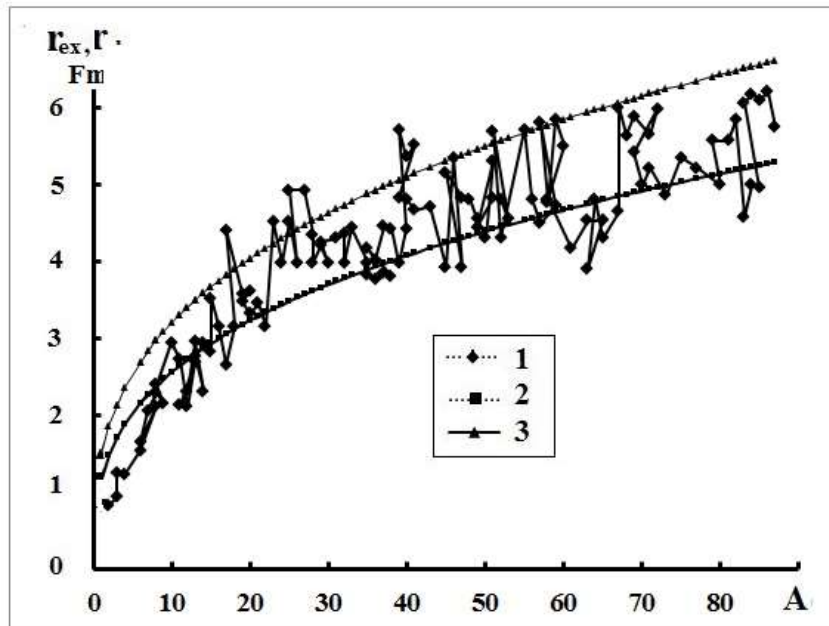


Рис. 3. Зависимость от массового числа  $A$  радиусов вихревой структуры ядра (1) и эмпирическая зависимость  $r_0 A^{1/3}$  с  $r_0=1,2$  (2) и  $1,5$  (3).

Таблица 2

**Структура и параметры внешних оболочек ядер**

Z	Ядро	Структура	$w$ $10^{-22}$ ( $c^{-1}$ )	$m_{sh}$	$m_{ex}$	$L_i \cos \varphi$	$r_{sh}(r_{nn})$	$r_{ex}(r_{pp})$	$k^{(1)}$
				%			ФМ		
0	n	Sh-Ex	120	72	28		0,24	0,85	1
1	p	In-Sh-Ex	45	32	26		0,58	0,93	1
1	d	(pn)	64	43	28	Ex 0,5/1	0,41	0,85	1
1	t	(nn)p	81	53	23		0,33	0,96	1
2	He3	(pp)n	75	41	23		0,8	1,27	2
2	He4	(nn)(pp)	21	43	38		1,25	1,25	2
2	He6*	2(nn)(pp)	17	56	44		1,57	1,51	3-2
2	He8*	3(nn)(pp)	13	57	43		2,14	1,51	4-2
3	Li6	(pp)3n+p	25	50	40	Ex 7/8	1,52	1,68	2
3	Li7	2(nn)(pp)p	20	41	23		1,32	2,09	2
3	Li 8*	2(nn)(pp)np	15	50	30		1,76	2,32	3
4	Be9	(nn)2(pp)3n	12	60	40	Ex 9/12	2,17	2,1	4
5	B8*	(nn)2(pp)np	16	51	29		1,74	2,42	3
5	B10	2(nn)(pp)3p+n	14	48	24	In 5/9	1,85	2,97	3
5	B11	2(nn)2(pp)2n+p	13	43	39	In 3/4	1,89	2,75	4
5	B12*	3(nn)2(pp)np	14	48	33	In 2/3	1,86	2,13	3



5	B13*	3(nn)2(pp)2n+p	12	42	39	In 3/4	1,9	2,72	4
6	C11*	2(nn)3(pp)n	13	57	43	Ex 2/4	2,13	2,15	4
6	C12	3(nn)3(pp)	11	38	31		1,57	2,34	3
6	C13	3(nn)2(pp)2p+n	14	46	30	In 2/6	2,36	2,98	3
6	C14*	4(nn)3(pp)	11	38	31		2,14	2,34	4-3
7	N13*	2(nn)3(pp)2n+p	13	44	38	In 2/4	1,85	2,8	4
7	N14	3(nn)3(pp)np	11	49	32	In 2/4	2,5	2,96	4
7	N15	3(nn)3(pp)2n+p	13	44	37	In 2/4	1,82	2,86	4
8	O15	3(nn)4(pp)n	11	45	55	Ex 4/5	3,55	2,15	5
8	O16	4(nn)4(pp)	8,3	40	30		2,14	3,18	4
8	O17	3(nn)4(pp)3n	10	58	42	Ex11/15	2,62	2,68	5
8	O18	5(nn)4(pp)	8,3	40	30		2,72	3,18	5-4
9	F17*	4(nn)3(pp)3p	9,5	45	21	In 4/12	2,79	4,43	4
9	F19	5(nn)4(pp)p	8,8	42	32	In 1/4	3	3,61	4
9	F20*	5(nn)4(pp)np	8,4	50	32	In 3/5	3,21	3,64	5
10	Ne19*	4(nn)5(pp)n	7,5	61	39	Ex4/5	3,05	3,51	5
10	Ne20	5(nn)5(pp)	7,9	47	35		3,37	3,37	5
10	Ne21	5(nn)5(pp)n	8,7	60	40	Ex4/6	3,14	3,48	6
10	Ne22	6(nn)5(pp)	8,3	40	30	9,2	2,72	3,18	5-4
11	Na23	6(nn)4(pp)3p	9,6	45	21	In 3/15	2,77	4,54	4
12	Mg24	6(nn)6(pp)	6,6	40	30		2,72	4,01	5
12	Mg25	6(nn)6(pp)n	8,1	65	35	Ex4/7	3,41	4,55	7
12	Mg26	7(nn)6(pp)	6,6	40	30		3,29	4,01	6-5
13	Al25*	6(nn)5(pp)3p	7,8	45	21	In 4/12	3,09	4,95	4
13	Al27	7(nn)5(pp)3p	7,8	45	21	In 4/12	3,09	4,95	4
13	Al28*	7(nn)6(pp)np	6,9	50	32	In 4/6	3,9	4,38	6
14	Si28	7(nn)7(pp)	6,6	40	30		2,72	4,01	5
14	Si29	7(nn)7(pp)n	6,4	54	46	Ex6/7	4,23	3,53	7
14	Si30	8(nn)7(pp)	6,6	40	30		3,87	4,01	7-5
15	P29*	7(nn)7(pp)p	9,4	44	22	In 1/4	2,82	4,28	4
15	P31	8(nn)7(pp)p	9,4	44	22	In 1/4	2,81	4,33	5
15	P32*	8(nn)7(pp)np	6,9	50	32	In 2/6	3,9	4,39	6
16	S32	8(nn)8(pp)	6,6	40	30		3,87	4,01	7-5
16	S33	7(nn)8(pp)3n	6,8	51	49	Ex18/21	4,46	3,35	7
16	S35*	8(nn)8(pp)3n	6,8	56	44	Ex4/7	4,01	3,71	7
17	Cl35	8(nn)8(pp)2n+p	7,1	51	36	Sh13,5/16,5	3,8	3,85	6
17	Cl36*	8(nn)8(pp)3n+p	7,1	51	40	Sh20/24	3,8	3,55	6
17	Cl37	9(nn)8(pp)2n+p	7,1	52	36	Sh13,5/16,5	3,79	3,87	6
17	Cl38	9(nn)8(pp)3n+p	7	51	40	Sh20/24	3,84	3,51	6
18	Ar35	7(nn)9(pp)3n	6,4	54	46	Ex18/21	4,19	3,55	7
18	Ar36	9(nn)9(pp)	6,6	48	35		4,08	4,08	6
18	Ar37	8(nn)9(pp)3n	6,8	51	49	Ex18/21	4,48	3,34	7
18	Ar38	10(nn)9(pp)	5,8	58	41	0,06	4,45	4,01	8-5

18	Ar39	9(nn)9(pp)3n	6,8	57	43	Ex16/21	4	3,72	7
18	Ar40	11(nn)9(pp)	5,8	58	41		4,45	4,01	8-5
19	K39	10(nn)8(pp)3p	7,6	46	21	In3/15	3,5	5,74	5
19	K40*	10(nn)9(pp)np	7,6	54	26	In5/6	3,56	5,39	6
19	K41	11(nn)8(pp)3p	7,4	50	20	In3/15	3,78	5,55	5
20	Ca39*	9(nn)10(pp)n	5,7	53	47	Ex5/7	4,86	3,86	8
20	Ca40	10(nn)10(pp)	5,4	40	30		4,45	4,84	8-6
20	Ca41*	9(nn)10(pp)3n	5,8	56	44	Ex19/24	4,69	4,19	8
20	Ca43	10(nn)10(pp)3n	5,7	55	45	Ex19/24	4,74	3,38	8
21	Sc45	11(nn)10(pp)2n+p	6,7	50	38	In 5/6	3,95	3,74	6
21	Sc46*	12(nn)10(pp)np	6	51	31	In 5/7	4,45	5,38	7
21	Sc47*	12(nn)10(pp)2n+p	6,8	50	38	In 5/6	3,94	3,68	6
22	Ti45*	11(nn)11(pp)n	7	65	35	Ex4/8	3,95	5,19	8
22	Ti47	12(nn)11(pp)n	6,6	62	38	Ex5/8	4,13	4,86	8
22	Ti48	13(nn)11(pp)	5,4	40	30		4,45	4,84	8-6
22	Ti49	13(nn)11(pp)n	8,2	65	35	Ex4/7	3,39	4,58	7
23	V50*	13(nn)10(pp)3p+n	7	42	34	In 8/15	4,34	4,1	5
23	V51	14(nn)11(pp)p	7,4	45	22	In 4/5	3,58	5,34	5
24	Cr49*	12(nn)12(pp)n	6,2	59	41	Ex5/8	4,42	4,47	8
24	Cr51*	13(nn)12(pp)n	6,7	62	38	Ex4/8	4,13	4,86	8
24	Cr52	14(nn)12(pp)	5,4	40	30		4,45	4,84	8-6
24	Cr53	14(nn)12(pp)n	5,9	57	43	Ex6/8	4,58	4,28	8
25	Mn51*	13(nn)11(pp)3p	7,6	45	21	In 4/15	3,51	5,72	5
25	Mn52*	13(nn)11(pp)3p+n	7	43	33	In 8/15	4,34	4,14	5
25	Mn55	15(nn)11(pp)3p	7,6	45	21	In 4/15	3,5	5,74	5
26	Fe56	15(nn)13(pp)	5,4	40	30		4,45	4,84	8-6
26	Fe57	15(nn)13(pp)n	5,9	50	50	Ex6/7	4,52	3,3	7
26	Fe59*	16(nn)13(pp)n	5,7	55	45	Ex6/8	4,76	4,14	8
27	Co57*	15(nn)12(pp)3p	7,6	46	20	In 5/15	3,49	5,83	5
27	Co58*	15(nn)13(pp)np	5,6	48	35	In 3/7	4,8	4,7	7
27	Co59	16(nn)12(pp)3p	7,6	46	20	In 5/15	3,48	5,88	5
27	Co60*	16(nn)12(pp)3p+n	8,2	48	25	In 7/15	3,79	5,53	5
28	Ni58	15(nn)14(pp)	5,4	40	30		4,45	4,84	8-6
28	Ni61	16(nn)14(pp)n	8,8	61	39	Ex4/6	3,73	4,19	6
29	Cu63	16(nn)14(pp)2n+p	5,9	50	38	Sh15,5/19,5	4,56	4,38	7
29	Cu65	17(nn)14(pp)2n+p	5,9	50	38	Sh15,5/19,5	4,56	4,38	7
30	Zn63*	16(nn)15(pp)n	6,9	57	43	Ex5/7	3,93	3,81	7
30	Zn64	17(nn)15(pp)	5,4	40	30		4,45	4,84	8-6
30	Zn65*	16(nn)15(pp)3n	6,2	53	47	Ex17/21	4,33	3,45	7
30	Zn67	18(nn)15(pp)n	7,1	59	41	Ex4/7	4,57	4,68	7
31	Ga67*	18(nn)15(pp)p	7,7	46	20	In 2/5	3,46	6,03	5
31	Ga68*	18(nn)15(pp)np	5	49	33	In 2/8	5,31	5,67	8
31	Ga69	19(nn)15(pp)p	7,6	46	20	In 2/5	3,47	5,92	5

31	Ga71	20(nn)15(pp)p	7,5	45,5	21	In 2/5	3,52	5,68	5
31	Ga72*	20(nn)15(pp)np	4,8	50	32	In 4/8	5,44	6,01	8
32	Ge69*	18(nn)16(pp)n	4,9	48	52	Ex5/8	5,45	3,66	8
32	Ge70	19(nn)16(pp)	5,4	58	42		5,02	4,84	9-6
32	Ge71*	19(nn)16(pp)n	5,1	50	50	Ex5/8	5,24	3,78	8
32	Ge73*	18(nn)16(pp)5n	5,5	54	46	Ex33/40	4,89	4	8
33	As75	21(nn)15(pp)3p	7,4	45	22	In 3/15	3,57	5,38	5
34	Se77	21(nn)17(pp)n	5,1	50	50	Ex7/8	5,24	3,77	8
34	Se80	23(nn)17(pp)	5,4	58	42		5,02	4,84	9-6
35	Br79	22(nn)16(pp)3p	7,5	45	21	In 3/15	3,52	5,6	5
35	Br81	23(nn)16(pp)3p	7,5	45	21	In 3/15	3,52	5,6	5
35	Br82*	23(nn)16(pp)3p+n	8,1	49	24	In 7/15	3,76	5,87	5
36	Kr83	22(nn)18(pp)3n	5,6	55	45	Lex18/24	4,61	4,23	8
36	Kr84	24(nn)18(pp)	4,6	41	29		5,02	4,84	9-6
36	Kr85*	23(nn)18(pp)3n	5,9	56	44	Lex18/24	4,98	4,25	8
37	Rb83*	23(nn)17(pp)3p	7,7	46	20	In 4/15	3,45	6,09	5
37	Rb84*	23(nn)18(pp)np	5,2	50	32	In 3/8	5,13	6,21	8
37	Rb85	24(nn)17(pp)3p	6,3	46	20	In 4/15	3,44	6,13	5
37	Rb86	24(nn)18(pp)np	5,3	51	30	In 3/8	5,07	6,23	8
37	Rb87	25(nn)17(pp)3p	5,9	43	25	In 3/18	4,49	5,77	6

Примечание: \*) – обозначение нестабильных изотопов; 1) значения  $k_1$  –

$k_2$  относятся к радиусам  $r_{nn}$  и  $r_{pp}$ , соответственно.

Следует отметить, что оценки  $r_e$  зависят от теоретической модели распределения заряда в ядре и механизма взаимодействия зондирующих частиц с ядром [5]. Как правило, используют модель, в которой плотность заряда спадает от единицы до нуля по экспоненте в поверхностном слое ядра с толщиной  $t \sim 2,3$  Фм (рис. 4). Данный слой можно соотнести с потоками ЭФ, образующими овал Кельвина. Распределение заряда в OSH с наружной Ex оказалось подобно распределению заряда в  $n$  [8,15] (рис. 4).

Овал Кельвина формируется в основном потоками ЭФ, генерируемые внешними OSH и CSH. Эти потоки в сумме с потоками ЭФ внутренних CSH связывают вихревую структуру ядра в единое целое, то есть играют роль ядерных сил. Вне овала Кельвина на расстояниях более  $\sim 2r_e$  действие его потоков на ЭФ внешней среды проявляется силовыми линиями электрического поля ядра. Можно предположить, что конфигурации этого поля будут чувствительны к типам внешних OSH и CSH и это скажется на энергии и форме электронных орбиталей атома.

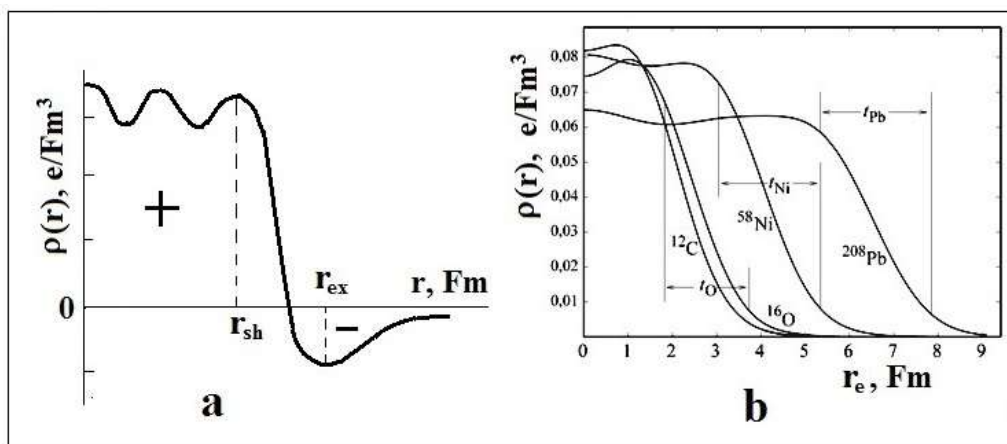


Рис. 4. Распределение плотности заряда в ядрах: (а) – вихревая модель, (б) – рассеяние электронов [11]. Толщина поверхностного слоя  $t \sim 2.4$  Фм.

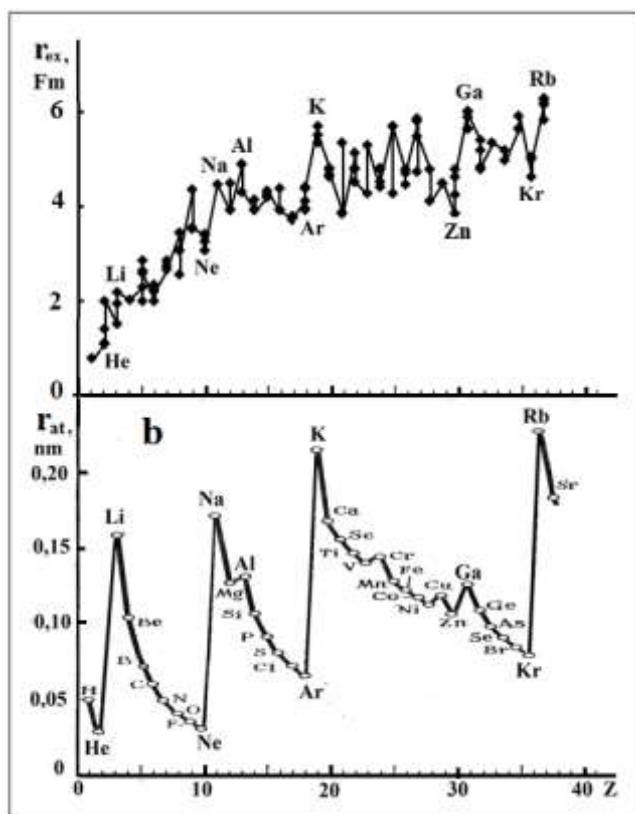


Рис. 5. Зависимости радиусов ядер (а) и орбитальных радиусов атомов (б) от порядкового номера ( $Z$ ).

Предложенная в работе структура внешних OSH и CSH коррелирует с энергией отделения  $n$  и  $p$  от ядра, о чем свидетельствуют данные табл. 1. Кроме того расчеты размеров и знака квадрупольного момента внешней оболочки позволяют моделировать динамику и форму овала Кельвина.

Очевидно, что эти характеристики ядра влияют на геометрию его электрического поля, а значит, и на конфигурации электронных оболочек атома, от которых зависят их

химические свойства. Действительно, сравнение размеров ядер и атомов показало наличие корреляции для элементов в начале и конце периодов в последовательности  $Z$  (Рис 5).

Таким образом, можно заключить, что вихревая структура ядра вносит определенный вклад в формирование электронных оболочек атомов и закономерности в изменении типов внешних оболочек и размеров ядер в последовательностях порядкового номера проявляются на периодическом законе Менделеева.

## **ВЫВОДЫ**

1. В рамках законов классической квантовой механики и вихревого движения построена модель структуры ядра, состоящая из вложенных друг в друга оболочек, образованных из сферических и кольцевых вихрей.

2. Показано, что структурой и типом внешней оболочки ядра в основном определяются: энергия отрыва первого нуклона от ядра, его спин, магнитный момент, форма и размеры.

3. Правила формирования внешней оболочки ядра с учетом эмпирических характеристик ядер как граничных условий позволили рассчитать частоту спина оболочки, распределение массы и радиус.

4. Корреляция между зависимостями радиусов ядра и атома от порядкового числа  $Z$  свидетельствует о детерминированности периодического закона Менделеева закономерностью в формировании вихревой структуры ядра.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. *Ельяшевич М.А.*, Периодический закон Д.И. Менделеева, спектры и строение атома, УФН, –1970. –Т.100. –Вып.13. –С. 6–43.
2. *Kholmanskiy A.*, Activation energy of water structural transitions // Journal of Molecular Structure. (2015) 1089. –Р. 124–128.
3. *Захаров С.Д.*, Орто/пара спин-изомерия молекул H<sub>2</sub>O как ведущий фактор формирования в воде двух структурных мотивов. [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.biophys.ru/archive/h2o-00025.pdf>.
4. *Гангровский Ю.П., Марков Б.Н.*, Ядра в лучах лазера. М.: Знание, 1984. –64 с.
5. Сивухин Д.В., Общий курс физики. Том 5. Атомная и ядерная физика. – М.: Физматлит, 2002. – 784 с.
6. *Холманский А.С.* Фрактально-резонансный принцип действия // МИС-РТ-2003г. Сборник № 29-2. URL: <http://www.ikar.udm.ru/sb/sb29-2.htm>

7. Холманский А.С. Хиральность и квантовые эффекты как факторы морфогенеза // Математическая морфология. Электронный математический и медико-биологический журнал. - Т. 9. - Вып. 4. - 2010. - URL: <http://www.smolensk.ru/user/sgma/MMORPH/N-28-html/kholmanskiy-2/kholmanskiy-2.htm>.
8. Холманский, А. С. Вихревые модели электрона и нуклонов // Там же. – 2011. -Т.10. – Вып.2. URL: <http://www.smolensk.ru/user/sgma/MMORPH/N-30-html/kholmanskiy-3/kholmanskiy-3.doc>.
9. Физические величины: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
10. Варламов В.В., Гончарова Н.Г., Ииханов Б.С., Физика ядра и банки ядерных данных: учебное пособие.-М.: Университетская книга, 2010. -246 с.
11. Хофштадтер Р., Структура ядер и нуклонов // УФН. –1963. –Т.81. –С. 185–200.
12. Wang L.-B., Müller P., Laser Spectroscopic Determination of the  ${}^6\text{He}$  Nuclear Charge Radius // Phys. Rev. Lett. **93**, 2004. 142501.
13. Müller P. et al. Nuclear Charge Radius of  ${}^8\text{He}$  // Phys. Rev. Lett. 2007. **99**, 252501.
14. Маханьков В.Г., Рыбаков Ю. П., Санюк В. И., Модель Скирма и сильные взаимодействия (К 30-летию создания модели Скирма) // УФН. 1992, №2. С.1-61
15. Недорезов В.Г., Мушкаренко А.Н., Электромагнитные взаимодействия ядер // [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/eint/index.html>.