

Теоретическое обоснование существования нейтрония в атомных ядрах

Юрий Магаршак

VP on research of Lucky Apps, LLC Editor-in-Chief NewConcepts Journal

Ю.Л. Ратис

Институт энергетики специального назначения

Ключевые слова: нейтрон, нейтроний, электрон, электрослабый резонанс, гамильтониан, электронный захват, симметрии в электронных оболочках атомов, пирамиды химических элементов, самосогласованный атом.

Аннотация

Настоящий обзор является итогом совместной работы авторов, независимо пришедших к выводу о важной роли слабого взаимодействия в различных субатомных процессах. С точки зрения формирования основ теоретической химии наиболее важным представляется влияние слабого взаимодействия на электронные оболочки атомов стабильных химических элементов.

Заполнение электронных оболочек атомов как функция заряда ядра происходит не в координатах главного и орбитального квантовых чисел, а в повернутых относительно них на плоскости (n, l) координатах $(n+1, n-1)$. Объяснение этого феномена слабым взаимодействием электронов оболочки с протонами ядра представляется естественным и даже, возможно, и единственным. Трудность, однако, состоит в том, что образовавшиеся при этом нейтрино должны удерживаться в ядре, а не вылетать из него: в противном случае существование устойчивых на протяжении миллиардов лет химических элементов стало бы невозможным. В настоящей работе показано, что существование нейтрон-нейтринного комплекса, имеющего время жизни порядка микросекунды, в ядрах атомов возможно.

Изложен формализм для описания электрослабых субатомных процессов взаимодействия электрона атомной оболочки с протоном атомного ядра. На основе этого формализма показано, что «нейтроний» представляет собой чрезвычайно узкий низколежащий резонанс в сечении упругого электрон-протонного рассеяния, обусловленный слабым взаимодействием, вызывающим переход начального состояния системы «электрон плюс протон» в квазисвязанную нейтрон-нейтринную пару. Из-за малой ширины и амплитуды этот резонанс невозможно обнаружить в прямом эксперименте по $e p$ -рассеянию. Наличие третьей частицы при столкновении электрона с атомом водорода приводит к тому, что пропагатор атома водорода в возбужденном промежуточном состоянии входит в выражение для сечения рождения «нейтрония» под знаком интеграла. В результате ширина резонанса в сечении рождения нейтрония при столкновении электрона с атомом водорода на 14 порядков больше ширины аналогичного резонанса в упругом $e p$ -рассеянии, и его свойства можно исследовать в эксперименте. Дана оценка времени жизни, энергии возбуждения и сечения рождения «нейтрония». Указано на прямое влияние «неожиданного» состояния в спектре атома водорода на порядок заполнения электронных оболочек в атомах химических элементов. Таким образом, слабое взаимодействие электронов оболочки с протонами ядра с образованием квазисвязанной нейтроно-нейтринной пары является механизмом, способным объяснить наличие симметрий в заполнении электронных оболочек атомов на плоскости главного n и орбитального l квантовых чисел в координатах (n, l) и $(n+1, n-1)$ одновременно.

1. Введение

В работах [1,2,3] было показано, что в совокупности электронных оболочек всех химических элементов как функции заряда ядра на плоскости главного и орбитального квантовых чисел имеется симметрия со спектром атома водорода [4] с точностью до поворота на угол $\pi/4$. Такая симметрия следует, в частности, при нанесении на плоскость главного и орбитального квантовых чисел электронных конфигураций химических элементов. Которые в случае стандартного упорядочения оболочка => подоболочка имеют в вид

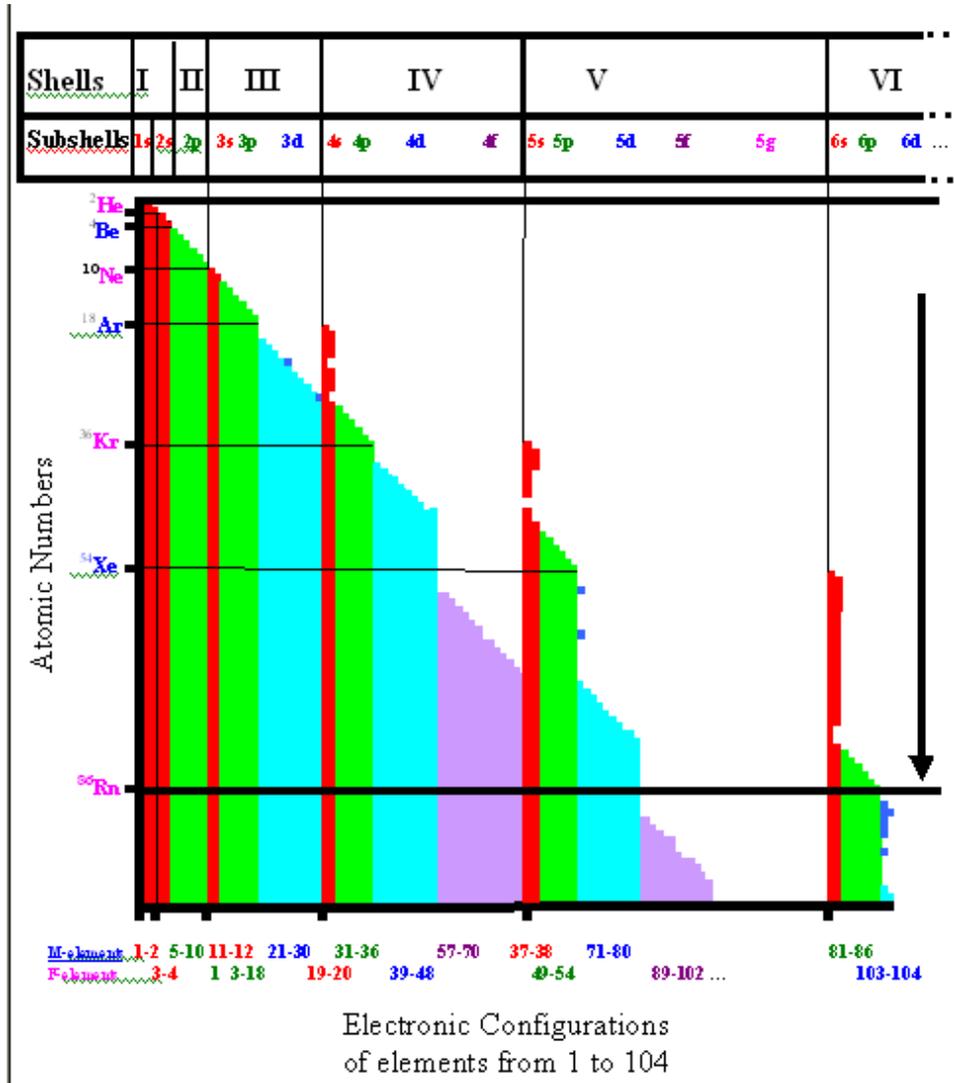


Рисунок 1: стандартное упорядочение электронных конфигураций в порядке оболочка → подоболочка.

Как видим, регулярность заполнения электронных оболочек атомов (химических элементов) при традиционном упорядочении (оболочки => подоболочки) нарушена. Однако если упорядочение по горизонтали производить так, как это сделано на рисунке 2, заполнение электронных оболочек вдоль диагонали диаграммы становится (за редкими исключениями) регулярным.

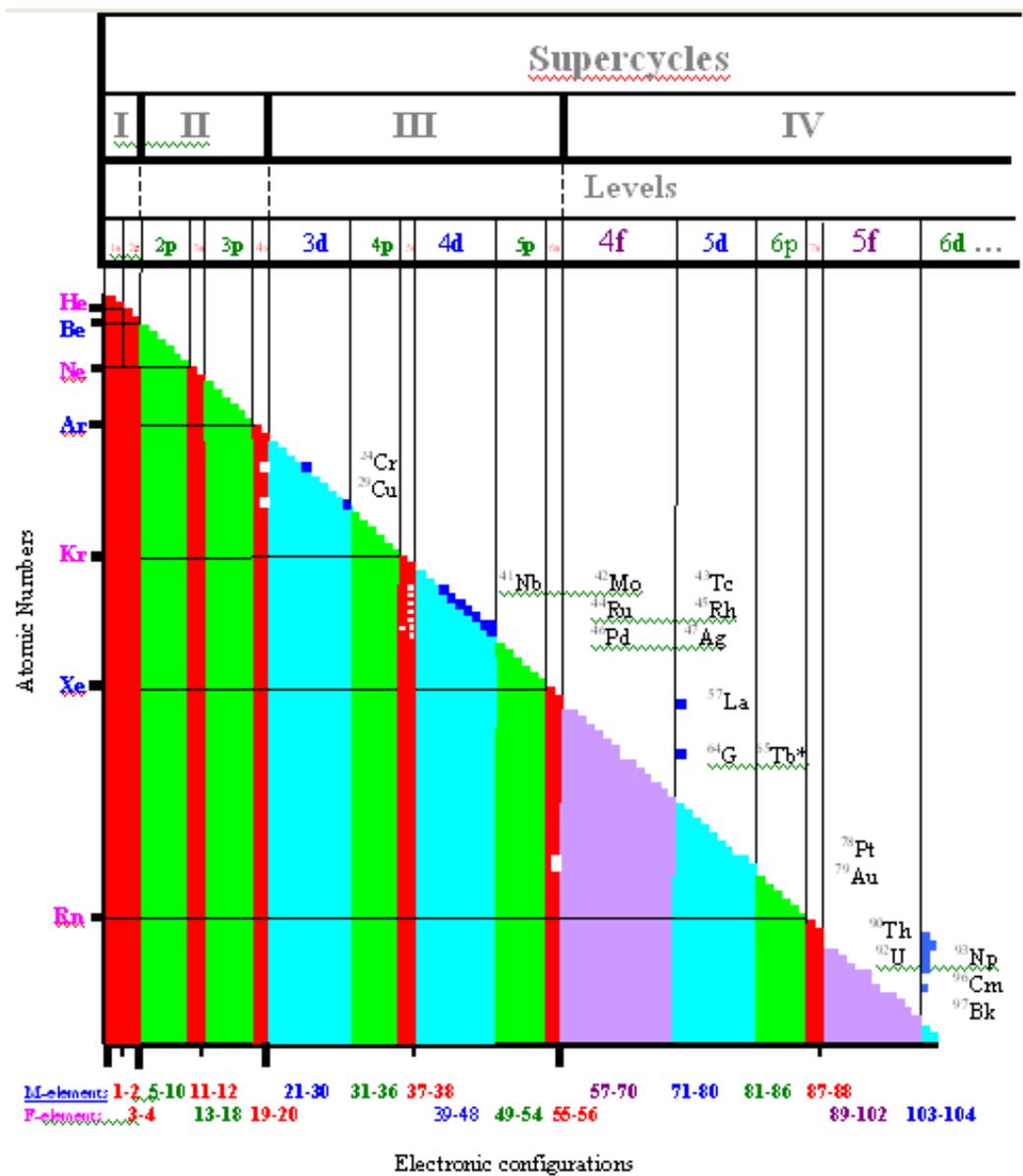


Рисунок 2: упорядочение электронных оболочек по циклам, суперциклам и уровням

Регулярность заполнения электронных оболочек (рисунок 2, впервые опубликованный в работе [5]) и наличие в структурировании электронных конфигураций атомов третьего измерения [1] возникает в том случае, если упорядочение по горизонтали рисунка 2 производится не так, как это делается со времен Менделеева [6,7,8], а иначе. А именно: по суперциклам, циклам и уровням (supercycles, cycles and levels) [2,3].

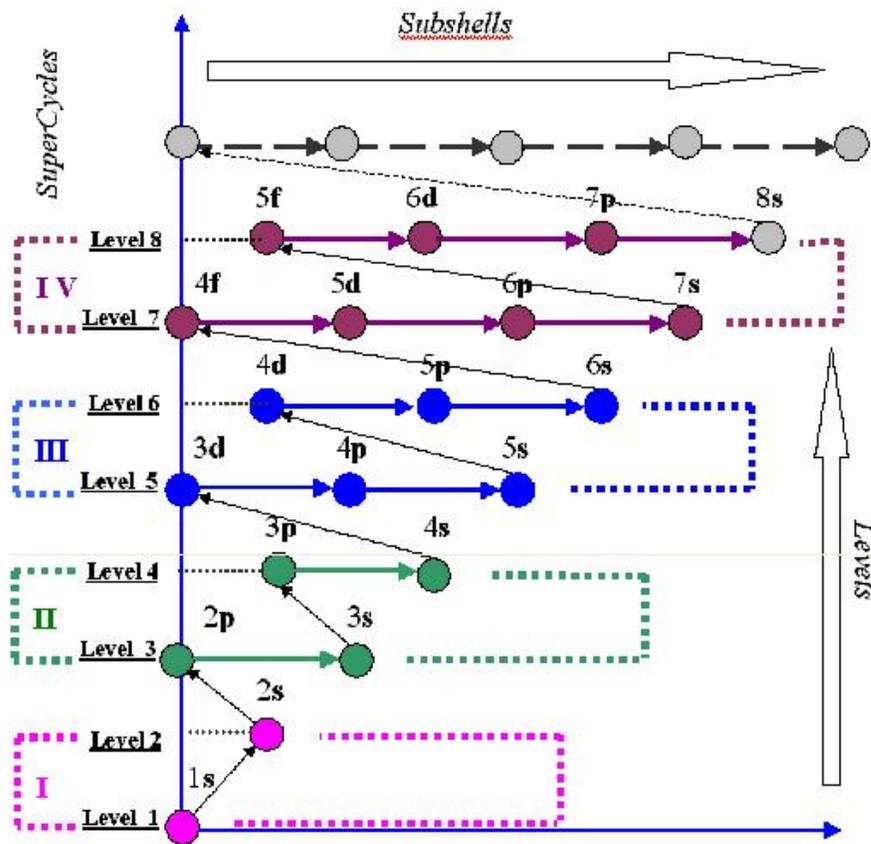


Рисунок 3: расположение подоболочек в химических координатах $(n+l, n-l)$ с указанием возникающих при этом структур: циклов, суперциклов и уровней [1].

При этом все элементы периодической системы разбиваются не на 7 периодов, как это традиционно делается со времен Менделеева, а на восемь циклов, состоящих из 2,2;8,8;18,18;32,32 элементов, и на четыре суперцикла с числом элементов в них 4, 16, 36, 64.

В работе [5] было доказано, что заполнение электронных оболочек всех без исключения атомов в координатах $(n+1, n-1)$, из уравнения Шредингера [9] не следует. Поэтому наиболее естественным предположением, объясняющим обнаруженный феномен, является включение в рассмотрение слабых взаимодействий электронов оболочки с протонами ядра. Простейшая схема которого изображена на рисунке 4.

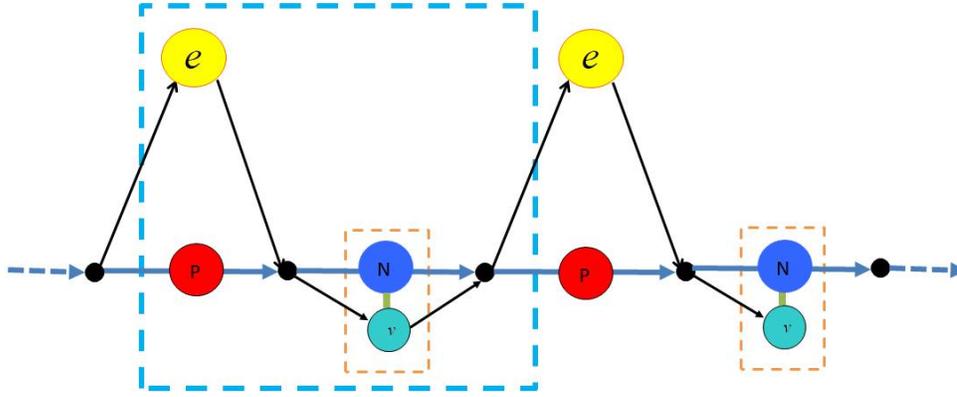


Рис. 4: простейшая схема слабого взаимодействия электронов оболочки с протонами атомного ядра.

Включение в рассмотрение слабых взаимодействий электронов оболочки с протонами ядер дейтронов и альфа частицах в принципе объясняет заполнение электронных оболочек химических элементов в координатах $(n+l, n-l)$ [10,11]. Однако существование устойчивых на протяжении миллиардов лет атомов, в которых происходят взаимодействия электронов оболочки с протонами ядра по схеме рисунка 4 и более сложных схемах требует, чтобы образующиеся нейтрино не улетали из ядра, а удерживались в нем вплоть до того момента, когда они будут поглощены следующим этапом процесса: превращения нейтрон-нейтринного комплекса (названного в работе [12] нейтронием) в протон (остающийся в ядре) и электрон (оказывающийся на орбите). В настоящей работе предлагается физико-теоретический формализм, обосновывающий возможность существования резонансной модели атома, в которых слабые взаимодействия электронов оболочки с протонами ядра играют важную функциональную роль. Впервые теория, показывающая возможность существования нейтрония в экзотических атомах была разработана вторым автором этой статьи. Применение развитого в [12,13] формализма к атомам периодической системы в данной работе осуществляется впервые.

Теоретические аргументы pro и contra

Главным претендентом на роль нейтральных частиц, отвечающих за ядерные реакции при низких энергиях, является «нейтроний» [12-14]. В соответствии с этим необходимо уточнить его статус в физике элементарных частиц.

Нейтроний рождается при столкновениях свободного электрона с ядром атома водорода, и распадается на протон и электрон [11,14]. Возможность рождения нейтринных атомов связана с тем, что в гамильтониан ep - взаимодействия дает вклад не только электромагнитное, но и слабое взаимодействие (рис. 1).

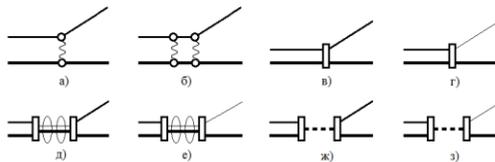


Рис. 5. а) упругое рассеяние ep - рассеяние, однофотонный обмен; б) двухфотонный обмен; в) обмен Z^0 - бозоном; г) обмен W - бозоном, реакция $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$; д) регулярная часть вклада двухступенчатого слабого

процесса в амплитуду рассеяния $e^- + p \rightarrow e^- + p$; е) регулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса в амплитуду реакции $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$; ж) сингулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса (полюс, соответствующий рождению нейтрона) в амплитуду упругого рассеяния $e^- + p \rightarrow n_\nu \rightarrow e^- + p$; з) сингулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса в амплитуду реакции $e^- + p \rightarrow n_\nu \rightarrow n + \nu_e$.

В Таблице 1 дана интерпретация вершин и линий фейнмановских диаграмм, представленных на рис.5, и используемых в дальнейшем при обсуждении проблемы существования нейтрона.

Таблица 1¹

Вершины и линии фейнмановских диаграмм

Символ	Интерпретация вершин и линий	Комментарий
	Слабое взаимодействие	УВФ, СМ
	Электромагнитное взаимодействие	КЭД
	Сильное взаимодействие (вершины $f_{\pi NN}$, $f_{\pi N\Delta}$, $f_{\rho NN}$ и $f_{\rho N\Delta}$)	РКТ
	Взаимодействие фотона с орбитальным электроном в атоме водорода	КЭД
	Фотон	КЭД
	π - и ρ - мезоны	РКТ
	Нейтрино	РКТ, СМ
	Электрон	КЭД, РКТ, СМ
	Нуклон	РКТ, СМ
	Δ - изобара	
	Двойная линия слева – волновая функция атома водорода Двойная линия справа – двухчастичный пропагатор электрона и протона	КЭД
	Регулярная часть двухчастичного пропагатора нейтрона и нейтрино	РКТ, УВФ, СМ
	Внешняя линия – волновая функция нейтрона Сингулярная часть двухчастичного пропагатора нейтрона и нейтрино	Гипотеза РКТ, УВФ, СМ

На рис. 5 двухчастичный пропагатор, описывающий распространение пары «нейтрино плюс нейтрон» представлен в виде суммы регулярного и сингулярного членов (рис.6).

$$\text{Thick line} = \text{Diagram with two circles} + \text{Dashed line}$$

Рис. 6. Двухчастичный пропагатор пары «нейтрино плюс нейтрон»

Показанное на рис.6 разбиение функции Грина соответствует тому, что при вычислении интеграла от нее используется теорема Сохоцкого, согласно которой

$$\int \frac{f(x)dx}{x-a-i0} = P \int \frac{f(x)dx}{x-a} + i\pi f(a). \quad (1.1)$$

¹ В Таблице 1 использованы следующие сокращенные обозначения: КЭД - квантовая электродинамика; УВФ - универсальное взаимодействие Ферми; РКТ – релятивистская квантовая теория; СМ – стандартная модель. Эти же аббревиатуры далее используются в основном тексте работы.

Далее используется нестандартное обозначение для вклада полюса

$$i\pi f(a) \equiv \hat{s} \int \frac{f(x)dx}{x-a-i0}, \quad (1.2)$$

где $\hat{s} \equiv singular$, и вклада интеграла в смысле главного значения

$$P \int \frac{f(x)dx}{x-a} \equiv \hat{r} \int \frac{f(x)dx}{x-a-i0}, \quad (1.3)$$

где $\hat{r} \equiv regular$. Далее они упоминаются, как \hat{s} - вклад, и \hat{r} - вклад, соответственно.

Если энергия электрона-снаряда превышает порог реакции $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$, то и нейтрон и нейтрино в конечном состоянии являются реальными частицами.

В области низких энергий канал реакции $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ закрыт, но, формально, вклад диаграмм 5д), 5ж) в амплитуду упругого рассеяния не равен нулю. Это означает, что пусть с небольшой, но ненулевой вероятностью электрон и протон превращаются в долгоживущую квазисвязанную νn - пару.

Долгоживущие резонансы, обусловленные сильным взаимодействием, принято считать отдельными элементарными частицами (адронными резонансами). В нашем случае лептонное квантовое число экзорезонанса «нейтроний», обусловленного слабым взаимодействием, не равно нулю. Поэтому его следует считать нейтринным атомом.

Метаустойчивость нейтрония обусловлена тем, что его распад с испусканием мюона или τ - лептона запрещен законом сохранения энергии. Канал распада нейтрония на нейтрон и нейтрино также закрыт в рассматриваемой области энергий.

Основной аргумент против существования нейтринных атомов, с которым постоянно приходится сталкиваться при обсуждении проблемы удержания нейтрино внутри нуклона, состоит в том, что комптоновская длина волны нейтрино намного больше размеров нуклона. В то же время существование истинно связанных состояний элементарных частиц, комптоновская длина волны которых намного больше радиуса потенциала взаимодействия, строго запрещено соотношением неопределенностей Гейзенберга (детали см. в [15], [16]²).

Сильнейшим контраргументом является тот факт, что нейтрон распадается на протон, электрон и электронное антинейтрино, причем ни один из лептонов «не помещается» внутри протона по критерию «соотношение неопределенностей \Leftrightarrow комптоновская длина волны лептона».

В работе [18] В. Гейзенберг предложил рациональный выход из описанной выше логически тупиковой ситуации. Он постулировал, что в микромире соотношение между частью и целым радикально отличается от такового для макроскопических объектов. В этом смысле нейтроний (гипотетическая частица, у которой не равно нулю лептонное квантовое число) полностью аналогичен нейтрону, т.к. в обоих случаях открыт единственный канал β -распада. Более того, нейтрон можно рассматривать, как экзотический электрослабый резонанс, рождение которого происходит, например, в реакции $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$, если только энергия налетающего электрона превышает порог этой реакции. Обоснуем это утверждение.

²По теореме Б.Н. Захарьева [17], при наличии связи каналов, по крайней мере один из которых является открытым, ограничения на длину волны Комптона легкой частицы, удерживаемой тяжелой частицей, на конечное время, отсутствуют. Однако такие состояния следует считать не связанными, а квазисвязанными.

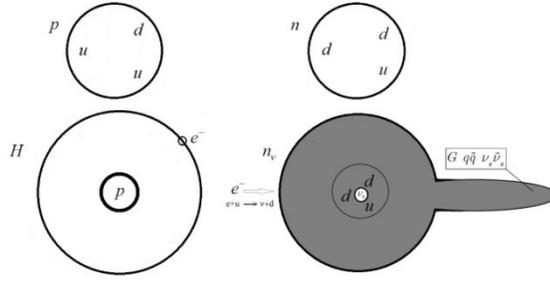


Рис. 7. Наглядная картина образования метастабильного нейтринного атома. Его «размеры» могут быть весьма велики, и сопоставимы с размерами обычных атомов. Нейтрино в нейтринии движется с практически равной нулю скоростью в среднем поле кварков, входящих в состав ультрахолодной кварк-глюонной плазмы. Импульс отдачи принимает на себя внутриатомная кварк-глюонная струя, порожденная глюоном, родившимся в реакции $eu \rightarrow \nu d$.

Распад $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$ указывает на то, что нейтрон является не только фундаментальной элементарной частицей, но и электрослабым аналогом адронных резонансов [20]. Поясним эту аналогию на примере одного из наиболее изученных адронных резонансов - $\Delta^{++}(1232)$ - изобары.

Рассмотрим возбуждение $\Delta^{++}(1232)$ - изобары в результате столкновения двух протонов с энергией ~ 1 ГэВ. Этому процессу соответствует диаграмма на рис. 4.

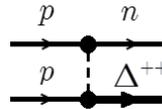


Рис. 8. Реакция перезарядки при pp - соударениях в области возбуждения Δ - изобары

Из рис. 8 ясно, что во входном канале реакции перезарядки $p + p \rightarrow n + \Delta^{++}$ имеются две стабильные частицы (протоны), а в выходном канале – две нестабильные частицы (нейтрон, распадающийся на барион и два лептона, и Δ - изобара, распадающаяся на два адрона). Слабое взаимодействие приводит к распаду нейтрона за время, неизмеримо большее времени жизни Δ^{++} - изобары. Поэтому на начальном этапе сопоставления свойств адронных и электрослабых резонансов его можно считать стабильной частицей. Что же касается $\Delta^{++}(1232)$ - изобары, то ее распад на протон и π^+ - мезон можно рассматривать как отдельный процесс только потому, что свойства этого резонанса не зависят от способа его возбуждения. То есть, $\Delta^{++}(1232)$ - изобара, рожденная в реакции перезарядки $p(p, n)\Delta^{++}$, и распадающаяся на протон и π^+ - мезон (рис. 5), ничем не отличается от $\Delta^{++}(1232)$ - изобары, рожденной и распадающейся в цепочке реакций $\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p$ (рис. 6).

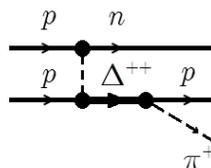


Рис. 9. Рождение π^+ - мезонов в pp - соударениях в области возбуждения $\Delta^{++}(1232)$ - изобары

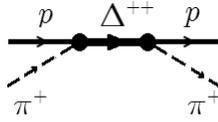


Рис. 10. Упругое $\pi^+ p$ - рассеяние в области возбуждения $\Delta^{++}(1232)$ - изобары

Именно инвариантность свойств адронных резонансов относительно механизма возбуждения привела физиков к консенсусу в вопросе об их статусе. Со времени открытия Э. Ферми $\Delta^{++}(1232)$ - изобары адронные резонансы считают отдельными элементарными частицами.

Основной вывод, который можно сделать на основе сопоставления диаграмм на рис. 8, 9 и 10 состоит в том, что вопрос, считать ли линию на соответствующей диаграмме внешней, или внутренней, зависит от того, что считается продуктом реакции с участием адронного резонанса.

Если ищется ответ на вопрос о том, как долго живет $\Delta^{++}(1232)$ - изобара, то линию **—** на диаграмме на рис.11 следует считать внешней.

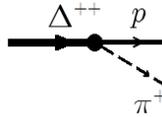


Рис. 11. Распад $\Delta^{++}(1232)$ - изобары

Если ищется форма Δ - пика в сечении упругого $\pi^+ p$ - рассеяния или сечение реакции пинообразования при pp - соударениях в области возбуждения $\Delta^{++}(1232)$ - изобары, то та же самая линия должна рассматриваться, как внутренняя.

Рассмотрим с этой точки зрения, в чем состоит сходство, и чем различаются нейтрон и гипотетический нейтроний. Для этого сопоставим несколько диаграмм.

Начнем с того, что одна и та же диаграмма, представленная на рис. 12, соответствует, как минимум, двум разным процессам

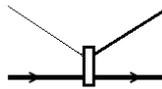


Рис. 12. Слабый процесс с участием лептонов и нуклонов

Совершенно очевидно, что одна и та же лептонная линия на диаграмме на рис. 12 может интерпретироваться по-разному. Например, если в начальном состоянии содержится только уединенный нейтрон, то рассматриваемую диаграмму следует интерпретировать, как процесс его распада. В этом случае тонкая линия в левой части диаграммы описывает процесс вылета электронного антинейтрино: $\bar{\nu}_e$, а линия средней толщины (жирная линия) в правой части диаграммы соответствует вылету электрона (протона).

Если же начальное состояние (левая часть диаграммы на рис. 12) содержит не только нейтрон, но и электронное нейтрино (линия ν_e), то в этом случае, пусть и с небольшим, но отличным от нуля сечением, протекает реакция $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$. В силу СРТ- теоремы и кроссинг-инвариантности амплитуды упомянутых процессов совпадают [4, 14].

Рассмотрим рождение нейтрона в реакции $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$. Диаграмма этого процесса (рис. 13) представляет собой обращенную во времени диаграмму на рис. 12.

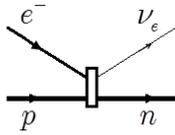


Рис. 13. Реакция рождения нейтрона при ep - соударения

В отличие от обсуждавшихся выше процессов, изображенных на рис. 12, эта реакция является пороговой. Если налетающий электрон имеет энергию, превышающую порог рассматриваемой реакции, то в выходном канале реакции наблюдаются реальные нейтрон и нейтрино. Поскольку нейтрон живет хоть и большое, но, все-таки, конечное время, постольку диаграмму на рис. 13 можно продолжить вправо по аналогии с диаграммой на рис. 5, являющейся продолжением диаграммы, представленной на рис. 8 (см. рис. 14).

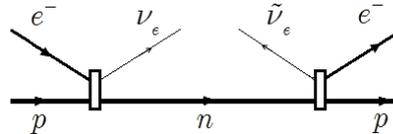


Рис. 14. Пролонгированная диаграмма реакции рождения нейтрона при ep - соударениях

Из сопоставления рис. 14 с рис. 9 буквально очевидно, что процесс рождения нейтрона в реакции $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$ является электрослабым аналогом процесса возбуждения адронного резонанса. С математической точки зрения эта аналогия состоит в том, что нейтрон на рис. 14 изображен не как внешняя линия (свободная частица), а как одночастичный пропагатор.

Допустим, что на диаграмме, представленной на рис. 14, изображен \hat{s} - процесс, когда энергия налетающего электрона достаточна для рождения реального нейтрона. В этом случае, нереальном с точки зрения регистрации подобного процесса в физическом эксперименте, мы имеем дело с нейтроном, как электрослабым резонансом, возбуждающимся при квазиупругих ep - соударениях, сопровождающихся рождением $\nu_e \bar{\nu}_e$ - пар. При этом следует упомянуть, что в связи с чрезвычайной узостью такого резонанса вылет антинейтрино происходит с огромным запаздыванием, определяемым временем жизни нейтрона.

Если ту же самую диаграмму на рис. 14 рассматривать, как \hat{r} - процесс, когда энергия налетающего электрона недостаточна для рождения реального нейтрона, то внутренняя линия на этой диаграмме соответствует виртуальному нейтрону, а $\nu_e \bar{\nu}_e$ - пара рождается практически мгновенно, без запаздывания.

Рассмотрим наиболее важный аспект обсуждаемой проблемы.

Учитывая, что слабые процессы CP - инвариантны, вылетающее на диаграмме на рис. 10 антинейтрино можно заменить налетающим нейтрино (рис. 15).

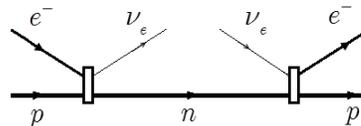


Рис. 15. Экзотический вариант реакции $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ с участием реальных частиц

Совершенно очевидно, что, в полном соответствии с концепцией виртуальных частиц, мы можем «склеить» разорванную линию нейтрино на диаграмме на рис. 15. Такая «склейка» возникает в том случае, когда энергия налетающего электрона недостаточна для того, чтобы родился реальный нейтрон, но вполне достаточно для перехода $eu \rightarrow \nu d$. В результате

операции «склейки» выходящей и входящей линий нейтрино на рис. 15 получается диаграмма, изображенная на рис. 16.

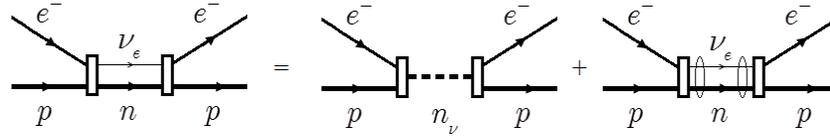


Рис. 16. Вклад слабого взаимодействия в упругое ep -рассеяние³

Как отмечалось выше, такая диаграмма дает вклад в амплитуду упругого ep -рассеяния тогда, когда энергии электрона ниже порога рождения нейтрона. В то же время, суммарная энергия виртуальной νn - пары не может быть меньше суммы энергий покоя электрона и протона.

Вклад изображенной на рис. 16 диаграммы в амплитуду упругого ep -рассеяния представлен в виде суммы \hat{s} - и \hat{r} -членов. Это позволяет выделить в двухчастичном нейтрон-нейтринном пропагаторе экзотический электрослабый резонанс, получивший авторское название «нейтроний». Поясним это утверждение более подробно.

Нейтроний представляет собой квазисвязанное состояние квазинейтрино и квазинейтрона. Приставка квази- означает, что квазинейтрон имеет массу меньше массы нейтрона, но больше массы протона, а квазинейтрино, «увязшее» внутри квазинейтрона, имеет массу, больше, чем масса нейтрино, но меньше, чем масса электрона. Нейтроний – это частица, лежащая на массовой поверхности. Она является экзотическим аналогом ридберговских атомов, и имеет весьма солидные размеры. Именно с этим связан эффект уменьшения массы нейтрония по сравнению с массой нейтрона. В соответствии с идеологией конфайнмента, взаимное притяжение конститuentных кварков тем сильнее, чем больше расстояние между ними. При этом энергия связи растет с увеличением размеров системы, а масса уменьшается.

Диаграмму на рис. 16 можно «разрезать» только в том случае, когда нейтроний, как и нейтрон, представляет собой реальную частицу, лежащую на массовой поверхности. В этом случае двухчастичный пропагатор системы «нейтрино + нейтрон» автоматически становится одночастичным. При этом \hat{r} - слагаемое, изображенное на рис. 6, должно быть отброшено. Благодаря этому в теории не возникает проблемы диаграммных петель.

Если энергия налетающего электрона настолько велика, что канал рождения нейтрино открыт, то статус \hat{s} - и \hat{r} - вкладов меняется. При этом \hat{s} - слагаемое отбрасывается, поскольку энергия системы не равна резонансной, а нейтроний имеет ничтожно малую ширину; формально \hat{r} - слагаемое отлично от нуля, однако им можно пренебречь, поскольку поправки второго порядка малости для слабых процессов ничтожно малы, а разрешенный переход $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$ с высокой степенью точности описывается в первом порядке теории возмущений⁴.

Рассмотрим описанную выше ситуацию с точки зрения квантовой теории поля. Кварк-глюонное взаимодействие в нейтронии отличается от аналогичного взаимодействия в нейтроне тем, что в первом (экзотическом) случае мы сталкиваемся с необходимостью решения непертурбативной задачи КХД в сплошной среде, каковую представляет собой квазинейтрино, «размазанный» по объему нейтрония.

³ См. описание рис. 1, рис. 3 и комментарии ниже.

⁴ Для неперенормируемых теорий поправки второго порядка могут содержать расходящиеся интегралы, но в пределе низких энергий (в теории ядерных β - процессов) эту проблему обходят, просто ограничиваясь первым порядком теории возмущений.

Если использовать аналогию с классической электродинамикой, то переход от уравнений Максвелла в пустоте к уравнениям Максвелла в сплошной среде сводится к появлению в теории диэлектрической и магнитной проницаемости (ε и μ), причем для вакуума $\varepsilon = \mu = 1$.

Рассмотрим абстрактную диамагнитную диэлектрическую сплошную среду, для которой строго выполняется условие $\varepsilon \cdot \mu = 1$. В среде, обладающей такими свойствами, фазовая скорость электромагнитной волны строго равна скорости света в пустоте.

В законе Кулона для зарядов, помещенных в сплошную среду, диэлектрическая проницаемость ε присутствует в знаменателе, показывая, во сколько раз ослабевают при этом кулоновские силы.

В законе Био-Савара - Лапласа магнитная проницаемость μ является фактором усиления (для парамагнетиков и ферромагнетиков) или ослабления (для диамагнетиков) магнитного поля в среде.

Квантовая хромодинамика, в отличие от квантовой электродинамики, является теорией поля, обладающей свойством асимптотической свободы. Поэтому, используя аналогию между электромагнитным и цвето-магнитным взаимодействием, можно сказать, что уравнения «КХД сплошной среды» должны содержать постоянные ε_g и μ_g , причем $\varepsilon_g \cdot \mu_g = 1$. Однако переход к теории, обладающей свойством асимптотической свободы, радикально меняет картину явления, так как в этом случае мы сталкиваемся с ситуацией, когда $\varepsilon_g < 1$; $\mu_g > 1$. Это означает, что не только для конститuentных, но и для токовых кварков переход от вакуума к сплошной среде приводит к увеличению интенсивности взаимодействия. Очевидно, что энергия связи такой экзотической компaунд-системы (нейтрония) больше, чем у нейтрона, а масса, соответственно, меньше.

Стандартная модель в свете описанных выше соображений также нуждается в некоторых дополнениях и уточнениях. В частности, если «заторможенный» нейтрино, волновая функция которого, сосредоточенная в объеме нейтрония, выступает в качестве сплошной среды, в которой движутся кварки и глюоны, то верно и обратное утверждение. Ультрахолодная кварк-глюонная плазма, заполняющая объем нейтрония, играет роль сплошной среды, в которой движется квазинейтрино⁵. Очевидно, что уже одно это обстоятельство приводит к перенормировке пустотной массы нейтрино. Квазинейтрино - это массивная квазичастица с квантовыми числами нейтрино - элементарное возбуждение в кварк-глюонной плазме. Эффект «утяжеления» нейтрино в нейтронии имеет ту же физическую природу, что и рождение в твердом теле массивных квазичастиц с квантовыми числами электрона, например, «тяжелых электронов» (surface plasmon polariton electrons).

Причины, по которым даже массивное нейтрино невозможно удержать в нейтроне глубоким потенциалом νn -взаимодействия были проанализированы в [15], [16].

Из вышесказанного однозначно следует, что и нейтрон, и нейтроний, в равной степени представляют собой экзотические электрослабые резонансы. В обоих случаях положение полюсов в одночастичных пропагаторах определяют массы и ширины этих резонансов. Нейтроний отличается от нейтрона только тем, что в разрезанных диаграммах на рис. 15 и 16 используются различные ВФ нейтрино: диаграмме 15 соответствует плоская волна, а диаграмме 16 – квисвязанное состояние двух квазичастиц. В этом смысле нейтроний отличается от атома водорода только своей β -активностью.

⁵Анализу механизма образования этого экзотического вида плазмы посвящен отдельный параграф.

Вывод: Нейтрон и нейтроний является резонансами, а не стабильными связанными состояниями продуктов распада. Поэтому и для нейтрона, и для нейтрония отсутствуют ограничения на комптоновскую длину волны нейтрино, накладываемые соотношением неопределенности Гейзенберга на истинно связанные состояния частиц, движущихся в мелком короткодействующем потенциале.

В квазиконфайнмент нейтрино в нейтронии дают вклад и νn - взаимодействие, и переходный $ep \leftrightarrow \nu n$ потенциал. Но еще большую роль в динамике выхода нейтрония на массовую поверхность играет тот факт, что возбуждение резонанса «нейтроний» сопровождается рождением реального глюона.

В результате:

- 1) масса квазинейтрона примерно на 800 кэВ меньше массы нейтрона;
- 2) размеры нейтрония соизмеримы с размерами атома водорода;
- 3) перенормируются формфакторы в теории ядерных β - процессов, с помощью которых традиционно учитывают (на феноменологическом уровне) влияние сильного взаимодействия на амплитуду слабого нуклонного тока.

Эти выводы являются основанием для постановки задачи объяснения и описания квазиконфайнмента нейтрино в нуклонах и ядрах.

Для решения этой задачи необходим формализм для описания рождения и распада экзотических электрослабых резонансов, а также их взаимодействия с обычными ядрами.

Для построения формализма, позволяющего адекватно объяснять и описывать исследуемые процессы и явления, необходимо привести в соответствие определения, обозначения, метрики и нормировки, традиционно используемые в ядерной физике, и в физике элементарных частиц. Эта программа «слияния физики разных энергий» была выполнена в [15], [16].

Список литературы

1. Magarshak Y., Malinsky J., A three-dimensional periodic table, *Nature*, vol.360, 114-115 (1992).
2. Y.Magarshak, "Four-Dimensional Pyramidal Structure of the Periodic Properties of Atoms and Chemical Elements", *Scientific Israel - Technological Advantages* vol. 7, No.1,2 , pp. 134-150 (2006)
3. Yu.Magarshak, *The third and the fourth dimensions of the chemical elements periodicity*, *Biophysics*, vol. 50 number 4 (2005)
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Курс теоретической физики*. т.3, (Наука, Москва, 1989), 768 с.
5. F.Bogomolov, Y.Magarshak, *On commuting operators related to asymptotic symmetries in the atomic theory*; *Scientific Israel-Technological Advantages*, vol 8, issues 1-2, pp. 161-165 (2006)
6. Dmitrii Mendeleev, "On the Relationship of the Properties of the Elements to their Atomic Weights," *Zhurnal Russkoe Fiziko-Khimicheskoe Obshchestvo* **1**, 60-77 (1869); abstracted in *Zeitschrift für Chemie* **12**, 405-406 (1869);
7. Dmitrii Mendeleev, *Zhurnal Russkoe Fiziko-Khimicheskoe Obshchestvo* **3**, 25 (1871); German version, "Die periodische Gesetzmässigkeit der chemischen Elemente," *Annalen der Chemie und Pharmacie* Supplement **8**, 133-229 (1872);
8. Dmitrii Mendeleev, "The Periodic Law of the Chemical Elements," *Journal of the Chemical Society (London)* **55**, 634-656 (1889)
9. E. Schrödinger. Quantisierung als Eigenwertproblem (Dritte Mitteilung) // *Annalen der Physik*. — 1926. — Vol. 385 (80). — P. 437—490.
10. Y. Magarshak, "Superresonant Atom Model as an element of the united theory of matter". *Scientific Israel – Technological Advantages (SITA)* vol. 10 pp.145-150 (2008)
11. Y. Magarshak, "Alpha-Particles And Pauli Principle In Bara Atom" *Scientific Israel – Technological Advantages (SITA)* v.10, No. 4, pp. 171-176 (2008).

12. Ратис Ю.Л. *Управляемый «термояд» или холодный синтез? Драма идей.* (Изд-во СНЦ РАН, Самара, 2009), 92 с.
13. Ратис Ю.Л. О роли граничных условий в теории ядерных β - процессов при низких энергиях// *New Concepts in Physics* chapter of the *New Concepts Journal*, v.22 pp.3-19 (2018) Ратис Ю.Л. Метастабильное ядерно-активное вещество динейтроний. Заявка на изобретение №2008147689 от 04.12.2008. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка №062435 от 04.12.2008.
14. Бьеркен Дж.Д., Дрелл С.Д., *Релятивистская квантовая теория. т. 1. Релятивистская квантовая механика.* (Наука, Москва, 1978), 296 с., J.D. Bjorken, S.D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics.* (McGraw-Hill Book Company, 1964).
15. Ратис Ю.Л. Нейтринный экзотом нейтроний. Гипотеза или реальность? Прикладная физика и математика, 2017. №1. с.28-73
16. Ратис Ю.Л. О роли граничных условий в теории ядерных β - процессов при низких энергиях// *New Concepts in Physics* chapter of the *New Concepts Journal*, v.22 pp.3-19 (2018)
17. Жигунов В.П., Захарьев Б.Н. Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния, М.: Атомиздат. 1974. 224 с.
18. Гейзенберг В., *Физика и философия. Частицелое.* (Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., Москва, 1989), 400 с., W. Heisenberg, *Der Teil und das Ganze Gespräche im Umkreis der Atomphysik.* (München, 1969).
19. Варшавич Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К., *Квантовая теория углового момента.* (Наука, Ленинград, 1975), 439 с.