



**Chaos and Correlation**  
International Journal, March 27, 2012

## Модель сильных взаимодействий нуклонов в атомных ядрах

## Model of nucleons strong interaction in atomic nuclei

Alexander P. Trunev (Toronto, Canada)

Alexander P. Trunev

Вычислена зависимость энергии связи от числа нуклонов, нейтронов и протонов для всей совокупности известных нуклидов.

We calculate the binding energy dependence on the number of nucleons, neutrons and protons for the entire set of known nuclides.

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

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

### Введение

В работах /1-2/ была разработана модель ядерных оболочек для описания коллективных процессов в атомных ядрах. В модели /1-2/ ядро состоит из совокупности 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 дефектом масс  $\Delta M = m_p Z + m_n N - E_b / c^2$ , где  $E_b$  - энергия связи нуклонов в ядре. На основе модели /1-2/ была рассчитана зависимость энергии связи от числа нуклонов для всей совокупности известных нуклидов по данным /3/. В настоящей работе развиты методы вычисления энергии связи нуклонов в ядрах в зависимости от числа нейтронов и протонов.

### Описание модели

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 /8/. Это уравнение в общем случае можно записать в виде:

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

Здесь  $\Psi$  - волновая функция, описывающая, согласно (1), скалярное поле в пятимерном пространстве,  $G^{ik}$  - контравариантный метрический тензор,

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

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

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

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

Векторный потенциал источника, связанного с центром гравитации, имеет вид

$$g_1 = \varepsilon / kr, \quad \mathbf{g} = g_1 \mathbf{u} \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{u}$  – некоторый вектор в трехмерном пространстве, который определим ниже. В частности, скалярный и векторный потенциал электромагнитного поля единичного заряда с массой  $m$  можно представить в форме

$$\varphi_e = \frac{q}{r} = \frac{mc^2}{e} \frac{\varepsilon}{kr}, \quad \mathbf{A} = \varphi_e \mathbf{u} \quad (4)$$

В этом случае имеем  $k = 2\gamma m^3 c^2 / e^4$ ,  $\varepsilon^2 / k = 2\gamma m / c^2$ , здесь  $\gamma$  - гравитационная постоянная. Численное значение параметра  $k$ , имеющего размерность обратной длины, составляет в случае электрона около  $1,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^{-1}$ , а в случае протона приблизительно  $1,05 \cdot 10^{-18} \text{ м}^{-1}$ . Отметим, что соответствующий масштаб в случае электрона превосходит размер наблюдаемой Вселенной, тогда как для протонов этот масштаб составляет около 100 световых лет - таблица 1.

Таблица 1. Параметры метрического тензора

	$k, 1/\text{м}$	$\varepsilon$	$\Gamma_{\max}, \text{М}$	$\Gamma_{\min}, \text{М}$
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

Уравнение (1) интересно тем, что из него, путем простого обобщения, можно вывести все основные модели квантовой механики, включая уравнение Дирака, а в нерелятивистском случае это уравнение сводится к уравнению Шредингера. Из него можно также вывести уравнение эйконала, которое в 4-х мерном пространстве сводится к

уравнению Гамильтона-Якоби, описывающему движение релятивистских заряженных частиц в электромагнитном и гравитационном поле /8/.

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

$$F^\mu = N \frac{\partial}{\partial x^\mu} (\sqrt{-GG^{\mu\nu}}) = N \frac{\partial r}{\partial x^\mu} \frac{d}{dr} (\sqrt{-GG^{\mu\nu}}) \quad (5)$$

С учетом выражений (2), (5) запишем волновое уравнение (1) в виде

$$\frac{\lambda_1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - |\lambda_2| \nabla^2 \Psi + \lambda \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \rho^2} - 2g^i \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^i \partial \rho} + F^\mu \frac{\partial \Psi}{\partial x^\mu} = 0 \quad (6)$$

Отметим, что последнее слагаемое в уравнении (6) имеет порядок  $N^2 k = k^5 r^4 \ll 1$ . Следовательно, это слагаемое можно отбросить в задачах, характерный масштаб которых значительно меньше, чем максимальный масштаб из таблицы 1. Уравнение (6) примечательно тем, что оно не содержит каких-либо параметров, характеризующих скалярное поле. Поле приобретает массу и заряд (не только электрический, но и сильный, и слабый) в процессе взаимодействия с центральным телом, что обусловлено только метрикой 5-мерного пространства /8-9/.

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 (6) является линейным и однородным, такую задачу можно решить в общем случае.

Введем полярную систему координат  $(r, \phi, z)$  с осью  $z$  направленной вдоль векторного потенциала (4), положим в уравнении (6)

$$\Psi = \psi(r) \exp(i l \phi + i k_z z - i \omega t - i k_\rho \rho) \quad (7)$$

Разделяя переменные, находим, что радиальное распределение материи описывается следующим уравнением (здесь отброшено, в силу его малости, последнее слагаемое в уравнении (6)):

$$-\frac{\lambda_1 \omega^2}{c^2} \psi - |\lambda_2| \left( \psi_{rr} + \frac{1}{r} \psi_r - \frac{l^2}{r^2} \psi - k_z^2 \psi \right) - \lambda k_\rho^2 \psi + 2g^1 c^{-1} \omega k_\rho \psi - 2g^z k_z k_\rho \psi = 0 \quad (8)$$

Рассмотрим решения уравнение (8) в том случае, когда можно пренебречь влиянием гравитации,  $\lambda_1 \approx -\lambda_2 \approx 1$ , но  $\lambda = 1 + g_1^2 (1 - u^2) \neq 1$ . При этих условиях уравнение (8) приводится к виду

$$-\frac{\omega^2}{c^2} \psi - \left( \psi_{rr} + \frac{1}{r} \psi_r - \frac{l^2}{r^2} \psi - k_z^2 \psi \right) - \lambda k_\rho^2 \psi + 2g^1 c^{-1} \omega k_\rho \psi - 2g^z k_z k_\rho \psi = 0 \quad (9)$$

В общем случае решение уравнения (9) можно представить в форме степенного ряда, как в аналогичной задаче о возбужденных состояниях релятивистского атома водорода [5-6]

$$\psi = \frac{\exp(-\tilde{r})}{\tilde{r}^a} \sum_{j=0}^n c_j \tilde{r}^j \quad (10)$$

Здесь обозначено  $\tilde{r} = r / r_n$ . Подставляя выражение (10) в уравнение (9), находим

$$\begin{aligned} & (a^2 - l^2 + \kappa_u) \sum_{j=0}^n c_j \tilde{r}^{j-2} + (2a - 1 + \kappa_g r_n) \sum_{j=0}^n c_j \tilde{r}^{j-1} + \\ & (1 - k_z^2 r_n^2 + K^2 r_n^2) \sum_{j=0}^n c_j \tilde{r}^j - \sum_{j=0}^n j c_j \tilde{r}^{j-1} - 2a \sum_{j=0}^n j c_j \tilde{r}^{j-2} + \\ & \sum_{j=0}^n c_j j(j-1) \tilde{r}^{j-2} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

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

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

$$a = \sqrt{l^2 - \kappa_u}, \quad r_n = \frac{n + 1 - 2a}{\kappa_g}, \quad \frac{1}{r_n^2} - k_z^2 + k_\rho^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \quad (12)$$

Второе уравнение (12) выполняется лишь для таких значений показателя степени, для которых справедливо неравенство  $2a < n + 1$ . Отсюда находим уравнение для определения уровней энергии

$$\frac{4\varepsilon^2 k_\rho^2}{k^2 (n + 1 - 2a)^2} \left( k_z u_z + \frac{\omega}{c} \right)^2 - k_z^2 + k_\rho^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \quad (13)$$

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 протонов, поэтому в первом слагаемом в левой части уравнения (13) следует положить  $\varepsilon / k = \sum e^2 / \sum m_p c^2$ . В зависимости от комбинации заряда и массы в ядре могут образоваться различные оболочки:

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

Отметим, что модель ядерных оболочек /10-11/ широко используется для описания процессов в атомных ядрах. Как известно, модель ядерных оболочек построена на основе аналогии с электронными оболочками атомов в предположении, что движение нуклонов в ядре описывается моделью квантового гармонического осциллятора. Ниже рассмотрены модели оболочек,

### Структура атомного ядра

На рис. 1 представлена зависимость избыточной массы ядра,  $ME = M - A$ , полученная путем обработки данных /3/ для 3178 нуклидов. Отметим, что избыточная масса выражает энергию связи в единицах энергии связи нуклонов в ядре изотопа углерода  $^{12}\text{C}$ , для которого  $ME = M - 12 = 0$  точно – синяя поверхность на рис. 1. Используя параметр избыточной массы можно выразить энергию связи в виде

$$\begin{aligned} E_b &= Z(m_e + m_p) + Nm_n - (ME + A \cdot m_u), \\ m_u &= m(^{12}\text{C})/12 \approx 931.494028 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь во втором уравнении дано определение атомной единицы массы, которое используется для табуляции данных в ядерной физике и химии.

Из данных приведенных на рис. 1 следует, что избыточная масса образует над плоскостью  $(A, Z)$  подобие ковчега, на дне которого находятся элементы от циркония до неодима, названия которых приведены в вертикальном столбце. Из этой фигуры видно, что выигрыш энергии получается при таком изменении заряда и числа нуклонов, при котором ядра элементов оказываются на дне ковчега.

Традиционно считается, что энергия взаимодействия нуклонов в ядре зависит от числа нуклонов, электрического заряда и разности между числом нейтронов и протонов по формуле /10/

$$\begin{aligned} E_b &= a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z(Z-1)A^{-1/3} - a_4 (N-Z)^2 A^{-1} + a_5 A^{-3/4} \quad (15) \\ a_1 &= 14; a_2 = 13; a_3 = 0.585; a_4 = 19.3; a_5 = 33\delta(A, N, Z). \end{aligned}$$

Здесь даны современные значения коэффициентов, полученные на основе обработки данных /3/. Все коэффициенты имеют размерность МэВ. В последнем выражении функция  $\delta(A, N, Z)$  задана в виде:

$\delta = 1$  для четных  $Z, N$ ;

$\delta = -1$  для нечетных  $Z, N$ ;

$\delta = 0$  во всех остальных случаях.

Выражение (15) является простой полуэмпирической формулой, составленной из общих физических соображений. Реально это выражение неплохо описывает сложную эмпирическую зависимость энергии связи от величины заряда и массового номера - рис. 2. Используя развитую модель взаимодействия протонов со скалярным полем, можно исключить из описания структуры ядра нейтроны, рассматривая их как особые состояния атома водорода. Тогда ядро атома по своей структуре будет идентично самому атому, что позволяет обосновать модель ядерных оболочек /11/.

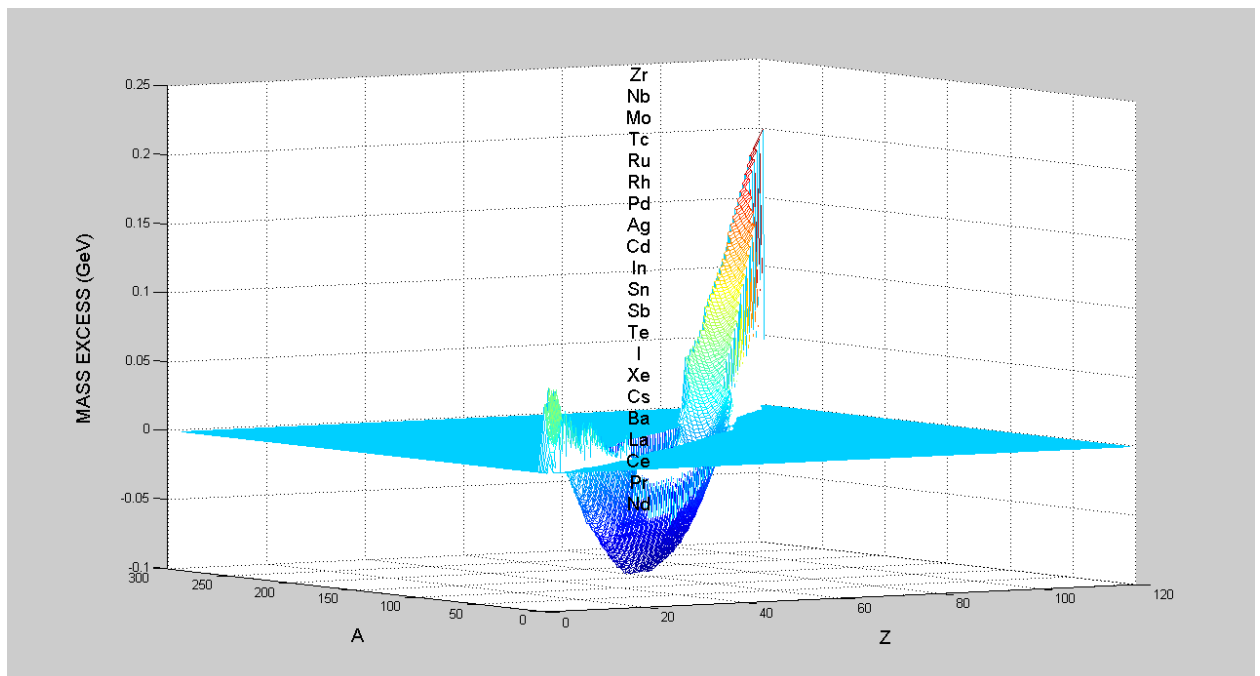


Рис. 1. Избыточная масса в зависимости от заряда и числа нуклонов ядра по данным /3/.

Таким образом, предположим, что атом состоит из  $A$  протонов, взаимодействующих со скалярным полем, которое экранирует  $N$  протонов в соответствии с выражением (10), создавая ядро. Остальные  $Z$  протонов формируют электронную оболочку атома. Составим выражение для энергии связи протонов в такой модели, имеем

$$E_{bp} = A(m_p + m_e) - (ME + Am_u) \quad (16)$$

Здесь  $m_e = 0.51099891MeV$  - масса электрона. Отметим, что в ядерной физике широко используется верхняя оценка энергии связи, которая получается из уравнения (16) путем замены суммарной массы протона и электрона на массу нейтрона, т.е.

$$E_{bn} = Am_n - (ME + Am_u) \quad (17)$$

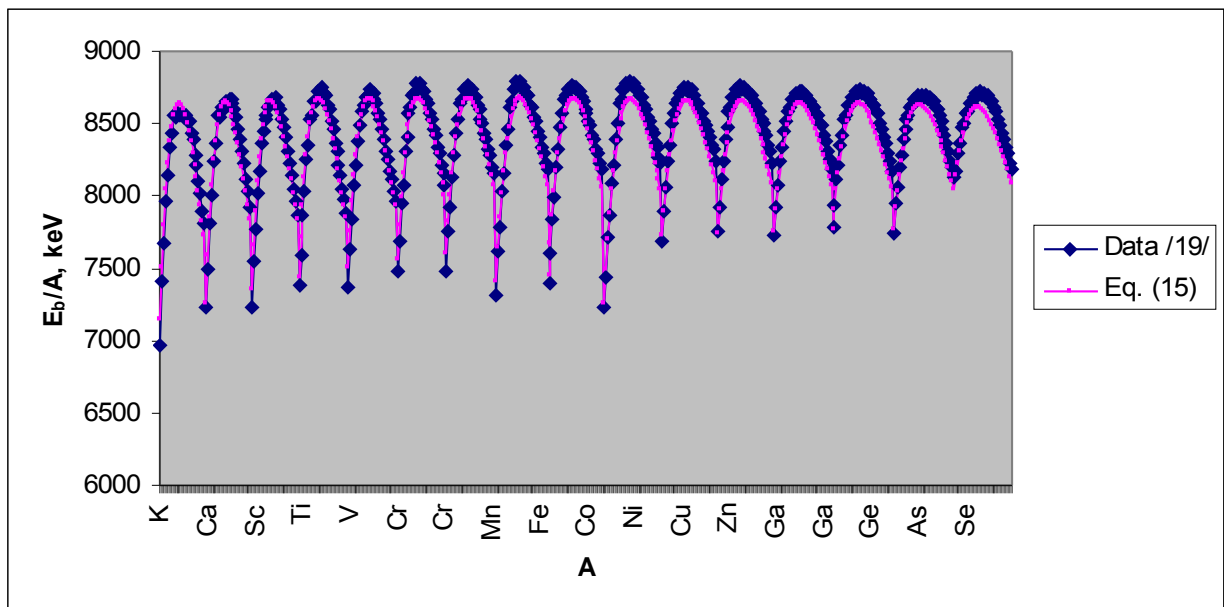


Рис. 2. Эмпирическая зависимость энергии связи от числа нуклонов в ядре, вычисленная по уравнению (15) и по данным /3/ для ряда элементов.

Задача заключается в том, чтобы получить выражение энергии связи протонов из общих теоретических моделей, развитых в наших работах /1-2/ и других. Введем безразмерные параметры

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}, \quad S = \frac{(\hbar k_p)^2}{(m_e c)^2}, \quad P = \frac{\hbar k_z}{m_e c}, \quad E = \frac{\hbar \omega}{m_e c^2} \quad (18)$$

Определим безразмерный параметр взаимодействия согласно

$$b_{nl}^X = \frac{4X^2(\alpha m_e / m_p)^2}{\left(n + 1 - 2\sqrt{l^2 - (1 - u^2)SX^2(\alpha m_e / m_p)^2}\right)^2} \quad (19)$$

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

Разрешая уравнение (13) относительно энергии, находим

$$E_{nl}^X = \frac{-Sb_{nl}^X Pu \pm i\sqrt{-(Sb_{nl}^X Pu)^2 + (Sb_{nl}^X + 1)(S - P^2 + Sb_{nl}^X P^2 u^2)}}{(Sb_{nl}^X + 1)} \quad (20)$$

Заметим, что параметр энергии в уравнении (20) 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 (20) является малой величиной, что соответствует малой величине подкоренного выражения. Отсюда находим, что для этих состояний справедливо следующее соотношение между параметрами

$$P^2 \approx \frac{S(Sb_{nl}^X + 1)}{1 + Sb_{nl}^X(1 - u^2)} \quad (21)$$

Подставляя выражение импульса в уравнение (20), находим

$$E_{nl}^X = \frac{S^{3/2}b_{nl}^X u}{\sqrt{(Sb_{nl}^X + 1)(1 + Sb_{nl}^X(1 - u^2))}} \quad (22)$$

Отсюда находим зависимость энергии связи на один нуклон в основном состоянии

$$E_{0a}^X / A = \frac{S^{3/2}b_0 u X^2 / A}{\sqrt{(Sb_0 X^2 + 1)(1 + Sb_0 X^2(1 - u^2))}} \quad (23)$$

Здесь обозначено  $b_0 = (2\alpha m_e / m_p (1 - 2a))^2$ . Таким образом, мы установили связь энергии состояния с параметрами магнитного взаимодействия в особых состояниях, которые характеризуются конечным временем жизни (радиоактивные ядра). Интересно, что эти состояния зависят от величины магнитного заряда, который фигурирует в уравнениях (3)-(4).

## Нуклонная оболочка

Для наилучшего согласования выражения (23) с данными [3] в случае нуклонной оболочки, положим в уравнении (23)  $X = A$ ,  $\sqrt{S} = 293$ ;  $Sb_0 = 0.003$ ;  $u = 0.9986$ . Уравнение (23) позволяет приближенно описать зависимость энергии связи от числа нуклонов для всех нуклидов - рис. 3. Для легких ядер наблюдается значительное

[http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR\\_2\\_3\\_2012.pdf](http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR_2_3_2012.pdf)



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 далее.

В этой связи заметим, что в теории Румера /12/ действие в пятимерном пространстве представляется в виде  $\Sigma_5 = mcx^5 + \Sigma(x^1, x^2, x^3, x^4)$ . Следовательно, волновой вектор в пятом измерении соответствует массе, а нормированный вектор - числу элементарных масс. Вычисленное значение параметра  $\sqrt{S} = 293$  для кривой на рис. 3, видимо, соответствует элементу с максимальным атомным номером  $^{293}\text{Ei}$  по данным /3/.

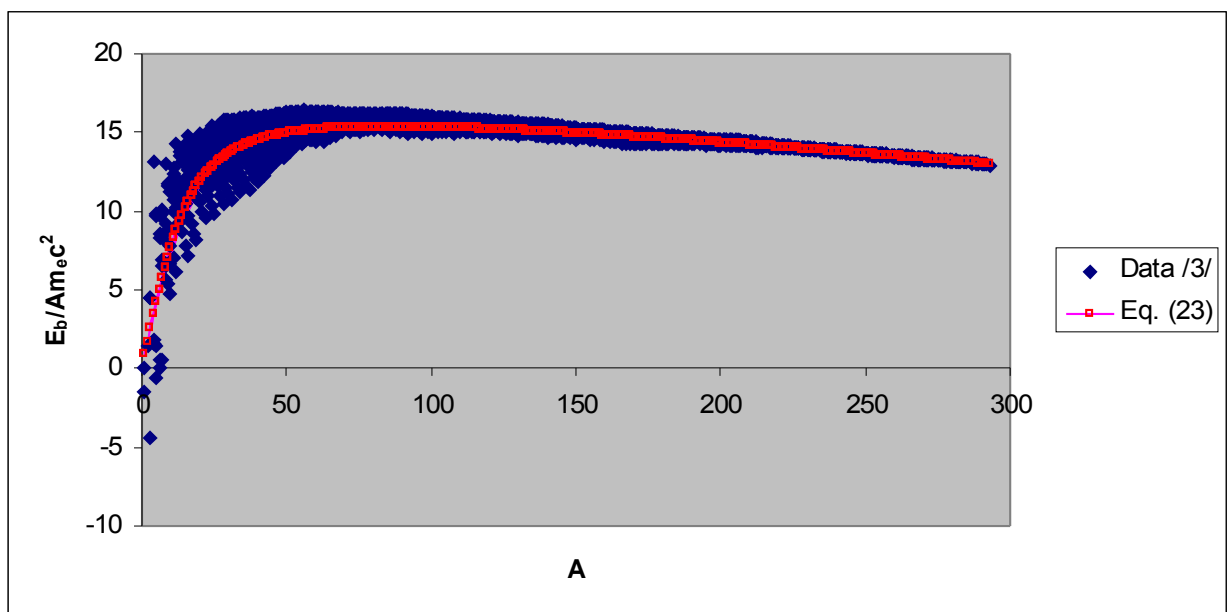


Рис. 3. Зависимость энергии связи от числа нуклонов по данным /3/ и вычисленная по уравнению (23) для значений параметров  $\sqrt{S} = 293; S b_0 = 0.003; u = 0.9986$ .

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  $\pm l = a \approx 0.478744$ .

### Нейтронная оболочка

Энергия основного состояния нейтронной оболочки определяется уравнением (23), в котором положим  $X = N$ . Параметры нейтронной оболочки не совпадают с

параметрами нуклонной оболочки, но варьируются для каждого элемента – таблицы 2-3. Используя вместе выражения энергии связи в нуклонной и нейтронной оболочке можно довольно точно описать энергию связи изотопов каждого элемента. Расчетная модель строится следующим образом. Предположим, что на основе уравнения (23) 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

$$\frac{E(N, Z)}{A} = \frac{E_{0a}^A(N_{\min}, Z)}{Z + N_{\min}} + \frac{E_{0a}^N(N, Z)}{Z + N} - \frac{E_{0a}^N(N_{\min}, Z)}{Z + N_{\min}} \quad (24)$$

На основе исследования модели (23)-(24) было установлено, существует два режима взаимодействия нейтронов в нейтронной оболочке:

- 1) режим с низким значением параметра взаимодействия  $Sb_0 < 10^{-2}$  – таблица 2, рис. 4;
- 2) режим с высоким значением параметра взаимодействия  $Sb_0 \approx 1$  – таблица 3, рис. 5.

Таблица 2. Параметры уравнения (23), вычисленные для изотопов ряда элементов в режиме с низким значением параметра взаимодействия  $Sb_0 < 10^{-2}$ .

EL	Z	Sb <sub>0</sub>	u	S <sup>3/2</sup> b <sub>0</sub> u	S <sup>1/2</sup>
K	19	0,008	0,74	5,9	996,6216
Ca	20	0,008	0,788	5,4	856,599
Sc	21	0,0075	0,8	5,57	928,3333
Ti	22	0,0075	0,83	5,45	875,502
V	23	0,0075	0,86	5,46	846,5116
Cr	24	0,00767	0,88	5,7	844,4945
Mn	25	0,0079	0,9	6,04	849,5077
Fe	26	0,00785	0,91	6,01	841,3243
Co	27	0,00777	0,92	5,71	798,7801
Ni	28	0,00779	0,93	5,56	767,4576
Cu	29	0,00786	0,938	5,79	785,3318
Zn	30	0,00797	0,945	5,55	736,8903
Ga	31	0,00799	0,951	5,67	746,2009
Ge	32	0,00797	0,955	5,5	722,6051
As	33	0,00797	0,959	5,62	735,2912
Se	34	0,00798	0,962	5,67	738,5928
Pt	78	0,00955	0,9966	5	525,3464
Au	79	0,00964	0,9968	5,694761	592,6393
Hg	80	0,00965	0,99695	5,07	526,9959
Pb	82	0,0096	0,9972	4,73	494,0918

Таблица 3. Параметры уравнения (23), вычисленные для изотопов ряда элементов в режиме с высоким значением параметра взаимодействия  $Sb_0 \approx 1$ .

EL	Z	$Sb_0$	u	$S^{3/2}b_0u$	$S^{1/2}$
He	2	0,87	0,86	55,1	73,64341
Li	3	0,8	0,927	39,1	52,72384
Be	4	0,81	0,969	51	64,97726
B	5	0,86	0,983	43,2	51,10128
C	6	0,85	0,989	40,3	47,93909
N	7	0,91	0,9931	55,4	61,30211
O	8	0,91	0,9948	54,9	60,64502
F	9	0,92	0,996	62,8	68,53501
Ne	10	0,92	0,9967	54,3	59,21716
Na	11	0,91	0,9973	61	67,21445
Mg	12	0,91	0,99777	65,2	71,80848
Al	13	0,92	0,9981	58,1	63,27239
Si	14	0,939	0,99836	60,5	64,53608
P	15	0,938	0,9986	65	69,39353
S	16	0,83	0,9986	60,6	73,11441
Cl	17	0,71	0,9986	58,5	82,50988
Ar	18	0,62	0,9986	50,3	81,24277
K	19	0,559	0,9986	51,60	92,4371
Ca	20	0,522	0,99865	45,90	88,0499
Sc	21	0,53	0,9988	48,80	92,1861
Ti	22	0,533	0,9989	48,60	91,2824
V	23	0,531	0,99900	51,9	97,83795
Cr	24	0,542	0,9991	52,2	96,39672
Mn	25	0,558	0,9992	56	100,4388
Fe	26	0,559	0,99926	56,4	100,9692
Co	27	0,535	0,9993	51,89	97,0586
Ni	28	0,538	0,99936	51,96	96,64178
Cu	29	0,551	0,999417	54,6	99,15036
Zn	30	0,55	0,99946	51,5	93,68695
Ga	31	0,559	0,99951	53,4	95,57456
Ge	32	0,552	0,99954	49	88,80897
As	33	0,554	0,99957	52,2	94,26436
Se	34	0,559	0,9996	51	91,27086

Наиболее интересный результат, полученный при сравнении двух моделей взаимодействия нейтронов в нейтронной оболочке, заключается в том, что параметр, характеризующий коллективный эффект магнитного взаимодействия -  $Sb_0(1 - u^2)$ , зависит от числа протонов – рис. 6, причем эта зависимость является различной в двух указанных выше режимах:

$$Sb_0(1 - u^2) = f(Z) = \begin{cases} \frac{0.9922}{Z^{2.1891}}, & Sb_0 > 0.5, \quad Z \geq 2 \\ \frac{13.375}{Z^{2.8224}}, & Sb_0 < 10^{-2}, \quad Z \geq 19 \end{cases} \quad (25)$$

Отметим, что параметр  $Sb_0$  слабо зависит от заряда ядра, поэтому зависимость  $Sb_0(1 - u^2) = f(Z)$  определяется величиной магнитного заряда, т.е. степенью корреляции магнитных зарядов нейтронов в нейтронной оболочке. Интересно, что эта зависимость является однотипной в двух обнаруженных режимах - параметр взаимодействия монотонно снижается с ростом заряда. Полученный результат означает, что протонная и нейтронная оболочки ядра взаимодействуют друг с другом.

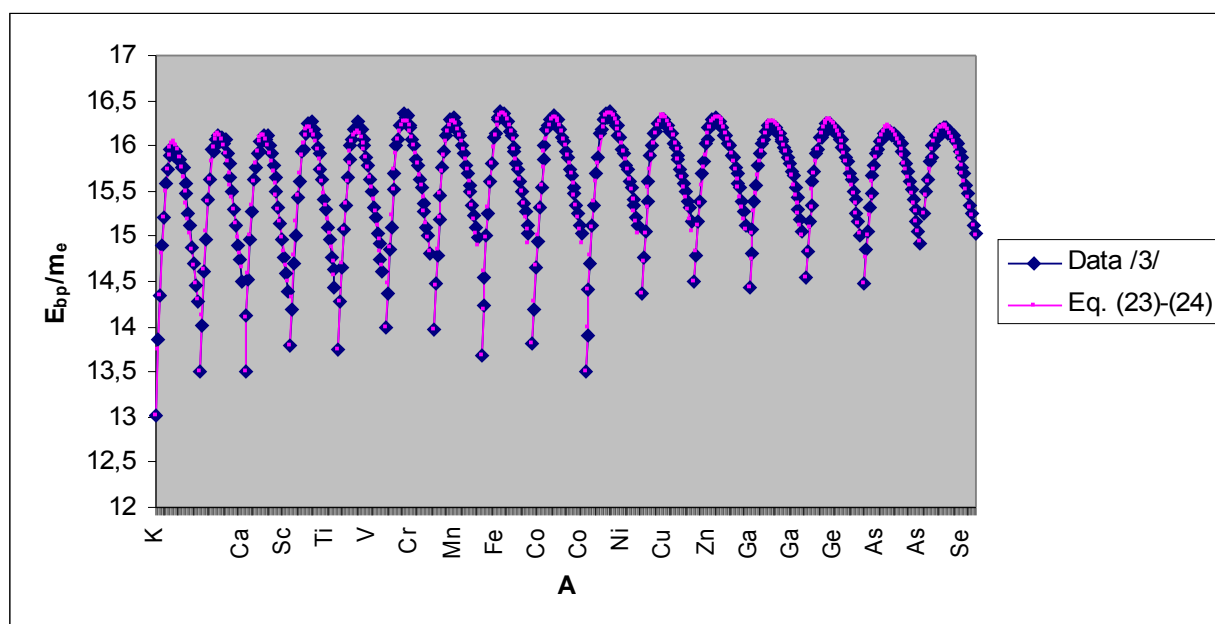


Рис. 4. Зависимость энергии связи от числа нуклонов, вычисленная по модели (23)-(24) и по данным /3/ для изотопов химических элементов, перечисленных в таблице 2.

Относительная погрешность расчетной модели (24) для платины и золота составляет менее 0,1%, для никеля - менее 1,1% и менее 1% для большинства других элементов. Однако для легких элементов ошибка велика – рис. 5.1, как и при расчетах по полуэмпирической формуле (15).

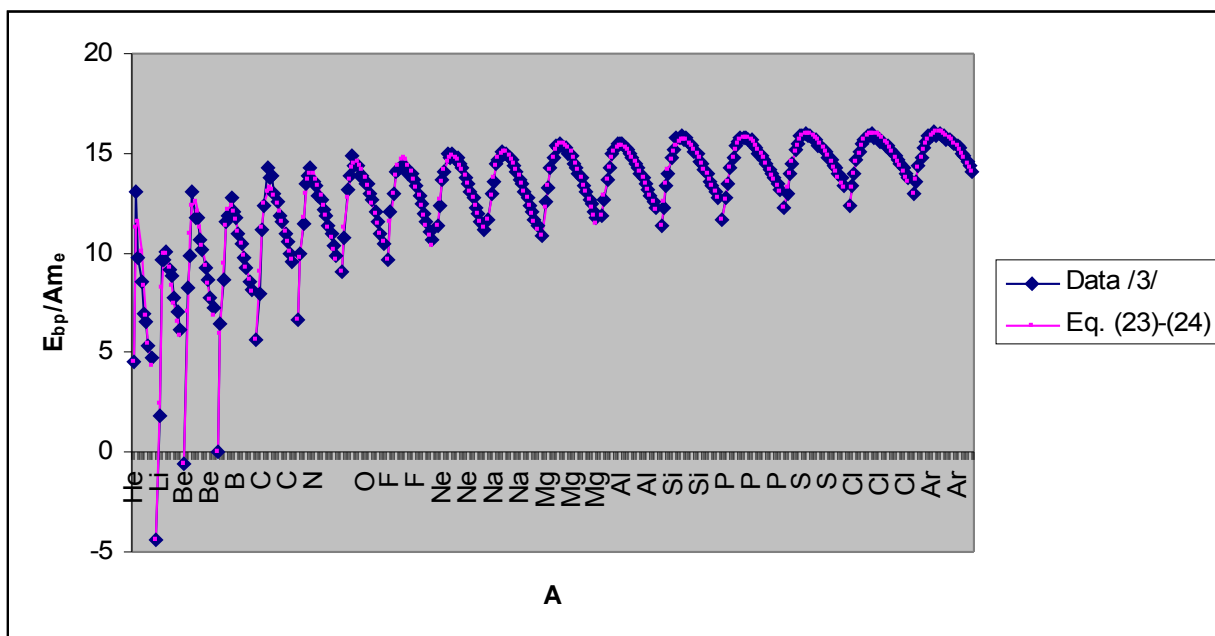


Рис. 5.1. Зависимость энергии связи от числа нуклонов, вычисленная по модели (23)-(24) и по данным /3/ для изотопов химических элементов, перечисленных в таблице 3.

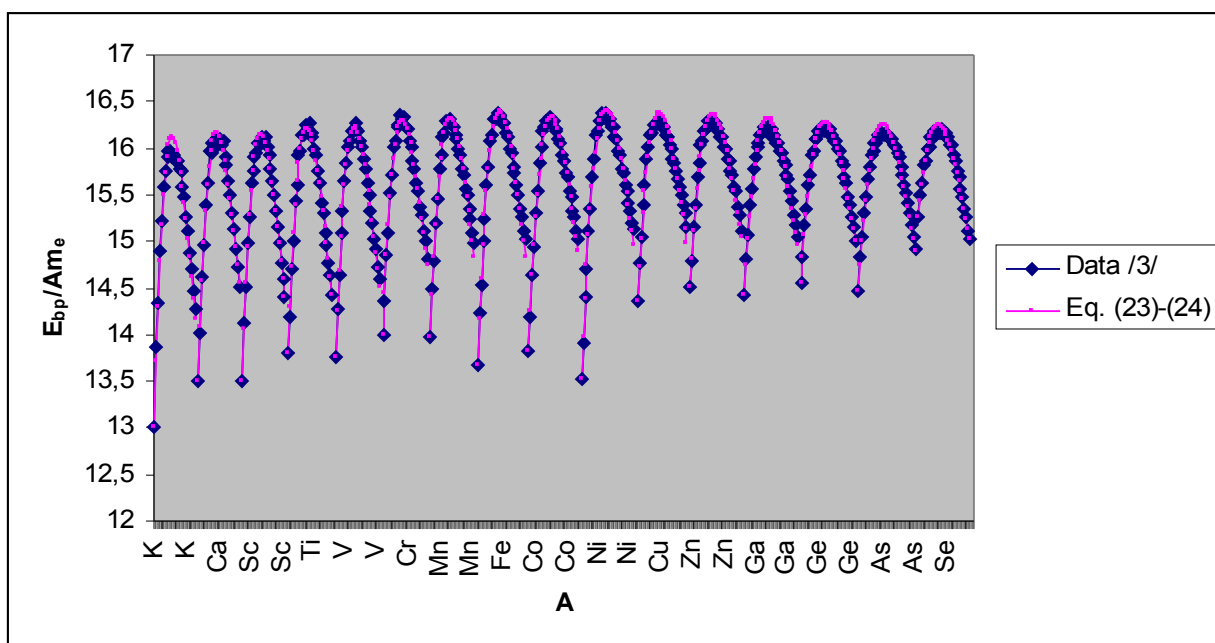


Рис. 5.2. Зависимость энергии связи от числа нуклонов, вычисленная по модели (23)-(24) и по данным /3/ для изотопов химических элементов, перечисленных в таблице 3.

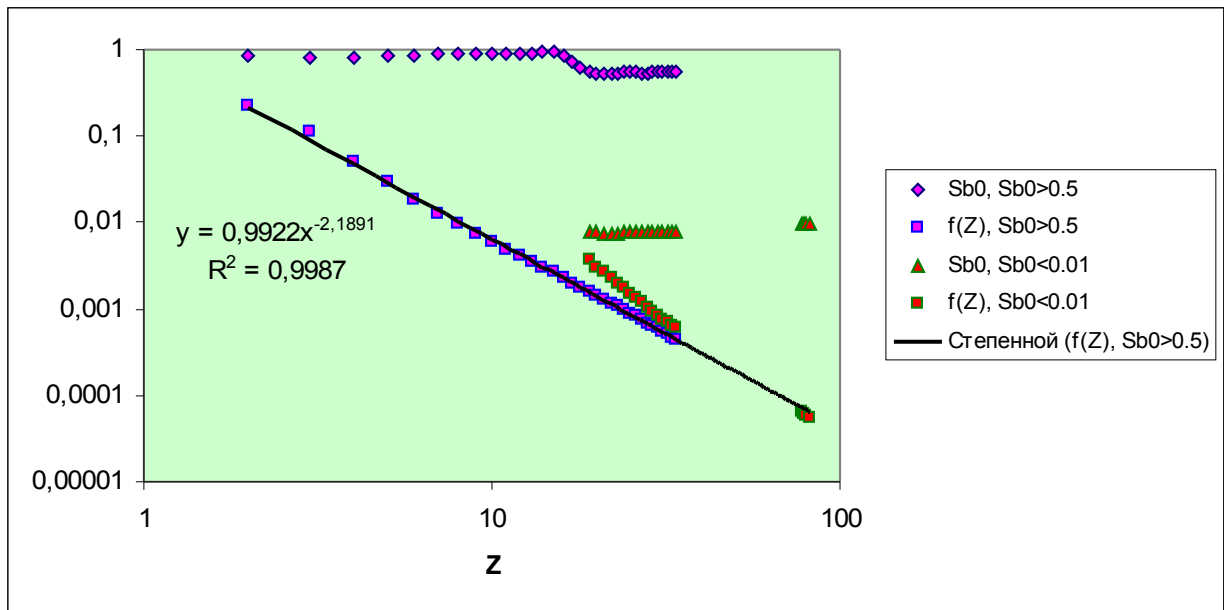


Рис. 6. Зависимость параметров взаимодействия  $Sb_0, Sb_0(1 - u^2)$  от заряда ядра по данным из таблиц 2-3.

### Протонная оболочка

Энергия основного состояния протонной оболочки определяется уравнением (23), в котором положим  $X = Z$ . Расчетная модель в этом случае строится аналогично (24) с заменой  $N \rightarrow Z$ . В результате находим:

$$\frac{E(N, Z)}{A} = \frac{E_{0a}^A(Z_{\min}, N)}{N + Z_{\min}} + \frac{E_{0a}^Z(Z, N)}{Z + N} - \frac{E_{0a}^Z(Z_{\min}, N)}{N + Z_{\min}} \tag{26}$$

Используя совместно уравнения (23) и (26) можно определить энергию связи нуклидов с заданным числом нейтронов – см. рис. 7.

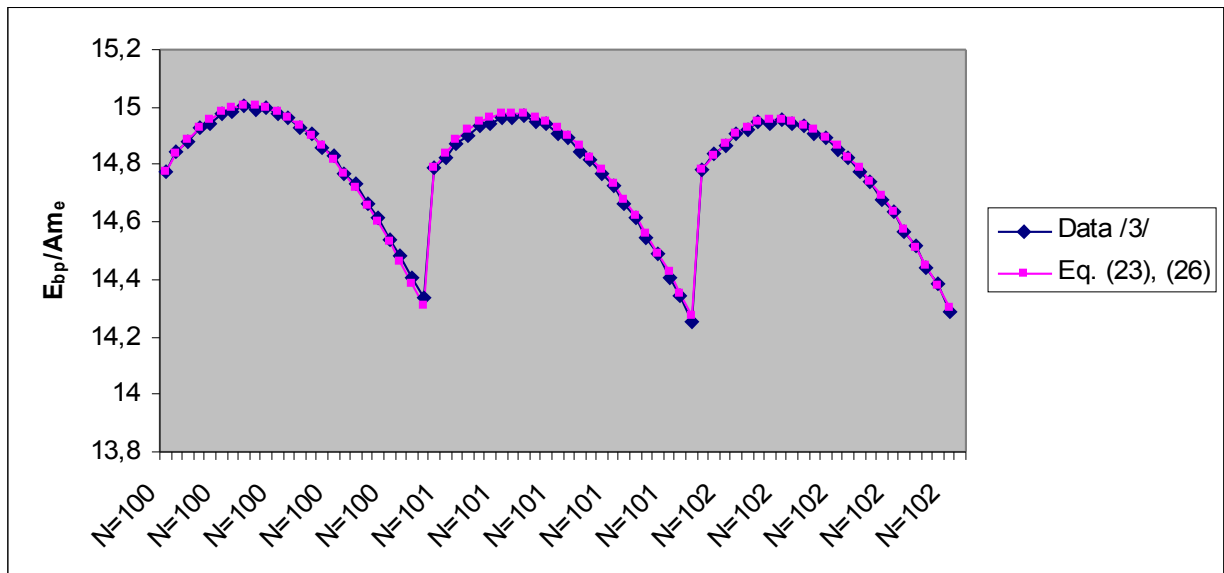


Рис. 7. Зависимость энергии связи от числа нуклонов, вычисленная по модели (23) и (26) и по данным /3/ для N=100;101;102.

Было обнаружено два режима взаимодействия протонов в протонной оболочке:

1. режим с низким значением параметра взаимодействия  $Sb_0 = 10^{-2}$  – таблица 4;
2. режим с высоким значением параметра взаимодействия  $Sb_0 = 1$  – таблица 5.

Параметр  $Sb_0(1 - u^2) = f(Z)$  монотонно снижается с ростом числа нейтронов по степенному закону – рис. 8, однако, в отличие от нейтронной оболочки, параметр взаимодействия является постоянным,  $Sb_0 = const$ .

Таблица 4. Параметры уравнения (26), вычисленные для ряда изотонов в режиме с низким значением параметра взаимодействия  $Sb_0 = 10^{-2}$ .

N	Sb0	u	S <sup>.5</sup>	f(z)
25	0,01	0,64	1535	0,005904
30	0,01	0,64	1534	0,005904
35	0,01	0,8609	1100	0,002589
45	0,01	0,924	1180	0,001462
55	0,01	0,949	1200	0,000994
65	0,01	0,962	1380	0,000746
77	0,01	0,9707	1700	0,000577
100	0,01	0,9811	1815	0,000374
101	0,01	0,9814	1779	0,000369
102	0,01	0,9818	1805	0,000361
110	0,01	0,9841	1940	0,000315
120	0,01	0,9863	2440	0,000272
130	0,01	0,9869	2000	0,00026
150	0,01	0,98993	2150	0,0002

Таблица 5. Параметры уравнения (26), вычисленные для ряда изотонов в режиме с высоким значением параметра взаимодействия  $Sb_0 = 1$ .

N	Sb0	u	S <sup>^</sup> .5	f(z)
2	1	0,8	105	0,36
3	1	0,925	67	0,144375
4	1	0,964	55,9	0,070704
5	1	0,979	50,8	0,041559
10	1	0,9942	69,4	0,0115664
20	1	0,9981	84,9	0,0037964
30	1	0,9987	97	0,0025983
40	1	0,99937	111	0,0012596
50	1	0,99955	105,5	0,0008998
60	1	0,999656	119,5	0,0006879
70	1	0,99972	131	0,0005599
80	1	0,99976	154	0,0004799
90	1	0,9998	141	0,0004
110	1	0,99985	163	0,0003
120	1	0,999873	243	0,000254
130	1	0,999877	185	0,000246
150	1	0,999906	239	0,000188

Возникает вопрос, какой режим взаимодействия реализуется в атомных ядрах – с большим или малым параметром взаимодействия? Для ответа на этот вопрос вычислим характерный масштаб  $r_0$ , фигурирующий во втором уравнении (12). Как оказалось, большему значению параметра соответствует масштаб, сопоставимый со стандартным размером ядер  $r_A = 1.4 A^{1/3} / 10$  – рис. 9, тогда как меньшему параметру взаимодействия соответствует на порядок меньший масштаб. Следовательно, в атомных ядрах реализуется режим с большим параметром взаимодействия. Отметим, что зависимости масштаба  $r_0 = r_0(A)$  для изотонов и изотопов не следуют стандартной зависимости размера ядер от числа нуклонов.

Можно заметить, что в расчетных моделях (24) и (26) нуклонная оболочка используется только для вычисления начального состояния, поэтому ее можно исключить, заменив, в уравнении (24) параметры нуклонной оболочки на параметры протонной, а в уравнении (26) на параметры нейтронной оболочки, в результате получим

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

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



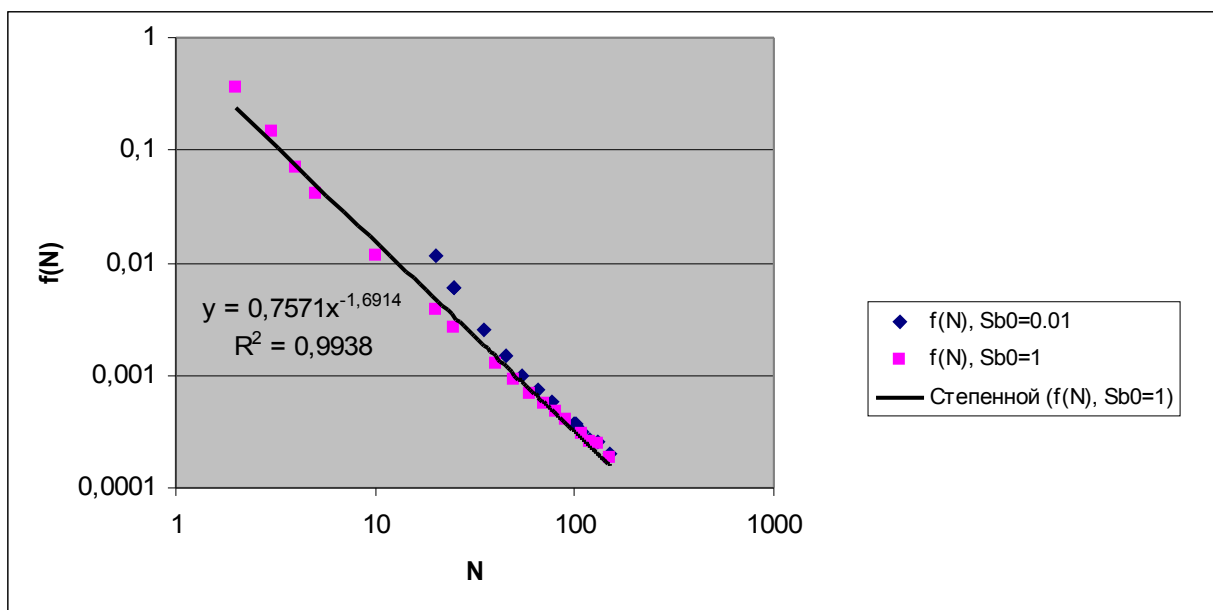


Рис. 8. Зависимость параметра взаимодействия  $Sb_0(1 - u^2)$  от числа нейтронов ядра по данным из таблиц 4-5.

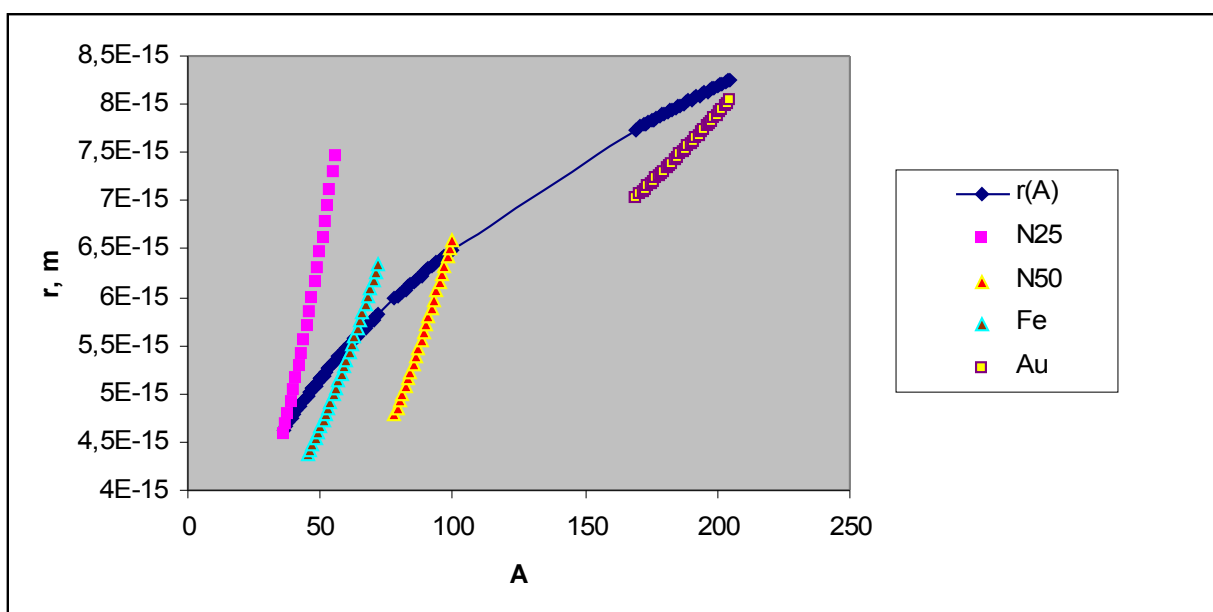


Рис. 9. Зависимость характерного масштаба модели (в метрах) от числа нуклонов для ряда изотопов и изотонов

Отметим, что при выводе уравнений модели мы не использовали никаких гипотез о форме ядра и его размерах, и о распределении нейтронов или протонов. Для вычисления энергии связи с указанной выше точностью достаточно знать, что существуют ядерные оболочки, содержащие только нейтроны или протоны. Этот факт имеет многочисленные

экспериментальные подтверждения, положенные в основу известной модели ядерных оболочек /11/.

Таким образом, мы показали, что три ядерных оболочки, состоящие из нуклонов, нейтронов и протонов соответственно, позволяют смоделировать зависимость энергии связи от числа нуклонов. Установлено, что существует два режима взаимодействия нуклонов, которые в случае протонной оболочки характеризуются точным значением параметра взаимодействия  $Sb_0 = 1; 10^{-2}$ , а в случае нейтронной оболочки соотношениями  $Sb_0 \approx 1$  и  $Sb_0 < 10^{-2}$  соответственно. Полученные точные значения параметра взаимодействия протонов в протонной оболочке свидетельствуют о высокой степени корреляции движения протонов в ядрах. Обнаруженные зависимости параметра взаимодействия от числа протонов в случае нейтронной оболочки и от числа нейтронов в случае протонной оболочки – рис. 6, 8, означают, что протонная оболочка взаимодействует с нейтронной оболочкой. Эти результаты могут оказаться полезными для развития моделей коллективных взаимодействий нуклонов в ядрах.

### Библиографический список

1. А. Р. Трунев. 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>
2. Alexander P. Trunev. The structure of atomic nuclei and binding energy in the shell model// Chaos and Correlation, March 1, 2012.
3. National Nuclear Data Center Web Site, <http://www.nndc.bnl.gov/>
4. А. Р. Трунев. Electron structure, hydrino and cold fusion//Chaos and Correlation, № 11, Nov. 25, 2011, [http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR11\\_2011.pdf](http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR11_2011.pdf)
5. Naudts, Jan (5 August 2005). On the hydrino state of the relativistic hydrogen atom. arXiv:physics/0507193.
6. Dombey, Norman (8 August 2006). The hydrino and other unlikely states. Physics Letters A 360: 62. arXiv:physics/0608095
7. Mills, Randell L. (June 2008). "The Grand Unified Theory of Classical Physics" (DjVu). Blacklight Power. <http://www.blacklightpower.com/theory/bookdownload.shtml>
8. 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>
9. [V. Dzhunushaliev](http://arxiv.org/pdf/gr-qc/9612047) (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>
10. Marcelo Alonso, Edward J. Finn. Fundamental University Physics. III Quantum and Statistical Physics. – Addison-Wesley Publishing Company, 1975.
11. М. Гепперт-Майер. Ядерные оболочки// УФН, т. 82, вып. 4, 1964.
12. Ю. Б. Румер. Исследования по 5-оптике. – М., Гостехиздат, 1956. 152 с.