

О МЕХАНИЗМАХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕРНО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

^{1,2}Тимашев С. Ф.

¹Филиал Научно-исследовательского физико-химического института им. Л.Я. Карпова, <http://www.karpovipc.ru>
Москва 105064, Российская Федерация

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», <https://mephi.ru>
Москва 115409, Российская Федерация

Поступила в редакцию 25.5.2017

Показано, что широкое разнообразие низкоэнергетических ядерных превращений, исследованных в условиях неравновесной низкотемпературной плазмы тлеющего разряда и при лазерной абляции металлов в водных средах, может быть понято на основе представлений о динамической взаимосвязи электронной и ядерной подсистем атома. Иницирующую роль при таких процессах играют электроны достаточно большой (по химическим масштабам) кинетической энергии $E_e \sim 3-5$ эВ, которую они могут приобретать в указанных условиях. При столкновении таких электронов с ионами или атомами плазмы становится возможным неупругое рассеяние электронов на ядрах по каналу слабого ядерного взаимодействия (здесь мы полагаем, что ядра не относятся к "К-захватным" ядрам). На первой стадии такого ядерно-химического взаимодействия образуются ядра, заряд которых на единицу меньше заряда исходного ядра, а ядерная материя локально нарушена: масса ядра в данном случае недостаточна для сохранения ядерной материи в стандартном состоянии взаимодействующих нуклонов. При таких аномальных возбуждениях ядерной материи, которые характеризуются как состояния "внутренней встряски" ("inner shake-up" или isu-состояние), релаксационная динамика ядер инициируется слабыми ядерными взаимодействиями. Такие ядра, будучи β -активными (" β -ядра"), могут обладать достаточно большими временами жизни и эффективно участвовать в ядерных реакциях (как вводимые в рассмотрение β -нейтрон и β -динейтрон). Если же исходное ядро радиоактивно, то распад β -ядер будет происходить с вероятностью, на много порядков превосходящей вероятность распада исходных ядер. Рассмотрены также ядерно-химические превращения, реализуемые в E-CAT реакторе Андреа Росси.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, лазерная абляция металлов в водных средах, β -ядра, низкоэнергетические ядерно-химические превращения, u- и d-кварки, фейнмановские диаграммы инициируемых радиоактивных распадов

PACS 25.10.+s

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (37)
 2. ЭЛЕКТРОННЫЙ ФАКТОР В ИНИЦИИРОВАНИИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ (39)
 3. ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ЯДЕРНО-ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ (42)
 - 3.1. МЕХАНИЗМ СЛИЯНИЯ ЯДЕР (43)
 - 3.2. МЕХАНИЗМ e^- -КАТАЛИЗА (44)
 - 3.3. "ГАРПУННЫЙ" МЕХАНИЗМ (45)
 4. ЯДЕРНО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В E-CAT РЕАКТОРЕ АНДРЕА РОССИ (46)
 5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ (48)
- ЛИТЕРАТУРА (49)

1. ВВЕДЕНИЕ

Уже начиная с работы Флейшмана, Понса и Хокинса [1] по наблюдению избыточного выделения тепла при электролизе тяжелой воды D_2O с Pd-катодом, когда фиксировалось образование нейтронов и трития, стало ясно, что проблема установления механизма происходящих ядерных превращений может стать ключевой для решения комплекса проблем, возникших в связи с феноменом низкоэнергетических ядерных реакций (LENR). Одни из первых попыток в разрешении этой проблемы связывались с возможностью существования стабильного динейтрона с

энергией связи ϵ_{dn} менее 3.01 эВ (чтобы дейтрон не был радиоактивен) [2]. В эксперименте [1] образование динейтрона при активированном в условиях электролиза взаимодействии электрона с дейтроном могло рассматриваться в качестве первой стадии, предшествующей реакции образования трития при взаимодействии динейтрона с дейтроном. Однако оставались вопросы. Было неясно, можно ли реально активировать электроны в условиях электролиза тяжелой воды на палладиевом катоде до необходимых (каких конкретно?) энергий, да и существует ли реально динейтрон. Возможность существования ядра 2n обсуждалась еще в начале 60-х годов прошлого века при исследовании процесса $T(d, {}^2n){}^3\text{He}$ с использованием реакции ${}^{27}\text{Al}({}^2n, \gamma){}^{29}\text{Al}$ для детектирования частиц 2n [3]. Однако в работе [4], появившейся вскоре после публикации [3], были представлены результаты аналогичного эксперимента и сообщалось, что выход ${}^{29}\text{Al}$, подтверждающий реальность существования 2n , фиксировался лишь на уровне фона.

Более того, было известно, исходя из общих соображений, что ядро 2n принципиально не может существовать. Поскольку в системе нейтрон-протон существует связанное состояние – дейтрон с энергией связи $\epsilon_D = 2.22$ МэВ и спином $S = 1$, а также виртуальный уровень с энергией 70 КэВ и спином $S = 0$, то для системы двух нейтронов в силу зарядовой независимости ядерных сил (изотопической инвариантности) возможно только существование виртуального состояния со спином $S = 0$ [5]. Но в этом состоянии должно проявляться слабое отталкивание, фиксируемое у дейтрона, а состояние с $S = 1$ существовать не может в силу принципа Паули. Тем не менее, в указанном обзоре [5] на основе анализа имеющихся к тому времени (1965 год) экспериментальных данных все же приводилась верхняя оценка сечения образования ядерно-стабильного динейтрона, $\sigma < 0.001\text{--}0.01$ мб, хотя эта оценка практически исключала возможность проявления 2n в каких-либо экспериментах. Указанная оценка была подтверждена результатом существенно более позднего эксперимента [6], в котором для сечения σ образования стабильного динейтрона при взаимодействии холодных

нейтронов с дейтронами в реакции $n + d \rightarrow {}^2n + p$ было получено: $\sigma \leq 1$ мкб.

Со временем стало ясно, что для понимания результатов работы [1], а также множества позже появившихся работ по инициированию низкоэнергетических ядерных реакций (LENR) и ускорению радиоактивных α - и β -распадов, в том числе, в условиях низкотемпературной плазмы [7-9] и при лазерной абляции металлов в водных средах [10-13], от идеи стабильного динейтрона следует отказаться и необходимо привлекать иные гипотезы. В то же время, продолжают вызывать удивление результаты работы [14], в которой исследовался спектр "потерянной массы" в процессе ${}^6\text{Li}(\pi^-, p){}^5\text{H}$ (см. рис. 1) при кинетической энергии π^- - мезонов, равной 125 МэВ. Как следует из рис. 1, фиксируемый максимум в потерянной массе в области 3 МэВ

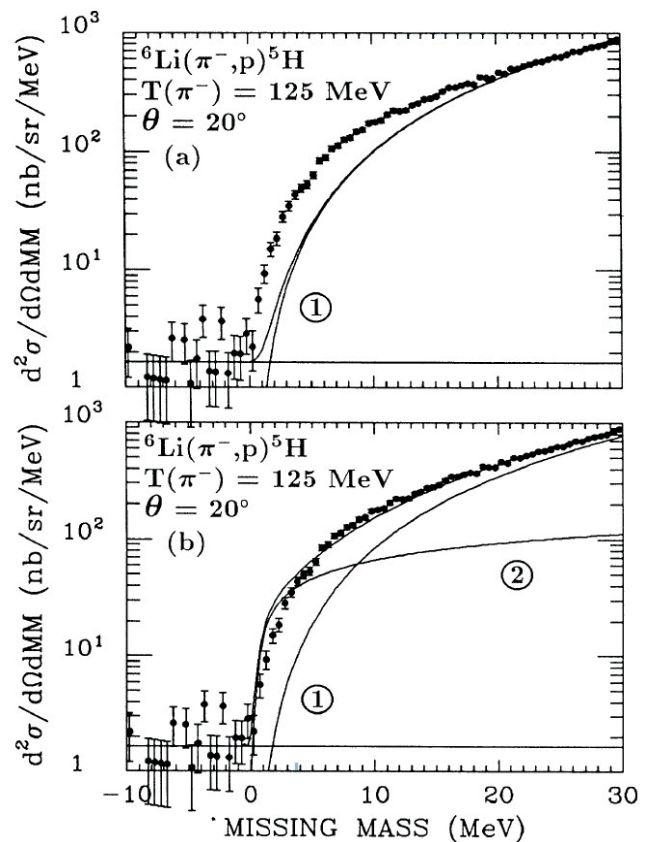


Рис. 1. Спектры "потерянной массы" для реакции ${}^6\text{Li}(\pi^-, p){}^5\text{H}$. Горизонтальные линии в нижней части спектров соответствуют фону. Совместно с экспериментальными зависимостями представлены расчетные зависимости фазового объема: (а) кривая 1 – соответствует фазовому объему процесса ${}^5\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + n + n$; (б) подобранная для лучшего согласования с экспериментальными данными сумма фазовых объемов для процесса ${}^5\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + n + n$ (кривая 1) и процесса ${}^5\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^2n$ (кривая 2).

вполне мог бы соответствовать гипотетическому динейтрону с энергией связи $\epsilon_{dn} \approx 3$ эВ. Однако в этом случае вероятность образования динейтрона в реакции с участием π^- -мезона по неизвестным причинам должна была бы на порядок превосходить указанные выше значения.

В последующие годы для понимания результатов множества работ, в которых исследовались низкоэнергетические ядерные превращения и инициируемые в условиях низкотемпературной плазмы ускоренные распады радиоактивных ядер, неоднократно предпринимались попытки введения в рассмотрение нейтральных частиц с барионным числом два (или один), которые представляли собой слабо связанное или резонансное состояние дейтрона (или протона) с электроном или нейтроном с нейтрино. Такие частицы могли бы участвовать в низкоэнергетических ядерных реакциях (LENR), поскольку для такого типа частиц не возникало бы проблем преодоления "кулоновского барьера" при ядерных взаимодействиях. Мы здесь не рассматриваем такие возможности, поскольку в рамках принятых в ядерной физике представлений электрон и нейтрино при локализации на ядерных масштабах $\sim 10^{-13}$ см, характеризовались бы аномально высокой, физически невероятной неопределенностью в импульсах [15].

В данной статье показано, что обсуждаемые выше проблемы установления возможных механизмов LENR процессов могут быть поняты на основе представлений о взаимосвязи электронной и ядерной подсистем атома [16-20], определяющей возможность инициирования всего разнообразия ядерных превращений, в том числе, исследованных в указанных работах [7-13], а также реализованных в E-CAT реакторе Андреа Росси [21, 22].

2. ЭЛЕКТРОННЫЙ ФАКТОР В ИНИЦИИРОВАНИИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Согласно феноменологическим представлениям [17-20], ключевым фактором при инициировании низкоэнергетических ядерных реакций [7-13] и процессов радиоактивного распада ядер [13, 17, 18] является динамическая взаимосвязь электронной и ядерной подсистем атома,

реализуемая через электромагнитную составляющую физического вакуума – EM вакуум. Отражением такой взаимосвязи являются, в частности, экспериментально установленные факты, показывающие, что возможность радиоактивного распада ядер определяется положительной разницей массы исходного ядра вместе с массой электронной подсистемы атома (т.е. массой всего атома, а не ядра) и общей массы продуктов распада [23, 24]. Обычно при рассмотрении механизмов указанных низкоэнергетических ядерных процессов и распада атомных ядер ${}^A_Z N$ (Z и A – порядковый номер и массовое число ядра N , соответственно) ядерная материя представляется в виде взаимодействующих нуклонов. Так, при K -захвате, когда электрон внутренних оболочек атома взаимодействует с поверхностью ядра и образуется новое, дочернее ядро, изменение нуклонной структуры ядерной материи не происходит. На начальной, необратимой стадии этого процесса электрон при взаимодействии с поверхностью ядра испускает нейтрино ν . Образующийся при этом виртуальный векторный W^- -бозон, внедрившийся в ядерную материю, при взаимодействии с u -кварком одного из протонов превращается в d -кварк, вследствие чего этот протон превращается в нейтрон, и образуется ядро ${}^A_{Z-1} M$. Однако ситуация кардинально может измениться, когда энергетически K -захват запрещен (именно такие случаи рассматриваются в дальнейшем), но электрон обладает достаточно большой (по химическим масштабам) кинетической энергией $E_e \sim 3-5$ эВ, как это может реализоваться в низкотемпературной плазме. В этих условиях, когда процесс ионизации электронных оболочек атомов такими электронами еще не реализуется, при рассеянии электронов с указанной кинетической энергией и соответствующей длиной волны де Бройля $\lambda \approx 0.5$ нм на атомах и ионах инициируется колебательная динамика электронных подсистем атомов и ионов и, тем самым, вероятность взаимодействия электронов внутренних оболочек атомов и ионов с соответствующими ядрами возрастает.

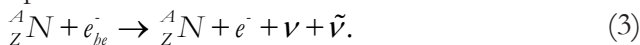
На первом, необратимом этапе такого взаимодействия испускается нейтрино ν и происходит внедрение векторного W^- -бозона в ядерную материю исходного ядра ${}^A_Z N$ согласно:

$${}^A_Z N + e^-_{be} \rightarrow {}^A_{Z-1} M_{isu} + \nu. \quad (1)$$

Вследствие этого, нуклонная структура образующихся ядер ${}^A_{Z-1} M_{isu}$, заряд которых меньше заряда исходного ядра на один элементарный заряд, оказывается локально нарушена. Действительно, векторный W^- -бозон при взаимодействии с u -кварком одного из протонов ядра ${}^A_Z N$ может лишь продуцировать образование виртуального d -кварка с последующей цепочкой виртуальных превращений кварков с участием векторных W -бозонов, но нейтрон при этом не может образоваться из-за дефицита общей массы такого ядра. Возникшее состояние локальной аномалии ядерной материи с нарушенной нуклонной структурой характеризуется как метастабильное состояние "внутренней встряски" ("inner shake-up" или isu -состояние). На последнее указывает нижний индекс в обозначении ядра в правой части соотношения (1). Нижний индекс при записи электрона в левой части (1) указывает на активируемый характер этой стадии процесса. Инициированная цепочка виртуальных превращений кварков с участием векторных W -бозонов должна прерваться при необратимом распаде виртуального W^- -бозона с образованием исходного ядра, электрона и антинейтрино $\bar{\nu}$:



так что брутто-процесс представляется в виде неупругого рассеяния электрона на исходном ядре:



Ядра с состоянием ядерной материи в метастабильном isu -состоянии "внутренней встряски" будем определять как " β -ядра". Пороговая энергия такого процесса с рождением пары $\nu\bar{\nu}$, определяемая массами покоя нейтрино-антинейтрино, составляет около 0.3 эВ [25].

Как известно, ядро представляет собой систему нуклонов, связанных в единое целое обменными взаимодействиями путем обмена кварками посредством пионов. Поэтому образование в ядре 3-х несвязанных в нуклон кварков, которые можно в таком случае рассматривать

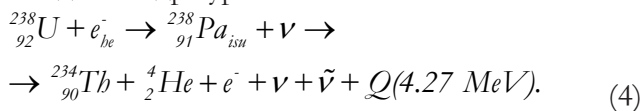
как "маркеры" новых степеней свободы, фактически, означает, что интенсивность ядерных сил недостаточна, чтобы обеспечивать в рассматриваемой системе традиционную, протон-нейтронную организацию ядерной материи. Последующая релаксационная динамика возникшего локально isu -состояния, которое посредством пионов может передаваться на другие нуклоны ядра, иницируется лишь слабыми ядерными взаимодействиями, которые реализуются через кварки при рождении и поглощении калибровочных векторных нейтральных Z^0 и заряженных W^\pm -бозонов. В рассматриваемом случае такая релаксация завершается распадом виртуального векторного W^- -бозона с образованием исходного ядра при испускании электрона и антинейтрино. Время жизни образующихся β -ядер в метастабильном isu -состоянии может быть достаточно значительным, от десятков минут до нескольких лет, и ядра в таком состоянии могут непосредственно участвовать в разнообразных ядерных процессах [17, 18].

Здесь необходимо также иметь в виду, что релаксационная перестройка ядерной материи в процессе образования продуктов таких ядерных превращений осуществляется, прежде всего, путем формирования чисто нуклонной структуры ядра, в соответствии с принципом наименьшего действия. Если в ядрах с протонно-нейтронной, нуклонной структурой релаксационные процессы снятия возбуждения могут идти через возбужденные состояния ядра и включать в себя стадии испускания γ -квантов, то в β -ядрах такая релаксация практически исключена. Поэтому если в процессах участвуют атомные ядра с частичным "ненуклонным" состоянием ядерной материи, то механизм релаксации образующихся продуктов неизбежно связан с потерей энергии путем испускания нейтрино-антинейтринных пар, или URCA-процесса [26], а не путем испускания γ -квантов возбужденными ядрами, как это имеет место при релаксации ядерных продуктов, имеющих протон-нейтронную организацию ядерной материи. Именно по этой причине соответствующие ядерные процессы оказываются безопасными для окружения.

Особый интерес представляют случаи, когда образование isu -состояний в ядерной материи

иницируется в исходно радиоактивных ядрах, поскольку релаксационный процесс – с распадом векторного W^- -бозона может инициировать общий радиоактивный распад ядра в isn -состоянии с получением дочерних продуктов распада исходного радиоактивного ядра. Согласно [18, 27], нарушение общей устойчивости ядерной материи в метастабильном isn -состоянии происходит вследствие изменения граничных условий для компонентов вектора напряженности электрического поля ЕМ вакуума на поверхности ядра, в объеме которого возникло такое нарушение нуклонной структуры. Показателем возникающей при процессе (1) неустойчивости ядра ${}_{Z-1}^A M_{isu}$ является абсолютная величина дефицита структурной энергии ΔQ ($\Delta Q < 0$) этого ядра в метастабильном isn -состоянии, определяемая как $\Delta Q = (m_{Z-1}^A - m_{Z-1}^A M_{isu})c^2$. При этом за массу ядра ${}_{Z-1}^A M_{isu}$ принимается $m_{Z-1}^A M_{isu} = m_{Z-1}^A + m_e$, где m_{Z-1}^A – масса ядра ${}_{Z-1}^A N$ и m_e – масса покоя электрона.

Так, при лазерной абляции металлических образцов в водном растворе уранила, когда в прилегающей к поверхности металла паровой среде формируется низкотемпературная плазма, инициирующее взаимодействие электронов плазмы с ядрами ${}^{238}U$ приводит к образованию ядер "β-протоактиния" и последующему β- распаду ядер ${}^{238}Pa_{isu}$ с образованием ядер тория-234 и гелия-4 как продуктов распада исходного ядра урана-238:

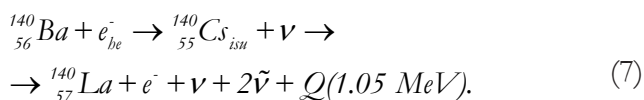
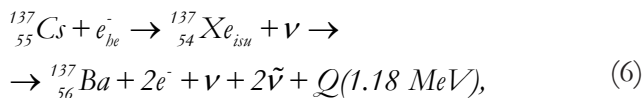
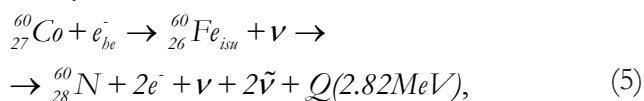


При этом эффективная константа k скорости таких инициируемых распадов ядра ${}^{238}U$, связанная с периодом полураспада ядра $T_{1/2} = \ln 2/k$, как показано в [17], возрастает на 9 порядков, так что реализуется своего рода "e- катализ". Дефицит ΔQ структурной энергии образующегося ядра β-протоактиния составляет $\Delta Q \approx -3.46$ МэВ.

Неожиданный результат был получен при проведении экспериментов с бериллиевым образцом. Оказалось, что наночастицы бериллия, образовавшиеся в растворе после завершения лазерного воздействия в течение часа, проявляли аномально высокую скорость образования

ядер тория-234 в течение более 500 дней после завершения лазерной абляции. Период полураспада для инициируемых в условиях лазерной абляции ядер, продуцирующих торий-234, составлял 2.5 года. Этот феномен естественным образом можно было связать с аккумуляцией в наночастицах бериллия ядер β-протоактиния в процессе лазерной абляции, длившейся всего в течение часа.

Приведем также примеры [17, 20] для инициируемых по механизму e⁻-катализа β- распадов ядер ${}^{60}_{27}Co$, ${}^{137}_{55}Cs$ и ${}^{140}_{56}Ba$, период $T_{1/2}$ полураспада которых равен 1925 сут, 30.1 лет и 12.8 сут., соответственно:



В данных случаях величины дефицита структурной энергии ΔQ , которой не хватает ядрам ${}^{60}_{26}Fe_{isu}$, ${}^{137}_{54}Xe_{isu}$ и ${}^{140}_{55}Cs_{isu}$ в «in-shake-up» состоянии до формирования базового состояния ядерной материи, свойственного ядрам ${}^{60}_{26}Fe$, ${}^{137}_{54}Xe$ и ${}^{140}_{55}Cs$, составляют -0.237 МэВ, -4.17 МэВ и -6.22 МэВ, соответственно. Можно ожидать, что в наибольшей степени инициирующее воздействие электронов на β-распад ядер в низкотемпературной плазме будет проявляться в случаях, когда для формирующихся ядер в isn -состоянии «рассогласование» по абсолютной величине дефицита ΔQ структурной энергии наибольшее. Поэтому в рассматриваемых случаях эффект ускорения радиоактивного распада должен был проявляться для ядер ${}^{137}_{55}Cs$ и ${}^{140}_{56}Ba$, а для ядер ${}^{60}_{27}Co$ быть минимальным. Имеющиеся экспериментальные данные [28] по инициируемым распадам ${}^{137}_{55}Cs$, ${}^{140}_{56}Ba$ и ${}^{60}_{27}Co$ соответствуют такому заключению: период полураспада β-активных ядер цезия-137 и бария-140, равный 30.1 лет и 12.8 сут, соответственно, уменьшался примерно до 380 сут и 2.7 сут, тогда как период полураспада

кобальта-60, равный 1925 сут, практически не изменялся.

Фейнмановские диаграммы для инициируемых по механизму e^- -катализа процессов β^- -распадов, позитронных β^+ - распадов, а также α -распадов ядер приведены на **рис. 2 a-d**. При анализе представленных на рис. 2 процессов надо иметь в виду, что слабые ядерные взаимодействия являются не такими уж слабыми, как часто полагается: величина соответствующей безразмерной константы α_F почти на порядок превосходит величину α_c постоянной тонкой структуры [15, 27]. Действительно, если за безразмерную константу сильного ядерного взаимодействия принять $\alpha_s = \sqrt{2}$ [27], то учитывая величину квадрата "элементарного заряда слабого ядерного взаимодействия" [29] $q_F^2 \equiv G_F/a_Z^2$, где $a_Z = 2^{1/2}\hbar/m_Zc \approx 3.3 \cdot 10^{-16}$ см – характерный радиус, связанный с массой Z^0 промежуточного векторного бозона ($m_Z = 91.2$ ГэВ/ $c^2 = 1.62 \cdot 10^{-22}$ г), и $G_F = 1.17 \cdot 10^{-5}(\hbar c)^3/(\text{GeV})^2$ – константа Ферми четырехфермионного взаимодействия, для величины α_F получаем:

$\alpha_F = \frac{q_F^2}{\hbar c} \approx 4.9 \cdot 10^{-2}$, так что $\alpha_F/\alpha_s \approx 3.45 \cdot 10^{-2}$. При этом $\alpha_c = 1/137 \approx 0.73 \cdot 10^{-2}$, так что $\alpha_c/\alpha_s \approx 5.2 \cdot 10^{-3}$ и $\alpha_F/\alpha_c = 6.7$. К сожалению, в литературе очень часто при оценках безразмерной константы слабого ядерного взаимодействия в качестве нормировочной массы используют массу протона, которая почти в 100 раз меньше массы Z^0 векторного бозона. По этой причине величина константы α_F оказывается заниженной почти на 4 порядка величины. Реальная величина этой константы, в соответствии с приведенными выше оценками, оказывается только в 35 раз, а не на 5 порядков меньше величины безразмерной константы сильного ядерного взаимодействия.

В заключение данного раздела обратим внимание на некоторую неожиданность представленного результата о возможности сторонних воздействий электронов на динамику распада радиоактивного ядра. Оказывается, что, хотя электроны не могут взаимодействовать с нуклонами ядра как фрагментами ядерной материи, они могут инициировать (посредством векторных W^- -бозонов) локальные нарушения в нуклонной структуре ядра. В то же время, как показывает опыт, сторонние возбуждения радиоактивного ядра как целостной системы (при воздействии γ -излучений, в частности) не могут повлиять на скорость распада радиоактивного ядра, а следовательно, на обсуждаемый феномен инициирования неустойчивости ядра. В данных случаях ядерная материя проявляет себя как целостная система взаимодействующих нуклонов с присущими им индивидуальными признаками.

3. ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ЯДЕРНО-ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Простейшими β -ядрами являются β -нейтрон ${}^1n_{isu}$ и β -динейтрон ${}^2n_{isu}$, которые могут образовываться при взаимодействии высокоэнергетичных электронов с протонами p^+ или дейтронами d^+ , например, при лазерной абляции металлов в обычной или тяжелой воде, а также в условиях протий- или дейтеросодержащей плазмы тлеющего разряда, соответственно, согласно:

$$p^+ + e^-_{he} \rightarrow {}^1n_{isu} + \nu, \tag{8}$$

$$d^+ + e^-_{he} \rightarrow {}^2n_{isu} + \nu. \tag{9}$$

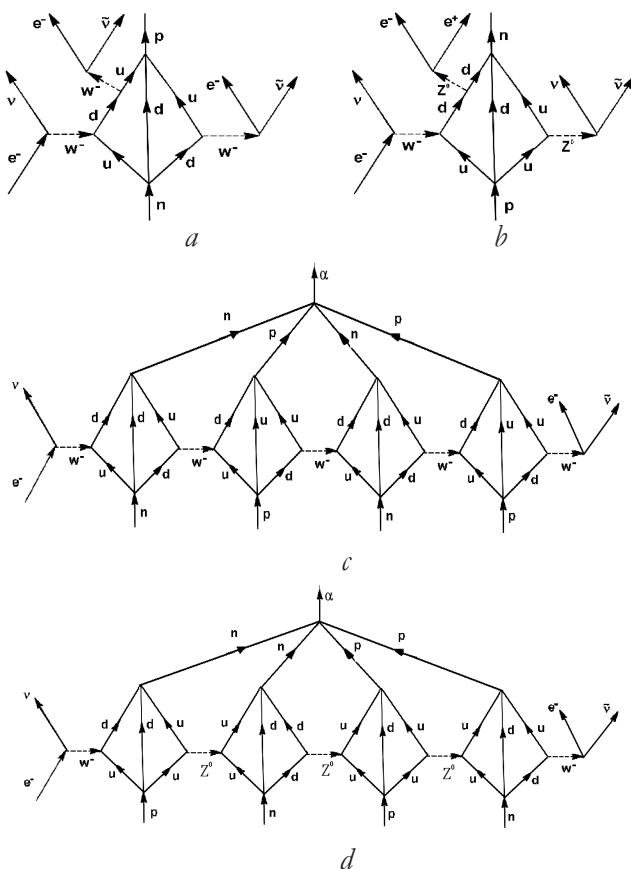


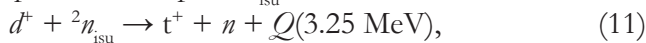
Fig. 2. Фейнмановские диаграммы инициируемого β^- -распада (a), β^+ -распада (b) и инициируемого α -распада (c, d).

Если периоды полураспада $T_{1/2}$ таких β -ядер достаточно длительные, то нейтральные ядра ${}^1n_{isu}$ и ${}^2n_{isu}$, характеризующиеся, соответственно, барионными числами, равными единице и двум, нулевыми лептонными зарядами и массами покоя, равными массам атома водорода и дейтерия, могут эффективно участвовать в разнообразных ядерных процессах [13, 17-20].

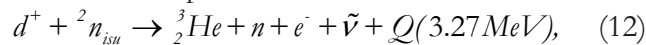
Ранее было показано, что период $T_{1/2}$ полураспада β -динейтрона:



с образованием дейтрона, электрона и антинейтрино, оказывается достаточно длительным, не менее десятков минут. Такое заключение было сделано на основе анализа экспериментальных данных по синтезу ядер трития t^+ при лазерной абляции металлов в тяжелой воде [13]. Полагалось, что последний процесс происходит при взаимодействии ядра трития t^+ с ядром ${}^2n_{isu}$:



где n – нейтрон. При этом наряду с (11) может иметь место процесс:

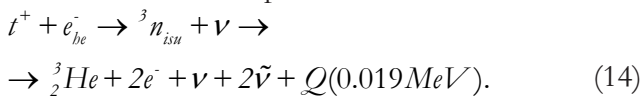


определяемый слабым ядерным взаимодействием.

В работе [13] постулировалась также возможность образования при взаимодействии электронов с ядрами трития t^+ гипотетического β -тринейтрона ${}^3n_{isu}$:



Масса покоя вводимого нейтрального ядра ${}^3n_{isu}$ полагалась равной массе покоя атома трития. Именно через образование ядра ${}^3n_{isu}$ может идти обнаруженный в работе [13], наряду с процессом синтеза ядер трития, процесс инициированного распада ядер трития в условиях лазерной абляции металлов в водных средах:



Здесь следует заметить, что период $T_{1/2}$ полураспада ядра ${}^3n_{isu}$ в процессе e^- -катализа оказывается, согласно [13], того же порядка, что и период полураспада ядра ${}^2n_{isu}$, что на много порядков меньше, нежели период полураспада ядра трития ($T_{1/2} = 12.3$ года).

Как было показано в [18], введение представлений о достаточно долгоживущих β -ядрах ${}^2n_{isu}$, образующихся при тлеющем

разряде в дейтеросодержащей газовой среде, позволило понять совокупность данных [8, 9] по инициированию радиоактивного распада ядер W в приповерхностных слоях вольфрамового катода (фольги). Здесь следует указать, что хотя 5 изотопов вольфрама (${}^{180}_{74}W$, ${}^{182}_{74}W$, ${}^{183}_{74}W$, ${}^{184}_{74}W$ и ${}^{186}_{74}W$) являются потенциально α -радиоактивными ядрами:



обычно их рассматривают как стабильные изотопы из-за аномально большого периода их полураспада $T_{1/2} = 10^{17}$ - 10^{19} лет, что на много порядков превышает время существования Вселенной. Величины тепловыделений Q_A в реакции (15) для радиоактивных α -распадов ядер вольфрама с массовыми числами A , равными 180, 182, 183, 184 и 186, составляют 2.52, 1.77, 1.68, 1.66 и 1.12 МэВ, соответственно. Более того, для указанных стабильных изотопов вольфрама на основе чисто энергетических оценок оказалось возможным допускать α -распады с образованием нескольких α -частиц, в том числе, для изотопа вольфрам-180 – с образованием 9-ти α -частиц.

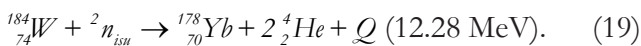
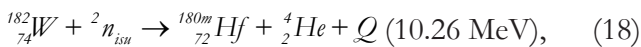
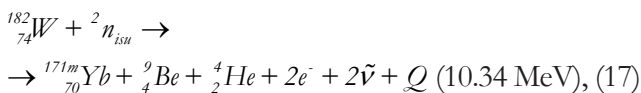
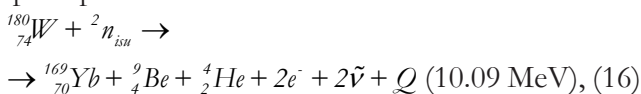
В рамках развиваемых представлений об образовании ядер в неустойчивом isu -состоянии для инициируемых ядерных превращений, в том числе, радиоактивных распадов ядер, можно различать 3 механизма.

1. МЕХАНИЗМ СЛИЯНИЯ ЯДЕР

Образующиеся в низкотемпературной плазме достаточно долгоживущие нейтральные частицы, ${}^A n_{isu}$ ($A = 1, 2, 3$), могут диффундировать по границам зерен в глубь катода и взаимодействовать в приповерхностных слоях катода с ядрами металла. Так, при взаимодействии и слиянии ядер ${}^2n_{isu}$ с изотопами ${}^A_{74}W$ на первом этапе могут возникать возбужденные ядра ${}^{A+2}_{74}W^*$. Помимо общей энергии возбуждения (указывает значок "звездочка"), которая в рассматриваемых случаях составляет около 10 МэВ относительно основного состояния указанных ядер, ядерная материя таких ядер частично может оказаться (вследствие слияния с ${}^2n_{isu}$) в разбалансированном isu -состоянии с потерей устойчивости в объеме ядра, что и обуславливает результирующие превращения с испусканием α -частиц и дочерних изотопов.

Здесь следует подчеркнуть, что в отличие от ядерных реакций, происходящих при столкновении реагентов в газовой фазе, для рассматриваемых ядерных превращений в области границ зерен твердой фазы металлов из-за возможного влияния окружения оказывается достаточным лишь фактор энергии (без согласования по спину и четности сталкивающихся и конечных ядер).

При исследовании процессов, происходящих в условиях тлеющего разряда в дейтеросодержащей газовой среде, в приповерхностном слое вольфрамового катода после плазменной обработки в течение 4-7 часов было зафиксировано [8, 9] образование новых элементов, причем не только стабильных изотопов эрбия, иттербия, лютеция и гафния, но и радиоактивных изотопов иттербия и гафния. Если появление стабильных изотопов в этом случае еще можно было бы гипотетически связывать с диффузией примесных элементов из объема катода к обрабатываемой в плазме поверхности катода, то образование радиоактивных изотопов однозначно указывает на факт радиоактивного распада изотопов вольфрама. Поскольку все возможные реакции инициируемого распада разных изотопов вольфрама выписаны в [18], здесь мы для иллюстрации приведем лишь несколько примеров:



При рассмотрении процессов (16)-(19) учтено, что в масс-спектрах продуктов помимо основных масс 169-180 было зафиксировано появление, а затем и последующее возрастание пика с массой 9. При этом следует также пояснить, что отсутствие в анализируемых в работах [8, 9] масс-спектрах продуктов базовой – 4-ой массы, соответствующей ядрам гелия, можно связывать с предельно низкой растворимостью гелия в вольфраме [30] и высокими коэффициентами диффузии гелия в области межзеренных

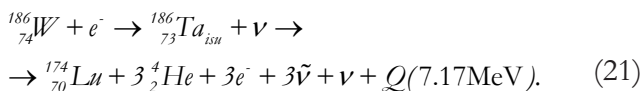
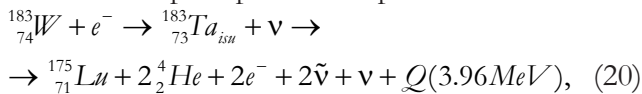
границ фольги. Очевидно, что для реализации указанных процессов время жизни ядер ${}^2n_{\text{isu}}$ должно быть достаточным для диффузионного проникновения этих нейтральных ядер по границам зерен в приповерхностные области используемой фольги. И это согласуется с выше приведенным заключением [13] при проведении синтеза трития в условиях абляции металлов в тяжелой воде, что это время должно быть не менее десятков минут.

Очевидно, что β -динейтрон играет в осуществлении низкоэнергетических ядерных реакций ту же роль, которая ранее гипотетически отводилась стабильному динейтрону. И сейчас становятся понятными ранее сделанные заключения о малости возможного вклада динейтрона в вероятность процесса $n + d \rightarrow {}^2n + p$ [5, 6], а также о заметной вероятности образования динейтрона в реакции ${}^6\text{Li}(\pi^-, p){}^5\text{H}$, инициируемой π^- -мезоном [14]. Действительно, при взаимодействии π^- -мезона как пары кварк-антикварк с ядром должна проявляться кварковая структура нуклонов, и открывается возможность образования долгоживущего ${}^2n_{\text{isu}}$ ядра. Поэтому, вероятнее всего, максимум в зависимости, представленной на рис. 1, в области "потерянной массы" определяется именно образованием ядра ${}^2n_{\text{isu}}$, масса которого равна массе атома дейтерия. "Потерянная масса" Δ (в единицах МэВ) в этом случае, в соответствии с положением максимума на Рис. 1, составляет $\Delta = (m_n - m_p - m_e)c^2 - \epsilon_d \approx 3.01 \text{ МэВ}$, где m_n , m_p и m_e – массы нейтрона, протона и электрона, соответственно, и ϵ_d – энергия связи дейтрона. Что касается ядерной реакции $n + d \rightarrow {}^2n + p$ с участием нуклонов, то, по-видимому, в такого типа реакциях кварковая структура нуклонов не затрагивается, так что вероятность образования метастабильного ядра ${}^2n_{\text{isu}}$ предельно мала. Поэтому оценки малости вклада динейтрона в указанный процесс, сделанные в работах [5, 6], следует относить именно к возможному вкладу β -динейтрона.

2. МЕХАНИЗМ e^- -КАТАЛИЗА

Естественно, что в исследуемых экспериментально процессах в условиях тлеющего разряда возможен и другой (см. выше) вариант инициирования α -распада изотопов вольфрама – при e^- -катализе,

когда электроны с кинетической энергией $E_e \sim 3-5$ эВ непосредственно взаимодействуют со стабильными изотопами вольфрама. Приведем возможные примеры таких процессов:



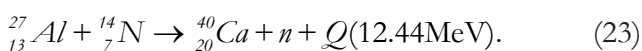
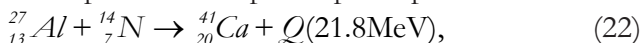
Следует указать, что с использованием представлений об e^- -катализе может быть понято получение далеко не всех фиксируемых в эксперименте новых изотопов-продуктов. Поэтому процессы с участием ядер ${}^2n_{isu}$ рассматриваются для процессов инициируемого распада стабильных изотопов вольфрама как базовые.

Приведенные данные позволяют заключить, что инициированный в условиях низкотемпературной плазмы (тлеющего разряда) ядерный распад исходно нерадиоактивных изотопов вольфрама с образованием более легких элементов (эрбия, лютеция, иттербия, гафния) можно рассматривать как новый тип инициированного распада ядер, происходящего не вследствие ядерных реакций, например, с альфа-частицами или нуклонами, а под воздействием низкоэнергетичных электронов. Здесь следует напомнить, что потенциально α -активными, в таком же смысле, как и изотопы вольфрама, являются стабильные изотопы многих ядер – от неодима до висмута, в том числе, в частности, изотоп тантала-181, для которого аналогичные описанным процессы инициированного распада также наблюдались в работах [8, 9].

3. “ГАРПУННЫЙ” МЕХАНИЗМ

Наибольшие сложности в понимании механизма низкоэнергетических ядерных процессов представляют собой реакции между многоэлектронными атомами. Такие процессы обычно рассматриваются в связи с изучением процессов трансформации в нативных системах [31-33]. Однако недавно было показано [34], что реакции такого типа могут происходить при инициировании процессов самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС)

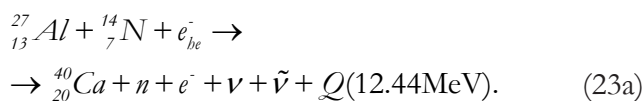
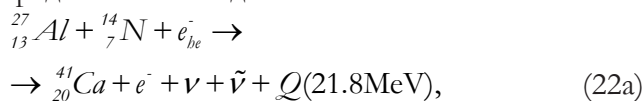
[35]. В работе [34] исследовался состав конденсированных продуктов сгорания термитных порошковых смесей ($Al+Fe_2O_3$) в воздушной среде. Чистота исходных веществ составляла 99.7-99.9% mass. Было показано, что в процессе горения железо-алюминиевых термитов (температура пламени превышала 2800 К) образуется и стабилизируется кальций в количестве до 0.55% масс. В исходных термитных порошковых системах ($Al + Fe_2O_3$) кальций отсутствовал. Согласно [34], кальций мог образоваться при ядерных реакциях



Феномен образования кальция в экспериментах [34] может указывать на то, что в пламени сгорания железо-алюминиевого термита на воздухе температура электронов может быть значительно выше температуры пламени, фиксируемой по энергии атомов и ионов. Именно последняя ситуация характерна для низкотемпературной плазмы тлеющего разряда. В этом случае взаимодействие высокоэнергетичных электронов с ядрами ${}^{27}_{13}Al$ и ${}^{14}_7N$ могло приводить к образованию ядер ${}^{27}_{13}Mg_{isu}$ и ${}^{14}_6C_{isu}$, соответственно. Наибольшая активность в ядерных взаимодействиях из этих ядер присуща ядру ${}^{27}_{13}Mg_{isu}$, поскольку дефицит его энергии относительно ядра ${}^{27}_{13}Mg$ составляет $\Delta Q = -2.61$ MeV, тогда как для ядра ${}^{14}_6C_{isu}$ соответствующая величина много меньше и равна $\Delta Q = -0.16$ MeV.

Будем полагать, следуя [20], что если ядро атома (или иона) находится в метастабильном, предраспадном *isu*-состоянии (полагаем, что это ${}^{27}_{13}Mg_{isu}$), то у такого атома повышается лабильность электронной подсистемы, и возникает вероятность ее частичного перекрытия с электронными подсистемами находящихся вблизи атомов (в рассматриваемом случае – атома азота). Очевидно, что большие величины энерговыделений брутто-процессов (22) и (23) должны действовать как инициирующий фактор к проявлению спин-спинового взаимодействия электронных подсистем обоих атомов и формированию общих “молекулярных” орбиталей при корректирующем воздействии спиновых электроно-ядерных взаимодействий

у каждого из атомов. Возникающие связи воздействуют на сближение обоих атомов, причем по мере сближения ядер образование общих орбиталей происходит более интенсивно. Реализуется своего рода «гарпунный» механизм захвата атомом с ядром в *ism*-состоянии соседнего атома. Полное объединение электронных подсистем обоих атомов инициирует слияния ядерной материи ядра в *ism*-состоянии (в нашем случае ${}^{27}_{13}\text{Mg}_{ism}$) и ядра (в нашем случае ${}^{14}_7\text{N}$) соседнего атома. В рассматриваемом случае соответствующие брутто-процессы следует представлять в виде:



Ранее «гарпунный механизм» рассматривался в связи с процессами ядерных трансмутаций в нативных системах [20].

Из-за проявления слабых ядерных взаимодействий в формировании ядерной материи конечного ядра как совокупности взаимодействующих нуклонов здесь также значительная часть энергвыделения может реализоваться путем испускания нейтрино и антинейтрино, если конечное ядро в силу законов сохранения по спину и четности может формироваться в основном состоянии. Конечно, в случаях, когда конечные ядра формируются в возбужденном состоянии, наряду с неионизирующим излучением нейтрино и антинейтрино будут испускаться рентгеновские или гамма-кванты. В условиях эксперимента [34] фиксировалось рентгеновское излучение.

Проведенный феноменологический анализ показывает, что для понимания сущности наблюдаемых ядерных превращений при горении термитных смесей актуальной становится разработка новых теоретических подходов не к расчету квантово-механических вероятностей тех или иных процессов, а к моделированию динамики ядерных процессов на основе квантово-химического анализа. Здесь имеются в виду расчеты электронной структуры атома при образовании *ism*-состоянии ядер с нарушенной нуклонной структурой;

модельные расчеты пространственной неустойчивости электронной подсистемы такого атома, возникающей из-за потери ядром устойчивости; расчеты динамики перекрытия таких «подвижных» орбиталей с электронными орбиталями соседних атомов и образования молекулярных орбиталей, инициирующих сближение соответствующих ядер и их слияние. При анализе динамики радиоактивного распада ядра востребованным может оказаться активационный механизм Крамерса в его дискретном варианте ("блуждание" по энергетическим уровням с достижением определенной границы) [36], обычно используемый в физико-химической кинетике. Здесь имеется в виду динамика накопления энергии ядром в неустойчивом *ism*-состоянии на "последней" связи, разрыв которой означает распад ядра по определенному каналу.

4. ЯДЕРНО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В Е-CAT РЕАКТОРЕ АНДРЕА РОССИ

В рамках развиваемых представлений об инициировании низкоэнергетических ядерно-химических процессов по механизмам слияния ядер и e^- -катализа могут быть поняты и результаты, получаемые при испытаниях энергетических E-Cat установок А. Росси [21]. Здесь мы кратко обсудим результаты испытаний рабочего элемента E-Cat реактора А. Росси, представленные группой международных экспертов [22]. Рабочий элемент представлял собой полую керамическую трубку диаметром 2 см и длиной 20 см, в которую засыпалось "топливо" – около 0.9 г мелкодисперсного никеля (присутствовали все стабильные изотопы – ${}^{58}_{28}\text{Ni}$, ${}^{60}_{28}\text{Ni}$, ${}^{61}_{28}\text{Ni}$, ${}^{62}_{28}\text{Ni}$ и ${}^{64}_{28}\text{Ni}$, доли которого составляли 67, 26.3, 1.9, 3.9 и 1%, соответственно) и 0.1 г порошка LiAlH_4 (${}^6_3\text{Li}$ и ${}^7_3\text{Li}$, доли которых составляли 8.6 и 91.4%, соответственно). Трубка герметизировалась, а затем нагревалась. Испытания проводились в течение 32 суток при температурах нагрева элемента до 1260°C (первая половина времени) и 1400°C (вторая половина времени). Выделяющаяся при испытаниях энергия измерялась по величине теплового потока, исходящего от элемента. За время испытаний была выделена избыточная энергия 1.5 MWh, так что КПД превысил 3.5.

Были зафиксированы изменения в изотопном составе основных компонентов "топлива" – никеля и лития, исходный состав стабильных элементов которых был близок табличному природному составу. После испытаний изотопный состав фиксируемых элементов сильно изменился: практически весь никель (более 98%) был представлен изотопом никель-62 (в исходном составе – около 4%), а доля лития-7 уменьшилась почти до 8%, так что доля изотопа лития-6 практически возросла до 92%. Данные по изотопному составу исходного "топлива" и "зола" после испытаний приведены в **Таблице 1** [22].

В соответствии с развиваемыми представлениями, фиксируемое изменение изотопного состава базовых элементов "топлива" – никеля и лития при наличии водорода, выделяющегося при разложении $LiAlH_4$ при заданных температурах, может быть связано с образованием в реакционном объеме протий-содержащей плазмы и возникновением нейтральных метастабильных ядер $^1n_{isu}$. Полагаем, что период полураспада таких ядер, как и ядер $^2n_{isu}$, достаточно велик, так что такие нейтральные ядра, подобно нейтронам, могут взаимодействовать с ядрами элементов, входящих в состав топлива, определяя происходящие изменения в элементном и изотопном составе топлива, которые сопровождаются соответствующим энерговыделением:

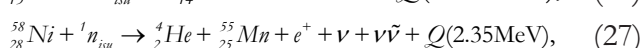
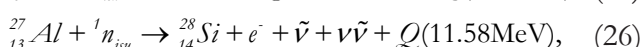
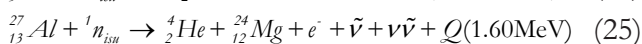
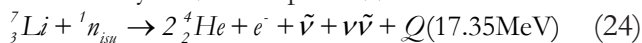
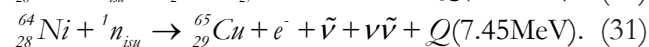
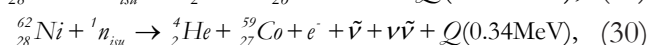
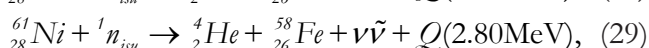
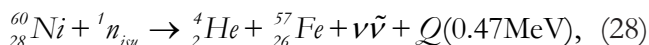


Таблица 1

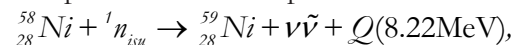
Изотопный состав исходного "топлива" и "зола" после испытаний [22].

Ион	Топливо		Зола		Природный состав [%]
	Число импульсов	Измеренный состав [%]	Число импульсов	Измеренный состав [%]	
$^6Li^+$	15804	8.6	569302	92.1	7.5
$^7Li^+$	168919	91.4	48687	7.9	92.5
$^{58}Ni^+$	93392	67	1128	0.8	68.1
$^{60}Ni^+$	36690	26.3	635	0.5	26.2
$^{61}Ni^+$	2606	1.9	~0	0	1.8
$^{62}Ni^+$	5379	3.9	133272	98.7	3.6
$^{64}Ni^+$	1331	1	~0	0	0.9

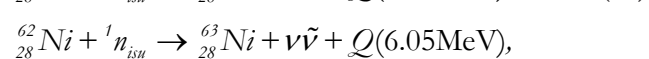
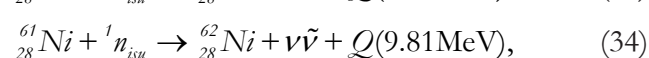
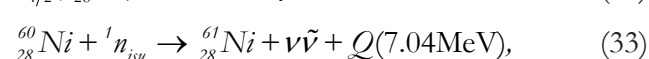


Как следует из указанного перечня реакций, наибольшее удельное (приходящееся на единицу массы компонента) энерговыделение связывается с ядрами лития-7. Однако суммарный вклад в тепловыделение при реакциях ядер $^1n_{isu}$ со всеми другими элементами топлива (алюминием и изотопами никеля) при малой массовой доле изотопа литий-7 в системе может быть основным. Фиксируемое почти полное исчезновение в золе изотопов 7_3Li и $^{58}_{28}Ni$ после месячных испытаний модуля указывает на достаточно большие константы скоростей не только процессов (24) и (27), но и остальных происходящих ядерных процессов с образованием новых химических элементов.

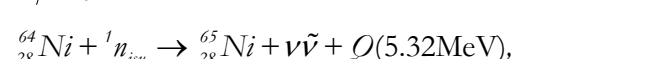
Для того, чтобы понять конкретные причины основных изменений состава топлива при работе установки E-Cat, состоящих в практически полном исчерпании изотопа литий-7, а также в подавляющем возрастании в "золе" содержания изотопа никель-62, необходимо указать другие ядерные реакции, которые также приводили к изменению изотопного состава исходного никеля. Эти реакции сопровождались существенно меньшим тепловыделением, нежели приведенные выше реакции, за счет потерь энергии, уносимой образующимися нейтрино и антинейтрино:



$$T_{1/2}(^{59}_{28}Ni) = 7.6 \times 10^4 \text{ yr}, \quad (32)$$



$$T_{1/2}(^{63}_{28}Ni) = 100.1 \text{ yr}, \quad (35)$$



$$T_{1/2}(^{65}_{28}Ni) = 2.52 \text{ h}. \quad (36)$$

Прежде всего, укажем на большую величину периода полураспада изотопа $^{59}_{28}Ni$, что практически исключает "подпитку" в процессе испытаний других распадающихся изотопов

никеля за счет изотопа $^{58}_{28}\text{Ni}$, доля которого в 2 раза превышает доли остальных изотопов никеля. По этой причине практически полное отсутствие в золе изотопа $^{60}_{28}\text{Ni}$ следует связывать лишь с процессом (33) из-за малого энерговыделения в процессе (28). Можно полагать также, что процессы (29) и (34) обуславливают исчезновение изотопа $^{61}_{28}\text{Ni}$ в золе, но процесс (34) с большим энерговыделением при этом подпитывает золу изотопом $^{62}_{28}\text{Ni}$, обуславливая преобладающую долю этого изотопа среди других изотопов никеля в золе. На последний фактор "работает" и малая константа скорости исчезновения изотопа $^{62}_{28}\text{Ni}$ за счет реакции (30) образования кобальта с указанным небольшим энерговыделением в этом процессе. Важно также указать, что большой период полураспада изотопа $^{63}_{28}\text{Ni}$ практически исключает пополнение золе изотопом $^{64}_{28}\text{Ni}$, а процесс (31) с большим энерговыделением обеспечивает практически полный переход этого изотопа в исходном никеле в изотоп меди-65.

Конечно, здесь приведены лишь качественные аргументы в пользу фиксируемого состава золе после проведенного испытания. Тем большую актуальность могло бы приобрести сопоставительное исследование элементного и изотопного состава исходного топлива и золе методом масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой [37], ранее эффективно использованным при исследовании изотопного состава примесей в никеле при лазерной абляции образца никеля в водной среде. Здесь важное значение приобретают исследование изменений изотопических соотношений для разных элементов в исходном топливе и в золе, прежде всего для базового элемента никеля, а также элементов, образующихся в соответствии с процессами (24)-(31), прежде всего, кремния-28 и меди-65.

5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Известно, что результаты работы [1] не были восприняты многими физиками не только из-за трудностей понимания механизма образования нейтронов и трития при электролизе тяжелой воды D_2O с Pd-катодом, но и из-за невоспроизводимости результатов [1] в

различных лабораториях. В чем может состоять причина, несомненно объективная, такой невоспроизводимости? Как представляется автору, основная трудность при воспроизведении результатов [1] состоит в создании условий, при которых инжектируемые с поверхности Pd-анода электроны, участвующие в ядерно-химических процессах, должны достигать высоких (по химическим масштабам) кинетических энергий $E_e \sim 3-5$ эВ. Можно полагать [16, 38], что в условиях воспроизводимых экспериментов [7-13] указанные энергии достигаются из-за наличия на поверхности металла резко изменяющихся по высоте "шероховатостей" нанорельефа – "наноострий" рельефа поверхности металлов. Такая наногетерогенность поверхности металла, а именно, анода при тлеющем разряде в дейтеросодержащей газовой среде ионов и молекул, и поверхности металлического образца при лазерной абляции в водных средах [10-13] – результат ионных и молекулярных воздействий компонентов плазмы на поверхность металлических объектов. Причем в последних случаях характер шероховатостей поверхности металла оказывается достаточным для инициирования ядерных превращений даже в отсутствие катодного смещения. При катодном смещении эффективность ядерно-химических процессов возрастает на порядки, как это было показано в [13].

Укажем факторы, которые обуславливают возрастание потоков эмиссии электронов с поверхности металлов и увеличение кинетической энергии выходящих из металла в среду электронов в области "наноострий". Прежде всего, в этих областях реализуются повышенные значения механических растягивающих напряжений, что приводит к уменьшению работы выхода электрона из металла (эффект Журкова [39]) и обуславливает возрастание потоков электронов из металлов. Помимо этого, в окрестности наиболее резких изменений профиля поверхности – в области "наноострий" локализуются электрические поля наибольшей напряженности, которые не только понижают энергетический барьер для инжекции электронов из металла (эффект Френкеля [40]), но и обуславливают ускорение эмитированных электронов. Здесь укажем на работу [41],

в которой было обнаружено понижение эффективной работы выхода электронов с поверхности вольфрамовых катодов при термоэлектронной эмиссии, инициированной лазерным излучением пико- и фемтосекундного диапазонов длительностей.

Сделанные заключения о взаимосвязи эффективности наблюдаемых в работах [10-13] ядерных превращений с особенностями структуры поверхности в нанометровом диапазоне напрямую подтверждаются результатами работы [38]. В этой работе для анализа рельефа поверхности металлов, формирующихся при разных режимах лазерной абляции в водной среде, был использован метод атомно-силовой микроскопии. Было показано, что ядерные превращения происходят лишь при режимах лазерных воздействий на поверхность, когда "шероховатость" сильно возрастает и становится значительным фактор "острийности" как один из ключевых 3D параметров рельефа поверхности в нанометровом диапазоне [42, 43], определяющий меру наиболее резких изменений профиля рельефа поверхности.

Если в условиях лазерной абляции металлов в водных средах и при тлеющем разряде уровень наногетерогенности поверхности, необходимый для инжекции высокоэнергетических электронов в среду, поддерживается наличием потоков ионов и атомов на металлические поверхности, в условиях электролиза тяжелой воды с Pd-катодом такого фактора нет. Возможно, при проведении соответствующих исследований рельефа поверхности и структуры трещиноватых приповерхностных слоев Pd-катодов в условиях электролиза D₂O можно будет найти режимы процесса электролиза, когда воспроизводимость образования нейтронов и ядер трития в этом процессе будет достигнута.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fleishmann M, Pons S, Hawkins M. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium. *J. Electroanal. Chem.*, 1989, 261:301-308.
2. Тимашев СФ. О возможном механизме ядерно-химических превращений в Pd электроде при электролизе тяжелой

воды. *Журнал физической химии*, 1989, 63(8):2283-2284.

3. Sakisaka M, Tomita M. Experiments on the possible existence of a bound di-neutron. *J. Phys. Soc. Japan*, 1961, 16:2597-2598.
4. Katase A, Seki M, Akiyoshi, Yoshimura A., Sonoda M. Experiments on the existence of di-neutrons. *J. Phys. Soc. Japan*, 1962, 17:1211-1212.
5. Базь АИ, Гольданский ВИ, Зельдович ЯБ. Систематика легчайших ядер. *Успехи физических наук*, 1965, 85(3):445-483.
6. Borzakov SB, Panteleev TS, Strelkov AV, Soldner T. The Search for the Dineutron at the High Flux Reactor ILL (Grenoble, France). *ISINN-10, JINR*, 2003.
7. Savvatimova I. Transmutation of elements in low-energy glow discharge and the associated processes. *Condensed Matter Nucl. Sci.*, 2011, 8:1-19.
8. Savvatimova I. Creation of more light elements in tungsten irradiated by low-energy deuterium ions. *Proc. 13th Int. Conf. ICCF13*, Sochy, Russia, 2007, p. 505-517.
9. Savvatimova I, Savvatimov G, Kornilova A. Decay in tungsten irradiated by low energy deuterium ions. In: *Proc. Intern. Conf. on Condensed Matter Nuclear Science, ICCF-13*, Ed: Yu. Bazhutov (Tsiolkovsky Moscow Technical University, Sochi, Russia, 2007), 295-308.
10. Shafeev GA, Bozon-Verduraz F, Robert M. Experimental evidence of transmutation of Hg into Au under laser exposure of Hg nanodrops in D₂O. *Physics of Wave Phenomena*, 2007, 15(3):131-136.
11. Simakin AV, Shafeev GA. Initiation of nuclear reactions under laser irradiation of metal nanoparticles in the presence of thorium aqua ions. *Physics of Wave Phenomena*, 2008, 16(4):268-274.
12. Barmina EV, Sukhov IA, Lepekhin NM, Priseko YuS, Filippov VG, Simakin AV, Shafeev GA. Application of copper vapor lasers in control of activity of Uranium isotopes. *Quantum Electronics*, 2013, 43:591-596.
13. Barmina EV, Timashev SF, Shafeev GA. Laser-induced synthesis and decay of Tritium under exposure of solid targets in heavy water. *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, 688:012106. (8th

- International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA 2013) IOP Publishing; <http://arxiv.org/abs/1306.0830> [physics.gen-ph].
14. Seth KK, Parker B. Evidence for dineutrons in extremely neutron-rich nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66(19):2448-2451.
 15. Ахиезер АИ, Рекало МП. *Элементарные частицы*. М., Наука, 1986, 256 с.
 16. Timashev SF. Physical vacuum as a system manifesting itself on various scales – from nuclear physics to cosmology; <http://arxiv.org/abs/1107.1799v7>.
 17. Тимашев СФ, Симакин АВ, Шафеев ГА. Ядерно-химические процессы в условиях лазерной абляции металлов в водных средах (проблемы «холодного синтеза»). *Журнал физ. химии*, 2014, 88(11):1805-1815.
 18. Тимашев СФ. Радиоактивный распад ядер как инициируемый ядерно-химический процесс: феноменология. *Журнал физической химии*, 2015, 89(11):1810-1822.
 19. Timashev Serge. Nuclear-chemical processes in the solar atmosphere. *International Journal of Astrophysics and Space Science*, 2014, 2(6):88-92.
 20. Тимашев СФ. Инициирование ядерно-химических превращений в нативных системах: феноменология. *Журнал физической химии*, 2016, 90(10):1563-1569.
 21. United State Patent – US 9,115,913 B1, Aug. 25. 2015. <https://animpossibleinvention.files.wordpress.com/2015/08/us9115913b1.pdf>; Andrea Rossi.
 22. Levi G, Foschi E, Höistad B, Essén H. Observation of Abundant Heat Production from a Reactor Device and of Isotopic Changes in the Fuel. 2014. <http://amsacta.unibo.it/4084/1/LuganoReportSubmit.pdf>.
 23. Jung M, Bosch F, Beckert K et al. First observation of bound-state decay. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 69:2164-2167.
 24. Bosch F, Faestermann T, Friese J et al. Observation of bound-state β^- decay of fully ionized ^{187}Re : $^{187}\text{Re} - ^{187}\text{Os}$ cosmochronometry. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77:5190-5193.
 25. Thomas SA, Abdalla FD, Lahav O. Upper Bound of 0.28 eV on Neutrino Masses from the Largest Photometric Redshift Survey. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105(3):031301.
 26. Lattimer JM, Pethick CJ, Prakash M, Haensel P. Direct URCA process in neutron stars. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66:2701-2704.
 27. Timashev Serge F. The Planck numbers and the essence of gravity: phenomenology. <http://arxiv.org/abs/1701.08073> [physics.gen-ph].
 28. Vysotskii VI, Kornilova AA. Microbial transmutation of Cs-137 and LENR in growing biological systems. *Curr. Sci.*, 2015, 108: 636-640.
 29. Donnelly TW, Formaggio JA, Holstein BR, Milner RG, B. Surrow B. *Foundations of Nuclear and Particle Physics*. Cambridge, University Press, 2017, 745 p.
 30. Sharapov VM, Kanashenko SL. *Vopr. At. Nauki Tekh., Ser. Termoyad. Sintez*. 2008, 2:20 [in Russian].
 31. Kervran CL. *Biological Transmutation*. Happiness Press, USA, Magalia, California, 1998.
 32. Biberian J-P. Review Article Biological Transmutations: Historical Perspective. *J. Condensed Matter Nucl. Sci.*, 2012, 7:11-25.
 33. Vysotskii VI, Kornilova AA. *Nuclear Transmutation of Stable And Radioactive Isotopes In Biological Systems*. Pentagon Press, New Delhi, 2010.
 34. Gromov AA, Gromov AM, Popenko EM et al. Formation of calcium in the products of iron-aluminum thermite combustion in air. *Russian Journal of Physical Chemistry A*, 2016, 90(10):2104-2106.
 35. Borisov AA, De Luca LT, Merzhanov AG. *Self-Propagating High-Temperature Synthesis of Materials*. CRC Press. Taylor and Francis, 2000, 400 p.
 36. Tunitskii NN, Kaminskii VA, Timashev SF. *Methods of Physicochemical Kinetics*. Moscow, Khimiya Publ., 1972, 198 p.
 37. Revel'skiy IA, Buryak AK, Sajti PL et al. Isotopic ratio changes of several trace elements in nickel as a result of laser ablation in aqueous medium, *in press*.
 38. Серков АА, Акованцева АА, Бармина ЕВ, и др. Роль структуры поверхности в инициировании ядерно-химических процессов при лазерной абляции металлов в водных средах. *Журнал физической химии*, 2014, 88(11):1816-1823.
 39. Тимашев СФ. О термофлуктуационной природе прочности твердых тел. *Доклады АН СССР*, 1984, 276:898-902.
 40. Бонч-Бруевич ВА, Калашников СГ. *Физика полупроводников*. М., Наука, 1990, 678 с.

41. Barmina EV, Fotakis C, Stratakis E, Stolyarov VN, Stolyarov IN, Shafeev GA, Serkov AA. Nano-textured W shows improvement of thermionic emission properties. *Appl. Phys. A*, 2012:1-4.
42. Тимашев СФ, Поляков ЮС, Лакеев СГ, Мисуркин ПИ, Данилов АИ. Принципы флуктуационной метрологии. *Журнал физической химии*, 2010, 84(10):1980-2000.
43. Mirsaidov U, Timashev SF, Polyakov YuS, Misurkin PI, Polyakov SV, Musaev I. Analytical method for parameterizing the random profile components of nanosurfaces imaged by atomic force microscopy. *Analyst*, 2011, 136(3):570-576; <http://arxiv.org/abs/1010.6232>.

Тимашев Сергей Федорович
 д.ф.-м.н., проф., член-корреспондент РАН
 Научно-иссл. физ.-хим. институт им. Л.Я.Карпова
 3-1/12/6, пер. Обуха, Москва 105064, Россия
serget@mail.ru.

ON MECHANISMS OF LOW-ENERGY NUCLEAR-CHEMICAL PROCESSES

^{1,2}Serge Timashev

¹Karpov Institute of Physical Chemistry, <http://www.karpovipc.ru>
 Moscow 105064, Russian Federation

²National Research Nuclear University MEPhI, <https://mephi.ru>
 Moscow 115409, Russian Federation

serget@mail.ru

Abstract. It is shown that a wide variety of low-energy nuclear transformations studied under conditions of a nonequilibrium low-temperature glow discharge plasma and laser ablation of metals in aqueous media can be understood on the basis of the concepts of the dynamic interrelation between the electron and nuclear subsystems of an atom. The initiating role in such processes belongs to electrons a sufficiently large kinetic energy $E_e \sim 3-5$ eV (by chemical scales), which they can acquire under the indicated conditions. Inelastic scattering of electrons by nuclei in according to weak nuclear interaction becomes possible in the collision of such electrons with ions or plasma atoms (here we assume that the nuclei are not related to “K-capture” nuclei). At the first stage of such a nuclear-chemical interaction, a nucleus arise, the charge of which is one unit less than the charge of the initial nucleus, and nuclear matter is locally disrupted: the nuclear mass in this case is insufficient to preserve nuclear matter in the base state of interacting nucleons. Under such anomalous excitations of nuclear matter, which are characterized as the states of “inner shake-up” or isu-state, the relaxation dynamics of the nuclei is initiated by weak nuclear interactions. Such nuclei, being β -active (“ β -nuclei”), can have sufficiently long lifetimes and effectively participate in nuclear reactions (as the β -neutron and β -dineutron introduced into consideration). If the initial nucleus is radioactive, the decay of “ β -nuclei” will occur with a probability many orders of magnitude greater than the decay probability of the original nuclei. As an example, the nuclear-chemical transformations realized in the E-CAT reactor of Andrea Rossi are also considered.

Key words: low-temperature plasma, laser ablation of metals in aqueous media, β -nuclei, low-energy nuclear-chemical transformation, u- and d-quarks, Feynman diagrams of the initiating radioactive decay.

PACS 25.10.+s

Bibliography – 43 references

Received 25.5.2017

RENSIT, 2017, 9(1):37-51

DOI: 10.17725/rensit.2017.09.037