



Chaos and Correlation
International Journal, April 19, 2012

Ядерные оболочки и периодический закон Менделеева

Nuclei shells and periodic trends

Alexander P. Trunev (Toronto, Canada)

Alexander P. Trunev

На основе теории ядерных взаимодействий и данных по энергии связи нуклонов для 3175 известных нуклидов установлены параметры, характеризующие периодические закономерности в формировании ядерных оболочек.

Parameters describing periodic trends in the formation of nuclear shells have been established based on the theory of nuclear interactions and data on the binding energy of nucleons for the 3175 set of known nuclides.

Ключевые слова: изотопы, изотоны, нейтрон, периодический закон, протон, ядро, ядерная оболочка.

Keywords: Isotopes, Isotones, Neutron, Nuclei, Nuclei Shell, Periodic Trends, Proton.

Введение

Периодический закон, открытый Менделеевым в 1869 году, сыграл огромную роль в развитии представлений о строении вещества. В одной из первых формулировок этот закон гласит, что «свойства простых тел, а также формы и свойства соединений элементов, а потому и свойства образуемых ими простых и сложных тел, стоят в периодической зависимости от их атомного веса» [1]. Используя этот закон, Менделеев создал периодическую таблицу элементов, а также предсказал новые элементы (современное название этих элементов - галлий, скандий, германий, астат), которые были в дальнейшем открыты, что послужило мировому признанию, как самого закона, так и его автора.

По мере развития науки исходная формулировка периодического закона претерпела существенное изменение, в соответствии с изменением представлений о строении атомов химических элементов. В современной формулировке, предложенной Антониусом Ван ден Бруком [2] еще в 1911 году, этот закон гласит, что «свойства простых веществ, а также формы и свойства соединений элементов находятся в периодической зависимости от зарядов ядер атомов элементов». Отметим, что эта формулировка прямо связана с моделью атома, возникшей благодаря экспериментальным открытиям Резерфорда [3] и его ученика Мозли [4]. В этой модели атом состоит из

центрального, положительно заряженного ядра и электронных оболочек. Правило заполнения электронных оболочек, которое сформулировал Паули в 1925 году, легло в основу новой трактовки периодического закона. В современных периодических таблицах химических элементов принято заносить, наряду с атомным весом и атомным номером, конфигурацию основного состояния и энергию ионизации – таблица 1.

Таблица 1. Фрагмент периодической таблицы химических элементов по данным [5]

Z	Элемент	Конфигурация основного состояния					Основное состояние	Энергия ионизации, эВ
78	Pt	[Xe]	$4f^{14}$	$5d^9$	$6s$		3D_3	8,9588
79	Au	[Xe]	$4f^{14}$	$5d^{10}$	$6s$		$^2S_{1/2}$	9,2255
80	Hg	[Xe]	$4f^{14}$	$5d^{10}$	$6s^2$		1S_0	10,4375
81	Tl	[Xe]	$4f^{14}$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p$	$^2P^o_{1/2}$	6,1082
82	Pb	[Xe]	$4f^{14}$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^2$	3P_0	7,4167
83	Bi	[Xe]	$4f^{14}$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^3$	$^4S^o_{3/2}$	7,2855
84	Po	[Xe]	$4f^{14}$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^4$	3P_2	8,414
85	At	[Xe]	$4f^{14}$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^5$	$^2P^o_{3/2}$	9,5
86	Rn	[Xe]	$4f^{14}$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^6$	1S_0	10,7485
87	Fr	[Rn]			$7s$		$^2S_{1/2}$	4,0727
88	Ra	[Rn]			$7s^2$		1S_0	5,2784
89	Ac	[Rn]		$6d$	$7s^2$		$^2D_{3/2}$	5,3807
90	Th	[Rn]		$6d^2$	$7s^2$		3F_2	6,3067

На первый взгляд, две формулировки периодического закона эквивалентны между собой, во всяком случае, если предположить, что атомный вес и заряд ядра связаны между собой монотонной зависимостью. Однако наличие изотопов явно нарушает эту эквивалентность, так как ядра изотопов одного элемента отличаются числом нейтронов при равном числе протонов, т.е. изотопы обладают различным атомным весом при равном заряде ядра. Следовательно, массы изотопов одного элемента различаются между собой, что должно было бы, в силу периодического закона в оригинальной трактовке Менделеева, повлиять на их химические свойства. Но это находится в противоречии с квантовой теорией электронных оболочек, в которой предполагается, что структура оболочек зависит только от заряда ядра.

Возникает вопрос, какое же именно свойство атомных ядер проявляется в периодическом законе? Этот вопрос можно сформулировать в самом общем виде. Для этого рассмотрим ядро атома, состоящее, согласно гипотезе Иваненко [6] и Гейзенберга [7], из N нейтронов и Z протонов. Общее число нуклонов обозначим $A = Z + N$. Такое

ядро обладает электрическим зарядом eZ , а его масса выражается в виде

$$M_A = m_p Z + m_n N - E_b / c^2, \text{ где } E_b - \text{ энергия связи нуклонов в атомном ядре.}$$

Предположим, что свойства вещества, одно из которых обозначим P_{AZ} , определяются согласно закону Менделеева. В этом случае имеем зависимость

$$P_{AZ} = P_{AZ}(M_A) \quad (1)$$

Отметим, что зависимость (1) является эмпирической. Она была получена путем многочисленных экспериментов в области химии на протяжении столетия. Если же использовать современную формулировку периодического закона, тогда тоже свойство будет описываться зависимостью типа

$$P_{AZ} = P_{AZ}(Z) \quad (2)$$

Зависимость (2) также является эмпирической. В ее основе лежит известный закон Мозли [4] для рентгеновских спектров атомов и другие многочисленные периодические закономерности типа зависимости энергии ионизации от атомного номера – рис. 1. В теории эти периодические закономерности объясняются, главным образом, правилом заполнения электронных оболочек, которое вытекает из квантовой механики Шредингера и принципа Паули.

Иваненко [8], видимо, был одним из первых, кто поставил вопрос о расширении периодического закона, включив в него периодические закономерности, которые наблюдаются в атомных ядрах и некоторых экзотических образованиях, типа мезоатомов. Он исходил из теории атомных оболочек [7, 9], которая в то время переживала период своего рассвета. Согласно этой теории, периодические закономерности в ядрах объясняются, по аналогии с электронными оболочками, принципом Паули, который применяется отдельно в отношении протонов и нейтронов, заполняющих ядерные оболочки. Ясно, что при таком расширении периодического закона его исходная формулировка (1) представляется более логичной, так как свойства ядер зависят не только от числа протонов, но и от числа нейтронов. Однако выражение (2) тоже имеет вполне определенную область применения в интерпретации периодических свойств химических элементов. Главное же заключается в том, что и свойства ядер, и свойства атомов химических элементов объясняются однотипно на основе квантовой механики и принципа Паули [8].

Сведение периодического закона Менделеева к принципу Паули и законам квантовой механики, при всей видимости фундаментальности такого подхода, отнюдь не решает саму проблему наличия периодических закономерностей, а лишь сводит ее к

проблеме описания гипотетических атомных и ядерных оболочек. Но в настоящее время проблема квантово-механического описания атомных оболочек многоэлектронных атомов далека от своего решения. Например, нет никакой квантово-механической модели, позволяющей удовлетворительно рассчитывать энергию ионизации многоэлектронных атомов, приведенную на рис. 1. Напротив, теория Миллса [10], основанная на классической электродинамике и релятивистской механике, позволяет рассчитать энергию связи в многоэлектронных атомах вплоть до 20 электронов с довольно высокой точностью – таблица 2.

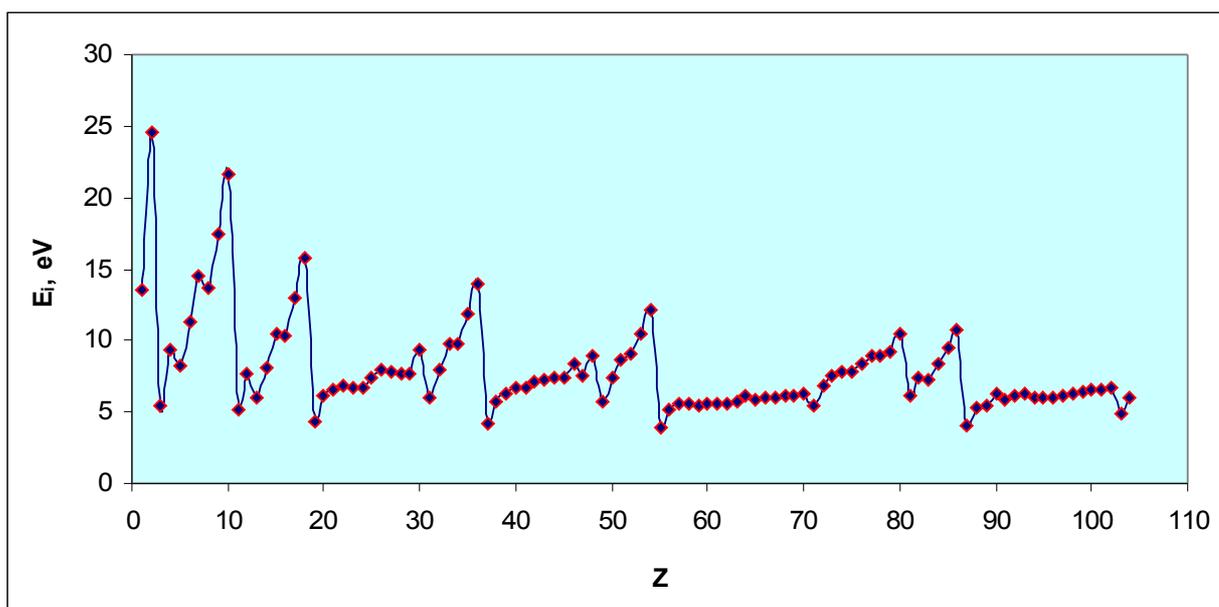


Рис. 1. Зависимость энергии ионизации от атомного номера по данным [5].

Таблица 2. Энергия ионизации некоторых 19 и 20-электронных атомов [10].

19 e Atom	Z	Theoretical Ionization Energies (eV)	Experimental Ionization Energies (eV)	Relative Error	20 e Atom	Z	Theoretical Ionization Energies (eV)	Experimental Ionization Energies (eV)	Relative Error
<i>K</i>	19	4.32596	4.34066	0.0034					
<i>Ca</i> ⁺	20	11.3354	11.87172	0.0452	<i>Ca</i>	20	6.10101	6.11316	0.0020
<i>Sc</i> ²⁺	21	24.6988	24.75666	0.0023	<i>Sc</i> ⁺	21	13.2824	12.79967	-0.0377
<i>Ti</i> ³⁺	22	41.8647	43.2672	0.0324	<i>Ti</i> ²⁺	22	27.4719	27.4917	0.0007
<i>V</i> ⁴⁺	23	62.8474	65.2817	0.0373	<i>V</i> ³⁺	23	45.6956	46.709	0.0217
<i>Cr</i> ⁵⁺	24	87.6329	90.6349	0.0331	<i>Cr</i> ⁴⁺	24	67.8794	69.46	0.0228
<i>Mn</i> ⁶⁺	25	116.2076	119.203	0.0251	<i>Mn</i> ⁵⁺	25	93.9766	95.6	0.0170
<i>Fe</i> ⁷⁺	26	148.5612	151.06	0.0165	<i>Fe</i> ⁶⁺	26	123.9571	124.98	0.0082
<i>Co</i> ⁸⁺	27	184.6863	186.13	0.0078	<i>Co</i> ⁷⁺	27	157.8012	157.8	0.0000
<i>Ni</i> ⁹⁺	28	224.5772	224.6	0.0001	<i>Ni</i> ⁸⁺	28	195.4954	193	-0.0129
<i>Cu</i> ¹⁰⁺	29	268.2300	265.3	-0.0110	<i>Cu</i> ⁹⁺	29	237.0301	232	-0.0217
<i>Zn</i> ¹¹⁺	30	315.6418	310.8	-0.0156	<i>Zn</i> ¹⁰⁺	30	282.3982	274	-0.0307

Было показано, что теория Миллса [10] может быть выведена из квантовой электродинамики Лоренца [11], полученной путем объединения классической электродинамики Лоренца и уравнения Клейна-Гордона. Следовательно, теория Миллса не противоречит квантовой механике, тем более что в ней используется тот же принцип Паули и гипотеза о существовании электронных оболочек, которые предполагаются бесконечно тонкими в радиальном направлении. Радиусы оболочек вычисляются на основе классических уравнений движения электрона с учетом квантовых эффектов спина и момента (здесь видна очевидная связь с теорией Бора). Таким образом, результаты, полученные на основе теории Миллса, подтверждают гипотезу Ван ден Брука о зависимости свойства простых вещества от заряда ядра в форме (2).

Можно заметить, что периодический закон в оригинальной формулировке Менделеева является локальным, так как связывает свойства простых веществ с их атомным весом, который в то время, когда был сформулирован закон, определялся путем взвешивания в гравитационном поле земли. Такое соотнесение свойств веществ с их гравитационными свойствами представляется разумным, так как в макроскопических химических экспериментах заряды ядер не наблюдаются. В этом смысле соотнесение свойства простых веществ с зарядом их ядер в форме (2) представляется несколько абстрактным, хотя эта гипотеза и позволяет упорядочить химические элементы в соответствии с конфигурацией их атомных оболочек – таблица 1. Но как было показано выше, сама электронная оболочка является скорее теоретическим, нежели реальным феноменом, и даже ее теоретическое описание не является однозначным, о чем свидетельствует теория Миллса [10].

Кроме того, в формулировках периодического закона в форме (1) или (2) фигурируют только свойства ядер элементов, но не свойства электронов, заполняющих электронные оболочки. Видимо, нельзя утверждать, что свойства электронов каким-то образом отражаются на свойствах простых веществ, в противном случае эти свойства обязательно отразились бы на формулировках периодического закона.

В настоящей работе дана расширенная трактовка периодического закона, объединяющая обе его формулировки в одну, что позволяет упорядочить все химические элементы и их изотопы в соответствии с набором квантовых чисел, характеризующих ядерные оболочки. Для этой цели нами была разработана модель ядерных взаимодействий [12], основанная на 5-мерной объединенной теории гравитации и электромагнетизма [13-14] и теории фундаментальных взаимодействий [15-16].

Описание модели

Для ответа на вопрос о фундаментальных причинах, обуславливающих наличие закона периодичности в природе, рассмотрим общую модель атомных ядер и атомов вещества [12]. В этой модели свойства вещества определяются параметрами метрического тензора в 5-мерном пространстве, которые зависят от комбинации заряда и гравитационных свойств центрального ядра в виде

$$k = 2\gamma M_A^3 c^2 / Q^4, \quad \varepsilon^2 / k = 2\gamma M_A / c^2 \quad (3)$$

Здесь γ, c, Q - гравитационная постоянная, скорость света и заряд ядра соответственно. Относительно природы заряда будет предполагать, что исходный заряд является электрическим, но он может быть экранирован различными природными полями. Сам механизм экранирования и соответствующие поля рассмотрены ниже. В случае протона и электрона параметры метрического тензора (3) представлены в таблице 3.

Таблица 3. Параметры метрического тензора

	$k, 1/\text{м}$	ε	$r_{\text{max}}, \text{м}$	$r_{\text{min}}, \text{м}$
e-	1,703163E-28	4,799488E-43	5,87E+27	2,81799E-15
p+	1,054395E-18	1,618178E-36	9,48E+17	1,5347E-18

Отметим, что максимальный масштаб $r_{\text{max}} = 1/k$ в случае электрона превосходит размер наблюдаемой Вселенной, тогда как для протонов этот масштаб составляет около 100 световых лет. Минимальный же масштаб соответствует классическому радиусу заряженной частицы $r_{\text{min}} = \varepsilon / k = e^2 / mc^2$, который в случае протона и электрона соизмерим с масштабом слабых и ядерных взаимодействий.

Легко видеть, что второй параметр модели (3) непосредственно входит в формулу периодического закона в форме (1). Комбинируя параметры, находим заряд ядра в виде $Q = \varepsilon^{3/2} c^2 / k \sqrt{2\gamma}$. Следовательно, периодический закон в форме (2) также можно выразить через параметры метрического тензора (3), но при этом заряд ядра, возможно, не будет совпадать с числом протонов.

Метрический тензор можно разложить в ряд вблизи массивного центра гравитации в 5-мерном пространстве по степеням расстояния до источника,

$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ в виде

$$G_{ik} = G_{ik}(0) + \dot{G}_{ik}(0)\tilde{r} + \ddot{G}_{ik}(0)\frac{\tilde{r}^2}{2} + \dots \quad (4)$$

Здесь точкой обозначено дифференцирование по безразмерному параметру $\tilde{r} = kr$. Рассмотрим вид тензора (4), возникающего при удержании первых трех членов разложения для случая метрики в поле центральных сил с гравитационным потенциалом в форме Ньютона. Такой выбор метрики представляется оправданным, прежде всего, потому, что для указанного потенциала выполняется принцип суперпозиции. Положим $x^1 = ct, x^2 = x, x^3 = y, x^4 = z$, в этих обозначениях имеем для квадрата интервала в 4-мерном пространстве:

$$ds^2 = (1 + 2\varphi / c^2)c^2 dt^2 - (1 - 2\varphi / c^2)(dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

$$\varphi = - \frac{\gamma M}{r} \quad (5)$$

Предположим, что коэффициенты метрики в 5-мерном пространстве характеризуется некоторым параметром $\varepsilon^2 = G_{11}(0) = -\dot{G}_{11}(0)$ (это предположение эквивалентно классическому соотношению между массой и зарядом электрона). Тогда, полагая, что $\varepsilon^2 / k = 2\gamma M / c^2$, приходим к выражению интервала в зависимости от параметров метрики в 5-мерном пространстве:

$$ds^2 = (1 - \varepsilon^2 / k)c^2 dt^2 - (1 + \varepsilon^2 / k)(dx^2 + dy^2 + dz^2) \quad (6)$$

Далее заметим, что в этом случае метрический тензор в четырехмерном пространстве является диагональным с компонентами

$$g_{11} = 1 - \varepsilon^2 / k; \quad g_{22} = g_{33} = g_{44} = -(1 + \varepsilon^2 / k) \quad (7)$$

Зададим векторный потенциал источника, связанного с центром гравитации в виде

$$g_1 = \varepsilon / kr, \quad \mathbf{g} = g_1 \mathbf{u} \quad (8)$$

Здесь \mathbf{u} – некоторый вектор в трехмерном пространстве, который определим ниже. Отсюда находим скалярный и векторный потенциал электромагнитного поля

$$\varphi_e = \frac{Q}{r} = \frac{Mc^2}{e} \frac{\varepsilon}{kr}, \quad \mathbf{A} = \varphi_e \mathbf{u} \quad (9)$$

Полагая $\eta = (kr)^2$ и вычисляя метрический тензор в 5-мерном пространстве, с учетом (7)-(8), находим, что в этом случае выражение (4) содержит в правой части только три члена ряда разложения по степеням параметра $\tilde{r} = kr$

$$G_{ik} = \eta \begin{pmatrix} g_{ik} + g_i g_k & g_k \\ g_i & 1 \end{pmatrix} = G_{ik}(0) + \dot{G}_{ik}(0)\tilde{r} + \ddot{G}_{ik}(0)\frac{\tilde{r}^2}{2} \quad (10)$$

Для описания движения материи с учетом ее волновых свойств, предположим, что стандартное уравнение Гамильтона-Якоби в релятивистской механике и уравнение типа Клейна-Гордона в квантовой механике возникают как следствие выполнения волнового

уравнения в 5-мерном пространстве [14, 16]. Это уравнение в общем случае можно записать в виде:

$$\frac{1}{\sqrt{-G}} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\sqrt{-G} G^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \Psi \right) = 0 \quad (11)$$

Здесь Ψ - волновая функция, описывающая, согласно (11), скалярное поле в пятимерном пространстве, G^{ik} - контравариантный метрический тензор,

$$G^{ik} = \eta^{-1} \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 & 0 & -g^1 \\ 0 & \lambda_2 & 0 & 0 & -g^2 \\ 0 & 0 & \lambda_2 & 0 & -g^3 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_2 & -g^4 \\ -g^1 & -g^2 & -g^3 & -g^4 & \lambda \end{pmatrix} \quad (12)$$

$$\lambda_1 = (1 - \varepsilon^2 / kr)^{-1}; \quad \lambda_2 = -(1 + \varepsilon^2 / kr)^{-1}$$

$$g^1 = \lambda_1 g_1, \quad g^2 = \lambda_2 g_2, \quad g^3 = \lambda_2 g_3, \quad g^4 = \lambda_2 g_4$$

$$\lambda = 1 + \lambda_1 g_1^2 + \lambda_2 (g_2^2 + g_3^2 + g_4^2); \quad G = \eta^5 / (ab^3); \quad \eta = (kr)^2.$$

Далее заметим, что в исследуемой метрике, зависящей только от радиальной координаты, выполняется следующее соотношение

$$F^\mu = \eta \frac{\partial}{\partial x^\mu} (\sqrt{-G} G^{\mu\nu}) = \eta \frac{\partial r}{\partial x^\mu} \frac{d}{dr} (\sqrt{-G} G^{\mu\nu}) \quad (13)$$

С учетом выражений (12), (13) запишем волновое уравнение (11) в виде

$$\frac{\lambda_1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - |\lambda_2| \nabla^2 \Psi + \lambda \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \rho^2} - 2g^i \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^i \partial \rho} + F^\mu \frac{\partial \Psi}{\partial x^\mu} = 0 \quad (14)$$

Отметим, что последнее слагаемое в уравнении (14) имеет порядок $\eta^2 k = k^5 r^4 \ll 1$. Следовательно, это слагаемое можно отбросить в задачах, характерный масштаб которых значительно меньше, чем максимальный масштаб из таблицы 1. Уравнение (14) примечательно тем, что оно не содержит каких-либо параметров, характеризующих скалярное поле. Поле приобретает массу и заряд, не только электрический, но и сильный, в процессе взаимодействия с центральным телом, что обусловлено только метрикой 5-мерного пространства. [12, 16].

Рассмотрим задачу о движении материи вокруг заряженного центра гравитации, обладающего электрическим и сильным зарядом, например, вокруг протона. В процессе решения этой задачи необходимо определить инерционную массу материи и энергию связи. Поскольку уравнение (14) является линейным и однородным, такую задачу можно решить в общем случае.

Введем полярную систему координат (r, ϕ, z) с осью z направленной вдоль векторного потенциала (8), положим в уравнении (14)

$$\Psi = \psi(r) \exp(i l \phi + i k_z z - i \omega t - i k_\rho \rho) \quad (15)$$

Разделяя переменные, находим, что радиальное распределение материи описывается следующим уравнением (здесь отброшено, в силу его малости, последнее слагаемое в уравнении (14)):

$$-\frac{\lambda_1 \omega^2}{c^2} \psi - |\lambda_2| \left(\psi_{rr} + \frac{1}{r} \psi_r - \frac{l^2}{r^2} \psi - k_z^2 \psi \right) - \lambda k_\rho^2 \psi + 2g^1 c^{-1} \omega k_\rho \psi - 2g^z k_z k_\rho \psi = 0 \quad (16)$$

Рассмотрим решения уравнение (16) в том случае, когда можно пренебречь влиянием гравитации, т.е. $\lambda_1 \approx -\lambda_2 \approx 1$, но $\lambda = 1 + g_1^2(1 - u^2) \neq 1$. При этих условиях уравнение (16) приводится к виду

$$-\frac{\omega^2}{c^2} \psi - \left(\psi_{rr} + \frac{1}{r} \psi_r - \frac{l^2}{r^2} \psi - k_z^2 \psi \right) - \lambda k_\rho^2 \psi + 2g^1 c^{-1} \omega k_\rho \psi - 2g^z k_z k_\rho \psi = 0 \quad (17)$$

В общем случае решение уравнения (17) можно представить в форме степенного ряда, как в аналогичной задаче о возбужденных состояниях релятивистского атома водорода [17-18]

$$\psi = \frac{\exp(-\tilde{r})}{\tilde{r}^a} \sum_{j=0}^n c_j \tilde{r}^j \quad (18)$$

Здесь обозначено $\tilde{r} = r / r_n$. Подставляя выражение (18) в уравнение (17), находим

$$\begin{aligned} & (a^2 - l^2 + \kappa_u) \sum_{j=0}^n c_j \tilde{r}^{j-2} + (2a - 1 + \kappa_g r_n) \sum_{j=0}^n c_j \tilde{r}^{j-1} + \\ & (1 - k_z^2 r_n^2 + K^2 r_n^2) \sum_{j=0}^n c_j \tilde{r}^j - \sum_{j=0}^n j c_j \tilde{r}^{j-1} - 2a \sum_{j=0}^n j c_j \tilde{r}^{j-2} + \\ & \sum_{j=0}^n c_j j(j-1) \tilde{r}^{j-2} = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

$$\kappa_u = (1 - u^2) k_\rho^2 \varepsilon^2 / k^2, \quad K^2 = k_\rho^2 + \omega^2 / c^2, \quad \kappa_g = -2\varepsilon k_\rho (k_z u_z + \omega / c) / k > 0.$$

Отсюда, приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях $\tilde{r} = r / r_n$, получим уравнения, связывающие параметры модели в случае возбужденных состояний

$$a = \sqrt{l^2 - \kappa_u}, \quad r_n = \frac{n+1-2a}{\kappa_g}, \quad \frac{1}{r_n^2} - k_z^2 + k_\rho^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \quad (20)$$

Второе уравнение (20) выполняется лишь для таких значений показателя степени, для которых справедливо неравенство $2a < n+1$. Отсюда находим уравнение для определения уровней энергии

$$\frac{4\varepsilon^2 k_\rho^2}{k^2(n+1-2a)^2} \left(k_z u_z + \frac{\omega}{c} \right)^2 - k_z^2 + k_\rho^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \quad (21)$$

Уравнение (21) было использовано для моделирования энергии связи нуклонов в ядрах для всей совокупности известных нуклидов [12]. В модели [12] ядро состоит из протонов, взаимодействующих со скалярным полем. Часть протонов экранируется, образуя N нейтронов, в результате возникает атом, состоящий из электронной оболочки и ядра с электрическим зарядом eZ , числом нуклонов $A = Z + N$ и массой $\Delta M = A(m_p + m_e) - E_{bp} / c^2$, где E_{bp} - энергия связи нуклонов в ядре, вычисляемая по общему числу нуклонов, обладающих суммарной массой электрона и протона. Отметим, что способ выражения энергии связи не является существенным, поэтому можно ограничиться и стандартным выражением превышения массы в атомных единицах. Поскольку в этой задаче фигурирует два типа зарядов – скалярный и векторный, эффект экранирования проявляется не только в отношении скалярного заряда (что приводит к образованию нейтронов), но и в отношении векторного заряда, что приводит к образованию нуклонов.

Следует заметить, что исходная метрика в пятимерном пространстве определяется метрическим тензором, который зависит только от параметров центрального тела, т.е. от суммарного заряда и суммарной массы нуклонов. В зависимости от комбинации заряда и массы в ядре могут образоваться различные оболочки:

- 1) нуклонная оболочка, в которой все заряды экранированы, следовательно $\varepsilon / k = A^2 e^2 / A m_p c^2 = A e^2 / m_p c^2$;
- 2) нейтронная оболочка, в которой $\varepsilon / k = N e^2 / m_p c^2$;
- 3) протонная оболочка, в которой $\varepsilon / k = Z e^2 / m_p c^2$.

Используя массу электрона и постоянную Планка, определим безразмерные параметры модели в виде

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}, \quad S = \frac{(\hbar k_p)^2}{(m_e c)^2}, \quad P = \frac{\hbar k_z}{m_e c}, \quad E = \frac{\hbar \omega}{m_e c^2}$$

$$b_{nl}^X = \frac{4X^2 (\alpha m_e / m_p)^2}{\left(n + 1 - 2\sqrt{l^2 - (1 - u^2)SX^2 (\alpha m_e / m_p)^2} \right)^2} \quad (22)$$

Здесь $X = A, N, Z$ в случае нуклонной, нейтронной или протонной оболочки соответственно.

Разрешая уравнение (21) относительно энергии, находим

$$E_{nl}^X = \frac{-Sb_{nl}^X Pu \pm i\sqrt{(Sb_{nl}^X Pu)^2 + (Sb_{nl}^X + 1)(S - P^2 + Sb_{nl}^X P^2 u^2)}}{(Sb_{nl}^X + 1)} \quad (23)$$

Заметим, что параметр энергии в уравнении (23) может принимать как вещественные, так и комплексные значения, которые соответствуют состояниям с конечным временем жизни. Учитывая, что для большинства нуклидов время распада является достаточно большой величиной, можно предположить, что мнимая часть числа в правой части уравнения (23) является малой величиной, что соответствует малой величине подкоренного выражения. Отсюда находим, что для этих состояний справедливо следующее соотношение между параметрами

$$P^2 = \frac{S(Sb_{nl}^X + 1)}{1 + Sb_{nl}^X (1 - u^2)} \quad (24)$$

Подставляя выражение импульса в уравнение (23), имеем

$$E_{nl}^X = \frac{S^{3/2} b_{nl}^X u}{\sqrt{(Sb_{nl}^X + 1)(1 + Sb_{nl}^X (1 - u^2))}} \quad (25)$$

Отсюда находим зависимость энергии связи на один нуклон в основном состоянии

$$E_{0a}^X / A = \frac{S^{3/2} b_0 u X^2 / A}{\sqrt{(Sb_0 X^2 + 1)(1 + Sb_0 X^2 (1 - u^2))}} \quad (26)$$

Здесь обозначено $b_0 = (2\alpha m_e / m_p (1 - 2\alpha))^2$. Таким образом, мы установили связь энергии состояния с параметрами взаимодействия. Отметим, что состояния (25) зависят от величины векторного заряда, который фигурирует в уравнениях (8)-(9). Как будет показано ниже, в этом проявляется различие между взаимодействием нуклонов в ядрах, где параметр $u \neq 0$, и взаимодействием электронов с атомными ядрами, в котором $u = 0$.

Ядерные оболочки и энергия связи нуклонов

Для наилучшего согласования модели с данными [19] в случае нуклонной оболочки, положим в уравнении (26) $X = A$, $\sqrt{S} = 293$; $Sb_0 = 0.003$; $u = 0.9986$. Уравнение (26) позволяет приближенно описать зависимость энергии связи от числа нуклонов для всех нуклидов - рис. 2. Для легких ядер наблюдается значительное расхождение с опытом. Это обусловлено как наличием двух других оболочек, так и тем, что структура легких ядер в большей степени зависит от деталей взаимодействия. В частности, параметры S , b_0 , u не являются постоянными, как будет показано ниже.

В этой связи заметим, что в теории Румера [14] действие в пятимерном пространстве представляется в виде $\Sigma_s = mcx^5 + \Sigma(x^1, x^2, x^3, x^4)$. Следовательно, волновой вектор в пятом измерении соответствует массе, а нормированный вектор - числу элементарных масс. Вычисленное значение параметра $\sqrt{S} = 293$ для кривой на рис. 2, видимо, соответствует элементу с максимальным атомным номером ${}^{293}\text{Ei}$ по данным [19].

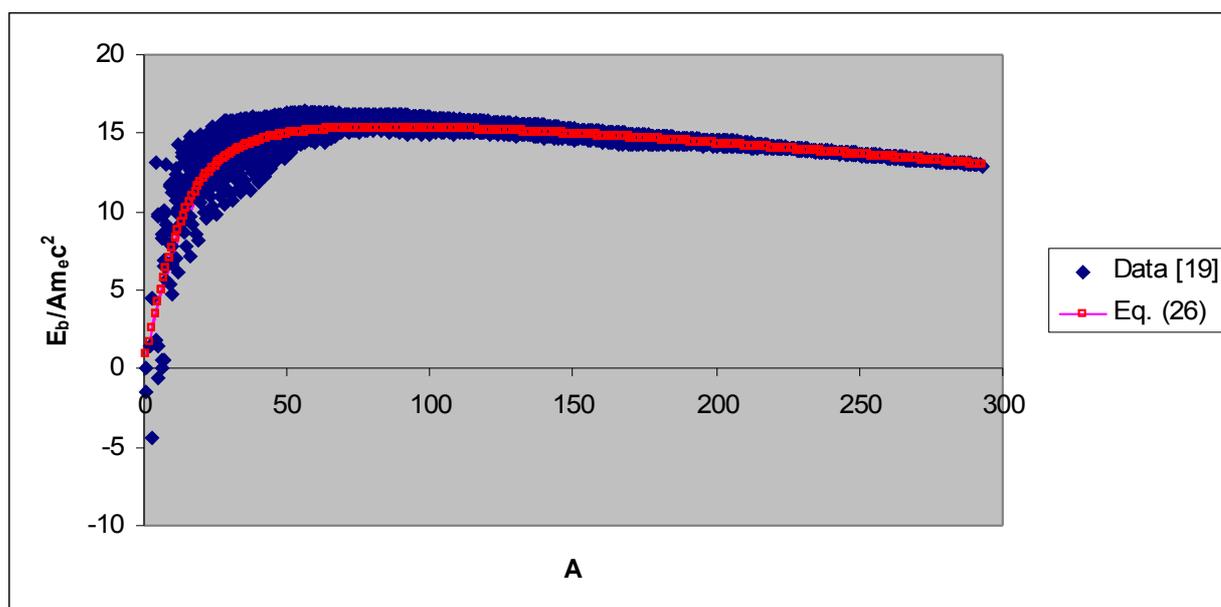


Рис. 2. Зависимость энергии связи от числа нуклонов по данным [19] и вычисленная по уравнению (26): $\sqrt{S} = 293$; $Sb_0 = 0.003$; $u = 0.9986$.

Среднее значение магнитного заряда $u = 0.9986$ свидетельствует о высокой степени корреляции движения нуклонов в ядре. Полученное значение параметра

взаимодействия $b_0 = (2\alpha m_e / m_p (1 - 2a))^2 \approx 3.5 \cdot 10^{-8}$ позволяет определить среднее значение момента $\pm l = a \approx 0.478744$.

Энергия основного состояния нейтронной оболочки определяется уравнением (25), в котором положим $X = N$. Параметры нейтронной оболочки не совпадают с параметрами нуклонной оболочки, но варьируются для каждого элемента. Используя вместе выражения энергии связи в нуклонной и нейтронной оболочке можно довольно точно описать энергию связи изотопов – рис. 3. Расчетная модель строится следующим образом. Предположим, что на основе уравнения (26) для нуклонной оболочки удалось достаточно точно определить энергию связи одного из изотопов данного элемента. Без ограничения общности можно считать, что это изотоп, содержащий минимальное число нейтронов. Тогда энергия связи всех других изотопов данного элемента определяется согласно

$$\frac{E(N, Z)}{A} = \frac{E_{0a}^A(N_{\min}, Z)}{Z + N_{\min}} + \frac{E_{0a}^N(N, Z)}{Z + N} - \frac{E_{0a}^N(N_{\min}, Z)}{Z + N_{\min}} \quad (27)$$

Модель (25)-(27) содержит произвол в выборе параметра взаимодействия Sb_0 , который не зависит от заряда ядра. В качестве примера в таблице 3 даны параметры модели, вычисленные по данным [19] для изотопов золота.

Таблица 3. Параметры модели (25)-(27) для изотопов золота.

Sb_0	u	$S^{3/2}b_0u$	$1-u^2$	$Sb_0(1-u^2)$	$S^{1/2}$
0,005	0,9936	3,60	0,012759	6,38E-05	724,6377
0,05	0,9994	11,49	0,0012	6E-05	229,938
0,56	0,999947	38,05	0,000106	5,94E-05	67,94289
1	0,99997	50,98	5,94E-05	5,94E-05	50,98151
5	0,999994	114,10	1,19E-05	5,94E-05	22,82014
10	0,999997	161,42	5,94E-06	5,94E-05	16,14205

Напротив, параметр $Sb_0(1 - u^2) = p(Z)$ является практически постоянным для данного элемента, но зависит от величины заряда. Эта зависимость является монотонной - параметр взаимодействия снижается с ростом заряда. Полученный результат означает, что протонная и нейтронная оболочки ядра взаимодействуют друг с другом.

Энергия основного состояния протонной оболочки определяется уравнением (25), в котором положим $X = Z$. Расчетная модель в этом случае строится аналогично (27) с заменой $N \rightarrow Z$. В результате находим:

$$\frac{E(N, Z)}{A} = \frac{E_{0a}^A(Z_{\min}, N)}{N + Z_{\min}} + \frac{E_{0a}^Z(Z, N)}{Z + N} - \frac{E_{0a}^Z(Z_{\min}, N)}{N + Z_{\min}} \quad (28)$$

Используя совместно уравнения (25) и (28) можно определить энергию связи нуклидов с заданным числом нейтронов – рис. 4. В этом случае также существует произвол в выборе параметра взаимодействия Sb_0 , который практически не зависит от числа нейтронов ядра. В качестве примера в таблице 4 даны параметры модели, вычисленные по данным [19] для $N=111$.

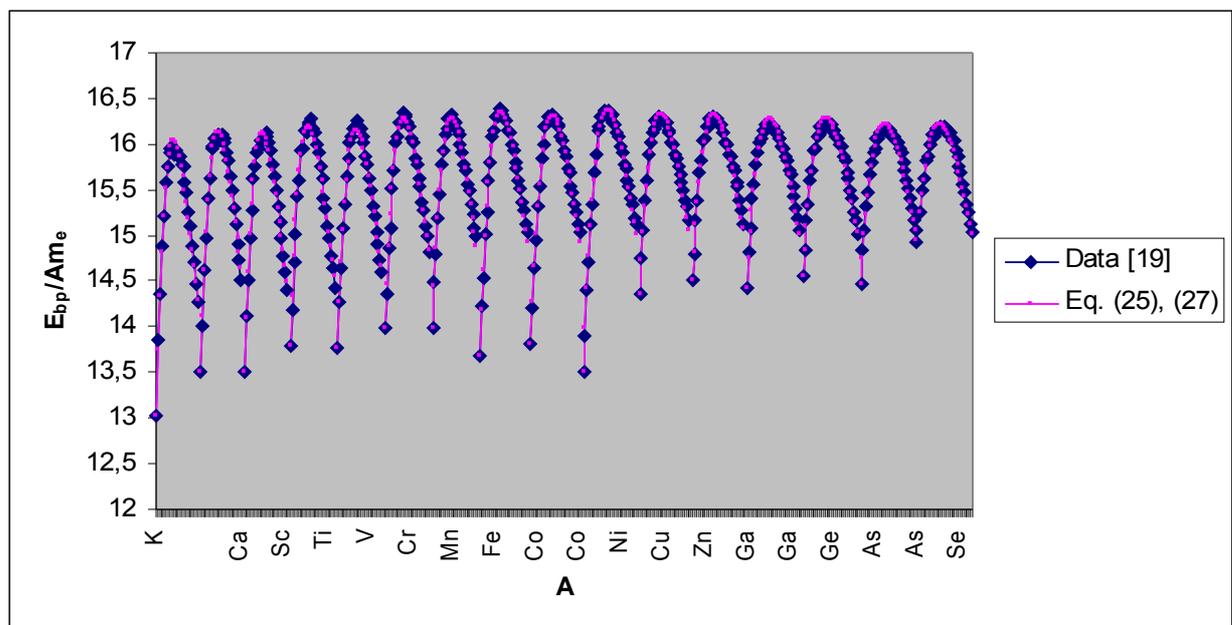


Рис. 3. Зависимость энергии связи от числа нуклонов, вычисленная по модели (25), (27) и по данным [19] для изотопов ряда химических элементов.

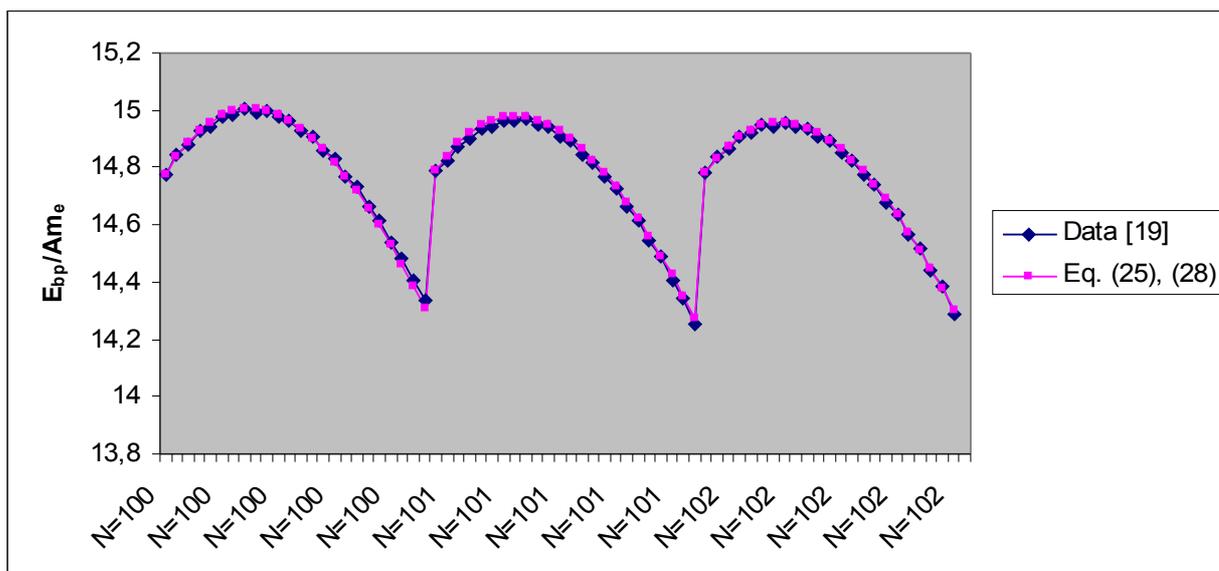


Рис. 4. Зависимость энергии связи от числа нуклонов, вычисленная по модели (25) и (28) и по данным [19] для N=100;101;102.

Таблица 4. Параметры модели (25), (28) вычисленные по данным [19] для N=111.

Sb ₀	u	S ^{3/2} b ₀ u	1-u ²	Sb ₀ (1-u ²)	S ^{1/2}
0,01	0,9842	19,13285	0,03135	0,000314	1944
0,05	0,9971	45,54254	0,005792	0,00029	913,5
0,1	0,99855	62,30952	0,002898	0,00029	624
0,5	0,99971	135,5607	0,00058	0,00029	271,2
1	0,999856	196,3717	0,000288	0,000288	196,4
2	0,999928	277,16	0,000144	0,000288	138,59
3	0,999952	339,2567	9,6E-05	0,000288	113,091
6	0,999976	479,3285	4,8E-05	0,000288	79,89
10	0,999986	602,6913	2,9E-05	0,00029	60,27

Возникает вопрос, какой режим взаимодействия реализуется в атомных ядрах – с большим или малым значением параметром взаимодействия Sb_0 ? Для ответа на этот вопрос вычислим характерный масштаб r_0 , фигурирующий в уравнениях (20). Разрешая третье уравнение (20) относительно размера, находим с учетом (24)-(25), что

$$r_0 = \frac{\hbar}{m_e c \sqrt{P^2 - S - E^2}} = \frac{\hbar}{m_e c P} \frac{1 + Z^2}{uZ} = \frac{1 + Z^2}{k_z u Z} \tag{29}$$

На рис. 5 приведены зависимости стандартного размера ядра и масштаба модели r_0 для изотопов золота. Из этих данных следует, что для золота масштаб модели будет согласован с размером ядра при условии $Sb_0 \approx 1$. Стандартный размер ядер зависит от числа нуклонов по формуле [8, 20]:

$$r(A) = r_A A^{1/3}, \quad r_A = (1.12 \div 1.4)10^{-15} m.$$

Следовательно, в протонных оболочках реализуется режим со значением параметром взаимодействия $Sb_0 \approx 1$. Было установлено, что для режима с $Sb_0 \approx 1$ орбитальный момент имеет значение, близкое к величине $1/2$ - таблица 5. Таким образом, исходное скалярное поле приобретает не только заряд и массу, но и спин, как у фермионов, что до некоторой степени проясняет природу спина электрона.

Отметим, что в случае $Sb_0 = 1$ параметр, характеризующий взаимодействие магнитного типа, $Sb_0(1 - u^2) = f(N)$, монотонно снижается с ростом числа нейтронов по степенному закону, а параметр $S^{1/2} = \hbar k_p / m_e c$, характеризующий движение материи в пятом измерении, практически линейно зависит от числа нейтронов, содержащихся в ядре – рис. 6.

Таблица 5. Параметры уравнения (26), вычисленные для ряда изотонов.

N	Sb_0	u	$S^{1/2}$	$f(N)$	a	L
2	1	0,8	105	0,36	0,499583	0,499583
3	1	0,925	67	0,144375	0,499734	0,499734
4	1	0,964	55,9	0,070704	0,499778	0,499778
5	1	0,979	50,8	0,041559	0,499798	0,499798
10	1	0,9942	69,4	0,011566	0,499724	0,499724
20	1	0,9981	84,9	0,003796	0,499663	0,499663
30	1	0,9987	97	0,002598	0,499614	0,499615
40	1	0,99937	111	0,00126	0,499559	0,499559
50	1	0,99955	105,5	0,0009	0,499581	0,499581
60	1	0,999656	119,5	0,000688	0,499525	0,499526
70	1	0,99972	131	0,00056	0,499479	0,49948
80	1	0,99976	154	0,00048	0,499388	0,499389
90	1	0,9998	141	0,0004	0,49944	0,499441
110	1	0,99985	163	0,0003	0,499352	0,499354
120	1	0,999873	243	0,000254	0,499034	0,499038
130	1	0,999877	185	0,000246	0,499265	0,499267
150	1	0,999906	239	0,000188	0,49905	0,499054

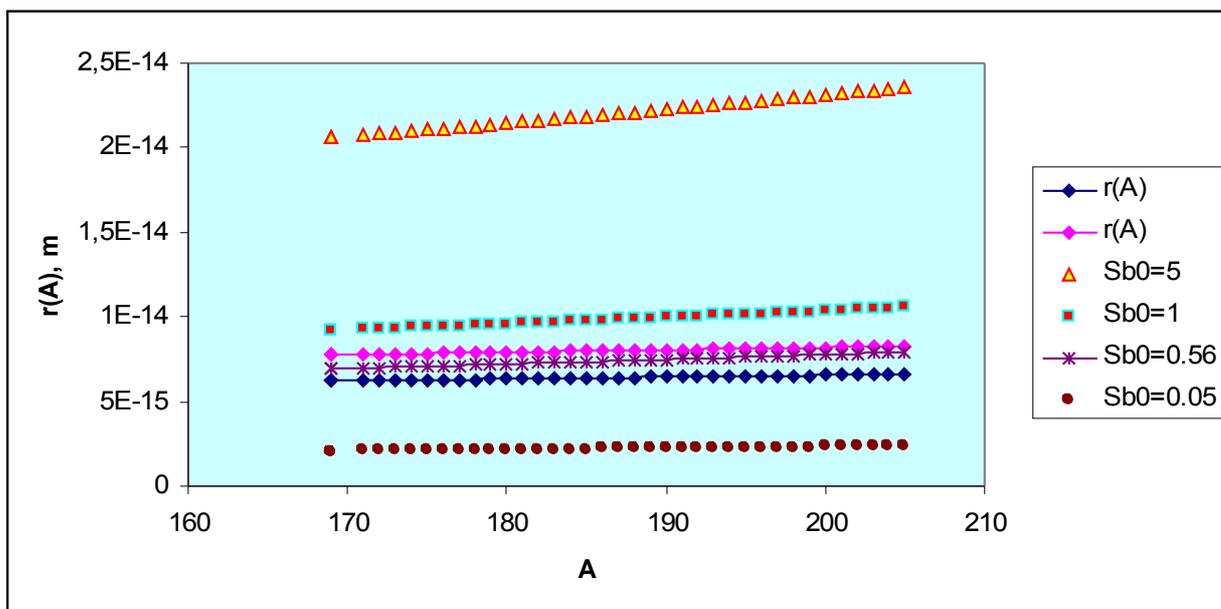


Рис. 5. Зависимость размера ядра и характерного масштаба модели для изотопов золота.

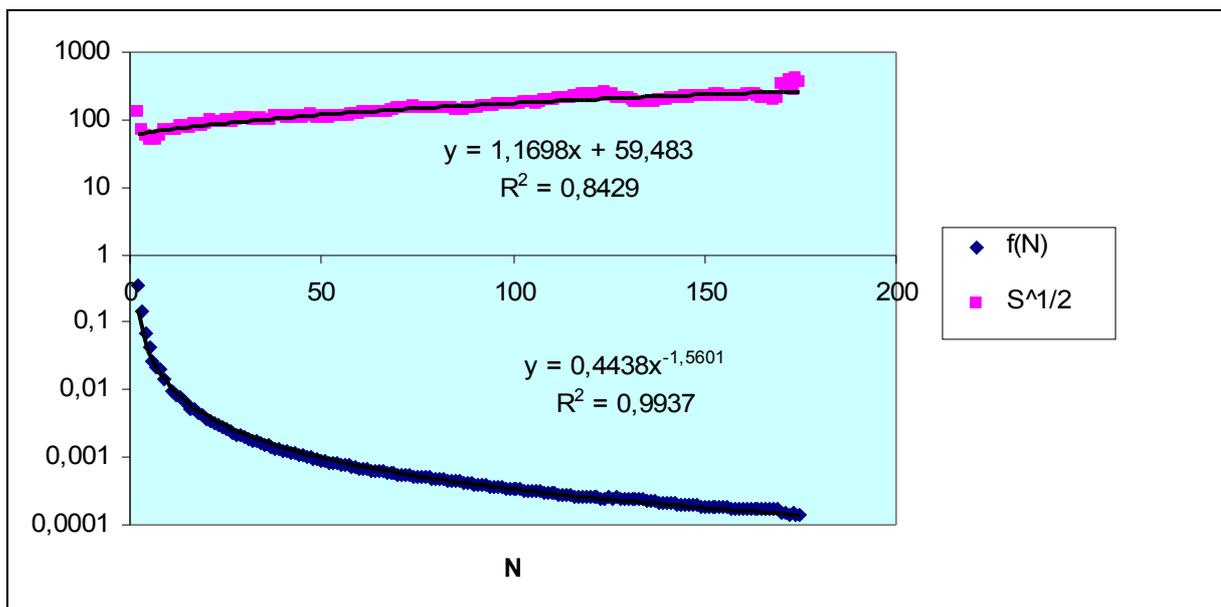


Рис. 6. Зависимость параметра взаимодействия $f(N) = Sb_0(1 - u^2)$ и параметра $S^{1/2} = \hbar k_p / m_e c$, характеризующего движение материи в пятом измерении, от числа нейтронов ядра в случае $Sb_0 = 1$.

Мы показали, что ядерные оболочки, состоящие из нуклонов, нейтронов и протонов соответственно, позволяют смоделировать зависимость энергии связи от числа

нуклонов. Обнаруженные зависимости параметра взаимодействия от числа протонов в случае нейтронной оболочки и от числа нейтронов в случае протонной оболочки – рис. 6, таблица 5, означают, что протонная оболочка взаимодействует с нейтронной оболочкой.

Возникает вопрос, какая из ядерных оболочек является более значимой в отношении влияния на свойства ядер и атомных элементов? Полученные данные свидетельствуют, что нейтронная оболочка и протонная оболочки в равной степени могут быть использованы для моделирования энергии связи, что согласуется с принципом изотопической симметрии ядерных сил. Однако электронные оболочки зависят от числа протонов ядра, откуда следует, что протонная оболочка, возможно, имеет большее влияние в атомном масштабе, нежели нейтронная оболочка, что находит свое отражение в современной формулировке периодического закона в форме (2).

Электронные оболочки

Рассмотрим общее выражение энергии (23) в случае протонной оболочки и при условии полного экранирования магнитного заряда, т.е. положим в правой части выражения (23) $X = Z, u = 0$. В результате находим

$$E_{nl}^Z = \frac{\pm \sqrt{(Sb_{nl}^Z + 1)(P^2 - S)}}{(Sb_{nl}^Z + 1)}, \quad b_{nl}^Z = \frac{4Z^2(\alpha m_e / m_p)^2}{\left(n + 1 - 2\sqrt{l^2 - SZ^2(\alpha m_e / m_p)^2}\right)^2} \quad (30)$$

С другой стороны, в случае водородоподобного атома справедлива формула Зоммерфельда-Дирака для энергии релятивистского электрона [17-18, 21]

$$E_e = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{(n_r + \sqrt{n_\phi^2 - \alpha^2 Z^2})^2}}} \quad (31)$$

Сравнивая (30) и (31), находим, что для согласования этих формул следует положить

$$E_{nl}^Z > 0, \quad P^2 = 1 + S, \quad S = (m_p / m_e)^2, \quad n_r = (n + 1)/2, \quad n_\phi = l \quad (32)$$

Отметим, что различия в знаках радикала $\sqrt{l^2 - \alpha^2 Z^2}$ связано с выбором знака параметра в выражении волновой функции (18), где в общем случае следует полагать, что

$\alpha = \pm \sqrt{l^2 - \kappa_u}$. В задачах моделирования структуры ядра мы выбрали положительный знак, тогда как в задачах моделирования атомных оболочек принято выбирать отрицательный знак. В последнем случае находим с учетом (32), что первое уравнение (30) совпадает с уравнением Зоммерфельда-Дирака (31):

$$E_{nl}^Z = \frac{E_e}{m_e c^2} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{(n_r + \sqrt{n_\phi^2 - \alpha^2 Z^2})^2}}} \quad (33)$$

Таким образом, мы показали, что выражение (23) является универсальным. В области значений параметра $u \approx 1$ это выражение описывает энергию связи нуклонов в ядрах элементов, тогда как при условии $u = 0$, оно описывает энергию релятивистских электронов в атомных оболочках. Существует особый случай состояний атома водорода – гидрино [10, 17-18], который также описывается выражением (23).

Первые члены разложения выражения (33) по степеням малого параметра $(\alpha Z)^2 \ll 1$, описывают энергетические уровни водородоподобного атома, включая атом водорода, в этом случае имеем [21]

$$E_{nl}^Z - 1 = \frac{E_e}{m_e c^2} - 1 = - \frac{(\alpha Z)^2}{2(|n_\phi| + n_r)^2} \left(1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{|n_\phi| + n_r} \left(\frac{1}{|n_\phi|} - \frac{3}{4(|n_\phi| + n_r)} \right) \right) + \dots \quad (34)$$

Выражение (34) описывает рентгеновские термы, квадратичная зависимость которых от заряда ядра была определена экспериментально в работе Мозли [4], что послужило основой для создания квантовой механики и современной формы периодического закона.

Отметим, что общее выражение (30) содержит свободные параметры, которые в современной квантовой теории принимают частные значения (32). С учетом этих значений находим, что выражение (33) описывает не только энергию связанных состояний электрона в водородоподобном атоме (34), но и энергию свободного электрона, обусловленную его массой покоя. Исходное же уравнение теории (11) описывает движение скалярного поля, которое не обладает, ни зарядом, ни массой, ни спином. Следовательно, мы доказали, что масса покоя электрона, его заряд и спин обусловлены движением скалярного безмассового поля в пятимерном пространстве со специальной метрикой (10), зависящей от заряда и массы центрального ядра.

Ядерные оболочки и периодический закон

В настоящее время существует не менее 473 модификаций периодической таблицы [22], в которых элементы систематизированы на основе той или иной идеи мироустройства. Отметим информационный подход [23-24], хорошо зарекомендовавший себя, в том числе, при решении задачи систематизации химических элементов. Как известно, в теории информации само понятие количества информации можно связать со

сложностью объекта, под которой понимается минимальная длина алгоритмической программы, необходимой, чтобы получить некоторое Y из X [25]. В этой связи заметим, что в данной теории алгоритм получения уровней энергии атома из исходной модели не отличается от алгоритма получения уровней энергии ядра. Следовательно, предполагается, что атом устроен не сложнее, чем ядро, а ядро устроено не сложнее, чем атом.

Используя развитую выше теорию единого атомного и ядерного поля, можно определить порядок элементов и всех их изотопов, рассматривая одновременно процесс заполнения протонных и электронных оболочек. Увеличение заряда ядра на единицу приводит к изменению массы ядра и энергии связи нуклонов и электронов, что, в свою очередь, приводит к изменению химических и физических свойств элементов. Располагая нуклиды в плоскости (N, Z) , приходим к современному виду периодической таблицы, в которой символы элементов воспроизводятся на протяжении ряда изотопов – таблица 6. В клетках таблицы 6 принято размещать данные об основных свойствах ядер, к числу которых относятся [26]:

- 1) спин и четность $J\pi$;
- 2) превышение массы $\Delta = M_A - A$, вычисленное относительно изотопа ^{12}C ;
- 3) период полураспада, ширина или содержание элемента в природе (%);
- 4) мода распада.

На рис. 7 дана визуализация времени жизни 3175 нуклидов по данным [19]. Стабильные и долгоживущие изотопы, выделенные черным цветом, в совокупности своих свойств вошли в оригинальную таблицу Менделеева, как природные химические элементы. Однако, с точки зрения обсуждаемой модели, разница между стабильными и нестабильными ядрами определяется только величиной импульса, а именно, ядра стабильны, если выполняется условие

$$P^2 \geq \frac{S(Sb_{nl}^X + 1)}{1 + Sb_{nl}^X(1 - u^2)} \quad (35)$$

Возникает вопрос, почему ядра элементов существуют только вблизи нижней границы неравенства (35)? Действительно, при вычислении параметров ядерных оболочек нами была принята гипотеза (24), которая соответствует знаку равенства в условии (35). При нарушении нижней границы неравенства (35) ядра распадаются, но они могли бы существовать во всей области, где выполняется неравенство (35).

Таблица 6. Фрагмент периодической таблицы в плоскости (N, Z): жирным шрифтом обозначены распространенные в природе изотопы, вошедшие в таблицу Менделеева.

N	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Z																					
0		n																			
1	H	H	H	H	H	H	H														
2		He	He	He	He	He	He	He	He												
3	Li	Li	Li	Li	Li	Li	Li	Li	Li	Li											
4		Be	Be	Be	Be	Be	Be	Be	Be	Be	Be	Be	Be								
5		B	B	B	B	B	B	B	B	B	B	B	B	B	B						
6			C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C	C					
7				N	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N		
8					O	O	O	O	O	O	O	O	O	O	O	O	O	O	O	O	O
9						F	F	F	F	F	F	F	F	F	F	F	F	F	F	F	F
10							Ne	Ne	Ne	Ne	Ne	Ne	Ne	Ne	Ne	Ne	Ne	Ne	Ne	Ne	Ne
11								Na	Na	Na	Na	Na	Na	Na	Na	Na	Na	Na	Na	Na	Na
12								Mg	Mg	Mg	Mg	Mg	Mg	Mg	Mg	Mg	Mg	Mg	Mg	Mg	Mg
13									Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al
14									Si	Si	Si	Si	Si	Si	Si	Si	Si	Si	Si	Si	Si
15										P	P	P	P	P	P	P	P	P	P	P	P
16											S	S	S	S	S	S	S	S	S	S	S
17												Cl	Cl	Cl	Cl	Cl	Cl	Cl	Cl	Cl	Cl
18													Ar	Ar	Ar	Ar	Ar	Ar	Ar	Ar	Ar
19														K	K	K	K	K	K	K	K
20															Ca	Ca	Ca	Ca	Ca	Ca	Ca

Здесь мы примем простую гипотезу, совместную с условием существования электронных оболочек (32), что на организацию вещества расходуется такая часть импульса скалярного поля, которая не меньше нижней границе неравенства (35), но не больше, чем необходимо для образования электронной оболочки, следовательно

$$\frac{(S+1)(Sb_{nl}^X+1)}{1+Sb_{nl}^X(1-u^2)} \geq P^2 \geq \frac{S(Sb_{nl}^X+1)}{1+Sb_{nl}^X(1-u^2)} \quad (36)$$

Отсюда в случае $u = 0$ находим, что квадрат импульса на верхней границе неравенств (36) удовлетворяет второму уравнению (32). В общем же случае находим, что из-за вариаций квадрата импульса в пределах, задаваемых неравенствами (36), возможно случайное отклонение энергии связи от зависимостей (27)-(28) с относительной погрешностью порядка S^{-1} . Действительно, было установлено, что погрешность формул (27)-(28) убывает с ростом числа нуклонов.

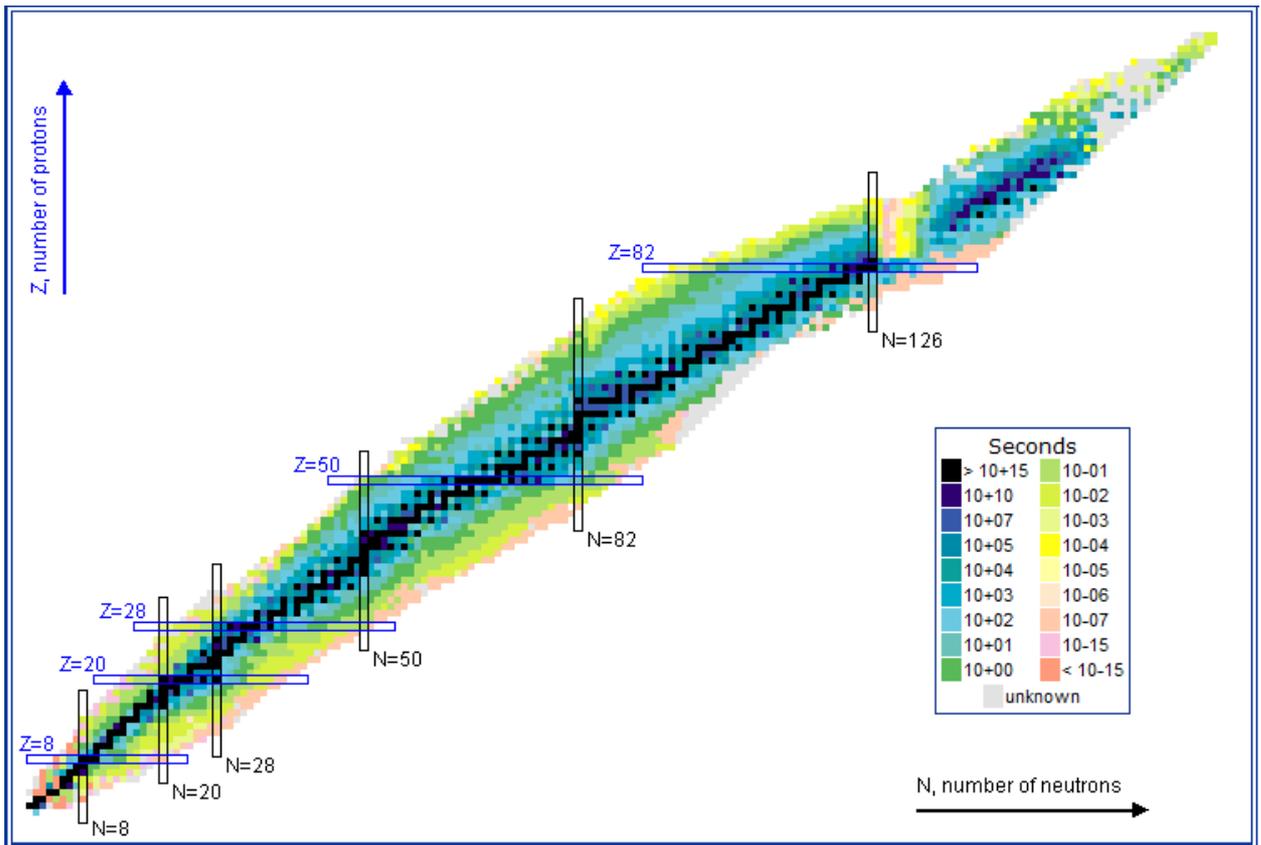


Рис. 7. Время жизни нуклидов по данным [19] с разметкой магических чисел нейтронов и протонов.

Используя данные, полученные для всей совокупности нуклидов – рис. 6, можно определить квадрат импульса, соответствующий нижней и верхней границе неравенства (36) в виде:

$$P_0^2 = \frac{S(N)(Z^2 + 1)}{1 + f(N)Z^2}, \quad P_1^2 = \frac{(S(N) + 1)(Z^2 + 1)}{1 + f(N)Z^2} \tag{37}$$

Входящие в эти выражения параметры модели зависят от числа нейтронов. Используя уравнения тренда для данных на рис. 6, можно определить, как изменяются параметры $f(N)$, $S(N)$ относительно линий тренда – рис. 8:

$$\begin{aligned} Vf(N) &= f(N) * N^{1.5601} / 0.4438 \\ VS &= S^{1/2}(N) / (1.1698N + 59.483) \end{aligned} \tag{38}$$

Эти изменения имеют отчетливую периодическую составляющую, что позволяет выделить в таблице нуклидов собственные периоды. Указанные периоды можно связать с нейтронными оболочками, которые, согласно модели ядерных оболочек [9], заполняются аналогично тому, как заполняются электронные оболочки. В таком случае должны быть выделены магические числа 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184. Действительно, по данным на

рис. 8 можно выделить периоды, связанные с заполнением оболочек с числом нейтронов в промежутке между 2 и 8, 50 и 82, 82 и 126, 126 и 170, что соответствует 2-ой, 6-ой, 7-ой и 8-ой оболочке. Магические числа можно сравнить так же с точками локальных экстремумов на кривых на рис. 8. Соответствующие данные собраны в таблице 7. Эти числа не соответствуют точно магическим числам, хотя и близки к ним.

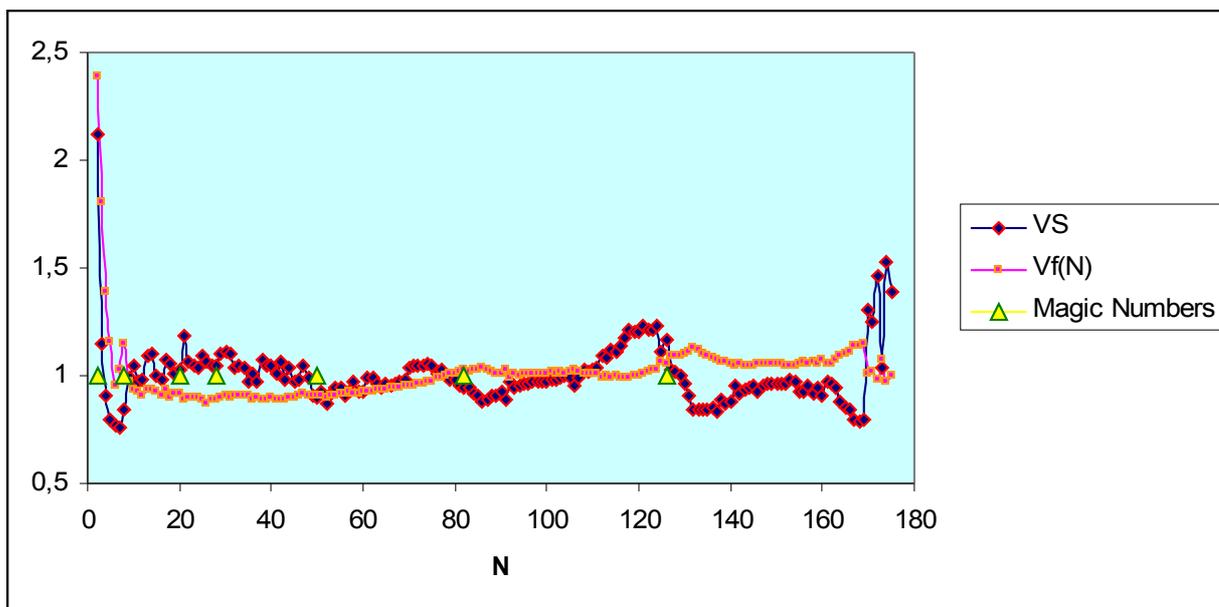


Рис. 8. Колебания параметров модели (28) относительно линий тренда:

$$Vf(N) = f(N) * N^{1.5601} / 0.4438; \quad VS = S^{1/2} / (1.1698N + 59.483)$$

Следовательно, стандартная теория ядерных оболочек, в которой реальное движение нуклонов в ядре моделируется на основе модели квантового гармонического осциллятора, согласуется с настоящей теорией, в которой движение нуклонов моделируется на основе модели единого ядерного и атомного поля. Однако для легких ядер наблюдается расхождение, что видно из данных, приведенных на рис. 9. Можно предположить, что в случае 3-й, 4-ой, 5-ой и 8-ой оболочки периодический закон является более сложным, чем это предсказывает стандартная теория ядерных оболочек.

Таблица 7. Локальные экстремумы функций, характеризующих колебания параметров модели (28) относительно линий тренда

VSmax	2	21	74	124	174
VSmin	7	52	86	133	169
Vfmax	2,8		87	133	169
Vfmin	6	26			174
Magic numbers	2, 8	20, 28, 50	82	126	184

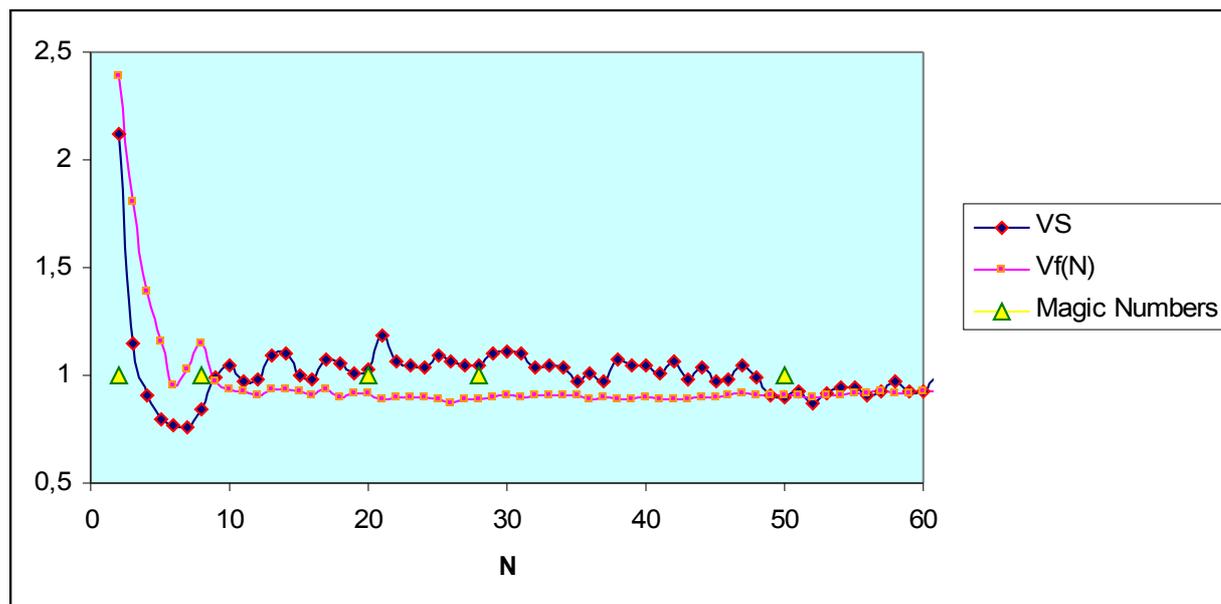


Рис. 9. Колебания параметров модели (28) относительно линий тренда $Vf(N) = f(N) * N^{1.5601} / 0.4438$; $VS^{1/2} = S^{1/2} / (1.1698 + 59.483)$ в случае легких ядер.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что периодические свойства атомных элементов зависят не только от числа протонов (заряда), но и от числа нейтронов, содержащихся в ядрах элементов, что нашло свое отражение в оригинальной формулировке периодического закона Менделеева.

Автор выражает благодарность профессору В. Д. Джунушалиеву и профессору Е. В. Луценко за полезные обсуждения.

References

1. Менделеев Д. И., Периодический закон. Основные статьи. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 111.
2. A. Van den Broek. The Number of Possible Elements and Mendelëff's "Cubic" Periodic System// *Nature* **87** (2177), 1911.
3. E. Rutherford. The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom// *Philosophical Magazine. Series 6, vol. 21. May 1911.*
4. H. G. J. Moseley, M. A. THE HIGH FREQUENCY SPECTRA OF THE ELEMENTS// *Phil. Mag.*, p. 1024, 1913.
5. W.C. Martin, A. Musgrove, S. Kotochigova, and J.E. Sansonetti (2011), *Ground Levels and Ionization Energies for the Neutral Atoms* (version 1.3). [Online] Available: <http://physics.nist.gov/IonEnergy> [Wednesday, 28-Mar-2012 09:33:23 EDT]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
6. Iwanenko, D.D. The neutron hypothesis// *Nature*, **129**, 1932, 798.
7. Гейзенберг В. Замечания к теории атомного ядра// *УФН* (1), 1936.

8. [Иваненко Д.Д.](#), Периодическая система химических элементов и атомное ядро // Д.И.Менделеев. Жизнь и труды, АН СССР, М., 1957, с.66-100.
9. Maria Goepfert-Mayer. On Closed Shells in Nuclei/ [DOE Technical Report, Phys. Rev. Vol. 74](#); 1948. II [DOE Technical Report, Phys. Rev. Vol. 75](#); 1949
10. Mills, Randell L. (June 2008). The Grand Unified Theory of Classical Physics. Blacklight Power. <http://www.blacklightpower.com/theory/bookdownload.shtml>
11. Alexander P. Trunev. Lorentz quantum electrodynamics// Научный журнал КубГАУ [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2012. – №01(75). С. 1075 – 1090. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2012/01/pdf/83.pdf>
12. А. Р. Trunev. The structure of atomic nuclei in Kaluza-Klein theory // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2012. – №02(76). С. 862 – 881. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2012/02/pdf/70.pdf>
13. Kaluza, Theodor. Zum Unitätsproblem in der Physik. [Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin. \(Math. Phys.\)](#) **1921**: 966–972.
14. Ю. Б. Румер. Исследования по 5-оптике. – М., Гостехиздат, 1956. 152 с.
15. [V. Dzhunushaliev](#) (6 December 1996). Multidimensional Geometrical Model of the Electrical and SU(2) Colour Charge with Splitting off the Supplementary Coordinates// <http://arxiv.org/pdf/gr-qc/9612047>
16. Трунев А.П. Фундаментальные взаимодействия в теории Калуцы-Клейна// Научный журнал КубГАУ. – Краснодар: КубГАУ, 2011. – №07(71). С. 502 – 527. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2011/07/pdf/39.pdf>
17. Naudts, Jan (5 August 2005). On the hydrino state of the relativistic hydrogen atom. arXiv:physics/0507193.
18. Dombey, Norman (8 August 2006). The hydrino and other unlikely states. Physics Letters A 360: 62. arXiv:physics/0608095
19. National Nuclear Data Center Web Site, <http://www.nndc.bnl.gov/>
20. Marselo Alonso, Edward J. Finn. Fundamental University Physics. III Quantum and Statistical Physics. – Addison-Wesley Publishing Company, 1975.
21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. IV/В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Квантовая электродинамика. – 3-е изд., испр. – М.: Наука, Гл. Ред. Физ.-мат. Лит., 1989, - 728 с.
22. The INTERNET Database of Periodic Tables, <http://www.meta-synthesis.com/index.html>
23. Луценко Е.В. Универсальный информационный вариационный принцип развития систем / Е.В. Луценко // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2008. – №07(41). С. 117 – 193. – Шифр Информрегистра: 0420800012\0091. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2008/07/pdf/10.pdf>, 4,812 у.п.л.
24. Вяткин В.Б. Информационно-синергетический анализ электронных систем атомов химических элементов. Часть 1. Структурная организация электронных систем в плоскости подболочек / В.Б. Вяткин // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2009. – №04(48). С. 24 – 44. – Шифр Информрегистра: 0420900012\0036. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2009/04/pdf/03.pdf>, 1,312 у.п.л.
25. А.Н. Колмогоров. Алгоритм, информация, сложность. – Москва, «Знание», 1991.
26. JAGDISH K. TULI. NUCLEAR WALLET CARDS (Seventh edition). April 2005, NATIONAL NUCLEAR DATA CENTER, www.nndc.bnl.gov