

Узбекский Атом

Расулхожа Султонхожаевич Шарафиддинов

Институт Ядерной Физики, Академия Наук Узбекистана,
Улугбек, Ташкент 100214, Узбекистан

Аннотация

При наличии силы атомной унификации резкая взаимосвязь между антинейтрино и нейтроном должна образовать атом антинейтринного водорода. Это является одним из двух атомов, которые из решающего значения для строительства всех из остальных. Мы обсудим теорию, в которой квантование атомной орбиты вокруг ядра осуществляется в зависимости от типа аромата. Такой принцип квантованной последовательности орбит приводит к расщеплению спектральных линий атомов во внешнем поле, подтверждая наличие у них семейной структуры. Тем самым он предсказывает существование в природе 63189 видов изотопов 118 типов атомных систем. Мы выводим объединенные уравнения, которые связывают массы в атоме с радиусами бозонных, лептонных и антинейтринных орбит, включая скорости, энергии и периоды вращения их частиц. Оценки, найденные таким образом, выражают для каждого из пятых видов уранов и двух типов водородов идею внутриатомной силы, квантованной лептонными семействами. Они объединяют все из связей, необходимых для устойчивости и полноты атома, в единое целое как роль гравитации в атомном строительстве. Поэтому в атоме происходит изменение как во времени жизни, так и в радиусе любой из структурных частиц в зависимости от типа орбиты.

Ключевые слова: Антинейтринный Водород аль-Фергани; Квантованная Последовательность Орбит; Семейная Структура Атомов; Критерий Массы для Атомной Унификации; Бозонные, Лептонные и Антинейтринные Орбиты; Нейтринный Антиводород аль-Фергани; Теоремы Атомной Унификации; Закон Квантования Орбиты; Гравитация в Атомном строительстве; Скрытая Динамика Атомной Энергии.

1. Введение

Классическая планетарная модель атома, предложенная Резерфордом [1], может быть основана логически на отсутствие в природе абсолютно прямолинейного движения. Такая неклассическая связь, ответственная за периодическое вращение электронов вокруг ядра, появляется в атоме как одно из весьма важных следствий принципа массо-зарядовой двойственности [2].

В этой рамке каждый из электрического (E), слабого (W), сильного (S) и других рожденных типов зарядов связан с наличием своего рода инертной массы. Массы и заряды элементарного объекта (s) должны быть рассмотрены как образующие объединенную массу покоя m_s^U и объединенный заряд e_s^U , которые включают все из масс и зарядов объекта в видах

$$m_s = m_s^U = m_s^E + m_s^W + m_s^S + \dots, \quad (1)$$

$$e_s = e_s^U = e_s^E + e_s^W + e_s^S + \dots \quad (2)$$

при великой унификации сил [3], группа которой описывает гравитацию на скрытом квантовом уровне, а именно на уровне ее скрыто квантованной силы. Конечно, мы упоминали здесь о том, что все компоненты заряда e_s в (2) следуют из единой калибровочной группы [3], позволяющей им образовать естественно объединенный (U) заряд.

Эти структурные величины отражают сосуществование ньютоновской силы тяготения $F_{N_{ss}}$ между двумя частицами и кулоновской силы $F_{C_{ss}}$ между теми же объектами, которые могут быть выражены с точки зрения любого из существующих типов ($K = E, W, S, \dots$) действий

$$F_{N_{ss}}^K = G_N \left(\frac{m_s^K}{r} \right)^2, \quad F_{C_{ss}}^K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e_s^K}{r} \right)^2, \quad (3)$$

$$F_{N_{ss}}^{ij} = G_N \frac{m_s^i m_s^j}{r^2}, \quad F_{C_{ss}}^{ij} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e_s^i e_s^j}{r^2}, \quad (4)$$

где $i, j = K$ ($i \neq j$), r обозначает расстояние между объектами, а G_N -гравитационная константа.

Это в свою очередь означает [3], что каждый из электрического F_{ss}^E , слабого F_{ss}^W , сильного F_{ss}^S и других возможных типов сил включает не только своего рода кулоновской $F_{C_{ss}}^K$ части, но также и своего рода ньютоновской $F_{N_{ss}}^K$ части

$$F_{ss}^K = F_{N_{ss}}^K + F_{C_{ss}}^K, \quad (5)$$

$$F_{ss}^{ij} = F_{N_{ss}}^{ij} + F_{C_{ss}}^{ij}. \quad (6)$$

При наличии взаимоотношения любой ньютоново-кулоновской пары подобных сил поле, соответствующее каждой из компонент объединенной силы F_{ss}^U , которая равна

$$F_{ss}^U = F_{ss}^E + F_{ss}^W + F_{ss}^S + \dots, \quad (7)$$

становится естественно искривленным [3] полем, подтверждая, что ни одна из сил F_{ss}^K не имеет характер какой-либо свободы. Поэтому движение электронов, осуществляемое в формировании атомной системы, является орбитальным в природе таким как периодическое вращение планет вокруг Солнца. У них, следовательно, проявятся некоторые скрытые связи. Их природа определяет поведение структурных объектов не только атома, но также и Солнечной системы на фундаментальном динамическом уровне.

Однако, как было утверждено в классической электродинамике, ни один из электронов, вращающихся вокруг ядра, не может оставаться на орбите на долгое время, не теряя свою энергию. В то же время сама природа объединяет все части обычного вещества как единое целое. Она связывает при этом каждый электрон с ядром, подтверждая наличие устойчивой атомной системы.

В атомной модели, основанной на постулаты Бора [4], обычно предполагалось, что в атоме существуют стационарные орбиты квантованными угловыми моментами

$$m v_n r_n = n \hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (8)$$

а переходы орбитального электрона массой m с верхнего (нижнего) уровня на нижний (верхний) происходят по законам излучения (поглощения) фотона с соответствующей энергией, равной разностью между энергетическими уровнями.

Для определения скорости v электрона и радиуса r его орбиты в атоме вторым наиболее важным уравнением, как предложено Бором, является равенство

$$\frac{m v^2}{r} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z e^2}{r^2} = 0, \quad (9)$$

в котором Ze -заряд атомного ядра.

Когда (9) объединяется с (8) при $v_n = v$ и $r_n = r$, можно найти решения, которые связывают структурные параметры v и r с Z , α и n в видах

$$v = \frac{Z\alpha}{n}c, \quad r = \frac{n^2}{Z\alpha} \frac{\hbar}{mc}. \quad (10)$$

Согласно этим результатам, при больших значениях массы m внутриатомные силы имеют свойство притяжения, тогда как отталкивание проявится в зависимости от малости масс. Такой порядок, казалось бы, говорит о том, что атомное строительство не в линии с законами Солнечной системы.

С другой стороны, как следует из (8) и (9), развитие на их основе первоначальной планетарной модели атома не имеет ни классического, ни квантового характера. Оно, конечно, выражает идею, выраженную Бором об атомах водородоподобной природы и таким образом дает объяснение устойчивости самого простого вещества. Для случая, когда атомная система испытывает спонтанное изменение по своей составной структуре, последнее сталкивается с проблемами, связанными с выводами не обнаруженной до сих пор скрытой закономерности единой природы всех типов атомов.

Более того, под действием внешнего электрического или магнитного поля боровские орбиты вначале испытывают сильное изменение по своим энергетическим уровням, а затем расщепляются на различные состояния, наблюдаемые как разложение спектральных линий. Таким образом, для модели атома Бора во внешнем поле даже спектральные линии водорода расщепляются, постулируя тем самым, что один и тот же электрон может одновременно вращаться вокруг его ядра по самым разнообразным орбитам.

Основываясь на упомянутых здесь явных противоречиях, можно думать, что в отличие от Солнечной системы, атомное строительство основано в природе на дрожательном движении. Если мы исходим с одновременной неопределенности радиуса Δr и скорости Δv , то предполагая, что (8) и (10) должны приводить к соотношению

$$\Delta r \Delta v = \frac{\hbar}{m}, \quad (11)$$

мы могли бы вводить понятие об орбитальных вместо об орбитах.

Орбиталь является функцией, зависящей от координат электрона. С ее точки зрения внутриатомное движение электрона не имеет траекторию. Тем самым она позволяет следовать максимальной вероятности нахождения электрона в неопределенной области пространства вокруг ядра. Но, как будет видно из дальнейшего, движение электрона в атоме становится дрожательным движением благодаря внутриатомному переходу между левым (правым) и правым (левым), соответствующему в системе спонтанному нарушению зеркальной симметрии. Конечно, никто не наблюдал самого левого (правого) электрона на орбите атома водорода, а влияние электрического или магнитного поля на его спектр просто означает, что ни штарковское [5], ни зеемановское [6] явление не связано с выводами каких-либо феноменологических теорий, основанных на отсутствие роли гравитации в атомном строительстве.

Понятие об орбитах, однако, не теряет смысл в присутствии гравитации. Поэтому оно было впервые введено в атомную физику Резерфордом [1] как внутриатомная сила притяжения, ответственная за образование атома с электроном, демонстрирующим орбитальное движение вокруг его ядра. Мы не должны спутывать термины. Орбита относится к траектории, описывающей внутриатомное движение электрона. Орбитальное относится к тому, что присутствует на орбите или проявится у объекта этой орбиты.

Одной из наиболее ярких особенностей атомных систем является их нейтральность, посредством чего устойчивость каждой орбиты вполне совместима с лептонной универсальностью [7-10], выражающую [11] идеи не только сохранения или квантования заряда, но также и законов ароматной симметрии [12,13]. Следовательно, любой электрон знает о присутствии в атоме своего рода антинейтрино. Они могут поэтому образовать на орбите левые (правые) электронные бозоны, каждый из которых объединяет левый (правый) электрон и его правое (левое) антинейтрино.

Их присутствие в свою очередь имеет решающее значение для установления в природе истинной картины спектральных линий любого из соответствующих типов атомов и тем самым описывает ситуацию, когда вокруг каждого электрона, который движется вокруг ядра, на орбите этого лептона вращается из его собственного антинейтрино.

Другое важное следствие, вытекающее из принципа массо-зарядовой двойственности, заключается в том, что пересечение спектров электрического и слабого типов масс элементарных частиц соответствует в природе существованию легчайшего лептона и его нейтрино. Они допускают при этом ароматно симметричные распады электрона [14], которые не были известны до создания первоначальной планетарной модели атома.

Эти факты указывают, что между атомной системой и старой теорией ее природы существует ряд структурных противоречий, которые требуют в принципе отходить от ранних представлений об атомах, используя их существование, рождение и взаимопревращение как единство законов симметрий.

Поэтому наша цель в этой работе состоит в том, чтобы поднять вопрос об истинно квантово-механической природе атома, а именно о массо-зарядовой структуре атома, имеющей логически последовательную математическую формулировку и позволяющей нам следовать логике атомных систем, включая динамическое происхождение их спонтанного структурного изменения. Эта новая теория атома с орбитами квантованными лептонными семействами устанавливает истинную картину всех типов атомов и роль в их формировании массы и заряда и тем самым раскрывает неизвестные до сих пор самые разнообразные свойства атомной унификации.

2. Критерий массы для атомной унификации

Принцип массо-зарядовой двойственности [2] выступает в атоме как критерий унификации его структурных частиц на скрытом квантовом уровне, что лептонная универсальность означает [11] постоянство величины

$$m_s^E m_s^W = const, \quad (12)$$

соответствующей в природе совпадению [14] электрической и слабой компонент массы одного и того же легчайшего лептона. Таким лептоном ($s = l$), согласно соотношению

$$(m_\epsilon^K)^2 = m_\epsilon^E m_\epsilon^W = m_l^E m_l^W = const, \quad (13)$$

может служить эврмион (ϵ), обладающий электрическими массой и зарядом

$$m_\epsilon^K = 162.22857 \text{ eV}, \quad (14)$$

$$e_\epsilon^E = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}, \quad (15)$$

которые являются фундаментальными физическими параметрами

$$m_0^E = m_\epsilon^E, \quad e_0^E = e_\epsilon^E. \quad (16)$$

Эти выводы лептонной универсальности относятся к любому типу частицы с зарядом эврмиона. Если одна из них является хорошо известный протон (p), то существует [14] отношение между массами

$$(m_\epsilon^K)^2 = m_l^E m_l^W = m_p^E m_p^W. \quad (17)$$

Масса каждой частицы объединяет, кроме того, все законы симметрии в единое целое. Тем самым она говорит о ситуации [14], когда эврмион имеет свое собственное нейтрино.

К этому заключению можно также перейти другим путем исходя из массо-зарядовой двойственности [2], согласно которой, нейтринная универсальность [15] выражает ($l = \nu_l$) постоянство множителя

$$m_{\nu_l}^E m_{\nu_l}^W = const, \quad (18)$$

подтверждающее тождественность [14] электрического и слабого типов масс одного и того же легчайшего нейтрино. Такое нейтрино, как утверждено в

$$(m_{\nu_\epsilon}^K)^2 = m_{\nu_\epsilon}^E m_{\nu_\epsilon}^W = m_{\nu_l}^E m_{\nu_l}^W = const, \quad (19)$$

соответствует в спектрах масс эврмиону. Заряд [14,16] и масса эврмионного нейтрино

$$m_{\nu_\epsilon}^K < 7.2550823 \cdot 10^{-5} \text{ eV}, \quad (20)$$

$$e_{\nu_\epsilon}^E < 2 \cdot 10^{-13} e_0^E, \quad (21)$$

относящейся при этом к фундаментальным константам, являются характерными только для тех частиц, у которых масса и заряд не сравнимы с массой и зарядом эврмиона.

Одним таким объектом, как впервые было отмечено в работе [17], может служить нейтрон. Но, в отличие от ранних представлений об унификации элементарных объектов, их классификация по отношению к С-операции позволяет [14] установить еще одно весьма важное тождество

$$(m_{\nu_\epsilon}^K)^2 = m_{\nu_l}^E m_{\nu_l}^W = m_n^E m_n^W, \quad (22)$$

которое указывает равенство [14,17] зарядов нейтрона (n) и нейтрино

$$e_{n^-} = e_{\nu_l}, \quad e_{n^+} = e_{\bar{\nu}_l}. \quad (23)$$

Таким образом, масса требует характеризовать на данном этапе любую частицу четырьмя ($l = \epsilon, e, \mu, \tau, \dots$) лептонными ароматами

$$L_l = \begin{cases} +1 & \text{для } l_L^-, l_R^-, \nu_{lL}, \nu_{lR}, \\ -1 & \text{для } l_R^+, l_L^+, \bar{\nu}_{lR}, \bar{\nu}_{lL}, \\ 0 & \text{для остальных частиц.} \end{cases} \quad (24)$$

Присутствие только электрона e^- на орбите O_e несовместимо, как упомянуто выше, с сохранением полного лептонного числа

$$L_\epsilon + L_e + L_\mu + L_\tau = const \quad (25)$$

и всех видов лептонных ароматов

$$L_l = const, \quad (26)$$

ответственным за образование [18] электронного струя из четырех типов левых или правых ароматно симметричных лептонных струй

$$(l_L^-, \bar{\nu}_{lR}), \quad (l_R^-, \bar{\nu}_{lL}). \quad (27)$$

Поэтому с точки зрения единства атомных систем и законов симметрий, каждое из (17) и (22) должно быть интерпретировано как указание на существование в атоме левых и правых ароматно симметричных бозонных и ароматно антисимметричных ($L_l \neq const$) лептонных и антинейтринных орбит квантованными лептонными семействами. Другими словами, природа атомной системы создана так, чтобы любому типу лептонного аромата соответствует своего рода левой (правой) орбиты.

Однако, как мы видели, эврмионное семейство имеет чрезвычайно меньшую электрическую массу и что, следовательно, левые и правые эврмионные струи

$$(\epsilon_L^-, \bar{\nu}_{eR}), \quad (\epsilon_R^-, \bar{\nu}_{eL}) \quad (28)$$

движутся вокруг ядра по первой левой ($O_{e\nu_e}^L$) и второй правой ($O_{e\nu_e}^R$) орбитам.

Третья левая ($O_{e\nu_e}^L$) и четвертая правая ($O_{e\nu_e}^R$) орбиты относятся соответственно к левым и правым структурным состояниям электронных бозонов

$$(e_L^-, \bar{\nu}_{eR}), \quad (e_R^-, \bar{\nu}_{eL}). \quad (29)$$

Мюоны и их антинейтрино, формирующие левые и правые мюонные струи

$$(\mu_L^-, \bar{\nu}_{\mu R}), \quad (\mu_R^-, \bar{\nu}_{\mu L}), \quad (30)$$

являются из пятой левой ($O_{\mu\nu_\mu}^L$) и шестой правой ($O_{\mu\nu_\mu}^R$) орбит атома.

Среди хорошо известных семейств лептонов только τ -лептоны обладают большой электрической массой и поэтому седьмая левая ($O_{\tau\nu_\tau}^L$) и восьмая правая ($O_{\tau\nu_\tau}^R$) орбиты соответствуют в атоме τ -лептонам и их антинейтрино, а именно левым и правым тауонным бозонам

$$(\tau_L^-, \bar{\nu}_{\tau R}), \quad (\tau_R^-, \bar{\nu}_{\tau L}). \quad (31)$$

Уже из предыдущего ясно, что струйные орбиты

$$O_{e\nu_e}^L, \quad O_{e\nu_e}^R, \quad O_{e\nu_e}^L, \quad O_{e\nu_e}^R, \quad O_{\mu\nu_\mu}^L, \quad O_{\mu\nu_\mu}^R, \quad O_{\tau\nu_\tau}^L, \quad O_{\tau\nu_\tau}^R, \quad (32)$$

удовлетворяющие неравенствам

$$m_\epsilon^E < m_e^E < m_\mu^E < m_p^E < m_\tau^E, \quad (33)$$

$$m_{\nu_\epsilon}^E < m_{\nu_e}^E < m_{\nu_\mu}^E < m_{\nu_\tau}^E < m_n^E, \quad (34)$$

проявляться в зависимости от масс лептонных бозонов.

Но порядок такой как (32) существует только для тех атомов, у которых ядро состоит из нуклонов с равным ($Z = N$) числом протонов и нейтронов. Поэтому, чтобы включить в обсуждение атомные системы с неравным ($Z \neq N$) числом нейтронов (N) и протонов (Z), мы должны вначале вспомнить закон сохранения барионного числа [19], утверждающий, что нуклоны (антинуклоны) имеют положительный (отрицательный) единичный $[+1(-1)]$ барионный (B) заряд. Тогда возможно, например, что нейтроны ($n_{L,R}^-$) и антипротоны ($p_{R,L}^+$) образуют при $N = Z$ левые и правые адронные струи

$$(n_L^-, p_R^+), \quad (n_R^-, p_L^+), \quad (35)$$

ответственные за бозонную структуру бесспиновых ядер без изоспина, так же как и за их барионно симметричную ($B = const$) картину.

Одновременно, как легко видеть, между атомной системой и ядерной материей существует ряд прирожденных симметрий, единство которых выражает для всех типов атомов идею одного и того же единого принципа, что

$$L_l + B = const. \quad (36)$$

Эта объединенная закономерность в свою очередь дает право обратиться к случаю, когда $Z > N$. При таком выборе атомного ядра левые и правые эврмионы вращаются вокруг него по первой левой (O_ϵ^L) и второй правой (O_ϵ^R) орбитам. Третья левая (O_e^L) и четвертая правая (O_e^R) орбиты соответствуют левым и правым электронам. Пятая левая (O_μ^L) и шестая правая (O_μ^R) орбиты этих типов атомов относятся несомненно к левым и правым мюонам. Только седьмая левая (O_τ^L) и восьмая правая (O_τ^R) орбиты остаются для левых и правых τ -лептонов.

Ясно, однако, что лептонные орбиты

$$O_\epsilon^L, O_\epsilon^R, O_e^L, O_e^R, O_\mu^L, O_\mu^R, O_\tau^L, O_\tau^R \quad (37)$$

в атоме появляются как разность масс (14) и

$$m_e^E = 0.51 \text{ MeV}, \quad m_\mu^E = 105.658 \text{ MeV}, \quad m_\tau^E = 1776.99 \text{ MeV}, \quad (38)$$

$$m_e^W = 5.15 \cdot 10^{-2} \text{ eV}, \quad m_\mu^W = 2.49 \cdot 10^{-4} \text{ eV}, \quad m_\tau^W = 1.48 \cdot 10^{-5} \text{ eV}, \quad (39)$$

вытекающих [14,20] из лабораторных фактов.

Если выбрать число нейтрона $N > Z$, при котором строительство атомной системы не совсем в линии с идеями (36), то когда нейтринная универсальность приводит к (23), суммарный заряд

$$e_{n_{L,R}^-} + e_{\bar{\nu}_{lR,L}} = 0,$$

который разрешает левым и правым эврмионным антинейтрино вращаться вокруг ядра по первой левой ($O_{\bar{\nu}_e}^L$) и второй правой ($O_{\bar{\nu}_e}^R$) орбитам. Левые и правые электронные антинейтрино являются из третьей левой ($O_{\bar{\nu}_e}^L$) и четвертой правой ($O_{\bar{\nu}_e}^R$) орбит обсуждаемых типов атомов. Пятая левая ($O_{\bar{\nu}_\mu}^L$) и шестая правая ($O_{\bar{\nu}_\mu}^R$) орбиты соответствуют левым и правым мюонным антинейтрино. Что касается левых и правых тауонных антинейтрино, то они движутся вокруг ядра по седьмой левой ($O_{\bar{\nu}_\tau}^L$) и восьмой правой ($O_{\bar{\nu}_\tau}^R$) орбитам. Формулируя более конкретно, можно представить антинейтринные орбиты в рамках [14,20] спектра масс (20) и

$$m_{\nu_e}^E < 2.5 \text{ eV}, \quad m_{\nu_\mu}^E < 0.17 \text{ MeV}, \quad m_{\nu_\tau}^E < 18.2 \text{ MeV} \quad (40)$$

$$m_{\nu_e}^W < 2.1 \cdot 10^{-9} \text{ eV}, \quad m_{\nu_\mu}^W < 3.096 \cdot 10^{-14} \text{ eV}, \quad m_{\nu_\tau}^W < 2.89 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \quad (41)$$

следующим образом:

$$O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R. \quad (42)$$

Все три вида орбиты (32), (37) и (42) существуют в молекулах, состоящих из атомов, которые не обладают одними и теми же орбитами. Но их порядок зависит от масс [14,20] как фермионов лептонных семейств, так и структурных частиц атомных ядер

$$m_p^E = 938.272 \text{ MeV}, \quad m_n^E = 939.565 \text{ MeV}, \quad (43)$$

$$m_p^W = 2.8049 \cdot 10^{-5} \text{ eV}, \quad m_n^W = 5.6021 \cdot 10^{-18} \text{ eV}. \quad (44)$$

Наконец, заметим, что предлагаемая атомная структура, которая объясняет квантование орбиты вокруг ядра в зависимости от типа аромата и наличие в природе квантованной последовательности лептонных семейств, которые признают существование в нашем пространстве-времени антипротонов, нейтронов, лептонов и антинейтрино, не исключает идею, что $l_{L,R}^-$, $\bar{\nu}_{lR,L}$, $p_{R,L}^+$ и $n_{L,R}^-$ являются из фермионов и что $l_{R,L}^+$, $\nu_{lL,R}$, $p_{L,R}^-$ и $n_{R,L}^+$ относятся к антифермионам.

3. Бозонные, лептонные и антинейтринные орбиты атома

Предыдущее рассуждение говорит, что сама природа образует атомные системы так, чтобы к случаю бесспиновых ядер без изоспина соответствует своего рода орбитального порядка. Красивым примером является порядок орбит следующих атомов:

$$He_2^4 \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1,$$

$$Li_3^6 \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e} \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, N_{e\bar{\nu}_e} = 1,$$

$$B_5^{10} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 3, 4,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 1,$$

$$C_6^{12} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 1, 1,$$

$$N_7^{14} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

$$O_8^{16} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1, 1,$$

$$F_9^{18} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 2, 2, N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

$$Ne_{10}^{20} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 2, 2, N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1, 1,$$

$$Na_{11}^{22} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 2, 2, N_{e\bar{\nu}_e} = 2, 2, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

$$Mg_{12}^{24} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 2, 2, N_{e\bar{\nu}_e} = 2, 2,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1, 1,$$

$$Al_{13}^{26} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 2, 2, N_{e\bar{\nu}_e} = 2, 2, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 2, 2, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

$$Si_{14}^{28} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 2, 2, N_{e\bar{\nu}_e} = 2, 2,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 2, 2, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1, 1,$$

$$P_{15}^{30} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 3, 3, N_{e\bar{\nu}_e} = 2, 2, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 2, 2, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

$$S_{16}^{32} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 3, 3, N_{e\bar{\nu}_e} = 2, 2,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 2, 2, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1, 1,$$

$$Ca_{20}^{40} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 4, 4, N_{e\bar{\nu}_e} = 3, 3,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 2, 2, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1, 1.$$

Величина $N_{l\bar{l}}^o$ здесь описывает порядок бозонных орбит, тогда как $N_{l\bar{l}}$ характеризует количество лептонных бозонов в каждой из них.

Боле того, если $N_{l\bar{l}} = 1$ при $N_{l\bar{l}}^o = 3, 5, 7$, то спиновое состояние внутренних частей единственного лептонного бозона в любой из этих конечных бозонных орбит $O_{l\bar{l}}$ зависит от того, относятся ли нуклоны последней адронной струи в атомном ядре к левым или правым фермионам.

Другим характерным моментом является равное число частиц левой и правой атомных орбит одного и того же лептонного семейства. Такое соответствие выражает динамическое происхождение спонтанного нарушения зеркальной симметрии в атоме, так же как и нетождественность [21] масс, энергий и импульсов его левых и правых объектов.

Но для атомов, в ядре которых $Z > N$, бозонные орбиты не являются единственными орбитами. Они имеют дополнительные лептонные орбиты. Примером этого может служить каждый нестабильный изотоп из

$$He_2^3 \rightarrow O_\epsilon, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} \rightarrow N_\epsilon^o = 1, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 2 \rightarrow N_\epsilon = 1, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1,$$

$$C_6^9 \rightarrow O_\epsilon^L, O_\epsilon^R, O_e, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e} \rightarrow N_\epsilon^o = 1, 2, N_e^o = 3,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 4, 5, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 6 \rightarrow N_\epsilon = 1, 1, \quad N_e = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 1,$$

$$F_9^{17} \rightarrow O_\epsilon, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_\epsilon^o = 1,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 2, 3, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 4, 5, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 6, 7, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 8, 9 \rightarrow N_\epsilon = 1,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1, 1,$$

$$Ne_{10}^{17} \rightarrow O_\epsilon^L, \quad O_\epsilon^R, \quad O_e, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_\epsilon^o = 1, 2,$$

$$N_e^o = 3, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 4, 5, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 6, 7, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 8, 9, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 10 \rightarrow N_\epsilon = 1, 1,$$

$$N_e = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

где N_l^o означает порядок лептонных орбит, а N_l обозначает количество их лептонов.

Атом, таким образом, выбирает спиновое состояние единственной частицы своей лептонной орбиты O_l так, чтобы к левому или правому лептону соответствует в его ядре своего рода поляризованного антипротона.

Имеются многие другие атомы, в которых проявятся антинейтринные орбиты, поскольку числа антипротонов и нейтронов в их ядрах удовлетворяют неравенству $N > Z$, нарушающему сохранение суммарного барионного и лептонного числа в атомных системах. Например, в атомах таких как

$$Be_4^9 \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 2, 3,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 4, 5 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1,$$

$$Cl_{17}^{35} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 2, 3, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 4, 5, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 6, 7, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 8 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 1,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e} = 3, 3, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 3, 3, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 2, 2, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

$$Ar_{18}^{40} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R,$$

$$O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 5, 6, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 7, 8,$$

$$N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 9, 10, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 11, 12 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e} = 3, 3, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 3, 3, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 2, 2, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1, 1,$$

$$K_{19}^{39} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e}^o = 2, 3, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 4, 5, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 6, 7, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 8 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 1,$$

$$N_{e\bar{\nu}_e} = 3, 3, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 3, 3, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 3, 3, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

$$Sc_{21}^{45} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2,$$

$$N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 4, 5, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 6, 7, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 8, 9, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 10 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1,$$

$$N_{\bar{\nu}_e} = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 4, 4, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 3, 3, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 3, 3, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

$$O_{\mu\bar{\nu}\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 8, 9, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, N_{\mu\bar{\nu}\mu}^o = 12, 13, N_{\tau\bar{\nu}\tau}^o = 14, 15 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 4, 4, N_{\bar{\nu}_e} = 4, 4, N_{\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, \\ N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, N_{e\bar{\nu}_e} = 8, 8, N_{e\bar{\nu}_e} = 7, 7, N_{\mu\bar{\nu}\mu} = 7, 7, N_{\tau\bar{\nu}\tau} = 6, 6,$$

$$La_{57}^{139} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\ O_{\mu\bar{\nu}\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}\tau}^L \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 8, 9, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, N_{\mu\bar{\nu}\mu}^o = 12, 13, N_{\tau\bar{\nu}\tau}^o = 14 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 4, 4, N_{\bar{\nu}_e} = 4, 4, N_{\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, \\ N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, N_{e\bar{\nu}_e} = 12, 12, N_{e\bar{\nu}_e} = 12, 12, N_{\mu\bar{\nu}\mu} = 4, 4, N_{\tau\bar{\nu}\tau} = 1.$$

Численные значения $N_{\bar{\nu}_l}^o$ характеризуют порядок антинейтринных орбит, а $N_{\bar{\nu}_l}$ описывает количество антинейтрино в любой из них.

Ядро, таким образом, указывает, что спиральность единственной античастицы конечной антинейтринной орбиты $O_{\bar{\nu}_l}$ зависит от спинового состояния своего последнего нейтрона.

Чтобы выразить их идею более ясно, надо определить орбитальную структуру тех атомов, у которых массовое ($A = N + Z$) число ограничено снизу 140 и сверху 175 нуклонами с неравным числом антипротонов и нейтронов. Такие атомные системы могут установить порядок антинейтринных орбит в следующем образом:

$$Ce_{58}^{140} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\ O_{\mu\bar{\nu}\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 9, 10, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 11, 12, N_{\mu\bar{\nu}\mu}^o = 13, 14, N_{\tau\bar{\nu}\tau}^o = 15, 16 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 4, 4, N_{\bar{\nu}_e} = 3, 3, \\ N_{\bar{\nu}_\mu} = 3, 3, N_{\bar{\nu}_\tau} = 2, 2, N_{e\bar{\nu}_e} = 8, 8, N_{e\bar{\nu}_e} = 8, 8, N_{\mu\bar{\nu}\mu} = 7, 7, N_{\tau\bar{\nu}\tau} = 6, 6,$$

$$Pr_{59}^{141} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\ O_{\mu\bar{\nu}\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}\tau}^L \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 8, 9, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, N_{\mu\bar{\nu}\mu}^o = 12, 13, N_{\tau\bar{\nu}\tau}^o = 14 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 4, 4, N_{\bar{\nu}_e} = 4, 4, N_{\bar{\nu}_\mu} = 3, 3, \\ N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, N_{e\bar{\nu}_e} = 13, 13, N_{e\bar{\nu}_e} = 12, 12, N_{\mu\bar{\nu}\mu} = 4, 4, N_{\tau\bar{\nu}\tau} = 1,$$

$$Nd_{60}^{144} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\ O_{\mu\bar{\nu}\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 9, 10, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 11, 12, N_{\mu\bar{\nu}\mu}^o = 13, 14, N_{\tau\bar{\nu}\tau}^o = 15, 16 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 4, 4, N_{\bar{\nu}_e} = 3, 3, \\ N_{\bar{\nu}_\mu} = 3, 3, N_{\bar{\nu}_\tau} = 2, 2, N_{e\bar{\nu}_e} = 9, 9, N_{e\bar{\nu}_e} = 8, 8, N_{\mu\bar{\nu}\mu} = 7, 7, N_{\tau\bar{\nu}\tau} = 6, 6,$$

$$Pm_{61}^{145} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\ O_{\mu\bar{\nu}\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}\tau}^L \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 8, 9, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, N_{\mu\bar{\nu}\mu}^o = 12, 13, N_{\tau\bar{\nu}\tau}^o = 14 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 4, 4, N_{\bar{\nu}_e} = 4, 4, N_{\bar{\nu}_\mu} = 3, 3, \\ N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, N_{e\bar{\nu}_e} = 13, 13, N_{e\bar{\nu}_e} = 13, 13, N_{\mu\bar{\nu}\mu} = 4, 4, N_{\tau\bar{\nu}\tau} = 1,$$

$$N_{\bar{\nu}_\mu} = 5, 5, \quad N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 10, 10, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 9, 9, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 8, 8, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 7, 7,$$

$$Tu_{69}^{169} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R,$$

$$O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 8, 9, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 12, 13, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 14 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 5, 5, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 5, 5, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 5, 5, \\ N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 15, 15, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 15, 15, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

$$Yb_{70}^{173} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R,$$

$$O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 8, 9, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 12, 13, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 14, 15 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 6, 6, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 5, 5, \\ N_{\bar{\nu}_\mu} = 5, 5, \quad N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 10, 10, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 9, 9, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 8, 8, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 8, 8,$$

$$Lu_{71}^{175} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R,$$

$$O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 8, 9, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 12, 13, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 14 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 6, 6, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 5, 5, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 5, 5, \\ N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 16, 16, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 15, 15, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1.$$

Как мы видим, либо бозонные, либо антинейтринные орбиты, соответствующие в атомах мюонному и тауонному семействам, испытывают сильное изменение по количеству их объектов при переходе между атомными системами. Это становится возможным благодаря принципу квантованной последовательности орбит.

Чтобы далее раскрыть эту особенность, желательнее представить здесь орбитальную структуру атомных систем с массовыми числами от 178 до 227 в явном виде

$$Hf_{72}^{178} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R,$$

$$O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 9, 10, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 11, 12, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 13, 14, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 15, 16 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 5, 5, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 5, 5, \\ N_{\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\tau} = 3, 3, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 10, 10, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 9, 9, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 9, 9, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 8, 8,$$

$$Tu_{73}^{181} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R,$$

$$O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 8, 9, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 12, 13, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 14 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 6, 6, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 6, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 5, 5, \\ N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 16, 16, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 16, 16, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,$$

$$W_{74}^{184} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R,$$

$$O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 9, 10, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 11, 12, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 13, 14, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 15, 16 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 5, 5, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 5, 5,$$

$$\begin{aligned}
& O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8, \\
& N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 9, 10, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 11, 12, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 13, 14, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 15, 16 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 7, 7, N_{\bar{\nu}_e} = 6, 6, \\
& N_{\bar{\nu}_\mu} = 6, 6, N_{\bar{\nu}_\tau} = 6, 6, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 12, 12, N_{e\bar{\nu}_e} = 11, 11, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 11, 11, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 10, 10,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& Ac_{89}^{227} \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\
& O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 8, 9, \\
& N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 12, 13, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 14 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 8, 8, N_{\bar{\nu}_e} = 8, 8, N_{\bar{\nu}_\mu} = 8, 8, \\
& N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 20, 20, N_{e\bar{\nu}_e} = 20, 20, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1.
\end{aligned}$$

Это показывает, что квантованная последовательность орбит не меняется даже при переходе из одной легкой атомной системы в другую, тяжелейшую.

Для полноты мы представим здесь структурную картину атомов с атомными номерами от 90 до 103 в раскрытом виде

$$\begin{aligned}
& Th_{90}^{232} \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\
& O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8, \\
& N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 9, 10, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 11, 12, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 13, 14, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 15, 16 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 7, 7, N_{\bar{\nu}_e} = 7, 7, \\
& N_{\bar{\nu}_\mu} = 6, 6, N_{\bar{\nu}_\tau} = 6, 6, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 12, 12, N_{e\bar{\nu}_e} = 12, 12, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 11, 11, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 10, 10,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& Pa_{91}^{231} \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\
& O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 8, 9, \\
& N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 12, 13, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 14 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 8, 8, N_{\bar{\nu}_e} = 8, 8, N_{\bar{\nu}_\mu} = 8, 8, \\
& N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 21, 21, N_{e\bar{\nu}_e} = 20, 20, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& U_{92}^{238} \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\
& O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8, \\
& N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 9, 10, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 11, 12, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 13, 14, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 15, 16 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 8, 8, N_{\bar{\nu}_e} = 7, 7, \\
& N_{\bar{\nu}_\mu} = 6, 6, N_{\bar{\nu}_\tau} = 6, 6, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 13, 13, N_{e\bar{\nu}_e} = 12, 12, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 11, 11, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 10, 10,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& Np_{93}^{237} \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\
& O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 8, 9, \\
& N_{e\bar{\nu}_e}^o = 10, 11, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 12, 13, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 14 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 9, 9, N_{\bar{\nu}_e} = 8, 8, N_{\bar{\nu}_\mu} = 8, 8, \\
& N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 21, 21, N_{e\bar{\nu}_e} = 21, 21, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& Pu_{94}^{244} \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\
& O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8, \\
& N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 9, 10, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 11, 12, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 13, 14, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 15, 16 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 8, 8, N_{\bar{\nu}_e} = 7, 7,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N_{e\bar{\nu}_e}^o &= 11, 12, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 13, 14, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 15 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 9, 9, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 9, 9, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 9, 9, \\
N_{\bar{\nu}_\tau} &= 1, 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 23, 23, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 23, 23, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1, \\
No_{102}^{255} &\rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \\
O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R &\rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 8, 9, \\
N_{e\bar{\nu}_e}^o &= 10, 11, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 12, 13, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 14, 15 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 9, 9, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 8, 8, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 8, 8, \\
N_{\bar{\nu}_\tau} &= 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 13, 13, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 13, 13, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 13, 13, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 12, 12, \\
LT_{103}^{256} &\rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\
O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau} &\rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 8, 9, \\
N_{e\bar{\nu}_e}^o &= 10, 11, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 12, 13, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 14 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 9, 9, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 8, 8, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 8, 8, \\
N_{\bar{\nu}_\tau} &= 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 24, 24, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 23, 23, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 1.
\end{aligned}$$

Таким образом, следует, что между атомными орбитами и лептонными семействами существует ряд структурных связей, в которых проявиться роль массы. Это, конечно, не указывает существование в природе перехода из одного атома в другой вне зависимости от того, какой тип массы имеет важные следствия для него.

4. Природа великого синтеза ядер

Когда эврмион (антиэврмион) взаимодействует с антипротоном (протоном), то сила атомной унификации может в соответствии с законами симметрии превратить его в орбитальный фермион. В этом случае ожидается, что водород (антиводород) H_Z^A (\bar{H}_Z^A) с одной и той же орбиты O_ϵ^L или O_ϵ^R будет формирован через великого лептонного (антилептонного) синтеза

$$\epsilon_{L,R}^- + p_{R,L}^+ \rightarrow H_1^1, \quad \epsilon_{R,L}^+ + p_{L,R}^- \rightarrow \bar{H}_1^1. \quad (45)$$

Конечно, такие переходы не могут противоречит условиям (33), которые, казалось бы, говорят, что среди множества атомных систем можно найти атомы единственной электронной или мюонной орбиты. Это, однако, не в линии с природой. Кроме того, движение эврмиона вокруг ядра водорода H_1^1 по его орбите происходит в искривленном поле как результат взаимоотношения внутриатомных сил. Они имеют характер притяжения при универсальной массе эврмиона. В зависимости от другой массы проявилось бы их свойство отталкивания.

Но имеются различия [14] в слабых массах

$$m_\epsilon^W > m_e^W > m_\mu^W > m_p^W > m_\tau^W, \quad (46)$$

$$m_{\nu_e}^W > m_{\nu_e}^W > m_{\nu_\mu}^W > m_{\nu_\tau}^W > m_n^W, \quad (47)$$

допускающие существование ряда внутриатомных слабых переходов. Примером для них могут служить естественно объединенные процессы

$$\epsilon_{L,R}^- + p_{R,L}^+ \rightarrow \nu_{eL,R} + n_{R,L}^+ + (\tau_{L,R}^-, \bar{\nu}_{\tau R,L}) + (\tau_{R,L}^+, \nu_{\tau L,R}), \quad (48)$$

$$\epsilon_{R,L}^+ + p_{L,R}^- \rightarrow \bar{\nu}_{eR,L} + n_{L,R}^- + (\tau_{L,R}^-, \bar{\nu}_{\tau R,L}) + (\tau_{R,L}^+, \nu_{\tau L,R}). \quad (49)$$

Здесь важным обстоятельством является то, что распады

$$\epsilon_{L,R}^- \rightarrow \tau_{L,R}^- \bar{\nu}_{\tau R,L} \nu_{\epsilon L,R}, \quad \epsilon_{R,L}^+ \rightarrow \tau_{R,L}^+ \nu_{\tau L,R} \bar{\nu}_{\epsilon R,L}, \quad (50)$$

$$p_{L,R}^- \rightarrow n_{L,R}^- \tau_{L,R}^- \bar{\nu}_{\tau R,L}, \quad p_{R,L}^+ \rightarrow n_{R,L}^+ \tau_{R,L}^+ \nu_{\tau L,R} \quad (51)$$

имеют место при образовании ароматно симметричных тауонных бозонов (31) и

$$(\tau_R^+, \nu_{\tau L}), \quad (\tau_L^+, \nu_{\tau R}) \quad (52)$$

как чрезвычайно быстрые слабые лептонные синтезы.

Связи (48) и (49) выражают еще одну весьма важную закономерность, что если эврионное антинейтрино (нейтрино) взаимодействует с нейтроном (антинейтроном), то сила атомной унификации должно образовать атом (антиатом) антинейтринного (нейтринного) водорода (антиводорода), соответствующий сохранению в природе суммарного барионного и лептонного чисел. Этот атом (антиатом) может быть назван именем аль-Фергани, средневекового среднеазиатского ученого. Мы введем, кроме того, символ $F n_N^A$ ($\bar{F} n_N^A$) для его обозначения, позволяющего нам записать великий антинейтринный (нейтринный) синтез

$$\bar{\nu}_{\epsilon R,L} + n_{L,R}^- \rightarrow F n_1^1, \quad \nu_{\epsilon L,R} + n_{R,L}^+ \rightarrow \bar{F} n_1^1. \quad (53)$$

На первый взгляд структурные превращения (48) и (49) связывают процессы

$$F n_1^1 \rightarrow \bar{H}_1^1, \quad \bar{F} n_1^1 \rightarrow H_1^1 \quad (54)$$

со слабым излучением. С другой стороны, явные значения масс показывают, что

$$m_l^E > m_{\nu_l}^E, \quad m_n^E > m_p^E, \quad (55)$$

$$m_l^W > m_{\nu_l}^W, \quad m_p^W > m_n^W, \quad (56)$$

а следовательно, $F n_1^1$ ($\bar{F} n_1^1$) не может распадаться посредством слабых взаимодействий. Однако его распад через электрические массы не запрещен, поскольку в

$$F n_1^1 \rightarrow \bar{H}_1^1 + (\nu_{\epsilon L,R}, \bar{\nu}_{\epsilon R,L}), \quad \bar{F} n_1^1 \rightarrow H_1^1 + (\nu_{\epsilon L,R}, \bar{\nu}_{\epsilon R,L}) \quad (57)$$

проявиться решающая роль кулоновских переходов

$$n_{L,R}^- \rightarrow p_{L,R}^- \epsilon_{R,L}^+ \nu_{\epsilon L,R}, \quad n_{R,L}^+ \rightarrow p_{R,L}^+ \epsilon_{L,R}^- \bar{\nu}_{\epsilon R,L}, \quad (58)$$

образующих ароматно симметричные нейтринные дифермионы

$$(\nu_{\epsilon L}, \bar{\nu}_{\epsilon R}), \quad (\nu_{\epsilon R}, \bar{\nu}_{\epsilon L}). \quad (59)$$

Антинейтринный водород $F n_1^1$ может поэтому взаимодействовать не только с H_1^1 , но также и с его другими изотопами

$$F n_1^1 + H_1^1 \rightarrow H_1^2, \quad F n_1^1 + H_1^2 \rightarrow H_1^3, \quad F n_1^1 + H_1^3 \rightarrow H_1^4, \quad (60)$$

$$F n_1^1 + H_1^4 \rightarrow H_1^5, \quad F n_1^1 + H_1^5 \rightarrow H_1^6, \quad F n_1^1 + H_1^6 \rightarrow H_1^7. \quad (61)$$

Порядок орбит этих типов атомов водородов ведет себя как квантованная последовательность

$$F n_1^1 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon} \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^0 = 1 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1,$$

$$H_1^1 \rightarrow O_\epsilon \rightarrow N_\epsilon^o = 1 \rightarrow N_\epsilon = 1,$$

$$H_1^2 \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1,$$

$$H_1^3 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}, \quad O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 2 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1,$$

$$H_1^4 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 3 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1,$$

$$H_1^5 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}, \quad O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 3,$$

$$N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 4 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1,$$

$$H_1^6 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 3, 4,$$

$$N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 5 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1,$$

$$H_1^7 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}, \quad O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5,$$

$$N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 6 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 1, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 1.$$

Появление антинейтринной орбиты $O_{\bar{\nu}_\epsilon}$ у H_1^5 , казалось бы, объясняет возможность у нейтрино образовать не только паранейтрино (59), но также и динейтрино

$$(\nu_{\epsilon L}, \bar{\nu}_{\epsilon R}), \quad (\nu_{\epsilon R}, \bar{\nu}_{\epsilon L}). \quad (62)$$

В то же время излучение нейтринной струи при взаимодействии Fn_1^1 ($\bar{F}n_1^1$) с H_1^4 (\bar{H}_1^4) может быть обусловлено последовательными распадами, происходящими на орбите эврионного бозона по схемам

$$\epsilon_{L,R}^- \rightarrow e_{L,R}^- \bar{\nu}_{eR,L} \nu_{eL,R}, \quad \epsilon_{R,L}^+ \rightarrow e_{R,L}^+ \nu_{eL,R} \bar{\nu}_{eR,L}, \quad (63)$$

$$e_{L,R}^- \rightarrow \epsilon_{L,R}^- \bar{\nu}_{eR,L} \nu_{eL,R}, \quad e_{R,L}^+ \rightarrow \epsilon_{R,L}^+ \nu_{eL,R} \bar{\nu}_{eR,L}. \quad (64)$$

Первые из них являются результатами слабых масс, ответственных за

$$\epsilon_{L,R}^- \rightarrow \mu_{L,R}^- \bar{\nu}_{\mu R,L} \nu_{\mu L,R}, \quad \epsilon_{R,L}^+ \rightarrow \mu_{R,L}^+ \nu_{\mu L,R} \bar{\nu}_{\mu R,L}, \quad (65)$$

$$\epsilon_{L,R}^- \rightarrow \tau_{L,R}^- \bar{\nu}_{\tau R,L} \nu_{\tau L,R}, \quad \epsilon_{R,L}^+ \rightarrow \tau_{R,L}^+ \nu_{\tau L,R} \bar{\nu}_{\tau R,L}. \quad (66)$$

Распады (64) подобно каждому из переходов

$$\mu_{L,R}^- \rightarrow \epsilon_{L,R}^- \bar{\nu}_{eR,L} \nu_{\mu L,R}, \quad \mu_{R,L}^+ \rightarrow \epsilon_{R,L}^+ \nu_{eL,R} \bar{\nu}_{\mu R,L}, \quad (67)$$

$$\tau_{L,R}^- \rightarrow \epsilon_{L,R}^- \bar{\nu}_{eR,L} \nu_{\tau L,R}, \quad \tau_{R,L}^+ \rightarrow \epsilon_{R,L}^+ \nu_{eL,R} \bar{\nu}_{\tau R,L} \quad (68)$$

должны идти за счет электрических масс.

Но, как утверждено в распадах (63), нейтрино $\nu_{eL,R}$ и антинейтрино $\bar{\nu}_{eR,L}$ на том уровне, на каком были связаны, не может существовать в дифермионах (62) на долгое время, не

восстанавливая ароматную симметрию излучения. Они могут, таким образом, индивидуально переходить [21] из обычного левого (правого) пространства в зеркальное правое (левое) пространство по схемам

$$\nu_{lL} \rightarrow \nu_{lR} + \bar{\gamma}_L, \quad \nu_{lR} \rightarrow \nu_{lL} + \gamma_R, \quad (69)$$

$$\bar{\nu}_{lR} \rightarrow \bar{\nu}_{lL} + \gamma_R, \quad \bar{\nu}_{lL} \rightarrow \bar{\nu}_{lR} + \bar{\gamma}_L. \quad (70)$$

Это соответствует в переходах (61) тому факту, что

$$Fn_1^1 + H_1^4 \rightarrow H_1^5 + (\nu_{\epsilon L,R}, \bar{\nu}_{\epsilon R,L}) + (\gamma_R, \bar{\gamma}_L) \quad (71)$$

осуществляется в нашем пространстве-времени с излучением фотонной струи, которая связывает [17] две левые (правые) фотоны в индивидуальных дифотонах

$$(\gamma_L, \bar{\gamma}_R), \quad (\gamma_R, \bar{\gamma}_L), \quad (72)$$

подтверждая, что фоторождение нейтринных пар в атомной системе может происходить по обычными способами

$$\gamma_R \rightarrow \nu_{lR} + \bar{\nu}_{lR}, \quad \bar{\gamma}_L \rightarrow \nu_{lL} + \bar{\nu}_{lL}. \quad (73)$$

Итак, видно, что только те нейтрино, каждое из которых возникает от распада γ_R или $\bar{\gamma}_L$, могут приводить к рождению того же типа калибровочного бозона. Если такое нейтрино из лептонных семейств, то оно требует выяснить идеи любого фоторождения (73) с точки зрения законности сохранения углового момента. Для этого мы должны вначале вспомнить ранние эксперименты [22-24] о спиральности нейтрино, анализ которых говорит об отсутствии [25] у левых (правых) фермионов атомной системы своего рода взаимодействия с правыми (левыми) фотонами из-за спонтанного нарушения зеркальной симметрии [21]. Взамен они взаимодействуют со всеми левыми (правыми) калибровочными бозонами.

В таком случае из распадов (65) и (66) мы приходим к принципу соответствия, что квантованная последовательность орбит появляется в зависимости от силы атомной унификации. Поэтому наличие $O_{\bar{\nu}_e}^L$ и $O_{\bar{\nu}_e}^R$ у H_1^6 подтверждает существование новых типов атомов водородов, образованных в переходах

$$Fn_1^1 + H_1^7 \rightarrow H_1^8, \quad Fn_1^1 + H_1^8 \rightarrow H_1^9, \quad Fn_1^1 + H_1^9 \rightarrow H_1^{10}. \quad (74)$$

Их орбиты имеют следующие порядки:

$$H_1^8 \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\epsilon\bar{\nu}_e} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4,$$

$$N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_e}^o = 7 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_e} = 1,$$

$$H_1^9 \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}, \quad O_{\epsilon\bar{\nu}_e} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2,$$

$$N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_e}^o = 8 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1,$$

$$N_{\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_e} = 1,$$

$$H_1^{10} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}^R, \quad O_{\epsilon\bar{\nu}_e} \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2,$$

$$N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_e}^o = 9 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1,$$

$$N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, 1, \quad N_{\epsilon\bar{\nu}_e} = 1.$$

Составные структуры всех изотопов водородов H_Z^A массового числа от 1 до 10 предсказывают еще одну естественно объединенную закономерность, что каждому типу лептонного семейства соответствует два вида ($N > Z$) изотопов с антинейтринными орбитами у одного и того же атома ($N = Z$) бозонных орбит.

Однако в случае произвольной атомной системы X_Z^A любой из этих изотопов может проявиться в скрыто объединенных процессах

$$Fn_1^1 + X_Z^A \rightarrow X_Z^{A+1} + \dots \quad (75)$$

Что касается изотопов ($Z > N$) с лептонными орбитами одной и той же атомной системы ($N = Z$) с бозонными орбитами, то они являются следствиями великих синтезов ядер

$$\bar{F}n_1^1 + X_Z^A \rightarrow X_Z^{A-1} + \dots \quad (76)$$

К таким процессам относятся переходы

$$\bar{F}n_1^1 + He_2^4 \rightarrow He_2^3, \quad \bar{F}n_1^1 + He_2^3 \rightarrow He_2^2, \quad \bar{F}n_1^1 + F_9^{18} \rightarrow F_9^{17}, \quad (77)$$

второй из которых образует новый тип изотопа гелия.

Не удивительно поэтому, что если структурные превращения (60), (61) и (74) существуют, то, например, нейтринный антиводород $\bar{F}n_1^1$ может последовательно взаимодействовать с каждым из H_1^{10}, \dots, H_1^2 до тех пор, пока H_1^2 не способен образовать H_1^1 по законам излучения фотонной струи. Конечно, роли Fn_1^1 и $\bar{F}n_1^1$ в синтезах (75) и (76) оставались до настоящего времени скрытыми, а все атомные взаимопревращения вида $X_Z^A \leftrightarrow X_Z^{A+1}$ всегда были приняты как распады.

5. Скрытая динамика спонтанного излучения из атомной системы

Мы видим, что распад $n_{L,R}^- (n_{R,L}^+)$ не может осуществляться в переходах (57) по схемам

$$n_{L,R}^- \rightarrow p_{L,R}^- e_{R,L}^+ \nu_{eL,R}, \quad n_{R,L}^+ \rightarrow p_{R,L}^+ e_{L,R}^- \bar{\nu}_{eR,L}, \quad (78)$$

хотя это не запрещено массами кулоновской природы. Отсутствие таких распадов у атомов аль-Фергани предлагает, что аромат орбитального нейтрино выступает на орбите как критерий для своего рода моды распада нейтрона в ядре. Другими словами, распад в виде из (78) существует только в ядрах с орбитами, содержащими нейтрино электронного семейства. Поэтому в соответствии с выводами закона квантования орбиты, мы должны признать, что β распады $\bar{F}n_2^2$ и $\bar{F}n_2^3$ могут спонтанно происходить без эврмиона или нейтрино по одним и тем же путем

$$\bar{F}n_2^2 \rightarrow He_2^2 + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}), \quad (79)$$

$$\bar{F}n_2^3 \rightarrow He_2^3 + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}). \quad (80)$$

Кулоновские массы, ответственные за процессы (58), (79) и (80), предсказывают рождение хорошо известной α частицы в распаде $\bar{F}n_2^4$ по схеме

$$\bar{F}n_2^4 \rightarrow He_2^4 + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}). \quad (81)$$

В присутствии орбит с электронными нейтрино кулоновские переходы (64) и (78) преобразуют $\bar{F}n_2^5$ и $\bar{F}n_2^6$ в следующие изотопы гелия:

$$\bar{F}n_2^5 \rightarrow He_2^5 + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}) + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}), \quad (82)$$

$$\bar{F}n_2^6 \rightarrow He_2^6 + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}) + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}). \quad (83)$$

При последовательном происхождении внутриатомных превращений (58), (65), (67), (69) и (70) антиводороды $\bar{F}n_2^7$ и $\bar{F}n_2^8$ испытывают сильные структурные изменения

$$\bar{F}n_2^7 \rightarrow He_2^7 + (\nu_{\mu L,R}, \bar{\nu}_{\mu R,L}) + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}) + (\gamma_R, \bar{\gamma}_L), \quad (84)$$

$$\bar{F}n_2^8 \rightarrow He_2^8 + (\nu_{\mu L,R}, \bar{\nu}_{\mu R,L}) + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}) + (\gamma_R, \bar{\gamma}_L). \quad (85)$$

Орбитальный анализ атомных систем $\bar{F}n_2^9$ и $\bar{F}n_2^{10}$ показывает, что при последовательных распадах (58), (66) и (68)-(70) они сводятся к другим изотопам гелия

$$\bar{F}n_2^9 \rightarrow He_2^9 + (\nu_{\tau L,R}, \bar{\nu}_{\tau R,L}) + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}) + (\gamma_R, \bar{\gamma}_L), \quad (86)$$

$$\bar{F}n_2^{10} \rightarrow He_2^{10} + (\nu_{\tau L,R}, \bar{\nu}_{\tau R,L}) + (\nu_{eL,R}, \bar{\nu}_{eR,L}) + (\gamma_R, \bar{\gamma}_L). \quad (87)$$

Ранее было упомянуто, что гелий He_2^4 обладает двумя бозонными орбитами, первая из которых в его изотопе He_2^3 должна превращаться в лептонную. Все другие изотопы гелия имеют орбиты следующего порядка:

$$He_2^2 \rightarrow O_\epsilon^L, \quad O_\epsilon^R \rightarrow N_\epsilon^o = 1, 2 \rightarrow N_\epsilon = 1, 1,$$

$$He_2^5 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 2, 3 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1,$$

$$He_2^6 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 3, 4 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1,$$

$$He_2^7 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 3,$$

$$N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 4, 5 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1,$$

$$He_2^8 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 3, 4,$$

$$N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 5, 6 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1,$$

$$He_2^9 \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 3, 4,$$

$$N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 6, 7 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1,$$

$$He_2^{10} \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 3, 4,$$

$$N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 7, 8 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1.$$

Сравнивая их, легко наблюдать еще одно весьма важное следствие закона квантования орбиты, которое говорит о существовании у He_2^4 двух тяжелейших изотопов:

$$Fn_1^1 + He_2^{10} \rightarrow He_2^{11}, \quad Fn_1^1 + He_2^{11} \rightarrow He_2^{12}. \quad (88)$$

Квантованная последовательность структурных орбит выступает в них как

$$He_2^{11} \rightarrow O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2,$$

$$N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, \quad N_{\bar{\nu}_\epsilon}^o = 8, 9 \rightarrow N_{\bar{\nu}_\epsilon} = 1, 1,$$

$$N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1,$$

$$He_2^{12} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}^L, \quad O_{\bar{\nu}_\tau}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2,$$

$$N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8, \quad N_{e\bar{\nu}_e}^o = 9, 10 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1,$$

$$N_{\bar{\nu}_e} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\mu} = 1, 1, \quad N_{\bar{\nu}_\tau} = 1, 1, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 1, 1.$$

Особенностью этой картины является тот принцип, что вне зависимости от того, существует ли другое семейство лептонов, количество антинейтринных орбит в атоме, соответствующее одному и тому же аромату, равно двум.

Таким образом, если орбитальная структура некоторой атомной системы не совсем совместима с законом квантования орбиты, то она отражает наличие у ней некоторых не обнаруженных до сих пор скрытых изотопов.

Наконец, что касается спонтанного γ излучения из атома, то его динамическое происхождение в основном связано с β распадом нейтрона или антипротона, потому что в γ излучении должны проявиться античастицы внутриатомных частиц, необходимые для образования фотонов. Примеры включают переходы

$$H_1^2 \rightarrow 3\gamma_{L,R}, \quad H_1^3 \rightarrow 3\gamma_{L,R} + Fn_1^1, \quad (89)$$

так же как и γ излучения из других атомных систем.

Остается случай, однако, что природа не вынуждена образовать какую-либо атомную систему, вокруг которой проявилась бы абсолютная пустота. Другими словами, мы не можем найти одни и те же атомы вне зависимости от структуры среды, в которой они движутся. Если, например, какая-либо атомная система со струйными орбитами взаимодействует с антиатомом нейтринного антиводорода аль-Фергани, то одна из бозонных орбит последней подобно синтезам (76) будет преобразована в лептонную. Это осуществляться в природе в соответствии с законами излучения индивидуальных дифотонов.

6. Единая спектральная структура атомов

Максимальное количество всех типов атомных орбит равно удвоенному одному и тому же числу ароматов. Однако, лептонные орбиты появляются в атоме с бозонными орбитами, только если антипротоны его ядра в избытке. В противоположность этому, антинейтринные орбиты должны проявиться в ядре с орбитальными струями в присутствии избыточных нейтронов. В обоих типов атомов бесспиновое ядро без изоспина обязательно присутствует.

Чтобы выразить идею более ясно, надо обратиться к обсужденным выше изотопам водорода, потому что H_1^2 выступает как корень водородного семейства атомных систем. Подобным путем можно анализировать изотопы гелия. В этом случае из наших предыдущих анализов мы найдем, что He_2^4 должен быть принят как корень всех изотопов гелия. Таким образом, он образует стебель гелиевого семейства атомов.

Более того, если взаимодействие атома нейтринного антиводорода аль-Фергани с каждой из имеющихся атомных систем с бозонными и антинейтринными орбитами не запрещено какими-либо законами сохранения до тех пор, пока ее последняя антинейтринная орбита не теряется и все бозонные орбиты не превращаются в лептонные, то возникает впечатление, что сама природа характеризует каждого атома единственным корнем, формирующим стебель его семейства. Тем самым она подчеркивает, что каковы бы ни были

атомные семейства, корень любого из атомов с бозонными и лептонными орбитами испытывал вполне скрытое взаимодействие с атомом антинейтринного водорода аль-Фергани. При таких обстоятельствах множество атомных корней X_Z^{2Z} образует скрыто объединенную систему атомов.

Унификация этого типа предлагает связи

$$Fn_2^2 + He_2^2 = He_2^4, \quad Fn_3^3 + Li_3^3 = Li_3^6, \quad (90)$$

$$Fn_4^4 + Be_4^4 = Be_4^8, \quad Fn_5^5 + B_5^5 = B_5^{10}, \dots \quad (91)$$

и что, следовательно, Fn_N^N играет роль одного из двух атомов, формирующих корень X_Z^{2Z} стебля каждого из существующих типов атомных семейств

$$Fn_N^N + X_Z^Z = X_Z^{2Z}. \quad (92)$$

Таким образом, мы должны признать, что в произвольном случае атома X_Z^A числа изотопов I его корня X_Z^{2Z} лептонных (N_l^I) и антинейтринных ($N_{\bar{\nu}_l}^I$) орбит равны

$$N_l^I = Z, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = \begin{cases} 2L_l & \text{для } Z = N = 1, \\ 2ZL_l & \text{для } Z = N > 1. \end{cases} \quad (93)$$

Такой принцип ясно показывает, что полное число N_{full}^I изотопов, которые образуют одно и то же атомное семейство, тесно связано с количеством лептонных ароматов

$$N_{full}^I = N_l^I + N_{\bar{\nu}_l}^I. \quad (94)$$

Если мы выбираем H_1^2 из объединенной системы атомных корней X_Z^{2Z} , то его семейство состоит из десяти атомов. Гелиевое семейство включает восемнадцать видов атомных систем. Поэтому эти семейства могут быть символически записаны как

$$H_1^2 \rightarrow N_l^I = 1, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 8 \rightarrow N_{full}^I = 9 \rightarrow H_1^1, \dots, H_1^{10}, \\ He_2^4 \rightarrow N_l^I = 2, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 16 \rightarrow N_{full}^I = 18 \rightarrow He_2^2, \dots, He_2^{19}.$$

Это объединенное представление в свою очередь указывает существование в природе изотопов гелия, чей массовые числа лежат в пределах от 2 до 19 нуклонов в ядре.

Можно также найти из (90)-(94), что

$$Li_3^6 \rightarrow N_l^I = 3, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 24 \rightarrow N_{full}^I = 27 \rightarrow Li_3^3, \dots, Li_3^{28}, \\ Be_4^8 \rightarrow N_l^I = 4, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 32 \rightarrow N_{full}^I = 36 \rightarrow Be_4^4, \dots, Be_4^{37}, \\ B_5^{10} \rightarrow N_l^I = 5, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 40 \rightarrow N_{full}^I = 45 \rightarrow B_5^5, \dots, B_5^{46}, \\ C_6^{12} \rightarrow N_l^I = 6, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 48 \rightarrow N_{full}^I = 54 \rightarrow C_6^6, \dots, C_6^{55}, \\ N_7^{14} \rightarrow N_l^I = 7, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 56 \rightarrow N_{full}^I = 63 \rightarrow N_7^7, \dots, N_7^{64}, \\ O_8^{16} \rightarrow N_l^I = 8, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 64 \rightarrow N_{full}^I = 72 \rightarrow O_8^8, \dots, O_8^{73}, \\ F_9^{18} \rightarrow N_l^I = 9, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 72 \rightarrow N_{full}^I = 81 \rightarrow F_9^9, \dots, F_9^{82}, \\ Ne_{10}^{20} \rightarrow N_l^I = 10, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 80 \rightarrow N_{full}^I = 90 \rightarrow Ne_{10}^{10}, \dots, Ne_{10}^{91}, \\ Na_{11}^{22} \rightarrow N_l^I = 11, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 88 \rightarrow N_{full}^I = 99 \rightarrow Na_{11}^{11}, \dots, Na_{11}^{100},$$

$$\begin{aligned}
Mg_{12}^{24} &\rightarrow N_l^I = 12, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 96 \rightarrow N_{full}^I = 108 \rightarrow Mg_{12}^{12}, \dots, Mg_{12}^{109}, \\
Al_{13}^{26} &\rightarrow N_l^I = 13, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 104 \rightarrow N_{full}^I = 117 \rightarrow Al_{13}^{13}, \dots, Al_{13}^{118}, \\
Si_{14}^{28} &\rightarrow N_l^I = 14, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 112 \rightarrow N_{full}^I = 126 \rightarrow Si_{14}^{14}, \dots, Si_{14}^{127}, \\
P_{15}^{30} &\rightarrow N_l^I = 15, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 120 \rightarrow N_{full}^I = 135 \rightarrow P_{15}^{15}, \dots, P_{15}^{136}, \\
S_{16}^{32} &\rightarrow N_l^I = 16, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 128 \rightarrow N_{full}^I = 144, \rightarrow S_{16}^{16}, \dots, S_{16}^{145}, \\
Cl_{17}^{34} &\rightarrow N_l^I = 17, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 136 \rightarrow N_{full}^I = 153 \rightarrow Cl_{17}^{17}, \dots, Cl_{17}^{154}, \\
Ar_{18}^{36} &\rightarrow N_l^I = 18, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 144 \rightarrow N_{full}^I = 162 \rightarrow Ar_{18}^{18}, \dots, Ar_{18}^{163}, \\
K_{19}^{38} &\rightarrow N_l^I = 19, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 152 \rightarrow N_{full}^I = 171 \rightarrow K_{19}^{19}, \dots, K_{19}^{172}, \\
Ca_{20}^{40} &\rightarrow N_l^I = 20, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 160 \rightarrow N_{full}^I = 180 \rightarrow Ca_{20}^{20}, \dots, Ca_{20}^{181}.
\end{aligned}$$

Теория атомных систем, описывающая эти семейства, предсказывает, что количества изотопов, возникающих из корней атомов с атомными номерами от 21 до 57 следующие:

$$\begin{aligned}
Sc_{21}^{42} &\rightarrow N_l^I = 21, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 168 \rightarrow N_{full}^I = 189 \rightarrow Sc_{21}^{21}, \dots, Sc_{21}^{190}, \\
Ti_{22}^{44} &\rightarrow N_l^I = 22, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 176 \rightarrow N_{full}^I = 198 \rightarrow Ti_{22}^{22}, \dots, Ti_{22}^{199}, \\
V_{23}^{46} &\rightarrow N_l^I = 23, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 184 \rightarrow N_{full}^I = 207 \rightarrow V_{23}^{23}, \dots, V_{23}^{208}, \\
Cr_{24}^{48} &\rightarrow N_l^I = 24, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 192 \rightarrow N_{full}^I = 216 \rightarrow Cr_{24}^{24}, \dots, Cr_{24}^{217}, \\
Mn_{25}^{50} &\rightarrow N_l^I = 25, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 200 \rightarrow N_{full}^I = 225 \rightarrow Mn_{25}^{25}, \dots, Mn_{25}^{226}, \\
Fe_{26}^{52} &\rightarrow N_l^I = 26, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 208 \rightarrow N_{full}^I = 234 \rightarrow Fe_{26}^{26}, \dots, Fe_{26}^{235}, \\
Co_{27}^{54} &\rightarrow N_l^I = 27, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 216 \rightarrow N_{full}^I = 243 \rightarrow Co_{27}^{27}, \dots, Co_{27}^{244}, \\
Ni_{28}^{56} &\rightarrow N_l^I = 28, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 224 \rightarrow N_{full}^I = 252 \rightarrow Ni_{28}^{28}, \dots, Ni_{28}^{253}, \\
Cu_{29}^{58} &\rightarrow N_l^I = 29, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 232 \rightarrow N_{full}^I = 261 \rightarrow Cu_{29}^{29}, \dots, Cu_{29}^{262}, \\
Zn_{30}^{60} &\rightarrow N_l^I = 30, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 240 \rightarrow N_{full}^I = 270 \rightarrow Zn_{30}^{30}, \dots, Zn_{30}^{271}, \\
Ga_{31}^{62} &\rightarrow N_l^I = 31, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 248 \rightarrow N_{full}^I = 279 \rightarrow Ga_{31}^{31}, \dots, Ga_{31}^{280}, \\
Ge_{32}^{64} &\rightarrow N_l^I = 32, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 256 \rightarrow N_{full}^I = 288 \rightarrow Ge_{32}^{32}, \dots, Ge_{32}^{289}, \\
As_{33}^{66} &\rightarrow N_l^I = 33, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 264 \rightarrow N_{full}^I = 297 \rightarrow As_{33}^{33}, \dots, As_{33}^{298}, \\
Se_{34}^{68} &\rightarrow N_l^I = 34, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 272 \rightarrow N_{full}^I = 306 \rightarrow Se_{34}^{34}, \dots, Se_{34}^{307}, \\
Br_{35}^{70} &\rightarrow N_l^I = 35, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 280 \rightarrow N_{full}^I = 315 \rightarrow Br_{35}^{35}, \dots, Br_{35}^{316}, \\
Kr_{36}^{72} &\rightarrow N_l^I = 36, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 288 \rightarrow N_{full}^I = 324 \rightarrow Kr_{36}^{36}, \dots, Kr_{36}^{325}, \\
Rb_{37}^{74} &\rightarrow N_l^I = 37, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 296 \rightarrow N_{full}^I = 333 \rightarrow Rb_{37}^{37}, \dots, Rb_{37}^{334}, \\
Sr_{38}^{76} &\rightarrow N_l^I = 38, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 304 \rightarrow N_{full}^I = 342 \rightarrow Sr_{38}^{38}, \dots, Sr_{38}^{343}, \\
Y_{39}^{78} &\rightarrow N_l^I = 39, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 312 \rightarrow N_{full}^I = 351 \rightarrow Y_{39}^{39}, \dots, Y_{39}^{352}, \\
Zr_{40}^{80} &\rightarrow N_l^I = 40, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 320 \rightarrow N_{full}^I = 360 \rightarrow Zr_{40}^{40}, \dots, Zr_{40}^{361},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Nb_{41}^{82} &\rightarrow N_l^I = 41, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 328 \rightarrow N_{full}^I = 369 \rightarrow Nb_{41}^{41}, \dots, Nb_{41}^{370}, \\
Mo_{42}^{84} &\rightarrow N_l^I = 42, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 336 \rightarrow N_{full}^I = 378 \rightarrow Mo_{42}^{42}, \dots, Mo_{42}^{379}, \\
Tc_{43}^{86} &\rightarrow N_l^I = 43, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 344 \rightarrow N_{full}^I = 387 \rightarrow Tc_{43}^{43}, \dots, Tc_{43}^{388}, \\
Ru_{44}^{88} &\rightarrow N_l^I = 44, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 352 \rightarrow N_{full}^I = 396 \rightarrow Ru_{44}^{44}, \dots, Ru_{44}^{397}, \\
Rh_{45}^{90} &\rightarrow N_l^I = 45, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 360 \rightarrow N_{full}^I = 405 \rightarrow Rh_{45}^{45}, \dots, Rh_{45}^{406}, \\
Pd_{46}^{92} &\rightarrow N_l^I = 46, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 368 \rightarrow N_{full}^I = 414 \rightarrow Pd_{46}^{46}, \dots, Pd_{46}^{415}, \\
Ag_{47}^{94} &\rightarrow N_l^I = 47, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 376 \rightarrow N_{full}^I = 423 \rightarrow Ag_{47}^{47}, \dots, Ag_{47}^{424}, \\
Cd_{48}^{96} &\rightarrow N_l^I = 48, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 384 \rightarrow N_{full}^I = 432 \rightarrow Cd_{48}^{48}, \dots, Cd_{48}^{433}, \\
In_{49}^{98} &\rightarrow N_l^I = 49, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 392 \rightarrow N_{full}^I = 441 \rightarrow In_{49}^{49}, \dots, In_{49}^{442}, \\
Sn_{50}^{100} &\rightarrow N_l^I = 50, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 400 \rightarrow N_{full}^I = 450 \rightarrow Sn_{50}^{50}, \dots, Sn_{50}^{451}, \\
Sb_{51}^{102} &\rightarrow N_l^I = 51, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 408 \rightarrow N_{full}^I = 459 \rightarrow Sb_{51}^{51}, \dots, Sb_{51}^{460}, \\
Te_{52}^{104} &\rightarrow N_l^I = 52, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 416 \rightarrow N_{full}^I = 468 \rightarrow Te_{52}^{52}, \dots, Te_{52}^{469}, \\
I_{53}^{106} &\rightarrow N_l^I = 53, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 424 \rightarrow N_{full}^I = 477 \rightarrow I_{53}^{53}, \dots, I_{53}^{478}, \\
Xe_{54}^{108} &\rightarrow N_l^I = 54, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 432 \rightarrow N_{full}^I = 486 \rightarrow Xe_{54}^{54}, \dots, Xe_{54}^{487}, \\
Cs_{55}^{110} &\rightarrow N_l^I = 55, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 440 \rightarrow N_{full}^I = 495 \rightarrow Cs_{55}^{55}, \dots, Cs_{55}^{496}, \\
Ba_{56}^{112} &\rightarrow N_l^I = 56, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 448 \rightarrow N_{full}^I = 504 \rightarrow Ba_{56}^{56}, \dots, Ba_{56}^{505}, \\
La_{57}^{114} &\rightarrow N_l^I = 57, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 456 \rightarrow N_{full}^I = 513 \rightarrow La_{57}^{57}, \dots, La_{57}^{514}.
\end{aligned}$$

Механизм, ответственный за этот порядок, определяет семейные структуры соответствующие атомным корням с массовыми числами от 116 до 142 в виде

$$\begin{aligned}
Ce_{58}^{116} &\rightarrow N_l^I = 58, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 464 \rightarrow N_{full}^I = 522 \rightarrow Ce_{58}^{58}, \dots, Ce_{58}^{523}, \\
Pr_{59}^{118} &\rightarrow N_l^I = 59, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 472 \rightarrow N_{full}^I = 531 \rightarrow Pr_{59}^{59}, \dots, Pr_{59}^{532}, \\
Nd_{60}^{120} &\rightarrow N_l^I = 60, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 480 \rightarrow N_{full}^I = 540 \rightarrow Nd_{60}^{60}, \dots, Nd_{60}^{541}, \\
Pm_{61}^{122} &\rightarrow N_l^I = 61, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 488 \rightarrow N_{full}^I = 549 \rightarrow Pm_{61}^{61}, \dots, Pm_{61}^{550}, \\
Sm_{62}^{124} &\rightarrow N_l^I = 62, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 496 \rightarrow N_{full}^I = 558 \rightarrow Sm_{62}^{62}, \dots, Sm_{62}^{559}, \\
Eu_{63}^{126} &\rightarrow N_l^I = 63, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 504 \rightarrow N_{full}^I = 567 \rightarrow Eu_{63}^{63}, \dots, Eu_{63}^{568}, \\
Gd_{64}^{128} &\rightarrow N_l^I = 64, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 512 \rightarrow N_{full}^I = 576 \rightarrow Gd_{64}^{64}, \dots, Gd_{64}^{577}, \\
Tb_{65}^{130} &\rightarrow N_l^I = 65, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 520 \rightarrow N_{full}^I = 585 \rightarrow Tb_{65}^{65}, \dots, Tb_{65}^{586}, \\
Dy_{66}^{132} &\rightarrow N_l^I = 66, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 528 \rightarrow N_{full}^I = 594 \rightarrow Dy_{66}^{66}, \dots, Dy_{66}^{595}, \\
Ho_{67}^{134} &\rightarrow N_l^I = 67, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 536 \rightarrow N_{full}^I = 603 \rightarrow Ho_{67}^{67}, \dots, Ho_{67}^{604}, \\
Er_{68}^{136} &\rightarrow N_l^I = 68, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 544 \rightarrow N_{full}^I = 612 \rightarrow Er_{68}^{68}, \dots, Er_{68}^{613}, \\
Tu_{69}^{138} &\rightarrow N_l^I = 69, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 552 \rightarrow N_{full}^I = 621 \rightarrow Tu_{69}^{69}, \dots, Tu_{69}^{622},
\end{aligned}$$

$$Yb_{70}^{140} \rightarrow N_l^I = 70, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 560 \rightarrow N_{full}^I = 630 \rightarrow Yb_{70}^{70}, \dots, Yb_{70}^{631},$$

$$Lu_{71}^{142} \rightarrow N_l^I = 71, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 568 \rightarrow N_{full}^I = 639 \rightarrow Lu_{71}^{71}, \dots, Lu_{71}^{640}.$$

Такая структурная последовательность имеет место даже при атомной унификации

$$Hf_{72}^{144} \rightarrow N_l^I = 72, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 576 \rightarrow N_{full}^I = 648 \rightarrow Hf_{72}^{72}, \dots, Hf_{72}^{649},$$

$$Tu_{73}^{146} \rightarrow N_l^I = 73, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 584 \rightarrow N_{full}^I = 657 \rightarrow Tu_{73}^{73}, \dots, Tu_{73}^{658},$$

$$W_{74}^{148} \rightarrow N_l^I = 74, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 592 \rightarrow N_{full}^I = 666 \rightarrow W_{74}^{74}, \dots, W_{74}^{667},$$

$$Re_{75}^{150} \rightarrow N_l^I = 75, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 600 \rightarrow N_{full}^I = 675 \rightarrow Re_{75}^{75}, \dots, Re_{75}^{676},$$

$$Os_{76}^{152} \rightarrow N_l^I = 76, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 608 \rightarrow N_{full}^I = 684 \rightarrow Os_{76}^{76}, \dots, Os_{76}^{685},$$

$$Ir_{77}^{154} \rightarrow N_l^I = 77, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 616 \rightarrow N_{full}^I = 693 \rightarrow Ir_{77}^{77}, \dots, Ir_{77}^{694},$$

$$Pt_{78}^{156} \rightarrow N_l^I = 78, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 624 \rightarrow N_{full}^I = 702 \rightarrow Pt_{78}^{78}, \dots, Pt_{78}^{703},$$

$$Au_{79}^{158} \rightarrow N_l^I = 79, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 632 \rightarrow N_{full}^I = 711 \rightarrow Au_{79}^{79}, \dots, Au_{79}^{712},$$

$$Hg_{80}^{160} \rightarrow N_l^I = 80, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 640 \rightarrow N_{full}^I = 720 \rightarrow Hg_{80}^{80}, \dots, Hg_{80}^{721},$$

$$Tl_{81}^{162} \rightarrow N_l^I = 81, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 648 \rightarrow N_{full}^I = 729 \rightarrow Tl_{81}^{81}, \dots, Tl_{81}^{730},$$

$$Pb_{82}^{164} \rightarrow N_l^I = 82, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 656 \rightarrow N_{full}^I = 738 \rightarrow Pb_{82}^{82}, \dots, Pb_{82}^{739},$$

$$Bi_{83}^{166} \rightarrow N_l^I = 83, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 664 \rightarrow N_{full}^I = 747 \rightarrow Bi_{83}^{83}, \dots, Bi_{83}^{748},$$

$$Po_{84}^{168} \rightarrow N_l^I = 84, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 672 \rightarrow N_{full}^I = 756 \rightarrow Po_{84}^{84}, \dots, Po_{84}^{757},$$

$$At_{85}^{170} \rightarrow N_l^I = 85, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 680 \rightarrow N_{full}^I = 765 \rightarrow At_{85}^{85}, \dots, At_{85}^{766},$$

$$Rn_{86}^{172} \rightarrow N_l^I = 86, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 688 \rightarrow N_{full}^I = 774 \rightarrow Rn_{86}^{86}, \dots, Rn_{86}^{775},$$

$$Fr_{87}^{174} \rightarrow N_l^I = 87, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 696 \rightarrow N_{full}^I = 783 \rightarrow Fr_{87}^{87}, \dots, Fr_{87}^{784},$$

$$Ra_{88}^{176} \rightarrow N_l^I = 88, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 704 \rightarrow N_{full}^I = 792 \rightarrow Ra_{88}^{88}, \dots, Ra_{88}^{793},$$

$$Ac_{89}^{178} \rightarrow N_l^I = 89, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 712 \rightarrow N_{full}^I = 801 \rightarrow Ac_{89}^{89}, \dots, Ac_{89}^{802}.$$

Для полноты необходимо также представить количества изотопов тяжелейших атомных корней

$$Th_{90}^{180} \rightarrow N_l^I = 90, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 720 \rightarrow N_{full}^I = 810 \rightarrow Th_{90}^{90}, \dots, Th_{90}^{811},$$

$$Pa_{91}^{182} \rightarrow N_l^I = 91, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 728 \rightarrow N_{full}^I = 819 \rightarrow Pa_{91}^{91}, \dots, Pa_{91}^{820},$$

$$U_{92}^{184} \rightarrow N_l^I = 92, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 736 \rightarrow N_{full}^I = 828 \rightarrow U_{92}^{92}, \dots, U_{92}^{829},$$

$$Np_{93}^{186} \rightarrow N_l^I = 93, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 744 \rightarrow N_{full}^I = 837 \rightarrow Np_{93}^{93}, \dots, Np_{93}^{838},$$

$$Pu_{94}^{188} \rightarrow N_l^I = 94, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 752 \rightarrow N_{full}^I = 846 \rightarrow Pu_{94}^{94}, \dots, Pu_{94}^{847},$$

$$Am_{95}^{190} \rightarrow N_l^I = 95, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 760 \rightarrow N_{full}^I = 855 \rightarrow Am_{95}^{95}, \dots, Am_{95}^{856},$$

$$Cm_{96}^{192} \rightarrow N_l^I = 96, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 768 \rightarrow N_{full}^I = 864 \rightarrow Cm_{96}^{96}, \dots, Cm_{96}^{865},$$

$$Bk_{97}^{194} \rightarrow N_l^I = 97, \quad N_{\bar{\nu}_l}^I = 776 \rightarrow N_{full}^I = 873 \rightarrow Bk_{97}^{97}, \dots, Bk_{97}^{874},$$

$$\begin{aligned}
Cf_{98}^{196} &\rightarrow N_l^I = 98, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 784 \rightarrow N_{full}^I = 882 \rightarrow Cf_{98}^{98}, \dots, Cf_{98}^{883}, \\
Es_{99}^{198} &\rightarrow N_l^I = 99, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 792 \rightarrow N_{full}^I = 891 \rightarrow Es_{99}^{99}, \dots, Es_{99}^{892}, \\
Fm_{100}^{200} &\rightarrow N_l^I = 100, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 800 \rightarrow N_{full}^I = 900 \rightarrow Fm_{100}^{100}, \dots, Fm_{100}^{901}, \\
Md_{101}^{202} &\rightarrow N_l^I = 101, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 808 \rightarrow N_{full}^I = 909 \rightarrow Md_{101}^{101}, \dots, Md_{101}^{910}, \\
No_{102}^{204} &\rightarrow N_l^I = 102, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 816 \rightarrow N_{full}^I = 918 \rightarrow No_{102}^{102}, \dots, No_{102}^{919}, \\
Lr_{103}^{206} &\rightarrow N_l^I = 103, & N_{\bar{\nu}_l}^I &= 824 \rightarrow N_{full}^I = 927 \rightarrow Lr_{103}^{103}, \dots, Lr_{103}^{928}.
\end{aligned}$$

Видно, что последовательность полных чисел изотопов

$$9, 18, 27, \dots, 927, \dots \quad (95)$$

образует арифметическую прогрессию в системе корней атомов, которая соответствует своему роду квантованной последовательности атомных номеров

$$1, 2, 3, \dots, 103, \dots \quad (96)$$

Конечно, сумма первых 103 членов не исключает в случае прогрессии (95) наличие в природе 48204 видов изотопов 103 типов атомов. Однако, из них только 3000 атомные виды из множества открытых изотопных структур [26,27].

7. Атомы во внешних полях

Существует ряд структурных связей, в которых проявиться роль единой семейной структуры атомов. Ярким примером является раскрытие Штарком [5] расщепления спектральных линий водорода и гелия в электрическом поле.

Чтобы решить вопрос о том, почему электрическое поле расщепляет каждую спектральную линию атомной системы на ряд других линий, между которыми существует закономерная последовательность, надо обратиться к квантам этого поля, а именно к фотонам электрической природы, потому что они действуют на ее структуру. Однако в отличие от рано известных особенностей калибровочных бозонов, влияние их поля на атом осуществляться в опыте Штарка как указание в пользу жесткой связи между атомной системой и фотонной средой.

В то же время взаимоотношение этих двух видов объектов соответствует в поле излучения сосуществованию фоторождений как нейтринной, так и нейтронной пар. Поэтому с его точки зрения следует ожидать, что каждое фоторасщепление из

$$\gamma_R \rightarrow \nu_{eR} + \bar{\nu}_{eR}, \quad \bar{\gamma}_L \rightarrow \nu_{eL} + \bar{\nu}_{eL} \quad (97)$$

говорит о динамическом происхождении в другом месте одного и того же электрического поля своего рода фоторасщепления из

$$\gamma_R \rightarrow n_R^- + n_R^+, \quad \bar{\gamma}_L \rightarrow n_L^- + n_L^+. \quad (98)$$

Эти переходы вместе с сохранением суммарного барионного и лептонного чисел преобразуют фотонное поле в атомное поле. Его кванты $F n_1^1$ и $\bar{F} n_1^1$, а именно водород и антиводород аль-Фергани имеют важные следствия для унификации атомов.

Множество переходов

$$F n_1^1 + X_Z^{2Z} \rightarrow X_Z^{2Z+1}, \quad (99)$$

$$\bar{F}n_1^1 + X_Z^{Z+1} \rightarrow X_Z^Z, \quad (100)$$

происходящих в атомном поле, образует изотопное семейство исследуемого атома, которое было идентифицировано Штарком как расщепление его спектральных линий.

Что касается полноты наблюдаемой картины, то она может проявиться в зависимости от мощности приборов, используемых для наблюдения. Однако, плотность линий, как установлено в опыте [5] Штарка, испытывает структурное изменение при замене водорода на гелий. Этот факт объясняет, почему взаимодействия (92), (99) и (100) подтверждают существование единой спектральной структуры атомов.

Расщепление спектральных линий атомной системы наблюдается также и во внешнем магнитном поле. Но, как впервые было обнаружено Зееманом [6], это расщепление не является обычным внутриатомным переходом.

На первый взгляд магнитное поле действует на атомы через одного и того же механизма, который ответствен за влияние электрического поля на их структуру. Это, однако, имело бы место только в случае полнейшего отсутствия фундаментальной симметрии между электричеством и магнетизмом. Поэтому не нарушая структурных закономерностей полей электромагнитной материи, мы принимаем, что каждая частица электрических масс и заряда говорит в пользу [28] своего рода моночастицы с магнитными массой и зарядом. В этой ситуации любой монофотон может служить как один из квантов магнитного поля.

Единство законов симметрии элементарных моночастиц расщепляет одно монофотонное состояние на мононейтринной паре. Другое монофотонное состояние одного и того же магнитного поля расщепляется на мононейтронной паре. Таким образом, монофотонное поле преобразуется в моноатомное поле так, чтобы его монокванты Fn_1^1 и $\bar{F}n_1^1$, а именно моноводороды и антимоноводороды аль-Фергани связывают одну пару мононейтрино с другой парой мононейтронов как следствие великого синтеза моноядер.

Если теперь атом взаимодействует с магнитным полем, то он превращается вначале в моноатом, а затем последний, на новом этапе, сталкивается с квантами этого поля.

В этих обстоятельствах множество столкновений, осуществляемых в моноатомном поле, образует моноизотопное семейство, которое было идентифицировано Зееманом как расщепление спектральных линий атома в магнитном поле.

Из этих замечаний ясно, что различие во временах жизни изотопов выступает в обоих опытах как критерий для полноты спектральной картины.

8. Орбитальные масса, заряд и полнота квантовой природы атомов

Обращаясь снова к (7), мы замечаем, что атомная система требует следовать логику на квантово-механическом уровне каждой компоненты этой естественно объединенной силы с точки зрения взаимодействующих объектов внутриатомного поведения. Она выбирает при этом величины ньютоновской и кулоновской силы между ядром и его спутником так, чтобы в скрыто объединенном виде их явные значения будут равны

$$F_{N_{sl}} = G_N \frac{m_s m_l}{r_{ls}^2}, \quad F_{C_{sl}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e_s e_l}{r_{ls}^2}. \quad (101)$$

Здесь $l = \epsilon, e, \mu, \tau$ или $\nu_\epsilon, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \dots$, тогда как s обозначает атомное ядро.

Если мы используем планковские массу и заряд

$$m_{pl} = \left(\frac{\hbar c}{G_N} \right)^{1/2}, \quad e_{pl} = (4\pi\epsilon_0 \hbar c)^{1/2}, \quad (102)$$

при которых (101) сводятся к

$$F_{N_{sl}} = \frac{\hbar c}{m_{pl}^2} \frac{m_s m_l}{r_{ls}^2}, \quad F_{C_{sl}} = \frac{\hbar c}{e_{pl}^2} \frac{e_s e_l}{r_{ls}^2}, \quad (103)$$

то для $F_{C_{sl}} > F_{N_{sl}}$, когда

$$c_m^{sl} = \frac{F_{C_{sl}}}{F_{N_{sl}}} \quad (104)$$

является отношением среди параметров

$$c_m^{sl} = \frac{m_{pl}^2}{m_s m_l} \frac{e_s e_l}{e_{pl}^2} \quad (105)$$

в скрытой классической динамике, можно связать на раскрытом квантовом основе внутриатомные силы

$$F_{N_{sl}} = \frac{\hbar c}{m_{pl}^2} \left(\frac{m_{sl}^o}{r_{ls}} \right)^2, \quad F_{C_{sl}} = \frac{\hbar c}{e_{pl}^2} \left(\frac{e_{sl}^o}{r_{ls}} \right)^2 \quad (106)$$

и отношение

$$c_m^{sl} = \left(\frac{m_{pl}}{m_{sl}^o} \right)^2 \left(\frac{e_{sl}^o}{e_{pl}} \right)^2 \quad (107)$$

с орбитальными массой и зарядом

$$m_{sl}^o = (b_m^{sl} m_s m_l)^{1/2}, \quad e_{sl}^o = (b_{ch}^{sl} e_s e_l)^{1/2}. \quad (108)$$

Наличие безразмерных множителей b_m^{sl} и b_{ch}^{sl} у них означает существование в системе любого m_{sl}^o и e_{sl}^o на квантово-механическом уровне. Они определяют скорость v_{ls} , радиус r_{ls} , полную орбитальную энергию E_{ls} и таким образом прямо период T_{ls} вращения частицы l вокруг ядра s в зависимости от массо-зарядовой структуры [25] объединенной калибровочной инвариантности [3] внутриатомной единой силы.

Поэтому если взаимодействие между l и s осуществляется в атомах как следствие ньютоновских сил, то законность сохранения углового момента для атомных орбит квантованными лептонными ароматами следует из того факта, что

$$b_{mn}^{sl} m_l v_{ls}^N r_{ls}^N = k_{sl}^N \hbar, \quad (109)$$

где b_{mn}^{sl} характеризует орбитальную массу, ответственную за строительстве атома в присутствии силы тяготения Ньютона, а k_{sl}^N описывает квантованную последовательность ее орбит радиусов r_{ls}^N и со скоростями v_{ls}^N их частиц.

Чтобы исследовать далее, надо следовать логике третьего закона Кеплера, потому что он выражает в целом идею о том, что

$$\frac{(r_{ls}^N)^2}{T_{ls}^N} \frac{r_{ls}^N}{T_{ls}^N} = \frac{G_N m_s}{4\pi^2}. \quad (110)$$

Унификация (110) с отношением

$$\frac{(r_{ls}^N)^2}{T_{ls}^N} = \frac{k_{sl}^N \hbar}{2\pi b_{mn}^{sl} m_l}, \quad (111)$$

вытекающим из (109) и

$$T_{ls}^N = \frac{2\pi r_{ls}^N}{v_{ls}^N}, \quad (112)$$

предлагает связь

$$\frac{r_{ls}^N}{T_{ls}^N} = G_N \frac{b_{mn}^{sl} m_s m_l}{2\pi k_{sl}^N \hbar}, \quad (113)$$

а следовательно, подстановка (113) в

$$\frac{r_{ls}^N}{T_{ls}^N} = \frac{v_{ls}^N}{2\pi}, \quad (114)$$

используя (102), (108) и (109) позволяет заключить, что

$$v_{ls}^N = \frac{1}{k_{sl}^N} \left(\frac{m_{sl}^o}{m_{pl}} \right)^2 c, \quad (115)$$

$$r_{ls}^N = (k_{sl}^N)^2 \left(\frac{m_{pl}}{m_{sl}^o} \right)^2 \frac{\hbar}{b_{mn}^{sl} m_l c}. \quad (116)$$

Что касается полной орбитальной энергии, то она состоит из кинетической и потенциальной частей, соответствующих в природе самым разнообразным свойствам одной и той же частицы. Но, в отличие от классических представлений об орбитальных движениях, обсуждаемая теория атомной структуры связывает ньютоновскую энергию E_{ls}^N с массой m_{sl}^o и радиусом r_{ls}^N , подтверждая, что

$$E_{ls}^N = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_{sl}^o}{m_{pl}} \right)^2 \frac{\hbar c}{r_{ls}^N}. \quad (117)$$

В этом определении важным обстоятельством является объединенная связь

$$E_{ls}^N = \frac{1}{2} b_{mn}^{sl} m_l (v_{ls}^N)^2 - G_N \frac{b_{mn}^{sl} m_s m_l}{r_{ls}^N}, \quad (118)$$

в которой

$$(v_{ls}^N)^2 r_{ls}^N = G_N m_s. \quad (119)$$

Существует, однако, возможность, что в присутствии кулоновской силы между l и s , квантованная последовательность k_{sl}^C атомных орбит радиусов r_{ls}^C и со скоростями v_{ls}^C их частиц ответственна за сохранение углового момента

$$b_{mc}^{sl} m_l v_{ls}^C r_{ls}^C = k_{sl}^C \hbar, \quad (120)$$

включающего безразмерную величину b_{mc}^{sl} орбитальной массы, возникающей из кулоновского строительства. Таким образом, на квантово-механическом основе, эта формулировка предсказывает другое раскрытое уравнение

$$b_{mc}^{sl} \frac{m_l (v_{ls}^C)^2}{r_{ls}^C} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{b_{ch}^{sl} e_s e_l}{(r_{ls}^C)^2} = 0. \quad (121)$$

Объединяя (121) с (120), имея в виду (102) и (108), можно найти, что

$$v_{ls}^C = \frac{1}{k_{sl}^C} \left(\frac{e_{sl}^o}{e_{pl}} \right)^2 c, \quad (122)$$

$$r_{ls}^C = (k_{sl}^C)^2 \left(\frac{e_{pl}}{e_{sl}^o} \right)^2 \frac{\hbar}{b_{mc}^{sl} m_l c}. \quad (123)$$

Одновременно, как легко видеть, кулоновская орбитальная энергия равна

$$E_{ls}^C = -\frac{1}{2} \left(\frac{e_{sl}^o}{e_{pl}} \right)^2 \frac{\hbar c}{r_{ls}^C}, \quad (124)$$

как следствие унификации (102), (108) и (121) с

$$E_{ls}^C = \frac{1}{2} b_{mc}^{sl} m_l (v_{ls}^C)^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{b_{ch}^{sl} e_s e_l}{r_{ls}^C}, \quad (125)$$

которое объединяет ее кинетическую и потенциальную компоненты.

Однако, чтобы построить функции v_{ls} , r_{ls} , T_{ls} и E_{ls} надо установить истинную картину структурных величин b_m^{sl} , b_{ch}^{sl} и k_{sl} по законам внутриатомной симметрии, изучая на ее основе взаимоотношение каждой пары соответствующих типов атомных систем.

9. Атомы с ядрами, состоящими из нейтронов или антипротонов

Между атомными системами $F n_N^N$ ($\bar{F} n_N^N$) и \bar{X}_Z^Z (X_Z^Z) существуют связи из-за которых в ньютоновском случае, для единственного нейтрона (антинейтрона) и антипротона (протона) из (115), (116) и (119) мы приходим к следующему взаимосоотношению между орбитальными массами двух типов атомов с антинейтринным (нейтринным) и лептонным (антилептонным) орбитами:

$$\left(\frac{m_{n\bar{\nu}_l}^o}{m_{pl}} \right)^2 \frac{m_p}{b_{mn}^{n\bar{\nu}_l} m_{\bar{\nu}_l}} = \left(\frac{m_{pl}^o}{m_{pl}} \right)^2 \frac{m_n}{b_{mn}^{pl} m_l}. \quad (126)$$

Здесь $m_{n\bar{\nu}_l}^o$ (m_{pl}^o) означает орбитальную массу атомной системы, в которой отсутствуют антипротоны (нейтроны) из ядра, а $b_{mn}^{n\bar{\nu}_l}$ (b_{mn}^{pl}) обозначает безразмерную величину этой массы.

Чтобы установить их явный вид, мы должны сформулировать и доказать первую теорему атомной унификации.

Теорема 1. Если две функции с некоторыми индивидуальными переменными соответствуют в системе каждому из ее законов ароматной и барионной симметрий, то они являются в ней решениями одного и того же объединенного уравнения с этими двумя видами неизвестных.

Доказательство теоремы 1. На первый взгляд уравнение (126) само по себе не определяет структуру орбитальных масс атомов обоих типов. Тем не менее функции $(m_{n\bar{\nu}_l}^o/m_{pl})^2$ и $(m_{pl}^o/m_{pl})^2$, согласно теореме 1, связаны с некоторыми индивидуальными переменными. Такие переменные включают, например, структурные величины, для которых ароматная симметрия уравнения (126) устанавливает равенство, следующее из его барионной симметрии. Мы можем поэтому заключить, что

$$\left(\frac{m_{n\bar{\nu}_l}^o}{m_{pl}} \right)^2 = \frac{m_p}{b_{mn}^{n\bar{\nu}_l} m_{\bar{\nu}_l}}, \quad b_{mn}^{n\bar{\nu}_l} = \frac{m_{pl}}{m_{\bar{\nu}_l}} \sqrt{\frac{m_p}{m_n}}, \quad (127)$$

$$\left(\frac{m_{pl}^o}{m_{pl}} \right)^2 = \frac{m_n}{b_{mn}^{pl} m_l}, \quad b_{mn}^{pl} = \frac{m_{pl}}{m_l} \sqrt{\frac{m_n}{m_p}}. \quad (128)$$

В их присутствии барионная симметрия уравнения (126) утверждает, что

$$m_n m_p = m_n m_p, \quad (129)$$

в котором проявиться справедливость теоремы 1.

Подставляя (127) и (128) в (115) при $s = p$ (n) и $l = l$ (\bar{v}_l), учитывая, что $v_{\bar{v}_l n}^N \neq v_{lp}^N$, мы приходим к тому факту, что

$$\frac{1}{k_{n\bar{v}_l}^N} \frac{m_p}{b_{mn}^{n\bar{v}_l} m_{\bar{v}_l}} \neq \frac{1}{k_{pl}^N} \frac{m_n}{b_{ml}^{pl} m_l}. \quad (130)$$

Для дальнейшего обоснования его законности, мы сформулируем и докажем здесь вторую теорему атомной унификации.

Теорема 2. Если два равенства с некоторыми собственными переменными соответствуют в системе каждому из ее законов ароматной и барионной симметрий, то они являются в ней решениями одного и того же объединенного неравенства с этими двумя видами неизвестных.

Доказательство теоремы 2. С точки зрения каждой атомной системы из $n\bar{v}_l$ и pl неравенство (130) должно иметь как ароматную, так и барионную симметрию. Для их сохранения ($1/k_{n\bar{v}_l}^N$) и ($1/k_{pl}^N$) следует на основе теоремы 2 выбрать так, чтобы барионная симметрия образует в случае нетождественности (130) неравенство, вытекающее из его ароматной симметрии. Такие связи описывают ситуацию, в которой две равенства становятся решениями одного и того же неравенства, аналогичный тому, как равенство (110), выражающее идею третьего закона [29-32] Кеплера, выполняется для всех неравенств между планетами Солнечной системы. Это выступает в атомах $n\bar{v}_l$ и pl как критерий для квантованной последовательности орбиты

$$k_{n\bar{v}_l}^N = \frac{m_n}{m_{\bar{v}_l}}, \quad k_{pl}^N = \frac{m_p}{m_l}. \quad (131)$$

Поэтому объединяя (131) с условием (130), можно снова найти, что

$$m_p m_{\bar{v}_l} \neq m_n m_l, \quad (132)$$

которое подтверждает справедливость теоремы 2.

Уравнения (127) и первое из (131) вместе с (115)-(117) при $s = n$ ($l = \bar{v}_l$) позволяют нам установить следующие четыре внутриатомные ньютоновские связи:

$$v_{\bar{v}_l n}^N = \frac{m_{\bar{v}_l}}{m_{pl}} \sqrt{\frac{m_p}{m_n}} c, \quad (133)$$

$$r_{\bar{v}_l n}^N = \left(\frac{m_n}{m_{\bar{v}_l}} \right)^2 \frac{\hbar}{m_p c}, \quad (134)$$

$$E_{\bar{v}_l n}^N = -\frac{1}{2} \frac{m_{\bar{v}_l}}{m_{pl}} \left(\frac{m_p}{m_n} \right)^{3/2} E_{\bar{v}_l}^N, \quad (135)$$

$$E_{\bar{v}_l}^N = m_{\bar{v}_l} c^2. \quad (136)$$

Сравнивая (128) и второе из (131) с (115)-(117), имея в виду атома $s = p$ ($l = l$), можно также сделать заключение, что

$$v_{lp}^N = \frac{m_l}{m_{pl}} \sqrt{\frac{m_n}{m_p}} c, \quad (137)$$

$$r_{lp}^N = \left(\frac{m_p}{m_l} \right)^2 \frac{\hbar}{m_n c}, \quad (138)$$

$$E_{lp}^N = -\frac{1}{2} \frac{m_l}{m_{pl}} \left(\frac{m_n}{m_p} \right)^{3/2} E_l^N, \quad (139)$$

$$E_l^N = m_l c^2. \quad (140)$$

Другая возможность состоит в том, что подстановка (127) и (128) в отношении (107) при $s = p$ (n) и $l = l$ (\bar{v}_l) преобразует неравенство $c_m^{n\bar{v}_l} \neq c_m^{pl}$ в

$$\left(\frac{e_{n\bar{v}_l}^o}{e_{pl}} \right)^2 \frac{b_{mn}^{n\bar{v}_l} m_{\bar{v}_l}}{m_p} \neq \left(\frac{e_{pl}^o}{e_{pl}} \right)^2 \frac{b_{mn}^{pl} m_l}{m_n}, \quad (141)$$

где $e_{n\bar{v}_l}^o$ (e_{pl}^o) характеризует орбитальный заряд атома с ядром, состоящим из нейтронов (антипротонов), включая его безразмерную величину.

Чтобы выяснить эти идеи, желательно связать, основываясь на теореме 2, функции $(e_{n\bar{v}_l}^o/e_{pl})^2$ и $(e_{pl}^o/e_{pl})^2$ с индивидуальными переменными

$$\left(\frac{e_{n\bar{v}_l}^o}{e_{pl}} \right)^2 = \frac{m_n}{b_{mn}^{n\bar{v}_l} m_{\bar{v}_l}}, \quad b_{ch}^{n\bar{v}_l} = \frac{m_n}{b_{mn}^{n\bar{v}_l} m_{\bar{v}_l}} \frac{e_{pl}^2}{e_n e_{\bar{v}_l}}, \quad (142)$$

$$\left(\frac{e_{pl}^o}{e_{pl}} \right)^2 = \frac{m_p}{b_{mn}^{pl} m_l}, \quad b_{ch}^{pl} = \frac{m_p}{b_{mn}^{pl} m_l} \frac{e_{pl}^2}{e_p e_l}. \quad (143)$$

Эти переменные вместе с (127) и (128) предсказывают две явные значения отношения (107) в зависимости от типа ядра

$$c_m^{n\bar{v}_l} = \frac{m_n}{m_p}, \quad c_m^{pl} = \frac{m_p}{m_n}. \quad (144)$$

Их неравенство еще раз приводит нас к

$$m_n^2 \neq m_p^2, \quad (145)$$

подтверждая, что равенство (122) выражает в случае кулоновской силы между l и s идею неравенства $v_{\bar{v}_l n}^C \neq v_{lp}^C$, связанную со нетождественностью

$$\frac{1}{k_{n\bar{v}_l}^C} \frac{m_n}{b_{mn}^{n\bar{v}_l} m_{\bar{v}_l}} \neq \frac{1}{k_{pl}^C} \frac{m_p}{b_{mn}^{pl} m_l}. \quad (146)$$

В то же время различие в скоростях $v_{\bar{v}_l n}$ и v_{lp} является общим и не зависит от того, являются ли внутриатомные силы ньютоновскими или кулоновскими в природе. Поэтому не противоречив законам ароматной и барионной симметрий, функции такие как $(1/k_{n\bar{v}_l})$ и $(1/k_{pl})$ заменяют функциональные связи (130) и (146) с одним и тем же условием (132), возникающее из нетождественности (146) в случаях, когда

$$k_{n\bar{v}_l}^C = \frac{m_{\bar{v}_l}}{m_p}, \quad k_{pl}^C = \frac{m_l}{m_n}. \quad (147)$$

Не исключено, однако, что

$$k_{n\bar{v}_l}^C = c_k^{n\bar{v}_l} k_{n\bar{v}_l}^N, \quad k_{pl}^C = c_k^{pl} k_{pl}^N, \quad (148)$$

$$c_k^{n\bar{v}_l} = \frac{m_{\bar{v}_l}^2}{m_p m_n}, \quad c_k^{pl} = \frac{m_l^2}{m_p m_n}. \quad (149)$$

Объединяя (142) и первые из (144), (147) и

$$b_{mc}^{n\bar{v}_l} = c_m^{n\bar{v}_l} b_{mn}^{n\bar{v}_l}, \quad b_{mc}^{pl} = c_m^{pl} b_{mn}^{pl} \quad (150)$$

с (122)-(124) при $s = n$ ($l = \bar{v}_l$), мы находим следующие четыре внутриатомные кулоновские связи:

$$v_{\bar{v}_l n}^C = \frac{m_n}{m_{\bar{v}_l}} \sqrt{\frac{m_p m_n}{m_{pl}^2}} c, \quad (151)$$

$$r_{\bar{v}_l n}^C = \left(\frac{m_{\bar{v}_l}}{m_n}\right)^2 \frac{\hbar}{m_p c}, \quad (152)$$

$$E_{\bar{v}_l n}^C = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_n}{m_{\bar{v}_l}}\right)^2 \sqrt{\frac{m_p m_n}{m_{pl}^2}} E_n^C, \quad (153)$$

$$E_n^C = m_n c^2. \quad (154)$$

Принимая в (122)-(124) атом с $s = p$ ($l = l$), используя (143) и вторые из (144), (147) и (150), мы приходим к равенствам

$$v_{lp}^C = \frac{m_p}{m_l} \sqrt{\frac{m_p m_n}{m_{pl}^2}} c, \quad (155)$$

$$r_{lp}^C = \left(\frac{m_l}{m_p}\right)^2 \frac{\hbar}{m_n c}, \quad (156)$$

$$E_{lp}^C = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_p}{m_l}\right)^2 \sqrt{\frac{m_p m_n}{m_{pl}^2}} E_p^C, \quad (157)$$

$$E_p^C = m_p c^2. \quad (158)$$

Сравнение (151) и (155) с (133) и (137) показывает, что

$$v_{\bar{v}_l n}^C = c_v^{n\bar{v}_l} v_{\bar{v}_l n}^N, \quad v_{lp}^C = c_v^{pl} v_{lp}^N, \quad (159)$$

$$c_v^{n\bar{v}_l} = \left(\frac{m_n}{m_{\bar{v}_l}}\right)^2, \quad c_v^{pl} = \left(\frac{m_p}{m_l}\right)^2. \quad (160)$$

Если для определенности мы рассмотрим структурные функции (134), (138), (152) и (156), то легко наблюдать различия

$$r_{\bar{v}_l n}^C = c_r^{n\bar{v}_l} r_{\bar{v}_l n}^N, \quad r_{lp}^C = c_r^{pl} r_{lp}^N, \quad (161)$$

$$c_r^{n\bar{v}_l} = \left(\frac{m_{\bar{v}_l}}{m_n}\right)^4, \quad c_r^{pl} = \left(\frac{m_l}{m_p}\right)^4, \quad (162)$$

которые показывают, что (151), (152), (155) и (156) становятся определенными благодаря отношению (107), выражающую идеи планковских массы и заряда. Поэтому, чтобы раскрыть связи (115) и (116) и использовать их вклады в количественном анализе атомных систем, надо выяснить природу планковской частицы, которая ответственна за гармонию между кулоновской и ньютоновской компонентами каждой структурной части внутриатомной объединенной силы.

Таким образом, мы можем ожидать из природы самого атома, что v_{ls}^N , r_{ls}^N и E_{ls}^N должны быть совместимы с v_{ls}^C , r_{ls}^C , E_{ls}^C и что, следовательно, v_{ls} , r_{ls} и E_{ls} равны следующим:

$$v_{ls} = v_{ls}^N + v_{ls}^C, \quad (163)$$

$$r_{ls} = r_{ls}^N + r_{ls}^C, \quad (164)$$

$$E_{ls} = E_{ls}^N + E_{ls}^C. \quad (165)$$

Здесь, однако, мы будем использовать вклады

$$v_{ls} = v_{ls}^C, \quad r_{ls} = r_{ls}^C, \quad E_{ls} = E_{ls}^C. \quad (166)$$

Этот подход не исключает, одновременно, следующие отношения:

$$m_l = m_l^E + m_l^W, \quad m_s = m_s^E + m_s^W, \quad (167)$$

$$e_l = e_l^E + e_l^W, \quad e_s = e_s^E + e_s^W. \quad (168)$$

При выборе числа N_n нейтронов и числа $N_{\bar{\nu}_l}$ антинейтрино (151)-(153) обобщают (166) на случай всех типов атомов с ядрами, которые не содержат антипротонов. Это дает право определить на их основе функции $v_{\bar{\nu}_ln}$, $r_{\bar{\nu}_ln}$, $T_{\bar{\nu}_ln}$ и $E_{\bar{\nu}_ln}$ в общем виде как следующие:

$$v_{\bar{\nu}_ln} = \frac{m_n}{m_{\bar{\nu}_l}} \left(\frac{N_n}{N_{\bar{\nu}_l}} \right) \sqrt{\frac{N_p N_n m_p m_n}{m_{pl}^2}} c, \quad (169)$$

$$r_{\bar{\nu}_ln} = \left(\frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_n} \right)^2 \left(\frac{N_{\bar{\nu}_l}}{N_n} \right)^2 \frac{\hbar}{N_p m_p c}, \quad (170)$$

$$T_{\bar{\nu}_ln} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_n} \right)^3 \left(\frac{N_{\bar{\nu}_l}}{N_n} \right)^3 \sqrt{\frac{m_{pl}^2}{N_p N_n m_p m_n} \frac{\hbar}{N_p m_p c}}, \quad (171)$$

$$E_{\bar{\nu}_ln} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_n}{m_{\bar{\nu}_l}} \right)^2 \left(\frac{N_n}{N_{\bar{\nu}_l}} \right)^2 \sqrt{\frac{N_p^3 N_n^3 m_p m_n}{m_{pl}^2}} E_n, \quad (172)$$

$$E_n = m_n c^2. \quad (173)$$

В присутствии числа N_p антипротонов и числа N_l лептонов составная структура (155)-(157) выражает идеи всех атомов с ядрами без нейтронов. Эти идеи преобразуют v_{lp} , r_{lp} , T_{lp} и E_{lp} из (166) в

$$v_{lp} = \frac{m_p}{m_l} \left(\frac{N_p}{N_l} \right) \sqrt{\frac{N_p N_n m_p m_n}{m_{pl}^2}} c, \quad (174)$$

$$r_{lp} = \left(\frac{m_l}{m_p} \right)^2 \left(\frac{N_l}{N_p} \right)^2 \frac{\hbar}{N_n m_n c}, \quad (175)$$

$$T_{lp} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{m_l}{m_p} \right)^3 \left(\frac{N_l}{N_p} \right)^3 \sqrt{\frac{m_{pl}^2}{N_p N_n m_p m_n} \frac{\hbar}{N_n m_n c}}, \quad (176)$$

$$E_{lp} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_p}{m_l} \right)^2 \left(\frac{N_p}{N_l} \right)^2 \sqrt{\frac{N_p^3 N_n^3 m_p m_n}{m_{pl}^2}} E_p, \quad (177)$$

$$E_p = m_p c^2. \quad (178)$$

Для количественного анализа атомных систем, желательно использовать урановое семейство, корень которого может быть символически представлен как

$$Fn_{92}^{92} + U_{92}^{92} \rightarrow U_{92}^{184}, \quad (179)$$

где Fn_{92}^{92} рассматривается как атом аль-Фергани уранового семейства. Его орбитальная структура имеет вид

$$Fn_{92}^{92} \rightarrow O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_e}^L, O_{\bar{\nu}_e}^R, O_{\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\bar{\nu}_e}^o = 1, 2, N_{\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \\ N_{\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, N_{\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8 \rightarrow N_{\bar{\nu}_e} = 13, 13, N_{\bar{\nu}_e} = 12, 12, N_{\bar{\nu}_\mu} = 11, 11, N_{\bar{\nu}_\tau} = 10, 10.$$

Антинейтринные орбиты четные порядки $N_{\bar{\nu}_l}^o = 2, 4, 6, 8$ содержат правые частицы. Однако, вопрос об ограничениях на их массы остается открытым.

Поэтому на данном этапе мы будем исходить из того факта, что (20), (40), (41), (43) и (44) могут быть рассмотрены как массы левых фермионов. В этом случае (169) для скоростей антинейтрино на орбитах нечетного ($N_{\bar{\nu}_l}^o = 1, 3, 5, 7$) порядка приводит к

$$v_{\bar{\nu}_e n} < 9.7198227 \cdot 10^4 \text{ m/s}, \\ v_{\bar{\nu}_e n} < 6.1115698 \text{ m/s}, \\ v_{\bar{\nu}_\mu n} < 9.8046575 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}, \\ v_{\bar{\nu}_\tau n} < 1.0074016 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}.$$

Подобным путем можно получить из (170) их радиусы

$$r_{\bar{\nu}_e n} < 1.0886828 \cdot 10^{-45} \text{ m}, \\ r_{\bar{\nu}_e n} < 2.7536738 \cdot 10^{-37} \text{ m}, \\ r_{\bar{\nu}_\mu n} < 1.0699246 \cdot 10^{-27} \text{ m}, \\ r_{\bar{\nu}_\tau n} < 1.0134743 \cdot 10^{-23} \text{ m}.$$

При этих значениях периоды (171) имеют ограничения

$$T_{\bar{\nu}_e n} < 7.0375728 \cdot 10^{-50} \text{ s}, \\ T_{\bar{\nu}_e n} < 2.8309981 \cdot 10^{-37} \text{ s}, \\ T_{\bar{\nu}_\mu n} < 6.8564710 \cdot 10^{-23} \text{ s}, \\ T_{\bar{\nu}_\tau n} < 6.3210611 \cdot 10^{-17} \text{ s}.$$

Можно также оценить абсолютные энергии (172), что

$$E_{\bar{\nu}_e n} < 6.4208393 \cdot 10^{20} \text{ eV}, \\ E_{\bar{\nu}_e n} < 2.5385204 \cdot 10^{12} \text{ eV}, \\ E_{\bar{\nu}_\mu n} < 6.5334108 \cdot 10^2 \text{ eV}, \\ E_{\bar{\nu}_\tau n} < 6.8973205 \cdot 10^{-2} \text{ eV}.$$

Учитывая наличие у U_{92}^{92} орбитальной последовательности такой как

$$U_{92}^{92} \rightarrow O_{\epsilon}^L, O_{\epsilon}^R, O_{\epsilon}^L, O_{\epsilon}^R, O_{\mu}^L, O_{\mu}^R, O_{\tau}^L, O_{\tau}^R \rightarrow N_{\epsilon}^o = 1, 2, N_{\epsilon}^o = 3, 4,$$

$N_\mu^o = 5, 6$, $N_\tau^o = 7, 8 \rightarrow N_\epsilon = 13, 13$, $N_e = 12, 12$, $N_\mu = 11, 11$, $N_\tau = 10, 10$,
для скоростей (174) в случае левых лептонов мы найдем, что

$$\begin{aligned}v_{ep} &= 4.3408534 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}, \\v_{ep} &= 2.9858953 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}, \\v_{\mu p} &= 1.5753578 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}, \\v_{\tau p} &= 1.0303643 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}.\end{aligned}$$

При массах (14), (38), (39), (43) и (44), нетрудно получить из (175) следующие радиусы лептонных орбит нечетного ($N_l^o = 1, 3, 5, 7$) порядка:

$$\begin{aligned}r_{ep} &= 5.4509174 \cdot 10^{-33} \text{ m}, \\r_{ep} &= 1.1520482 \cdot 10^{-26} \text{ m}, \\r_{\mu p} &= 4.1386757 \cdot 10^{-22} \text{ m}, \\r_{\tau p} &= 9.6747152 \cdot 10^{-20} \text{ m}.\end{aligned}$$

Уместно также заменить (176) точными периодами

$$\begin{aligned}T_{ep} &= 7.8899517 \cdot 10^{-31} \text{ s}, \\T_{ep} &= 2.4242419 \cdot 10^{-21} \text{ s}, \\T_{\mu p} &= 1.6506768 \cdot 10^{-14} \text{ s}, \\T_{\tau p} &= 7.8524520 \cdot 10^{-11} \text{ s}.\end{aligned}$$

Тем же путем можно видеть, что абсолютные энергия (177) равны

$$\begin{aligned}E_{ep} &= 1.2788721 \cdot 10^8 \text{ eV}, \\E_{ep} &= 60.5098452 \text{ eV}, \\E_{\mu p} &= 1.6843615 \cdot 10^{-3} \text{ eV}, \\E_{\tau p} &= 7.2054072 \cdot 10^{-6} \text{ eV}.\end{aligned}$$

Эти результаты ясно показывают, что каждая из наших формул содержат все из связей, необходимых для устойчивости и полноты атома. Некоторые из них утверждают, что изменение в радиусе любой из структурных частиц в атоме происходит в зависимости от типа орбиты. Это не означает, конечно, что времена жизни частиц на орбитах ядер должны оставаться неизменными. Тем самым, проявиться роль гравитации в атомном строительстве.

10. Бозоны и антинейтрино в атомах с ядрами бесспиновой структуры

Если мы выбираем атом $pn\bar{l}\bar{\nu}_l$ с ядром pn с равным количеством нейтронов и антипротонов, при котором вокруг каждого лептона l на орбите лептонной струи $l\bar{\nu}_l$ вращается из его собственного антинейтрино $\bar{\nu}_l$, то для случая $s = lpn$ и $l = \bar{\nu}_l$, когда (119) выступает как равенство

$$(v_{\bar{\nu}_l l pn}^N)^2 r_{\bar{\nu}_l l pn}^N = G_N m_l, \quad (180)$$

мы установим на основе (115) и (116) другую весьма характерную связь между переменными атомной $pnl\bar{\nu}_l$ системы и ее орбитальным лептонным $l\bar{\nu}_l$ атомом:

$$\left(\frac{m_{l\bar{\nu}_l}^o}{m_{pl}}\right)^2 \frac{m_{pn}}{b_{mn}^{l\bar{\nu}_l pn} m_{\bar{\nu}_l}} = \left(\frac{m_{pnl\bar{\nu}_l}^o}{m_{pl}}\right)^2 \frac{m_l}{b_{mn}^{pnl\bar{\nu}_l} m_{l\bar{\nu}_l}}, \quad (181)$$

где надо иметь в виду объединенные массы

$$m_{l\bar{\nu}_l} = m_l + m_{\bar{\nu}_l}, \quad m_{pn} = m_p + m_n \quad (182)$$

и $b_{mn}^{l\bar{\nu}_l pn}$ ($b_{mn}^{pnl\bar{\nu}_l}$) обозначает безразмерную величину орбитальной массы $m_{l\bar{\nu}_l}^o$ ($m_{pnl\bar{\nu}_l}^o$) атома, в котором лептон l (бозон pn) является ядром.

Дополнительный индекс pn у $v_{\bar{\nu}_l l pn}^N$, $r_{\bar{\nu}_l l pn}^N$, $m_{l\bar{\nu}_l}^o$ и $b_{mn}^{l\bar{\nu}_l pn}$ отличает их от соответствующих величин в атомах с ядрами с избыточными нейтронами или антипротонами.

В соответствии с теоремой 1, мы заключаем из (181), что

$$\left(\frac{m_{l\bar{\nu}_l}^o}{m_{pl}}\right)^2 = \frac{m_{pn}}{b_{mn}^{l\bar{\nu}_l pn} m_{\bar{\nu}_l}}, \quad b_{mn}^{l\bar{\nu}_l pn} = \frac{m_{pl}}{m_{\bar{\nu}_l}} \sqrt{\frac{m_{pn}}{m_l}}, \quad (183)$$

$$\left(\frac{m_{pnl\bar{\nu}_l}^o}{m_{pl}}\right)^2 = \frac{m_l}{b_{mn}^{pnl\bar{\nu}_l} m_{l\bar{\nu}_l}}, \quad b_{mn}^{pnl\bar{\nu}_l} = \frac{m_{pl}}{m_{l\bar{\nu}_l}} \sqrt{\frac{m_l}{m_{pn}}}. \quad (184)$$

Их унификация с (181) убеждает нас здесь в том, что

$$m_l m_{pn} = m_l m_{pn} \quad (185)$$

как для ароматной, так и для барионной симметрии.

Если мы связываем (183) и (184) с (115) при $s = pn$ (lpn) и $l = l\bar{\nu}_l$ ($\bar{\nu}_l$), то неожиданность скоростей $v_{\bar{\nu}_l l pn}^N \neq v_{l\bar{\nu}_l}^N$ будет иметь функциональную структуру

$$\frac{1}{k_{l\bar{\nu}_l pn}^N} \frac{m_{pn}}{b_{mn}^{l\bar{\nu}_l pn} m_{\bar{\nu}_l}} \neq \frac{1}{k_{pnl\bar{\nu}_l}^N} \frac{m_l}{b_{mn}^{pnl\bar{\nu}_l} m_{l\bar{\nu}_l}}. \quad (186)$$

Различие в величинах со скоростями $v_{\bar{\nu}_l l pn}^N$ и $v_{l\bar{\nu}_l}^N$ является следствием квантованной последовательности орбиты. Такая симметрия соответствует в неравенствах (186), а именно в атомах $l\bar{\nu}_l$ и $pnl\bar{\nu}_l$ одному из весьма важных выводов теоремы 2, что в них

$$k_{l\bar{\nu}_l pn}^N = \frac{m_l}{m_{\bar{\nu}_l}}, \quad k_{pnl\bar{\nu}_l}^N = \frac{m_{pn}}{m_{l\bar{\nu}_l}}. \quad (187)$$

Поэтому не удивительно, что структурная картина обоих типов связей (186)) и (187) предсказывает ароматно симметричное неравенство

$$m_{pn} m_{\bar{\nu}_l} \neq m_l m_{l\bar{\nu}_l} \quad (188)$$

для сохранения лептонного и барионного чисел.

Таким образом, совместно с (183) и первым из (187) равенства (115)-(117) определяют при $s = lpn$ ($l = \bar{\nu}_l$) следующие внутрискружные ньютоновские связи:

$$v_{\bar{\nu}_l l pn}^N = \frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_{pl}} \sqrt{\frac{m_{pn}}{m_l}} c, \quad (189)$$

$$r_{\bar{\nu}_l pn}^N = \left(\frac{m_l}{m_{\bar{\nu}_l}} \right)^2 \frac{\hbar}{m_{pn} c}, \quad (190)$$

$$E_{\bar{\nu}_l pn}^N = -\frac{1}{2} \frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_{pl}} \left(\frac{m_{pn}}{m_l} \right)^{3/2} E_{\nu_l}^N. \quad (191)$$

Используя (115)-(117) для $s = pn$ ($l = \bar{\nu}_l$), принимая (184) и второе из (187), мы приходим к выводам о том, что

$$v_{\bar{\nu}_l pn}^N = \frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_{pl}} \sqrt{\frac{m_l}{m_{pn}}} c, \quad (192)$$

$$r_{\bar{\nu}_l pn}^N = \left(\frac{m_{pn}}{m_{\bar{\nu}_l}} \right)^2 \frac{\hbar}{m_l c}, \quad (193)$$

$$E_{\bar{\nu}_l pn}^N = -\frac{1}{2} \frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_{pl}} \left(\frac{m_l}{m_{pn}} \right)^{3/2} E_{\bar{\nu}_l}^N, \quad (194)$$

$$E_{\bar{\nu}_l}^N = m_{\bar{\nu}_l} c^2. \quad (195)$$

Другое важное следствие (183) и (184) заключается в том, что отношение (107) при $s = pn$ (lpn) и $l = \bar{\nu}_l$ ($\bar{\nu}_l$) заменяет неравенство $c_m^{l\bar{\nu}_l pn} \neq c_m^{pn l\bar{\nu}_l}$ на

$$\left(\frac{e_{l\bar{\nu}_l pn}^o}{e_{pl}} \right)^2 \frac{b_{mn}^{l\bar{\nu}_l pn} m_{\bar{\nu}_l}}{m_{pn}} \neq \left(\frac{e_{pn l\bar{\nu}_l}^o}{e_{pl}} \right)^2 \frac{b_{mn}^{pn l\bar{\nu}_l} m_{l\bar{\nu}_l}}{m_l}, \quad (196)$$

в котором орбитальный заряд $e_{l\bar{\nu}_l pn}^o$ ($e_{pn l\bar{\nu}_l}^o$) атомной системы $l\bar{\nu}_l$ ($pn l\bar{\nu}_l$) включает безразмерную величину.

Здесь уместно отметить, что ароматная симметрия при условии (196) вполне совместима с идеями барионной симметрии. Такой принцип требует использовать теорему 2 и определить $(e_{l\bar{\nu}_l pn}^o/e_{pl})^2$ и $(e_{pn l\bar{\nu}_l}^o/e_{pl})^2$ в общем виде

$$\left(\frac{e_{l\bar{\nu}_l pn}^o}{e_{pl}} \right)^2 = \frac{m_l}{b_{mn}^{l\bar{\nu}_l pn} m_{\bar{\nu}_l}}, \quad b_{ch}^{l\bar{\nu}_l pn} = \frac{m_l}{b_{mn}^{l\bar{\nu}_l pn} m_{\bar{\nu}_l}} \frac{e_{pl}^2}{e_l e_{\bar{\nu}_l}}, \quad (197)$$

$$\left(\frac{e_{pn l\bar{\nu}_l}^o}{e_{pl}} \right)^2 = \frac{m_{pn}}{b_{mn}^{pn l\bar{\nu}_l} m_{l\bar{\nu}_l}}, \quad b_{ch}^{pn l\bar{\nu}_l} = \frac{m_{pn}}{b_{mn}^{pn l\bar{\nu}_l} m_{l\bar{\nu}_l}} \frac{e_{pl}^2}{e_{pn} e_{l\bar{\nu}_l}}. \quad (198)$$

Вместе с этими выражениями (183) и (184) образуют две объединенные связи из (107) в зависимости от типа ядра

$$c_m^{l\bar{\nu}_l pn} = \frac{m_l}{m_{pn}}, \quad c_m^{pn l\bar{\nu}_l} = \frac{m_{pn}}{m_l}. \quad (199)$$

Такие связи подтверждают, что природа не исключает как ароматную, так и барионную симметрию того неравенства, которое следует из отношения (107) для соответствующих двух типов атомов.

В этих обстоятельствах функциональная связь (196) становится ароматно симметричным неравенством

$$m_l^2 \neq m_{pn}^2, \quad (200)$$

а нетождественность $v_{\bar{v}_l l p n}^C \neq v_{l \bar{v}_l p n}^C$ в скоростях (122) при кулоновском строительстве атомных систем $l \bar{v}_l$ и $p n l \bar{v}_l$ ведет себя как

$$\frac{1}{k_{l \bar{v}_l p n}^C} \frac{m_l}{b_{m n}^{l \bar{v}_l p n} m_{\bar{v}_l}} \neq \frac{1}{k_{p n l \bar{v}_l}^C} \frac{m_{p n}}{b_{m n}^{p n l \bar{v}_l} m_{l \bar{v}_l}}. \quad (201)$$

Однако, несмотря на это, $(1/k_{l \bar{v}_l p n})$ и $(1/k_{p n l \bar{v}_l})$ приводят нас из неравенств (186) и (201) к одной и той же нетождественности (188), возникающей из неравенства (201) только в том случае, когда

$$k_{l \bar{v}_l p n}^C = \frac{m_{\bar{v}_l}}{m_{p n}}, \quad k_{p n l \bar{v}_l}^C = \frac{m_{l \bar{v}_l}}{m_l}. \quad (202)$$

Но здесь мы должны признать, что

$$k_{l \bar{v}_l p n}^C = c_k^{l \bar{v}_l p n} k_{l \bar{v}_l p n}^N, \quad k_{p n l \bar{v}_l}^C = c_k^{p n l \bar{v}_l} k_{p n l \bar{v}_l}^N, \quad (203)$$

$$c_k^{l \bar{v}_l p n} = \frac{m_{\bar{v}_l}^2}{m_{p n} m_l}, \quad c_k^{p n l \bar{v}_l} = \frac{m_{l \bar{v}_l}^2}{m_{p n} m_l}. \quad (204)$$

Следуя структуры (197), включая первые из (199), (202) и

$$b_{m c}^{l \bar{v}_l p n} = c_m^{l \bar{v}_l p n} b_{m n}^{l \bar{v}_l p n}, \quad b_{m c}^{p n l \bar{v}_l} = c_m^{p n l \bar{v}_l} b_{m n}^{p n l \bar{v}_l}, \quad (205)$$

можно найти из (122)-(124), что при $s = l p n$ ($l = \bar{v}_l$) внутрискруйные кулоновские связи на орбитах атома $p n l \bar{v}_l$ имеют виды

$$v_{\bar{v}_l l p n}^C = \frac{m_l}{m_{\bar{v}_l}} \sqrt{\frac{m_{p n} m_l}{m_{p l}^2}} c, \quad (206)$$

$$r_{\bar{v}_l l p n}^C = \left(\frac{m_{\bar{v}_l}}{m_l} \right)^2 \frac{\hbar}{m_{p n} c}, \quad (207)$$

$$E_{\bar{v}_l l p n}^C = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_l}{m_{\bar{v}_l}} \right)^2 \sqrt{\frac{m_{p n} m_l}{m_{p l}^2}} E_l^C, \quad (208)$$

$$E_l^C = m_l c^2. \quad (209)$$

Решение (198) вместе со вторыми из (199), (202) и (205) при использовании (122)-(124) для атома $s = p n$ ($l = l \bar{v}_l$) позволяет выводить еще четыре уравнения:

$$v_{l \bar{v}_l p n}^C = \frac{m_{p n}}{m_{l \bar{v}_l}} \sqrt{\frac{m_{p n} m_l}{m_{p l}^2}} c, \quad (210)$$

$$r_{l \bar{v}_l p n}^C = \left(\frac{m_{l \bar{v}_l}}{m_{p n}} \right)^2 \frac{\hbar}{m_l c}, \quad (211)$$

$$E_{l \bar{v}_l p}^C = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_{p n}}{m_{l \bar{v}_l}} \right)^2 \sqrt{\frac{m_{p n} m_l}{m_{p l}^2}} E_{p n}^C, \quad (212)$$

$$E_{p n}^C = m_{p n} c^2. \quad (213)$$

Внутрискруйные структурные функции (206) и (210) не совпадают с (189) и (192), а следовательно, среди них имеются отношения

$$v_{\bar{v}_l l p n}^C = c_v^{l \bar{v}_l p n} v_{\bar{v}_l l p n}^N, \quad v_{l \bar{v}_l p n}^C = c_v^{p n l \bar{v}_l} v_{l \bar{v}_l p n}^N, \quad (214)$$

$$c_v^{l\bar{\nu}_l pn} = \left(\frac{m_l}{m_{\bar{\nu}_l}} \right)^2, \quad c_v^{pn l\bar{\nu}_l} = \left(\frac{m_{pn}}{m_{l\bar{\nu}_l}} \right)^2. \quad (215)$$

Если сравнить (190), (193), (207) и (211), то можно видеть, что

$$r_{\bar{\nu}_l l pn}^C = c_r^{l\bar{\nu}_l pn} r_{\bar{\nu}_l l pn}^N, \quad r_{l\bar{\nu}_l pn}^C = c_r^{pn l\bar{\nu}_l} r_{l\bar{\nu}_l pn}^N, \quad (216)$$

$$c_r^{l\bar{\nu}_l pn} = \left(\frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_l} \right)^4, \quad c_r^{pn l\bar{\nu}_l} = \left(\frac{m_{l\bar{\nu}_l}}{m_{pn}} \right)^4. \quad (217)$$

В установлении (206), (207), (210) и (211) мы использовали отношение (107), потому что в нем проявятся динамические аспекты планковской частицы, ответственной за гармонию между кулоновской и ньютоновской частями любой структурной компоненты внутриатомной единой силы. Что касается ее роли, позволяющей нам раскрыть связи (115), (116) и включить в обсуждение их вклады, то она требует специального представления.

Однако тот факт, что само существование атомной системы ни в коей мере не исключает гармонию сил различной природы, свидетельствует о роли гравитации в ее строительстве. Функции (115)-(117) должны поэтому быть сравнимы с (122)-(124) при унификации сил в единое целое. Но здесь мы можем использовать, например, вклады (166), признав, что любое из (163)-(165) могло бы уточнить координаты внутриатомных частиц.

Число как антинейтрино, так и лептонов в $l\bar{\nu}_l$ не отличается от единицы. Такое равенство, однако, имеет место вне зависимости от бозонной структуры атомной системы $pn l\bar{\nu}_l$, а именно от того, что в ней

$$N_{pn} = N_p, \quad N_{l\bar{\nu}_l} = N_l. \quad (218)$$

Таким образом, (206)-(208) при $N_p > 1$ приводят нас из (166) к следующим:

$$v_{\bar{\nu}_l l pn} = \frac{m_l}{m_{\bar{\nu}_l}} \sqrt{\frac{m_{pn} m_l}{m_{pl}^2}} c, \quad (219)$$

$$r_{\bar{\nu}_l l pn} = \left(\frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_l} \right)^2 \frac{\hbar}{m_{pn} c}, \quad (220)$$

$$T_{\bar{\nu}_l l pn} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_l} \right)^3 \sqrt{\frac{m_{pl}^2}{m_{pn} m_l} \frac{\hbar}{m_{pn} c}}, \quad (221)$$

$$E_{\bar{\nu}_l l pn} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_l}{m_{\bar{\nu}_l}} \right)^2 \sqrt{\frac{m_{pn} m_l}{m_{pl}^2}} E_l, \quad (222)$$

$$E_l = m_l c^2, \quad m_{pn} = N_p (m_p + m_n). \quad (223)$$

Учитывая, что в присутствии (218) уравнения (210)-(212) обобщают (166) для всех типов атомных систем с бесспиновыми ядрами, получаем

$$v_{l\bar{\nu}_l pn} = \frac{m_{pn}}{N_{l\bar{\nu}_l} m_{l\bar{\nu}_l}} \sqrt{\frac{m_{pn} m_l}{m_{pl}^2}} c, \quad (224)$$

$$r_{l\bar{\nu}_l pn} = \left(\frac{N_{l\bar{\nu}_l} m_{l\bar{\nu}_l}}{m_{pn}} \right)^2 \frac{\hbar}{m_l c}, \quad (225)$$

$$T_{l\bar{\nu}_l pn} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{N_{l\bar{\nu}_l} m_{l\bar{\nu}_l}}{m_{pn}} \right)^3 \sqrt{\frac{m_{pl}^2}{m_{pn} m_l} \frac{\hbar}{m_l c}}, \quad (226)$$

$$E_{l\bar{\nu}_l p n} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_{pn}}{N_{l\bar{\nu}_l} m_{l\bar{\nu}_l}} \right)^2 \sqrt{\frac{m_{pn} m_l}{m_{pl}^2}} E_{pn}, \quad (227)$$

$$E_{pn} = m_{pn} c^2. \quad (228)$$

Чтобы показать их структурные особенности, можно использовать уранового корня U_{92}^{184} как пример:

$$\begin{aligned} U_{92}^{184} \rightarrow O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^L, \quad O_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^R, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^L, \quad O_{e\bar{\nu}_e}^R, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, \quad O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, \quad O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon}^o = 1, 2, \\ N_{e\bar{\nu}_e}^o = 3, 4, \quad N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 5, 6, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 7, 8 \rightarrow N_{\epsilon\bar{\nu}_\epsilon} = 13, 13, \quad N_{e\bar{\nu}_e} = 12, 12, \\ N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 11, 11, \quad N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 10, 10. \end{aligned}$$

Ранее было упомянуто, что (20), (40), (41), (43) и (44) представляют массы левых фермионов. Это позволяет выбрать только те бозонные орбиты, у которых нет правые частицы. Для такой связи мы должны вначале установить внутрискруйную картину правых антинейтрино.

Их скорости предсказываются в (219) как

$$\begin{aligned} v_{\bar{\nu}_\epsilon \epsilon p n} &< 4.1108353 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}, \\ v_{\bar{\nu}_e e p n} &< 1.4912703 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}, \\ v_{\bar{\nu}_\mu \mu p n} &< 6.5203866 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}, \\ v_{\bar{\nu}_\tau \tau p n} &< 4.2007081 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}. \end{aligned}$$

Радиусы (220) лежат в пределах

$$\begin{aligned} r_{\bar{\nu}_\epsilon \epsilon p n} &< 2.2845487 \cdot 10^{-31} \text{ m}, \\ r_{\bar{\nu}_e e p n} &< 2.7340753 \cdot 10^{-29} \text{ m}, \\ r_{\bar{\nu}_\mu \mu p n} &< 2.9570621 \cdot 10^{-24} \text{ m}, \\ r_{\bar{\nu}_\tau \tau p n} &< 1.1982383 \cdot 10^{-22} \text{ m}. \end{aligned}$$

Каждому типу антинейтрино соответствует в (221) своего рода периода

$$\begin{aligned} T_{\bar{\nu}_\epsilon \epsilon p n} &< 2.4690803 \cdot 10^{-24} \text{ s}, \\ T_{\bar{\nu}_e e p n} &< 1.1519508 \cdot 10^{-23} \text{ s}, \\ T_{\bar{\nu}_\mu \mu p n} &< 2.8494889 \cdot 10^{-16} \text{ s}, \\ T_{\bar{\nu}_\tau \tau p n} &< 1.7922582 \cdot 10^{-14} \text{ s}. \end{aligned}$$

Абсолютные величины энергий (222) дают оценки

$$\begin{aligned} E_{\bar{\nu}_\epsilon \epsilon p n} &< 4.9738413 \cdot 10^{-7} \text{ eV}, \\ E_{\bar{\nu}_e e p n} &< 2.5976213 \cdot 10^{-4} \text{ eV}, \\ E_{\bar{\nu}_\mu \mu p n} &< 1.4281760 \cdot 10^{-5} \text{ eV}, \\ E_{\bar{\nu}_\tau \tau p n} &< 1.2154597 \cdot 10^{-5} \text{ eV}. \end{aligned}$$

Имея (167), (182), (224) и следуя приведенной выше орбитальной структуре уранового корня U_{92}^{184} , для скоростей левых лептонных струй $l\bar{\nu}_l$, находим

$$\begin{aligned}v_{\epsilon\bar{\nu}_{\epsilon}pn} &= 7.5299171 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}, \\v_{e\bar{\nu}_{e}pn} &= 2.0555165 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}, \\v_{\mu\bar{\nu}_{\mu}pn} &= 1.5569310 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}, \\v_{\tau\bar{\nu}_{\tau}pn} &= 4.1404189 \cdot 10^{-9} \text{ m/s}.\end{aligned}$$

Основываясь на (225), можно также оценить радиусы:

$$\begin{aligned}r_{\epsilon\bar{\nu}_{\epsilon}pn} &= 3.6255062 \cdot 10^{-25} \text{ m}, \\r_{e\bar{\nu}_{e}pn} &= 4.8652716 \cdot 10^{-22} \text{ m}, \\r_{\mu\bar{\nu}_{\mu}pn} &= 8.4802819 \cdot 10^{-20} \text{ m}, \\r_{\tau\bar{\nu}_{\tau}pn} &= 1.1991140 \cdot 10^{-18} \text{ m}.\end{aligned}$$

При таких обстоятельствах периоды (226) сводятся к численным данным

$$\begin{aligned}T_{\epsilon\bar{\nu}_{\epsilon}pn} &= 3.0252295 \cdot 10^{-19} \text{ s}, \\T_{e\bar{\nu}_{e}pn} &= 1.4871883 \cdot 10^{-14} \text{ s}, \\T_{\mu\bar{\nu}_{\mu}pn} &= 3.4223212 \cdot 10^{-11} \text{ s}, \\T_{\tau\bar{\nu}_{\tau}pn} &= 1.8196843 \cdot 10^{-9} \text{ s}.\end{aligned}$$

Абсолютные значения энергий (227) становятся равными

$$\begin{aligned}E_{\epsilon\bar{\nu}_{\epsilon}pn} &= 8.8858837 \cdot 10^4 \text{ eV}, \\E_{e\bar{\nu}_{e}pn} &= 1.6685178 \text{ eV}, \\E_{\mu\bar{\nu}_{\mu}pn} &= 1.3314219 \cdot 10^{-3} \text{ eV}, \\E_{\tau\bar{\nu}_{\tau}pn} &= 2.2960163 \cdot 10^{-5} \text{ eV}.\end{aligned}$$

Одна особенность этих результатов является то, что

$$v_{\bar{\nu}_l l pn} < v_{l \bar{\nu}_l pn}, \quad r_{\bar{\nu}_l l pn} < r_{l \bar{\nu}_l pn}, \quad (229)$$

$$T_{\bar{\nu}_l l pn} < T_{l \bar{\nu}_l pn}, \quad E_{\bar{\nu}_l l pn} < E_{l \bar{\nu}_l pn} \quad (230)$$

совместимы с теми, которые между объектами в Солнечной системе.

11. Лептоны, вращающихся вокруг ядра с избыточным нейтроном или антипротоном

Для орбитального движения лептонных струй $l\bar{\nu}_l$ ядро pn с нулевым спином и изоспином не является единственным внутриатомным объектом с бозонными орбитами. Такие орбиты могут проявиться даже в атоме с ядром pnn или pnp , а именно с ядром с избыточными нейтронами или антипротонами. В первом случае из нашего раного анализа мы найдем множество атомов $pnnl\bar{\nu}_l\bar{\nu}_l$, вокруг ядер которых движутся не только лептонные

струи $l\bar{\nu}_l$, но также и антинейтрино $\bar{\nu}_l$ из лептонных семейств. Ядро атома $pnpl\bar{\nu}_l l$ для второго случая должно иметь струйные, так же как и лептонные орбиты. Другими словами, среди его орбитальных частиц можно найти как бозоны $l\bar{\nu}_l$, так и лептоны l , каждый из которых вращается вокруг него по своей собственной орбите.

В обоих атомах, как мы можем ожидать из проведенного в десятом параграфе обсуждения, квантованную последовательность орбиты $l\bar{\nu}_l$ не может измениться, так что существует связь между атомными системами $pnpl\bar{\nu}_l l$ и $pnpl\bar{\nu}_l l$, а отношение (107) для $pnpl\bar{\nu}_l l$ и $pnpl$ не совпадает, вследствие которого (119) выполняется вне зависимости от величины переменных. Поэтому, чтобы использовать эти аспекты в строительстве внутриатомных структурных функций v_{ls} , r_{ls} , T_{ls} и E_{ls} для $s = pnp$ (pnn) и $l = l$ ($\bar{\nu}_l$), надо обратиться к заменам

$$N_n m_n \rightarrow m_{pnn}, \quad N_p m_p \rightarrow m_{pnp}, \quad (231)$$

потому что они могут обобщить ранние уравнения (126)-(178) на случай исследуемых типов ядер с ненулевым спином. Для такого выбора объектов (151)-(153) определяют структуру (169)-(173) как следующая:

$$v_{\bar{\nu}_l pnn} = \frac{m_{pnn}}{N_{\bar{\nu}_l} m_{\bar{\nu}_l}} \sqrt{\frac{m_{pnp} m_{pnn}}{m_{pl}^2}} c, \quad (232)$$

$$r_{\bar{\nu}_l pnn} = \left(\frac{N_{\bar{\nu}_l} m_{\bar{\nu}_l}}{m_{pnn}} \right)^2 \frac{\hbar}{m_{pnp} c}, \quad (233)$$

$$T_{\bar{\nu}_l pnn} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{N_{\bar{\nu}_l} m_{\bar{\nu}_l}}{m_{pnn}} \right)^3 \sqrt{\frac{m_{pl}^2}{m_{pnp} m_{pnn}}} \frac{\hbar}{m_{pnp} c}, \quad (234)$$

$$E_{\bar{\nu}_l pnn} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_{pnn}}{N_{\bar{\nu}_l} m_{\bar{\nu}_l}} \right)^2 \sqrt{\frac{m_{pnp} m_{pnn}}{m_{pl}^2}} E_{pnn}, \quad (235)$$

$$E_{pnn} = m_{pnn} c^2, \quad m_{pnn} = m_{pn} + (A - 2N_p) m_n, \quad m_{pnp} = m_{pn} + (A - 2N_p) m_p. \quad (236)$$

В то же время выбранные замены (231) заменяют (174)-(178) на

$$v_{lpnp} = \frac{m_{pnp}}{N_l m_l} \sqrt{\frac{m_{pnp} m_{pnn}}{m_{pl}^2}} c, \quad (237)$$

$$r_{lpnp} = \left(\frac{N_l m_l}{m_{pnp}} \right)^2 \frac{\hbar}{m_{pnn} c}, \quad (238)$$

$$T_{lpnp} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{N_l m_l}{m_{pnp}} \right)^3 \sqrt{\frac{m_{pl}^2}{m_{pnp} m_{pnn}}} \frac{\hbar}{m_{pnn} c}, \quad (239)$$

$$E_{lpnp} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_{pnp}}{N_l m_l} \right)^2 \sqrt{\frac{m_{pnp} m_{pnn}}{m_{pl}^2}} E_{pnp}, \quad (240)$$

$$E_{pnp} = m_{pnp} c^2. \quad (241)$$

Возвращаясь к орбитальной структуре U_{92}^{238} атома, приведенной в третьем параграфе, мы замечаем, что совместно с массами (20), (40), (41), (43) и (44) решение (232) предсказывает скорости правых антинейтрино:

$$v_{\bar{\nu}_e pnn} < 1.0564742 \cdot 10^6 \text{ m/s},$$

$$\begin{aligned}
v_{\bar{\nu}_e p n n} &< 7.0078241 \cdot 10^{-1} \text{ m/s}, \\
v_{\bar{\nu}_\mu p n n} &< 1.2023227 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}, \\
v_{\bar{\nu}_\tau p n n} &< 1.1230487 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}.
\end{aligned}$$

Радиусы (233) их орбиты имеют ограничения

$$\begin{aligned}
r_{\bar{\nu}_e p n n} &< 2.3826388 \cdot 10^{-47} \text{ m}, \\
r_{\bar{\nu}_e p n n} &< 5.4151396 \cdot 10^{-39} \text{ m}, \\
r_{\bar{\nu}_\mu p n n} &< 1.8396445 \cdot 10^{-29} \text{ m}, \\
r_{\bar{\nu}_\tau p n n} &< 2.1085254 \cdot 10^{-25} \text{ m}.
\end{aligned}$$

В этих орбитах периоды (234) ведут себя как

$$\begin{aligned}
T_{\bar{\nu}_e p n n} &< 1.4170303 \cdot 10^{-59} \text{ s}, \\
T_{\bar{\nu}_e p n n} &< 4.8551911 \cdot 10^{-40} \text{ s}, \\
T_{\bar{\nu}_\mu p n n} &< 9.6137473 \cdot 10^{-26} \text{ s}, \\
T_{\bar{\nu}_\tau p n n} &< 1.1796688 \cdot 10^{-19} \text{ s}.
\end{aligned}$$

Абсолютные энергии из (235) можно свести к

$$\begin{aligned}
E_{\bar{\nu}_e p n n} &< 7.5816144 \cdot 10^{22} \text{ eV}, \\
E_{\bar{\nu}_e p n n} &< 3.3358787 \cdot 10^{14} \text{ eV}, \\
E_{\bar{\nu}_\mu p n n} &< 9.8194238 \cdot 10^4 \text{ eV}, \\
E_{\bar{\nu}_\tau p n n} &< 8.5672427 \text{ eV}.
\end{aligned}$$

Сравнение этих значений с оценками (169)-(172) для $F n_{92}^{92}$ атома из уранового семейства еще раз убеждает нас о существовании неравенств:

$$v_{\bar{\nu}_l n} < v_{\bar{\nu}_l p n n}, \quad r_{\bar{\nu}_l n} > r_{\bar{\nu}_l p n n}, \quad (242)$$

$$T_{\bar{\nu}_l n} > T_{\bar{\nu}_l p n n}, \quad E_{\bar{\nu}_l n} < E_{\bar{\nu}_l p n n}. \quad (243)$$

Такой вывод можно сделать, исследуя орбитальную структуру урана

$$\begin{aligned}
U_{92}^{130} &\rightarrow O_\epsilon^L, O_\epsilon^R, O_e^L, O_e^R, O_\mu^L, O_\mu^R, O_\tau^L, O_\tau^R, O_{\epsilon\bar{\nu}_e}^L, O_{\epsilon\bar{\nu}_e}^R, O_{e\bar{\nu}_e}^L, O_{e\bar{\nu}_e}^R, \\
O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^L, O_{\mu\bar{\nu}_\mu}^R, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^L, O_{\tau\bar{\nu}_\tau}^R &\rightarrow N_\epsilon^o = 1, 2, N_e^o = 3, 4, N_\mu^o = 5, 6, N_\tau^o = 7, 8, \\
N_{\epsilon\bar{\nu}_e}^o = 9, 10, N_{e\bar{\nu}_e}^o = 11, 12, N_{\mu\bar{\nu}_\mu}^o = 13, 14, N_{\tau\bar{\nu}_\tau}^o = 15, 16 &\rightarrow N_\epsilon = 8, 8, \\
N_e = 7, 7, N_\mu = 6, 6, N_\tau = 6, 6, N_{\epsilon\bar{\nu}_e} = 6, 6, \\
N_{e\bar{\nu}_e} = 5, 5, N_{\mu\bar{\nu}_\mu} = 4, 4, N_{\tau\bar{\nu}_\tau} = 4, 4,
\end{aligned}$$

которая имеет как лептонные, так и струйные орбиты.

Функция (237) вместе с (14), (38), (39), (43) и (44) определяет скорости лептонов на орбитах нечетного ($N_l^o = 1, 3, 5, 7$) порядка

$$\begin{aligned}
v_{\epsilon p n p} &= 1.4090116 \cdot 10^{-1} \text{ m/s}, \\
v_{\epsilon p n p} &= 1.0224542 \cdot 10^{-4} \text{ m/s},
\end{aligned}$$

$$v_{\mu pnp} = 5.7690824 \cdot 10^{-7} \text{ m/s},$$

$$v_{\tau pnp} = 3.4302491 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}.$$

В данном случае из (238) мы находим радиусы

$$r_{\epsilon pnp} = 7.3134310 \cdot 10^{-34} \text{ m},$$

$$r_{e pnp} = 1.3888731 \cdot 10^{-27} \text{ m},$$

$$r_{\mu pnp} = 4.3625140 \cdot 10^{-23} \text{ m},$$

$$r_{\tau pnp} = 1.2339540 \cdot 10^{-19} \text{ m}.$$

Периоды (239), таким образом, имеют значения

$$T_{\epsilon pnp} = 1.3045071 \cdot 10^{-31} \text{ s},$$

$$T_{e pnp} = 8.5349025 \cdot 10^{-23} \text{ s},$$

$$T_{\mu pnp} = 4.7512727 \cdot 10^{-16} \text{ s},$$

$$T_{\tau pnp} = 2.2602329 \cdot 10^{-12} \text{ s}.$$

Согласно (240), абсолютные энергии равны

$$E_{\epsilon pnp} = 1.3479720 \cdot 10^9 \text{ eV},$$

$$E_{e pnp} = 7.0980572 \cdot 10^2 \text{ eV},$$

$$E_{\mu pnp} = 2.2597751 \cdot 10^{-2} \text{ eV},$$

$$E_{\tau pnp} = 7.9891959 \cdot 10^{-5} \text{ eV}.$$

Эти величины и те оценки, которые следуют из (174)-(177) для изотопа U_{92}^{92} урана из его семейства, удовлетворяют условиям

$$v_{lp} < v_{lpnp}, \quad r_{lp} > r_{lpnp}, \quad (244)$$

$$T_{ep} > T_{lpnp}, \quad E_{lp} < E_{lpnp}. \quad (245)$$

Подобно отношениям (242) и (243), они просто отражают тот факт, что каждое из существующих типов ядер образует своего рода атомной системы.

12. Лептонные струи в атомах с ядрами с избыточными нейтронами

Согласно предыдущему анализу, общая картина атомных систем существенно зависит от изотопической структуры ядра.

Чтобы выразить эту идею более ясно, необходимо использовать замену

$$m_{pn} \rightarrow m_{pnn} \quad (246)$$

в (180)-(227) для систем из $pnnl\bar{\nu}_l$ и $l\bar{\nu}_l$ типов как единство законов ароматной и барионной симметрий. Это просто заменяет (219)-(222) с

$$v_{\bar{\nu}_l lpnn} = \frac{m_l}{m_{\bar{\nu}_l}} \sqrt{\frac{m_{pnn} m_l}{m_{pl}^2}} c, \quad (247)$$

$$r_{\bar{\nu}_l p n n} = \left(\frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_l} \right)^2 \frac{\hbar}{m_{p n n} c}, \quad (248)$$

$$T_{\bar{\nu}_l p n n} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_l} \right)^3 \sqrt{\frac{m_{p l}^2}{m_{p n n} m_l} \frac{\hbar}{m_{p n n} c}}, \quad (249)$$

$$E_{\bar{\nu}_l p n n} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_l}{m_{\bar{\nu}_l}} \right)^2 \sqrt{\frac{m_{p n n} m_l}{m_{p l}^2}} E_l. \quad (250)$$

Учет выбранного преобразования (246) дает шанс для перехода из (224)-(227) в

$$v_{l \bar{\nu}_l p n n} = \frac{m_{p n n}}{N_{l \bar{\nu}_l} m_{l \bar{\nu}_l}} \sqrt{\frac{m_{p n n} m_l}{m_{p l}^2}} c, \quad (251)$$

$$r_{l \bar{\nu}_l p n n} = \left(\frac{N_{l \bar{\nu}_l} m_{l \bar{\nu}_l}}{m_{p n n}} \right)^2 \frac{\hbar}{m_l c}, \quad (252)$$

$$T_{l \bar{\nu}_l p n n} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{N_{l \bar{\nu}_l} m_{l \bar{\nu}_l}}{m_{p n n}} \right)^3 \sqrt{\frac{m_{p l}^2}{m_{p n n} m_l} \frac{\hbar}{m_l c}}, \quad (253)$$

$$E_{l \bar{\nu}_l p n n} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_{p n n}}{N_{l \bar{\nu}_l} m_{l \bar{\nu}_l}} \right)^2 \sqrt{\frac{m_{p n n} m_l}{m_{p l}^2}} E_{p n n}. \quad (254)$$

Поэтому если исходить из орбитальной структуры уранового изотопа U_{92}^{238} и тогда производить явные вычисления, можно установить количественные ограничения на внутриструйные функции (247)-(250) для антинейтрино из левых струй.

Скорости (247) выступают в них как

$$v_{\bar{\nu}_e \epsilon p n n} < 4.6756670 \cdot 10^{-7} \text{ м/с,}$$

$$v_{\bar{\nu}_e e p n n} < 1.6961719 \cdot 10^{-6} \text{ м/с,}$$

$$v_{\bar{\nu}_\mu \mu p n n} < 7.4162924 \cdot 10^{-8} \text{ м/с,}$$

$$v_{\bar{\nu}_\tau \tau p n n} < 4.7778884 \cdot 10^{-8} \text{ м/с.}$$

Любому типу скорости соответствует в (248) своего рода радиуса

$$r_{\bar{\nu}_e \epsilon p n n} < 1.7659297 \cdot 10^{-31} \text{ м,}$$

$$r_{\bar{\nu}_e e p n n} < 2.1134086 \cdot 10^{-29} \text{ м,}$$

$$r_{\bar{\nu}_\mu \mu p n n} < 2.2857749 \cdot 10^{-24} \text{ м,}$$

$$r_{\bar{\nu}_\tau \tau p n n} < 9.2622443 \cdot 10^{-23} \text{ м.}$$

Периоды (249) ограничены величинами

$$T_{\bar{\nu}_e \epsilon p n n} < 1.6780106 \cdot 10^{-24} \text{ с,}$$

$$T_{\bar{\nu}_e e p n n} < 7.8287687 \cdot 10^{-23} \text{ с,}$$

$$T_{\bar{\nu}_\mu \mu p n n} < 1.9365400 \cdot 10^{-16} \text{ с,}$$

$$T_{\bar{\nu}_\tau \tau p n n} < 1.2180359 \cdot 10^{-14} \text{ с.}$$

Анализ абсолютных энергий (250) предполагает, что

$$E_{\bar{\nu}_e \epsilon p n n} < 5.6572506 \cdot 10^{-7} \text{ eV},$$

$$E_{\bar{\nu}_e e p n n} < 5.9090728 \cdot 10^{-4} \text{ eV},$$

$$E_{\bar{\nu}_\mu \mu p n n} < 1.6244084 \cdot 10^{-2} \text{ eV},$$

$$E_{\bar{\nu}_\tau \tau p n n} < 2.7649296 \cdot 10^{-2} \text{ eV}.$$

Как их сравнение с оценками вытекающими из (219)-(222) для уранового корня U_{92}^{184} , получается только часть общей картины:

$$v_{\bar{\nu}_l p n} < v_{\bar{\nu}_l p n n}, \quad r_{\bar{\nu}_l p n} > r_{\bar{\nu}_l p n n}, \quad (255)$$

$$T_{\bar{\nu}_l p n} > T_{\bar{\nu}_l p n n}, \quad E_{\bar{\nu}_l p n} < E_{\bar{\nu}_l p n n}. \quad (256)$$

Что касается поведения $l\bar{\nu}_l$ в U_{92}^{238} атоме, то скорости (251) для нечетного ($N_{l\bar{\nu}_l}^o = 9, 11, 13, 15$) порядка орбит лептонных струй имеют значения

$$v_{e\bar{\nu}_e p n n} = 1.1079768 \cdot 10^{-5} \text{ m/s},$$

$$v_{e\bar{\nu}_e p n n} = 3.0245549 \cdot 10^{-7} \text{ m/s},$$

$$v_{\mu\bar{\nu}_\mu p n n} = 2.2909197 \cdot 10^{-8} \text{ m/s},$$

$$v_{\tau\bar{\nu}_\tau p n n} = 6.0923491 \cdot 10^{-9} \text{ m/s}.$$

Можно также оценить радиусы (252), что

$$r_{e\bar{\nu}_e p n n} = 2.1662803 \cdot 10^{-25} \text{ m},$$

$$r_{e\bar{\nu}_e p n n} = 2.9070540 \cdot 10^{-22} \text{ m},$$

$$r_{\mu\bar{\nu}_\mu p n n} = 5.0670629 \cdot 10^{-20} \text{ m},$$

$$r_{\tau\bar{\nu}_\tau p n n} = 7.1648398 \cdot 10^{-19} \text{ m}.$$

К таким скоростям и радиусам относятся периоды (253), которые равны

$$T_{e\bar{\nu}_e p n n} = 1.2284679 \cdot 10^{-19} \text{ s},$$

$$T_{e\bar{\nu}_e p n n} = 6.0390899 \cdot 10^{-15} \text{ s},$$

$$T_{\mu\bar{\nu}_\mu p n n} = 1.3897167 \cdot 10^{-11} \text{ s},$$

$$T_{\tau\bar{\nu}_\tau p n n} = 7.3892705 \cdot 10^{-10} \text{ s}.$$

Они, конечно, являются следствиями энергий (254) со следующими абсолютными значениями:

$$E_{e\bar{\nu}_e p n n} = 2.1882407 \cdot 10^5 \text{ eV},$$

$$E_{e\bar{\nu}_e p n n} = 4.1088979 \text{ eV},$$

$$E_{\mu\bar{\nu}_\mu p n n} = 1.6393821 \cdot 10^{-3} \text{ eV},$$

$$E_{\tau\bar{\nu}_\tau p n n} = 2.8270889 \cdot 10^{-5} \text{ eV}.$$

Если теперь мы сравниваем эти величины с теми, которые следуют из (224)-(227) для уранового корня U_{92}^{184} , который не имеет ни спин, ни изоспин, то мы видим, что

$$v_{l\bar{\nu}_l p n} < v_{l\bar{\nu}_l p n n}, \quad r_{l\bar{\nu}_l p n} > r_{l\bar{\nu}_l p n n}, \quad (257)$$

$$T_{l\bar{\nu}_l p n} > T_{l\bar{\nu}_l p n n}, \quad E_{l\bar{\nu}_l p n} < E_{l\bar{\nu}_l p n n}. \quad (258)$$

Как в отношениях (229) и (230), оценки, найденные здесь, приводят к неравенствам

$$v_{\bar{\nu}_l p n n} < v_{l\bar{\nu}_l p n n}, \quad r_{\bar{\nu}_l p n n} < r_{l\bar{\nu}_l p n n}, \quad (259)$$

$$T_{\bar{\nu}_l p n n} < T_{l\bar{\nu}_l p n n}, \quad E_{\bar{\nu}_l p n n} < E_{l\bar{\nu}_l p n n}, \quad (260)$$

которые не зависят от спиновой или изоспиновой структуры атомного ядра.

13. Орбитальные струи атомов с ядрами с избыточными антипротонами

Особенно важно отметить, что хотя неравенства такие как (229), (230), (259) и (260) существуют между Землей, Луной и Солнцем, возможность их существования у атомов не препятствует общей картине таких систем проявлять также явную зависимость от спина и изоспина ядер. Чтобы решить этот вопрос с точки зрения избыточного антипротона, надо выбрать замену

$$m_{pn} \rightarrow m_{pnp} \quad (261)$$

чтобы установить природу систем $pnp l \bar{\nu}_l$ и $l \bar{\nu}_l$ типов, обобщая (180)-(227) на случай таких атомов. Конечно, (219)-(222) здесь имеют следующую структуру:

$$v_{\bar{\nu}_l p n p} = \frac{m_l}{m_{\bar{\nu}_l}} \sqrt{\frac{m_{pnp} m_l}{m_{pl}^2}} c, \quad (262)$$

$$r_{\bar{\nu}_l p n p} = \left(\frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_l} \right)^2 \frac{\hbar}{m_{pnp} c}, \quad (263)$$

$$T_{\bar{\nu}_l p n p} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{m_{\bar{\nu}_l}}{m_l} \right)^3 \sqrt{\frac{m_{pl}^2}{m_{pnp} m_l} \frac{\hbar}{m_{pnp} c}}, \quad (264)$$

$$E_{\bar{\nu}_l p n p} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_l}{m_{\bar{\nu}_l}} \right)^2 \sqrt{\frac{m_{pnp} m_l}{m_{pl}^2}} E_l. \quad (265)$$

Эти внутрискруйные связи осуществляются в атомах $pnp l \bar{\nu}_l$ типов, для которых условие (261) обобщает структурные функции (224)-(227), преобразуя их в следующие виды:

$$v_{l\bar{\nu}_l p n p} = \frac{m_{pnp}}{N_{l\bar{\nu}_l} m_l m_{\bar{\nu}_l}} \sqrt{\frac{m_{pnp} m_l}{m_{pl}^2}} c, \quad (266)$$

$$r_{l\bar{\nu}_l p n p} = \left(\frac{N_{l\bar{\nu}_l} m_l m_{\bar{\nu}_l}}{m_{pnp}} \right)^2 \frac{\hbar}{m_l c}, \quad (267)$$

$$T_{l\bar{\nu}_l p n p} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{N_{l\bar{\nu}_l} m_l m_{\bar{\nu}_l}}{m_{pnp}} \right)^3 \sqrt{\frac{m_{pl}^2}{m_{pnp} m_l} \frac{\hbar}{m_l c}}, \quad (268)$$

$$E_{l\bar{\nu}_l p n p} = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_{pnp}}{N_{l\bar{\nu}_l} m_l m_{\bar{\nu}_l}} \right)^2 \sqrt{\frac{m_{pnp} m_l}{m_{pl}^2}} E_{pnp}. \quad (269)$$

Мы будем теперь сделать на основе (262)-(269) явные вычисления, относящейся к внутриаомным левым объектам в урановом изотопе U_{92}^{130} , орбитальная структура которого дана в одиннадцатом параграфе. Это требует следовать логике природы лептонных струй

$l\bar{\nu}_l$ на орбитах нечетных ($N_{l\bar{\nu}_l}^o = 9, 11, 13, 15$) порядок. Из (262), можно определить верхние пределы на внутрискруйные скорости правых антинейтрино

$$\begin{aligned} v_{\bar{\nu}_e \epsilon p n p} &< 3.4548620 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}, \\ v_{\bar{\nu}_e e p n p} &< 1.2533056 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}, \\ v_{\bar{\nu}_\mu \mu p n p} &< 5.4799170 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}, \\ v_{\bar{\nu}_\tau \tau p n p} &< 3.5303936 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}. \end{aligned}$$

С помощью (263) мы найдем радиусы их орбит

$$\begin{aligned} r_{\bar{\nu}_e \epsilon p n p} &< 3.2344404 \cdot 10^{-31} \text{ m}, \\ r_{\bar{\nu}_e e p n p} &< 3.8708755 \cdot 10^{-29} \text{ m}, \\ r_{\bar{\nu}_\mu \mu p n p} &< 4.1865780 \cdot 10^{-24} \text{ m}, \\ r_{\bar{\nu}_\tau \tau p n p} &< 1.6964535 \cdot 10^{-22} \text{ m}. \end{aligned}$$

Внутрискруйные периоды, как найдены из (264), имеют пределы

$$\begin{aligned} T_{\bar{\nu}_e \epsilon p n p} &< 5.8823155 \cdot 10^{-24} \text{ s}, \\ T_{\bar{\nu}_e e p n p} &< 1.9405822 \cdot 10^{-22} \text{ s}, \\ T_{\bar{\nu}_\mu \mu p n p} &< 4.8002635 \cdot 10^{-16} \text{ s}, \\ T_{\bar{\nu}_\tau \tau p n p} &< 3.0192473 \cdot 10^{-14} \text{ s}. \end{aligned}$$

Можно видеть из (265), что абсолютные энергия удовлетворяют

$$\begin{aligned} E_{\bar{\nu}_e \epsilon p n p} &< 2.0900783 \cdot 10^{-7} \text{ eV}, \\ E_{\bar{\nu}_e e p n p} &< 4.3662286 \cdot 10^{-4} \text{ eV}, \\ E_{\bar{\nu}_\mu \mu p n p} &< 1.2002794 \cdot 10^{-5} \text{ eV}, \\ E_{\bar{\nu}_\tau \tau p n p} &< 2.0430134 \cdot 10^{-5} \text{ eV}. \end{aligned}$$

Теперь взглянем на верхние пределы, полученные в (219)-(222) для U_{92}^{184} , которые совместно с предыдущими показывают, что

$$v_{\bar{\nu}_l l p n} < v_{\bar{\nu}_l l p n p}, \quad r_{\bar{\nu}_l l p n} > r_{\bar{\nu}_l l p n p}, \quad (270)$$

$$T_{\bar{\nu}_l l p n} > T_{\bar{\nu}_l l p n p}, \quad E_{\bar{\nu}_l l p n} < E_{\bar{\nu}_l l p n p}. \quad (271)$$

Как в урановом корне U_{92}^{184} и его изотопе U_{92}^{238} , каждый лептонный бозон $l\bar{\nu}_l$ в U_{92}^{130} сам должен отличаться от других значениями (266)-(269), согласно которым, $v_{l\bar{\nu}_l p n p}$ совпадает со скоростями из

$$\begin{aligned} v_{e\bar{\nu}_e p n p} &= 1.9369311 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}, \\ v_{e\bar{\nu}_e p n p} &= 2.9284250 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}, \\ v_{\mu\bar{\nu}_\mu p n p} &= 2.5415811 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}, \\ v_{\tau\bar{\nu}_\tau p n p} &= 6.1444950 \cdot 10^{-9} \text{ m/s}. \end{aligned}$$

Для этих скоростей, анализ радиусов $r_{l\bar{\nu}_l p n p}$ указывает, что

$$r_{e\bar{\nu}_e p n p} = 1.5480391 \cdot 10^{-25} \text{ m},$$

$$\begin{aligned}
r_{e\bar{\nu}_e p n p} &= 1.6309793 \cdot 10^{-22} \text{ m}, \\
r_{\mu\bar{\nu}_\mu p n p} &= 2.2477208 \cdot 10^{-20} \text{ m}, \\
r_{\tau\bar{\nu}_\tau p n p} &= 3.8457223 \cdot 10^{-19} \text{ m}.
\end{aligned}$$

Основываясь на эти скорости и радиусы можно оценить периоды $T_{l\bar{\nu}_i p n p}$ и найти, что

$$\begin{aligned}
T_{e\bar{\nu}_e p n p} &= 5.0216634 \cdot 10^{-20} \text{ s}, \\
T_{\mu\bar{\nu}_\mu p n p} &= 3.6326857 \cdot 10^{-15} \text{ s}, \\
T_{\tau\bar{\nu}_\tau p n p} &= 5.5567169 \cdot 10^{-12} \text{ s}, \\
T_{\tau\bar{\nu}_\tau p n p} &= 3.9325259 \cdot 10^{-10} \text{ s}.
\end{aligned}$$

К ним мы должны только добавить, что абсолютные энергия $E_{l\bar{\nu}_i p n p}$ равны

$$\begin{aligned}
E_{e\bar{\nu}_e p n p} &= 1.2353478 \cdot 10^5 \text{ eV}, \\
E_{\mu\bar{\nu}_\mu p n p} &= 2.8461499 \text{ eV}, \\
E_{\mu\bar{\nu}_\mu p n p} &= 1.4909240 \cdot 10^{-3} \text{ eV}, \\
E_{\tau\bar{\nu}_\tau p n p} &= 2.1248556 \cdot 10^{-5} \text{ eV}.
\end{aligned}$$

Уместно также сравнить эти оценки с теми, найденными в (224)-(227) для U_{92}^{184} с одним и тем же выбором массы частиц. Это позволяет установить следующие неравенства:

$$v_{l\bar{\nu}_i p n} < v_{l\bar{\nu}_i p n p}, \quad r_{l\bar{\nu}_i p n} > r_{l\bar{\nu}_i p n p}, \quad (272)$$

$$T_{l\bar{\nu}_i p n} > T_{l\bar{\nu}_i p n p}, \quad E_{l\bar{\nu}_i p n} < E_{l\bar{\nu}_i p n p}. \quad (273)$$

Их существование подобно отношениям (270) и (271) будет свидетельствовать в пользу роли избыточных антипротонов, а

$$v_{\bar{\nu}_i l p n p} < v_{\bar{\nu}_i l p n}, \quad r_{\bar{\nu}_i l p n p} < r_{\bar{\nu}_i l p n}, \quad (274)$$

$$T_{\bar{\nu}_i l p n p} < T_{\bar{\nu}_i l p n}, \quad E_{\bar{\nu}_i l p n p} < E_{\bar{\nu}_i l p n} \quad (275)$$

выполняются вне зависимости от спина или изоспина атомного ядра.

14. Закон квантования орбиты

Мы установили справедливость еще одной весьма важной теоремы атомной унификации. Можно сформулировать и вновь доказать ее.

Теорема 3. Если внутрисистемной особенностью двух типов симметрий, а именно ароматной и барионной симметрий является их одновременное нарушение, их сосуществование или и то и другое, то сила великой системной унификации становится скрыто квантованной.

Таким образом, хотя из наших предыдущих анализов следует справедливость этой теоремы, мы можем представить здесь ее доказательство как некоторые замечания.

Благодаря квантовой природы атомных систем любому типу левой (правой) орбиты нечетного (четного) порядка соответствует своего рода радиуса. Этот принцип выражает в случае $F n_{92}^{92}$ идею антинейтринных орбит нечетного порядка, что

$$r_{\bar{\nu}_e n} < r_{\bar{\nu}_e n} < r_{\bar{\nu}_\mu n} < r_{\bar{\nu}_\tau n}. \quad (276)$$

Это соответствие не меняется даже для атомных систем с ядрами сделанными из антипротонов. Примером является урановый изотоп U_{92}^{92} , в котором радиусы лептонных орбит нечетного порядка образуют квантованную последовательность

$$r_{ep} < r_{ep} < r_{\mu p} < r_{\tau p}. \quad (277)$$

Если теперь мы вспоминаем, что образование U_{92}^{184} через взаимодействия (179) между Fn_{92}^{92} и U_{92}^{92} не запрещено законами унификации, то с точки зрения каждого из них следует ожидать, что объединенная закономерность

$$r_{e\bar{\nu}_e p n} < r_{e\bar{\nu}_e p n} < r_{\mu\bar{\nu}_\mu p n} < r_{\tau\bar{\nu}_\tau p n} \quad (278)$$

будет проявиться у U_{92}^{184} в присутствии его бозонных орбит нечетного порядка.

На первый взгляд различие в массах m_l и $m_{\bar{\nu}_l}$ нарушает в случае атома U_{92}^{238} принцип квантованной последовательности орбит. С другой стороны, наш орбитальный анализ показывает, что

$$r_{\bar{\nu}_e p n n} < r_{\bar{\nu}_e p n n} < r_{\bar{\nu}_\mu p n n} < r_{\bar{\nu}_\tau p n n}, \quad r_{e\bar{\nu}_e p n n} < r_{e\bar{\nu}_e p n n} < r_{\mu\bar{\nu}_\mu p n n} < r_{\tau\bar{\nu}_\tau p n n}. \quad (279)$$

Наконец, что касается уранового изотопа U_{92}^{130} , то мы уже видели, что

$$r_{e p n p} < r_{e p n p} < r_{\mu p n p} < r_{\tau p n p}, \quad r_{e\bar{\nu}_e p n p} < r_{e\bar{\nu}_e p n p} < r_{\mu\bar{\nu}_\mu p n p} < r_{\tau\bar{\nu}_\tau p n p}. \quad (280)$$

Поэтому уместно еще раз подчеркнуть, что ни одна из орбитальных частиц в атомной системе не противоречит законам симметрии. Другими словами, атом создан так, чтобы каждому типу орбиты соответствует своего рода величины радиуса действия внутриатомной единой силы. При этих ситуаций сила атомной унификации становится скрыто квантованной. Таким образом, квантование орбиты не может осуществляться вокруг ядра независимо от семейной структуры лептонов. На этой основе сама природа квантовала внутриатомную объединенную силу, действующую между ядром и его орбитальными объектами, в зависимости от типа аромата.

15. Заключение

Внутриатомной особенностью двух типов симметрий, а именно ароматной и барионной симметрий является их одновременное нарушение, их сосуществование или и то и другое. В первом случае атом имеет ядро, состоящее из нейтронов или антипротонов. Атомные системы с ядрами одного и того же количества нейтронов и антипротонов относятся ко второму случаю. Примером третьего случая является атом с ядром с избыточным нейтроном или антипротоном.

Важная характеристика общей картины этих атомных систем состоит в том, что их строительство основано вначале на существование в природе Fn_1^1 и H_1^1 при сохранении суммарного барионного и лептонного чисел. Таким образом, если сила атомной унификации связывает ароматную и барионную симметрии как следствие нейтральности атома, то образование квантованной последовательности орбит вокруг ядра должно быть рассмотрено как орбитальное квантование не только силы, но также и каждой массы и заряда.

Уже из этих связей ясно, что квантование орбиты любой атомной системы объединяет все законы внутриатомной симметрии в единое целое. Это отражает решающую роль Fn_1^1 и H_1^1 в строительстве каждого из остальных видов атомов. Поэтому важно выяснить, каков радиус их единственной орбиты, включая скорость, абсолютную энергию и период

вращения ее соответствующей частицы. Для этого прежде всего надо упомянуть величины функций (169)-(172), которые имеют при $N_n = N_{\bar{\nu}_e}$ следующие пределы:

$$\begin{aligned} v_{\bar{\nu}_en} &< 1.4928839 \cdot 10^2 \text{ m/s}, \\ r_{\bar{\nu}_en} &< 5.0162382 \cdot 10^{-42} \text{ m}, \\ T_{\bar{\nu}_en} &< 2.1112126 \cdot 10^{-43} \text{ s}, \\ E_{\bar{\nu}_en} &< 1.5147019 \cdot 10^{15} \text{ eV}. \end{aligned}$$

Полагая в (174)-(177), что $N_p = N_\epsilon$, находим для их явных значений

$$\begin{aligned} v_{ep} &= 6.6671897 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}, \\ r_{ep} &= 2.5115763 \cdot 10^{-29} \text{ m}, \\ T_{ep} &= 2.3669191 \cdot 10^{-24} \text{ s}, \\ E_{ep} &= 3.0169111 \cdot 10^2 \text{ eV}. \end{aligned}$$

Эти найденные требуют напомнить присутствие в (169)-(172) и (232)-(235) массы и числа протонов и присутствие в (174)-(177) и (237)-(240) массы и числа антинейтронов, описывающего тот факт, что все структурные величины вообще для атомных систем $Fn_N^A(\bar{F}n_N^A)$ и $\bar{X}_Z^A(X_Z^A)$ ответственны за их периодические взаимопревращения, в которых снова проявятся как совместимость функциональных связей (126), (130), (141), (146), (181),(186), (196) и (201) с законами симметрий, так и несовместимость этих связей с переходами

$$Fn_N^A \leftrightarrow \bar{F}n_N^A, \quad X_Z^A \leftrightarrow \bar{X}_Z^A. \quad (281)$$

Мы теперь замечаем, что сравнительно недавние лабораторные данные подтверждают существование еще 15 новых видов атомов, расширяющие последовательности (95) и (96) на

$$9, 18, 27, \dots, 927, \dots, 1062, \dots, \quad (282)$$

$$1, 2, 3, \dots, 103, \dots, 118, \dots \quad (283)$$

Тогда возможно, предсказать из суммы первых 118 членов прогрессии (282) наличие в природе 63189 видов изотопов 118 типов атомных систем.

Среди этих объектов урановое семейство включает 828 типов атомов. Из них U_{92}^{236} подобно всем другим урановым изотопам с избыточными нейтронами образуется через атомную унификацию

$$Fn_1^1 + U_{92}^{235} \rightarrow U_{92}^{236}. \quad (284)$$

Его распад осуществляется по принципу, что

$$U_{92}^{236} \rightarrow Kr_{36}^{92} + Ba_{56}^{141} + Fn_3^3. \quad (285)$$

Именно здесь мы впервые должны использовать энергию атомного происхождения, подчеркивая, что она выступает вначале как изотропный поток одних и тех же антинейтринных водородов Fn_1^1 из распада Fn_3^3 атома литиевого семейства

$$Fn_3^3 \rightarrow Fn_1^1 + Fn_1^1 + Fn_1^1, \quad (286)$$

а затем как анизотропный поток двух типов объектов из распада

$$Fn_1^1 \rightarrow \bar{\nu}_{eL,R} + n_{L,R}^-. \quad (287)$$

После перехода (285) это становится мощным орудием для новых измерений благодаря полной энергии антинейтрино, зависящей от силы атомной унификации, которая формировала атом ${}^1_1\text{H}$, в котором само антинейтрино было на орбите вокруг ядра.

Если, несмотря на эти связи, спонтанные структурные изменения урана ${}^{236}_{92}\text{U}$ последовательно образовали и тот и другой тип потока, то это просто означает, что каждое антинейтрино старается показать нам нечто непростое, что ничто не препятствует возможности у налетающего астрономического объекта такой энергии, которая была строго скрыта на его первоначальной (теперь потерянной) орбите

Таким образом, описанные прежде орбитальные антинейтрино отражают ту часть общей картины Вселенной, в которой предсказывается, что образование Солнечных систем основано на строительстве атомных систем, не наоборот.

Подобия и различия в природе этих двух видов одного и того же объекта будут изложены в наших дальнейших работах. Однако здесь мы уже упоминали, что Солнечная система была вначале атомной.

Список Литературы

1. E. Rutherford, Phil. Mag. **21**, 669 (1911).
2. R.S. Sharafiddinov, Spacetime Subst. **3**, 47 (2002); Bull. Am. Phys. Soc. **59**, T1.00009 (2014); e-print arXiv:physics/0305008.
3. R.S. Sharafiddinov, Bull. Am. Phys. Soc. **60**, E13.00008 (2015); e-print arXiv:hep-ph/0409254.
4. N. Bohr, Phil. Mag. **26**, 1 (1913).
5. J. Stark, Ann. Phys. **43**, 965 (1914).
6. P. Zeeman, *Researches in Magneto-optics* (London, 1913).
7. O. Klein, Nature **161**, 897 (1948).
8. E. Clementel and G. Puppi, Nuovo Cimento **5**, 505 (1948).
9. J. Tiomno and J. Wheeler, Rev. Mod. Phys. **21**, 144 (1949).
10. T.D. Lee, M.H. Rosenbluth and C.N. Yang, Phys. Rev. **75**, 905 (1949).
11. R.S. Sharafiddinov, Eur. Phys. J. Plus **126**, 40 (2011); e-print arXiv:0802.3736 [physics.gen-ph].
12. Ya.B. Zel'dovich. Dokl. Akad. Nauk SSSR. **91**, 1317 (1953).
13. E.J. Konopinski and H. Mahmoud. Phys. Rev. **92**, 1045 (1953).
14. R.S. Sharafiddinov, Phys. Essays **30**, 150 (2017); Bull. Am. Phys. Soc. **59**, Y12.00006 (2014); e-print arXiv:1203.3987 [physics.gen-ph].
15. R.S. Sharafiddinov, Can. J. Phys. **92**, 1262 (2014); Bull. Am. Phys. Soc. **57**, MB.00003 (2012); e-print arXiv:0807.3805 [physics.gen-ph].
16. G.G. Raffelt, Phys. Rep. **320**, 319 (1999).

17. R.S. Sharafiddinov, *Int. J. Theor. Phys.* **55**, 3040 (2016); *Bull. Am. Phys. Soc.* **57**, KA.00069 (2012); e-print arXiv:1004.0997 [hep-ph].
18. R.S. Sharafiddinov, Proceedings of the April Meeting of the American Physical Society, Dallas, Texas, April 22-25, 2006, Abstract, H12.00009; e-print arXiv:hep-ph/0511065.
19. Ya.B. Zel'dovich, *Dokl. Akad. Nauk SSSR.* **86**, 505 (1952).
20. Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, *Phys. Rev.* **D 45** (1992).
21. R.S. Sharafiddinov, *Can. J. Phys.* **93**, 1005 (2015); *Bull. Am. Phys. Soc.* **59**, EC.00001 (2014); e-print arXiv:1409.2397 [physics.gen-ph].
22. M. Goldhaber, L. Grodzins and A.W. Sunyar, *Phys. Rev.* **106**, 826 (1957).
23. M. Goldhaber, L. Grodzins and A.W. Sunyar, *Phys. Rev.* **109**, 1015 (1958).
24. H. Überall, *Nuovo Cimento* **6**, 376 (1957).
25. R.S. Sharafiddinov, *Phys. Essays* **29**, 410 (2016); *Bull. Am. Phys. Soc.* **59**, EC.00007 (2014); e-print arXiv:1703.06030 [physics.gen-ph].
26. G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot and A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **A 729**, 3 (2003).
27. G. Audi, A.H. Wapstra, and C. Thibault, *Nucl. Phys.* **A 729**, 337 (2003).
28. R.S. Sharafiddinov, *Spacetime Subst.* **3**, 132 (2002); *Bull. Am. Phys. Soc.* **59**, T1.00005 (2014); e-print arXiv:physics/0305014.
29. J. Milnor, *Am. Math. Month.* **90**, 353 (1993).
30. H. Abelson, A. diSessa and L. Rudolph, *Am. J. Phys.* **43**, 579 (1975).
31. E.J. Aiton, *Ann. Sci.* **20**, 81 (1964).
32. E.J. Aiton, *Ann. Sci.* **20**, 111 (1964).