

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования  
«Уральский государственный лесотехнический университет»  
(УГЛТУ)

Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего образования  
«Уральский федеральный университет  
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина»  
(УрФУ)

М. П. Кащенко  
Н. М. Кащенко

**НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ  
ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ:  
введение в проблему  
и ее концептуальное решение**

МОНОГРАФИЯ

Екатеринбург  
2022

УДК539.17  
ББК 22.383.5  
К31

Рецензенты:

*О. Б. Наймарк*, д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. лабораторией физических основ прочности Института механики сплошных сред УрО РАН;

*Е. А. Корзникова*, д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой материаловедения и физики металлов Уфимского государственного авиационного технического университета

***Кащенко, М. П.***

К31 Низкотемпературный ядерный синтез: введение в проблему и ее концептуальное решение : монография / М. П. Кащенко, Н. М. Кащенко ; Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, Уральский государственный лесотехнический университет. – Екатеринбург : УГЛТУ, 2022. – 180 с.

ISBN 978-5-94984-809-8

В монографии приводятся экспериментальные данные, указывающие на реализацию низкотемпературного старта реакций ядерного синтеза. Протекание подобных реакций связывается с формированием специфических электронных структур, способствующих сближению ядер атомов до расстояний, на которых доминирует сильное взаимодействие нуклонов. Концептуальное решение проблемы опирается на выводы адронной механики. Обсуждается ряд актуальных тем, включая природу «странного» излучения и перспективные направления ближайших экспериментальных исследований.

Рекомендуется в первую очередь студентам, магистрантам, аспирантам и специалистам в области ядерной физики и материаловедения, а также читателям, желающим расширить свои представления о развитии естественных наук.

Издается по решению редакционно-издательского совета Уральского государственного лесотехнического университета.

УДК 539.17  
ББК 22.383.5

ISBN 978-5-94984-809-8

© ФГБОУ ВО «Уральский государственный лесотехнический университет», 2022  
© Кащенко М. П., Кащенко Н. М., 2022

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие .....	7
Введение .....	11
<b>Глава 1. Эндотермические и экзотермические ядерные реакции .....</b>	<b>15</b>
<b>Глава 2. Экспериментальные данные о реакциях низкотемпературного ядерного синтеза .....</b>	<b>20</b>
2.1. Данные, полученные на установке «Энергонива» .....	20
2.2. Данные, полученные на упрощенной установке электролиза воды .....	23
2.3. Синтез элементов при вакуумной плавке циркония электронным пучком .....	26
2.4. Дополнительная информация .....	29
2.4.1. Синтез элементов при взрывах титановой фольги в воде ....	29
2.4.2. Синтез элементов в металлической матрице, насыщаемой водородом .....	30
2.4.3. Синтез элементов в живых организмах .....	30
2.4.4. Превращение части висмута в свинец при действии однополярных электромагнитных наноимпульсов на расплав Bi – Pb .....	31
2.4.5. Модификация среды, сопутствующая реакциям низкотемпературного синтеза .....	31
<b>Глава 3. Преодоление кулоновского барьера – главная проблема ядерного синтеза .....</b>	<b>32</b>
3.1. Оценка коэффициента прозрачности барьера при моделировании внутриядерного потенциала прямоугольной ямой .....	32
3.2. Оценка коэффициента прозрачности барьера мюонной молекулы водорода при моделировании внутриядерного потенциала прямоугольной ямой .....	34
3.3. Оценка коэффициента прозрачности барьера мюонной молекулы водорода при моделировании внутриядерного потенциала потенциалом Юкавы .....	35
3.4. Необходимость построения модели квазимолекулярного состояния для синтеза массивных ядер .....	37

<b>Глава 4. Контактное взаимодействие в адронной механике и ряд выводов, необходимых для построения модели промежуточного квазимолекулярного состояния</b> .....	38
4.1. Выборочная информация о квантовомеханической картине мира .....	38
4.2. Выборочная информация о выводах адронной механики .....	42
4.2.1. Притяжение пары электронов при их контактном взаимодействии .....	42
4.2.2. Структурная модель $\pi^0$ -мезона в адронной механике .....	44
4.2.3. Структурная модель нейтрона в адронной механике .....	46
4.2.4. Ряд обобщающих замечаний .....	47
<b>Глава 5. Оценки величин, важных для низкотемпературного синтеза ядер</b> .....	51
5.1. Оценка максимального значения радиуса сильного (межнуклонного) взаимодействия .....	51
5.2. Оценка кинетической энергии относительного движения электронов необходимой для туннелирования сквозь кулоновский барьер при образовании контактно связанной электронной пары .....	52
5.3. Оценка энергии (массы) контактно связанной электронной пары .....	56
<b>Глава 6. Модель промежуточного квазимолекулярного состояния и оценка сближения ядер</b> .....	60
6.1. Вводные замечания .....	60
6.2. Оценка сближения ядер в модели ПКС (на примере ядер кислорода при взаимодействии ионов $O^{2-}$ ) .....	62
6.3. Заключительные замечания к главе 6 .....	66
<b>Глава 7. Концепция квазинейтронных состояний и ожидаемые соотношения изотопов элементов, синтезированных при захвате протонов</b> .....	69
<b>Глава 8. Роль комплексов <math>[p + O]_{ee}</math> и <math>[3p + O]_{ee}</math> в синтезе элементов при электролизе воды</b> .....	73
8.1. Реакции образования изотопов железа с участием материала медных электродов .....	73
8.2. Реакции при взаимодействии комплексов $[p + O]_{ee}$ и $[3p + O]_{ee}$ .....	75
8.3. Заключение к главе 8 .....	77
<b>Глава 9. Трактовка образования химических элементов при вакуумном плавлении металлов электронным пучком и взрывах проводников импульсами тока</b> .....	78
9.1. Трактовка образования химических элементов при вакуумном плавлении циркония электронным пучком .....	78

9.2. Образование элементов при взрывах титановых фольг импульсами тока .....	80
9.3. Предлагаемые варианты плавления электронным пучком металлов с одним стабильным изотопом .....	81
<b>Глава 10. О механизмах трансформации висмута в свинец под влиянием однополярных наносекундных электромагнитных импульсов .....</b>	<b>83</b>
10.1. Вводные замечания .....	83
10.2. Квазинейтронные состояния и переходы $^{209}_{83}\text{Bi} \rightarrow ^{210}_{83}\text{Bi}$ .....	85
10.3. Псевдопротонные состояния и переходы $^{209}_{83}\text{Bi} \rightarrow ^{210}_{82}\text{Pb}$ , $^{209}_{83}\text{Bi} \rightarrow ^{210}_{84}\text{Po}$ .....	85
10.4. Возможность образования изотопа $^{208}_{82}\text{Pb}$ (без участия (e↑e↓)-пар) .....	87
10.5. Дополнительные варианты реакций с уменьшением массы расплава .....	89
10.6. Возможность образования свинца при участии (e↑e↓)-пар .....	90
<b>Глава 11. Возникновение химических элементов при электрических разрядах в воде с участием материала медных электродов .....</b>	<b>92</b>
11.1. Вводные замечания .....	92
11.2. Примеры химического состава частиц порошка, выпавшего в осадок .....	93
11.3. Обсуждение простейших реакций синтеза цинка .....	96
11.4. Примеры реакций образования химических элементов с участием (ee)-пар, включая и синтез массивных ядер .....	99
<b>Глава 12. Модель орбиты изоэлектроннума адронной механики и захват (ee)-пары при синтезе ядра .....</b>	<b>103</b>
<b>Глава 13. Перспективные направления ближайших экспериментальных исследований .....</b>	<b>109</b>
13.1. Зависимость характеристического рентгеновского спектра атомов от числа (ee)-пар в электронных оболочках .....	110
13.2. Изотопный анализ продуктов низкотемпературного ядерного синтеза .....	117
13.3. Искусственное создание (ee)-пар в электронных оболочках атомов с целью модификации свойств атомов .....	120
13.4. Эксперименты для оценки времени существования (ee)-пар .....	121
<b>Глава 14. О возможной природе «странного излучения» .....</b>	<b>123</b>
14.1. Обнаружение странного излучения и некоторые его свойства .....	123

14.2. О свойствах возможных носителей СИ, включающих в свой состав (е <sup>e</sup> )-пары .....	126
14.2.1. Носители СИ и базисные конфигурации треков на фотодетекторах при ускорительном (взрыв) режиме инициирования СИ .....	127
14.2.2. Источники СИ, связанные с распадом ядер .....	131
14.3. Дополнительные замечания о СИ .....	141
14.3.1. О механизме образования основного и сателлитного треков с внутренней периодической структурой .....	141
14.3.2. О механизме ускоренного распада U-238 .....	142
14.3.3. О влиянии СИ на биологический материал .....	145
<b>Глава 15. О реакциях ядерного синтеза с участием водорода, находящегося внутри кристаллической решетки металлов .....</b>	<b>147</b>
<b>Глава 16. Концептуальные ответы на проблемные вопросы .....</b>	<b>151</b>
16.1. Ненаблюдаемость $\gamma$ -излучения .....	151
16.2. Принцип Циглера и доминирование стабильных изотопов .....	152
<b>Глава 17. Обсуждение результатов и перспективы исследований .....</b>	<b>155</b>
17.1. Концепция квазинейтронов .....	155
17.2. Концепция КК-активаторов .....	156
17.3. О «зарядовых комплексах» Шоулдерса и «конденсированных плазмоидах» Яйтнера .....	158
17.4. Еще раз об интерпретации треков странного излучения .....	159
17.4.1. Треки на слюде с периодическим расположением разрушенного материала .....	159
17.4.2. Сужение треков при удалении детекторов от источника излучения .....	160
17.4.3. Образование треков с наружной стороны чашки Петри .....	161
17.5. О работе установки «Энергонива» после отключения поддерживающего напряжения между трубчатыми электродами .....	162
17.6. О возможной природе электромагнитного излучения, наблюдавшегося при реакциях CF .....	163
17.7. Об условиях реализации реакций CF и гипотезе возникновения конкреций .....	165
17.8. О перспективных направлениях прикладных исследований .....	167
<b>Заключение .....</b>	<b>169</b>
<b>Библиографический список .....</b>	<b>171</b>

У природы всегда есть чему поучиться.

*Леонардо да Винчи*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Проблема низкотемпературного ядерного синтеза (или, более кратко, – холодного ядерного синтеза) вошла в массовое сознание физического сообщества в 1989 году после вызвавшего ажиотаж сообщения М. Флейшмана и С. Понса [1]. Однако еще более впечатляющие факты связаны с данными о синтезе большого числа элементов, вплоть до висмута и свинца, в процессе плазменного электролиза дистиллированной воды, осуществленного на установке «Энергонива» по методу А. В. Вачаева и Н. И. Иванова. Указанная работа, как и результаты весьма содержательных экспериментальных исследований, учитываемых при постановке задачи, опубликованы в [2].

Следует отметить, что единственной реакцией холодного ядерного синтеза, бесспорно признаваемой всем физическим сообществом, давно является мюонный катализ, более подробно обсуждаемый ниже во Введении. Самое главное в реакции катализа заключается в выводе: при наличии массивного отрицательного заряда в модифицированной молекуле водорода становится возможной реакция синтеза гелия при обычных температурах, тогда как канонический вариант реакции предполагает разогрев до десятков миллионов градусов.

После этих вводных замечаний приоткроем двери творческой лаборатории, чтобы современный массовый читатель, не любящий не только длинных классических романов, но даже и коротких статей, смог бы удовлетворить свое любопытство, ограничившись чтением предисловия. А именно, изложим кратко ход размышлений, позволяющих утверждать, что существует концептуальное решение проблемы холодного ядерного синтеза. При сжатом изложении мы не будем разъяснять используемые термины и давать многочисленные библиографические ссылки, полагая, что читатель ориентируется в физических понятиях в пределах стандартного курса общей физики (например, курса И. В. Савельева [3]). Но в дальнейшем соответствующие минимальные пояснения и ссылки будут приведены.

Итак, перечислим основные мотивирующие предпосылки, возникающие вопросы и предварительные принципиальные ответы, приводящие к качественному решению проблемы.

**Генеральная предпосылка** – эксперименты свидетельствуют о наличии низкотемпературных ядерных реакций.

Предпосылка 1: существование реакции мюонного катализа показывает, что при наличии массивного отрицательного заряда достигается значительное сближение дейтерия и трития.

Вопрос 1: можно ли предложить какую-либо модель, допускающую существование значительного отрицательного заряда (желательно массивного) в межъядерном пространстве, инициирующего сближение ядер?

Ответ 1: в качестве прототипа можно использовать модель Бора для молекулы водорода, в которой два электрона размещаются на орбите (в форме окружности) между двумя протонами.

Предпосылка 2: при синтезе сложных ядер, чтобы использовать в качестве прототипа модель Бора требуется допустить либо большое число орбит в межъядерной области с парой электронов на каждой из них, либо одной орбиты с большим количеством электронов.

Вопрос 2: как разместить на одной орбите больше двух электронов? Это же запрещено статистикой Ферми-Дирака, так как обычные электроны в атомах являются частицами-«индивидуалистами» (подчиняющимися правилу запрета Паули).

Ответ 2: в принципе, как демонстрирует, например, теория низкотемпературной сверхпроводимости, возможно образование куперовских электронных пар. Эти пары удовлетворяют статистике Бозе – Эйнштейна и являются частицами-«коллективистами».

Вопрос 3: размеры упомянутых куперовских пар велики (порядка сотни параметров решетки) и обусловлены относительно слабым электрон-фононным взаимодействием; существует ли взаимодействие, обеспечивающее преодоление кулоновского отталкивания электронов и их объединение в компактные пары?

Ответ 3: такое взаимодействие существует, его описание дается адронной механикой [4].

Заметим, что о существовании адронной механики авторы узнали, встав перед дилеммой: пытаться ли самостоятельно обосновать возможность интенсивного притяжения при малых расстояниях



между электронами или постараться найти соответствующую теорию в литературных источниках. В качестве аналогии, мотивирующей поиск, послужила информация о сильном (контактном) взаимодействии дислокаций, возникающем при перекрытии их ядер. Поэтому и поиск ориентировался на теорию, описывающую «контактное взаимодействие электронов».

Оказалось, что такая теория с названием «адронная механика» существует уже практически четверть века. Автор теории Р. М. Сантилли ведет интенсивную и плодотворную научную деятельность.

Адронная механика является глубоким обобщением квантовой механики, однако широкого признания пока не получила. Последнее не удивительно, если вспомнить высказывание Р. Фейнмана о том, что никто не понимает квантовую механику [5]. Нет смысла обсуждать здесь суть высказывания выдающегося специалиста в области квантовой механики (предложившего ее оригинальную трактовку и внесшего громадный вклад в квантовую электродинамику), как и тот факт, что адронная механика до сих пор не входит в обязательный перечень курсов теоретической физики.

Для достижения наших целей достаточно сказать, что притяжение электронов (в синглетном состоянии – с противоположными спинами) обусловлено контактными (непотенциальными) взаимодействием, доминирующим на адронном масштабе ( $10^{-15}$  м). Более подробно о ряде выводов «адронной механики» будет говориться в главе 4.

Следовательно, принципиальных запретов на существование значительного отрицательного заряда в межъядерном пространстве нет. Какой же информации не хватает, чтобы окончательно снять вопрос о малой вероятности преодоления кулоновского барьера?

Остается только добавить, что и масса контактно связанных электронных пар должна быть большой. Тогда становится очевидной аналогия между процессом мюонного катализа и концептуальным решением проблемы низкотемпературного ядерного синтеза не только легких, но и массивных ядер.

Авторы признательны члену-корреспонденту РАН В. Ф. Балакиреву за привлечение внимания к интересной проблеме.

Авторы благодарны профессору Р. М. Сантилли за внимание к нашим работам и возможность ознакомления с результатами одной из его работ до официального опубликования.

Отдельная благодарность Б. П. Кузьмину и В. А. Панькову за рекомендации по созданию экспериментальной установки.

Авторы признательны рецензентам монографии за конструктивное обсуждение результатов работы и полезные замечания.

Особая благодарность соавторам работ за плодотворное сотрудничество.

## ВВЕДЕНИЕ

В предисловии мы крупными блоками изложили суть концептуального решения проблемы низкоэнергетического ядерного синтеза, чтобы сразу обозначить совокупность задач, к конкретному рассмотрению которых теперь переходим.

Обычные представления о реакциях ядерного синтеза, вошедшие во все учебники физики (см., например, [3]), относятся к термоядерному синтезу. В случае подобного синтеза даже для простейшей реакции образования гелия требуются температуры  $T$  в десятки миллионов градусов ( $T \sim 10^7$  К). Такие температуры необходимы для того, чтобы исходные ядра дейтерия и трития приобрели кинетическую энергию (хаотического теплового движения)  $E_{\text{кин}} \sim kT$  ( $k$  – постоянная Больцмана), сопоставимую с потенциальной энергией отталкивания положительно заряженных ядер на расстояниях порядка  $R_c \sim 10^{-13}$  м. Расстояние  $R_c$  считается приемлемым для преодоления ядрами водорода кулоновского барьера за счет туннельного механизма. Имеются, однако, основания полагать (см. п. 5.1), что  $R_c \approx R_s$ , где  $R_s$  – радиус сильного взаимодействия. Напомним, что при расстояниях, меньших  $R_s$ , между нуклонами (протонами и нейтронами) возникает притяжение, превышающее кулоновское отталкивание протонов и, следовательно, становится возможным слияние исходных ядер, т. е. ядерный синтез. Поскольку потенциальная энергия отталкивания двух ядер, имеющих зарядовые числа  $Z_1$  и  $Z_2$  ( $Z_1$  и  $Z_2$  равны числу протонов в составах ядер), пропорциональна произведению  $Z_1 Z_2$ , синтез ядер с большими зарядовыми числами  $Z$  требует температур порядка  $10^7 Z_1 Z_2$  К. Например, для синтеза ядер железа ( $Z_{\text{Fe}} = 26$ ) из ядер алюминия ( $Z_{\text{Al}} = 13$ ) потребовались бы температуры порядка миллиарда градусов. Таким образом, в стандартной теории ядерного синтеза вполне правомерно указывается необходимость преодоления потенциального барьера между исходными ядрами, связанного с их кулоновским отталкиванием. Одним из очевидных путей такого преодоления и являются гигантские температуры. Разумеется, при высоких температурах ядра являются «голыми», лишенными электронных оболочек.

На существование пути преодоления кулоновского барьера при обычных температурах указывает реакция мюонного катализа [6, 7]. Центральную роль при мюонном катализе играет замена в ионизованной молекуле водорода (с изотопами  ${}_1\text{H}^2$  и  ${}_1\text{H}^3$  вместо протонов  $p \leftrightarrow {}_1\text{H}^1$ ) электрона на мюон, имеющий массу покоя  $m_\mu$ , на два порядка превышающую массу покоя электрона  $m_e$  ( $m_\mu \approx 207 m_e$ ). В такой молекуле ядра сближаются до тех же значений  $R_c$  ( $\sim 10^{-13}$  м). Слово «катализ» подчеркивает, что наличие массивного отрицательного заряда в оболочке молекулы обеспечивает гигантское нарастание вероятности синтеза ядер гелия, по сравнению с ничтожной вероятностью туннелирования исходных ядер при расстояниях, типичных для атомных масштабов ( $\sim 10^{-10}$  м). Кроме того, предполагается многократное участие мюона в катализе. Следовательно, старт ядерного синтеза возможен и при низких температурах.

В настоящее время имеется множество (как минимум, сотни) экспериментальных работ, подтверждающих синтез элементов при низких стартовых температурах. Некоторые характерные, на наш взгляд, работы (в том числе из сборника [2]) будут обсуждаться далее. Здесь же отметим, что термин «холодный ядерный синтез», растиражированный средствами массовой информации после устного сообщения Флейшмана и Понса об избыточном энерговыделении в палладиевых электродах, насыщенных дейтерием, и публикации [1], затем долгое время дискриминировался. Причинами дискриминации послужили затруднения с воспроизводимостью результатов в ряде (зачастую поспешных) экспериментов, не всегда подтверждавших результаты [1], а также некоторые несоответствия с теоретическими ожиданиями, базирующимися на теории, не учитывающей роль электронной подсистемы. Изложение этой истории, как и панорамы исследований по холодному ядерному синтезу, имеется в [8].

Несмотря на официальную точку зрения (к счастью, в науке не все сводится к процедуре голосования), экспериментальные исследования продолжались, а для ядерных реакций, не связанных с «горячим» синтезом, стали использовать термин «низкоэнергетические ядерные реакции» – «low energy nuclear reactions (LENR)». Строго говоря, этот термин должен использоваться для реакций синтеза не только с малой стартовой температурой, но и с относительно малой выделяемой энергией (малой по сравнению с типичными значениями порядка 1 МэВ/нуклон). Однако во многих случаях аббревиатуру

LENR используют в расширительном смысле, не накладывая ограничений на уровень выделяемой энергии. По мнению авторов, термин «низкотемпературный ядерный синтез» или «холодный синтез» соответствует расширенному смыслу термина «низкоэнергетические ядерные реакции». Поэтому далее, если понадобится, используется, не LENR, а более компактная аббревиатура CF, соответствующая исходно введенному термину «cold fusion». Конечно, реакции LENR, ведущие к синтезу ядер, естественно включаются в совокупность реакций CF. Более конкретно этот вопрос освещен в п. 14.2.2 при комментировании реакций (174) – (179), включающих не только варианты холодного синтеза, но и распада ядер. В связи с этим целесообразно использовать более общий термин «холодные ядерные реакции» – «cold nuclear reactions (CNR)». Однако основное внимание отводится именно реакциям низкотемпературного синтеза ядер, что и отражено в названии монографии.

Авторы солидарны с мнением, высказанным в [8], что для нынешнего этапа исследований низкотемпературного ядерного синтеза уместен термин «научно-техническая революция». Отметим, что еще сохраняется сопротивление, касающееся признания наблюдаемых реакций CF как объективных экспериментальных фактов. Очевидно, что конструктивный выход из сложившейся ситуации состоит в дополнении существующих теоретических представлений. При этом ключевую роль, по нашему мнению, играет возможность распространения идеологии мюонного катализа на реакции синтеза элементов с зарядовыми числами, существенно превышающими не только  $Z = 2$  (гелий), но и  $Z = 26$  (железо). Такое обобщение оказывается вполне естественным, если использовать выводы адронной механики [4], являющейся глубоким обобщением квантовой механики.

Заслуживает внимания и простейший случай ядерного синтеза, связанный с поглощением одного протона исходным ядром с зарядовым числом  $Z$  и возникновением ядра с зарядовым числом  $Z + 1$ . Ясно, что этот случай актуален для сред, содержащих водород, в частности, для упоминавшихся в предисловии экспериментов на установке «Энергонива».

Итак, цель данной монографии – изложить концептуальную схему, позволяющую на качественном уровне объяснить основные особенности наблюдаемых реакций CF.

Как уже отмечалось, предполагается, что читатель знаком с курсом общей физики. Тем не менее, для удобства чтения необходимая информация приводится. Выбор термина «глава» в качестве основной единицы композиционного членения текста указывает на самостоятельную значимость тематики, отражаемой в отдельных (пусть и предельно кратких) главах. В действительности, содержание большинства глав может быть расширено до размеров монографий.

## Глава 1. Эндотермические и экзотермические ядерные реакции

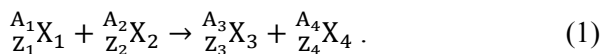
Напомним, что ядерной реакцией называют процесс взаимодействия атомного ядра с другим ядром или элементарной частицей, который может сопровождаться изменением состава и строения ядра.

Для ядерных реакций выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса и электрического заряда. Имеются и дополнительные законы сохранения, которые могут упоминаться при необходимости.

В случае реакций СФ естественно считать, что преодоление кулоновского барьера не связано с высокими кинетическими энергиями исходных атомов (ионов). Действительно, энергии, требуемые для старта реакции холодного синтеза, должны способствовать перестройке электронной структуры, поэтому они заведомо не превышают энергию ионизации исходных атомов (ионов).

В связи с низким уровнем начальных кинетических энергий естественно полагать, что реализуются только ядерные реакции экзотермического типа (с выделением энергии  $Q$ ), для которых сумма масс исходных частиц превышает сумму масс продуктов реакции.

Полагаем, что типичная реакция содержит пару исходных элементов  $X_1, X_2$  и пару конечных элементов  $X_3, X_4$ :



В (1)  $A_i$  и  $Z_i$  – массовые и зарядовые числа элементов  $X_i$ . Напомним, что химический элемент может иметь несколько изотопов, различающихся числом нейтронов в составе ядра, так что одному и тому же зарядовому числу  $Z$  может сопоставляться несколько значений массового числа  $A$ , равного числу нуклонов, т. е. сумме числа протонов  $p$  и нейтронов  $n$ .

В качестве эквивалентных вариантов записи изотопов можно использовать  ${}^A_ZX$ ,  ${}_Z X^A$  или просто  $X^A$ ,  $X - A$ ,  $X A$ , поскольку символу элемента  $X$  соответствует единственное значение  $Z$ .

Для (1) выполняются законы сохранения барионного числа (числа нуклонов) и зарядового числа

$$A_1 + A_2 = A_3 + A_4, \quad Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4. \quad (2)$$

Обозначая массы покоя  $M_i$ , в случае экзотермического характера реакции (1) имеем неравенство

$$\Delta M = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4) > 0. \quad (3)$$

Выделяющуюся энергию  $Q$  находят в соответствии с соотношением для энергии и массы

$$Q = \Delta M c^2, \quad (4)$$

где  $c \approx 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме.

Ясно, что для эндотермических реакций, идущих с поглощением энергии, знак неравенства в (3) меняется на противоположный, а величина  $Q$  в (4) становится отрицательной.

Напомним также, что массы изотопов элементов приводятся в таблицах в атомных единицах массы (а.е.м.). Для задания численного значения 1 а.е.м. принимается, что масса атома основного изотопа углерода  $^{12}\text{C}$ , содержащего одинаковое число протонов и нейтронов, в точности равна 12 а.е.м.

В системе СИ 1 а.е.м. =  $1,660\,539\,066\,60(50) \cdot 10^{-27}$  кг.

Типичным масштабом энергий при ядерных реакциях является 1 МэВ (мегаэлектронвольт):  $1 \text{ МэВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-13}$  Дж.

Соотношение между энергией и массой позволяет легко найти энергию, соответствующую 1 а.е.м.:

$$1 \text{ а.е.м.} \rightarrow \approx 931,494 \text{ МэВ} \approx 931,5 \text{ МэВ}. \quad (5)$$

Полезно иметь в виду, что в таблицах указывают массы (в а.е.м.) с достаточно высокой точностью. Например, массы покоя свободных протона ( $m_p$ ) и нейтрона ( $m_n$ ) задаются с указанием до 11 знаков дробной части:

$$m_p = 1,00782503223(9) \text{ а.е.м.}, \quad m_n = 1,00866491595(49) \text{ а.е.м.}, \quad (6)$$

в (6) цифры в круглых скобках указывают величину погрешности.

Масса покоя электрона  $m_e = 0,000548579909065(16)$  а.е.м. Отметим также, что  $m_n - m_p \approx 1,53 m_e$ . В энергетических единицах

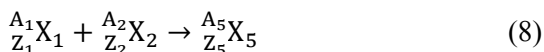
$$m_p \approx 938,783 \text{ МэВ}, \quad m_n \approx 939,565 \text{ МэВ}, \quad m_e \approx 0,511 \text{ МэВ}. \quad (7)$$



В дальнейшем, в зависимости от контекста, символ  $e$ , будет использоваться не только для обозначения электрона как частицы (наряду с  $e^-$  и  $\beta^-$ ) в ядерных реакциях, но и для обозначения величины элементарного заряда  $e \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл.

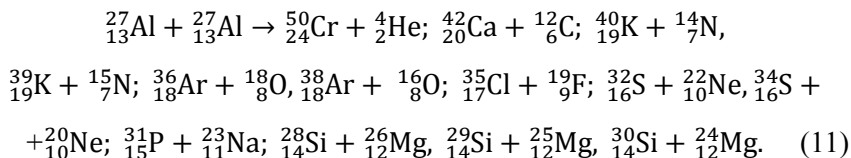
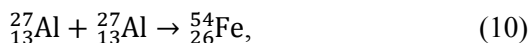
Предполагается, что реакции (1) протекают, имея в качестве промежуточной стадии состояние составного ядра. Концепция составного ядра была предложена еще Н. Бором [9].

Возможен и предельный вариант реакции, когда пара исходных элементов  $X_1, X_2$  образует при слиянии один элемент  $X_5$

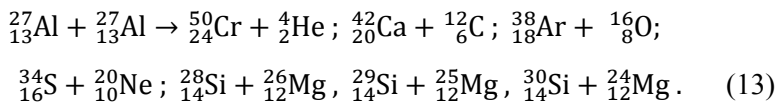


$$A_1 + A_2 = A_5, \quad Z_1 + Z_2 = Z_5. \quad (9)$$

Ясно также, что при одной и той же паре исходных элементов, в соответствии с (1), (2) и (8), (9), может возникать совокупность элементов. В простейшем случае могут совпадать и исходные элементы. Например, если в качестве исходного элемента выбрать алюминий, обладающий единственным стабильным изотопом, то формально (без проверки знака Q) получим набор реакций (приводятся варианты только со стабильными изотопами)



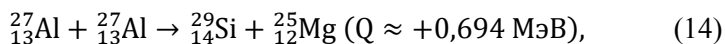
Оставляя лишь экзотермические реакции (расчет Q читатель может легко провести), получим



Как будет обсуждаться в главе 9, реакции (12), (13) следует ожидать при вакуумной плавке алюминия электронным пучком. Ясно, что за счет выделения тепла температура расплавленного алюминия

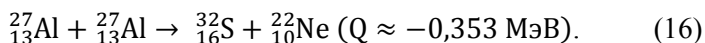
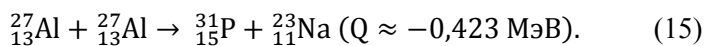
может расти без изменения мощности пучка, причем особенно большой вклад в разогрев расплава дает реакция синтеза железа (12).

Очевидно, что одну из реакций в (13), а именно



можно отнести условно к низкоэнергетическим ядерным реакциям, поскольку  $Q < 1$  МэВ и близка к энергии покоя одного электрона 0,511 МэВ.

Заметим, что среди опущенных нами реакций часть была низкоэнергетическими эндотермическими ядерными реакциями, например,



Заметим также, что реакция слияния (12) соотносится с восходящей (при  $A < 56$ ) частью сглаженной кривой (рис. 1) зависимости удельной (на один нуклон) энергии связи ядер от массового числа  $A$ , так что энергетическая выгодность реакции имеет стандартный ожидаемый характер.

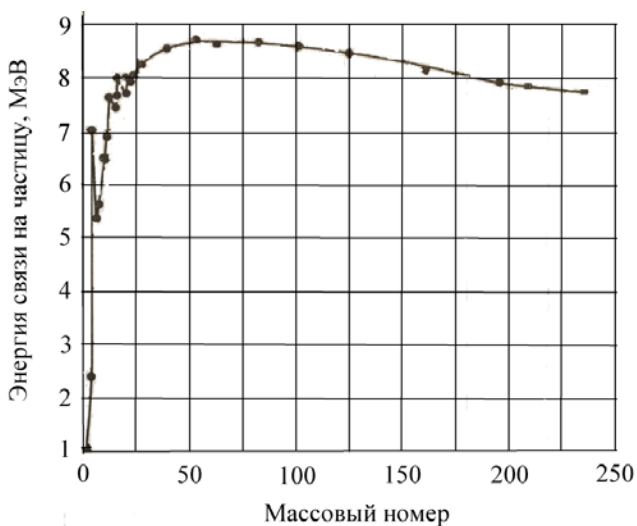


Рис. 1. Зависимость удельной энергии связи от массового числа [10].

Напомним, что, чем больше энергия связи, тем меньше энергия покоя ядра. Очевидно также, что для медленно нисходящей части кривой (при  $A > 56$ ) энергетически выгодными становятся распады тяжелых ядер (подобные распаду урана при захвате нейтрона), но не их синтез. Однако далее будет показана возможность экзотермического синтеза и массивных ядер при низкотемпературных реакциях.

Отклонения от монотонного нарастания удельной энергии связи в области слева от максимума при  $A = 26$  обсуждаются в [10].

## **Глава 2. Экспериментальные данные о реакциях низкотемпературного ядерного синтеза**

В этом разделе мы частично изложим экспериментальные данные, связанные, главным образом, с образованием химических элементов при электролизе воды и плавлении металлов и сплавов, не ставя целью обозреть всю имеющуюся в литературе информацию. На наш взгляд, модель холодного ядерного синтеза, способная объяснить эти факты, будет достаточно универсальной для интерпретации и всех остальных наблюдаемых вариантов холодного синтеза.

### **2.1. Данные, полученные на установке «Энергонива»**

Эффективный синтез элементов, сопровождающийся и выделением энергии, наблюдался в установке Вачаева-Иванова «Энергонива» (см. главу 4 в [2]). При стационарном режиме в зоне реакции между двумя трубчатыми электродами (см. схему на рис. 2) существует «плазмоид» в виде пленки (с толщиной до 50 мкм). Пленка имеет форму, напоминающую гиперболоид вращения (с перетяжкой), и явно проявляет себя свечением в оптическом диапазоне. Следует иметь в виду, что диаметр сужения (перетяжки) мал (составляет всего 0,1–0,3 мм), и диаметр сечения «плазмоида» на рис. 2 в области перетяжки явно завышен.

Образование плазмоида инициируется запускающим импульсным электрическим разрядом (между электродами 6 на рис. 2). Стартовая разность потенциалов между электродами 6 составляла 220 В. Поддержка тока стабилизации (между электродами 2 и 3 на рис. 2) осуществлялась от сети переменного тока с напряжением 380 В, либо через выпрямитель с разностью потенциалов до 500 В. Типичные значения силы тока составляли 20–40 А. Кроме того, зона реакции находится в магнитном поле соленоида (сечение одного из витков соленоида на рис. 2 отмечено цифрой 5).

Протекание воды в зоне реактора сопровождалось образованием твердой фазы, выпадавшей в осадок в виде полиметаллического порошка. Важно отметить, что при стационарном режиме работы установки материал электродов практически не расходовался, так что образование полиметаллического порошка однозначно обусловлено процессом его синтеза из воды. Максимальной скорости синтеза порошка соответствовала определенная скорость движения воды, циркулирование которой поддерживалось насосом.

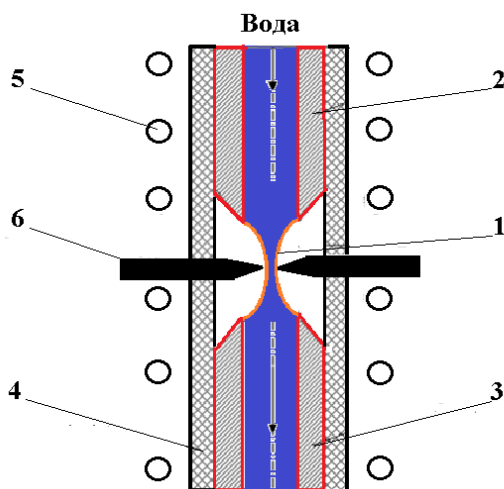


Рис. 2. Схема реактора: 1 – область разряда; 2 – верхний трубчатый электрод; 3 – нижний трубчатый электрод; 4 – корпус реактора; 5 – катушка (индуктор); 6 – импульсные электроды, стрелки показывают направление течения воды [2]

Один из вариантов состава порошка, согласно данным Вачаева-Иванова в [2], полученного после выпаривания обработанной воды, содержащий набор из двадцати образовавшихся химических элементов (упорядоченных по нарастанию  $Z$ ), приведен в табл. 1.

Хотя изотопный состав не определялся, данные табл. 1 свидетельствуют о том, что молярная доля трех из 20 элементов (C, Si, Fe) явно превышает 50 %, причем доля углерода превалирует.

Образование широкого набора элементов указывает на существование нескольких этапов достаточно универсального механизма

синтеза. Появление легких элементов, скорее всего, является следствием парных распадов составных ядер, возникающих, подобно (13), в процессах слияния пар менее массивных ядер, являющихся частично (или полностью) продуктами предшествующего этапа синтеза.

Таблица 1

Содержание элементов в твердой фазе после выпаривания  
обработанной дистиллированной воды

Элемент	Содержание ( $\frac{\rho}{\kappa\kappa}$ )	Элемент	Содержание ( $\frac{\rho}{\kappa\kappa}$ )
Li, Be	0,006	Mn	0,1
B	1,1	Fe	6, 6
C	6,7	Ni	0,4
Mg	0,1	Cu	0,4
Al	2,1	Zn	2,0
Si	4,4	Se	0,1
P	0,1	Sn	5,5
Ti	0,4	Pb	0,8
V	0,7	Bi	0,1
Cr	0,9		

В качестве базового для реакций синтеза элементов, конечно, выступает кислород, который может присутствовать в виде иона  $O^{2-}$ , либо входит в состав нейтральной полярной молекулы воды, либо в ион  $OH^-$ , либо переходит в свободное состояние в ходе обработки воды. Наличие протонов в молекулах воды, ионах  $OH^-$ , либо в комплексе с полярной молекулой воды (обозначим условно, как  $H_2OH^+$ ) позволяет разнообразить набор элементов и их изотопный состав.

Отметим **важные условия**:

1. Образование широкого набора элементов происходит при наличии электронных потоков.

2. Разреженность среды в «плазмоиде» позволяет, по-видимому, электронам и ионам набирать за время свободного пробега в электрическом поле относительно небольшие энергии, необходимые для инициирования низкотемпературных ядерных реакций.

Характерно, что и в независимых экспериментах по электролизу воды [11] фиксировалось образование новых элементов, причем электрическая схема электролизера, приведенная на рис. 3, позволяет осуществлять встречное столкновение ускоренных одинаковых ионов.

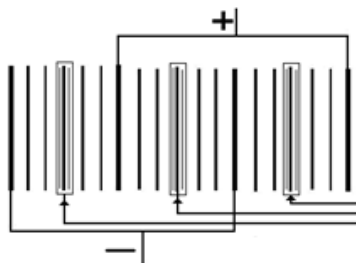


Рис. 3. Электрическая схема электролиза воды [11]

Более конкретное описание реакций образования элементов будет продолжено в последующих разделах.

Важная дополнительная информация о функционировании установки «Энергонива» содержится в начале публикации [12]. Приведем цитату из [12]. «Этот плазмодид обладал совершенно фантастическими свойствами. Во-первых, он возбуждал в воде самоподдерживающуюся реакцию синтеза элементов, ... продуктом реакции были стабильные изотопы элементов от гелия до висмута. Во-вторых, реакция сопровождалась электромагнитным излучением частотой десятки мегагерц и мощностью до десятков киловатт. Кроме того, в ходе синтеза образовывались «лишние» электроны, которые необходимо было отводить на внешнюю нагрузку. После запуска и стабилизации плазмы она (установка) отключалась от электрической сети и работала сутками».

## 2.2. Данные, полученные на упрощенной установке электролиза воды

Поскольку данные о синтезе элементов из воды вызывали скептическое отношение, а восстановить устойчивую работу «Энергонивы» после смерти авторов метода в полном объеме не удалось, в [12] В. А. Паньковым и Б. П. Кузьминым была предложена упрощенная («демонстрационная») методика.

Эта методика позволяет осуществлять импульсные электрические разряды в воде и водных растворах солей с использованием колебательного контура, настроенного в резонанс с питающим напряжением (220 В, 50 Гц). В упрощенном варианте отсутствует первый запускающий разряд, внешнее магнитное поле, специальная заточка торцов основных трубчатых электродов. В результате, вместо формирования устойчивого плазмоида имеет место серия разрядов. Напомним, что в оригинальной установке «Энергонива» эрозия электродов невелика, и основной вклад в образование химических элементов, выпадающих в осадок, дает их синтез из веществ, входящих в состав раствора (включая сам растворитель). Напротив, в упрощенной установке, предложенной для демонстрации синтеза элементов, эрозия электродов велика. Поэтому считается, что из элементов твердого осадка синтезируются (без участия материала электродов) только те, что не входят в состав электродов.

В табл. 2 приведены результаты анализа порошка одного из самых удачных (по доле синтезированных элементов) экспериментов [12]. Исходная дистиллированная вода для улучшения проводимости содержала 0,5 г/л натрия тетраборнокислого.

Поскольку использовались медные электроды, в [12] считалось, что на долю синтезированных из воды элементов приходится 41,8 % от массы порошка. Среди синтетических элементов доля железа составляет 80 %, цинка – 7,7 %, кальция – 4,1 % и кремния – 1,8 %. Содержание остальных восьми металлов не превышает одного процента.

Таблица 2

Элементный состав порошка, % общей массы [12]

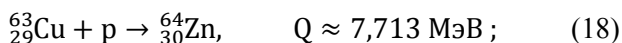
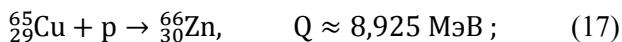
Символ	Al	Si	P	S	K	Ca	Ti	Cr
Ат. №	13	14	15	16	19	20	22	24
Содерж.	0,15	0,75	1,6	0,27	0,059	1,72	0,034	0,059

Символ	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Mo
Ат. №	25	26	27	28	29	30	42
Содерж.	0,061	33,81	0,046	0,018	58,2	3,22	0,036

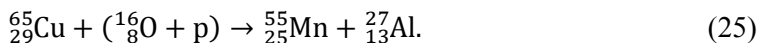
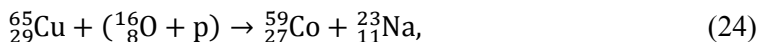
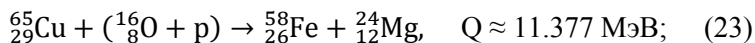
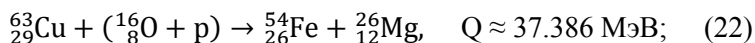
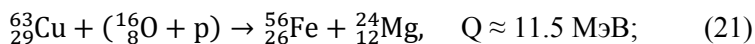


Однако, по нашему мнению, в условиях эрозии электродов должен обязательно возникать вклад в образование элементов от реакций с участием материала электрода, взаимодействующего как с элементами в составе раствора (H, OH, H<sub>2</sub>OH), так и с синтезируемыми элементами.

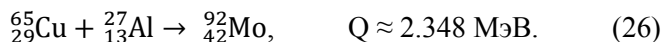
Так, например, появлению пар изотопов цинка и никеля сопоставляются реакции с участием протона



Широкий набор элементов может образоваться с участием комплекса OH, например, образование железа и магния, кобальта и натрия, марганца и алюминия...



Образованию молибдена можно сопоставить реакцию слияния



Таким образом, сомневаться в том, что элементы, приведенные в табл. 2, синтезированы, нет оснований. Однако утверждать, что элементы синтезированы только из воды, нельзя. Весьма вероятно, что значительная доля элементов возникла при участии материала электродов.

Но тогда методика электролиза (при экстракции материала электродов) играет важное самостоятельное значение для исследования механизмов низкотемпературных ядерных реакций. Действительно, в случае, когда масса порошка, полученного после обработки воды разрядами электрического тока, близка к убыли массы электродов,

естественно считать, что синтез элементов в значительной степени (если не в основном) связан с участием в синтезе материала электродов.

В связи с этим, для наращивания базы экспериментальных данных, их систематизации и анализа в Уральском лесотехническом университете была собрана упрощенная установка по схеме [12]. В экспериментах для повышения электропроводности дистиллированной воды добавлялись в небольших концентрациях поваренная соль либо азотная кислота. В качестве материалов полых трубчатых электродов применялись латунь, медь и цинк. Стартовая разность потенциалов составляла (560–600) В. Зазор между электродами составлял (0,7–0,9) мм. Электроды располагались вертикально. Между верхним и нижним сосудом вода двигалась самотоком. Каждая серия разрядов сопровождалась парообразованием и появлением порции жидкости с темной (черной) окраской с последующим выпадением осадка.

В главе 11 монографии приводится часть результатов о химическом составе твердого осадка по данным энерго-дисперсионного анализа, полученным в Центре коллективного пользования при ИФМ УрО РАН. Планируется проведение и изотопного анализа в Физико-технологическом институте Уральского федерального университета.

### **2.3. Синтез элементов при вакуумной плавке циркония электронным пучком**

Факт образования широкого спектра химических элементов был установлен также при плавлении циркония под действием пучка электронов, создаваемого электронной пушкой с ускоряющим напряжением 30 кВ [13, 14]. Следующий абзац (с минимальной коррекцией) соответствует фрагменту текста из работы [15].

Ядерный реактор М. И. Солина содержит вакуумную камеру, в которой расположены емкость с активной средой в виде металла или его сплава в жидком состоянии, два регулирующих элемента в виде металлических заготовок из материала активной среды, источник ускоренных электронов и узлы перемещения регулирующих элементов. Способ формирования активной среды характеризуется тем, что массу металла или его сплава в жидком состоянии при

облучении ускоренными электронами увеличивают и доводят до критической величины. Управление ядерным реактором осуществляется путем измерения расстояния между регулирующими элементами и/или между ними и поверхностью активной среды. Жидкометаллический продукт получается путем доведения массы металла или его сплава в жидком состоянии при нагреве ускоренными электронами до критической величины и приближения регулирующих элементов друг к другу и/или к поверхности расплавленного металла или его сплава. Твердый полученный продукт представляет собой слиток затвердевшего жидкометаллического продукта, содержащий в объеме химические элементы, образовавшиеся в процессе осуществления ядерного синтеза. Функционирование ядерного реактора осуществляется на основе применения известной электронной печи в качестве основы его конструкции.

Приведем описание установки М. И. Солина, представленное в Патенте № 2087951.

«На рис. 4. схематично показан ядерный реактор. Он содержит вакуумную камеру 1, вакуумную систему 2 для откачки остаточных газов из вакуумной камеры 1, емкость 3 для размещения в ней активной среды 4, источник ускоренных электронов 5, два регулирующих элемента 6 в виде металлических заготовок из материала исходного продукта для формирования активной среды 4, узлы перемещения 7 регулирующих элементов 6 по вертикали, узлы поворота 9 каждого регулирующего элемента 6 в вертикальной плоскости. Источник ускоренных электронов 5 расположен с возможностью облучения (нагрева и расплавления) регулирующих элементов 6 и облучения активной среды 4. Узлы перемещения 7, 8, 9 регулирующих элементов 6 представляют собой систему электромеханических, гидравлических и других приводов, обеспечивающую соответственно встречную подачу или сближение регулирующих элементов 6, их установку на определенном расстоянии друг от друга, раздвигание вплоть до удаления из зоны размещения над емкостью 3, перемещение в вертикальном направлении и изменение угла наклона элементов 6 к горизонтали. В качестве исходного продукта для формирования активной среды может быть использован ряд металлов и их сплавов, имеющих сравнительно невысокую упругость паров испарения при температуре плавления. Это необходимо для создания определенного перегрева на

поверхности жидкого металла при ее бомбардировке ускоренными электронами и обеспечения устойчивой работы источника ускоренных электронов 5. Такими металлами являются титан, цирконий, ниобий, гафний, молибден, вольфрам, тантал, ванадий. В качестве примера автором в описании изобретений использовался цирконий (его сплавы с ниобием). Основными этапами работы ядерного реактора являются формирование активной среды и управления им. Способ формирования активной среды включает следующие основные операции (пример): — расплавление торцевых частей регулирующих элементов 6 ускоренными электронами, — формирование жидкой ванны 4 металла или его сплава в емкости 3 и ее нагрев ускоренными электронами, — увеличение массы жидкой ванны 4 путем дальнейшего расплавления торцевых частей регулирующих элементов 6 или подачи в емкость 3 непосредственного жидкого металла или его сплава из промежуточной емкости (при ее наличии в электронной печи), — доведение массы жидкой ванны 4 до критической величины и получение активной среды в емкости 3. Результаты исследований показывают, что выделение энергии в ней происходит при осуществлении реакции ядерного синтеза».

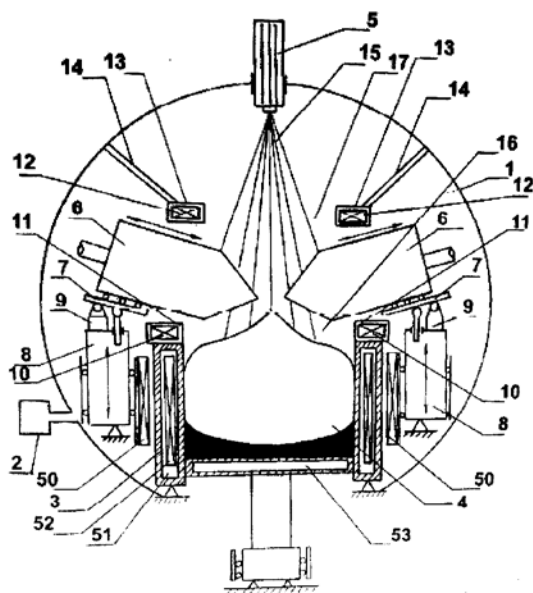


Рис. 4. Схема ядерного реактора М. И. Солина [13]

Не останавливаясь на ряде интересных эффектов поведения расплава, отметим сразу, что среди продуктов реакции указаны как элементы с зарядовыми числами  $Z$  больше, чем у Zr ( $Z_{Zr} = 40$ ), например, лантаноиды, так и меньше (3d-элементы и элементы второго периода таблицы Менделеева: Li, B, Be, C, N, O, Na, Mg, Al, Si...). Разумеется, перечисляемые элементы не содержались в исходном образце.

Такую закономерность можно было бы объяснить аналогично реакциям синтеза (12) и (13) из исходных пар ядер алюминия, беря в качестве исходных пары ядер любых из пяти стабильных изотопов циркония (Zr – 90, 91, 92, 94, 96), рассматривая в качестве продуктов реакции все парные комбинации ядер, удовлетворяющие законам сохранения зарядовых и массовых чисел. Однако условию экзотермичности такие реакции удовлетворять не будут, так как для ядер в области нисходящей ветви зависимости  $E_{св}$  от  $A$  на рис. 1 подобный синтез относится к эндотермической реакции. Тем не менее, в процессе плавления явно фиксировалось выделение энергии, что указывало на экзотермический характер реакций. К решению этой проблемы мы обратимся в главе 9.

## **2.4. Дополнительная информация**

### **2.4.1. Синтез элементов при взрывах титановой фольги в воде**

Эксперименты [16, 17] содержат результаты группы Л. И. Уруцкого, в которых тонкая титановая фольга взрывалась при пропускании импульса тока от конденсаторной батареи. Чтобы фрагменты фольги не разлетались, фольга взрывалась в дистиллированной воде, залитой в прочный стакан из полиэтилена. После взрывов был зафиксирован синтез новых элементов. Причем, как и в случае плавления циркония электронным пучком, появились элементы и с зарядовыми числами  $Z$  больше зарядового числа титана ( $Z_{Ti} = 22$ ), и с зарядовыми числами  $Z < 22$ .

Кроме того, было обнаружено «странное излучение», не походившее ни на один известный вид радиоактивности. Излучение фиксировалось как при взрыве фольги, так и со значительным запаздыванием по отношению к моменту взрыва, оно приводило к особой

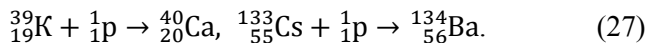
форме треков в фотоэмульсиях, причем многие треки соответствовали распространению излучения в плоскости, параллельной поверхности фотоэмульсии. Более подробно «странное излучение» будет обсуждаться в главе 14.

#### 2.4.2. Синтез элементов в металлической матрице, насыщаемой водородом

Выделение этих реакций в качестве отдельного направления исследований обуславливается интересом к водородной энергетике. В частности, высокие уровни избыточного тепла фиксировались в генераторе Росси [18, 19], в котором осуществляется нагрев порошка никеля, насыщенного водородом. Интерес к этому направлению подтверждают и публикации [20–22].

#### 2.4.3. Синтез элементов в живых организмах

Достаточно обширная информация о низкотемпературном синтезе в биологических системах имеется в [23]. В большинстве случаев речь идет о синтезе, связанном с поглощением протона. Например



Отметим, что у цезия только один стабильный изотоп  ${}^{133}_{55}\text{Cs}$ . Качественное объяснение подобных реакций в рамках концепции квазинейтронов проводится в главе 7. Наблюдаются, однако, и более сложные варианты. Например, синтез железа по реакции



катализируемой присутствием цезия (в растворе базовая соль KCl заменялась на CsCl). По-видимому, саму реакцию в присутствии калия можно объяснить обогащением массивными электронными парами атомов натрия и фосфора при участии 4s-электронов атомов калия, имеющих меньшую энергию связи по сравнению с 3s-электронами натрия. Тогда катализирующий эффект цезия объясняется участием 6s-электронов цезия, имеющих меньшую энергию связи по сравнению с 4s-электронами в калии. Возникновение же массивных электронных пар связано с их контактным взаимодействием и обеспечивает реализацию более сложных, чем захват протона, реакции синтеза.

#### **2.4.4. Превращение части висмута в свинец при действии однополярных электромагнитных нанопульсов на расплав Bi – Pb**

В [24, 25] зафиксировано значимое (до 5–10 %) превращение висмута в свинец при действии на расплав Bi – Pb однополярных электромагнитных нанопульсов с частотой 1000 Гц в течение 10–15 минут. Изотопный состав не проводился. В качестве механизма превращения предполагался электронный захват, поэтому допускалось, что в расплаве имеются изотопы Bi, с массовыми числами 206, 207, 208.

#### **2.4.5. Модификация среды, сопутствующая реакциям низкотемпературного синтеза**

– Изменение скоростей распада ядер.

Дополнительно к работе [26], укажем также эксперименты в группе Шафеева [27, 28] по лазерному воздействию, как и работы Крымского [29, 30] по воздействию однополярных наносекундных электромагнитных импульсов на растворы солей.

– Запаздывание «странного излучения» по отношению к реакции синтеза.

Как уже отмечалось выше, «странное излучение» фиксировалось не только в момент взрыва фольг, но и с большим запаздыванием, после того как остатки фольги помещались в чашку Петри [16].

### Глава 3. Преодоление кулоновского барьера – главная проблема ядерного синтеза

В предисловии и введении мы уже касались вопроса о существовании кулоновского барьера и необходимости его преодоления для реализации ядерного синтеза. Тем не менее, для осознания степени обоснованности проблемы полезно привести количественные оценки вероятности туннелирования «голых» ядер через барьер.

#### 3.1. Оценка коэффициента прозрачности барьера при моделировании внутриядерного потенциала прямоугольной ямы

На рис. 5 приведена простая модель прямоугольной потенциальной ямы (притяжение для области ямы) с чисто кулоновским отталкиванием  $U_C(r)$  вне ямы (начало отсчета потенциала выбирается в бесконечно удаленной точке):

$$U_C(r) = Z_1 Z_2 e^2 \frac{1}{4 \pi \epsilon_0 r}, \quad (29)$$

где  $\epsilon_0 \approx 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная,  $e \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – элементарный заряд,  $Z_1$  – зарядовое число ядра «мишени»,  $Z_2$  – зарядовое число туннелирующей частицы (ядра).

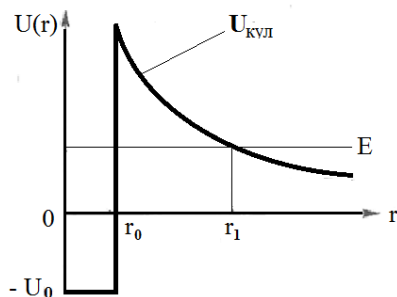


Рис. 5. Модельный потенциал для оценки коэффициента прозрачности при туннелировании частицы с энергией  $E$  сквозь кулоновский барьер



Глубина потенциальной ямы  $U_0$  для наших целей не существенна, важен сам факт туннелирования. Преодоление барьера означает попадание в область  $r < r_0$ , где доминируют короткодействующие силы притяжения между нуклонами, т.е. величина полуширины потенциальной ямы  $r_0$  должна быть порядка радиуса сильного взаимодействия  $R_s$ .

Простейший вариант реакции связан с захватом протона типа (17), (18), (27).

Оценим коэффициент прозрачности для движущегося протона при туннелировании сквозь барьер (29) при  $Z_1 = Z$ ,  $Z_2 = 1$ .

Если  $r_0$  полагается равным  $10^{-15}$  м, то высота энергетического барьера на краю ямы

$$U(r_0) = U_{\max} = Z e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_0 \approx Z \cdot 1,2 \text{ МэВ}. \quad (30)$$

Значит, для реакций (17), (18) образования цинка из меди ( $Z = 29$ )  $U_{\max} \approx 34,8$  МэВ.

Считаем, что протон проходит ускоряющую разность потенциалов, приобретая кинетическую энергию  $E$ , равную  $U(r_1)$ , при  $r_1 > r_0$ .

Коэффициент прозрачности  $D$ , согласно [31], выберем в виде

$$D = (\exp - \frac{2}{\hbar} \int_{r_0}^{r_1} dr \sqrt{2m(U(r) - E)}, \quad E = U(r_1). \quad (31)$$

Полагая, что масса протона  $m_p$  мала по сравнению с массой ядра «мишени», можно считать, что в (31)  $m = m_p \approx 1,67 \cdot 10^{-27}$  кг. Заметим, что при сопоставимых массах ядра «мишени» и туннелирующей частицы в качестве  $m$  следует использовать их приведенную массу (в системе отсчета, связанной с центром масс частиц).

$$D = \exp[-\frac{2e}{\hbar} \sqrt{Z \frac{m_p}{\pi\epsilon_0}} \int_{r_0}^{r_1} dr \sqrt{(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1})}]. \quad (32)$$

Интеграл в показателе экспоненты (32) берется точно

$$\int_{r_0}^{r_1} dr \sqrt{(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1})} = -r_0 \sqrt{\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1}} + \sqrt{r_1} \arctg(\sqrt{\frac{r_1}{r_0} - 1}). \quad (33)$$

Формально при  $r_0 = r_1$  интеграл (33) обращается в ноль, а  $D = 1$ , как и должно быть. Учитывая, что для низкотемпературных реакций  $r_0 \ll r_1$ , получаем из (33)

$$\int_{r_0}^{r_1} dr \sqrt{(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1})} \approx \sqrt{r_1} \arctg(\sqrt{\frac{r_1}{r_0}}) \approx \frac{\pi}{2} \sqrt{r_1}, \quad (34)$$

а из (32) и (34)

$$D \approx \exp\left(-\frac{e}{\hbar} \sqrt{Z \frac{\pi m_p r_1}{\epsilon_0}}\right). \quad (35)$$

Допустим, для иллюстрации, что  $E = 100$  эВ и  $Z = 29$ , тогда из (29) находим  $r_1 \approx 4.2 \cdot 10^{-10}$  м, а из (35)

$$D \approx \exp(-4100) \approx 10^{-1781}. \quad (36)$$

Таким образом, при  $E = 100$  эВ прозрачность барьера, создаваемого зарядом ядра меди для протона, ничтожно мала. Очевидно, что если вместо протона рассматривать туннелирование ядра с зарядом  $Z_2$  и массовым числом  $A_2$ , то модуль показателя экспоненты в (35) увеличится примерно в  $\sqrt{A_2 Z_2}$  раз. Значит, с позиций стандартных представлений о синтезе ядер как процессе туннелирования ядер при малой энергии их относительного движения говорить бессмысленно.

Однако реакции синтеза происходят, и это означает, что имеются каналы реакций, для которых запреты на туннелирование, несомненно верные в случае «голых» ядер, утрачивают актуальность. Действительно, достаточно напомнить, что для нейтронов нет кулоновского барьера. Следовательно, если допустить существование квазинейтронного состояния, при котором протон «эскортируется» электроном до расстояний, близких к радиусу сильного взаимодействия, то проблема с захватом протона ядрами снимается.

### **3.2. Оценка коэффициента прозрачности барьера мюонной молекулы водорода при моделировании внутриядерного потенциала прямоугольной ямой**

Конечно, при синтезе легких ядер проблема туннелирования неэкранированного протона или более массивных изотопов водорода смягчается. Так, полагая  $Z_1 = Z_2$ , нетрудно оценить прозрачность барьера для реакции слияния дейтерия и трития в ионизированной модифицированной молекуле водорода, содержащей мюон.

Используем для оценки  $D$  формулу (35), подставляя  $Z = 1$  и вместо массы  $m_p$  приведенную массу  $\mu$

$$\mu \approx (2m_N)(3m_N) / (2m_N + 3m_N) = 1,2m_N, \quad (37)$$

( $m_N$  – масса нуклона  $m_N \approx m_n \approx m_p \approx 1837 m_e$ ). Сохраняя  $r_0 = 10^{-15}$  м и полагая, согласно [6, 7],  $r_1 = 5 \cdot 10^{-13}$  м (диаметр ионизированной мезомолекулы водорода с ядрами дейтерия и трития, содержащей мюон), из (35), получаем  $D = D_\mu \approx 1,46 \cdot 10^{-9}$  для процесса туннелирования изотопов водорода. Такие значения  $D$ , значительно превышают величину (36), но, скорее всего, еще недостаточны для согласования с данными о быстром протекании (за время  $\sim 10^{-12}$  с) реакции синтеза гелия. Скорее всего, это свидетельствует в пользу увеличения радиуса  $r_0$ . Ниже (после обсуждения выводов адронной механики) будут приведены основания для выбора  $r_0 \approx 10^{-13}$  м на два порядка превышающего 1 фм и соответствующего максимальному радиусу сильного взаимодействия  $R_s$ . При  $r_0 = 10^{-13}$  м и том же значении  $r_1 = 5 \cdot 10^{-13}$  м =  $5r_0$ , используя точное значение интеграла (33), получаем

$$\int_{r_0}^{r_1} dr \sqrt{\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right)} \approx 1,5812326 \sqrt{r_0}, \quad D_\mu \approx 1,054 \cdot 10^{-4}, \quad (38)$$

т. е.  $D_\mu$  возрастает на пять порядков.

### **3.3. Оценка коэффициента прозрачности барьера мюонной молекулы водорода при моделировании внутриядерного потенциала потенциалом Юкавы**

Можно еще увеличить  $D_\mu$ , меняя форму потенциала ядерных сил, например, на потенциал Юкавы [32]. Рассмотрим теперь для сравнения потенциал  $H(r)$ , представляющий суперпозицию потенциала Юкавы  $U_Y$  и Кулона  $U_C$ . Потенциал притяжения Юкавы имеет вид

$$U_Y(r) = -g \exp(-r/r_0) / r, \quad g > 0. \quad (39)$$

Доопределим константу  $g$ , требуя, чтобы при  $r = r_0$  выполнялась точная компенсация  $U_Y$  и  $U_C$ , и, следовательно,  $H(r_0) = 0$ . Тогда получаем

$$H(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \left[1 - \exp\left(1 - \frac{r}{r_0}\right)\right]. \quad (40)$$

Из (40) очевидно, что при  $r > r_0$   $H(r) > 0$ , а при  $r < r_0$   $H(r) < 0$ . На рис. 6, взятом из [33], приведена форма потенциала (40) в безразмерных переменных.

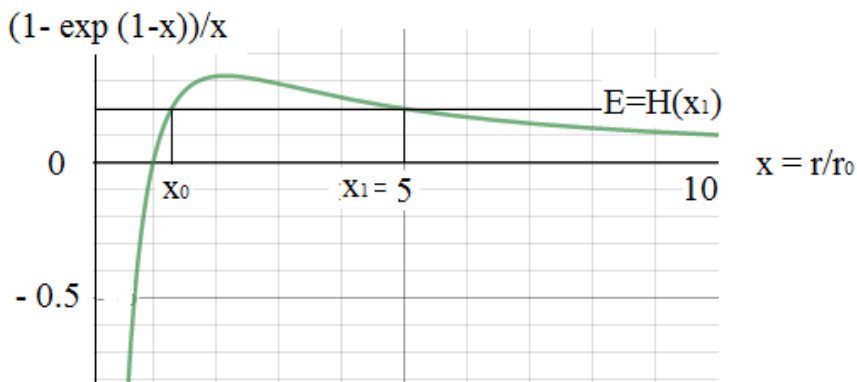


Рис. 6. Потенциал  $H(r)$  в безразмерных переменных

На рис. 6 максимуму функции  $H(x)$  соответствует решение уравнения

$$\exp(1-x) = 1/1+x, \quad (41)$$

при  $x = x_m \approx 2,1462$  и  $H(x)_{\max} = H(x_m) \approx 0,3178$ .

Сглаженный (по сравнению с потенциалом на рис. 5) потенциал  $H(x)$  позволяет повысить проницаемость барьера. Так, например, при выборе  $r_0 = 10^{-13}$  м и  $r_1 = 5r_0$  интеграл от  $H(x)$  в пределах от  $x_0 \approx 1,293$  до  $x_1 = 5$  равен  $\approx 0,917$  вместо  $\approx 1,581$  в (38), и в результате значение  $D_\mu$  возрастает от значения  $\approx 1,054 \cdot 10^{-4}$  до  $\approx 4,938 \cdot 10^{-3}$ , т.е. более чем на порядок. Если формально величину  $r_0$  удвоить, не изменяя  $r_1 = 5 \cdot 10^{-13}$  м, то значение  $x_1 = 2,5$ , и, как очевидно из рис. 6, барьер становится практически прозрачным. Однако элементарная оценка [34] (которую мы еще обсудим далее в п. 5.1) свидетельствует в пользу величины  $r_0 \approx 10^{-13}$  м. Следовательно (при  $r_0 = 10^{-13}$  м), факт быстрого туннелирования ядер водорода указывает на достаточность значения  $D_\mu \approx 5 \cdot 10^{-3}$  для эффективности реакции синтеза гелия.

Ясно, что значительное влияние на коэффициент прозрачности при переходе от потенциала притяжения в форме прямоугольной ямы к потенциалу Юкавы имеет место лишь при значениях  $r_0$  и  $r_1$  одного порядка.

### 3.4. Необходимость построения модели квазимолекулярного состояния для синтеза массивных ядер

Разумеется, синтез массивных ядер (например, олова  $Z_{Sn} = 50$ ) в реакциях слияния пары менее массивных ядер (например, ядер железа  $Z_{Fe} = 26$ ), как показывают оценки коэффициента прозрачности в п. 3.1, в реакциях туннелирования при низких температурах маловероятен.

Факты достаточно легкого протекания реакций синтеза (см. главу 2) указывают на альтернативную туннелированию возможность сближения ядер до расстояний, равных максимальному значению радиуса сильного взаимодействия. Действительно, при таком сближении начнется обмен нуклонов ядер пионами ( $\pi$ -мезонами) по схеме Юкавы, обеспечивающий притяжение ядер.

Допустим, имеется два положительных ядра с равными зарядами  $q_1 = q_2 = q$ , образующих в обычных условиях молекулу с расстоянием  $2d_0$  между ядрами. Напомним, в схеме трех точечных зарядов, лежащих на одной прямой, при помещении в центр отрезка длиной  $2d$  отрицательного заряда  $q_3 = -q/4$  заряды находятся в состоянии неустойчивого равновесия (при любой величине  $d$ !). Разумеется, в реальности речь должна идти о некоторых динамических состояниях электронов, обеспечивающих высокую вероятность обнаружения отрицательного заряда в межъядерном пространстве и стабилизирующих размер  $2d < 2d_0$ . Так что требуется предложить модель промежуточного квазимолекулярного состояния (ПКС), в которой существует концентрация отрицательного заряда в компактной области межъядерного пространства, обеспечивающего сближение ядер до значений

$$2d = (R_s)_{\max} \approx 10^{-13} \text{ м.} \quad (42)$$

Построение такой модели (как будет показано в главе 6), в принципе, возможно на основе выводов адронной механики.

## **Глава 4. Контактное взаимодействие в адронной механике и ряд выводов, необходимых для построения модели промежуточного квазимолекулярного состояния**

Прежде чем переходить к представлениям и выводам адронной механики, полезно кратко перечислить ряд сведений о квантовой механике, хотя они и предполагаются известными читателям, знакомым с курсом общей физики. Однако для удобства чтения некоторую выборочную информацию мы напомним.

### **4.1. Выборочная информация о квантовомеханической картине мира**

В настоящее время основной общепризнанной теорией, применяемой при интерпретации микроскопических свойств вещества, является квантовая механика. Исторически создание квантовой механики было нацелено на решение проблемы описания строения и состояний сложных атомов. И эта цель была достигнута. Развитый математический аппарат позволяет вычислять вероятности обнаружения электронов в локальных областях атомов в различные моменты времени. Найдены пространственные области (орбитали) наиболее вероятного пребывания электронов.

Вероятностный подход отражает корпускулярно-волновой дуализм, присущий миру микрочастиц.

Электроны обладают полуцелым (в единицах  $\hbar$ ) собственным моментом импульса (спином) и относятся по своим статистическим свойствам к фермионам – частицам «индивидуалистам». Это означает, что при идентификации квантового состояния с помощью значений ограниченного набора квантовых чисел (например, четырех для электронов в атомах) в одном состоянии может находиться только один фермион. Для фермионов справедлива статистика Ферми-Дирака. Напротив, частицы с нулевым или целым спином

являются частицами «коллективистами» и относятся к бозонам, для которых справедлива статистика Бозе-Эйнштейна. В одном и том же квантовом состоянии может находиться неограниченное количество бозонов. При этом, чем больше бозонов в данном состоянии, тем больше вероятность рождения аналогичного бозона. Фотоны – кванты электромагнитных волн являются примером бозонов.

В квантовой теории поля все известные фундаментальные взаимодействия (электромагнитное, гравитационное, сильное и слабое) осуществляются путем обмена взаимодействующих объектов виртуальными частицами – носителями взаимодействия. Отметим, что все частицы – носители взаимодействия относятся к бозонам.

Атом состоит из ядра и электронов, образующих вокруг ядра оболочки. Масса атома в основном сосредоточена в ядре, радиус которого  $R_N$  порядка  $1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м}$  составляет примерно сотысячную долю от радиуса атома  $R_A$  (задаваемого радиусом заполненных электронных оболочек):

$$R_A \sim 10^5 R_N \sim 10^{-10} \text{ м.}$$

Ядро состоит из сильно взаимодействующих протонов и нейтронов (нуклонов). Нуклоны имеют полуцелый спин и относятся к фермионам. Ядра же могут иметь как целые, так и полуцелые спины. В основном состоянии атом нейтрален, т. е. число электронов, имеющих отрицательный элементарный заряд, совпадает с числом протонов  $Z$ , имеющих положительный элементарный заряд.

Взаимодействие электронов с ядром (с протонами), как и электронов между собой, носит потенциальный характер (можно использовать кулоновский потенциал (29)). Такой подход оправдан, когда расстояния между частицами во много больше размеров частиц, что позволяет использовать представление о точечных частицах. Заметим, что понятие «размер» применительно к частице, использованное в единственном числе, подразумевает вместо точки малые шар или сферу, характеризующиеся единственной величиной – радиусом. Однако экспериментальное определение такой характеристики связано с анализом данных по рассеянию различных частиц, поэтому единственного значения для радиусов, например протона или электрона, указать нельзя. Уместно говорить лишь о порядках величин. Кроме того, корпускулярно-волновой дуализм допускает,

в принципе, существование дополнительных к зарядовым «радиусов», отличающихся по порядку величины, связанных с волновыми пакетами, сопоставляемыми микрочастицам. Тогда в случае перекрытия волновых пакетов взаимодействующих частиц следует принимать во внимание *контактное взаимодействие микрочастиц* (без участия частиц – носителей взаимодействия).

Классификация известных микрочастиц в настоящее время дается Стандартной моделью. Частицы делят на элементарные (не имеющие внутренней структуры) и составные. Понятие «элементарная частица» отражает сегодняшний уровень знаний и не исключает в дальнейшем выявления внутренней структуры. Например, к элементарным частицам относят электроны, нейтрино, кварки. Если элементарна частица, то элементарна и соответствующая античастица.

Все составные частицы, участвующие в сильных взаимодействиях, относят к классу адронов. Этот класс делится на две категории: барионы (включая нуклоны) и мезоны. Барионы, в основном, описываются трехкварковыми моделями, а мезоны – двухкварковыми. Адроны участвуют также в электромагнитных и слабых взаимодействиях.

Не участвующие в сильных взаимодействиях частицы относят к классу лептонов (электроны, мюоны,  $\tau$ -лептоны, нейтрино). Но в электромагнитном и слабом взаимодействии они участвуют.

Влиянием гравитационного взаимодействия на микрочастицы, в силу его относительной малости, обычно пренебрегают.

Невозможность наблюдать кварки в свободном состоянии привела к созданию квантовой хромодинамики (КХД), наделившей кварки цветовым зарядом (в КХД используются три разных цвета и три антицвета). Считается, что цветовой заряд создает поле виртуальных глюонов, обмен которыми обеспечивает «истинное» сильное взаимодействие между кварками. Поле глюонов является наиболее сложным из полей виртуальных бозонов, ответственных за перенос взаимодействия.

Типичному состоянию барионов сопоставляется бесцветная комбинация трех кварков, так что межбарионное сильное взаимодействие осуществляется не за счет обмена глюонами, а за счет обмена  $\pi$ -мезонами. Именно этот механизм, как отмечалось выше,



был впервые предложен Юкавой для объяснения притяжения нуклонов в ядре. Таким образом, применительно к синтезу ядер механизм Юкавы сохраняет свою актуальность. Поэтому *в дальнейшем под сильным взаимодействием подразумевается межнуклонное взаимодействие.*

Заметим также, что в Стандартной модели к элементарным бозонам – носителям взаимодействий (фотоны;  $W^\pm$ ,  $Z^0$ ; глюоны) добавляется бозон Хиггса (имеющий энергию покоя  $\approx 125$  ГэВ и нулевой спин), связываемый с полем Хиггса. Бозон Хиггса – самая массивная из элементарных частиц (масштаб энергий  $1 \text{ ГэВ} = 10^3 \text{ МэВ}$ ). При описании объединенного электрослабого взаимодействия именно поле Хиггса отвечает за «наделение» массой покоя ( $W^\pm$ ,  $Z^0$ ) – бозонов – носителей слабого взаимодействия (с энергиями покоя  $\approx 80,4$ ,  $\approx 91,2$  ГэВ), тогда как фотоны – носители электромагнитного взаимодействия имеют нулевую массу покоя. Для сравнения напомним, что энергии покоя пионов составляют:  $\approx 139,57$  МэВ для  $\pi^\pm$ -мезонов (масса покоя  $\approx 273m_e$ ),  $\approx 134,96$  МэВ для  $\pi^0$ -мезона (масса покоя  $\approx 264m_e$ ).

Интересующие нас состояния относятся к области фазовой диаграммы КХД при малых температуре  $T$  и химическом потенциале барионов  $\mu_b$ , где адроны являются белыми (бесцветными), а кварки и глюоны – «плененными», невылетающими. В принципе, важно, что существует некоторая критическая кривая в плоскости  $T$ ,  $\mu_b$ , на которой имеет место фазовый переход к состоянию кварк-глюонной плазмы, где пленение (конфайнмент) кварков и глюонов отсутствует.

В материальном мире нет пустого физического пространства. Основным состоянием материи является физический вакуум. Не существует материальных объектов, изолированных от физического вакуума. Следовательно, за термином «изолированная система» стоит удобное, но идеализированное понятие. Энергия физического вакуума флуктуирует, с флуктуациями физического вакуума взаимодействуют микрочастицы. В частности, именно эти взаимодействия инициируют, так называемые, спонтанные переходы электронов в атомах из вышележащих по энергии состояний в нижележащие (задавая конечное время жизни возбужденных состояний).

## 4.2. Выборочная информация о выводах адронной механики

Прекрасное изложение необходимости обобщения квантовой механики и история построения такой теории, получившей название «адронная механика», имеется в [4]. Достаточно подробно в [4] изложены постулаты адронной механики, ее математический аппарат, магистральные направления («ветви»), полученные результаты и перспективные приложения, включая получение экологически чистой энергии. Поэтому мы ограничимся только минимально необходимой для целей данной монографии информацией.

Само название «адронная механика» указывает не только на частицы, участвующие в сильных взаимодействиях, но и на характерный размер волновых пакетов  $1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м}$  массивных частиц, включая электроны. Это означает, что при расстояниях между заряженными частицами, во много раз превышающих  $1 \text{ фм}$ , достаточно ограничиться точечным описанием частиц с дальнедействующим, потенциальным взаимодействием. Такое описание вполне адекватно для электронов в атомах и успешно реализуется квантовой механикой, которую адронная механика включает в качестве первой ветви.

Вторая ветвь – «покрывающая изомеханика» – позволяет наряду с дальнедействующим потенциальным взаимодействием учитывать контактные внутренние непотенциальные взаимодействия, возникающие для протяженных частиц при перекрытии их волновых пакетов, т. е. при сближении частиц до масштабов порядка  $1 \text{ фм}$  или менее. Следует иметь в виду, что заряд частиц, по-прежнему, считается точечным.

Не касаясь остальных ветвей адронной механики, остановимся на трех важных результатах, связанных с учетом контактного взаимодействия.

### 4.2.1. Притяжение пары электронов при их контактном взаимодействии

На рис. 7, взятом из [4], схематически показаны близко расположенные электроны с перекрывающимися волновыми пакетами. Близость расположения указывает на существование эффективного притяжения между электронами в синглетном состоянии –

с противоположными ориентациями спинов (стрелки, направленные вверх и вниз). При параллельных спинах (триpletное состояние) электроны отталкиваются.

Заметим, что для точечных электронов в квантовой механике подобное перекрытие волновых пакетов не учитывается. В адронной механике точечная зарядовая структура электронов сохраняется. Это не удивительно, так как эксперименты по сверхточному определению магнитного момента электрона [35] показывают, что размеры электрона не превышают  $10^{-20}$  см. Однако в адронной механике потенциальное кулоновское взаимодействие дополняется контактным взаимодействием, возникающим при перекрытии протяженных волновых пакетов. Кроме того, квантовая механика описывает электроны с помощью линейных, локальных и потенциальных динамических уравнений, тогда как адронная механика, учитывающая волновое перекрытие, в общем случае нелинейна, нелокальна и непотенциальна.

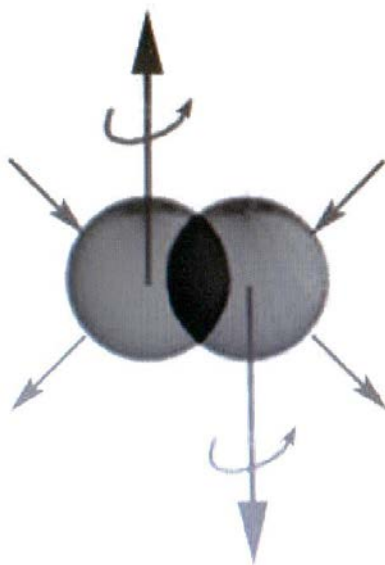


Рис. 7. (соответствует рис. 1.8 в [4]):  
Схематическое изображение глубокого перекрытия протяженных волновых пакетов валентных электронов с точечными зарядами в синглетном соединении, как требует принцип Паули

Непотенциальность контактного взаимодействия приводит к появлению силы притяжения между электронами, превышающей по величине силу кулоновского отталкивания. Именно контактное взаимодействие подавляет кулоновское отталкивание. По результирующему эффекту данное взаимодействие подобно сильному межнуклонному притяжению, преобладающему над кулоновским отталкиванием протонов в ядре.

В [4] подчеркивается важность учета контактного взаимодействия для введения «новой концепции валентных связей и молекулярных структур, способной весьма точно воспроизводить экспериментальные данные».

Для целей нашей работы важно знать, что при расстояниях между электронами  $\sim 1$  фм они переходят в связанное состояние. Это позволяет оценить кинетическую энергию их относительного движения, достаточную для достижения приемлемого коэффициента прозрачности при туннелировании сквозь кулоновский барьер.

#### **4.2.2. Структурная модель $\pi^0$ -мезона в адронной механике**

На рис. 8, взятом из [4], схематически представлены два состояния электрон-позитронной пары. Позитрониум имеет типичный для атомов размер, тогда как  $\pi^0$ -мезон имеет размер, типичный для ядер. Кроме того, согласно выводам адронной механики, дискретный энергетический спектр позитрониума при контактном взаимодействии электрона и позитрона на масштабах 1 фм сжимается до единственного энергетического уровня.

Заметим, что такая модель невозможна в квантовой механике. Самым ярким отличием от привычных представлений о связанных состояниях является положительная энергия связи для квантового связанного состояния. Напомним, что стандартная ситуация при образовании связанного состояния частиц (например, ядер из нуклонов) соответствует отрицательной энергии связи, тогда масса связанного состояния меньше, чем сумма масс исходных несвязанных частиц. Для случая  $\pi^0$ -мезона это подразумевало бы энергию покоя менее, чем 1 МэВ, в то время как  $\pi^0$ -мезон имеет энергию покоя  $\approx 135$  МэВ.

Полезно иметь в виду, что энергия покоя  $\pi^0$ -мезона  $E_0$  задается (с точностью до множителя порядка единицы) величиной

$$E_0 \sim hc/r, \quad (43)$$

где  $c \approx 3 \cdot 10^8$  м/с,  $h$  – постоянная Планка,  $r$  – радиус  $\pi^0$ -мезона.

Однако в адронной механике воспроизводятся не только энергия покоя, но все наблюдаемые характеристики  $\pi^0$ -мезона (магнитный момент, тип распада, среднее время жизни). Важно, что когда электроны находятся в контактно связанном состоянии с другими частицами (или между собой), они не должны отождествляться с обычными частицами. В адронной механике для них используется термин «изоэлектроны».

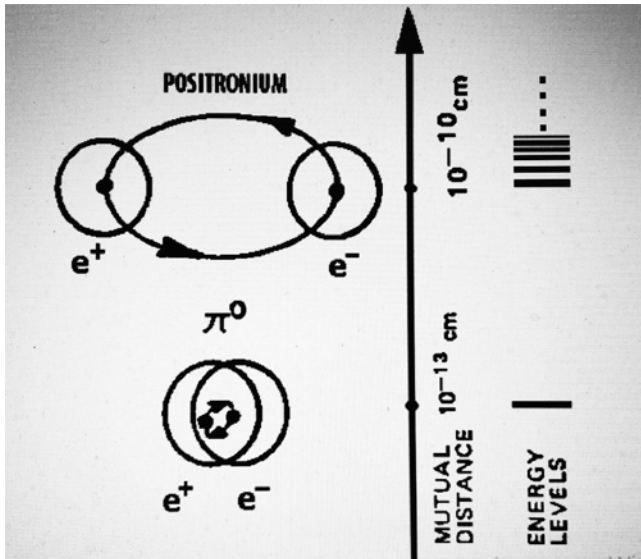


Рис. 8. Схемы структурных моделей позитронииума и  $\pi^0$ -мезона и их энергетических спектров (соответствует рис. 1.17 в [4])

Вышеприведенная модель наименьшего из возможных адронов, была расширена на все мезоны, которые могут быть сведены к адронным связанным состояниям электронов и позитронов. Новая структурная модель адронов совместима с современными кварковыми теориями при предположении, что кварки имеют составную структуру.

Для целей нашей работы важно, что предложенная адронной механикой модель  $\pi^0$ -мезона позволяет оценить максимальный радиус сильного взаимодействия, обусловленного обменом электрон – позитронной парой.

### 4.2.3. Структурная модель нейтрона в адронной механике

На рис. 9 представлена структурная модель нейтрона.

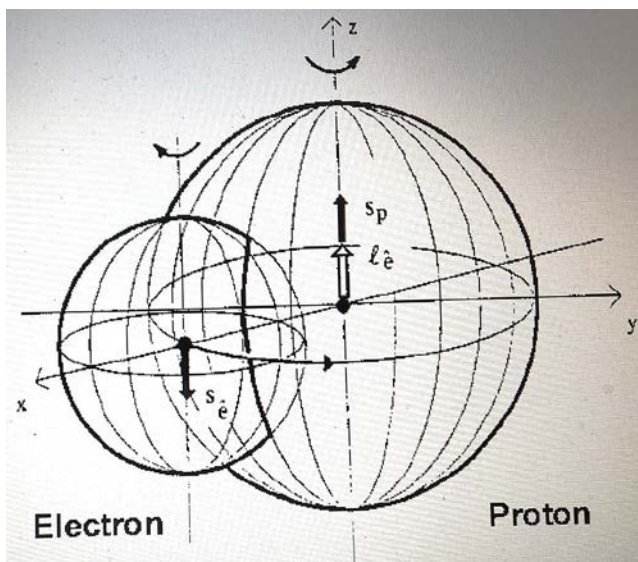


Рис. 9. Иллюстрация структурной модели нейтрона в адронной механике (соответствует рис. 1.18 в [4])

Нейтрон интерпретируется, в соответствии с качественным утверждением Резерфорда, как сильно сжатый атом водорода.

Полезно напомнить, что масса покоя нейтрона превышает сумму масс покоя электрона и протона, т. е., как и в случае  $\pi^0$ -мезона, имеет место положительная энергия связи, правда, с гораздо меньшим значением ( $\approx 0.8$  МэВ), чем для  $\pi^0$ -мезона. Этого, как уже отмечалось, при потенциальном характере взаимодействия не может быть. В адронной механике данный факт указывает на существенный

вклад контактного взаимодействия, последовательный учет которого позволяет вычислить основные характеристики нейтрона.

Кроме того, нейтрон, находящийся в свободном состоянии, распадается (период полураспада  $\approx 15$  минут), причем при распаде легко фиксируются электрон и протон. Именно с анализом законов сохранения в этой реакции исторически связано введение представлений о существовании трудно регистрируемой (обладающей гигантской проникающей способностью) элементарной нейтральной частицы нейтрино  ${}^0_0\nu$ , имеющей малую массу покоя. В стандартной модели реакции с участием лептонов относят к слабым взаимодействиям, причем накладывается требование сохранения лептонного числа (заряда) (условно всем лептонам сопоставляется лептонный заряд +1, а антилептонам -1). Так что в стандартной модели считается, что в реакции распада нейтрона участвует и электрон  $e$  и электронное антинейтрино  ${}^0_0\bar{\nu}_e$  (или проще  $\bar{\nu}_e$ ):



Все четыре частицы в (44) являются фермионами. Энрико Ферми [36] в 1934 году предложил первую (четырёхфермионную) теорию слабого взаимодействия, полагая, что электрон и антинейтрино рождаются в точке расположения нуклона. То есть это теория контактного (в точке) взаимодействия без участия каких-либо промежуточных носителей слабого взаимодействия. Такие носители ( $W^\pm$  и  $Z^0$  бозоны), как уже отмечалось выше в п. 4.1, были введены в теорию при описании объединенного электрослабого взаимодействия. Радиус слабого взаимодействия  $\sim 10^{-18}$  м на три порядка меньше адронного масштаба 1 фм.

#### 4.2.4. Ряд обобщающих замечаний

Заметим, что в экспериментах [37] наблюдалось образование нейтронов при облучении электронами водорода. Поскольку вероятность захвата антинейтрино крайне мала, реакция синтеза в форме



наверняка не реализуется. Однако вполне допустим вариант



Учитывая возможность взаимодействия микрочастиц с физическим вакуумом, приемлем и гипотетический вариант в форме (45) при замене антинейтрино на «эфирино»  $a$  [37, 38]



Предложенный термин, по-видимому, отдает дань прежнему названию (эфир) среды, для которой теперь используется термин физический вакуум. По сути, реакция (47) отражает возможность заимствования энергии у физического вакуума. Тогда представляется естественным интерпретировать возрастание массы частицы при контактном взаимодействии как захват части энергии физического вакуума из объема перекрытия волновых пакетов.

В связи с этим достаточно показательна интерпретация результатов экспериментального исследования внутренней структуры нейтрона путём изучения столкновений пучка электронов высоких энергий (2 ГэВ) с нейтронами, входящими в состав дейтрона [39]. Согласно [39], kern (сердцевина) нейтрона радиусом  $\approx 0,25 \cdot \text{фм}$  имеет высокую плотность массы и заряда (с общим зарядом  $\approx +0,35 e$ ). Kern окружен относительно разреженной оболочкой. В структуре оболочки слой от  $\approx 0,25 \cdot \text{фм}$  до  $\approx 1,4 \cdot \text{фм}$  с общим зарядом  $\approx -0,50 e$  содержит в основном виртуальные  $\rho$  и  $\pi$ -мезоны. На расстояниях от центра нейтрона  $> 2,5 \text{ фм}$  в оболочке преобладают виртуальные  $\omega$  и  $\pi$ -мезоны с суммарным зарядом около  $+0,15 e$ . Конечно, при интерпретации экспериментов, использующих в качестве зонда частицы с высокими энергиями, всегда возникает вопрос, в какой мере зондирующие частицы искажают «истинную» картину (без внешнего воздействия). Тем не менее, активное взаимодействие с физическим вакуумом явно имеет место. На основе такой модели нейтрона вводится понятие о зарядовом радиусе нейтрона как расстоянии от центра нейтрона до максимума плотности отрицательного электрического заряда. Среднее значение квадрата зарядового радиуса нейтрона оценивается в настоящее время величиной, близкой  $0,11 \text{ фм}^2$  (например, по данным свежей работы [40], эта величина составляет  $0,1101(89) \text{ фм}^2$ ), и, следовательно, величина зарядового радиуса  $\approx 0,332 \text{ фм}$ . Такая модель отражает сложную динамическую структуру нейтрона, органично включающую взаимодействие с физическим вакуумом. Очевидно, что нет прямого соответствия



между подобной структурой и структурной моделью нейтрона в адронной механике, как и с кварковой моделью нейтрона.

Напомним, что в современной астрофизике заимствование энергии у физического вакуума считается процессом, необходимым для поддержания неизменным среднего значения плотности энергии во Вселенной, несмотря на процесс ее расширения. Правда, предполагается поступление энергии от физического вакуума в возбужденном состоянии (состояние «ложного» вакуума).

С позиций адронной механики [4] «редукция структуры нейтрона к физическим частицам позволяет сконструировать сходную модель для нестабильных барионов, которая оказывается совместимой с кварковыми теориями при предположении о составной структуре кварков», т. е. их неэлементарности. Заметим, что мысли о неэлементарности кварков неоднократно возникали (см., например, [41]).

Таким образом, существующее в настоящий момент концептуальное различие между адронной механикой и стандартной моделью в трактовке нейтрона (и не только) может быть преодолено. Тем более, что исследователи надеются на появление «новой физики», выходящей за рамки стандартной модели. Парадоксальность сложившейся ситуации заключается в том, что серьезное развитие физики, связанное с созданием адронной механики, происходит уже четверть века.

Заслуживает внимания также использование в адронной механике структурных моделей микрочастиц, позволяющих, в силу наглядности, подключать образное мышление и интуицию.

В то же время популярна прагматическая позиция, ясно озвученная еще Л. Д. Ландау. Суть позиции – нужно просто привыкнуть к тому, что в микромире царят закономерности движения, плохо сопрягающиеся с описанием классической механики. Поэтому следует использовать математический формализм (например, отыскание решений уравнения Шредингера). Тогда, если результаты расчетов подтверждаются измерениями, допустимо утверждать, что мы понимаем то, чего уже не можем представить.

Однако ни Эйнштейн, ни Шредингер с вероятностной трактовкой квантовой механики не соглашались. Не удовлетворяла и Фейнмана сухая формализация квантовой механики. Не случайно он постарался дать изложение квантовой механики, позволяющее сгладить переход от вероятностного описания к детерминированным

орбитам классической физики [42]. Несомненно, позитивную роль при создании (и признании) квантовой электродинамики [43] сыграла наглядность предложенной Фейнманом диаграммной техники, графически отражающей ряды теории возмущений и позволяющей интерпретировать аналитические выражения как процессы взаимодействия виртуальных микрочастиц.

Подобная наглядность, с одной стороны, способствовала созданию, по аналогии с квантовой электродинамикой, квантовой хромодинамики (см. например, [44]), а с другой стороны, породила уверенность (но не у всех исследователей), что любые взаимодействия сводятся только к вариантам обмена взаимодействующих частиц виртуальными бозонами-носителями взаимодействий. В результате, приоритет трактовки строения адронных частиц остался за гипотетическими кварками. Напомним, из-за конфайнмента кварки не наблюдаются как свободные частицы в доступной для экспериментальной проверки области фазовой диаграммы в переменных  $T$ ,  $\mu_B$ . Возможность же строения адронов из физически реальных частиц осталась в «тени». Собственно, вторую возможность и реализовала адронная механика.

В конечном итоге, решающую роль играют экспериментальные исследования. Скорее всего, дальнейшее развитие представлений о физическом вакууме приведет к согласию выводов обобщенной стандартной модели и адронной механики, оттеняя те или иные свойства при интерпретации единой, но многообразной физической реальности.

## Глава 5. Оценки величин, важных для низкотемпературного синтеза ядер

Как отмечалось ранее, синтез ядер при захвате протона ядрами с зарядовыми числами, на порядок превышающими единицу, и, тем более, реакции слияния сложных ядер, при низких температурах должны происходить не за счет туннелирования. Такой синтез требует сближения ядер на расстояния, при которых сильное взаимодействие притяжения начинает превышать кулоновское отталкивание. Во введении мы уже ввели обозначение  $R_s$  для радиуса сильного взаимодействия. Очевидно, что чем больше величина  $R_s$ , тем быстрее может быть достигнуто требуемое для реакции синтеза сближение ядер. Покажем, прежде всего, что для величины  $R_s$  применима уже упоминавшаяся оценка  $R_s \approx 100$  фм.

### 5.1. Оценка максимального значения радиуса сильного (межнуклонного) взаимодействия

Уместно повторить (см. п. 4.1), что, говоря о радиусе сильного взаимодействия, мы имеем в виду вариант описания сильного взаимодействия (как пион-нуклонного взаимодействия), предложенный Х. Юкавой [32]. При этом нуклоны обмениваются виртуальными  $\pi$ -мезонами, подобно тому, как электрические заряды обмениваются виртуальными фотонами.

Напомним также, что из трех  $\pi^0$ -,  $\pi^+$ -,  $\pi^-$ -мезонов наименьшей массой покоя обладает  $\pi^0$ -мезон ( $\approx 135$  МэВ по энергетической шкале). Следовательно, интересующая нас оценка максимального значения радиуса  $(R_s)_{\max}$  связана с обменом нуклонов  $\pi^0$ -мезонами. Стандартная оценка радиуса взаимодействия в квантовой механике задается значением

$$R \approx c \Delta t \approx \hbar c / 2\Delta E, \quad (48)$$

где  $c \approx 3 \cdot 10^8$  м/с и  $\hbar = h/2\pi \approx 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с и учтено, что неопределенности энергии  $\Delta E$  и времени  $\Delta t$  связаны соотношением Гейзенберга

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar/2. \quad (49)$$

Ясно, что при конечных радиусах взаимодействия максимальному значению  $R$  соответствует минимальное значение  $\Delta E$  порядка энергии покоя виртуальной частицы, если она нейтральна ( $\pi^0$ -мезон нейтрален). Если же виртуальные частицы имеют электрический заряд, то, в соответствии с законом сохранения электрического заряда, они должны рождаться парами, так что обмен нуклонов  $\pi^+$ -,  $\pi^-$ -мезонами связан с меньшим радиусом  $R_s$  по сравнению с  $R_s$  при обмене  $\pi^0$ -мезонами.

Более того, если считать, что, согласно адронной механике,  $\pi^0$ -мезон является связанным состоянием электрона и позитрона, то в качестве максимального значения  $R_s$  можно принять величину  $R_s^* \approx 10^{-13}$  м. Действительно, энергетический спектр электрон-позитронных пар (сопоставляемых  $\pi^0$ -мезону) лежит в интервале  $\approx (1-135)$  МэВ, т. е. ограничен снизу значением энергии покоя позитрония. Следовательно, в качестве минимальной величины принимаем  $\Delta E \approx 1,022$  МэВ. Тогда из (48) и следует оценка  $R_s^* \approx 100$  фм =  $10^{-13}$  м.

Значит, при наличии достаточного количества (е $\bar{e}$ )-пар становится реальным процесс сближения ядер до расстояний  $\leq R_s^*$ , и вопрос о туннелировании ядер для преодоления кулоновского барьера утрачивает актуальность.

## **5.2. Оценка кинетической энергии относительного движения электронов, необходимой для туннелирования сквозь кулоновский барьер при образовании контактно связанной электронной пары**

Синтез элементов при плазменном электролизе воды и плавлении циркония происходит при наличии электронных потоков. Поскольку для возникновения пар электронов за счет контактного взаимодействия необходимо сближение электронов до расстояний  $R_e \sim 1$  фм, следует провести оценки коэффициента прозрачности кулоновского барьера, используя стандартную схему туннелирования.

Воспользуемся снова моделью потенциала, приведенной на рис. 5, полагая, что в потенциальной энергии (29)  $Z_1 = Z_2 = 1$ . Энергия кулоновского отталкивания  $U_C(r)$  вне ямы (начало отсчета потенциала выбирается в бесконечно удаленной точке) имеет вид:

$$U_C(r) = e^2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (50)$$

Глубина потенциальной ямы  $U_0$  для наших целей не существенна, важен сам факт туннелирования, поскольку преодоление барьера предполагает образование электронной пары за счет контактного взаимодействия.

Оценим коэффициент прозрачности для движущегося электрона при туннелировании сквозь барьер, создаваемый одиночным покоящимся электроном с элементарным зарядом  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Разумеется, предположение о покоящемся электроне носит условный характер. Напомним, типичные скорости электронов в атоме близки к  $v \approx 10^6$  м/с, и, следовательно, для кинетической энергии электронов с массой покоя  $m_0 \approx 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг имеем

$$E_{\text{кин}} = m_0 v^2 / 2 \approx 4,55 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} \approx 3 \text{ эВ}.$$

Ясно, что условна и фиксация позиции электрона даже с точностью до локализации электрона в объеме атома. Действительно, при зарядовом числе  $Z$  локализация электрона в объеме атома возможна лишь при энергии внешнего воздействия, не превышающей энергию ионизации атома  $E_{\text{ia}}$ , которая примерно в  $Z$  раз больше энергии ионизации атома водорода  $E_{\text{иH}}$ :

$$E_{\text{ia}} \approx Z \cdot E_{\text{иH}} \approx Z \cdot 13,6 \text{ эВ}. \quad (51)$$

Например, для кислорода ( $Z = 8$ )  $E_{\text{иO}} \approx 109$  эВ. То есть для спаривания с электроном атома кислорода (электрон-«мишень») уместно рассматривать внешние электроны с энергиями в пределах до 100 эВ. Очевидно, что наиболее выгодным для образования электронных пар является момент локализации электронов-«мишеней» в области между сталкивающимися атомами (ионами). В случае синтеза элементов при плазменном электролизе воды электроны-«мишени» могут принадлежать и атомам кислорода, входящим в молекулы кластеризованной воды, для которой характерны

тетраэдрические кластеры [45, 46] из четырех или даже пяти молекул (в случае объемно центрированного тетраэдра). Таким образом, полагаем электрон-«мишени» находящимся в связанном (атомарном) состоянии. Начало отсчета потенциала выбирается в бесконечно удаленной точке, полуширина прямоугольной ямы  $r_0$  полагается равной  $10^{-15}$  м. Тогда высота энергетического барьера на краю ямы при  $r = r_0$

$$U(r_0) = U_{\max} = e^2/4\pi\epsilon_0 r_0 \approx 1,2 \text{ МэВ}. \quad (52)$$

Считаем, что электрон проходит ускоряющую разность потенциалов, приобретая кинетическую энергию  $E$ , равную  $U(r_1)$ , при  $r_1 > r_0$ .

Коэффициент прозрачности  $D$  снова выбираем в виде (31) и, для удобства чтения, выпишем его еще раз

$$D = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{r_0}^{r_1} dr \sqrt{2m(U(r) - E)}\right], \quad E = U(r_1). \quad (53)$$

С учетом того, что рассматривается взаимодействие пары электронов, естественно использовать систему отсчета, связанную с их центром масс. Тогда величина  $m$  соответствует приведенной массе  $m_e/2$  и

$$D = \exp\left[-\frac{e}{\hbar} \sqrt{\frac{m_e}{\pi\epsilon_0}} \int_{r_0}^{r_1} dr \sqrt{\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right)}\right]. \quad (54)$$

Беря интеграл в (54) и учитывая, что  $r_0 \ll r_1$ , получаем

$$D \approx \exp\left(-\frac{e}{2\hbar} \sqrt{\frac{\pi m_e r_1}{\epsilon_0}}\right). \quad (55)$$

Допустим, для иллюстрации, что  $E = 100$  эВ, тогда из (50) находим  $r_1 \approx 1,44 \cdot 10^{-11}$  м, а из (55)  $D \approx 0,1932$ .

Таким образом, при  $E = 100$  эВ прозрачность барьера велика  $\approx 0,2$ .

Руководствуясь значениями  $E_{ia}$  в качестве ориентира для существования связанного состояния электрона – мишени, учтем, что в ходе плазменного синтеза элементов из воды (см. п. 2.1) возникали массивные ядра вплоть до  $Bi$  ( $Z = 83$ ). При парных реакциях синтеза это возможно, как отмечалось в [34], если массивные элементы образуются из продуктов синтеза предшествующего поколения элементов.

Очевидно, что рост  $E_{ia}$  позволяет рассматривать значения  $E > 100$  эВ, ведущие к росту коэффициента прозрачности. Для удобства результаты расчета приведены в табл. 3. Последняя колонка приведена для сравнения, демонстрируя, что снижение  $r_1$  на порядок (при повышении на порядок  $E$ ) сопровождается практически трехкратным ростом прозрачности барьера.

Ясно, что значительное влияние на коэффициент прозрачности при переходе от потенциала притяжения в форме прямоугольной ямы к сглаженному потенциалу типа изображенного на рис. 6 имеет место лишь при значениях  $r_0$  и  $r_1$  одного порядка.

Таблица 3

Значения  $D$  для диапазона энергий  $E$  от  $10^2$  до  $10^3$  эВ

$E, \text{эВ}$	100	144	200	300	400	500	1000
$r_1, 10^{-11}\text{м}$	1,44	1	0,72	0,48	0,36	0,288	0,144
$D$	0,1932	0,2541	0,3127	0,3870	0,4395	0,4794	0,5946

Поэтому, применительно к электронному туннелированию с меньшим на два порядка (по сравнению с  $R_s^* = 10^{-13}$  м) значением  $r_0 = 10^{-15}$  м и отличающимся на четыре порядка значением  $r_1$  переход к модельному суперпозиционному потенциалу типа  $H(r)$  (40) заметных изменений в прозрачности барьера не даст. Существенно, что коэффициентам прозрачности на уровне  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  для образования электронных пар удовлетворяют энергии  $E$  порядка 10 эВ. Но этим энергиям фактически соответствует атомный масштаб  $r_1 = 1,44 \cdot 10^{-10}$  м и значение  $x_1 = 1,44 \cdot 10^5$ . Для удобства сравнения с данными табл. 3 в табл. 4 приводятся оценки  $D$  при сниженных на порядок величинах  $E$ .

Таблица 4

Значения  $D$  для диапазона энергий  $E$  от 10 до  $10^2$  эВ

$E, \text{эВ}$	10	14.4	20	30	40	50	100
$r_1, 10^{-10}\text{м}$	1,44	1	0,72	0,48	0,36	0,288	0,144
$D, 10^{-2}$	0,5520	1,313	2,531	4,970	7,430	9,776	19,317

По-видимому, значения  $D \sim 0,01-0,1$  приемлемы для эффективного формирования связанных электронных пар. Поэтому при наборе внешними электронами (в составе тока при электролизе воды) энергии от 10 до 50 эВ следует ожидать появления атомов (и ионов) кислорода, содержащих электронные пары, подчиняющиеся статистике Бозе-Эйнштейна. Эти пары способны формировать промежуточные квазимолекулярные состояния (ПКС) с высокой электронной плотностью в межъядерном пространстве и расстоянием между ядрами  $R_c \approx R_s^*$ , обеспечивающим практически безбарьерное последующее слияние ядер.

Поскольку в конденсированной среде из-за малых длин свободного пробега электронов набор энергии  $E$  порядка десятков (и сотен) эВ маловероятен, эффективны лишь разреженные состояния типа «плазмоида» в установке «Энергонива» (см. п. 2.1).

Ясно также, что для интенсификации реакции синтеза важна и высокая плотность тока, увеличивающая вероятность захвата внешних электронов электронами мишени.

### **5.3. Оценка энергии (массы) контактно связанной электронной пары**

Покажем, что вывод о существовании тяжелых электронных пар с некоторой массой  $m^*$  логически следует, если признать вывод адронной механики о контактном (непотенциальном) взаимодействии электронов на адронном масштабе, имеющем характер притяжения, преобладающего над кулоновским отталкиванием.

Напомним, что стандартные представления о дефекте массы ядра основываются на возможности делокализации части энергии взаимодействующих нуклонов в физическом пространстве путем испускания гамма-квантов, вносящих слабые возмущения в состояние физического вакуума. Если же характер взаимодействия приводит к локализации энергии, то, в соответствии с законом о связи массы и энергии, масса покоя должна возрасти. Поэтому при контактном взаимодействии пары электронов на масштабе 1 фм следует ожидать выполнения неравенства  $m^* > 2m_e$ . Покажем, что в действительности выполняется сильное неравенство  $m^* \gg 2m_e$ .

Проясним вначале оценку энергии, прибегая к обычному для квантовой механики потенциальному подходу. Допустим, что



локализация электронной пары с массой покоя  $\approx 2 \cdot 10^{-30}$  кг, соответствующей сумме масс свободных электронов, происходит на адронном масштабе, т. е. в некоторой потенциальной яме с шириной  $10^{-15}$  м. Тогда, согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга, минимальная кинетическая энергия ( $E_{\text{кин}}$ )<sub>мин</sub> пары оказывается порядка  $10^3$  МэВ. То есть речь идет об энергии, на три порядка превышающей энергию покоя электронной пары. Собственно, эта оценка демонстрирует, почему электрон с массой, равной массе покоя, не может входить в состав ядра, так как его минимальная кинетическая энергия превышала бы глубину потенциальной ямы. Ясно, что подобные энергии при полуклассической оценке предполагают релятивистский характер движения в связанной паре. Следовательно, единственным способом оценки энергии (и массы) в полуклассическом описании (т. е., квантуя момент импульса) является использование формул специальной теории относительности.

Естественный характер движения связанной пары – это вращение вокруг общего центра масс. Для получения качественной (по порядку величины) оценки  $m^*$  будем полагать, что энергия покоя ( $e\uparrow e\downarrow$ ) – пары  $E^*$  главным образом связана с кинетической энергией вращательного движения электронов вокруг общего центра масс. Выберем, для определенности, размер пары  $d$ , равным диаметру круговой орбиты, и учтем, что на адронном масштабе  $d \sim 1$  фм устойчивость пары гарантируется контактным взаимодействием. Ясно, что движение по орбите с малым радиусом  $r = d/2 \sim 0,5$  фм при стандартном квантовании момента импульса возможно лишь со скоростью  $v$ , близкой к предельному значению  $c \approx 3 \cdot 10^8$  м/с (скорости света в вакууме). Тогда минимальное значение энергии вращательного движения пары

$$E^*_{\text{min}} = m^* c^2 \approx 2mc^2, \quad (56)$$

где  $m$  релятивистская масса электрона. Величина  $m$  соответствует минимальному моменту импульса  $L$ , т. е.  $L = \hbar \approx 1,054 \cdot 10^{-34}$  Дж·с при выполнении условия квантования момента импульса, как схематически отражено на рис. 10.

$$2mvr \approx 2mcr = \hbar, \quad (57)$$

$$m = m_e \{[(1 - (v/c)^2)^{-1/2} - 1]\} \approx m_e [(1 - (v/c)^2)^{-1/2}]. \quad (58)$$

Из (56) и (57) находим

$$m \approx \hbar / 2cr, E^*_{\min} \approx \hbar c/r. \quad (59)$$

Заметим, мы получили характерную комбинацию  $\hbar c/r$ , задающую энергию релятивистского вращения пары частиц с массами покоя  $m_e$ , уже фигурировавшую в формуле (43) для массы покоя  $\pi^0$ -мезона. Заметим также, что переход от массы покоя  $\pi^0$ -мезона к массе покоя  $Z^0$ -бозона требует снижения  $r$  в (59) приблизительно на три порядка, т.е. как раз соответствует переходу к масштабам радиуса слабого взаимодействия.

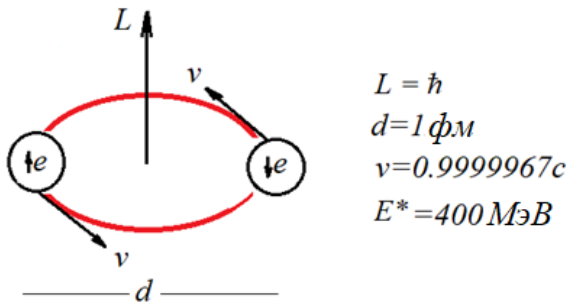


Рис. 10. Структурная модель, сопоставляемая паре электронов, связанных контактным взаимодействием на адронном масштабе, для оценки энергии  $E^*$  при моменте импульса пары  $L = \hbar$ , диаметре орбиты  $d = 1$  фм, скорости электронов  $v$ , близкой к предельной скорости  $c$

Подставляя  $r = 0,5$  фм в (59), получаем оценки

$$m \approx 3,51 \cdot 10^{-28} \text{ кг} \approx 386 m_e, \quad E^*_{\min} \approx 6,32 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} \approx 395,2 \text{ МэВ}. \quad (60)$$

Из (60) и (58) следует, что величина скорости  $v \approx 0,9999967 c$ . Как уже отмечалось, формулы специальной теории относительности позволяют оценить энергию контактно связанной локализованной пары, хотя структура реального состояния, сопоставляемого простой модели релятивистского вращения, может выглядеть весьма сложно из-за взаимодействия с физическим вакуумом. Примером такого сложного сопоставления является сравнение структурной модели нейтрона (рис. 9) с данными [39]. Не лучше выглядит и сопоставление с [39] кварковой модели нейтрона.

Таким образом, энергия покоя ( $e\uparrow e\downarrow$ ) – пары порядка 100 МэВ и сопоставима с массой мюона. Этот вывод носит принципиальный характер. Действительно, орбиты массивных пар имеют малые радиусы. Так что при стартовых межъядерных расстояниях порядка размеров атома, появление в межъядерном пространстве таких орбит почти эквивалентно полю «точечного» отрицательного заряда на линии между ядрами.

Крайне важен также вопрос о времени жизни ( $ee$ )-пары. Поскольку в адронной механике на масштабе 1 фм дискретный спектр сжимается до единственного уровня, можно ожидать высокой стабильности контактно связанной ( $ee$ )-пары. Вопрос о методике измерения времени ее жизни будет затронут в главе 13. В дальнейшем обозначение ( $ee$ ) для контактно связанных электронов без указания стрелок, символизирующих спаренные спины, будет использоваться наряду с обозначением, имеющим стрелки.

## Глава 6. Модель промежуточного квазимолекулярного состояния и оценка сближения ядер

В этой главе мы конкретизируем положения модели [34] промежуточного квазимолекулярного состояния (ПКС), декларированной ранее в предисловии. Заметим, что первоначально модель ПКС предназначалась для объяснения синтеза части элементов, возникающих при плазменном электролизе воды. А именно элементов, обладающих  $\alpha$ -кластеризованными ядрами [47], состав которых кратен ядру  ${}^4_2\text{He}$ . В качестве исходной рассматривалась реакция синтеза серы либо кремния с вылетом  $\alpha$ -частицы, при взаимодействии двух ионов кислорода. Анализ экспериментальных данных для электролизеров Вачаева-Иванова и Канарева показал, что ионы кислорода имеют энергии  $< 1\text{кэВ}$ . В связи с этим в [47] высказана гипотеза о возникновении в процессе столкновения ионов (атомов) ПКС, способных обеспечить сближение ядер до критического расстояния  $R_c \sim 10^{-13}$  м, достаточного для начала туннелирования  $\alpha$ -частиц, ведущего, в первую очередь, к синтезу элементов с  $\alpha$ -кластеризованными ядрами. То есть первоначально предполагалось, что «сборка» нового  $\alpha$ -кластеризованного ядра происходит за счет взаимодействия  $\alpha$ -частиц, встречно движущихся после туннелирования в область отрицательного заряда, локализованного в межъядерной области. Однако сразу же стало ясно, что идея о возникновении ПКС имеет более общее физическое значение, так как сближение ядер до расстояний  $R_c$  соответствует возможности их сильного взаимодействия.

### 6.1. Вводные замечания

При построении модели ПКС целесообразно начать с некоторого простейшего варианта, позволяющего выполнить оценки порядков величин, допускающего легкую проверку расчетов и стимулирующего конструктивный критический анализ.

В качестве исходных примем следующие позиции. Во-первых, будем рассматривать задачу о столкновении одинаковых атомов (ионов) с равными зарядами ядер  $q_1 = q_2 = q$ , образующих в обычных условиях молекулу с расстоянием  $2d_0$  между ядрами. Напомним, в схеме трех точечных зарядов, лежащих на одной прямой, при помещении в центр отрезка длиной  $2d$  отрицательного заряда  $q_3 = -q/4$  заряды находятся в состоянии неустойчивого равновесия (при любой величине  $d$ ). Разумеется, в реальности речь должна идти о некоторых динамических состояниях электронов, обеспечивающих высокую вероятность обнаружения отрицательного заряда в межъядерном пространстве и стабилизирующих размер  $2d < 2d_0$ .

Во-вторых, используем наглядное квазиклассическое описание ПКС, допускающее орбитальное (по окружности) движение электронов при условии квантования момента импульса. К вопросу о правомерности использования траекторий, которое, как известно, выходит за рамки ортодоксальной квантовой механики, мы вернемся при обсуждении результатов.

В-третьих, из различных модельных конфигураций орбит для движущихся электронов ограничимся орбитами, расположенными в плоскости, ортогональной отрезку, соединяющему ядра с положением общего центра орбит в середине отрезка.

В-четвертых, будем полагать, что процесс синтеза ядер идет в присутствии электронных потоков, способных инициировать возникновение электронных пар, связанных контактными (непотенциальными) взаимодействием (см. п. 5. 2, 5. 3). В результате, оболочки «сталкивающихся» атомов (ионов) обогащаются (е $\bar{e}$ )-парами. Отметим, что появление нового качества у частиц в таком состоянии в адронной механике [4] отражается введением термина – «изо-частица».

В-пятых, четность общего числа электронов позволяет начать рассмотрение с предельного (идеализированного) случая, в котором все электроны связаны в изоэлектронные пары (с противоположными спинами), подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна и располагаются на единственной кольцевой орбите. Уместно напомнить еще раз, что прототипом такой модели послужила упомянутая в предисловии модель Бора [48] для пары обычных электронов, обеспечивающих связь протонов в молекуле водорода.

## 6.2. Оценка сближения ядер в модели ПКС на примере ядер кислорода при взаимодействии ионов $O^{2-}$

На рис. 11 представлена простейшая модель ПКС в виде единственного кольцевого электронного тока с радиусом  $R$  и плоскостью кольца, ортогональной линии, соединяющей пару ядер с равными зарядами  $+q = Z_1 e_+$  ( $Z_1$  – зарядовое число ядра элемента,  $e_+$  – элементарный положительный заряд). На кольцевой орбите электроны присутствуют в виде связанных пар с противоположными спинами. На рисунке схематично представлены две такие пары (зеленые кружки), находящиеся в электрическом поле ядер (красные кружки), причем символом  $E_{\perp}$  обозначена напряженность результирующего электрического поля, пропорциональная центростремительной силе, удерживающей связанные пары на орбите. На ядра действует сила притяжения в направлении напряженности электрического поля  $E_{-}$ , создаваемого электронами на оси кольца, и сила взаимного отталкивания в направлении  $E_{+}$ . Если сталкиваются нейтральные атомы, то легко убедиться, что величина  $E_{-}$  в точках, отстоящих на расстояние  $x$  от плоскости кольца, принимает значения

$$E_{-} = -qx/[2\pi\epsilon_0(R^2 + x^2)^{3/2}]. \quad (61)$$

Условие электростатического равновесия для положения ядер (при  $x = \pm d$ )

$$|E_{-}| = qd/[2\pi\epsilon_0(R^2 + d^2)^{3/2}] = E_{+} = q/[4\pi\epsilon_0(2d)^2] \quad (62)$$

дает связь между  $R$  и  $d$ :

$$R = \sqrt{3}d. \quad (63)$$

В случае столкновения отрицательно заряженных ионов соотношение (63) модифицируется

$$R = d\{[4Z_2/Z_1]^{2/3} - 1\}^{1/2}, \quad Z_2 = 2(Z_1 + n), \quad (64)$$

где  $Z_2$  – число электронов на кольцевой орбите,  $n$  – валентность иона (например, для  $O^{2-}$   $n = 2$  и  $Z_2 = 20$ ). Очевидно, что при  $Z_2 = 2Z_1$ , (64) переходит в (63).

Напряженность поля на кольцевой орбите, создаваемая зарядами двух ядер, дается соотношением

$$E_{\perp+} = 3\sqrt{3}q/(16\pi\epsilon_0 R^2), \quad (65)$$

где учтено равенство (63). При выполнении (64)

$$E_{\perp+} = (Z_1^2 e / 8\pi Z_2 \epsilon_0 R^2) \{ [4 Z_2 / Z_1]^{2/3} - 1 \}^{3/2}. \quad (66)$$

При  $Z_2 = 20$ ,  $Z_1 = 16$  из (66) следует

$$E_{\perp+} \approx 11.119 e / (4\pi\epsilon_0 R^2). \quad (67)$$

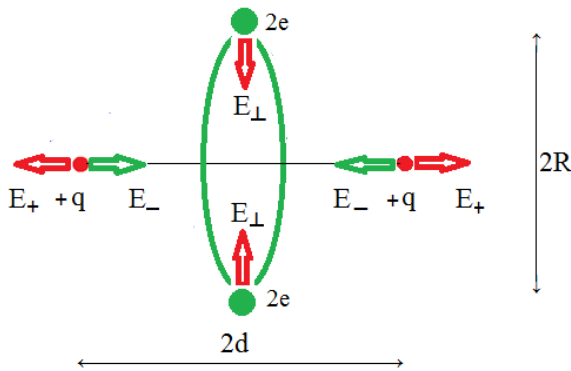


Рис. 11. Схема простейшей модели ПКС в состоянии электростатического равновесия (отношение  $R/d$  уменьшено по сравнению с расчетным значением), зеленые кружки соответствуют (еe)-парам, а красные – ядрам

Кроме напряженности (67) следует учесть вклад отталкивания электронов. Полагаем, что на кольцевой орбите симметрично располагаются 10 пар связанных изоэлектронов с массами  $m_e^*$  (в общем случае  $m_e^*$  не равна массе свободного электрона  $m_e$ ). Считаем, что на каждую из локализованных пар с зарядом  $2e$  действует суперпозиционная кулоновская сила от девяти пар (плоский угол  $\varphi$  между радиусами векторами соседних пар составляет  $36^\circ$ ). Тогда получаем

$$E_{\perp-} = (e/4\pi\epsilon_0 R^2) \{ [\sin(\varphi/2)]^{-1} + [\sin \varphi]^{-1} + [\sin(3\varphi/2)]^{-1} + [\sin 2\varphi]^{-1} + 0.5 \} \approx 7.725e / (4\pi\epsilon_0 R^2). \quad (68)$$

Полагаем  $m^* = Z_2 m_e^* \equiv Z_2 (m_e^*/m_e) m_e$  ( $m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг). На каждый из  $Z_2$  элементарных зарядов  $-e$  ( $e \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл) действует сила  $F = eE_{\perp} = e(E_{\perp+} - |E_{\perp-}|)$ , которую рассматриваем в качестве центростремительной

$$eE_{\perp} = m_e^* v^2 / R, \quad E_{\perp} \approx 3,394e / (4\pi\epsilon_0 R^2), \quad (69)$$

где  $v$  – орбитальная скорость электронов. Кроме того, налагаем условие квантования момента импульса

$$m^* v R = \hbar k, \quad (70)$$

где  $\hbar \approx 1,054 \cdot 10^{-34}$  Дж · с, а  $k$  – целое число.

Заметим, что в рассматриваемом примере взаимодействия ионов  $O^{2-}$  исходным основным состояниям ионов соответствуют полностью заполненные электронные оболочки (как у неона), имеющие нулевые суммарные орбитальные и спиновые моменты. Однако из-за предшествующих финальному взаимодействию нецентральных столкновений ионы могут иметь ненулевые моменты импульса, так что появление конечного момента импульса, связанного с орбитальным движением электронных пар, не противоречит закону сохранения момента импульса. В связи с этим величину  $k$  естественно рассматривать как феноменологический параметр, требуя, например, совпадения  $R$  с величиной  $R_S^* \approx 10^{-13}$  м.

Из (69), (70) находим

$$R \approx R_B k^2 / (3,4 (m_e^*/m_e) Z_2^2), \quad R_B = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / (m_e e^2), \quad (71)$$

$$v = \hbar k / (Z_2 m_e^* R) \approx 3,4 Z_2 \hbar / (m_e R_B k), \quad (72)$$

где  $R_B$  – радиус первой орбиты атома водорода в модели Бора.

Хотя, в соответствии с оценкой п. 5.3  $(m_e^*/m_e) \gg 1$ , рассмотрим вначале формально вариант  $(m_e^*/m_e) = 1$  и подставим в (71) и (72)  $Z_2 = 20$ ,  $R_B \approx 5 \cdot 10^{-11}$  м. Тогда интересующим нас значениям  $R \approx R_S^* \approx \approx 10^{-13}$  м соответствует  $k = 2$ , при котором  $R \approx 1,47 \cdot 10^{-13}$  м  $\approx \approx 3 \cdot 10^{-3} R_B$ , а скорость  $v \approx 0,793 \cdot 10^8$  м/с  $\approx 0,264c$ . Поскольку  $v$  порядка скорости света  $c$ , то, строго говоря, следует учитывать релятивистские поправки, однако, при оценках порядков величин это не имеет принципиального значения, так как множитель  $\sqrt{1 - (v/c)^2} \approx 0,964$  еще близок к 1.



Заметим, что движению зарядов по кольцевой орбите соответствует сила тока  $I$  и магнитная индукция в центре орбиты  $B$ :

$$I = Z_2 e v / 2\pi R, \quad B = \mu_0 I / 2\pi R, \quad (73)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная. При  $Z_2 = 20$ ,  $R \approx 1,47 \cdot 10^{-13}$  м,  $v \approx 0,793 \cdot 10^8$  м/с,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл получаем  $I \approx 275$  А,  $B \approx 3,74 \cdot 10^8$  Тл.

Для ионов кислорода при  $Z_1 = 8$  и  $Z_2 = 20$  значение  $\{[4 Z_2 / Z_1]^{2/3} - 1\}^{1/2} \approx 1,9083$ . Тогда, согласно (64),  $R \approx 1,91d$ , и расстояние  $2d \approx 1,54 \cdot 10^{-13}$  м  $\sim R_S^*$ .

Таким образом, предельная концентрация заряда спаренных электронов в межъядерной области ядер кислорода позволяет ядрам сблизиться до расстройаний, равных максимальному значению радиуса сильного взаимодействия  $R_S^* \approx 10^{-13}$  м, даже при подстановке вместо массы  $m_e^*$  массы покоя электрона.

Учтем теперь оценку, проведенную в п. 5.3, т. е. подставим в (71)  $(m_e^*/m_e) \approx 400$ . Тогда находим  $R \approx 0,75 \cdot 10^{-5}$   $R_B \approx 0,4$  фм, и межъядерное расстояние  $2d$ , согласно (63),  $2d = 2R/\sqrt{3} \approx 0,46$  фм  $\ll R_S^*$ .

Разумеется, допущение полного спаривания электронов является идеализированным. Напомним, в элементарной системе из трех разноименных зарядов на одной прямой (отрицательный заряд между двумя равными положительными зарядами  $q$ ) неустойчивое равновесие достигается при величине отрицательного заряда, равной  $q/4$ . При малых значениях  $R$ , этому условию, например, в случае ядер кислорода, приблизительно соответствует образование одной связанной ( $ee$ )-пары. При наличии одной связанной пары следует считать  $E_{\perp-} = 0$ . Тогда в (69)

$$E_{\perp} = E_{\perp+} \approx 11,119 e / (4\pi\epsilon_0 R^2) \quad (74)$$

и из (69), (70) вместо (71) получаем

$$R \approx R_B k^2 / (11,12 (m_e^*/m_e) Z_2^2), \quad (75)$$

подставляя в (72)  $k = 1$ ,  $Z_2 = 2$  и  $(m_e^*/m_e) \approx 400$ , получаем

$$R \approx 5,62 \cdot 10^{-5} R_B \approx 2,8 \text{ фм}, \quad (76)$$

и соответственно

$$2d = 2R/\sqrt{3} \approx 3,24 \text{ фм} \ll R_S^*. \quad (77)$$

Роль последней оценки также не следует преувеличивать, поскольку остающиеся неспаренные электроны, частично вытесняемые из межъядерного пространства, будут несколько ослаблять притяжение ядер к (ee)-паре, что должно увеличить  $2d$ . Однако имеющийся «запас» почти в два порядка позволяет считать, что неравенство  $2d < R_s^*$  будет выполняться даже при единственной (но массивной!) паре электронов.

Приведем для сравнения аналогичную оценку  $R$  и  $2d$  при наличии двух (ee)-пар. Находим

$$E_{\perp-} = 0,5 (e/4\pi\epsilon_0 R^2), \quad E_{\perp} \approx 10,619 e/(4\pi\epsilon_0 R^2), \quad (78)$$

$$R \approx R_B k^2 / (10,619 (m_e^*/m_e) Z_2^2). \quad (79)$$

Из (79) при  $k = 1$ ,  $Z_2 = 4$ ,  $(m_e^*/m_e) \approx 400$  и (63) получаем

$$R \approx 1,47 \cdot 10^{-5} R_B \approx 0,736 \text{ фм}, \quad 2d = 2R/\sqrt{3} \approx 0,85 \text{ фм} \ll R_s^*. \quad (80)$$

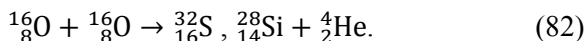
### 6.3. Заключительные замечания

1. Проведенные оценки свидетельствуют в пользу того, что наличие одной или двух массивных (ee)-пар обеспечивает (по-видимому, с «запасом» по порядку величины) выполнение неравенства

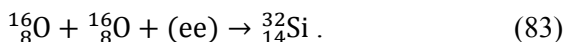
$$2d < R_s^*, \quad (81)$$

задающего условия для слияния ядер без туннелирования через кулоновский барьер. Более того, неравенство (81) скорее всего будет выполняться и при (ee)-парах, имеющих на порядок меньшую энергию, чем 400 МэВ, т. е. при 40 МэВ. Подобное снижение означало бы, согласно (59), увеличение радиуса электронной пары на порядок (до 5 фм), не исключено, что контактное взаимодействие еще сохраняется на этом масштабе.

2. При слиянии ядер, как минимум, одна из массивных пар может быть захвачена, что должно учитываться при ядерной реакции синтеза при определении зарядового числа синтезированного элемента. Например, слияние двух ядер кислорода без захвата (ee)-пары должно вести к образованию стабильного изотопа серы или кремния с гелием



Участие же в реакции синтеза (ee)-пары ведет к образованию са-мого долгоживущего (период полураспада 153 года) из нестабиль-ных изотопов кремния:

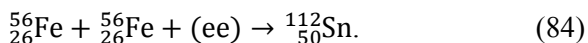


Изотоп  ${}^{32}_{14}\text{Si}$  после двух  $\beta$ -распадов переходит в  ${}^{32}_{16}\text{S}$ . Напомним, что для плазменного синтеза элементов из воды образование не-стабильных изотопов нехарактерно. Как будет показано в п. 8.2, за образование кремния, составляющего заметную массовую долю продуктов синтеза (см. табл. 1), отвечают, наряду с (82), дополни-тельные реакции. Захват же (ee)-пар типичен для синтеза более мас-сивных элементов.

3. При синтезе массивных элементов число (ee)-пар в межъядер-ной области исходной пары ядер должно увеличиваться. Представ-ляется достаточным для спаривания примерно пятой части электро-нов оболочек атомов пары элементов, являющихся исходными для реакции синтеза. Это означает, что в электронной оболочке синтези-рованного элемента могут оказаться тяжелые (ee)-пары. Они могут занять состояния с гораздо меньшими радиусами, внося сильное экранирование заряда ядра и изменяя кулоновскую часть потенциала ядра. Это должно немедленно отразиться на изменении характери-стического рентгеновского спектра элемента, как и привести к изме-нению скорости распада ядер радиоактивных элементов. Более де-тально эти вопросы будут обсуждаться в главе 13.

4. Участие (ee)-пары в синтезе элементов должно учитываться не только путем подсчета зарядовых чисел, но и при изменении энергетического баланса ядерной реакции. Особенно это актуально при синтезе массивных элементов с зарядовыми числами, суще-ственно превышающими  $Z = 26$ , и массовыми числами  $A > 56$ .

Как отмечалось в главе 1, таким элементам на зависимости удельной энергии связи от массового числа (см. рис. 1) отвечает нисходящая часть графика, и энергетически выгодными являются распады массивных элементов, а не их синтез. Однако захват одной (ee)-пары обеспечивает экзотермичность реакции синтеза, например, олова при слиянии ядер железа



Заметим, если бы масса (еe)-пары была малой (порядка удвоенной массы покоя электрона), то реакция была бы эндотермической ( $Q \approx -31,535$  МэВ).

Напомним, при плазменном синтезе элементов из воды олово (а также углерод, кремний, и железо) составляет заметную массовую долю (см. табл. 1).

5. Захват (еe)-пары протоном может приводить, согласно адронной механике [38], к образованию псевдопротонов, которые, обладая отрицательным зарядом, не являются антипротонами.

6. Хотя вполне очевидная идея экранирования кулоновского отталкивания ядер полем отрицательно заряженных электронов высказывалась неоднократно [49–51], лишь учет возможности контактного взаимодействия электронов позволил дать простое объяснение наблюдаемым реакциям низкотемпературного синтеза ядер с широким спектром зарядовых и массовых чисел.

7. Мы считали единственной кольцевую траекторию локализации (еe)-пар. Ясно, однако, что порядок величины при оценке  $d$  сохранится и в случае двух концентрических кольцевых орбит для связанных пар изоэлектронов. Отметим, в частности, вариант, при котором суммарные моменты импульсов изоэлектронов на каждой из орбит имеют равные значения, но противоположные направления. Естественно предположить, что формирование второй кольцевой орбиты с (еe)-парами происходит при достижении межъядерного расстояния  $R_S^* \approx 100$  фм, когда подключение сильного взаимодействия способно преодолеть силу кулоновского отталкивания электронных пар, принадлежащих разным орбитам на расстояниях, при которых невозможно контактное взаимодействие между (еe)-парами разных орбит. К этой модели мы еще обратимся при анализе треков в главе 14.

## Глава 7. Концепция квазинейтронных состояний и ожидаемые соотношения изотопов элементов, синтезированных при захвате протонов

Оценки, выполненные в главе 3, иллюстрируют давно известный вывод о фактической непреодолимости кулоновского барьера даже для низкоэнергетических протонов (не говоря уже о ядрах), если не учитывается возможность экранирования этого барьера. Здесь мы кратко обсудим концепцию квазинейтронных состояний, предложенную в [52].

Прежде всего отметим: при наличии электронов и протонов, можно полагать, что, по крайней мере, для виртуальных электрон – протонных пар допустим спектр состояний, начиная от ридберговских атомов водорода с радиусами  $R$ , существенно превышающими радиус Бора  $R_B \approx 0,5 \cdot 10^{-10}$  м, до адронного предела  $R_n \sim 10^{-15}$  м  $\ll R_B$ . Подобное заключение мы уже использовали в п. 5.1 применительно к виртуальным парам изоэлектрон-изопозитрон. Для образования же нейтрона из протона и электрона при стандартном подходе (реакция (46)) требуется, чтобы электрон был быстрым (с энергией, превышающей  $\approx 0,782$  МэВ). Напомним, что синтез нейтронов при электрических разрядах в газообразном водороде подтвержден экспериментально [37]. Возможен и вариант (47) с захватом энергии физического вакуума. В результате нейтрон обладает массой покоя, превышающей сумму масс покоя свободных протона и электрона.

Уместно отметить, что Сантили [38] рассматривает и промежуточное состояние для изоэлектрон-изопротонной пары с малыми  $R \geq R_n$ , используя для него термин «нейтроид». Существенно, что при близкой с нейтроном энергии связи нейтроид имеет иные характеристики (спин и магнитный момент равны нулю, а время жизни заметно меньше), так что обычными нейтронными детекторами не регистрируется, но поглощение нейтроида ядром способно порождать специфические нетабулированные изотопы, для которых предлагается термин «псевдонуклиды» вместо стандартного «нуклид».

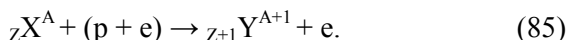
Однако для электрон-протонной пары, согласно выводам Миллса [53], возможен и вариант малых радиусов  $R_B \gg R > R_n$  при массе покоя в связанном состоянии, заметно меньшей суммы масс покоя взаимодействующих частиц. Такое состояние Миллс назвал «гидрино». По Миллсу, переход от обычного основного состояния атома водорода к состоянию «гидрино» сопровождается выделением энергии (порядка 100 кэВ). Существенно, что эти представления подтверждены созданием генераторов энергии. Заметим, что Миллс при рассмотрении атома водорода использовал для электрона модель распределения заряда в тонком сферическом слое (исключающую, как известно, расходимость энергии электромагнитного поля, характерную для энергии заряженной точечной частицы), критически оценивая квантово-механическое описание, с которым, на первый взгляд, имеется явное противоречие. Тем не менее, в [54] показано, что состояние «гидрино» можно обосновать, переходя к решениям уравнения Шредингера (и Дирака) с цилиндрической симметрией (в отличие от обычной сферической симметрии) и допуская пониженные значения момента импульса. В качестве «оптимального» в [54] предлагается состояние с энергией связи 313 кэВ и размером гидрино 5,5 фм.

На качественном этапе рассмотрения нет необходимости детализации свойств связанного состояния электрон-протонной пары, поэтому мы используем далее термин «квazineйтрон» для значений  $R_c \geq R \geq R_n$ , используя условное обозначение  $(p + e)$ .

Суть концепции квазинейтрона проста. Поскольку существуют предельные связанные состояния электрона и протона, с одной стороны, в виде атома водорода (с размером  $\sim 10^{-10}$  м), а с другой стороны, в виде нейтрона (с размером  $\sim 10^{-15}$  м), то естественно допустить возможность и промежуточных квазинейтронных состояний, когда электрон осуществляет «эскорт» протона, экранируя его положительный заряд. Очевидно, что относительно положительного ядра квазинейтрон может рассматриваться в качестве нейтральной частицы, если размер самого квазинейтрона мал по сравнению с расстоянием от квазинейтрона до ядра. Как установлено в п. 5.1, в качестве радиуса межнуклонного сильного взаимодействия можно принять  $R_s^* = 10^2 \text{ фм} = 10^{-13} \text{ м}$ . Это означает, что для сближения с ядром на расстояние  $R_s^*$  эффективный размер (радиус) квазинейтрона  $R_{kn}$  должен удовлетворять неравенству

$$R_{kn} < R_s^*.$$

При сближении квазинейтрона с ядром на расстояние  $r \leq R_s^*$  протон может быть захвачен ядром за счет сильного взаимодействия (обмена электрон-позитронными парами, в конечном итоге  $\pi^0$ -мезонами), обеспечив реализацию простейшей реакции синтеза с возникновением следующего  ${}_{Z+1}Y^{A+1}$  (за исходным элементом  ${}_ZX^A$ ) элемента в периодической таблице Менделеева:



Заметим, в [55] при разрядах в воде с использованием медных электродов был, в соответствии с (85), обнаружен синтез цинка. К этому принципиально важному наблюдению легко добавить и очевидный количественный прогноз. Поскольку природная медь содержит только два устойчивых изотопа  ${}_{29}\text{Cu}^{63}$  (69,15 %) и  ${}_{29}\text{Cu}^{65}$  (30,85 %), можно ожидать, что отношение долей  $f(\text{Zn})$  синтезированных изотопов  ${}_{30}\text{Zn}^{64}$  и  ${}_{30}\text{Zn}^{66}$  будет близким к отношению долей  $f(\text{Cu})$  соответствующих изотопов меди в природе:

$$\begin{aligned} f({}_{30}\text{Zn}^{66})/f({}_{30}\text{Zn}^{64})_{\text{экс}} &\approx f({}_{29}\text{Cu}^{65})/f({}_{29}\text{Cu}^{63})_{\text{прир}} = \\ &= 30,85/69,15 \approx 0,446. \end{aligned} \quad (86)$$

Отношение долей цинка в природе заметно отличается:

$$f({}_{30}\text{Zn}^{66})/f({}_{30}\text{Zn}^{64})_{\text{прир}} = 27,73/49,17 \approx 0,56. \quad (87)$$

Обнаружение соотношения (86) при изотопном анализе продуктов синтеза в рамках концепции квазинейтрона вполне ожидаемо.

Как отмечено в [55], при использовании цинковых электродов следует ожидать, согласно (85), синтеза галлия. Ясно, что к устойчивым изотопам  ${}_{31}\text{Ga}^{69}$  и  ${}_{31}\text{Ga}^{71}$  могут привести реакции (85) квазинейтронов с изотопами  ${}_{30}\text{Zn}^{68}$  и  ${}_{30}\text{Zn}^{70}$ . Но тогда отношение долей синтезированных изотопов Ga

$$\begin{aligned} f({}_{31}\text{Ga}^{69})/f({}_{31}\text{Ga}^{71})_{\text{экс}} &\approx f({}_{30}\text{Zn}^{68})/f({}_{30}\text{Zn}^{70})_{\text{прир}} = \\ &= 8,45/0,61 \approx 30,24 \end{aligned} \quad (88)$$

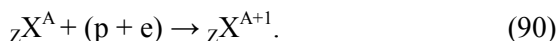
будет разительно (в 20 раз) отличаться от их содержания в природе

$$f({}_{31}\text{Ga}^{69})/f({}_{31}\text{Ga}^{71})_{\text{прир}} \approx 60,108/39,892 \approx 1,51. \quad (89)$$

Очевидно, что список ожидаемых отношений синтезированных изотопов при смене материала электродов легко продолжить. Разумеется, для их подтверждения требуется анализ на масс-спектрометре продуктов реакций.

Собственно, отличие от природных значений отношений содержания синтезированных изотопов, наряду с фактом их появления, дополнительно укажет на их искусственное происхождение. Отклонения же от ожидаемых при синтезе наблюдаемых отношений содержания изотопов будет свидетельствовать об участии в синтезе дополнительных более сложных, чем захват протона, реакций.

Ясно также, что при длительном воздействии квазинейтронов следует учитывать возможность изменения изотопного состава данного элемента за счет реакций



Для элементов, обладающих несколькими устойчивыми изотопами, реакции (90) должны приводить к возрастанию доли изотопа с наибольшим значением массового числа  $A$ . Чтобы упростить запись реакций (90), захват ядром протона вместе с электроном (и возможно с флуктуацией физического вакуума) условно назовем захватом «мягкого» нейтрона, вводя обозначение  $n^*$ . Тогда эквивалентная (90) запись имеет вид:



Вообще говоря, состояние ядра при захвате  $n^*$  соответствует меньшему уровню возбуждения, чем при захвате  $n$ , и, следовательно, меньшей активности по отношению ко всем видам излучений. Это полезно иметь в виду, но вводить специальные обозначения для такого состояния ядра мы не будем. К аналогичному выводу приводит и заключение о сравнительно большом радиусе  $R_s$ , поскольку расширение потенциальной ямы, как известно, снижает кванты нулевых колебаний обратно пропорционально квадрату ширины ямы. Это, в свою очередь, должно увеличивать вероятность «безызлучательных» переходов за счет возбуждения вращательных и колебательных степеней свободы ядра и взаимодействия с флуктуациями физического вакуума. Напомним, при низкотемпературном синтезе, как правило, отсутствует  $\gamma$ -излучение.



## Глава 8. Роль комплексов $[p + O]_{ee}$ и $[3p + O]_{ee}$ в синтезе элементов при электролизе воды

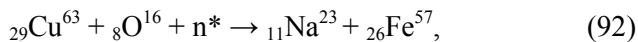
В экспериментах с электрическими разрядами в воде (или в водных растворах солей) следует ожидать эффективных реакций с участием наряду с квазинейтронами и ионами кислорода комплексов типа  $[p + O]_{ee}$  и  $[3p + O]_{ee}$ . Эти комплексы соответствуют основанию  $(OH)^-$ , возникающему при диссоциации молекулы воды, и состоянию  $(H_2O)H^+$ , соответствующему ассоциации  $H^+$  с полярной молекулой воды.

Индекс «ee» в обозначениях комплексов указывает на обогащение электронных оболочек атома кислорода массивными ( $e\uparrow e\downarrow$ )-парами, а также отражает возможность вариантов реализации квазинейтронных состояний для протонов. Это означает, что при записи ядерных реакций комплексу  $[p + O]_{ee}$  сопоставляется два возможных варианта, эквивалентных захвату либо протона по типу реакции (85), либо «мягкого» нейтрона – по типу реакции (91).

Важно, что при участии такого комплекса в ядерной реакции гарантируется ее экзотермичность, поскольку в исходных состояниях присутствуют протоны, еще не входящие в состав ядер, а в продуктах реакции они уже связаны.

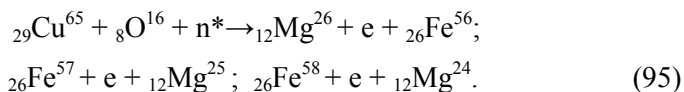
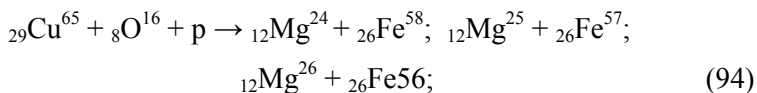
### 8.1. Реакции образования изотопов железа с участием материала медных электродов

Рассмотрим в качестве примера реакции, связанные с образованием ядер железа при взаимодействии комплексов  $[p + O]_{ee}$  и  $[3p + O]_{ee}$  с изотопами меди. Начнем с комплекса  $[p + O]_{ee}$  и ядер  ${}_{29}Cu^{63}$ . Из реакций (92) и (93) со стабильными изотопами видно, что должны возникать ядра железа  ${}_{26}Fe^{57}$ ,  ${}_{26}Fe^{56}$ :



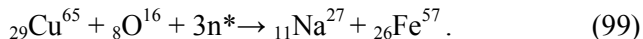
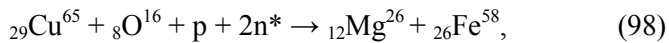
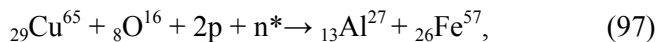
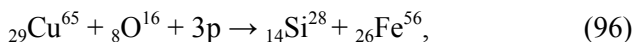
При записи реакций подразумевается, что не только изотопы кислорода, но и ядра меди обогащены ( $e\uparrow e\downarrow$ )-парами. Далее при записи реакций с участием протонов электроны, «эскортирующие» протоны, имеются в виду, но не указываются.

При взаимодействии комплекса  $[p + O]_{ee}$  с ядрами  ${}_{29}\text{Cu}^{65}$  захват «мягкого» нейтрона может сопровождаться испусканием электрона (и электронного антинейтрино, не указанного в реакциях (95)).



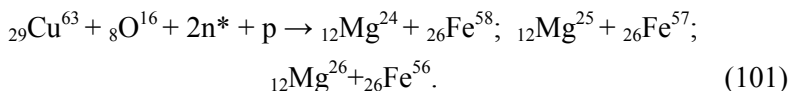
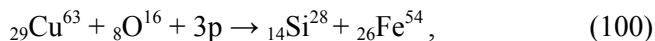
Допуская, что вероятности реакций (85) и (91) одного порядка, можно ожидать, что отношение долей изотопов железа  $f({}_{26}\text{Fe}^{57}) / f({}_{26}\text{Fe}^{56})_{\text{экс}}$ , полученных в реакциях (92) и (93), будет заметно превышать наблюдаемое в природе  $f({}_{26}\text{Fe}^{57}) / f({}_{26}\text{Fe}^{56})_{\text{прир}} \approx 0,023$ . Обращает на себя внимание отсутствие изотопа  ${}_{26}\text{Fe}^{54}$  среди продуктов реакций (92) – (95).

При записи ядерных реакций комплексу  $[3p + O]_{ee}$  сопоставляются уже четыре возможных варианта, связанных с захватами:  $3p$ ,  $2p + n^*$ ,  $p + 2n^*$ ,  $3n^*$  (при записи реакций электроны, «эскортирующие» протоны, как и в (94), не указываются). Продолжая рассмотрение реакций с образованием изотопов железа, приведем несколько реакций взаимодействия комплекса с обогащенным ( $e\uparrow e\downarrow$ ) – парами изотопом  ${}_{29}\text{Cu}^{65}$ :



Для (96) – (99) характерно присутствие пары реакций синтеза изотопа  ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ , что согласуется с выводом (на основе сопоставления (92) и (93)) об ожидании нарастания его доли по сравнению с содержанием в природе, и отсутствие изотопа  ${}_{26}\text{Fe}^{54}$ . Реакция с образованием  ${}_{26}\text{Fe}^{54}$  имеется при взаимодействии комплекса  $[3p + O]_{ee}$

с изотопом  ${}_{29}\text{Cu}^{63}$  (приводятся только реакции со стабильными изотопами)



Таким образом, на примере образования изотопов железа с участием ядер меди и комплексов  $[\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$  и  $[3\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$  можно ожидать значительных отклонений в распределении изотопов железа от их содержания в природе. В частности, пониженное содержание изотопа  ${}_{26}\text{Fe}^{54}$  и повышенное содержание  ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ . Ясно также, что рассмотренные здесь реакции образования железа предпочтительнее обсуждавшегося в [56] эндотермического варианта.

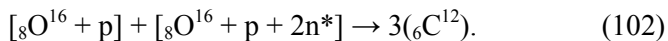
## 8.2. Реакции при взаимодействии комплексов $[\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$ и $[3\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$

Очевидно, что при взаимодействии комплексов  $[\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$  и  $[3\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$  с материалом электродов имеется гораздо больше реакций синтеза элементов, но мы ограничились примером синтеза железа, чтобы проиллюстрировать возможность таких реакций и ожидаемое отклонение содержания синтезируемых изотопов от наблюдаемого в природе.

Теперь рассмотрим реакции синтеза элементов при взаимодействии комплексов  $[\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$  и  $[3\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$  между собой. Поскольку этим комплексам соответствуют противоположные заряды, реакции  $[\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}} + [3\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$  должны быть более вероятны по сравнению с  $[\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}} + [\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$  или  $[3\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}} + [3\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$ . Поэтому можно ожидать, что именно реакции  $[\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}} + [3\text{p} + \text{O}]_{\text{еe}}$  отвечают за образование элементов на первом этапе синтеза относительно легких элементов в установке «Энергонива». Для простоты полагаем, что в комплексы входит только основной изотоп  ${}_8\text{O}^{16}$ . Тогда сумма массовых чисел возникающих элементов равна 36, а сумма зарядовых чисел лежит в диапазоне от 16 до 20.

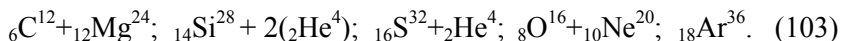
Напомним, что в ходе плазменного электролиза воды образуется широкий набор химических элементов (см. табл. 1), причем среди них даже по массовому содержанию выделяется углерод.

Это свидетельствует о наличии весьма эффективного механизма его образования. По нашему мнению, за образование углерода отвечает, главным образом, вариант с двумя  $n^*$

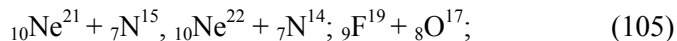
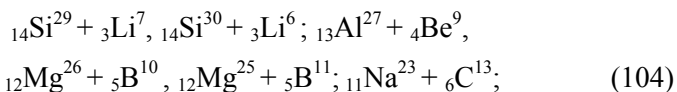


Принадлежность  $n^*$  в (102) только одному из комплексов условна.

Ясно, что та же исходная комбинация ядер может приводить к набору  $\alpha$ -кластеризованных [47] ядер:



Переход к варианту с тремя  $n^*$  порождает наибольшее число комбинаций продуктов реакций, которые мы разобьем на две совокупности, явно выделив комбинации (105) элементов, уходящих в газовую фазу:

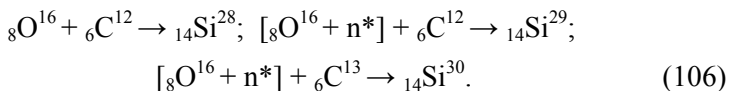


Варианту с участием четырех  $n^*$  соответствует прямое образование изотопа  ${}_{16}\text{S}^{36}$ .

При записи продуктов реакций не рассматривались случаи, включавшие появление промежуточных нестабильных изотопов, именно поэтому не указаны продукты реакций при  $n^* = 0$ , а при  $n^* = 4$  указан единственный изотоп.

Подчеркнем, что полученный набор элементов соответствует (в указанном диапазоне массовых и зарядовых чисел) наблюдаемым элементам, полученным при плазменном электролизе воды (см. табл. 1).

Отметим также, что появление углерода сразу на первом этапе синтеза элементов может интенсифицировать формирование кремния (в дополнение к реакциям, результаты которых отражены в (103) и (104)). Уместно напомнить, что кремний также имеет высокое содержание среди синтезированных элементов. Очевидны, например, экзотермические реакции



Конечно, роль реакций (106) не следует преувеличивать, так как углерод будет в значительной степени расходоваться на синтез углеводородов.

Обсуждение реакций, ведущих к синтезу более массивных элементов, будет рассмотрено дополнительно.

### 8.3. Заключение к главе 8

Если в процессе электролиза воды в синтезе элементов участвует материал электродов, то использование концепции квазинейтронов позволяет предсказать равенство отношения долей определенных пар синтезированных изотопов с отношением для наблюдаемых в природе долей соответствующих исходных изотопов материала электродов. Отличие этих отношений сразу указывает на искусственное происхождение элемента.

Как показывает анализ, перечень относительно легких элементов (включая серу), наблюдавшихся при плазменном электролизе воды, можно связать с первым этапом синтеза элементов из воды. Решающую роль на этом этапе играет взаимодействие ядерных комплексов, генетически связанных с основанием  $\text{OH}^-$  и ассоциированным с полярной молекулой воды протоном  $\text{H}_2\text{OH}^+$ .

Эффективный набор энергии электронами в электрическом поле происходит при разреженном состоянии среды (в частности, в области «плазмоида» в установке «Энергонива» [2]).

Старт ядерных реакций при низких температурах управляется модифицированной электронной структурой взаимодействующих ионов, включающей массивные (ee)-пары.

## **Глава 9. Трактовка образования химических элементов при вакуумном плавлении металлов электронным пучком и взрывах проводников импульсами тока**

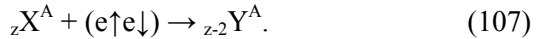
### **9.1. Трактовка образования химических элементов при вакуумном плавлении циркония электронным пучком**

Как уже говорилось в п. 2.3, возникновение большого числа химических элементов наблюдалось при плавлении циркония под действием пучка электронов, создаваемого электронной пушкой с ускоряющим напряжением 30 кВ [13]. Важно, что среди продуктов реакции имелись как элементы с зарядовыми числами  $Z$  больше, чем у Zr ( $Z_{\text{Zr}} = 40$ ), например, лантаноиды, так и меньше (3d-элементы и элементы второго периода таблицы Менделеева: Li, B, Be, C, N, O, Na, Mg, Al, Si...).

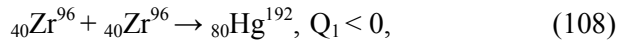
Наличие электронного потока, создаваемого электронной пушкой, обеспечивает обогащения электронной оболочки циркония связанными ( $e\uparrow e\downarrow$ )-парами. В этих условиях, подобно реакциям (12), (13) слияния ядер алюминия, представляется естественным рассмотреть образование элементов как следствие простых бинарных реакций. В качестве исходных продуктов берется пара ядер любых из пяти стабильных изотопов циркония (Zr – 90, 91, 92, 94, 96), а в качестве продуктов рассматриваются все парные комбинации ядер, удовлетворяющие законам сохранения зарядовых и массовых чисел.

Кажущаяся коллизия между фактом выделения энергии, указывающим на экзотермический характер реакций, и выводом об эндотермичности реакций синтеза ядер с большими массовыми числами (на рис. 1 – нисходящий участок зависимости удельной энергии связи (на один нуклон) от массового числа ядер  $A$ ) естественно разрешается при учете в реакции ( $e\uparrow e\downarrow$ )-пары, так же, как и в приводившейся выше реакции (84) синтеза олова.

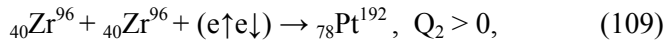
В реалистичной модели ПКС для начала синтеза ядер, как отмечалось в п. 6.3 (замечание 3), достаточно (с небольшим запасом), чтобы в спаренное состояние перешла пятая часть электронов оболочки атома, т. е. при  $z = 40$  требуется не более четырех  $(e\uparrow e\downarrow)$ -пар на атом. Следует иметь в виду, что для выполнения условия экзотермичности в большинстве случаев **достаточно** энергии одной массивной пары. Для произвольного ядра  ${}_zX^A$  это эквивалентно реакции



Найдем элемент с наибольшими зарядовым и массовым числами, возникновение которого ожидается при вакуумном плавлении циркония электронным пучком. Для этого следует рассмотреть в качестве исходной реакции слияние пары ядер самого массивного изотопа Zr 96. Если не учитывать процесс захвата  $(e\uparrow e\downarrow)$ -пар, то образование нестабильного изотопа  ${}_{80}\text{Hg}^{192}$  соответствует эндотермической реакции

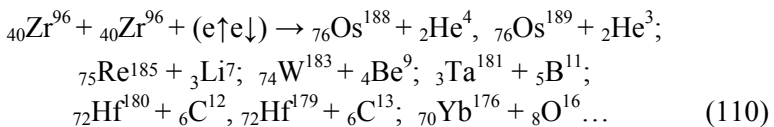


где величину поглощаемой теплоты  $Q_1$  оцениваем с помощью данных (например, [57]) для нуклидов:  $Q_1 \approx -139$  МэВ. Принимая для оценки энергии  $(e\uparrow e\downarrow)$ -пары данные (60), видим, что захвата одной  $(e\uparrow e\downarrow)$ -пары любым ядром Zr достаточно для реализации экзотермической реакции:



где  $Q_2 \approx +63$  МэВ. Таким образом, при вакуумном плавлении циркония электронным пучком в качестве элемента с наибольшим массовым числом следует ожидать появления  ${}_{78}\text{Pt}^{192}$ .

После сделанного пояснения можно не беспокоиться об экзотермичности превращения, перечисляя реакции с учетом сохранения барионного и зарядовых чисел. Нет необходимости приводить полный список таких реакций, ограничимся рядом характерных примеров, иллюстрирующих появление продуктов реакции в виде пар стабильных ядер с величинами  $Z_1 > Z_{\text{Zr}}$  и  $Z_2 < Z_{\text{Zr}}$ , «сопряженных» законами сохранения барионного и зарядового чисел:



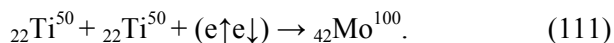
Очевидно, что аналогичные совокупности реакций можно записать для каждого из изотопов циркония и всех их комбинаций в качестве исходных пар ядер.

## 9.2. Образование элементов при взрывах титановых фольг импульсами тока

На наш взгляд, объяснение, аналогичное случаю плавления циркония под действием электронного пучка, получают и результаты [16, 17] по образованию новых элементов при взрывах титановых фольг в ходе пропускания импульсов электрического тока. Титан подобно цирконию имеет 5 стабильных изотопов. Наибольшее природное содержание имеет доля изотопа  ${}_{22}\text{Ti}^{48}$ , уменьшение которой в фрагментах фольг, оставшихся после взрывов, надежно зафиксировано.

Отмечалось также примерное равенство между количеством вновь возникших элементов с зарядовыми числами  $Z$  больше, чем у титана, и меньше, чем у титана. Это соответствует рассмотренному выше в п. 9.1 рождению элементов «сопряженными» парами.

Следует ожидать, что синтезированным элементом с максимальной возможной массой при захвате одной  $(e\uparrow e\downarrow)$ -пары в экзотермической реакции будет стабильный изотоп  ${}_{42}\text{Mo}^{100}$



Разумеется, методика взрыва фольг или проволочек разрядами электрического тока, в силу кратковременности взрыва, уменьшает шансы на получение в ходе одного взрыва всех допустимых пар синтезированных элементов по сравнению с плавлением пучком электронов. Тем не менее, при достаточно большом количестве взрывов совокупности синтезированных элементов могут стать сопоставимыми для обеих методик. На наш взгляд, для объяснения механизма синтеза наблюдаемых элементов достаточно учета  $(e\uparrow e\downarrow)$ -пар, естественно модифицирующего обычные бинарные реакции.

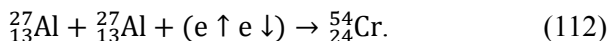
Дополнительно следует иметь в виду, что при взрывах металлических фольг в воде могут появляться и элементы, обусловленные взаимодействием характерных для воды ядерных комплексов (обсуждавшихся в главе 8) с материалом фольги, как это имеет место при взаимодействии с материалом электродов при разрядах тока в воде [55, 56] (данные [55] приводятся в главе 11).



### 9.3. Предлагаемые варианты плавления электронным пучком металлов с одним стабильным изотопом

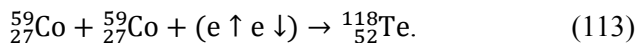
Наиболее удобными (для упрощения анализа результатов ожидаемого образования элементов по методике вакуумного плавления электронным пучком) являются металлы с одним стабильным изотопом. Ясно, что для сравнения следует рассмотреть варианты, ведущие к синтезу элементов с массовыми числами, принадлежащими как к восходящему, так и к нисходящему участкам кривой  $E_{уд}(A)$  зависимости удельной энергии связи  $E_{уд}$  от массового числа  $A$  (см. рис. 1). В качестве таких исходных металлов можно использовать, например, Al, Co, Y или Nb.

Реакции (12), (13) синтеза элементов при плавлении алюминия (обладающего единственным стабильным изотопом  ${}_{13}\text{Al}^{27}$ ) приводились уже в главе 1. Поскольку ожидаемый при этих реакциях самый массивный изотоп  ${}_{26}\text{Fe}^{54}$ , как и изотоп  ${}_{13}\text{Al}^{27}$ , лежит на восходящем участке кривой  $E_{уд}(A)$  (см. рис. 1), захват ( $e\uparrow e\downarrow$ ) – пар для обеспечения экзотермичности реакций слияния двух ядер алюминия не требуется. Однако это обстоятельство не исключает протекания реакций с захватом такой пары. Тогда слияние двух ядер алюминия приведет к появлению стабильного изотопа хрома



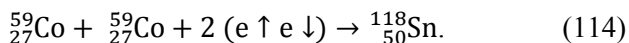
Появление изотопа  ${}_{24}^{54}\text{Cr}$ , наряду с  ${}_{24}^{50}\text{Cr}$ , возникающего без захвата ( $e\uparrow e\downarrow$ )-пары (13), служило бы индикатором непосредственного участия ( $e\uparrow e\downarrow$ )-пары в синтезе изотопа  ${}_{24}^{54}\text{Cr}$ .

При выборе в качестве исходного изотопа  ${}_{27}\text{Co}^{59}$  и участии одной поглощенной ( $e\uparrow e\downarrow$ )-пары самым массивным, но нестабильным (с периодом полураспада  $\approx 6$  дней) синтезируемым изотопом будет  ${}_{52}\text{Te}^{118}$

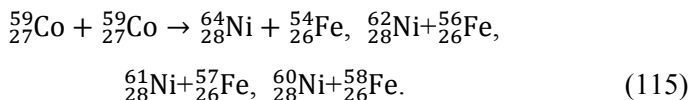


После электронного захвата и  $\beta^+$  распада  ${}_{52}^{118}\text{Te}$  переходит в стабильный изотоп  ${}_{50}^{118}\text{Sn}$ .

Не исключено, однако, что поглощаются сразу две ( $e\uparrow e\downarrow$ )-пары, и тогда обеспечивается переход к изотопу  ${}_{50}^{118}\text{Sn}$  без захвата электрона и вылета позитрона:



Отметим также, что экзотермическая реакция с рождением сопряженных пар элементов, являющихся соседями с кобальтом в таблице Менделеева (Fe и Ni), не требует поглощения ( $e\uparrow e\downarrow$ )-пары, обеспечивая сопряженное рождение стабильных изотопов этих элементов



Если вероятности реакций (115) близки, то можно ожидать, что доли всех синтезированных изотопов никеля и железа будут одного порядка. Это резко контрастирует с их соотношением, наблюдаемым в природе. Отметим, что появление железа и никеля (без изотопного анализа) регистрировалось в экспериментах [58] при пропускании импульсов тока через расплав кобальта.

Легко показать также, что при выборе исходных изотопов  ${}_{39}^{89}\text{Y}$  или  ${}_{41}^{93}\text{Nb}$  синтезированными элементами с максимальными значениями зарядовых и массовых чисел будут, соответственно,  ${}_{72}^{178}\text{Hf}$  и  ${}_{76}^{186}\text{Os}$ .

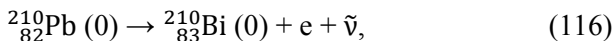
## Глава 10. О механизмах трансформации висмута в свинец под влиянием однополярных наносекундных электромагнитных импульсов

### 10.1. Вводные замечания

Одним из ярких примеров реализации низкоэнергетических ядерных реакций является трансформация части висмута в свинец при воздействии на расплав Bi – Pb однополярных наносекундных электромагнитных импульсов (НЭМИ) [24, 25]. Достаточно типичны данные: при амплитудах напряжений импульсов порядка  $10^4$  В, энергиях до  $10^{-2}$  Дж, частоте  $\nu$  следования импульсов до  $10^3$  Гц, времени облучения  $t_0 \sim (10-15)$  минут содержание свинца в расплаве возрастает на 5–10 % при снижении содержания висмута на ту же величину. В коаксиальных излучателях импульсное напряжение генерируется между центральным стержнем и боковой поверхностью цилиндрического тигля с расплавом, контактирующим с атмосферой.

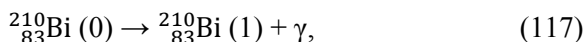
Химический анализ расплава проводился до и после обработки НЭМИ, однако изотопный состав не контролировался. Кроме того, в качестве единственного механизма превращения Bi  $\rightarrow$  Pb предполагался электронный захват, поэтому подразумевалось сохранение массы расплава. Следует, однако, иметь в виду, что природный висмут практически состоит из одного долгоживущего изотопа  $^{209}_{83}\text{Bi}$  (период полураспада  $T \approx 1,9 \cdot 10^{19}$  лет), но для этого изотопа электронный захват неэффективен (изотоп  $^{209}_{82}\text{Pb}$  испытывает обратное превращение в  $^{209}_{83}\text{Bi}$ ). Поэтому в качестве гипотезы допускалось, что исходный расплав содержал дополнительно изотопы  $^{210\text{m}}_{83}\text{Bi}$  ( $T \approx 3 \cdot 10^6$  лет),  $^{208}_{83}\text{Bi}$  ( $T \approx 3,7 \cdot 10^5$  лет),  $^{207}_{83}\text{Bi}$  ( $T \approx 32,9$  года), переходящие при электронном захвате, соответственно, в  $^{210}_{82}\text{Pb}$  ( $T \approx 22,3$  года) и в устойчивые изотопы  $^{208}_{82}\text{Pb}$ ,  $^{207}_{82}\text{Pb}$ . Согласно [57], изомер  $^{210\text{m}}_{83}\text{Bi}$  возникает обычно при  $\alpha$ -распаде одного из изомеров

$^{214}_{85}\text{At}$  и для него электронный захват нехарактерен. Следовательно, если изотоп  $^{210}_{82}\text{Pb}$  и появляется, то, скорее всего, по другой причине. Ядро  $^{210}_{82}\text{Pb}(0)$  имеет нулевой спин и его распад, согласно [57], в основном (84 % распадов) связан с переходом в возбужденное состояние ядра  $^{210}_{83}\text{Bi}(0)$ , также имеющего нулевой спин

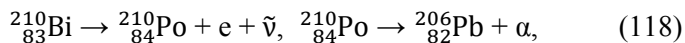


где символы  $e$  относятся к электрону и антинейтрину, имеющими полуцелые спины ( $\pm 1/2$ )  $\hbar$ .

Последующий переход в основное состояние  $^{210}_{83}\text{Bi}(1)$  со спином 1 сопровождается испусканием  $\gamma$ -кванта (имеющего единичный спин)



так что закон сохранения момента импульса выполняется. Переходу сразу в основное состояние  $^{210}_{83}\text{Bi}(1)$  соответствует 16 % распадов. Очевидно, что наличие изотопа  $^{210}_{82}\text{Pb}$  можно зафиксировать по характерному  $\gamma$ -излучению (46,539 кэВ). Ниже при записи реакций мы ограничиваемся упрощенным вариантом, отражающим баланс массовых и зарядовых чисел, опуская информацию о спинах и  $\gamma$ -излучении. Так, например, с распадом ядра  $^{210}_{83}\text{Bi}(1)$  связана пара реакций



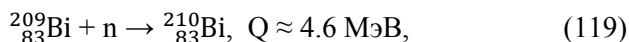
где символ  $\alpha$  относится к  $\alpha$ -частице (ядро  $^4_2\text{He}$ ).

В (118) изотоп  $^{210}_{83}\text{Bi}$  сравнительно короткоживущий ( $T \approx 5$  дней), а  $^{210}_{84}\text{Po}$  имеет период полураспада  $T \approx 138,4$  дня. Наличие  $\alpha$ -распада качественно согласуется с наблюдавшимся в [24, 25] возрастанием  $\alpha$ -радиоактивности после обработки НЭМИ, по крайней мере для образцов, приготовленных авторами самостоятельно.

Цель данной главы – рассмотреть кратко возможные механизмы трансмутации исходного изотопа  $^{209}_{83}\text{Bi}$  и предложить эксперименты, позволяющие их идентифицировать.

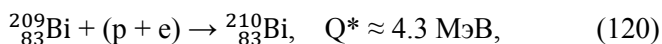
## 10.2. Квазинейтронные состояния и переходы ${}^{209}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}_{83}\text{Bi}$

Ясно, что возникновению, например, нестабильного изотопа  ${}^{210}_{83}\text{Bi}$  формально соответствует экзотермическая реакция с выделением энергии  $Q > 0$



где  $n$  – символ нейтрона. Реализация такой реакции привела бы, согласно (118), к появлению в конечном итоге изотопа  ${}^{206}_{82}\text{Pb}$ . Очевидно, что в возможной реакции синтеза изомера  ${}^{210m}_{83}\text{Bi}$  величина  $Q$  будет меньше.

Заметим, что в [24, 25] герметичной изоляции расплава от окружающей среды не проводилось. Значит, в случае контакта расплава с воздухом можно предложить следующий качественный сценарий реализации превращения (119). В парообразном состоянии над расплавом протоны ионизованного водяного пара ускоряются полем НЭМИ, затем, проходя через электронную оболочку атома висмута, захватывают по одному электрону и поглощаются ядром висмута с образованием  ${}^{210}_{83}\text{Bi}$



с последующей парой распадов, указанных в (118). Символ  $*$  при записи энергии связи  $Q^*$  соответствует оценке, в которой учитываются только массы покоя частиц, указанных в реакции (ясно, что при этом существенное различие между массами гидрино и нейтроида не учитывается). Разумеется, возможен и захват протоном электрона до взаимодействия с электронной оболочкой.

## 10.3. Псевдопротонные состояния и переходы ${}^{209}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}_{82}\text{Pb}$ , ${}^{209}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}_{84}\text{Po}$

Мы уже отмечали, что, согласно Сантилли [38], допустимо и образование «псевдопротонов», имеющих отрицательный заряд и представляющих связанное состояние протона и двух электронов ( $p + 2e$ ). Заметим, что этот термин используется в [38] как альтернатива «антипротонам», подчеркивая, что встреча псевдопротона

с протоном не приведет к реакции аннигиляции (в отличие от контакта протона с антипротоном).

На рис. 12 представлена структурная модель псевдопротона, взятая из [38].

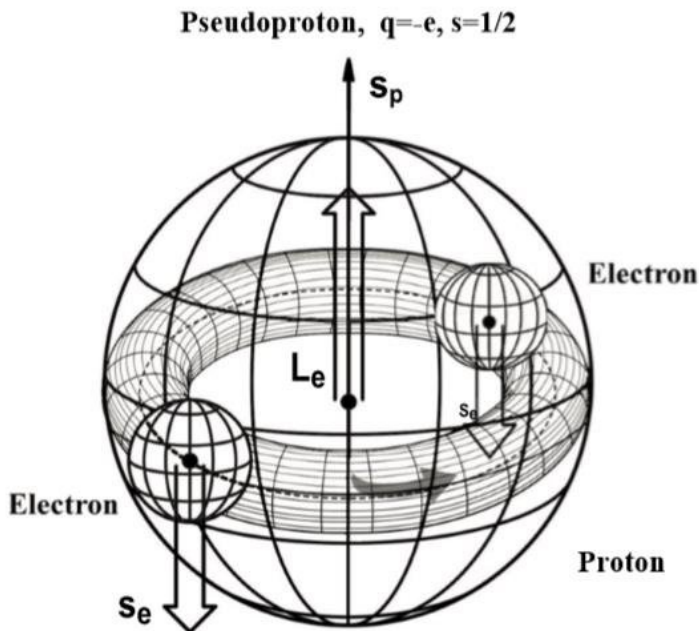
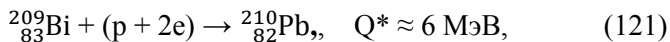


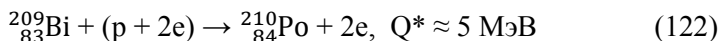
Рис. 12. Схематическое изображение синтеза отрицательно заряженного нуклона, известного как «псевдопротон Сантили» [38], посредством резерфордского сжатия электрона, на этот раз внутри сверхплотного нейтрона

Для промежуточного состояния, обладающего двумя разновидностями, по аналогии с нейтроидом, вводится термин «протоид» (нейтроиды и протоиды объединяются термином «нуклеоны»). В случае захвата псевдопротона имеем:

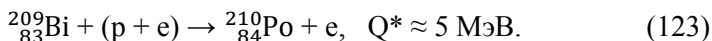


с последующими распадами (116) – (118).

По-видимому, возможны варианты, когда электроны, «эскортирующие» протон до адронного масштаба расстояний ( $\sim 1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м}$ ) между ядром и протоном, ядром не захватываются, выполняя функцию катализатора, а протон туннелирует сквозь барьер. Тогда



и реализуется последний из распадов в (118). Разумеется, реакция, аналогичная (121), возможна и с участием квазинейтрона



Очевидно, что если доминирует реакция взаимодействия ядер  ${}^{209}_{83}\text{Bi}$  с псевдопротонами (121), а источником протонов является только водяной пар, то сразу после облучения должно наблюдаться увеличение массы расплава (за счет его обогащения изотопом  ${}^{210}_{82}\text{Pb}$ ). Последующие, согласно (116) – (118), распады приведут к снижению массы, по мере протекания  $\alpha$ -распада (с образованием изотопа  ${}^{206}_{82}\text{Pb}$ ) и улетучивания возникающего гелия из системы.

Приведем для иллюстрации оценку начального приращения массы за счет увеличения доли изотопа  ${}^{210}_{82}\text{Pb}$  для варианта (121), полагая, что начальная масса расплава 0,5 кг, содержание свинца 30 мас.%, висмута 70 мас.%. Если после обработки НЭМИ содержание свинца возросло, например, до 40 мас.%, то легко убедиться, что приращение массы расплава  $\Delta m$  составит  $\approx 0.24 \text{ г}$ . Следовательно, в рассматриваемом случае  $\Delta m$  является надежно измеряемой величиной даже при использовании технических весов. Однако, поскольку ранее кроме электронного захвата другие механизмы не предполагались, контроль за изменением массы расплава не проводился.

#### 10.4. Возможность образования изотопа ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ (без участия ( $e \uparrow e \downarrow$ ) – пар)

Наличие импульсов НЭМИ позволяет рассматривать эндотермические реакции. В частности, ясно, что инициация испускания ядром протона ведет к стабильному изотопу  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ :



требуя поглощения энергии ( $Q^* \approx -4 \text{ МэВ}$ ).

Стандартным механизмом распада ядер является туннельный эффект (энергия туннелирующей частицы находится в интервале, соответствующем кулоновскому барьеру). Прозрачность барьера резко возрастает при приближении энергии к вершине барьера  $U_{\max}$ , так как при этом существенно снижается ширина барьера. Таким образом, при наличии механизма, обеспечивающего повышение энергии частицы  $E$  на величину  $\Delta E \leq U_{\max}$ , распад интенсифицируется. Например, в [59] в качестве такого механизма обсуждается возникновение когерентных коррелированных состояний (ККС), приводящих к большим флуктуациям энергии  $\Delta E$  и импульса. Согласно обобщенным соотношениям неопределенностей для энергии  $E$  и времени  $t$  Шредингера – Робертсона [60]

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar / (2\sqrt{1 - r_c^2}), \quad (125)$$

где  $r_c$  – коэффициент корреляции. Из (125) очевидно, что обычные соотношения Гейзенберга относятся к некоррелированным состояниям (при  $r_c = 0$ ). Напротив, для  $r_c \rightarrow 1$  при конечном значении неопределенности времени  $\Delta t$  величина неопределенности энергии  $\Delta E$  может превысить любое наперед заданное значение. Допуская, в принципе, существование ККС, способствующих туннелированию в случае действия НЭМИ (конечно, это неочевидно и требует доказательства), обсудим в данной главе другие варианты. Обсудим вначале механизм захвата ядром энергии  $\Delta E$  изоэлектрон-изопозитронной пары, способной переходить из виртуального состояния в состояние с большим временем жизни за счет небольшой доли от полной энергии  $E_{\text{пол}}$  импульса НЭМИ. Назовем, для краткости, такую пару квазипозитронием. Напомним, в [34] (см. п. 5.1) квазипозитронием сопоставлялся интервал энергий (1–135) МэВ.

Допустим, для иллюстрации, что  $E_{\text{пол}} = 10^{-3}$  Дж  $\approx 6.7 \cdot 10^9$  МэВ, а величина  $\Delta E = 10$  МэВ обеспечивает высокое значение коэффициента прозрачности. Ясно, что энергии одного импульса достаточно для рождения не более чем  $E_{\text{пол}} / \Delta E = 6.7 \cdot 10^8$  квазипозитрониев. Тогда при частоте следования импульсов  $\nu = 10^3$  Гц и времени обработки  $t_0 = 600$  с получаем оценку для количества атомов  $N_{\text{Pb208}}$  изотопа  $^{208}_{82}\text{Pb}$

$$N_{\text{Pb208}} = (E_{\text{пол}} / \Delta E) \nu t_0 \approx 4 \cdot 10^{14}. \quad (126)$$



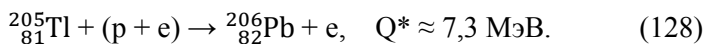
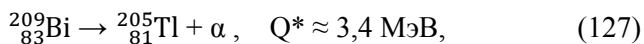
При улетучивании водорода, число атомов которого совпадает с (126), уменьшение массы расплава составило бы  $\Delta m \approx 6,7 \cdot 10^{-10}$  г. Поскольку в [24, 25]  $E_{\text{пол}}$  не превышала  $10^{-2}$  Дж, то оценка  $\Delta m$  может увеличиться лишь на порядок. Однако таким изменением массы расплава (при простой процедуре взвешивания) можно пренебречь.

### 10.5. Дополнительные варианты реакций с уменьшением массы расплава

Расширение вариантов механизмов трансформации висмута в свинец под действием НЭМИ указывает на необходимость дополнительных исследований.

Для выявления механизмов превращений ядер висмута целесообразно провести обработку расплавов электромагнитными импульсами в отсутствие водяного пара и при различных его концентрациях, проводя контролируемые взвешивания. Свой вклад может внести и водород, растворенный в исходном образце.

Возможен и случай, когда при наличии водяного пара над расплавом трансмутация висмута наблюдается при заметном снижении массы расплава. Такой результат уместно интерпретировать как следствие интенсификации  $\alpha$ -распада висмута под действием НЭМИ с последующим поглощением протона по вариантам (121) или (122) с участием квазинейтрона (или псевдопротона):



Данный вывод представляется логичным, поскольку слабая естественная радиоактивность изотопа  ${}_{83}^{209}\text{Bi}$  относится к  $\alpha$ -распаду. В отличие от эндотермической реакции протонного распада при экзотермическом  $\alpha$ -распаде допустимо сопутствующее  $\alpha$ -частице излучение квазипозитрония, выполняющего в таком случае роль катализатора для следующего распада. Ясно, что при времени жизни квазипозитрония порядка  $\tau$  и времени жизни активированного захватом квазипозитрония ядра  ${}_{83}^{209}\text{Bi}$   $t_a \ll \tau$ , каждый из возникающих в одном импульсе НЭМИ квазипозитрониев мог бы активировать порядка  $\tau / t_a$  распадов. Очевидно, что, при условии улетучивания

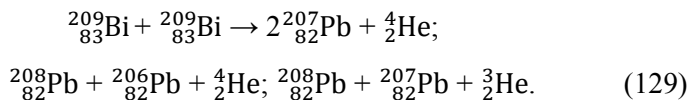
образующегося гелия, вклад в снижение массы расплава, сопровождающееся образованием  $^{206}_{82}\text{Pb}$ , может превышать вклад, связанный с образованием  $^{208}_{82}\text{Pb}$ , в  $4\tau / t_a$  раз.

Если до обработки НЭМИ молекулы, способные при ионизации породить протоны, над расплавом отсутствуют, то протонный дефицит, в условиях  $\alpha$ -распада, может сопровождаться снижением массы расплава за счет стабильного изотопа  $^{205}_{81}\text{Tl}$ . Конечно, аргумент о протонном дефиците отпадает, если  $\alpha$ -распад связан с испусканием  $^3_2\text{He}$ , поскольку нестабильный изотоп  $^{205}_{81}\text{Tl}$  ( $T \approx 4,2$  мин) переходит в  $^{206}_{82}\text{Pb}$ , испуская электрон. Аналогично появление  $^{204}_{82}\text{Pb}$  можно связать с  $\beta$ -распадом  $^{204}_{81}\text{Tl}$  ( $T \approx 3,8$  года), если  $\alpha$ -распад  $^{209}_{83}\text{Bi}$  связан с испусканием  $^5_2\text{He}$ . Характерно, однако, что не следует ожидать увеличения содержания изотопа  $^{207}_{82}\text{Pb}$ .

## 10.6. Возможность образования свинца при участии $(e\uparrow e\downarrow)$ -пар

Введение в рассмотрение массивных  $(e\uparrow e\downarrow)$ -пар открывает путь к иной интерпретации влияния однополярных наносекундных электромагнитных импульсов (НЭМИ) на свойства вещества, в частности, на процесс [24, 25] трансмутации висмута в свинец при облучении НЭМИ расплава  $\text{Bi} - \text{Pb}$ .

Естественно считать, что такие импульсы стимулируют процессы образования  $(e\uparrow e\downarrow)$ -пар (по крайней мере, вблизи поверхности расплава), в результате чего этими парами обогащаются электронные оболочки ионов  $\text{Bi}$ . Но тогда становятся возможными экзотермические реакции слияния пар ядер висмута с образованием изотопов свинца и гелия:



Первоначальная модель ПКС со спариванием большого числа электронов [34] представлялась маловероятной, и применительно к трансмутации  $\text{Bi} \rightarrow \text{Pb}$  нами в [52] не обсуждалась. Однако учет большой массы  $(e\uparrow e\downarrow)$ -пар кардинально меняет ситуацию, указывая на возможность обогащения свинца изотопами 206, 207 и 208 в отсутствие контакта с окружающей средой (прежде всего, с водяным

паром). Более того, обогащение изотопом 207 выглядит предпочтительным.

Этот вывод противоположен заключению, сделанному в п. 10.5 при анализе реакций трансмутации висмута без учета возможности обогащения его электронных оболочек ( $e\uparrow e\downarrow$ )-парами. Кроме того, ясно, что обогащение ( $e\uparrow e\downarrow$ )-парами должно модифицировать кулоновский «хвост» ядерного потенциала, увеличивая вероятность туннелирования изотопов  ${}^3_2\text{He}$  и  ${}^4_2\text{He}$ . Для изотопа  ${}^3_2\text{He}$ , обладающего меньшей массой, прозрачность барьера выше, так что такой распад должен вести к обогащению изотопом Pb – 206.

Подчеркнем, наконец, что обогащение электронных оболочек висмута ( $e\uparrow e\downarrow$ )-парами, модифицирующее кулоновский потенциал ядра висмута, должно резко увеличивать вероятность протонного распада висмута (124). В этом случае доминировать будет приращение свинца за счет изотопа Pb – 208. По-видимому, возможно и активное участие ( $e\uparrow e\downarrow$ )-пар в процессах протонного и  $\alpha$ -распада ядер, как это обсуждается в п. 14.2.2.

Очевидно, что для получения дополнительной информации полезен мониторинг как радиоактивности сплава висмут – свинец до и после обработки НЭМИ, так и контроль за газовым составом над расплавом. Прояснить ситуацию может анализ изотопных составов до и после обработки НЭМИ. Во всяком случае, не стоит ожидать изменения содержания изотопа Pb-204.

# Глава 11. Возникновение химических элементов при электрических разрядах в воде с участием материала медных электродов

## 11.1. Вводные замечания

Оригинальная установка плазменного электролиза воды «Энергонива» (см. п. 2.1) демонстрировала низкоэнергетические ядерные реакции синтеза химических элементов при малой эрозии электродов (см. табл. 1). Синтез связывался с возникновением устойчивого «плазмоида» между электродами, отстоящими на расстояние  $(1-1.5) D$ , где  $D$  – внутренний диаметр полых электродов ( $D \leq 50$  мм). Приведенное выше рассмотрение показывает, что учет выводов адронной механики позволяет принципиально решить проблему преодоления кулоновского барьера при синтезе ядер. В то же время целесообразно наращивание базы экспериментальных данных и их интерпретации с помощью упрощенной методики [12], использованной в [56] в случае латунных электродов.

Здесь мы остановимся на близкой к [56] ситуации для случая электродов из технической меди [55]. В [55], как и в [56], осуществлялись импульсные электрические разряды в водном растворе NaCl (с концентрацией 0,1 г/л) с использованием колебательного контура, настроенного в резонанс с питающим напряжением (220 В, 50 Гц). Стартовая разность потенциалов между полыми трубчатыми электродами составляла 650 В. Зазор между электродами  $\approx 0.7$  мм. Электроды располагались вертикально. Между верхним и нижним сосудом вода двигалась самотоком. Каждая серия разрядов сопровождалась, аналогично [12, 56], появлением порции жидкости с темной (черной) окраской с последующим выпадением осадка. Нарботка осажденного порошка для анализа химического состава по массе была близка к убыли массы электродов. Поэтому предполагалось, что в процессе синтеза химических элементов участвовал материал электродов.

В главе 7 введено понятие квазинейтрона как связанного состояния протона и электрона, существующего в широком интервале пространственных масштабов и соответствующих энергий. Ясно, что наличие квазинейтронов должно проявляться в простейшей реакции синтеза элементов с зарядовым числом  $Z + 1$  при зарядовом числе  $Z$  материала электродов. В частности, можно ожидать синтеза цинка при медных электродах. Используемые в [56] латунные электроды ( $\approx 64$  ат % Cu, 36 ат % Zn) в определенной степени маскировали ожидаемый эффект синтеза цинка, который в [56], как и синтез других более массивных элементов, не обсуждался. Поэтому использование в [55] в качестве материала полых трубчатых электродов технической меди ( $\approx 98$  ат % Cu) предполагало выявление в первую очередь цинка, синтез которого ожидался как следствие взаимодействия квазинейтронов с ионами меди, экстрагируемыми при эрозии электродов.

Анализ химического состава электродов, как и фрагментов твердого порошка, получаемого после электролиза, проводился по стандартной методике [61] в центре коллективного пользования Института физики металлов УрО РАН.

## **11.2. Примеры химического состава частиц порошка, выпавшего в осадок**

Исходный химический состав электродов проводился в нескольких произвольно выбранных местах стружки материала технической меди, использованной при изготовлении электродов. Один из типичных результатов соответствует, например, составу (в ат. %): 97,61 Cu, 0,63 Fe, 1,77 O. Подчеркнем, что ни цинк, ни никель (с точностью не меньшей 0,1 %) не фиксировались в составе материала электродов.

На рис. 13 приведен внешний вид части порошка, закрепленного на скотче.

Две пронумерованные нами частицы кардинально отличаются содержанием цинка, состав частиц представлен в табл. 5.

Хотя в большинстве частиц порошка содержание цинка не превосходит содержание меди (подобно составу частицы 2 в табл. 5), наблюдаются и частицы с доминированием цинка. Состав одной из таких частиц приведен в табл. 6.

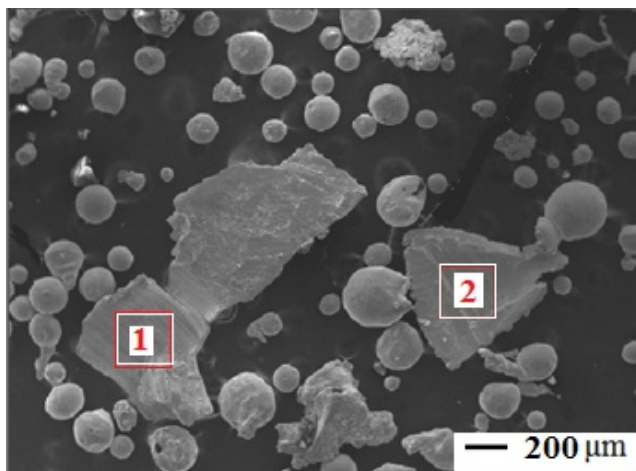


Рис. 13. Вид фрагмента порошка, фиксированного на скотче, при увеличении 100 х, нумерация двух крупных частиц нанесена авторами

Таблица 5

Химический состав частиц, отмеченных номерами 1 и 2 на рис. 13

Элемент	Частица 1					Частица 2				
	O	Mn	Fe	Cu	Zn	O	Mn	Fe	Cu	Zn
Вес. %	0,00	0,53	0,69	97,39	1,38	0,59	0,32	0,83	62,75	35,51
Ат. %	0,00	0,62	0,79	97,25	1,34	2,33	0,36	0,94	62,18	34,20

Таблица 6

Химический состав частицы с доминирующим содержанием цинка

Элемент	Al	Cl	Ti	Cr	Mn	Fe	Ni	Cu	Zn
Вес. %	0,45	1,11	0,20	0,16	0,29	14,63	0,48	16,80	65,88
Ат. %	1,04	1,95	0,25	0,19	0,33	16,35	0,51	16,49	62,87

На рис. 14 представлена «цепочка» ферромагнитных частиц (предварительно сепарированных нами с помощью постоянного магнита).

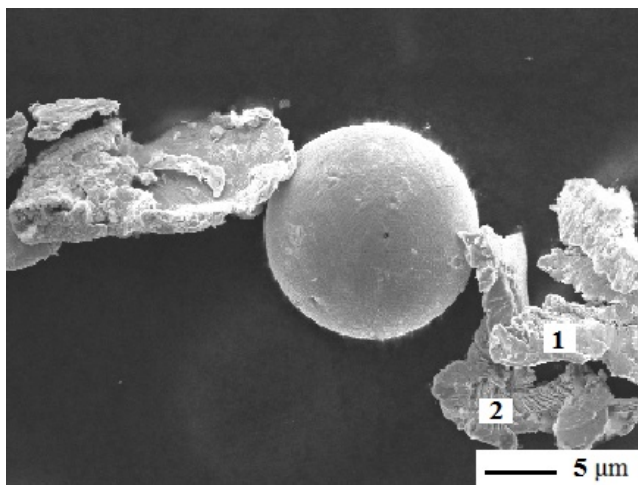


Рис. 14. Вид «цепочки» ферромагнитных частиц, при увеличении 5000 х, нумерация двух частиц нанесена авторами

В этой цепочке преобладают частицы с повышенным содержанием железа, однако, имеется и частица с доминированием никеля, отмеченная цифрой 1. В расположенной рядом частице 2 доминирует железо (напомним, частицы образовались независимо в различные моменты времени и сведены вместе в ходе магнитной сепарации). Для сравнения составы этих частиц представлены в табл. 7.

Таблица 7  
Химический состав частиц, отмеченных номерами 1 и 2  
на рис. 14

Элемент	Частица 1					Частица 2				
	Al	Fe	Ni	Cu	Zn	Al	Fe	Ni	Cu	Zn
Вес. %	4,25	2,85	84,59	7,43	0,88	0,00	88,86	3,97	7,17	0,00
Ат. %	8,86	2,87	80,95	6,57	0,75	0,00	89,81	3,82	6,37	0,00

Доминирование Ni, как и доминирование Zn, это, скорее, исключение, чем правило. Достаточно типичны частицы с содержанием Zn, сопоставимым с содержанием меди, при отсутствии или малом содержании Ni.

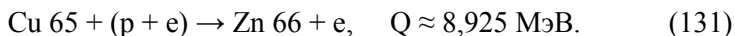
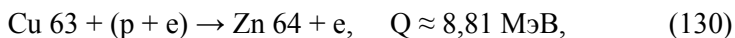
Следует иметь в виду, что далеко не все наблюдавшиеся элементы приведены в табл. 5–7. Фиксировались и более массивные элементы, в частности, Cd, Sn и Ba.

### 11.3. Обсуждение простейших реакций синтеза цинка

В главе 7 мы уже кратко отмечали простейшие ядерные реакции синтеза с участием изотопов меди и квазинейтрона. Интерес к этим реакциям связан с тем, что, во-первых, их можно считать наиболее вероятными при синтезе изотопов цинка, а во-вторых, можно ожидать количественного соотношения (86) для содержания изотопов Zn 66 и Zn 64, отличающегося от природного. Здесь мы рассмотрим этот вопрос подробнее, не ограничиваясь только парой изотопов.

Отметим, что синтез цинка, обладающего более широким набором устойчивых изотопов Zn 64 (48,6 %), Zn 66 (27,9 %), Zn 67 (4,1 %), Zn 68 (18,8 %), чем медь, вполне ожидаем. Имеется и долгоживущий изотоп Zn 70 (0,6 %) с периодом полураспада  $T \approx 5 \cdot 10^{14}$  лет.

Прежде всего, напомним основные реакции синтеза цинка при слиянии ядер меди с протоном, эскортируемым электроном. В составе меди имеется два устойчивых изотопа Cu 63 (69,17 %) и Cu 65 (30,83 %). Поэтому сразу может реализоваться синтез изотопов Zn 64 и Zn 66



Оценки энергетического эффекта  $Q$  в экзотермических реакциях (130) и (131) получены с использованием данных [57] без учета энергии связи квазинейтрона.

Отметим, что захват квазинейтрона изотопом Cu 65 должен сопровождаться появлением неустойчивого изотопа Cu 66 ( $T \approx 5,1$  мин), испытывающего, согласно [57],  $\beta$ -распад с образованием Zn 66. Захват же квазинейтрона изотопами Cu 63 приводит к неустойчивым изотопам Cu 64 (период полураспада  $T \approx 12,7$  час), которые в большинстве случаев (61 %) после электронного захвата образуют стабильный изотоп Ni 64, либо (39 % случаев) испытывают  $\beta$ -распад с образованием Zn 64.



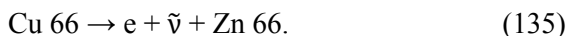
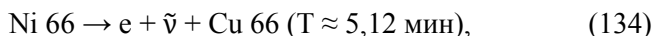
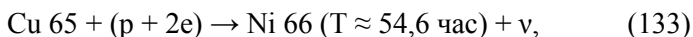
Легко убедиться, что поглощение электрона ядрами меди к устойчивым изотопам никеля не приводит. Изотопы Ni 63 ( $T \approx 100$  лет) и Ni 65 ( $T \approx 2,5$  час) испытывают  $\beta$ -распад, восстанавливая исходные изотопы меди Cu 63 и Cu 65.

Заметим, что изотоп Ni 64 может возникать и при захвате псевдопротона ( $p + 2e$ ), представляющего, согласно Сантилли [38], связанное состояние протона с двумя электронами



где  $\nu$  – символ электронного нейтрино. Включение в правую часть одного нейтрино предполагает, что квазинейтронному состоянию ( $p + e$ ), как и нейтрону, сопоставляется нулевой лептонный заряд, тогда как псевдопротону ( $p + 2e$ ), подобно электрону, единичный лептонный заряд. В результате, в реакции (132) выполняется закон сохранения лептонного заряда [62]. Подчеркнем, что, в отличие от реакции захвата квазинейтронов изотопами меди, цинк при этом не образуется. Возможно, что частица с доминированием никеля и малым содержанием меди и цинка (частица 1 на рис. 14 с соответствующим составом в табл. 7) формировалась, главным образом, с участием псевдопротонов по реакции (132). Учитывая, однако, что материал электродов мог содержать никель в качестве примеси, такой вывод носит условный характер.

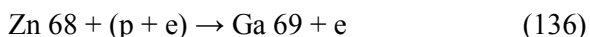
Однако взаимодействие псевдопротонов с изотопом Cu 65 ведет к образованию Zn 66:



В (134) и (135) символ  $\bar{\nu}$ , как и ранее, относится к электронному антинейтрино.

Очевидно, что после возникновения Zn 66 поглощения квазинейтронов могут вести к последовательному образованию изотопов цинка с массовыми числами 67 и 68, наращивая общее содержание цинка. В то же время захват квазинейтрона изотопом Zn 64 привел бы к нестабильному изотопу Zn 65 ( $T \approx 244$  дня), который после захвата электрона переходит в Cu 65, снижая общее содержание цинка. Разумеется, в основном образующийся цинк должен содержать изотопы Zn 64 и Zn 66, образование которых, согласно (130)

и (131), обусловлено существованием двух устойчивых изотопов меди. Если бы возникло значимое количество изотопа Zn 68, то в результате реакции

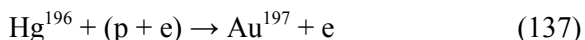


мог бы образоваться галлий. В данном исследовании галлий не наблюдался, что указывает на низкое содержание (или отсутствие) изотопа Zn 68. Поскольку в природном цинке почти пятая часть приходится на Zn 68 вполне вероятен синтез галлия в случае использования при электролизе воды цинковых электродов.

В пользу предложенного механизма синтеза цинка свидетельствуют, на наш взгляд, и результаты воздействия однополярных электромагнитных наносекундных импульсов на водные растворы солей CuSO<sub>4</sub> и ZnSO<sub>4</sub> (см. главу 5 в [2]). В случае пониженного значения pH ≈ 3,32 после воздействия в течение 16 минут наблюдалось уменьшение (приблизительно на 0,2 мг/л) содержания ионов меди и возрастание (приблизительно на 0,2 мг/л) концентрации ионов цинка. Напомним, что pH связан с концентрацией ионов водорода [H<sup>+</sup>] соотношением pH = -lg [H<sup>+</sup>], а нейтральной среде соответствует pH = 7 (вода, при 25 °C). Следовательно, при изменении pH от 7 до 3,32 концентрация ионов водорода возрастает примерно в 4800 раз. Тогда понятно, что снижение pH способствует синтезу цинка за счет повышения вероятности захвата протонов ядрами меди в процессах (130) и (131).

Возвращаясь к нашему эксперименту, напомним, что сплавы меди, содержащие до 39 % цинка, представляют собой растворы на основе меди (так называемые однофазные α-латуни). Поэтому крайне маловероятно, что возможное наличие небольших концентраций растворенного цинка в исходной технической меди приведет к многократному росту (десятки процентов) цинка в частицах осадка. Напротив, появление цинка за счет процессов синтеза (130) и (131) является вполне естественным.

Естественно ожидать также, что взаимодействие квазинейтронов с парами ртути приведет к синтезу золота, аналогично тому, как это было продемонстрировано при бомбардировке ртути нейтронами [63]. В силу малого содержания (0,15 %) в природной ртути изотопа Hg 196 в коммерческом отношении реакция с поглощением протона

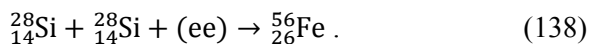


(с поглощением квазинейтрона и последующим испусканием электрона) неперспективна (подробно история синтеза золота из ртути изложена в [64]). Однако как вариант, демонстрирующий эффективность участия квазинейтронов в синтезе элементов, реакция (137), безусловно, показательна. При постановке подобного эксперимента следует иметь в виду, что, помимо токсичности ртути, поглощение квазинейтрона изотопом Hg 202 (имеющем высокое содержание  $\approx 30\%$  в природной ртути) дает нестабильный изотоп Hg 203 ( $T \approx 46,6$  дн.), превращающийся при  $\beta$ -распаде в токсичный изотоп Tl 203.

Уместно отметить, что у квазинейтронов в реакциях синтеза при протонном поглощении имеются явные преимущества перед нейтронами – относительная дешевизна, меньшая проникающая способность и меньшие уровни возбуждения дочерних ядер, что понижает вероятность  $\gamma$ -излучения. Напомним, что в адронной механике [4] нейтроны являются контактно связанными изопротонами и изоэлектронами, и факт такого синтеза экспериментально подтвержден [37].

#### **11.4. Примеры реакций образования химических элементов с участием (ee)-пар, включая и синтез массивных ядер**

Реакции (94) – (101) с образованием железа при участии меди и комплексов  $[p + O]_{ee}$  и  $[3p + O]_{ee}$  уже приводились в п. 8.1. Эти реакции сопровождаются появлением относительно легких элементов Al, Si, Mg, Na, которые могут синтезироваться и непосредственно из воды при взаимодействии комплексов  $[p + O]_{ee}$  и  $[3p + O]_{ee}$  (см. п. 8.2). Более того, имеется несколько реакций синтеза железа, как и других, указанных в табл. 1–3, образующихся элементов (Ti, Cr...), из более легких элементов. Например, реакция (12) синтеза изотопа Fe 54 из алюминия или изотопа Fe 56 из кремния:

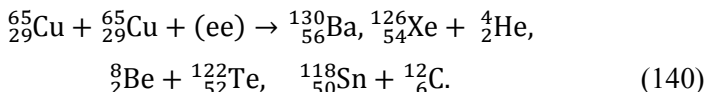
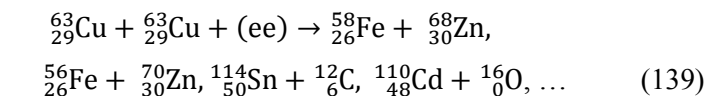


Напомним, при захвате (ee)-пары слияние ядер алюминия приводит, согласно (112), к синтезу изотопа Cr 54.

Конечно, реакция синтеза железа, как и других элементов, может идти по варианту парного взаимодействия ядер материала

электродов, по типу обсуждавшихся выше реакций формирования элементов при вакуумном плавлении.

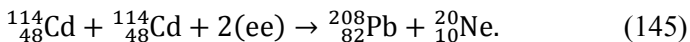
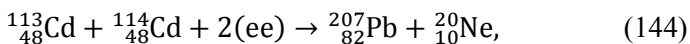
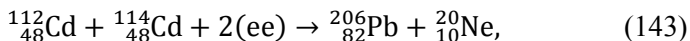
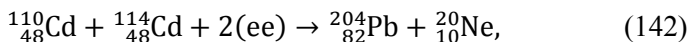
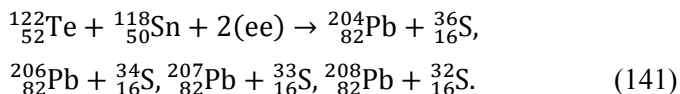
Например,



Значит, синтез бария можно рассматривать как индикатор существования реакций (139), (140). Напомним, синтезу изотопа Sn 112 сопоставляется реакция (84) слияния изотопов железа.

Таким образом, синтез наблюдаемых элементов с массовыми числами  $\leq 130$  достигается в результате трех основных типов реакций: за счет нескольких этапов синтеза элементов из воды; за счет взаимодействия комплексов  $[\text{p} + \text{O}]_{ee}$  и  $[3\text{p} + \text{O}]_{ee}$  с экстрагированным материалом электродов и за счет взаимодействия ядер электродов с участием (ee)-пар. Применительно к железу дополнительно отметим, что оно не растворяется в меди, и при использовании в качестве электродов технической меди частички железа могут изначально присутствовать (это и подтверждается при анализе химического состава электродов).

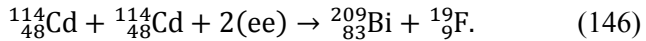
Отметим, наконец, что образование таких элементов, как кадмий, теллур, олово позволяет синтезировать все стабильные изотопы свинца, например, в реакциях с захватом двух (ee)-пар



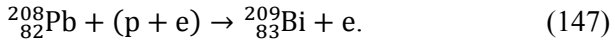
Имеются и комбинации с захватом одной (ee)-пары, например, при замене в (141)  ${}_{52}^{122}\text{Te}$  на  ${}_{50}^{122}\text{Sn}$  или  ${}_{52}^{122}\text{Te} + {}_{50}^{118}\text{Sn}$  на  $2 {}_{50}^{120}\text{Sn}$ .

Разумеется, приведенные примеры не исчерпывают всех вариантов синтеза свинца, а просто демонстрируют естественную возможность образования свинца при использовании в качестве исходных ядер продуктов реакций предшествующего этапа синтеза химических элементов.

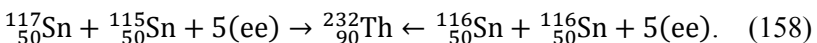
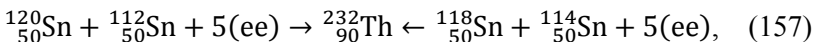
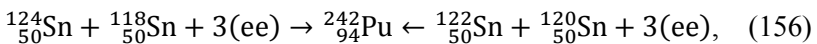
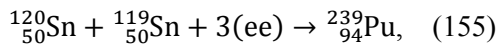
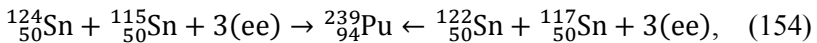
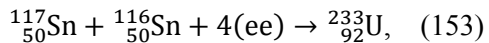
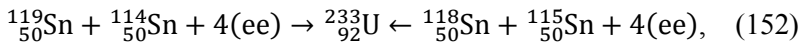
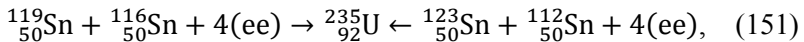
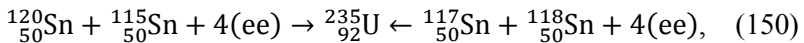
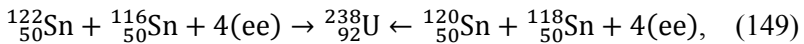
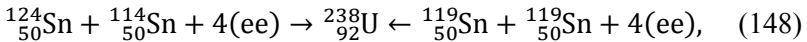
В качестве продуктов реакций (141) – (145) мы ограничились записью пары элементов (свинец и неон), хотя имеются и другие пары, в частности, висмут и фтор



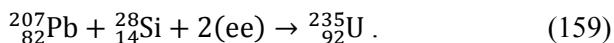
Ясно также, что после синтеза свинца синтез висмута – это легко реализуемая реакция захвата протона вследствие взаимодействия с квазинейтроном



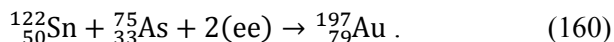
Хотя элементы с зарядовыми числами выше 82 (свинец) и 83 (висмут) ни в экспериментах на «Энергониве», ни в наших работах [55], [56] пока не фиксировались, полезно отметить, что формальных ограничений, например, для синтеза урана или плутония нет. В частности, используя олово, обладающее десятью стабильными изотопами, можно записать реакции



По-видимому, препятствием для этих реакций синтеза известных радиоактивных элементов является малая вероятность захвата большого числа (еe)-пар: трех – (при синтезе плутония); четырех – (при синтезе изотопов урана) и пяти – (при синтезе тория). Заметим, что все реакции (148) – (158) соответствуют идеологии возникновения изотопа с максимальным массовым числом при плавлении электронным пучком, рассмотренной ранее в главе 9 для случая вакуумного плавления циркония. Разумеется, существуют реакции синтеза этих элементов с участием меньшего числа (еe)-пар. Например,



Нетрудно понять, что включение в реакции синтеза ядер захвата (еe)-пар существенно расширяет возможности CF. В частности, синтезу золота соответствует реакция



Реакция (160), скорее всего, как и реакция (137), не имеет коммерческого значения и приведена для иллюстрации. Разумеется, есть и другие варианты образования благородных металлов.

На наш взгляд, полезно привести наглядную схему захвата (еe)-пары, дополняя структурную модель ПКС, изложенную в главе 6.

## Глава 12. Модель орбиты изоэлектроннума адронной механики и захват (еe)-пары при синтезе ядра

Прежде всего, напомним, что в модели ПКС, представленной в главе 6, оказывается возможным сближение ядер до расстояний, меньших  $R_s^* \approx 100$  фм. Это позволяет снять с рассмотрения вопрос о преодолении кулоновского барьера сливающимися ядрами. Очевидно, что при построении модели ПКС центральную роль выполняет допущение о возможности спаривания электронов за счет контактного взаимодействия. Причем формирование единой орбиты для пар изоэлектронов можно рассматривать как бозе-конденсацию в общем состоянии пар изоэлектронов, достаточно легко возникающих при наличии электронных потоков в разреженной среде. Характерно, что масса связанных изочастиц из-за непотенциальной природы контактного взаимодействия превышает массу свободных частиц.

Обсудим теперь вопрос о правомерности использования траекторий применительно к движению микрообъектов. Прежде всего, напомним, что отказ от жесткого детерминизма в квантовой механике опирается на соотношения неопределенностей для координат и импульсов, а также на интерпретацию волновых свойств частиц. Тем не менее, для частиц с достаточно высокими энергиями и импульсами (а значит, малыми длинами волн де Бройля  $\lambda$ ) допускается использование траекторий (например, электронных орбит в ридберговских атомах). При такой интерпретации радиусы орбит  $R$  должны быть заведомо больше  $\lambda$ . В интересующем нас случае  $R \sim 10^{-13}$  м это возможно при учете большой массы (еe)-пар.

Заметим, для полноты обсуждения, что имеется и альтернативная возможность. Как показал Бом [65], процесс дифракции электронов на двух щелях, считающийся одним из традиционных подтверждений вероятностной интерпретации квантовой механики, допускает описание с использованием индивидуальных траекторий электронов, но при введении нелокального квантового потенциала.

Нелокальность потенциала подразумевает нарушение ограниченности скорости распространения взаимодействия величиной  $c$ . Напомним также о парадоксе Эйнштейна-Подольского-Розена [66], который при анализе мысленного эксперимента для запутанных состояний пары микрочастиц приводит к выводу о нарушении принципа близкодействия в квантовой механике. На наличие нелокальности указывает, по-видимому, эксперимент с запутанными состояниями микрочастиц, поставленный для проверки выводов [65] (см. обсуждение в [67]). Не исключено, что выход из этой коллизии кроется в развитии представлений о природе пространства – времени (см., например, [68, 69]).

Напомним, что, как отмечалось в конце п. 6.3, возможно возникновение и двух концентрических кольцевых орбит для связанных пар изоэлектронных, причем суммарные моменты импульсов изоэлектронов на каждой из орбит имеют равные значения, но противоположные направления.

Касаясь построения других моделей ПКС, отметим, что представляет интерес исследование  $\infty$  – орбит (в форме восьмерки, охватывающей ядра) как в роли самостоятельного варианта, так и в комбинации с круговой орбитой (орбитами) типа рассмотренной выше. Заметим, что  $\infty$  – орбита, в качестве связующей для молекулы водорода, анализировалась Сантিলли (модель «изоэлектрониума»), и было установлено притяжение для пары изоэлектронных с противоположными спинами при синхронном прохождении межъядерной области. При комбинированном варианте и сохранении симметричной круговой орбиты плоскость  $\infty$  – орбиты естественно считать ортогональной плоскости круговой орбиты. Этот выбор отражен на рис. 15, где представлено состояние, когда пара связанных изоэлектронов уже находится в общем центре орбит, ядра сближаются за счет преобладания притяжения над отталкиванием ( $|E_-| > E_+$ ), но расстояние  $d$  еще  $\gg R_s^*$ .

Допустим теперь, что, благодаря предшествующим этапам синтеза элементов, каждое из сближающихся ядер обладает близкой к ядру орбитой с массивной  $(ee)$ -парой.

Тогда на каждой из атомных орбит, смыкающихся в  $\infty$  – орбиту, находится не по одному электрону, а по одной  $(ee)$ -паре. Появление одной из двух  $(ee)$ -пар в центре кольцевой орбиты с массивными  $(ee)$ -парами, которая может быть поглощена сближившимися ядрами,



представляется ординарным процессом, тогда как синхронное позиционирование двух (ee)-пар в межъядерном пространстве уже менее вероятно. Поэтому в рамках подобного сценария захвата (ee)-пар формальные реакции типа (148) – (158), скорее всего, значимой роли в процессе синтеза массивных ядер не играют.

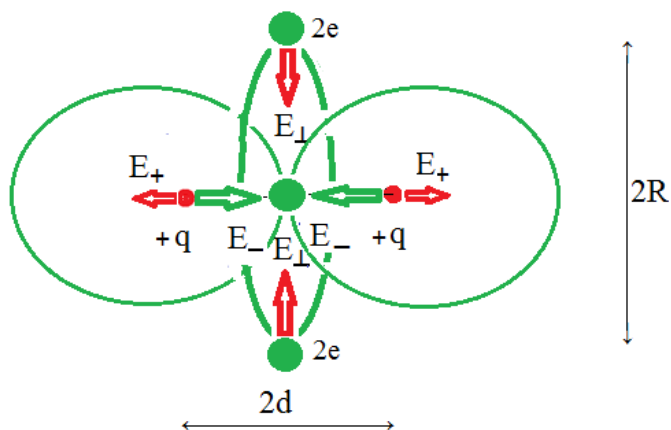


Рис. 15. Схема взаимного расположения орбит в комбинированной модели формирования ПКС, зеленые кружки соответствуют (ee)-парам, а красные – ядрам

Напомним дополнительно, что в реалистичной модели ПКС центральная кольцевая орбита содержит не слишком большое число электронов, так что сближающиеся ядра имеют электронные оболочки, хотя и сильно поляризованные. В момент слияния ядер одна или две (ee)-пары в центре кольцевой орбиты поглощаются сливающимися ядрами с образованием нового ядра внутри кольцевой орбиты.

Представляется естественным, что сформировавшееся ядро покидает центральное электронное кольцо, забирая электронные оболочки исходных ионов и формируя свою электронную оболочку. При этом важно, что расширившееся (в процессе формирования электронной оболочки синтезированного ядра) электронное кольцо, освободившись от рожденного ядра, становится катализатором следующего слияния пары ядер, локализуясь в их межъядерном пространстве.

В случае пары кольцевых орбит с (ee)-парами (см. конец п. 6.3) синтез атома будет сопровождаться появлением двух катализирующих синтез ядер кольцевых орбит с (ee)-парами. Сказанное схематически иллюстрируют рис. 16–18.

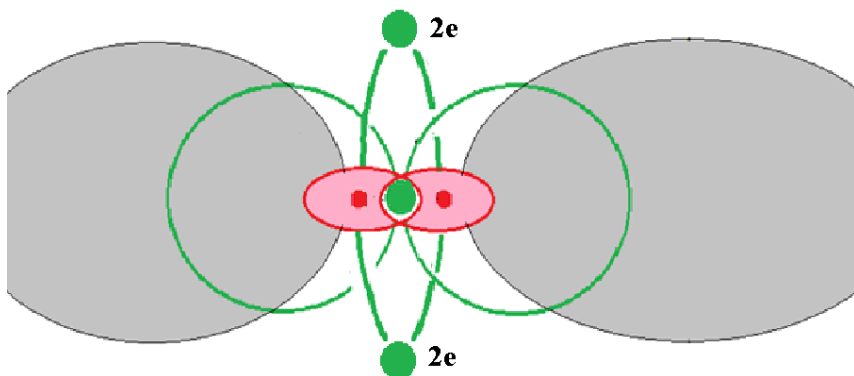


Рис. 16. Схема захвата (ee)-пары сливающимися ядрами (розовый цвет), серым цветом условно показаны сильно поляризованные облака несвязанных контактно электронов

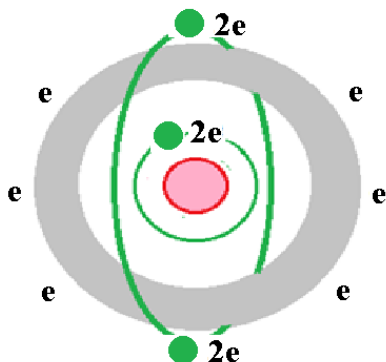


Рис. 17. Схема завершения формирования атома синтезированного элемента: ядро атома расположено в центре кольцевой орбиты с контактно связанными электронами. Орбита с малым радиусом соответствует единственной (ee)-паре в электронной оболочке атома. Остальным несвязанным контактно электронам соответствует серый слой

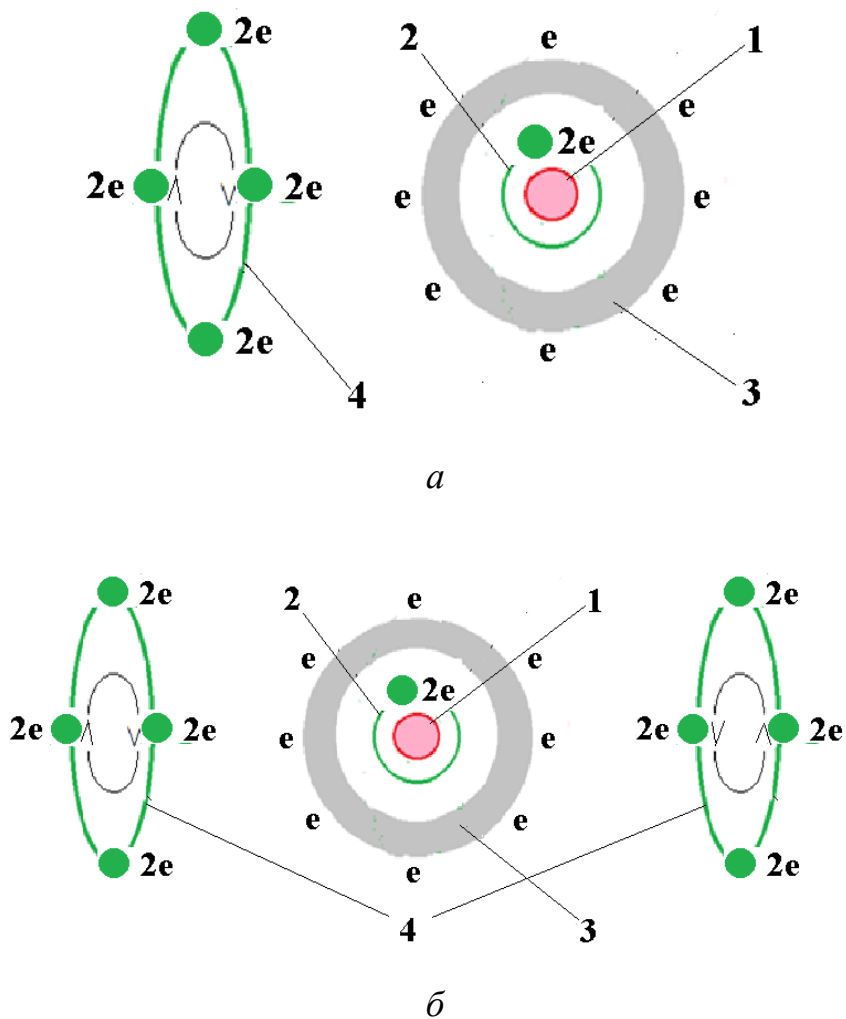


Рис. 18. Схемы, иллюстрирующие окончание синтеза атома и рождение свободных катализирующих орбит с (ee)-парами: 1 – ядро атома, 2 – орбита с массивной (ee)-парой, 3 – оболочка из обычных электронов, 4 – катализирующие синтез ядер орбиты с (ee)-парами; *a* – в случае одной катализирующей орбиты; *б* – в случае двух катализирующих орбит (направления вращения (ee)-пар на орбитах противоположны)

Подчеркнем, большие массы  $(ee)$ -пар позволяют сопоставлять им длины волн де Бройля (малые по сравнению с радиусом орбиты). Следовательно, катализирующие кольцевые орбиты можно рассматривать как реально существующие объекты, к которым применимо наглядное полуклассическое описание.

Если, как ожидается,  $(ee)$ -пары стабильны (к этому вопросу мы еще вернемся), то модель ПКС приводит к качественному выводу о формировании в условиях электронных потоков ансамбля устойчивых катализаторов низкотемпературных ядерных реакций. Причем синтезу атомов с возрастающими значениями зарядовых и массовых чисел соответствуют катализирующие кольцевые орбиты с возрастающим числом  $(ee)$ -пар. Косвенно в пользу образования ансамбля подобных орбит свидетельствует информация о продолжении функционирования установки «Энергонива» после отключения от внешней электрической цепи (см. окончание п. 2.1). Обсуждение будет продолжено в главе 17.

Важно, что катализирующие кольцевые орбиты способны сильно поляризовать электронные оболочки атомов (ионов), между которыми они локализуются, снижая экранирующее действие оболочек атомов на кулоновские поля ядер. В результате, радиус катализирующей орбиты быстро уменьшается, что соответствует росту величины эффективного отрицательного заряда в точке на линии, соединяющей центры ядер.

## Глава 13. Перспективные направления ближайших экспериментальных исследований

Прежде всего, отметим, что факты сравнительно простой реализации низкотемпературного старта ядерного синтеза с участием ядер сложных атомов, по мнению авторов, убедительно (хотя и косвенно) свидетельствуют в пользу развитой модели промежуточного квази-молекулярного состояния, в которой притяжение ядер обусловлено наличием массивных электронных пар в межъядерном пространстве. Учитывая принципиальную роль развитых представлений для планирования экспериментальных исследований, важно предложить, в первую очередь, простые эксперименты, нацеленные на прямое подтверждение концептуальных выводов.

Ясно, что возникновение массивных электронных пар и их включение в электронную оболочку атомов синтезированных элементов должно существенно отразиться на характеристиках атомов. Изменения свойств атомов должны легко фиксироваться хорошо отработанными экспериментальными методиками. Как отмечалось выше (в конце п. 5.3), можно полагать, что (е<sup>e</sup>)-пары сохраняют устойчивость, если энергия кванта воздействия мала по сравнению с энергией пары порядка 100 MeV. Это означает, что ни тепловые колебания решетки, ни фотоны оптического и обычного рентгеновского диапазонов, ни внешние электронные пучки, применяемые при энергодисперсионном анализе (энергии – десятки кэВ), и даже типичные флуктуации физического вакуума, соответствующие уровню нулевых колебаний  $E_0$  (при  $2m^* \approx 4 \cdot 10^{-28}$  кг,  $E_0 \approx 10$  МэВ), не должны разрушать такие пары. В силу большой величины  $2m^*$ , сохраняется и относительная устойчивость к захвату (е<sup>e</sup>)-пары ядром, хотя в процессе образования нового ядра захват (е<sup>e</sup>)-пары, как показывает анализ реакций синтеза массивных (и не только) ядер, явно необходим и возможен (см. главу 12 и схему на рис.16). Конечно, сценарий захвата ядром (е<sup>e</sup>)-пар, уже входящих в электронные оболочки атомов, ядра которых сливаются, не исключает захвата (е<sup>e</sup>)-пар из состава катализирующего кольца или из вновь образующихся

(ee)-пар в условиях существования электронных потоков. Поэтому обнаружение (ee)-пар в модифицированных электронных оболочках атомов представляет несомненный интерес.

Очевидно, что большая масса (ee)-пар может непосредственно фиксироваться при масс-спектрометрии, так как должна проявляться в увеличении уже десятых долей масс изотопов, выраженных в атомных единицах массы.

Кроме того, массивные (ee)-пары имеют, как минимум, на два порядка меньшие значения радиусов орбит (значений радиальных компонент волновых функций) по сравнению с обычными электронами в атомах. Поэтому при локализации таких пар в оболочках атомов синтезированных элементов остальные (контактно неспаренные) электроны оболочки должны оказываться в ослабленном (экранированном) кулоновском поле ядра. Это сразу приведет к простой модификации постоянной экранирования в законе Мозли, т. е. к резкому изменению характеристического рентгеновского спектра.

Ясно также, что появление массивных пар отразится на спектрах ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и ядерного  $\gamma$ -резонанса (ЯГР). Заметим, что в [16] с помощью ЯГР наличие магнитного момента у предполагаемых носителей «странного излучения» было подтверждено. Однако эти эксперименты не позволяют утверждать, что магнитный момент связан именно с магнитными монополями (а не диполями), как и утверждать, что носители СИ не имеют электрического заряда.

### **13.1. Зависимость характеристического рентгеновского спектра атомов от числа (ee)-пар в электронных оболочках**

Здесь мы остановимся на весьма информативном и предельно наглядном варианте регистрации массивных (ee)-пар, связанном с изменением характеристического (рентгеновского) спектра атомов.

Напомним, что при энергодисперсионном анализе образец подвергается воздействию электронного пучка. Если выбивается электрон из оболочки с главным квантовым числом  $n_1$ , то электронные

переходы из оболочек с главными числами  $n_2 > n_1$  порождают серии линий с частотами, подчиняющимися закону Мозли [70, 71]

$$\nu = (z - \sigma)^2 \nu_0 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad \nu_0 = cR, \quad (161)$$

где  $\nu_0$  – частота Ридберга,  $R \approx 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  – постоянная Ридберга.

Для линии  $K_{\alpha}$ , соответствующей переходу из состояний второй оболочки ( $n_2 = 2$ ) в вакантное состояние первой оболочки ( $n_1 = 1$ ), при  $\sigma = 1$  из (161) получаем

$$\nu_{K\alpha} = (z - 1)^2 \nu_0 3/4. \quad (162)$$

Заметим, что линия  $K_{\alpha}$  обладает наименьшей частотой в серии К, но имеет наибольшую интенсивность. Соответственно для энергии фотона имеем

$$h\nu_{K\alpha} = h\nu_0 (z - 1)^2 3/4. \quad (163)$$

Для удобства оценок подставим в (163) постоянные  $h$  и  $\nu_0$  и проведем пересчет энергии в электрон-вольты

$$h\nu_{K\alpha} \approx 10,22 (z - 1)^2 \text{ эВ}. \quad (164)$$

Тогда, выбирая, например, медь ( $z = 29$ ) как материал, часто используемый при изготовлении электродов, и железо ( $z = 26$ ) – наиболее часто синтезируемый материал, получаем стандартные значения

$$h\nu_{K\alpha \text{ Cu}} \approx 8,012 \cdot 10^3 \text{ эВ} = 8,012 \text{ кэВ}, \quad h\nu_{K\alpha \text{ Fe}} \approx 6,387 \text{ кэВ}. \quad (165)$$

Наличие компактных массивных пар электронов, как отмечалось выше, обязательно приведет к изменению параметра экранирования. Пусть число связанных пар равно  $k$ , и, кроме того, в К-оболочке имеется только одна вакансия. Тогда в (164) вместо 1 следует подставить  $\sigma = 1 + 2k$ .

$$h\nu_{K\alpha}(k) \approx 10,22 (z - 1 - 2k)^2 \text{ эВ}. \quad (166)$$

Очевидно, что при наличии в К-оболочке двух вакансий, вместо (166) имеем

$$h\nu_{K\alpha}(k) \approx 10,22 (z - 2k)^2 \text{ эВ}. \quad (167)$$

Спектры  $h\nu_{K\alpha}$  (166) и (167) дискретны, поэтому, обнаружив сдвиг энергии  $h\nu_{K\alpha}(k)$  относительно привычных стандартных значений

при  $k = 0$  в (166) или (167), по величине  $h\nu_{K\alpha}(k)$  легко идентифицировать величину  $k$ .

В табл. 8, 9 для удобства идентификации приведены значения  $h\nu_{K\alpha}(k)$  при нарастании  $k$  от 0 до 7.

Таблица 8

Зависимость энергий  $K_{\alpha}$ -фотонов (в кэВ) для атомов меди и железа от количества (е $\bar{e}$ )-пар  $k$  при  $\sigma = 1+2k$

k	0	1	2	3	4	5	6	7
$h\nu_{K\alpha Cu}$	8,01	6,909	5,887	4,946	4,088	3,311	2,616	2,003
$h\nu_{K\alpha Fe}$	6,387	5,406	4,507	3,689	2,954	2,299	1,727	1,237

Таблица 9

Зависимость энергий  $K_{\alpha}$ -фотонов (в кэВ) для атомов меди и железа от количества (е $\bar{e}$ )-пар  $k$  при  $\sigma = 2k$

k	0	1	2	3	4	5	6	7
$h\nu_{K\alpha Cu}$	8,595	7,450	6,387	5,406	4,507	3,689	2,954	2,300
$h\nu_{K\alpha Fe}$	6,909	5,887	4,946	4,088	3,331	2,616	2,003	1,472

Разумеется, совершенно прозрачная физическая интерпретация требует целенаправленных измерений на сериях образцов из различных металлов, атомы которых предварительно обогащены (е $\bar{e}$ )-парами.

Следует иметь в виду, что константы экранирования обычно подбираются опытным путем. Формулы (161) – (164) приблизительно справедливы для линий  $K_{\alpha}$  при относительно малых  $z$  ( $20 < z < 30$ ). При описании других линий следует учитывать изменение констант экранирования, а также тонкую структуру оболочечного спектра для главного квантового числа  $n \geq 2$ . В результате даже линия  $K_{\alpha}$  представляет собой дублет, а энергия, соответствующая линии  $K_{\beta}$ , будет существенно меньше упрощенной оценки, получаемой из (161)

$$h\nu_{K\beta}(k) = 32/27 h\nu_{K\alpha}(k). \quad (168)$$

Кроме того, в области энергий в интервале (0,1–1) кэВ возможно наложение линий  $K_{\alpha}$  (при  $k = 9–12$ ) на линии L-серии.



При использовании предложенного Мозли значения  $\sigma = 7,4$  и множителя  $(n_1^{-2} - n_2^{-2}) = 5/36$  из (161) для линии  $L_\alpha$  находим

$$h\nu_{L_\alpha} = h\nu_0 (z - 7,4)^2 \cdot 5/36 \rightarrow 1,72554 (z - 7,4)^2 \text{ эВ}, \quad (169)$$

$$h\nu_{L_\alpha \text{ Cu}} = 0,805 \text{ кэВ}, \quad h\nu_{L_\alpha \text{ Fe}} = 0,597 \text{ кэВ}. \quad (170)$$

Очевидно, что увеличение на единицу вакансий в L-оболочке должно сопровождаться уменьшением  $\sigma$  до значений  $\sigma = 6.4$ . Тогда вместо (170) получим

$$h\nu_{L_\alpha \text{ Cu}} \approx 0,881 \text{ кэВ}, \quad h\nu_{L_\alpha \text{ Fe}} = 0,663 \text{ кэВ}. \quad (171)$$

Так что линии  $L_\alpha$  могут выглядеть как размытые дублеты. Если допустить также и значение  $\sigma = 5,4$ , то возникнет размытый триплет с наибольшими значениями

$$h\nu_{L_\alpha \text{ Cu}} \approx 0,961 \text{ кэВ}, \quad h\nu_{L_\alpha \text{ Fe}} \approx 0,805 \text{ кэВ}. \quad (172)$$

Конечно, большого числа (ee)-пар на глубоких орбитах электронных оболочек синтезированных атомов может и не быть в силу того, что основное количество (ee)-пар сосредоточивается в катализирующих кольцевых орбитах, а дефицита электронов не возникает из-за притока внешних электронов. По этой причине ограничение в табл. 8 и 9 семью (ee)-парами в оболочках меди и железа может оказаться достаточным.

Экспериментальные данные [72] о рентгеновском спектре меди, участвовавшей в процессе плазменного электролиза воды, приведены на рис. 19.

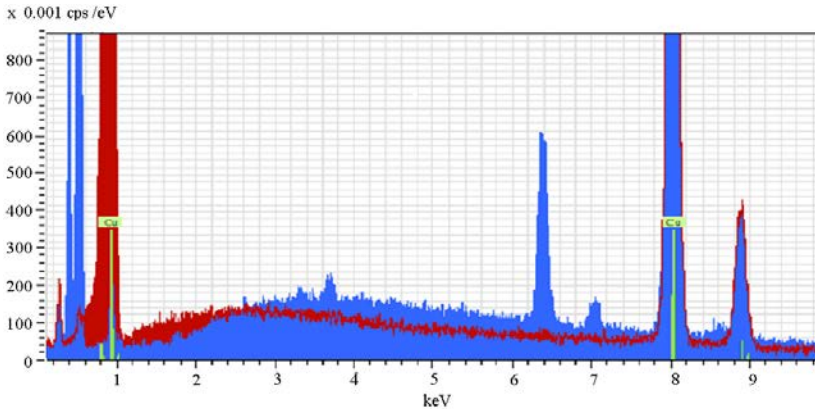


Рис. 19. Энергетический спектр исследуемого осадка (рис. 19 в [72])

Из рисунка ясно, что наряду со стандартным для меди спектром (выделен красным цветом) наблюдается и смещенный спектр (выделен синим цветом). На наш взгляд, это свидетельствует о наличии атомов меди, электронные оболочки которых содержат (ee)-пары. Чтобы идентифицировать линии смещенного спектра, сравним их с данными табл. 8 и 9.

### *Обработка данных для линий $K_\alpha$ , $K_\beta$ спектра меди*

Прежде всего отметим, что линия с центром, близким к 8 кэВ, соответствует согласно табл. 8 стандартной позиции  $K_\alpha$  ( $k = 0$ ) при  $\sigma = 1$ . Линия с центром вблизи 8,9 кэВ соответствует стандартной позиции  $K_\beta$  ( $k = 0$ ), что заметно ниже упрощенной оценки, которая, согласно (168), дает значение  $\approx 9,5$ кэВ. Поэтому при оценке энергии для линии  $K_\beta$  вместо множителя  $32/27 \approx 1,1852$  следует использовать отношение  $8,9/8,01 \approx 1,111$ .

Смещенную линию спектра вблизи энергии 6,4 кэВ естественно сопоставить с данными табл. 8 – 6,387 кэВ для  $K_\alpha$  ( $k = 2$ ) при  $\sigma = 2k = 4$ . Тогда смещенную линию меньшей интенсивности при энергии, близкой 7 кэВ, можно интерпретировать как  $K_\beta$  ( $k = 2$ ). В пользу этого свидетельствует сопоставление энергий с помощью уточненного ранее множителя

$$h\nu_{K\beta} (k = 2) \approx 1,111h\nu_{K\alpha} (k = 2) = 1,111 \cdot 6,387 \approx 7,1 \text{ кэВ.}$$

Менее интенсивным линиям вблизи энергий 3,7 кэВ и 3,3 кэВ сопоставляются  $K_\alpha$  ( $k = 5$ ) при  $\sigma = 2k = 10$  (энергия 3,689 кэВ) и  $K_\alpha$  ( $k = 5$ ) при  $\sigma = 1 + 2k = 11$  (энергия 3,311 кэВ). Соответствующие  $K_\beta$  линии с меньшей интенсивностью не разрешаются на фоне тормозного излучения. Не исключено, что повышенная интенсивность тормозного излучения, по сравнению со стандартной, в значительной степени связана с дополнительными вкладами от  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  линий. А именно от линий, связанных с относительно небольшими долями атомов, имеющих число (ee)-пар  $k$ , отличающееся от  $k = 2$  и  $k = 5$ . Легко, например, проинтерпретировать пички при энергиях, близких к 2,6, 3, 5,4, 4,5 кэВ, как варианты, соответствующие  $k = 6, 6, 3, 4$ , но достоверность такой интерпретации нельзя гарантировать.

### *Обработка данных для линий $L_{\alpha}$ спектра меди*

Наиболее интенсивные линии  $K_{\alpha}$  ( $k = 2$ ) и  $K_{\beta}$  ( $k = 2$ ), смещенные по отношению к стандартным позициям  $K_{\alpha}$  ( $k = 0$ ) и  $K_{\beta}$  ( $k = 0$ ) для атомов меди, не содержащих (ee)-пары, свидетельствуют о наличии достаточного количества атомов, содержащих две (ee)-пары. Поэтому естественно полагать, что наиболее интенсивная составляющая смещенного дублета спектра в области энергий между 0 и 1 кэВ связана с  $L_{\alpha}$ -линиями атомов, содержащих две (ee)-пары. Тогда при использовании формулы (169) величину  $\sigma$  следует увеличить от значения 7,4 до 11,4. В результате, при  $Z = 29$  и одной вакансии во второй оболочке из (169) находим

$$h\nu_{L_{\alpha}Cu} \approx 0,5438 \approx 0,544 \text{ кэВ},$$

что удовлетворительно согласуется с наблюдаемыми данными. Для лучшего восприятия проведенной обработки данных на рис. 20 приведена предложенная идентификация (рис. 19 увеличен и разбит на две части).

Розовыми отрезками нами отмечены центры смещенных K-линий спектра.

Таким образом, по крайней мере один эксперимент указывает на наличие смещенных линий рентгеновского спектра и демонстрирует возможность определения количества (ee)-пар в электронных оболочках атомов. Обращает на себя внимание тот факт, что смещенные линии в основном соответствуют фактору экранирования  $\sigma = 2k$ , предполагающему наличие двух вакансий в первой электронной оболочке. Это естественно объясняется, так как при наличии массивных (ee)-пар, расположенных гораздо ближе к ядру атома, электроны первой оболочки связаны с ядром слабее, чем в отсутствие (ee)-пар.

Разумеется, требуются дополнительные исследования спектров как меди, так и других металлов, поскольку смещение линий может быть связано и с изменением зарядового числа, т. е. с появлением новых элементов, например, при инициации протонных распадов (ee)-парами.

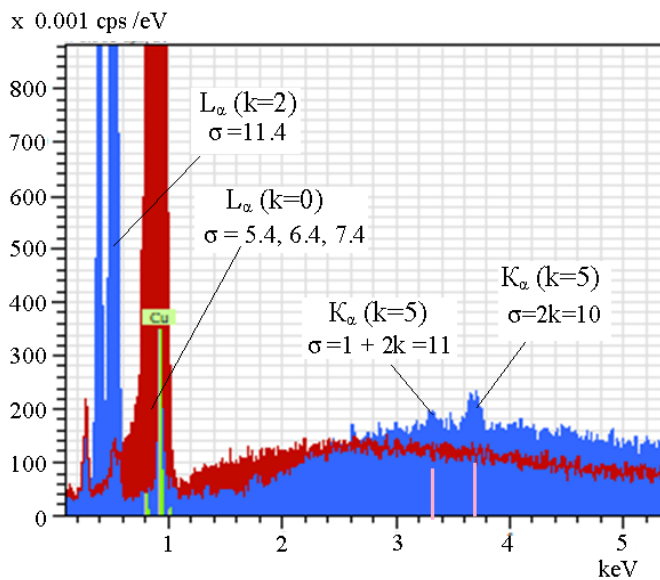
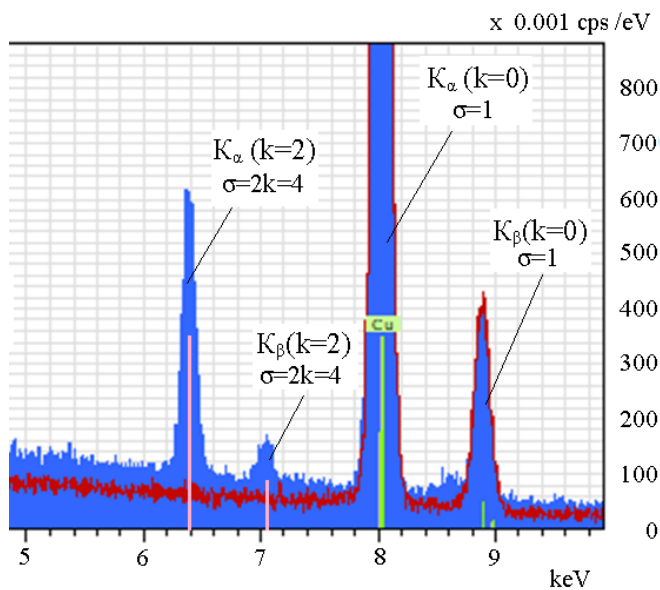


Рис. 20. Итоговая идентификация линий характеристического рентгеновского спектра меди, содержащей (е $\epsilon$ )-пары

## 13.2. Изотопный анализ продуктов низкотемпературного ядерного синтеза

Изотопный анализ открывает широкие дополнительные возможности для выяснения путей синтеза элементов. Мы отметим только два почти очевидных направления анализа.

*Первое самое простое направление* – это измерение отношений содержания изотопов в продуктах реакций синтеза и сравнение этих отношений с отношениями, наблюдаемыми в природе. Очень наглядную картину должны дать результаты изотопного анализа применительно к данным о составе синтезированного порошка, полученного при разрядах электрического тока в воде в случае активного участия в синтезе материала электродов. Действительно, наиболее вероятным процессом синтеза является захват протона при взаимодействии ядер электродов с квазинейтронами. Но тогда при зарядовом числе  $Z$  материала электрода следует ожидать, во-первых, синтеза элемента с зарядовым числом  $Z + 1$ , а во-вторых, отношения стабильных изотопов синтезированного элемента должно быть близким к наблюдаемому в природе соотношению изотопов материала электрода, генетически связанных с образовавшимися изотопами. В идеальном случае могло бы наблюдаться равенство указанных соотношений, но не следует забывать и о дополнительных вариантах синтеза, связанных с участием комплексов  $[p + O]_{ee}$  и  $[3p + O]_{ee}$  (см. п. 8.1). Поэтому наилучшего соответствия следует ожидать при сравнительно недолгом времени синтеза, когда влияние менее вероятных процессов еще не стало значимым. Ключевым моментом является сопоставление отношений содержания изотопов синтезированного элемента с их соотношением в природе.

В табл.10 приведена соответствующая информация для нескольких материалов электродов, часть которой (для медных и цинковых электродов) уже указывалась в главе 7.

Заметим, синтезированные элементы (зарядовые числа  $Z + 1$ ), указанные в таблице, имеют только по два стабильных изотопа с массовыми числами  $A_1^*$ ,  $A_2^*$ . Исходные же элементы (зарядовые числа  $Z$ ), за исключением меди, имеют большее число стабильных изотопов. В таблице же приводится только та пара исходных стабильных изотопов с массовыми числами  $A_1$ ,  $A_2$ , которая участвует в синтезе изотопов с массовыми числами  $A_1^* = A_1 + 1$ ,  $A_2^* = A_2 + 1$ .

Отношение  $f(A_2^*)/f(A_1^*)_{\text{exp}}$  соответствует ожидаемому в эксперименте значению и находится из формулы

$$f(A_2^*)/f(A_1^*)_{\text{exp}} = f(A_1)/f(A_2)_{\text{nat}}, \quad (173)$$

в которой  $f(A_1)$  и  $f(A_2)$  соответствуют природному содержанию изотопов, указываемому обычно в процентах. Процентное содержание изотопов мы брали, как и ранее, из [57].

Таблица 10

Отличие ожидаемых соотношений изотопов (exp), синтезируемых при захвате протонов материалом электродов с зарядовым числом  $Z$ , от соотношений в природе (nat)

$Z$	$Z+1$	$Z, A_1, A_2$	$Z+1, A_1^*, A_2^*$	$f(A_2^*)/f(A_1^*)_{\text{exp}}$	$f(A_2^*)/f(A_1^*)_{\text{nat}}$
22 (Ti)	23 (V)	Ti, 49, 50	V, 50, 51	0,95749	399
29 (Cu)	30 (Zn)	Cu, 63, 65	Zn, 64, 66	0,446	0,56
30 (Zn)	31 (Ga)	Zn, 68, 70	Ga, 69, 71	0,03306	0,66367
74 (W)	75 (Re)	W, 184, 186	Re, 185, 187	0,92787	1,6738

Подчеркнем, во всех случаях ожидаемый в эксперименте результат будет отличаться от известного природного соотношения. Наиболее яркие отличия можно ожидать для ванадия (примерно в 400 раз) и галлия (примерно в 20 раз).

Разумеется, аналогичные соотношения можно указать для любых материалов электродов.

Заметим, что отклонения наблюдаемых отношений содержания изотопов от приведенных в четвертом столбце табл.10 ожидаемых значений для синтезированных изотопов будут свидетельствовать об участии в синтезе дополнительных более сложных, чем захват протона, реакций.

**Второе направление** связано с измерениями масс синтезированных с участием (ee)-пар изотопов химических элементов. Точность измерения современных масс-спектрометров не хуже одной сотой атомной единицы массы. Так что наличие даже одной массивной (ee)-пары, дающей заметное изменение в десятых долях а.е.м., можно зарегистрировать.

Разумеется, следует внимательно анализировать спектры, идентифицируя дополнительные нетипичные пички в распределении спектра масс. Подобные особенности могли наблюдаться и ранее, однако в качестве возможных целей исследования не предполагались, и, скорее всего, приписывались случайным факторам.

Отметим, что для синтеза ядер основным фактором является формирование катализирующей процесс круговой орбиты с (ее)-парами. Естественно допустить, что обогащение (ее)-парами оболочек возникающих атомов происходит в основном в процессе слияния исходных ядер. Тогда, учитывая эстафетный характер синтеза массивных ядер, можно ожидать, что именно электронные оболочки синтезированных элементов с большими зарядовыми и массовыми числами обогащены (ее)-парами, «накапливающимися» при увеличении числа этапов синтеза. Разумеется, такое допущение не учитывает уменьшения числа (ее)-пар из-за процессов их разрушения  $\gamma$ -квантами, излучаемыми синтезированными ядрами, находящимися после слияния исходных ядер в возбужденных состояниях. *Уместно напомнить, что отсутствие  $\gamma$ -излучения при низкотемпературном синтезе ядер – это следующая (вслед за преодолением кулоновского барьера) проблема, на которой акцентирует внимание теория ядерных реакций,* не включающая в рассмотрение существование (ее)-пар. Таким образом, отсутствие (ее)-пар в составе электронных оболочек атомов синтезированных элементов вполне объяснимо. Данный вывод не противоречит нашему предшествующему утверждению об ожидаемой стабильности (ее)-пар. Разрушение пар возможно при действии достаточно энергичных  $\gamma$ -квантов, что эквивалентно преодолению энергетической щели между единственным энергетическим уровнем электронной пары в состоянии контактной связи и спектром энергии для «свободных» состояний электронов на атомных масштабах. Это позволяет «свободным» электронам, согласно фермиевской статистике, войти в электронную оболочку атома.

Условию существования нескольких этапов синтеза удовлетворяет, например, синтез элементов из воды по методике «Энергонива», идущий практически без расходования материала электродов. Однако возможность разрушения (ее)-пар  $\gamma$ -квантами не позволяет рассчитывать на простое накопление числа (ее)-пар, пропорциональное числу этапов синтеза. Результирующее число (ее)-пар

в оболочке массивных ядер может оказаться небольшим, что сближает шансы обнаружить эффект нетипичного возрастания массы как у элементов с небольшими массами, так и в случае синтеза массивных элементов с участием материала электродов.

### **13.3. Искусственное создание (ee)-пар в электронных оболочках атомов с целью модификации свойств атомов**

Учитывая, что возникновение контактно связанных электронных пар является необходимым условием для эффективного низкотемпературного ядерного синтеза, представляет интерес создание таких пар независимо от задачи синтеза.

Действительно, наличие ee-(пар) в оболочках атомов соответствовало бы новому состоянию вещества. Например, в случае четного заряда ядра (в единицах элементарного заряда) предельный вариант контактного спаривания всех электронов приводил бы к компактному нейтральному атому, инертному в химическом отношении, т.е. в газообразном состоянии коллектив таких атомов был бы инертным газом. Ясно, что при нечетном заряде ядра максимальное спаривание электронов привело бы к атому с единственным свободным электроном. Формально такие атомы следует отнести к группе водородоподобных атомов.

Как показывают оценки в п.5.2, при наличии электронных потоков (ee)-пары должны сравнительно легко возникать во внешних оболочках атомов, многократно увеличивая свою массу при контактно взаимодействии. Данные [72] (см. обсуждение в п. 13.1) свидетельствуют в пользу существования (ee)-пар в электронных оболочках после электроплазменной обработки. Представляет интерес выяснить, способны ли (ee)-пары, возникшие при взаимодействии с внешними электронами, «погрузиться» в электронную оболочку, преодолевая отталкивание со стороны электронов занятых состояний и формируя новое состояние вблизи ядра. Если такое «погружение» возможно, то вытеснение обычных электронов из оболочки атомов будет достигаться достаточно легко. В противном случае представляет интерес создание связанных пар с электронами самой глубокой s-оболочки, что, по-видимому, потребует воздействия пучка электронов с энергиями порядка энергии полной



ионизации атома. Разумеется, проблемы «погружения» не существует при создании (ee)-пар в оболочках легких атомов.

Перспективны и воздействия электромагнитных импульсов в присутствии электронных потоков. Ионизация атомов электромагнитными импульсами позволяет голым ядрам захватить образовавшиеся (ee)-пары, формируя новые состояния атомов.

### 13.4. Эксперименты для оценки времени существования (ee)-пар

Разработка технологии обогащения электронных оболочек атомов (ee)-парами позволит судить о времени существования путем измерения интервалов времени сохранения тех или иных аномалий свойств атомов. Например, аномалий характеристического рентгеновского спектра. Восстановление стандартного для данного элемента спектра будет сигнализировать о процессе разрушения (ee)-пар. Скорее всего, однако, соответствующее время  $\tau_1$  будет относиться не к собственному времени жизни (ee)-пары, не склонной к самопроизвольному распаду, а указывать на факт некоторого взаимодействия (вероятнее всего, с  $\gamma$ -квантами), приводящего к распаду (ee)-пары.

Поскольку точная калибровка масс создаваемых (ee)-пар в атомном ансамбле представляется затруднительной, наверняка будет наблюдаться не единственное фиксированное время  $\tau_1$ , а некоторый интервал  $\Delta t_1$ , включающий  $\tau_1$ . Условно, время порядка  $\Delta t_1$  можно считать временем жизни (ee)-пар.

В качестве другого примера ожидаемых аномалий можно указать на исследование процессов обогащения электронных оболочек радиоактивных изотопов массивными ( $e\uparrow e\downarrow$ )-парами. При этом в случае  $\beta^-$ -распадов можно ожидать снижения активности из-за возрастания электрического поля со стороны электронной оболочки, стремящегося ослабить эффективность  $\beta^-$ -распада, которая, как известно [73], резко (по порядку величины) нарастает в ионизованных атомах (важно и наличие вакансий в электронной оболочке).

В принципе, этот эффект можно использовать для измерения степени обогащения ( $e\uparrow e\downarrow$ )-парами электронных оболочек таких атомов. Подчеркнем, уменьшение активности  $\beta^-$ -распадов связано не со снижением количества нераспавшихся ядер, а с замедлением

темпа распада, т. е. с уменьшением постоянной распада и соответственно с увеличением периода полураспада.

Если, по истечении интервала времени  $\Delta t_2$ , источники  $\beta^-$ -излучения увеличат активность, то время порядка  $\Delta t_2$  можно рассматривать как еще одно условное время жизни ( $e\uparrow e\downarrow$ )-пары.

Напротив, обогащение электронных оболочек атомов  $\alpha$ -радиоактивных изотопов массивными ( $e\uparrow e\downarrow$ )-парами должно сопровождаться увеличением интенсивности деления, так как перераспределение электронной плотности, приближающее ( $ee$ )-пару к ядру, будет снижать высоту и ширину кулоновской части ядерного потенциала, увеличивая прозрачность барьера для туннелирующих  $\alpha$ -частиц. В этом случае идет реальное сокращение периода полураспада, неожиданное замедление деления указывало бы на дестабилизацию ( $e\uparrow e\downarrow$ )-пар. Тогда естественно ввести еще один интервал времени  $\Delta t_3$ . Заметим, что параллельно с  $\alpha$ -распадом может активироваться и протонный распад и даже вылет более массивных, чем  $\alpha$ -частицы, ядер.

Конечно, в случае, если интервалы времени, измеренные для существования аномалий различных свойств, приблизительно равны  $\Delta t_1 \approx \Delta t_2 \approx \Delta t_3 \approx \dots$ , уместно говорить о некотором условном времени жизни, связанном, например, с универсальным механизмом взаимодействия с интенсивными (а значит, достаточно редкими) флуктуациями физического вакуума.

Важно отметить, что не только присутствие ( $ee$ )-пар в оболочке атома, но и образование катализирующих колец в межатомном пространстве должно ускорять процесс  $\alpha$ -распада.

Подчеркнем, наконец, что косвенно о стабильности ( $ee$ )-пар свидетельствуют эксперименты [72] о смещении характеристического рентгеновского спектра меди, участвовавшей в плазменном электролизе воды, проведенные со значительным запаздыванием относительно процесса электролиза. Аналогичное утверждение относится и к появлению треков «странного» излучения от продуктов реакции.

## **Глава 14. О возможной природе «странного излучения»**

Заметим, что в обзоре [15], на наш взгляд, дается расширенное толкование «странного излучения» (СИ). Не перечисляя приведенные в [15] варианты, сразу уточним, что мы будем ориентироваться на признаки СИ, установленные автором термина Л. И. Уруцковым [16, 17].

### **14.1. Обнаружение странного излучения и некоторые его свойства**

Проводя взрывы титановых фольг, и обнаружив синтез элементов, авторы работы [16] естественно пытались зарегистрировать излучение  $\gamma$ -квантов и нейтронов. Собственно, срабатывание детекторов, которыми предполагалось зарегистрировать нейтронное излучение, позволило измерить скорость распространения излучения. Она оказалась  $\sim 20\text{--}40$  м/сек. Такая малая скорость не позволила идентифицировать излучение как нейтронное, поскольку бы указывала на ультрахолодные нейтроны, которые не только не смогли бы преодолеть светозащитный кожух детектора, но даже и долететь до него в обычной атмосфере. Для регистрации излучения использовали методику, основанную на фотоэмульсиях.

Приведем описание методики, согласно [16].

«Фотопленки и фотопластинки размещались на различных расстояниях от центра электровзрыва (от 20 см до 4 м) и располагались в радиальной и нормальной плоскостях в предположении цилиндрической симметрии эксперимента (рис. 21).

Все фотоматериалы тщательно заворачивались в два слоя черной бумаги, которая предварительно подвергалась контролю на предмет нарушения целостности. После облучения на установке и проявления фотодетекторов бумага подвергалась повторному контролю».

Отметим, что на схеме размещения фотодетекторов (рис. 21) только фотопластинка 3 располагалась в плоскости, ортогональной

к предполагаемой оси симметрии эксперимента. Плоскости всех фотопленочных детекторов были параллельны предполагаемой оси симметрии эксперимента.

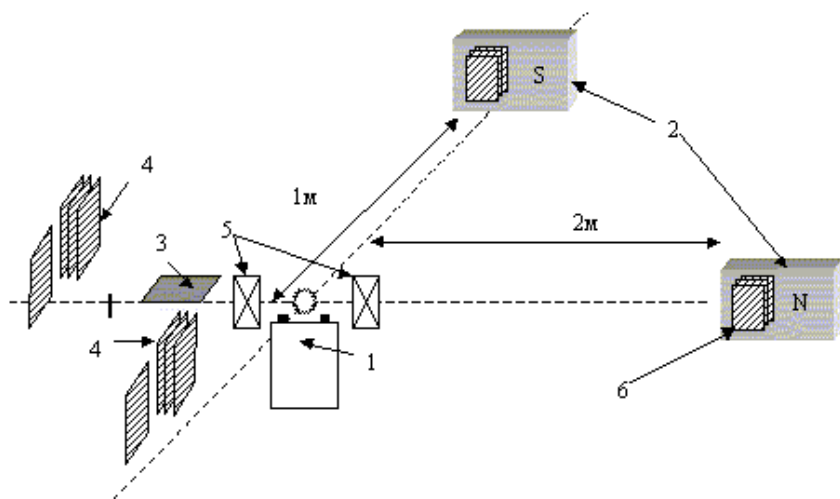


Рис. 21 (рис. 13 в [16]). Схема расположения фотодетекторов:  
 1 – место электрического взрыва фольг; 2 – постоянные магниты;  
 3 – пластинка с ядерной эмульсией; 4 – фотопленки; 5 – катушка магнитного поля; 6 – фотопленки вблизи постоянного магнита

Эксперименты показали, что форма треков в эмульсиях очень различна: это и непрерывные прямые треки, гантелеобразные («гусеничные») треки и длинные треки сложной формы, напоминающие спирали и решетки.

Примеры треков, полученных на фотопленочном детекторе, приведены на рис. 22.

Отметим, что над центральной частью самого протяженного в горизонтальном направлении трека виден почти параллельный трек, но меньшей интенсивности.

Ширина трека может быть порядка десяти микрон, как, в частности, видно из рис. 22, б.

Тот же рис. 22, б явно указывает на периодичность строения трека, которой, скорее всего, соответствует движение носителей по винтовой траектории, ось которой лежит в плоскости фотодетектора

(фото пленки или фотопластинки). Этот вывод хорошо согласуется с более поздними наблюдениями треков СИ[74].

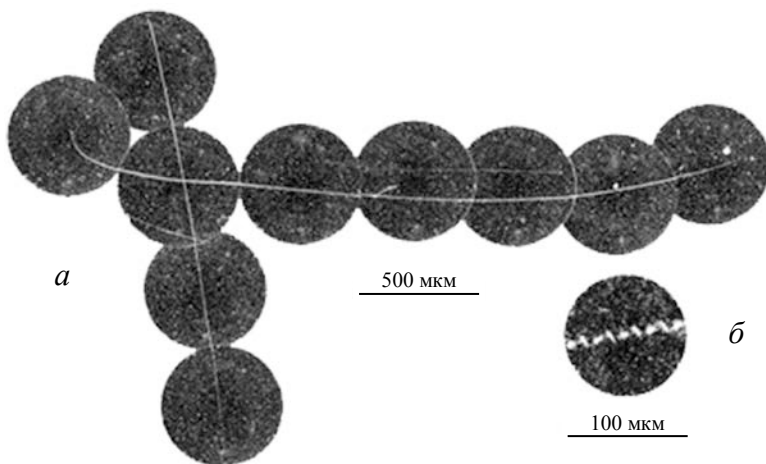


Рис. 22. Примеры длинных треков на фотопленке, имеющих периодическую структуру (рис. 14 в [16])

Кроме того, на рис. 22 видны и множественные точечные следы, на которых авторы [16] не акцентируют внимание. В упомянутом обзоре [15] приводятся следы, которые при большем увеличении, чем в [16], уместно именовать не точками, а кратерами (рис. 23).

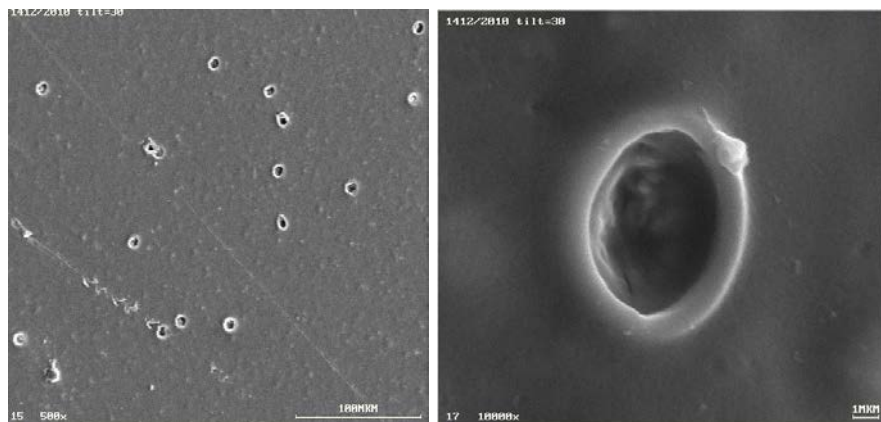


Рис. 23. Следы СИ в форме кратеров (рис. 16 в [15])

Существенно, что фотопленка со следами СИ на рис. 22 располагалась в нормальной плоскости по отношению к направлению на источник излучения. Поэтому длинные треки с периодической структурой были редки по сравнению с точками-кратерами, указывая на то, что вызвавшие их носители излучения имели составляющую скорости вдоль плоскости фотопленки.

К сожалению, в [16] не приведены треки СИ для детекторов, плоскости которых лежат в радиальных плоскостях, и для единственной фотопластинки с плоскостью, ортогональной предполагаемой оси цилиндрической симметрии.

Интересно, что аналогичная картина треков наблюдалась не только во время взрыва, но и позже, когда в чашку Петри поместили остатки фольги и воды из взрывной камеры, разместили фотодетекторы в 10 см от чашки и вели экспозицию в течение 18 часов. Данный результат указывал на то, что «механизм излучения имеет не ускорительное, а ядерное происхождение». Ясно, что в случае длинных треков «источник, вызывающий почернение, летит строго в плоскости фотоэмульсии, так как начало трека отличается по глубине эмульсии от конца трека не более чем на 10–15 мкм». Заметим, что толщина эмульсии составляла 100 мкм.

Высокая проникающая способность СИ указывала на его электронейтральность (по крайней мере, до момента достижения фотодетектора). Предполагаемое авторами [16] сохранение электронейтральности СИ при распространении в слое фотоэмульсии в совокупности с реакцией на внешнее магнитное поле, вызывающее модификацию треков, привели авторов [16] к гипотезе о магнитной природе носителей СИ (предположительно, монополи Лошака менее массивные, чем монополи Дирака). Тем не менее, авторы считают, что «один или два типа частиц вряд ли могут объяснить все треки, возникающие во время СИ».

## **14.2. О свойствах возможных носителей СИ, включающих в свой состав (e<sup>e</sup>)-пары**

В рамках развиваемой нами концепции ключевую роль в процессах низкотемпературного синтеза играют контактно связанные массивные (e<sup>e</sup>)-пары. Поэтому естественно рассмотреть возможность их участия в составе предположительных носителей СИ. Уместно

различать два режима: ускорительный (излучение СИ при взрыве фольг и проволочек импульсами тока) и внеускорительный, связанный с распадами ядер.

### **14.2.1. Носители СИ и базисные конфигурации треков на фотодетекторах при ускорительном (взрыв) режиме иницирования СИ**

При ускорительном режиме полагаем, что излучается электрически нейтральный комплекс, включающий катализирующее кольцо из (е<sub>е</sub>)-пар и «ионную» составляющую из пары сблизившихся ядер (или уже слившихся ядер) с искаженными и не полностью заполненными электронными оболочками. В дальнейшем для катализирующего кольца будет использоваться либо аббревиатура КК, либо термин КК-активатор. В процессе столкновения с детектором комплекс распадается на положительно заряженную ионную составляющую, остающуюся в материале детектора, и свободный КК-активатор, который быстро расширяется за счет расталкивания (е<sub>е</sub>)-пар. КК содержит вращающиеся (е<sub>е</sub>)-пары и обладает механическим моментом **L** и магнитным моментом **M**, антипараллельным **L**. За формирование треков отвечает распространение именно КК-активаторов. Именно им (за исключением свойства электронейтральности) присущи наблюдаемые особенности СИ. Поэтому, отдавая дань использовавшейся ранее терминологии, термин СИ будет условно использоваться и далее, наряду с термином «КК-активатор».

Используя данную качественную картину, можно рассмотреть несколько базовых сценариев.

**Сценарий 1.** Плоскость КК параллельна плоскости детектора, а скорость  $\mathbf{v}^{\perp}$  поступательного движения центра инерции КК перпендикулярна плоскости детектора и коллинеарна **L**. Тогда ожидаемым вариантом является кратерный след СИ (см. рис. 23).

**Сценарий 2.** Плоскость КК ортогональна плоскости детектора, скорость  $\mathbf{v}^{\parallel}$  поступательного движения центра инерции КК параллельна плоскости детектора и коллинеарна **L**. Тогда получаем широкий след прямолинейного трека. Причем след с дискретной периодической точечной «засветкой» поверхности детектора строится на основе согласования поступательного и вращательного движения (е<sub>е</sub>)-пар по винтовым траекториям. Поясним сказанное на простых примерах колец, содержащих одну, две или три (е<sub>е</sub>)-пары.

Учитывая «силы изображения», действующие на заряд КК-активатора, можно полагать, что центр инерции КК движется по поверхности фотопластинки. Тогда, обозначая  $R_{kk}$  радиус активатора, ширину трека принимаем равной диаметру  $2R_{kk}$  кольца активатора. Каждая из (ее)-пар движется по винтовой линии. Ясно, что шаг винтовой линии  $l = v^{\parallel} T$ , где  $T$  – период вращения (ее)-пар. Каждая засветка поверхности детектора связана с пересечением поверхности эмульсии (ее)-парами. Тогда в качестве упрощенных расчетных треков (в приближении постоянства модуля центростремительной силы) получим изображения, приведенные на рис. 24. Совокупности точек, принадлежащих одной линии, соответствуют процессам перехода из воздуха в эмульсию, а точкам параллельной линии отвечает переход из эмульсии в воздушную среду.

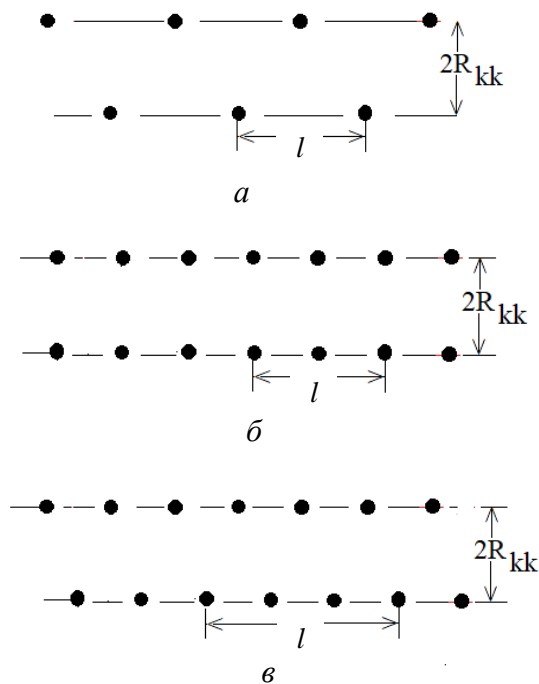


Рис. 24. Расчетное изображение трека в модели катализирующего кольца, центр инерции которого движется по поверхности детектора со скоростью  $v^{\parallel}$ , плоскость кольца ортогональна плоскости детектора, кольцо содержит: *a* – одну (ее)-пару; *б* – две (ее)-пары; *в* – три (ее)-пары



Из рис. 24 очевидно, во-первых, что треки имеют дискретный и периодический вид: две совокупности точек располагаются на параллельных прямых. Сравнение вариантов показывает, что при нечетном числе (е<sub>e</sub>)-пар в КК (рис. 24, а, в) имеет место смещение точек засветки поверхности детектора, лежащих на одной прямой, по отношению к точкам, лежащим на второй прямой. В случае же четного числа (е<sub>e</sub>)-пар в КК-активаторе взаимного смещения точек на двух параллельных линиях трека нет (рис. 24, б).

Подчеркнем, что подобные формы треков следует ожидать для фотодетекторов с плоскостями, параллельными предполагаемым направлениям разлета продуктов взрыва, а также для треков на фо-топластинке 3 на рис. 21. На рис. 25, взятом из [17], приведены следы треков с двухточечной (гантелевидной) внутренней периодичностью.

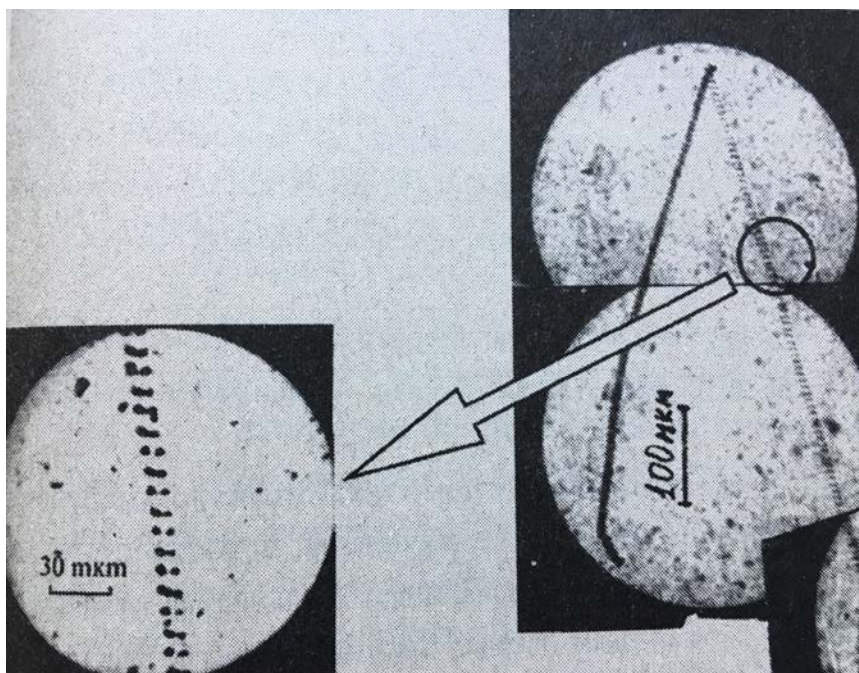


Рис. 25. Вид треков «странного излучения» гантелеобразного («гусеничного») типа на фотопластинке детектора (рис. 6 в [17])

Вид треков напоминает вариант с нечетным числом ( $ee$ )-пар на рис. 24. Отметим еще одно обстоятельство – два расходящихся трека стартуют в общей «точке». В рамках развиваемой модели в этой «точке» следует ожидать появление изотопа синтезированного элемента (возникшего из ионной составляющей нейтрального комплекса) или его иона. Два же расходящихся трека можно отнести к распространению двух КК-активаторов (см. рис. 18, б), которые быстро расширились в отсутствие ионной составляющей и к тому же отталкиваются друг от друга (и за счет электростатического, и за счет магнитного взаимодействий).

Очевидно также, что если центр инерции КК движется над плоскостью детектора или под плоскостью детектора, то ширина трека будет меньше диаметра кольца с ( $ee$ )-парами.

**Сценарий 3.** Плоскость КК ортогональна плоскости детектора, скорость  $v^{\parallel}$  поступательного движения центра инерции КК параллельна плоскости детектора и перпендикулярна  $L$ . Заметим, что такое изменение ориентации  $L$  достигается при включении одноосного магнитного поля в направлении, перпендикулярном  $v^{\parallel}$ , изменяющем ориентацию  $M$ .

В этом случае вместо прямолинейного трека с двумя множествами точек, лежащих на параллельных прямых, получаем трек из множества точек, лежащих на одной прямой. Пример такой совокупности точек приведен на рис. 26, взят из [74]. Правда, диаметры «точек» велики. Не исключено, что эти «точки» указывают на более массивные, чем ( $ee$ )-пары, объекты в кольцевых структурах, геометрически подобных КК-активаторам (см. п. 17.3).

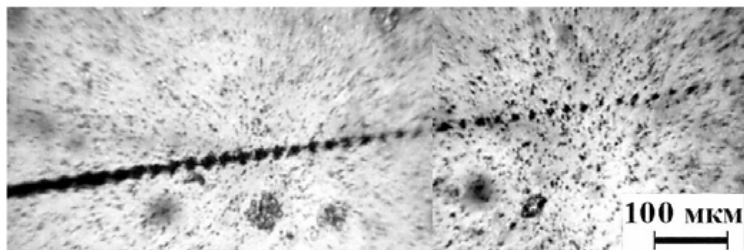


Рис. 26. Один из треков СИ, зарегистрированный при испытаниях промышленного электротехнического оборудования (рис. 4, а, в [74])

**Сценарий 4.** Плоскость КК параллельна плоскости детектора, скорость  $v_{\parallel}$  поступательного движения центра инерции КК параллельна плоскости детектора и перпендикулярна  $L$ .

В этом случае трек будет иметь вид засвеченной полосы шириной  $2R_{kk}$ .

Заметим, что появление компоненты скорости  $v_{\perp}$ , приводящей к погружению кольца в объем эмульсии, или выход кольца к поверхности эмульсии должны менять интенсивность «засвечивания», а ионизация материала эмульсии способна порождать шлейф, подобный следу кометы. Как видно из рис. 27, взятого из [16], на краю засвеченной полосы явно выделяется область, ограниченная эллипсом с небольшим эксцентриситетом (возможно, круг, слегка отклоненный от плоскости детектора) с расходящимся шлейфом.

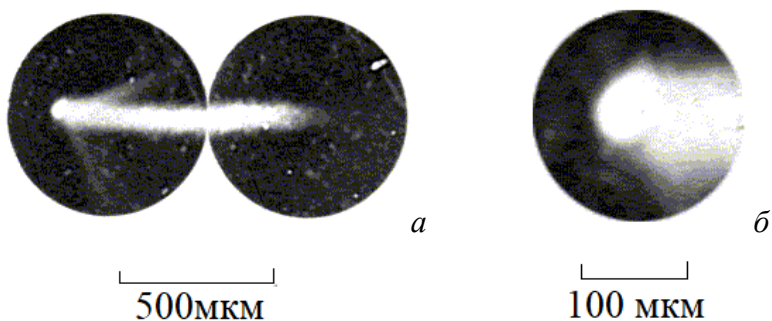


Рис. 27. Вид одного из треков СИ в магнитном поле (рис. 16 в [16])

#### 14.2.2. Источники СИ, связанные с распадом ядер

Как отмечалось в конце п. 13.4, наличие  $(ee)$ -пар в оболочке атома может увеличить вероятность  $\alpha$ -распада. Аналогичный вывод можно сделать и о влиянии катализирующего кольца. В силу возможного эстафетного синтеза ядер в образце, испытывавшем воздействие импульсов электрического тока, должен формироваться ансамбль катализирующих колец с различным числом  $(ee)$ -пар в составе КК. Ясно, что при  $\alpha$ -распаде условию электронейтральности удовлетворяет комплекс из  $\alpha$ -частицы и одной  $(ee)$ -пары. Разумеется, для очень массивных (искусственно синтезированных) ядер известна и радиоактивность, связанная с испусканием более тяжелых

ядер, чем ядра гелия. Но для ядер титана это маловероятно. Тогда как инициирование  $\alpha$ -распада представляется вполне возможным. Возможна инициация и чисто протонной радиоактивности. В связи с этим гипотетическими нейтральными носителями СИ могут стать комплексы, схематически представленные на рис. 28. Заметим, вариант, близкий к рис. 28, в, обсуждался в [75].

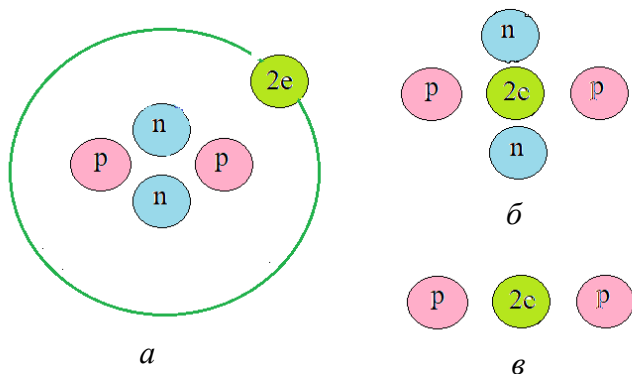


Рис. 28. Схемы гипотетических носителей СИ с участием (е $\bar{e}$ )-пары: варианты *a* и *б* при  $\alpha$ -распаде ядер; *в* – при протонном распаде

Заметим, что для вариантов *б* и *в*, в которых (е $\bar{e}$ )-пары выступают в качестве силовых центров, вызывает затруднение переход к широким трекам, например, треку, представленному на рис. 22, *б*. Выпадение из комплексов (е $\bar{e}$ )-пары при столкновении с детектором кажется маловероятным. Конечно, возможно разрушение (е $\bar{e}$ )-пары за счет случайного захвата  $\gamma$ -кванта, что также маловероятно. В этом отношении может быть более привлекателен вариант [75], при котором электронная пара в синглетном состоянии связана магнитным взаимодействием (расстояние между электронами составляет около 8 фм).

Однако, на наш взгляд, предпочтителен вариант синтеза ядер из  $\alpha$ -частиц и протонов в центральной области подходящего катализирующего кольца. Например, синтез ядра  $^{12}_6\text{C}$  из трех  $\alpha$ -частиц в КК-активаторе, содержащем три (е $\bar{e}$ )-пары, или ядра  $^{16}_8\text{O}$  из четырех  $\alpha$ -частиц в КК, содержащем четыре (е $\bar{e}$ )-пары. Напомним, для критического сближения ядер, заряд которых численно равен заряду кольца, такой заряд кольца является избыточным, так что возможен

захват одной (еe)-пары, дающий энергию для вылета синтезированного ядра (например, вместо стабильного  $^{16}_8\text{O}$  появится нестабильный  $^{16}_6\text{C}$ , испускаемый вместе с КК, содержащим три (еe)-пары). Таким образом, задача сводится к ранее рассмотренной, т. е., после освобождения катализирующего кольца от ионной составляющей, формирование треков, главным образом, осуществляет это кольцо.

Сказанное хорошо согласуется с данными о треках СИ, зафиксированных в [76] вблизи установки электроплазменного синтеза в воде. На рис. 29 (рис. 18 а в [76]) представлены треки на DVD диске (со стороны, покрытой карбонатом).

Замечательно, что наблюдается точка старта, обведенная нами на рис. 29 окружностью, из которой выходят два трека.

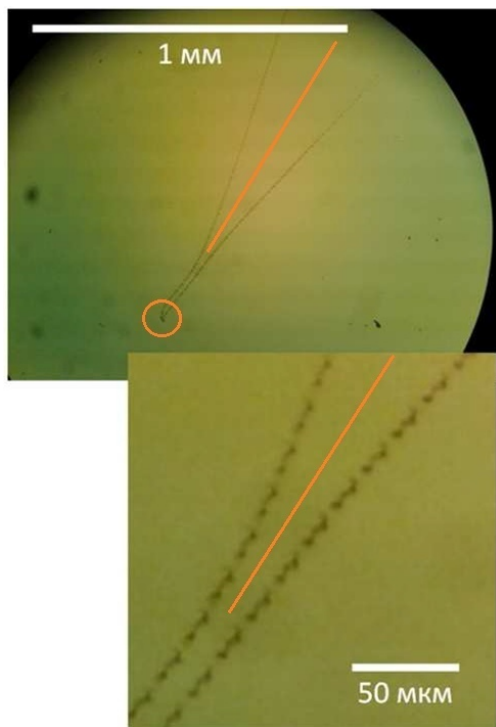


Рис. 29. Вид трека СИ от реактора электроплазменного синтеза в воде на DVD. (Окружность и прямая линия, разделяющая расходящиеся компоненты трека, добавлены авторами монографии, чтобы выделить область зарождения трека и участок нарастающего уширения трека)

Невольно напрашивается аналогия с рис. 25. Однако внутреннее периодическое строение треков («гантельки», ориентированные вдоль треков, или просто регулярно расположенные точки, как на рис. 26) совместимо с двумя сценариями, в которых участвуют либо один КК-активатор, либо два КК-активатора.

*Допустим вначале*, что оба трека связаны с винтовым движением одного катализирующего кольца (содержащего, по-видимому, четное число (е<sub>e</sub>)-пар).

Тогда эту пару можно рассматривать как один трек, хотя в [76] эти треки идентифицируют как два трека-близнеца (что также возможно). Итак, считаем, что в точке старта прибывшее катализирующее кольцо, освобожденное от ионной составляющей, расширяется (за счет отталкивания (е<sub>e</sub>)-пар) в ходе распространения до размера, условно совпадающего с расстоянием между линиями пересечения с нанесенной окружностью. Далее следует участок с приблизительно постоянным размером КК, подобный треку на рис. 24, б. Затем следует расширение КК, что иллюстрирует приблизительно равное отклонение пары следов трека от проведенной нами прямой линии («биссектрисы» угла). Расширение кольца на последнем этапе может быть обусловлено несколькими причинами: обогащением кольца отрицательными зарядами; изменением момента импульса КК при некотором событии (взаимодействии КК с неустановленным объектом); изменением положения центра инерции кольца относительно поверхности диска. Ясно, что событие произошло в воздушной либо карбонатной среде, не оставив «метки» на поверхности диска. Важным следствием явилось расширение КК, диаметр которого, судя по рис. 28, стал порядка десятых долей миллиметра. Это означает, что траектория винтовой линии может достигнуть и слоя алюминия под слоем карбоната.

*Нетрудно усмотреть и другой сценарий.* В точке старта высвобождаются два равноценных кольца, но нормали к плоскостям каждой из орбит (е<sub>e</sub>)-пар ортогональны к скорости центра инерции своего КК-активатора. Таким образом, отличие от варианта на рис. 25 заключается в существенном развороте ориентаций нормалей к плоскостям орбит (е<sub>e</sub>)-пар в КК-активаторах относительно скоростей центров инерции активаторов, направленных вдоль треков.

Важно, что в [76] фиксировалось СИ также и от Ni-H реактора [19] – аналога генератора России [18]. Примечательно, что при

экспонировании СИ на пластинках слюды (выполняющих функции детектора СИ), расположенных в 5 см от реактора, были зафиксированы треки и круглые пятна, причем часть этих пятен лежала в начале/конце треков, ширина которых совпадала с диаметром пятен ( $\approx 5$  мкм). Сказанное отражено на рис. 30.

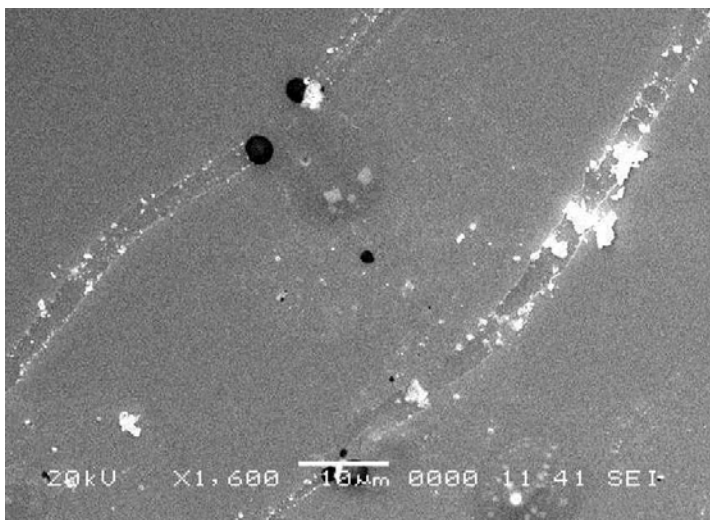


Рис. 30. Контрастные черные пятна на слюде (рис. 14 с из [76])

Заметим, что ситуация сильно напоминает сценарий 4 в п. 14.2.1. С помощью атомно-силовой микроскопии удалось показать, что пятнам соответствуют не кратеры, а выпуклости (высотой порядка сотен нанометров), как иллюстрирует рис. 31.

*Весьма интересен и факт обогащения области пятна углеродом и натрием.* Этот факт не противоречит высказанной выше гипотезе о формировании элементов с относительно небольшими зарядовыми числами из нескольких  $\alpha$ -частиц (и протонов) в центральной области КК, вылет которых вместе с КК и порождает СИ. В связи с этим можно было бы допустить, что черное пятно – начало трека, а его центр – это область, где нейтральный комплекс истинного СИ разделялся на КК-активатор и ионную составляющую, внедрившуюся в центр пятна и построившую свою электронную оболочку. При этом КК-активатор расширялся, а вращающиеся (ее)-пары «заметали» область пятна. Заметное обогащение предполагает множествен-

ное образование атомов. Такое обогащение могло бы произойти в процессе расширения КК-активатора за счет трансформации части материала слюды при участии (ee)-пар. Действительно, в химическом составе слюды обычно доминируют кислород, углерод, алюминий и кремний. Обогащение натрием при каталитическом участии (ee)-пары может быть связано, например, с реакциями (приводим реакции только с участием стабильных изотопов)

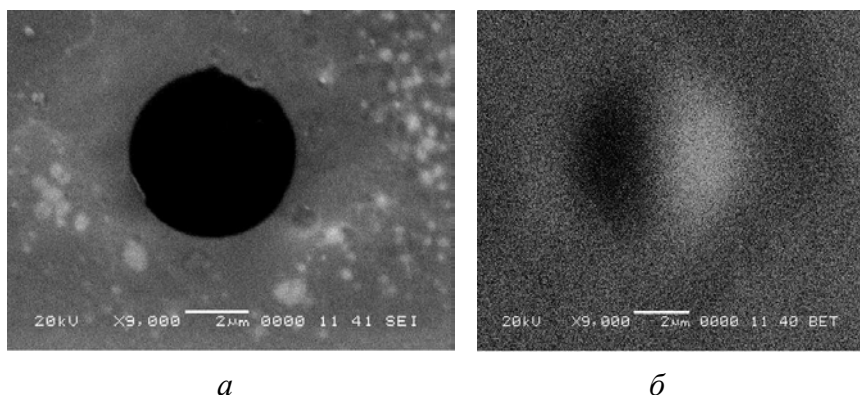
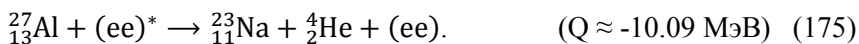
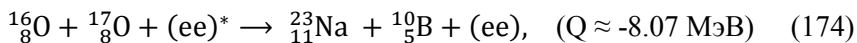
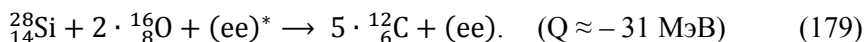
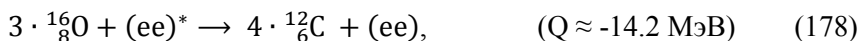
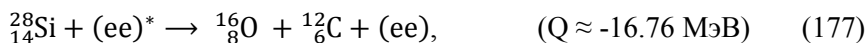


Рис. 31. Увеличенные изображения темных пятен на слюде:  
*а* – электронное изображение ровного круглого пятна диаметром 5 мкм,  
*б* – рельефная картинка (соответствует выпуклости) (рис. 14 в [76])

Ясно, что возможна и аналогичная (174) реакция с заменами O–17 на O–18 и B–10 на B–11. Но содержания изотопов O–17, 18 малы, поэтому вариант (175) для образования Na предпочтителен.

В свою очередь, к обогащению углеродом могли бы привести следующие реакции:





Экзотический характер этих гипотетических реакций состоит в том, что энергия  $(ee)^*$ -пары в исходном состоянии считается превосходящей энергию  $(ee)$ -пары в конечном состоянии на величину не меньшую, чем величина  $|Q|$  для эндотермической реакции в отсутствие  $(ee)$ -пар. Величины  $Q$  для реакций (174) – (179) без участия  $(ee)$ -пар указаны в круглых скобках. Эти энергии относительно невелики, по сравнению с массой  $(ee)$ -пары, обусловленной связью с физическим вакуумом. Поэтому привлекательной выглядит возможность существования  $(ee)$ -пары как метастабильно устойчивой динамической диссипативной структуры, способной расходовать часть энергии (массы), восполняя затраченную энергию за счет энергии физического вакуума. Такому пополнению соответствовала бы реакция



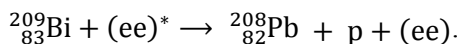
где  $a$  – символическое обозначение эфирино, использованное в (47).

Интересно отметить, что спектры энергодисперсионного анализа, приведенные в [76], для областей вне пятна и внутри пятна показывают обогащение углеродом (в основном) и натрием и обеднение кислородом, алюминием и кремнием в области пятна. Это согласуется с приведенными реакциями. Выпуклая форма области пятна свидетельствует в пользу того, что область пятна скорее начало трека, чем конец, так как концентрация  $(ee)$ -пар в ходе расширения КК-активатора снижается при удалении от центра пятна. Естественно допустить, что увеличение объема материала связано с нарушением упорядоченной структуры материала за счет реакций с участием  $(ee)$ -пар. Тогда выпуклая форма прямо соответствует интенсивности реакций при расширении КК-активатора. Конечно, это лишь качественные рассуждения и однозначного вывода о том, относится черное пятно к началу или концу трека, сделать отсюда нельзя. Но вопрос, несомненно, прояснится при дополнительных исследованиях.

Ясно, что реакции (174) – (179) играют промежуточную роль между двумя предельными вариантами. Первый вариант: реакция является экзотермической ( $Q > 0$ ). Примером таких реакций является синтез относительно легких ядер (восходящая часть графика на рис. 1). В этом случае  $(ee)$ -пары (в составе КК-активаторов) обеспечивают сближение исходных ядер до расстояний  $\leq R_s^*$  для начала

синтеза, причем изменение энергии (массы) (ee)-пар отсутствует. Второй вариант: реакция является эндотермической ( $Q < 0$ ). Примером таких реакций является синтез массивных ядер (нисходящая часть графика на рис. 1). При этом энергия (масса) одной или нескольких (ee)-пар может быть захвачена полностью (с учетом изменения зарядовых чисел). *Промежуточный же вариант может обеспечить протекание экзотермических реакций, имеющих (без участия (ee)-пар) эндотермический характер, но протекающих как низкоэнергетические реакции (LENR) с участием (ee)-пар.*

В связи с реакциями  $\alpha$ -распада ядер (175), (176) представляется весьма вероятным и процесс протонного распада с участием (ee)-пар, например, реакция (124) принимает вид



Поскольку участие (ee)-пар может катализировать не только варианты холодного синтеза, но и распада ядер, целесообразно использовать более общий термин «холодные ядерные реакции» – «cold nuclear reactions (CNR)». Однако основное внимание в монографии отводится именно реакциям низкотемпературного синтеза ядер, поэтому аббревиатура CNR далее не используется.

Яркое морфологическое различие между кратером в [15] и выпуклостью в [76], может отражать и различие значений начальных энергий нейтральных комплексов СИ, рождающихся при взрыве и ядерном распаде. Кроме того, принципиально наличие значительной компоненты скорости в плоскости детектора, без которой невозможно формирование вытянутого трека. Разумеется, окончательного вывода о сравнении энергий падающих объектов вынести нельзя, потому что значительно различаются материалы детекторов в [15] и [76]. Однако близость к окружности (или эллипсу с небольшим эксцентриситетом) для линий, ограничивающих следы СИ на поверхности детекторов, означает, что и кратер и выпуклость связаны с актом падения сходных носителей СИ и высвобождением расширяющихся КК-активаторов.

В [76] также установлено, что глубина треков мала по сравнению с шириной трека (составляет сотые доли от ширины). Чтобы не сделать ложных выводов применительно к трекам с периодической структурой (типа приведенной на рис. 29), напомним, что в этом случае трек – это дискретная совокупность точек пересечения

траекторий (ее)-пар с поверхностью детектора. В частности, для треков на рис. 29 – это движение по винтовой линии с увеличивающимся радиусом. Естественно, в области таких точек наблюдаются оплавления поликарбоната, визуализирующие акты пересечения. Между двумя соседними точками возникает область смыкания «точечных» расплавов. Подобный след неоднороден по глубине, не подобен «царапине», а измеренную в [76] глубину трека не следует отождествлять с нижней точкой траектории (ее)-пар в объеме детектора.

Однако в [76] показано, что треки с периодической структурой составляют сравнительно небольшую долю (5–10) %. Большинство же треков на DVD представляют собой гладкие линии, идущие параллельно друг другу в пределах группы линий. Так что вывод о соотношении глубины и ширины трека в полной мере относится именно к таким гладким линиям. В русле КК-концепции эти гладкие линии должны описываться перемещением кольца с плоскостью, «скользящей» по поверхности DVD. Тогда ширина трека равна диаметру кольца. Собственно, такой вариант соответствует сценарию 4 в п. 14.2.1.

Встает вопрос, какая же причина приводит к преимущественной ориентации плоскости катализирующего кольца параллельно поверхности DVD? Ответ очевиден. Действительно, КК представляет круговую орбиту с вращающимися (ее)-парами. Значит, КК имеет отрицательный заряд, который поляризует материал (поликарбонат и алюминиевый слой) DVD. Ясно, что энергия взаимодействия между отрицательным зарядом кольца и дипольным электрическим моментом минимизируется при расположении плоскости кольца на поверхности DVD – детектора. Стало быть, выявленная статистика вида треков на поверхности DVD также согласуется с КК-концепцией.

Легко понять также причину отклонений формы гладких линий от прямолинейной. Например, в [76] достаточно типичны следы, форма которых условно сопоставлена с «бумерангами». Действительно, внедренные в материал детектора положительные ионы создают силы притяжения для КК-активаторов, искривляя их траекторию.

Нельзя не упомянуть еще один факт, отмеченный в [76]. Как показано на рис. 32 (рис. 23 в [76]), гладкие треки могут

трансформироваться в периодические, но отличающиеся от вариантов с ортогональной ориентацией плоскости КК по отношению к поверхности DVD-детектора.

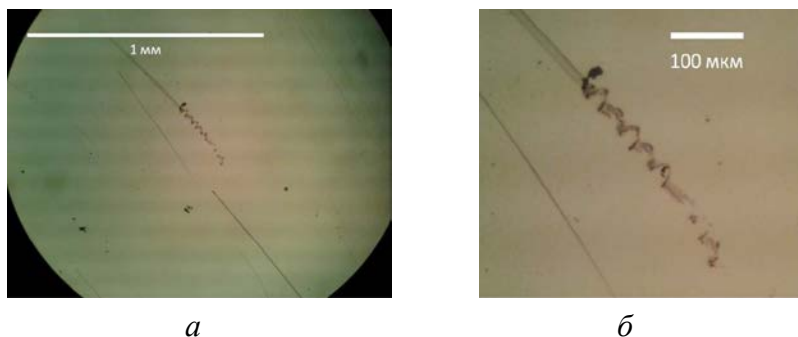


Рис. 32. Линейный трек, переходящий в периодический (или наоборот).  
Оптический микроскоп (рис. 23 в [76])

Судя по изображению, в результате события, явно зафиксированного черной «меткой» (в области смыкания треков), изменился характер движения центра инерции кольца с (е<sub>е</sub>)-парами. К поступательному движению добавилось, по-видимому, вращательное движение кольца как целого. Возможна и прецессия кольцевой орбиты с (е<sub>е</sub>)-парами при выходе плоскости кольца из плоскости DVD. Таким образом, представляется возможным описание и достаточно запутанных наблюдаемых треков, если число базовых сценариев их формирования дополнить, задавая новые варианты движения плоского кольца с (е<sub>е</sub>)-парами. Поэтому, на наш взгляд, (в отличие от [16]) для описания формы наблюдаемых треков не требуется набора разных частиц, а достаточно только рассмотрения движения катализирующих колец в реальном неоднородном (из-за внедренных ионов и напряжений, вызванных распределениями возникших дефектов) материале детектора.

Результаты [76] дополняют данные [16] при анализе треков СИ. Следует отметить, что авторы [16] упомянули, что наблюдали и треки, похожие на «царапины или чернильные пятна», но не стали их приводить в статье. Из проведенного рассмотрения ясно, что упомянутые в [16] следы в виде «царапин» и «чернильных пятен» – это, соответственно, «гладкие линии» и «черные пятна» в терминах работы [76].

### 14. 3. Дополнительные замечания о СИ

Трактовка особенностей наблюдаемых треков СИ (по крайней мере, для простых базовых сценариев) в русле КК-концепции низко-температурных ядерных реакций приводит к удовлетворительному согласию с экспериментом. Это позволяет рассматривать катализирующие кольца в качестве реальных физических объектов.

Ясно, что факт существования длинных треков СИ означает движение центра инерции КК параллельно плоскости детектора. Конечно, для движения вдоль плоскости раздела различных сред имеется причина (взаимодействие заряда КК-активатора с поляризуемым материалом детектора). Высказывалась даже мысль о возможности защиты от СИ путем организации таких семейств плоскостей, которые захватывали бы СИ, подстраховывая тем самым исследователей от потенциальной угрозы для их здоровья. Наиболее вероятными плоскостями для распространения КК-активаторов являются границы между металлом и диэлектриком (более подробно это обсуждается в п. 17.4.3). Но выделенная роль таких вариантов, как возможных «стоков» для СИ, выглядит преувеличенной. В действительности, большинство треков при ориентации плоскостей детекторов нормально к предполагаемому направлению испускания СИ носит «точечный» характер, приводя к формированию кратеров либо выпуклостей.

#### 14.3.1. О механизме образования основного и сателлитного треков с внутренней периодической структурой

Заметим, что нейтральный комплекс с двумя КК-активаторами, имеющими противоположно ориентированные и равные по модулю моменты импульса, мог бы восприниматься в первом приближении как магнитный монополь, обладающий цилиндрической симметрией. Существенно, что магнитный монополь в однородном электрическом поле двигался бы подобно электрическому заряду в магнитном поле, т. е. в общем случае по винтовой линии. Однако, поскольку второй КК-активатор, скорее всего, формируется с запаздыванием по отношению к первому (основному), возникновение пары активаторов, являющихся зеркальными копиями, представляется возможным, но редким событием. Иначе авторы гипотезы

о магнитных монополях как носителях СИ [16], [17] могли бы цепочку экспериментальных фактов по идентификации носителей СИ прямо начинать с демонстрации винтовых траекторий в электрическом поле.

Судя по интерпретации особенностей наблюдаемых треков, основную роль в синтезе ядер играют варианты с участием одного КК-активатора. В случае формирования дискретных треков с внутренней периодической структурой наблюдаются менее интенсивные и менее протяженные сателлитные треки параллельные основному треку (как на рис. 22, *a*). Сателлитные треки, по-видимому, связаны с высвобождением второго (сателлитного) КК-активатора. Судя по следам треков, сателлитный КК-активатор некоторое время удерживался ионной компонентой исходного нейтрального комплекса, после отделения первого (основного) КК-активатора. Ясно, что подобная картина предполагает не столкновение ионной компоненты нейтрального комплекса с поверхностью детектора, а движение параллельно этой поверхности.

### 14.3.2. О механизме ускоренного распада U-238

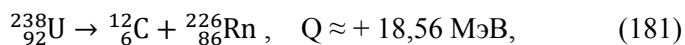
Гипотеза, высказанная в [16], о существовании СИ как фактора, инициирующего ядерные реакции, сохраняет свою конструктивную роль, утрачивая актуальность только в отождествлении носителей СИ с магнитными монополями. Тем не менее, проблемы, приведшие к формулировке гипотезы, заслуживают внимания. Собственно, большую роль для выдвижения этой гипотезы сыграла попытка реконструировать сценарий событий, связанных с аварией в Чернобыле, и установить истинные причины аварии [8, 77]. В частности, остается актуальным вопрос об исчезновении двухсот тонн обогащенного U-238 из реактора. Представляется практически безальтернативным вывод авторов [77] о развитии некоторого процесса ускоренного распада U-238. В [77] такой процесс связывался с действием сильного магнитного поля, ведущего к ускорению  $\beta$ -распадов, а гипотетическим источником магнитного поля считались магнитные монополи – носители СИ. Уместно отметить, что инициирование распада урана экспериментально наблюдалось [78] при взрыве титановых фольг в растворах солей урана. Зная о «странном» излучении при взрыве фольг, авторы [78] рассчитывали на

инициацию  $\alpha$ -распада с помощью СИ, и этот прогноз оправдался. В качестве объяснения эффекта в [78] развивается идея о механизме совместного  $\alpha\beta$ -распада при действии сверхсильного магнитного поля. Напомним, что процесс ускорения деления урана был реализован и в независимых экспериментах по лазерному воздействию на водные растворы солей урана (см. [28, 29], а также [79, 80]).

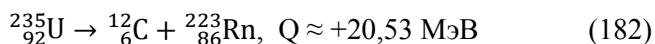
Важно, что наблюдавшееся ускорение  $\alpha$ -распада в [78] позволяет рассчитывать на подтверждение этого эффекта в независимых измерениях активности урана, содержащего КК-активаторы, как предлагалось в конце п. 13.4.

В качестве дополнения к механизму распада с участием запаздывающих нейтронов, на наш взгляд, целесообразно обсудить возможность ускорения распада урана за счет его инициации КК-активаторами. Аварии на реакторе предшествовала авария на электрогенераторе [77], и изложенная в [78] версия событий выглядит достаточно логично. На наш взгляд, остается только в этой версии заменить магнитные монополи на КК-активаторы. При попадании этих активаторов в тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы) ускорение распада урана в ТВЭЛах (в частности,  $\alpha$ -распада), стало бы возможным. Ясно, что быстрому «исчезновению» урана способствовали бы реакции распада с образованием в продуктах распада газа. Возможно несколько таких вариантов. Мы кратко остановимся на некоторых примерах.

Ближайший по массе к урану газ – радон. При значительном снижении кулоновского барьера (за счет КК-активации) даже без участия нейтрона распад с образованием радона, в принципе, мог бы сразу реализоваться при испускании ядром основного ( $\alpha$ -кластеризованного) изотопа углерода  $^{12}_6\text{C}$ :



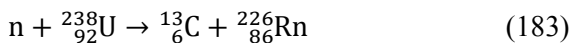
с образованием изотопа радона 226 (период полураспада 7,4 мин). Аналогичная реакция распада для U-235



приводит к изотопу радона 223 с периодом полураспада 24,3 мин.

Уместно подчеркнуть, что учет захвата нейтронов (без испускания новых нейтронов) резко увеличивает экзотермические эффекты

реакций (как минимум, на величину энергии покоя нейтрона  $\approx 940$  МэВ). При этом меняется либо изотоп углерода, либо изотоп радона. Заметим, что вариант:

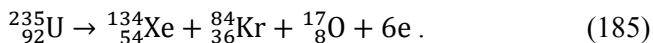
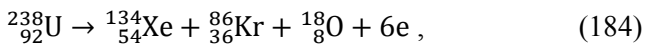


для быстрой эвакуации радона из реактора предпочтителен, так как изотоп  ${}^{227}_{86}\text{Rn}$  имеет существенно меньший период полураспада  $\approx 21$  с по сравнению с временем жизни изотопа  ${}^{226}_{86}\text{Rn}$ .

Длительности же периодов полураспада для изотопов  ${}^{226}_{86}\text{Rn}$ ,  ${}^{223}_{86}\text{Rn}$  вполне хватило бы для улетучивания радона из разогретого реактора.

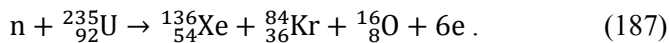
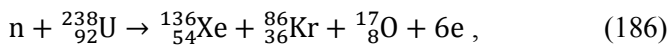
Разумеется, простого снижения барьера недостаточно, необходимо, чтобы еще внутри ядра урана было сформировано ядро углерода. Вероятность формирования ядер гелия выше, поэтому (при снижении барьера КК-активаторами) и три ускоренных последовательных  $\alpha$ -распада (вместо заблокированных КК-активаторами  $\beta^-$ -распадов Th и Ra), привели бы к аналогичному результату (при участии нейтрона первый распад происходил бы с испусканием  ${}^5_2\text{He}$ ).

Приведем теперь примеры потенциально возможных  $\beta^-$ -распадов (опуская при записи нейтринные, либо эфиринные компоненты) с продуктами распада в виде стабильных изотопов. В частности, ясно, что реакции, обратные реакциям синтеза (148) и (149), приведут к изотопам олова при испускании 8 электронов. Но нас интересуют варианты продуктов в виде стабильных изотопов газов. Так, возможны распады с образованием ядер сразу трех газов

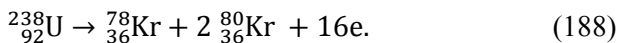


Это экзотермические реакции (без учета лептонных вкладов  $Q > +200$  МэВ).

Участие нейтрона сохраняет газовый «триумвират», например

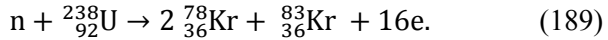


Возможна реакция с распадом на изотопы криптона

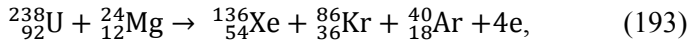
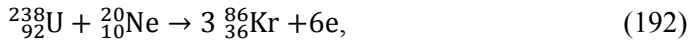
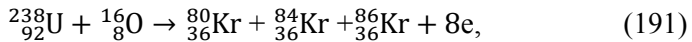
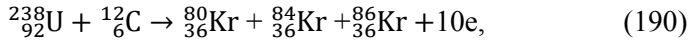




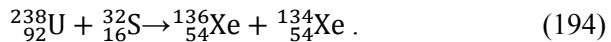
С участием нейтрона вместо (188) получим



Если инициируются распады с появлением достаточно массивных  $\alpha$ -кластеризованных ядер, то столкновение этих ядер с ядрами урана будет приводить к реакциям с меньшим числом испускаемых электронов:



вплоть до отсутствия электронов в реакции



Разумеется, приведенные примеры только акцентируют внимание на потенциальную возможность реакций, газообразные продукты которых обеспечили бы быстрое «исчезновение» урана. Мы совершенно не касались основных для работы реактора распадов с размножением нейтронов. Поэтому анализ вариантов ускоренного деления урана и их комбинированного протекания уместно продолжать, как и выяснение роли носителей СИ в этих процессах.

### 14.3.3. О влиянии СИ на биологический материал

С точки зрения изложенных представлений о носителях СИ ясно, что наиболее опасным является проникновение в организм нейтрального комплекса с последующим распадом на ионную положительно заряженную часть и отрицательно заряженный КК-активатор. Быстрое расширение КК-активатора будет сопровождаться ионизацией клеток. Поэтому принципиально важно обеспечить распад комплекса вне организма. Самый же простой вариант сбора отрицательно заряженных КК – это их притяжение к положительно заряженным ловушкам. Но при этом не стоит забывать, что КК являются инициаторами низкотемпературных ядерных реакций.

Эксперименты [81] показали, что устойчивость мышей к  $\gamma$ -излучению возрастает после предварительной экспозиции странным

излучением. Однако этот факт лишь косвенно подтверждает, что  $\gamma$ -излучение может демпфироваться (ee)-парами, входящими в состав КК-активаторов (см. обсуждение в главе 16). Если же экспозиция странным излучением следовала после  $\gamma$ -излучения, то негативный результат усиливался.

Поскольку для реакций CF наличие традиционных излучений ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , n) нехарактерно, то именно защита от СИ выступает на первый план. Однако при взаимодействии СИ с защитными экранами возможно возникновение излучения, инициированного СИ. Так, согласно [82], негативное действие СИ возрастает при увеличении плотности вещества экрана (вплоть до свинца). Вполне возможно это следствие появления ультрафиолетового и рентгеновского излучений при взаимодействии (ee)-пар с веществом экрана. Конечно, этот вопрос будет прояснен измерениями спектров излучения и использованием дополнительных экранов.

Кроме того, отметим, что в экспериментах [81], [82] источником СИ являлись взрываемые импульсами тока проводники. При этом носители СИ обладают избыточной энергией по сравнению с носителями СИ, возникающими при распадах ядер. Поэтому можно ожидать, что негативное влияние СИ, исходящего от продуктов превращения (как и от реакторов CF, не использующих взрывной технологии), будет ослабляться экранами эффективнее по сравнению с вариантом СИ, инициированного взрывом проводников импульсами электрического тока. Этот вывод подтверждается данными [83].

В любом случае, эксперименты с биологическим материалом целесообразно продолжать, имея в виду как выяснение условий безопасной работы, так и использование биологических объектов в качестве индикаторов СИ.

## Глава 15. О реакциях ядерного синтеза с участием водорода, находящегося внутри кристаллической решетки металлов

Поскольку при синтезе легких элементов достигается высокий энергетический выход, к реакциям синтеза изотопов гелия из водорода проявляется особый интерес. А после того, как для генератора Росси [18] (см. также [19]) выявилась возможность получения энергии, в разы превышающей затраченную энергию, за счет эстафетного синтеза изотопов никеля в кристаллическом никеле, насыщенном водородом, синтез элементов в кристаллической решетке металлов фактически выделился в отдельное направление исследований.

На наш взгляд, изложенный выше механизм низкотемпературного ядерного синтеза с участием КК- активатора можно считать универсальным. Для его реализации необходимо взаимодействие исходных атомов со средой, в которой имеются достаточно активные электроны. В частности, сюда относятся эксперименты с насыщением металлов водородом. Напомним, для свободных электронов металла типичны скорости хаотического теплового движения порядка  $10^6$  м/с, что соответствует энергии кинетического движения около 3 эВ. При таких энергиях, как нетрудно оценить (см. п. 5.2 и [33]), коэффициент прозрачности  $D$  кулоновского барьера составляет  $D \leq 10^{-4}$ . Даже при наличии только легкого водорода указанного значения  $D$ , в принципе, достаточно для того, чтобы с течением времени начался синтез ядер (в экспериментах [6] время ожидания составило 66 суток). Действительно, представляется возможным следующий сценарий. Вначале образуются компактные молекулы водорода, содержащие по одной массивной (ее)-паре. При накоплении таких молекул в количестве, обеспечивающем значимую вероятность их встречи, будет синтезироваться гелий, атом которого содержит две (ее)-пары (без вылета нейтронов и  $\gamma$ -излучения). Менее вероятны (но вполне реализуемы) процессы, предполагающие предварительный синтез дейтерия и трития с последующим синтезом гелия, сопровождающегося вылетом нейтронов. Ясно

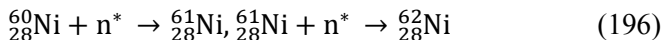
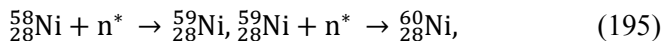
также, что в качестве металлической матрицы, способствующей протеканию подобного синтеза, в наибольшей степени подходят переходные металлы (или их сплавы), у которых в окрестности энергии Ферми имеются состояния с достаточной плотностью и групповой скоростью электронов. Не случайно, конечно, в качестве таких металлов используют палладий, титан, никель или, как в работе [21, 22], эрбий. Остальные факторы: нелинейность колебаний решетки (см., например [84]), дефекты решетки, различные триггерные воздействия (см., например, [21]) также важны в качестве дополнительных условий, способствующих синтезу.

Следует иметь в виду и возможность трансформации ядер атомов, содержащих  $(ee)$ -пары, за счет инициации протонной радиоактивности. Действительно, располагаясь относительно близко к ядру,  $(ee)$ -пара уменьшает высоту и ширину кулоновского барьера, создаваемого протонами ядра. Это должно инициировать распад ядер, прежде всего, за счет вылета протонов (в меньшей степени и  $\alpha$ -частиц). Если испущенный ядром протон захватывает  $(ee)$ -пару, то возникает объект, который, по аналогии с терминологией [38], можно назвать массивным псевдопротоном. В свою очередь, такой псевдопротон может захватить еще один протон (например, из водяного пара в воздухе), образуя своеобразную молекулу водорода с  $(ee)$ -парой в качестве силового центра. Такую молекулу уместно назвать модифицированной молекулой Бора (ММБ). Как отмечалось в п. 14.2.2, близкая к ММБ структура (названная темным водородом) была предложена в [75]. Не исключено, что ММБ являются дополнительными (к основным нейтральным комплексам) кандидатами на роль носителя «странного излучения» (см., обсуждение в главе 14).

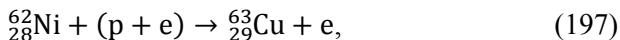
Очевидно, что простейшим процессом синтеза ядер, не требующим участия  $(ee)$ -пар, является захват протона из квазинейтронного состояния, надежно подтвержденный (как обсуждалось в главе 11) синтезом цинка в ходе разрядов в воде при использовании медных электродов.

Представляется весьма вероятным, что именно квазинейтронные состояния играют решающую роль и в элементарных реакциях синтеза с поглощением квазинейтрона, происходящих в матрице кристаллических твердых тел, насыщенных водородом. Такие реакции, в частности, обеспечивают функционирование реактора Росси [18]. Напомним, в реакторе в ходе нагрева насыщенного водородом

порошка кристаллического никеля, выделяется значительная избыточная энергия за счет «горения» изотопов никеля. Как показывает изотопный анализ «золы», после достаточно долгой работы реактора из изотопов никеля остается, в основном, Ni-62. Легко проверить, что реакции



являются экзотермическими, как и реакция



которая тоже происходит. В (195), чтобы отразить захват квазинейтрона как целого, вместо  $(p + e)$  использовано обозначение (91)  $n^*$ , которому условно сопоставлен термин «мягкий нейтрон». Заметим, что изотоп  ${}_{28}^{59}\text{Ni}$  нестабилен, но естественно полагать, что времени его жизни (период полураспада  $\approx 10^5$  лет) более чем достаточно для захвата мягкого нейтрона с образованием стабильного изотопа  ${}_{28}^{60}\text{Ni}$ .

По-видимому, есть и вариант переработки  ${}_{28}^{62}\text{Ni}$  в  ${}_{28}^{64}\text{Ni}$ , подобно реакциям (195) через промежуточный нестабильный изотоп  ${}_{28}^{63}\text{Ni}$ , период полураспада которого  $\approx 100$  лет также вполне достаточен для захвата мягкого нейтрона. Однако конкурирует с таким вариантом реакции захват протона из квазинейтрона, порождая, согласно (197), вместо нестабильного  ${}_{28}^{63}\text{Ni}$  изотоп  ${}_{29}^{63}\text{Cu}$ . Еще один канал образования  ${}_{28}^{64}\text{Ni}$  связан с возникновением нестабильного изотопа  ${}_{29}^{64}\text{Cu}$  (период полураспада  $\approx 12,7$  часа) при захвате мягкого нейтрона, кроме того, при синтезе  ${}_{29}^{64}\text{Cu}$  к образованию  ${}_{28}^{64}\text{Ni}$  ведет  $\approx 61,5$  %  $\beta^+$ -распадов, а оставшаяся доля  $\beta^-$ -распадов ( $\approx 38,5$  %) приходится на образование  ${}_{30}^{64}\text{Zn}$ . Отметим также, что захваты протонов изотопами  ${}_{28}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}_{28}^{60}\text{Ni}$  и  ${}_{28}^{61}\text{Ni}$ , судя по восстановленным с помощью [57] реакциям, в качестве альтернативы к реакциям (195) и (196) рассматриваться не могут.

Симптоматично, что анализ [19] «золы», наработанной в генераторе – предположительном аналоге генератора России, столь значительных, как в [18], изменений в изотопном составе никеля

не зафиксировал. Авторы [19] в качестве возможной причины расхождения с данными [18] указывают на меньшее (в 60 раз) количество выработанной энергии.

Конечно, анализ совокупности реакций в генераторах этого типа заслуживает более подробного обсуждения. Особенно в случае, когда источником водорода является химическое соединение (например, алюмогидрат лития), разлагающееся при повышении температуры и поставляющее водород, поглощаемый нанопорошком никеля. Тогда, наряду с изменением изотопного состава Ni (основные реакции (195) и (196)) можно ожидать изменения изотопного состава и других элементов, как и появления новых элементов.

## Глава 16. Концептуальные ответы на проблемные вопросы

Мы достаточно подробно показали, каким образом решается *главный проблемный вопрос о преодолении кулоновского барьера при низкотемпературных ядерных реакциях*, естественно возникающий в случае традиционного рассмотрения ядерных реакций без учета возможностей электронной подсистемы атомов. В случае простейшего синтеза ядер, проблема снимается экранированием заряда протона эскортирующим электроном (концепция квазинейтронных состояний), а в случае слияния сложных ядер – в результате катализирующего действия КК-активаторов. Причем возникновению таких активаторов существенно способствует наличие потоков электронов.

### 16.1. Ненаблюдаемость $\gamma$ -излучения

*Следующий вопрос связан с отсутствием  $\gamma$ -излучения при низкотемпературном синтезе ядер.* Опять же совершенно естественно этот вопрос возникает при использовании концепции Бора о составном ядре, поскольку такое ядро образуется, предположительно, в возбужденном состоянии и должно переходить в основное состояние, излучая  $\gamma$ -кванты. Мы уже частично касались ответа на этот вопрос в последнем абзаце главы 7 в связи с возможностью безызлучательных переходов, а также в п. 13.2 в связи с вопросом о разрушении  $(ee)$ -пар достаточно жесткими  $\gamma$ -квантами, испускаемыми возникающими в возбужденном состоянии ядрами.

*Модель ПКС дает простое и наглядное представление о синтезе ядер, обусловленном катализирующим действием  $(ee)$ -пар. Это означает, что возникновение возбужденного состояния ядра синтезированного элемента происходит, как минимум, в присутствии  $(ee)$ -пар, часть которых может входить в электронную оболочку ядра. Но тогда, по нашему мнению, на вопрос о причинах отсутствия  $\gamma$ -излучения дает следующее качественное объяснение.*

Каждая (е $\bar{e}$ )-пара поляризует физический вакуум. В простейшем случае это предполагает существование нескольких координационных сфер из электрон-позитронных пар в окрестностях орбиталей, сопоставляемых (е $\bar{e}$ )-парам. Такая поляризационная «шуба» должна эффективно поглощать  $\gamma$ -излучение, рассеивая его энергию в физическом вакууме. То есть возникает картина, качественно подобная безызлучательным переходам возбужденных атомов в твердых телах при значительной связи электронов с дополнительными (по отношению к электромагнитным) взаимодействиями (например, с колебаниями решетки). В случае, если энергия  $\gamma$ -кванта превышает энергию связи (е $\bar{e}$ )-пары, то (е $\bar{e}$ )-пара распадается (с поглощением  $\gamma$ -кванта), и электроны локализуются на атомных масштабах, заполняя вакантные состояния в электронной оболочке атома синтезированного химического элемента.

Очевидно, что чем больше (е $\bar{e}$ )-пар наследует синтезированный изотоп, тем меньше вероятность регистрации  $\gamma$ -излучения. Но для «тушения»  $\gamma$ -излучения, по-видимому, достаточно и одной (е $\bar{e}$ )-пары.

## 16.2. Принцип Циглера и доминирование стабильных изотопов

*Третий вопрос касается причин фиксации среди продуктов низкоэнергетического синтеза преимущественно стабильных изотопов.* Прежде всего, отметим, что ядерные реакции, как и большинство химических реакций, необратимы. Как известно, критерием эволюции для замкнутых систем является второе начало термодинамики в виде

$$\frac{dS}{dt} \geq 0, \quad (198)$$

где  $S$  – энтропия, достигающая максимума в состоянии теплового равновесия. Применительно к открытым системам, обменивающимся с окружающей средой веществом и энергией, изменение энтропии можно представить суммой двух членов. Одно слагаемое связано с внешними обменами (потоками), его обычно обозначают  $d_e S$ . Другое слагаемое отражает процессы, происходящие внутри системы, его обозначают  $d_i S$  и называют производством энтропии. Эти внутренние процессы обуславливают выполнение неравенства

$$\frac{d_i S}{dt} \geq 0. \quad (199)$$



Причем, как и в (198), знак неравенства относится к необратимым процессам.

Для каждого из таких процессов можно, по определению, задать соответствующий внутренний поток  $J_k$ , а также движущую силу  $X_k$  [85, 86]. Тогда, в простейшем случае, скорость производства энтропии представляется в виде:

$$\frac{d_i S}{dt} = \sum_k J_k X_k. \quad (200)$$

Важно, что для скорости производства энтропии предпочтителен принцип Циглера [87, 88] о максимуме производства энтропии.

Используем для ядерных реакций аналогию с химическими реакциями. Тогда в роли потока выступает скорость реакции  $\rho$ , а движущая сила пропорциональна средству реакции

$$A_\rho = - \sum_j \nu_{j\rho} \mu_j, \quad (201)$$

где стехиометрические коэффициенты  $\nu_{j\rho}$  дают числа ядер, образующихся ( $\nu > 0$ ) или исчезающих ( $\nu < 0$ ) в реакции,  $\mu_j$  – химический потенциал компонента  $j$ . В случае типичного варианта ядерной реакции (1) с участием пары исходных ядер ( $\nu_{1\rho} = \nu_{2\rho} = -1$ ) и пары ядер продуктов реакции ( $\nu_{3\rho} = \nu_{4\rho} = 1$ ) для  $A_\rho$  из (201) получаем

$$A_\rho = (\mu_1 + \mu_2) - (\mu_3 + \mu_4). \quad (202)$$

Полагая  $\mu_j = M_j c^2$ , видим из (3), (4) и (202), что величина  $A_\rho$  совпадает с тепловым эффектом реакции  $Q$ . Следовательно, во-первых, экзотермические реакции ( $Q > 0$ ) удовлетворяют второму началу термодинамики (180) для неизолированных систем и необратимых процессов, а во-вторых, производство энтропии тем больше, чем больше величина  $Q$  (как и следовало ожидать). Поскольку при слиянии одинаковых пар ядер имеется достаточно много вариантов продуктов со стабильными изотопами, а варианты продуктов с нестабильными изотопами характеризуются меньшими значениями  $Q$ , то принципу максимума производства энтропии удовлетворяет именно синтез со стабильными изотопами.

Напомним, энтропия – это функция состояния макроскопической системы, обладающая свойством аддитивности, поэтому выполнение условия (199) для макросистемы допускает и наличие эндотермических реакций. Однако результирующий эффект должен соответствовать преобладанию суммарного вклада экзотермических

реакций. Максимум же вклада ядерных реакций в производство энтропии в макросистеме достигается, если происходят только экзотермические реакции с образованием стабильных изотопов. По существу, при этом реализуются процессы, требующие меньшее время для своего осуществления. В результате минимизируется и время релаксации.

Дополнительно отметим, что активное участие (е<sub>e</sub>)-пар в реакциях образования химических элементов способно, по-видимому, изменять эндотермический характер реакции на экзотермический. Поэтому низкотемпературный синтез (и распад) ядер, органично связанный с участием (е<sub>e</sub>)-пар, практически исключает эндотермические реакции. Таким образом, имеется достаточно прозрачный ответ и на третий проблемный вопрос.

## Глава 17. Обсуждение результатов и перспективы исследований

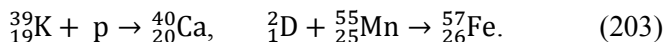
### 17.1. Концепция квазинейтронов

Эффективность этой концепции применительно к синтезу элементов с зарядовым числом  $Z + 1$ , соседних с исходным элементом, имеющим зарядовое число  $Z$  в таблице Менделеева, уже обсуждалась в главе 7 и подтверждена при синтезе цинка из меди (см. п. 11.3). Наибольший интерес представляет случай, когда синтезируемый элемент имеет два стабильных изотопа, а исходный элемент – не менее двух. В этом случае ожидаемое соотношение синтезированных изотопов должно совпадать с природным соотношением исходных изотопов. В результате, вероятны (см. примеры в табл. 10) значительные отклонения соотношений синтезированных изотопов от их соотношений в природе.

Следует также иметь в виду, что при плавлении металлов без изоляции от водорода можно ожидать возникновения синтеза изотопов элементов с зарядовыми числами, превышающими на единицу зарядовые числа выплавляемых металлов.

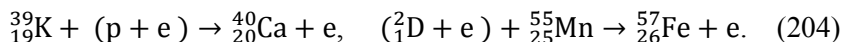
Как показывает анализ реакций синтеза элементов из воды (см. п. 8.2) и «горения» никеля в реакторе России (см. п. 8.3), имеет место и захват «мягкого» нейтрона, хотя этот процесс, по-видимому, менее вероятен по сравнению с захватом протона, эскортируемого электроном до момента захвата.

В живых системах превалируют именно реакции с захватом протона, в частности, отмеченные в [23] реакции



Заметим, такой синтез интерпретировали с взаимно дополнительных позиций. Во-первых, как следствие конструктивной интерференции [23, 59], при которой может временно исчезать кулоновский барьер. И, во-вторых, в модели частицы как волнового пакета, способной проникать через барьер в момент времени, когда

флуктуирующий заряд частицы обращается в нуль [89]. Не исключая эти интерпретации, считаем, что внимания исследователей, по крайней мере не в меньшей степени, заслуживают и реакции с квазинейтронами



Действительно, поставщиком протонов является вода, имеющаяся в живых организмах, а необходимый электронный «эскорт» возникает при прохождении протоном электронной оболочки. Так что никаких экзотических условий для реализации реакций с захватом протона ядром не требуется.

## 17.2. Концепция КК-активаторов

Напомним, одним из аргументов против электрического заряда у носителей СИ была оценка энергии, требуемой для засвечивания фотодетектора (и тем более «проплавления» карбоната). Авторы [16] по этому поводу считают, что не само СИ, а индуцированные магнитным монополем токи дают засветку фотодетектора.

Наше (пока до некоторой степени гипотетическое) объяснение состоит в следующем:

- нейтральным носителем, обеспечивающим достаточно высокую проникающую способность «странного» излучения, является комплекс, включающий КК-активатор и ионную составляющую;

- разнообразные по форме треки обусловлены взаимодействием с веществом фотодетектора движущихся отрицательно заряженных КК-активаторов;

- КК-активаторы являются бозевскими состояниями (еe)-пар, тесно связанных с физическим вакуумом;

- при движении в материальной среде КК-активаторы могут, по-видимому, находиться в квазистационарных состояниях, в которых расходуемая (еe)-парами электромагнитная энергия компенсируется притоком из физического вакуума. Это означает, что КК-активаторы представляют собой разновидность метастабильно устойчивых диссипативных структур.

В результате, на передний план выдвигается вопрос о состоянии физического вакуума, способном поддерживать энергию КК-активатора.

По-видимому, самый простой вариант ответа (используемый в астрофизике в качестве одной из гипотез) состоит в том, что существует возбужденное («ложное») состояние физического вакуума, от которого в нашу Вселенную поступает энергия, позволяющая сохранять плотность энергии в условиях расширения Вселенной. Тогда задача сводится к созданию устройств, способных извлекать часть потока энергии от возбужденного состояния к одному из нижележащих состояний. В любом случае речь идет об устройствах, сильно связанных с физическим вакуумом, активно участвующих в перераспределении энергии флуктуаций вакуума и обладающих набором квазистационарных метастабильно устойчивых состояний, позволяющих восполнять частично расходуемую энергию. Скорее всего, к таким устройствам и относятся КК-активаторы.

Может возникнуть скептическая оценка подобной трактовки: не вводятся ли еще более экзотические, чем магнитные монополи, носители СИ? Конечно, КК-активаторы – достаточно экзотические объекты. Однако, в отличие от монополей, обнаружение которых пока что не подтверждается, правомерность концепции КК-активаторов (либо ее несостоятельность) сравнительно легко установить.

На наш взгляд, имеются веские аргументы в пользу предлагаемой концепции.

Во-первых, концепция КК-активаторов позволяет объяснить практически все наблюдаемые особенности реакций СФ, что косвенно свидетельствует в ее пользу.

Во-вторых, концепция позволяет предложить перечень относительно простых экспериментов для проверки качественных выводов, что дает возможность внести коррективы (если потребуется) в предложенную модель либо отказаться от модели. Напомним, что эксперимент с модификацией спектра рентгеновского излучения (см. обсуждение в п. 13.1) свидетельствует в пользу существования (ее)-пар, являющихся основой КК-активаторов.

В-третьих, интерпретация треков СИ согласуется с указанной концепцией. Более того, можно утверждать, что результат процесса расширения КК-активатора уже практически визуализирован на полюсовых треках, содержащих области, близкие к форме круга.

В-четвертых, КК-активаторы, принявшие форму колец с диаметрами порядка 10 мкм, допускают квазиклассическое описание

и исключительно удобны для постановки прямых наглядных проверочных экспериментов.

В связи с проведенным анализом уже имеющихся экспериментальных фактов естественно ожидать, что, вслед за парой плоскостей Казимира [90], появился еще один объект – КК-активатор, способный использовать энергию физического вакуума.

Такому объекту (при образном сравнении) можно было бы сопоставить открытую «дверь» в мир физического вакуума по сравнению, с одной стороны, со «щелью», приоткрытой эффектом Казимира, а с другой стороны, с гигантскими «воротами», распахнутыми для потока энергии из вакуума во Вселенную, гипотетически допускаемого в существующей астрофизике.

### **17.3. О «зарядовых комплексах» Шоулдерса и «конденсированных плазмоидах» Яйтнера**

Уместно отметить, что идею заимствования энергии из физического вакуума ранее высказывал К. Шоулдерс, наблюдавший при сверхкоротких импульсах высокого напряжения возникновение необычных локализованных зарядов (сферической формы и полых тороидов, диаметром обычно от 5 до 15 мкм), состоящих из скопления  $10^8$ – $10^{11}$  электронов [91]. К. Шоулдерс назвал эти зарядовые скопления «Electrum Validum» (EV). Современное название EV – «зарядовые кластеры». Он изучал их поведение, время жизни, взаимодействие с различными металлами и диэлектриками. С участием EV Шоулдерс связывал и реакции низкоэнергетического ядерного синтеза, предлагая объяснения особенностей реакций. Им же предложено использование EV для дезактивации радиоактивных отходов. Достаточно подробно о многогранной научной, инженерной и изобретательской деятельности Шоулдерса рассказано в [92].

Интересно, что Шоулдерс предлагал кольцевые структуры из EV, геометрически подобные КК-активаторам, если вместо компактных (ее)-пар использовать гигантские EV. Естественно, однако, что без использования представлений адронной механики о контактном взаимодействии электронов было невозможно объяснить наблюдаемую сравнительную легкость протекания низкотемпературных ядерных реакций и, тем более, возможность запаздывающего

старта странного излучения, указывающего на его ядерное происхождение.

Эти же затруднения остаются и в случае более современной трактовки Л. Яйтнером [93] зарядовых комплексов Шоулдерса как «конденсированных плазмидов» – «condensed plasmoids» (CP). Л. Яйтнер предложил квантово-механическую модель активной ядерной среды для протекания LENR. Эта среда представляет собой сверхплотный плазмид с цилиндрической симметрией. Электроны CP полностью делокализованы и отделены от ядер. Оценки свойств CP достаточно экзотичны. Скорости электронов относительно ядер составляют от 10 до 80 % скорости света. Это приводит к собственному току около 9 кА в CP, со средней плотностью тока примерно  $2,5 \cdot 10^{24}$  А/м<sup>2</sup>. Магнитное поле от этого тока достигает  $5 \cdot 10^7$  Тл и создает ограничивающее давление более  $10^{21}$  Па. В результате, концентрация электронов достигает  $\sim 10^{35}$  м<sup>-3</sup>. Подобные характеристики CP позволяют, по мнению Яйтнера, квалифицировать CP как ранее неизвестное агрегатное состояние вещества. Достаточно много внимания в [93] уделяется и интерпретации треков странного излучения.

Тем не менее, на наш взгляд, концепция КК-активаторов более универсальна, проста и наглядна. Разумеется, последнее слово остается за экспериментом.

## **17.4. Еще раз об интерпретации треков странного излучения**

Несмотря на достаточно подробное обсуждение в главе 14 наблюдаемых треков СИ, укажем еще на три факта.

### **17.4.1. Треки на слюде с периодическим расположением разрушенного материала**

*Первый факт* связан с дополнительной особенностью треков на поверхности слюды. Согласно описанию в [76], возникающие треки на поверхности слюды «представляют собой протяженные следы разрушения поверхности, как будто твердый предмет процарапывает поверхность, периодически сгребая и затем оставляя дисперсный материал образца на пути». Такое периодическое «складирование» дисперсного материала отражено на рис. 33.



Рис. 33. Одно из электронно-микроскопических изображений треков на поверхности слюды (рис. 10d в [76])

Картина на рис. 33 хорошо согласуется с моделью движущегося КК-активатора, центр инерции которого и плоскость орбиты ( $ee$ )-пар перемещаются вдоль плоскости детектора. При этом вращающиеся ( $ee$ )-пары, разрушая поверхность и электризуя обломки, имитируют «микроторнадо», захватывающее положительно заряженные обломки. Однако периодически, по мере накопления и частичной нейтрализации накопившихся обломков индуцированными отрицательными зарядами, возникающими в неповрежденной области под движущимися обломками, КК-активатор оставляет созданный и собранный им «мусор».

#### **17.4.2. Сужение треков при удалении детекторов от источника излучения**

*Второй факт* относится к наблюдавшемуся в [17] сужению треков при удалении детекторов от источника излучения (взрывы титановых проволочек импульсами электрического тока). Если допустить, что при взрыве различные по массе нейтральные комплексы



получают приблизительно равные кинетические энергии, то это означает, что до удаленных детекторов смогут долететь только комплексы с меньшей массой, так как они получают большие начальные скорости. Но меньшие массы комплексов должны статистически соответствовать меньшим зарядовым числам ионной составляющей комплексов, а это, в свою очередь, соответствует КК-активаторам с меньшим количеством (е<sup>e</sup>)-пар. Тогда и расширение орбиты освободившегося КК-активатора (а значит и ширина трека) должно быть меньше, чем у КК-активаторов на близких детекторах. Говоря точнее, в наборе ширин треков на удаленных детекторах отсутствуют широкие треки, присутствующие на ближних детекторах, наряду с более узкими. Подтверждением предложенного объяснения было бы обнаружение изотопов различающихся по массе элементов в областях детектора, соответствующих стартовым точкам узких и широких треков. Отметим, что для треков с периодической структурой, имеющих сателлитные менее интенсивные треки, дополнительных (к материалу детектора) изотопов в точке начала трека может и не быть (ионная часть нейтрального комплекса пролетает над поверхностью детектора).

### 17.4.3. Образование треков с наружной стороны чашки Петри

*Третий*, на первый взгляд, парадоксальный *факт*, связанный с треками СИ, отмечается в [72]. Положенные в чашку Петри продукты синтеза при плазменном электролизе воды вызвали появление треков («царапин») на стекле чашки, но не внутри, а с наружной стороны чашки. На наш взгляд, объяснение связано с различием сил «изображения», действующих на заряд вблизи границ раздела сред [94]. Эти силы обусловлены поляризацией сред, имеют характер притяжения и пропорциональны отношению разностей диэлектрических проницаемостей к их сумме. Вполне возможно, что чашка была поставлена на подставку, материал которой имел диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$ , существенно большую, чем у стекла чашки. Согласно известным табличным данным [95], для воздуха  $\epsilon \approx 1$ , для стекол  $\epsilon \approx 4-7$ , а для воды  $\epsilon \approx 80$ . Тогда для чашки, поставленной на влажную поверхность, различие между диэлектрическими проницаемостями поверхностей (воздух – стекло) и (стекло – вода) явно

выше для второй границы. В качестве предельного случая выступает вариант металлического ( $\epsilon = \infty$ ) столика в качестве подставки для чашки. Проникновение нейтрального комплекса СИ на границу между чашкой и подставкой затруднений не вызывает, как и поглощение ионной части комплекса. Далее, если нейтральный комплекс имел компоненту импульса, параллельную плоскости границы, то в момент отделения ионной компоненты, согласно закону сохранения импульса, большая часть этой компоненты придется на скорость КК-активатора, имеющего массу, гораздо меньшую массы ионной составляющей. Ясно, что на заряд КК-активатора, движущийся вдоль границы чашки с влажной или металлической подставкой, будет действовать сила «изображения», превосходящая на (20–25 %) силу «изображения» на границе между воздухом и стеклом внутри чашки. В результате, КК-активатор оказывается связанным именно с наружной границей, движение вдоль которой сопровождается разрушением более хрупкого материала.

### **17.5. О работе установки «Энергонива» после отключения поддерживающего напряжения между трубчатыми электродами**

В конце п. 2.1 отмечалось, согласно информации [12], что после стабилизации плазмоида установка «Энергонива» продолжала работать и после отключения от электрической сети. Заметим, что, прежде всего, имеется в виду отключение поддерживающей разности потенциалов между трубчатыми электродами, тогда как насосы, вызывающие циркуляцию водных растворов, продолжают работать. Поэтому КК-активаторы, покинувшие область реактора внутри плазмоида, могут вернуться в верхнюю часть реактора в ходе циркуляции раствора. Кроме того, узкая перетяжка в плазмоиде является серьезным препятствием для расширившихся КК-активаторов в верхней половине реактора с диаметрами, превышающими диаметр перетяжки плазмоида.

По-видимому, из-за увеличения числа КК-активаторов и появились «лишние» электроны, упомянутые в конце п. 2.1, которые приходилось отводить в случае функционирования реактора с поддерживающей разностью потенциалов. При циркуляции водных растворов насосы обеспечивают существование градиента концентраций КК-активаторов в реакторе (в верхней части реактора

их больше, чем в нижней). В результате, часть КК-активаторов с диаметрами, превышающими диаметр перетяжки, вынужденно распадаются на отдельные (ее)-пары (замещающие в значительной степени), обычную электронную компоненту тока в плазмоиде. Часть же КК-активаторов может двигаться, охватывая плазмоид, находясь, как и (ее)-пары, под действием электрического поля, создаваемого объемным отрицательным зарядом прибывающих КК-активаторов. В самоорганизацию функционирования плазмоида вносит вклад также и процесс ориентации магнитных моментов КК-активаторов. Действительно, даже при отключении внешнего питания катушки (витки катушки – позиция 5 на рис. 2) ориентация магнитных моментов КК-активаторов вдоль оси реактора достигается за счет магнитного поля тока в плазмоиде. Но тогда КК-активаторы (которым можно сопоставить кольцевые электрические токи), охватывающие плазмоид, будут тоже создавать магнитное поле с ориентацией вдоль оси реактора. Только после исчерпания вещества, необходимого для реакции холодного синтеза, и выключения насоса, обеспечивающего циркуляцию жидкости, реактор должен остановиться.

Уместно отметить, что в случае малых радиусов орбит КК-активаторов, когда расстояние между соседними (ее)-парами относительно небольшое, энергетически выгодным может оказаться ориентирование магнитных моментов (ее)-пар параллельно скоростям их движения по круговой орбите, поскольку при этом имеет место притяжение разноименных магнитных полюсов соседних (ее)-пар. Не исключено, учитывая бозевский характер (ее)-пар, что при расширении орбиты КК-активаторов количество (ее)-пар на кольцевой орбите нарастает.

### **17.6. О возможной природе электромагнитного излучения, наблюдавшегося при реакциях CF**

Согласно [12], при поиске возможных излучений вблизи работающей разрядной ячейки демонстрационной установки обнаружено электромагнитное поле в виде пакетов «со спектром частот 30–800 МГц и длительностью до нескольких миллисекунд». Пакеты наблюдались между импульсами тока с длительностью 40–60 мкс. По мнению авторов [12], эти пакеты волн «сопровождают процесс синтеза элементов». В рамках представлений о ведущей роли

в синтезе ядер КК-активаторов, появление пакетов волн соответствует ускоренному движению КК-активаторов при разделении нейтральных комплексов на массивную положительно заряженную ионную составляющую (с формирующейся электронной оболочкой) и отрицательно заряженный КК-активатор. Тогда ясно, что порядок величины времени  $T_{эм}$  возникновения излучающих электромагнитные волны дипольных электрических моментов обратно пропорционален наблюдаемой частоте и принадлежит интервалу

$$\frac{1}{8 \cdot 10^8} \text{ с} \approx 1 \text{ нс} < T_{эм} < 30 \text{ нс} \approx \frac{1}{3 \cdot 10^7} \text{ с}. \quad (205)$$

Вполне возможно, что процесс деления нейтральных комплексов имеет коллективный характер, благодаря индуцирующему действию возникающего электромагнитного излучения.

Если и возникновение нейтральных комплексов (из КК-активаторов и ионной составляющей) имеет черты коллективного процесса, то можно ожидать скачкообразного изъятия электронов проводимости из общего электронного потока. Такое допущение не противоречит наблюдаемой дискретизации в импульсах тока (см. рис. 34).

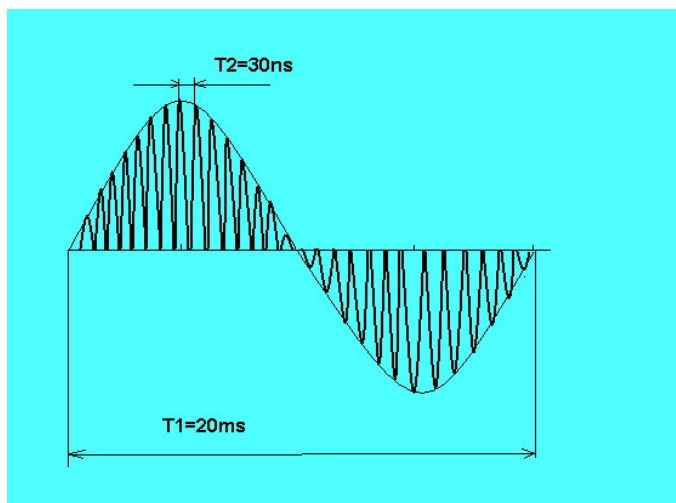


Рис. 34. Форма тока, согласно данным Б. П. Кузьмина и В. А. Панькова, приведенным в [96]

Однако следует иметь в виду, что, в отличие от «Энергонивы», в демонстрационной установке имеется значительная эрозия электродов. Поэтому большой вклад в изъятие электронов проводимости может давать нейтрализация ионов меди, а не только формирование нейтральных комплексов с КК-активаторами.

Эксперимент показывает, что материал электродов (в частности, медь) участвует в синтезе элементов, так что часть экстрагированных фрагментов меди способна служить источником освобождающихся КК-активаторов, и, следовательно, источником пакетов высокочастотных электромагнитных волн. Но тогда естественно предположить, что добавление мелкодисперсного металлического порошка в воду при плазменном электролизе также должно сопровождаться появлением пакетов высокочастотных электромагнитных волн, активируя старт реакций синтеза при меньших уровнях внешних напряжений. Это и наблюдается [97].

### **17.7. Об условиях реализации реакций CF и гипотезе возникновения железо – марганцевых конкреций**

Уместно напомнить еще раз, что наличие электронных потоков и водяного пара, как показали эксперименты на установке «Энергонива», а также эксперименты с электронным плавлением и электро-взрывами металлов, позволяют достаточно просто описать возникновение практически всех стабильных изотопов химических элементов. Это обстоятельство делает уместным постановку задачи идентификации условий образования, как отдельных элементов, так и их специфических конгломератов. По сути, речь идет о перечислении сценариев, проясняющих, откуда могли появиться электронные потоки.

Один из таких конгломератов – минеральные микросферулы, предположительно связываемые М. Новгородовой с кавитационной природой их образования, отмечался в [8]. Существенно, что развитие кавитационной неустойчивости приводит к условиям, подобным условиям взрыва проводников импульсами электрического тока.

Здесь мы дополнительно отметим, что имеются и другие известные конгломераты, достигающие макроразмеров. Это конкреции, встречающиеся как на поверхности Земли [98], так и на дне мирового океана. Достаточно типичный состав океанской конкреции приведен на рис. 35, взятом из Википедии [99].

Заметим, что около половины приведенных на рис. 35 элементов содержатся в табл. 1, и для многих элементов в данной монографии приводились возможные реакции их низкотемпературного синтеза. В связи с этим представляется конструктивной точка зрения авторов [98], связывающих образование конкреций с действием шаровых молний. Причем считается, что шаровые молнии возникают на границах линейных молний, развивающихся при подземных грозах.

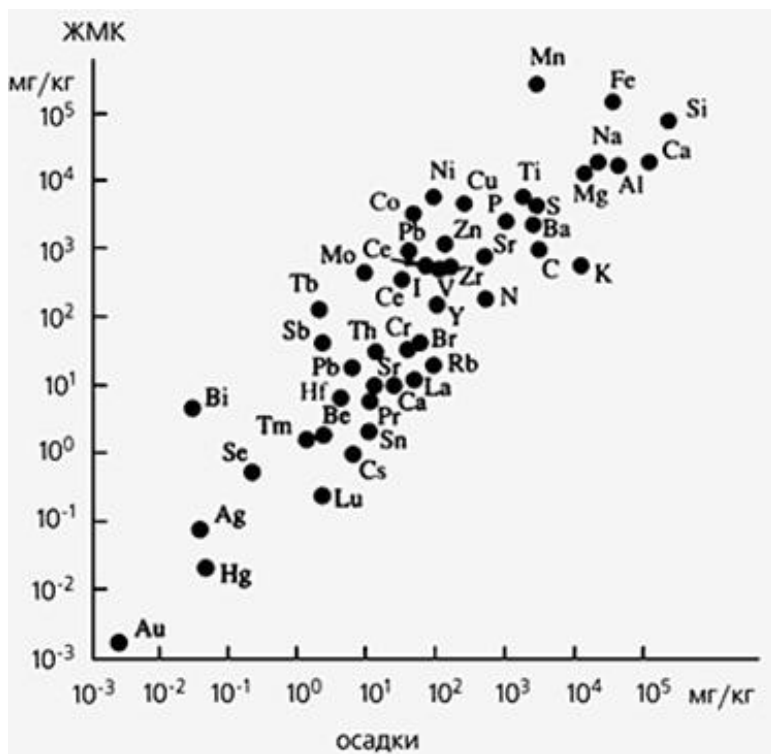


Рис. 35. Соотношение средних содержаний химических элементов в железомарганцевых конкрециях и глубоководных осадках океана, согласно данным Википедии [99]

Не исключено, что часть конкреций (не только на дне океанов, но также рек, озер и болот) образовалась при активном участии микроорганизмов. Допуская, что синтез элементов, входящих в состав конкреций, относится к LENR – реакциям, в [100] приводится

достаточно обширный перечень потенциально возможных экзотермических реакций образования элементов. Впрочем, механизм синтеза автор предпочитает не конкретизировать, используя образ «черного ящика», на входе которого присутствуют относительно легкие элементы, а на выходе более массивные продукты реакции.

## **17.8. О перспективных направлениях прикладных исследований**

Разумеется, логическая (академическая) последовательность действий предполагает вначале проведение фронтальных экспериментальных и теоретических исследований. Затем, в случае подтверждения изложенной качественной картины механизма CF, целесообразно переходить к технологическим решениям. Подобная стратегия вполне оправданна.

Однако наличие множественных достоверных примеров реакций CF и реально действующих устройств, наряду с академической стратегией исследований, вполне оправдывают любые варианты новых инженерных решений, подсказываемых изложенной идеологией. Совершенно ясно, что инженерный корпус и корпорация изобретателей ждать окончания академической программы не станут.

Полнота концептуального описания наблюдаемых явлений и отсутствие внутренних противоречий позволяют рассчитывать, по мнению авторов, на подтверждение основных развитых представлений и полученных выводов. Поэтому, не ограничивая творческую инициативу экспериментаторов, как и теоретиков, в разработке разнообразных приложений, ограничимся упоминанием (с предельно краткими комментариями) нескольких перспективных направлений прикладных исследований.

### **1. Технологии обогащения вещества (ee)-парами.**

Такие технологии неизбежно появятся при комплексном исследовании продуктов реакций CF, нацеленных на идентификацию (ee)-пар в составе электронных оболочек атомов.

### **2. Дезактивация радиоактивных отходов.**

Как обсуждалось ранее, появление (ee)-пар в составе электронных оболочек должно сопровождаться резким ускорением распада  $\alpha$ -радиоактивных элементов. Ясно, что универсальный способ дезактивации состоит в инициации (с участием (ee)-пар) подходящей

ядерной реакции, трансформирующей нежелательный радиоактивный изотоп.

### 3. Развитие технологий синтеза элементов.

Прежде всего, имеется в виду низкотемпературный синтез элементов, потребность в которых велика, а природное содержание сильно ограничено.

### 4. Производство энергии.

Одно из направлений производства энергии относится к генераторам типа генераторов Росси, Миллса и Сантили, в которых высвобождается часть энергии потенциально либо контактно взаимодействующих микрочастиц. Другое же направление относится к варианту возникновения ЭДС индукции, обусловленному движением КК-активаторов.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное качественное рассмотрение показывает, что идеология мюонного катализа для реакции холодного синтеза гелия может быть обобщена и распространена на низкотемпературный синтез массивных ядер.

Роль катализатора в реакциях низкотемпературного синтеза химических элементов с широким спектром зарядовых и массовых чисел играют КК-активаторы, представляющие собой расположенные на кольцевых орбитах компактные электронные (ee)-пары с противоположными спинами. Компактность и устойчивость (ee)-пар обусловлена контактным взаимодействием электронов.

Важным обстоятельством является низкий энергетический порог для образования (ee)-пар (порядка 10 эВ), легко достижимый при наличии электронных потоков в разреженных средах.

Большие массы (ee)-пар (порядка 100 МэВ) и ожидаемая высокая стабильность позволяют рассчитывать на реализацию нового состояния вещества, электронные оболочки атомов которого обогащены (а в пределе – насыщены) (ee)-парами.

Введение массивных ( $e\uparrow e\downarrow$ ) электронных пар в число объектов, принципиально значимых для объяснения давно наблюдаемых эффективных реакций низкотемпературного ядерного синтеза, снимает теоретические проблемы, представлявшиеся труднопреодолимыми до появления результатов адронной механики.

Реакции с участием квазинейтронов относятся к простейшим вариантам реакций CF, обеспечивая возникновение соседних по таблице Менделеева элементов и позволяя разнообразить изотопный состав.

По существу, реакции CF с участием квазинейтронов и КК-активаторов указывают простые механизмы возникновения химических элементов в условиях Земли, что избавляет от необходимости рассматривать набор химических элементов как наследие древних космических катаклизмов, удаленных от нашей планеты во времени и пространстве.

Подчеркнем, проведенный концептуальный анализ не закрывает тематику CF, а напротив, открывает широкие перспективы для всесторонних исследований и технологических разработок, позволяя устранить кажущиеся несоответствия между теоретическими представлениями (справедливыми для «голых» ядер) и наблюдаемыми результатами.

Авторы надеются, что изложенное концептуальное решение проблемы низкотемпературных ядерных реакций инициирует технологические разработки, ведущие к благотворным изменениям состояния окружающей среды и биосферы в целом.

Авторы выражают признательность Министерству науки и высшего образования России за поддержку при исполнении государственного задания № 075-00243-20-01 от 26.08.2020 в рамках темы FEUG-2020-0013 «Экологические аспекты рационального природопользования».

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Fleischmann M. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium / M. Fleischmann, S. Pons and M. Hawkins // *Journal of Electroanalytical Chemistry*. – 1989. – Vol. 261. – P. 301–308.

2. Балакирев В. Ф. Взаимопревращения химических элементов. Научное издание / В. Ф. Балакирев, В. В. Крымский, Б. В. Болотов, Н. В. Васильева, А. В. Вачаев, Н. И. Иванов, В. И. Казбанов, Г. А. Павлова, М. И. Солин, В. И. Трофимов, Л. И. Уруцкоев ; под ред. чл.-кор. РАН В. Ф. Балакирева. – Екатеринбург : УрО РАН, 2003. – 97 с.

3. Савельев И. В. Курс общей физики. В 5-и тт. Том 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – СПб. : Лань, 2011. – 384 с.

4. Santilli R. M. Foundations of Hadronic Chemistry. With Applications to New Clean Energies and Fuels / R. M. Santilli. – Boston-Dordrecht-London : Kluwer Academic Publishers, 2001. – 554 p.

5. Фейнман Р. Характер физических законов. – М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 160 с.

6. Герштейн С. С., Петров Ю. В., Пономарев Л. И. Мюонный катализ и ядерный бридинг // УФН. – 1990. – Т. 160. – № 8. – С. 3–46.

7. Меньшиков Л. И., Сомов Л. Н. Современное состояние мюонного катализа ядерных реакций синтеза // УФН. – 1990. – Т. 160. – № 8. – С. 47–103.

8. Эрлих Г. В., Андреев С. Н. История ядерной физики в зеркале алхимии: От начала XX века до сенсационных открытий сегодняшних дней. – М. : ЛЕНАНД, 2018. – 232 с.

9. Бор Н. Захват нейтрона и строение ядра // УФН. – 1936. – Т. 14. – № 4. – С. 425–435.

10. Де Бенедетти С. Ядерные взаимодействия. – М. : Атомиздат. – 1968. – 476 с.

11. Канарев Ф. М. Монография микромира. – 2015. – 628 с. (<http://www.micro-world.su/index.php/2010-12-22-11-45-21/1252-2015-04-04-18-48-53>).

12. Паньков В. А., Кузьмин Б. П. Демонстрационная методика синтеза элементов из воды в плазме электрического разряда // Актуальные проблемы современной науки. – 2008. – № 5. – С. 117–130.

13. Солин М. И. Экспериментальные факты спонтанного зарождения конденсата солитонных зарядов с образованием продуктов ядерного синтеза в жидком цирконии. Ч. 1 // Физическая мысль России. – 2001. – № 1. – С. 43–58.

14. Солин М. И. Квантовый ядерный реактор Солина и его регулирующие элементы, исходный продукт для формирования активной среды и способ ее формирования, способ управления квантовым ядерным реактором, сверхпроводящий ядерный конденсат, способ его получения и в квантовом ядерном реакторе и твердый продукт управляемого ядерного синтеза. Патент РФ № 2087951. 20.08.1997. Режим доступа: <http://ru-patent.info/20/85-89/2087951.html>.

15. Дубовик В. М., Дубовик Е. Н., Кривицкий В. А. Обзор современного состояния экспериментальных исследований странного излучения. – Электронное научное издание. Альманах Пространство и Время. – 2012. – Т. 1. – Вып. 1. – 27 с. Специальный выпуск СИСТЕМА ПЛАНЕТА ЗЕМЛЯ.

16. Уруцкоев Л. И., Ликсонов В. И., Циноев В. Г. Экспериментальное обнаружение «странного» излучения и трансформация химических элементов // Прикладная физика. – 2000. – Вып. 4. – С. 83–100.

17. Urutskoev L. I. Review of experimental results on low-energy transformations of nucleus. *Annales de la Fondation Louis de L. I. Broglie* // 2004. – Т. 29. – № SPEC. 3. – С. 1149–1164.

18. Focardi S., Rossi A. A new energy source from nuclear fusion // *Journal of Nuclear Physics*. – 2010. – February 28.

19. Никель-водородный теплогенератор, непрерывно проработавший 7 месяцев / А. Г. Пархомов, В. А. Жигалов, С. Н. Забавин, А. Г. Соболев, Т. Р. Тимербулатов : матер. 25-й российской конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии (Адлер, Сочи, Краснодарский край 1–8 октября 2018 г). – М. : – 2019. – С. 41–50.

20. Revisiting the cold case of cold fusion / C. P. Berlinguette, Yet-Ming Chiang, J. N. Munday, T. Schenkel, D. K. Fork, R. Koningstein and M. D. Trevithick // *Nature*. – 2019. – Т. 570. – №. 7759. – С. 45–51.

21. Nuclear fusion reactions in deuterated metals / V. Pines, M. Pines, A. Chait, B. M. Steinetz, L. P. Forsley, R. C. Hendricks, G. C. Fralick, T. L. Benyo, B. Baramsai, P. B. Ugorowski, M. D. Becks, R. E. Martin, N. Penney, and C. E. Sandifer // *Phys. Rev. C.* – 2020. – Vol. 101. – 044609.

22. Novel nuclear reactions observed in bremsstrahlung-irradiated deuterated metals / B. M. Steinetz, T. L. Benyo, A. Chait, R. C. Hendricks, L. P. Forsley, B. Baramsai, P. B. Ugorowski, M. D. Becks, V. Pines, M. Pines, R. E. Martin, N. Penney, G. C. Fralick and C. E. Sandifer // *Physical Review C.* – 2020. – Vol. 101. – 044610. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.044610>.

23. Высоцкий В. И., Корнилова А. А. Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах. – М. : Мир, – 2003. – 162 с.

24. Krymskiy V. V, Balakirev V. F., Plotnikova N. V. Transmutations by nanosecond electromagnetic impulses // *J. Chem. Chem. Eng.* – 2015. – Vol. 9. – P. 211–217. DOI: 10.1265/1934-7375/2015.03.007.

25. Балакирев В. Ф., Крымский В. В., Плотникова Н. В. Переход висмута в свинец в импульсном электромагнитном поле // *Рэнсит.* – 2017. – Т. 9. – № 1. – С. 106–110.

26. Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Условия  $\beta$ -стабильности ядер нейтральных атомов // *УФН.* – 2004. – Т. 174. – № 12. – С. 1355–1358.

27. Применение лазеров на парах меди для управления активностью изотопов урана / Е. В. Бармина, И. А. Сухов, Н. М. Лепехин, Ю. С. Присеко, В. Г. Филиппов, А. В. Симакин, Г. А. Шафеев // *Квантовая электроника.* – 2013. – Т. 43. – № 6. – С. 591–596.

28. Андреев С. Н., Шафеев Г. А. Нелинейное тушение радиоактивности водных растворов солей нуклидов при лазерной абляции наночастиц металлов // *Рэнсит.* – 2017. – Т. 9. – № 1. – С. 63–73.

29. Nanosecond puls treatment on water and water solutions / V. V. Krymskiy, V. F. Balakirev, E. V. Litvinova, E. A. Ibragimova and M. Y. Kuzmina // *J. Chem. Chem. Eng.* – 2013. – Vol. 7. – P. 529–532.

30. Крымский В. В., Балакирев В. Ф., Плотникова Н. В. Дезактивация радиоактивных отходов / под ред. акад. РАН Л. А. Смирнова. – Челябинск : Издательский центр ЮУрГУ, 2018. – 70 с.

31. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. 3 издание. – М. : Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит. – 1974. – 752 с.

32. Yukawa H. On the Interaction of Elementary Particles I // Proc. Phys. Math. Soc. Japan. – 1935. – Vol. 17. – No 2. – P. 48–57. DOI: 10.1143/PTPS.1.1.

33. Кащенко М. П., Кащенко Н. М. Роль электронной составляющей тока в образовании квазимолекулярного состояния, ведущего к синтезу ядер // Письма о материалах. – 2020. – Т. 10. – № 3. – С. 266–271.

34. Кащенко М. П., Балакирев В. Ф. Модель промежуточного квазимолекулярного состояния и варианты синтеза химических элементов // Письма о материалах. – 2018. – Т. 8. – № 2. – С. 152–157. DOI: 10.22226/2410-3535-2018-2-152-157.

35. Демельт Х. Эксперименты с покоящейся изолированной субатомной частицей [(Нобелевская лекция)] // УФН. – 1990. – Т. 160. – № 12. – С. 129–139.

36. Fermi E. Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen. I (нем.) // Zeitschrift für Physik. – 1934. – Т. 88. – № 3. – С. 161–177. – DOI:10.1007/BF01351864. – Bibcode: 1934ZPhy...88..161F.

37. Experimental Confirmation of the Synthesis of Neutrons and Neutroids from a Hydrogen Gas / R. Norman, A. A. Bhalekar, S. Beghella, B. B. Buckley, J. Dunning-Davies, J. Rak, R. M. Santilli // American Journal of Modern Physics. – 2017. – Vol. 6. – No (4-1). – P. 85–104.

38. Santilli R. M. Apparent Experimental Confirmation of Pseudoprotons and Their Application to New Clean Nuclear Energies // International Journal of Applied Physics and Mathematics. – 2019. – Vol. 9. – No 2. – P. 72-100. DOI: 10.17706/ijapm.2019.9.2.72-100.

39. Хофштадтер Р. Структура ядер и нуклонов // УФН. – 1963. – Т. 81. – № 1. – С. 185–200.

40. Pendellosung Interferometry Probes the Neutron Charge Radius, Lattice Dynamics, and Fifth Forces / B. Heacock, T. Fujiie, R. W. Haun, A. Henins, K. Hirota, T. Hosobata, M. G. Huber, M. Kitaguchi, D. A. Pushin, H. Shimizu, M. Takeda, R. Valdillez, Y. Yamagata, A. R. Young / arXiv:2103.05428v1 [nucl-ex] 9 Mar 2021.

41. Ренар Ф. М. Более элементарные, чем кварки? / Ф. М. Ренар в кн. Физика за рубежом. 1986. Серия А (исследования) : Сборник статей. Пер. с англ., франц. / сост. Ю. А. Данилов. – М. : Мир, 1986. – С. 219–227.

42. Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. – М. : Мир, 1968. – 384 с.

43. Фейнман Р. Квантовая электродинамика. – М. : Мир, 1964. – 220 с.

44. Индурайн Ф. Квантовая хромодинамика. – М. : Мир, 1986. – 288 с.

45. High Resolution X-ray Emission Spectroscopy of Liquid Water: The Observation of Two Structural Motifs / T. Tokushima, Y. Harada, O. Takahashi, Y. Senba, H. Ohashi, L. G. M. Pettersson, A. Nilsson and S. Shin // Chem. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 460. – P. 387–400.

46. X-ray Diffraction and Molecular Dynamics Study of Medium-range Order in Ambient and Hot Water / C. Huang, K. T. Wikfeldt, T. Tokushima, D. Nordlund, Y. Harada, U. Bergmann, M. Niebuhr, T. M. Weiss, Y. Horikawa, M. Leetmaa, M. P. Ljungberg, O. Takahashi, A. Lenz, L. Ojamae, A. P. Lyubartsev, S. Shin, L. G. M. Pettersson and A. Nilsson // PNAS. – 2009. – Vol. 106. – 15214.

47. Кащенко М. П., Балакирев В. Ф. О предельных вариантах реализации ядерного синтеза // Письма о материалах. – 2017. – Т. 7. – № 4. – С. 380–383.

48. Бор Н. О строении атомов и молекул / Избранные научные труды. – Т. 1. – М. : Наука, 1970. – С. 84–148.

49. Мазитов Р. К. О возможности ядерных превращений при химических реакциях // Доклады АН СССР. – 1989. – Т. 307. – № 5. – С. 1158–1160.

50. Kim Y. E. Surface reaction mechanism for deuterium-deuterium fusion with a gas/solid-state fusion device / Y.E. Kim // Fusion Technology. – 1991. – Vol. 19, -P.558-566.

51. Hora H. Nuclear Shell Magic Numbers Agree with Measured Transmutation by Low-Energy Reactions / H. Hora, G. H. Miley, Jak C. Kelly, and G. Narne. Proceedings of ICCF 7, Vancouver, Canada, 1998. – P. 147–151.

52. Кащенко М. П., Кащенко Н. М. О механизмах трансмутации висмута в расплаве BiPb под воздействием наносекундных электромагнитных импульсов // Письма о материалах. – 2019. – Т. 9. – № 3. – С. 316–321.

53. Mills R. L. The Grand Unified Theory of Classical Physics / August 2011 edn. Cranbury, New Jersey, BlackLight Power, Inc.

54. А. Р. Trunev. Структура электрона, гидрино и холодный ядерный синтез. Chaos and Correlation. (11), (2011).

55. Концепция квазинейтронов и синтез цинка из извлечения части материала медных электродов при разрядах электрического тока в водном растворе NaCl / М. П. Кашенко, В. Ф. Балакирев, Н. М. Кашенко, М. Б. Смирнов, Ю. Л. Чепелев, В. В. Илюшин, Н. В. Николаева, В. Г. Пушин // Письма о материалах. – 2020. – Т. 10. – № 4. – С. 486–490. <https://doi.org/10.22226/2410-3535-2020-4-486-490>.

56. Трансмутация части экстрагированного материала латунных электродов при импульсах электрического тока в водном растворе NaCl / М. П. Кашенко, В. Ф. Балакирев, Н. М. Кашенко, М. Б. Смирнов, Ю. Л. Чепелев, В. В. Илюшин, Н. В. Николаева, В. Г. Пушин // Письма о материалах. – 2020. – Т. 10. – № 1. – С. 66–71.

57. Table of Nuclides. – <http://atom.kaeri.re.kr/nuchart/>

58. Болотов Б. В. Метод Б. В. Болотова : в кн. Взаимопревращения химических элементов ; под ред. В. Ф. Балакирева. – Екатеринбург : УрО РАН, 2003. – С. 11–14.

59. Высоцкий В. И., Высоцкий М. В. Особенности коррелированных состояний и механизм автомодельной селекции каналов ядерных реакций при низкой энергии заряженных частиц // ЖЭТФ. – 2019. – Т. 155. – № 6. – С. 1009–1020.

60. Robertson H. P. The Uncertainty Principle // Phys. Rev. A. – 1930. – Vol. 35. – № 5. – P. 667.

61. Криштал М. М., Ясников И. С. Мир физики и техники. Сканирующая электронная микроскопия и рентгеноспектральный микроанализ в примерах практического применения. – М. : Изд-во «Техносфера», 2009. – 208 с.

62. Капитонов И. М. Введение в физику ядра и частиц. – М. : ЛЕНАНД, 2017. – 544 с.

63. Inghram M. G., Hess D. C., Hayden R. J. Neutron Cross Sections for Mercury Isotopes // Phys. Rev. – 1947. – Vol. 71. – P. 561–562.

64. Hoffmann K. Kann man gold machen? Gauner, gaukler und gelehrte: aus der geschichte der chemischen elemente / Leipzig : Urania – Verlag, 1982. – 256 p.

65. Bohm D. A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of «Hidden» Variables. I // Phys. Rev. – 1952. – Vol. 85. – P. 166–193.

66. Einstein A., Podolsky B., N. Rosen Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? // Phys. Rev. – 1935. – Vol. 47. – P. 777–780.



67. Greenstein G., Zajonc A. G. The Quantum Challenge. Modern Research on the Foundations of Quantum Mechanics // Boston-Toronto-London-Singapore : Jones and Bartlett Publishers, 2006. – 296 p.

68. Бартини Р. О. Некоторые соотношения между физическими константами // ДАН СССР. – 1965. – Т. 163. – № 4. – С. 861–864.

69. Костицын В. И. Теория многомерных пространств : изд. 3-е, доп. – М. : Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2013. – 136 с. (Relata Refero).

70. Moseley H. G. J. The High-Frequency Spectra of the Elements // Philosophical Magazine : journal. – 1913. – Vol. 26. – P. 1024–1034.

71. Moseley H. G. J. The High-Frequency Spectra of the Elements. Part II // Philosophical Magazine : journal. – 1914. – Vol. 27. – P. 703–713.

72. Годин С. М., Кудряшов В. А. Эксперименты с прототипом установки «Энергонива» : материалы 25-й рос. конф. по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии (Адлер, Сочи, Краснодарский край 1–8 октября 2018 г). – М. : – 2019. – С. 95–110.

73. Observation of Bound-State  $\beta$ -Decay of Fully Ionized 187Re: 187Re–187Os Cosmochronometry / F. Bosch, T. Faestermann, J. Friese, F. Heine, P. Kienle, E. Wefers, K. Zeitelhack, K. Beckert, B. Franzke, O. Klepper, C. Kozhuharov, G. Menzel, R. Moshhammer, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, M. Steck, T. Stöhlker, T. Winkler and K. Takahashi // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77. – № 26. P. 5190.

74. Обнаружение «странного» излучения и изотопного искажения титана при испытаниях промышленного электротехнического оборудования / А. С. Агапов, А. В. Малышев, В. А. Каленский, Ч. Б. Кайтуков, Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов, Р. В. Рябова, А. В. Стеблевский // Прикладная физика. – 2007. – № 1. – С. 37–46.

75. Baranov D. C., Zatelepin V. N. The synthesis of dark Hydrogen (Neutron-like Particles) in a hydrogen Reactor / International conference «Scientific Research of the SCO countries: Synergy and Integration», Beijing, China, 2019. – P. 165–173, ISBN 978-5-905695-48-3.

76. Статистика и структура треков странного излучения от двух типов реакторов LENR / В. А. Жигалов, С. Н. Забавин, А. Г. Пархомов, А. Г. Соболев, Т. Р. Тимербулатов // Журнал формирующихся направлений науки. – 2018. – Т. 21–22. – № 6. – С. 10–25.

77. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. О возможном магнитном механизме уменьшения времени разгона реактора

РБМК-1000 на ЧАЭС // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2004. – № 1. – С. 5–22.

78. К вопросу о возможности индуцированного  $\alpha$ -распада ядер урана / Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов, А. А. Рухадзе, К. А. Алабин, А. А. Леванов // Инженерная физика. – 2015. – № 2. – С. 6–14.

79. Simakin A. V., Shafeev G. A. Initiation of nuclear reactions under laser irradiation of Au nanoparticles in the aqueous solution of Uranium salt // Applied Physics A. – 2010. – Vol. 101. – № 1. – P. 199–203.

80. Simakin A. V., Shafeev G. A. Accelerated Alpha Decay under Laser Exposure of Metallic Nanoparticles in Aqueous Solutions of Uranium Salt // Physics of Wave Phenomena. – 2011. – Vol. 19. – № 1. – P. 30–38.

81. Assessment of the biological effects of «strange» Radiation / E. A. Pryakhin, G. A. Tryapitsina, L. I. Urutskoyev, A. V. Akleyev // Annales de la Fondation Louis de Broglie. – 2006. – Vol. 31. – № 4. – P. 463–472.

82. Биологическое детектирование физических факторов, связанных с сильноточным электровзрывом проводников в вакууме / Е. А. Пряхин, Л. И. Уруцкоев, Е. В. Стяжкина, Г. А. Тряпицына, А. Е. Алдибекова, А. А. Перетыкин, Е. Е. Пряхин, К. А. Алабин, Н. Д. Пилиа, Н. З. Чиковани, Д. А. Войтенко, Р. М. Аршба // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т. 84. – № 11. – С. 1560–1568.

83. Жигалов В. А. Опыты с экранированием и последствием странного излучения // Журнал формирующихся направлений науки. – 2019. – Т. 7. – № 25–26. – С. 62–66.

84. Dubinko V. I., Laptev D. V. Chemical and nuclear catalysis driven by localized anharmonic vibrations // Letters on materials. – 2016. – Vol. 6. – № 1. – P. 16–21.

85. Пригожин И. От существующего к возникающему: время и сложность в физических науках ; пер. с англ. ; под ред. Ю. Л. Климонтовича. – М. : Наука, 1985. – 328 с.

86. Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. Введение ; пер. с англ. – М. : Мир, 1990. – 334 с.

87. Циглер Г. Экстремальные принципы термодинамики необратимых процессов и механика сплошной среды ; пер. с англ. – М. : Мир, 1966. – 136 с.

88. Мартюшев Л. М., Селезнев В. Д. Принцип максимальности производства энтропии в физике и смежных областях. – Екатеринбург : ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2006. – 83 с.

89. Сапогин Л. Г., Рябов Ю. А., Бойченко В. А. Унитарная квантовая теория и новые источники энергии. – М. : «САЙНС-ПРЕСС», 2008. – 280 с.

90. Casimir H. B. G. On the attraction between two perfectly conducting plates // Proceedings of the Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen : journal. – 1948. – Vol. 51. – P. 793–795.

91. Shoulders K. EV: A Tale of Discovery. – Austin, Texas, USA : Jupiter Technology, 1987. – 246 p.

92. Nelson R. Ken Shoulder's Electrum Validum. – Hal Fox : Charge Cluster Energy Devices.

93. Jaitner L. The Physics of Condensed Plasmoids (CPs) and Low-Energy Nuclear Reactions (LENR) October, 2015 through September, 2019. – lutz.jaitner t-online de, www.condensed-plasmoids.com.

94. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Том VIII. Электродинамика сплошных сред. – М. : Наука, 1982. – 624 с.

95. Таблицы физических величин : Справочник ; под ред. акад. И. К. Кикоина. – М. : Атомиздат, 1976. – 1008 с.

96. Кузьмин Б. П., Паньков В. А. Лаборатория LENR.SU холодный управляемый ядерный синтез. – URL: <https://lenr.su/wp-content/uploads/2017/11/Eksperimenty-s-prototipom-ustanovki-Energoniva-1.pdf>

97. Новые опыты с Энергонивой / Лаборатория LENR.SU холодный управляемый ядерный синтез. – URL: <https://lenr.su>.

98. Тарасенко Г. В., Демичева Е. А. Геологические аспекты холодного ядерного синтеза и электроразрядов в земной коре // Изобретательство. – 2012. – Т. 12. – № 10. – С. 40–52.

99. Железомарганцевые конкреции // Википедия. – URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki/>

100. Андрианов Б. А. Возможное микробиологическое происхождение химических элементов в полиметаллических конкрециях на дне мирового океана // Журнал русской физической мысли. – 2019. – № 1. – 12. – С. 10–27.

Научное издание

*Кащенко Михаил Петрович,  
Кащенко Надежда Михайловна*

Низкотемпературный ядерный синтез:  
введение в проблему  
и ее концептуальное решение

ISBN 978-5-94984-809-8



Редактор Р. В. Сайгина  
Оператор компьютерной верстки Т. В. Упорова

Подписано в печать 10.01.2022  
Формат 60x84/16  
Уч.-изд. л. 10,44      Усл. печ. л. 10,46  
Тираж 500 экз. (1-й завод 50 экз.)  
Заказ № 7264

ФГБОУ ВО «Уральский государственный лесотехнический университет»  
620100, Екатеринбург, Сибирский тракт, 37  
Редакционно-издательский отдел. Тел.: 8(343)221-21-44

Типография ООО «ИЗДАТЕЛЬСТВО УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ ЦЕНТР УПИ»  
620062, РФ, Свердловская область, Екатеринбург, ул. Гагарина, 35а, оф. 2.  
Тел.: 8(343)362-91-16