Нейтринный экзоатом нейтроний. Гипотеза или реальность?

Ю.Л. Ратис

Институт энергетики специального назначения, Самара

Ключевые слова: нейтрон, нейтроний, экзотический, атом, электрон, электрослабый резонанс, гамильтониан, электронный захват, адронный резонанс, формфактор, время жизни, сечение рождения.

Аннотация

В настоящем обзоре суммированы основные результаты работ [1] – [26], в которых была сформулирована и обоснована гипотеза о существовании нового класса микрообъектов – нейтринных экзоатомов.

В [1] – [26] были установлены основные свойства нейтрония, включая его способность участвовать в сильных взаимодействиях. В этих работах было показано, что порог рождения «нейтрония» лежит значительно ниже порога термоядерных реакций, и, следовательно, нейтроний может вызывать ядерные реакции, аналогичные реакциям, вызываемым нейтронами, именно тогда, когда ядерные реакции с заряженными частицами запрещены высоким кулоновским барьером.

Проанализированы известные эксперименты, подтверждающие существование нейтрония.

Предпринята попытка альтернативного объяснения результатов классических экспериментов [27], [28] и [29].

Предложены варианты experimentum crucis, постановка которых позволит поставить точку в затянувшейся почти на столетие научной дискуссии на тему: «Существуют ли ядерные реакции при низких энергиях?».

1. Введение

Главными претендентами на роль нейтральных частиц, отвечающих за ядерные реакции при низких энергиях, являются «нейтроний» и «динейтроний» [1] - [26]. В соответствии с этим необходимо уточнить их статус в физике элементарных частиц.

Гипотетический «нейтроний» рождается при столкновениях свободного электрона с ядром атома водорода, и распадается на протон и электрон [1] - [26]. Возможность рождения нейтринных экзоатомов связана с тем, что в гамильтониан ep - взаимодействия дает вклад не только электромагнитное, но и слабое взаимодействие (рис. 1).



Рис. 1. Вклад электромагнитных и слабых процессов в амплитуды упругого рассеяния и ядерных реакций, протекающих при столкновениях электрона с протоном: 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 $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$; 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 нейтрония) в амплитуду упругого рассеяния $e^- + p \rightarrow n_{\nu} \rightarrow e^- + p$; з) сингулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса (полюс, соответствующий рождению нейтрония) в амплитуду упругого рассеяния $e^- + p \rightarrow n_{\nu} \rightarrow e^- + p$; з) сингулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса (полюс, соответствующий рождению нейтрония) в амплитуду упругого рассеяния $e^- + p \rightarrow n_{\nu} \rightarrow n + \nu_e$.

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

Таблица 1¹

Вершины и линии (фейнмановских	диаграмм

Символ	Интерпретация вершин и линий	Комментарий
	Слабое взаимодействие	УВФ, СМ
0	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	КЭД
$\sim$	Двойная линия справа – двухчастичный пропагатор электрона и протона	
$\bigcirc \bigcirc$	Регулярная часть двухчастичного пропагатора нейтрона и нейтрино	РКТ, УВФ, СМ
	Внешняя линия – волновая функция нейтрония	Гипотеза
	Сингулярная часть двухчастичного пропагатора нейтрона и нейтрино	РКТ, УВФ, СМ

На рис. 1 двухчастичный пропагатор, описывающий распространение пары «нейтрино плюс нейтрон» представлен в виде суммы регулярного и сингулярного членов (рис.2).

Рис. 2. Двухчастичный пропагатор пары «нейтрино плюс нейтрон»

Показанное на рис. 2 разбиение функции Грина соответствует тому, что при вычислении интеграла от нее используется теорема Сохоцкого, согласно которой

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

Далее используется нестандартное обозначение для вклада полюса

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

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

$$P\int \frac{f(x)dx}{x-a} \equiv \hat{r} \int \frac{f(x)dx}{x-a-i0},$$
(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 1д), 1ж) в амплитуду упругого рассеяния не равен нулю. Это означает, что пусть с небольшой, но ненулевой вероятностью электрон и протон превращаются в

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.

виртуальную  $\nu n$  - пару. Нейтрино, взаимодействуя с кварками, входящими в состав нейтрона, на огромное время² задерживается внутри него (см. аргументацию ниже).

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



Рис. 3. Наглядная картина образования метастабильного экзотического нейтринного атома. Его «размеры» могут быть весьма велики, и сопоставимы с размерами обычных атомов. Нейтрино в нейтронии движется в среднем поле кварков, входящих в состав ультрахолодной кварк-глюонной плазмы (см. ниже).

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

Основной аргумент против существования экзотических 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 [30], [31]³.

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 комптоновская длина волны лептона».

В работе [32] 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  $\beta$  - 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.

Распад  $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$  указывает на то, что нейтрон является не только фундаментальной элементарной частицей, но и электрослабым аналогом адронных

² Речь идет о сравнении «времени задержки нейтрино в нейтроне» с характерными временами протекания ядерных процессов, обусловленных сильным взаимодействием.

³ По теореме Б.Н. Захарьева [33], при наличии связи каналов, по крайней мере, один из которых является открытым, ограничения на длину волны Комптона легкой частицы, удерживаемой тяжелой частицей длительное, но конечное время, отсутствуют. Однако такие состояния следует считать не связанными, а квазисвязанными.

резонансов [34]. 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, представленная на рис. 4.



Рис. 4. Реакция перезарядки при pp - соударениях в области возбуждения  $\Delta$  - изобары

Из рис. 4 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  $\Delta$ - изобара, распадающаяся на два адрона). Слабое взаимодействие приводит к распаду нейтрона за время, неизмеримо большее времени жизни  $\Delta^{++}$ - 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  $\pi^+$ 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  $\pi^+$ - 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. 5. Рождение  $\pi^+$  - мезонов в pp - соударениях в области возбуждения  $\Delta^{++}(1232)$  - изобары



Рис. 6. 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. 4, 5 и 6 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. 7 следует считать внешней.



# Рис. 7. Распад $\Delta^{++}(1232)$ - изобары

Если ищется форма  $\Delta$ - пика в сечении упругого  $\pi^+ p$ - рассеяния или сечение реакции пионообразования 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 прекрасно изученный нейтрон и гипотетический нейтроний. Для этого проведем сопоставительный анализ нескольких диаграмм.

Начнем с того, что одна и та же диаграмма, представленная на рис. 8, соответствует, как минимум, двум разным процессам



Рис. 8. Слабый процесс с участием лептонов и нуклонов

Совершенно очевидно, что одна и та же лептонная линия на диаграмме на рис. 7 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:  $\stackrel{\tilde{\nu}_e}{\longrightarrow}$ , а линия средней толщины (жирная линия) в правой части диаграммы соответствует вылету электрона (протона).

Если же начальное состояние (левая часть диаграммы на рис. 8) содержит не только нейтрон, но и электронное нейтрино (линия  $\xrightarrow{\nu_e}$ ), 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 [31], [35].

Рассмотрим рождение нейтрона в реакции  $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$ . Диаграмма этого процесса (рис. 9) представляет собой обращенную во времени диаграмму, изображенную на рис. 8.



Рис. 9. Реакция рождения нейтрона при ер - соударениях

В отличие от обсуждавшихся выше процессов, изображенных на рис. 8, 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. 9 можно продолжить вправо по аналогии с диаграммой на рис. 5, являющейся продолжением диаграммы, представленной на рис. 4 (см. рис. 10).



Рис. 10. Пролонгированная диаграмма реакции рождения нейтрона при ер - соударениях

Из сопоставления рис. 10 с рис. 5 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. 10 изображен не как внешняя линия (свободная частица), а как одночастичный пропагатор.

Допустим, что на диаграмме, представленной на рис. 10, 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 *ер* - соударениях, сопровождающихся рождением  $\nu_e \tilde{\nu}_e$  - 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. 10 рассматривать, как  $\hat{r}$  - процесс, когда энергия налетающего электрона недостаточна для рождения реального нейтрона, то внутренняя линия на этой диаграмме соответствует виртуальному нейтрону, а  $\nu_{e}\tilde{\nu}_{e}$  - пара рождается практически мгновенно, без запаздывания.

Рассмотрим наиболее важный аспект обсуждаемой проблемы.

Учитывая, что слабые процессы СР- инвариантны, вылетающее на диаграмме на рис. 10 антинейтрино можно заменить налетающим нейтрино (рис. 11).



Рис. 11. 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. 11. Такая «склейка» возникает в том случае, когда энергия налетающего электрона недостаточна для того, чтобы родился реальный нейтрон. В результате операции «склейки» выходящей и входящей линий нейтрино на рис. 11 получается диаграмма, изображенная на рис. 12.



Рис. 12. Вклад слабого взаимодействия в упругое *ер* - рассеяние⁴

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  $\nu n$  - пары не может быть меньше суммы энергий покоя электрона и протона.

Вклад изображенной на рис. 12 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

⁴ См. описание рис. 1, рис. 3 и комментарии ниже.

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 конституентных кварков тем сильнее, чем больше расстояние между ними. При этом энергия связи растет с увеличением размеров системы, а масса уменьшается.

Диаграмму на рис. 12 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. 2, 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 возмущений⁵.

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.

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 ( $\varepsilon$  и  $\mu$ ), 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  $\varepsilon$  присутствует в знаменателе, показывая, во сколько раз ослабевают при этом кулоновские силы.

В законе Био - Савара - Лапласа магнитная проницаемость  $\mu$  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  $\varepsilon_g$  и  $\mu_g$ , 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  $\varepsilon_q < 1$ ;  $\mu_q > 1$ . Это означает, что не только для конституентных, но и для токовых

⁵ Для неперенормируемых теорий поправки второго порядка могут содержать расходящиеся интегралы, но в пределе низких энергий (в теории ядерных  $\beta$  - процессов) эту проблему обходят, просто ограничиваясь первым порядком теории возмущений.

кварков переход от вакуума к сплошной среде приводит к увеличению интенсивности взаимодействия. Очевидно, что энергия связи такой экзотической компаунд-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 квазинейтрино⁶. 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, мы проанализируем отдельно.

Из вышесказанного однозначно следует, что и нейтрон, и нейтроний, в равной степени представляют собой экзотические электрослабые резонансы. В обоих случаях положение полюсов в <u>одночастичных пропагаторах</u> определяют массы и ширины этих резонансов. Нейтроний отличается от нейтрона только тем, что в разрезанных диаграммах на рис. 11 и 12 используются различные ВФ нейтрино: диаграмме 11 соответствует плоская волна, а диаграмме 12 – квзисвязанное состояние двух квазичастиц. В этом смысле нейтроний отличается от атома водорода только своей  $\beta$  - активностью.

## 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  $\nu n$ - взаимодействие, и переходный  $ep \leftrightarrow \nu n$  потенциал. Но еще большую роль в динамике выхода нейтрония на массовую поверхность играет антиэкранировка qq- взаимодействия, обусловленная присутствием квазинейтрино <u>внутри</u> квазинейтрона, а также тот факт, что возбуждение резонанса «нейтроний» сопровождается рождением реального глюона (см. §6).

Антиэкранировка qq - взаимодействия приводит к тому, что:

- 1) масса квазинейтрона примерно на 800 кэВ меньше массы нейтрона;
- 2) размеры нейтрония соизмеримы с размерами атома водорода;

3) перенормируются формфакторы в теории ядерных  $\beta$  - 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.

⁶ Анализу механизма образования этого экзотического вида плазмы посвящен отдельный параграф.

## 2. Особенности электрослабого взаимодействия при сверхнизких энергиях

Уравнение Дирака для свободного электрона в системе единиц  $\hbar = c = 1$  гласит:

$$(\hat{p} - m_e)\psi = 0 \tag{2.1}$$

где  $\hat{p} = i\hat{\partial}$  - оператор 4- импульса электрона,  $m_{e}$  - масса электрона).

При наличии внешнего электромагнитного поля уравнение (2.1) принимает вид:

$$(\hat{p} - eA - m_e)\psi = 0, \qquad (2.2)$$

где *е* - заряд электрона, а *А* - оператор 4- потенциала электромагнитного поля [34] - [36]. В формулах (2.1), (2.2) использованы обозначения (см. [34] - [36] и пр.):

$$\hat{A} = \gamma^{\mu} A_{\mu} = g_{\mu\nu} \gamma^{\mu} A^{\nu} = \gamma^{0} A^{0} - \vec{\gamma} \cdot \vec{A} = \gamma^{0} A^{0} - \gamma^{i} A_{i}, \qquad (2.3)$$

где

$$\hat{\partial} = \gamma^{\mu} \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} = \gamma^{0} \frac{\partial}{\partial x^{0}} + \vec{\gamma} \cdot \nabla, \qquad (2.4)$$

греческие (латинские) индексы пробегают значения 0,1,2,3 (1,2,3), причем в системе единиц  $\hbar = c = 1$  время  $t \equiv x^0$  имеет размерность длины. Матрицы Дирака  $\gamma^{\mu}$  в формулах (2.3), (2.4) выражаются через стандартные матрицы Паули [36]:

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \ \gamma^{0} = \gamma_{0} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \ \gamma^{i} = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^{i} \\ -\sigma^{i} & 0 \end{pmatrix}, \ \gamma^{5} = \gamma_{5} = i\gamma^{0}\gamma^{1}\gamma^{2}\gamma^{3} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$
 (2.5)

В теории Дирака также присутствуют линейно независимые матрицы

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} (\gamma^{\mu} \gamma^{\nu} - \gamma^{\mu} \gamma^{\nu}), \quad \gamma^{\mu} \gamma^{5}, \qquad (2.6)$$

образующие вместе с матрицами (2.5) базис в пространстве матриц  $4 \times 4$ .

Матрица  $\gamma^0$  эрмитова ( $\gamma_0^+ = \gamma_0$ ), а матрицы  $\gamma^i$ - антиэрмитовы ( $\gamma_i^+ = -\gamma_i$ ), причем ( $\gamma^i$ )² = -1. Матрицы Дирака подчиняются антикоммутационным соотношениям  $\gamma^{\mu}\gamma^{\nu} + \gamma^{\nu}\gamma^{\mu} = 2g^{\mu\nu}$ , (2.7)

где  $g^{\mu\nu}$  - метрический тензор:

$$g^{00} = g_{00} = 1; \ g^{ik} = g_{ik} = -\delta_{ik}; \ i, k = 1, 2, 3.$$
 (2.8)

Вектор-потенциал электромагнитного поля  $A^{\mu}$  подчиняется уравнению:

$$\frac{\partial^2 A^{\mu}}{\partial t^2} - \nabla^2 A^{\mu} = 4\pi j^{\mu}(x), \qquad (2.9)$$

где  $j^{\mu}(x)$  - 4- вектор плотности тока.

Процессы с участием электронов, нейтрино и кварков в квантовой теории поля описываются в рамках стандартной модели (СМ) электрослабого взаимодействия. Эта модель базируется на калибровочной группе  $SU(2) \times U(1)$  с калибровочными бозонами  $W^i_{\mu}$ , i = 1,2,3 и  $B_{\mu}$  для SU(2) и U(1) полей, и константами связи g и g'.

В силу специфики решаемой задачи нас будет интересовать только фермионный сектор СМ. Левые фермионные поля  $\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i^- \end{pmatrix}, \ \psi_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i' \end{pmatrix}$  *i* - го поколения фермионов преобразуются как дублеты при SU(2) - преобразованиях, причем  $d_i' = \sum_j V_{ij} d_j$ , где  $V_{ij}$  - матрица смешивания Кабиббо – Кобаяши - Масакава. Правые поля представляют собой SU(2) - синглет.

Минимальная модель электрослабого взаимодействия содержит три поколения фермионов и один комплексный хиггсовский дублет  $\phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$  [34].

В СМ лагранжиан фермионного поля со спонтанно нарушенной калибровочной симметрией имеет вид [34]:

$$\begin{split} L_{F} &= \sum_{i} \overline{\psi}_{i} \bigg( i \hat{\partial} - m_{i} - \frac{g m_{i} H}{2 m_{W}} \bigg) \psi_{i} - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{i} \overline{\psi}_{i} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^{5}) (T^{+} W_{\mu}^{+} + T^{-} W_{\mu}^{-}) \psi_{i} - \\ - e \sum_{i} q_{i} \overline{\psi}_{i} \gamma^{\mu} \psi_{i} A_{\mu} - \frac{g}{2 \cos \theta_{W}} \sum_{i} \overline{\psi}_{i} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^{5}) (g_{V}^{i} - i g_{A}^{i} \gamma^{5}) \psi_{i} Z_{\mu} \end{split}$$
(2.10)

Список обозначений и численные значения констант в лагранжиане (2.10) см. в [34]⁷.

Масса W- бозона велика по сравнению с массой нуклона ( $m_{W} \sim 80 \ GeV$ ) [34].

Поэтому в интересующей нас области низких энергий слабое взаимодействие является локальным, и можно ограничиться рассмотрением экзотических электрослабых процессов в приближении универсального взаимодействия Ферми (УВФ) и V - A взаимодействия [36], [37]. В этом приближении гамильтониан слабого взаимодействия имеет вид [36], [37]

$$H' = \frac{G}{\sqrt{2}} \int J^+_{\mu}(\vec{r}) \cdot \hat{G}^{\mu\lambda}(\vec{r},\vec{r}') \cdot J^{\}_{\lambda}(\vec{r}') \mathrm{d}\vec{r} \mathrm{d}\vec{r}'$$
(2.11)

где G - константа связи слабого взаимодействия,  $J_{\lambda}(\vec{r})$  - слабый ток, а  $\hat{G}^{\mu\lambda}(\vec{r},\vec{r}')$  - пропагатор. Локальность УВФ означает, что

$$\hat{G}^{\mu\lambda}(\vec{r},\vec{r}') = g^{\mu\lambda} \cdot \delta(\vec{r}-\vec{r}').$$
(2.12)

В соответствии с этим

$$H' = \frac{G}{\sqrt{2}} \int g^{\mu\lambda} J^{+}_{\mu}(\vec{r}) J_{\lambda}(\vec{r}) \mathrm{d}\vec{r} \,.$$
(2.13)

Структура слабого тока  $J_{\lambda}(\vec{r})$  надежно установлена (см., например, в [36]).

Для описания слабых процессов в ядерной физике используют редуцированный гамильтониан  $h'(\vec{r})$ , в котором состояния нуклонов описываются нерелятивистскими волновыми функциями (ВФ). Явный вид такого гамильтониана приведен в [36]:

$$h'(\vec{r},t) = \frac{G}{\sqrt{2}} g_{\mu\lambda} [j_N^{\mu}(\vec{r},t)]^+ j_w^{\lambda}(\vec{r},t) + h.c., \qquad (2.14)$$

где а  $j_l^\lambda(\vec{r},t)$  - лептонный слабый ток,  $j_N^\mu(\vec{r},t)$  - нуклонный слабый ток:

$$\begin{cases} j_l^{\lambda}(\vec{r},t) = \left(\bar{\psi}_e(\vec{r})\gamma^{\lambda}(1-\gamma_5)\psi_{\nu}(\vec{r})\right) \cdot \exp\left(-i(\varepsilon_{\nu}-\varepsilon_e)t\right) \\ j_N^{\mu}(\vec{r},t) = \left(\bar{\psi}_n(\vec{r})[\tilde{f}_1\mathbf{\gamma}^{\mu} + \tilde{f}_2\boldsymbol{\sigma}^{\mu\rho}k_{\rho} + (\tilde{g}_1\mathbf{\gamma}^{\mu} + \tilde{g}_2k^{\mu})\mathbf{\gamma}_5]\psi_p(\vec{r})\right) \cdot \exp\left(-i(\varepsilon_p - \varepsilon_n)t\right). \end{cases}$$
(2.15)

Формфакторы  $\tilde{f}_1, \tilde{g}_1, \tilde{f}_2, \tilde{g}_2$  введены в (2.15) для учета влияния сильного взаимодействия на нуклонный слабый ток; «жирные» матрицы Дирака  $\gamma^{\lambda}$  действуют в «пространстве нуклонов», а «обычные» матрицы  $\gamma^{\lambda}$  - в «пространстве лептонов» [36].

Нас интересуют лишь разрешенные переходы. В соответствии с этим отбросим в гамильтониане (2.14) малые члены порядка  $k / m_N$  и kR, где  $m_N$ - масса нуклона. В этом приближении нуклонный слабый ток принимает вид:

⁷ Лагранжиан (2.10) и гамильтониан (2.11) приведены в обозначениях, принятых в квантовой теории поля. Все ВФ в этих выражениях являются операторами (q - числами), действующими на  $|in\rangle$  и  $|out\rangle$  состояния.

$$j_{N}^{\mu}(\vec{r},t) = \left(\bar{\psi}_{n}(\vec{r})[\tilde{f}_{1}+\tilde{g}_{1}\boldsymbol{\gamma}_{5}]\boldsymbol{\gamma}^{\mu}\psi_{p}(\vec{r})\right) \cdot \exp\left(-i(\varepsilon_{p}-\varepsilon_{n})t\right), \qquad (2.16)$$

Свободные лептоны (электрон и нейтрино) описываются В $\Phi$ 

$$\psi_l(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot \exp(i\vec{k_l}\vec{r})u_{\underline{m}_l}(\vec{k_l}).$$
(2.17)

При  $V = (2\pi)^3$  волновые функции (2.17) нормированы на  $\delta$  - функцию:

$$\left\langle \psi_{l'}(\vec{r}) \middle| \psi_{l}(\vec{r}) \right\rangle = \delta(\vec{k}_{l} - \vec{k}_{l}') \delta_{\underline{m}_{l}\underline{m}_{l}'}$$
(2.18)

Это означает, что

$$\left(u_{\underline{m}_{l}'}^{+}(\vec{k}_{l})u_{\underline{m}_{l}}(\vec{k}_{l})\right) = \delta_{\underline{m}_{l}\underline{m}_{l}'}$$
(2.19)

Нормировке (2.19) соответствует дираковский биспинор

$$u_{\underline{m}_{l}}(\vec{k}) = \left(\frac{\varepsilon + m_{l}}{2\varepsilon}\right)^{1/2} \left| \frac{\chi_{\underline{m}_{l}}}{\frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{k})}{\varepsilon + m_{l}}} \chi_{\underline{m}_{l}} \right|,$$
(2.20)

Рассмотрим уравнение Дирака для орбитального электрона в водородоподобном и<br/>оне. В отсутствии магнитного поля  $\vec{A} = 0$ ,  $A^0 = \varphi$ ,  $e\varphi = V(r) < 0$ :

$$[i(\gamma_0 \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\gamma} \cdot \nabla) - \gamma_0 V(r) - m_e]\Psi = 0$$
(2.21)

где

$$\Psi(\vec{r},t) = \exp(-i\varepsilon_{e}t)\psi(\vec{r})$$
(2.22)

Из (2.21), (2.22) следует, что

$$[i\vec{\gamma}\cdot\nabla + (\varepsilon_e - V(r))\gamma_0 - m_e]\psi = 0$$
(2.23)

т.е., задача на СЗ имеет вид:

$$[-i\gamma_0\vec{\gamma}\cdot\nabla + V(r) + \gamma_0m_e]\psi = \varepsilon_e\psi$$
(2.24)

В результате несложных преобразований уравнение (2.24) приводится к виду:

$$\left\{-i\gamma_{5}(\vec{\sigma}\cdot\vec{n})\gamma_{5}\left[\frac{\partial}{\partial r}-\frac{\gamma_{0}\cdot\hat{K}-1}{r}\right]+V(r)+\gamma_{0}m_{e}\right\}\psi=\varepsilon_{e}\psi\tag{2.25}$$

где $\hat{K}$ - оператор Дирака

$$\hat{K} = \gamma_0 \cdot [(\vec{\sigma} \cdot \vec{L}) + 1]$$
(2.26)

а  $\vec{L}$  - оператор углового момента

$$\vec{L} = -i[\vec{r} \times \nabla] \tag{2.27}$$

Релятивистскую ВФ орбитального электрона можно представить в виде:

$$\psi_{jm_{j}}^{k}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_{k}(r) \ \chi_{ljm_{j}}^{k} \\ if_{-k}(r)\chi_{l'jm_{j}}^{-k} \end{pmatrix}$$
(2.28)

где

$$\chi_{ljm_{j}}^{k}(\vartheta,\varphi) = \sum_{m_{l},\sigma} C_{lm_{l}\ 1/2\sigma}^{jm_{j}} Y_{lm_{l}}(\vartheta,\varphi) \chi_{\sigma} , \qquad (2.29)$$

Шаровые спиноры Паули  $\chi^k_{ljm_j}(\vartheta,\varphi)$  являются собственными функциями (СФ) оператора квадрата полного момента  $\hat{j}^2$ , оператора проекции момента  $j_z$  и оператора  $\hat{K}_2$ 

$$\hat{K}_2 = (\vec{\sigma} \cdot \vec{L}) + 1,$$
 (2.30)

а именно:

$$\begin{aligned} \hat{j}^2 \chi^k_{ljm_j}(\vartheta,\varphi) &= j(j+1)\chi^k_{ljm_j}(\vartheta,\varphi) \\ \hat{j}_z \chi^k_{ljm_j}(\vartheta,\varphi) &= m_j \chi^k_{ljm_j}(\vartheta,\varphi) \\ \hat{K}_2 \chi^k_{ljm_j}(\vartheta,\varphi) &= -k \chi^k_{ljm_j}(\vartheta,\varphi) \end{aligned}$$

$$(2.31)$$

причем  $l = \kappa$  при k > 0 и  $l = \kappa - 1$  при k < 0, где  $\kappa = \left| k \right|, \ j = \kappa - 1/2$ .

Прямым вычислением несложно показать, что

$$\begin{cases} \chi_{l'jm_{j}}^{-k} = -(\vec{\sigma} \cdot \vec{n})\chi_{ljm_{j}}^{k} \\ \chi_{ljm_{j}}^{k} = -(\vec{\sigma} \cdot \vec{n})\chi_{l'jm_{j}}^{-k} \end{cases}$$
(2.32)

Подставляя (2.32) в (2.25) перейдем к системе уравнений для ВФ  $g_k(r)$  и  $f_{-k}(r)$ :

$$\left| \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right| g_k(r) + \frac{k}{r} g_k(r) = \left[ \varepsilon_e - V(r) + m_e \right] f_{-k}(r)$$

$$\left| \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right] f_{-k}(r) - \frac{k}{r} f_{-k}(r) = -\left[ \varepsilon_e - V(r) - m_e \right] g_k(r)$$

$$(2.33)$$

Для состояний дискретного спектра радиальные ВФ  $f_{-k}$  и  $g_k$  нормированы условием:

$$\int_{0}^{\infty} dr r^{2} [f_{-k}^{2}(r) + g_{k}^{2}(r)] = 1.$$
(2.34)

Если потенциал V(r) не имеет особенностей при r = 0, то из (2.33) с очевидностью следует, что при k = -1 выполняется условие

$$\lim_{r \to 0} f_1(r) = 0.$$
(2.35)

В дальнейшем нам потребуется гамильтониан перехода  $ep \leftrightarrow n_{\nu}$ . Для того, чтобы построить такой гамильтониан, необходим анализ структуры слабого лептонного тока и оценка связанной с этим перенормировки слабого нуклонного тока.

В ядерной физике и в физике элементарных частиц подробно исследован случай

$$\begin{cases} \psi_{e}(\vec{r}) = V^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_{e}\vec{r})u_{e}(\vec{k}_{e}) \\ \psi_{\nu}(\vec{r}) = V^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_{\nu}\vec{r})u_{\nu}(\vec{k}_{\nu}) \end{cases}$$
(2.36)

где V - нормировочный объем. Например, слабый ток (2.15) с ВФ (2.36) описывает распад нейтрона и  $\beta^-$  - активных ядер.

Весьма подробно исследован электронный захват, которому соответствуют ВФ:

$$\begin{cases} \psi_{e}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_{k}(r) \ \chi_{ljm_{j}}^{k} \\ if_{-k}(r)\chi_{l'jm_{j}}^{-k} \end{pmatrix} \\ \psi_{\nu}(\vec{r}) = V^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_{\nu}\vec{r})u_{\nu}(\vec{k}_{\nu}) \end{cases}$$
(2.37)

На сегодняшний день никто не анализировал случай, когда ВФ в (2.15) имеют вид:

$$\begin{cases} \psi_{e}(\vec{r}) = V^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_{e}\vec{r})u_{e}(\vec{k}_{e}) \\ \psi_{\nu}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_{k}(r) \ \chi^{k}_{ljm_{j}} \\ if_{-k}(r)\chi^{-k}_{l'jm_{j}} \end{pmatrix} \end{cases}$$
(2.38)

Формальным основанием для «запрета» граничных условий (2.38) послужил тот факт, что комптоновская длины волны нейтрино намного больше «размеров» нейтрона

$$\lambda_c^{(\nu)} \gg r_N \approx 0.86 \ fm \tag{2.39}$$

и нейтрино «не помещается» в нейтроне. Но приведенная комптоновская длина волны электрона также удовлетворяет условию

$$\lambda_c^{(e)} \approx 386 \ fm \gg r_N \tag{2.40}$$

Однако это обстоятельство никак не повлияло на существование электронного захвата, поскольку волновые функции орбитального электрона и ядра перекрываются.

Кроме того, лагранжиан СМ (2.10) содержит электрон и нейтрино, как левый SU(2)- дублет. Это означает, что нейтрино является «электрически нейтральным электроном», масса которого составляет доли электрон-вольта [34]. Поэтому вывод о том, что граничные условия (2.38) для нейтрино запрещены первыми принципами физики, является преждевременным.

В основе квантовой механики лежит соотношение неопределенности Гейзенберга

$$\Delta p \cdot \Delta x \ge \hbar , \qquad (2.41)$$

а в качестве оценки неопределенности координат частицы, связанной в трехмерной потенциальной яме, всегда используется радиус потенциала [38].

В неглубоком короткодействующем потенциале отсутствуют дискретные уровни. Причину этого ограничения демонстрирует Таблица 2 [38].

Таблица 2

Одномерная яма	Двумерная яма	Трехмерная яма
$\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x)]u = 0$	$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\psi}{dr}\right) + \frac{2m}{\hbar^2}[E - U(r)]\psi = 0$	$-rac{1}{r^2}rac{d}{dr}igg(r^2rac{d\psi}{dr}igg)+rac{2m}{\hbar^2}[E-U(r)]\psi=0$
$\begin{bmatrix} u(x) = A\cos Kx &  x  \le a / 2\\ u(x) = \exp(-\kappa x) &  x  > a / 2 \end{bmatrix}$	$\begin{cases} \psi(r) = A J_{_0}(Kr) & r \leq a \\ \psi(r) = H_{_0}^{(1)}(i\kappa r) & r > a \end{cases}$	$\begin{cases} u(r) = A \sin Kr & r \le a \\ u(r) = \exp(-\kappa r) & r > a \end{cases}; \ \psi = \frac{u}{r}$
$\kappa = K \cdot \operatorname{tg}(Ka / 2)$	$\left[a\ln(\kappa a) ight]^{\!-1}pprox -K^2a/2$	$K \cdot \operatorname{ctg} Ka = -\kappa$
$Epprox -rac{ma^2}{2\hbar^2}U_0^2$	$E\sim -rac{\hbar^2}{ma^2} \exp \!\left[-rac{2\hbar^2}{ma^2 U_0} ight]$	$K_{_{0}}a>\frac{\pi}{2} \Rightarrow U_{_{0\mathrm{min}}}=\frac{\pi^{2}\hbar^{2}}{8ma^{^{2}}}$
$\delta p_{_{x}}=\hbar K,\ \delta x_{_{w}}\delta p_{_{x}}\ll \hbar,\ \delta x_{_{w}}\sim a$	$\delta p_{_{x}}=\hbar K,~\delta x_{_{w}}\delta p_{_{x}}\ll \hbar,~\delta x_{_{w}}\sim a$	$\delta x_{\!\scriptscriptstyle w} \delta p_{\!\scriptscriptstyle x} \geq \pi \hbar  /  2 > \hbar  /  2$
$\delta x_{\!_{e}} \delta p_{\!_{x}} \geq \hbar \ / \ 2, \ w \equiv wall, \ e \equiv exact$	$\delta x_{\!_{e}} \delta p_{\!_{x}} \geq \hbar \ / \ 2, \ w \equiv wall, \ e \equiv exact$	

Частица в прямоугольной потенциальной яме шириной а и глубиной U₀

В таблице 2 использованы общепринятые обозначения [38]. Таблица 2 ясно иллюстрирует тот факт, что оценки, «запрещавшие» ВФ нейтрино обращаться в ноль при  $r \to \infty$ , связаны с тем, что была произведена банальная подмена понятий: условие  $\lim \psi(r) = 0$ 

было отождествлено с условием образования связанного состояния (дискретного уровня в трехмерной потенциальной яме). Другими словами, принципиально <u>многочастичная</u> задача, начиная с момента открытия нейтрона, и первых работ Ферми, посвященных проблеме нейтрино и теории  $\beta$  - распада, рассматривалась в <u>одночастичном</u> приближении. Пренебрежение связью каналов  $ep \leftrightarrow \nu n$  (потенциалом  $V_{ep \leftrightarrow \nu n}$ ) при рассмотрении задачи о взаимодействии нейтрино с нейтроном, наряду с другими, не менее важными причинами, привело к тяжелой концептуальной ошибке.

В приложении теории рассеяния к задачам анализа ядерно-физических данных решение многочастичных задач в одночастичном приближении традиционно сводится к построению оптического потенциала, позволяющего учесть наличие неупругих каналов реакции на феноменологическом уровне. То есть, одночастичные оценки при анализе многочастичных систем необходимо производить с учетом возможности перехода частиц в начальном состоянии в различные каналы реакции [39].

### 3. Связь каналов и оптическая модель упругого рассеяния

Для выявления основных особенностей описания рассеяния нуклонов на ядрах в рамках оптической модели ограничимся нерелятивистским приближением.

Радиальное уравнение Шредингера (УШ) в этом случае гласит:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E - V(r) - iW(r) \ u = 0.$$
(3.1)

Комплексный потенциал в УШ (3.1) позволят моделировать многочастичную систему в одночастичном приближении. Вместо того чтобы решать многомерную задачу с учетом связи каналов, для расчета сечения упругого рассеяния достаточно ограничиться приближением оптической модели.

В случае прямоугольной потенциальной ямы:

$$\begin{cases} V(r) = -V_0 & r \le a \\ V(r) = 0 & r > a \end{cases} \qquad \begin{cases} W(r) = -W_0 & r \le a \\ W(r) = 0 & r > a \end{cases}$$
(3.2)

Решение уравнения (3.1) имеет вид

$$\begin{cases} u(r) = A \sin Kr & r \le a \\ u(r) = \exp i kr & r > a \end{cases}$$
(3.3)

где

$$\begin{cases} k^{2} = \frac{2m}{\hbar^{2}}E \\ K^{2} = \frac{2m}{\hbar^{2}} E + V_{0} + iW_{0} \end{cases}$$
(3.4)

Условие появления резонанса в комплексной потенциальной яме имеет вид

$$K \cdot \operatorname{ctg} Ka = ik \,. \tag{3.5}$$

Решение уравнения (3.5) в области низких энергий  $E \ll V_0$  имеет вид [40]:

$$K_0 a \approx \pi / 2, \qquad (3.6)$$

$$, \Gamma \approx \frac{2\hbar^2}{ma^2} k_0 a, \ k_0 \equiv \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E_0}.$$

Оптическая модель упругого рассеяния нуклонов замечательна не только тем, что позволяет в одночастичном приближении учитывать влияние связи каналов, но и тем, что дает ключ к пониманию природы перенормировки массы нуклона внутри ядра (т.е., нуклона, движущегося в потенциале, зависящем от скорости). Поясним это утверждение.

Рассмотрим оптический потенциал, вещественная часть которого имеет форму Вудса-Саксона [39], [40]

$$U(r,\varepsilon) = V(\varepsilon) \cdot f(r)$$
 (3.7)

где

где  $K_0 \equiv \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}V_0}$ 

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R_A) / a_0]}$$
(3.8)

Для средних и тяжелых ядер параметры потенциала Вудса-Саксона хорошо известны:  $R_{_{\!A}} = r_{_{\!0}} A^{1/3}, r_{_{\!0}} = 1.25 \ fm, a_{_{\!0}} = 0.65 \ fm, V(\varepsilon) \approx V_{_{\!0}} - \eta \varepsilon \approx 52 - 0.3 \varepsilon \ [MeV]$  [40].

Проанализируем движение нуклона в потенциале (3.7) с точки зрения соответствия оптической модели упругого рассеяния и теории конечных ферми-систем (ТКФС) [41], в рамках которой подробно изучен эффект перенормировки массы нуклонов в ядрах.

Уравнение Шредингера в этом случае имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + U(r,\varepsilon)\psi = \varepsilon\psi$$
(3.9)

14

Учитывая, что при  $r \to \infty$ ,  $f(r) \to 0$ , а состояния непрерывного спектра имеют энергию  $\varepsilon > 0$ , представим (3.9) в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*(r)}\nabla^2\psi + \tilde{U}(r,0)\psi = \varepsilon\psi$$
(3.10)

где перенормированный потенциал

$$\tilde{U}(r,0) = V_0 \cdot f(r) \cdot [1 + \eta f(r)]^{-1}$$
(3.11)

не зависит от энергии, зато масса становится функцией координат, что физически можно трактовать, как перенормировку массы нуклона внутри ядра, причем перенормированная масса связана с массой нуклона в вакууме очевидным соотношением

$$m^*(r) = m \cdot [1 + \eta f(r)]^{-1}.$$
(3.12)

Для тяжелых ядер

$$\left[m^{*}(r) \,/\, m\right]_{r \ll R_{\star}} \approx 0.77 \tag{3.13}$$

в хорошем согласии с результатами расчетов в рамках теории конечных ферми-систем ТКФС [41]. Таким образом, в рамках оптической модели, как и в ТКФС, учтен эффект перенормировки массы при переходе нуклона из вакуума в ядро.

### 4. Квазисвязанные состояния в нерелятивистской квантовой механике.

Оптическая модель позволяет описать не только упругое рассеяние нуклонов на ядрах, но и квазистационарные квазисвязанные состояния частиц (например, уровни энергии электронов в возбужденных атомах).

В отличие от состояний непрерывного спектра, энергия таких состояний имеет мнимую часть Im E < 0, причем Re E < 0.

Волновое число k квазисвязанной нерелятивистской частицы связан с ее энергий соотношением

$$k^{2} \equiv (k_{1} + ik_{2})^{2} = \frac{2m}{\hbar^{2}} (E - i\Gamma / 2), \qquad (4.1)$$

из которого следует, что

$$k_1^2 + 2ik_1k_2 - k_2^2 \equiv \varepsilon - i\gamma \tag{4.2}$$

Таким образом, для квазистационарных квазисвязанных состояний в нерелятивистской квантовой механике волновое число частицы удовлетворяет соотношениям:

$$k_1 k_2 < 0, \left| k_2 \right| > \left| k_1 \right| \tag{4.3}$$

Волновая функция такого состояния комплексна, а плотность потока отлична от нуля  $j = \frac{\hbar \operatorname{Re} k}{2} \exp \left[-2 \operatorname{Im} kr\right]$ (4.4)

Согласно (4.3) Im kr < 0, следовательно, волновая функция такого состояния оказывается «вытолкнутой» из ямы, а само состояние является делокализованным. Это означает, что

$$(\delta x)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 \left|\psi\right|^2 dx = \infty$$
(4.5)

Интеграл (4.5) расходится, а неопределенность координаты x бесконечно велика.

Ранее уже упоминалось, что в нерелятивистской квантовой теории состояния с  $\operatorname{Re} E < 0$ ,  $\operatorname{Im} E < 0$  часто встречаются в атомной физике. В таких квазистационарных квазисвязанных состояниях находятся электроны в возбужденных атомах, но на это никогда не обращают внимания, поскольку при распаде таких состояний происходит либо испускание фотона, либо вылет Оже- электронов, т.е. обычные электромагнитные процессы. Кроме того, в атомной физике неравенство (4.3) нередко нарушается, поскольку задача о девозбуждении многоэлектронного атома обычно решается в приближении

самосогласованного поля, мнимая часть энергии считается равной нулю (Im E = 0), и никаких проблем, связанных с условием  $k_1 k_2 < 0$ , просто не возникает.

В ядерной физике аналогичные квазистационарные квазисвязанные состояния, имеющие конечное время жизни, и способные распадаться без испускания фотонов или вылета электронов внутренней конверсии,- это состояния квазичастиц (квазинуклонов) в теории конечных ферми-систем [41]. Трудности, связанные с наличием мнимой части у энергии квазичастиц при переходе от ТКФС к оболочечной модели ядра традиционно преодолевают, пренебрегая перенормировкой массы нуклонов внутри ядра и конечностью времени жизни квазичастиц [40], [42].

## 5. Оптическая модель квазисвязанного состояния в релятивистском случае

Покажем, что для квазистационарного состояния граничное условие  $\lim \psi_{..}(r) = 0$  (5.1)

соответствует квазисвязанному состоянию квазинейтрино и квазинейтрона.

Рассмотрим движение квазинейтрино в центральном оптическом потенциале V(r). Система уравнений для радиальных ВФ квазинейтрино имеет вид (см. (2.33)):

$$\begin{cases} \frac{\partial g_{k}(r)}{\partial r} + \frac{1+k}{r} g_{k}(r) = \left[E - V(r) + \hat{m}_{\nu}(r)\right] f_{-k}(r) \\ \frac{\partial f_{-k}(r)}{\partial r} + \frac{1-k}{r} f_{-k}(r) = -\left[E - V(r) - \hat{m}_{\nu}(r)\right] g_{k}(r) \end{cases}$$
(5.2)

Зависимость  $\hat{m}_{\nu} = \hat{m}_{\nu}(r)$  введена для того, чтобы учесть, что масса квазинейтрино в ядерной (внутринуклонной) материи отлична от массы нейтрино в вакууме, причем

$$\lim_{\nu \to \infty} \hat{m}_{\nu}(r) = m_{\nu} \tag{5.3}$$

где  $m_{\nu}$ - масса покоя <u>нейтрино</u>. Эффект перенормировки массы при превращении протона в квазинейтрон, входящий в состав нейтрония, включен в энергию связи *E*.

Следуя [43], введем вспомогательные радиальные ВФ  $w = rg_k(r)$ ,  $w_1 = rf_{-k}(r)$ , подчиняющиеся системе уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dw}{dr} + \frac{k}{r}w - [E + \hat{m}_{\nu}(r) - V(r)]w_{1} = 0\\ \frac{dw_{1}}{dr} - \frac{k}{r}w_{1} + [E - \hat{m}_{\nu}(r) - V(r)]w = 0 \end{cases}$$
(5.3)

Воспользуемся естественными обозначениями

$$\begin{cases} \hat{k}_{\pm}(r) = E - V(r) \pm \hat{m}_{\nu}(r) \\ \hat{k}_{\nu}^{2}(r) = \hat{k}_{+}(r) \cdot \hat{k}_{-}(r) \end{cases}$$
(5.4)

В этих обозначениях система уравнений (5.3) принимает вид:

$$\frac{dw}{dr} + \frac{k}{r}w - \hat{k}_{+}w_{1} = 0$$

$$\frac{dw_{1}}{dr} - \frac{k}{r}w_{1} + \hat{k}_{-}w = 0$$
(5.5)

Уравнения (5.5) легко преобразуются к виду:

$$\begin{cases} \frac{d^2w}{dr^2} - \frac{k(k+1)}{r^2}w + \hat{k}_{\nu}^2w = 0\\ \frac{d^2w_1}{dr^2} - \frac{k(k-1)}{r^2}w_1 + \hat{k}_{\nu}^2w_1 = 0 \end{cases}$$
(5.6)

16

В силу того, что наибольший интерес представляет качественная картина явления, ограничимся рассмотрением прямоугольной потенциальной ямы:

$$\begin{cases} V(r > r_0) = 0 \\ V(r < r_0) = -V_0 - iW_0 \end{cases}$$
(5.7)

причем  $V_0 > 0$ ,  $W_0 \ge 0$ . Мнимая часть потенциала V(r) соответствует распаду нейтрония на электрон и протон.

Оценим вклад различных механизмов образования квазистационарного состояния. Вначале рассмотрим случай вещественного потенциала без учета перенормировки массы  $(W_0 = 0, \hat{m}_\nu = m_\nu, \text{см. [43]})$ . В этом случае из условия

$$\left(\frac{w_1}{w}\right)_{r=r_0-0} = \left(\frac{w_1}{w}\right)_{r=r_0+0}$$
(5.8)

мы приходим к уравнению на собственные значения энергии для случая  $|E| < m_{\nu}$  [43]

$$1 - (\alpha_{\nu}r_{0}) \cdot \operatorname{ctg}(\alpha_{\nu}r_{0}) = \frac{m_{\nu}r_{0}\sqrt{1 - E^{2}m_{\nu}^{-2}} + 1}{1 + Em_{\nu}^{-1}} \Big[1 + \sqrt{1 + \alpha_{\nu}^{2}m_{\nu}^{-2}}\Big].$$
(5.9)

где

$$\alpha_{\nu}^{2} = (E + V_{0})^{2} - m_{\nu}^{2} > 0$$
(5.10)

В монографии [43] изложены результаты анализа свойств решений уравнения (5.9) в зависимости от глубины потенциала (см., например, старые работы [44], [45]). В [43] решалась модельная задача об уровнях электрона в прямоугольной яме. Рассматриваемый нами случай отличается лишь сортом частицы, находящейся в связанном состоянии. Поэтому трудности теории в случае нейтрино точно такие же, как и в случае электрона.

Для «основного состояния» k = -1 в [43] приведена зависимость энергетического спектра от глубины ямы  $V_0$  при заданном радиусе  $r_0$ .

Из рис. 13 очевидно, что состояниям непрерывного спектра соответствуют энергии  $\left|E\right| > m_{\nu}$  («*верхний континуум*» при  $E > m_{\nu}$  и «*нижний континуум*» при  $E < -m_{\nu}$ ). Дискретные уровни «абстрактного фермиона» («нейтрино») лежат в диапазоне энергий  $0 < E < m_{\nu}$ . Энергиям  $-m_{\nu} < E < 0$  соответствуют дискретные уровни «антинейтрино». Энергия E = 0 разделяет эти две ветви спектра.



Рис. 13. Уровни энергии «абстрактного» фермиона в прямоугольной яме [43]

Изложим результаты работ [43] - [45] максимально подробно.

В очень узкой глубокой яме ( $m_{\nu}r_{0} \ll 1$ ,  $V_{0} \gg |E|$ ,  $V_{0} \gg m_{\nu}$ ), в которой имеются дискретные уровни нейтрино (реально не существующие, речь идет о формальном анализе), уравнение (5.9) при  $E = m_{\nu}$  принимает вид:

$$tg[r_0(V_0 + m_{\nu})] = -2m_{\nu}r_0$$
(5.11)

Решение (5.11) очевидно:

$$V_0 = \pi r_0^{-1} - 3m_\nu \tag{5.12}$$

То есть, при  $V_0 > \pi r_0^{-1} - 3m_{\nu}$  в потенциальной яме появляются связанные состояния, причем число дискретных уровней нарастает по мере углубления ямы. Первый уровень появляется при глубине потенциала  $V_0^{(1)} = \pi r_0^{-1} - 3m_{\nu} + 0$ , затем второй, и т.д.

При E = 0 уравнение (5.9) имеет вид

$$\log(r_0 V_0) = -m_{\nu} r_0 \tag{5.13}$$

и также решается очень просто:

$$V_0 = \pi r_0^{-1} - m_{\nu} \tag{5.14}$$

Наконец, при  $E = -m_{\mu}$ 

$$\operatorname{ctg}[r_0(V_0 - m_{\nu})] = -\infty \tag{5.15}$$

И

$$V_0 = \pi r_0^{-1} + m_{\nu} \tag{5.16}$$

Именно при значении  $V_0 = \pi r_0^{-1} + m_{\nu}$  нижний уровень пересекает границу  $E = -m_{\nu}$ , и сливается с *нижним континуумом* (совокупность антинейтринных состояний). Это значение  $V_0$ , которое можно назвать критическим, соответствует  $\alpha_{\nu} r_0 = \pi$ , и равно [43]

$$V_c = m_{\nu} + \sqrt{m_{\nu}^2 + \pi^2 r_0^{-2}} \,. \tag{5.17}$$

При  $V_0 > V_c$  корни уравнения (5.9) становятся комплексными. Физический смысл имеют только корни с отрицательной мнимой частью  $-i\gamma/2$ ,  $\gamma > 0$ , т.к. в этом случае ВФ обращаются в нуль при  $t \to \infty$ . Наличие таких корней означает, что соответствующие им состояния являются квазистационарными со временем жизни  $\tau \sim 1/\gamma$ .

Возникновение комплексных корней связано с рождением в интенсивном ( $V_0 > V_c$ ) электрослабом поле пар нейтрино - антинейтрино [43]. Теория этого явления выходит за рамки одночастичного уравнения Дирака, но его можно описать, если привлечь представление о морских нейтрино и антинейтрино, и соответствующем «слабом» море Дирака, в котором вакуум есть совокупность состояний в нижнем континууме, полностью занятых нейтрино [43].

Если  $\hat{m}_{_n}=m_{_n}$ , а радиус потенциала V равен электромагнитному радиусу нуклона  $r_{_0}=0.86~fm$ , то для его глубины получается оценка  $\pi$  /  $r_{_0}\approx721~MeV$ .

Это означает, что для удержания нейтрино нейтроном требуется очень глубокий потенциал. Поскольку  $m_{\nu} < 1 \ eV$ , а  $m_n - m_p - m_e = 782.32 \ keV$ , постольку глубокий потенциал спонтанно генерирует  $\nu\tilde{\nu}$  - пары, что противоречит закону сохранения энергии. Именно по этой причине формирование квазистационарных квазисвязанных состояний нейтрино и нейтрона невозможно, если  $r_0 = 0.86 \ fm$ ,  $W_0 = 0$ ,  $\hat{m}_n = m_n$  и  $\hat{m}_{\nu} = m_{\nu}$ .

Перейдем к анализу случая  $W_0 \ge 0$ ,  $\hat{m}_{\nu} \ne m_{\nu}$ ,  $\hat{m}_n \ne m_n$ ,  $r_0 \gg 0.86 \ fm$ .

Оценим эффект перенормировки масс нейтрона и нейтрино внутри нейтринного экзоатома. В этом случае значения масс, зарядов и магнитных моментов нейтрона и нейтрино отличны от аналогичных пустотных значений. Именно поэтому нейтроний мы можем рассматривать, как квазисвязанное состояние квазинейтрона и квазинейтрино.

Понятие «квазичастица» было введено Л.Д. Ландау в серии работ по проблеме сверхтекучести жидкого гелия в 1941 году [46]. Основная идея, ради которой, собственно говоря, вводилось это понятие, состояла в том, чтобы в газовом приближении описывать процессы, протекающие в жидкости. В дальнейшем эта идея эксплуатировалась во многих работах по физике твердого тела, а также в атомной и ядерной физике.

Основное различие между квазичастицей и «настоящей частицей» состоит в том, что при одинаковом наборе квантовых чисел, характеризующих частицу и квазичастицу, последняя имеет конечное время жизни, а также массу (заряд), отличающиеся от массы (заряда) свободной частицы. В соответствии с этим предположим, что «квазинейтрон», входящий в состав «нейтрония», имеет массу больше, чем масса протона, но меньше, чем масса нейтрона, а масса «квазинейтрино», напротив, больше массы нейтрино:

$$\begin{cases} m_p < \hat{m}_n < m_n \\ \hat{m}_\nu > m_\nu \end{cases}, \tag{5.18}$$

где  $\hat{m}_n$  - масса «квазинейтрона»,  $\hat{m}_{\nu}$  - масса «квазинейтрино»,  $m_p$  - масса протона, а  $m_n$  - масса нейтрона⁸.

Если предположить, что «нейтроний» существует, и является метастабильным, то запрет на спонтанное рождение  $\nu\tilde{\nu}$ - пар при нарушении стабильности электрослабого вакуума в сильных полях означает, что масса «квазинейтрино», входящего в состав нейтрония, достаточно велика. Большая величина присоединенной массы  $\delta \hat{m}_{\nu} = \hat{m}_{\nu} - m_{\nu}$ обусловлена тем, что слабое взаимодействие «приклеивает» к квазисвязанному нейтрино u- кварк и d - кварк с массами порядка 2 МэВ и 5 МэВ, соответственно (см. рис. 3).

Наличие канала распада квазисвязанного состояния (т.е.,  $W_0 > 0$ ), отличие массы квазичастиц от массы «голых» частиц (т.е.  $\hat{m}_{\nu} \neq m_{\nu}$ ;  $\hat{m}_n \neq m_n$ ), а также «распухание» нейтринного экзоатома (аналога ридберговских атомов в атомной физике), приводящего к гигантскому превышению электрослабых «размеров» нейтрония над электромагнитными «размерами» нуклона ( $r_N \approx 0.86 \ fm$ ) – такова совокупность причин, по которым картина формирования квазисвязанных состояний «квазинейтрино» и «квазинейтрона» не имеет прямых аналогов, ни в атомной, ни в ядерной физике.

Проиллюстрируем описанные выше особенности физики нейтринных экзоатомов на примере задачи Штурма-Лиувилля для уравнения Дирака, решением которой являются глубины оптического потенциала  $V_0$  и  $W_0$  потенциала V при заданной величине  $\varepsilon$  и  $\gamma$ .

Система уравнений (5.6) для основного состояния k = -1 принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{d^2 w}{dr^2} + \hat{k}_{\nu}^2 w = 0\\ \frac{d^2 w_1}{dr^2} - \frac{2}{r^2} w_1 + \hat{k}_{\nu}^2 w_1 = 0 \end{cases}$$
(5.19)

где

$$\hat{k}_{\nu}^{2} = [E - V(r)]^{2} - \hat{m}_{\nu}^{2}(r)$$
(5.20)

⁸ Следует отметить, что в аналогичной задаче об атоме водорода всю потерю массы связанной системы «электрон + протон» традиционно приписывают орбитальному электрону, несмотря на то, что дефект масс относится не к отдельным частицам, образующим составную систему, а к связанной системе в целом.

При  $r>r_{_0},\ \hat{m}_{_\nu}=m_{_\nu}\,$  и  $E=arepsilon-i\gamma$  / 2 соотношение (5.20) принимает вид:

$$\hat{k}_{\nu}^{2}(r > r_{0}) \equiv -\kappa_{\nu}^{2} = (\varepsilon - i\gamma / 2)^{2} - m_{\nu}^{2} = \varepsilon^{2} - i\gamma\varepsilon - \gamma^{2} / 4 - m_{\nu}^{2}$$
(5.21)

Условие образования квазисвязанного состояния квазинейтрино гласит:

$$\operatorname{Re}_{\nu}^{2}(r > r_{0}) < 0 \tag{5.22}$$

Для квазистационарных состояний  $\gamma > 0$ . Поэтому энергия  $\varepsilon$  лежит в интервале

$$-\sqrt{m_{\nu}^2 + \gamma^2 / 4} < \varepsilon < 0 \tag{5.23}$$

$$\kappa_{\nu}^{2} \approx m_{\nu}^{2} - \varepsilon^{2} + i\gamma\varepsilon$$
 (5.24)

Откуда следует, что

$$\kappa_{\nu} \approx (m_{\nu}^2 - \varepsilon^2)^{1/2} + i\varepsilon(\gamma/2)(m_{\nu}^2 - \varepsilon^2)^{-1/2}$$
 (5.25)

При  $r < r_0$ , т.е. внутри потенциальной ямы,

$$\hat{k}_{\nu}^{2} \equiv K_{\nu}^{2} = (\varepsilon - i\gamma / 2 + V_{0} + iW_{0})^{2} - \hat{m}_{\nu}^{2}$$
(5.26)

причем

$$\begin{cases} \operatorname{Re} \hat{k}_{\nu}^{2} \equiv K_{1\nu}^{2} = (\varepsilon + V_{0})^{2} - (W_{0} - \gamma / 2)^{2} - \hat{m}_{\nu}^{2} > 0\\ \operatorname{Im} \hat{k}_{\nu}^{2} \equiv K_{2\nu}^{2} = (\varepsilon + V_{0})(W_{0} - \gamma / 2) \gtrsim 0 \end{cases}$$
(5.27)

Решение первого уравнения системы (5.6) имеет вид:

$$w(r) = \begin{cases} A \cdot \sin K_{\nu} r & r < r_{0} \\ B \cdot \exp(-\kappa_{\nu} r) & r > r_{0} \end{cases}$$
(5.28)

Из (5.5) следует, что

$$w_1 = \hat{k}_+^{-1} \cdot \left[ \frac{dw}{dr} + \frac{k}{r} w \right]$$
(5.29)

Очевидно, что при  $r > r_0 \ B\Phi \ w_1$  имеет экспоненциально убывающую асимптотику. При  $r \to 0 \ B\Phi \ w_1$  не имеет особенностей. Более того, простая подстановка показывает, что

$$w_{1} = A \hat{k}_{+}^{-1} \cdot \left[ K_{\nu} \cos K_{\nu} r - \frac{\sin K_{\nu} r}{r} \right]_{r=+0} = 0$$
(5.30)

так как мы рассматриваем только основное состояние ( k = -1 ).

Функция  $w_1$  непрерывна, поскольку ВФ w является гладкой. Разрыв производной ВФ  $w_1$  в точке  $r = r_0$  в контексте рассматриваемой задачи не является существенным, так как не влияет на качественные результаты и вытекающие из них выводы.

Условие непрерывности логарифмической производной ВФ w в точке  $r = r_0$  приводит к уравнению

$$K_{\nu}r_{0}\cdot\operatorname{ctg}K_{\nu}r_{0}=-\kappa_{\nu}r_{0} \tag{5.31}$$

Корни уравнения (5.31) найдем по теории возмущений. Для этого положим  $\kappa_{\nu} = -0$ . В этом приближении уравнение (5.31) принимает вид:

$$\operatorname{ctg}K_{\nu}r_{0} = -0 \tag{5.32}$$

Очевидно, что уравнение (5.32) имеет корень

$$K_{\nu}r_{0} = 3\pi / 2 \tag{5.33}$$

20

$$V_0 r_0 = \frac{3}{2}\pi$$
(5.34)

Следовательно, учет перенормировки массы нейтрино в нейтронии приводит к тому, что квазисвязанные состояния появляются в потенциальной яме не при  $V_0r_0 = \pi - 3\hat{m}_{\nu}r_0$ , а при  $V_0r_0 = 3\pi/2$ . Но при  $V_0r_0 = \pi + \hat{m}_{\nu}r_0$  (т.е., при  $\hat{m}_{\nu}r_0 = \pi/2$ ) стартует процесс спонтанного рождения конфайнмированных  $\hat{\nu}\hat{\nu}$  - пар, так как глубины потенциала для этого хватает. В тоже время, граничное условие (5.1) гарантирует невылетание нейтрино, поскольку масса квазинейтрона почти на 1 МэВ меньше массы нейтрона.

Из (5.34) следует, что реакция экзотического электронного захвата, отличающаяся от обычного электронного захвата невылетанием нейтрино, сопровождается рождением глюонов (см. §6), а также огромного количества  $q\tilde{q}$  - и  $\hat{\nu}\hat{\nu}$  - пар в объеме нейтрония. Так образуется кварк-глюонная плазма. Далее начинается бозе-конденсация  $q\tilde{q}\hat{\nu}\hat{\nu}$  - квартетов (в основном, экзопионов  $\bar{\pi} \equiv u\tilde{u}\hat{\nu}\hat{\nu}$ ), эффективный радиус которых, вообще говоря, не равен электромагнитному радиусу пиона. Благодаря этому нейтроний имеет гигантский магнитный момент. Проблеме магнитных свойств нейтрония и других нейтринных экзоатомов буде посвящена отдельная работа.

Оценки глубины потенциала  $V_0$  на основе стандартной модели электрослабого взаимодействия показывают, что  $V_0 < 10 \ keV$  (С.В. Толоконников, частное сообщение). Энергия  $1 \ GeV \approx 5 \ fm^{-1}$  (в системе единиц  $\hbar = c = 1$ ). В соответствии с этим

$$r_0^{min} \sim 10^5 \ fm = 1 \ \text{\AA}$$
 (5.35)

откуда следует, что «размеры» нейтрония соизмеримы с боровским радиусом.

Значение  $V_0 \sim 10 \ keV$  представляет собой предельную верхнюю оценку глубины оптического потенциала, в котором движется квазинейтрино. Реалистичное значение  $V_0$ 

несколько меньше, поэтому эффективный радиус нейтрония равен примерно

$$r_0 \sim 3 \text{ Å}$$
 (5.36)

В этом случае масса  $\hat{m}_{\nu} \lesssim 5 \cdot 10^{-6} fm^{-1} \approx 1 \ keV$ , и квазинейтрино с массой  $\hat{m}_{\nu} \gg m_{\nu}$ , квазисвязанное в объеме, ограниченном сферой радиуса  $r_0 \sim 3$  Å, с приемлемой степенью точности можно считать нерелятивистской частицей, т.к. потенциал взаимодействия квазинейтрона с квазинейтрино «привязан» к системе отсчета наблюдателя.

Перейдем к оценке мнимой части потенциала  $W_0$ . Условие возникновения стоячей волны «квазинейтрино в квазинейтроне» можно сформулировать в виде

$$K_{2\nu}^{2} = (\varepsilon + V_{0})(W_{0} - \gamma / 2) = 0$$
(5.37)

Физическая интерпретация условия (5.37) тривиальна. Поглощение квазинейтрино <u>внутри</u> квазинейтрона невозможно. Затухание (распад) электрослабого экзотического резонанса сопровождается вылетом электрона с одновременным превращением квазинейтрона в протон, причем этот переход происходит на радиусе канала.

Из (5.37) следует, что в рамках принятых приближений

$$W_0 = \gamma / 2 \tag{5.38}$$

Микроскопической оценке постоянной распада нейтрония  $\gamma$  посвящен отдельный параграф (см. ниже). Соответствующие расчеты показали, что  $\gamma \approx 1.6 \cdot 10^{-11} \ eV$ . В этом случае мы приходим к численной оценке  $W_0 \approx 0.8 \cdot 10^{-11} \ eV$ .

Массу нейтрония  $m_{n_{\nu}} = m_p + m_e + U_{n_{\nu}}$  невозможно рассчитать, исходя из первых принципов физики. Однако результаты экспериментов [47] позволяют оценить по порядку величины значение внутренней энергии нейтрония  $U_n \sim 10 \ eV$ .

Все сказанное демонстрирует тот факт, что «оптическая модель квазисвязанного состояния квазинейтрино в квазинейтроне» является внутренне непротиворечивой, и поясняет причину возникновения ультрахолодной кварк-глюонной плазмы в нейтринных экзоатомах, хотя сама модель слишком груба для количественного описания реальных процессов. В то же время, ясное понимание различия между связанным и квазисвязанным состояниями позволяет ставить правильное граничное условие для ВФ «нейтрино в квазинейтроне» (т.е., ноль на бесконечности), не вступая в противоречие с соотношением неопределенностей Гейзенберга.

Дальнейший анализ свойств нейтрония и других экзотических нейтринных атомов возможен только на основе сопоставления экспериментальных данных с результатами микроскопических расчетов наблюдаемых физических величин (время жизни, сечение рождения, магнитный момент и т.п.), характеризующих соответствующие экзоатомы.

Из этого тезиса вытекает программа дальнейших исследований, включающая в себя поиск ответов на ряд вопросов фундаментального характера. Для этого необходимо:

- 1) дать микроскопическую оценку массы квазинейтрона и параметров потенциала релятивистской оптической модели.
- 2) оценить параметры экзоядерных сил, которые могут сильно отличаться от аналогичных параметров ядерных сил («теоретический» потенциал Юкавы, а также более поздние феноменологические потенциалы, например, боннский потенциал). Проблема состоит в том, что ядерные силы исследованы исключительно в статическом приближении, тогда как экзоядерные силы изначально являются динамическими, т.е., они включаются только на непродолжительное по макроскопическим меркам (но огромное в ядерных масштабах) время жизни электрослабого резонанса (нейтринного экзоатома).
- дать последовательную оценку времени жизни и сечения рождения нейтрония, опираясь только на известные свойства стандартного гамильтониана слабого взаимодействия в приближении низких энергий.
- 4) произвести оценку эффективных «размеров» нейтринных экзоатомов на основе экспериментальных данных об их магнитных свойствах.

Реализацию этой обширной программы начнем с микроскопического обоснования релятивистской оптической модели.

# 6. Нейтрон и нейтроний с точки зрения КХД и Стандартной Модели 6.1. Рождение, жизнь и распад электрослабых резонансов

Сопоставим свойства нейтрона и нейтрония, рассматривая их как электрослабые резонансы в сечении ep - рассеяния. Для этого проанализируем механизмы возбуждения этих резонансов при ep - соударениях с точки зрения изменения кваркового состава нуклона в результате обмена калибровочным бозоном.

Диаграммы на рис. 14а, 14б иллюстрируют различия между процессами рождения нейтрона и нейтрония.



Отличие диаграммы 14a от аналогичной диаграммы 14б сводится к тому, что в первом случае состояния нейтрино принадлежат непрерывному спектру, а во втором случае возбуждается узкий резонанс, фактически являющийся состоянием дискретного спектра. При этом лептонное квантовое число нейтрония равно  $L_e = 1$ .

Диаграммы на рис. 15а, 15б иллюстрируют различия между процессами распада нейтрона и нейтрония:



Основное отличие диаграммы 15а от диаграммы 15б состоит в том, что в первом случае неэкзотический электрослабый резонанс распадается по каналу  $1 \rightarrow 3$ , а во втором случае разрешена только двухчастичная мода распада экзотического электрослабого резонанса.

Диаграммы на рис. 16а, 16б иллюстрируют различия между статусом нейтрона и нейтрония, как электрослабых резонансов в сечении *ep* - рассеяния.



Сопоставление диаграмм 16а и 16б позволяет сделать <u>фундаментальный вывод</u>: <u>упругое</u> *ер* - рассеяние с возбуждением электрослабого резонанса «нейтроний» обусловлено <u>неупругим</u> *eq* - рассеянием, сопровождающимся переходом кварков  $u \rightarrow d$ . Именно этот процесс приводит к тому, что масса нейтрония почти на 1 *MeV* меньше массы нейтрона, а для удержания нейтрино в квазисвязанном состоянии достаточно мелкого оптического потенциала с экстремально большим эффективным радиусом ( $V_{\nu n} \sim 3 \ keV$ ,  $r_{\nu n}^{eff} \sim 3 \ Å$ ). Именно этим эффектом обусловлены специфические особенности физики экзотических электрослабых резонансов, не имеющие прямых аналогов ни в одном из разделов физики элементарных частиц и атомного ядра.

Перейдем к рассмотрению экзотического резонансного  $u \rightarrow d$  - перехода.

## 6.2. Экзотический резонанс в сечении электрон-кваркового рассеяния

Рассмотрим процесс рассеяния электрона на кварке с точки зрения стандартной модели и КХД. В области высоких энергий основной вклад в исследуемый процесс дают диаграммы, представленные на рис. 17.



Рис. 17. Процесс рассеяния электрона на кварке в первом порядке по  $\alpha_s$ : а) - борновская диаграмма, б)-г) - поправки за счёт виртуальных глюонов, д)-е) - поправки за счёт реальных глюонов [48]

Если при вычислении радиационных поправок использовать размерную регуляризацию, то диаграмме а) в борновском приближении соответствует дифференциальное сечение

$$\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{Born} = \frac{2\pi\alpha^2}{s^2} \left(\frac{s^2 + u^2 - \varepsilon t^2}{t^2}\right) \left(\frac{\mu^2}{s}\right)^{\varepsilon}$$
(6.1)

где s, t и u - переменные Мандельстама, а  $\varepsilon \to +0$ . Диаграммы б) - г) дают вклад [48]

$$\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{virt} = \left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{Born} \left[1 - 2C_F \frac{\alpha_s}{4\pi} \left(\frac{\mu^2}{-t}\right)^{\varepsilon} \left(\frac{2}{\varepsilon^2} + \frac{3}{\varepsilon} + 8\right)\right]$$
(6.2)

где  $t = -(s/2) \cdot (1 - \cos \theta), u = -(s/2) \cdot (1 + \cos \theta),$  а  $\theta$  - угол на который рассеивается электрон, причем в приближении безмассовых кварков

$$x \equiv \cos \theta = 1 + 2t / s \tag{6.3}$$

Диаграммы д) - е) учитывают возможность испускания реального глюона. Вклад этих диаграмм дают соотношения (6.4), (6.5).

$$\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{real} = \left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{Born} \left[2C_F \frac{\alpha_s}{4\pi} \left(\frac{\mu^2}{-t}\right)^{\varepsilon} \left(\frac{2}{\varepsilon^2} + \frac{3}{\varepsilon} + 8\right)\right] + C_F \frac{\alpha^2 \alpha_s}{s^2} \left(\frac{\mu^2}{s}\right)^{\varepsilon} \left(\frac{\mu^2}{-t}\right)^{\varepsilon} \left(\frac{f_1}{\varepsilon} + f_2\right)$$
(6.4)

$$\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{split} = C_F \frac{\alpha^2 \alpha_s}{s^2} \left(\frac{\mu^2}{s}\right)^{\varepsilon} \left(\frac{\mu^2}{-t}\right)^{\varepsilon} \left(-\frac{f_1}{\varepsilon} + f_3\right)$$
(6.5)

Суммируя сечения (6.2), (6.4) и (6.5), получаем [36]

$$-\frac{d\sigma}{dt} = -\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{Born} + C_F \frac{\alpha^2 \alpha_s}{s^2} \left(\frac{\mu^2}{s}\right)^{\varepsilon} \left(\frac{\mu^2}{-t}\right)^{\varepsilon} (f_2 + f_3)$$
(6.6)

Вывод формул (6.1) - (6.6) приведен в [36]. Сумма функций  $f_2$  и  $f_3$  имеет вид [48]

$$f_{2}(x) + f_{3}(x) = -\frac{1}{2(1-x)^{2}(1+x)^{2}} \Big[ 2(1-x)(x^{3}+5x^{2}-3x+5)\log^{2}[(1-x)/2] + (1-x)(7x^{3}+19x^{2}-55x-287)\log[(1-x)/2] - 2(1-x)(1+x)(3x^{2}+21x+2) \Big]$$
(6.7)

Подчеркнем, что соотношения (6.1) - (6.7) получены в приближении безмассовых кварков. В пределе  $\varepsilon = +0$  соотношение (6.5) принимает вид

$$-\frac{d\sigma}{dt} = -\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{Born} + C_F \frac{\alpha^2 \alpha_s}{s^2} (f_2 + f_3)$$
(6.8)

$$\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{Born} = \frac{2\pi\alpha^2}{s^2} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2}\right)$$
(6.9)

В случае квазиупругого рассеяния электрона на кварке t < 0, и резонансы в сечении (6.9) отсутствуют.

Рассмотрим реакцию, отличающуюся от квазиупругого eq - рассеяния только тем, что происходит обмен не нейтральным  $Z^0$  - бозоном, а заряженным W - бозоном. Этой реакции соответствуют диаграммы, представленные на рис. 18.



Рис. 18. Реакция  $e^- + u \rightarrow \nu_e + d$  в первом порядке по  $\alpha_s$ : а) - борновская диаграмма, б)-г) - поправки за счёт виртуальных глюонов, д)-е) - поправки за счёт реальных глюонов.

В приближении высоких энергий, безмассовых кварков и равенства масс заряженных и нейтральных калибровочных бозонов диаграммам на рис. 18 соответствует сечение

$$-\frac{d\sigma_{u(e,\nu)d}}{dt} \approx -\left(\frac{d\sigma_{u(e,\nu)d}}{dt}\right)_{Born} + C_F \frac{\alpha_w^2 \alpha_s}{s^2} (f_2 + f_3)$$
(6.10)

где

$$-\left(\frac{d\sigma_{u(e,\nu)d}}{dt}\right)_{Born} = \frac{2\pi\alpha_w^2}{s^2} \left(\frac{s^2+u^2}{t^2}\right)$$
(6.11)

Слагаемое, пропорциональное  $\alpha_s$ , для безмассовых кварков имеет особенность при  $t \to -0$ , т.к.  $x \to 1$  и  $f_2 \to \infty$ ,  $f_3 \to \infty$ . Однако в силу малости мандельстамовской переменной s его роль далее будет рассмотрена отдельно. А вот борновское сечение реакции  $u(e,\nu_s)d$  ведет себя совершенно необычным образом. Покажем это.

Вначале заметим, что при  $t \to -0$  сечение (6.11) имеет форму брейт-вигнеровского резонанса при выполнении условия  $\vec{p}_e \approx -\vec{p}_u$  и  $p_d \to 0$ . В этом случае  $p_\nu \sim p_d$ ,  $u \approx m_e^2$ , нейтрино «размазано» по объему нейтрония, и, как следствие, справедливо неравенство  $u^2 \ll s^2$  (6.12)

Сечение (6.11) является аналитической функцией переменных Мандельстама, и его аналитическое продолжение в область низких энергий является законным.

Переменная  $\theta\,$ лежит в пределах  $\,0\le\theta\le\pi\,$  (пределы интегрирования ограничены условием t<0). Из этого следует, что с точностью до вклада слагаемого  $\,u^2\,/\,s^2\,$ 

$$\sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} \approx 2\pi\alpha_w^2 (1 + m_e^4 / s^2) \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{dt}{t^2} \approx 2\pi\alpha_w^2 \left[ \frac{1}{t_{\min}} - \frac{1}{t_{\max}} \right]$$
(6.13)

Всюду далее необходимо учитывать массу кварков. Переменная Мандельстама t равна

$$t = (E_e - E_d)^2 - (\vec{p}_e - \vec{p}_d)^2 = m_e^2 + m_d^2 - 2E_e E_d + 2\vec{p}_e \vec{p}_d$$
(6.14)

Из (6.14) следует, что в рамках точности принятых приближений

$$t_{\max} = m_e^2 + m_d^2 - 2E_e E_d + 2p_e p_d; \ t_{\min} = m_e^2 + m_d^2 - 2E_e E_d - 2p_e p_d$$
(6.15)

Если  $2E_{_e}>m_{_d}$ , то при  $\,p_{_d}\to 0\,$  выполняются неравенства  $t_{_{\rm max}},t_{_{\rm min}}<0$ . Поэтому сечение

$$\sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} \approx \frac{8\pi\alpha_w^2 p_e p_d}{(m_e^2 + m_d^2 - 2E_e E_d)^2 - 4p_e^2 p_d^2} > 0$$
(6.16)

не содержит особенностей.

Рассмотрим знаменатель выражения (6.16) в приближении  $E_{_d} \approx m_{_d}, \, m_{_d}^2 \gg m_{_e}^2$  :

$$(m_e^2 + m_d^2 - 2E_eE_d)^2 - 4p_e^2p_d^2 \approx m_d^4 - 4E_eE_dm_d^2 + 4m_e^2m_d^2 + 4p_e^2m_d^2 + 4m_e^2p_d^2$$
(6.17)

При  $\,\vec{p}_{_e}\approx-\vec{p}_{_u}\,$ импульс $\,d$ - кварка мал,  $\,E_{_d}\approx m_{_d}$ , и (6.17) можно представить в виде

$$(m_e^2 + m_d^2 - 2E_eE_d)^2 - 4p_e^2p_d^2 = m_d^2(2E_e - m_d^2)^2 + 4m_e^2p_d^2$$
(6.18)

поэтому при малых  $p_d$  в сечение реакции  $u(e, \nu_e)d$  в борновском приближении имеет вид

$$\sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} \approx \frac{2\pi\alpha_w^2}{m_d^2} \cdot \frac{p_e p_d}{(E_e - m_d / 2)^2 + \gamma^2 / 4}$$
(6.19)

где  $\gamma^2 pprox 16 m_e^2 m_d^{-2} p_d^2$ , причем  $E_e^2 = m_e^2 + p_e^2$ .

Резонанс (6.19) имеет брейт-вигнеровскую форму, однако вклад борновского члена в полное сечение электророждения нейтрония относительно невелик (см. ниже).

Рассмотрим вклад процессов с рождением реального глюона в сечение (6.10). Учтем, что  $|t| \ll s$ . В этом приближении соотношение (6.7) принимает вид

$$f_2(t) + f_3(t) \approx \frac{s}{16t} \Big[ \log^2(-t/s) - 19.75 \log(-t/s) - 6.5 \Big]$$
(6.20)

Рассмотрим радиационную поправку к борновскому приближению в сечении (6.10)

$$\Delta \sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} \approx C_F \frac{\alpha_w^2 \alpha_s}{s^2} \int_{t_{\min}}^{s_{\max}} \frac{sdt}{16t} \Big[ \log^2(-t \ / \ s) - 19.75 \log(-t \ / \ s) - 6.5 \Big]$$
(6.21)

Из (6.21) следует, что

$$\Delta \sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} \approx C_F \frac{\alpha_w^2 \alpha_s}{16s} \Big[ (1/3) \log^3(-t/s) - 9.875 \log^2(-t/s) / 2 - 6.5 \log(-t/s) \Big]_{t_{\min}}^{t_{\max}}$$
(6.22)

Зависимость радиационной поправки от энергии представляет интерес только в окрестности  $t \to -0$ . Рассмотрим поведение  $\log(-t/s)$  в окрестности этой особенности при условии  $2E_em_d > m_e^2 + m_d^2$ ;  $m_d^2 \gg m_e^2$ 

$$\begin{cases} \log(-t_{\max} / s) \approx \log[(2E_{e}m_{d} - m_{d}^{2}) / s] - 2p_{e}p_{d}(2E_{e}m_{d} - m_{d}^{2})^{-1} \\ \log(-t_{\min} / s) \approx \log[(2E_{e}m_{d} - m_{d}^{2}) / s] + 2p_{e}p_{d}(2E_{e}m_{d} - m_{d}^{2})^{-1} \end{cases}$$
(6.23)

Рассмотрим каждое слагаемое в (6.22) в линейном по  $p_d$  приближении. Получим

$$\begin{cases} \log(-t \ / \ s)_{t_{\min}}^{t_{\max}} \approx -4p_e p_d (2E_e m_d - m_d^2)^{-1} \\ \log^2(-t \ / \ s)_{t_{\min}}^{t_{\max}} \approx -8p_e p_d (2E_e m_d - m_d^2)^{-1} \log[(2E_e m_d - m_d^2) \ / \ s] \\ \log^3(-t \ / \ s)_{t_{\min}}^{t_{\max}} \approx -12p_e p_d (2E_e m_d - m_d^2)^{-1} \log^2[(2E_e m_d - m_d^2) \ / \ s] \end{cases}$$
(6.24)

Подставляя (6.24) в (6.22), получаем

$$\Delta \sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} \approx C_F \frac{\alpha_w^2 \alpha_s}{16s} \frac{p_e p_d}{E_{eff}^2} [-4 \log^2(E_{eff}^2 / s) + 79 \log(E_{eff}^2 / s) + 26]$$
(6.25)

где  $E_{\!\!\!e\!f\!f}^2 = 2E_{_e}m_{_d} - m_{_d}^2.$ 

Глубокая непертурбативность задачи носит принципиальный характер, и приводит к парадоксальным результатам. Например, при eq - рассеянии поправка  $\Delta \sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} < 0$ , так как в области высоких энергий сумма формфакторов

$$f_2 + f_3) < 0 \tag{6.26}$$

при любых значениях угла рассеяния [48].

В области сверхнизких энергий первые два слагаемых в (6.25) отрицательны и велики, и неравенство (6.26) остается в силе, но при этом аналитическое продолжение бегущей константы связи  $\alpha_s$  в область малых значений мандельстамовской переменной *s* приводит к неожиданному результату. Покажем это.

Согласно [49]

$$\alpha_{s}(s) = \frac{2\pi}{b_{0} \ln(s^{1/2} / \Lambda)}$$
(6.27)

где  $b_0 = 11 - (2 / 3)n_t$ . Поэтому при  $n_t = 3$  параметр  $b_0 = 9$ .

Квантовая хромодинамика дает разумное описание экспериментальных данных при условии, что  $\Lambda\approx 200~MeV$ , а  $\alpha_s(1GeV^2)\approx 0.4$ .

Теоретическое значение  $\alpha_s$ , рассчитанное на основе соотношения (6.27), при энергиях порядка  $s \sim 1 GeV^2$  равно

$$\alpha_{\circ}(s) \approx 0.43 \tag{6.28}$$

Этот факт свидетельствует о хорошем согласии КХД с результатами эксперимента [49].

Для того чтобы объяснить природу парадоксальных экспериментальных данных по ядерным реакциям в области сверхнизких энергий, рассмотрим задачу о взаимодействии электрона с протоном. Будем считать, что энергия электрона положительна и очень мала, а его положение локализовано в окрестности первой боровской орбиты.

В рамках используемых приближений закон сохранения энергии для замкнутой системы «электрон плюс протон» с учетом кулоновского взаимодействия имеет вид:

 $T_{e} + m_{e} + T_{p} + m_{p} + U_{ep} = E_{ep}$ (6.29)

Учитывая сильное неравенство

$$T_p \ll T_e \ll m_e \ll m_p \tag{6.30}$$

представим соотношение (6.29) в виде

$$E_{ep} \approx m_e + m_p + U_{n_\nu} \tag{6.31}$$

Из (6.29) - (6.31) следует, что

$$T_e \approx U_{n_\nu} - U_{ep} \tag{6.32}$$

Согласно предварительным оценкам  $U_{n_{\nu}} \sim 10 \ eV$ . Поэтому при подлете к протону на расстояние, равное его электромагнитному радиусу ( $r_N \approx 0.86 \ fm$ ), электрон имеет кинетическую энергию

$$T_{e} \approx U_{n_{\nu}} + e^{2} a_{B}^{-1} (a_{B} / r_{N} - 1) \approx 1.67 \cdot 10^{6} \ eV$$
(6.33)

причем вклад  $U_{n_{\nu}}$  ничтожно мал по сравнению кинетической энергией, приобретенной электроном в результате ускорения в кулоновском поле протона.

В результате при рассмотрении задачи о *eq* - взаимодействии в области низких энергий необходимо учитывать кулоновское ускорение электрона, и считать, что

$$E_e \approx 2.181 \; MeV$$
 (6.34)

В этом случае мандельстамовская переменная *s* равна

$$s = (p_e + p_u)^2 \approx (E_e + m_u)^2$$
 (6.35)

В (6.35) мы учли, что в рамках решаемой задачи  $\vec{p}_e \approx -\vec{p}_u$ . Согласно [34]

$$\begin{cases} m_u = 2.25 \pm 0.75 \ MeV \\ m_d = 5.00 \pm 2.00 \ MeV \end{cases}$$
(6.36)

Из (6.36) следует, что

$$M_{e}^{1/2} \approx 4.431 \; MeV \approx 2E_e \sim m_d$$
(6.37)

Следовательно, диаграмму на рис. 12 можно разрезать.

Дополнительно отметим, что при подлете к протону электрон имеет скорость

$$v = \sqrt{1 - (m_e / E_e)^2} \approx 0.972 \tag{6.38}$$

В рассматриваемой области сверхнизких энергий число кварковых ароматов, принимающих участие в экзотических реакциях, минимально. Подставим (6.37) в (6.27) с учетом того, что минимальное значение  $n_r = 2$ . В этом случае  $b_0 \approx 9.67$ , и мы получаем

$$\alpha_s(s) \approx -0.17\tag{6.39}$$

27

Самое забавное состоит в том, что при столь малой абсолютной величине константы связи теория возмущений вполне работоспособна, а вот ее знак стал «аномальным». Однако этот результат хорошо укладывается в логику аналитического продолжения теории.

Возвращаясь к (6.25) мы приходим к тому, что при выполнении неравенств  $\alpha_s < 0$  и  $2E_e m_d > m_d^2$  радиационные поправки к сечению eq - рассеяния, связанные с рождением глюонов, становятся положительными.

В целях уточнения логики построения теории восстановим лоренц-инвариантность сечения (6.25) и его аналитичность, выразив величины  $E_{eff}^2$ ,  $p_e$  и  $p_d$  через переменную s.

$$\begin{cases} E_{eff}^{2} \approx (s^{1/2} - m_{d})^{2} \\ p_{d} \approx \gamma m_{d} / (4m_{e}) \\ p_{e} \approx (s / 4 - m_{e}^{2})^{1/2} \end{cases}$$
(6.40)

В результате сечение реакции  $u(e, \nu_e)d$  приобретает вид

$$\sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} \approx \frac{\alpha_w^2 \gamma}{m_e \Delta s_d} \left\{ \pi + C_F \frac{\alpha_s}{32} \left[ -\log^2 \left( \frac{\Delta s_d}{m_d^2} \right) + \frac{79}{4} \log \left( \frac{\Delta s_d}{m_d^2} \right) + \frac{13}{2} \right] \right\}$$
(6.41)

где  $\Delta s_d = E_{eff}^2 + \gamma^2$ . В (6.41) мы учли, что в результате реакции  $u(e, \nu_e)d$  образовалось квазистационарное состояние с шириной  $\gamma$ . При  $\Delta s_d \to \gamma^2 \sim +0$  вклад реакции  $u(e, \nu_e)d$  в сечение упругого ep - рассеяния велик, и может быть обнаружен экспериментально.

В заключение отметим, что условие невылетания нейтрино в рассматриваемой области энергий имеет вид  $\vec{p}_{\nu} \approx 0$ , а разность импульсов нейтрино и «новорожденного» d - кварка мала, поскольку его импульс  $\vec{p}_d$  мал в силу резонансного характера реакции  $u(e,\nu_e)d$ . Поэтому большую часть импульса, внесенного электроном в протон, уносит глюон. Это следует из пертурбативности КХД при  $|\alpha_s(s)| \approx 0.17$ , и обусловленной этим фактом возможности проведения расчетов в первом порядке теории возмущений по  $\alpha_s(s)$ . Однако в отличие от привычной ситуации, когда лидирующая диаграмма соответствует первому борновскому приближению, в рассматриваемом случае основной вклад в сечение реакции  $u(e,\nu_e)d$  дает радиационная поправка. Поясним это численным примером.

Характерная ширина резонанса «нейтроний» составляет примерно  $\gamma_{n_{\nu}} \sim 10^{-11} \, eV$ . Это значение логично использовать для численной оценки относительного вклада радиационной поправки. Полагая  $C_F = 4/3$  и считая  $\gamma \sim \gamma_{n_{\nu}}$ , получаем отношение борновского сечения к радиационной поправке порядка  $4\pi : 266 \sim 0.05$ . Этот результат был заранее очевиден, т.к. при малых импульсах «новорожденных» нейтрино и d - кварка основную долю импульса отдачи уносит глюон.

Описанные выше особенности реакции  $u(e,\nu_e)d$  позволяют в деталях восстановить динамическую картину образования нейтрония, и установить его наиболее характерные свойства, принципиально отличные от ранее известных свойств элементарных частиц, ядер и атомов.

Смена знака у константы связи соответствует качественному изменению характера qq - взаимодействия: потенциал  $V_{qq}(r) \approx -\alpha_s(s) / r + \kappa r$  становится отталкивательным. В итоге все входящие в состав экзотического электрослабого резонанса кварки начинают разлетаться с растущим ускорением. Переменная Мандельстама s при этом быстро

возрастает. Однако в области сверхнизких энергий, в отличие от области высоких энергий, рост величины s, обусловленный qq - соударениями, приводит к увеличению бегущей константы связи по абсолютной величине, причем  $|\alpha_s(s)| \to \infty$  при  $s^{1/2} \to \Lambda$ . Разгон кварков в мощном отталкивательном qq - потенциале приводит к «разбуханию» нейтрония до «размеров», соизмеримых с боровским радиусом.

«Проскочив» особую точку  $s_p^{1/2} = \Lambda - i\gamma / 2$  за счет конечного времени жизни экзотического резонанса ( $\tau_d = 1 / \gamma$ ), кварки начинают тормозиться мощными силами притяжения, и испускать тормозные глюоны, последовательно аннигилирующие в  $q\tilde{q}$  - и  $\nu\tilde{\nu}$  - пары. В результате перечисленных выше процессов внутри нейтрония рождаются струи виртуальных мезонов, и огромный объем экзотического электрослабого резонанса заполняется ультрахолодной кварк-глюонной плазмой, «разбавленной»  $\nu\tilde{\nu}$  - парами.

Пары  $\nu\tilde{\nu}$  и  $q\tilde{q}$  могут объединяться в кластеры типа  $\nu\tilde{\nu}q\tilde{q}$ . Мы будем называть их экзомезонами. Присутствие в экзомезонах  $\nu\tilde{\nu}$  - пар (либо отдельных нейтрино или антинейтрино) приводят к тому, что их масса становится существенно меньше массы обычных мезонов, и, по предварительным оценкам, составляет примерно  $m_{\pi} \approx 1.4 \, keV$ .

Столь малая масса конфайнмированных экзомезонов влечет за собой «включение» ядерных сил большого радиуса действия. Особенности этих обменных сил иллюстрирует рис. 19, на котором показаны лидирующие диаграммы, отвечающие за слияние нейтрония и нейтрона в экзоатом «динейтроний».



Рис. 19. Конфайнмированные бесцветные экзомезоны  $\nu \tilde{\nu} q \tilde{q}$  и  $\nu q \tilde{q}$  - переносчики экзоядерных сил большого радиуса действия ( $r_{z} \approx 17$  Å)

<u>Вывод</u>: существование динамические ядерных сил большого радиуса действия не запрещено законами физики. Далее мы будем называть их экзоядерными силами.

Приведенные выше микроскопические оценки позволяют нарисовать качественную картину рождения экзотических электрослабых резонансов и обосновать корректность оценок, полученных в процессе анализа оптической модели образования квазисвязанного состояния нейтрино и квазинейтрона. Однако непертурбативность КХД в исследуемой области энергий делает невозможным прямой расчет сечений рождения и вероятностей распадов экзотических электрослабых резонансов на основе первых принципов физики. Из этого вытекает необходимость оценки времени жизни и сечения рождения нейтрония на основе простейших эвристических соображений.

## 7. Эвристический подход

### 7.1. Общие положения

Для создания простого полуфеноменологического варианта теории экзотических электрослабых процессов (ТЭЭП) необходимо построить гамильтониан, действующий в пространстве экзотических нейтринных атомов, в котором присутствует как слабый лептонный, так и слабый нуклонный токи

$$\begin{cases} j_l^{\lambda}(\vec{r},t) = \left(\bar{\psi}_e(\vec{r})\gamma^{\lambda}(1-\gamma_5)\psi_{j_\nu m_\nu}^k(\vec{r})\right) \cdot \exp\left(-i(\varepsilon_{\nu}-\varepsilon_e)t\right) \\ j_N^{\mu}(\vec{r},t) = \left(\bar{\psi}_n(\vec{r})[\tilde{f}_1+\tilde{g}_1\boldsymbol{\gamma}_5]\boldsymbol{\gamma}^{\mu}\psi_p(\vec{r})\right) \cdot \exp\left(-i(\varepsilon_p-\varepsilon_n)t\right). \end{cases}$$
(7.1)

где

$$\psi_{j_{\nu}\underline{m}_{\nu}}^{k}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_{k}(r) \ \chi_{l_{j_{\nu}\underline{m}_{\nu}}}^{k} \\ if_{-k}(r)\chi_{l'j_{\nu}\underline{m}_{\nu}}^{-k} \end{pmatrix}$$
(7.2)

Переход от идеологии и системы обозначений релятивистской квантовой теории поля к формализму и понятийному аппарату, используемому для описания  $\beta$  - процессов в ядерной физике низких энергий, сводится к следующему.

- 1) Интегрирование по времени гамильтониана типа (2.11) приводит к появлению в конечных выражениях для вероятности распада и сечений реакций  $\delta$  функции  $\delta(\varepsilon_e + \varepsilon_p \varepsilon_\nu \varepsilon_n)$ . Это означает, что закон сохранения энергии выполняется автоматически. В рассматриваемом случае или в  $|in\rangle$ , или в  $\langle out|$  состоянии присутствует нейтроний реальная частица, лежащая на массовой поверхности. Если трактовать ее, как квазисвязанное состояние двух квазичастиц (массивного квазинейтрино и «полегчавшего» квазинейтрона), то в силу закона сохранения энергии в выражениях для вероятности распада и сечения рождения появляется  $\delta$  функция  $\delta(\varepsilon_e + \varepsilon_p \varepsilon_n)$ .
- 2) Гамильтониан задачи о рождении и распаде нейтрония представляет собой сумму двух эрмитово сопряженных членов:

$$h_{e+p \leftrightarrow n_{\nu}} = h_{e+p \to n_{\nu}} + h_{n_{\nu} \to e+p}$$
(7.3)

$$h_{e+p \to n_{\nu}} = [h_{n_{\nu} \to e+p}]^{+}$$
(7.4)

3) Для приближения  $\delta$  - сил, традиционно используемого в ядерной физике низких энергий, гамильтониан  $h_{n \to e+n}$  принимает вид

$$h_{n_{\nu} \to e+p} = \frac{G}{\sqrt{2}} \gamma_{\lambda} (1 - \gamma_{5}) [(\tilde{f}_{1} + \tilde{g}_{1} \boldsymbol{\gamma}_{5}) \boldsymbol{\gamma}^{\lambda}]^{+} \cdot \boldsymbol{\tau}_{+} \cdot \delta(\vec{r}_{\nu} - \vec{r}_{n}) \delta(\vec{r}_{e} - \vec{r}_{p}) \delta(\vec{r}_{p} - \vec{r}_{n})$$
(7.5)

В формуле (7.5) изоспиновые операторы  $\tau_{\pm}$  определяются соотношениями

$$\begin{cases} \tau_{+} = (\tau_{1} + i\tau_{2})/2 = -\tau_{+1}/\sqrt{2} \\ \tau_{-} = (\tau_{1} - i\tau_{2})/2 = \tau_{-1}/\sqrt{2} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \tau_{+}\chi_{1/2}(\vec{T}) = 0; \ \tau_{+}\chi_{-1/2}(\vec{T}) = \chi_{1/2}(\vec{T}) \\ \tau_{-}\chi_{-1/2}(\vec{T}) = 0; \ \tau_{-}\chi_{1/2}(\vec{T}) = \chi_{-1/2}(\vec{T}) \end{cases}$$
(7.6)

где  $\chi_{1/2}(\vec{T})$  ( $\chi_{-1/2}(\vec{T})$ )- изоспиновая ВФ протона (квазинейтрона), причем повышающий и понижающий операторы  $\tau_{\pm}$  выражаются через стандартные матрицы Паули  $\tau_1$  и  $\tau_2$  ( $\tau_{+1}$ ,  $\tau_{-1}$ ) [35].

4) Состояния  $|in\rangle$ , и  $|out\rangle$  для гамильтониана (7.5) имеют вид:

$$\begin{cases} \left| in \right\rangle = \left| n_{\nu} \right\rangle = \sum_{\underline{m}_{n}, \underline{m}_{\nu}} C_{1/2 \underline{m}_{n} 1/2 \underline{m}_{\nu}}^{j_{n_{\nu}}} \left| \hat{\nu}_{e} \right\rangle \otimes \left| \hat{n} \right\rangle \\ \left| out \right\rangle = \left| H^{*} \right\rangle = \left| e \right\rangle \otimes \left| p \right\rangle \end{cases}$$

$$(7.7)$$

где  $|\hat{\nu}_e\rangle$  и  $|\hat{n}\rangle$ - ВФ квазинейтрино и квазинейтрона, соответственно. В целях компактификации записи в дальнейшем «шляпку» — над ВФ квазичастиц мы опускаем, поскольку это не может привести к неоднозначности интерпретации текста. Нейтроний имеет целый спин  $j_{n_\nu}$ , равный либо нулю, либо единице, т.е.

является бозоном. В настоящий момент значение спина нейтрония неизвестно.

5) В координатном представлении ВФ в лептонном секторе имеют вид

$$\begin{cases} \psi_e(\vec{r}_e) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot \exp(i\vec{k}_e\vec{r}_e)u_e(\vec{k}_e) \\ \psi_\nu(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_k(r) \ \chi^k_{ljm_j} \\ if_{-k}(r)\chi^{-k}_{l'jm_j} \end{pmatrix} \end{cases}$$
(7.8)

а в нуклонном секторе

$$\begin{cases} \psi_{p}(\vec{r}_{p}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot \exp(i\vec{k}_{p}\vec{r}_{p})u_{p}(\vec{k}_{p})\chi_{1/2}(\vec{T}) \\ \psi_{n}(\vec{r}_{n}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot \exp(i\vec{k}_{n}\vec{r}_{n})u_{n}(\vec{k}_{n})\chi_{-1/2}(\vec{T}) \end{cases}$$
(7.9)

6) Дираковски сопряженная ВФ электрона в МЭ  $n_{\nu} \rightarrow e + p$  - перехода имеет вид

$$\overline{\psi}_{e}(\vec{r}_{e}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot \left[\exp(i\vec{k}_{e}\vec{r}_{e})u_{e}(\vec{k}_{e})\right]^{+} \gamma^{0}$$
(7.10)

7) Переход к нерелятивистскому пределу в пространстве нуклонов сводится к «отбрасыванию» нижних компонент биспиноров  $u(\vec{k})$ . При этом биспиноры  $u(\vec{k})$  заменяются на спиноры Паули  $\chi$ :

$$\iota(\vec{k}) \to \chi_m(\vec{s}) \tag{7.11}$$

где  $\vec{s}$  - спин соответствующего нуклона, а m - проекция спина.

8) При подстановке (7.11) матрица Дирака  $\gamma^0$  заменяется на единичную матрицу Паули, а матрицы Дирака  $\vec{\gamma}$  заменяются на матрицы Паули  $\vec{\sigma}$ .

Изоспиновый МЭ гамильтониана (7.5) имеет вид

$$M_{isospin} \equiv \left\langle out \left| h_{n_{\nu} \to e+p} \right| in \right\rangle_{isospin} = \left\langle \chi_{1/2}(\vec{T}) \left| \tau_{+} \right| \chi_{-1/2}(\vec{T}) \right\rangle = 1$$
(7.12)

Пространственный МЭ гамильтониана (7.5) по определению равен

$$M_{space} = V^{-3/2} \cdot \int d\vec{r}_e d\vec{r}_p d\vec{r}_\nu d\vec{r}_n e^{-i\vec{k}_e \vec{r}_e - i\vec{k}_p \vec{r}_p + i\vec{k}_n \vec{r}_n + i\vec{k}_\nu \vec{r}_\nu} \delta(\vec{r}_\nu - \vec{r}_n) \delta(\vec{r}_e - \vec{r}_p) \delta(\vec{r}_p - \vec{r}_n) b_\lambda(\vec{r}_\nu - \vec{r}_n)$$
(7.13)

Значение радиуса  $\vec{r} = \vec{r}_{\nu} - \vec{r}_{n} = 0$  в (7.13) фиксируется трансляционной инвариантностью гамильтониана (7.5). Это позволяет выделить в пространственном МЭ общий множитель  $(2\pi)^{3}\delta(\vec{k}_{n} - \vec{k}_{e} - \vec{k}_{p})$ :

$$M_{space} = V^{-3/2} \cdot (2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_{\nu}} - \vec{k}_e - \vec{k}_p) b_{\lambda}(\vec{r} = 0)$$
(7.14)

где  $\vec{k}_{n_{\nu}} = \vec{k}_n + \vec{k}_{\nu}$ . При этом выполняется закон сохранения импульса, а зависимость  $b_{\lambda}(\vec{r})$  отсутствует; МЭ  $b_{\lambda}$  зависят только от проекций спинов электрона и квазинейтрино.

Компоненты 4- вектора спиновых МЭ  $b_{\lambda}$  в пространстве лептонов имеют вид:

$$\left\langle out \left| (h_{n_{\nu} \to e+p})_{\lambda}^{l} \right| in \right\rangle_{spin} \equiv b_{\lambda}(\underline{m}_{e}, \underline{m}_{\nu}) = \left( \overline{u}_{e} \gamma_{\lambda}(1 - \gamma_{5})u_{\nu} \right)$$
(7.15)

Эти МЭ в пределе низких энергий в циклическом базисе равны

$$\begin{cases} b_{0}(\underline{m}_{e},\underline{m}_{\nu}) \approx g_{-1}(0)(4\pi)^{-1/2}\delta_{\underline{m}_{e}\underline{m}_{\nu}} - if_{1}(0)\sum_{m_{l}}C_{1m_{l}}^{1/2\underline{m}_{\nu}}Y_{1m_{l}}(\vartheta,\varphi) \\ b_{k}(\underline{m}_{e},\underline{m}_{\nu}) \approx \sqrt{3} \left[ g_{-1}(0)(4\pi)^{-1/2} \cdot C_{1k}^{1/2\underline{m}_{e}} - if_{1}(0)\sum_{m_{l},\sigma}C_{1m_{l}}^{1/2\underline{m}_{\nu}}C_{1k}^{1/2\underline{m}_{e}}Y_{1m_{l}}(\vartheta,\varphi) \right] \end{cases}$$
(7.16)

31

Компоненты спиновых МЭ в пространстве нуклонов рассчитываются аналогично:

$$\left\langle out \left| (h_{n_{\nu} \to e+p})_{\lambda}^{N} \right| in \right\rangle_{spin} \equiv d^{\lambda}(\underline{m}_{p}, \underline{m}_{n})$$
(7.17)

В полный МЭ перехода  $n_{\nu} \rightarrow e + p$  в спиновом пространстве входит линейная комбинация скалярных произведений двух 4- векторов

$$M_{spin} = \sum_{\underline{m}_n, \underline{m}_\nu} C^{j_{n_\nu} \underline{m}_{n_\nu}}_{1/2 \underline{m}_n 1/2 \underline{m}_\nu} b_\lambda(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \cdot d^\lambda(\underline{m}_p, \underline{m}_n)$$
(7.18)

В результате мы получаем МЭ гамильтониана (7.5):

$$\left\langle out \left| h_{n_{\nu} \to e+p} \right| in \right\rangle = \frac{G_{\beta}}{\sqrt{2}} \cdot V^{-3/2} \cdot (2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_{\nu}} - \vec{k}_e - \vec{k}_p) \cdot M_{spin}$$
(7.19)

где  $\hat{G}_{_{\!\beta}}=\tilde{f}_{_1}G$  ( $G_{_{\!\beta}}$ - константа УВФ для ядерных  $\,\beta$ - процессов), а спиновый МЭ равен

$$M_{spin} = \sum_{\underline{m}_{n},\underline{m}_{\nu}} C_{1/2\underline{m}_{n}1/2\underline{m}_{\nu}}^{j_{n_{\nu}}\underline{m}_{n_{\nu}}} \left\langle \chi_{\underline{m}_{p}} \left| b_{0}(\underline{m}_{e},\underline{m}_{\nu}) + \hat{\lambda} \cdot \left( \vec{b}(\underline{m}_{e},\underline{m}_{\nu}) \cdot \vec{\boldsymbol{\sigma}} \right) \right| \chi_{\underline{m}_{n}} \right\rangle$$
(7.20)

где  $\hat{\lambda} = \tilde{g}_1 / \tilde{f}_1$ . Особо отметим, что использование граничного условия (2.38) приводит к тому, что формфакторы  $\tilde{g}_1$  и  $\tilde{f}_1$ , а также их отношение  $\hat{\lambda}$ , могут заметно отличаться от аналогичных величин, найденных из данных по  $\beta$  - распаду ядер и электронному захвату. Именно по этой причине  $\hat{G}_{\beta} \neq G_{\beta}$ , и эта константа в настоящий момент неизвестна.

## 7.2. Распад нейтрония

Процессу распада нейтрония в вакууме соответствует диаграмма на рис. 20.



Рис. 20.  $\beta$  - распад нейтрония

Согласно «золотому правилу Ферми», выражение для вероятности перехода в единицу времени в непрерывном спектре в общепринятых обозначениях имеет вид [38]:

$$dw_{fi} = 2\pi\delta(E_f - E_i) \cdot \left| \left\langle f \left| V \right| i \right\rangle \right|^2 dn_f.$$
(7.21)

Вероятность распада нейтрония на протон и электрон в единицу времени равна:

$$w_{n_{\nu} \to p+e^{-}} = 2\pi \int \frac{V d\vec{k_{e}}}{(2\pi)^{3}} \frac{V d\vec{k_{p}}}{(2\pi)^{3}} \delta(E_{i} - E_{f}) \left\langle \left| \left\langle H^{*} \left| h_{n_{\nu} \to e+p} \right| n_{\nu} \right\rangle \right|^{2} \right\rangle.$$
(7.22)

Внешние треугольные скобки в (7.22) означают усреднение по проекциям спинов частиц в начальном состоянии, и суммирование по проекциям спинов частиц в конечном состоянии.

При низких энергиях нижние компоненты биспиноров Дирака малы по сравнению с верхними компонентами. В соответствии с этим выражения для  $b_0$  и  $\vec{b}$  упрощаются:

$$\begin{cases} b_0(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \approx (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(0) \cdot \delta_{\underline{m}_e \underline{m}_\nu} \\ b_k(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \approx \sqrt{3} (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(0) \cdot C_{1k \ 1/2 \underline{m}_\nu}^{1/2 \underline{m}_e} \end{cases}$$
(7.23)

Очевидно, что

$$\begin{cases} \left\langle \chi_{\underline{m}_{p}} \left| b_{0} \right| \chi_{\underline{m}_{n}} \right\rangle = \left\langle \chi_{\underline{m}_{p}} \left| (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(0) \delta_{\underline{m}_{e}\underline{m}_{\nu}} \right| \chi_{\underline{m}_{n}} \right\rangle = (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(0) \delta_{\underline{m}_{e}\underline{m}_{\nu}} \delta_{\underline{m}_{p}\underline{m}_{n}} \\ \left\langle \chi_{\underline{m}_{p}} \left| (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) \right| \chi_{\underline{m}_{n}} \right\rangle = \sum_{k} (-1)^{k} b_{-k} \left\langle \chi_{\underline{m}_{p}} \left| \boldsymbol{\sigma}_{k} \right| \chi_{\underline{m}_{n}} \right\rangle = -\sqrt{3} \cdot \sum_{k} (-1)^{k} b_{-k} C_{1k}^{1/2\underline{m}_{p}} .$$
(7.24)

Откуда следует, что

$$\left\langle \chi_{\underline{m}_{p}} \left| (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) \right| \chi_{\underline{m}_{n}} \right\rangle = -3(4\pi)^{-1/2} g_{-1}(0) \sum_{k} (-1)^{k} C_{1-k-1/2\underline{m}_{\nu}}^{1/2\underline{m}_{e}} C_{1k-1/2\underline{m}_{n}}^{1/2\underline{m}_{p}} .$$
(7.25)

Таким образом

$$\left\langle \chi_{\underline{m}_{p}} \left| b_{0} + \lambda (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) \right| \chi_{\underline{m}_{n}} \right\rangle \Big|_{\vec{r}=0} = (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(0) \left| \delta_{\underline{m}_{e}\underline{m}_{\nu}} \delta_{\underline{m}_{p}\underline{m}_{n}} - 3\lambda \sum_{k} (-1)^{k} C_{1-k-1/2\underline{m}_{\nu}}^{1/2\underline{m}_{e}} C_{1k-1/2\underline{m}_{n}}^{1/2\underline{m}_{p}} \right|.$$
(7.26)

Введем спиновый фактор

$$\hat{S}(j_{n_{\nu}},\underline{m}_{n_{\nu}}|\underline{m}_{p},\underline{m}_{e}) \equiv \sum_{\underline{m}_{n},\underline{m}_{\nu}} C_{1/2\underline{m}_{n}1/2\underline{m}_{\nu}}^{j_{n_{\nu}}\underline{m}_{n_{\nu}}} \left[ \delta_{\underline{m}_{e}\underline{m}_{\nu}} \delta_{\underline{m}_{p}\underline{m}_{n}} - 3\lambda \sum_{k} (-1)^{k} C_{1-k-1/2\underline{m}_{\nu}}^{1/2\underline{m}_{e}} C_{1k-1/2\underline{m}_{\nu}}^{1/2\underline{m}_{p}} \right].$$
(7.27)

Тогда МЭ перехода, отвечающего за распад нейтрония, принимает вид:

$$\left\langle H^* \left| h_{n_{\nu} \to e+p} \right| n_{\nu} \right\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2V^3}} \frac{G_{\beta}g_{-1}(0)}{\sqrt{4\pi}} (2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_{\nu}} - \vec{k}_p - \vec{k}_e) \hat{S}(j_{n_{\nu}}, \underline{m}_{n_{\nu}} | \underline{m}_p, \underline{m}_e) \,. \tag{7.28}$$

Легко видеть, что

$$\begin{cases} \sum_{\substack{m_n, m_\nu \\ k, m_n, m_\nu \end{cases}}} C_{1/2 m_n 1/2 m_\nu}^{j_{n_\nu} m_{n_\nu}} \delta_{m_p m_n} = C_{1/2 m_p 1/2 m_e}^{j_{n_\nu} m_{n_\nu}} \\ \sum_{\substack{k, m_n, m_\nu \end{cases}}} (-1)^k C_{1/2 m_n 1/2 m_\nu}^{j_{n_\nu} m_{n_\nu}} C_{1k 1/2 m_n}^{1/2 m_p} C_{1-k 1/2 m_\nu}^{1/2 m_e} = 2 \cdot C_{1/2 m_e 1/2 m_p}^{j_{n_\nu} m_{n_\nu}} \cdot \begin{cases} 1 & 1 / 2 & 1 / 2 \\ j_{n_\nu} & 1 / 2 & 1 / 2 \end{cases} \end{cases}$$
(7.29)

В результате получаем:

$$\hat{S}(j_{n_{\nu}},\underline{m}_{n_{\nu}}|\underline{m}_{p},\underline{m}_{e}) = C^{j_{n_{\nu}}\underline{m}_{n_{\nu}}}_{1/2\underline{m}_{p},1/2\underline{m}_{e}}\phi_{ep}(j_{n_{\nu}}).$$
(7.30)

причем

$$\phi_{ep}(j_{n_{\nu}}) = 1 + 6\hat{\lambda}(-1)^{j_{n_{\nu}}} \begin{cases} 1 & 1/2 & 1/2 \\ j_{n_{\nu}} & 1/2 & 1/2 \end{cases}$$
(7.31)

где  $\phi_{_{ep}}(0) = 1 + 3\hat{\lambda}, \ \phi_{_{ep}}(1) = 1 - \hat{\lambda}.$ 

Допустим, что константа  $\lambda = \tilde{g}_1 / \tilde{f}_1$  не перенормируется при замене нейтрона и нейтрино на соответствующие квазичастицы. В этом случае  $\phi_{ep}(0) \approx 4.69$ ,  $\phi_{ep}(1) \approx -0.23$ . Эти значения получены для  $\lambda \approx 1.23$ , что соответствует надежно установленному виду лагранжиана (2.10), в котором присутствует только левое фермионное поле  $\psi_{\nu}$ . При этом спиральность нейтрино  $\vec{s}_{\nu}$  отрицательна ( $(\vec{s}_{\nu} \cdot \vec{n}_{\nu}) = -1$ , см. рис. 21).



Рис. 21. Иллюстрация эмпирического факта запрета существования в Природе правых нейтрино

Говорить о спиральности квазисвязанного квазинейтрино бессмысленно. Поэтому если замена нейтрино на квазинейтрино сводится к перенормировке константы  $\lambda$  типа подстановки  $\lambda = 1.23 \rightarrow \hat{\lambda} = 1$ , то нейтроний имеет нулевой спин  $(j_{n_{\nu}} = 0)$ , а все основные соотношения стандартной модели сохраняют свой вид. Эту ситуацию иллюстрирует хорошо изученный распад  $\pi^-$  - мезона (рис. 21). Если же  $\hat{\lambda} \neq 1$ , то в этом случае возможно существование паранейтрония ( $j_{n_{\nu}} = 0$ ) и ортонейтрония ( $j_{n_{\nu}} = 1$ ). Весь опыт работы в атомной и ядерной физике указывает на то, что резонанс с  $j_{n_{\nu}} = 1$  всегда лежит заметно выше по энергии, чем аналогичный резонанс с  $j_{n_{\nu}} = 0$ , и по этой причине возбуждается с гораздо меньшей вероятностью. В настоящее время нет веских причин для того, чтобы считать, что перенормированное значение  $\hat{\lambda}$  сильно отличается от  $\lambda = 1.23$ . В соответствии с этим далее мы будем рассматривать только паранейтроний, поскольку возбуждение ортонейтрония подавлено, как из-за более высокой энергии возбуждения этого резонанса, так и конфигурационно ( $\phi_{ep}^2(0) \gg \phi_{ep}^2(1)$ ).

В соответствии с вышесказанным далее мы будем считать нейтроний бесспиновой частицей, а фактор  $\phi_{ep} \equiv \phi_{ep}(0) \approx 4.69$ . В этом случае спиновая сумма в (7.22) равна

$$\left\langle \left| \hat{S}(j_{n_{\nu}}, \underline{m}_{n_{\nu}} | \underline{m}_{p}, \underline{m}_{e}) \right|^{2} \right\rangle = \frac{\phi_{ep}^{2}(j_{n_{\nu}})}{2j_{n_{\nu}} + 1} \sum_{\underline{m}_{p}, \underline{m}_{e}, \underline{m}_{n_{\nu}}} \left[ C_{1/2 \underline{m}_{p}}^{j_{n_{\nu}} \underline{m}_{n_{\nu}}} \right]^{2} = \phi_{ep}^{2}$$
(7.32)

В результате в системе единиц  $\hbar = c = 1$  получаем

$$w_{n_{\nu} \to p + e^{-}} = \frac{\hat{G}_{\beta}^{2} \phi_{ep}^{2}}{2} \frac{g_{-1}^{2}(0)}{4\pi} \int \frac{d\vec{k_{e}}}{(2\pi)^{3}} \frac{d\vec{k_{p}}}{(2\pi)^{3}} (2\pi)^{4} \delta^{(4)}(k_{n_{\nu}} - k_{p} - k_{e})$$
(7.33)

Интегрирование по импульсу протона в (7.33) выполняется элементарно:

$$w_{n_{\nu} \to p+e^{-}} = \frac{G_{\beta}^{2} \phi_{ep}^{2}}{8\pi^{2}} \frac{g_{-1}^{2}(0)}{4\pi} \int d\vec{k}_{e} \delta(\varepsilon_{n_{\nu}} - \varepsilon_{p} - \varepsilon_{e}) \,. \tag{7.34}$$

$$\text{где } \varepsilon_{n_{\nu}} = \sqrt{m_{n_{\nu}}^{2} + k_{n_{\nu}}^{2}} \,, \, \varepsilon_{p} = \sqrt{m_{p}^{2} + k_{p}^{2}} \,, \, \varepsilon_{e} = \sqrt{m_{e}^{2} + k_{e}^{2}} \,.$$

В нерелятивистском пределе  $\varepsilon_e \approx m_e + m_p + U_{n_\nu}$  в системе покоя нейтрония⁹, где  $U_{n_\nu} = m_{n_\nu} - m_p - m_e$ - внутренняя энергия нейтрония. В этом приближении

$$w_{n_{\nu} \to p + e^{-}} = \frac{\hat{G}_{\beta}^{2} \phi_{ep}^{2}}{2\pi} \frac{g_{-1}^{2}(0)}{4\pi} m_{e} \sqrt{2m_{e} U_{n_{\nu}}} \cdot F_{c}(\eta)$$
(7.35)

Множитель  $F_c(\eta)$  в (7.35) учитывает влияние кулоновского поля на вылетающий электрон. В приближении точечного протона:

$$F_c(\eta) = \pi \eta \cdot \exp(\pi \eta) \cdot \operatorname{sh}^{-1}(\pi \eta).$$
(7.36)

Параметр  $\eta$  в (7.36) равен  $\eta = \alpha \varepsilon_e c^{-1} p_e^{-1}$ , где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры.

Для расчета вероятности распада нейтрония в единицу времени необходимо знать эффективную константу  $\hat{G}_{\beta}^2 g_{-1}^2(0) / 4\pi$ , которую невозможно вычислить на основе первых принципов физики, а экспериментальных данных для ее нахождения явно недостаточно. В связи с этим проблема оценки величины  $\hat{G}_{\beta}^2 g_{-1}^2(0) / 4\pi$  сводится к поиску нестандартных инвариантов в теории слабых взаимодействий в области низких энергий.

⁹ С точностью до малых поправок на кинетическую энергию ядра отдачи.

### 7.3. Проблема скейлинга в экзотических электрослабых процессах

В области сверхнизких энергий слабое взаимодействие адронов с лептонами имеет ярко выраженную специфику, обусловленную непертурбативными эффектами КХД. Этот факт хорошо демонстрирует рис. 22.

$$\mathfrak{M}_{e+p\to n_{\nu}} = \underbrace{\frac{e^{-}}{\sum} \frac{\nu_{e}}{2^{0}}}_{p \quad n \quad \widehat{n}} + \underbrace{\frac{e^{-}}{\sum} \frac{\nu_{e}}{2^{0}}}_{p \quad n \quad n \quad \widehat{n}} + \underbrace{\frac{e^{-}}{\sum} \frac{\nu_{e}}{2^{0}}}_{p \quad n \quad p \quad \widehat{n}} + \underbrace{\frac{e^{-}}{\sum} \frac{\nu_{e}}{2^{0}}}_{p \quad n \quad p \quad \widehat{n}} + \dots$$

Рис. 22. От рождения до распада. «Жизненный цикл» нейтрония с точки зрения Стандартной Модели. Значки  $\hat{\nu}_e$  и  $\hat{n}$  указывают на то, что в результате обмена калибровочными бозонами электрон и протон превращаются в пару квазичастиц – квазинейтрино и квазинейтрон, образующих единое целое – нейтроний.

Ряд, соответствующий цепочке представленных на рис. 22 лестничных диаграмм, даже без учета вклада диаграмм других типов, расходится в непертурбативной области. Именно по этой причине малость каждой из этих диаграмм, взятых по-отдельности, не является основанием для того, чтобы считать пренебрежимо малым сечение рождения нейтрония. Амплитуде рождения нейтрония соответствует диаграмма, представленная на рис. 23.

$$\mathfrak{M}_{e+p\to n_{\nu}} = \underbrace{\frac{e^{-} \quad \widehat{\nu}_{e}}{p}}_{p \quad \widehat{n}}$$

Рис.23. Полная амплитуда рождения нейтрония. Перенормированная вершина – черный квадрат

Жизнь нейтрония заканчивается распадом на протон и электрон. Этому процессу соответствует диаграмма на рис. 24.

$$\mathfrak{M}_{n_{\nu} \to \epsilon+p} = \underbrace{\frac{\nu_{e}}{\sum_{n_{\nu} \to e}}}_{\widehat{n} p}$$

Рис. 24. Распад нейтрония с точки зрения Стандартной Модели

Диаграммы, представленные на рис. 23, 24 можно считать скелетными, а вклад каждой из них рассматривать, как результат суммирования диаграмм, топологически им неэквивалентных (имеющих другую связность). Гипотеза о возможности использования теории перенормировок в непертурбативной области, строго говоря, неочевидна, но, тем не менее, продуктивна. В рамках этой гипотезы все параметры вершинных формфакторов СМ, измеренные в ускорительных экспериментах в области высоких энергий, следует перенормировать, а значения перенормированных параметров извлекать из эксперимента.

Формальная интерпретация ряда 22 очевидна: образование нейтрония - это процесс перехода двухчастичной системы «электрон плюс протон» в сложную многочастичную систему, представляющую из себя облако ультрахолодной кварк-глюонной плазмы, в которой растворен бозе-конденсат экзомезонов ( $q\tilde{q}\tilde{\nu}\tilde{\nu}$ ).

С точки зрения теории систем многих частиц энергия системы «электрон плюс протон»¹⁰, при которой возбуждается экзотический электрослабый резонанс (нейтринный экзоатом нейтроний) - это точка фазового перехода (точка бозе- конденсации экзопионов).

¹⁰ В системе центра инерции этих частиц.

<u>Вывод</u>: феномен образования нейтрония аналогичен явлению сверхпроводимости, связанному с образованием куперовских пар при низких температурах. Эта аналогия дает возможность учета многочастичности задачи посредством введения феноменологических констант.

В теории прямых ядерных реакций типа выбивания, срыва, подхвата и перезарядки используется понятие эффективного числа частиц. Например, в реакциях квазиупругого выбивания нуклонов и кластеров  $X = p, d, t, {}_{2}^{3}He, \alpha, ...$  с достаточно высокой степенью точности выполняется соотношение:

$$\sigma_{A(a,aX)B} = N \cdot \sigma_{a+X \to X+a} \tag{7.37}$$

где  $\sigma_{A(a,aX)B}$ - сечение реакции выбивания конечного кластера X из ядра A,  $\sigma_{a+X\to X+a}$ аналогичное свободное сечение,  $\tilde{N}$ - эффективное число кластеров X в ядре-мишени A. Факторизованные соотношения типа (7.37) естественным образом возникают в рамках импульсного приближения. Экспериментальное эффективное число кластеров  $\tilde{N}$  находят по формуле (7.37) на основе данных по сечениям реакций A(a, aX)B и  $a + X \to X + a$ .

Учитывая вышесказанное, представим соотношение (7.35) в виде

$$w_{n_{\nu} \to p+e^{-}} = \frac{G_{\beta}^{2} \phi_{ep}^{2}}{2\pi} \frac{n_{\nu}^{eff} g_{-1}^{2}(0)}{4\pi} m_{e} \sqrt{2m_{e} U_{n_{\nu}}} \cdot F_{c}(\eta)$$
(7.38)

где  $n_{\nu}^{eff}$  - эффективное число нейтрино в «лептонной шубе нейтрония», феноменологически учитывающее эффект поляризации электрослабого вакуума (т.е., многочастичность задачи непертурбативной КХД в области низких энергий). В итоге время жизни определяется значением его внутренней энергии  $U_{n_{\nu}}$  и неизвестным фактором  $\hat{G}_{\beta}^{2} n_{\nu}^{eff} g_{-1}^{2}(0)$ .

Рассмотрим возможности оценки каждого из параметров в формуле (7.38).

На основе экспериментальных данных [47] внутреннюю энергию нейтрония можно оценить, как  $10 < U_{n_{\nu}} < 10^2 \ eV$ . Метастабильность нейтрония в фольге, изготовленной из изотопа железа  $^{57}_{26}Fe$ , установленная опытным путем, указывает на то, что  $U_n \approx 10.9 \ eV$ .

Перейдем к оценке фактора  $\hat{G}^2_{\scriptscriptstyle\beta} n_{\scriptscriptstyle \nu}^{\scriptscriptstyle e\!f\!f} g^2_{-1}(0)$  .

Одной из главных особенностей ядерных  $\beta$  - процессов, а также слабых процессов с участием адронов, является весьма точное выполнение гипотез о сохранении векторного тока и частичном сохранении аксиального тока. В силу важности этого обстоятельства приведем обширную цитату из работы [37], выделив ее курсивом

Константа связи для  $\beta$  - распада определяется величиной

$$G_{\beta} = G_{f_1}^{f}(0) = (1.4029 \pm 0.0022) \cdot 10^{-49} \ \text{sprcm}^3 \tag{1}$$

с учетом того, что переданный импульс в  $\beta$  - распаде близок к нулю. С помощью соответствующего слагаемого в гамильтониане слабого взаимодействия можно вычислить вероятность распада мюона  $\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$ , а, сравнив результат с данными эксперимента, получить значение константы, ответственной за  $\mu$  - распад:

$$G = (1.4350 \pm 0.0011) \cdot 10^{-49} \text{ spc·cm}^3 \tag{2}$$

Она отличается от  $G_{\beta}$  примерно на 2%. Поскольку неопределенности анализа, используемого для извлечения этих значений (радиационные поправки, эффекты нарушения чистоты изоспина), имеют такой же порядок величины, экспериментальные значения обеих констант G в (1) и (2) могут считаться одинаковыми. Это соответствует исходной гипотезе об универсальности описания слабых взаимодействий и означает, что формфактор, введенный для учета эффектов сильного взаимодействия в векторную часть нуклонного тока, должен удовлетворять соотношению

$$\tilde{f}_1(0) = 1 \tag{3}$$

Такой результат является довольно неожиданным. Из него следует, что эффекты различных полей, с которыми нуклон сильно взаимодействует при переданном импульсе, равном нулю, не изменяют константу связи слабого взаимодействия. Слово «не изменяет» означает, что константа является такой же, как и для мюона, который не участвует в сильных взаимодействиях. Мы можем получить некоторые наводящие соображения о возможных причинах такой ситуации, если обратимся снова к электромагнитной Сильные взаимодействия, теории. очевидно, не меняют электромагнитную константу связи, или заряд е, который имеет одну и ту же величину для протона, электрона и мюона. Действительно, электромагнитный зарядовый формфактор обладает тем же свойством, что и (3), т.е.

$$F_1(0) = 1 (4)$$

Причины этого довольно хорошо понятны. Сильное взаимодействие в действительности вызывает изменения в распределении заряда, но поскольку электромагнитный ток сохраняется, то полный заряд в области взаимодействия является константой, хотя и существуют эффекты сильной связи. Размеры области взаимодействия определяются комптоновской длиной волны различных частиц, участвующих в сильном взаимодействии. Поскольку самая легкая из этих частиц (пион) имеет конечную массу, то область взаимодействия имеет конечные размеры ( $\approx 1.4 \ fm$ ),

так что фотон с очень большой длиной волны, соответствующей нулевому переданному импульсу, будет «чувствовать» полный заряд в этой области. Таким образом, электромагнитная константа связи при низких переданных импульсах не перенормируется сильным взаимодействием вследствие сохранения тока. Подобная же ситуация будет наблюдаться и для слабого взаимодействия, если потребовать, чтобы векторный ток, входящий в гамильтониан слабого взаимодействия, сохранялся.

Из сохранения векторного тока следует, что

$$\tilde{f}_1(0) = 1$$
 (7.39)

если речь идет об обычных  $\beta$  - процессах, включая электронный захват. Основанием для этого служит тот факт, что

$$\eta r_{p} \ll 1 \tag{7.40}$$

где q - переданный импульс, а  $r_n = 0.86 \ fm$  - электромагнитный «размер» протона.

Если нейтроний в результате описанных выше процессов «распухает» до размеров, соизмеримых с атомными, то для типичных для  $\beta$  - процессов значений q соотношение (7.40) катастрофически нарушается. Однако для экзотического электронного захвата (реакции образования нейтрония) величина передаваемого импульса, соответствующего энергии электрона-снаряда  $E_e \sim 10 eV$ , ничтожно мала, и неравенство, аналогичное (7.40), выживает даже при  $r_0 \equiv r_n \sim 3$  Å:

$$qr_{n_{\mu}} \sim 3.15 \cdot 10^{-11} \, fm^{-1} \cdot 3 \cdot 10^5 \, fm \sim 10^{-5} \ll 1$$
 (7.41)

Из (7.41) следует, что с высокой степенью точности формфактор  $\tilde{f}_1(q) = \tilde{f}_1(0) = 1$ . Этот факт также указывает на разумность гипотезы, согласно которой  $\hat{\lambda} \approx 1.23$ .

Следующая проблема связана с тем, что точный вид оптического  $\nu N$  - потенциала неизвестен, и, следовательно, неизвестно значение ВФ  $g_{-1}^{(\nu)}(0)$ . В связи с этим напомним о специфических особенностях электронного захвата, как экзотического, так и обычного.

Экзотический электронный захват отличается от обычного электронного захвата тем, что в МЭ фигурирует не ВФ связанного электрона, а ВФ квазисвязанного нейтрино.

В тоже время, теория электронного захвата вписывается в общую картину  $\beta$  - процессов с серьезными оговорками, и делает уязвимой для критики гипотезу об универсальности взаимодействия Ферми, т.к. в МЭ для электронного захвата, в отличие от  $\beta$  - распада лептонов и ядер, появляются ВФ орбитальных электронов. Поэтому скорость *e* - захвата пропорциональна квадрату ВФ орбитального электрона в области ядра:

$$w_{cap} \sim |\psi_e(r)|^2 \tag{7.42}$$

Для e - захвата в качестве  $\psi_e(r)$  обычно выбирают большие компоненты релятивистской ВФ электрона. Для устранения неопределенности в расчетах величину r обычно считают равной радиусу канала R, выбор которого неоднозначен. Например, в классическом справочнике [50]  $R = 1.2 \cdot A^{1/3} fm$ . Очевидно, что даже небольшие вариации R могут заметно повлиять на теоретическое значение скорости обычного e - захвата. Фитирование параметров теории экзотического e - захвата гораздо сложнее.

Для решения этой задачи поставим мысленный эксперимент.

Если бы протон был точечной частицей, и e - захват не был бы запрещен законом сохранения энергии, то при стандартной нормировке ВФ f и g:

$$\int_{0}^{\infty} dr r^{2} [f_{1}^{2}(r) + g_{-1}^{2}(r)] = 1$$
(7.43)

эти волновые функции имели бы вид

$$\begin{cases} g_{-1}(\rho) = \frac{2}{a_{B}^{3/2}} \cdot \sqrt{\frac{1+\gamma}{\Gamma(1+2\gamma)}} \cdot \exp[-\rho + (\gamma - 1)\ln 2\rho] \\ f_{1}(\rho) = \frac{\alpha(\gamma - 1 - \rho)}{(\gamma + 1)\rho + \alpha^{2}} \cdot g_{-1}(\rho) \end{cases}$$
(7.44)

где  $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2}$ ,  $\rho = r \cdot a_B^{-1}$ , а боровский радиус равен  $a_B = \hbar^2 m_e^{-1} e^{-2}$ . Учет конечных размеров протона приводит к исчезновению особенности у ВФ  $g_{-1}$  при  $\rho \to 0$ . Поэтому в нулевом приближении можно считать, что  $g_{-1}(r < r_N) \approx const$ . Тогда

$$\int_{0}^{\infty} dr r^{2} g_{-1}^{2}(r) \approx \frac{1}{3} g_{-1}^{2}(0) r_{N}^{3} \approx \frac{V_{N}}{4\pi} g_{-1}^{2}(0) \approx 1$$
(7.45)

где  $V_{_N} pprox 2.7 \, fm^3$  при  $r_{_N} pprox 0.86 \, fm$  [40].

Как было показано выше, при экзотическом электронном захвате переход  $u \to d$  происходит именно при  $r_N \approx 0.86 \ fm$ . Других размерных параметров, имеющих ясный физический смысл, в рассматриваемой области энергий не просматривается.

В соответствии с этим далее мы будем использовать рабочую гипотезу, согласно которой имеет место экзотический скейлинг:

$$\frac{4\pi G_{\beta}^2}{n_{\nu}^{eff}[g_{-1}^{(\nu)}(0)\hat{G}_{\beta}]^2} \approx \frac{4\pi}{[g_{-1}^{(e)}(0)]^2} \approx V_{eff}^{n_{\nu}} \approx 2.7 \, fm^3 \tag{7.46}$$

В соответствии с (7.46) соотношение (7.35) принимает вид

$$w_{n_{\nu} \to p+e^{-}} = \frac{G_{\beta}^{2} \phi_{ep}^{2}}{2\pi V_{eff}^{n_{\nu}}} m_{e} \sqrt{2m_{e} U_{n_{\nu}}} \cdot F_{c}(\eta)$$
(7.47)

Априорная оценка «эффективного объема нейтрония»  $V_{eff}^{n_{\nu}} \approx 2.7 \, fm^3$  в (7.47) обоснована выше. Очевидно, что это значение никак не связано с «радиусом нейтрония»  $r_0 \sim 3$  Å.

В таблице 3 представлены значения величин  $w^0$  и  $w^c$  без учета и с учетом кулоновского усиления, соответственно, и времени жизни нейтрония  $\tau_n^c$ .

Таблица 3

Зависимость скорости распада и времени жизни нейтрония от его внутренней энергии

$U_{_{n_{\!\nu}}}\left[eV\right]$	$w^0_{n_{\!\nu} ightarrow p+e^-}$	$w^c_{_{n_\!_ u} ightarrow p+e^-}$	$ au^c_{n_{\!\nu}}$
10	$3.22 \cdot 10^3$	$2.36\cdot 10^4$	$4.23\cdot10^{-5}$
$10^{2}$	$1.01 \cdot 10^4$	$2.62 \cdot 10^4$	$3.82\cdot10^{-5}$

Результаты расчетов также представлены графически на рис. 25.



Рис. 25. Скорость распада нейтрония в зависимости от его внутренней энергии

Из таблицы 3 и рис. 25 видно, что при низких энергиях кулоновские эффекты существенны, а время жизни нейтрония  $\tau_{n_{\nu}} \sim 4 \cdot 10^{-5} \ s$  на порядок больше времени жизни мюона  $\tau_{\mu} = (2.197019 \pm 0.000021) \cdot 10^{-6} \ s$  [34].

В работе [47] описаны результаты экспериментов по исследованию электрического взрыва фольг из особо чистого материала в воде. Электрический взрыв фольги приводил к возникновению относительно долгоживущего плазменного образования. При этом было обнаружено появление новых химических элементов и зарегистрировано «странное» излучение, которое не удалось идентифицировать. Напряжение на батарее конденсаторов, за счет разряда которой производились электровзрывы, не превышало 5 kV.

Экспериментальный факт длительного горения плазмоида [47] оправдывает оценки  $\tau_{\eta_{\nu}^{(s)}} \sim 4 \cdot 10^{-5} \ s$ , и  $U_{\eta_{\nu}} \sim 10 \ eV$ , т.к. ускоренные электрическим полем электроны, при столкновениях с которыми рождается нейтроний, приобретают энергию ~ 50 eV (рис. 29) именно тогда, когда напряжение на электродах при электрическом разряде в воде составляет ~ 5 kV.

<u>Вывод</u>. Порог рождения нейтрония лежит намного ниже порога термоядерных реакций ~ 10 keV [27], [28], [51]. Следовательно, нейтроноподобные ядерно-активные частицы могут рождаться в области сверхнизких энергий и вызывать ядерные реакции, аналогичные реакциям, вызываемым нейтронами, именно тогда, когда ядерные реакции с заряженными частицами запрещены высоким кулоновским барьером.

### 7.4. Реакция электророждения нейтрония в атомарном водороде

Согласно законам сохранения и правилам отбора нейтроний может образовываться в результате взаимодействия электрона либо со свободным протоном, либо с протоном, входящим в атом водорода. Рассмотрим возможные механизмы этих реакций.

Если бы нейтроний был стабильной частицей, то захват свободного или орбитального электрона протоном (реакция  $e^- + p \rightarrow n_{\nu}$ ) были бы строго запрещены законами сохранения энергии и импульса.

Очевидно, что захват протоном орбитального электрона невозможен в силу законов сохранения.

Проблема рождения нейтрония в результате столкновения электрона с протоном требует подробного анализа. Очевидно, что время жизни нейтрония конечно. Поэтому в соответствии с соотношением неопределенности Гейзенберга такое состояние не имеет определенной энергии. Это проявляется в том, что в амплитуде упругого рассеяния  $e^- + p \rightarrow n_{\nu} \rightarrow e^- + p$  в области низких энергий нейтроний присутствует как реальная, лежащая на массовой поверхности частица, которой соответствует диаграмма 1ж) и в сечении упругого *ер* - рассеяния должен наблюдаться брейт-вигнеровский резонанс

$$\sigma_{e+p \to n_{\nu}} = \frac{2\pi L^3}{\hbar v_e} \int \frac{L^3 dp_{n_{\nu}}}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_{n_{\nu}}}{(\varepsilon_{ep} - E_{n_{\nu}})^2 + \Gamma_{n_{\nu}}^2 / 4} \left\langle \left| \mathfrak{M}_{e+p \to n_{\nu}} \right|^2 \right\rangle$$
(7.48)

где

$$\mathfrak{M}_{e+p\to n_{\nu}} = \frac{G_{\beta}}{\sqrt{2L^{9}V_{eff}^{n_{\nu}}}} (2\pi\hbar)^{3}\delta(\vec{p}_{p}-\vec{p}_{e}-\vec{p}_{n_{\nu}})\hat{S}(j_{n_{\nu}},\underline{m}_{n_{\nu}}|\underline{m}_{p},\underline{m}_{e})$$
(7.49)

Из (7.48), (7.49) следует, что

$$\sigma_{e+p\to n_{\nu}} = \frac{2\pi}{\hbar v_{e}} \frac{G_{\beta}^{2}}{2V_{eff}^{n_{\nu}}} \left\langle \left| \hat{S}(j_{n_{\nu}}, \underline{m}_{n_{\nu}} | \underline{m}_{p}, \underline{m}_{e}) \right|^{2} \right\rangle \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_{n_{\nu}}}{(\varepsilon_{ep} - \varepsilon_{n_{\nu}})^{2} + \Gamma_{n_{\nu}}^{2} / 4}$$
(7.50)

В свою очередь

$$\left\langle \left| \hat{S}(j_{n_{\nu}}, \underline{m}_{n_{\nu}} | \underline{m}_{p}, \underline{m}_{e}) \right|^{2} \right\rangle = \frac{1}{4} \sum_{\underline{m}_{p}, \underline{m}_{e}, \underline{m}_{n_{\nu}}} \left| C^{j_{n_{\nu}}, \underline{m}_{n_{\nu}}}_{1/2, \underline{m}_{p}, 1/2, \underline{m}_{e}} \phi_{ep}(j_{n_{\nu}}) \right|^{2} = \frac{(2j_{n_{\nu}} + 1)\phi^{2}_{ep}(j_{n_{\nu}})}{4} \quad (7.51)$$

В итоге мы приходим к соотношению

$$\sigma_{e+p \to n_{\nu}} = \frac{2\pi}{\hbar v_{e}} \frac{G_{\beta}^{2} \phi_{ep}^{2}(j_{n_{\nu}})}{8V_{eff}^{n_{\nu}}} \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_{n_{\nu}}}{(\varepsilon_{ep} - \varepsilon_{n_{\nu}})^{2} + \Gamma_{n_{\nu}}^{2} / 4} \cdot F_{c}^{2}(\eta)$$
(7.52)

где  $\tilde{\phi}_{_{ep}}^2(j_{_{n_{_{\nu}}}}) = (2j_{_{n_{_{\nu}}}}+1)\phi_{_{ep}}^2(j_{_{n_{_{\nu}}}})$ , а  $F_{_c}(\eta)$  - стандартный кулоновский фактор усиления.

Учитывая, что по определению  $\Gamma_{n_{\nu}} = \hbar w_{n_{\nu} \to p+e^-}$  и принимая во внимание формулу (7.47) для скорости распада нейтрония, получаем:

$$\sigma_{e+p \to n_{\nu}} = (2j_{n_{\nu}} + 1) \frac{\pi\hbar^2}{8m_e U_{n_{\nu}}} \cdot \frac{\Gamma_{n_{\nu}}^2}{(\varepsilon_{ep} - \varepsilon_{n_{\nu}})^2 + \Gamma_{n_{\nu}}^2 / 4}$$
(7.53)

которую в приближении бесконечно тяжелого ядра можно представить в виде (см. [38])

$$\sigma_{e+p \to n_{\nu}} = (2j_{n_{\nu}} + 1) \cdot \frac{\pi}{4k_{e}^{2}} \cdot \frac{\Gamma_{n_{\nu}}^{2}}{(\varepsilon_{ep} - \varepsilon_{n_{\nu}})^{2} + \Gamma_{n_{\nu}}^{2} / 4}$$
(7.54)

в полном соответствии с идеологией Брейта-Вигнера. Отметим, что дополнительный фактор 1/4 появляется из-за того, что протон и электрон имеют полуцелые спины.

В предыдущем параграфе было показано, что ширина резонанса  $\Gamma_{n_{\nu}}$  чрезвычайно мала ( $\Gamma_{n_{\nu}} \leq 1.5 \cdot 10^{-11} \ eV$ , см. Таблицу 3). Поэтому нейтроний невозможно обнаружить в прямом эксперименте по рассеянию электронов на протонах. Остается рассмотреть возможности различных косвенных экспериментов по его генерации и регистрации.

Радиационный захват  $e^- + p \to n_{\nu} + \gamma$  не запрещен законами сохранения, и его сечение на много порядков больше сечения  $\sigma_{e+p \to n_{\nu}}$ . Однако этот процесс подавлен, т.к. его сечение пропорционально квадрату постоянной тонкой структуры  $\alpha$ .

В свете проделанного анализа возникает естественный вопрос: «Как возбудить экстремально узкий резонанс, обусловленный слабым взаимодействием?».

Рассмотрим реакцию захвата электрона из непрерывного спектра атомом водорода

$$H(e,e')n_{\nu}.$$
(7.55)

Независимо от того, является нейтроний реальной частицей, или это виртуальная частица, входящая в расчеты, как двухчастичный пропагатор, изображенный на рис. 1 с помощью символов  $\bigcirc$  и ----, eH - рассеяние и реакции с учетом влияния слабого взаимодействия описываются диаграммами, представленными на рис. 26, 27.



Рис. 26. Регулярный вклад слабого взаимодействия в амплитуду ионизации атома водорода¹¹

Положение особенностей этого пропагатора на плоскости комплексных энергий неизвестно, так как непертурбативные эффекты в обсуждаемой области энергий велики, и расчет положения полюсов из первых принципов квантовой теории поля невозможен. Поэтому если гипотеза о существовании экзотических нейтринных атомов верна (т.е., особенности лежат на массовой поверхности в области энергий, меньших порога рождения реальных нейтрона и нейтрино), то процесс рождения и последующего распада нейтрония описывается суммой диаграмм, представленных на рис. 27.



Рис. 27. Вклад слабого взаимодействия в амплитуду реакции рождения нейтрония

Трехчастичность задачи о столкновении электрона с атомом водорода приводит к тому, что, в отличие от упругого ep - рассеяния  $e^- + p \to n_{\nu} \to e^- + p$ , двухчастичный пропагатор электрона и протона (атома водорода в возбужденном промежуточном состоянии, двойная линия справа от пары электромагнитных вершин, соответствующих кулоновскому взаимодействию электрона с протоном) входит в выражение для сечения процесса  $e^- + H \to n_{\nu} + e^- \to p + 2e^-$  под знаком интеграла. Поэтому ширина обусловленного слабым взаимодействием резонанса в сечении этого процесса более чем на 14 порядков больше ширины аналогичного резонанса в упругом ep - рассеянии, и его, в принципе, можно обнаружить в эксперименте. Исчезающе малая ширина резонанса «нейтроний» указывает на то, что его можно считать реальной элементарной частицей.

¹¹ Электромагнитное взаимодействие всегда предшествует слабому, т.к. имеет бесконечно большой радиус действия. Пропагатор атома водорода в промежуточном состоянии берет свое начало в электромагнитной вершине, и заканчивается в слабой вершине.

Следует особо отметить, что реакция (7.55) является пороговой, причем порог рождения нейтрония  $\varepsilon_{tr}$  в реакции  $e^- + H \to n_{\nu} + e^-$  в приближении  $m_p \gg m_e$  равен

$$\varepsilon_{tr} \approx U_{n_{\mu}} + \varepsilon_{H}.$$
 (7.56)

۵١

где  $\,\varepsilon_{_{\!H}}=13.6\,\,eV$ - энергия связи электрона в атоме водорода.

Сечение реакции электророждения нейтрония имеет вид:

$$\sigma_{H(e,e')n_{v}} = \frac{2\pi V}{v_{e}} \int dn_{f} \delta(E_{i} - E_{f}) \left\langle \left| \hat{s} \int dn_{v} \frac{\int d\vec{r}' \left\langle n_{\nu} \left| h''(\vec{r}') \right| H^{*} \right\rangle \left\langle e' \otimes H^{*} \left| V_{e} \right| e \otimes H \right\rangle \right|^{2}}{E_{i} - E_{v} + i0} \right|^{2} \right\rangle$$
(7.57)

причем  $v_e$ - скорость налетающего электрона в системе покоя протона, а  $dn_f$  и  $dn_v$ - плотность числа конечных и промежуточных состояний, соответственно:

$$dn_{f} = \frac{V d\vec{k}_{e'}}{(2\pi)^{3}} \frac{V d\vec{k}_{n_{\nu}}}{(2\pi)^{3}}; \quad dn_{\nu} = \frac{V d\vec{k}_{e_{\nu}}}{(2\pi)^{3}} \frac{V d\vec{k}_{p_{\nu}}}{(2\pi)^{3}}.$$
(7.58)

Значок оператора  $\hat{s}$  означает, что вклад в сечение рождения нейтрония  $\sigma_{H(e,e')n_{\nu}}$  дает только полюс в интеграле по  $dn_{v}$ . Регулярная часть интеграла в (7.57) описывает ничтожно малый вклад слабого взаимодействия в сечение ионизации атома водорода электронным ударом, и не имеет отношения к процессу возбуждения экзотического электрослабого резонанса. Кулоновский потенциал  $V_{c}$  (на рис. 26, 27 две «квадратные» электромагнитные вершины, соединенные фотонной линией) равен

$$V_{c}(\vec{r}_{p},\vec{r}_{e_{1}},\vec{r}_{e_{2}}) = \frac{e^{2}}{\left|\vec{r}_{e}-\vec{r}_{e'}\right|} - \frac{e^{2}}{\left|\vec{r}_{p}-\vec{r}_{e}\right|}.$$
(7.59)

В приближении плоских волн ВФ мишени и снаряда имеют вид

$$\begin{cases} \left| H \right\rangle = (V)^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_{H}\vec{r}_{H})\psi_{nlm_{l}}(\vec{r}_{e_{b}} - \vec{r}_{p})\chi_{\underline{m}_{s}}(\vec{s}_{s}) \\ \left| e \right\rangle = (V)^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_{e}\vec{r}_{e})\chi_{\underline{m}_{e}}(\vec{s}_{e}) \end{cases}$$
(7.60)

Если электрон с энергией ~  $25 - 100 \ eV$  налетает на атом водорода, то:

$$\begin{cases} \frac{d\sigma_{H(e,e')n_{\nu}}}{d\Omega_{n_{\nu}}} = \sigma_{H(e,e')n_{\nu}}^{(0)} F_{c}^{2}(\eta_{p}) \cdot \sqrt{\xi_{n_{\nu}}^{2} - \xi_{\hat{n}_{\nu}}^{2}} \cdot \sum_{+,-} \left\{ (x_{n_{\nu}}^{(\pm)})^{2} \left| \Phi(x_{n_{\nu}}^{(\pm)}) \right|^{2} \right\} \\ \sigma_{H(e,e')n_{\nu}}^{(0)} = \frac{2}{\pi} \frac{a_{B}^{3}}{V_{eff}^{n_{\nu}}} G_{\beta}^{2} \tilde{\phi}_{ep}^{2}(j_{n_{\nu}}) m_{e}^{2} \approx 2 \ \mu barn \end{cases}$$
(7.61)

В (7.61) использованы обозначения:  $\tilde{\phi}_{ep} = \sqrt{2j_{n_{\nu}} + 1} \cdot \phi_{ep}$ - фактор, зависящий от  $\lambda$ ,  $a_B$ - боровский радиус,  $\xi_{n_{\nu}}$ - косинус угла вылета нейтрония,  $\xi_{\hat{n}_{\nu}}$ - граничный косинус угла вылета нейтрония, кулоновский параметр  $\eta_p = \alpha \cdot (2U_{n_{\nu}} / m_e)^{-1/2}$ .

Безразмерный импульс  $x_{n_{\star}}^{(\pm)}$  зависит от энергии электрона и угла вылета нейтрония:

$$x_{n_{\nu}}^{(\pm)} = x_{e} \cdot \left[\xi_{n_{\nu}} \pm \sqrt{\xi_{n_{\nu}}^{2} - \xi_{\hat{n}_{\nu}}^{2}}\right],$$
(7.62)

где  $\vec{x}_e = \vec{k}_e a_B$ ,  $\vec{k}_e$ - импульс налетающего электрона, а  $\xi_{\hat{n}_\nu} = \sqrt{\varepsilon_{tr} T_e^{-1}}$ . Причина различия импульсов нейтрония  $x_{n_\nu}^{(+)}$  и  $x_{n_\nu}^{(-)}$  при заданном значении импульса  $\vec{k}_e$ , одинаковых

направлениях вылета нейтрония и одинаковых величинах импульсов  $k_{e'}$  состоит в противоположных направлениях вылета электрона отдачи e' (рис. 28).



Рис. 28. Кинематика реакции  $H(e, e')n_{\nu}$ : а) электрон отдачи летит «назад»; б) электрон отдачи летит «вперед»

Формфактор  $\Phi(x_{n_{\nu}}^{\pm})$  есть суперпозиция прямого и обменного членов

$$\Phi(\vec{x}_{n_{\nu}}) \equiv \Phi_{d}(\vec{x}_{n_{\nu}}) - \Phi_{ex}(\vec{x}_{n_{\nu}}).$$
(7.63)

Если мишень (атом водорода) находится в основном состоянии, то его ВФ имеет вид:

$$\psi_{000}(r,\vartheta,\varphi) = (\pi a_B^3)^{-1/2} \cdot e^{-r/a_B}.$$
(7.64)

В этом случае безразмерные формфакторы  $\Phi_d(\vec{x}_{n_{\nu}})$  и  $\Phi_{ex}(\vec{x}_{n_{\nu}})$  вычисляются элементарно:

$$\begin{cases} \Phi_{d}(\vec{x}_{n_{\nu}}) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\Omega_{e_{\nu}}}{x_{n_{\nu}}^{2} \cdot [1 + (\vec{x}_{e_{\nu}} - \vec{x}_{n_{\nu}})^{2}]^{2}} \\ \Phi_{ex}(\vec{x}_{n_{\nu}}) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\Omega_{e_{\nu}}}{(\vec{x}_{e_{\nu}} - \vec{x}_{e})^{2} \cdot [1 + (\vec{x}_{e_{\nu}} - \vec{x}_{n_{\nu}})^{2}]^{2}} \end{cases}$$
(7.65)

В формуле (7.65)  $x_{e_v} = x_e \sqrt{\xi_{n_v}^2 - \xi_{\hat{n}_v}^2}$ , а  $d\Omega_{e_v}$  - элемент телесного угла.

Энергетическая и угловая зависимости сечения рождения нейтрония показаны на рис. 29 и рис. 30, соответственно.



Рис. 29. Энергетическая зависимость полного Рис. 30. Угловая зависимость сечения реакции сечения рождения нейтрония при  $U_{n_{\nu}} = 10 \ eV$   $H(e,e')n_{\nu}$  при  $U_{n_{\nu}} = 10 \ eV$ ,  $T_e = 66 \ eV$ 

Как видно из рис. 29, зависимость полного сечения рождения нейтрония имеет ярко выраженный резонансный характер. Форма резонанса в системе трех тел отличается от Брейт-Вигнеровской. Ширина резонанса в сечении реакции  $H(e,e')n_{\nu}$  лежит в пределах  $\Gamma_{H(e,e')n_{\nu}} < 1 \ keV$ , откуда следует, что  $\Gamma_{H(e,e')n_{\nu}} / \Gamma_{n_{\nu}} \sim 10^{14}$ . При  $U_{n_{\nu}} = 10 \ eV$  сечение вблизи максимума резонанса по порядку величины равно  $\sigma_{H(e,e')n_{\nu}}^{max} \sim 30 \ \mu barn$ .

Угловая зависимость сечения реакции рождения нейтрония (рис. 30) необычна. Максимум пика в угловом распределении при резонансной энергии приходится не на угол  $\theta_{n_{\nu}}^{max} = 0^{\circ}$ , как в обычных ядерных реакциях, а на угол  $\theta_{n_{\nu}}^{max} \approx 40^{\circ}$ . Дело в том, что рождение нейтрония сопровождается вылетом электрона отдачи. С формальной точки зрения этот эффект обусловлен тем, что решается нестандартная задача трех тел, когда во входном канале реакции имеется свободный электрон и две частицы в связанном состоянии (атом водорода), а в выходном канале – электрон и долгоживущий резонанс (нейтроний), причем импульсы электрона отдачи и нейтрония ортогональны ( $\vec{p}_n \perp \vec{p}_{e'}$ ).

Кулоновское поле протона заметно влияет на сечение реакции  $H(e,e')n_{\nu}$ . Фактор кулоновского усиления по порядку величины приблизительно равен  $F_c^2(\eta_{\nu}) \sim 50$ .

С точки зрения практических вычислений представляется важным тот факт, что в сумме  $\sigma_{H(e,e')n_{\nu}}^{tot} = \sigma_{H(e,e')n_{\nu}}^{(-)} + \sigma_{H(e,e')n_{\nu}}^{(+)}$  (см. пояснения к рис. 28) второй член пренебрежимо мал по сравнению с первым. Сечение реакции рождения нейтрония, сопровождающейся вылетом электрона отдачи «вперед», на 2-3 порядка больше сечения аналогичной реакции, сопровождающейся вылетом электрона отдачи «назад», причем вклад процессов с большой передачей импульса уменьшается с ростом энергии налетающего электрона.

На рис. 31 представлены результаты расчетов сечения реакции рождения нейтрония, как с учетом интерференции прямой и обменной амплитуд, так и без учета интерференции. Из рис. 31 видно, что деструктивная интерференция прямой и обменной амплитуд уменьшает полное сечение реакции рождения нейтрония примерно на 30%.



Рис. 31. Сплошная линия – полное сечение процесса с учетом интерференции прямой и обменной амплитуд; штрих-пунктир - сечение с одной прямой амплитудой; штрих - сечение с обменной амплитудой.  $U_n = 10 \ eV$ 

Результаты расчетов, представленные на рис. 29 - 31, являются основой для анализа экспериментальных данных, полученных многочисленными научными коллективами, занимающимися проблемой поиска ядерных превращений при сверхнизких энергиях.

Имеется обоснованная надежда, что главными результатами такого анализа окажутся:

1) подтверждение качественных выводов теории экзотических электрослабых процессов;

2) уточнение априорных оценок параметров теории  $U_{_{n_{\nu}}} pprox 10 \ eV$  и  $V_{_{eff}}^{n_{\nu}} pprox 2.7 \ fm^3$ .

Кроме того, есть серьезные основания считать, что на основе представленных выше расчетов удастся спланировать решающий эксперимент, который снимет всякие сомнения в реальности существования нейтрония, на сегодняшний день имеющего статус гипотетической элементарной частицы.

### 8. Косвенные аргументы в пользу реальности существования нейтрония

В настоящее время отсутствуют <u>систематические</u> экспериментальные данные, позволяющие судить о свойствах экзоатома «нейтроний». Однако имеются данные метеонаблюдений [52], ярко свидетельствующие в пользу обсуждаемой гипотезы.

Наиболее надежные данные, вселяющие уверенность в реальности существования нейтрония, были получены в работах группы И.В. Курчатова [27]. С точки зрения изложенной в настоящей работе ТЭЭП, полвека тому назад при электрическом разряде в чистом водороде могли наблюдаться различные процессы, в том числе, с образованием дейтерия и испусканием  $\gamma$  - квантов.

На первом этапе в реакции  $H(e,e')n_{\nu}$  образуются экзоатомы нейтрония. На втором этапе они вступают в реакцию с протонами, т.е., с ядрами атомов водорода, заполняющего разрядную камеру. В результате экзоядерных реакций

$$e^{-} + {}_{1}^{1}H \rightarrow e^{-} + n_{\nu}$$

$$n_{\nu} + p \rightarrow d_{\nu} + \gamma$$
or
$$e^{-} + ({}_{1}^{1}H_{2}) \rightarrow n_{\nu} + p \rightarrow d_{\nu} + \gamma$$
(8.1)

образуются экзоатомы «дейтрония», обозначенные в (8.1) символом  $d_{\nu}$ . Они представляют собой связанное состояние протона и нейтрония. Процесс сопровождается жестким рентгеновским излучением ( $\varepsilon_{\gamma} \sim 300 - 400 \, keV$ ). Энергия  $\gamma$  - кванта соизмерима

с энергией покоя электрона, поэтому масса дейтрония больше, чем масса дейтрона, но меньше суммы масс двух протонов и электрона. Поэтому открыт канал распада¹²

$$d_{\nu} \to d + \nu_e, \tag{8.2}$$

а канал распада  $d_{\nu} \rightarrow p + p + e^-$  закрыт. Таким образом, в результате  $\beta$  - распада дейтрония образуются ядра атомов дейтерия, которые, в принципе, можно обнаружить в эксперименте.

Не исключены и другие электрослабые механизмы образования дейтерия.

Образование нейтрония также может происходить при ударах молний в грозу. При этом в реакциях (8.1), (8.2) в геосфере рождается дейтерий. В пользу этой гипотезы свидетельствует рождение жестких  $\gamma$  - квантов и нейтронов при грозах [52], [53], а также геофизические данные о широтном распределении дейтерия¹³.

Энергичные  $\gamma$  - кванты в [27] могли рождаться в реакциях, аналогичных радиационному распаду нейтрона. При этом не исключено, что в экспериментах Курчатова наблюдалось тормозное рентгеновское излучение. Точный ответ на вопрос о природе жесткого рентгена, наблюдавшегося в [27], на сегодняшний день неизвестен.

В смеси изотопов водорода нейтроний может дать начало цепочке реакций

$$n_{\nu} + d \to D_{\nu} + p \quad \Rightarrow \quad D_{\nu} + {}^{A}_{Z}X \to {}^{A+1}_{Z}X + n_{\nu} \quad \Rightarrow \dots$$

$$(8.3)$$

где  $D_{\mu}$  - динейтроний (связанное состояние нейтрона и нейтрония), а  ${}_{Z}^{A}X$  - ядро-мишень.

В заключение этого параграфа отметим, что одним из перспективных направлений целенаправленного поиска экзотических электрослабых резонансов известными методами ядерной физики является систематическое изучение продуктов предполагаемых фотоядерных реакций, вызываемых жесткими  $\gamma$  - квантами в газообразном дейтерии и дейтеридах различных металлов, поскольку эксперименты подобного сорта исключают возможность двоякого толкования их результатов.

¹² Индекс v в (8.1) и означает, что в нейтринном экзоядре один протон замещен нейтронием. Выход энергии в реакции (8.2) равен примерно 1 МэВ.

¹³ В полярных широтах, где не бывает гроз, концентрация дейтерия в воде намного ниже, чем в тропиках.

### 9. Проверенные следствия теории

Из всего вышеизложенного следует, что:

1) наблюдалась эмуляция DD - синтеза в низкоэнергетических экспериментах [54]

$$\begin{cases} D_{\nu} + d \to t_{\nu}(1\,MeV) + p(3\,MeV); & t_{\nu} \to t + e^{-} \\ D_{\nu} + d \to \frac{3}{2}He_{\nu}(0.82\,MeV) + n(2.45\,MeV); & \frac{3}{2}He_{\nu} \to \frac{3}{2}He + e^{-}; \end{cases}$$
(9.1)

2) наблюдалась синтез дейтерия не только в известной реакции Бете  $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ ,

но и в экзотических ядерных реакциях, не сопровождающихся рождением позитронов; 3) наблюдался синтез трития без эмиссии нейтронов, например, в реакции

$$D_{\nu} + d \to t + n_{\nu}; \quad n_{\nu} \to p + e^{-}; \tag{9.2}$$

поэтому при образования трития при электролизе тяжелой воды должно наблюдаться аномальное отношение выхода трития к нейтронам  $t / n \gg 1$  (см., например, [55]);

4) наблюдался синтез гелия без испускания жестких  $\gamma$  - квантов [29]:

$$D_{\nu} + d \to \alpha + e^{-} \tag{9.3}$$

5) наблюдалось образование короткоживущих изотопов при сверхнизких энергиях [56]:

$$D_{\nu} + \frac{^{108}Pd}{^{46}Pd} \to n_{\nu} + \frac{^{109}Pd}{^{46}Pd}; \qquad n_{\nu} \to p + e^{-}$$
(9.4)

6) наблюдался выход высокоэнергетических  $\alpha$  - частиц при воздействии электронным пучком или рентгеновским излучением на дейтериды металлов [57], например, в реакциях типа

$$D_{\nu} + {}^{6}_{3}Li \to {}^{4}_{2}He_{\nu} + {}^{4}_{2}He + 23.802 \ MeV; \quad E_{\alpha} \approx 11.9 \ MeV$$
 (9.5)

7) наблюдалось нарушение экспоненциального закона радиоактивного распада для ядер тяжелых водородоподобных ионов, распадающихся в результате захвата орбитальных электронов [58].

К сожалению, в работах, в которых регистрировались перечисленные выше реакции, отсутствовала корректная теоретическая трактовка экспериментальных данных, и полученные в них революционные результаты не были засчитаны широкой научной общественностью.

## 10. Неординарные физические эффекты, предсказываемые ТЭЭП

Теория экзотических электрослабых процессов (ТЭЭП) и экзоядерных реакций, основы которой заложены в работах [1] - [26], предсказывает ряд необычных физических эффектов и явлений, необъяснимых с точки зрения современной ядерной физики.

Подробный анализ каждого такого эффекта сложен и громоздок, поэтому в данном параграфе, носящем иллюстративно-декларативный характер, опишем несколько таких эффектов, не углубляясь в детали расчетов и непривычные с точки зрения классической ядерной физики схемы реакций. Во всех формулах этого параграфа индекс  $\nu$  означает, что одно из ядер, входящее в состав химического соединения, перешло в экзотическое состояние¹⁴.

### Предсказание.

Эффект спекания частиц дейтерированного металла.

Рождение динейтрония ( $D_{\nu}$ ) в дейтерированном металле начинается только в результате сильнейшего локального разогрева группы ячеек кристаллической решетки. По-другому разогнать электроны в нормальном металле до порога реакции рождения динейтрония невозможно. Локальный разогрев металла происходит в результате

¹⁴ В реакции вынужденного электронного захвата могут участвовать как свободные протоны, так и протоны, связанные в нормальных ядрах.

энерговыделения при ядерных реакциях, вызываемых корпускулами динейтрония. Инициация реакции рождения динейтрония происходит в трещинах под действием токов автоэлектронной эмиссии. Мишенями при этом служат ядра дейтерия, протия или самого металла - абсорбента водорода (дейтерия). Далее реакция может стать цепной.

**Подтверждение.** Факт локального тепловыделения неоднократно подтверждался экспериментально. На рис. 32 представлены фотографии из доклада Yoshiaki Arata и Yue Chang Zhang на 10-й Международной конференции по холодному синтезу (Кембридж, 2003).



Рис. 32. Результаты экспериментов Й. Араты по лазерной инициации «холодного ядерного синтеза»

На рис. 32 слева представлены электронно-микроскопические фотографии частиц спека  $ZrO_2Pd$  до лазерной стимуляции «холодного синтеза» в дейтерированном спеке, а справа - фотографии, сделанные после лазерной стимуляции. Температура ячейки Араты не превышала 200 °C. Мощности лазера было недостаточно для спекания наночастиц. Тем не менее, произошло спекание наночастиц тугоплавких веществ, температура плавления которых превышает 2500 °C, что подтверждает правильность развиваемого подхода.

## Предсказание.

Аномальное удельное энерговыделение в дейтеридах металлов.

Если  ${}^{4}_{2}He$  образуется в реакциях (10.1), то конечные продукты этих реакций имеют электрический заряд, и, как следствие, длина их пробега в веществе мала. Поэтому вся кинетическая энергия продуктов экзоядерных реакций переходит в тепло.

$$\begin{cases} E[D_{\nu} + d + lattice \rightarrow \frac{4}{2}He + lattice_{\nu} + phonon] \approx 23.8 \ MeV \\ E[D_{\nu} + d + lattice \rightarrow \frac{3}{2}He + lattice_{\nu} + phonon] \approx 3.3 \ MeV \\ E[D_{\nu} + d + lattice \rightarrow t + lattice_{\nu} + phonon] \approx 4.4 \ MeV \end{cases}$$
(10.1)

Из (1) видно, что суммарный выход энергии в этих реакциях составляет приблизительно  $E_{out} \approx 31.2~MeV$ .

**Подтверждение.** На рис. 33 показана зависимость выхода избыточной энергии и изотопов гелия  ${}_{2}^{3}He$  и  ${}_{2}^{4}He$  в DS- катоде в экспериментах Й. Араты и Юэ-Чан Чжан [29].



Рис. 33. Выход избыточной энергии и образование изотопов  ${}_{2}^{3}He$  и  ${}_{2}^{4}He$  в DS- катоде открытого типа.

Убедительное подтверждение результатов работы [29] было получено МакКубре [59]. На рис. 34 показана зависимость выделившегося избыточного тепла от количества гелия, образовавшегося в экспериментальной ячейке МакКубре.



Рис. 34. Зависимость выхода избыточного тепла от количества образовавшегося гелия

Прецизионные измерения, выполненные в [59], показывают, что выделяющаяся в экспериментальной ячейке МакКубре избыточная теплота пропорциональна количеству образовавшегося  ${}_{2}^{4}He$ . Предсказанное ТЭЭП значение  $E \approx 31 \, MeV$  хорошо согласуется с результатами измерений, представленных на рис. 34. Необходимость учета вклада реакций с выходом  ${}_{2}^{3}He$  и  ${}_{1}^{3}H$  непосредственно следует из анализа результатов работы [29]. Рисунок 2В) из работы [29] четко показывает, что  ${}_{2}^{3}He$  и  ${}_{2}^{4}He$  образуются практически в равных количествах. Энергетика реакций и свойства изотопов  ${}_{2}^{3}He$  и  ${}_{1}^{3}H$  близки, поэтому отношение ветвления для каналов реакций с выходом  ${}_{2}^{3}He$  и  ${}_{1}^{3}H$  близко к единице. Это учтено при подсчете энергетического баланса реакций (10.1).

Уровень согласия теории с экспериментом более чем убедительный. Более точных измерений энергетики экзоядерных реакций никто не проводил. Работы Й. Араты были удостоены Императорской премии Японии «За беценный вклад в науку и технику». Все основные работы почетного професссора университета Осака Й. Араты опубликованы в журналах японской Академии наук. К сожалению, Й. Арата ушел из жизни в 2008 году в преклонном возрасте (~ 80 лет).

## Предсказание.

Из дейтерированного металла при экзотермической десорбции дейтерия вылетают энергичные  $\alpha$  - частицы.

1) Экзоядерная реакция  $D_{\nu} + {}^{A}_{46}Pd \rightarrow \alpha + {}^{A-2}_{45}Rh_{\nu}$ . Весь импульс отдачи принимает кристаллическая решетка (аналог эффекта Мёссбауэра). Энергии см. в Таблице 4.

Таблица 4

Изотоп	Распространенность	Энергия связи $Pd[MeV]$	Энергия связи $Rh[MeV]$	$E_{_{\!\!\!\!\alpha}}\left[MeV\right]$
$^{102}_{46}Pd$	0.96	875.246	857.550	8.377
$^{104}_{46}Pd$	10.95	892.874	874.879	8.078
$^{105}_{46}Pd$	22.23	899.947	884.189	10.315
$^{106}_{46}Pd$	27.33	909.508	891.188	7.753
$^{108}_{46}Pd$	26.80	925.275	906.750	7.548
$^{110}_{46}Pd$	12.08	940.232	921.560	7.401

Энергии  $\alpha$  - частиц, образовавшихся в реакции  $D_{\nu} + \frac{A}{46}Pd \rightarrow \alpha + \frac{A-2}{45}Rh_{\nu}$ 

2) Реакция с  $^{197}_{79}Au$ . Импульс отдачи частично принимает дочернее ядро  $^{195}_{78}Pt$ . Кроме того,  $\alpha$  - частицы, рожденные в реакции  $D_{\nu} + ^{197}_{79}Au \rightarrow \alpha + ^{195}_{78}Pt_{\nu}$ , идут из глубины гетероструктуры Au/Pd/PdO:D(H), и часть энергии могут терять при прохождении через фольгу.

 $D_{\nu} + \frac{^{197}}{^{79}}Au \rightarrow \alpha + \frac{^{195}}{^{78}}Pt_{\nu} + 12.397 \ MeV$ 

**Подтверждение.** В экспериментах А.С. Русецкого систематически наблюдались энергичные  $\alpha$  - частицы. На рис. 35 представлены результаты работы [60].



Рис. 35. Типичный спектр заряженных частиц для образцов Au/Pd/PdO:D толщиной l=40 мкм, полученный за время  $\tau_D = 24000 \ s$ . Серыми штрихами показаны предсказанные ТЭЭП положения пиков. В Таблице 4 представлены результаты расчета энергии  $\alpha$  - частиц, образующихся в реакции  $D_{\nu} + \frac{197}{79}Au \rightarrow \alpha + \frac{195}{78}Pt_{\nu}$ .

## Предсказание.

Разрешены реакции слияния нескольких ядер.

Согласно ТЭЭП экзотическая реакция вынужденного электронного захвата, не сопровождающаяся эмиссией нейтрино (т.е., реакция рождения нейтрония) «включает в работу» ядерные силы большого радиуса действия. В результате становится разрешенной реакция слияния нескольких ядер.

**Подтверждение.** Одной из главных загадок современной ядерной физики является образование углерода в гелии высокого давления под действием  $\gamma$  - квантов с энергией порядка 10 MeV, экспериментально обнаруженное А.Ю. Дидыком и Р. Вишневским [61].

В вышедшей следом работе [62] тормозными  $\gamma$  - квантами с пороговой энергией  $10 \ MeV$  в течение  $1.0 \cdot 10^5 \ s$  облучался гелий, находившийся в камере высокого давления, схема которой представлена на рис. 36.



Рис. 36. Элементы камеры высокого давления гелия (*HeHPC*), использованные при облучении  $\gamma$  - квантами. 1- винтовое прижимное уплотнение (конус 60°/58°), которое не показано на этом рисунке; 2- поток  $\gamma$  квантов с проходным сечением в 6 мм; 3-  $Cu_{1-x}Be_x$  - входное окно, в которое вставляется прижимной винт; 4- входное окно  $\gamma$  - квантов; 5 - область, в которой были обнаружены «углеродные» фольги; 6- камера высокого давления из  $CuBe_2$  с внешним защитным стальным цилиндром, не показан на рисунке; 7- гелий; 8- медная реакционная камера 99.99% меди; 9- медный сборник продуктов реакции, закрывающий реакционную камеру; 10- устройство для загрузки-разгрузки газа и измерения его давления при контроле и в процессе облучения. Начальное давление газообразного гелия приблизительно равнялось 1.1 kbar. Ток электронного пучка флуктуировал в пределах  $22-24~\mu A$ .

При вскрытии HeHPC остаточное давление гелия оказалось равным 426 bar. Внутри HeHPC были обнаружены синтезированные фольги черного цвета и другие множественные объекты, находившиеся на внутренних поверхностях реакционной камеры, состоящей из меди высокой чистоты (99.99%), входного окна  $\gamma$  - квантов из бериллиевой бронзы, и медного сборника продуктов ядерных и химических реакций.

Изучение структуры поверхности и рентгеновский микрозондовый анализ (РМЗА) с измерением спектров характеристического рентгеновского излучения (СХРИ) входного окна из бериллиевой бронзы (ВО), медной втулки (МВ) реакционной камеры и медного сборника продуктов реакций (МС) были проведены в двух независимых аналитических центрах: в НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова (АЦ-I) и ФГБНУ «НИИ ПМТ» (АЦ-II).

Сканирующая электронная микроскопия с рентгеновским микроэлементным зондовым анализом показали, что фольги состоят в основном из углерода, и, в меньших количествах, из других элементов (от углерода до железа).

В углерод превратилось примерно 50% гелия!

## Предсказание.

При искровом электрическом разряде в растворе азотнокислого  $\frac{209}{83}Bi$  в реакциях (10.2) - (10.6) рождаются изотопы висмута и полония.

$$\binom{209}{83}BiNO_{3}_{\nu} \to \frac{210}{84}Po + \frac{61}{30}Zn_{\nu} + 31.645 \ MeV$$
(10.2)

$$\binom{209}{83}BiNO_{3}_{\nu} \to \frac{212}{84}Po + \frac{59}{30}Zn_{\nu} + 22.287 \ MeV$$
(10.3)

$$\binom{209}{83}BiNO_{3}_{\nu} \to \frac{214}{84}Po + \frac{57}{30}Zn_{\nu} + 22.259 \ MeV$$
(10.4)

$$\binom{209}{83}BiNO_{3}_{\nu} \to \frac{212}{83}Bi + \frac{59}{31}Ga_{\nu} + 20.822 \ MeV$$
(10.5)

$$\binom{209}{83}BiNO_3_{\nu} \to \frac{214}{83}Bi + \frac{57}{31}Ga_{\nu} + 19.765 \ MeV \tag{10.6}$$

**Подтверждение.** В работах [63], [64] реакции (10.2) - (10.6) были зарегистрированы в прямом эксперименте (см. рис. 37).



Рис. 37. Левый график. Счет от выброса радиоактивности в первые 70 минут. Правый график. Счет от выброса радиоактивности после первых 70 минут.

Эксперименты [61] - [64] имеют статус experimentum crucis.

Теория ЭЭП позволяет, не выходя за рамки известных законов физики, объяснить с единых позиций имеющиеся экспериментальные данные, традиционно трактуемые как подтверждение существования «холодного ядерного синтеза» и «низкоэнергетической трансмутации химических элементов», которые запрещены кулоновским барьером. Для подтверждения этой теории достаточно воспроизвести результаты любой из упомянутых выше работ. При этом контрольные эксперименты необходимо производить в ядерных центрах независимыми группами исследователей не столько с целью воспроизведения результатов цитированных работ, достоверность которых несомненна, сколько с целью уточнения свободных параметров теории ЭЭП ( $U_n$  и  $V_{eff}^{n_v}$ ).

### 11. Заключение

- 1. Доказано, что нейтрон и нейтроний являются электрослабыми резонансами, причем в отличие от нейтрона, нейтроний образуется в результате вынужденного электронного захвата, обусловленного работой природного «ускорителя на встречных пучках», и распадается он по двухчастичному каналу.
- 2. Показано, что существование нейтрония является прямым следствием СРТ- теоремы.
- 3. Экзоатом «нейтроний» электрически нейтрален.
- 4. С точки зрения КХД и СМ нейтроний представляет собой огромный ( $r_0 \sim 3$  Å) сгусток кварк-глюонной плазмы, в котором растворен бозе-конденсат  $q\tilde{q}\nu\tilde{\nu}$  квартетов.
- 5. Нейтроний является бозоном, т.е., имеет целый спин  $s_{n_u} = 0$  (возможно,  $s_{n_u} = 1$ ).
- 6. Нейтроний имеет полуцелый изоспин, причем  $T_{n_z} = 1/2$ ,  $(T_{n_z})_z = -1/2$ .
- 7. Барионное и лептонное квантовые числа нейтрония отличны от нуля ( $B = L_e = 1$ ).
- 8. Время жизни нейтрония имеет порядок  $\tau_n \sim 4 \cdot 10^{-5} \, s$  .
- 9. Внутренняя энергия нейтрония приблизительно равна  $U_{n_{\cdot}} \approx 10 \ eV$  .
- 10. Ширина нейтрония при  $V_{e\!f\!f}^{n_{\!\nu}} pprox 2.7\,f\!m^3$  равна  $\Gamma_{n_{\!-}} \lesssim 1.5\cdot 10^{-11}\,\,eV$  .
- 11. Сечение рождения нейтрония в максимуме резонанса велико:  $\sigma_{H(e,e')n_{\nu}}^{max} \sim 30$  мкбарн.
- 12. Реакция  $H(e,e')n_{\nu}$  имеет энергетический порог  $\varepsilon_{tr} \approx U_{n_{\nu}} + U_{ion}$  ( $U_{ion} = 13.6 \ eV$ ) лежащий значительно ниже порога термоядерных реакций ~ 10 keV. Это означает, что нейтроноподобные ядерно-активные частицы могут рождаться в области низких энергий, и, следовательно, вызывать ядерные реакции, аналогичные реакциям, вызываемым нейтронами, именно при тех энергиях, при которых ядерные реакции с заряженными частицами запрещены высоким кулоновским барьером.
- 13. Слабое взаимодействие может приводить к временной нейтрализации заряда протона, и, таким образом, служить катализатором ядерных реакций при низких энергиях.
- 14. Дано качественное объяснение результатов экспериментов, выполненных в 50-х годах прошлого века под руководством И.В. Курчатова.
- 15. Предложены различные схемы экспериментальной проверки теории.

## 12. Благодарности

Искренне благодарю всех моих болельщиков и критиков, благодаря которым на свет появилась эта работа: С.Г. Кадменского, В.И. Фурмана, А.В. Стрелкова, О.Д. Далькарова, А.А. Рухадзе, С.В. Толоконникова, Э.Е. Саперштейна, В.А. Жигалова, В.К. Неволина, Ю.В. Попова, Ю.А. Коровина, А.М. Зубрилина, Р.Э. Пешенко и А.Г. Пижонкова.

Отдельно благодарю моего покойного учителя Ф.А. Гареева. Он научил меня не бояться «воплей беотийцев»

#### Список литературы

- 1. 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.
- 2. Ратис Ю.Л. Управляемый «термояд» или холодный синтез? Драма идей. (Изд-во СНЦ РАН, Самара, 2009), 92 с.
- Ратис Ю.Л. Наноматериалы и холодный синтез. // Физика металлов, механика твердого тела, наноструктуры и процессы деформации (в 2 томах), Том. 1, Материалы Международной научнотехнической конференции Металлдеформ-2009 (Самара, 3-5 июня 2009)/СГАУ - Самара: Издательство учебной литературы, 2009. с.293-299.
- Gareev F.A., Ratis Yu.L. New Mechanism of Cold Fusion Reactions// Proceedings of the 15th International Conference on Cold Fusion, Proc. Sep. 13-18, 2009. Italy, 2009
- 5. Ratis Yu.L. Neutrino-bound di-neutrons as an exotic metastable atom. http://es.arxiv.org/abs/0909.5561.
- Ratis Yu.L. Neutrino catalysis of nuclear synthesis reactions in cold hydrogen. The Old and New Concepts of Physics, VI, N4, 525, (2009). http://www.conceptsofphysics.net/VI_4/525.pdf
- 7. Ратис Ю.Л. Нейтринный катализ реакции слияния ядер в холодном водороде. Прикладная физика, **1**, 21 (2010). с.21-30
- Ратис Ю.Л. Способ генерации корпускулярного электрически нейтрального ядерного излучения потоков нейтрония. Заявка на изобретение №2010137874 от 14.09.2010. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка №053961 от 14.09.2010.
- Ratis Yu.L. Neutrino catalysis of nuclear fusion in cold hydrogen. Proceedings of the LXII International Conference NUCLEUS 2012, Voronezh-2012. Ed. by A.K. Vlasnikov. (Saint-Petersburg University, Saint-Petersburg, 2012), p.62.
- 10. Ratis Yu.L. An exotic long-living particle "neutroneum". Abstracts of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2013. p.69.
- 11. Ратис Ю.Л. О возможности существования долгоживущего экзоатома «нейтроний», Журнал формирующихся направлений науки, №2(1), 2013. с.27-44. http://www.unconv-science.org/n2/
- 12. Ratis Yu.L. An exotic long-living particle "neutroneum". Proceedings of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. p.73-84
- Ratis Yu.L. Method of the "dineutroneum" existence confirmation. Abstracts of the XXII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. p.75
- 14. Baranov D.S., Ratis Yu.L. Neutron stripping reaction  $D_{\nu} (\frac{^{209}}{_{83}}Bi, \frac{^{210}}{_{83}}Bi)n_{\nu}$  and experimentally observed  $\alpha$  -particle emission at ultra-low energies. Abstracts of the XXII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. p.33
- 15. Букин А.Н., Пешенко Р.Э., Ратис Ю.Л. Experimentum crucis фоторождение трития в газовых мишенях, Журнал формирующихся направлений науки, №5(2), 2014. с.27-44. http://www.unconv-science.org/n5/
- 16. Ratis Yu.L. Experimental confirmation of the existence of the neutron-like exoatom "neutroneum". Инженерная физика. №11. 2014. с.8-17
- Ratis Yu.L. Tritium generation in Nature. Аннотации докладов Научной сессии Научноисследовательского ядерного университета МИФИ-2015, Москва, 3-4 февраля 2015.
- Ратис Ю.Л. Реакция образования нейтрония и динейтрония в конденсированных средах. Аннотации докладов Научной сессии Научно-исследовательского ядерного университета МИФИ-2015, Москва, 3-4 февраля 2015.
- 19. Ratis Yu.L. First observation of the tritium photoproduction in high pressure gaseous deuterium. Proceedings of the XXII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2015. p.406-411.
- 20. Ratis Yu.L. Dineutroneum photoproduction as "experimentum crucis". Abstracts of the XXIII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2015. p.72.
- Ratis Yu.L. On the underthreshold photonucleosynthesis phenomena. Proceedings of the LXV International Conference NUCLEUS 2015, Saint-Petersburg-2015. Ed. by A.K. Vlasnikov. (Saint-Petersburg University, Saint-Petersburg, 2015), p.204.
- Ратис Ю.Л. Физика экзотических электрослабых процессов и экзоядерных реакций. Тезисы докладов XIV международной конференции «Безопасность АЭС и подготовка кадров», Обнинск, ИАТЭ НИЯУ МИФИ, 2015, с.158-159.
- 23. Ратис Ю.Л. Квазиконфайнмент нейтрино как результат поляризации вакуума. Журнал формирующихся направлений науки, №10(3), 2015. с.134-136. http://www.unconv-science.org/n10/
- 24. On the exotic underthreshold photonuclear reactions. Poster report. Program of the XXIV International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2016. p.18.
- 25. Ратис Ю.Л. Оптическая модель квазисвязанного состояния нейтрино и ее обоснование. Журнал формирующихся направлений науки, №12-13(4), 2016. http://www.unconv-science.org/n12/
- 26. Ratis Yu.L. The optical model of quasi-confinement of a neutrino. Proceedings of the XXIV International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2017. 10 p. Accepted.

- 27. Курчатов И.В. О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде. Атомная энергия. **3** (1956) с.65-75
- 28. Капица П.Л. Эксперимент. Теория. Практика. (Наука, Москва, 1981), 493 с.
- 29. Arata Y., Zhang Y.-C. Formation of condensed metallic deuterium lattice and nuclear fusion. Proceedings of the Japan Academy. Ser. B: Physical and Biological Sciences. Vol. 78, No.3 (2002) pp.57-62.
- 30. Landau L.D., Peierls R., On quantum electrodynamics in configurational space. Zs. Phys. 62, 188 (1930).
- 31. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., Квантовая электродинамика. Теоретическая физика, т.4, (Наука, Москва, 1989), 728 с.
- Гейзенберг В., Физика и философия. Часть и целое. (Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., Москва, 1989), 400
   с., W. Heisenberg, Der Teil und das Ganze Gespräche im Umkreis der Atomphysik. (München. 1969).
- 33. Жигунов В.П., Захарьев Б.Н. Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния, М:. Атомиздат. 1974. 224 с.
- 34. Amsler C. et al. (Particle Data Group) The Review of Particle Physics. Phys. Lett. B667, 1 (2008).
- 35. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К., Квантовая теория углового момента. (Наука, Ленинград, 1975), 439 с.
- 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).
- Айзенберг И., Грайнер В., Механизмы возбуждения ядра. Электромагнитное и слабое взаимодействия. (Атомиздат, Москва, 1973), 348 с., J.M. Eisenberg, W. Greiner, Nuclear theory. V2. Excitation mechanisms of the nucleus. Electromagnetic and weak interactions. (North-Holland publishing company, Amsterdam-London, 1970).
- 38. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Курс теоретической физики. т.3, (Наука, Москва, 1989), 768 с.
- 39. Hodgson P. E. The optical model of elastic scattering// Clarendon Press, Oxford, 1963. 211p.
- 40. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра// Том 1. -М: Мир. 1971. 456 с.
- 41. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука. 1983. 432 с.
- 42. Соловьев В.Г. "Теория сложных ядер", М: Наука (1971) 559 с.
- 43. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. -М.: Наука. 1981. 428 с.
- 44. Ахиезер А.И., Половин Р.В., ДАН СССР, 1953. Т.90, с.55
- 45. Redhead M. Proc. Roy. Soc., 1953, v. A220, p.219.
- 46. Ландау Л.Д. Теория сверхтекучести гелия II. ЖЭТФ. 11. 1941. с.5
- 47. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение "странного" излучения и трансформация химических элементов // Прикладная физика, 2000. №4. с. 83 100.
- 48. Казаков Д.И. Радиационные поправки, расходимости, регуляризация, ренормировка, ренормгруппа и все такое в примерах в квантовой теории поля. Курс лекций. ЛТФ ОИЯИ. 2008. 93 с.
- 49. Пескин М.Е., Шрёдер Д.В. Введение в квантовую теорию поля. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2001. 784 с.
- 50. Джелепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. Бета-процессы. Функции для анализа бета-спектров и электронного захвата. Л.: Наука. 1972. 374с.
- 51. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. Ядерные реакции в холодном водороде. УФН. 71. Вып. 4. 1960 с.581-630.
- 52. Tsuchiya H. *et al.*, Observation of an Energetic Radiation Burst from Mountain-Top Thunderclouds. Phys. Rev. Lett. **102**, 255003. doi: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.255003.
- 53. Grigoriev A.V., Grigoryan O.R., Drozdov A.Y., Malyshkin Y.V., Popov Y.V., Mareev E.A., Iudin D.I., Thunderstorm neutrons in near space: Analyses and numerical simulation. Journal of geophysical research, 2010, vol. 115, A00E52, p.1-6.
- 54. Jones S.E., Palmer E.P., Czirr J.B. *et al.* Observation of cold nuclear fusion in condensed matter, Nature, **338**, 737 (1989).
- 55. Царев В.А. Аномальные ядерные эффекты в твердом теле («холодный синтез»): вопросы все еще остаются. УФН, 162, Вып. 10, сс.63-91 (1992).
- 56. Савватимова И.Б., Карабут А.Б., Радиоактивность палладиевых катодов после облучения в тлеющем разряде. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. **1** (1996) с.76-83.
- 57. Липсон А.Г., Чернов И.П., Русецкий А.С. и др., Десорбция «горячих» атомов дейтерия из гетероструктуры Pd/PdO:D_x при возбуждении ее водородной подсистемы. ДАН, **425**, №5, 1 (2009).
- 58. Litvinov Yu.A., Bosh F. *et al.*, Observation of Non-Exponential Orbital Electron Capture Decays of Hydrogen-Like ¹⁴⁰*Pr* and ¹⁴²*Pm* Ions.//arXiv:0801.2079v1 [nucl-ex], (2008).
- 59. McKubre M.C.H. Review of experimental measurements involving dd reactions. Short Course on LENR for ICCF-10, August 25, 2003
- 60. Липсон А.Г., Русецкий А.С., Такахаши А., Касааги Дж. Наблюдение длиннопробежных α частиц в процессе десорбции дейтерия (водорода) из гетероструктуры Au/Pd/PdO:D(H). Краткие сообщения по физике ФИАН номер 10, 2001 г.

- 61. Дидык А.Ю., Вишневский Р. Свойства структур на основе углерода, синтезированных в ядерных реакциях в гелии при давлении 1.1 кбар под действием облучения тормозными γ - квантами с пороговой энергией 10 МэВ. Препринт ОИЯИ Р15-2014-38, ОИЯИ, Дубна, 2014.
- 62. Дидык А.Ю., Вишневский Р. Ядерные реакции, синтез химических элементов и новых структур в плотном гелии при давлении 1.1 кбар под действием облучения тормозными *γ* - квантами с пороговой энергией 10 МэВ. Препринт ОИЯИ Р15-2014-50, ОИЯИ, Дубна, 2014.
- 63. Baranov D.S., Proceedings of the 6-th Russian Conference on Condensed Matter Nuclear Science. Dagomys, City of Sochi. p.121. (1999).
- 64. Baranov D.S., Baranova O.D. EXON 2009. AIP CONFERENCE. PROCEEDINGS. V.1224 p.241-246. http://proceedings.aip.org/proceedings. (2010).

# Hypothetical Neutrino's Exoatom Neutroneum. Yes or No?

Yu.L. Ratis

Institute of power engineering for special applications, Samara

**Keywords:** neutron, neutroneum, exotic, atom, electron, electroweak resonance, Hamiltonian, electronic capture, hadron resonance, formfactor, lifetime, cross section.

#### Abstract

The hypothesis of existence of a new class of micro objects – neutrino's exoatoms was formulated and proved in [1] - [26]. This review summarized the main results of [1] - [26].

The most important of the neutroneum's property is the ability to participate in the strong interactions [1] - [26]. The threshold energy of a neutroneum creation much less than a threshold of thermonuclear reactions, and, therefore, neutroneum can initiate the nuclear reactions similar to the neutron-induced reactions when nuclear reactions with charged particles are forbidden by a high Coulomb barrier [1] - [26].

The known experiments confirming a neutroneum's existence are analyzed.

An attempt of an alternative explanation of the results of the classical experiments [27] - [29] is made.

*Experimentum crucis* is proposed. It will allow us to put the end of the scientific discussion which dragged on almost a century: "The low energy nuclear reactions forbidden or resolved?" That is a question!

Автор: Юрий Леонидович Ратис, Институт энергетики специального назначения, Самара, научный руководитель, ratis@rambler.ru

Author: Yuri L. Ratis, Institute of power engineering for special applications, Samara, scientific advisor, ratis@rambler.ru