

Нуклонный состав ядер стабильных нуклидов

Описаны некоторые выявленные закономерности количественного состава ядер стабильных нуклидов, показана связь количественных отношений с «золотым сечением», предложен основывающийся на оболочечной модели атомного ядра алгоритм построения дорожки стабильности нуклидов, сделана экстраполяция полученных выводов на область нестабильных нуклидов с зарядом ядра – $z \geq 83$

Введение

В настоящее время науке известно **252** стабильных нуклида [1; 2], из которых (в скобках указан процент от их общего числа):

- **147** (~ 58,3%) четно-четные (четные количества и протонов, и нейтронов),
- **52** (~20,6%) четно-нечетные (четное количество протонов и нечетное нейтронов),
- **49** (~19,4%) нечетно-четные (нечетное количество протонов и четное нейтронов),
- **4** (~ 1,6%) нечетно-нечетные (нечетные количества и протонов, и нейтронов),

а всего стабильных нуклидов с четным количеством нейтронов – **196** (~78%).

Количество стабильных нуклидов заметно уменьшается (ещё ~ 10 лет назад их было **265** [3]) по причине того, что часть из них, вследствие развития высокоточных методов измерения продолжительности их жизни, переходят в разряд долгоживущих. Причем существует мнение, что в природе нет абсолютно стабильных нуклидов: **все нуклиды распадаются**, только некоторые из них характеризуются очень большими временами жизни. Однако данное утверждение не является принципиальным ограничением для нижеприведенных рассуждений, в которых, сознательно избегая какого-либо моделирования нуклонных оболочек и используя только нейтронную последовательность магических чисел и симметричность заполнения стабильными нуклидами изотонных линий, характеризующихся магическими числами, был предложенный достаточно простой алгоритм по определению положения **дорожки стабильности** в области $z > 16$. Примером такого подхода может служить Горно-Алтайская таблица химических мультиплетов KuFeRum [4], которая основывается не на квантово-механических расчетах порядка заполнения атомных оболочек электронами, а на группе симметрии Румера – Фета $SU(2) \times SU(2) \times SO(4,2)$.

На рис. 1 приведена диаграмма зависимости количества стабильных изотопов химических элементов от их зарядового числа (атомного номера), демонстрирующая, что элементы с **четным зарядом** на интервале $z = 7 \div 82$ (все нуклиды с $z \geq 83$ нестабильны) характеризуются бóльшим по сравнению с

соседними элементами (с **нечетным** z) количеством изотопов и максимальное количество равное **десяти** имеет элемент олово – Sn ($z = 50$), при этом максимальное количество изотопов у любого из элементов с нечетным зарядом не превышает **двух**.

Количественный состав нуклонов, составляющих атомное ядро, может быть описан любой парой из четырех нижеперечисленных взаимосвязанных величин: p – количество протонов (равное величине заряда ядра – z), n – количество нейтронов, $A = (p + n)$ – массовое число, $g = (n - p)$ – **превышение** количества нейтронов ядра над количеством протонов и далее по тексту кратко именуемая **превышение** (которое с точностью до знака и коэффициента – $1/2$ соответствует изотопическому спину ядра $T = (p - n)/2$, данная замена сделана для удобства записи, исключающей дробные и отрицательные индексы), при этом любая пара из вышеуказанных четырех величин легко выражается через другую пару. В данной статье для нуклидов будет использоваться как **символическое обозначение** с соответствующими индексами, так и **числовое** через атомный номер (численно равный заряду ядра) и **превышение** – g (в виде правого нижнего индекса), поскольку буквенные обозначения имеют только нуклиды с зарядом $z \leq 118$. Так, например, стабильные изотопы водорода ${}^1_1H^0$ и ${}^2_1H^1$, в соответствие с вышеизложенным, могут быть записаны как **1₋₁** и **1₀**.

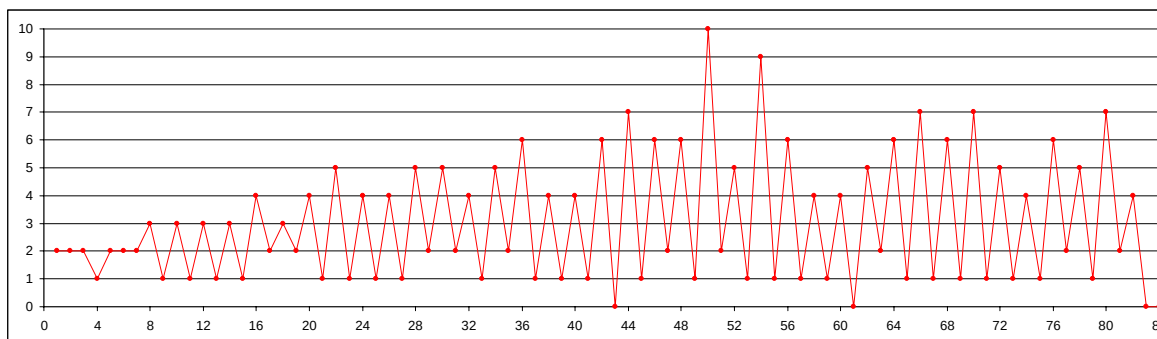


Рис. 1. Зависимость количества стабильных изотопов от величины их заряда – $z = 1 \div 84$, химические элементы с $z = 43$, $z = 61$ и $z \geq 83$ не имеют стабильных изотопов

Стабильность атомного ядра и «золотое сечение»

Все известные стабильные нуклиды расположены в области $1 \leq z \leq 82$ и было замечено, что для них при z , стремящемся к 82, отношение количества протонов к нейтронам (p/n), всегда превышает отношение нейтронов к массовому числу (n/A) и эти отношения асимптотически стремятся друг к другу, что иллюстрируется представленной на рис. 2 диаграммой. Такое поведение указанных зависимостей возможно только при вытекающем из решения неравенства $p/n > n/(p+n)$ условии, что $p/n > f = (5^{1/2} - 1)/2 \approx 0,618034$, где величина f есть обратная величина так

называемому «золотому сечению» - $\phi = (5^{1/2} + 1)/2$, к которому, как указывалось ~ 30 лет назад Кулаковым Ю.И., асимптотически стремятся отношения (n/p) и (A/n) с ростом заряда ядра. В силу такой пропорции между двумя типами составляющих атомные ядра нуклонов будут верны следующие соотношения (при $z \rightarrow 82$):

$$\bullet \quad n/A \approx p/n \approx r/p \rightarrow f \approx 0,618034, \quad (1)$$

$$\bullet \quad p/A \approx r/n \rightarrow f^2 \approx 0,382, \quad (2)$$

$$\bullet \quad r/A \rightarrow f^3 \approx 0,236, \quad (3)$$

при этом зависимости $p/A(A)$ и $n/A(A)$ симметричны относительно значения равного $1/2$ в силу выполнения тождеств:

$$\bullet \quad n/A = 1/2 \cdot (1 + r/A) = 1/2 \cdot (1 - 2 \cdot T/A)$$

$$\bullet \quad p/A = 1/2 \cdot (1 - r/A) = 1/2 \cdot (1 + 2 \cdot T/A)$$

что иллюстрируется графиками, представленными на диаграмме на рис. 3.

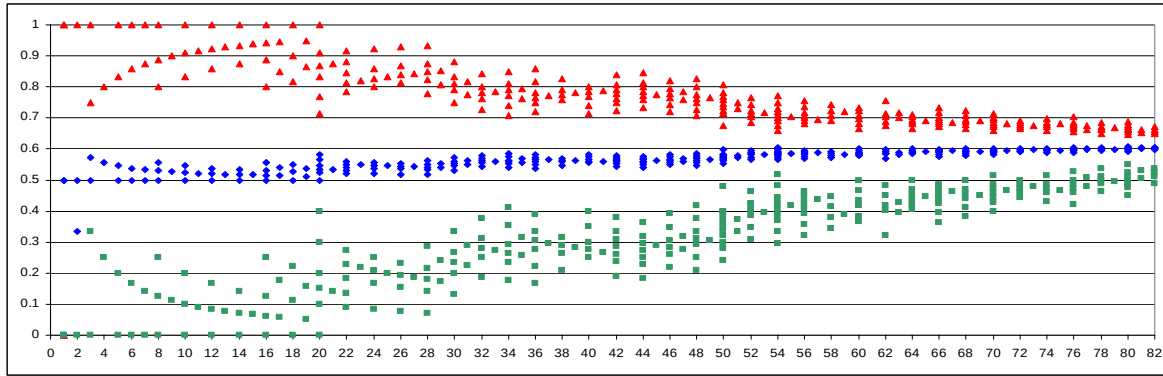


Рис. 2. Диаграмма представляет отношения n/A (маркер – синий $\diamond$), p/n (красный $\blacktriangle$) и r/p (зеленый $\blacksquare$) для всех стабильных нуклидов с зарядом – z , находящимся в интервале $1 \leq z \leq 82$ (за исключением нуклидов ${}^1_1H^0$ и ${}^3_2He^1$, с целью уменьшения диапазона вертикальной шкалы и достижения большей наглядности)

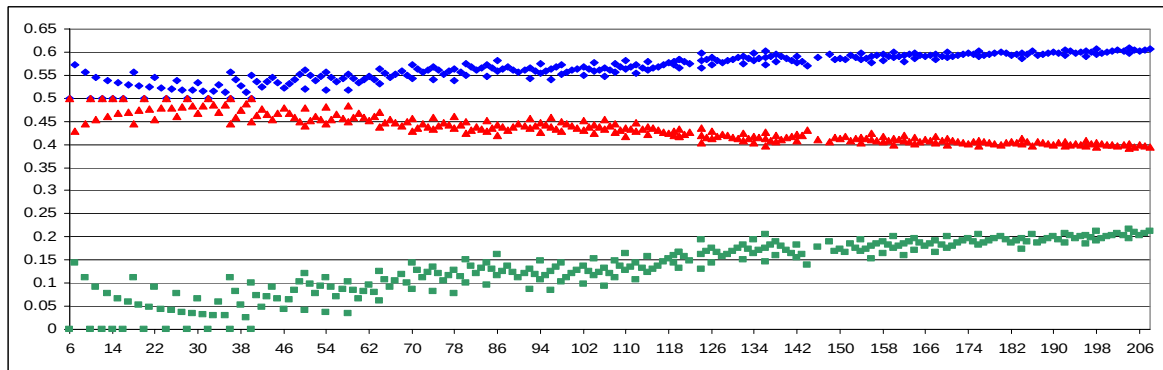


Рис. 3. Диаграмма, иллюстрирующая зависимости от массового числа отношений: n/A (маркер – синий $\diamond$), p/A (красный $\blacktriangle$), r/A (зеленый $\blacksquare$) для всех известных стабильных нуклидов интервала $3 \leq z \leq 82$; каждое из этих отношений асимптотически стремится к своему пределу, а именно: $n/A \rightarrow f$, $p/A \rightarrow f^2$, $r/A \rightarrow f^3$, при этом зависимости $p/A(A)$ и $n/A(A)$ симметричны относительно значения – $1/2$ и расстояние между ними определяется величиной $r/A(A)$

Экстраполяция соотношений ($1 \div 3$), задающих **оптимальный** (здесь и далее по тексту под оптимальными составами атомных ядер подразумеваются, обеспечивающие наибольшие времена их жизни по сравнению с другими изотопами) **состав** ядер, на диапазон с $z > 82$ позволяет полагать, что процентное содержание нейтронов в таких ядрах должно быть $\sim 60\%$, а протонов $\sim 40\%$.

Различные способы аппроксимации дорожки стабильности

На рис. 4 приведена построенная на z - n плоскости диаграмма, основанная на экспериментальных данных измерения времен полураспада всех известных нуклидов [5] и иллюстрирующая положение так называемой **дорожки стабильности** (ДС). В соответствие с теорией ядерных оболочек, предложенной М. Гепперт-Майер, И. Йенсеном, следует, что ядра нуклидов, содержащие количества нуклонов равные магическим числам, обладают повышенной стабильностью [6]. Магические числа для протонов - **2, 8, 20, 28, 50, 82, 114, 126, 164**; для нейтронов – **2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184, 196, 228, 272, 318** (здесь жирным шрифтом выделены числа общие для них). Далее используются только магические числа нейтронной последовательности и они выделяются жирным шрифтом при численном написании и обозначаются m_i , где i – соответствует порядковому номеру данного числа в последовательности. Для общности изложения к нейтронной последовательности добавляется число равное нулю, то есть $m_1 = 0, m_2 = 2, m_3 = 8, m_4 = 20, m_5 = 28, m_6 = 50, m_7 = 82, m_8 = 126, m_9 = 184, m_{10} = 196$ и т.д. Линии на z - n диаграмме, объединяющие семейства нуклидов с числом нейтронов равным магическому, далее по тексту будут именоваться **m -изотонными линиями (m -ИЛ)**.

На рис. 5 приведена диаграмма зависимости $r(z)$ для всех известных стабильных нуклидов, а также расчетная кривая, задающая положение **дорожки стабильности**:

$$r(z) = A(z) - 2 \cdot z = \{z/200 + [0,99 \cdot z + [(0,99 \cdot z)^2 - (z/200)^6]^{1/2}]^{1/3} + [0,99 \cdot z - [(0,99 \cdot z)^2 - (z/200)^6]^{1/2}]^{1/3}\}^3 - 2 \cdot z, \quad (4)$$

полученная с использованием применяемой в рамках капельной модели атомного ядра известной формулы с высокой точностью связывающей заряд нуклида с его массовым числом [5; 7]: $z(A) = A/(1,98 + 0,015 \cdot A^{2/3})$, (5)

которая в свою очередь выводится из полуэмпирической формулы Вайцзеккера, позволяющей вычислять энергию связи ядра по известным величинам – A и z .

Представленная на рис. 5 диаграмма иллюстрирует, что хотя задаваемые формулой (4) значения **превышений** – $r(z)$ на всем интервале $1 \leq z \leq 82$ попадают в

диапазон реальных дискретных значений превышений стабильных нуклидов, однако данная формула, в силу своей общности, не может во всей полноте описать это дискретное множество на указанном интервале.

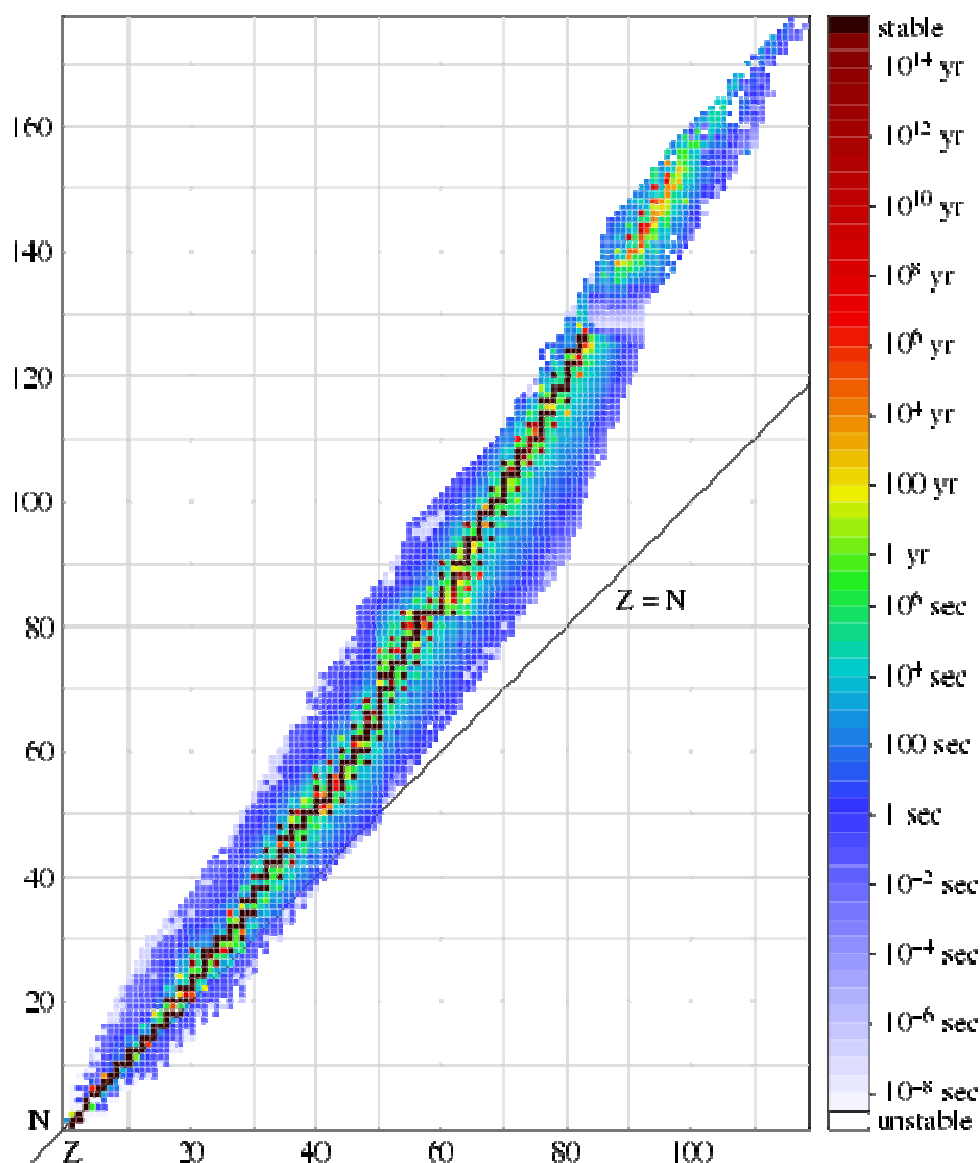


Рис. 4. Диаграмма, иллюстрирующая времена полураспада известных нуклидов [5].

В данной работе будет предпринята попытка выявить алгоритм, задающий границы этого множества, и, таким образом, иным способом задать **дорожку стабильности**, а затем произвести экстраполяцию полученных результатов на интервал $83 \leq z \leq 134$. На рис. 6 приведена диаграмма дискретной зависимости $\tau(z)$ для всех известных стабильных нуклидов и заливкой выделены блоки стабильности из однотипных трендов.

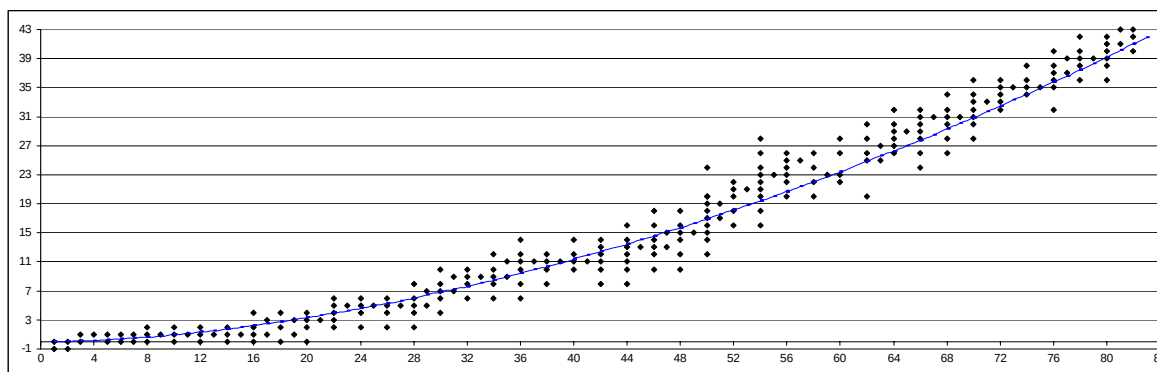


Рис. 5. Зависимости $r(z)$ на интервале $1 \leq z \leq 82$: дискретная зависимость для всех стабильных нуклидов (маркер – черный $\blacklozenge$), рассчитанная по формуле (4) кривая – сплошная синяя линия

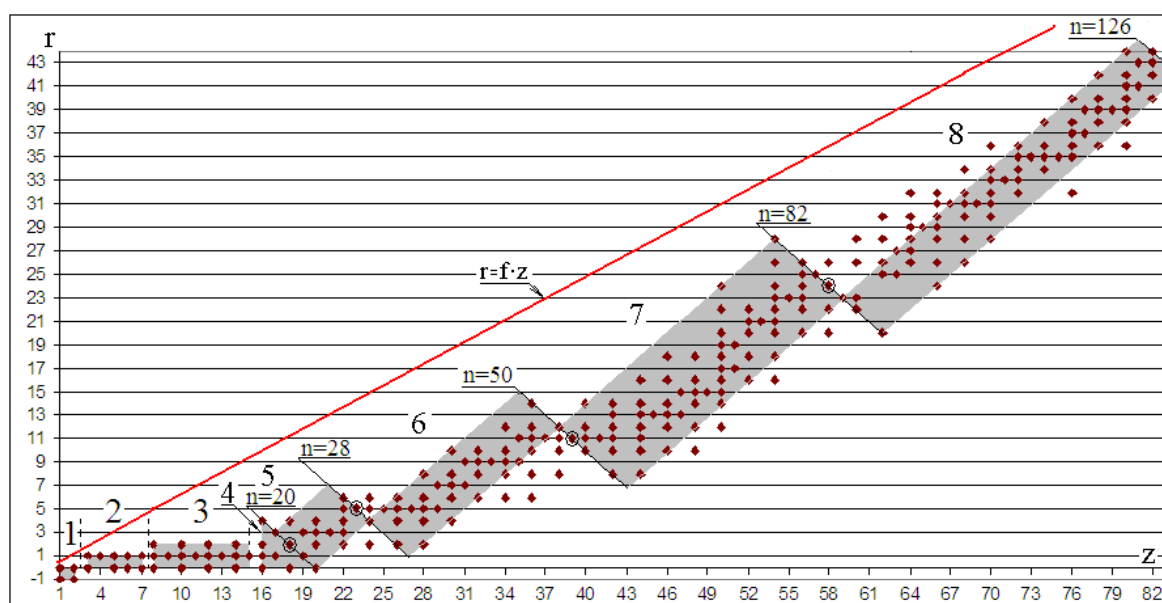


Рис. 6. Дискретная зависимость $r(z)$ для всех известных стабильных нуклидов. Верхняя сплошная линия $r(z) = f \cdot z$ является ограничительной для множества реальных превышений – $r(z)$, представленных маркерами – коричневыми $\blacklozenge$. Наклонными линиями выделены m -изотонные линии с магическими числами $m_i \geq 20$, **центральный изотон**, находящийся на них, обведен кружком; на интервале $1 \leq z \leq 15$ находятся содержащие горизонтальные тренды три **d-блока стабильности** (пронумерованы 1, 2, 3), далее на интервале $16 \leq z \leq 82$ расположены **переходной блок 4** и содержащие **тренды роста** четыре **t-блока стабильности** (5, 6, 7, 8). Все перечисленные блоки выделены заливкой.

Далее по тексту для указания местоположения нуклидов будет применяться краткая запись (находящиеся в фигурных скобках и перечисленные через запятую два числа, где сначала указывается заряд – z , а затем превышение – r).

Анализируя приведенную на рис. 6 диаграмму приходим к следующим выводам:

1. для всех стабильных нуклидов ($1 \leq z \leq 82$) значения их превышений – $r(z)$ меньше величины произведения – $(f \cdot z)$, то есть $r(z) < f \cdot z \approx 0,618 \cdot z$;

2. ядра нуклидов с величинами заряда $z \leq 15$ имеют плотную упаковку и их превышения $r \leq 2$, данный интервал $1 \leq z \leq 15$ может быть разбит на три блока стабильности (пронумерованные на диаграмме числами **1** ($1 \leq z \leq 2$), **2** ($3 \leq z \leq 7$), **3** ($8 \leq z \leq 15$)), внутри которых составы ядер характеризуются горизонтальными трендами (т. е. находящиеся на одном тренде ядра соседних (с различающимися на единицу зарядами) нуклидов имеют одинаковые превышения, и отличаются друг от друга на ядро дейтрона (протон и нейтрон)), далее по тексту данные тренды будут именоваться **d-трендами**, а вышеуказанные блоки стабильных нуклидов – **d-блоками стабильности** (сокращенно **d-БС**);

3. по мере роста z составы ядер нуклидов выходят на **m-ИЛ** с магическими числами $m_i \geq 20$ (выделены на диаграмме) и через них под углом 45° проходят восходящие **тренды роста** (и это означает, что составы ядер расположенных на таком тренде соседних нуклидов различаются на ядро трития (протон и два нейтрона), а соответствующие им превышения различаются на единицу), которые далее по тексту будут именоваться **t-трендами**;

4. большинство стабильных нуклидов интервала $16 \leq z \leq 83$ расположены внутри **переходного блока 4** и **t-блоков стабильности (t-БС)** (5, 6, 7, 8), последние представляют собой прямоугольники, ограниченные **m-ИЛ** (т.е. всякий из **t-БС_k** ограничен **m-ИЛ m_{k-1}** и **m-ИЛ m_k**, где k – номер блока) и **граничными** (верхним и нижним) **t-трендами**;

5. верхние (имеющие наибольшее превышение) изотопы **m-ИЛ**, являются точками финиша предыдущих **t-трендов**, на каждой из последующих **m-ИЛ** происходит сдвиг в область более низких **превышений**, таким образом, что крайний тренд с наиболее низкими **превышениями** – нижний граничный тренд, ограничивающий снизу предыдущий **t-блок стабильности**, продолжается и в области следующего **t-блока стабильности**, становясь крайним с наибольшими **превышениями** – его верхним граничным трендом, далее все **граничные t-тренды (bt-тренды**, от boundary – граница), будут обозначаться, как **bt-t_{k,k+1}**, и это означает, что данный тренд является граничным и для **t-БС_k** он нижний граничный тренд, а для **t-БС_{k+1}**, он верхний граничный тренд).

6. **эффективные участки m-изотонных линий (ЭУ m-ИЛ)** с магическими числами $m_i \geq 20$ (исключение $m_8 = 126$), ограничивающие **t-блоки стабильности** содержат семейства изотопов с явно выраженным стабильным **центральным изотоном (ЦИ-m-ИЛ)** и четным (исключение $m_5=28$) количеством симметрично

относительно него расположенных стабильных изотонов (далее по тексту именуемые **центральный изотон**, ± 1 изотоны и т.д., где, например, $+1$ изотон имеет заряд на единицу больше чем центральный) причем:

- о ЭУ **м-ИЛ** $m_4=20$ содержит 5 плотно расположенных изотонов, а протяженность всех остальных ЭУ **м-ИЛ** определяется равной 9 плотно расположенным изотонам (неважно стабильны они или нет),
- о нечетные **t-БС** (с нечетным $-k$) включают в себя центральные изотоны обеих ограничивающих **м-ИЛ**, при этом верхний граничный **t-тренд** проходит через -1 изотон нижней ограничивающей **м-ИЛ** m_{k-1} , а нижний граничный **t-тренд** проходит через $+1$ изотон верхней ограничивающей **м-ИЛ** m_k ,
- о -1 изотоны на четных **м-ИЛ** (с четным $-i$) и $+1$ изотоны на нечетных **м-ИЛ** являются общими для соседних **t-БС** (т.е. точками их стыковки);
- о при $k \geq 6$ **bt-т_{k,k+1}** стартуют с $+4$ изотона ЭУ **м-ИЛ** m_{k-1} пересекают **м-ИЛ** m_k в точке -1 изотона и финишируют в точке -4 изотона ЭУ **м-ИЛ** m_{k+1} , что возможно, если верна следующая система уравнений для каждого из **bt-т_{k,k+1}**:

$$\begin{aligned} & \text{о } z_0(\mathbf{bt-т}_{k,k+1}) + 2 \cdot r_s(\mathbf{bt-т}_{k,k+1}) = m_{k-1}, \\ & \text{о } z_0(\mathbf{bt-т}_{k,k+1}) + 2 \cdot r_m(\mathbf{bt-т}_{k,k+1}) = m_k, \\ & \text{о } z_0(\mathbf{bt-т}_{k,k+1}) + 2 \cdot r_f(\mathbf{bt-т}_{k,k+1}) = m_{k+1}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $r_s(\mathbf{bt-т}_{k,k+1})$, $r_m(\mathbf{bt-т}_{k,k+1})$, $r_f(\mathbf{bt-т}_{k,k+1})$ – значения превышения в точках старта, пересечения (middle – середины) и финиша **граничного тренда** – **bt-т_{k,k+1}**, соответственно, а $z_0(\mathbf{bt-т}_{k,k+1})$ – значение координаты z в точке её пересечения с указанным граничным **t-трендом**.

Дополнительная информация: **bt-т_{5,6}** стартует из местоположения $+2$ изотона **м-ИЛ** $m_4=20$, имеющего координаты $\{20,0\}$.

Замечание: расположение стабильных изотонов на ЭУ **м-ИЛ** зависит от того является ли **ЦИ-м-ИЛ** четно-четным или нечетно-четным, в случаях нечетно-четных **ЦИ-м-ИЛ** в угловых точках **t-БС** (ограниченных данной **м-ИЛ**) также находятся нечетно-четные изотоны причем они **нестабильны**.

Далее на основании вышеизложенных утверждений о закономерностях расположения **t-блоков стабильности** и дополнительной информации (о точке старта **bt-т_{5,6}**) будет описан алгоритм, позволяющий определять их границы, находя **угловые точки**, а так же **ЦИ-м-ИЛ** и их **t-проекции** на ось абсцисс (т.е. точки пересечения с осью абсцисс **t-тренда**, проходящего через **ЦИ-м-ИЛ**). Это потребует последовательного нахождения угловых точек каждого из **t-БС** в порядке возрастания их порядкового номера, начиная с **t-БС₅**. Итоговое перечисление

найденных всех угловых точек какого-либо из **t-БС** будет производиться в порядке возрастания **превышения – r** (т.е. сначала нижняя (**нижний угол**) и верхняя (**левый угол**) угловые точки, лежащие на нижней **m-ИЛ**, а затем в том же порядке точки, лежащие на верхней **m-ИЛ**, при этом через нижние точки проходит **нижний bt-тренд** данного **t-БС**, а через верхние соответственно - **верхний**); причем **t-проекция ЦИ-m-ИЛ $m_i - z_{0ci}(m_i)$** легко, по аналогии с уравнениями (6), определяется по значению его превышения:

$$z_{0ci}(m_i) = m_i - 2 \cdot r_{ci}(m_i). \quad (7)$$

Начнем по порядку с **t-БС₅** до **t-БС₈**:

- **t-БС₅** ограничен **m-ИЛ $m_5=28$** и **m-ИЛ $m_4=20$** , ЭУ которой (см. п. 6) содержит 5 плотно расположенных стабильных изотонов, используя дополнительные данные (о точке старта **bt- $r_{5,6}$**) и применяя формулы (6) определяем, что поскольку **bt- $r_{5,6}$** стартует из точки {20,0} (**нижний угол t-БС₅**), то он пересекает **m-ИЛ $m_5=28$** в точке {24,4} (**правый угол**), которая также является +1 изотон **m-ИЛ $m_5=28$** (следовательно её **ЦИ-m-ИЛ {23,5}**), **центральный изотон m-ИЛ $m_4=20$** имеет координаты {18,2}, а –1 изотон {17,3} (**левый угол**), через него проходит верхний граничный **t-тренд**, пересекающий **m-ИЛ $m_5=28$** в точке {21,7} (**верхний угол**).

Таким образом, угловыми точками **t-БС₅** являются {20,0}, {17,3}, {24,4}, {21,7};

ЦИ-m-ИЛ $m_4=20$ – {18,2}, его **t-проекция** – $z_{0ci}(m_4) = 20 - 2 \cdot 2 = 16$;

ЦИ-m-ИЛ $m_5=28$ – {23,5}, его **t-проекция** – $z_{0ci}(m_5) = 28 - 2 \cdot 5 = 18$.

Далее, опуская понятный способ вычислений **угловых точек t-БС, ЦИ-m-ИЛ** и их **t-проекций**, будем приводить только конечные данные:

- **t-БС₆** ограничен **m-ИЛ $m_5=28$** и **m-ИЛ $m_6=50$** , угловые точки **t-БС₆**: {27,1}, {24,4}, {38,12}, {35,15}, **ЦИ-m-ИЛ $m_6=50$** – {39,11}, его **t-проекция** – $z_{0ci}(m_6) = 28$;
- **t-БС₇** ограничен **m-ИЛ $m_6=50$** и **m-ИЛ $m_7=82$** , угловые точки **t-БС₇**: {43,7}, {38,12}, {59,23}, {54,28}; **ЦИ-m-ИЛ $m_7=82$** – {58,24}, его **t-проекция** – $z_{0ci}(m_7) = 34$;
- **t-БС₈** ограничен **m-ИЛ $m_7=82$** и **m-ИЛ $m_8=126$** , угловые точки **t-БС₈**: {62,20}, {59,23}, {84,42}, {81,45}; **ЦИ-m-ИЛ $m_8=126$** – {85,41}, его **t-проекция** – $z_{0ci}(m_8) = 44$.

То, что новые восходящие тренды стартуют с **m-ИЛ** (или немного не доходя до неё) от изотонов с низкими превышениями, указывает на возникающую у сформированных (или почти сформированных) нейтронных оболочек способность «удерживать» в ядре большее количество протонов. Такое «смещение» **t-блоков стабильности на m-изотонных линиях** в область более низких превышений (вследствие угасания «старых» **t-трендов** с высокими превышениями и появления

новых **t-трендов** с относительно низкими превышениями) приводит к тому, что **дорожка стабильности** не пересекает ограничивающую линию $r(z) = f \cdot z$.

Проведем экстраполяцию на область нестабильных нуклидов $84 \leq z \leq 134$ (используя при этом прежние обозначения), с целью определения аналогичных границ для **блоков повышенной стабильности**, где предполагается сосредоточение изотопов, имеющих относительно наибольшие времена жизни:

- **t-БС₉** ограничен **м-ИЛ** $m_8=126$ и $m_9=184$, угловые точки **t-БС₉**: {89,37}, {84,42}, {118,66}, {113,71}, **ЦИ-м-ИЛ** $m_7=184$ – {117,67}, **t-проекция** – $z_{0ci}(m_9) = 50$;
- **t-БС₁₀** ограничен **м-ИЛ** $m_9=184$ и $m_{10}=196$, угловые точки **t-БС₁₀**: {121,63}, {118,66}, {127,69}, {124,72}, **ЦИ-м-ИЛ** $m_7=196$ – {128,68}, **t-проекция** – $z_{0ci}(m_9) = 60$.

Введем понятие оси **t-БС**, как линии, проходящей параллельно **bt-трендам** данного блока и равноудаленной от них. Тогда z -координата точки пересечения оси любого **t-БС** с осью абсцисс равно среднеарифметическому **t-проекций** **ЦИ-м-ИЛ**, ограничивающих данный **t-БС**, что поясняется диаграммой приведенной на рис. 7.

Так **t-БС₅** ограничен **м-ИЛ** $m_4=20$ и **м-ИЛ** $m_5=28$, а **t-проекции** **ЦИ-м-ИЛ** для них соответственно равны $z_{0ci}(m_4) = 16$ и $z_{0ci}(m_5) = 18$, следовательно значением координаты точки пересечения оси **t-БС₅** будет: $z_{0ax}(t-БС_5) = (16 + 18)/2 = 17$.

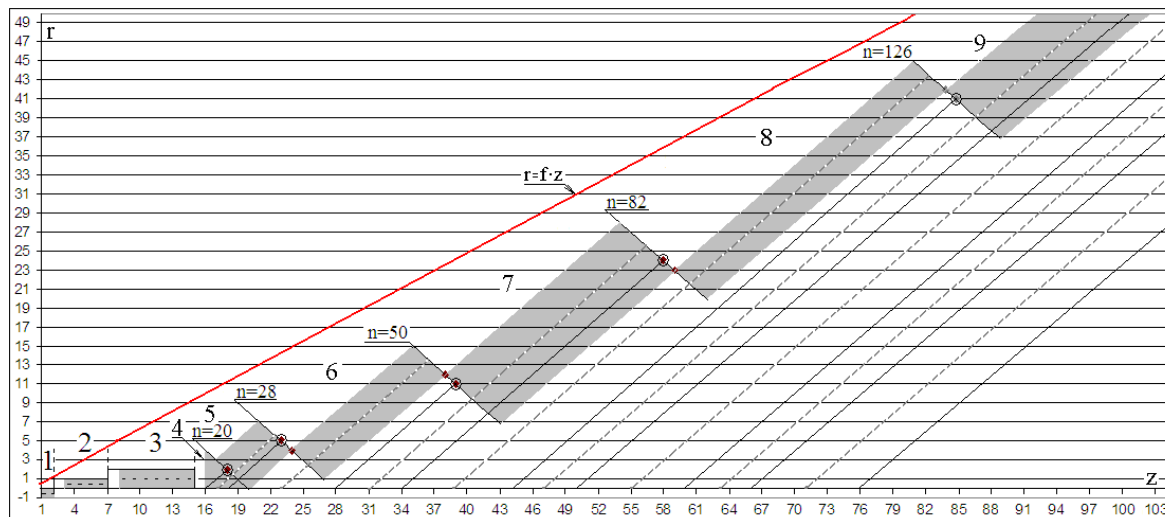


Рис. 7. Схема, иллюстрирующая положение осей **t-блоков стабильности** и точек их пересечения с осью абсцисс, которые (при $k \geq 6$) располагаются эквидистантно: z -координаты соседних точек отличаются на величину **равную 8**; для наглядности оставлены только стыковочные изотопы **t-БС** и **ЦИ-м-ИЛ** (обведены кружочком)

Вычисление координат точек пересечения осей других **t-БС** приводит к следующим результатам: $z_{0ax}(t-БС_6) = 23$; $z_{0ax}(t-БС_7) = 31$; $z_{0ax}(t-БС_8) = 39$; $z_{0ax}(t-БС_9) = 47$; $z_{0ax}(t-БС_{10}) = 55$; $z_{0ax}(t-БС_{11}) = 63$ и т.д. где (при $k > 6$) координаты каждой из последующей точек отличаются от предыдущей на величину **равную 8**.

Подводя итог проведенному анализу, можно утверждать, что рассматриваемый алгоритм определения границ **t-БС** позволяет получить границы **дорожки стабильности** (которую далее по тексту будем обозначать, как **ДС-0**), обладающей следующими свойствами:

- **t-проекции ЦИ-m-ИЛ** (начиная с **m-ИЛ m₅=28** и далее) $z_{0ci}(m_i)$ (при $i \geq 5$) имеют следующую последовательность: 18, 28, 34, 44, 50, 60 и т.д., которая может быть выражена формулой: $z_{0ci}(m_i) = 18 + 8 \cdot (i - 5) + [1 + (-1)^i] = 19 + (-1)^i + 8 \cdot (i - 5)$; (8)

- координаты **ЦИ-m-ИЛ** (начиная с **m-ИЛ m₅=28** и далее), которые определяют является ли **ЦИ-m-ИЛ** **четно-четным** или **нечетно-четным** могут быть вычислены по формулам: $r_{ci}(m_i) = [m_i - z_{0ci}(m_i)]/2$, (9)

$$z_{ci}(m_i) = z_{0ci}(m_i) + [m_i - z_{0ci}(m_i)]/2 = [m_i + z_{0ci}(m_i)]/2, \quad (10)$$

где значение $z_{0ci}(m_i)$ вычисляется по формуле (8), при этом сумма координат любого **ЦИ-m-ИЛ** всегда **четна** (в силу четности **магических чисел**): $r_{ci}(m_i) + z_{ci}(m_i) = m_i$;

- **t-проекции стыковочных изотонов** – $z_{0+}(m_i)$ – координата точки пересечения с осью абсцисс **bt-тренда**, проходящего через стыковочный изотон, лежащий на **m-ИЛ (m_i)** и стыкующий **t-БС_i** и **t-БС_{i+1}**, начиная с $z_{0+}(m_5)$ и далее имеют следующую последовательность: 20, 26, 36, 42, 52, 58, 68 и т.д., которая может быть выражена формулой (при $i \geq 5$): $z_{0+}(m_i) = 19 - (-1)^i + 8 \cdot (i - 5)$; (11)

- координаты **стыковочных изотонов** $\{z_{+}(m_i), r_{+}(m_i)\}$ так же могут быть вычислены по формулам, аналогичным (9) и (10): $r_{+}(m_i) = [m_i - z_{0+}(m_i)]/2$, (12)

$$z_{+}(m_i) = z_{0+}(m_i) + [m_i - z_{0+}(m_i)]/2 = [m_i + z_{0+}(m_i)]/2, \quad (13)$$

где значение $z_{0+}(m_i)$ вычисляется по формуле (11) и сумма координат любого **стыковочного изотона** тоже всегда **четна**: $r_{+}(m_i) + z_{+}(m_i) = m_i$;

- координаты точек пересечения с осью абсцисс осей **t-БС_k** могут быть выражены формулой (при $k \geq 6$): $z_{0ax}(t-БС_k) = 23 + 8 \cdot (k - 6) = 8 \cdot (k - 3) - 1$, (14)

а сами оси задаются формулой: $r_{ax}t-БС_k(z) = z - z_{0ax}(t-БС_k) = z - 8 \cdot (k - 3) + 1$, (15)

что может рассматриваться как своего рода **периодический закон**, задающий расположение **t-блоков стабильности** на г-z диаграмме в интервале $17 \leq z \leq 82$;

- следствием этих закономерностей является то, что нечетные **t-БС_k** (с нечетным k) имеют **t-проекционную ширину** равную **10** и находятся между **m-изотонными линиями**, **t-проекции ЦИ-m-ИЛ** которых различаются на **6**, и наоборот четные **t-БС_k** имеют **t-проекционную ширину** равную **6** и находятся между **m-изотонными линиями**, **t-проекции ЦИ-m-ИЛ** которых различаются на **10**.

Известно, что если (как это имеет место в нашем случае) направления сторон прямоугольников заданы относительно координатных осей, то знание координат двух диагонально расположенных углов **однозначным образом** определяет границы прямоугольников на плоскости и для этого достаточно вычислить для **t-блоков стабильности** координаты их левых и правых углов по формулам (12) и (13).

То есть, зная только **нейтронные магические числа**, задающие на t - z плоскости положения **m-изотонных линий**, и **правила** проведения через них **bt-трендов**, а также точку старта граничного t -тренда – **bt- $t_{5,6}$ с m-ИЛ $m_4 = 20$** , удается определить границы **блоков стабильности** (задающих положение **дорожки стабильности**), вследствие чего делается утверждение о приоритетном значении нейтронной последовательности магических чисел по сравнению с протонной (поскольку данный алгоритм не использует ни её, ни полумагических чисел) для определения оптимального нуклонного состава, обеспечивающего стабильность ядер нуклидов.

За пределами **ДС-0** (содержащей блоки стабильности и переходной блок 4) находятся **27** стабильных нуклидов (что составляет $\sim 11\%$ от их общего числа, равного **252**), причем все это нуклиды с **четным z** (4 из них четно-нечетные и 23 четно-четные) и значительное их количество расположено в областях стыка **t-БС** своими углами, при этом осевые линии соседних **t-БС** не стыкуются между собой. Для того, чтобы **дорожка стабильности** включала в себя большее количество нуклидов и оси составляющих её блоков стыковались между собой предлагается 2 основных варианта модификации **ДС-0**:

- 1 вариант предполагает дополнить **ДС-0 стыковочными блоками (СБ)** и далее по тексту данная дорожка будет обозначаться, как **ДС-1**;
- 2 вариант – построение дорожки через организацию **параллелограммных блоков (ПБ)** и далее по тексту данная дорожка будет обозначаться, как **ДС-2**.

Вариант 1. **ДС-1** строится путем введения на участках стыковки **t-блоков стабильности стыковочных блоков** (содержащих d -тренды) и они далее по тексту будут обозначаться **d-СБ $_{k,k+1}$** (что означает данный **d-СБ $_{k,k+1}$** стыкует блоки **t-БС $_k$** и **t-БС $_{k+1}$** , причем ось **d-СБ $_{k,k+1}$** проходит через **центральный изотон m-ИЛ m_i и $i = k$**). При $i \geq 6$ проекция осей стыковочных блоков на ось абсцисс равна 8 (длине проекции **m-изотонной линии**) и симметрична относительно определяемой формулой (13) z -координаты стыковочного изотона). При таком способе организации **стыковочных блоков**, переходной блок 4 тоже может

рассматриваться как стыковочный, отличающийся от них тем, что один из блоков, которые он стыкует, является **d-БС** (а именно **d-БС₃**).

На рис. 8 приведена диаграмма, иллюстрирующая полученную вышеописанным способом **ДС-1**, содержащую **три d-БС (1, 2, 3), переходной блок 4, пять t-БС (5, 6, 7, 8, 9, последний является экстраполяцией на область нестабильных нуклидов), четыре d-СБ**, стыкующих вышеуказанные **t-БС**. Можно заметить, что стабильные нуклиды образуют **квазигомологические ряды изотопов** внутри каждого из вышеуказанных блоков. На рис. 9 приведена диаграмма, демонстрирующая количества стабильных нуклидов, находящихся внутри **ДС-1** и вне её.

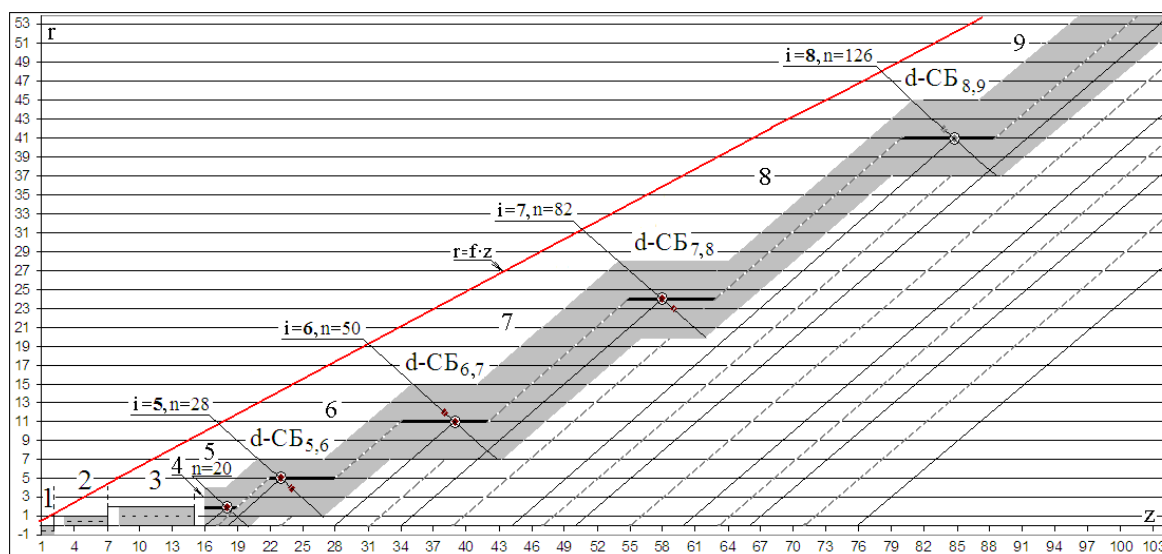


Рис. 8. Диаграмма, иллюстрирующая осевую линию **ДС-1**, которая начиная с $z \geq 16$ представляет собой последовательность стыкующихся между собой осей чередующихся блоков стабильности и стыковочных блоков и может рассматриваться как совокупность **сигмовидных (s-образных) кривых**, расположенных между **m-изотонными линиями**

Вариант 2. На рис. 10 приведена диаграмма, иллюстрирующая **ДС-2**, имеющую простой алгоритм построения, а именно: поскольку **m-ИЛ $m_4=20$** содержит 5 плотно расположенных стабильных изотонов, а все остальные **m-ИЛ** имеют протяженность **эффективного участка** в 9 изотонов, то, соединяя концы **ЭУ** соседних **m-ИЛ** (с $i \geq 4$) между собой, последовательно получим: **трапецевидный блок 5 (ТБ-5)** и последующие **параллелограммные блоки (ПБ)**, осевые линии которых проходят через центральные изотоны ограничивающих их **m-ИЛ**, т.е. положения **ЦИ-m-ИЛ**, определяемые формулами (9) и (10), однозначным образом задают поведение оси **ДС-2**, которая выглядит как ломаная линия, претерпевающая изменение углов наклона непосредственно в точках центральных изотонов. Таким образом,

содержащая параллелограммные блоки ДС-2 выглядит на z -г плоскости (при $z > 20$) как стыкующееся между собой на ЭУ m -ИЛ параллелограммы и все их лежащие на m -ИЛ боковые стороны параллельны друг другу и имеют одинаковую длину.

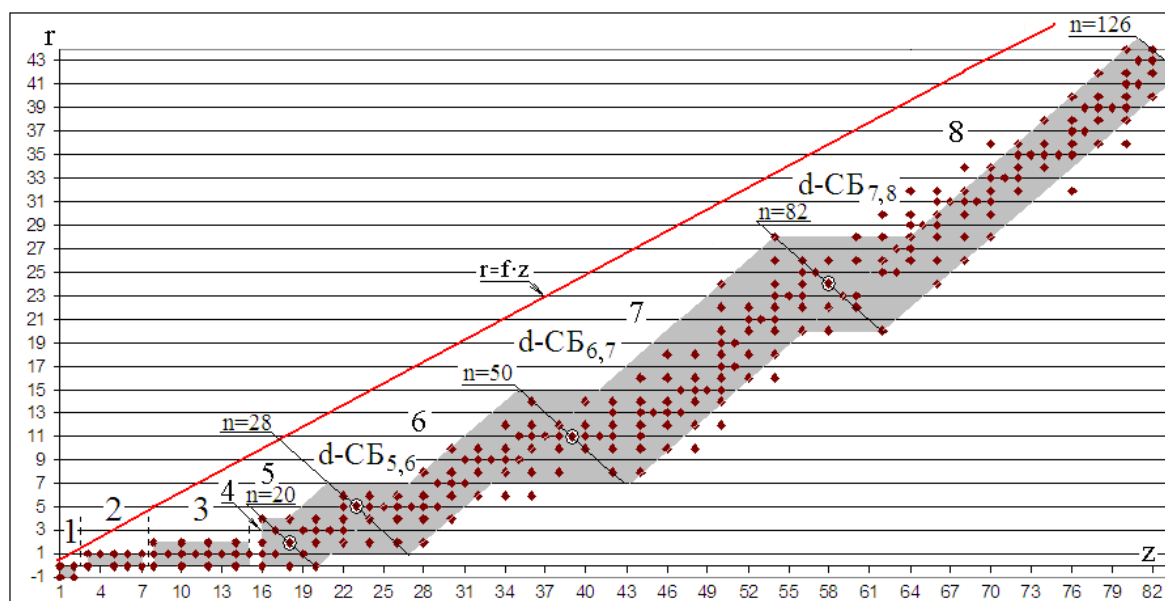


Рис. 9. Иллюстрация ДС-1, построенной на интервале $1 \leq z \leq 82$ и содержащей 237 стабильных нуклидов ($\sim 94\%$), а за её пределами находятся 15 нуклидов ($\sim 6\%$)

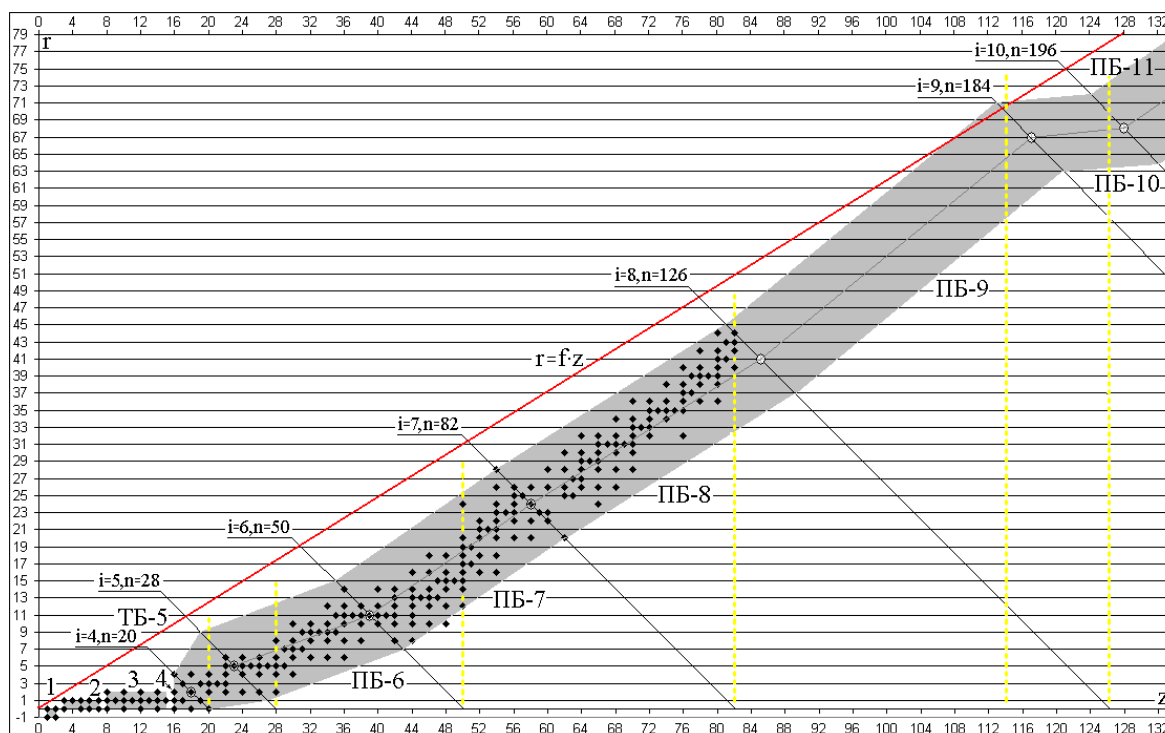


Рис. 10. Иллюстрация построенной на интервале $1 \leq z \leq 134$ ДС-2, содержащей три d -блока стабильности (1, 2, 3), переходной блок 4, трапециевидный блок 5 (ТБ-5) и последующие параллелограммные блоки, в нее «укладывается» 99,6% стабильных нуклидов, их положения указаны маркерами – $\blacklozenge$; ЦИ- m -ИЛ обведены кружочком; верхняя сплошная красная линия – $r(z) = f \cdot z$; положения вертикальных желтых пунктирных линий соответствуют протонным магическим числам, в точках их пересечения с m -изотонными линиями находятся дважды магические ядра

Оба варианта **дорожек стабильности** могут быть по аналогии легко построены и на z - n плоскости, однако в этом случае габариты диаграмм (при равномасштабности осей) существенно возрастут, кроме того они станут менее наглядными из-за того, что разница между углами наклона трендов, соответствующих **d-** и **t-трендам** на z - n плоскости, станет существенно меньше ($\sim 18,4^\circ$, а не 45° , как для z - t плоскости), как это можно видеть на рис. 4.

За пределами **ДС-2** находится только 1 стабильный нуклид, а именно – 48_{10} , что составляет менее 0,4%, от их общего числа равного 252. Таким образом, **ДС-2** по сравнению с **ДС-1** включает в себя большее количество стабильных нуклидов и она может быть построена путем добавления дополнительных **зон примыкания** к **ДС-1**, как показано на приведенной на рис. 11 диаграмме, которая иллюстрирует **экстраполяцию дорожек стабильности** обоих вариантов на интервал $84 \leq z \leq 134$. **Зоны примыкания (ЗП)** выделены заливкой, **верхние зоны** обозначаются как $ЗП^B_k$, **нижние** – $ЗП^H_k$. Кроме этих двух основных вариантов построения дорожек стабильности существуют и другие (которые далее не будут описываться), например, с ограничительной линией **зон примыкания**, соединяющей крайние изотопы **ЭУ m-ИЛ** и точки пересечения срединных изотонных линий (т.е. линий, расположенных эквидистантно по отношению к **m-ИЛ**, ограничивающим **t-БС**) с граничными трендами **t-блока стабильности**, как показано на рис. 11 только для **t-БС**, и выделено более темной заливкой.

Данная экстраполяция позволяют определять нуклонные составы ядер нуклидов, являющихся наиболее вероятными кандидатами в долгоживущие. Для построения данной диаграммы из изотопов каждого химического элемента, принадлежащего к указанному интервалу, выбиралось, как правило, шесть имеющих наибольшее время жизни изотопов, согласно данным сайта [2]. На диаграмме для каждого химического элемента также показан **диапазон превышений** открытых на сегодняшний день изотопов (т.е. наибольшее и наименьшее превышения – τ). Видно, что выбранные таким образом изотопы, принадлежащие к интервалу $84 \leq z \leq 115$ достаточно хорошо укладываются в пределы экстраполированной на интервал $84 \leq z \leq 134$ **ДС-2** (следует отметить, что открытие новых изотопов и измерение их времен жизни может существенным образом изменить заполнение **ДС-2** в области $z \geq 102$).

Обращает на себя внимание тот факт, что на изотонных линиях $n=127 \div 133$ нет долгоживущих нуклидов (т.е. для создания относительно долгоживущих нуклидов либо используется «старая» (предыдущая) нейтронная оболочка, либо на новой

требуется некоторое заметное (≥ 8) количество нейтронов). Тенденция такого поведения (разрыв некоторых **t-трендов t-БС** сразу после прохождения ими ограничивающей **m-ИЛ**) наблюдалась и на предыдущей **m-ИЛ** ($m_7 = 82$) и, по всей видимости, будет наблюдаться и на следующей **m-ИЛ** $m_9 = 184$, задающей местоположение так называемого **острова стабильности** [8; 9], схематическое предполагаемое положение которого на n - z плоскости представлено на рис. 12.

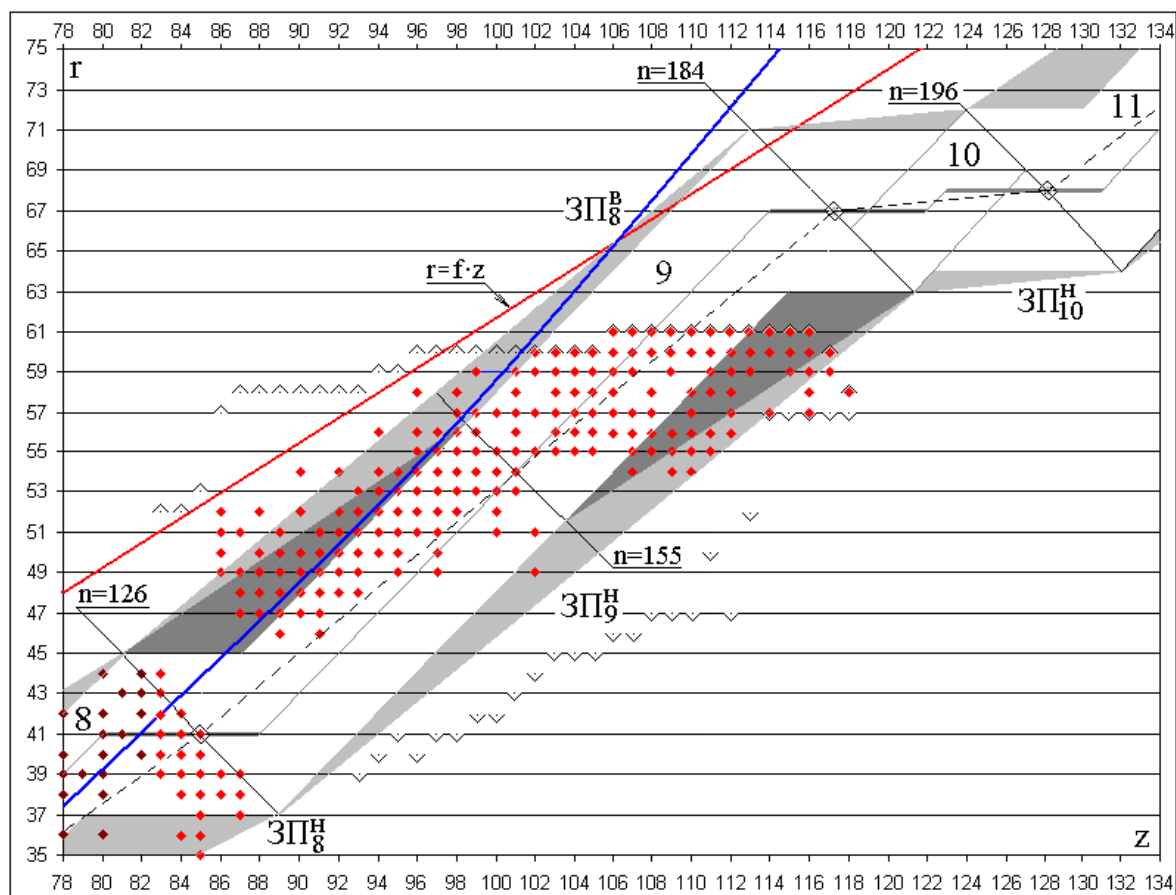


Рис. 11. Экстраполяция дорожек стабильности ДС-1 и ДС-2 на интервал $83 \leq z \leq 134$ (сплошная серая и черная пунктирная линии – их оси соответственно, **зоны примыкания** выделены заливкой, более темная использована для иллюстрации иных вариантов их построения); зависимость $r(z)$ для шести имеющих наибольшие времена жизни изотопов химических элементов этого интервала представлена маркерами – красный $\blacklozenge$, символами – Δ , ∇ (соответственно: наибольшее и наименьшее) указан диапазон известных превышений; верхняя сплошная красная линия $r(z) = z \cdot f$, синяя сплошная кривая – зависимость $r(z)$, рассчитанная по формуле (4) (см. рис. 5)

Ниже приведена таблица с указанием времени полураспада находящихся на каждой из m -изотонных линий $i = 5 \div 10$ **одиннадцати** плотнорасположенных изотонов (изотоны ЭУ и ещё по одному с каждого края), клетки, принадлежащие ещё не синтезированным на настоящее время изотонам **m-ИЛ** $i = 9$ ($n=184$) и $i = 10$

($n=196$), не заполнены. Индексы над столбцами указывают величину, на которую отличаются зарядовые числа изотонов от **ЦИ-м-ИЛ**, **желтой заливкой** выделены индексы 9 изотонов **ЭУ м-ИЛ**, **серой** – столбцы -5 и $+5$ изотонов, граничащих с **ЭУ м-ИЛ**, **голубой** – стабильные изотоны, **оранжевой** – наиболее вероятные кандидаты в долгоживущие нуклиды, из числа расположенных на **м-ИЛ** $i=9$ и $i=10$.

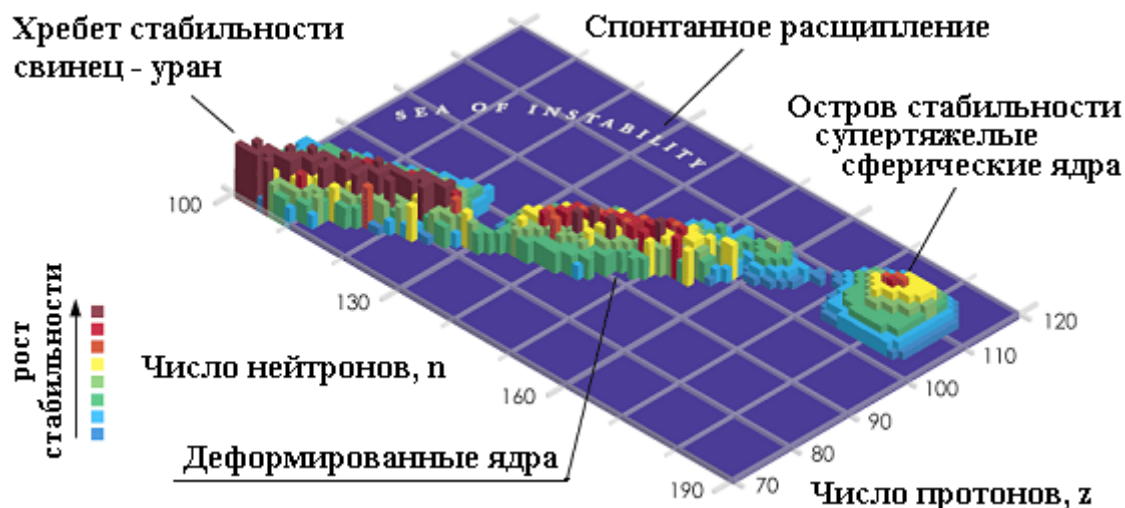


Рис. 12. Предполагаемое положение «острова стабильности» на n - z плоскости [8]

Рассматривая приведенные в таблице данные можно сделать следующие выводы:

- как отмечалось ранее **эффективные участки** этих **м-ИЛ** содержат 9 плотно расположенных изотонов, 5 из которых имеют четность заряда такую же как и центральный (т.е. **ЦИ-м-ИЛ**, ± 2 , ± 4 , последние находятся на краях), вследствие чего если заряд **ЦИ-м-ИЛ**:
 - **нечетный** (как в случае **м-ИЛ** $i=5$, $i=6$, $i=8$, $i=9$) и тогда **ЭУ м-ИЛ** содержит **4 четно-четных** и **5 нечетно-четных** изотонов, и крайние (± 4) **нестабильны**,
 - **четным** (как в случае **м-ИЛ** $i=7$) и тогда **ЭУ м-ИЛ** содержит **4 нечетно-четных** и **5 четно-четных** изотонов, и крайние **стабильны**;
- сопоставляя времена жизни **нестабильных крайних** (-4 и $+4$) **нечетно-четных** изотонов **ЭУ м-ИЛ** ($i=5$, $i=6$, $i=8$) с соседними с ними (-5 и $+5$) **четно-четными** изотонами соответственно можно заметить, что времена их жизни близки и различаются менее чем на порядок (не более чем в 8,5 раз);
- сравнивая времена жизни **нестабильных** -5 , -4 изотонов с $+5$, $+4$ изотонами **ЭУ м-ИЛ** ($i=5$, $i=6$, $i=8$) между собой можно заметить, что для $i=5$ и $i=6$ $+5$ и $+4$ изотоны, **более долгоживущие** по сравнению с -5 и -4 изотонами, а для $i=8$

наоборот, т.е. изотоны с меньшим зарядовым числом являются более долгоживущими и эта тенденция, скорее всего, продолжится для **m-ИЛ i=9**.

Таблица. Времена жизни 11 изотонов (центрального и ещё десяти, симметрично расположенных относительно него) для каждой из m-ИЛ i=5÷10

Изотоны	-5	-4	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3	+4	+5
m-ИЛ i=5, n=28	18₁₀	19₉	20₈	21₇	22₆	23₅	24₄	25₃	26₂	27₁	28₀
Время жизни	8,4 сек	17,5 сек	$\sim 4 \cdot 10^{19}$ л	57 мин	St	St	St	$3.7 \cdot 10^6$ л	St	17,5 час	6 дн
m-ИЛ i=6, n=50	34₁₆	35₁₅	36₁₄	37₁₃	38₁₂	39₁₁	40₁₀	41₉	42₈	43₇	44₆
Время жизни	3,1 мин	2,9 мин	St	$4.92 \cdot 10^{10}$ л	St	St	St	680 лет	St	2,75 час	51,8 мин
m-ИЛ i=7, n=82	53₂₉	54₂₈	55₂₇	56₂₆	57₂₅	58₂₄	59₂₃	60₂₂	61₂₁	62₂₀	63₁₉
Время жизни	6,57 час	St	30,2 лет	St	St	St	St	St	265 дн	St	5,93 дн
m-ИЛ i=8, n=126	80₄₆	81₄₅	82₄₄	83₄₃	84₄₂	85₄₁	86₄₀	87₃₉	88₃₈	89₃₇	90₃₆
Время жизни	8,15 мин	4,77 мин	St	$\sim 19 \cdot 10^{18}$ л	138,4 дн	7,2 час	23,9 мин	34,6 сек	2,46 сек	0,17 сек	26,8 мс
m-ИЛ i=9, n=184	112₇₂	113₇₁	114₇₀	115₆₉	116₆₈	117₆₇	118₆₆	119₆₅	120₆₄	121₆₃	122₆₂
Время жизни			++								
m-ИЛ i=10, n=196	123₇₃	124₇₂	125₇₁	126₇₀	127₆₉	128₆₈	129₆₇	130₆₆	131₆₅	132₆₄	133₆₃
Время жизни				++							

Исходя из этих выводов, а так же из выявления относительно долгоживущих изотопов среди нуклидов, заряды которых находятся в диапазоне ограниченном -5 и +5 столбцами таблицы можно сделать предварительные прогнозы об относительно долгоживущих изотонах, расположенных на **m-ИЛ m₉=184** и **m₁₀=196**:

- если на этих **m-ИЛ** имеются долгоживущие изотоны (с временами жизни $\geq 10^3$ лет), то наиболее вероятными кандидатами являются изотоны **114₇₀** и **126₇₀** (выделены оранжевой заливкой и знаком ++ – дважды магические: 114 и 126 – магические числа для протонов), далее со снижающейся степенью вероятности следуют изотоны, выделенные заливками золотистой, желтой и без заливки, при этом вычисляемый по формулам (4) и (5) изотон **112₇₂** не входит в их число;
- если на этих **m-ИЛ нет долгоживущих изотонов**, то возможна ситуация, когда, согласно 3 пункту вышеизложенных выводов, наиболее долгоживущими будут изотоны с меньшим зарядовым числом (а именно: **112₇₂** и **123₇₃**).

Следует отметить, что

- результаты, предлагаемые в соответствие с данным алгоритмом и по формулам (4) и (5), начинают существенно различаться при $z > 106$ (см. рис. 11), так кривая,

задаваемая формулой (4) пересекает **m-ИЛ** $m_9=184$ и $m_{10}=196$, соответственно, в точках $\sim 112_{72}$ и между 117_{79} и 118_{78} ; следовательно только экспериментальные данные о продолжительности жизни нуклидов в этой области могут «пролить свет» на правомерность предлагаемого алгоритма построения ДС и на границы использования определенных значений числовых коэффициентов в формуле Вайцзеккера и получаемых из неё формул (4) и (5);

- расположенные на **m-ИЛ** ($i=5$, $i=8$, $i=9$) -3 изотоны являются дважды магическими, а именно: 20_8 , 82_{44} , 114_{70} (см. таблицу и рис. 10), что может рассматриваться как косвенное подтверждение правильности данного алгоритма;
- дважды магический нуклид – 114_{70} характеризуется наиболее близким к «золотому сечению» соотношением нуклонного состава, согласно формулам (1) и (2): $n/A \approx f \approx 0,61745$; $p/A \approx f^2 \approx 0,3825$.

Перспективы получения нуклидов «острова стабильности»

До недавнего времени наиболее известными устройствами для получения нуклидов химических элементов являлись: **ядерные реакторы** (обеспечивающие реакции радиационного захвата нейтронов) и **ускорители заряженных частиц** (реализующие бомбардировку неподвижных сравнительно долгоживущих атомов-мишеней ядрами-снарядами). И если ядерные реакторы практически исчерпали свои возможности в плане получения новых нуклидов с большим ядерным зарядом, то с помощью ускорителей заряженных частиц ещё можно получить новые нуклиды, хотя на пути приближения к «острову стабильности» имеется достаточно сложностей: «... не хватает нейтронов в синтезируемых ядрах, для того чтобы приблизиться к оболочке $n = 184$. Сегодня это недостижимо: нет таких реакций, которые позволили бы получать столь нейтронно-избыточные нуклиды» [10]. Однако, возможно, что применение Большого адронного коллайдера [11] (который планируют эксплуатировать в режиме ядерных столкновений) или аналогичных с ним установок может позволить искусственно создать новые нуклиды, характеризующиеся большими зарядовыми числами, в том числе и располагающиеся в двух нижних строках вышеприведенной таблицы, используя для этого, например ядра (или ионы) изотопа свинца 82_{44} (удовлетворяющие требованиям реакции холодного слияния). Если не разгонять их до энергии $\sim 2,75$ ГэВ/нуклон, как это планируется делать для изучения перехода вещества в состояние кварк-глюонной плазмы и её остывания [11], а ограничить суммарную кинетическую энергию

порогом реакции их слияния (~ 30 МэВ/нуклон), то получаемые в результате ядра будут содержать ~ 164 протона и ~ 252 нейтрона и существует небольшая вероятность, что некоторые из них (самопроизвольно не развалившиеся сразу) будут испытывать череду радиоактивных распадов (нейтронный, α -, β -распады и др.), продукты которых могут быть отслежены различными прецизионными детекторами [12]. Набранная в серии многочисленных экспериментов по изучению «траекторий» радиоактивных распадов статистика позволит установить времена жизни получаемых в этих процессах радионуклидов с ядерными зарядами в интервале $100 \leq z \leq 164$. Таким образом, ядра искусственно полученных радионуклидов с большим зарядом, имея солидный запас по нейтронам (~ 60) относительно нейтронных оболочек $n = 184$ и $n = 196$, в процессе многочисленных распадов будут, теряя нуклоны, стремиться к долгоживущим состояниям, находящимся внутри **дорожки стабильности** и характеризующимся оптимальными нуклонными соотношениями.

Резюме

В данной работе, сознательно избегая какого-либо моделирования нуклонных оболочек и используя только нейтронную последовательность магических чисел и симметричность заполнения стабильными изотопами **m-изотонных линий** (изотонных линий, характеризующихся магическими числами) с числом нейтронов ≥ 20 , был предложенный достаточно простой алгоритм по определению положения **дорожки стабильности**, суть которого в том, что отображенные на **z-r** плоскости стабильные нуклиды выстраиваются в восходящие под углом 45° **тренды роста**, образуя при этом расположенные между m-изотонными линиями **t-блоки стабильности**, причем на каждой из последующих m-изотонных линий происходит сдвиг таких блоков в область более низких превышений, что свидетельствует о возникающей у сформированных (или почти сформированных) нейтронных оболочек способности удерживать в ядре большее количество протонов. Показано, что области сдвига координатно-связанны с положениями m-изотонных линий и могут быть хорошо описаны через введение **d-стыковочных блоков**. То что, множество стабильных нуклидов описывается через построение **блоков стабильности** свидетельствует о существовании **квазигомологических рядов изотопов** на пространстве, ограниченном каждым из таких блоков.

Даны три **блочных** варианта аппроксимации **дорожки стабильности** (основной и два модифицированных, один из которых, характеризуется 99,6% «содержанием»

внутри дорожки стабильных нуклидов) с формулами, однозначно задающими их положение на **z-r** плоскости (которые могут быть легко преобразованы для построения дорожек на **z-n** и **z-A** плоскостях). В алгоритмах построения дорожек используется только нейтронная последовательность магических чисел (протонная применяется лишь для определения дважды магических нуклидов), что свидетельствует о её приоритетном значении по сравнению с протонной в определении оптимального нуклонного состава, обеспечивающего стабильность ядра. Проведена экстраполяция дорожки стабильности на область нестабильных нуклидов с зарядом $z > 82$ и продемонстрировано хорошее соответствие алгоритма построения дорожки имеющимся экспериментальным результатам.

Продemonстрированы связи количественных отношений нуклонов в ядрах стабильных нуклидов с «золотым сечением» и из полученных результатов следует, что (для $z \geq 83$) **оптимальное** (обеспечивающее наибольшее время жизни нуклида) процентное содержание нейтронов в ядре должно быть $\sim 60\%$, а протонов $\sim 40\%$.

Список основных используемых обозначений и сокращений:

- z – заряд ядра нуклида численно равный количеству протонов в ядре;
- p – количество протонов в ядре нуклида (равное величине заряда ядра – z);
- n – количество нейтронов в ядре нуклида;
- $A = (p + n)$ – массовое число нуклида, равное сумме нейтронов и протонов ядра;
- $r = (n - p)$ – **превышение** количества нейтронов ядра над количеством протонов, с точностью до знака и коэффициента соответствует изотопическому спину ядра;
- $T = (p - n)/2$ – изотопический спин ядра нуклида;
- **символическое** (указаны **символ элемента** и в виде индексов соответствующие его ядру величины **z, A, n, r**) и **числовое** (указаны величина **z** и в виде индекса **r**) **обозначения нуклидов**, в соответствие с которыми, например, стабильные изотопы водорода могут быть отображены как ${}^1_1H^0_{-1}$ и ${}^2_1H^1_0$ или **1₋₁** и **1₀**, где в обоих случаях в виде правого нижнего индекса указано **r – превышение**;
- $f = (5^{1/2} - 1)/2 \approx 0,618034$ – есть величина обратная величине $\phi = (5^{1/2} + 1)/2$ (так называемому «**золотому сечению**») и их произведение $f \cdot \phi = 1$;
- **m_i** – магические числа нейтронной последовательности включая число равное нулю, т.е. **m₁=0, m₂=2, m₃=8, m₄=20, m₅=28, m₆=50, m₇=82, m₈=126** и т.д.

- **m-ИЛ** – **m-изотонные линии**, т.е. линии на z-г диаграмме, объединяющие семейства нуклидов с числом нейтронов равным магическому;
- **ЦИ-m-ИЛ** - **центральный изотон m-изотонной линии**;
- **d-БС** – **d-блок стабильности**, блок, представляющий собой на z-г диаграмме прямоугольник и содержащий **только** горизонтальные тренды;
- **t-БС** – **t-блок стабильности**, блок, представляющий собой на z-г диаграмме прямоугольник и содержащий **только** восходящие под углом 45° **t-тренды**;
- **ЭУ m-ИЛ** – **эффективный участок m-изотонной линии**;
- **bt- $\tau_{k,k+1}$** – **граничный t-тренд**: для **t-БС_k** он является нижним граничным трендом, а для **t-БС_{k+1}**, он верхний граничный тренд;
- **ДС** – **дорожка стабильности**, её модификации обозначаются как **ДС-1** и **ДС-2**;
- **d-СБ_{k,k+1}** - **стыковочный блок**, содержащий d-тренды и используемый в **ДС-1** для стыковки блоков **t-БС_k** и **t-БС_{k+1}**;
- **ПБ** и **ТБ**– **параллелограммный и трапециевидный блоки** соответственно;
- **ЗП^в_k** и **ЗП^н_k** – соответственно верхняя и нижняя **зоны примыкания** к **ДС-1**, добавление которых преобразует **ДС-1** в **ДС-2**.

Литература

1. сайт: http://ru.wikipedia.org/wiki/Таблица_нуклидов
2. сайт: http://en.wikipedia.org/wiki/Periodic_table
3. Программа Periodic Table, SMI Corporation, Copyright © 1991-1997.
4. Ю.И. Кулаков Горно-Алтайская таблица химических мультиплетов KuFeRum. – г. Горно-Алтайск, 1999 г
5. сайт: http://ru.wikipedia.org/wiki/Капельная_модель_ядра
6. Гепперт-Майер М., Йенсен И. Элементарная теория ядерных оболочек: Пер. с англ. – М., 1958.
7. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. – М., Атомиздат, 1974.
8. сайт: http://ru.wikipedia.org/wiki/Остров_стабильности
9. сайт: <http://www.nkj.ru/news/17837/>
10. Ю. Оганесян. «Острова стабильности» // В мире науки., 2005., № 3., С. 66-77.
11. сайт: http://ru.wikipedia.org/wiki/Большой_адронный_коллайдер
12. сайт: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/mirrors/exot.htm>