

Магнитные поля трансатомов. Спиновый-нуклидный- электронный конденсат

Г.В. Мышинский¹

Аннотация—Проведен расчет магнитных полей для трансатомов с разным зарядом ядра и разным количеством куперовских пар с $S=1$ (бозонов). Трансатомы являются новым состоянием вещества с названием – спиновый-нуклидный-электронный конденсат. Величины магнитных полей трансатомов позволяют им притягиваться друг к другу. Когда два трансатома сближаются, их электронные оболочки обобществляются. Вследствие этого, создается двуядерная система. В дальнейшем, другие трансатомы могут присоединяться к этой системе. Таким образом, образуется многоядерная система – трансмолекула. Движения электронов, ядер и нуклонов в ядрах в этой трансмолекуле жестко коррелированы. Такая жесткая корреляция приводит к синхронизации всех типов взаимодействий в трансмолекуле. Например: обмен нуклонами между ядрами должен быть синхронизован с электрослабыми взаимодействиями (превращениями протонов в нейтроны или, наоборот, нейтронов в протоны).

Index Terms—ядерная наука в конденсированной среде, Бозе-конденсат, свойства трансатомов

Посвящается моим жене и детям.

Любая идея, теория, технология, к разработке которой не предпринимать никаких шагов, является невозможной.

Александр Березин

I. Два типа низкоэнергетических ядерных реакций

Низкоэнергетические ядерные реакции [1], [2], [3], происходящие в конденсированной среде подразделяются на два типа: реакции холодного ядерного синтеза (ХЯС) и реакции низкоэнергетической трансмутации химических элементов (НЭТ).

К реакциям ХЯС относятся реакции с участием водорода или дейтерия и основного элемента, например: палладия, циркония, никеля, титана, лития... Эти реакции могут протекать самопроизвольно, без внешнего воздействия. В твердом теле они происходят предпочтительно в образцах, имеющих размер порядка

нескольких нанометров. Такой размер образцов позволяет создать концентрацию 2-3 атома водорода или дейтерия на один атом основного элемента. Реакции ХЯС также могут протекать в растворах и в газах.

Реакции НЭТ (или трансмутации) осуществляются для всех химических элементов, начиная с водорода, и происходят, как правило, с участием большого количества атомных ядер. Реакции НЭТ включают как слияние, так и распад ядер. Они протекают только в результате внешнего воздействия. Реакции трансмутации преимущественно происходят в расплавах, в растворах и в плотных газах, т.е. на свободных атомах.

Такое разделение по типам низкоэнергетических ядерных реакций связано с различием физических процессов, которые в них происходят. По этой причине каждый тип реакций требует своей собственной теории.

Некоторая экспериментальная схожесть в результатах этих типов реакций, в случае протекания реакций ХЯС, объясняется начальным возбуждением среды за счет реакций холодного ядерного синтеза с последующим запуском реакций низкоэнергетической трансмутации. И, наоборот, атомы лёгких элементов могут вначале сближаться, как при трансмутации, за счет собственных магнитных полей, после этого вступает в действие механизм холодного ядерного синтеза.

Ниже речь пойдет о реакциях низкоэнергетической трансмутации химических элементов.

II. Свойства реакций трансмутации, запреты на их протекание и комментарии

А. Главным свойством реакций низкоэнергетической трансмутации является то, что в их продуктах появляются посторонние химические элементы, отсутствующие в исходном материале до начала указанных реакций. При этом полученные изотопы элементов являются нерадиоактивными. Кроме того, в продуктах реакции наблюдаются повышенный выход некоторых элементов и групп элементов и другое отношение изотопов химических элементов отличное от природного [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11].

Из этого следует, что в процессе НЭТ происходит как обмен нуклонами между ядрами, так и меняется соотношение протонов и нейтронов. Последнее означает, что в реакциях трансмутации участвуют атомные

¹Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, г. Дубна, Московская обл., Россия, 141980, mysh@jinr.ru.

электроны и нейтрино (антинейтрино): $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Таким образом, в реакциях трансмутации наряду с сильными взаимодействиями, происходят электрослабые взаимодействия.

Другим указанием на то, что в реакциях трансмутации происходят сильные, ядерные взаимодействия, является регистрация в этих процессах избыточной тепловой (в отдельных экспериментах – электрической) энергии, величину которой невозможно объяснить химическими реакциями.

Для того, чтобы в процессе трансмутации происходили сильные взаимодействия, необходимо сблизить атомные ядра до ядерных расстояний, чему препятствует кулоновское отталкивание между ними. Не следует забывать, что наряду с ядерным кулоновским барьером существует кулоновский барьер атомных электронов, который при низких энергиях атомов (десятки электрон-вольт) для них непреодолим. Таким образом, невозможность пройти электронный и, главное, ядерный кулоновский барьер является абсолютным запретом на протекания реакций трансмутаций.

Но все же, каким-то образом в процессе трансмутации кулоновские барьеры как атомный, так и ядерный преодолеваются. По-видимому, ядерный кулоновский барьер должен значительно уменьшиться. Но все же, он должен сохраниться. Потому, что без него, за время $10^{-22} \dots 10^{-20}$ с будут протекать обычные ядерные реакции, которые приведут к появлению радиоактивности в продуктах реакций трансмутации.

В. В проведенных экспериментах продуктами реакций трансмутации являются стабильные изотопы элементов. Во время процесса трансмутации не обнаружены β - и γ -радиационные излучения. Более того, в некоторых работах демонстрируется превращение радиоактивных изотопов в стабильные.

Известно, что почти всегда, когда происходят ядерные реакции, они сопровождаются, теми или иными радиационными излучениями или в результате появляются радиоактивные изотопы. Первое связано с тем, что выделяющуюся в ядерных реакциях энергию невозможно реализовать только как через радиационные излучения. Второе связано с малыми сечениями слабых процессов.

Отсутствие радиационных излучений и радиоактивных изотопов в реакциях трансмутации можно обеспечить, если энергия при их протекании будет выделяться в виде кинетической энергии стабильных ядер. Стабильность испускаемых ядер требует, чтобы в трансмутационных процессах, в которых происходит обмен нуклонами между ядрами и изменяется соотношение протонов и нейтронов, скорость протекания электрослабых взаимодействий была сравнима со скоростью протекания сильных, ядерных взаимодействий. Кроме того, оба этих взаимодействия должны быть синхронизированы.

Более того, отсутствие в продуктах реакций трансмутации гамма излучения означает, что электрослабые процессы происходят между основными состояниями

ядер. Процесс превращения протонов в нейтроны идет исключительно за счет электронного захвата. А отсутствие во время протекания реакций НЭТ быстрых электронов, связанных с превращением нейтронов в протоны, означает, что рожденные в этом процессе электроны не вылетают из атома, а заполняют его электронные уровни. Последнее условие требует, чтобы электронные состояния в атоме были свободны, не заняты электронами, и находились как можно ближе к ядру, так, чтобы их волновые функции значительно перекрывались с ядерными волновыми функциями.

Следовательно, обсуждаемые условия требуют, чтобы в процессах трансмутации электронная структура атомов кардинально изменилась. Атомы должны превратиться в трансатомы. При этом структура ядер не должна претерпеть существенных изменений.

С. Отмечено, что в реакциях трансмутации, протекающих в относительно легкой по элементам среде, наряду с “посторонними”, легкими элементами, получаются тяжелые элементы, которые невозможно получить в парных, ядерных реакциях. Кроме того, в некоторых экспериментальных методиках выход продуктов реакций трансмутации достигает десятков процентов от всей массы конденсированной среды, что несопоставимо с выходом продуктов в ядерных реакциях.

Таким образом, следует предположить, что при трансмутации происходит взаимодействие одновременно многих атомов, и, соответственно, многих ядер. В работах [4], [11], [12], [13] была предложена феноменологическая модель низкоэнергетической трансмутации элементов, которая, в качестве гипотезы, предполагает такое многоядерное взаимодействие.

Однако, вероятность многоатомных столкновений крайне мала, даже при отсутствии кулоновского барьера [4]. Последнее означает, что при трансмутации трансатомы должны притягиваться друг к другу, а структура их электронных оболочек должна автоматически приводить к сближению ядер до расстояний действия ядерных сил и началу процессов ядерных преобразований. В этом случае, вероятность ядерных реакций становится равной вероятности атомных превращений.

Д. Большое разнообразие физических экспериментов, в которых происходят реакции трансмутации, наводит на мысль о существовании характерного объекта, одинакового для всех видов экспериментов. Таким объектом является “капсула” [14], [15], которая возникает в результате энергетического воздействия на конденсированную среду и которая, по моему мнению, представляет собой плазменное образование с сильным электромагнитным полем внутри. “Капсула” содержит внутри себя большое количество атомов. Под действием сильного электромагнитного поля внутри “капсул” атомы превращаются в трансатомы. Размер “капсул” оценивается $D = 10^{-7} \dots 10^{-3}$ см.

Как известно, процесс трансмутации сопровождается неизвестным излучением, которое оставляет “странные” следы в фотоэмульсиях, на шлифах металлов и

которое при взаимодействии с веществом изменяет его структуру и химический состав [7], [9], [10], [11], [16], [17]. Возможно, именно “капсулы”, зарождааясь в конденсированной среде, двигаясь внутри и снаружи ее, являются тем самым “странным” излучением, которое регистрируется во многих экспериментах.

В итоге, обсуждаемые выше свойства реакций трансмутации и запреты на их протекания, выявили требования, которые необходимо выполнить для осуществления реакций низкоэнергетической трансмутации:

- Электронная структура атомов и нуклонная структура ядер должны измениться. Атомы превращаются в трансатомы, ядра превращаются в трансядра.
- Электроны у трансатома должны находились рядом с трансядром. Волновые функции электронов должны значительно перекрываться с ядерными волновыми функциями.
- Часть электронных состояний, причем ближайших к трансядру, должна быть не занята электронами.
- Трансатомы должны притягиваться друг к другу.
- При трансмутации происходит взаимодействие одновременно многих трансатомов и, соответственно, многих трансядер.
- Трансядра должны иметь возможность сближаться на расстояние действия ядерных сил.
- Ядерное кулоновское поле не должно полностью исчезнуть.
- Трансатомы и трансядра должны после трансмутации в конденсированной среде преобразовываться в обычные атомы и ядра.

При построении физических моделей реакций НЭТ необходимо выполнить указанные выше требования. В работе [15] предлагались две физические модели трансатомов. Одна модель предполагала электронную конденсацию внутри ядра, другая рассматривала гипотетическую возможность электронной конденсации в непосредственной близости у ядра за счет спаривания электронов в куперовские пары со спином равным единице $S = 1$.

Существуют и другие модели, обосновывающие возможность выполнения наблюдаемых процессов. Например, в модели [18], [19] обосновывается возможность образования в реальных системах когерентных коррелированных состояний частицы в потенциальной яме, в которой формируются при средней тепловой энергии ядер ~ 0.1 эВ очень большие и относительно длительные флуктуации кинетической энергии вплоть до энергии 10-50 кэВ. В результате, за время существования таких флуктуаций возможна эффективная реализация только тех каналов реакции, которые ведут к нерадиоактивным, конечным состояниям ядра.

III. ЭЛЕКТРОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ВНУТРИ ЯДРА

В первой модели [15] все атомные электроны размещаются равномерно внутри атомного ядра. В этом случае ядро становится нейтральным, кулоновский барьер

исчезает, а слабое взаимодействие существенно ускоряется, поскольку вероятность электрослабых процессов зависит от отношения объемов ядра и атома.

Известно, что электронная конденсация внутри ядра возникает в сверхзаряженных ядрах (СЗЯ), у которых заряд много больше $Z = 170$ [20]. Именно при заряде ядра $Z = 170$ происходит так называемая перестройка вакуума. Перестройка вакуума характеризуется тем, что в электрическом поле ядра энергия электрон-позитронной пары обращается в ноль. Таким образом, вакуум делается неустойчивым к рождению электрон-позитронных пар. В случае $Z \gg 170$ основному состоянию вакуума соответствует большое количество электронов, которые располагаются внутри ядра. Заряд этих электронов почти полностью компенсирует заряд ядра.

Если предположить, что внутри “капсул” осуществляется внутриядерная, электронная конденсация для $Z < 170$, тогда в формуле Вайцеккера (1) для энергии связи ΔM и массы ядра M [21] исчезнет член, связанный с кулоновским расталкиванием протонов $\gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ ($\gamma=0,71$ МэВ) и уменьшится слагаемое, ответственное за энергию поверхностного натяжения $\beta A^{2/3}$. Это приведет к увеличению энергии связи нуклонов в ядре и, следовательно, к уменьшению массы и объема ядра.

$$\Delta M = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4} \quad (1)$$

Здесь слагаемое αA связано с ядерными силами, слагаемое $\xi \frac{(A/2 - Z)^2}{A}$ связано с отклонением ядер от $Z = A/2$, а слагаемое $\delta A^{-3/4}$ отражает скачкообразную зависимость энергии связи для четно-четных и нечетно-нечетных ядер. A – количество нуклонов в ядре.

На рис 1. представлены зависимости энергий связи нуклонов в ядре с учетом кулоновского расталкивания протонов (обычные ядра А) и без учета (ядра без “кулона” В). Изменение энергии поверхностного натяжения в случае В не учитывалось. Из рисунка видно, что разница в энергии связи между обычными ядрами (А) и ядрами, у которых отсутствует кулоновское расталкивание протонов (В), существенна и достигает для тяжелых (торий-уран) ядер 4 МэВ на нуклон. Эта энергия при превращении обычных ядер в ядра без “кулона” будет выделяться, по-видимому, взрывообразно, путем фрагментации ядра на несколько осколков с испусканием нейтронов и гамма-квантов.

Кроме того, в процессе перестройки вакуума и рождения электрон-позитронных пар возникающие в ядре и вылетевшие из него позитроны при своей аннигиляции с внешними электронами тоже будут порождать гамма-кванты с энергией 511кэВ. Таким образом, рассмотренные выше превращения должны сопровождаться излучениями, которые легко регистрируются, но которые экспериментально, в массовом количестве, не были зафиксированы в реакциях трансмутации. Наряду с этим при обратных переходах, от ядер без “ку-

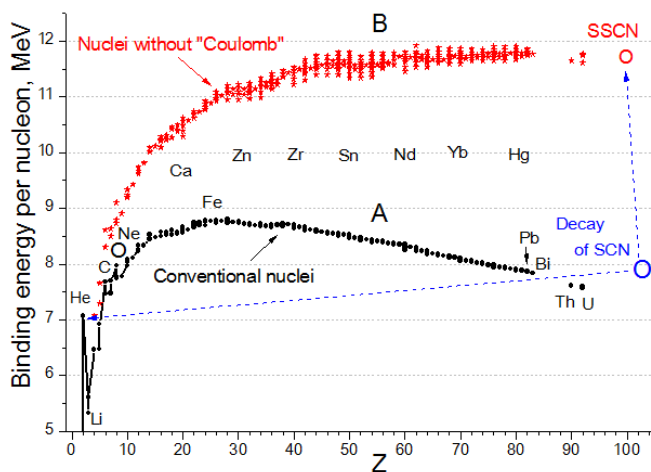


Рис. 1. Зависимости энергии связи нуклонов в ядре с учетом кулоновского расталкивания протонов (обычные ядра А) и без учета (ядра без “кулона” В). Распад СЗЯ.

лона” к обычным ядрам необходима энергия, которую неоткуда брать, кроме как из “вакуума”.

Из вышесказанного следует, что модель, предполагающая, что в реакциях трансмутации электроны находятся внутри ядер, несправедлива, по крайней мере, для известных элементов таблицы Д.И.Менделеева с зарядом ядра от 2 до 118.

Здесь следует упомянуть, что в работе [8] отмечено появление гигантских трековых кластеров с хорошо выраженным центром разлета и с числом треков > 100 . В состав кластеров входят α -частицы, ядра лития и, вероятно, более тяжелые ядра с энергиями порядка единиц МэВ/нуклон. В одном из экспериментов зарегистрирован уникальный трековый кластер, состоящий из 276 треков альфа-частиц с энергиями в диапазоне 4–6 МэВ. Частицы принадлежат одному семейству и вылетели из одного общего центра. Возможно, появление этих кластеров, как раз и связано с рождением и распадом сверхзаряженного ядра. Масса альфа-частиц равна $276 \cdot 4 = 1104$ а.е.м., общий заряд - 552, выделенная при распаде энергия $\sim 1100 - 1660$ МэВ.

Действительно, как будет понятно из дальнейших рассуждений, при слиянии в единый компаунд многих трансядер (лучше тяжелых с зарядом $Z \sim 80$) образуется сверхзаряженное ядро с начальным зарядом $Z \sim 1000$ ($Z \gg 170$). В СЗЯ электроны компенсируют заряд протонов в ядре-компаунде. Запускаются электрослабые процессы, превращающие часть нейтронов в протоны. Вследствие этого выделяется огромная энергия, которая разрывает ядро-компаунд на альфа-частицы с суммарным зарядом 552. Для соблюдения закона сохранения энергии, кроме альфа-частиц, должно остаться стабильное сверхзаряженное ядро SSCN (рис. 1). Закон сохранения импульса позволяет создать струю альфа-частиц.

IV. БОЗЕ-КОНДЕНСАТ АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ. ТРАНСАТОМЫ

Если мы не можем разместить электроны внутри ядра, надо постараться расположить их как можно ближе к ядру. Одной из гипотетических возможностей это сделать – это превратить атомный, фермионный электронный “газ” в бозонный. Т.е. необходимо, чтобы под воздействием сильного электромагнитного поля внутри “капсулы” атомные электроны попарно образовали куперовские пары, преобразуясь тем самым в бозоны. Если гипотеза о спаривании электронов в трансатоме реализуется, то, поскольку бозоны могут занимать одно и то же квантовое состояние, все созданные куперовские пары атомных электронов займут самое низкое энергетическое состояние, самую низкую орбиталь, самую близкую к трансядру. Таким образом, трансатомы будут иметь размер, значительно меньший, чем обычные атомы.

Как известно, куперовские пары возникают между электронами проводимости в металлах при гелиевых температурах и именно они ответственны за явление сверхпроводимости. Купер Л. показал, что в системе ферми-частиц при наличии между ними сколь угодно слабого притяжения появляются связанные пары [22].

Сверхпроводимость. Свободный электрон проводимости, движущийся внутри кристаллической решетки и электромагнитно взаимодействуя с ней, вызывает в решетке колебательные движения [23]. Колебания заряда решетки, в свою очередь, действуют на электрон. Эти колебания кристаллической решетки квантуются посредством введения фононов. Поэтому, взаимодействие решетки с электроном можно рассматривать как результат непрерывного излучения и поглощения электроном фононов. Флуктуации заряда кристаллической решетки, вызванные электрон-фононным взаимодействием, могут привести к эффективному окружению электрона положительным экранирующим зарядом, превышающим отрицательный заряд электрона. Вследствие этого, другой электрон притягивается этим результирующим положительным зарядом. Таким образом, взаимодействие электронов с фононами в некоторых случаях может привести к некоторому эффективному притяжению между электронами. Если притяжение двух электронов превышает их кулоновское отталкивание, то они образуют связанное состояние – куперовскую пару. В сверхпроводнике длина когерентности – размер области, в которой локализована куперовская пара электронов, составляет $\sim 10^{-4}$ см. Поскольку средние расстояния между электронами проводимости в металлах порядка $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ см, то получается, что между куперовскими электронами находится много других электронов. В сверхпроводнике спины электронов в куперовской паре, согласно принципу Паули, антипараллельны, так как такое состояние более устойчиво и энергетически более выгодно, чем состояние с параллельно ориентированными спинами. (Последнее утверждение справедливо для “свободных”

электронов.) Поэтому их суммарный спин равен нулю $S = 0$. Одним из главных условий существования куперовской пары является равенство нулю ее общего импульса $P_{ee} = 0$, т.е. электроны в паре должны иметь равные по величине и противоположные по направлению импульсы: $P_{e1} = -P_{e2}$.

Перенесем требования на спаривание электронов, реализующиеся в металлах при сверхпроводимости, на атом. В примитивной на сегодняшний день, но наглядной модели Бора [24], для пары атомных электронов условие $P_{e1} = -P_{e2}$ можно реализовать, если расположить их на одной линии с атомным ядром, напротив друг друга (рис.2). Кроме того, такое расположение пары электронов позволяет им компенсировать их взаимное отталкивание за счет притяжения к положительно заряженному ядру.

Поскольку атомы находятся внутри “капсулы”, в сильном электромагнитном поле, то атомные электроны с одинаковыми квантовыми числами n, l и m_l , но антипараллельными спинами $s = \pm 1/2$, занимают разные энергетические состояния. И условие куперовского спаривания $P_{e1} = -P_{e2}$ для них не выполняется. Условие $P_{e1} = -P_{e1}$ требует, чтобы электроны находились на одной орбитали, в одном энергетическом состоянии и спины электронов в куперовской паре были параллельны. Следовательно, их суммарный спин равен единице $S = 1$.

Чтобы не нарушать принцип Паули, согласно которому два фермиона не могут находиться в совершенно одинаковых состояниях, следует предположить существование или дополнительной асимметрии у волновых функций электронов, или других квантовых чисел, возникающих в квантовой системе трансатома.

Чтобы в атоме возникла сильная корреляция состояний отдельных электронов, по моему мнению, простой компенсации взаимного отталкивания электронов за счет притяжения к положительно заряженному ядру недостаточно. Необходимо, чтобы, взаимодействуя, электроны притягивались друг к другу. Условие Купера для связывания электронов в пары, а именно: наличие в системе ферми-частиц сколь угодно слабого притяжения между электронами, обеспечивается обменным взаимодействием (ОВ). Согласно квантовой механике, наряду с кулоновским электростатическим взаимодействием электронов существует также чисто квантовое, электростатическое обменное взаимодействие, зависящее от взаимной ориентации магнитных моментов электронов. Обменное взаимодействие связано с неразличимостью электронов (принцип тождественности). Оно характеризуется величиной обменной энергии (A) [25]. Обменная энергия представляет собой дополнительный вклад в полную энергию. Она отличается от нуля только в том случае, когда волновые функции электронов перекрываются. Это означает, что некоторую долю времени электроны находятся в одной и той же области пространства. Чем больше волновые функции электронов перекрываются, тем больше обменная энергия. В отличие от кулонов-

ской электростатической энергии C вклад обменной энергии в полную энергию системы может иметь разный знак в зависимости от того, симметрична или антисимметрична спиновая часть волновой функции. Поправка ΔE к полной энергии системы (2), связанная с взаимодействием электронов, определяется по теории возмущения и равна:

$$\Delta E = C \pm A \quad (2)$$

где знак “+” относится к антисимметричному $\uparrow\downarrow$ спиновому состоянию $S = 0$, а знак “-” относится к симметричному $\uparrow\uparrow$ спиновому состоянию $S = 1$. В атоме энергия кулоновского отталкивания электронов C и обменная энергия A (обменный интеграл) положительны. Поэтому благодаря обменной энергии в одной и той же системе могут существовать как силы притяжения, так и силы отталкивания (2).

На рис. 2 схематично изображены основные состояния электронов у парагелия, ортогелия и трансгелия. Уровни энергии парагелия- $\uparrow\downarrow$ с антипараллельной ориентацией спинов электронов существенно отличаются от уровней ортогелия- $\uparrow\uparrow$ с параллельной ориентацией спинов (рис. 3). Это связано с тем, что средняя энергия кулоновского взаимодействия (отталкивания) двух электронов у ортогелия- $\uparrow\uparrow$ оказывается меньше, чем у парагелия- $\uparrow\downarrow$. На рис. 2. стрелками указаны направления спинов электронов. На рис. 3, слева представлена схема энергетических уровней атома гелия без учета взаимодействия электронов, а справа с учетом их взаимодействия. Согласно принципу Паули электроны в ортогелии- $\uparrow\uparrow$ не могут находиться одновременно в одном и том же состоянии. Поэтому для ортогелия- $\uparrow\uparrow$ электроны находятся в разных состояниях a и b и, соответственно, на разных энергетических уровнях E_a и E_b . Когда электроны находятся в разных энергетических состояниях ($E_a + E_b$), вклад обменной энергии для электронов парагелия- $\uparrow\downarrow$ с антипараллельной ориентацией спинов положителен, электроны дополнительно отталкиваются - уровень смещается “вверх”: состояние $E_a + E_b + C + A$ (2). И, наоборот, для электронов ортогелия- $\uparrow\uparrow$ с параллельной ориентацией спинов вклад обменной энергии A отрицателен, электроны притягиваются друг к другу - уровень смещается “вниз”: состояние $E_a + E_b + C - A$ (2). В парагелии- $\uparrow\downarrow$ электроны могут находиться в одном состоянии a : состояние $2E_a$. В этом случае электронный уровень смещает “вверх”: состояние $2E_a + C + A$. Для ортогелия- $\uparrow\uparrow$ состояние $2E_a + C - A$ невозможно. Оно реализуется только в трансгелии. Рис. 3 взят из [26], к нему дорисовано состояние $2E_a + C - A$.

Напомним, что в молекуле водорода обменная энергия A (обменный интеграл) имеет отрицательное значение. Поэтому, когда спины электронов антипараллельны, вклад обменной энергии имеет характер притяжения и молекула водорода существует.

Таким образом, в полуклассическом приближении при рассмотрении электронов как частиц: электроны в

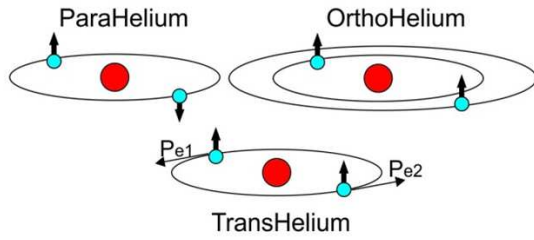


Рис. 2. Парегелий, Ортогелий и Трансгелий.

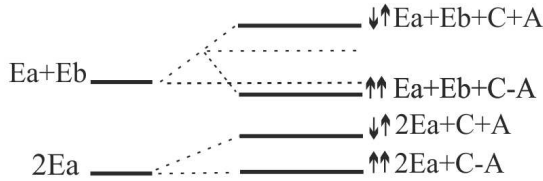


Рис. 3. Схема энергетических уровней атома гелия [26] и трансгелия с учетом взаимодействия электронов.

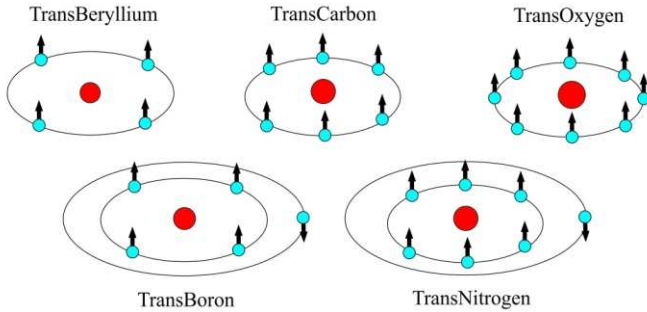


Рис. 4. Примеры легких трансатомов.

куперовской паре в трансатоме всегда находятся напротив друг друга на оси, проходящей через атомное ядро ($\mathbf{P}_{e1} = -\mathbf{P}_{e2}$); положительный заряд ядра полностью экранирует кулоновское отталкивание электронов, а обменное взаимодействие притягивает их друг к другу. Спины электронов в куперовской паре трансатома параллельны. Куперовская пара в трансатоме образует бозон с $S = 1$.

Электроны в трансатоме попарно связаны в бозоны. Бозоны в трансатоме занимают одно и то же квантовое состояние (бозонный конденсат), при этом самое низкое по энергии. Примеры легких трансатомов изображены на рис. 4. Атомы с четным количеством электронов имеют замкнутые оболочки. У нечетных атомов нечетный электрон занимает водородоподобную орбиту. Как будет понятно в дальнейшем, спин нечетного электрона в основном состоянии направлен в противоположную сторону относительно направления спинов спаренных электронов в трансатоме.

V. РАДИУСЫ ТРАНСАТОМОВ

Логично предположить, что электронные бозоны, находящиеся в одном квантовом состоянии, будут синхронно вращаться вокруг ядра и создадут за счет

взаимного кулоновского отталкивания некоторую регулярную структуру, электроны в которой отстоят друг от друга на равных расстояниях. Поскольку спины всех электронов в трансатоме параллельны, то параллельны и их магнитные моменты μ_e . Последние создают во всей области трансатома гигантское магнитное поле с вектором магнитной индукции $\mathbf{B}_\mu$. Трансатом является магнитным. Для нахождения вектора магнитной индукции $\mathbf{B}_\mu$, создаваемого электронами трансатома, воспользуемся его определением через вектор намагниченности $\mathbf{J}_\mu$:

$$\mathbf{B}_\mu = \mu_0(\mathbf{H}_0 + \mathbf{J}_\mu),$$

где $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м - магнитная постоянная, $\mu_e = 9,29 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл = $5,79 \cdot 10^{-5}$ эВ/Тл, $\mathbf{H}_0$ - напряженность внешнего магнитного поля. Пусть $\mathbf{H}_0 = 0$. Вектор намагниченности $\mathbf{J}_\mu$ трансатома определяется отношением суммы магнитных моментов μ_e всех его спаренных электронов $\mu_e P_e$ к объему трансатома W :

$$\mathbf{J}_\mu = \mu_e \cdot P_e / W,$$

где P_e - количество спаренных электронов, которое совпадает для четных атомов с зарядом ядра Z , т.е. $P_e = Z$. Поскольку для главного квантового числа $n = 1$ радиус R_Z орбитали электрона $R_Z \cdot m_e \cdot V_e = \hbar$ равен длине волны электрона $\lambda = \hbar / m_e V_e$, то можно предположить, что объем, в котором находятся электроны в трансатоме, представляет собой цилиндр радиусом R_Z с высотой также равной R_Z . Следовательно, объем трансатома равен $W = \pi R_Z^3$. Таким образом, вектор намагниченности $\mathbf{J}_\mu$ трансатома:

$$\mathbf{J}_\mu = \mu_e \cdot P_e / \pi \cdot R_Z^3$$

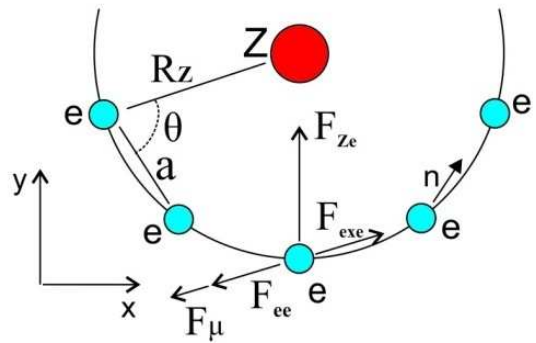


Рис. 5. Силы, действующие на электрон.

Вектор магнитной индукции $\mathbf{B}_\mu$, создаваемый намагниченностью $\mathbf{J}_\mu$, равен:

$$\mathbf{B}_\mu = \mu_0 \mathbf{J}_\mu = \mu_0 \mu_e \cdot P_e / \pi \cdot R_Z^3, B_\mu = 3,726 \cdot 10^{-30} \cdot P_e / R_Z^3 (\text{Тл}).$$

Если предположить, что радиус трансатома совпадает с радиусом К-электронов обычного атома, то, например, у кислорода: $P_e = Z = 8$, $R_Z = 0,7 \cdot 10^{-11}$ м и вектор магнитной индукции будет $B_\mu(O) \sim 9 \cdot 10^4$ Тл;

а для кальция $P_e = Z = 20, R_Z = 0,27 \cdot 10^{-11}$ м и $B_\mu(Ca) \sim 4 \cdot 10^7$ Тл.

Поскольку величина вектора магнитной индукции зависит от радиуса трансатома в третьей степени, то следует оценить размеры трансатомов и, следовательно, величину их магнитных полей более аккуратно. Для простоты вычислений предположим, что все электронные пары равномерно распределены вокруг ядра на равных расстояниях а друг от друга и находятся в одной плоскости (рис. 5), а заряды ядер - числа четные $Z = 2t(t = 1, 2, 3...)$.

Также в формулах и рассуждениях, где это уместно, вместо обозначения количества спаренных электронов P_e будет использоваться заряд ядра Z ($P_e = Z$). Атомная модель Бора правильно описывает спектр атома водорода. Спектр водорода, рассчитанный с помощью уравнения Шрёдингера, дает такой же результат. В атоме водорода электрон взаимодействует только с ядром. В трансатоме все электроны находятся на одной и той же орбитали, в одном и том же энергетическом состоянии. Они все одинаковые. Но, в отличие от водорода, в трансатоме на электрон действуют несколько сил. Поэтому я посчитал допустимым применить примитивную, но наглядную модель Бора.

На электрон в трансатоме действуют семь сил и принцип Паули:

$$F_{Z_e} = F_{Z_e} + F_{ee} + F_{ee} + F_L + F_\mu + F_{SS} + F_{eW} + P_p. \quad (3)$$

Принцип Паули P_p запрещает двум электронам в одинаковых состояниях находиться в перекрывающихся допустимых областях. Поэтому на малых расстояниях между электронами, спины которых параллельны, возникает отталкивание, учесть которое затруднительно. В расчете не будут учитываться: спин-спиновые F_{SS} и электрослабые F_{eW} взаимодействия как электронов между собой, так и их взаимодействия с ядром.

Каждый электрон электростатически взаимодействует как с самим ядром - первый член в уравнении F_{Z_e} (3), так и с каждым отдельным электроном. Электростатическое взаимодействие между электронами состоит из кулоновского отталкивания F_{ee} и обменного взаимодействия F_{ee} . Обменное взаимодействие между электронами, имеющее характер притяжения, в трансатоме значительно и по величине сравнимо с их обычным кулоновским отталкиванием. В данном параграфе обменное взаимодействие в расчете не учитывается. Ещё раз отметим, что обменное взаимодействие действует между всеми электронами в трансатоме, но приводит к образованию куперовских пар только для электронов с общим импульсом $P_{ee} = 0$. (Как в сверхпроводнике, между спаренными в бозон электронами на орбитали трансатома находится много других электронов.) Так же, в данном параграфе в расчете не будет учитываться сила Лоренца $F_L = e[v_e \cdot B_\mu]$ - взаимодействие движущегося со скоростью v_e электрона с

магнитным полем с индукцией B_μ . Магнитное поле B_μ создается магнитными моментами электронов μ_e [27]:

$$B_\mu = \mu_0 \frac{3n(\mu_e \cdot n) - \mu_e}{r^3} \quad (4)$$

где r - расстояние от электрона до точки, в которой определяется поле, n - единичный вектор в направлении r .

Электроны, очевидно, взаимодействуют друг с другом магнитным образом [28], благодаря взаимодействию их магнитных моментов.

$$F_\mu = -grad(\mu_e \cdot B_\mu). \quad (5)$$

Для электронов трансатома векторы μ_e и n ортогональны друг другу (Рис.5: μ_e - перпендикулярен плоскости рисунка x-y; n - лежит в плоскости рисунка) и $r = a$, поэтому $B_\mu = -\mu_0 \mu_e / a^3$. Электроны отталкиваются друг от друга с силой $F_\mu = -3\mu_0 \cdot \mu_e^2 / a^4$ из (5). На расстоянии $1,2 \cdot 10^{-12}$ м электрические силы отталкивания между электронами сравниваются с их магнитными силами отталкивания.

Строго говоря, точный квантовомеханический учет взаимодействия магнитных моментов даже в простейшей задаче двух тел приводит к потенциалу магнитного взаимодействия, содержащему три слагаемых с разной зависимостью от расстояния r [29], [30]:

$$V_{mag}(r) \simeq \pm \frac{b}{r^2} \pm \frac{c}{r^3} \pm \frac{d}{r^4} \quad (6)$$

Однако, их учет важен на очень малых расстояниях $10^{-14}...10^{-17}$ м, сравнимых с ядерными $\sim 10^{-15}$ м. В данных расчетах расстояния между электронами больше 10^{-12} м. Поэтому в расчетах использовались классические формулы (4, 5).

Таким образом, общая сила F , действующая на электрон, равна сумме всех отдельных сил $F = \sum F_i$:

$$F = F_{Z_e} + \sum F_{ee} + \sum F_\mu = k \cdot Z \cdot e^2 / R_Z^2 - \sum_i k \cdot e^2 / a_i^2 - \sum_i 3\mu_0 \cdot \mu_e^2 / a_i^4 \quad (7)$$

где R_Z - расстояние между электроном и ядром, a_i - расстояние между первым электроном и другими i - электронами, $k = 1/4\pi\epsilon_0 = 8,99 \cdot 10^9$ Н·м²/Кл² ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - электрическая постоянная), $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ Кл - заряд электрона.

Выразим в уравнении (7) a_i через R_Z и θ_i - угол между ними: $a_i = 2 \cdot R_Z \cdot \cos\theta_i$ (рис.5). Угол θ меняется от 0 до $\theta = \pm(t-1) \cdot 180/Z$, (для четных $Z = 2 \cdot t$, $t = 1, 2, 3...$)

$$F = kZe^2/R_Z^2 - ke^2 \sum_i 1/4(R_Z \cos\theta_i)^2 - 3\mu_0\mu_e^2 \sum_i 1/16(R_Z \cos\theta_i)^4 \quad (8)$$

Разложим силу F на составляющие $F = F_x + F_y = \sum F_{xi} + \sum F_{yi}$. Принимая во

внимание, что $\sum \mathbf{F}_{xi} = 0$ и $F_{yi} = F_i \cdot \cos \theta_i$, тогда $F = F_y = \sum F_i \cdot \cos \theta_i$ и из (8):

$$F = F_y = [k \cdot e^2 \cdot Z - k \cdot e^2 \cdot 0,25 \cdot \sum_i 1/\cos \theta_i - 3\mu_0 \cdot \mu_e^2 \cdot \sum_i 1/(16R_Z^2 \cdot \cos^3 \theta_i)]/R_Z^2. \quad (9)$$

Приравняем электромагнитные силы (9), действующие на электрон, к центростремительной силе $F_C = m_e \cdot v_e^2 / R_Z$. Используя правило квантования $m_e v_e \cdot R_Z = n \cdot \hbar$, получаем центростремительную силу:

$$F_C = n^2 \hbar^2 / m_e R_Z^3 \quad (10)$$

$$\begin{aligned} n^2 \hbar^2 / (m_e R_Z) &= k \cdot Z e^2 - k e^2 \cdot \sum_i 1/4 \cdot \cos \theta_i - \\ &\quad - 3\mu_0 \mu_e^2 \cdot \sum_i 1/16 R_Z^2 \cdot \cos^3 \theta_i \\ n^2 R_Z \cdot R_H &= R_Z^2 (Z - 0,25 \cdot \sum_i 1/\cos \theta_i) - \\ &\quad - 3\mu_0 \mu_e^2 \cdot \sum_i 1/16 \cdot k e^2 \cdot \cos^3 \theta_i, \end{aligned} \quad (11)$$

где $R_H = \hbar^2 / (m_e \cdot k \cdot e^2) = 5,3 \cdot 10^{-11}$ м - радиус атома водорода.

Запишем уравнение (11) в числах и пусть $R_Z = R \cdot 10^{-11}$, тогда:

$$\begin{aligned} R_Z^2 \cdot (Z - 0,25 \cdot \sum_i 1/\cos \theta_i) - n^2 \cdot 5,3 \cdot 10^{-11} \cdot R_Z - \\ - 8,84 \cdot 10^{-26} \cdot \sum_i 1/\cos^3 \theta_i = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R^2 \cdot (Z - 0,25 \cdot \sum_i 1/\cos \theta_i) - n^2 \cdot 5,3 \cdot R - \\ - 8,84 \cdot 10^{-4} \cdot \sum_i 1/\cos^3 \theta_i = 0 \end{aligned}$$

Решением данного квадратного уравнения является выражение (12):

$$R = \frac{5,3n^2 \pm \sqrt{(5,3n^2)^2 + 35,3 \cdot 10^{-4} (Z - 0,25 \sum \frac{1}{\cos}) \sum (\frac{1}{\cos})^3}}{2 \cdot (Z - 0,25 \cdot \sum \frac{1}{\cos})} \quad (12)$$

Очевидно, что, поскольку первый член в числителе меньше, чем корень, то знак минус перед корнем не имеет физического смысла. На рис. 6 представлены результаты расчетов по определению радиусов R_Z трансатомов с $Z = P_e$ от 2 до 100 для главных квантовых чисел $n=1,2,3,4$ и 5. Имеющиеся на графиках минимумы при $Z=24$ ($n=1$), $Z=48$ ($n=2$) и $Z=70$ ($n=3$) связаны с возрастанием, по мере увеличения заряда ядра, вклада в общее взаимодействие магнитного отталкивания между электронами. Магнитное отталкивание не дает

сблизиться электронам, поскольку сила этого взаимодействия обратно пропорциональна четвертой степени расстояния между ними. Расстояние между соседними электронами равно $a_Z = 2 \cdot R_Z \cdot \sin(180/Z)$. На рис. 7 дана зависимость этого расстояния a_Z от заряда ядра Z для радиуса R_Z с главным квантовым числом $n=1$. Здесь же представлена зависимость R_{Ke} радиусов ближайших к ядру К-электронов от заряда ядра Z обычных ядер. Из графика видно, что радиусы трансатомов больше R_{Ke} , а расстояние между соседними электронами a_Z , начиная с $Z \sim 30$, меняется незначительно. Минимальное расстояние a_Z равно $1,06 \cdot 10^{-12}$ м для $Z = 64$. Для квантовых чисел $n \geq 4$ медленное уменьшение радиуса трансатома после $Z \sim 15 - 20$ связано с увеличивающимся вкладом в общее взаимодействие от обычного, электростатического отталкивания между электронами. Таким образом, радиусы трансатомов меняются в диапазоне: $6 \cdot 10^{-12} \dots 2 \cdot 10^{-11}$ м.

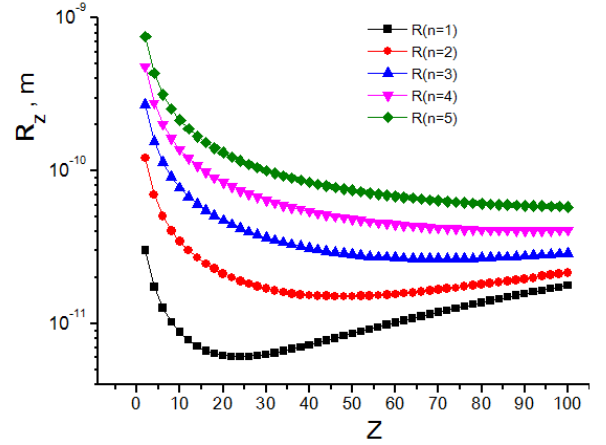


Рис. 6. Радиусы R_Z трансатомов в зависимости от заряда ядра Z для главных квантовых чисел $n = 1,2,3,4$ и 5.

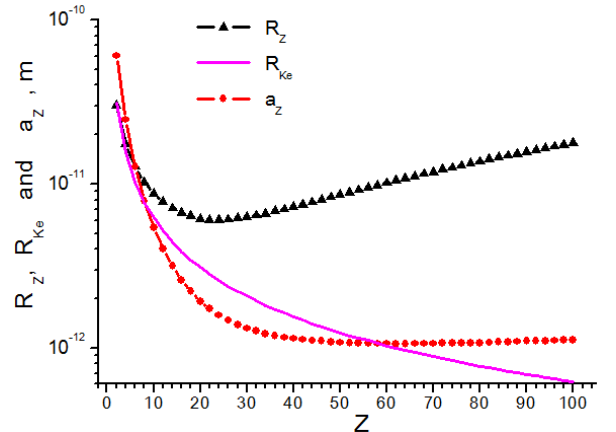


Рис. 7. Зависимость R_Z , R_{Ke} и расстояния между электронами a_Z от Z для радиуса R_Z с главным квантовым числом $n = 1$.

VI. МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ТРАНСАТОМОВ

Для более точной оценки магнитного поля трансатома следует воспользоваться уравнением (4). Поскольку магнитное поле вокруг трансатома имеет сложную топологию, рассчитаем магнитное поле вдоль оси $\vec{C}$, проходящей через ядро перпендикулярно плоскости вращения электронов (рис. 8). Пусть c - это расстояние от ядра до точки определения величины магнитного поля, тогда из уравнения (4) получаем:

$$B_C^Z = \mu_0 \mu_e \cdot Z \cdot \frac{\frac{3 \cdot c^2}{c^2 + R_Z^2} - 1}{(c^2 + R_Z^2)^{3/2}}$$

На рис. 9 дана зависимость вектора магнитной индукции в относительных единицах от расстояния до ядра вдоль оси $\vec{C}$ в единицах, нормированных на $R_Z = 1$. Магнитное поле имеет максимумы. Один максимум находится в центре, в области ядра ($c = 0$). Причем направление магнитного поля в этой точке противоположно направлению магнитных моментов электронов μ_e :

$$B_{c=0}^Z = -\frac{\mu_0 \mu_e \cdot Z}{R_Z^3}. \quad (13)$$

На рис. 10 представлены величины $B_{c=0}^Z$ и R_Z в зависимости от Z .

На расстоянии $c_0 = \pm R_Z / \sqrt{2} = 0,707 R_Z$ от ядра магнитное поле равно нулю. Другие максимумы ($c_+^2 = \frac{3}{2} R_Z^2$) расположены на расстоянии $c_+ = 1,22 \cdot R_Z$ от ядра (рис. 9). В этих максимумах направление магнитного поля совпадает с направлением магнитных моментов электронов и равно:

$$B_{c+}^Z = \frac{\mu_0 \mu_e \cdot Z}{4,94 \cdot R_Z^3} \approx \frac{\mu_0 \mu_e \cdot Z}{5 \cdot R_Z^3}. \quad (14)$$

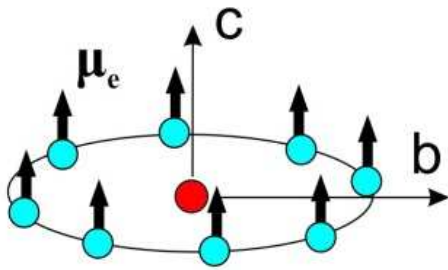


Рис. 8. Оси C и b , вдоль которых рассчитывались величины вектора магнитной индукции.

Направление магнитного поля и далее, по мере удаления от ядра вдоль оси $\vec{C}$, совпадает с направлением магнитных моментов. В случаях, когда $c^2 \gg R_Z^2$, вектор магнитной индукции не зависит от R_Z , а зависит от расстояния c .

$$B_{c=0}^Z = \frac{2\mu_0 \mu_e \cdot Z}{c^3}. \quad (15)$$

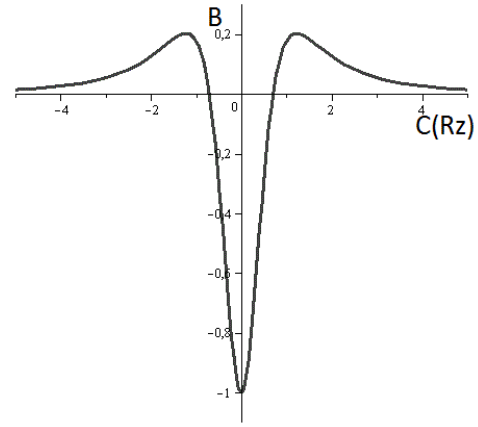


Рис. 9. Зависимость величины вектора магнитной индукции B в относительных единицах вдоль оси C , нормированных на R_Z .

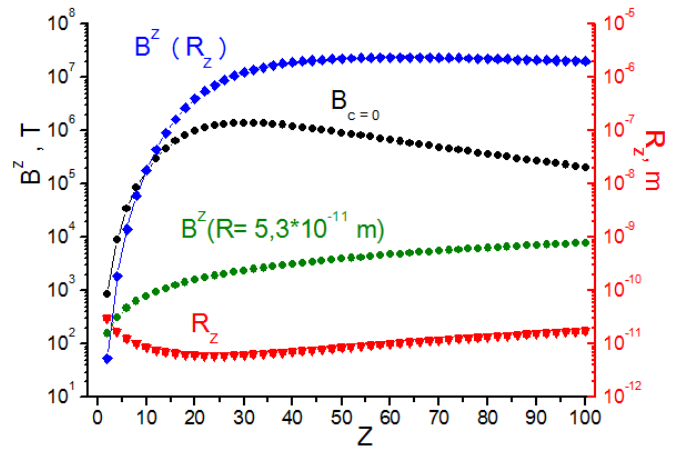


Рис. 10. Зависимости от заряда ядра радиусов четных трансатомов R_Z и вектора магнитной индукции B^Z : в центре трансатома, на его радиусе, на радиусе атома водорода.

Если удаляться от трансатома в плоскости вращения электронов вдоль оси b (рис. 8) на расстояние b , то при $b^2 \gg R_Z^2$ вектор магнитной индукции также не зависит от R_Z , а зависит от b .

$$B_b^Z = -\frac{2\mu_0 \mu_e \cdot Z}{b^3}. \quad (16)$$

Направление магнитного поля в этих точках противоположно направлению магнитных моментов спаренных электронов μ_e .

Таким образом, на расстояниях от ядра, превышающих диаметр трансатома, величина магнитной индукции не зависит от размера трансатома. Она зависит от количества спаренных электронов P_e и от расстояния до ядра трансатома.

На рис. 10 представлена зависимость магнитной индукции на радиусе атома водорода. Магнитный момент нечетного электрона, находящегося в основном состоянии, будет антипараллелен магнитным моментам спаренных электронов (рис. 4). У водородоподобных трансатомов во “внутреннем” магнитном поле основное состояние внешнего электрона расщепится. Величина

расщепления основного состояния электрона составит $\Delta E = 2\mu_e \cdot B^Z = (2 \cdot 10^{-2} \dots 1)$ эВ. На рис. 10 также дана зависимость магнитной индукции на радиусе трансатома. Направление магнитного поля на радиусе трансатома противоположно направлению магнитных моментов спаренных электронов μ_e .

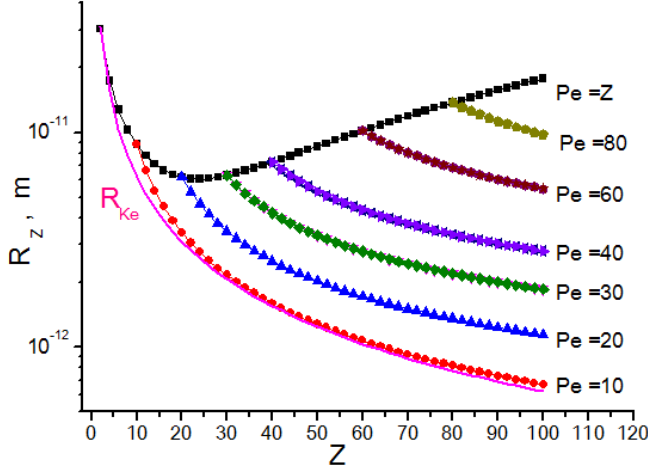


Рис. 11. Зависимость радиусов орбиталей спаренных электронов трансатомов при их постоянном количестве P_e от заряда ядра.

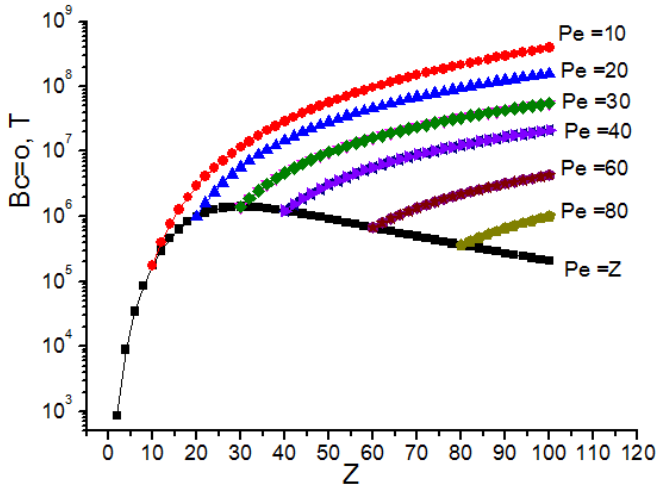


Рис. 12. Зависимость магнитной индукции в центре трансатома при постоянном количестве спаренных электронов P_e от заряда ядра.

При преобразовании атомов в трансатомы совсем необязательно, чтобы все атомные электроны соединились в куперовские пары. Вполне возможно, по той или иной причине, процесс перехода электронов в бозонное состояние может прерваться, что приведет к созданию “трансатома-химеры”. Часть “трансатома-химеры” будет представлена электронами в спаренном, бозонном состоянии, другая часть будет представлена электронами, заполняющими “химерные” орбитали. Здесь под “химерными” орбиталями следует понимать

“традиционные” орбитали с поправками, связанными с воздействием магнитного и электрического полей, создаваемыми спаренными электронами трансатома на его неспаренные электроны.

На рис. 11 представлена зависимость радиусов орбиталей спаренных электронов трансатомов при их постоянном количестве P_e от заряда их ядра Z . Здесь же дана зависимость радиусов R_{Ke} ближайших к ядру К-электронов от Z обычных ядер. Видно, что при $P_e \leq 10$, радиусы орбиталей спаренных электронов близки радиусам орбиталей К-электронов $R_Z \approx R_{Ke}$. Например: при количестве спаренных электронов, равном $P_e=10$, радиус их орбитали в атоме тория $Z = 90$ будет $R_Z \approx 7,3 \cdot 10^{-13}$ м, а $R_{Ke} = 6,9 \cdot 10^{-13}$ м.

А так как магнитная индукция $B_{c=0}$ в центре трансатома обратно пропорциональна третьей степени радиуса, то ее величина для тория составит $B_{c=0} = 3 \cdot 10^8$ Тл (рис. 12). Это на три порядка больше $B_{c=0} = 2,7 \cdot 10^5$ Тл, чем если бы все электроны в тории были спарены (рис. 10). На рис. 12 показана зависимость магнитной индукции в центре трансатома при постоянном количестве спаренных электронов P_e от заряда ядра Z . В случае, когда не все, а только часть атомных электронов соединяются в куперовские пары, в формулах (13-16) заряд ядра Z надо заменить на P_e .

Таким образом, в центре трансатома вектор магнитной индукции по величине существенно больше в случае, когда количество спаренных электронов P_e меньше, чем заряд ядра Z . В зависимости от количества спаренных электронов P_e и от заряда ядра Z вектор магнитной индукции в центре трансатомов находится в диапазоне: $10^5 \dots 3 \cdot 10^8$ Тл.

VII. УЧЕТ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СИЛЫ ЛОРЕНЦА

Как указывалось в [25] энергия притяжения одинаково ориентированных электронов весьма значительна и имеет величину порядка энергии их кулоновского расталкивания. Кроме того, поскольку величина обменного взаимодействия не мала, то теория возмущения даёт для неё значения с точностью до 30-40%. Поэтому в простом расчете учет обменного взаимодействия можно свести, в качестве предельного случая, к “выключению” кулоновского отталкивания между электронами. Тогда в уравнении (6) исчезает второй член, и уравнение запишется в виде:

$$F = F_y = [k \cdot e^2 \cdot Z - 3\mu_0 \cdot \mu_e^2 \cdot \sum_i 1/(16R_Z^2 \cdot \cos^3 \theta_i)]/R_Z^2. \quad (17)$$

Приравниваем (17) к центростремительной силе $F_c = n^2 \hbar^2 / m_e R_Z^3$ (10):

$$n^2 \hbar^2 / (m_e R_Z) = k \cdot e^2 \cdot Z - 3\mu_0 \cdot \mu_e^2 \cdot \sum_i 1/(16R_Z^2 \cdot \cos^3 \theta_i)$$

$$n^2 R_Z \cdot R_H = R_Z^2 Z - 3\mu_0 \cdot \mu_e^2 \cdot \sum_i 1/(16k e^2 \cdot \cos^3 \theta_i) \quad (18)$$

где $R_H = \hbar^2/m_e \cdot k \cdot e^2 = 5.3 \cdot 10^{-11}$ м - радиус атома водорода. Запишем уравнение (18) в числах и пусть $R_Z = R \cdot 10^{-11}$, тогда:

$$R_Z^2 Z - n^2 \cdot 5,3 \cdot 10^{-11} R_Z - 8,835 \cdot 10^{-26} \sum_i 1/\cos^3 \theta_i = 0$$

$$R^2 Z - n^2 \cdot 5,3 R - 8,835 \cdot 10^{-4} \sum_i 1/\cos^3 \theta_i = 0.$$

На рис. 13 представлены величины магнитной индукции в центре трансатома и радиусы трансатомов в зависимости от заряда ядра с учетом кулоновского отталкивания F_{ee} между электронами и без его учета. Как видно из графиков, начиная с $Z \sim 20$, радиусы трансатомов отличаются примерно в два раза, а вектора магнитной индукции, соответственно, в восемь раз.

Оценим теперь силу Лоренца $F_L = e[v_e \cdot B_\mu]$. В точке расположения электрона вектор магнитной индукции от соседнего электрона равен $B_\mu = -\mu_0 \mu_e / a^3$. Суммируя магнитные поля от всех i -электронов и имея $a_i = 2 \cdot R_Z \cdot \cos \theta_i$, получаем:

$$B_\mu^Z = -\frac{\mu_0 \mu_e}{8R_Z^3} \sum \frac{1}{\cos^3 \theta_i}$$

Величина вектора магнитной индукции B^Z на радиусе трансатома R_Z представлена на рис.10.

Для нахождения скорости V_e воспользуемся правилом квантования $m_e V_e R_Z = n\hbar$, тогда:

$$F_L = \pm \frac{n\hbar \mu_0 \mu_e}{8m_e R_Z^4} \sum \frac{1}{\cos^3 \theta_i}. \quad (19)$$

Сравним силу Лоренца F_L с центростремительной силой $F_c = m_e V_e^2 / R_Z = n^2 \hbar^2 / m_e R_Z^3$, равной силам в уравнении (7).

$$\frac{F_L}{F_c} = \frac{e\mu_0 \mu_e}{8n\hbar R_Z} \sum \frac{1}{\cos^3 \theta_i} =$$

$$= \frac{2.22 \cdot 10^{-15}}{nR_Z} \sum \frac{1}{\cos^3 \theta_i}. \quad (20)$$

На рис. 14 для $n = 1$ представлена зависимость отношения F_L/F_c (20) от заряда ядра с учетом и без учета кулоновского отталкивания электронов F_{ee} . Видно, что силу Лоренца надо учитывать, начиная с $Z = 12...14$.

Поскольку направление действия силы Лоренца, к ядру (L+) или от ядра (L-), зависит от направления вращения электронов относительно направления вектора магнитной индукции, то, следовательно, в трансатоме имеются лоренцовские под-оболочки. Поэтому, часть электронов трансатома может находиться на одной под-оболочке, а другая часть электронов на второй. Переходы электронов с одной под-оболочки на другую запрещены. Электроны на обеих оболочках имеют одинаковые направления спинов.

Для учета силы Лоренца добавим выражение (19) в уравнение (17)

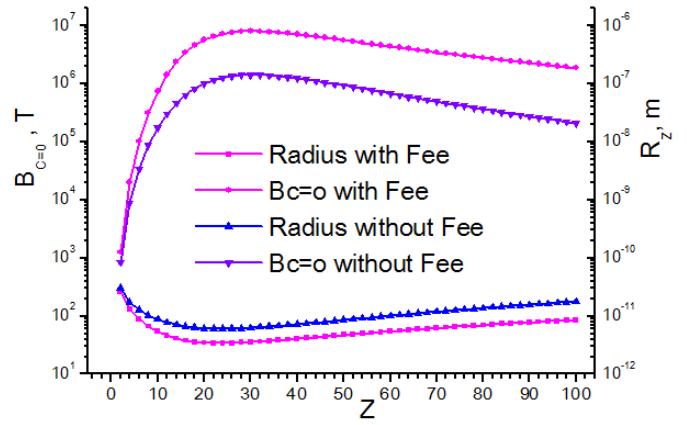


Рис. 13. Зависимости от заряда ядра магнитных полей в центре трансатома и радиусов трансатомов с учетом отталкивания электронов и без учета (с учетом обменного взаимодействия и без его учета).

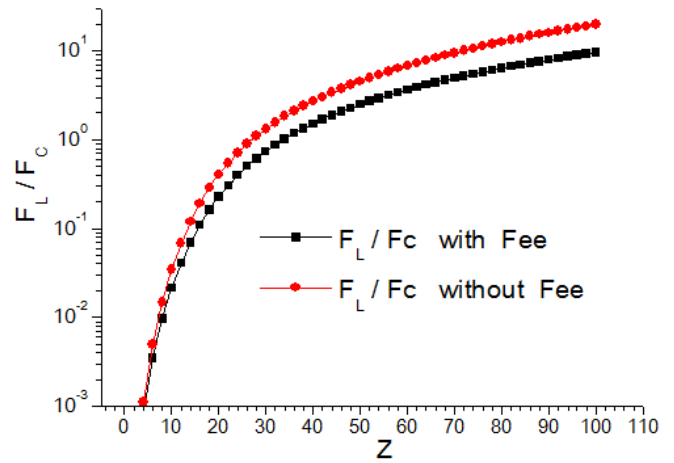


Рис. 14. Зависимость отношения F_L/F_c от заряда ядра с учетом и без учета кулоновского отталкивания электронов.

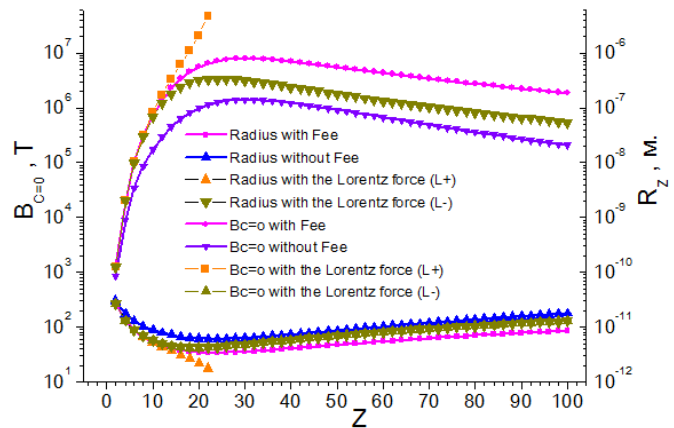


Рис. 15. Зависимости магнитных полей и радиусов трансатомов с учетом силы Лоренца: к ядру (L+) и от ядра (L-).

$$F_y = [k \cdot e^2 \cdot Z - 3\mu_0 \cdot \mu^2 \cdot \sum_i 1/(16R_Z^2 \cdot \cos^3 \theta_i) \pm$$

$$\pm n \cdot \hbar \cdot e \cdot \mu_0 \cdot \mu \cdot \sum_i 1/(8m_e R_Z^2 \cdot \cos^3 \theta_i)]/R_Z^2 \quad (21)$$

$$F_y = \{k \cdot e^2 \cdot Z - \mu_0 \mu \cdot [3\mu \mp 2n \cdot \hbar \cdot e/m_e] \cdot$$

$$\cdot \sum_i 1/(16R_Z^2 \cdot \cos^3 \theta_i)\}/R_Z^2$$

Приравняем уравнение (21) к центростремительной силе $F_c = n^2 \hbar^2 / m_e R_Z^3$ (10):

$$\begin{aligned} n^2 \hbar^2 / (m_e R_Z) &= k \cdot e^2 \cdot Z - \mu_0 \mu \cdot [3\mu_e \mp \\ &\mp 2n \cdot \hbar \cdot e / m_e] \cdot \sum_i 1 / (16 R_Z^2 \cdot \cos^3 \theta_i) \\ R_Z \cdot n^2 \hbar^2 / m_e &= R_Z^2 \cdot k \cdot e^2 \cdot Z - \mu_0 \mu \cdot [3\mu_e \mp \\ &\mp 2n \cdot \hbar \cdot e / m_e] \cdot \sum_i 1 / (16 \cdot \cos^3 \theta_i) \end{aligned} \quad (22)$$

Запишем уравнение (22) в числах и $R_Z = R \cdot 10^{-11}$, тогда:

$$\begin{aligned} R_Z \cdot n^2 \cdot 1,22 \cdot 10^{-38} &= R_Z^2 \cdot Z \cdot 2,31 \cdot 10^{-28} - \\ &- 0,732 \cdot 10^{-53} \cdot [2,79 \mp n \cdot 3,71] \sum_i 1 / (\cos^3 \theta_i) \\ R_Z^2 Z - R_Z \cdot n^2 \cdot 5,3 \cdot 10^{-11} &- 3,2 \cdot 10^{-26} [2,79 \mp n \cdot 3,71] \cdot \\ &\cdot \sum_i 1 / (\cos^3 \theta_i) = 0 \\ R^2 Z - R \cdot n^2 \cdot 5,3 \cdot 10^{-4} \cdot [8,84 \mp n \cdot 11,761] \cdot \\ &\cdot \sum_i 1 / (\cos^3 \theta_i) = 0 \end{aligned}$$

Решением квадратного уравнения является (23):

$$R = \frac{n^2 \cdot 5,3 \pm \sqrt{(n^2 \cdot 5,3)^2 + 4Z[8,84 \mp n \cdot 11,761] \cdot 10^{-4} \sum_i (1/\cos)^3}}{2 \cdot Z} \quad (23)$$

На рис.15 представлены зависимости радиусов трансатомов и магнитных полей в их центре с учетом силы Лоренца, направленной к ядру (L+) и от ядра (L-), от заряда ядра для $n = 1$. На этом же рисунке, для сравнения, показаны зависимости радиусов трансатомов и магнитных полей с учетом и без учета отталкивания электронов между собой (с учетом и без учета обменного взаимодействия). Как видно из рисунка, в случае, когда сила Лоренца направлена от ядра (L-), радиусы трансатомов и их магнитные поля находятся между линиями, характеризующими радиусы трансатомов и их поля с учетом и без учета отталкивания электронов между собой.

Для случая, когда сила Лоренца направлена к ядру (L+) радиусы трансатомов для $n = 1$ ограничены зарядом ядра $Z = 22$. Это связано с тем, что для любого главного квантового числа сила Лоренца в трансатоме больше, чем магнитные силы отталкивания (21):

$$(\mu_0 \mu_e \cdot 2n \cdot \hbar \cdot e / m_e) \cdot \sum_i 1 / (16 \cdot \cos^3 \theta_i) > 3\mu_0 \mu_e^2 \sum_i \frac{1}{(16 \cdot \cos^3 \theta_i)}$$

или $n \cdot 11,761 > 8,835$.

Поэтому, когда сила Лоренца для электрона направлена к ядру (знак плюс в уравнении (21) и, соответственно, знак минус в квадратных скобках уравнения (23)), то второй член подкоренного выражения имеет отрицательную величину. С возрастанием заряда ядра Z подкоренное выражение уменьшается и, начиная с

определенного заряда ядра Z в зависимости от n , подкоренное выражение становится отрицательным. Поскольку, следующая пара электронов не может расположиться на оболочке с данным главным квантовым числом n начинает заполняться оболочка с главным квантовым числом $n + 1$. Так формируются оболочки (рис. 16). На рис. 16 представлены зависимости радиусов оболочек трансатомов с учетом силы Лоренца, направленной к ядру для $n=1,2,3$ и 4 и, для сравнения, силы Лоренца, направленной от ядра для $n=1$, от заряда ядра Z , рассчитанные по формуле (23). Видно, что первая оболочка может содержать максимальное количество спаренных электронов равное 22 ($n = 1, 1R+$), вторая - 30 ($n = 2, 2R+$), третья - 40 ($n = 3, 3R+$) и четвертая - 48 спаренных электронов ($n = 4, 4R+$).

С увеличением заряда ядра $Z > 22$ количество спаренных электронов на оболочках будет меняться. На рис. 17 показано количество спаренных электронов, находящихся на первой орбитали $n = 1$ в зависимости от заряда ядра Z для силы Лоренца, направленной к ядру. Видно, что количество спаренных электронов P_e на первой орбитали уменьшается с увеличением заряда ядра Z . Эта зависимость получена из уравнения (23) и из условия, что подкоренное выражение должно быть больше нуля. С увеличением Z для данного главного квантового числа n , накладываемое условие достигается за счет уменьшения суммы $\sum (1/\cos)^3$, которая определяет количество спаренных электронов P_e и которая уменьшается с уменьшением P_e .

На рис. 18 представлены зависимости радиусов оболочек с $n = 1, 2, 3, 4$ трансатомов с учетом силы Лоренца, направленной к ядру ($R+$), от заряда ядра Z . Там же дано количество спаренных электронов на этих оболочках. Например, для трансатома таллия $Z = 80$ на первой оболочке будут находиться 14 спаренных электронов, на второй - 22, на третьей - 32 и на четвертой будут находиться 12 оставшихся спаренных электронов.

На рис. 19 представлены зависимости радиусов оболочек трансатомов с учетом силы Лоренца, направленной от ядра ($R-$) для $n = 1, 2, 3, 4$ и, для сравнения, направленной к ядру ($R+$) для $n = 1$. Как было сказано выше, радиусы оболочек трансатомов и их магнитные поля находятся между линиями, характеризующими радиусы трансатомов и их поля с учетом и без учета отталкивания электронов между собой (рис.15).

На рис. 20 представлены зависимости магнитных полей в центре трансатомов с учетом силы Лоренца, направленной к ядру ($R+$) для оболочек с $n = 1, 2, 3, 4$ от заряда ядра Z . На рис. 21 показаны в зависимости от заряда ядра те же магнитные поля в центре трансатомов для оболочек с $n = 1$ (линии 1) и с $n = 2$, (линии 2). Там же представлено магнитное поле, создаваемое спаренными электронами с $n = 1$ на радиусе оболочки с $n = 2$ (линии 3) и магнитное поле, создаваемое спаренными электронами с $n = 2$ на радиусе собственной оболочки с $n = 2$ (линии 4). При

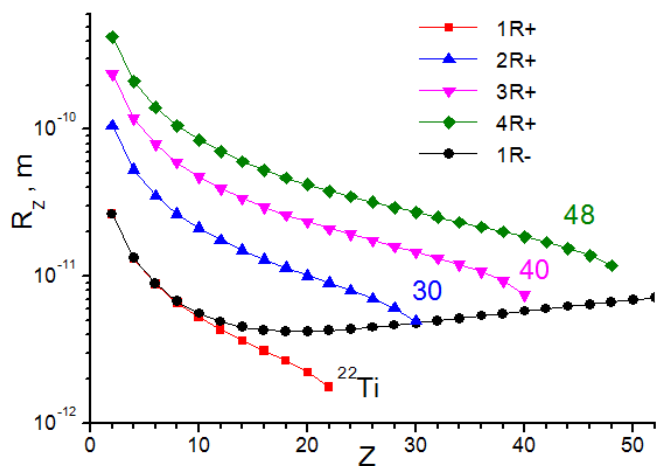


Рис. 16. Зависимости радиусов оболочек трансатомов с учетом силы Лоренца, направленной к ядру для $p=1,2,3$ и 4 и направленной от ядра для $p=1$, от заряда ядра Z .

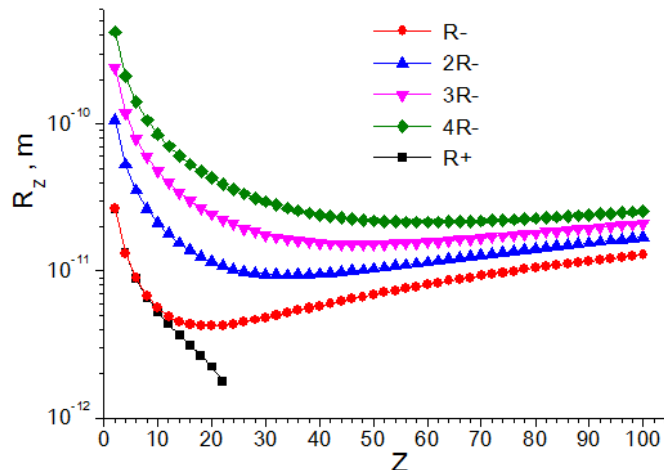


Рис. 19. Зависимости радиусов оболочек трансатомов с учетом силы Лоренца, направленной от ядра для $p=1,2,3,4$ и к ядра для $p=1$.

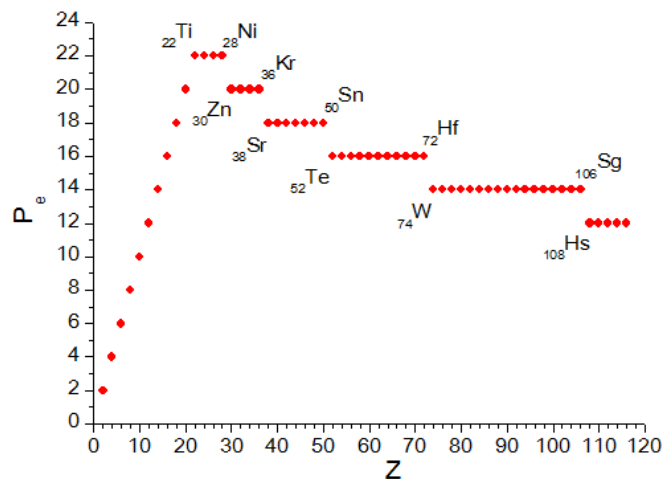


Рис. 17. Количество спаренных электронов на оболочке $p=1$ в зависимости от заряда ядра.

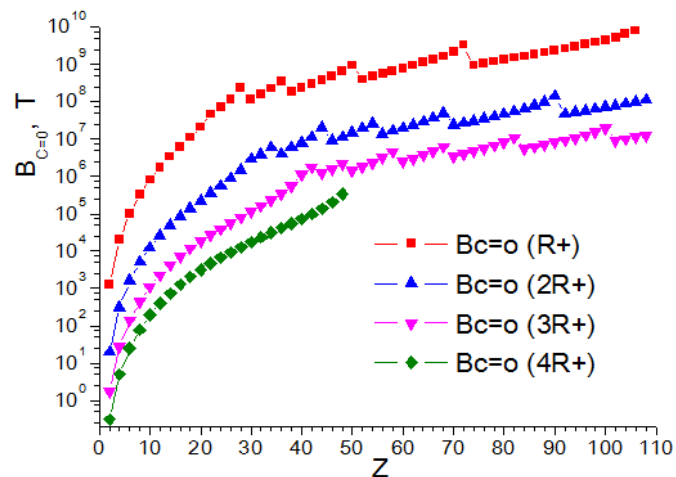


Рис. 20. Зависимости магнитных полей в центре трансатомов с учетом силы Лоренца, направленной к ядру ($R+$) для оболочек с $p=1,2,3,4$.

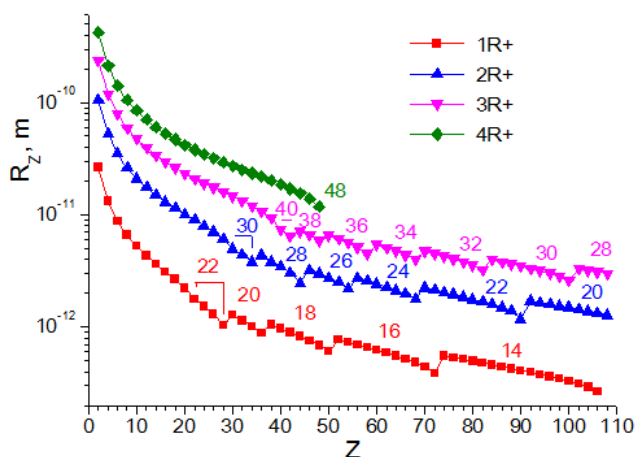


Рис. 18. Зависимости радиусов оболочек с $p=1,2,3,4$ трансатомов от заряда ядра Z и количества спаренных электронов на них.

сопоставлении линий 3 и 4 видно, что вклад магнитного поля от оболочки с $n = 1$ в магнитное поле на радиусе оболочки с $n = 2$ составляет 10-15%. Вклад в общее магнитное поле в центре трансатома магнитного поля от оболочки с $n = 2$ в 30-70 раз меньше, чем вклад от оболочки с $n = 1$ (сопоставление линий 1 и 2).

Таким образом, у трансатомов, в которых сила Лоренца действует в направлении ядра, имеются оболочки. В центре трансатомов вектор магнитной индукции полей меняется в диапазоне: $10^6 - 3 \cdot 10^9$ Тл.

Следует обратить внимание на то, что в случае, когда сила Лоренца действует в направлении ядра, в отличие от выражения (12) первый член в числителе (23) больше, чем корень, и уравнение (23) имеет математические решения при знаке минус перед корнем до $Z = 22$. На рис. 22 представлены радиусы электронных оболочек для такого математического решения для данного Z ядра. Для сравнения на том же рисунке даны

радиусы ядер. На рис. 23 представлены, соответствующие электронным радиусам, магнитные поля в центре трансатома.

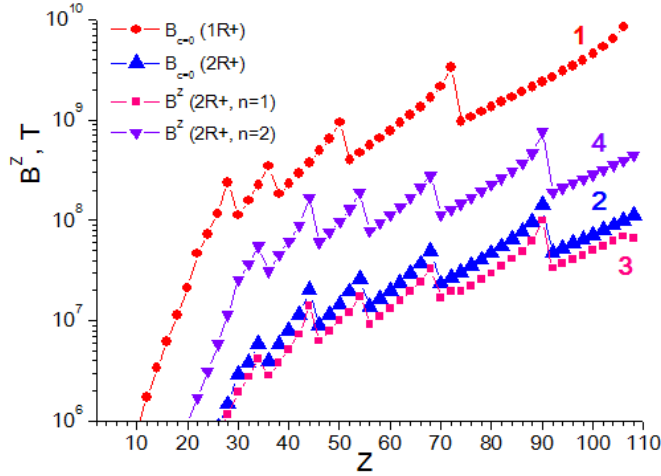


Рис. 21. Зависимости от заряда ядра: Магнитное поле в центре трансатома для оболочек с $n = 1$ (линии 1) и с $n = 2$, (линии 2); Магнитное поле, создаваемое спаренными электронами с $n = 1$, на радиусе оболочки с $n = 2$ (линии 3); Магнитное поле, создаваемое спаренными электронами с $n = 2$, на радиусе собственной оболочки с $n = 2$ (линии 4).

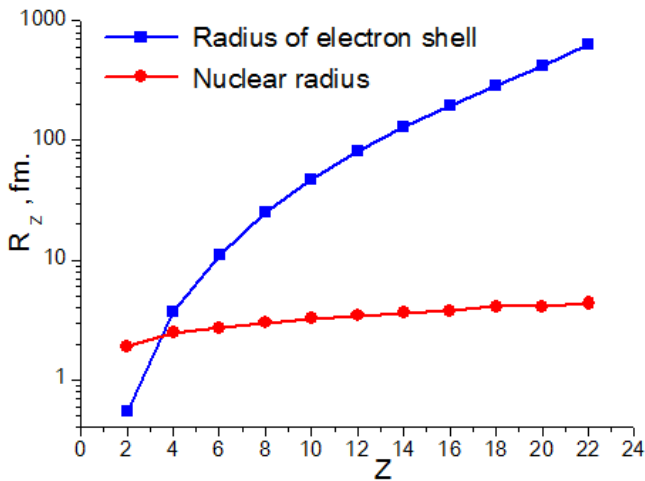


Рис. 22. Радиусы: электронных оболочек и ядер для данного Z.

Реализация решения со знаком минус перед корнем выражается в том, что, например, электронная оболочка трансгелия будет находиться внутри ядра ($R=0,6$ фм). Вектор магнитной индукции в центре ядра такого “трансгелия” составит величину 10^{17} Тл, а на его поверхности 10^9 Тл. Следовательно, может существовать стабильная, нейтральная по электрическому заряду, но магнитная частица с массой $m \approx 4$ а.е.м. со спином $S = 1$. Не исключено, что к такой частице может присоединиться протон или гелий. Вследствие этого, образуется ядро лития с массой $m \approx 5$ а.е.м, которое “маскируется” под водород, и, соответственно, ядро бериллия с массой $m \approx 8$ а.е.м, которое “маскируется” под гелий.

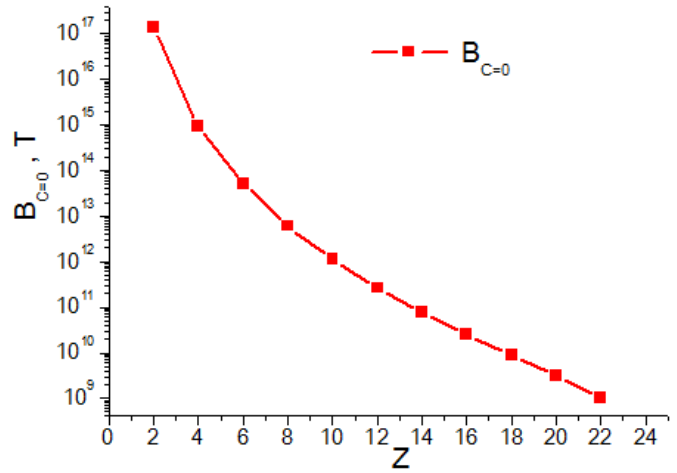


Рис. 23. Магнитное поле в центре трансатома.

Стабильных химических элементов с такими массами не существует. Поэтому обнаружение подобных масс в массовом спектре продуктов трансмутации может косвенно свидетельствовать о существовании таких состояний. Схемы электронных уровней у “маскирующихся” атомов будут отличаться от схем уровней обычных водорода и гелия. Кроме того, нейтральный “трансгелий” может поглотиться атомным ядром обычного химического элемента. Если нейтральный “трансгелий” войдёт в состав ядра как независимое образование (как комочек в манной каше), то ядро потяжелеет на четыре а.е.м., сохранив неизменным свой заряд Z . Так, например: изотоп никеля Ni-58 превратится в Ni-62, правда, с изменённой ядерной структурой [31], [32]. Поскольку нейтральный “трансгелий” имеет спин равный единице, то в оптическом спектре Ni-62 проявится сверхтонкая структура его спектральных линий. Следует отметить, что, если сила Лоренца действует в трансгелии, то, поскольку у него только два атомных электрона, у трансгелия имеется три, возможно, равновероятных состояния: нейтральный “трансгелий” (сила Лоренца действует к ядру) и два “обычных трансгелия” (сила Лоренца действует к ядру и от ядра). Из рис. 22 видно, что возможно существование нейтрального трансатома бериллия – нейтральной частицы с массой $m \approx 9$ а.е.м. и спином $S = 2$. Отметим, в данном случае необходимо учитывать все три слагаемых, входящих в потенциал взаимодействия магнитных моментов электронов (6).

VIII. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНСАТОМОВ

Энергия связи электрона в трансатоме рассчитывалась по формуле $E_e = kZ_{\text{эф}}e^2/2R_Z = k \cdot n^2 R_H e^2 / 2R_Z^2 = n^2 \cdot 3,8 \cdot 10^{-20} / R_Z^2$ (эВ), где $Z_{\text{эф}} = n^2 \cdot R_H / R_Z$ - эффективный заряд из (11). На рис. 24 представлены: энергия связи электрона на первой оболочке трансатома, для случая, когда сила Лоренца действует в направлении ядра ($E/Z, L+$); энергия связи электрона, когда сила Лоренца, действует в направлении от ядра ($E/Z, L-$);

энергия связи электрона на K_Z оболочке (E, K_Z); средняя энергия связи электрона в обычном атоме E_a/Z . Последняя рассчитывалась в рамках модели Томаса-Ферми по формуле $E_A = 16 \cdot Z^{7/3}/Z$ эВ [33]. Из рисунка видно, что энергия связи электрона на первой оболочке трансатома, когда сила Лоренца действует в направлении ядра, превышает среднюю энергию связи и энергию связи электрона на K_Z оболочке обычного атома. Это говорит об устойчивости трансатомов и возможности их регистрации в целенаправленных физических экспериментах. К тому же, уже имеющиеся спаренные электроны в трансатомах могут сохраняться благодаря собственным, сильным электромагнитным полям. Кроме того, есть косвенные указания на возможное, длительное существование трансатомов в твердом теле. В экспериментах [34], [35] наблюдалась задержанная по времени (десяtkи дней, месяцы) активность образцов, подвергшихся трансмутации. Так же во многих экспериментах регистрируется остаточная намагниченность продуктов реакций трансмутации.

Потенциальная и кинетическая энергии электрона, выраженные через центростремительную силу (10) $F_c = n^2 \hbar^2 / m_e R_Z^3$ равны, соответственно:

$$E_n = -n^2 \hbar^2 / m_e R_Z^2 \text{ и } E_k = n^2 \hbar^2 / 2m_e R_Z^2.$$

Полная энергия равна: $E = E_n + E_k = -n^2 \hbar^2 / 2m_e R_Z^2$.

Следовательно, энергия электронного перехода в трансатоме между уровнями с главными квантовыми числами n_k и n_m будет равна:

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{n_k^2}{R_{Zk}^2} - \frac{n_m^2}{R_{Zm}^2} \right). \quad (24)$$

$$\Delta E = 6,1043 \cdot 10^{-39} \cdot \left(\frac{n_k^2}{R_{Zk}^2} - \frac{n_m^2}{R_{Zm}^2} \right), \text{ Дж}$$

$$\text{или } \Delta E = 380,9955 \cdot \left(\frac{n_k^2}{R_{Zk}^2} - \frac{n_m^2}{R_{Zm}^2} \right), \text{ эВ (для } R_Z \cdot 10^{11}).$$

На рис. 25 представлены рассчитанные по (24) зависимости энергий электронных переходов от заряда ядра трансатомов для радиусов оболочек, изображенных на рис. 18, когда сила Лоренца действует в направлении ядра. Энергии электронных переходов 2-1, 3-1, 4-1 примерно равны (рис. 25). Переходы между оболочками будут осуществляться одновременно двумя спаренными электронами. При переходах пары электронов с m -оболочки на k -оболочку, с Sm -состояния на Sk -состояние будут излучаться два фотона.

На рис. 26 показаны рассчитанные по (24) зависимости энергий электронных переходов от заряда ядра трансатома для радиусов, изображенных на рис. 19, когда сила Лоренца действует в направлении от ядра. Обращает на себя внимание, что энергии электронных переходов на уровни $n = 1, 2, 3$ с более высоколежащих уровней, начиная с некоторых Z , становятся отрицательными, т.е. переходы становятся невозможными.

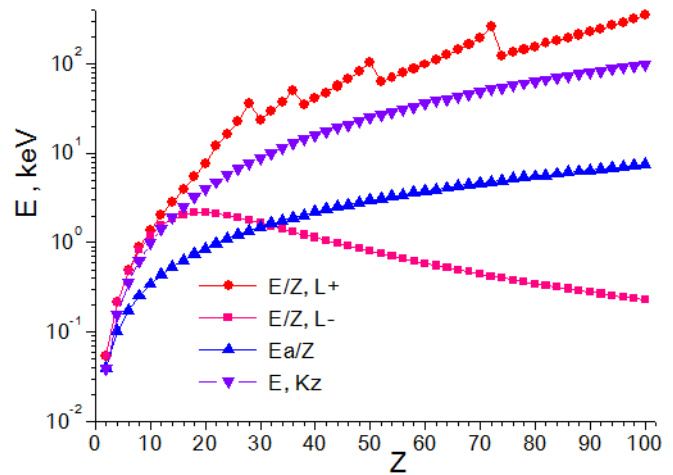


Рис. 24. Энергии связи электрона для трансатомов и обычных атомов.

Таким образом, формируются оболочки, даже для случая, когда сила Лоренца действует от ядра. Вектор магнитной индукции в центре трансатома в этом случае будет составлять величину $10^6 - 10^7$ Тл. На рис. 26 линия n 2-1 (1 электрон) соответствует переходам, для которых на оболочке с $n = 2$ находится один электрон. В этом случае радиус орбитали с $n = 2$ наиболее близко расположен к орбитали с $n = 1$. Все другие линии соответствуют расчетам, при которых на орбиталях с разными главными квантовыми числами n находится одинаковое количество электронов. Из рис. 25 и 26 видно, что энергии переходов расположены в диапазоне от сотен эВ до сотен кэВ.

Излучения электронных переходов в десятки и сотни кэВ относятся к гамма-квантам и при массовых преобразованиях атомов в трансатомы легко регистрируются соответствующим детектирующим оборудованием. Этого в экспериментах по трансмутации не наблюдалось. Однако, в обоих случаях (рис. 25, 26), расчеты проводились для “голых” ядер, без электронов, что не соответствует действительности. А поскольку электроны соединяются в пары в атомах с электронами, то необходимо учитывать, что спаренные электроны опускаются к ядру в электронной “атмосфере” неспаренных электронов. Таким образом, заряд ядра экранируется сначала неспаренными электронами, а затем и спаренными электронами. Таким образом, пары взаимодействуют с эффективным центральным зарядом, который меньше, чем заряд ядра Z . Это приведет к уменьшению энергии переходов до единиц – нескольких десятков кэВ.

Важно отметить, когда сила Лоренца действует в направлении от ядра, все лоренцовские под-оболочки (L^-), начиная с $n = 1$, могут заполняться спаренными электронами, образующимися в результате распада двух нейтронов: $2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$. Электронные состояния у лоренцовских под-оболочек (L^-) всегда “свободны” для переходов на них двух β^- -электронов.

В случае, когда сила Лоренца действует в направлении ядра, такие переходы возможны, только, если электронные состояния у лоренцовских под-оболочек (L+) не заняты. Процесс электронного захвата: превращение протона в нейтрон, может идти с одним электроном.

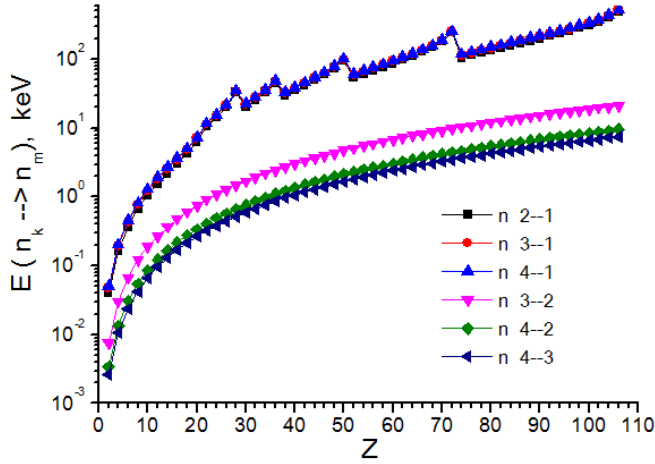


Рис. 25. Зависимости энергий электронных переходов от заряда ядра для оболочек трансатомов, в которых сила Лоренца действует в направлении ядра.

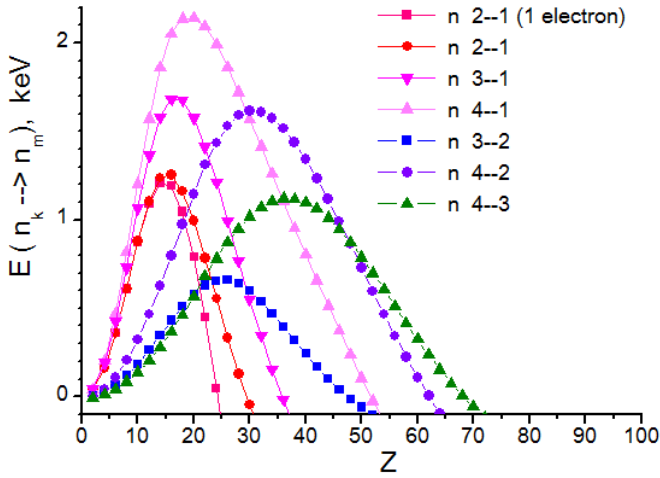


Рис. 26. Зависимости энергий электронных переходов от заряда ядра для оболочек трансатомов, в которых сила Лоренца действует в направлении от ядра.

IX. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БОЗОННЫХ АТОМОВ

Энергия взаимодействия электрона с магнитным полем трансатома равна:

$$\Delta E = -\mu_e B^Z. \quad (25)$$

На рис. 27 линия R_H показывает зависимость от Z энергии расщепления водородоподобного уровня нечетного электрона (25), находящегося на радиусе $R_H =$

$5,3 \cdot 10^{-11}$ м, для случая, когда силы Лоренца направлена к ядру (рис. 18). В этом расчете учитывалось магнитное поле, создаваемое только первой оболочкой с $n = 1$. У “тяжелого водорода” основное $1S$ -состояние нечетного электрона, кроме того, что расщепляется на два подуровня ($s = \pm 1/2$), оно ещё и сдвигается за счет изменения приведенной массы в постоянной Ридберга.

Энергия магнитного притяжения двух трансатомов с количеством спаренных электронов P_{e1} и P_{e2} вдоль оси C (рис.8 и 27) на расстоянии c составит:

$$\Delta E_{Z1-Z2} = -\mu_e \cdot (P_{e1} B^{Z2} + P_{e2} B^{Z1}) = \mu_e \left(P_{e1} \frac{2\mu_0 \mu_e \cdot P_{e2}}{c^3} + P_{e2} \frac{2\mu_0 \mu_e \cdot P_{e1}}{c^3} \right) = \frac{4\mu_0 \mu_e \cdot P_{e1} P_{e2}}{c^3}.$$

На рис. 27 дана зависимость от Z энергии магнитного взаимодействия двух одинаковых трансатомов с $P_{e1} = P_{e2}$ на расстоянии равном радиусу их обычного атома для случая, когда силы Лоренца направлена к ядру и $n = 1$ (рис. 17). Видно, что для большинства трансатомов энергия магнитного притяжения больше энергии теплового движения 0,025 эВ. На рис. 28 представлена зависимость радиуса обычного атома от заряда ядра.

Таким образом, два трансатома притягиваются друг к другу за счет магнитных полей, создаваемых спаренными электронами. При этом сила притяжения будет увеличиваться по мере уменьшения расстояния между ядрами трансатомов. По мере уменьшения межъядерного расстояния, между спаренными электронами, принадлежащими разным трансатомам, возникнут обменные силы. Это приведет к дополнительному притяжению двух трансатомов и, в конце концов, к обобществлению их электронов. Вследствие этого, создаётся дву-ядерная система. В дальнейшем, другие трансатомы могут присоединяться к этой системе. Таким образом, образуется многоядерная система – трансмолекула.

На рис. 29 схематично изображено образование трансмолекулы из одинаковых трансатомов кислорода $Z = 8$ для случая, когда силы Лоренца направлена к ядру. Сначала образуется двуядерная трансмолекула с общим, центральным зарядом $Z = 16$, в последующем трехядерная трансмолекула с общим, центральным зарядом $Z = 24$.

Первая оболочка содержит 22 спаренных электрона, на второй размещаются оставшиеся два электрона. Вектор магнитной индукции в центре такой трансмолекулы составит $7 \cdot 10^7$ Тл (рис. 20). Радиусы электронных орбиталей для этих трансатомов соотносятся как: $R_8 \approx 2R_{16} \approx 4R_{24}$.

Следовательно, из образовавшихся трансатомов создается трансмолекула: Единое многоядерное образование, окруженное электронным, бозонным облаком.

Очевидно, что магнитные поля трансатомов автоматически фокусируют их друг на друга, увеличивая тем самым сечение их взаимодействия. К тому же эффекту приводит приложенное внешнее магнитное поле.

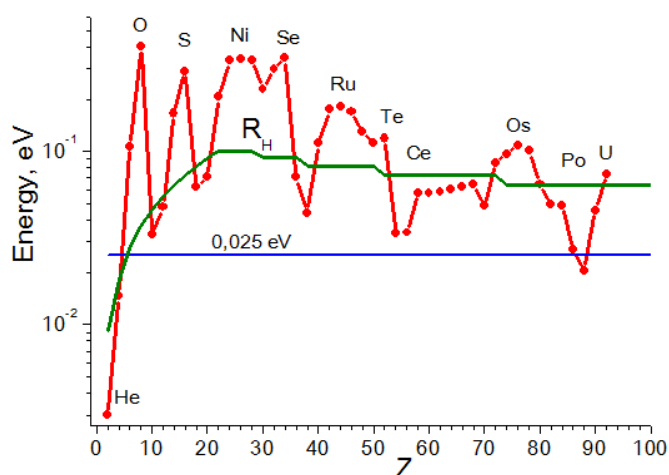


Рис. 27. Энергии магнитного взаимодействия двух одинаковых трансатомов.

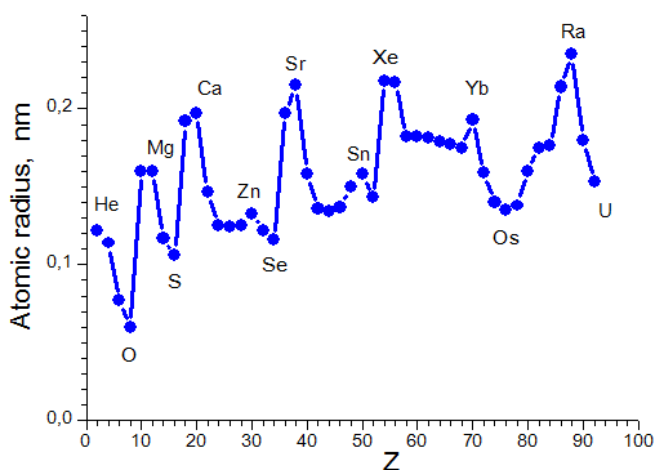


Рис. 28. Зависимость радиуса обычного атома от заряда ядра.

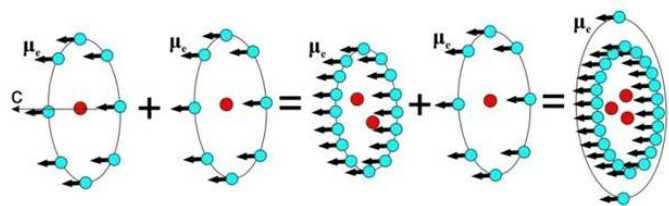


Рис. 29. Образование многоядерной системы – трансмолекулы.

Поскольку не все атомные электроны могут перейти в состояние связанных пар, то существует три возможности существования трансатомов-химер.

Первый случай. При преобразовании атома в трансатом может возникнуть ситуация, в которой количество связанных в пары электронов будет $P_e = 2$ или $P_e = 4$. В этом случае энергия магнитного притяжения между ТрансАтомами Химическими (ТАХ) меньше, чем энергия теплового движения (рис. 27). Тогда ТАХ не смогут соединиться благодаря их магнитному притяжению. Однако, для таких трансатомов не исключено

образование химических молекул как с ТАХ, так и с обычными атомами на основе химических связей.

Второй случай. Энергии взаимодействующих ТрансАтомов Магнитных (ТАМ) хватает, чтобы образовать комплекс трансатомов на основе их магнитного притяжения, но ее недостаточно, чтобы преодолеть кулоновский барьер отталкивающихся, атомных электронов, т.е. образовать ядерную трансмолекулу.

И третий случай. Имеет место образование из ТрансАтомов Нуклидных (ТАН) ядерной трансмолекулы с последующим запуском реакции трансмутации.

Х. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Предложенная выше модель трансатомов и полученные в результате расчетов свойства трансатомов удовлетворяют всем требованиям, которые необходимо выполнить для осуществления реакций низкоэнергетической трансмутации.

- Электронные пары в трансатоме и в трансмолекуле находятся максимально близко к трансядрам, так что их волновые функции существенно перекрываются с волновыми функциями трансядер. Это приводит к значительному увеличению скорости электрослабых процессов.
- В трансатоме всегда есть свободные электронные состояния для заселения β^- -электронами, образовавшимися в результате электрослабых взаимодействий.
- Электронная структура атомов при их преобразовании в трансатомы изменилась и изменилась существенно. Нуклонная структура ядер в сильном магнитном поле $B^Z = 10^6 - 3 \cdot 10^9$ Тл тоже изменилась. Энергетические уровни в трансядре для протонов p и нейтронов n ($s = \pm 1/2$) расщепились на $\Delta E = \pm \mu_{p,n} \cdot B^Z$: для протонов $\Delta E_p = \pm(10^{-1} - 3 \cdot 10^2)$ эВ, для нейтронов $\Delta E_n = \pm(6 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^2)$ эВ ($\mu_p = 8,79 \cdot 10^{-8}$ эВ/Тл, $\mu_n = -6,0206 \cdot 10^{-8}$ эВ/Тл). Таким образом, ядра превратились в трансядра. Ядерная структура изменилась, но изменилась несущественно, с точки зрения изменения оболочечной структуры ядра.
- Трансатомы притягиваются друг к другу. Это позволяет взаимодействовать одновременно многим трансатомам, и соответственно, многим трансядрам. Образование ядерной трансмолекулы автоматически приводит к сближению ядер до расстояний действия ядерных сил и началу процессов ядерных преобразований. Таким образом, вероятность ядерных реакций становится равной вероятности превращений атомов в трансатомы.
- Ядерное кулоновское поле в трансмолекуле полностью не исчезает.
- Вследствие выделения значительной энергии в процессе трансмутации вылетающие из трансмолекулы и “капсулы” обычные, стабильные ядра, захватывая электроны, преобразовываются в обычные атомы.

Открытыми остаются вопросы: о запрете Паули на спаривание электронов, о механизме образования трансатомов и о механизме взаимодействия трансатомов внутри трансмолекулы, как до начала протекания ядерных процессов, так и во время их протекания. Из представленного материала статьи ясно, что в расчетах необходимо учитывать спин-спиновые F_{SS} и электрослабые F_{eW} взаимодействия как электронов между собой, так и их взаимодействия с ядрами. Очевидно, эти вопросы требуют *совершенно новых* теоретических разработок.

Укажу здесь лишь условия, в которых протекают реакции трансмутации в трансмолекуле:

- Трансатомы в трансмолекуле окружены облаком электронов, спаренных в бозоны с $S = 1$. Волновые функции электронов существенно перекрываются с волновыми функциями ядер, составляющими трансмолекулу.
- Трансатомы постоянно находятся в движении, поскольку положительно заряженные трансатомы пытаются вытолкнуть друг друга из трансмолекулы, отрицательные электроны возвращают их обратно в центр. Возникает самосогласованное поле.
- В центре трансмолекулы величина вектора магнитной индукции составляет $10^6 - 3 \cdot 10^9$ Тл.
- Магнитное поле изменило ядерную структуру ядер, расщепив энергетические уровни протонов и нейтронов в трансатоме.
- Трансатомы в магнитном поле трансатомов и трансмолекул ориентируются и поляризуются.
- Магнитные поля в центрах трансатомов и в центрах трансмолекул неоднородны и анизотропны (рис.9). Следовательно, пространство, в котором движутся трансатомы, является неоднородным и анизотропным. Таким образом, в трансмолекуле не сохраняются интегралы движения: нарушается закон сохранения импульса и закон сохранения момента импульса (спина).

Неоднородность магнитного поля составляет $10^2 - 10^6$ Тл на диаметре ядра, что при его движении вызывает изменения в энергетических уровнях протонов и нейтронов. Наряду с этим, поскольку протоны и нейтроны сами движутся внутри ядра, то следует принять, что их волновые функции, находясь одновременно в разных областях ядра, имеют разные энергетические состояния. Поскольку это невозможно, то следует сделать вывод, что в трансатоме нарушается закон сохранения энергии.

Нарушение закона сохранения момента импульса означает, что снимаются множественные спиновые запреты на переходы между энергетическими уровнями в трансатомах. В трансмолекуле электрослабые переходы в трансатомах осуществляются между основными состояниями. Это связано с тем, что выделяющаяся энергия при этих переходах распределяется между трансатомами, а не излучается электромагнитным способом в виде гамма-квантов. Нарушение закона сохранения импульса, возможно, выражается в том, что обмен нуклона-

ми между трансатомами, до определенного порогового уровня, может осуществляться без отдачи (некоторое подобие эффекта Мёссбауэра). Нарушение закона сохранения энергии может проявляться в значительном уширении как основных, так и возбужденных ядерных состояний [18], [19]. Вследствие этого эти состояния, во-первых, могут перекрываться и, во-вторых, время переходов между ними должно существенно ускориться, в том числе, с участием электрослабых взаимодействий.

Таким образом, реакции трансмутации в трансмолекуле будут протекать между основными состояниями трансатомов, без испускания гамма-квантов, и так, чтобы энергия конечного состояния в трансмолекуле, по возможности, была минимальной.

Некоторые возможные применения трансатомов.

- Открыта возможность реализации без больших энергетических затрат безрадиационных ядерных реакций. Превращение одних элементов в другие позволяет получать редкие элементы и их изотопы из дешевых элементов, в том числе получать сверхтяжелые элементы и, возможно, сверхзаряженные ядра (п.3). Появляется способ ликвидации радиоактивных отходов, путем преобразования радиоактивных изотопов в стабильные.
- Выделение в процессе трансмутации внутриядерной энергии позволяет создавать генераторы энергии нового типа: мощные, компактные, безрадиационные.
- Поскольку трансатомы являются спиновыми и магнитными, то их можно использовать в вычислительной технике, например: квантовых компьютерных технологиях в качестве кубитов с $D = 3$ и $D = 5$ [36]. Поскольку ТАХ с $P_e = 2$ имеет $S = 1$, и следовательно, имеет три состояния $-1, 0, +1$, а ТАХ с $P_e = 4$, $S = 2$ имеет уже пять состояний $-2, -1, 0, +1, +2$.

Возможно создание различных устройств на основе материалов с небольшой плотностью, но с огромными магнитными полями, как постоянными, так и переменными. Появляется возможность создания материалов с рекордными прочностными характеристиками, использующие в своем составе ТАМ, поскольку энергия связи между ними много больше, чем энергия любых химических связей.

- Человечество получает в своё распоряжение дополнительно, к имеющейся таблице Д.И. Менделеева, ещё множество других “химических” Транс-Элементов. Так, если ограничиться ядрами с зарядами от 2 до $Z = 100$, то количество “трансатомов-химер”, без учета лоренцевских под-оболочек, составит ~ 2500 . Это отрывает гигантские перспективы в химии, материаловедении, в промышленности, медицине, средствах коммуникации, в сфере разработки новых источников энергии и в военной области.

- Трудно предугадать, какие возможности можно будет реализовать, используя “спиновую” материю, спиновые взаимодействия на любых рассто-

яниях (эффект Эйнштейна-Подольского-Розена) и связанные с ней торсионные взаимодействия.

XI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен механизм реакций низкоэнергетической трансмутации химических элементов, в основе которого лежит предположение об образовании в слабо возбужденной конденсированной среде трансатомов и трансмолекул.

Представленный механизм не только описывает характерные свойства процессов НЭТ, но позволяет предсказать другие, экспериментально проверяемые, особенности этого явления. Модель теории требует совершенно новых теоретических разработок, расчетов и постановки новых экспериментов.

В настоящее время в научном мире формируется новое, фундаментальное и глобальное направление в науке – трансатомная–трансядерная наука в конденсированной среде. Это направление является глобальным, поскольку затрагивает практически все естественнонаучные направления: физику, химию, материаловедение, электронику, биологию и другие.

Основой данного направления служит открытие ранее неизвестного состояния вещества: спиновый–нуклидный (ядерный)–электронный конденсат (СНЭК). СНЭК – это измененное состояние атомной и ядерной структуры химических элементов. В этом состоянии изменяются физические и химические свойства химических элементов. Например, Трансэлементы притягиваются друг к другу, образуя молекулы с новыми свойствами, отличающимися от свойств обычных молекул. Атомные ядра химических элементов, находящиеся в состоянии СНЭК, могут вступать в многоядерные реакции.

Особенностью этих многоядерных реакций является отсутствие радиационных излучений при их протекании и отсутствие радиоактивных изотопов в их продуктах. Спиновый–нуклидный–электронный конденсат обладает неизвестными до настоящего времени физическими свойствами. Трудно предугадать, какие возможности можно будет реализовать, используя эти свойства в науке и технологиях.

Важнейшей особенностью трансатомной–трансядерной науки в конденсированной среде является непосредственное, сегодняшнее применение её открытий в новейших технологиях во всех сферах человеческой деятельности [31], [32], [36], [37], [38], [39].

Таким образом, развитие трансатомной–трансядерной науки в конденсированной среде, исследование свойств спинового–нуклидного–электронного конденсата и его применение в промышленности создаёт основу для новой научной и технологической революций.

Автор благодарен Стрекаловскому О.В. за помощь в расчетах, полезные обсуждения и поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Proceedings of the 1-19th International Conferences on Cold Fusion (ICCF / Condensed Matter Nuclear Science).
- [2] Материалы 1-23-й Российских конференций по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии.
- [3] Балакирев В.Ф., Крымский В.В., Болотов Б.В. и др. *Взаимопревращение химических элементов. Под ред. Балакирева В.Ф.* УрО РАН, Екатеринбург, 2003.
- [4] Kuznetsov V.D., Mishinsky G.V., Penkov F.M., Arbuzov V.I., Zhemnik V.I. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 28(2):173–214, 2003.
- [5] Karabut A.B., Kucherov Ya.R., Savvatimova I.B. *Phys. Letters A*, 170:265–272, 1992.
- [6] Карабут А.В. Материалы 7-й Российской конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов, М.2000, с.27-35, Proc. 8th Int. Conf. on Cold Fusion, Italy, 2000, p.329-334.
- [7] Солин М.И. *Физическая мысль России*, (1):43–58, 2001.
- [8] Адаменко С.В. и др. *Controlled Nucleosynthesis. Breakthroughs in Experiment and Theory. Series: Fundamental theories in Physics.* Springer, 2007. http://www.proton21.com.ua/articles/Booklet_ru.pdf.
- [9] Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Прикладная физика, 2000, №4, с.83-100; Urutskoev L.I., Liksonov V.I., Tsinoev V.G. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, v.27, №4, 2002, p.701-726.
- [10] Кладов А.Ф., Кавитационная деструкция материи. <http://roslo.narod.ru/rao/rao1.htm>.
- [11] Savvatimova I.B. Proc. 7th Int. Conf. on Cold Fusion, Vancouver, 1998, p.342-350; Proc. 8th Int. Conf. on Cold Fusion, Italy, 2000, p.277-283.
- [12] Urutskoev L.I., Filippov D.V. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 29(3):1187–1205, 2004.
- [13] Mishinsky G.V., Kuznetsov V.D. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 33(3-4):331–356, 2008.
- [14] Мышинский Г.В. Материалы 15-й Российской конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов, М., 2009, с.123-129.
- [15] Мышинский Г.В. Материалы 18-й Российской конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов, М., 2012, с.94-106.
- [16] Нестерович А.В., Родионов Б.У., Савватимова И.Б. Материалы 8-й Российской конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов, М., 2001, с.211-215.
- [17] Matsumoto T., Proc.5th Int. Symp. on Ball Lightning, 1997, Japan, p.193-201.
- [18] Высоцкий В.И., Высоцкий М.В. *ЖЭТФ*, 147(2):279–291, 2015.
- [19] Высоцкий В.И., Высоцкий М.В. *ЖЭТФ*, 148(4):643–657, 2015.
- [20] Мигдал А.Б. *Фермионы и бозоны в сильных полях.* Наука, М., 1978. с.272.
- [21] Мухин К.Н. *Экспериментальная ядерная физика.* Энергоатомиздат, М., 1983. с.616.
- [22] Cooper L.N. *Phys.Rev.*, 104, 1189, 1956; Купер Л.Н. Теория сверхпроводимости. УФН, 1960, 72, вып.1, с.117-131.
- [23] Lynton E.A. *Superconductivity*, London, 1969; Линтон Э.А. Сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1971. с.264.
- [24] N. Bohr. On the Constitution of Atoms and Molecules, Part 1. *Philosophical Magazine*, 26:1–24, 1913.
- [25] Heisenberg W. Über die Spektra von Atomsystemen mit zwei Elektronen. *Z. Phys.*, 39(7):499–518, 1926.
- [26] Матвеев А.Н. *Атомная физика.* Высшая школа, М., 1989. с.439.
- [27] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля.* Наука, М., 1973. с.138.
- [28] Грызинский М. *Об атоме точно. Семь лекций по атомной физике.* Новосибирск, 2004. с.93.
- [29] Самсоненко Н.В., Ндахайо Ф., Тяhti Д.В. О следствиях точного учета спин-спиновых и спин-орбитальных взаимодействий в дейтроне. Тезисы докладов международного совещания по физике атомного ядра. 1998, М, с.45.
- [30] Тяhti Д.В. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 'Следствия точного учета взаимодействия магнитных моментов частиц в модельной задаче двух тел.' М., РУДН, 2000, с. 112.
- [31] G. Levi, E. Foschi, B. Höistad, R.Pettersson, L. Tegnér, H.Essén. Observation of abundant heat production from a reactor device and of isotopic changes in the fuel. AMS

- Acta (13 октября 2014). <http://www.sifferkoll.se/sifferkoll/wp-content/uploads/2014/10/LuganoReportSubmit.pdf>.
- [32] А.Г. Пархомов. Отчет международной комиссии об испытании высокотемпературного теплогенератора России. *ЖФНН*, 2(6):57–61, 2014. <http://www.unconv-science.org/pdf/6/parkhomov2-ru.pdf>.
- [33] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*. Наука, М., 1974. с.752.
- [34] Savvatimova I. Creation of more light elements in tungsten irradiated by low-energy deuterium ions. Proceeding ICCF-13, 2008, p.505-517.
- [35] Баранов Д.С., Баранова О.Д., Генерация изотопов Bi с помощью электролиза. Материалы 15-й Российской конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов, М. 2009, с.40-53. Baranov D.S., Baranova O.D., Proceeding of the 7th International symposium on exotic nuclei, Sochi, Russia, 2009, p.241-246.
- [36] Kiktenko E.O., Fedorov A.K., Strakhov A.A., Man'ko V.I. *Phys. Lett. A*, 379(6):1409, 2015.
- [37] Афанасьев В.С., Егоров А.В., Сергеев Ю.Ю., Ваньков Б.М. Использование гидроволнового метода для очистки водных растворов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, 2013. №. с.100-104.
- [38] Курашов В.М, Сахно Т.В. Микробиологический способ трансмутации химических элементов и превращения изотопов химических элементов. 2014, Патент RU 2 563 511 С2.
- [39] Высоцкий В.И., Корнилова А.А. *Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах*. Мир, М., 2003. с.302.