

## ФЕНОМЕН ИСКУССТВЕННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КАТОДАХ В УСЛОВИЯХ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

*С. Ф. Тимашев, И. Б. Савватимова, С. С. Потешин,  
Н. И. Каргин, А. А. Сысоев, С. М. Рындя \**

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Показано, что искусственная радиоактивность может быть инициирована в условиях плазмы тлеющего разряда. При анализе изотопического и элементного состава в приповерхностной области Pd- и Ni-катодов, исходных и прошедших 40-ч обработку в условиях дейтерий- или протийсодержащей плазмы соответственно, были зафиксированы изменения изотопных соотношений для примесных изотопов Pt и Pb в Pd-катоде и Fe, Cu и Zn в Ni-катоде, а также существенное сокращение количества указанных примесных элементов в катодах и образование изотопов W в Pd-катоде. Рассмотрены возможные ядерные процессы, обуславливающие установленную искусственную радиоактивность.

It is shown that artificial radioactivity can be initiated under the conditions of a glow discharge plasma. When analyzing the isotopic and elemental composition in the near-surface region of Pd and Ni cathodes, before and after 40-hour treatment under D- and H-containing plasma, respectively, changes in isotopic ratios were recorded for impurity Pt and Pb in Pd cathode and Fe, Cu and Zn in the Ni cathode. A significant reduction of these impurity elements in the cathodes and the formation of isotopes W in Pd with impurity isotopes of Pt were found. Possible nuclear processes responsible for the established artificial radioactivity are considered.

PACS: 25.60.Pj; 25.70.-z; 52.80.Hc; 21.65.+f

### ВВЕДЕНИЕ

Феномен низкоэнергетических ядерных реакций (Low Energy Nuclear Reactions — LENR) обсуждается наиболее активно в последние 30 лет, после появления работы М. Флейшмана, С. Понса и М. Хокинса [1], в которой при электролизе тяжелой воды D<sub>2</sub>O с Pd-катодом фиксировалось образование нейтронов и трития с одновременным избыточным выделением тепла. Этот результат не мог быть понят в рамках известных представлений ядерной физики, согласно которым такие процессы могли продуцироваться лишь при слиянии ядер дейтерия, для чего требовались

---

\* E-mail: ryndya\_sm@mail.ru

энергии, большие не менее чем на 6 порядков, и такие процессы должны были сопровождаться опасной радиацией, которая в условиях эксперимента [1] не фиксировалась. Поэтому физическое сообщество не могло принять этот результат.

Следует указать, что исторически первой работой в этом направлении, которое было определено как «холодный ядерный синтез», а несколько позже как «низкоэнергетические ядерные реакции», было исследование Г. Вендта и С. Айрона [2], которые наблюдали появление атомарных линий гелия при взрыве вольфрамовой проволоки в стеклянной колбе, внутри которой создавался вакуум. Э. Резерфорд в своей краткой заметке [3] пояснил, что образование гелия при таких условиях невозможно, поскольку кинетическая энергия электронов при взрыве вольфрамовой проволоки составляла лишь около 6 эВ. В то же время, как показали проведенные в лаборатории Э. Резерфорда специальные эксперименты, даже в рентгеновских трубках при длительном облучении вольфрамовых мишеней электронами с кинетической энергией около 100 кэВ образования гелия не наблюдалось. Тем не менее Г. Вендт [4] не согласился с Э. Резерфордом, указав, что выделяемая при взрыве вольфрамовой проволоки мощность на много порядков превосходит мощность, поглощаемую мишенью в рентгеновской трубке, где ток измеряется в миллиамперах или меньше, и что именно высокие скорости столкновений частиц в условиях взрыва могут приводить к расщеплению ядер вольфрама. Естественно, научное сообщество приняло сторону Э. Резерфорда, и статья [2] фактически была признана ошибочной.

Отметим здесь еще несколько последующих исследований, в которых фиксировалось образование продуктов ядерных превращений при относительно низких энергиях. Прежде всего, это исследования начала 1950-х гг. группой Л. А. Арцимовича мощных электрических разрядов в трубках, содержащих смеси дейтерия и инертных газов [5, 6]. Было обнаружено, что при парциальных давлениях дейтерия вплоть до нескольких десятков Торр и прикладываемых напряжениях в несколько десятков киловольт в средней области разрядных трубок генерировались одновременно короткие импульсы нейтронов и жестких рентгеновских квантов с энергией  $\sim 300\text{--}400$  кэВ. Зарегистрированная интенсивность нейтронного излучения при силе тока 200 кА составляла  $10^8$  нейтронов на импульс. Причем в тот момент, когда возникали кванты с такой большой энергией, напряжение, приложенное к разрядной трубке, составляло всего лишь около 10 кВ. Индикатором нейтронов в этих экспериментах служила наведенная радиоактивность серебряной мишени, помещавшейся в парафиновом блоке вблизи разрядной трубки, и поток нейтронов рассчитывался на основе данных об образовании радиоактивных изотопов  $^{108}\text{Ag}$  и  $^{110}\text{Ag}$  в мишени. В работах [5, 6] вопрос о механизме образования нейтронов и квантов указанных энергий в условиях рассматриваемого эксперимента остался открытым. При этом авторы [5, 6] исключали возможность реализации в условиях низкотемпературной плазмы

термоядерного процесса  $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ . Следует заметить, что хотя последующие теоретические оценки [7–9] показывали принципиальную возможность таких процессов за счет ускоряющего дейтроны индукционного электрического поля при развитии на пинче неустойчивостей, сомнения в осуществлении в экспериментах [5, 6] указанной термоядерной реакции остаются: в этих экспериментах не фиксировались изотопы  ${}^3\text{He}$ , количество которого в разрядной трубке в случае такой реакции должно соответствовать общему количеству вылетающих нейтронов.

Близкое по характеру полученных результатов исследование было выполнено Н. Г. Басовым с сотрудниками [10]. Показано, что при фокусировании на поверхности мишени LiD коротких ( $\sim 10^{11}$  с) оптических импульсов мощного неодимового лазера (интенсивность облучения  $J_e \approx 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>), приводящих к образованию нестационарной низкотемпературной плазмы, в объеме этой плазмы синхронно с импульсами генерировались нейтроны. Согласно приводимым в работе [10] оценкам при указанных воздействиях регистрировался (в среднем) один нейтрон на каждый лазерный импульс. Как было показано в недавней работе [11], фиксируемые в [10] нейтроны могли генерироваться лишь в низкоэнергетических ядерных процессах. Это заключение соответствует известным данным [12, 13], согласно которым прямое инициирование ядерных процессов возможно при использовании пикосекундных лазерных импульсов с пиковой интенсивностью  $J_e \sim 10^{18} - 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. В частности, в этих случаях скорость спонтанных распадов нуклидов может быть увеличена на порядки.

Феномен низкоэнергетических ядерных превращений фактически исследовался в работах Б. В. Дерягина с сотрудниками, проводимых с 1950-х гг. [14, 15], когда была обнаружена эмиссия высокоэнергетических (до 100–150 кэВ) электронов с поверхностей твердых тел после отслоения от них в высоком вакууме полимерных пленок и образования при этом микротрещин в приповерхностном слое твердых тел. Для определения энергии электронов, которые эмитировались свежесформированными поверхностями стенок трещины, проводился анализ рентгеновских характеристик зоны трещины, и было установлено формирование плазменного состояния материала в распространяющейся трещине. Завершающим этапом этих исследований стало открытие Б. В. Дерягиным совместно с В. А. Клюевым, А. Г. Липсоном и Ю. П. Топоровым в 1986 г. генерации нейтронов [16, 17] при разрушении ледяных мишеней из D<sub>2</sub>O металлической пулей, движущейся с начальной скоростью 100–200 м/с. При этом количество генерируемых нейтронов в несколько раз превышало уровень фона. В случае аналогичного воздействия на обычный лед (H<sub>2</sub>O) генерации нейтронов не было обнаружено.

Несмотря на указанные публикации, широкий интерес к феномену LENR проявился лишь после работы [1]. Однако вскоре после публикации этой работы стало ясно, и это мнение сохраняется до сих пор, что в рамках существующих в ядерной физике представлений невоз-

можно понять как сам феномен инициирования ядерных процессов при низких энергиях, так и практически полное отсутствие сопровождающих ядерные реакции опасных излучений. В то же время за 30-летний срок, прошедший после публикации [1], получен широкий спектр новых разнообразных данных, представленных в публикациях ведущих научных журналов (см., например, [11, 18–21]), на многочисленных международных конференциях (например, [22–24]).

Как полагают авторы на основе анализа имеющейся литературы, ключевая проблема для установления загадочной сущности феномена LENR сводится к адекватному пониманию динамики ядерных превращений при взаимодействии компонентов неравновесной низкотемпературной плазмы, которая в явном или в неявном виде практически всегда проявляется в LENR-процессах, с поверхностью металлов. Поэтому наибольший интерес с точки зрения понимания физической сущности феномена LENR могут представлять исследования таких процессов в условиях низкотемпературной плазмы, формируемой при тлеющем разряде в протий- и дейтерийсодержащих газовых средах [25–27], а также при лазерной абляции металлов в водных средах [28–32].

Можно полагать, что при инициировании ядерных процессов в таких условиях при масс-спектрометрическом контроле изотопного состава исходных веществ и продуктов, образующихся после соответствующей обработки в низкотемпературной плазме, открываются возможности установления механизмов происходящих изменений в изотопическом и элементном (химическом) составе исходных компонентов.

Именно на основе таких общих ориентиров построена данная статья, в которой представлены результаты исследования эффектов воздействия низкотемпературной неравновесной плазмы тлеющего разряда в протий- и дейтерийсодержащих газовых средах на палладиевый и никелевый катоды соответственно, и использован масс-спектрометрический анализ состава катодов, исходных и прошедших плазменную обработку. Для анализа происходящих изменений в относительном содержании изотопов палладия и никеля как основных элементов исследуемых катодов и содержащихся в катодах фиксируемых примесных элементов, а также изменений в количественном содержании примесных элементов использовались ранее развитые одним из авторов представления о возможности образования в низкотемпературной плазме в окрестности катода, эмитирующего неравновесные электроны, метастабильных нейтральных ядер с локально нарушенной (« $\beta$ -ядра») нуклонной структурой [33–37]. Такие  $\beta$ -ядра могут образовываться (см. ниже разд. 2) при неупругом рассеянии высокоэнергетичных (по «химическим» масштабам) электронов с кинетическими энергиями  $E_e \sim 3\text{--}5$  эВ по каналу слабого взаимодействия на ядрах ионов и атомов элементов как исходной газовой среды, так и металлов, выбиваемых из приповерхностных областей катодов при плазменной обработке. Здесь необходимо подчеркнуть, что в рассматриваемых вариантах низкотемпературной неравновесной плазмы реализу-

ются энергии именно указанного масштаба у электронов в прикатодной области. Это крайне важно, поскольку энергия электронов при больших кинетических энергиях ( $E_e \sim 10$  эВ и более) будет преимущественно расходоваться на процессы ионизации атомов и ионов в образующейся неравновесной плазме. Следует указать также, что в работах [33–37] приведено достаточно много примеров, показывающих, как нейтроноподобные  $\beta$ -ядра могут выступать в качестве инициаторов разнообразных ядерных процессов, что и обуславливает высказанную выше надежду понимания феномена LENR на этой основе.

При этом особое внимание будет уделено анализу обнаруженного в проводимых экспериментах эффекта уменьшения исходного содержания примесных нерадиоактивных элементов в обоих исследуемых катодных материалах — палладии и никеле.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

**1.1. Экспериментальная установка и подготовка образцов.** Установка тлеющего разряда, в которой создавалась неравновесная протий-и/или дейтерийсодержащая низкотемпературная плазма, включала вакуумную камеру объемом  $2 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup> с корпусом-трубой из двойного кварцевого стекла с дистанционированием внешней и внутренней трубы, ограниченной охлаждаемыми проточной водой фланцами и электрододержателями из нержавеющей стали X18H10T, систему вакуумирования, систему подачи газа, систему охлаждения, а также нестандартный импульсный источник питания и осциллограф Tektronix TDS 3034C. Пода-

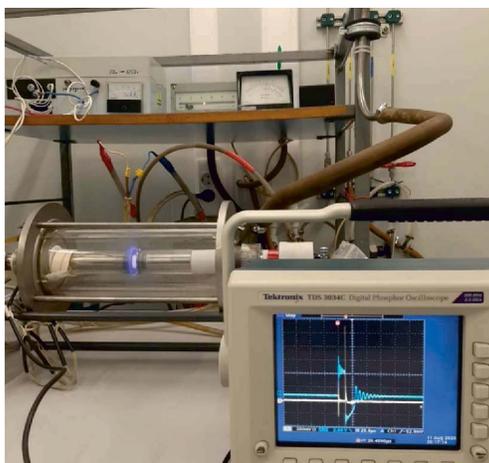


Рис. 1. Установка тлеющего разряда (образец — светлое пятно на левом электрододержателе;  $I_{\max} = 1,1$  А;  $U_{\max} = 5,3$  кВ)

ваемые величины тока  $I$  составляли от 10 до 300 мА, а напряжения  $U$  — от 10 до 50 В. Регистрируемые в процессе экспериментов осциллографом Tektronix величины импульсного тока и напряжения составляли  $I \approx 1-6$  А и  $U \approx 1-8$  кВ соответственно, а частота  $f$  регистрируемого тока изменялась от 50 кГц до 50 МГц. На рис. 1 и 2, а приведены

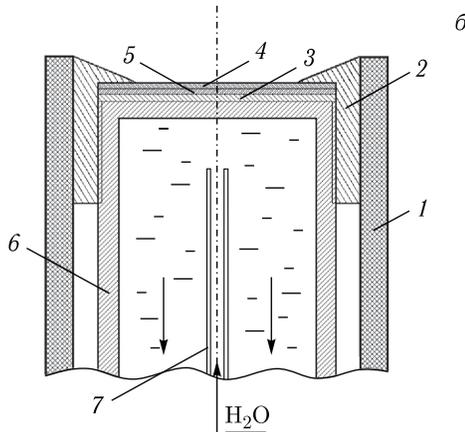
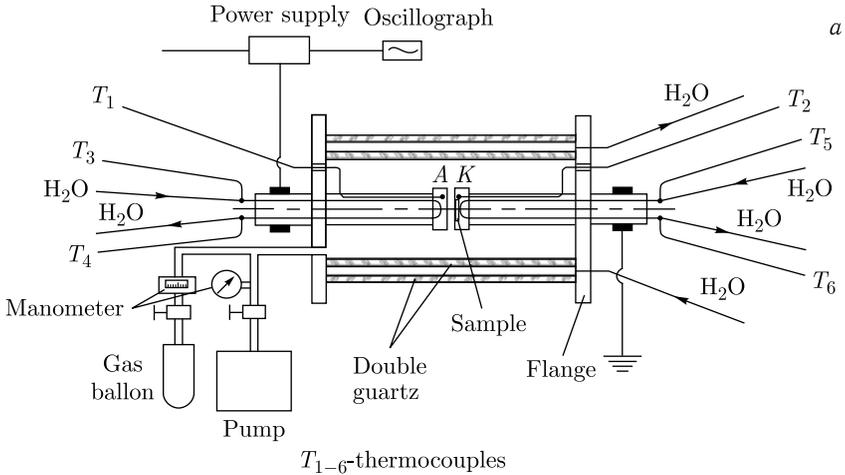


Рис. 2. а) Схема установки тлеющего разряда; б) схема размещения образца в камере тлеющего разряда: 1 — кварцевая трубка; 2 — фиксатор образца Мо (МЧВП); вариант I: 3 — W-подложка толщиной 100 мкм, 4 и 5 — Pd, вариант II: 3, 5 — Мо, 4 — Ni-фольга толщиной 100 мкм; 6 — охлаждаемый электрододержатель из стали марки X18N10T; 7 — трубка из стали X18N10T, подводящая охлаждающую воду

фотография и схема установки тлеющего разряда, на рис. 2, б — схема размещения образца в камере тлеющего разряда.

Концевые части анода и катода, соприкасающиеся с плазмой разряда, были выполнены из молибдена марки МЧВП. Время экспозиции образцов варьировалось от нескольких часов до десятков (от 7 до 40 ч). Исследуемые образцы из палладия и никеля толщиной около 100 мкм диаметром 20 мм размещались на поверхности катода и закреплялись прижимными фиксаторами из молибдена. Площадь облучения составляла около 1 см<sup>2</sup>. После вакуумирования разрядная камера заполнялась плазмообразующим газом до давления 5–10 Торр. В случае экспериментов с палладием в качестве плазмообразующего газа использовали дейтерий, а для экспериментов с никелем применяли протий.

На рис. 3 показан типичный «стабильный» импульсный разряд в среде дейтерия при  $I_{\max} = 1,3$  А (1),  $U_{\max} = 2,5$  кВ (2),  $f = 6,2$  МГц.

В зависимости от параметров разряда, плазмообразующего газа и облучаемого материала плазменный разряд не всегда является стабильным. На приведенных рис. 4 и 5 показаны области Pd–D-разряда с наибольшей

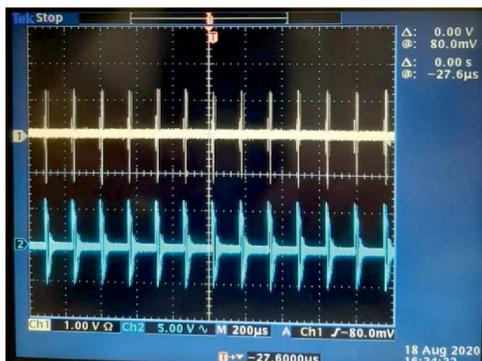


Рис. 3. Типичный «стабильный» импульсный разряд в среде дейтерия ( $I_{\max} = 1,3$  А (1);  $U_{\max} = 2,5$  кВ (2),  $f = 6,2$  МГц)

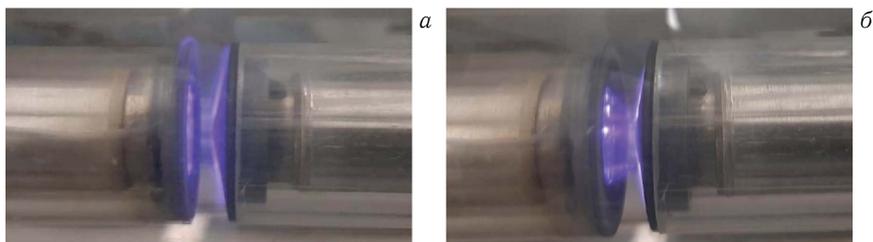


Рис. 4. Зона разрядного промежутка в среде дейтерия на образце палладия: а) «стабильный» разряд; б) «нестабильный» разряд; видны более интенсивно светящиеся пятна на образце палладия (слева), а также «лучи» с большей светимостью в разрядном промежутке и дискретными уплотнениями в нижнем плазменном «луче»

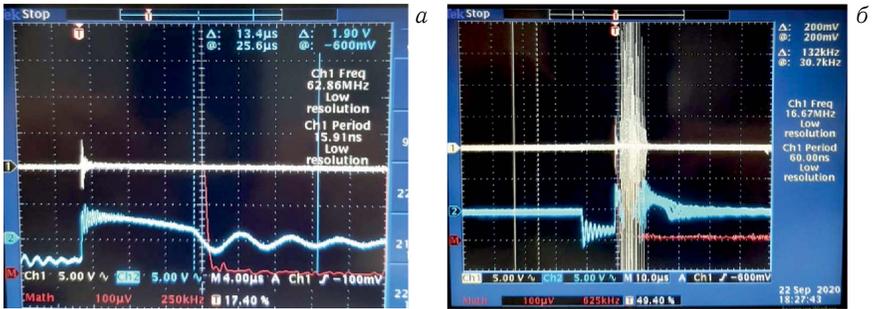


Рис. 5. Импульсные разряды в среде дейтерия с образцом палладия (Pd-D): а) слева — единичный импульс;  $I = 4$  А (1),  $U \approx 2,5$  кВ (2),  $f = 63$  МГц; б) справа — нестабильный разряд, состоящий из единичного разряда в левой части и совокупности импульсов с амплитудой тока в несколько раз выше;  $I > 20$  А (1),  $U \approx 2,5$  кВ (2);  $f = 17$  МГц

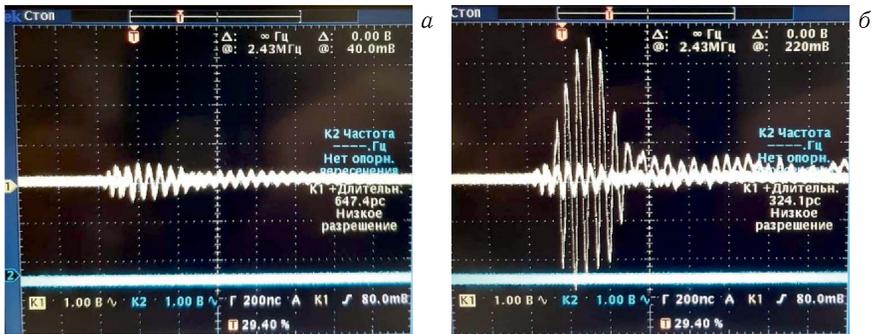


Рис. 6. Импульсный разряд в водороде на образце никеля (Ni-H): а) «стабильный разряд»;  $I \approx 0,5$  А,  $U \approx 0,5$  кВ,  $f = 2,5$  МГц; б) нестабильный разряд — образование (возникновение) дополнительных импульсов большей интенсивности;  $I = 0,5-3,5$  А,  $U \approx 0,5$  кВ,  $f = 1,25$  МГц

интенсивностью, видимые как более яркие пятна на облучаемом образце, и «лучи» с большей светимостью и даже с видимыми дискретными уплотнениями в нижнем плазменном «луче» — в разрядном промежутке.

Разряд в среде водорода с никелевым образцом несколько отличается большей стабильностью и параметрами разряда. Нестабильность в этом случае выглядит несколько иначе (рис. 6). Амплитуда тока в импульсе увеличивается в 7 раз (рис. 6, б).

**1.2. Масс-спектрометрический элементный и изотопный анализ образцов.** Для проведения масс-спектрометрического анализа состава приповерхностных слоев Pd- и Ni-катодов, исходных и прошедших плазменную обработку, использовался ICP масс-спектрометр для изотопного и элементного анализа ELAN DRC-e (Perkin Elmer, Канада)

с установкой лазерной абляции UP-213 (New Wave Research, США). Масс-спектрометрия с источником ионов в виде индуктивно связанной аргоновой плазмы (ICP-MS) признана наиболее универсальным методом анализа элементного и изотопного состава вещества и применяется в качестве быстрого, эффективного и высокочувствительного метода количественного одновременного определения многих элементов в широком диапазоне концентраций. При лазерном сканировании выбранного участка поверхности образца и абляции материала формируется плазма, содержащая аэрозольные частицы с компонентами распыляемого металла, которые захватываются потоком аргона и направляются в горелку ICP. Температура плазмы составляет 6000–8000 °С. Там происходит контролируемая ионизация такой «пробы», а далее свободные ионы пробы разделяются по соотношениям  $m_i/Z_i e$ , где  $Z_i$  — кратность ионизации иона и величина элементарного заряда соответственно, а  $m_i$  — масса иона  $i$ , и детектируются. При этом используется двухрежимный (счетный и аналоговый) детектор с автоматическим выбором режима работы с рабочим линейным диапазоном более 9 порядков. Фактически на выходе даются таблицы чисел импульсов в секунду, фиксируемых для каждого из определяемых (по задаваемой программе) «массовых чисел» — отношений  $m_i/Z_i$ . Возникающие в случаях  $Z_i \neq 1$  проблемы решаются в каждом случае отдельно. Диапазон анализируемых масс 5–260 а. е. м., разрешающая способность 0,3–0,7 а. е. м. (в диапазоне 5–260 а. е. м.), точность измерения изотопных отношений 0,08 %. Область сканирования 6 × 2 мм для Pd-образца и 3 × 1 мм для Ni-образца. Размер сфокусированного пятна на образце при абляции составлял ~ 80 мкм, плотность мощности в импульсе ~ 1–3 · 10<sup>9</sup> Вт/см<sup>2</sup>.

При взаимодействии сфокусированного мощного лазерного излучения с поверхностью происходит сильный мгновенный нагрев локального участка, что ведет к взрывообразному термическому испарению компонентов пробы. При таких режимах испарения могут проявляться эффекты дискриминации изотопов по массе на стадии пробоотбора, но практически они заметно проявляются для легких элементов, обычно с массами менее 30 а. е. м. Для выбираемого нами интервала массовых чисел ~ 100–220 для Pd-образца и в интервале ~ 50–70 для Ni-образца эффекты фракционирования в пробах по массам должны были быть малыми. Тем не менее для снижения возможного влияния эффекта фракционирования изотопов мы использовали до 15 последовательно получаемых при абляции проб с каждого выбранного участка. При этом измерялся фон (без абляции), который при анализе вычитался. Количество измеряемых импульсов, относящееся к массе, которая связывается с  $i$ -м изотопом элемента  $q$ , суммируется по всем 15 последовательным измерениям проб, и в дальнейшем анализируются именно эти суммарные величины  $N_{qi}$  как количественные характеристики общего числа данного изотопа каждого конкретного элемента, входящего в состав исследуемого образца. При этом фактически полагается, что истинное число каждого

изотопа в массе пробы  $N_{qi}^{\text{tot}} = A^{\text{tot}} N_{qi}$ , где  $A^{\text{tot}}$  — постоянная величина для задаваемых условий проведения анализа. Поскольку в условиях любого эксперимента трудно исключить неконтролируемые факторы, особенно если эксперимент проводится в разное время, величина  $A^{\text{tot}}$  может варьироваться.

Здесь следует иметь в виду, что количество фиксируемых импульсов в значительной мере определялось множественными дефектами структуры приповерхностных слоев образцов. Естественно, что для образцов, прошедших достаточно длительную (в течение 40 ч) обработку в плазме тлеющего разряда, дефектность структуры увеличивалась в большей степени из-за длительности воздействия плазменных потоков на образцы, проявляясь в изменениях морфологии поверхности образцов с формированием неоднородностей макро- и микрорельефа [38]. Очевидно, что именно с повышением дефектности структуры следует связывать большую склонность к разрушению металла, что проявляется в увеличении на порядок и более количества регистрируемых импульсов, соответствующих базовым элементам катодов при взятии проб образца после обработки в тлеющем разряде.

Поскольку при масс-спектрометрическом анализе идентификация изотопов связывается с соотношением  $m_i/Z_i e$ , проблемы идентификации массы  $m_i$  и установления случаев  $Z_i \neq 1$  решаются много проще, если речь идет об идентификации элемента, у которого есть несколько стабильных изотопов. В этих случаях, а мы анализируем именно такую ситуацию, следует ориентироваться на известные природные соотношения стабильных изотопов, которые незначительно, возможно на несколько процентов (обычно менее 3–5%), отличаются от природных. Это позволяет и отстраиваться от случаев, когда в плазме присутствуют изотопы с  $Z_i \neq 1$ . В наших экспериментах при одновременном анализе нескольких изотопов для каждого из исследуемых элементов таких вопросов не возникало. Поэтому у нас и проблем с идентификацией изотопов и установлением изменений долей изотопов после обработки в тлеющем разряде не возникало (а эти изменения могли быть существенными).

Следует отметить, что при анализе количественных значений масс изотопов элементов и их отношений практически учитывался вклад всех изотопов каждого элемента, хотя фиксируемое для нескольких масс число импульсов связано с частью импульсов, продуцируемых изотопами другого элемента. Конкретно в случае изотопов Pd речь идет о массах 102 и 104 (Ru), для изотопов Pb в Pd — о массе 204 (Hg), для изотопов Pt в Pd — о массах 196 и 198 (Hg). В случае изотопов Ni речь идет о массах 58 и 64, для изотопов Fe в Ni — о массах 54 (Cr) и 58 (Ni), для изотопов Zp в Ni — о массах 64 (Ni) и 70 (Ge). В таблицах все указанные массы помечены звездочками, и в каждом случае внизу таблицы или в тексте даны соответствующие пояснения. Во всех указанных случаях речь шла о поправках, которые принципиально не изменяли следующих из таблиц выводов.

Что касается точности измерений, то в таблицах мы приводим первичные результаты — числа импульсов, соответствующих изотопам каждого из фиксируемых элементов, полученные в одном из 3–4 проводимых (как правило, в разные дни) измерений. Во всех рассмотренных случаях на основе полученных величин  $N_{qi}$  определялись относительные доли каждого из изотопов  $i$ , относящихся к элементу  $q$ , нормированные на единицу, как для исходного образца, так и для образца после обработки в тлеющем разряде. Такая процедура позволяла контролируемым образом уменьшать до необходимого уровня статистические ошибки. Относительное среднеквадратичное отклонение  $\sigma_{qi} = \sqrt{N_{qi}}$  для величин  $N_{qi}$  и соответствующие ошибки для относительных долей каждого  $i$ -го изотопа элемента  $q$  по результатам одного измерения могли быть априорно рассчитаны исходя из получаемых значений скорости счета ионов и задаваемой длительности измерений одного массового значения. Статистическая обработка результатов 15 последовательных проб в рамках анализа одного образца позволяет получить апостериорную оценку среднеквадратичного отклонения по выборке из 15 измерений проб.

Как показывает анализ, статистические ошибки для значений фиксируемых изотопных отношений в этом случае малы: локальные различия в определяемом содержании изотопов каждого элемента в приповерхностных слоях исследуемых палладиевого и никелевого образцов не превышают 0,3% для базовых элементов Pd и Ni, а для примесных элементов варьируются от долей процента до 1–2% при длительности измерения в 1 с (табличные данные). В то же время разброс данных для фиксируемых элементов в разных участках исследуемых катодов на основе измерений, проводимых в разные дни, не превышал 0,5% для базовых элементов Pd и Ni, а для примесных элементов мог изменяться до 3%. Однако для нашей цели установления возможности инициирования в условиях тлеющего разряда ядерных процессов, приводящих к существенному (в разы) уменьшению содержания изотопов примесных элементов в исследуемых катодах, такие вариации в фиксируемом локальном содержании изотопов примесных элементов несущественны.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

**2.1. Определение изотопного и элементного состава образца палладия.** Для рассматриваемого в настоящей статье образца палладия полученные в одном из экспериментов данные о суммарных величинах  $N_{qi}$  для изотопов палладия и примесных элементов Pt и Pb, об исходных долях каждого изотопа в исследуемом образце, об изменении этих долей после воздействия на образец неравновесной плазмы тлеющего разряда, а также о распространенности анализируемых изотопов в природе представлены в табл. 1 (для изотопов базового элемента Pd), в табл. 2 и 3 (для примесных элементов Pb и Pt в исследуемом образце Pd).

Большее на порядок число импульсов, продуцируемых изотопами основного элемента Pd после обработки образца как катода в тлеющем разряде, на что уже обращалось внимание выше, можно рассматривать как следствие формирующейся при такой обработке высокой дефектности структуры образца, приводящей к возрастанию массы стандартно отбираемых для анализа проб (т.е. к соответствующему возрастанию количества регистрируемых ионов) при локальном разрушении образца методом лазерной абляции. Поскольку нас интересует прежде всего эффект уменьшения исходного содержания примесных нерадиоактивных элементов в исследуемых катодах после их обработки в плазме тлеющего разряда, указанное возрастание массы отбираемых проб с использованием метода лазерной абляции приводит к некоторой неопределенности показателя уменьшения содержания (в процентах от исходного количества) примесных элементов в образцах, фиксируемого как «оставшаяся доля изотопа». Эта величина рассчитывается как отношение чисел импульсов, соответствующих изотопам примесных элементов в образцах после обработки в плазме тлеющего разряда и исходных образцах. Очевидно, что вследствие возрастания массы отбираемых проб у образцов, прошедших обработку в плазме, реальная доля остающегося в образце примесного элемента будет еще меньше указываемой величины.

При представлении табл. 1 авторы не ставили задачи понять конкретные причины небольших изменений (на уровне процента) в содержании изотопов базового элемента (палладия) после обработки катода в течение 40 ч в тлеющем разряде. Само время обработки подбиралось таким образом, чтобы реализующиеся в камере тлеющего разряда потоки плазмы приводили к заметным (в разы!) изменениям содержания примесных элементов, а заодно и относительных долей их изотопов, фактически не влияя на содержание изотопов базового элемента, на порядки превышающее содержание примесей.

Представленные в табл. 1–3 результаты указывают на незначительные изменения изотопных соотношений в основном элементе Pd и несколько большие изотопные изменения в примесных элементах Pt и Pb под воздействием на образец неравновесной низкотемпературной плазмы. В то же время общее количество примесных элементов Pt и Pb в приповерхностной области исходного образца палладия существенно сокращается, что указывает на реализацию в приповерхностной области образца ядерных процессов, приводящих к разложению исходно радиоактивных изотопов Pt и Pb, т.е. к проявлению феномена искусственной радиоактивности. При этом фиксируемое уменьшение примесных изотопов свинца существенно более выражено (остаток составляет менее процента от исходного содержания), нежели тоже уверенно фиксируемое уменьшение практически в три раза исходного содержания примесных изотопов платины.

Таблица 1. Соотношение изотопов Pd после облучения в дейтериевой плазме

Параметр	Массовое число Pd					
	102*	104*	105	106	108	110
Природное содержание изотопа, %	1,02	11,14	22,33	27,33	26,46	11,72
В исходном образце: содержание, % количество импульсов	1,03 3858790	10,85 40747202	21,81 81920014	26,76 100524262	26,92 101103042	12,62 47380042
После дейтериевой плазмы: содержание, % количество импульсов	0,92 31593367	10,46 358917820	21,78 747400663	26,96 925107613	27,33 937807153	12,55 430371670
Кратность возрастания числа импульсов после D-плазмы*	8,2	8,8	9,1	9,2	9,3	9,1

\*Возможно, часть импульсов с массовыми числами 102 и 104 производится изотопами рутения  $^{102}\text{Ru}$  и  $^{104}\text{Ru}$ , но количество их не превышает  $10^{-3}$  от указанных чисел импульсов, как это следует из значений импульсов фиксируемых масс 99, 101 и других, соответствующих стабильным изотопам рутения.

**Таблица 2. Уменьшение количества Pb в Pd-катоде после облучения в плазме дейтерия**

Параметр	Массовое число Pb			
	204*	206	207	208
Природное содержание изотопа, %	1,4	24,1	22,1	52,4
В исходном образце: содержание, % количество импульсов	1,5 12803*	24,6 215876	19,7 172365	54,2 474724
После дейтериевой плазмы: содержание, % количество импульсов	6,3 фон**	23,7 1237	20,0 1044	50,1 2616
Оставшаяся доля изотопа, %	< 0,1	< 0,6	< 0,6	< 0,5

\*Здесь учтено количество импульсов (413), которые связываются с изотопом  $^{204}_{80}\text{Hg}$ . Оценка сделана по количеству импульсов, продуцируемых изотопом  $^{200}_{80}\text{Hg}$ , в предположении пропорциональности числа импульсов природному содержанию изотопов. Выбор для такой оценки другого стабильного изотопа ртути принципиально не изменяет общий результат.

\*\*Количество импульсов до 50 принимается за фоновые значения.

**Таблица 3. Уменьшение количества Pt в Pd-катоде после облучения в плазме дейтерия**

Параметр	Массовое число Pt				
	192	194	195	196*	198*
Природное содержание изотопа, %	0,78	32,97	33,84	25,24	7,16
В исходном образце: содержание, % количество импульсов	0,8 5700	32,7 245348	32,4 243489	26,2 197346	7,9 59343
После дейтериевой плазмы: содержание, % количество импульсов	0,8 1760	32,3 69909	34,3 74229	25,0 54282	7,6 16492
Оставшаяся доля изотопа, %	< 30,9	< 28,5	< 30,5	< 27,5	< 27,8

\*Возможно, часть импульсов продуцируется изотопами  $^{196}_{80}\text{Hg}$  и  $^{198}_{80}\text{Hg}$ , но число их не превышает  $10^{-2}$  части указанных чисел импульсов, как это следует из чисел фиксируемых масс 200, 201 и других, соответствующих стабильным изотопам ртути.

Эти результаты не могут быть поняты в рамках существующих представлений, восходящих к И. Кюри и Ф. Жолио (1934 г.), согласно которым разложение нерадиоактивных изотопов считалось возможным лишь при их бомбардировке различными частицами, в частности, альфа-

частицами и протонами достаточно высоких энергий, необходимых для преодоления соответствующих энергетических барьеров и создания при таких столкновениях радиоактивных ядер. Возможные ядерные процессы, обуславливающие такую искусственную радиоактивность в условиях наших экспериментов, будут рассмотрены ниже в разд. 4.

В частности, будет показано, что важным аспектом для понимания сущности процессов разложения исходно нерадиоактивных изотопов Pt и Pb является образование в Pd-катоде всех пяти изотопов W (см. табл. 4), которые условно определяют как стабильные из-за аномально больших значений периодов их полураспада,  $T_{1/2} \sim 10^{17} - 10^{19}$  лет. В исходных образцах Pd примеси вольфрама незначительны, практически на уровне фона. Поэтому в табл. 4 приведены числа импульсов, продуцируемых всеми изотопами вольфрама ( $^{180}_{74}\text{W}$ ,  $^{182}_{74}\text{W}$ ,  $^{183}_{74}\text{W}$ ,  $^{184}_{74}\text{W}$  и  $^{186}_{74}\text{W}$ ) после обработки образца как катода в тлеющем разряде, а также соответствующее процентное содержание этих изотопов. Для сопоставления приведены и так называемые природные соотношения для этих изотопов.

Появление изотопов вольфрама в Pd-катоде могло быть связано с использованием в установке тлеющего разряда вольфрамовой подложки, на которой размещался образец палладия на катоде, поскольку в условиях тлеющего разряда вольфрам из подложки мог диффундировать в Pd-катод. Данные по изотопическому составу вольфрама этой подложки также представлены в табл. 4 вместе с данными о наличии изотопов W и их изотопных соотношениях в приповерхностном слое Pd-катада, контактирующего с вольфрамовой подложкой, т. е. со стороны Pd-образца, которая не подвергалась прямому воздействию дейтериевой плазмы. Для получения сопоставительной информации о генезисе изотопов вольфрама в приповерхностных слоях Pd-катада со стороны воздействия на него плазменных потоков и с противоположной стороны спустя 4 мес. после описываемого эксперимента были получены данные о числах продуцируемых изотопами вольфрама импульсов и процентном содержании каждого изотопа на обеих указанных межфазных границах на облученной и необлученной сторонах Pd-катада.

Согласно приводимым в табл. 4 данным содержание изотопов W в приповерхностной области Pd-катада со стороны дейтерийсодержащей плазмы заметно превосходит содержание изотопов W в катоде со стороны вольфрамовой подложки. Это однозначно указывает на то, что образование изотопов вольфрама в приповерхностной области катада со стороны плазмы не связано с диффузионным переносом изотопов вольфрама от межфазной границы катод-подложка. Единственная причина появления изотопов вольфрама на облучаемой ионами приповерхностной области катада может быть связана с фиксируемым уменьшением содержания примесных изотопов Pt и Pb в приповерхностной области исходного образца палладия под воздействием дейтерийсодержащей плазмы. Более того, именно на реализацию ядерных реакций, приводящих к «разложению» изотопов Pt и Pb с образованием изотопов W,

Таблица 4. Соотношения изотопов  ${}_{74}^{180}\text{W}$  в Pd-катоде после обработки в дейтериевой плазме и в модельном образце вольфрама

Параметр	A					
	180	182	183	184	186	
Природное содержание изотопа, %	0,12	26,50	14,31	30,64	28,43	
В катоде после дейтериевой плазмы: содержание, % количество импульсов	0,1 704	25,1 143550	14,2 81442	33,6 192833	28,0 154688	
В катоде спустя 4 мес. после дейтериевой плазмы: содержание, % количество импульсов	0,1 272	25,7 58236	14,0 31673	30,8 69955	29,4 66808	
С обратной стороны катода спустя 4 мес. после дейтериевой плазмы: содержание, % количество импульсов	0,1 128	25,4 26955	13,7 14536	29,7 31640	31,1 33092	
В модельном образце W после дейтериевой плазмы: содержание, % количество импульсов	0,1 135028	25,5 30267204	14,2 16857920	30,8 36560000	29,4 34819016	

\*Изменение общего числа импульсов в экспериментах спустя 4 мес. после обработки, определяемое уменьшением фактора  $A^{\text{tot}}$  в  $\sim 2$  раза, в данном случае можно связать с относительно длительными неконтролируемыми релаксационными изменениями приповерхностной области образца после 40-ч обработки в плазме, в том числе вследствие окислительных процессов.

однозначно указывают достаточно большие различия в относительном содержании изотопов, прежде всего  $^{184}\text{W}$  и  $^{186}\text{W}$ , в Pd-катоде со стороны плазмы после 40-ч обработки катода и в модельном образце, составляющие около 3 и 2,5% соответственно. Спустя 4 мес. после проведения экспериментов эти различия уменьшаются и непосредственно в приповерхностных слоях катода составляют около 0,3 и 1,5%.

**2.2. Определение изотопного и элементного состава образца никеля.** Экспериментальные данные о суммарных величинах импульсов для изотопов образца никеля и содержащихся в образце примесных изотопах Fe, Zn и Cu, об исходном процентном содержании каждого изотопа в исследуемом образце никеля, об изменении процентного содержания каждого изотопа после воздействия на образец неравновесной противий-содержащей плазмы тлеющего разряда, а также о распространенности анализируемых изотопов в природе представлены в табл. 5 (для изотопов базового элемента Ni) и в табл. 6–8 (для примесных элементов Fe, Zn и Cu в исследуемом образце Ni соответственно).

Представление табл. 5–7 требует пояснений, поскольку рассматриваемые в них элементы (помечены звездочками) имеют некоторые изотопы с одинаковыми массовыми числами других элементов, так что общее число импульсов, соответствующих каждой такой массе, следует разложить на части, относимые к определенному элементу. Для этого прежде всего будем полагать, что доля изотопов, природное содержание которых в рассматриваемых элементах мало (порядка 1% и менее), не изменяется после обработки в плазме. Естественно полагать, что возможные изменения в содержании таких изотопов после обработки в плазме сильно не повлияют на основные оценки проводимого анализа — обоснование процессов инициированного распада исходно нерадиоактивных изотопов после обработки в водородсодержащей плазме тлеющего разряда. Здесь

Таблица 5. Соотношение изотопов Ni после облучения в водородной плазме

Параметр	Массовое число Ni				
	58*	60	61	62	64*
Природное содержание изотопа, %	68,08	26,22	1,14	3,63	0,93*
В исходном образце: содержание, % количество импульсов	63,1 445460	29,4 207505	1,1 7470	5,5 38670	0,9 6563
После противийевой плазмы: содержание, % количество импульсов	66,0 24555988	27,6 10275778	1,3 483529	4,2 1565551	0,9 346212
Кратность возрастания количества импульсов после H-плазмы	55,1	49,5	64,7	42,5	52,8

**Таблица 6. Уменьшение содержания изотопов Fe в Ni после облучения в водородной плазме**

Параметр	Массовое число Fe			
	54*	56	57	58*
Природное содержание изотопа, %	5,85	91,70	2,12	0,28
В исходном образце: содержание, % количество импульсов	6,4 320951 (315234)	91,1 4472848	2,2 109286	0,3 13751
После противеиной плазмы: содержание, % количество импульсов	18,7 120542 (119614)	79,4 508803	1,6 10174	0,3 1793
Количество оставшегося изотопа, %	< 37,6	< 11,4	< 9,3	< 13,0

**Таблица 7. Уменьшение содержания изотопов Zn в Ni после облучения в водородной плазме**

Параметр	Массовое число Zn				
	64*	66	67	68	70*
Природное содержание изотопа, %	48,63	27,90	4,10	18,75	0,62
В исходном образце: содержание, % количество импульсов	47,0 8014649	28,4 4840528	4,3 741032	19,6 3347821	0,7 120765
После противеиной плазмы: содержание, % количество импульсов	98,8 437493	0,3 1404	0,1 578	0,8 3494	0,0 90
Количество оставшегося изотопа, %	< 5,5	< 0,03	< 0,08	< 0,1	< 0,07

имеются в виду изотопы  $^{64}\text{Ni}$  и  $^{58}\text{Fe}$ , относительные доли которых среди других изотопов никеля и железа составляют 0,93 и 0,3% соответственно. Выделение относительно небольшого числа импульсов, связанных с присутствием в образце  $^{58}\text{Fe}$ , равно как и импульсов, продуцируемых изотопом  $^{64}\text{Ni}$ , необходимо не только для определения чисел импульсов, связанных с наличием в образце изотопа  $^{58}\text{Ni}$ , но и уточнения числа импульсов, связанных с наличием в образце изотопа  $^{64}\text{Zn}$ . Но для корректировки всех чисел импульсов, продуцируемых изотопами никеля, железа и цинка, необходимо уточнить число импульсов, которые связываются с изотопом  $^{54}\text{Fe}$ , поскольку 54-я масса связывается также с наличием в образце стабильного изотопа  $^{54}\text{Cr}$ . Оценку числа импульсов

**Таблица 8. Уменьшение количества изотопов Cu в Ni после обработки в водородной плазме**

Параметр	$^{63}\text{Cu}$	$^{65}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}/^{65}\text{Cu}$
Природное содержание изотопов, %	69,17	30,83	2,24
В исходном образце: содержание, % количество импульсов	65,8 230282834	34,2 119923026	1,92
После противековой плазмы: содержание, % количество импульсов	68,4 255329	31,6 118189	2,16
Количество оставшегося изотопа, %	< 0,1	< 0,1	

для последнего изотопа можно получить на основе известных чисел сигналов, связанных со стабильными изотопами хрома, в частности  $^{52}\text{Cr}$ , природная доля которого составляет 83,79%, тем более, что природная доля изотопа  $^{54}\text{Cr}$  среди других стабильных изотопов хрома относительно невелика (2,36%). Пересчет импульсов, характеризующих 52-е массовое число, показывает, что доля импульсов, соответствующих изотопу  $^{54}\text{Cr}$ , составляет менее 2% от чисел импульсов, характеризующих массовое число для изотопа  $^{54}\text{Fe}$  в табл. 6. С учетом этих небольших поправок (они выделены в скобках в столбце  $^{54}\text{Fe}$  в табл. 6) определяется сумма импульсов, соответствующих изотопам  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{57}\text{Fe}$ , которая составляет, как указывалось выше, 99,7% от общего числа импульсов для этого элемента. Отсюда и определяется число импульсов, соответствующих  $^{58}\text{Fe}$ . Аналогично, учитывая число импульсов, продуцируемых изотопами Ni, помимо  $^{64}\text{Ni}$ , и изотопами Zn, помимо  $^{70}\text{Zn}$ , природные содержания которых составляют 0,9 и 0,6%, вводятся числа импульсов, соответствующих  $^{64}\text{Ni}$  и  $^{70}\text{Zn}$ .

При анализе числа импульсов, связанных с изотопами примесных элементов в пробах, получаемых при лазерной абляции, необходимо иметь в виду, что изотопы примесных атомов в базовых металлических матрицах (Pd и Ni в нашем случае) связаны с матрицами не столь сильными связями, как когезионные связи между базовыми атомами. Поэтому можно ожидать, что удельное число импульсов, отнесенное к единице массы, выносимой из образца при отборе «пробы», будет значительно меньше при анализе изотопов базовых образцов.

Представленные в табл. 5–8 результаты однозначно указывают на феномен изменения изотопных соотношений как в основном элементе Ni, так и в примесных элементах под воздействием на образец неравновесной низкотемпературной плазмы. Более того, общее количество указанных примесных элементов в приповерхностной области исходного образца никеля существенно, а некоторых изотопов — практически полностью сокращается, что указывает на реализацию в этом объеме никеля ядер-

ных процессов, инициирующих разложение всех приводимых, исходно нерадиоактивных изотопов Fe, Zn и Cu, т. е. искусственной радиоактивности. Поэтому возникает естественный вопрос, каким образом может инициироваться образование радиоактивных изотопов из стабильных изотопов железа, меди и цинка в условиях низкотемпературной водородсодержащей плазмы. Эту возможность обсудим ниже.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

**3.1. Ненуклонные возбуждения атомных ядер в условиях низкотемпературной плазмы. Феноменология.** При обсуждении возможных причин происходящих изменений в относительном содержании всех фиксируемых изотопов при воздействии на палладиевый и никелевый катоды низкотемпературной дейтерий- и протийсодержащей плазмы тлеющего разряда будут использованы, как указывалось во введении, ранее развитые представления [33–37] о возможности образования в низкотемпературной плазме метастабильных ядер (« $\beta$ -ядер») с локально нарушенной нуклонной структурой. Обычно при рассмотрении механизмов 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. Однако в условиях неравновесной низкотемпературной плазмы при наличии в плазме электронов с достаточно большой (по химическим масштабам) кинетической энергией  $E_e \sim 3\text{--}5$  эВ ситуация может быть иной.

Известно, что при  $K$ -захвате, когда электрон внутренних оболочек атома взаимодействует с поверхностью ядра и образуется новое, дочернее ядро, изменения нуклонной структуры ядерной материи не происходит. На начальной, необратимой стадии этого процесса электрон при взаимодействии с поверхностью ядра испускает нейтрино  $\nu$ . Образующийся при этом виртуальный векторный  $W^-$ -бозон, внедрившийся в ядерную материя, 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 при наличии в плазме атомов, для ядер которых  $K$ -захват запрещен (именно такие случаи рассматриваются в дальнейшем), а процесс ионизации электронных оболочек атомов электронами с кинетической энергией  $E_e \sim 3\text{--}5$  эВ еще не реализуется, рассеяние таких электронов (их волна де Бройля  $\lambda \approx 0,6$  нм) на атомах и ионах инициирует колебательную динамику электронных подсистем атомов и ионов, а следовательно, и возрастание вероятности взаимодействия электронов внутренних оболочек атомов и ионов с соответствующими ядрами.

На первом, необратимом этапе такого ядерно-химического взаимодействия испускается нейтрино  $\nu$  и происходит внедрение векторного

$W^-$ -бозона в ядерную материю исходного ядра  ${}^A_Z N$  согласно

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

Нижний индекс при записи электрона в левой части (1) указывает (high energy) на активируемый характер этой стадии процесса, а нижний индекс в обозначении ядра в правой части соотношения (1) указывает на образование в таком процессе ядер  ${}^A_{Z-1} M_{\text{isu}}$  в метастабильном состоянии «внутренней встряски» (inner shake-up или isu-состояние) ядерной материи с локально нарушенной нуклонной структурой. Действительно, векторный  $W^-$ -бозон при взаимодействии с  $u$ -кварком одного из протонов ядра  ${}^A_Z N$  может лишь продуцировать образование виртуального  $d$ -кварка, но возникшая на основе протона тройка кварков — два  $d$ -кварка и  $u$ -кварк — не может образовать нейтрон из-за дефицита общей массы такого ядра для  $K$ -захвата. Иницируемая при этом в образовавшемся ядре с нарушенной нуклонной структурой последующая цепочка виртуальных превращений кварков с участием векторных  $W$ -бозонов должна прерваться при необратимом распаде виртуального  $W^-$ -бозона с образованием исходного ядра, электрона и антинейтрино  $\tilde{\nu}$ :

$${}^A_{Z-1} M_{\text{isu}} \rightarrow {}^A_Z N + e^- + \tilde{\nu}, \quad (2)$$

так что суммарный процесс с соответствующими стадиями (1) и (2) представляется в виде неупругого рассеяния электрона на исходном ядре по каналу слабого ядерного взаимодействия:

$${}^A_Z N + e^-_{\text{he}} \rightarrow {}^A_Z N + e^- + \nu + \tilde{\nu}. \quad (3)$$

Ядра с состоянием ядерной материи в метастабильном isu-состоянии «внутренней встряски» будем определять как  $\beta$ -ядра. Пороговая энергия такого процесса с рождением пары  $\nu\tilde{\nu}$ , определяемая массами покоя нейтрино–антинейтрино, составляет около 0,3 эВ [39].

Образование в ядре трех 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. Время жизни образующихся  $\beta$ -ядер в метастабильном isu-состоянии, как следует из специально поставленного эксперимента [31] по синтезу трития при лазерной абляции металлов в тяжелой воде и экспериментальных результатов по иницируемому распаду  ${}^{238}\text{U}$  [35, 36], может быть достаточно значительным, от десятков минут до нескольких лет, и ядра в таком состоянии могут непосредствен-

но участвовать в разнообразных ядерных процессах [33, 34], в том числе в процессах нуклеосинтеза в звездах [37, 40].

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  $\gamma$ -квантов, то в  $\beta$ -ядрах с частичным «ненуклонным» состоянием ядерной материи такая релаксация практически исключена и механизм релаксации образующихся продуктов неизбежно связан с потерей энергии путем испускания нейтрино-антинейтринных пар, или URCA-процесса [41]. Именно по этой причине соответствующие ядерные процессы оказываются безопасными.

Следует обратить 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  $\gamma$ -излучений в частности) не могут повлиять на скорость радиоактивного распада, 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.

Применительно к проблемам инициирования искусственной радиоактивности, рассматриваемым в данной работе, нас будут интересовать простейшие из  $\beta$ -ядер, каковыми являются  $\beta$ -нейтрон  ${}^1n_{isu}$  и  $\beta$ -динейтрон  ${}^2n_{isu}$ . Эти ядра образуются при взаимодействии высокоэнергетичных электронов с протонами  ${}^1\text{H}$  или дейтронами  ${}^2\text{H}$  в условиях протий- или дейтерийсодержащей плазмы тлеющего разряда соответственно согласно

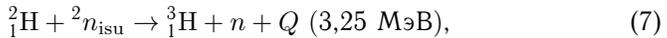


Если периоды полураспада  $T_{1/2}$  таких  $\beta$ -ядер достаточно длительные, то нейтральные ядра  ${}^1n_{isu}$  и  ${}^2n_{isu}$ , формально характеризующиеся, соответственно, барионными числами, равными единице и двум, нулевыми лептонными зарядами и массами покоя, равными массам атома водорода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

Основанием для такого заключения служат результаты ряда работ по «холодному синтезу» некоторых элементов, в частности, золота при лазерной абляции  $^{196}\text{Hg}$  в тяжелой воде [29] и трития при лазерной абляции ряда металлов в тяжелой воде [31]. При синтезе трития его активность в тяжелой воде превышала фоновую активность исходной системы на три порядка при подаче катодного смещения на используемые металлы. Такие результаты можно было понять, полагая, что период  $T_{1/2}$  полураспада  $\beta$ -динейтрона



с образованием дейтрона  ${}^2_1\text{H}$ , электрона и антинейтрино оказывается достаточно длительным, не менее десятков минут. Полагалось, что собственно процесс образования трития  ${}^3_1\text{H}$  происходил при взаимодействии дейтрона  ${}^2_1\text{H}$  с ядром  ${}^2n_{\text{isu}}$ :

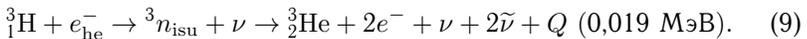


где  $n$  — нейтрон.

В работе [31] постулировалась также возможность образования при взаимодействии электронов с ядрами трития  ${}^3_1\text{H}$  гипотетического  $\beta$ -тринейтрона  ${}^3n_{\text{isu}}$ :



Масса покоя вводимого нейтрального ядра  ${}^3n_{\text{isu}}$  полагалась равной массе покоя атома трития. Именно через образование ядра  ${}^3n_{\text{isu}}$  может идти обнаруженный в работе [31] наряду с процессом синтеза ядер трития процесс инициированного распада ядер трития в условиях лазерной абляции металлов в водных средах. Соответствующий брутто-процесс может быть представлен в виде



Следует заметить, что период  $T_{1/2}$  полураспада ядра  ${}^3n_{\text{isu}}$  оказывается (согласно [31]) того же порядка, что и период полураспада ядра  ${}^2n_{\text{isu}}$ , что на много порядков меньше, нежели период полураспада ядра трития ( $T_{1/2} = 12,3$  года).

Пока же можно утверждать, что именно введение представлений о достаточно долгоживущих нейтральных  $\beta$ -ядрах  ${}^1n_{\text{isu}}$  и  ${}^2n_{\text{isu}}$ , формирующихся в протий- и дейтерийсодержащей плазме тлеющего разряда и способных достаточно эффективно проникать в приповерхностные дефектные слои палладиевого и никелевого катодов, позволило понять, какого типа ядерные процессы могли обусловить фиксируемое в проведенных экспериментах существенное уменьшение содержания примесных радиоактивных элементов. 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 ока-

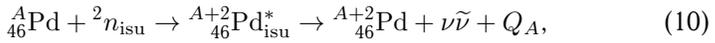
зывается достаточным лишь фактор энергии (без согласования по спину и четности сталкивающихся и конечных ядер). При ядерных процессах с участием частиц  $^1n_{\text{isu}}$  и  $^2n_{\text{isu}}$ , когда происходит слияние ядерной материи исходного стабильного ядра с ядерной материей указанных нейтральных легких ядер в isu-состоянии, помимо общей энергии возбуждения «составного ядра», которая в рассматриваемых случаях составляет около 10 МэВ относительно основного состояния указанных ядер, ядерная материя таких ядер частично может оказаться в разбалансированном isu-состоянии с потерей устойчивости ядра.

«Составное ядро» в этом случае фактически оказывается радиоактивным, ему предстоит неизбежное превращение. Полагается, что происходящая при распаде составного ядра перестройка ядерной структуры реализуется по каналу слабых ядерных взаимодействий с релаксационной динамикой URCA-процессов при испускании  $\nu\bar{\nu}$ -пар, что обуславливает полное отсутствие опасных излучений. Каких-то априорных конкретных оценок для вероятностей распада таких составных ядер, в том числе процессов с одновременным испусканием альфа-частиц и электронов, сделать нельзя, поскольку такого типа процессы распада возбужденных ядер с нарушенной нуклонной структурой ранее не рассматривались в ядерной физике. Поэтому основаниями для представления возможных механизмов происходящих процессов служила лишь прямая масс-спектрометрическая информация об изменениях в элементном и изотопическом составе основных примесей в Pd- и Ni-катадах и появление в случае Pd-катада в качестве примеси изотопов вольфрама, а также отсутствие ионизирующих излучений. Характерное время такого превращения должно определяться многими факторами, как чисто энергетическими, так и возможными структурными, при допустимых перестройках в ядерной материи «составного ядра». При анализе динамики радиоактивного распада ядра востребованным может оказаться активационный механизм Крамерса в его дискретном варианте («блуждание» по энергетическим уровням с достижением определенной границы) [42, 43], обычно используемый в физико-химической кинетике. Здесь имеется в виду динамика накопления энергии ядром в неустойчивом isu-состоянии на «последней» связи, разрыв которой означает распад ядра по определенному каналу. Возможные механизмы ядерно-химических реакций, определяющих фиксируемые в данном исследовании процессы разложения примесных элементов в палладиевом и никелевом электродах в условиях тлеющего разряда, обсуждаются в следующем разделе.

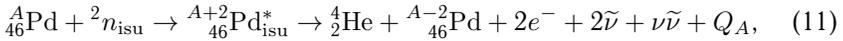
## **3.2. Возможные механизмы ядерно-химических реакций с участием примесных элементов в палладиевом и никелевом катодах.**

*3.2.1. Палладиевый катод, содержащий примесные элементы Pb и Pt, при тлеющем разряде в дейтерийсодержащей газовой среде.* Будем полагать в соответствии с изложенным в предыдущем разделе, что при взаимодействии нейтральных ядер  $^2n_{\text{isu}}$  с ядрами рассматриваемых

элементов в процессе слияния ядерной материи этих ядер формируются составные ядра в возбужденном состоянии (помечается звездочкой в верхнем правом углу обозначения этого ядра) и общая энергия возникшего ядра перераспределяется по его объему посредством  $Z^0$  векторных бозонов, инициируя образование нуклонной структуры дочерних ядер и испускание части энергии в виде  $\nu\tilde{\nu}$ -пар в соответствии с законами сохранения энергии и импульса. Естественно, что в условиях воздействия плазменных потоков на палладиевый электрод основные взаимодействия ядер  ${}^2n_{\text{isu}}$  происходят с изотопами палладия. Это процессы взаимных превращений стабильных изотопов:

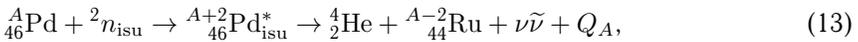
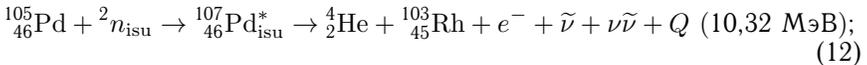


где  $A = 102, 104, 106$  и  $108$ , а величины энерговыделения при образовании изотопов с массовыми числами  $A = 104, 106, 108$  и  $110$  равны соответственно  $Q_A = 14,60, 13,65, 12,75$  и  $11,96$  МэВ, а также:



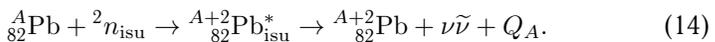
где  $A = 104, 106, 108$  и  $110$ , а величины энерговыделения при образовании изотопов с массовыми числами  $A = 102, 104, 106$  и  $108$  равны соответственно  $Q_A = 9,25, 10,20, 10,99$  и  $11,75$  МэВ.

При взаимодействии нейтральных ядер  ${}^2n_{\text{isu}}$  с изотопами палладия могут рождаться и новые элементы. Приведем примеры таких возможных реакций:

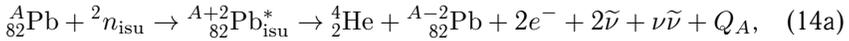


где  $A = 102, 104$  и  $106$ , а величины энерговыделения для указанных  $A$  при образовании изотопов  ${}^{102,104,106}\text{Ru}$  равны соответственно  $Q_A = 12,00, 10,42$  и  $8,9$  МэВ. Относительно процессов с образованием рутения трудно сделать однозначные заключения о проявлении таких процессов при анализе полученных масс-спектров, поскольку с массами указанных изотопов рутения, соответственно, с массами  $100, 102$  и  $104$ , можно связывать изотопы других элементов ( ${}^{100}\text{Mo}$ ,  ${}^{102,104}\text{Pd}$ ). В то же время с массой  $103$ , с которой при проводимом масс-спектральном анализе связывался  $7621$  импульс в пробах исходного образца, а после обработки образца палладия в условиях тлеющего разряда —  $28\,136$  импульсов, можно связывать только родий.

Рассмотрим далее возможные процессы для ядер  ${}^2n_{\text{isu}}$  с изотопами рассматриваемых нами примесных элементов — свинца и платины. В случае свинца реакции образования его более тяжелых изотопов представляются в виде

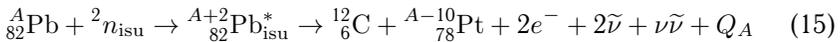


Здесь  $A = 204$  и  $206$ , а величины энерговыделения  $Q_A$  при образовании изотопов с массовыми числами  $A = 206$  и  $208$  равны соответственно  $Q_A = 11,81$  и  $11,10$  МэВ. Одновременно могут проходить и реакции образования более легких изотопов:

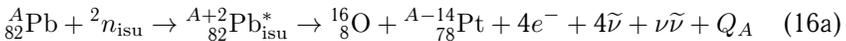
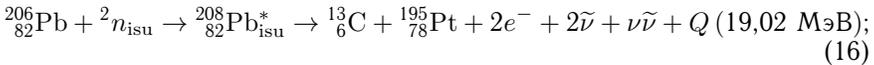


где  $A = 206$  и  $208$ , а величины энерговыделения при образовании изотопов с массовыми числами  $A = 204$  и  $206$  равны соответственно  $Q_A = 12,03$  и  $12,75$  МэВ.

Приведем примеры процессов, в результате которых падает содержание изотопов свинца в палладиевом катоде в условиях воздействия потоков дейтерийсодержащей плазмы тлеющего разряда. Если ориентироваться на величины энерговыделения в ядерных процессах, инициированных взаимодействием ядер  ${}^2n_{\text{isu}}$  с изотопами свинца, то основным дочерним продуктом в таких процессах оказываются изотопы платины, которая наряду с изотопами свинца как примесь фиксируется в исходных образцах палладия:

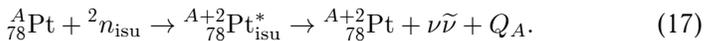


(здесь для  $A = 204, 206$  и  $208$  величины энерговыделения  $Q_A$  при образовании изотопов Pt с массовыми числами  $194, 196$  и  $198$  равны  $Q_A = 22,79, 21,00$  и  $21,29$  МэВ);

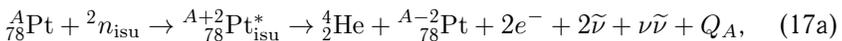


(здесь для  $A = 204$  и  $206$  величины энерговыделения  $Q_A$  при образовании изотопов Pt с массовыми числами  $190$  и  $192$  равны  $Q_A = 30,07$  и  $30,37$  МэВ).

В случае платины реакции образования ее более тяжелых изотопов представляются в виде



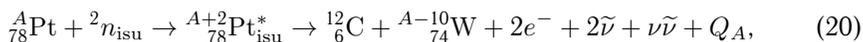
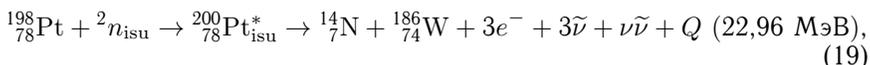
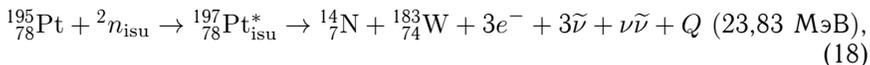
Здесь  $A = 190, 192, 194$  и  $196$ , а величины энерговыделения  $Q_A$  при образовании изотопов с массовыми числами  $A = 192, 194, 196$  и  $198$  равны соответственно  $Q_A = 12,11, 11,62, 11,02$  и  $10,40$  МэВ. Одновременно могут проходить и реакции образования более легких изотопов:



где  $A = 192, 194, 196$  и  $198$ , а величины энерговыделения при образовании изотопов с массовыми числами  $A = 190, 192, 194$  и  $196$  равны соответственно  $Q_A = 11,74, 12,23, 12,83$  и  $13,45$  МэВ.

Можно полагать, ориентируясь на величины энерговыделения в ядерных реакциях ядер  ${}^2n_{\text{isu}}$  с примесными изотопами платины, что основны-

ми процессами, определяющими убыль изотопов платины при обработке палладиевых образцов в плазме тлеющего разряда, являются ядерные реакции с образованием изотопов вольфрама:



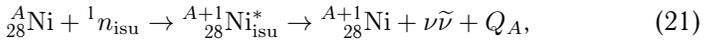
где  $A = 190, 192, 194$  и  $196$ , а величины энерговыделения для указанных  $A$  при образовании изотопов  ${}^{180,182,184,186}\text{W}$  равны соответственно  $25,45, 25,09, 24,06$  и  $22,98$  МэВ.

Приводимые в разд. 2.1 и табл. 4 данные об образовании в Pd-катоде после его обработки в дейтерийсодержащей плазме изотопов вольфрама формально вполне соответствуют сделанному предположению. При этом, правда, возникает вопрос. Изотопы  ${}^{184}\text{W}$  и  ${}^{186}\text{W}$ , относительные доли которых составляют  $33,64$  и  $26,66\%$  образуются в соответствии с (20) и (19) в ядерных процессах с участием изотопов  ${}^{196}\text{Pt}$  и  ${}^{198}\text{Pt}$ , относительные доли которых среди изотопов платины составляют  $26,7$  и  $7,90\%$ . Вопрос состоит в том, по какой причине фактически не проявляется указанное 3-кратное различие в долях изотопов платины, так что в конечном продукте доли изотопов  ${}^{184}\text{W}$  и  ${}^{186}\text{W}$  оказываются близкими. Более того, как следует из (19) и (20), вероятность реакции с образованием изотопа  ${}^{186}\text{W}$  должна быть еще меньше вероятности процесса образования изотопа  ${}^{184}\text{W}$  из-за меньшей величины фазового объема в случае реакции с продуцированием трех электронов и антинейтрино, нежели реакции с образованием двух электронов и антинейтрино.

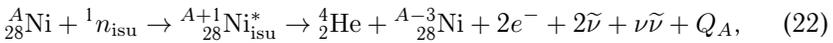
Как полагают авторы, для ответа на этот вопрос необходимо рассматривать проблему в самом общем виде, а именно учитывать образование изотопов платины в процессах (15) при воздействии потоков дейтерийсодержащей плазмы на примесные ядра свинца, в первую очередь изотопы  ${}^{206}\text{Pb}$  ( $215876$ ) и  ${}^{208}\text{Pb}$  ( $474724$ ), поскольку именно с этими изотопами связано образование изотопов  ${}^{196}\text{Pt}$  ( $197346$ ) и  ${}^{198}\text{Pt}$  ( $59343$ ), а затем последующее образование изотопов  ${}^{184}\text{W}$  ( $192833$ ) и  ${}^{186}\text{W}$  ( $154688$ ), в соответствии с указанными процессами (20) и (19). Приводимые в скобках при обозначении каждого из изотопов числа импульсов, взятые из табл. 2–4, как указывалось выше, рассматриваются в качестве количественной характеристики общего числа данного изотопа каждого конкретного элемента, входящего в состав исследуемого Pd-катода. Именно сопоставительный анализ приводимых количественных характеристик позволяет заключить, что для образования указанных изотопов вольфрама, в частности  ${}^{184}\text{W}$  и  ${}^{186}\text{W}$ , в соотношениях, выявляемых при проводимом анализе, требуется «подпитка» Pd-катода изотопами  ${}^{196}\text{Pt}$  и  ${}^{198}\text{Pt}$ , т. е. участие в процессах изотопов  ${}^{206}\text{Pb}$  и  ${}^{208}\text{Pb}$ .

Более того, при рассматриваемых инициированных распадах наиболее тяжелых изотопов свинца, как следует из процессов (14а), (15), (16) и (16а), происходит «подпитка» Pd-катода более легкими изотопами платины —  $^{190}\text{Pt}$ ,  $^{192}\text{Pt}$ ,  $^{194}\text{Pt}$  и  $^{195}\text{Pt}$ , а общий динамизм рассматриваемых процессов поддерживается взаимными превращениями изотопов свинца и платины, в соответствии с реакциями (14) и (14а), а также (17) и (17а). Поэтому важным фактором, определяющим установление в Pd-катоде после обработки не только относительно высокой доли изотопа  $^{186}\text{W}$ , но реализующихся относительных долей остальных изотопов вольфрама, является высокая доля (54,18 %) изотопа  $^{208}\text{Pb}$  относительно других изотопов свинца.

*3.2.2 Никелевый катод, содержащий примесные элементы Cu, Zn и Fe, при тлеющем разряде в протийсодержащей газовой среде.* В условиях воздействий потоков протийсодержащей низкотемпературной плазмы тлеющего разряда на никелевый катод нейтральные ядра  $^1n_{\text{isu}}$ , образующиеся в реакции (4), оказываются основным фактором, инициирующим ядерно-химические процессы в катоде. Прежде всего это процессы некоторых взаимных превращений стабильных изотопов:



где  $A = 60$  и  $61$ , а величины энерговыделения при образовании изотопов никеля с массовыми числами  $A = 61$  и  $62$  равны  $Q_A = 7,04$  и  $9,81$  МэВ соответственно;

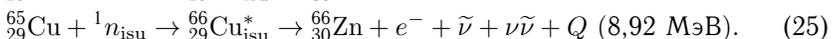
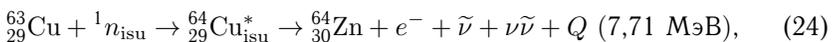


где  $A = 61$  и  $64$ , а величины энерговыделения при образовании изотопов никеля с массовыми числами  $A = 58$  и  $61$  равны  $Q_A = 0,87$  и  $2,42$  МэВ соответственно, а также процессы получения стабильных изотопов других элементов из изотопов никеля:



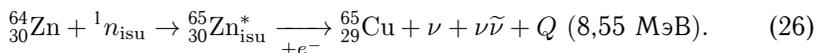
где  $A = 62$  и  $64$ , а величины энерговыделения при образовании изотопов меди с массовыми числами  $A = 63$  и  $65$  равны  $Q_A = 6,12$  и  $2,95$  МэВ соответственно.

Рассмотрим теперь процессы, определяющие убыль содержания изотопов примесных нерадиоактивных элементов — меди, цинка и железа — в никелевых катодах при 40-ч обработке в протийсодержащей плазме тлеющего разряда в условиях воздействия на никелевые образцы нейтральных ядер  $^1n_{\text{isu}}$ . По-видимому, основные процессы, приводящие к уменьшению содержания меди в образцах никеля, можно представить следующим образом:

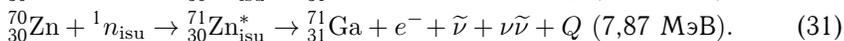
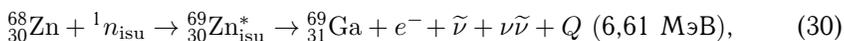
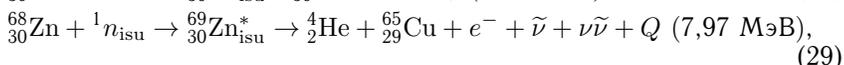
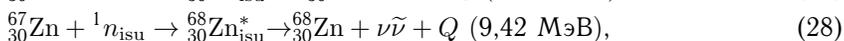
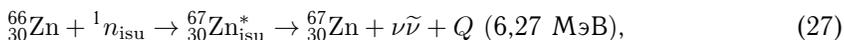


Можно полагать, что более высокий уровень понижения содержания  $^{65}\text{Cu}$  в никелевом катоде при воздействии потоков плазмы, как это следует из соотношения  $^{63}\text{Cu}/^{65}\text{Cu}$  (табл. 8), определяется большим энерговыделением в процессе (25) по сравнению с процессом (24). Приводящиеся ниже реакции с участием изотопов цинка, в которых образуется гелий и продуцируются оба изотопа меди, должны иметь меньшую вероятность вследствие меньших энерговыделений и фазовых объемов таких процессов.

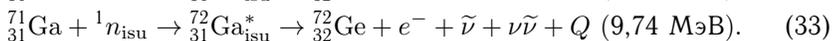
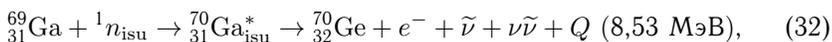
Представим основные процессы, определяющие уменьшение содержания стабильных изотопов цинка в никелевом катоде. Полагаем, что при взаимодействии ядра  $^{64}\text{Zn}$  с ядром  $^1n_{\text{isu}}$  и образовании составного ядра  $^{65}\text{Zn}$  в isu-состоянии инициируется взаимодействие электрона  $K$ -оболочки с этим ядром (известно, что ядро  $^{65}\text{Zn}$  в основном состоянии претерпевает  $K$ -захват), приводящее к образованию ядра  $^{65}\text{Cu}$ , что можно представить в виде брутто-процесса



Остальные процессы могут быть представлены в виде



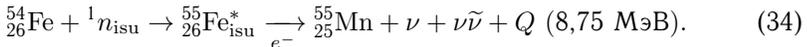
Несмотря на образование изотопов галлия в процессах (30) и (31), накопления этих изотопов в никелевом катоде не происходит, поскольку оба изотопа могут эффективно участвовать в последующих превращениях:



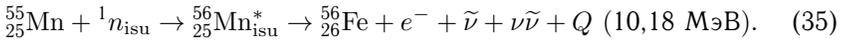
Анализ приводимых процессов показывает, что в соответствии с данными табл. 6 все примесные изотопы цинка должны с близкими эффективностями участвовать в ядерных превращениях, инициированных взаимодействиями с нейтральными ядрами  $^1n_{\text{isu}}$ .

Процессы, определяющие фиксируемое в проведенных экспериментах уменьшение содержания стабильных изотопов железа в никелевом катоде, следует рассматривать совместно с ядерными превращениями, в которых участвуют образующиеся в этих процессах стабильные моноизотопы  $^{55}\text{Mn}$  и  $^{59}\text{Co}$ , поскольку фиксируемое содержание этих изотопов в исходном никелевом катоде тоже заметно упало. После 40-ч обработки в тлеющем разряде содержание марганца в приповерхностной области

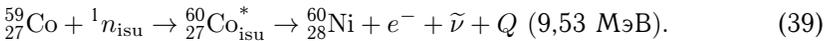
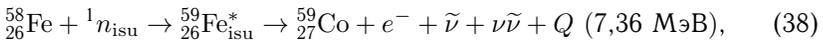
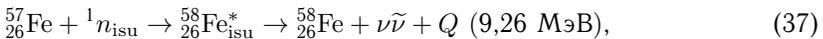
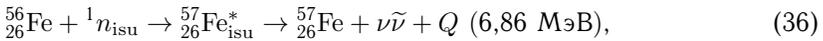
исследуемого образца никеля упало до 4% от исходного, а содержание кобальта — до 34,6% от исходного. Представим возможную совокупность таких ядерно-химических превращений, которые позволяют качественно понять причину уменьшения исходного содержания всех изотопов железа. Полагаем, что при взаимодействии ядра  $^{54}\text{Fe}$  с ядром  $^1n_{\text{isu}}$  и образовании составного ядра  $^{55}\text{Fe}$  в isu-состоянии инициируется взаимодействие с электроном внутренней оболочки атома (известно, что ядро  $^{55}\text{Fe}$  в основном состоянии претерпевает  $K$ -захват), приводящее к образованию ядра  $^{55}\text{Mn}$ , что можно представить в виде брутто-процесса



Образующиеся при этом ядра  $^{55}\text{Mn}$  тоже могут участвовать в ядерных превращениях вследствие взаимодействия с нейтральными ядрами  $^1n_{\text{isu}}$ :



Остальные процессы представляются в виде



Следует заметить, что доля изотопа  $^{58}\text{Fe}$  обычно не превышает 0,3% от общего содержания железа и не фиксируется в условиях наших экспериментов при анализе на фоне  $^{58}\text{Ni}$ . Поэтому можно полагать, что заметного количества  $^{59}\text{Co}$  на фоне исходно существующей примеси в образце никеля при обработке никелевого катода в соответствии с (38) не образуется, и процесс (39) следует связывать с уменьшением количества примесного кобальта.

В связи с введением в рассмотрение нейтроноподобных частиц  $^1n_{\text{isu}}$ ,  $^2n_{\text{isu}}$  и  $^3n_{\text{isu}}$ , позволяющих понять физические причины инициирования низкоэнергетических ядерно-химических процессов, следует более внимательно проанализировать феномен образования нейтронов в разнообразных низкоэнергетических ядерных процессах, исследованных (начиная с 1950-х гг.) группой Л. А. Арцимовича [5, 6], в работах Н. Г. Басова с сотрудниками [10], Б. В. Дерягина с сотрудниками [17], в недавних работах Т. Шенкеля с сотрудниками [18], в работе [20] при лазерных воздействиях на дейтерированные титановые мишени, научной группой NASA при использовании считающегося самым точным метода регистрации нейтронов с помощью пузырьковых детекторов [21]. Не исключено, что во всех указанных работах в дейтерийсодержащей среде формировались  $\beta$ -динейтроны, которые в нейтронных детекторах, основанных на поглощении нейтронов и последующем испускании заряженных частиц или  $\gamma$ -квантов, могли инициировать процессы ( $^2n_{\text{isu}}$ ,  $^1n_{\text{isu}}$ ), при которых

поглощается нейтрон и испускается нейтральная частица  ${}^1n_{\text{isu}}$ , воспринимаемая как нейтрон, хотя масса этой частицы на  $0,78 \text{ МэВ}/c^2$  меньше массы нейтрона.

Особо хочется обратить внимание на работу А. И. Климова с сотрудниками [22], в которой при создании пульсирующих разрядов в вихревом плазменном реакторе регистрировались частицы, хотя и определяемые в названии статьи [22] как нейтроны, но все же отличающиеся от них и представляемые авторами статьи как «нейтроноподобные». Эти частицы детектировались как нейтроны на газовых пропорциональных  ${}^3\text{He}$ -детекторах SPRS лишь при превышении определенных пороговых напряжений  $U_d^*$  ( $> 3,6\text{--}4,2 \text{ кВ}$ ) на разрядной камере реактора. Однако при детектировании таких частиц радиометром KRAN-1 по фиксируемой люминесценции пластикового сцинтиллятора форма оптического сигнала была совершенно иной, нежели при калибровке этого прибора нейтронами. Более того, согласно [22] потоки нейтроноподобных частиц не инициировали искусственную радиоактивность в образцах индия с образованием метастабильных изомеров  ${}^{116}\text{In}$  и  ${}^{114}\text{In}$  с несколькими периодами полураспада, как это свойственно нейтронам [44, 45].

Совокупность всей этой информации дает основания полагать, что в экспериментах группы А. И. Климова [22] фиксировались именно частицы  ${}^1n_{\text{isu}}$ . Следует указать, что поскольку масса вводимых нами нейтральных ядер  ${}^1n_{\text{isu}}$  равна массе атома протия, то детектирование такой частицы, как нейтрона, на пропорциональных  ${}^3\text{He}$ -счетчиках, происходящее при образовании протона и ядра трития, оказывается пороговым процессом с энергией  $E_{\text{th}} = 19 \text{ кэВ}$ . Но можно полагать, что с учетом прикладываемого в работе [22] к разрядной камере вихревого плазменного реактора напряжения, превышающего указанные выше пороговые значения  $U_d^*$ , в неравновесных пульсирующих разрядах кинетическая энергия образующихся в процессе (4) частиц будет превышать указанный порог. Что же касается отрицательного результата при инициировании искусственной радиоактивности индия потоками нейтроноподобных частиц, то образование составного ядра  $\text{In}$  с нейтральным ядром  ${}^1n_{\text{isu}}$  с нарушенной нуклонной структурой очевидно затрудняет «нужную» перестройку ядерной материи составного ядра, релаксация которого, можно полагать, будет более естественным образом реализовываться через испускание  $\nu\bar{\nu}$ -пар, а не  $\gamma$ -квантов, как это имеет место в случае вполне определенной нуклонной структуры возбужденных ядер.

Не исключено, что образование ядер  ${}^2n_{\text{isu}}$  ранее тоже фиксировалось. Здесь имеется в виду работа [46], в которой исследовались спектры «потерянной массы» для реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p){}^5\text{H}$  (см. также рис. 1 в [33]). Естественно, весь комплекс вопросов, связанных с детектированием метастабильных нейтральных ядер  ${}^1n_{\text{isu}}$  и  ${}^2n_{\text{isu}}$ , требует дальнейшей экспериментальной проработки.

#### 4. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Подчеркнем два аспекта представленной работы, которые позволили осуществить в условиях водородосодержащей плазмы тлеющего разряда низкоэнергетические ядерно-химические процессы искусственной радиоактивности с превращением нерадиоактивных примесных элементов в металлических катодах в радиоактивные, а также с использованием техники ICP MS понять причины высокой эффективности воздействий на катоды плазменных потоков, характерная плотность энергии которых на 5–6 порядков меньше обычно используемых для этих целей в ядерной физике.

1. Создание режимов генерации аномально высоких для тлеющего разряда токовых импульсов, регулярно локально проявляющихся на рабочей поверхности катода и стохастически меняющих свою локализацию, нестационарная «токовая структура» которых оказывается высоко специфической для разных материалов катода.

2. Введение представлений о существовании в ядерной материи нунуклонных метастабильных возбуждений, инициированных электронами высоких (по химическим масштабам) энергий и достаточно долгоживущих, что обуславливает существование легких нейтральных ядер —  $\beta$ -нейтрона  ${}^1n_{\text{isu}}$  и  $\beta$ -динейтрона  ${}^2n_{\text{isu}}$ , которые при отсутствии кулоновских барьеров эффективно участвуют в ядерно-химических процессах, образуя с ядрами мишени составные ядра. Следует подчеркнуть, что величины масс этих ядер, равные массам атомов протия и дейтерия соответственно, а также определяющая роль слабых взаимодействий в перестройках структуры и снятии возбуждения возникающих составных ядер путем URCA-процесса (излучения нейтрино-антинейтринных пар) определяют безопасность проявления этих частиц в ядерных процессах [33, 34, 37].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fleishmann M., Pons S., Hawkins M.* Electrochemical Induced Nuclear Fusion of Deuterium // *J. Electroanal. Chem.* 1989. V. 261. P. 301–308.
2. *Wendt G. L., Irion C. E.* Experimental Attempts to Decompose Tungsten at High Temperatures // *J. American Chem. Soc.* 1922. V. 44. P. 1887–1894.
3. *Rutherford E.* Disintegration of Elements // *Nature (London).* 1922. V. 109. P. 418.
4. *Wendt G. L.* Decomposition of Tungsten // *Science. New Ser.* 1922. V. 55, No. 1430. P. 567.
5. *Арцимович Л. А., Доброхотов Е. И., Лукьянов С. Ю. и др.* Нейтронное излучение газового разряда // *АЭ.* 1956. Т. 3. С. 84–87.
6. *Курчатов И. В.* О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде // *УФН.* 1956. Т. 59, вып. 4. С. 603–618.
7. *Трубников Б. А.* Теория плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996. 461 с.
8. *Вихрев В. В., Королев В. Д.* Генерация нейтронов в Z-пинчах // *Физика плазмы.* 2007. Т. 33, № 5. С. 397–423;

- Vikhrev V. V., Korolev V. D.* Generation of Neutrons in Z-Pinches // *Plasma Phys. Rep.* 2007. V. 33, No. 5. P. 356–380.
9. *Mamseev Ю. В.* Генерация жестких излучений и динамика плазмы в опытах с цилиндрическими Z-пинчами // *Физика плазмы.* 2010. Т. 36, № 3. С. 221–236;  
*Matveev Yu. V.* Generation of Rigid Radiations and Plasma Dynamics in Experiments with Cylindrical Z-Pinches // *Plasma Phys. Rep.* 2010. V. 36, No. 3. P. 200–215.
10. *Басов Н. Г., Захаров С. Д., Крюков П. Г., Сенатский Ю. В., Чекалин С. В.* Эксперименты по наблюдению нейтронов при фокусировке мощного лазерного излучения на поверхность дейтерида лития // *Письма в ЖЭТФ.* 1968. Т. 8. С. 26.
11. *Высоцкий В. И., Корнилова А. А., Высоцкий М. В.* Особенности и механизмы генерации нейтронов и других частиц в первых экспериментах по лазерному синтезу // *ЖЭТФ.* 2020. Т. 158, № 4. С. 645–651.
12. *Fritzler S., Najmudin Z., Malka V. et al.* Ion Heating and Thermonuclear Neutron Production from High-Intensity Subpicosecond Laser Pulses Interacting with Underdense Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 165004.
13. *Labaune C., Vaccou C., Depierreux S. et al.* Fusion Reactions Initiated by Laser-Accelerated Particle Beams in a Laser-Produced Plasma // *Nature Commun.* 2013. V. 4. P. 2506; arXiv:1310.2002v1.
14. *Карасев Г. В., Кротова Н. А., Дерягин Б. В.* Исследование газового разряда при отрыве пленки высокополимера от твердой подкладки // *Докл. АН СССР.* 1953. Т. 89, № 1. С. 109–112.
15. *Соколина Г. А., Кротова Н. А., Хрусталеv Ю. А.* Исследование свойств поверхности раздела полимер–полупроводник // *Докл. АН СССР.* 1962. Т. 147. С. 1409–1412.
16. *Дерягин Б. В., Клюев В. А., Липсон А. Г., Топоров Ю. П.* О возможности ядерных реакций при разрушении твердых тел // *Коллоидный журнал.* 1986. Т. 48(1). С. 12–14;  
*Derjagin B. V., Klyuev V. A., Lipson A. G., Toporov Yu. P.* Possibility of Nuclear Reactions during the Fracture of Solids // *Colloid Journal USSR.* 1986. V. 48(1). P. 8–10.
17. *Derjaguin B. V., Kluev V. A., Lipson A. G., Toporov Yu. P.* Excitation of Nuclear Reaction under Mechanical Effect (Impact) on Deuterated Solids // *Physica B.* 1990. V. 167. P. 189–193.
18. *Schenkel T., Persaud A., Wang H. et al.* Investigation of Light Ion Fusion Reactions with Plasma Discharges // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 126. P. 203302.
19. *Pines V., Pines M., Chait A. et al.* Nuclear Fusion Reactions in Deuterated Metals // *Phys. Rev. C.* 2020. V. 101. P. 044609.
20. *Golishnikov D. M., Gordienko V. M., Eremin N. V. et al.* Laser-Induced Deuteration of a Titanium Target and Neutron Generation under the Action of Superintense Femtosecond Laser Radiation // *Laser Phys.* 2005. V. 15. P. 1154–1162.
21. *Smith P. J., Hendricks R. C., Steinetz B. M.* Electrolytic Co-Deposition Neutron Production Measured by Bubble Detectors // *J. Electroanalytical Chemistry.* 2021. V. 882. P. 115024.

22. *Klimov A. I., Belov N. K., Tolkunov B. N.* Neutron Flux and Soft X-Radiation Created by Heterogeneous Plasmoid // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2020. V. 1698. P. 012034.
23. Proceedings of the ICCF 22 Conf., Sept. 8–13, 2019, Assisi, Italy // *J. Condensed Matter Nucl. Sci.* 2020. V. 33. P. 1–339.
24. The 21st Meeting of Japan CF\_Research Society. JCF21 Abstracts, Dec. 11–12, 2020. <http://lenr.seplm.ru/konferentsii/tezisy-dokladov-21-vstrechi-yaponskogo-obshchestva-po-kholodnomu-sintezu-11-12-dekabrya-2020>.
25. *Savvatimova I. B., Kucherov Ya., Karabut A. B.* Cathode Material Change after Deuterium Glow Discharge // *Transaction of Fusion Technology.* 1994. V. 26. P. 389–394.
26. *Savvatimova I. B.* Transmutation of Elements in Low-Energy Glow Discharge and the Associated Processes // *J. Condensed Matter Nucl. Sci.* 2012. V. 6. P. 181–198; [www.iscmns.org/CMNS/JCMNS-Vol6.pdf](http://www.iscmns.org/CMNS/JCMNS-Vol6.pdf).
27. *Karabut A. B., Kucherov Ya. R., Savvatimova I. B.* Nuclear Product Ratio for Glow Discharge in Deuterium // *Phys. Lett. A.* 1992. V. 170. P. 265–272; [www.lenr-canr.org/acrobat/KarabutABnuclearpro.pdf](http://www.lenr-canr.org/acrobat/KarabutABnuclearpro.pdf)
28. *Barmina E. V., Sukhov I. A., Lepekhin N. M. et al.* Application of Copper Vapor Lasers in Control of Activity of Uranium Isotopes // *Quantum Electronics.* 2013. V. 43. P. 591–596.
29. *Shaʒeev G. A., Bozon-Verduraz F., Robert M.* Experimental Evidence of Transmutation of Hg into Au under Laser Exposure of Hg Nanodrops in D<sub>2</sub>O // *Phys. Wave Phenomena.* 2007. V. 15, No. 3. P. 131–136.
30. *Simakin A. V., Shaʒeev G. A.* Initiation of Nuclear Reactions under Laser Irradiation of Metal Nanoparticles in the Presence of Thorium Aqua Ions // *Phys. Wave Phenomena.* 2008. V. 16, No. 4. P. 268–274.
31. *Barmina E. V., Timashev S. F., Shaʒeev G. A.* Laser-Induced Synthesis and Decay of Tritium under Exposure of Solid Targets in Heavy Water // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 688. P. 012106; <http://arxiv.org/abs/1306.0830> [physics.gen-ph].
32. *Андреев С. Н., Шафеев Г. А.* Нелинейное тушение радиоактивности водных растворов солей нуклидов при лазерной абляции наночастиц металлов // *РЭНСИТ.* 2017. Т. 9, № 1. С. 65–73.
33. *Тимашев С. Ф.* О механизмах низкоэнергетических ядерно-химических процессов // *РЭНСИТ.* 2017. Т. 9, № 1. С. 37–51; [http://rensit.ru/vypuski/article/200/9\(1\)37-51.pdf](http://rensit.ru/vypuski/article/200/9(1)37-51.pdf).
34. *Timashev S.* Metastable Non-Nucleonic States of Nuclear Matter: Phenomenology // *Phys. Sci. Intern. J.* 2017. V. 15(2). P. 1–25; <http://www.sciencedomain.org/issue/2727>.
35. *Тимашев С. Ф., Симакин А. В., Шафеев Г. А.* Ядерно-химические процессы в условиях лазерной абляции металлов в водных средах (проблемы «холодного синтеза») // *Журн. физ. хим.* 2014. Т. 88, № 11. С. 1805–1815; *Timashev S. F., Simakin A. V., Shaʒeev A. G.* Nuclear-Chemical Processes under the Conditions of Laser Ablation of Metals in Aqueous Media (Problems of “Cold Fusion”) // *Russ. J. Phys. Chem. A.* 2014. V. 88, No. 11. P. 1980–1988.
36. *Тимашев С. Ф.* Радиоактивный распад ядер как инициируемый ядерно-химический процесс: феноменология // *Журн. физ. хим.* 2015. Т. 89, № 11. С. 1810–1822;

- Timashev S.F.* Radioactive Decay as a Forced Nuclear Chemical Process: Phenomenology // *Russ. J. Phys. Chem. A.* 2015. V. 89, No. 11. P. 2072–2083.
37. *Timashev S.F.* Electromagnetic Component of Physical Vacuum — EM Vacuum as a System Manifesting Itself on Various Scales — from Nuclear Physics to Cosmology. arXiv:1107.1799v8 [physics.gen-ph].
38. *Савватимова И.Б., Карабут А.Б.* Продукты ядерных реакций, регистрируемые на катоде после экспериментов в тлеющем разряде в дейтерии // *Поверхность.* 1996. № 1. С. 63–75.
39. *Thomas S.A., Abdalla F.D., Lahav O.* Upper Bound of 0.28 eV on Neutrino Masses from the Largest Photometric Redshift Survey // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105, No. 3. P. 031301.
40. *Timashev S.* Nuclear-Chemical Processes in the Solar Atmosphere // *Int. J. Astrophys. Space Sci.* 2014. V. 2(6). P. 88–92.
41. *Lattimer J.M., Pethick C.J., Prakash M., Haensel P.* Direct URCA Process in Neutron Stars // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 66. P. 2701–2704.
42. *Туницкий Н.Н., Каминский В.А., Тимашев С.Ф.* Методы физико-химической кинетики. М.: Химия, 1972. 198 с.
43. *Albertsson M., Carlsson B.G., Dossing T. et al.* Correlation Studies of Fission-Fragment Neutron Multiplicities // *Phys. Rev. C.* 2021. V. 103. P. 014609.
44. *Русинов Л.И.* Изомерия атомных ядер // *УФН.* 1961. Т. 73, № 4. С. 615–630.
45. *Гуревич И.И., Протасов В.П.* Нейтронная физика. М.: Энергоатомиздат, 1997. 416 с.
46. *Seth K.K., Parker B.* Evidence for Dineutrons in Extremely Neutron-Rich Nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 66, No. 19. P. 2448–2451.