

DOI: <http://doi.org/10.5281/zenodo.1319587>

ISSN 2225-6717 Выпуск №41
2018

ДОКЛАДЫ **Н**ЕЗАВИСИМЫХ **А**ВТОРОВ

Авиация и космонавтика
Логика
Строительство
Физика и астрономия

ISSN 2225-6717

Доклады Независимых Авторов

Периодическое многопрофильное научно-техническое издание

Выпуск № 41

Авиация и космонавтика \ 6

Логика \ 14

Строительство \ 35

Физика и астрономия \ 74

Депонирование \ 189

Об авторах \ 191

2018

The Papers of independent Authors

volume 41, in Russian, 2018

Copyright © 2005 by Publisher “DNA”

Все права (авторские и коммерческие) на отдельные статьи принадлежат авторам этих статей. Права на журнал в целом принадлежат издательству «DNA».

All rights (copyright and commercial) on individual papers belong to the authors of these papers. The rights to the journal as a whole belong to the publisher «DNA».

Опубликовано 15.01.2018

Отправлено в печать 27.01.2018

Напечатано в США, Lulu Inc., № 22411329

ISBN 978-1-387-50912-6

EAN-13 9772225671006

ISSN 2225-6717

Сайт со сведениями для автора –

<http://dna.izdatelstwo.com>

Контактная информация –

publisherdna@gmail.com

**Адрес: POB 15302, Beney-Ayish,
Israel, 60860**

Передается и регистрируется в национальных библиотеках

- **России** - [Российская национальная библиотека](#), [Российская государственная библиотека](#), [ВИНИТИ](#)
- **Израиля** - [The National Library of Israel](#),
- **США** - [The Library of Congress USA](#).

Истина – дочь времени, а не авторитета.

Френсис Бэкон

Каждый человек имеет право на свободу убеждений и на свободное выражение их; это право включает свободу беспрепятственно придерживаться своих убеждений и свободу искать, получать и распространять информацию и идеи любыми средствами и независимо от государственных границ.

Организация Объединенных Наций.

Всеобщая декларация прав человека. Статья 19

От издателя

"Доклады независимых авторов" - многопрофильный научно-технический печатный журнал на русском языке. Журнал принимает статьи к публикации из России, стран СНГ, Израиля, США, Канады и других стран. При этом соблюдаются следующие правила:

- 1) статьи не рецензируются и издательство не отвечает за содержание и стиль публикаций,
- 2) автор оплачивает публикацию,
- 3) журнал регистрируется в международном классификаторе книг (ISBN) и журналов (ISSN), передается и регистрируется в национальных библиотеках России, Израиля, США.
- 4) приоритет и авторские права автора статьи обеспечиваются регистрацией журнала в ISSN и ISBN,
- 5) коммерческие права автора статьи сохраняются за автором,
- 6) журнал издается в США,
- 7) журнал продается в интернете и в тех магазинах, которые решат его приобрести, пользуясь указанным международным классификатором.

Этот журнал - для тех авторов, которые уверены в себе и не нуждаются в одобрении рецензента. Нас часто упрекают в том, что статьи не рецензируются. Но институт рецензирования не является идеальным фильтром - пропускает неудачные статьи и задерживает оригинальные работы. Не анализируя многочисленные причины этого, заметим только, что, если плохие статьи может отфильтровать сам читатель, то выдающиеся идеи могут остаться неизвестными. Поэтому мы - за то, чтобы ученые и инженеры имели право (подобно писателям и художникам) публиковаться без рецензирования и не тратить годы на "пробивание" своих идей.

Хмельник С.И.

2005

Содержание

Авиация и космонавтика \ 6

Тригер В., Лещинская-Альтшуллер А., Хмельник С. (*Израиль*) Метод и система для торможения летающих объектов \ 6

Логика \ 14

Неплюй В.И. (*Украина*) Атомы элементов Природы. Краткое описание образования инертных газов. \ 14

Неплюй В.И. (*Украина*) Атомы. Линейное групповое изменение свойств атомов элементов Природы по диапазону числа “n”. \ 31

Строительство \ 35

Кагановский Л.О. (*Израиль*) Спасательные, при пожарах, устройства “Барабан 1” и “Барабан 2” \ 35

Кагановский Л.О. (*Израиль*) Новые конструктивные решения солнечных батарей \ 40

Коган А.Р. (*Израиль*) Перспективные конструкции фундаментов и свай. Часть 3. Способ отбора перспективных технических решений.. \ 43

Коган А.Р. (*Израиль*) Перспективные конструкции фундаментов и свай. Часть 4. Способ определения давлений в нагружаемом основании фундамента. \ 52

Физика и астрономия \ 74

Верин О.Г. (*Россия*) Бозе-конденсация электронов в атоме. Обсуждение экспериментальных закономерностей. \ 74

Габьшев В.Г. (*Россия*) Способ генерации шаровой молнии термодинамической версии. Метод громоотвода. \ 103

Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. (*Россия*) Экспериментальное обнаружение «странного» излучения и трансформация химических элементов \ 107

Холодов Л.И., Горячев И.В. (*Россия*) Иерархия качественно-различных уровней материи и монополи Лошака \ 132

Холодов Л.И., Горячев И.В. (*Россия*) Соображения о физическом смысле постоянной тонкой структуры \ 136

Холодов Л.И., Горячев И.В. (*Россия*) О магнитной природе гравитации \ 140

Хмельник С.И. (*Израиль*) Новое решение уравнений
Максвелла для сферической волны \ 146

Хмельник С.И. (*Израиль*) Почему облака не падают \ 162

Эткин В.А. (*Израиль*) Соотношения взаимности процессов
энергопревращения \ 166

Депонирование \ 189

Жмудь А.А. (*Россия*) Реактивный двигатель для
аэрокосмических полетов. \ 189

Жмудь А.А. (*Россия*) Малогабаритный термоядерный реактор.
\ 190

Об авторах \ 191

Последняя / 195

Тригер В., Лещинская-Альтшуллер А., Хмельник С.

МЕТОД И СИСТЕМА ДЛЯ ТОРМОЖЕНИЯ ЛЕТАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

Аннотация

Предлагается презентация патента, подробные реквизиты которого приведены в приложении 1.

Введение

Изобретение относится, в общем, к области космоса и авиации, и, в частности, к способу и системе, которые осуществляют торможение воздушным судном (самолетом, спутником) для обеспечения безопасной посадки.

По существу, **предлагается**

- запатентованное устройство,
- физико-математическое обоснование его работоспособности,
- программы расчета различных вариантов устройства,
- программы расчета траекторий воздушного судна в процессе торможения.

Основные преимущества:

- значительное сокращение массы спутника благодаря уменьшению теплозащитной массы,
- значительное сокращение топлива для тормозных двигателей спутника,
- повышение безопасности при входе в плотные слои атмосферы без создания ударной волны,
- ограничение перегрузки до 5G, что актуально для
 - сохранения экспериментальных результатов на спутнике,
 - сохранения здоровья экипажа и пассажиров самолета.
- значительное уменьшение вероятности разрушения самолета при аварийной посадке, что может привести к травмам или массовым потерям жизни.

Принцип действия

Основу устройства составляет шлейф, выпускаемый в момент торможения. Шлейф развивает

- силу электродинамического торможения в разреженной атмосфере,
- силу аэродинамического сопротивления в плотных слоях атмосферы.

Электродинамическая тормозная сила создается за счет взаимодействием атмосферных ионов с заряженным шлейфом. При этом сила этого взаимодействия регулируется благодаря особой конструкции шлейфа (см. [приложение 2](#)) в зависимости от скорости спутника и высоты полета; тем самым поддерживается допустимая перегрузка и удар при входе в плотные слои атмосферы. Конструкция такова, что кинетическая энергия спутника преобразуется в кинетическую энергию взаимодействия атмосферных ионов с заряженным шлейфом

Аэродинамическая тормозная сила создается благодаря особой конструкции шлейфа – см. [приложение 3](#).

Рассмотрим подробнее принцип электромагнитного торможения

Шлейф представляет собой длинный конденсатор, движущийся с высокой скоростью. Движущиеся таким образом электрические заряды создают т.н. конвекционный электрический ток (что было показано еще в начале прошлого века Эйхенвальдом). Электрический ток создает вокруг шлейфа магнитное поле. Отрицательные заряды на поверхности шлейфа создают в окрестности шлейфа отрицательное электрическое поле. Это поле отталкивает отрицательные ионы и притягивает положительные ионы. Падающие со всех сторон на шлейф положительные ионы создают электрический ток, направленный к шлейфу. Этот ток взаимодействует с магнитным полем шлейфа, направленным перпендикулярно этому току (вокруг шлейфа). Ток ионов сдвигается возникающей при этом силой Ампера (как в моторе постоянного тока). Ионы сдвигаются в сторону движения шлейфа. Энергией такого движения является кинетическая энергия шлейфа. Затрачивая энергию на движение ионов, шлейф вместе со спутником теряет

кинетическую энергию, т.е. тормозится. Расчеты показывают, что сила торможения пропорциональна скорости шлейфа-спутника.

Положительные ионы, падающие на конденсатор, разряжают его. Установленный на спутнике генератор постоянного высокого напряжения вырабатывает ток подзаряда конденсатора. Таким образом, сила электромагнитного торможения зависит от тока подзаряда.

По существу, неотъемлемой частью изобретения является **метод и программа расчета**

- силы электромагнитного торможения, необходимой для удержания ускорения в заданных пределах при известной скорости (по величине и направлению) и высоте спутника,
- величины тока подзаряда конденсатора в зависимости от известной силы электромагнитного торможения.

В **приложении 4** дан пример результата такого расчета.

Устройство содержит

- тормозной шлейф – см. приложения 2 и 3,
- аккумулятор
- источник постоянного высоко напряжения (около 1000 в)
- блок управления

Общий вес устройства составляет примерно 10% от веса легких спутников и уменьшается с увеличением веса спутника.

Управление

Для управления устройством должны быть установлены измерители высоты и скорости. Блок управления на основании этих измерений рассчитывает ток подзарядки шлейфа, от которого зависит электродинамическая тормозная сила. Тем самым поддерживается допустимая перегрузка и удар при входе в плотные слои атмосферы. В **приложении 3** показана траектория некоторого спутника, полученная при определенном управлении тормозным устройством

Приложение 1. Реквизиты патента.

A METHOD AND SYSTEM FOR BRAKING OF FLYING OBJECTS

PCT/IL2017/050671

PATENT PENDING

Receiving Office: Israel Patent Office

International Filing Date: 18/06/2017

International Searching Authority: Israel Patent Office

ISA Received Date: 05/07/2017

Sent to IB: 25/06/2017

ISRAEL PATENT

Israel Received Date: 19/07/2017

Applicants

TRIGGER Vitaly	Israel, Ashdod
LESHINSKY-ALTSHULLER Anya	Israel, Kiriati Bialik
KHMELNIK Solomon	Israel, Bene-Ayish

Agent

ROSENTHAL Ytzhak	Israel, 21, Hapnanim, St Yaud-Monoson, 6019000
------------------	---

Приложение 2. Диэлектрический шлейф.

К спутнику прикреплен диэлектрический шлейф, заряжаемый отрицательным зарядом от генератора, установленного на спутнике. Шлейф во время полета вытягивается и летит с большой скоростью вслед за спутником.

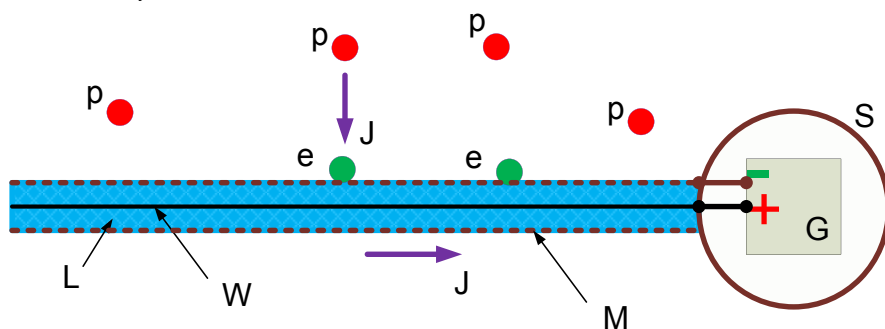
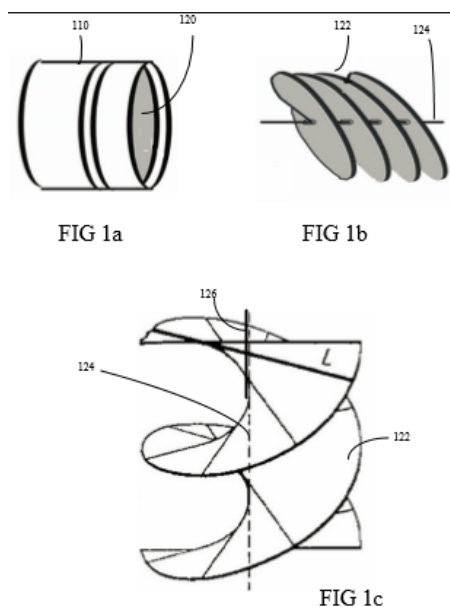


Рис. 1.

Шлейф представляет собой плоский провод с металлическим покрытием и высоковольтной изоляцией, свернутый в спираль – подробнее см. в приложении 3. Шлейф подключен ко внутреннему высоковольтному генератору – см. рис. 1, где

S - оболочка спутника,
G – генератор,
L - диэлектрический шнур,
W – внутренний металлический провод,
М – металлическое покрытие шнура,
e - поверхностные электроны,
p – ионы.

Приложение 3. Шлейф как аэродинамический тормоз.



Приложение 4. Траектории полета

Для иллюстрации здесь показаны результаты расчета траектории для спутника со следующими характеристиками:

- масса – 5 кг,
- начальная скорость – 8000 м\сек,
- начальная высота – 500 км.

Получены следующие характеристики траектории:

- ускорение <50 м/сек,
- скорость приземления <5 м/сек,
- скорость входа в плотные слои атмосферы <160 м/с на высоте \approx 100 км

Ниже используются следующие обозначения:

- $V(t)$ – абсолютная суммарная скорость,
- $W(t)$ – вертикальная скорость (пунктиром),
- $a(t)$ – абсолютное ускорение,
- $F(t)$ – суммарная сила,
- $F_{ad}(t)$ – аэродинамическая сила
- $H(t)$ – высота,
- $L(t)$ – расстояние.

На **Fig. 1** показана вся траектория $H(L)$.

На **Fig. 2** показан начальный отрезок траектории (первые 2000 сек),
в правом верхнем окне 2 показаны $V(t)$, $W(t)$ (пунктиром),
в правом нижнем окне 4 показано $a(t)$,
в левом верхнем окне 1 показаны $F(t)$, $F_{ad}(t)$ (пунктиром),
в левом нижнем окне 3 показаны $H(t)$, $L(t)$ (пунктиром).

На **Fig. 3** показан конечный отрезок траектории (от 2000 сек до 12000 сек),

- в левом окне 1 показаны $V(t)$, $W(t)$ (пунктиром),
- в левом окне 2 показана $H(t)$,
- в левом окне 3 показаны $F(t)$, $F_{ad}(t)$ –(пунктиром),
- в правом окне показана траектория $H(L)$.

На **Fig. 4** показан крайний участок траектории (последние 400 секунда),

- в левом окне 1 показаны $V(t)$, $W(t)$ (пунктиром),
- в левом окне 2 показана $H(t)$,
- в левом окне 3 показаны $F(t)$, $F_{ad}(t)$ (пунктиром),
- в правом окне показана траектория $H(L)$.

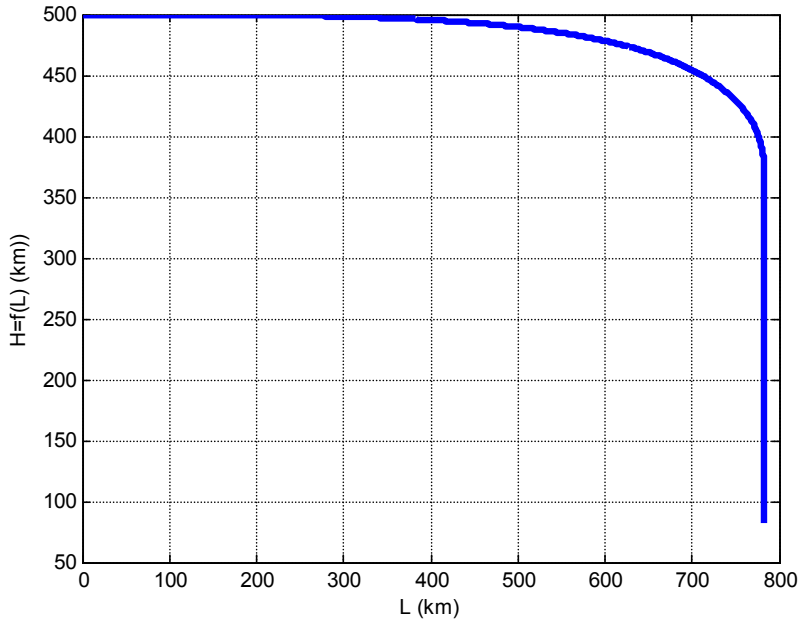


Figure 1

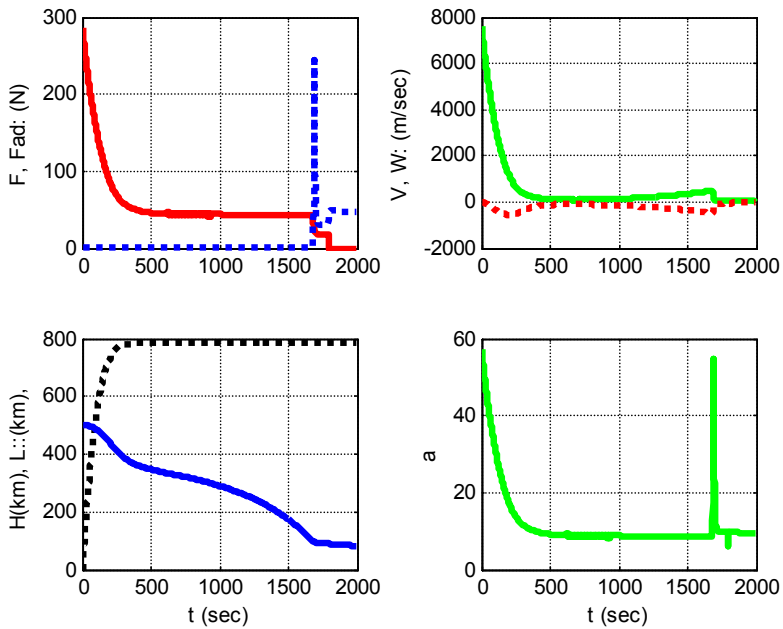


Figure 2

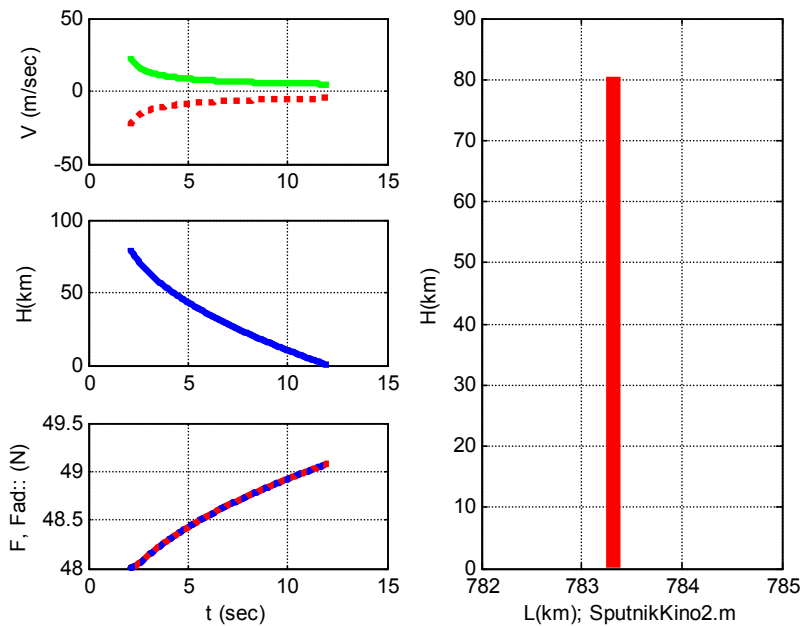


Figure 3

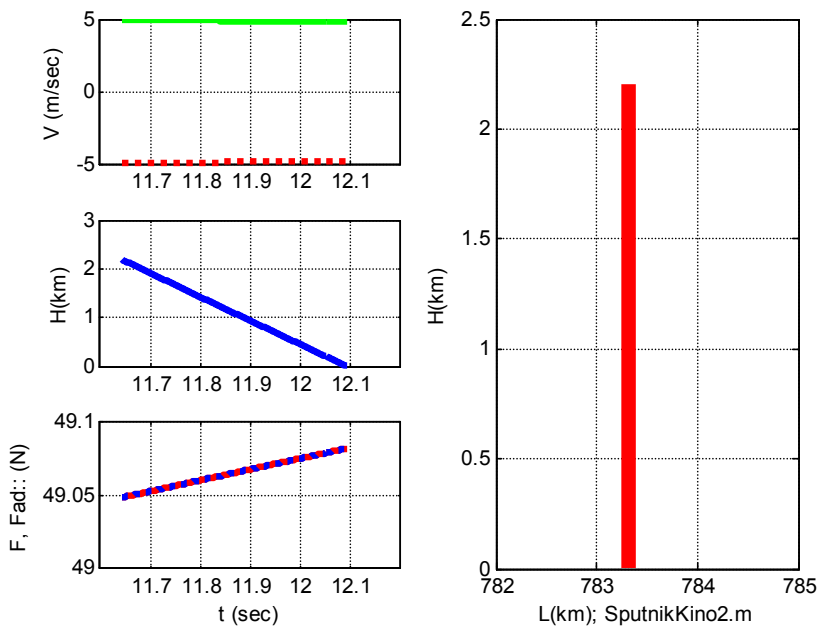


Figure 4

Неплюй В.И.

Атомы элементов Природы. Краткое описание образования инертных газов.

Аннотация

Рассмотрено краткое описание образования инертных газов на основании симметрий высокой устойчивости СВУ.

Содержание

1. Вступление.
 2. Краткое описание образования инертных газов.
 3. Температуры плавления и кипения инертных газов.
 4. Заключение.
- Литература.

1. Вступление

Подробное описание конструкций и свойств атомов инертных газов, как и атомов остальных элементов, с рисунками симметрий, будет подано в разделе “Конструкции и свойства атомов элементов Природы”. В связи с этим, здесь много коллизий их конструкции подробно не рассматриваются, так как более целесообразно рассмотреть их при изучении конструкций конкретных атомов. Здесь же кратко рассмотрено образование инертных газов, по всему диапазону числа “ n ”, как результат влияния основного ряда участков СВУ на данную коллизию.

В современной науке предпринимались попытки построить какую-то простую числовую формулу инертных газов. Это неправильно. Такой формулы не существует, потому что в Природе нет отдельного закона образования инертных газов. Есть семь Логик Природы, по которым всё образуется и существует, и в Логике сложности есть коллизия структуризации. Она используется Логиками для построения устойчивого и упорядоченного материального Мира, от простых и до самых сложных систем, так как управлять структурированной системой Логикам несравненно проще, чем не структурированной. Коллизия структуризации для

векторных симметрий, по которым строятся атомы, разработана в [2]. Эта коллизия учитывается в конструкциях и свойствах всех атомов, таким образом, как показано в разделе “Дискретный расчёт СВУ” ([2] стр. 11÷13).

Инертные газы образуются на участках основных СВУ, когда число “ n ”, совпадает с каким-то числом расчётного СВУ. Тогда все электроны атома, чтобы структурироваться, находятся внутри него, и так получается инертный газ, в атомах которого нет наружных электронов. Следующие элементы, чтобы иметь структуризацию, повторяют внутреннюю электронную симметрию инертного газа, выбрасывая часть электронов наружу атома, так как они лишние и мешают построить структурированную симметрию внутри атома. Получается, что все они тоже инертные газы, но теперь с наружными электронами, и с другими свойствами. Это потому, что в этом районе чисел “ n ”, эта структурированная симметрия подходит для расположенных здесь чисел “ n ”. Независимо одно от другого, если “ n ” совпало с СВУ, получился инертный газ, если не совпало, получился атом с наружными электронами, но со структурированной, как и в инертного газа, внутренней электронной симметрией. Кроме того выброс наружу части электронов создаёт натяг и повышает устойчивость атома. В инертных газах натяга нет, но из-за того, что уровень структуризации у них выше, чем в атомах с наружными электронами, их устойчивость достаточна. Так как Логикам управлять структурированной системой несравненно проще, чем не структурированной, то образование инертного газа, если это целесообразно, возможно и на других участках чисел “ n ”. Но это число всё равно должно иметь какую-то достаточно высокую связь с симметриями СВУ.

При расчёте инертных газов необходимо учитывать также следующие коллизии конструкции атомов:

1) позитронная оболочка атома должна быть достаточной для нормального обжатия внутренней электронной симметрии (подробно в разделе о геометрической коллизии атомов). Геометрическая коллизия атомов заключается в том, что электроны атома пакуются в объёме шара, а позитроны в его поверхности. С этого вытекает теоретическое ограничение возможного числа “ n ” для атомов. А для данного расчёта имеются проблемы с размещением всех электронов внутри атома на некоторых числах “ n ”, где приходится использовать не самую устойчивую механическую симметрию, а другую.

2) при расчёте инертных газов необходимо учитывать, что в сути своей конструкция любого атома неустойчива. Электроны не связаны меж собой и отталкиваются один от другого, а позитроны, обжимающие их, могут смещаться в своей сфере. В связи с этим, требования к внутренней электронной симметрии атомов высокие. Она должна быть очень хорошо сбалансирована, в связи, с чем верхний слой их внутренней электронной симметрии для достижения достаточной устойчивости, конструктивно должен быть полным. Иначе торчащие электроны создадут локальные напряжения в позитронной оболочке, и выйдут на поверхность атома. Инертный газ в таком случае не получится, невзирая на СВУ.

2. Краткое описание образования инертных газов.

Рассмотрим образование инертных газов. Они образуются на участках основных СВУ [2]:

2 — 7, 8, 9 — 18, 20 — 34, 35, 36 — 54, 56 — 77, 79, 80, 81 — 104, 108, 110.

1) — 2. 2 Не является инертным газом. Симметрия S2 линейная, а не пространственная тетраэдрическая. Она устойчива при растягивающих усилиях и неустойчива при сжимающих. Поэтому Логика разности на основе пространственных производных деформирует оба электрона на две половины, и эти гантели разворачиваются друг относительно друга на угол 90^0 . Позитроны давят дальше пока эти половинки не перейдут на противоположную сторону их разделительной плоскости. И теперь получился устойчивый тетраэдр из четырёх половинок электронов. Таким образом, 2 Не по целым электронам имеет S2, а конструктивно по половинкам электронов имеет S4. Более подробно можно сказать так: симметрия 2 Не всё же S2, и она устойчива при растягивающих усилиях и неустойчива при сжимающих. Сначала позитроны сжимают электроны и создают неустойчивую систему. Но комплекс семи Логик Природы хорошо “знает”, что S2 есть СВУ и устойчива она при растягивающих усилиях, поэтому на основе пространственных производных, Логика разности находит такую конструкцию атома гелия, чтобы сжимающие усилия преобразовались в растягивающие. Это возможно при гантельной деформации электронов, и переходе половинок на противоположную сторону разделительной плоскости. Теперь половинки электронов, отталкиваясь друг от друга, создают в теле симметрии растягивающие усилия. Следует подчеркнуть, что Логик не просто решили заменить S2 на S4. Они

строили устойчивый вариант S2, методом, показанным выше. И добились своей цели. Получилась устойчивая S2 двух электронов. Но при этом электроны пришлось деформировать в гантели и получить из половинок электронов тетраэдр.

Перед 2 He должен быть галоген, но 1H вообще теоретически невозможен как отдельный атом, что выявлено при расчёте теоретически возможного диапазона чисел “n” для атомов. В то же время ядра водорода, позитроны H, то есть протоны с приваренным к оболочке позитрона нейтроном, образуются при облучивании протонов с ядер более тяжелых элементов. Поэтому из двух позитронов H и двух электронов строится атомомолекула H₂. По конструкции она аналогична 2 He и является инертным газом, но при этом получается с пониженной устойчивостью, так как его позитроны H не связаны меж собой в одно целое ядром, и удерживаются на электронах только за счёт деформации и сил слипания. По этой же причине атом H₂ при одинаковом числе зарядов, геометрически больше, чем 2 He.

Следующий элемент литий имеет 3 позитрона, которыми обжимает 2 электрона сбоку и гантельную деформацию электронов не использует. У него симметрия электронов S2. За счёт большего числа позитронов 3Li обычный металл с внутренней электронной симметрией S2 и одним наружным электроном.

2) — **7, 8, 9.** 7N, 8O и 9F инертные газы, потому что имеют СВУ, но неустойчивые, потому что для этих чисел “n” невозможно построить необходимую тетраэдрическую симметрию. Из-за этого физические параметры, температуры плавления, кипения, прочность кристаллической решетки и прочее у них такие же, как и в инертных газы. А химически они активны, так как неустойчивы и легко рассыпаются на свои составные части, ядра и электроны отдельно, которые в таком состоянии очень активны. Предыдущий азоту элемент должен быть галогеном. Это углерод в конструкции графита. Из-за недостаточного количества зарядов в этого галогена электроны не разделены на внутреннюю электронную симметрию и плавающие в положительном слое. У него все электроны внутри атома в равных условиях в симметрии S6, и все слегка выступают наружу положительной оболочки атома. Поэтому его свойства значительно отличаются от свойств других галогенов. Следующий элемент 10Ne должен повторить предыдущую S9 с выбросом наружу 1-го электрона, но S9 неустойчива, поэтому неон берёт предыдущую устойчивую S8 и строит устойчивый атом в виде инертного газа. Для 8 электронов и 8 позитронов кислорода

устойчивость не получается, а для 10 электронов и 10 позитронов неона она получается. Вообще симметрия S_8 очень устойчива, но с учётом позитронов, кислород эту возможность не смог реализовать. После $S_8=4+4$ в тетраэдрических симметриях слой 6, 12 или 24, но не 8. То, что неон взял одну из предыдущих СВУ, притом самую устойчивую S_8 , закономерно. А то, что построился инертным газом, является в какой-то мере совпадением. Неон мог бы получиться и не инертным газом, но всё равно он бы использовал предыдущую самую устойчивую S_8 . Тем не менее, он получился инертным газом. Это потому что теоретически была такая возможность. Если бы теоретически такой возможности не было, он построился бы не инертным газом, но с наиболее оптимальной конструкцией из всех возможных. Если построить внутреннюю электронную симметрию $S_8=4+4$, и выбросить наружу 2 электрона, атом получится неустойчив. Но можно построить такую симметрию: 4 электрона по вершинам + 6 электронов по рёбрам. Чтобы их обжать, поверх них по запрещённой симметрии ставится 6 позитронов, которые сдформируют их по гантельной деформации, и половинки электронов растекутся по граням тетраэдра. Оставшиеся 4 позитрона обожмут 4 электрона по вершинам. Так получится устойчивый атом ^{10}Ne . Невзирая на сплошную запрещённую симметрию, атом неона получается устойчив в виде инертного газа с $\text{СВУ}=4+4\times 1,5= \text{СВУ}8$. В то же время при постройке аналогичным образом кислорода, он получается неустойчив. Вообще атомы строятся без гантельной деформации зарядов. Применяется она только в атомах с малым числом зарядов, и только тогда, когда без неё атом получается, неустойчив, а с ней устойчив.

Закономерность построения инертных газов невозможно выразить числовой формулой, но её можно выразить следующей логической формулой. Есть семь Логик и принцип оптимизации, вытекающий из суммарного взаимодействия всех семи Логик Природы. Так как структурированной симметрией управлять проще, то Логики всегда стремятся её построить или приблизиться к ней. А она самая высокая в инертных газах. Поэтому, если есть теоретическая возможность они, их строят.

Следующий за неоном натрий повторяет внутреннюю электронную симметрию неона с выбросом наружу 1 электрона и так далее.

3) — **18, 20.** ^{18}Ar инертный газ. Симметрия S_{20} есть, но не совершенна, и её необходимо обжимать 24-мя позитронами, она

реализуется в 24Cr . Поэтому 20Ca , инертным газом не получился, а повторяет симметрию аргона с выбросом наружу 2-х электронов. Перед аргоном обычный галоген хлор, а после, обычный металл калий с одним наружным электроном.

4) — **34, 35, 36**. Здесь инертным газом получился 36Kr . Тетраэдрическая симметрия чётная, и построить её с полным последним слоем нечётной, невозможно. Поэтому 35Br получился галогеном. А 34Se построился неметаллом, так как тетраэдрическая симметрия с полным последним слоем может быть только $S32$ или $S36$, но не $S34$. Простые векторные симметрии устойчивости могут иметь любое количество составляющих. Но они дипольные, и не подходят для атомов, потому что в явно выраженной дипольной конструкции невозможно равномерно обжать электронную симметрию позитронами. Тетраэдрические же симметрии невозможно построить на любом количестве составляющих, а только на некоторых строго определённых. К слову, атомы очень ограниченного количества элементов, где невозможно построить тетраэдрическую симметрию, например, некоторые атомы с очень малым числом “ n ”, строят простую дипольную симметрию. Но на малых числах “ n ”, простая и тетраэдрическая симметрии отличаются мало, а $S4$ у них одна и та же. Также очень редко в атомах или ионах встречается некоторая дипольность, но выражена она незначительно и устойчивость уменьшает мало. Семь Логик Природы на основании пространственных производных всегда строят оптимальный вариант. И он, для имеющихся условий, самый лучший из возможных. После криптона рублидий с одним наружным электроном.

5) — **54, 56**. 54Xe инертный газ. Аналогично пункту 4 тетраэдрическая симметрия может быть $S54$ или $S58$, но не $S56$, поэтому 56Ba металл с 2-мя наружными электронами.

Перед ксеноном галоген йод. Имеет оригинальную особенность, заключающуюся в том, что под его тремя наружными электронами, плавающими в положительном слое по направлениям 4в , в электронной симметрии $4-4-6-12-24=50$ имеется 4 широких и глубоких углублений по вершинам начального тетраэдра. В хлора в $4-4-6=14$ эти углубления широкие, но мелкие. А бром использует само опорную симметрию, в которой электроны следующих слоёв фиксируются не только трёхточечными посадочными местами предыдущих слоёв, но в большой степени и соседними электронами своего слоя, из-за чего этих углублений в брома нет.

Поэтому ни хлор, ни бром не имеет тех проблем, которые имеет йод.

Для глубокого и точного понимания теории атомов следует заметить, что бугры, углубления и гранённость физически существуют только на поверхности атома. Внутри атома таких коллизий нет. За счёт деформации оболочек все электроны и позитроны прижаты друг к другу по всей их поверхности. Но если на модели атома из не сжатых сфер (шариков для тенниса) будут подобные коллизии, тогда в атоме они отразятся неравномерным распределением по объёму сжимающих усилий, эквивалентным данным геометрическим коллизиям. И это повлияет на свойства атома таким же образом, как если бы эти геометрические коллизии реально были бы внутри атома. Поэтому в теории атомов они так и называются: бугры, углубления, внутренние пустоты и гранённость внутренних электронных оболочек атома.

Из-за углублений (см. выше) в атоме йода его 3 наружных электрона, плавающие в положительном слое, всё время проваливаются вовнутрь атома, из-за чего их 3 или 2, может быть 1 или 0, в любой последовательности. Смыкания тяжёлой, возникающее при этом приводит к α -распаду. Йод не считается радиоактивным, потому что период полураспада у него очень большой, но он с самого начала меньший, чем в нормальных устойчивых атомах. Из-за этого за 4,5 миллиарда лет он медленно распался и на Земле его мало. Когда проваливаются все 3 электрона вовнутрь атома, **йод кратковременно становится несбалансированным инертным газом**, без наружных электронов, поэтому активно испаряется с твёрдого состояния, при низкой температуре. Изменение количества наружных электронов приводит к изменению его свойств. Эту особенность йода живая природа использует как один из инструментов для своего развития. Связывает его в дийодтирозин, тогда его внешние электроны не проваливаются вовнутрь атома, и накапливает его в щитовидной железе. По команде от ДНК дийодтирозин выпускается в кровеносное русло, и теперь йод вносит сбои в синтез белков. Получается масса разнообразных белков и остаётся только, при помощи пространственных производных, выбрать из них, те, которые необходимы для новой ступени функционирования организма. Безусловно, в этом процессе участвует масса разнообразных систем организма, но йод как инструмент для получения новых белков, незаменим для осуществления этого процесса. Ведь ДНК проще, чем весь

организм, тем не менее, ей необходимо управлять всем организмом, в том числе и его развитием. Для этого она использует выше рассмотренное свойство атома йода.

После ксенона цезий с внутренней электронной симметрией ксенона $4-4-6-12-(24+4)=54$, и торчащим снаружи атома одним внешним электроном.

б) — **77, 79, 80, 81**. Здесь ^{77}Ir , ^{79}Au и ^{81}Tl нечётные и инертными газами не получились. Инертный газ здесь ^{80}Hg . В данное время считается, что ртуть металл. Но ведь она плавится при температуре -39°C , почти как инертный газ ^{86}Rn , да и кипит при очень низкой для металлов температуре. Инертна, имеет ещё ряд свойств, не характерных для металлов. Расчёт показывает, что ртуть инертный газ. Тем не менее, она больше похожая на металл, чем на инертный газ. Дело в том, что нормальная СВУ, симметрия S_{80} , конструктивно не достаточно подходит для инертного газа. В этом диапазоне чисел “n” подходящие симметрии S_{76} или S_{86} . А S_{80} похожая на S_{34} или S_{56} (см выше). Но в отличие от этих симметрий, которые вообще нарушают тетраэдричность симметрии, S_{80} этого не делает. Тем не менее, в последнем электронном слое имеет 4 электрона, которые не нарушают тетраэдричность и не торчат, поэтому не выходят наружу, но всё же создают 4 свои отдельные тетраэдрические направления, которые искажают основную интегральную тетраэдрическую формулу атома $4v4r$. Из-за этого инертный газ ^{80}Hg оригинальный и конструктивно больше похож на галоген, так как эти 4 электрона очень углублены в положительный слой, как в галогена. Все свойства ртути, как и свойства любого атома, вытекают с его конструкции. Ртуть не галоген, а только конструктивно похожа на него, она имеет свою СВУ=80, поэтому перед ней образуется галоген ^{79}Au и не металл ^{78}Pt . Но из-за такого несоответствия на данном участке тетраэдрических симметрий процессу образования инертных газов, галоген и не металл тоже получаются оригинальными. Им ни к чему стремиться к несовершенному инертному газу ^{80}Hg и добавлять электроны. Поэтому они существуют в виде обычных металлов, с внутренней электронной симметрией S_{76} и обобщают свои внешние электроны с другими элементами. Но, так как они по структуризации находятся на месте галогена и не металла, то “отдают” они их с большим трудом. Из-за этого ^{78}Pt и ^{79}Au являются самыми пассивными металлами в химическом отношении. Как показано выше, в атома ртути две симметрии: основная S_{76} и дополнительная S_4 , развёрнутая на

некоторый угол относительно основной. При этом эта S4 находится в слое S12 и может иметь несколько пространственных расположений, не зависящих от основной S76. См. расчёт ядра хлора [3] стр. 27÷28. Это приводит к разнообразным оригинальным свойствам элемента 80Hg.

После ртути таллий с одним наружным электроном, дальше свинец с двумя и так далее. Они тоже имеют некоторые оригинальные свойства, связанные с такими особенностями образования инертного газа на этом участке. Наружные электроны у них не торчат на поверхности атома, как в элементов после инертного газа, а углублены в положительный слой, что влияет на их физико-химические свойства.

7) — **104, 108, 110**. Эти элементы находятся вне диапазона возможного существования атомов. Но логические коллизии структуризации распространяются и на них. На синхрофазотроне синтезирован в сверх малом количестве 104Ku. Он склонен к спонтанному распаду ядра. В ядрах атомов в диапазоне чисел “n”=84÷104 облучиваются протоны, из-за того, что в атомах этих элементов электроны сжаты недостаточно, из-за чего схлопываются, (подробно в разделе о теоретически возможном диапазоне чисел “n” для атомов), а под конец диапазона ещё и их наружные электроны проваливаются в атом. При этом смыкаются тяжи и уменьшаются пятна сварки протонов до критического уровня. Процесс этот стабильный и равномерный. А в 104Ku из-за СВУ=104, электроны, попавшие во внутрь атома, задерживаются там, и износ получается больше чем в предыдущих элементов, притом по многим протонам. То есть процесс износа происходит не равномерно, а периодами, в отличие от элементов, не имеющих СВУ. Из-за этого, когда износ достигает критической величины, то облучивается не 1÷2 протона, как в других элементов, а сразу много протонов, и это воспринимается как значительный распад ядра.

8) — **86**. Число 86 не попало в основной ряд СВУ и таковым не является. Тем не менее, 86Rn является нормальным инертным газом. Как показано выше, по ряду причин не все числа, находящиеся на участках основных СВУ, имеют возможность реализоваться инертными газами. Аналогично по ряду благоприятных причин, какой то элемент может реализоваться инертным газом, не входя в основной расчётный ряд. Но к СВУ он должен иметь непосредственное отношение. Рассмотрим S86. Это симметрия повышенной устойчивости СПУ, $S86 = S30 + S56$, где S56 является СВУ, а S30 симметричная ей нижняя симметрия, кроме того

S30 является дробной СВУ, приведенной к целым числам, и находится на участке близко расположенных чисел $30 \div 32$ [2]. Симметрия S56, кроме того, что она СВУ, она ещё и СПУ, $S56 = S20 + S36$, где обе симметрии являются СВУ. И здесь S20, дополнительно к СВУ также является СПУ. $S20 = S8 + S12$, при этом число 8 это СВУ, а 12 это тетраэдрическое число. Как итог можно сказать, что СВУ=56 состоит из массы меньших СВУ и СПУ, и является самой СВУшной симметрией из всех остальных. Поэтому не стоит удивляться тому, что, не реализовавшись инертным газом в своё время, на пятом участке, она реализовалась ним совместно со своей нижней симметрией S30. Кроме того на участке “n”=84÷104 не хватает электронов внутри атомов, что благоприятствовало размещению их внутри атома, и образованию инертного газа 86Rn. По этой же причине не стоит искать аналогичный случай для участка “n”=1÷83, а на благоприятном участке “n”=84÷104 подобной ситуации ни в одного элемента больше нет. Невзирая на то, что радон получился не на участке основных СВУ его свойства и “действие” на соседние элементы такое же, как и в остальных нормальных инертных газов. И всё же, невзирая на то, что в теории атомов он отнесён в группу нормальных инертных газов, учитывая родословную причину его получения, он несколько отличается от нормальных инертных газов. Так в отличие от них он может быть окислен с положительной валентностью, а галоген и неметалл перед ним наряду с отрицательной валентностью могут иметь и положительную.

Следует более подробно рассмотреть вопрос: почему на участке “2”) инертные газы образовались на всех числах СВУ = 7- 8 - 9, а на других участках образовался только один инертный газ. Семь Логик Природы на основании пространственных производных выбирают один самый оптимальный вариант. На других участках он был, и Логика его выбрали и построили инертный газ, а соседние элементы приближаются к нему, строя свои атомы галогенами, когда “n”<СВУ, или металлами, когда “n”>СВУ. А на участке “2”) ни на одном из чисел 7, 8, 9 не может образоваться устойчивый атом. Поэтому все эти атомы строятся по Логикам, и не учитывают соседний инертный газ, так как он неустойчив. А так как все они имеют СВУ, то строятся инертными газами, и опять неустойчивыми. Так дело дошло до 10Ne, который не СВУ, и даже не СПУ. В теории атомов часто применяется выражение, атом повторяет внутреннюю электронную симметрию предыдущего инертного газа и выбрасывает наружу лишние

электроны. Это потому, что так короче и удобнее. Реально же физически семь Логик (Разум Природы) строит каждый атом отдельно на основе логики и оптимизации. Итак, Логик строят неон. Сначала выбирают для него устойчивую СВУ с числом зарядов близким к числу зарядов неона. Это S8. Далее строят атом неона. По пространственным производным они “знают”, что если построить ему внутреннюю симметрию $4+4=8$ и выбросить наружу 2 электрона, он будет менее устойчив, чем, если использовать гантельную деформацию электронов и построить $4+4\times 1,5$, так как при этом получится устойчивая конструкция и структуризация. Поэтому, таким образом и строят. При этом они имеют цель построить конструкцию устойчивой и структурированной. Неон же при этом получился инертным газом. Дальше натрий повторяет симметрию неона и выбрасывает наружу 1 электрон.

Как же так, неон 10Ne , не имея ни СВУ, ни СПУ построился инертным газом?

Есть один всеобъемлющий закон Природы — оптимизация объектов материального Мира семью Логиками. Они всегда выбирают оптимальный вариант, но только тот, который теоретически возможный. При гантельной деформации шести электронов, атом неона получается прочный, устойчивый и структурированный. Этот вариант и был выбран, при этом общая симметрия неона получилась не S10 по числу зарядов, а S8, соответствующая структурированной симметрии. В такой конструкции неон закономерно, не нарушая принципов структуризации, получился инертным газом, так как теперь общая симметрия его атома не S10, а S8.

Логик Природы построили бы устойчивыми и 7N , 8O и 9F , но это оказалось невозможным физически по другим причинам, поэтому они построили их таким образом, чтобы они имели хотя бы какую-то устойчивость, когда эти элементы в твёрдом кристаллическом состоянии, при температуре близкой к -273°C . При нагреве они плавятся и перестраиваются в атомомолекулы и атомы с двойным ядром N_2 , O_2 и F_2 , в конструкции которых они более устойчивы. Но кислород всё равно имеет достаточно низкую устойчивость. Кислород очень оригинальный элемент. Не имея устойчивого атома, он имеет очень устойчивый ион по симметрии $4+4+6+4=18$ с чередованием положительных и отрицательных слоёв и валентностью -2 . Из-за этого он очень активный и легко, но прочно соединяется с другими элементами. Если бы не было

кислорода, мир атомов был бы простой, скучный и однообразный. Аналогичную роль в живой природе выполняет азот.

9). — **14, 16, 18.** $7N$, $8O$ и $9F$ при нагреве плавятся и перестраиваются в атомомолекулы и атомы с двойным ядром $14N_2$, $16O_2$, и $18F_2$, в конструкции которых они более устойчивы. Число $14=7+7$ и на нём строится атомомолекула N_2 инертный газ. С другой стороны $14=8+6$, такую сумму электронов имеет угарный газ $14CO$, почему бы и ему тоже не построиться инертным газом. Да, он тоже строится инертным газом и аналогичен $14N_2$, $16O_2$, и $18F_2$. Но так можно много настроить инертных газов. Нет, нельзя. Инертные газы, атомы с двойным ядром, $14N_2$, $16O_2$ и $18F_2$ получились инертными газами, потому что они состоят из двух инертных газов, а их СВУ конструктивно не перемешались в одно целое, а остались сами собой, отдельно, но всё же связались одна с другой, за счёт чего повысилась устойчивость. Это не молекула с двух отдельных частей связанных меж собой общим электроном, а полумолекула с одной общей конструкцией. Их конструкции (с рисунками) будут рассматриваться при изучении данных элементов. Здесь же указана только суть данной коллизии. Ни $14Si$, ни $16S$ не получились инертными газами, потому что они имеют одну конструкцию с общим центром, а числа 14 и 16 не СВУ. $18Ar$ получился инертным газом, потому что есть СВУ=18. И его конструкция с общим центром, как во всех элементов. А $18F_2$ с таким же количеством зарядов имеет совсем другую конструкцию, состоящую из двух частей $9+9$, каждая из которых имеет свою СВУ=9. Так что складывать, что попало нельзя, а только то, что при сложении даст такую конструкцию, которая будет иметь две СВУ, имеющие возможность проявлять свою способность структурироваться, и не мешать друг другу. Таким и является инертный газ $14CO$. Он представляет собой атом с двойным ядром, и по конструкции очень похож на $16O_2$. Только состоит не из одинаковых половинок, а из разных. Невзирая на это он более устойчив, чем $16O_2$, что вытекает из его конструкции. Имея очень похожую конструкцию и внешнее поле, проникает вместо $16O_2$ в активный центр гемоглобина и очень не охотно оттуда выходит, так как более устойчив. В атоме угарного газа S_8 —СВУ, а S_6 —не СВУ, но как показано при расчёте симметрий высокой устойчивости [2], S_6 векторно эквивалентна S_8 , кроме того S_6 является нижней симметрией для S_8 . Так что логично, что угарный газ получается инертным газом. Угарный газ $14CO$ не

элемент Природы, поэтому ни галогена перед ним, ни металла после него, разумеется, нет.

3. Температуры плавления и кипения инертных газов.

Температуры плавления и кипения элементов и молекул зависят от массы факторов и причин (будет рассмотрено в соответствующем разделе теории). Кроме всего этого на температурные характеристики, как атомов, так и молекул влияет ещё их атомная и молекулярная масса. Для того чтобы шевелить микрообъектом с большей массой, плотность материального носителя тепла, ракушек, должна быть больше, значит температура выше. Зависимость температурных характеристик от массы атомов по всему диапазону числа “ n ” легко найти, по графику роста температуры плавления и кипения инертных газов. Атомы инертных газов круглые, имеют слабо выраженное наружное поле и не имеют наружных электронов, а только разную массу, и их температурные характеристики зависят только от массы их атомов. Поэтому, если построить график роста температуры плавления и кипения инертных газов в зависимости от массы их атомов, то он будет отражать зависимость температуры плавления и кипения в зависимости от массы для всех атомов таблицы элементов.

На рис. 1 показан график роста температуры плавления (синяя линия), и кипения (красная линия), шести устойчивых инертных газов He, Ne, Ar, Kr, Xe и Rn в зависимости от массы их атомов.

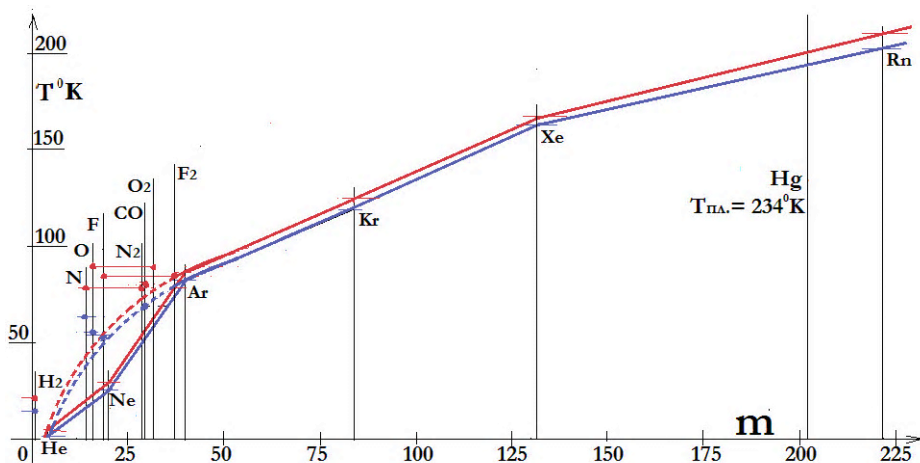


Рис. 1. График роста температуры плавления и кипения.

Судя по графику, температуры плавления и кипения одинаково зависят от массы, и с увеличением массы возрастают по кривой близкой к параболе. В диапазоне массы от 4 до 222 единиц возрастают от 4 до 211 градусов, то есть в среднем 1 градус на 1 единицу массы.

На этом же графике также показаны температуры плавления и кипения водорода, азота, кислорода, фтора и угарного газа H_2 , N , O , F и CO , согласно их атомной массе 2, 14, 16, 18 и 14. Это синие и красные точки на графике, обозначенные H_2 , N , O , F и CO . Температуры эти взяты из справочных данных.

Теперь сделаем коррекцию кривой роста температур. В теории атомов есть понятие, которое называется “рябь внешнего электрического поля”. Позитроны положительной оболочки атома в большинстве случаев, располагаются по посадочным местам верхнего слоя внутренней электронной симметрии, то есть между тремя электронами. Поэтому если двигаться по поверхности атома и непрерывно измерять его внешнее поле, то оно незначительно будет колебаться от одной точки поверхности к другой. Там же обнаружатся явно выраженные отрицательные вектора внутренней электронной симметрии. Причина их заключается в том, что электроны пакуются слоями в объёме, и могут в определённых направлениях создавать повышенное отрицательное поле, а позитроны пакуются в поверхности в один слой. А из-за того, что каждый позитрон находится между тремя электронами, меж основными отрицательными векторами атома появляется мелкая рябь внешнего электрического поля. Эта рябь, как и основное поле, также в некоторой степени влияет на параметры атома, в частности увеличивает его температуры плавления и кипения. Целесообразно полагать, что это увеличение аналогично и приближенно равно увеличению этих параметров от массы атома.

Редко, где это целесообразно, в атомах используется запрещенная симметрия, когда позитрон стоит непосредственно над электроном. Тогда электрические поля их полностью компенсируются пространственно и ряби нет. Согласно расчёту атомов в He и Ne используется гантелеобразная деформация электронов и позитронов, и в связи с этим запрещённая симметрия. Из-за этого гелий не имеет ни внешних электронов, ни внешнего поля, ни ряби. Поэтому он плавится и кипит при такой сверхнизкой температуре, такой текучий и прочее. Неон имеет незначительно выраженное внешнее поле, но ряби нет. Поэтому на кривой

зависимости температуры плавления и кипения от массы он показал заниженные результаты. Для того чтобы эта кривая подходила для всех атомов, её необходимо между He и Ar скорректировать, как показано на рис. 1 штриховыми линиями. Теперь она не имеет излома и подходит для всех атомов.

Синие точки плавления N, O и F окажутся очень близкими к скорректированной линии плавления, но красные точки их кипения по-прежнему завышены. Теория атомов утверждает, что азот, кислород и фтор для обеспечения устойчивости, в жидком состоянии перестраиваются в атомомолекулы или атомы с двойным ядром. Чтобы это проверить, необходимо эти красные точки кипения N, O и F перенести на удвоенную массу. То есть N на 28, O на 32, и F на 36, как показано на графике. По графику видно, что красные точки кипения N_2 , O_2 и F_2 теперь близки к скорректированной красной линии кипения, что подтверждает то, что атомы N, O, F в жидком состоянии перестраиваются в атомомолекулы или атомы с двойным ядром. Синие и красные точки CO также попадают на скорректированные линии. Как будет показано при расчёте конструкций $14N_2$, $14CO$, $16O_2$, $18F_2$, они аналогично органическим веществам являются полу молекулами (часть внутренних электронов общие). Точнее $14N_2$ и $18F_2$ атомомолекулы, (все внутренние электроны общие), а $16O_2$ и $14CO$ атомы с двойным ядром, (ядра прижаты одно к другому). Атомомолекулы являются частным случаем полу молекул, а атомы с двойным ядром частный случай атомомолекул. Существует ещё много других полу молекул похожих на эти. Это NO_2 , CO_2 и другие. В них структуризация проявилась не в такой мере, как в $14N_2$, $14CO$, $16O_2$, $18F_2$. Логика Природы, на основании пространственных производных, построили их достаточно устойчивыми. Хотя при этом пришлось отказаться от структурированных S7 и S8, зато конструкции NO_2 , CO_2 получились достаточно устойчивы. Они не имеют наружных электронов, но имеют выраженное внешнее электрическое поле, а также часто их внутренние электроны проглядывают через положительную оболочку наружу. Поэтому температуры их плавления и кипения достаточно низкие, но значительно выше температурной кривой рис. 1. В $14N_2$, $14CO$, $16O_2$, $18F_2$, структуризация настолько высокая, что их температуры плавления и кипения находятся на кривой зависимости этих параметров от массы объекта, что свидетельствует о том, что это структурированные атомомолекулы или атомы с двойным ядром. Так в теории атомов они и называются и считаются инертными

газами. Конструкции типа NO_2 , CO_2 называются атомомолекулами, но инертными газами не считаются.

Исходя из выше показанной на рис. 1. зависимости при расчёте температур плавления и кипения элементов, следует добавлять температуру на массу согласно кривой рис.1. а при приближённом расчёте 1^0K на одну единицу массы атома.

4. Заключение

Согласно расчёту инертными газами являются:

1). 2He , 10Ne , 18Ar , 36Kr , 54Xe , 86Rn — с одним ядром, устойчивые.

2). 80Hg — с одним ядром, устойчивый, оригинальный.

3). 7N , 8O , 9F — с одним ядром, неустойчивые, возможны только в твёрдом состоянии при температуре чуть выше -273^0C .

4). 2H_2 , 14N_2 , 14CO , 16O_2 , 18F_2 — с двумя ядрами, устойчивые до определённых температур. При превышении критической температуры, рассыпаются на неустойчивые составные части и становятся очень активными химически. Совокупно взятые 1H , 6C , 7N и 8O могут образовывать массу всевозможных органических полумолекул и атомомолекул, в которых их конструкция может быть самой разнообразной, но такой, чтобы устойчивость полученной общей конструкции полумолекулы была достаточной, для условий её образования. Таким образом, в органических соединениях атомы C , N и O , отдельно взятые вне полумолекулы неустойчивы, устойчива только конструкция всей полумолекулы, и то только до определённой температуры. Конструкции атомов этих элементов в полумолекуле разнообразные и не такие как тогда, когда они отдельные. Конструкции неустойчивых атомов C , N и O , рассыпаются на свои составные части не только при повышении температуры, но и при контакте с активными химическими реагентами. Поэтому в живом организме возможна масса самых разнообразных химических преобразований с ними, и многие из них невозможны в неживой природе, из-за чего живая природа такая сложная, по сравнению с неживой природой, и по сложности достаточна для перехода реакции в инициативу, поэтому и является живой.

В современной науке предпринимались попытки построить какую-то простую числовую формулу инертных газов, потому что инертные газы воспринимаются как что-то отдельное от других элементов. На самом деле все атомы строятся с учётом структуризации и инертные газы есть частный случай, когда “n”

совпадает с СВУ, а соседние с ними элементы, тоже своего рода инертные газы по внутренней электронной симметрии, но с наружными электронами и другими свойствами. Современная теоретическая наука, часто опирается только на одну какую-то коллизию и не учитывает остальные коллизии, вытекающие с других Логик. Поэтому является упрощённой и может приводить к ошибочным неверным результатам. Только учёт всех семи Логик, и учёт основного принципа построения материальных объектов на основе оптимизации, даёт возможность точно и достоверно понимать и рассчитывать реально существующий материальный Мир. Для этого в любых теоретических исследованиях, необходимо учитывать максимально возможное число факторов, влияющих на предмет исследования.

Роль и влияние на конструкции и свойства атомов, других чисел СВУ, вычисленных в [2], будут рассмотрены в соответствующих разделах теории атомов.

Литература

1. Неплюй В. И. Совершенствование теоретических наук на основе новых Логик Природы, «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225—6717, Россия – Израиль, 2013, вып. 24, ISBN 978—1—304—66049—7, printed in USA, Lulu Inc., ID 14268873.
2. Неплюй В. И. Логика устойчивости. Симметрии высокой устойчивости. «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225—6717, Россия – Израиль, 2017, вып. 40, ISBN 978—1—387—00793—6, printed in USA, Lulu Inc., ID 21006645.
3. Неплюй В. И. Атомы. Теоретические расчёты конструкций ядер атомов элементов Природы. «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225—6717, Россия – Израиль, 2014, вып. 27, ISBN 978—1—312—19894—4, printed in USA, Lulu Inc., ID 14739921.

Неплюй В.И.

Атомы. Линейное групповое изменение свойств атомов элементов Природы по диапазону числа “n”.

Аннотация

Рассмотрено групповое изменение свойств атомов элементов Природы по диапазону числа “n”.

Кроме периодического закона изменения физических и химических свойств атомов элементов Природы, основанного на структуризации, существует ещё линейный групповой закон изменения свойств атомов элементов Природы. Этот закон основан одновременно на всех факторах и коллизиях, влияющих на конструкцию, а значит и на свойства атомов. Основным фактором здесь является выбор атомом, необходимой для устойчивости, симметрии внутренних электронов. Ядро атома варится из нейтронов и протонов, по единственно возможной для него пространственной, трёхточечной, тетраэдрической симметрии устойчивости 4-4-6-12-... Из-за сварки своих составляющих, ядро представляет собой прочную жёсткую конструкцию. И для него не имеет значения, получилась симметрия с полным верхним слоем или неполным. Главное чтобы она подошла для постройки устойчивого атома. Внутренняя электронная симметрия атома строится из не зависимых друг от друга и отталкивающихся один от другого электронов. Они обжаты позитронной оболочкой. Но она тоже состоит из независимых один от другого позитронов, которые могут смещаться в своей сфере. И вся эта конструкция проходит сортировку при сотнях тысяч градусов. Поэтому атом на основании пространственных производных выбирает такую симметрию, чтобы верхний её слой был полным, иначе верхний слой будет несимметричен, создаст силовые перекосы внутри атома, что уменьшит его устойчивость, а также создаст локальные напряжения в положительном слое и будет содействовать выходу электронов наружу атома. Одновременно с этим должны быть удовлетворены другие требования, предъявляемые к атому. Симметрия 4-4-6-12-...

называется механической, является наиболее устойчивой и предпочтительной также и для симметрии электронов. Для ядра она единственно возможная, а для электронов предпочтительная. Но с полным верхним слоем она получается редко. Это 4, 8, 14, 26, 54. ... Для того чтобы расширить возможности этой симметрии атомы часто скругляют грани этих симметрий, добавкой в них 4^x , 6^m или 8^m электронов, так как эти симметрии часто представляют собой многогранники. Симметрии получаются круглые и достаточно равномерно сжаты со всех сторон. Но в некоторых случаях и это не помогает, так как расстояние между механическими симметриями с полным верхним слоем большое. Тогда используются другие тетраэдрические симметрии. А каждый тип тетраэдрических симметрий имеет свои особенности, и это накладывает отпечаток на ту группу соседних элементов, которые используют данный тип симметрий. Так получается групповой закон изменения свойств атомов элементов Природы. В этой закономерности также необходимо учитывать группы соседних элементов, получившихся, не за счёт изменения типа симметрии, а за счёт других факторов, вытекающих из геометрических коллизий атомов и технологии их образования.

Таким образом, линейное групповое изменение свойств атомов элементов Природы, заключается в том, что весь возможный для атомов диапазон числа “n”, разделен на ряд последовательных участков (групп) соседних элементов, которые имеют ряд одинаковых свойств и особенностей, вызванных одинаковыми коллизиями их образования. Некоторые из этих групп выделены современной наукой, но не выяснена причина их образования. Это хромоникелевая группа “n”=24÷28, группа редкоземельных элементов “n”=57÷71, группа элементов, подверженных радиоактивному распаду, “n”=84÷104. Но необходимо подробно рассмотреть все группы по всему диапазону чисел “n”.

Следует заметить, что периодический закон изменения свойств элементов также выделяет группы элементов, в которых основные физические и химические свойства элементов очень похожие одни на другие. А в группах элементов вдоль диапазона числа “n”, физические и химические свойства элементов разные и соответствуют периодическому закону, но в них есть что-то общее, как правило, оригинальное, и присущее только этой группе. Периодический закон изменения свойств элементов, основанный на структуризации сложных систем, является главным при расчёте

конструкций и свойств атомов. Но эти свойства определяются ещё рядом других факторов.

В группах элементов, вытекающих из периодического закона, одинаковые их химические свойства, и менее одинаковые физические, а оригинальные физические свойства часто с него вообще не вытекают. Да и действует он значительно, только на элементы близко расположенные от инертных газов. На 2-3 элемента перед инертным газом и на 2-4 после него. На свойства элементов находящихся в середине промежутка между инертными газами периодический закон действует слабо. Здесь основную решающую роль играют общие закономерности построения конструкции атома на основе оптимизации его конструкции, а также факторы, вытекающие из геометрических коллизий атомов и технологии их образования. А эти факторы часто одинаковые для группы элементов, близко расположенных по числу “ n ”.

Поэтому рассматривать конструкции и свойства атомов более целесообразно группами вдоль диапазона числа “ n ”, и учитывать как структуризацию, так и другие факторы, влияющие на их конструкцию и свойства.

Таким образом, можно понять массу свойств атомов, вытекающих не из периодического закона, а из линейного. Образование и дальнейшее развитие планет неразрывно связано с образованием и свойствами атомов, поэтому таким способом можно понять массу геологических и планетарных закономерностей, а также массу физических явлений Природы на планетах, вытекающих из разнообразных свойств атомов.

При этом свойства атомов будут изменяться, как за счёт периодического закона изменения свойств, который легко учесть на основании СВУ [3], так и на основании факторов линейного закона изменения свойств, присущих этому диапазону числа “ n ”. Часть этих свойств будут одинаковы для всех элементов линейной группы диапазона, а часть разные, исходя из определённой тетраэдрической симметрии и взаимодействия её с физическими факторами образования и существования атомов в определённой среде.

В одну линейную группу может входить от одного до пятнадцати элементов. На малых числах “ n ” группы малые, а с ростом числа “ n ” соответственно и группы увеличиваются. С одного элемента группа получается, как правило, между двумя большими группами. Характерной чертой этого элемента является перестройка конструкции атома, в зависимости от внешних обстоятельств, то по предыдущей симметрии, то по следующей.

Большие группы часто целесообразно разделять на несколько меньших, в которых свойства атомов больше похожи одни на другие, чем по всей группе. Делается это на основании положений данной теории атомов.

Литература

1. Неплюй В.И. Атомы. Основные коллизии конструкций атомов элементов Природы. «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225 – 6717, Россия – Израиль, 2015, вып. 31, ISBN 978-1-312-90496-5, printed in USA? Lulu Inc., ID 16318950.

2. Неплюй В.И. Атомы. Теоретические расчёты конструкций ядер атомов элементов Природы. «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225—6717, Россия – Израиль, 2014, вып. 27. ISBN 978—1—312—19984—4, printed in USA, Lulu Inc., ID 14268873 .

3. Неплюй В.И. Логика устойчивости. Симметрии высокой устойчивости СВУ. «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225—6717, 2017, вып. 40. ISBN 978-1-387-007936, printed in USA, Lulu Inc., ID 21006645.

4. Неплюй В.И. Атомы. Теоретические расчёты конструкций ядер атомов элементов Природы. «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225—6717, Россия – Израиль, 2014, вып. 27. ISBN 978-1-312-19984-4, printed in USA, Lulu Inc, ID 14739921.

Кагановский Л.О.

Спасательные, при пожарах, устройства “Барабан 1” и “Барабан 2”

Аннотация

Разработаны спасательные устройства при пожарах - “Барабан 1” и “Барабан 2”. Устройство Барабан 1 представляет собой круглую решетчатую металлическую конструкцию диаметром 3000 мм, высотой 1200 мм. К верхнему кольцу устройства крепится пленка. Устройство “Барабан 2” представляет собой пространственную решетчатую металлическую конструкцию, состоящую из трубчатых стержней и узловых элементов, верхние и нижние пояса которой являются правильными восьмиугольниками с диаметром образующей окружности 4000 мм. Стержни соединяются в узловых элементах болтами. Каждое устройство установлено на поворотные колесные опоры. Устройство должно храниться вблизи группы этажных зданий и свободно перемещаться на поворотных колесных опорах или на электротележке.

При пожарах жилых и общественных зданий есть большое количество способов и различных устройств, которыми обладают пожарники для спасения людей. Однако зачастую люди оказываются отрезанными огнем и задымлением от средств эвакуации до приезда пожарной команды (рис. 1). Они скапливаются у окон, балконов и на крышах зданий. Бывают ситуации, когда пожарные не могут подъехать к месту спасения людей. В таких случаях используют надувные прямоугольные крупногабаритные емкости, а также технологию, когда люди горизонтально натягивают пленку, в которую поочередно прыгают спасаемые. Эти способы спасения людей малоэффективны, так как необходимо иметь надувное устройство и мощный насос, а чтобы накачать и переместить устройство необходимо драгоценное время. В другом случае для натяжения пленки необходимо большое количество сильных людей, которые также подвергаются опасности.

Для устранения этих недостатков автором статьи разработаны спасательные устройства “Барабан 1” и “Барабан 2” (рис. 2). Устройство “Барабан 1” (рис. 3) представляет собой круглую решетчатую металлическую конструкцию, состоящую из верхнего трубчатого кольца диаметром 3000 мм, поддерживаемого трубчатыми стойками и раскосами, высотой 1200 мм. К четырем стойкам устройства крепятся поворотные колесные опоры. К верхнему кольцу крепится пленка, которая по периметру имеет отверстия, обрамленные металлическими люверсами, через которые пропускают шнур крепления. Пленка не должна быть натянута, а иметь небольшой прогиб.

Устройство “Барабан 2” (рис. 4) представляет собой пространственную решетчатую металлическую конструкцию, состоящую из трубчатых стержней и узловых элементов, верхние и нижние пояса которой являются правильными восьмиугольниками с диаметром образующей окружности 4000 мм, смещенными в горизонтальной плоскости на половину длины их стержней. Эти стержни поясов соединяются болтами в узловых элементах совместно с наклонными раскосами. Болтовое монтажное соединение элементов конструкций связано с превышением допустимого габарита при перевозке.

Диаметр верхнего отверстия и высота устройств приняты условно. Они могут быть изменены в любую сторону после испытания опытного образца. Устройство может быть изготовлено из стали или дюралюминия.

14 июня 2017 г. в 27 этажном жилом доме в Лондоне ночью возник пожар (рис. 5). Пожар начался на нижних этажах здания, после чего пламя быстро распространилось до самого верха. В результате чего некоторые люди оказались в огненной ловушке. Очевидцы рассказали, что женщина выбросила младенца с 10 этажа горящего здания, чтобы спасти его. Один из собравшихся внизу людей побежал и смог поймать ребенка. Кто - то прокричал женщине, что у них получилось поймать младенца, но лицо ее было наполнено смертельным страхом. Другой местный житель рассказал работающим на месте журналистам, что видел, как с 5 этажа выпрыгивает 5 летний мальчик. Но мы, те, кто собрались внизу, ничего не смогли сделать. По предварительным данным в пожаре погибли 60 человек. Для спасения людей не использовались ни надувные, ни натяжные пленочные устройства.

Для повышения эффективности спасения людей при пожарах предлагаются спасательные устройства “Барабан 1” и “Барабан 2”, которые всегда готовы к применению без предварительных операций. Устройства должны храниться в пожарных командах, а также вблизи группы этажных зданий и свободно перемещаться на 4 поворотных колесных опорах или на электротележках.

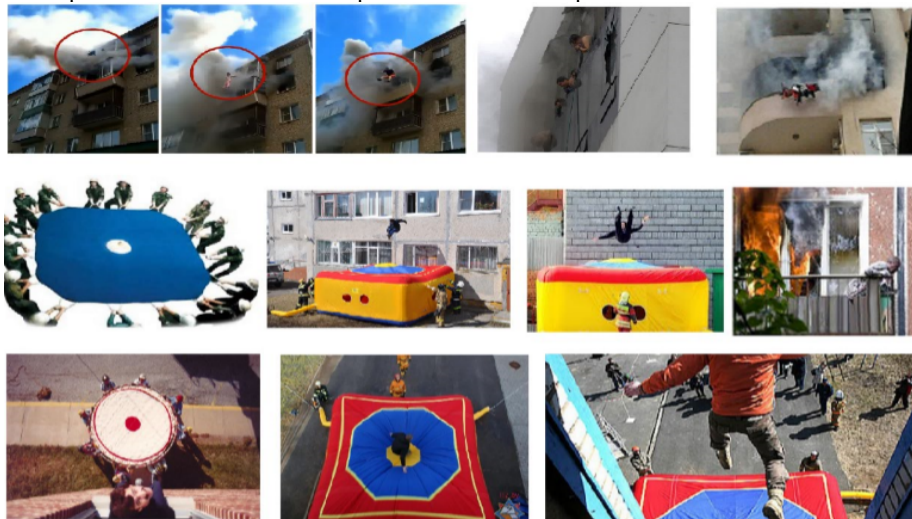


Рис. 1.

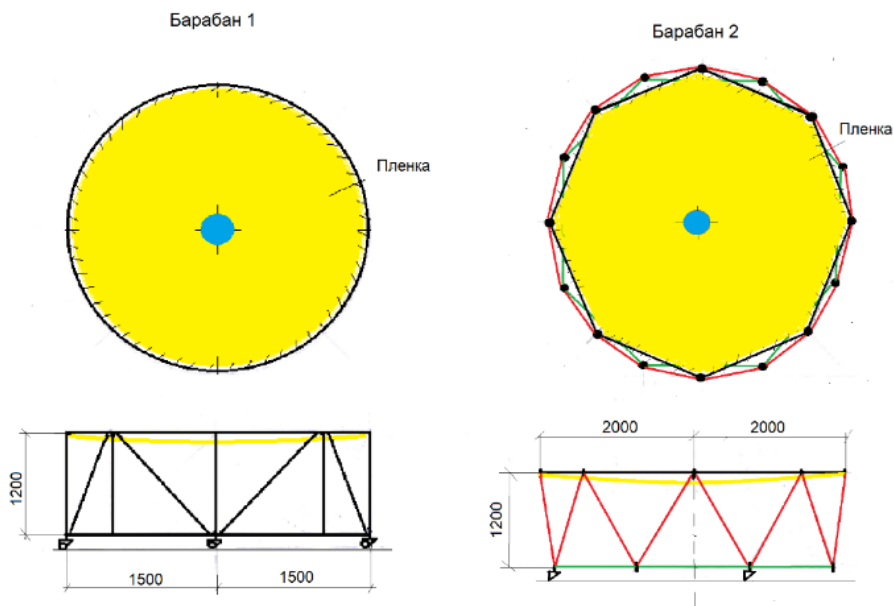


Рис. 2.



Рис. 5.

Кагановский Л.О.

Новые конструктивные решения солнечных батарей

Аннотация

Существующие конструкции солнечных батарей, как правило, не имеют движущихся частей. Они являются частью полной стационарной системы. Эффективность работы солнечных батарей зависит от обеспечения максимально возможного освещения прямыми лучами солнца плоскости батарей. Разработаны устройства, позволяющие поворачивать солнечные батареи в вертикальной и горизонтальной плоскостях.

Солнечные батареи предназначены для преобразования солнечного света в электрическую энергию посредством фотоэлектронного преобразователя, расположенного в панелях, опирающихся на несущую конструкцию. Эта конструкция состоит из плоской решетчатой металлической рамы, наклонно закрепленной к вертикально расположенному стержню (рис.1). Существующие конструкции, как правило, не имеют движущихся частей. Они являются частью полной стационарной системы. Эффективность работы солнечных батарей зависит от обеспечения максимально возможного освещения прямыми лучами солнца плоскости батарей. Угол положения солнца по вертикали значительно меняется от времени года, а по горизонтали от часов суток. Поэтому необходимо менять угол наклона плоскости батарей по вертикали хотя бы четыре раза в год, а по горизонтали найти оптимальное положение. Недостатком существующих солнечных батарей является невозможность их поворота в вертикальной и горизонтальной плоскости к основному источнику освещения (солнцу).

Для устранения этого недостатка автором статьи разработаны две солнечные батареи 1 и 2 (рис 2). Для батареи 1 разработаны устройства, позволяющие поворачивать солнечные батареи в вертикальной и горизонтальной плоскости. Поворот в

вертикальной плоскости обеспечивает устройство, состоящее из опорной плиты, к которой сверху привариваются стержни рамы, а с низу под прямым углом приварены две фасонки, между которыми находятся два отрезка труб разного диаметра. Труба меньшего диаметра расположена в трубе большего диаметра с минимальным зазором между ними таким образом, чтобы наружная труба могла свободно поворачиваться относительно внутренней трубы, торцы которой приварены к вертикальным фасонкам. К наружной трубе под прямым углом приварен отрезок опорной трубы. Для возможности поворота солнечной батареи в горизонтальной плоскости в отрезке опорной трубы расположена заглушка, в которую упирается труба меньшего диаметра. Такие конструктивные решения обеспечивают поворот солнечных батарей на необходимый угол. Фиксация необходимого положения батарей обеспечивается прижимными болтами через отверстия в наружных трубах и приваренных к ним шайбы с резьбовыми отверстиями. В батарее 2 поворот возможен только в горизонтальной плоскости.

Таким образом, относительно простые конструктивные решения поворота и фиксации панелей солнечных батарей повышают эффективность их использования.



Рис. 1.

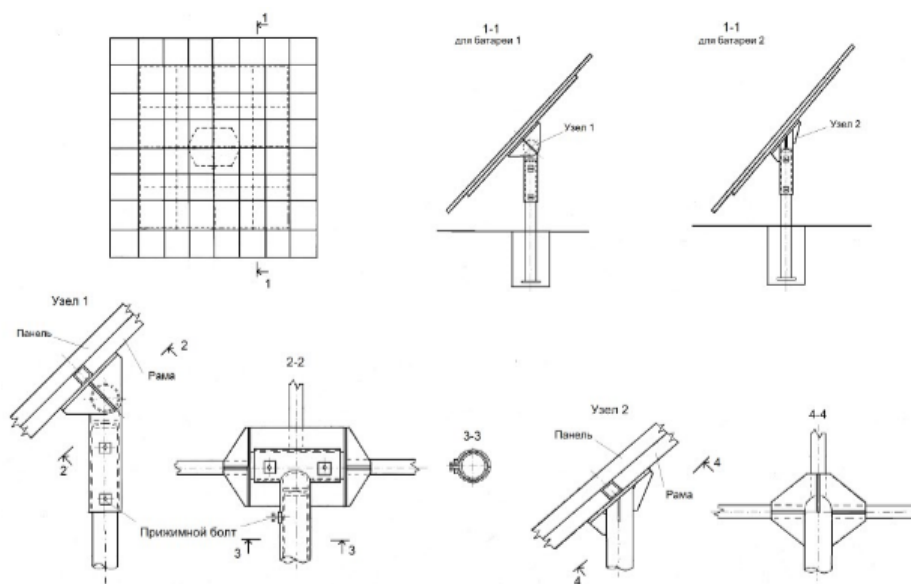


Рис. 2.

Коган А.Р.

Перспективные конструкции фундаментов и свай.

Часть 3. Способ отбора перспективных технических решений.

Аннотация

Общий цикл публикаций по этой теме включает следующие части:

1. Фундаменты – ретроспектива и перспективы [3].
2. Фундаменты - лучший выбор! [4].
3. Способ отбора перспективных технических решений.
4. Способ определения давлений в нагружаемом основании фундамента.

Автор представляет Научно-технический коллектив «ФУНДАМЕНТ».

Оглавление

1. Резюме
 2. Цель.
 3. Структурная схема.
 4. Методика отбора перспективных идей.
 5. Применение методов прогнозирования.
 6. Демонстрация системы на примере выбора перспективных конструкций фундаментов.
- Литература

1. Резюме

Данная Методика разработана, как средство для обоснования выбора перспективных идей решений - вначале на стадии рассмотрения их описаний, на основе потенциальной эффективности, (критерий - коэффициент эффективности, $K_э = I \dots IV$), а затем последующего выбора среди эффективных ($K_э = I, II$) наиболее перспективных для применения ($K_{II} = I, II$; критерий – коэффициент перспективности $K_{II} = I \dots IV$).

Методика ориентирует авторов идей и изобретений на создание разработок с высокими показателями коэффициентов K_3 , позволяет готовить обоснованные рекомендации по выбору объектов инвестиций для инвесторов.

2. Цель.

Обоснование выбора перспективных идей технических решений путем:

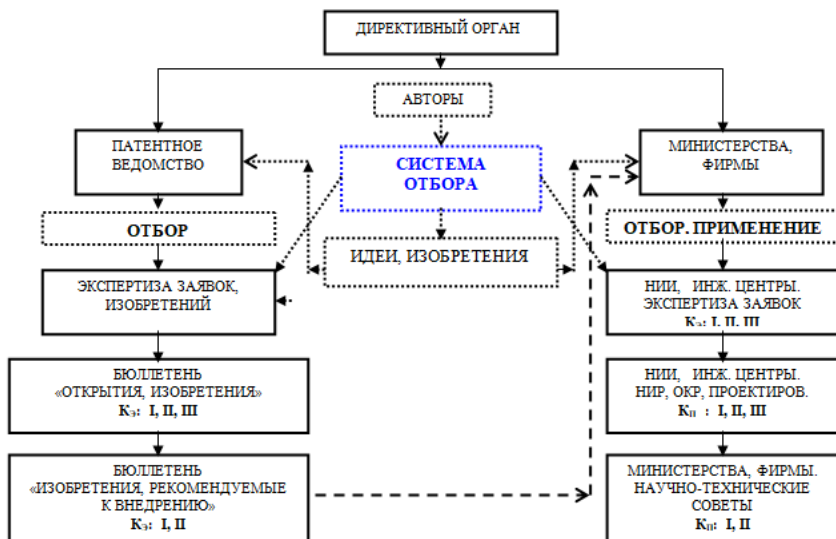
- - проведения отбора идей технических решений и изобретений на стадии рассмотрения их описаний по признаку потенциальной эффективности (критерий – коэффициент эффективности, $K_3 = I...IV$);
- - проведения отбора среди эффективных для внедрения решений ($K_3 = I, II$) с выделением перспективных к использованию ($K_{II} = I, II$; критерий – коэффициент перспективности, $K_{II} = I...IV$).

Метод дает также возможность:

- - ориентировать авторов идей и изобретений на создание разработок с высокими значениями коэффициентов K_3 ;
- - осуществлять подготовку аргументированных рекомендаций к выбору идей и изобретений для инвестирования.

Метод в приведенном виде не используется для оценки или классификации идей в науке, искусстве, политологии и т.п. областях деятельности.

3. Структурная схема.



4. Методика отбора перспективных идей.

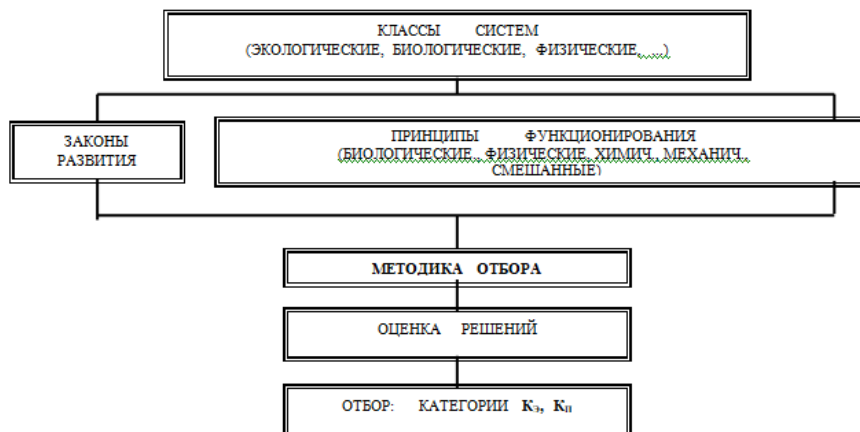
4.1. Методика отбора включает:

- - учет общесистемных принципов классов решений;
- - учет системных связей решений в принадлежащих им классах;
- - учет соответствующих тенденций научно – технического прогресса;
- - методы инженерного прогнозирования.

4.2. Рассматриваемые системы:

- - экологические;
- - биологические;
- - физические и химические;
- - технические;
- - смешанные.

4.3. Схема системных связей решений.



4.4. Требования к оценке решений в различных классах систем.

Классы систем	Требования
Экологические	<ul style="list-style-type: none"> - принципы сохранения экологического равновесия; - положительные тенденции развития экосистем; - экологически чистые методы взаимодействия с окружающей средой; - минимизация затрат труда и средств.
Биологические	<ul style="list-style-type: none"> - эволюционные принципы развития популяции; - видовые принципы развития; - внутривидовые адаптационные принципы взаимодействия с окружающей средой; - минимизация затрат труда и средств.
Физические, химические	<ul style="list-style-type: none"> - общие принципы развития системы; - принципы развития в области решения; - технические требования изготовления и сборки (монтажа); - минимизация затрат труда и средств.
Технические	<ul style="list-style-type: none"> - общетехнические принципы развития; - физические (химические, смешанные) принципы функционирования;

		<ul style="list-style-type: none"> - тенденции развития в области технического решения; - технические требования изготовления и сборки (монтажа, возведения); - минимизация затрат труда и средств.
--	--	--

5. Применение методов прогнозирования.

Предложенный в [1] метод перевода непараметрической информации (описательных признаков решения) в параметрическую (количественные показатели) и способ определения категорий перспективности модифицирован в Алгоритм при учете вышеприведенных требований и с дополнительными изменениями.

5.1. Алгоритм определения категорий эффективности и перспективности.

Алгоритм включает два этапа: этап определения категории эффективности $K_э$ и этап определения категории перспективности $K_п$.

Этап 1. Определение категории эффективности $K_э$.

Нахождение значения $K_э$ осуществляется путем последовательного выполнения 5 шагов.

Шаг 1. Определение Дифференцированной Оценки Решения (ДОР) выполняется по таблице.

Структура таблицы ДОР (размером $m \times n$): $b_n; [i_n; j_m]$.

b_n – базисная оценка решения; $i = 1 \dots n$ – признаки решения; $j = 1 \dots m$ – характеристики признаков. Наполнение таблицы (характеристики в группах) ведется с учетом класса системы.

ДОР = (m_1, m_2, \dots, m_n) ;

здесь: $1, 2, \dots, n$ – порядковый номер признака i ;

m – порядковый номер выбранной характеристики j в каждой группе n

Шаг 2. Определение интегральной оценки решения:

$$I = \sum_{j=1} b_i \cdot j_m.$$

$$j=1$$

Шаг 3. Максимальная интегральная оценка решения:

$$I_{\max} = \sum_{j=1} b_i \cdot j_{\max}.$$

$$j=1$$

Шаг 4. Критерий эффективности решения:

$$K_э = I / I_{\max}.$$

Шаг 5. Категории эффективности решений:

1 категория $K_э = 0.84 \dots 1.00$ весьма эффективные;

II категория	$K_{\text{э}} = 0.67...0.83$	эффективные;
III категория	$K_{\text{э}} = 0.50...0.66$	малоэффективные;
IV категория	$K_{\text{э}} < 0.50$	неэффективные.

Этап 2. Определение категории перспективности $K_{\text{п}}$.

Категория перспективности $K_{\text{п}}$ определяется только для решений I и II категорий эффективности, также путем выполнения ряда шагов.

Шаг 1. Проведение НИР, ОКР с изготовлением и испытаниями образцов, или выполнение расчетных сравнений для конкурирующих разработок.

Шаг 2. Установление значений определяющих параметров. В состав определяющих параметров включают наиболее важные характеристики решения. Например, определяющие параметры для решений из класса технических систем:

1. ($j = 1$) b_1 ; приведенные затраты.
2. ($j = 2$) b_2 ; стоимость «в деле».
3. ($j = 3$) b_3 ; трудоемкость изготовления и монтажа.
4. ($j = 4$) b_4 ; удельный показатель.
5. ($j = 5$) b_5 ; вес.

Значения базисной оценки решения - b_i – принимаются по приведенным выше указаниям. При проведении сравнений одно из изделий для данной группы (наиболее известное) принимают в качестве исходного.

Шаг 3. Определение относительных значений параметров Π_j :

$$\Pi_j = b_j / \Pi_{\text{исх}} \quad \text{или} \quad \Pi_j = \Pi_{\text{исх}} / b_j,$$

где: Π_j - параметр из соответствующей группы j , $\Pi_{\text{исх}}$ - аналогичный параметр исходного изделия.

При этом прямое отношение берется для параметров, которые нужно повышать (например, удельный показатель), и обратное для параметров, которые нужно снижать (например, стоимость «в деле»).

Шаг 4. Определение интегральной оценки решения:

$$I = \sum_{i=1} b_i \cdot \Pi_i.$$

Шаг 5. Максимальная интегральная оценка решения:

$$I_{\text{max}} = \sum_{i=1} b_i.$$

Шаг 6. Категории перспективности решений:

I категория $K_{\text{п}} = 1.40...1.59$, > 1.60 весьма перспективные;

II категория $K_{\text{п}} = 1.20...1.39$ перспективные;

III категория $K_{II}=1.00...1.19$ малоперспективные;

IV категория $K_{II}<1.0$ неперспективные.

К практическому использованию рекомендуются решения I и II категорий перспективности.

6. Демонстрация системы на примере выбора перспективных конструкций фундаментов.

6.1. Общие данные.

Проведено сравнение группы фундаментов на двух площадках, сложенных глинистыми и песчаными грунтами под нагрузку от колонны $N = 1.3$ МН (характеристики грунтов, фундаменты приведены в [2]).

Сравниваемые конструкции:

- - традиционные, имеющие широкое распространение – столбчатый фундамент и призматическая свая;
- - прогрессивная, с ограниченным применением – полая свая;
- - новая, имеющая самый высокий показатель удельной нагрузки – кН/м³ (сопоставлены данные публикаций по полевым испытаниям около 80 конструкций) - многоэлементная козловая свая, самораскрывающаяся при забивке, с элементами треугольного сечения;
- - пирамидальная свая, получившая широкое распространение и имеющая второй показатель удельной нагрузки;
- - разработки автора - забивной и свайный фундаменты со второй категорией эффективности (рассмотрен патентный массив в классе E02d по 6 странам за 20 лет, выделены 250 решений, отвечающих общетехническим принципам развития, для которых определены значения K_3 ; затем, при отсутствии решений с $K_3 = I$, отобрано 15 единиц с $K_3 = II$; более подробно этот вопрос рассмотрен в [2]).

Для группы сравниваемых фундаментов выполнено определение категорий перспективности K_{II} в соответствии с п. 4.

В составе работ по возведению фундаментов учтено:

- устройство песчаной подушки под столбчатым и забивным фундаментами на глинистых грунтах;

- устройство монолитных ростверков со стаканами под колонну на призматической, полой, пирамидальной и козловой сваях;
- установка сборных башмаков на забивном и свайном фундаментах.

При определении приведенных затрат в составе капитальных вложений учтена стоимость приобретения стальных форм для козловой и пирамидальной свай, забивного и свайного фундаментов.

6.2. Результаты сравнений.

В результате расчетов по нахождению абсолютных значений определяющих параметров и категорий перспективности с учетом совокупного влияния наиболее важных экономических и технических факторов, забивной и свайный фундаменты лидируют со значительным опережением.

Полученные результаты могут быть дополнительно проиллюстрированы достигаемым снижением стоимости при использовании лидирующих разработок в сравнении с наиболее популярной конструкцией – призматическими сваями.

Сопоставление выполнено в таблице по параметрам: стоимость «в деле», трудоемкость.

**Таблица сравнения
лидирующих разработок и призматических свай**

	Показатель	Снижение стоимости, %	
		Глинистые грунты	Песчаные грунты
	Стоимость «в деле»	55 - 67	52 – 58
	Трудоемкость изготовления и монтажа	62 - 71	40 - 54

Таким образом, применение рассмотренной Системы отбора с учетом сформулированных комплексов требований и описанного Алгоритма приводит к однозначным и обоснованным результатам - как на стадии отбора решений по описательным признакам, так и на стадии установления перспективности решений с использованием технико-экономических параметров.

Литература

1. Гмошинский В. Г., Гольдин Я. С. Основы инженерного прогнозирования на примерах свайных фундаментов. – М.: Стройиздат, 1972.
2. А. Коган. Фундаменты – ретроспектива и перспективы. – Вестник Дома ученых, т. III, стр. 67. Хайфа, 2004.
3. Коган А.Р. Перспективные конструкции фундаментов и свай. Часть 1. Фундаменты – ретроспектива и перспективы. «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225—6717, Россия – Израиль, 2017, вып. 39, ISBN 978-1-365-67663-5, printed in USA, Lulu Inc., ID 20429431.
4. Коган А.Р. Перспективные конструкции фундаментов и свай. Часть 2. Фундаменты - лучший выбор! «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225—6717, Россия – Израиль, 2017, вып. 39, ISBN 978-1-365-67663-5, printed in USA, Lulu Inc., ID 20429431.

Коган А.Р.

Перспективные конструкции фундаментов и свай.

Часть 4. Способ определения давлений в нагружаемом основании фундамента.

Аннотация

Общий цикл публикаций по этой теме включает следующие части:

1. Фундаменты – ретроспектива и перспективы [1].
2. Фундаменты - лучший выбор! [2].
3. Способ отбора перспективных технических решений [3].
4. Способ определения давлений в нагружаемом основании фундамента.

Автор представляет Научно-технический коллектив «ФУНДАМЕНТ».

Оглавление

Резюме.

1. Введение
 2. Способ определения давлений в нагружаемом основании.
 3. Опыт применения способа.
 4. Общие выводы.
- Литература

Резюме.

Способ относится к экспериментальным методам исследований и основан на идентификации давлений в образцах грунта (отбираются из шурфа на месте испытаний штампа), и в основании опытного штампа. Идентификация давлений достигается замерами изменений "Δd" диаметров шпуров "d" в образцах при их испытаниях, с построением графика $\Delta d/d = f(n_i)$, и такими же измерениями в натуре (шпур бурится в основании штампа горизонтально из

шурфа отбора образцов до нагружения и после каждой ступени нагрузки "Ni"). Замеры диаметров "d" в приборе производятся непосредственно в процессе испытаний, а в натуре - по достижении предельной нагрузки, с разгрузкой, раскопкой основания, обнажением и замерами шпуров. Выведены зависимости между диаметрами шпуров в приборе и натуре, обеспечивающие подобие протекания процессов, приведена оценка влияния точности измерений на получаемые результаты. Описан опыт применения способа для определения давлений в основании, сложенном просадочными грунтами. Разработано и изготовлено устройство для бурения шпуров. Результаты указанных определений дали возможность снизить стоимость подготовки основания при строительстве цеха ремонта авиатехники на 45%.

1. Введение.

Непосредственное измерение давлений в нагружаемом сжимаемом (нескальном) основании всегда представляло актуальную и трудную задачу для исследователей. С одной стороны, нуждалось в проверке теоретическое решение о распределении давлений по глубине сжимаемой толщии основания под нагруженным штампом. С другой стороны, нужны были ответы на практические вопросы строительства, когда теоретические решения отсутствовали - сложные грунтовые условия, новые виды фундаментов и т.п. Эта потребность привела к разработке ряда датчиков давления, работа которых основывалась на различных физических принципах, однако после ряда лет их употребления возобладало мнение о недостоверности получаемых результатов (Г. Лазебник и др., 1979). Главный недостаток всех датчиков заключался в неустранимых искажениях, вносимых ими в природную грунтовую среду, и последующем влиянии на поведение грунта при испытаниях. Поэтому, область применения таких датчиков была ограничена лабораторными исследованиями, а их влияние на результаты испытаний не учитывалось. В 60-х г.г. прошлого века В. Голубков серией широкомасштабных полевых исследований показал, что глубина сжимаемой толщии в грунтах (глинистых, песчаных) значительно меньше, чем предсказанная теорией (в среднем, более чем в 2 раза), а деформированный объем грунта под квадратным штампом имеет вид сфероида, с модификацией формы в зависимости от плотности грунта в сухом состоянии (ρ_d , кН/см³):

от сплющенного шара в плотном грунте ($q_d \geq 15.0$) до эллипсоидного тела, вытянутого книзу, в слабом грунте ($q_d \leq 13.0$). Для фиксации глубины сжимаемой толщи и перемещений отдельных ее слоев в глинистых грунтах была разработана методика, одним из положений которой была подготовка основания. Эта подготовка заключалась в бурении горизонтальных шпуров (из шурфа отбора образцов грунта вблизи штампа), в которые заводятся цилиндрики - фиксаторы деформаций. По окончании испытаний, при достижении предельной осадки штамп разгружается и проводятся последовательные обнажения фиксаторов деформаций в вертикальных плоскостях с замерах послойных перемещений грунта. Используя эту методику, А. Грицок (1967) осуществил непосредственное измерение давлений, вызвавших послойные перемещения грунта на нескольких горизонтах в пределах сжимаемой толщи. Для этого вначале проводилось штамповое испытание на подготовленном основании (лессовый грунт 1 типа просадочности, мощностью 4.7м.), с последующим обнажением фиксаторов и замерах послойных перемещений грунта. Затем, на уровнях горизонтов фиксаторов первого испытания проводились новые испытания, с доведением осадок до величин, равных полученным в первом испытании на каждом уровне - величины нагрузок, соответствующие этим осадкам, приравнивались давлению, вызвавшим указанные осадки. Данный способ позволил впервые установить фактические величины давлений, действующих на различных глубинах в нагруженном сжимаемом основании. Вместе с тем, ему был присущ и ряд существенных недостатков: давления можно определить только на вертикальной оси по центру штампа; деформации основания при первом и последующих испытаниях протекают различно (неучитываемые погрешности в определении давлений); большая трудоемкость и длительность испытаний (испытано 6 штампов) - все это явилось препятствием для дальнейшего применения данного способа. При проведении исследований булавовидных свай с пирамидальным уширением ствола в лессовидных суглинках автор применил шпур без закладки фиксаторов. По окончании испытаний, при раскопках и обнажениях шпуров было установлено, что, несмотря на интенсивное и длительное замачивание основания, шпур в отдалении от свай сохранили форму цилиндрических отверстий с гладкими стенками; по мере приближения к поверхности свай они претерпевали постепенный изгиб книзу, а их вертикальные размеры плавно уменьшались, вплоть до нуля (полное сплющивание)

непосредственно под подошвами свай. Очевидно, что эти изменения отвечали действовавшим давлениям. Этот экспериментальный факт послужил основой для разработки способа определения давлений, вызывающих деформации связного грунта в любой точке основания, с проведением одного штампового и одного (нескольких) лабораторных испытаний.

2. Способ определения давлений в нагружаемом основании.

А. Описание способа.

Осуществление способа ведется путем выполнения следующих этапов - рис.1:

1. отрывка шурфа 1 на площадке штампового испытания с отбором образцов грунта 2 для лабораторных испытаний.

2. штамповое испытание ("натура", этап 2а) - бурение горизонтальных шпуров 3 из шурфа 1 отбора образцов в вертикальной плоскости 5 по оси симметрии штампа до приложения первой ступени нагрузки $N_{1,нат}$ и в нескольких смежных плоскостях 6 перед приложением каждой очередной ступени нагрузки $N_{2,нат}$, $N_{3,нат}$...; разгрузка штампа, последовательное обнажение шпуров (этап 2б) с замерах границ деформированного грунта и вертикальных размеров $d_{нат,i}$ в контрольных точках выбранной координатной сетки; определение отношений $\Delta d_{нат,i} / d_{нат,i}$.

3. лабораторные испытания образцов - "моделей": устройство горизонтальных отверстий в образцах; ступенчатое приложение нагрузок $N_{1,мод}$, $N_{2,мод}$,... (этап 3а) на штамп площадью A с замерах изменений диаметров отверстий " $\Delta d_{мод}$ " для каждой ступени нагрузки; построение графиков (этап 3б) $\Delta d_{мод} / d_{мод} = f(n_{мод})$; $n_{мод} = N / A$. Испытания ведутся по схеме компрессионного сжатия (с исключением трения образца о стенки обечайки 7) - так как в натуре шпур бурятся в плоскостях, близких к оси штампа и деформации грунта протекают аналогично.

4. нахождение давлений $p_{нат}$ во всех контрольных точках основания путем использования отношений $\Delta d_{нат,i} / d_{нат,i} = \Delta d_{мод} / d_{мод}$ в графиках $\Delta d_{мод} / d_{мод} = f(n_{мод})$ из п.3.

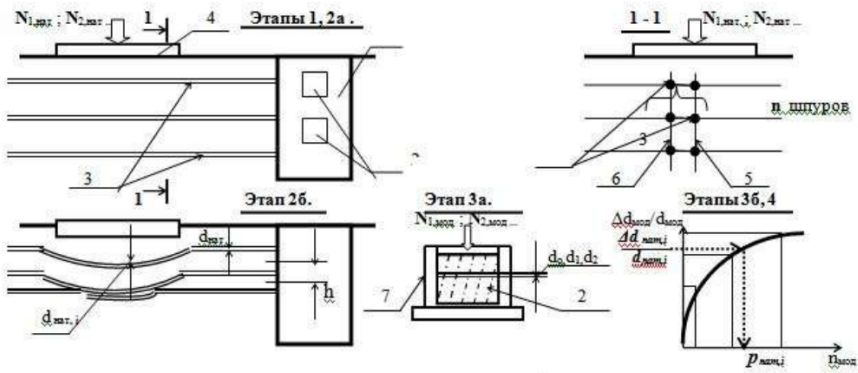


Рис. 1. Схема испытаний в приборе и натуре.

Б. Вывод расчетных зависимостей.

Как показали В. Голубков, Л. Кудрякова (1967), Р. Кодрянова (1969) соответствие процессов деформирования грунта в приборе (модели) и натуре соблюдается при проведении испытаний образцов (отобранных вблизи штампа) с возможностью объемного расширения грунта и при равенстве объемных относительных деформаций в модели и натуре:

$$\epsilon_{об.м.} = \epsilon_{об.н.} = V_s / V_a \tag{1}$$

(соответствуют безразмерным комплексам, используемым в теории подобия и моделирования). Здесь обозначено: "м", "н" - соответственно модель, натура; $V_s = A \cdot s$ - объемная осадка - объем грунта, вытесненный штампом площадью A (в приборе или натуре), при его перемещении на величину осадки s ; V_a - объем зоны деформации (ЗД) - объем деформированного грунта под штампом (в приборе или натуре).

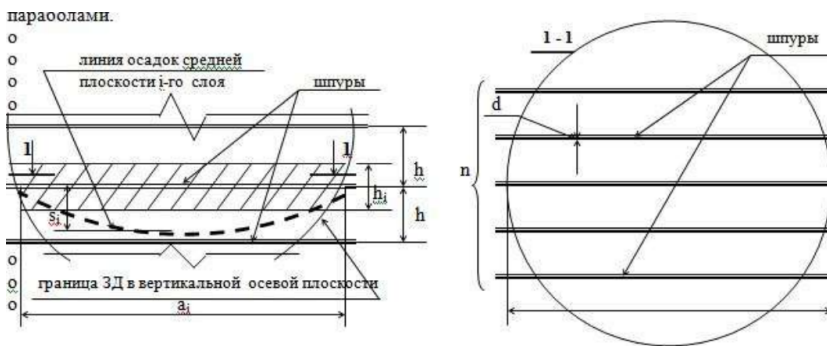


Рис. 2. Часть объема ЗД с выделенным слоем.

Рассмотрим часть объема ЗД с выделенным i - м горизонтальным слоем - рис. 2; здесь: h_i - вертикальное расстояние между шпурами (толщина слоя); s_i - осадка на вертикальной оси штампа в средней плоскости слоя; a_i - диаметр средней плоскости слоя; n - количество шпуров в средней плоскости слоя; d - диаметр шпура.

Очертание границы ЗД по принимаем по сфере. Анализ результатов раскопок оснований штампов после разгрузки показал, что линии осадок шпуров с хорошим приближением могут быть описаны параболой. Теперь: объемная осадка, как объем параболоида - $V_{si} = 0.5\pi(a_i / 2)^2 s_i = 0.125\pi a_i^2 s_i$; объем ЗД слоя, как объем шарового слоя, заменяемого объемом цилиндра - $V_{ai} = \pi(a_i / 2)^2 h_i = 0.25\pi a_i^2 h_i$, и

$$\epsilon_{об.и} = V_{si} / V_{ai} = 0.5s_i / h_i = 0.5\epsilon_i \quad (2)$$

где ϵ_i - линейная относительная деформация на вертикальной оси.

Количество шпуров, пробуриваемых в слое, диктуется условиями исследований и требуемой точностью определения осадки слоя. Условие точности: $s_i : s_{шп,и} = m$, где s_i - осадка слоя без шпуров и $s_{шп,и}$ - осадка слоя со шпурами.

Определим величины этих осадок. По В. Голубкову (1969) осадка фундамента, определяемая из условия равенства работ внешних и внутренних сил:

$$s = R_{гр.сп} \cdot V_a / p_{э} \cdot A \quad (3)$$

где $R_{гр.сп}$ - реактивное сопротивление грунта уплотнению в пределах V_a ; $p_{э} = p - p_{cy}$ - эффективное давление в грунте, вызывающее деформацию и равное полному давлению за вычетом структурного сопротивления уплотнению. Переходя к отдельному слою: $s_i = R_{гр} V_{a,i} / p_{э,i} A_i$, откуда для слоя без шпуров $s_i = (R_{гр} / p_{э,i}) \cdot (0.25\pi a_i^2 h_i / 0.25\pi a_i^2) = R_{гр} h_i / p_{э,i}$. Далее определим среднюю площадь слоя с учетом шпуров - $A_{шп,и}$. Средняя длина шпура $l_{сп} = A_{слоя} / a_i = 0.25\pi a_i^2 / a_i = 0.25\pi a_i$. Объем шпуров: $V_{шп,и} = l_{сп} f_{шп} = 0.25\pi a_i \cdot 0.25\pi d^2 \cdot n = 0.617 a_i d^2 n$. Среднюю площадь слоя с учетом шпуров найдем, как средневзвешенную: $A_{шп,и} = (V_{a,i} - V_{шп,и}) / h_i$.

Теперь, осадка слоя со шпурами: $s_{шп,и} = R_{гр} V_{a,i} / (p_{э,i} (V_{a,i} - V_{шп,и}) / h_i) = R_{гр} V_{a,i} h_i / (p_{э,i} (V_{a,i} - V_{шп,и}))$. Возвращаясь к условию точности, находим: $s_i : s_{шп,и} = m = h_i / (V_{a,i} h_i / (V_{a,i} - V_{шп,и})) = 1 - (V_{шп,и} / V_{a,i}) = 1 - (0.617 a_i d^2 n / 0.785 a_i^2 h_i) = 1 - 0.786 (d^2 n / a_i h_i)$. Отсюда, допустимое количество шпуров в слое, обеспечивающее условие точности:

$$n = a_i h_i (1 - m) / 0.786 d^2 = 1.27 a_i h_i (1 - m) / d^2 \quad (4)$$

Используя для иллюстрации употребительные величины $h_i = 40$ см., $d = 2$ см., и шаг шпуров 20.0 см., найдем величину точности, которая обеспечивается в слое диаметром $a_i = 1.0$ м. ($n = 5$): $m = 1 - 0.786(2^2 \cdot 5 / 100 \cdot 40) = 1 - 0.004 = 0.996$ - достаточно высокий показатель, объясняемый малой величиной объема шпуров в сравнении с объемом слоя - 0.004, или 0.4%.

Определим соотношение между диаметрами шпуров в модели и натуре при испытаниях, обеспечивающее подобие протекания процессов деформирования грунта.

$V_{s,шп,i} = A_{шп,i} \cdot s_{шп,i} = s_{шп,i} (V_{a,i} - V_{шп,i}) / h_i$; $\epsilon_{об,шп,i} = V_{s,шп,i} / V_{a,i} = (s_{шп,i} / h_i) \cdot (1 - V_{шп,i} / V_{a,i}) = (s_{шп,i} / h_i) \cdot (1 - m)$. Согласно (1) : $\epsilon_{об,м} = \epsilon_{об,н}$ и $\epsilon_{об,шп,i,м} = \epsilon_{об,шп,i,н}$. Теперь, (опуская общие индексы): $(s_m / h_m) \cdot (1 - m) = (s_n / h_n) \cdot (1 - m)$; $\epsilon_m \cdot 0.786(d_m^2 n_m / a_m h_m) = \epsilon_n \cdot 0.786(d_n^2 n_n / a_n h_n)$, откуда: $d_m^2 n_m / a_m h_m = d_n^2 n_n / a_n h_n$, и

$$d_m = d_n \sqrt{(n_n / n_m) \cdot (a_m h_m / a_n h_n)} \quad (5)$$

Поскольку в лабораторных испытаниях обычно моделируется сжатие грунта вокруг одного шпура:

$$d_m = d_n \sqrt{(n_n a_m h_m / a_n h_n)} \quad (6)$$

В. Оценка погрешностей измерений.

Предложенный способ базируется на измерениях размеров, проводимых различными средствами - линейкой и индикаторами часового типа в модели, рулеткой и штангелем в натуре. Учитывая разную точность, получаемую при использовании этих средств, важное значение приобретает оценка погрешностей измерений и их влияние на точность получаемых результатов.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Обозначим относительные погрешности измерений - отношение измерений с погрешностью к истинным значениям: α - для d , β - для a , γ - для h . Используя (6) и помечая знаком ' величины с погрешностью, получим: $d_m' = d_n \sqrt{n_n a_m' h_m' / a_n h_n'}$. Переходя к относительным погрешностям: $d_m' = a_n d_n \sqrt{n_n \beta_m a_m \gamma_m h_m / \beta_n a_n \gamma_n h_n} = \alpha_n d_m \sqrt{\beta_m \gamma_m / \beta_n \gamma_n}$, и

$$\alpha_n = \alpha_m / \sqrt{\beta_m \gamma_m / \beta_n \gamma_n} \quad (7)$$

Измеряемые величины и максимальные значения погрешностей их измерений составляют: для модели $d_m = (5.0...10.0) \pm 0.05$ мм.; $a_m = h_m = 150.0 \pm 1.0$ мм. для природы $d_n = (15.0...25.0) \pm 0.5$ мм.; $a_n = (50.0...250.0) \text{ см.} \pm 1.0$ см. $h_n = (30.0...40.0) \text{ см.} \pm 0.1$ см. Теперь, для модели (вычисления опущены): $\alpha_m = 0.5...1\%$; $\beta_m, \gamma_m = 0.7\%$; для природы: $\beta_n = 0.4...2\%$; $\gamma_n = 5...7\%$ и $\alpha_n = 1...3\%$, а по (7), с учетом совокупного влияния всех погрешностей, $\alpha_n = 1...5\%$. Таким образом, при использовании способа

обеспечивается принятая в технических измерениях погрешность в пределах 5%.

3. Опыт применения способа.

А. Общие данные.

Способ применен при строительстве цеха ремонта авиатехники. Конструктивное решение цеха - металлический каркас, навесные панели с эффективным утеплителем и кровля из панелей типа "сэндвич".

В литологическом разрезе основания представлены (ниже почвенно-растительного слоя, мощностью 0.7 м.) четвертичные отложения - суглинки лессовидные, желтовато-серо-бурые и палево-желтые, от твердых в верхней части до текучих на глубине ниже 5.0 м. Особенностью геологического строения являлся II тип просадочности подстилающих слоев (просадка от собственного веса грунта при замачивании основания). В соответствии с требованиями норм требовалось либо прорезать слабые слои сваями, либо вскрыть слабый слой в местах размещения фундаментов и заменить его уплотненным грунтом. Оба варианта в данном случае приводили к резкому удорожанию строительства - сваи нужны были большой длины (плотный грунт находился на значительной глубине), замена же грунта с уплотнением была продолжительной операцией, превышающей время монтажа каркаса цеха, а по стоимости сопоставимой со стоимостью фундаментов. В этих условиях было принято предложение автора по экспериментальному определению фактического давления на кровлю слабого слоя и выяснению вопроса о возможности проявления II типа просадочности при замачивании грунта. С этой целью был проведен комплекс лабораторных и полевых исследований с использованием описанного выше способа.

Б. Геологические условия площадки строительства.

Характеристики грунтов (ниже почвенно-растительного слоя) по данным изысканий института "Украэропроект" представлены в табл. 1.

№ сл оя	Описание грунта	Х а р а к т е р и с т и к и								
		мощ- но- сть, м.	ρ , кН ³ /см ³	ρ_d , кН/см ³	e	$E/E_{винт}$ ²⁾ Мпа	$W_{сет}$	I_p	ϕ°	c , Мпа
1	Суглинок лессовидный, желто-бурый, малой плотности, твердый, I тип ³⁾	2.0	17.7	15.0	0.80	6.6/4.3	0.18	0.15	24	0.02
2	Суглинок лессовидный, серо-бурый, малой плотности, твердый, I тип ³⁾	0.5	15.6	13.5	0.98	8.3/1.9	0.16	0.12	20	0.006
3	Суглинок лессовидный, палево-желт., малой плотн., тверд. и полутв., II тип ³⁾	1.5	15.9	13.8	0.96	6.4/1.8	0.14	0.08	23	0.004
4	Суглинок лессовидный, палево-желт., малой плотн., тугопластичн. и текучий	прив- дено 2.0	–	–	–	–	0.31	0.09	–	–

¹⁾ килоньютон ²⁾ водонасыщенный ³⁾ указан тип просадочности

В. Натурные испытания.

В качестве штампа использована ж.б. плита, размерами в плане 3.0 x 1.5 м., уложенная в приямок по песчаному выравнивающему слою на кровлю слоя 1. Для наблюдений за осадками плиты устраивалась реперная система, состоящая из горизонтальных уголков, закрепленных на плите, и вертикальных штырей, забитых в грунт на расстоянии 1.5 м. от краев плиты. Величины осадок определялись за мерами вертикальных расстояний от уголков до торцов штырей при помощи штангель глубиномера с ценой деления 0.05 мм. Положение торцов штырей контролировалось привязкой к отдаленному неподвижному реперу. Поблизости от штампа был отрыт шурф, глубиной 4.0 м., для бурения шпуров; в процессе отрывки из него был отобран один образец грунта для лабораторных испытаний (исходя из ожидаемой малой глубины ЗД). Схема испытаний и расположение шпуров показаны на рис. 3.

Для образования шпуров в основании штампа была разработана и изготовлена установка сверления шпуров. Установка включала в себя раму из трубчатых элементов, закрепленную на ж.б. подставке, и рабочую площадку с размещенным на ней электромотором. Площадка перемещалась по вертикали и фиксировалась в строго горизонтальном положении на уровнях бурения. Электромотор при включении вращал патрон с закрепленным в нем буром и через редуктор муфту, перемещавшую его по неподвижному винту в направлении бурения. Необходимая длина шпуров достигалась присоединением съемных секций бура, диаметр его сверла был равен 23 мм.

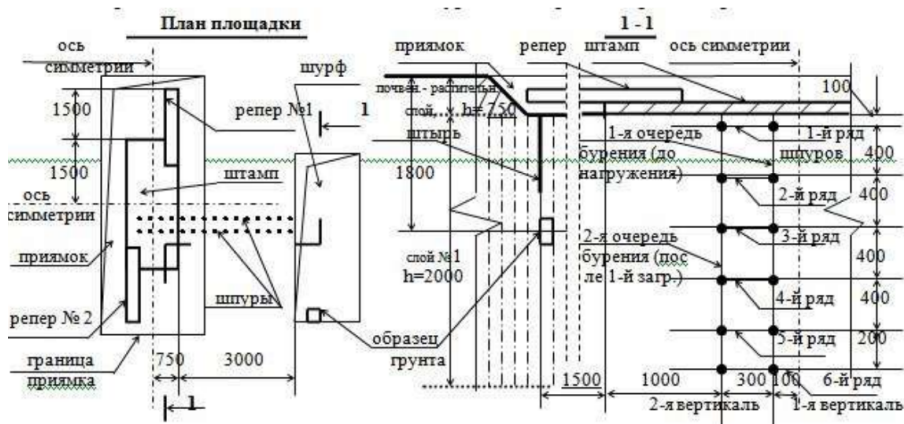


Рис. 3. Схема испытания штампа.

Количество шпуров по вертикали назначалось с учетом ожидаемой глубины ЗД ≈ 2.0 м. (оценивалась по результатам испытаний в подобных грунтах). Количество шпуров в каждом слое, определяемое по (4), при $h = 40$ см., $1-m = 0.004$, $d = 2.3$ см.: $n = 0.038 \cdot a$. Принимая далее $a_{max} = 1.9$ м. (также по опыту исследований), получаем $n = 7.2$ или 7 шпуров. С учетом производственных требований, в каждом слое были пробурены только первые 2 шпура.

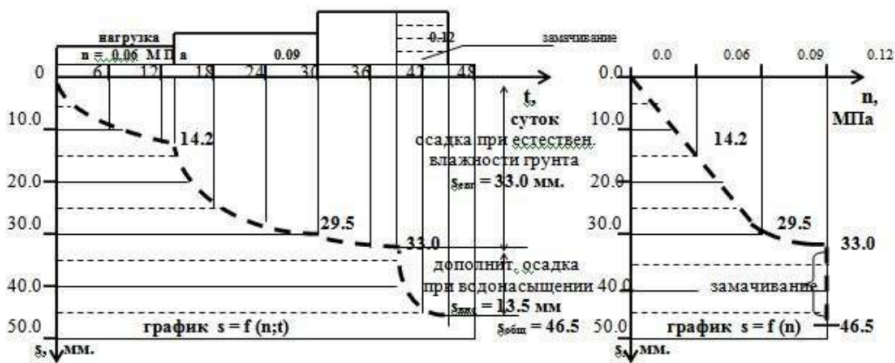


Рис. 4. Графики осадок.

Нагружение, начиная с $p = 0.06$ МПа, велось ступенями по 0.03 МПа на грунте естественной влажности до 0.12 МПа.- исходя из намечаемого размещения ЗД в верхнем слое. Затем проводилось непрерывное замачивание основания до стабилизации осадки. Величины условной стабилизации принимались: на промежуточных ступенях 0.05 мм/сутки, на последней 0.05 мм. за 2

суток, на замоченном грунте 0.05 мм. за 3 суток. Графики осадок представлены на рис. 4.

Вслед за разгрузкой штампа его основание было раскопано, затем зачищались вертикальные плоскости перед шпурами и с помощью отвеса наносилась сетка вертикальных линий с шагом 250 мм.; после этого проводилось обнажение шпуров скальпелем. Замеры их вертикальных 8 размеров в точках пересечений с отвесными линиями выполнялись при помощи штангеля с ценой деления 0.05 мм. и двукратного увеличительного стекла - что обеспечивало точность измерений ± 0.025 мм. В качестве результата измерения в каждой точке принималось среднее 2 замеров, округленное до 0.1мм. Картина деформаций шпуров, величины осадок и размеры шпуров показаны на рис. 5 (изображена 1-я вертикаль шпуров рядом с осью симметрии; на 2-й вертикали, пробуренной перед второй ступенью нагружения, величины осадок и деформаций шпуров, в основном, идентичны).

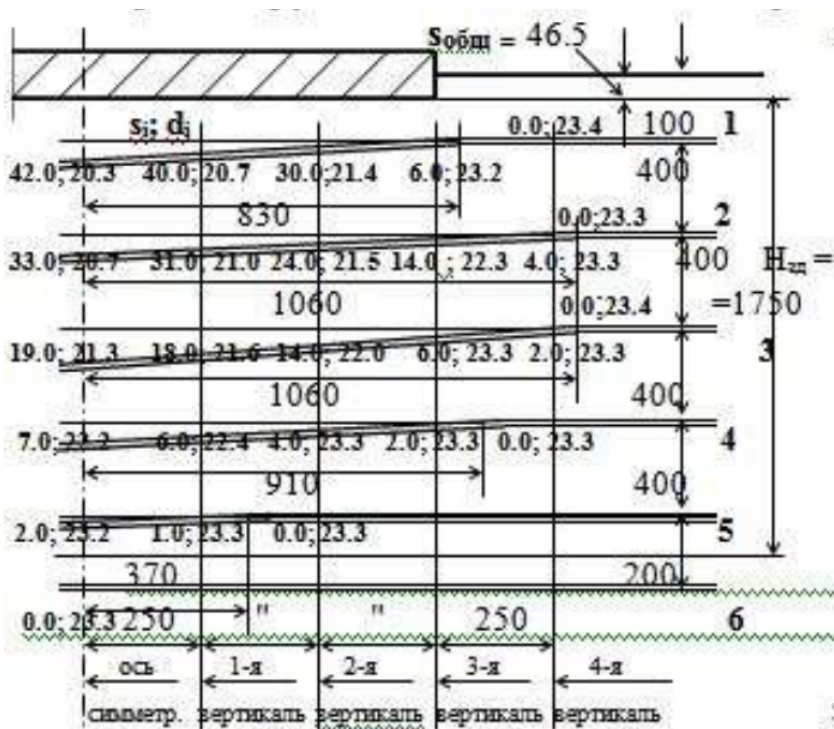


Рис. 5. Осадки и деформации шпуров.

Проведенные испытания штампа позволяют сделать следующие выводы:

1. При полной нагрузке 0.12 МПа на грунте естественной влажности осадка составила 33.0 мм., дополнительная осадка при замачивании основания - 13.5 мм., общая осадка равна 46.5 мм (< 50.0 мм., критерия II типа просадочности). Таким образом, несмотря на длительное и непрерывное замачивание основания (6 суток), просадочные явления не наблюдались.

2. Зона деформации под штампом имеет вид цилиндрического тела с полушариями в торцах и срезанными верхними секторами; наибольшие размеры поперечного сечения: ширина 2.12 м., высота 1.75 м. Расстояние от низа ЗД, где отсутствуют деформации грунта, до кровли слабого слоя (суглинка лессовидного II типа просадочности) составляет 0.75 м.

3. Отсутствие просадки грунта в данном случае объясняется рядом причин: наличием более плотных грунтов (2.5 м.) над слабым слоем; принятой величиной давления штампа на грунт, при которой нижняя граница ЗД разместилась в верхних слоях основания. В случае дальнейшего повышения нагрузки на штамп нижняя граница ЗД достигла или вошла бы в слабый слой, что сопровождается резким приростом осадок. В. Голубков отмечал (1973) и другие случаи, при которых лабораторные определения II типа просадочности не подтверждаются при натурных испытаниях - например, наличие глубокого склона (овраг, ручей, берег моря) поблизости от места застройки, когда вода проходит сквозь напластования грунта в сторону понижения, и условия для полного водонасыщения просадочной толщи не создаются.

4. На графике $s = f(p)$ - рис. 4 - уположение линии осадок после нагрузки $p = 0.09$ МПа может трактоваться, как завершение мобилизации прочностных характеристик грунта в пределах верхней части ЗД, а дальнейшее перемещение штампа - как достигаемое за счет деформаций нижерасположенных слоев грунта при менее интенсивном приросте осадок.

5. Рассмотрение величин s и d на рис. 5 позволяет установить, что:

- наибольшие осадки концентрируются на вертикальной оси штампа, резко убывая ниже линии максимального поперечного размера ЗД (шпур 3);

- осадки грунта вблизи подошвы штампа не достигают его общей осадки; наибольшие в центре, они постепенно уменьшаются на длине $2/3$ полуширины и резко падают к его границе;

- осадки до 6.0...7.0 мм. на границе ЗД и вблизи нее (3-я вертикаль) сопровождаются незначительными деформациями шпуров ($< 0.5\%$), в то время как при таких же осадках на оси симметрии и вблизи нее (1-я вертикаль) деформации шпуров достигают 5%;

- бóльшие по величине осадки в пределах размера полуширины штампа - 14.0 мм., шпур 2, 3; 18.0, 19.0 мм., шпур 3; 30.0, 31.0 мм., шпур 1, 2 - сопровождаются близкими (соответственно) значениями деформаций шпуров.

Г. Лабораторные испытания образца грунта.

Испытания проводились по схеме компрессионного сжатия в разрезном (по вертикали) кольце $\varnothing 150$ мм. и высотой 150 мм. Посередине высоты в нем было просверлено горизонтальное отверстие $\varnothing 10.0$ мм. Контрольная проверка характеристик грунта дала следующие результаты: $\gamma = 17.6$ мН/см³; $W = 0.16$. После заправки образца в кольцо последнее разделялось на половины, боковая поверхность образца покрывалась машинной смазкой густой консистенции - для снижения трения о стенки - и полукольца вновь соединялись. После этого в образце сквозь имеющиеся отверстия кольца было проделано горизонтальное отверстие посередине высоты $\varnothing 9.5$ мм. (диаметры отверстий в модели, определенные по (б) с учетом принятых значений d_n , p_n , h_n , a_n , h_n и замеренных величин a_n , для шпуров в уровнях 1...5 составили 5.4...10.5 мм.; принятый размер превышал среднюю величину с целью избежать возможного сплющивания отверстия при замачивании). Кроме того, снизу по оси образца проделывалось вертикальное отверстие $\varnothing 4.5$ мм. - рис. 6 - до пересечения с горизонтальным. В это отверстие была введена медная трубка $\varnothing 4.0$ мм., длиной 65.0 мм., в которую заводился стальной штырь $\varnothing 3.0$ мм. покрытый смазкой. Штырь завинчивался верхним концом в горизонтальную медную трубку $\varnothing 4.0$ мм., прижатую к грунту в верхней части горизонтального отверстия, а его низ опирался на подвижный стержень индикатора часового типа ИЧ-50 (цена деления 0.01 мм.). Выступающая вниз часть штыря пропусклась сквозь обойму с микрометрическим винтом, позволяющим перемещать вниз штырь с присоединенной трубкой. Поверх образца укладывался стальной штамп, на который через рычажную систему передавался вес грузов. Перемещения штампа измерялись индикатором ИЧ-25 (цена деления 0.01 мм.). Положение нижней части горизонтального отверстия контролировалось в начале и

конце испытания следующим образом: после снятия начальных контрольных отсчетов (без дополнительного нагружения), штырь с трубкой при помощи микрометрического винта опускались до нижней поверхности горизонтального отверстия, снимались показания индикатора и они возвращались в исходное положение; по окончании испытаний эта процедура повторялась. После обжатия бытовым давлением (0.016 МПа) при естественной влажности, прикладывалась нагрузка ступенями по 0.01 МПа до 0.03 МПа, потом по 0.03 МПа до 0.15 МПа. Затем образец был разгружен, замерена упругая часть осадки и вслед за этим вновь загружен ступенями до 0.15 МПа с выдержкой каждой ступени до достижения полученной при первом нагружении осадки. Вслед за этим образец замачивался и после стабилизации осадки нагружение было продолжено до 0.20 МПа. Каждая ступень нагрузки выдерживалась до наступления условной стабилизации, принятой 0.01 мм. в сутки, а в замоченном грунте - 0.01 мм. за 2 суток. Схема испытания и общий вид установки в процессе испытаний показаны на рис. 6, 7.

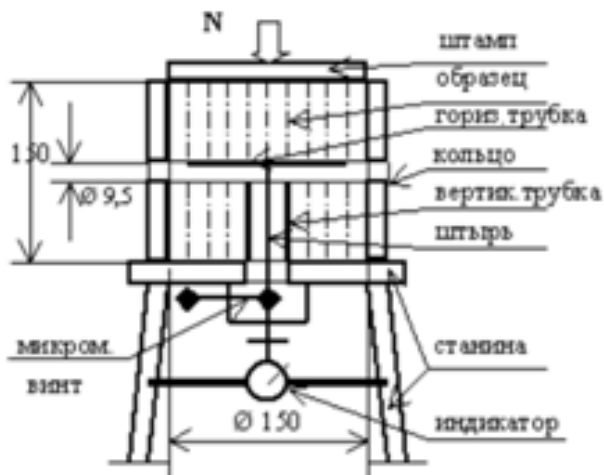


Рис. 6. Схема испытания образца.



Рис. 7. Общий вид установки.

В результате проведенных испытаний получены данные по изменениям диаметров отверстия и осадкам образца в зависимости от вызвавших их давлений. Это представлено на графиках $(\Delta d_m/d_m) = f(p)$ и $s_m = f(p)$ - рис. 8.

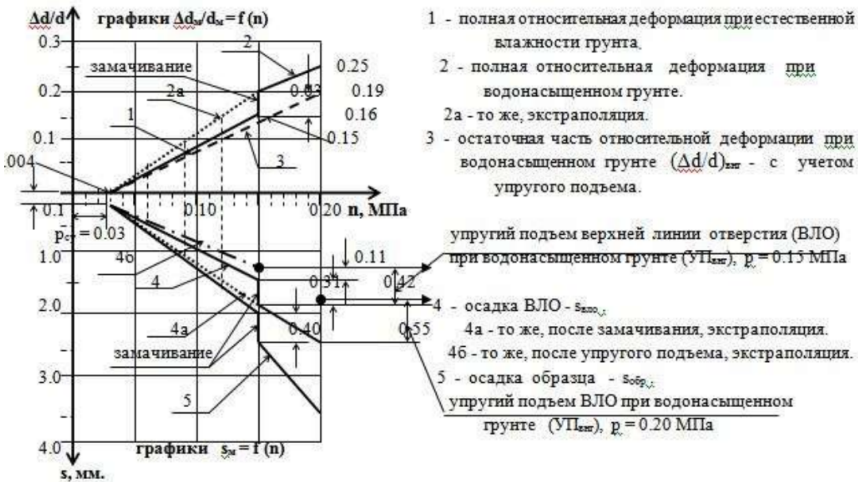


Рис. 8. Графики $(\Delta d_m/d_m) = f(p)$ и $s_m = f(p)$.

На нижнем графике $p_{cy} = 0.03$ МПа - структурное сопротивление грунта уплотнению, отвечающее величине давления, при котором зафиксирован перелом на графике “давление-осадка” (не приводится; определялось приложением давлений по 0.01 МПа).

Из проведенных лабораторных испытаний следует:

1. При нагрузке $n = 0.15$ МПа :
 - осадка образца до замачивания $s_{обр,евг} = 2.0$ мм.;
 - осадка ВЛО до замачивания $s_{вло,евг} = 1.5$ мм.;
 - упругий подъем ВЛО после замачивания и разгрузки $УП_{внг} = 0.42$ мм;
 - осадка образца после замачивания $s_{обр,внг} = 2.4$ мм. ($\Delta s = 2.40 - 2.0 = 0.40$ мм.);
 - осадка ВЛО после замачивания $s_{вло,внг} = 1.81$ мм. ($\Delta s = 1.81 - 1.5 = 0.31$ мм.); -

относительная деформация отверстия полная, естеств. влажность грунта $(\Delta d/d)_{евг}$, $\pi = s_{вло,евг} / d = 1.50 : 9.5 = 0.16$; полная, водонасыщенный грунт $(\Delta d/d)_{внг}$, $\pi = s_{вло,внг} / d = 1.81 : 9.5 = 0.19$; остаточная, водонасыщенный грунт $(\Delta d/d)_{внг}$, $o = (s_{вло, внг} - УП_{внг}) / d = (1.81 - 0.42) / 9.5 = 0.15$.

2. При нагрузке $n = 0.20$ МПа (водонасыщенный грунт):
 - осадка образца $s_{обр,внг} = 3.5$ мм.;
 - осадка ВЛО $s_{вло,внг} = 2.4$ мм.;
 - упругий подъем ВЛО после разгрузки $УП_{внг} = 0.55$ мм.;
 - относительная деформация отверстия полная, водонасыщенный грунт $(\Delta d/d)_{внг}$, $\pi = s_{вло,внг} / d = 2.4 / 9.5 = 0.25$; остаточная, водонасыщенный грунт $(\Delta d/d)_{внг}$, $o = (s_{вло, внг} - УП_{внг}) / d = (2.4 - 0.55) / 9.5 = 0.19$.
3. В диапазоне давлений $n = 0.03...0.20$ МПа графики осадок образца и относительных деформаций отверстия могут быть представлены, как линейные (погрешности менее 6 %).

4. Контрольные измерения положения нижней границы отверстия в образце после разгрузки показали отсутствие изменений (в пределах точности измерений).

Д. Распределение давлений в основании штампа.

а. Результаты реализации способа.

Полученные данные по относительным деформациям шпуров в натуре и график $3 \Delta d/d = f(n)$ на рис. 8 дают возможность представить полную картину распределения давлений $p_{э,о,i}$ в точках координатной сетки под штампом в пределах 3Δ , вблизи поперечной плоскости симметрии - рис. 9; в качестве иллюстрации приведено нахождение $p_{э,о,i}$ на вертикальной оси штампа - рис. 10.

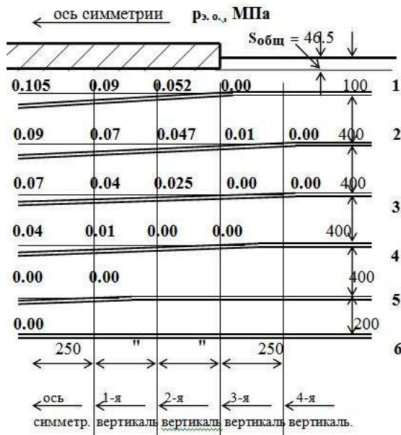


Рис. 9. Давления $p_{э, о}$ в основании штампа (поперечная плоскость симметрии).

шпур	$d_{шп.нач}$	$d_{шп.деф}$	Δd	$\Delta d/d_{шп.нач}$	$p_{э, о}^{(1)}$
1	23.3	20.3	3.0	0.13	0.135
2	"	20.7	2.6	0.11	0.12
3	"	21.3	2.0	0.086	0.10
4	"	22.2	1.1	0.05	0.07
5	"	23.2	0.1	0.004	0.03

1) МПа; за вычетом $p_{сy} = 0.03$ МПа.

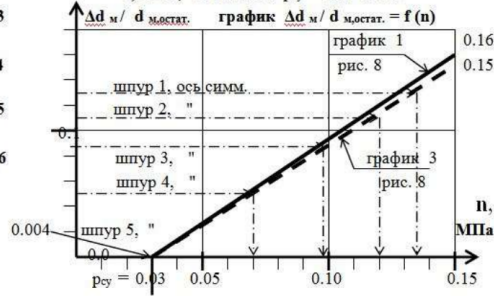


Рис. 10. Определение давлений $p_{э, о}$ на вертикальной оси штампа.

Для этого, по замеренным под штампом величинам $d_{шп.деф}$ находились значения $\Delta d = d_{шп.нач} - d_{шп.деф}$, вычислялись отношения $\Delta d/d_{шп.нач}$ и по графику 3, рис. 8 определялись значения $p_{шп.i} = p_{о.i}$ - полные давления, вызывающие остаточную деформацию грунта, а затем эффективные: $p_{э.о.i} = p_{о.i} - p_{сy}$. График 3 использовался для обеспечения подобия, т.к. в натуре замеры шпуров проводились в основании после разгрузки штампа и упругого подъема.

Рассмотрение рис. 9 позволяет установить:

1. Эффективное остаточное давление вблизи подошвы штампа соответствует действовавшему на поверхности штампа только в центре, по оси симметрии, и падает до нуля у границы ЗД. Общее давление в центре превышает действующее: $p = p_{э} + p_{сy} = 0.105 + 0.03 = 0.135$ МПа $> n = 0.12$ МПа.

2. Эффективные остаточные давления вблизи подошвы штампа - соответственно деформациям шпура 1 - распределяются вдоль нее также неравномерно: от максимума в центре до $p_{сy}$ на границе; это коррелируется с результатами, полученными Г. Ривкиным (1967) при лабораторных испытаниях стальных штампов, оснащенных в подошве контактными датчиками давлений.

б. Сопоставление с нормативными источниками.

Графики давлений и осадок, построенные по нормативным документам и по результатам данного исследования для вертикальной оси симметрии штампа, показаны на рис. 11 - слева расположены графики давлений, справа графики осадок.

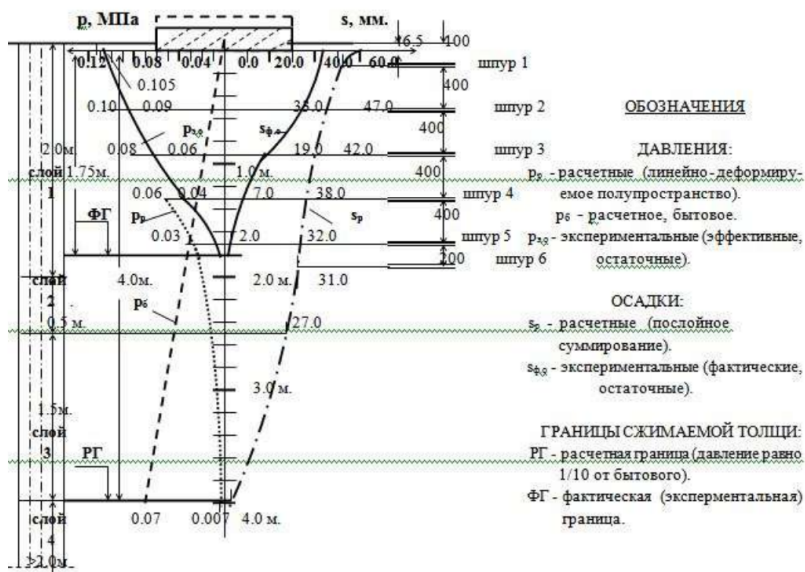


Рис. 11. Графики расчетных и экспериментальных давлений и осадок.

Сопоставление расчетных показателей с экспериментальными данными показывает:

1. Расчетная граница сжимаемой толщи расположена на глубине, в 2.3 раза большей, чем фактическая (корреспондируется с результатами экспериментов В. Голубкова и других указанных выше авторов).
2. Расчетная общая осадка в 1.3 раза превышает фактическую.
3. Расчетные осадки в пределах фактической глубины сжимаемой толщи превышают установленные в эксперименте в 1.3 (подошва штампа)...16.0 (шпур 5) раз.

Е. Обсуждение результатов.

а. Идентичность условий деформаций шпуров при натурном и лабораторном испытаниях.

1. При обнажении шпуров в натуре отмечено уплотнение их стенок, что вызвано разницей в скоростях вращения бура и удаления грунта из пазов сверла - в то время как в лабораторном образце (ручное сверление) такое уплотнение отсутствует. Влияние этого момента на результаты может заключаться в получении меньших давлений в образце, необходимых для достижения одинаковых с натурой величин $\Delta d/d$, что преуменьшает полученные значения давлений в натуре. Для оценки такого влияния необходимо проведение дополнительных опытов. Устранения этого фактора

может быть достигнуто либо путем придания пазам сверла расширяющейся к концам формы и увеличении разницы между диаметрами сверла и секций бура, либо подбором такого режима бурения отверстия в образце, при котором также достигается уплотнение стенок в пропорциональных натуре размерах.

2. Различные условия замачивания в образце и натуре - были такими лишь в первой стадии увлажнения грунта под штампом, затем, после водонасыщения, они стали одинаковыми – поэтому, этот момент не оказал влияния на идентичность деформирования шпуров.

б. Другие аспекты.

1. В модели p_{cy} определялось при естественной влажности грунта ($p_{cy,евг}$), и в основании штампа такие давления действовали до замачивания; по окончании замачивания значения p_{cy} - в силу снижения прочностных характеристик грунта – должны быть меньше ($p_{cy,внг} < p_{cy,евг}$).

Оценка значений $p_{cy,внг}$ может быть выполнена следующим образом. Как отмечалось выше (п. В, 2), ЗД под штампом имеет вид цилиндрического тела с полушариями в торцах и срезанными верхними секторами. Графическое построение на основе замеров (рис. 5) показало, что границы цилиндра и полушарий в торцах (в предположении, что здесь границы ЗД идентичны поперечным) описываются радиусом 1.06 м. Общая площадь поверхности ЗД равна: $A = 19.1 \text{ м}^2$ (вычисления опущены). Суммарная нагрузка на штамп: $N = 0.12 \cdot 3.0 \cdot 1.5 = 0.54 \text{ МН}$. Теперь, $p_{cy,внг} = N / A = = 0.54 / 19.1 = 0.028 \text{ МПа} < p_{cy,евг} = 0.03 \text{ МПа}$ - данный результат может служить критерием достоверности и соответствия лабораторного испытания натурному. Вместе с тем, полученная разница достаточно мала для однозначного вывода о величине $p_{cy,внг}$ – это значение должно быть сопоставлено с лабораторным определением, для чего следовало испытать второй образец грунта с водонасыщением до приложения нагрузки.

2. При нагружении образца зафиксирована разница между его осадкой и осадкой верхней линии отверстия (ВЛО, рис. 8):

		$S_{обр}, \text{ мм}$	$S_{ВЛО}, \text{ мм}$
$p = 0.15 \text{ МПа}$	до замачивания	2.0	1.5
	после замачивания	2.4	1.8
$p = 0.20 \text{ МПа}$	“ “	3.5	2.4

Это свидетельствует о неравномерном сжатии образца по высоте, что фиксируется также и в основании штампа между смежными шпурами.

3. Имеющиеся данные по размерам ЗД позволяют проверить расчетную величину осадки по зависимости (3). Объем ЗД: $V_a = 9.3 \text{ м}^3$ (вычисления опущены). $V_s = A \cdot s = 0.21 \text{ м}^3$. $\epsilon_{об} = V_s : V_a = 0.0225$. $p_{э,внг} = p - p_{сy,внг} = 0.12 - 0.028 = 0.092 \text{ МПа}$ – средневзвешенный результат по рис. 9 равен 0.08 (с учетом «веса» шпура, как отношения каждого значения давления к нижележащему на вертикальной оси; например, для шпура 1: $0.105 \times (0.105 : 0.09) + 0.09 \times (0.09 : 0.07) + \dots$). $R_{гр.ср} = p_{э,внг} \cdot \epsilon_{об} = 0.002 \text{ МПа}$.

Теперь, осадка по (3): $s = R_{гр.ср} \cdot V_a / p_{э} \cdot A = 0.002 \cdot 9.3 / 0.092 \cdot 4.5 = 0.045 \text{ м}$. – при фактической осадке 0.046 м.

4. Общие выводы.

1. Проведенный комплекс работ подтвердил возможность использования шпуров, пробуренных под штампом на связных грунтах, и их деформаций для получения величин давлений в нагружаемом основании.

2. Выведены зависимости между условием точности, диаметрами и количеством шпуров в модели (образце грунта) и натуре, а также зависимости для оценки точности измерений, позволяющие соблюсти условия моделирования процессов деформирования шпуров и учесть влияние погрешностей измерений на получаемые результаты.

3. Выполненные натурное и лабораторное исследования позволили установить зависимость между величинами «сплюсывания» шпуров и значениями вызывающих эти деформации давлений в основании опытного штампа. Натурные испытания проведены на лессовых грунтах I типа просадочности, включающих ниже расположенный слой II типа просадочности. Отдельные результаты работы (глубина деформированной толщи, характер распределения давлений по подошве штампа) корреспондируются с результатами других авторов.

4. При выбранном предельном давлении на штамп - 0.12 МПа - деформации грунта под ним зафиксированы до глубины $1.2b$ (b – ширина штампа), по ширине до $2.8b$, в пределах зоны (зона деформации – ЗД), ограниченной в поперечном сечении поверхностью с радиусом $1.4b$. Сформировавшаяся ЗД разместилась в верхнем слое, что позволило исключить развитие просадочных

явлений, несмотря на длительное и непрерывное замачивание основания.

5. Максимальное перемещение грунта зафиксировано под подошвой штампа, в его центре; эта величина меньше общей осадки штампа на 60%. Перемещения отдельных точек слоев под штампом неравномерны – по вертикалям от максимальных под подошвой до нуля на границе ЗД, по горизонталям также от наибольших значений на центральной вертикали до нуля на границе ЗД.

6. Получено распределение давлений для всей области деформированного грунта под штампом вблизи поперечной вертикальной плоскости симметрии. Давления в грунте по подошве штампа распределяются неравномерно – от максимального в центре до нуля по краям. Установлено наличие в грунте непосредственно под подошвой штампа на оси симметрии зоны «всплеска» давления, где оно превосходит действующую нагрузку на поверхности штампа – в условиях эксперимента на 12%.

7. Определенная в модельном испытании величина структурного сопротивления грунта уплотнению сопоставлена с такой величиной в натуре, полученной в итоге вычислений с использованием установленных размеров ЗД – результаты дают удовлетворительную сходимость.

8. Сравнения вычисленных по нормативным документам величин с экспериментальными данными показали наличие расхождений: для глубины сжимаемой толщи – в 2.3 раза; для общей осадки – в 1.3 раза. Вычисление величины осадки по имеющейся зависимости с использованием размеров ЗД дает полное совпадение с осадкой, полученной в эксперименте.

9. На основе выполненного исследования были разработаны рекомендации к проектированию фундаментов для строительства цеха. Использование рекомендаций позволило снизить стоимость работ по фундаментам на 45% и сократить сроки их устройства на 2 месяца.

Литература

1. Коган А.Р. Перспективные конструкции фундаментов и свай. Часть 1. Фундаменты – ретроспектива и перспективы. «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225—6717, Россия – Израиль, 2017, вып. 39, ISBN 978-1-365-67663-5, printed in USA, Lulu Inc., ID 20429431.

2. Коган А.Р. Перспективные конструкции фундаментов и свай. Часть 2. Фундаменты - лучший выбор! «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225—6717, Россия – Израиль, 2017, вып. 39, ISBN 978-1-365-67663-5, printed in USA, Lulu Inc., ID 20429431.
3. Коган А.Р. Перспективные конструкции фундаментов и свай. Часть 3. Способ отбора перспективных технических решений, данный выпуск

Верин О.Г.

Бозе-конденсация электронов в атоме.

Обсуждение экспериментальных закономерностей

Оглавление

1. Введение.
 2. Ближайшая к ядру электронная оболочка атома.
 3. Средство к электрону и двухвалентный водород.
 4. Квантовые числа двух и трех внешних электронов.
 5. Многоэлектронные сферические оболочки.
 6. Заключение.
- Литература

Аннотация

Анализ экспериментальных данных опровергает «современные научные представления» об устройстве атома. В работах [1-3] показано, что в атоме электроны отнюдь не образуют рыхлые вероятностные орбитали, а «конденсируются» в кольцевых или сферических оболочках и ведут себя не как независимые частицы, а демонстрируют коллективные свойства.

Кроме того, в атомах проявляются нелинейные свойства микромира, и главные квантовые числа электронных состояний, наряду с целыми числами, принимают дробные значения, свидетельствующие о взаимодействиях на гармонических составляющих. Весомое подтверждение нелинейных свойств микромира было получено и при анализе квантового эффекта Холла [4].

Эти открытия имеют принципиальное значение не только для развития физики, но и для всех естественных наук, использующих в той или иной степени знания о строении вещества.

Поэтому обсуждение экспериментальных характеристик, показывающих несостоятельность теории атома, которая почти столетие господствовала в физике, чрезвычайно важно для ускорения перехода к новым представлениям.

1. Введение

Создатели квантово-механической теории атома, увлекшись формализмом, положили начало принципиальным заблуждениям в понимании устройства атома.

В частности, они исходили из трехмерного характера «движения» каждого электрона в составе атома (и соответственно использовали $3D \Psi$ – функции).

В действительности пространство вокруг атомного ядра является «идеальным местом» для Бозе-конденсации электронов, так как в сравнении с глубиной этой потенциальной ямы, составляющей единицы и даже сотни электрон-вольт, энергия теплового движения ($\sim 0,03$ эВ) очень мала.

Поэтому в электронных оболочках атомов образуются Бозе-конденсаты, описываемые одномерными и двумерными волновыми функциями [2]:

- резонансные одномерные (кольцевые) оболочки, состоящие из 1 - 3 электронов, характеризуются $1D \Psi$ – функцией;
- резонансные двумерные (сферические) многоэлектронные оболочки описываются $2D \Psi$ – функциями.

Тот факт, что электроны в оболочках образуют Бозе-конденсаты, снимает массу вопросов, которые оставались фактически без ответа.

Каким образом множество вероятно движущихся электронов, тем не менее, обеспечивает не размытые, а весьма стабильные характеристики атомов? Кроме того, любое перемещение заряженных частиц в составе атома приводило бы к возникновению излучения, чего в основном состоянии атома не наблюдается.

Даже в простейшем случае атома водорода теория фактически приводит к довольно странному выводу о том, что электрон все время пролетает сквозь ядро.

При Бозе-конденсации в атомных оболочках электроны не движутся, а находятся в резонансном взаимодействии между собой, которое только имитирует движение и обеспечивает зависание электронов над атомным ядром. В том числе, и в случае водорода единственный электрон оболочки, обладая волновыми свойствами, попадает в одну из пучностей кольцевого «авторезонанса» на расстоянии радиуса Бора от атомного ядра.

Как и в случае кольцевого сверхпроводника, волновая функция электрона в атоме имеет минимум один период при

обращении вокруг центра, чем и определяется невозможность попадания электрона в область атомного ядра.

В данной статье обсуждаются кольцевые (одномерные) электронные оболочки некоторых атомов и ионов, описываемые $1D$ Ψ – функцией.

В частности, это ближайшая к ядру электронная оболочка всех атомов (кроме водорода), состоящая из двух электронов в виде *куперовской пары*, которая является фундаментом для построения всех последующих оболочек.

На этой основе рассмотрена природа сродства к электрону одновалентных атомов, а также вопрос о том, почему атом водорода в ряде случаев проявляет свойства двухвалентного атома.

Обсуждается Бозе-конденсация электронов в многоэлектронных сферических оболочках и параметры этих оболочек.

2. Ближайшая к ядру электронная оболочка атомов

В основе устройства оболочечной электронной структуры любого атома (кроме водорода) лежит ближайшая к ядру оболочка, состоящая всего из двух электронов. Она является фундаментом для последующего заполнения.

Теперь стало ясно, почему эта оболочка состоит из двух электронов. Это отнюдь не влияние спина, как преподносится существующей теорией, хотя спины электронов действительно стремятся к минимальной взаимной энергии.

На самом деле первая электронная оболочка является кольцевой, и электроны располагаются в пучностях резонанса $n=1$, образуя куперовскую пару.

Таким образом, резонансная природа Бозе-конденсации электронов в атомных оболочках выражается в том, что электроны ближайшей к ядру оболочки располагаются по разные стороны от ядра, а присоединение дополнительных электронов к этой оболочке невозможно, так как обе пучности резонанса с $n=1$ (минимальным возможным числом периодов) оказываются уже занятыми (рис 1). Наиболее ярко эти свойства проявляются в атоме инертного газа гелия, который имеет единственную электронную оболочку в виде куперовской пары.

Количественные оценки в соответствии с предложенной моделью дали хорошее совпадение с экспериментальными данными.

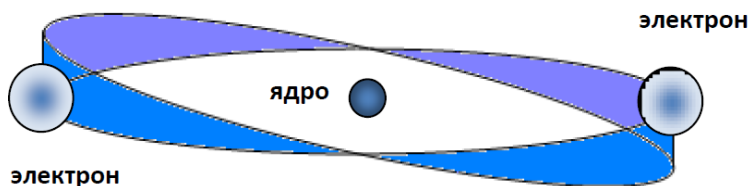


Рис. 1. Ближайшая к ядру электронная оболочка атомов (кроме водорода) в виде куперовской пары.

Напомним, что в общем случае заряда ядра ze , формулы для радиуса первой электронной оболочки атомов и для суммы потенциалов ионизации этой оболочки (из двух электронов) при $n=1$ имеют вид [2]:

$$R = \frac{4}{4z-1} R_B, \quad \varphi_1 + \varphi_2 = \frac{(4z-1)^2}{8} \cdot 13,6 \text{ эВ}. \quad (1)$$

Вывод этих формул в более общем виде имеется в следующем разделе.

Результаты расчетов по формулам (1) и экспериментальные данные для атомов с разными зарядами ядра приведены в таблице 1.

Из таблицы 1 следует (графа расчет/факт), что расчетные суммы потенциалов ионизации для первой электронной оболочки в зависимости от заряда ядра приближаются к соответствующим экспериментальным данным (разница уменьшается с 5,44% до 1,18%).

Полученную расчетную сумму двух потенциалов ионизации и известное точное значение потенциала ионизации для последнего электрона

$$\varphi_2 = z^2 \cdot 13,6 \text{ эВ}, \quad (2)$$

очевидно, можно использовать для определения расчетной величины второго слагаемого. Например, пользуясь данными табл. 1 для суммы потенциалов ионизации и формулой (2), получаем расчетное значение первого потенциала ионизации атома гелия: $83,3 - 54,4 = 28,9$ (эВ).

Фактическое значение первого потенциала ионизации гелия равно 24,58 эВ, что по порядку величины соответствует расчету, но при этом ошибка расчета увеличивается до 17,6% (расчет/факт =

$28,9/24,58 = 1,176$). Это происходит из-за того, что относительно небольшая ошибка расчета суммы потенциалов (1) полностью переносится на одно из слагаемых, причем меньшее по величине.

Таблица 1. Параметры ближайшей к ядру электронной оболочки (из двух электронов)

Заряд ядра, e	Расчет $\varphi_1 + \varphi_2$, эВ	Факт. $\varphi_1 + \varphi_2$, эВ	Расчет/Факт.	R / R_B
2 (He)	83,3	79	1,0544	0,571
3 (Li)	205,7	198	1,0389	0,364
4 (Be)	382,5	371,51	1,0296	0,267
5 (B)	613,7	599,43	1,0238	0,211
6 (C)	899,3	881,83	1,0198	0,174
7 (N)	1239,3	1218,76	1,0168	0,148
8 (O)	1633,7	1610,23	1,0146	0,129
9 (F)	2082,5	2057,6	1,0121	0,114
10 (Ne)	2585,7	2555,6	1,0118	0,102

Формулы (1) могут быть также применены для описания свойств отрицательного иона водорода (п. 3), который очень напоминает строение атома гелия с двумя занятыми пучностями резонанса электронной оболочки.

3. Средство к электрону и двухвалентный водород.

Энергия ионизации отрицательного иона (равная по абсолютной величине энергии присоединения электрона к атому), называется *средством к электрону*.

Полагая в формулах (1) $z=1$, получаем, что радиус электронной оболочки отрицательного иона водорода больше чем у атома водорода и равен $4/3$ радиуса Бора, а сумма потенциалов ионизации двух электронов оболочки равна $15,3$ эВ.

Потенциал ионизации нейтрального атома водорода известен ($13,6$ эВ), поэтому, зная сумму потенциалов ионизации двух электронов, можно оценить средство водорода к электрону: $15,3 - 13,6 = 1,7$ эВ.

Полученное значение имеет тот же порядок величины, что и данные экспериментов о средстве водорода к электрону $0,754$ эВ, что подтверждает правильность используемой модели. Однако, также как и при расчете потенциала ионизации атома гелия, здесь мы наблюдаем снижение точности расчета из-за того, что небольшая

погрешность определения суммы потенциалов по формулам (1) относится к меньшему (более чем на порядок!) слагаемому.

Действительно, отношение расчет/факт для суммы потенциалов ионизации отрицательного иона водорода: $15,3/(13,6 + 0,754) = 15,3/14,354 = 1,066$, свидетельствует о столь же малой погрешности, что и при расчете суммы двух потенциалов ионизации гелия и других атомов (табл. 1).

Чем вызвана большая разница между двумя потенциалами ионизации?

Изначально два электрона, располагаясь симметрично по разные стороны от ядра, обладают одинаковой энергией, и, казалось бы, потенциалы ионизации должны иметь близкие значения. Дело здесь не только в том, что после каждого акта ионизации заряд оставшейся части становится все более положительным, и отрыв последующих электронов затрудняется. Кроме этого, удаление первого электрона усиливает центростремительную силу для оставшегося в оболочке электрона, и поэтому акт ионизации сопровождается одновременным смещением остающегося электрона ближе к ядру, а высвобождающаяся при этом энергия снижает затраты энергии на удаление первого электрона. Таким образом, первый акт ионизации происходит намного легче, чем второй.

Отрицательные ионы других атомов (в отличие от водорода) могут иметь главные квантовые числа, отличающиеся от единицы, поэтому нам понадобятся расчетные формулы в более общем виде.

Аналогично выводу формул (1), сделанному в работе [2], воспользуемся балансом сил, действующих на каждый из двух электронов, расположенных с противоположных сторон от ядра (остова) атома, как показано на рис. 1.

С одной стороны, это сила электростатического притяжения к ядру и относительно меньшая сила взаимного отталкивания электронов, а, с другой стороны, центробежная сила, вызванная циркуляцией импульса (энергии) в резонансной электронной оболочке:

$$F_{\text{цс}} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon R^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon(2R)^2}, \quad F_{\text{цб}} = \frac{mv^2}{R} = \frac{p^2}{mR}. \quad (3)$$

Учитывая что

$$2\pi R = n\lambda = n \frac{h}{p}, \quad (4)$$

и приравнивая друг другу разнонаправленные силы (3), получаем:

$$R = \frac{4n^2}{4z-1} \frac{\epsilon h^2}{\pi m e^2} = \frac{4n^2}{4z-1} R_B. \quad (5)$$

Сумма потенциалов ионизации двух электронов оболочки равна (согласно теореме о вириале) суммарной кинетической энергии этих электронов. Поэтому, с учетом (4) и (5), получаем:

$$e(\varphi_1 + \varphi_2) = 2 \frac{p^2}{2m} = \frac{(4z-1)^2}{8n^2} \frac{e^2}{8\pi\epsilon R_B} = \frac{(4z-1)^2}{8n^2} \cdot 13,6 \text{ эВ}. \quad (6)$$

При $n=1$ выражения (5) и (6) ожидаемо переходят в формулы (1).

Воспользуемся выражением (6) для определения главных квантовых чисел отрицательных ионов в основном состоянии:

$$n^2 = \frac{(4z-1)^2 \cdot 13,6}{8(\varphi_1 + \varphi_2)}. \quad (7)$$

Имеющиеся данные о потенциалах ионизации и средстве к электрону одновалентных атомов дают возможность произвести расчеты по полученным формулам. В рассматриваемом случае заряд ядра (или атомного остова) полагается равным единице ($z=1$). Результаты расчетов параметров ионов и соответствующие данные для нейтральных атомов [2] приведены в таблице 2.

**Таблица 2. Параметры отрицательных ионов
одновалентных атомов**

Ион атома	Сред-ство к электрону, эВ	$\varphi_1 + \varphi_2$, эВ	$n_u (n_a)$	$n \approx N_1/N_2$	R_n/R_B	R_a/R_B
Li ⁻	0,62	6,01	1,60 (1,593)	8/5	3,40	2,52
Na ⁻	0,548	5,686	1,64 (1,632)	5/3	3,59	2,65
K ⁻	0,502	4,841	1,778 (1,775)	7/4	4,21	3,13
Cs ⁻	0,472	4,365	1,872 (1,875)	15/8	4,67	3,49
Rb ⁻	0,486	4,662	1,812 (1,81)	9/5	4,37	3,26

Расчеты дают практически идеальное совпадение главных квантовых чисел у отрицательных ионов и соответствующих атомов - столбец $n_u(n_a)$. При этом радиусы электронных оболочек у

отрицательных ионов значительно больше, чем у атомов (предпоследний и последний столбцы табл. 2). Сравнительные данные для атомов в основном состоянии, как уже отмечалось, взяты из работы [2].

Таким образом, главные квантовые числа отрицательных ионов, как и самих одновалентных атомов в основных состояниях являются дробными величинами.

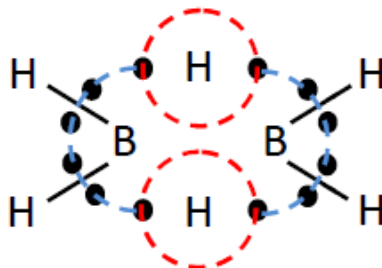
Этот результат чрезвычайно важен, так как еще раз подтверждает выводы, сделанные в предыдущих работах [1-3] о природе дробных значений главных квантовых чисел и о гармоническом единстве спектра атома.

Яркой иллюстрацией этих свойств является, например, атом лития, который в основном невозбужденном состоянии имеет главное квантовое число внешнего электрона, равное простой дроби $8/5$. В возбужденных состояниях это дробное значение продолжается последовательностью увеличивающихся на единицу дробей: $13/5$, $18/5$, $23/5$ и т.д. Теперь же мы видим, что отрицательный ион, как и атом лития, характеризуется той же величиной главного квантового числа – $8/5$.

В завершение этого раздела кратко остановимся на «удивительном» свойстве водорода, который может быть и одновалентным, и двухвалентным.

Например, молекула диборана B_2H_6 , содержит шесть атомов водорода, четыре из которых ведут себя как одновалентные, а два – как двухвалентные.

Это следует из структурной формулы молекулы:



Четыре атома водорода (справа и слева) взаимодействуют с атомами бора как одновалентные атомы «обычным» образом, а именно, единственный электрон каждого из атомов водорода фактически встраивается во внешнюю электронную оболочку атома бора.

В то же время, два атома водорода (в центре) взаимодействуют и с левой, и с правой частями молекулы, объединяя ее в единое

целое. Такая возможность у атома водорода имеется, так как его кольцевая оболочка как раз содержит две пучности резонанса с противоположных сторон от ядра. С одной стороны, для связи водород может использовать свой единственный электрон, а с другой стороны, может захватывать сторонний электрон свободной пучностью оболочки.

Связь посредством атома водорода получила название «банановой» связи.

4. Квантовые числа двух и трех внешних электронов

Формулы (4), (5) можно применить и к анализу свойств двухвалентных атомов с двумя электронами на внешней оболочке, положив $z=2$:

$$R = \frac{4n^2}{7} R_B. \quad (8)$$

$$n^2 = \frac{49 \cdot 13,6}{8(\varphi_1 + \varphi_2)} = \frac{83,3}{\varphi_1 + \varphi_2}. \quad (9)$$

Расчеты по этим формулам интересно рассмотреть в сравнении с соответствующими величинами для водородоподобных ионов (с зарядом остова атома $z=2$ и одним электроном во внешней оболочке):

$$R = \frac{n^2}{z} R_B, \quad (10)$$

$$n^2 = \frac{z^2 \cdot 13,6}{\varphi_z}, \quad (11)$$

подобно сравнению параметров атомов и отрицательных ионов в табл. 2. При $z=2$ формулы (10), (11) приобретают вид:

$$R = \frac{n^2}{2} R_B, \quad (12)$$

$$n^2 = \frac{54,4}{\varphi_2}. \quad (13)$$

Результаты расчетов по формулам (8), (9) и (12), (13) сведены в таблице 3.

Полученные значения главных квантовых чисел атомов оказались очень близкими к соответствующим данным для положительных ионов – графа $n_a (n_u)$, аналогично тому, как это было при сравнении результатов расчетов, приведенных в табл. 2, для одновалентных атомов и их отрицательных ионов.

Таблица 3. Параметры двухвалентных атомов и ионов этих атомов

Атом	φ_2 , эВ	$\varphi_1+\varphi_2$, эВ	$n_a (n_u)$	$n \approx N_1/N_2$	R_a/R_B	R_{II}/R_B
Be	18,21	27,53	1,74 (1,73)	7/4	1,73	1,49
Mg	15,03	22,674	1,92 (1,90)	17/9	2,10	1,81
Ca	11,87	17,981	2,15 (2,14)	15/7	2,64	2,29
Sr	11,026	16,718	2,23 (2,22)	9/4	2,84	2,47
Ba	10,00	15,81	2,30 (2,33)	7/3	3,01	2,63

В то же время, радиусы атомов и положительных ионов отличаются друг от друга меньше (около 15%), чем радиусы атомов и отрицательных ионов, которые отличаются друг от друга на одну треть.

Аналогичным образом можно сравнить характеристики ионов, у которых на внешней оболочке остается два электрона и соответствующих водородоподобных ионов с одним электроном на внешней оболочке.

Например, проведем такое сравнение для трехвалентных атомов.

В расчетных формулах в этом случае полагаем заряд атомного остова $z=3$.

Тогда формулы (5) и (6) для положительного иона с двумя электронами во внешней оболочке приобретают следующий вид:

$$R = \frac{4n^2}{11} R_B. \quad (14)$$

$$n^2 = \frac{205,7}{\varphi_2 + \varphi_3}. \quad (15)$$

Параметры иона с одним электроном во внешней оболочке, или водородоподобного иона (дважды ионизированного трехвалентного атома), определяются по формулам (10), (11) при $z=3$

$$R = \frac{n^2}{3} R_B, \quad (16)$$

$$n^2 = \frac{122,4}{\varphi_3}. \quad (17)$$

Результаты расчетов и сравнительные данные представлены в таблице 4.

Таблица 4. Параметры однократно и двукратно ионизированных трехвалентных атомов

Атом	φ_3 , эВ	$\varphi_2 + \varphi_3$, эВ	n_{u1} (n_{u2})	$n \approx N_1/N_2$	R_{u1}/R_B	R_{u2}/R_B
B	37,92	63,07	1,806 (1,797)	9/5	1,185	1,076
Al	28,44	47,26	2,09 (2,075)	23/11	1,583	1,435
Sc	24,75	37,64	2,34 (2,224)	7/3 (9/4)	1,987	1,648
Y	20,5	32,73	2,507 (2,444)	5/2	2,286	1,99
La	19,17	30,6	2,59 (2,527)	13/5 (5/2)	2,446	2,128

Здесь у В и Al также наблюдается близость значений главных квантовых чисел ионов (с разной степенью ионизации), в то время как у ионов других атомов эти значения менее близки. При этом радиусы электронных оболочек ионов имеют более близкие величины, чем в рассмотренных ранее примерах.

Ниже мы еще вернемся к обсуждению результатов этих расчетов.

Для того, чтобы завершить анализ одномерных электронных оболочек, рассмотрим оболочки трехвалентных атомов с тремя внешними электронами.

Это наибольшее количество электронов, которые могут образовывать одномерные (кольцевые) электронные оболочки атомов. При большем количестве электронов оболочки образуют объемные структуры.

Напомним, что в искусственных условиях экспериментов по квантовому эффекту Холла ($2D$ – электронный газ в полупроводнике при низкой температуре) имеется возможность, воздействуя сильным магнитным полем, получать кольцевые резонансы ($1D \Psi$ – функцией) с участием более трех электронов [4].

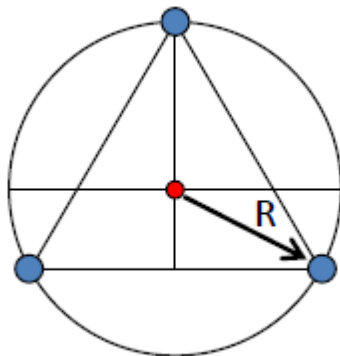


Рис. 2. Внешняя одномерная (кольцевая) электронная оболочка трехвалентного атома.

Предположим, что электроны оболочки, испытывая электростатическое отталкивание, располагаются на равном друг от друга расстоянии и, таким образом, образуют равносторонний треугольник, как это показано на рис. 2. Тогда центростремительная сила, действующая на каждый из электронов, будет содержать в себе силу притяжения ядра (остова) и противодействующую ей силу отталкивания двух остальных электронов оболочки. В то же время, центробежная сила, действующая на каждый из электронов, при резонансном взаимодействии имитирует движение электронов и противостоит притягивающей силе:

$$F_{uc} = \frac{3e^2}{4\pi\epsilon R^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\sqrt{3}R^2}, \quad F_{цб} = \frac{mv^2}{R} = \frac{p^2}{mR}. \quad (18)$$

Учитывая что

$$2\pi R = n\lambda = n \frac{h}{p}, \quad (19)$$

и приравнивая друг другу разнонаправленные силы (18), аналогично выводу формул (5) и (6), получаем:

$$R = \frac{3n^2}{9 - \sqrt{3}} \frac{\epsilon h^2}{\pi m e^2} \approx 0,413n^2 R_B. \quad (20)$$

Сумма потенциалов ионизации трех электронов оболочки равна (согласно теореме о вириале) суммарной кинетической энергии этих электронов. Поэтому, с учетом (19) и (20), получаем:

$$e(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3) = 3 \frac{p^2}{2m} = \frac{(9 - \sqrt{3})^2}{3n^2} \frac{e^2}{8\pi\epsilon R_B} \approx \frac{17,61 \cdot 13,6}{n^2} \approx \frac{239,5}{n^2} \text{ эВ}. \quad (21)$$

Результаты расчетов R и n по формулам (20), (21) и сравнительные данные для ионов трехвалентных атомов (взяты из табл. 4) представлены в таблице 5.

Таблица 5. **Параметры трехвалентных атомов и их ионов**

Атом	$\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3$, эВ	n_a (n_{u1}, n_{u2})	$n \approx N_1 / N_2$	R_a / R_B	R_{n1} / R_B	R_{n2} / R_B
B	71,366	1,83 (1,806; 1,797)	9/5	1,386	1,185	1,076
Al	53,244	2,121 (2,09; 2,075)	23/11	1,858	1,583	1,435
Sc	44,2	2,328 (2,34; 2,224)	7/3 (9/4)	2,238	1,987	1,648
Y	39,11	2,475 (2,507; 2,444)	5/2	2,529	2,286	1,99
La	36,21	2,572 (2,59; 2,527)	13/5 (5/2)	2,732	2,446	2,128

Параметры атомов и соответствующих ионов, рассчитанные исходя из разных моделей, как видно из таблицы, хорошо сочетаются друг с другом.

Каждый вид атомов, находясь в основном состоянии или в ионизированном состоянии, демонстрирует близкие значения главного квантового числа, хотя при этом радиусы электронных оболочек существенно и закономерно отличаются.

С другой стороны, *одна и та же модель* (например, для трех электронов на внешней оболочке и зарядом атомного остова $z=3$) дает сильно отличающиеся значения главного квантового числа и радиуса оболочки для разных атомов, что говорит о решающем влиянии атомных остовов на эти характеристики.

Следовательно, остов атома оказывает воздействие на формирование внешней электронной оболочки не только своим размером, но и характерным набором частот, определяющим гармоническое единство каждого атома.

Эти свойства ярко проявляются у атомов с наиболее простым строением остова. Для атомов со сложным многоэлектронным остовом набор собственных частот становится все более многочисленным. Поэтому в ряде случаев становится трудно

отнести дробное значение главного квантового числа одномерной электронной оболочки к той или иной ближайшей простой дроби.

Кроме того, в атоме на самом деле происходят многосторонние взаимодействия всех входящих в него частиц. Мы же результат этих сложных процессов упрощенно представляем в виде Ψ -функции.

Тем не менее, полученная точность расчетов при описании взаимодействия такого большого числа частиц, входящих в состав атомов, является приемлемой. Наглядные и логичные с физической точки зрения модели одномерных (кольцевых) внешних оболочек атомов, состоящих из 1, 2 и 3 электронов, в целом показали свою высокую эффективность.

5. Многоэлектронные сферические оболочки

Бозе-конденсация электронов в атомных электронных оболочках приводит к тому, что электроны в каждой оболочке имеют одинаковую энергию, располагаясь вокруг ядра на эквипотенциальной поверхности. При этом если в оболочке больше трех электронов, то энергетически «выгоднее» не кольцевая, а сферическая структура. Соответственно квантово-механическая волновая функция, используемая для описания единого для всех электронов оболочки стационарного состояния, будет либо одномерной, либо двумерной.

В этих условиях уравнение Шредингера, описывающее Бозе-конденсат электронов в оболочках атомов, сводится к волновому уравнению. Действительно, уравнение Шредингера для стационарных состояний имеет вид [5]:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + [E - U(x, y, z)] \Psi = 0, \quad (22)$$

где $U(x, y, z)$ – потенциальная энергия частицы.

При «движении» электрона в атоме по сфере или кольцу ($U(x, y, z) = \text{const}$), разность в скобках уравнения (22) становится равной постоянной величине.

Кроме того, в атоме согласно теореме о вириале кинетическая энергия электрона равна половине абсолютной величины отрицательной потенциальной энергии этого электрона. Поэтому разность в скобках в уравнении Шредингера оказывается также равной кинетической энергии электрона.

Таким образом, уравнение (22) приобретает вид обычного волнового уравнения с пространственным волновым коэффициентом k :

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + \frac{p^2}{2m} \Psi = 0, \quad \nabla^2 \Psi + k^2 \Psi = 0, \quad k = \frac{p}{\hbar} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{\hbar}{p}. \quad (23)$$

Движение электрона в атоме, как и движение свободного электрона, характеризуется длиной волны $\lambda = \hbar/p$, и мы это обстоятельство уже использовали при анализе одномерных кольцевых электронных оболочек атомов.

Пространственная конфигурация электронных оболочек определяется не только волновыми свойствами электронов, описываемыми уравнением (23), но и взаимным электростатическим отталкиванием. В работе [2] приведены экспериментальные доказательства того, что в многоэлектронных оболочках атомов электроны относительно равномерно располагаются на общей для них сферической (эквипотенциальной) поверхности. Именно поэтому сумма всех потенциалов ионизации многоэлектронной оболочки оказывается равной (с учетом теоремы о вириале) энергии заряженной сферы того же радиуса.

Приведем дополнительные аргументы в пользу этого вывода.

Радиус многоэлектронной оболочки можно определить разными способами. В работе [2] это было сделано исходя из потенциала ионизации последнего электрона оболочки.

В частности, для инертных газов ($N=8$) расчетная формула имеет вид:

$$R = \frac{8e}{8\pi\epsilon\phi_8}. \quad (24)$$

Полученные по этой формуле радиусы оболочек интересно сравнить с расчетами другим методом. Например, воспользуемся для расчета радиуса балансом сил, действующих на электрон в составе атома.

Во внешней оболочке атома, имеющей N электронов, на каждый электрон действует равнодействующая центростремительная сила электрического поля и уравновешивающая ее центробежная сила.

Аналогично (18) запишем формулы для этих сил:

$$F_{uc} = \frac{Ne^2}{4\pi\epsilon R^2} - \frac{1}{2} \frac{Ne^2}{4\pi\epsilon R^2} = \frac{Ne^2}{8\pi\epsilon R^2}, \quad F_{цб} = \frac{mv^2}{R} = \frac{p^2}{mR}. \quad (25)$$

Здесь учтено, что электроны сферической оболочки, отталкиваясь друг от друга, создают результирующую силу, которая ослабляет притяжение ядра (остова) ориентировочно в два раза, приближаясь к значению для равномерно заряженной идеальной сферы.

Из рассмотренных выше примеров видно, что даже для оболочки из трех электронов ослабление силы притяжения (18) за счет отталкивания электронов характеризуется величиной $1-(1/3)^{1/2} \approx 0,422$ довольно близкой к 0,5.

Так как условная кинетическая энергия электрона соответствует средней величине потенциалов ионизации электронов оболочки, то из равенства сил (25) получаем:

$$\frac{Ne^2}{8\pi\epsilon R^2} = \frac{p^2}{mR} \left(\frac{p^2}{2m} = \frac{e \sum \varphi_i}{N} \right), \quad \frac{R}{R_B} = \frac{N^2 \cdot 13,6}{2 \sum \varphi_i}. \quad (26)$$

Для инертных газов ($N=8$) формула (26) приобретает вид:

$$\frac{R}{R_B} = \frac{435,2}{\sum \varphi_i}. \quad (27)$$

Результаты расчетов радиусов электронных оболочек по формуле (27) и сравнительные данные из [2] (по формуле (24)) представлены в таблице 6.

Таблица 6. Характеристики внешних электронных оболочек атомов инертных газов

Атом	$\Sigma\varphi_i$, эВ	$\varphi_{icp} = \Sigma\varphi_i/N$ эВ	R/R_B	φ_8 , эВ	R/R_B [2]	φ_8/φ_{icp}
10 (Ne)	953,89	119,24	0,456	239,1	0,455	2,005
18 (Ar)	577,64	72,2	0,753	143,4	0,759	1,986
36 (Kr)	508,16	63,52	0,856	126	0,863	1,984
54 (Xe)	484,43	60,55	0,898	126	0,863	2,081

Таким образом, расчет радиуса оболочки другим методом дал очень близкие значения к полученным ранее величинам.

На первый взгляд такая близость величин радиуса полностью заполненной сферической многоэлектронной оболочки атома и радиуса оболочки иона с единственным оставшимся электроном представляется странной. Однако на самом деле это «совпадение» обусловлено разнонаправленным действием двух определяющих факторов.

С одной стороны, имеется четкая экспериментальная закономерность: $\varphi_{icp} = \Sigma\varphi_i/N \approx \varphi_8/2$ (последний столбец табл. 6), то есть, *средняя величина потенциалов ионизации внешней оболочки атомов в два раза меньше потенциала ионизации последнего электрона этой оболочки*. Но, поскольку потенциал ионизации соответствует условной кинетической энергии электрона, то и центробежные силы,

действующие на электрон, в рассматриваемых случаях будут отличаться в два раза.

С другой стороны, центростремительная сила, создаваемая электрическим полем, в составе многоэлектронной *сферической оболочки* в два раза меньше чем сила, действующая на электрон, если он является единственным в оболочке.

Таким образом, при одном и том же радиусе центростремительная сила и центробежная сила уравниваются друг друга независимо от того, заполнена ли оболочка полностью, или содержит только один электрон.

Фактически мы получили еще одно весомое подтверждение не только правильности расчетов, сделанных в работе [2], но и того факта, что в атомах многоэлектронные оболочки действительно имеют сферическую форму.

Это означает, что электроны в атоме не «движутся» случайным образом, а все время находятся на сферических поверхностях оболочек.

В противном случае мы не наблюдали бы этих закономерностей.

Каковы квантовые числа многоэлектронных оболочек атомов?

В случае кольцевой электронной оболочки главное квантовое число определяется количеством длин волн электрона на длине соответствующей окружности. Например, главное квантовое число последнего электрона оболочки определяется по формуле (11), которая при $z=8$ дает простое выражение:

$$n^2 = \frac{870,4}{\varphi_8}, \quad n = \frac{2\pi R}{\lambda} = \left(\frac{870,4}{\varphi_8} \right)^{1/2}. \quad (28)$$

Но в сферической оболочке волновой процесс должен соответственно характеризоваться двумя параметрами, так как, в отличие от кольцевой оболочки, он развивается не в одном линейном измерении, а в двух измерениях - по поверхности сферы.

Связаны ли каким-то образом характеристики многоэлектронной оболочки с главным квантовым числом последнего электрона оболочки (28), то есть, когда остальные электроны удалены?

Снова обратимся к уравнению Шредингера (23).

Решение волнового уравнения на сфере, сводится к так называемым сферическим гармоникам:

$$\Psi = [A \cos m\varphi + B \sin m\varphi] P_n^m(\cos \theta) = [C \sin(m\varphi + \gamma)] P_n^m(\cos \theta),$$

$$C = \sqrt{A^2 + B^2}, \quad \gamma = \arctg \frac{A}{B}. \quad (29)$$

Здесь исключены функции, которые дают бесконечность на полюсах сферы.

Следует также иметь в виду, что число n в обозначении функции Лежандра $P_n^m(\cos \theta)$ просто совпадает с обозначением главного квантового числа.

Таким образом, колебания имеют две составляющие – в азимутальном направлении (в виде обычных тригонометрических функций) и вдоль меридианов по полярной координате (присоединенные функции Лежандра первого рода). Вид функции в направлении меридианов зависит от количества пространственных периодов, укладывающихся по другому направлению – вдоль экватора сферы.

Однако далеко не все определяется функцией (29).

Как уже упоминалось выше, решающее влияние на формирование электронных оболочек оказывает взаимное электростатическое отталкивание электронов. Поэтому из множества возможных гармоник (29) происходит отбор таких параметров волнового процесса, которые обеспечивают наибольшую равномерность распределения электронов по сферической поверхности.

В частности, полностью заполненной электронной оболочке из восьми электронов логично сопоставить гармонику

$$\Psi = (C \sin 2\varphi) P_3^2(\cos \theta). \quad (30)$$

Функция (30) дает четыре пучности в азимутальном направлении (два периода) и две пучности в полярном направлении (единственный переход через ноль на экваторе), что в итоге дает восемь пучностей. Именно в них стремятся расположиться электроны полностью заполненной оболочки.

При определении количества пучностей удобно пользоваться правилом, согласно которому присоединенные функции Лежандра $P_n^m(\cos \theta)$ проходят через ноль $(n-m)$ раз на отрезке $(-1, +1)$. Некоторые функции приведены на рис. 3.

Равномерное распределение электронов (и пучностей волновой функции) по сферической оболочке дает основание предположить, что азимутальная и полярная составляющие волнового коэффициента в многоэлектронных оболочках имеют близкие по абсолютной величине значения.

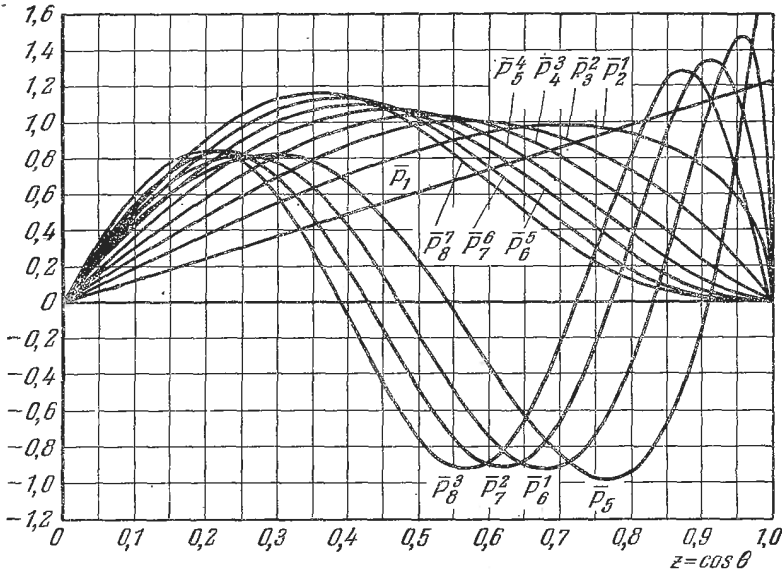


Рис. 3. Нормированные присоединенные функции Лежандра первого рода [6].

А так как волновой коэффициент (23) пропорционален импульсу

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{p}{\hbar}, \quad \left(\lambda = \frac{h}{p}, \quad h = 2\pi\hbar \right), \quad (31)$$

то

$$k^2 = k_\varphi^2 + k_\theta^2 = \left(\frac{p}{\hbar} \right)^2, \quad k_\varphi \approx k_\theta \approx \frac{k}{\sqrt{2}}, \quad p_\varphi \approx p_\theta \approx \frac{p}{\sqrt{2}}. \quad (32)$$

С другой стороны, как отмечалось выше для многоэлектронных внешних оболочек инертных газов, кинетическая энергия, а соответственно и квадрат импульса электронов заполненной оболочки в два раза меньше, чем у последнего электрона оболочки (это следует из того, что $\varphi_{i\varphi} = \sum \varphi_i / N \approx \varphi_8 / 2$). Поэтому, с учетом (32), получаем:

$$k_8 = \frac{p_8}{\hbar}, \quad p \approx \frac{p_8}{\sqrt{2}}, \quad p_\varphi \approx p_\theta \approx \frac{p_8}{2}, \quad k_\varphi \approx k_\theta \approx \frac{k_8}{2}. \quad (33)$$

Таким образом, волновые коэффициенты ортогональных друг другу составляющих волнового процесса в сферической многоэлектронной оболочке оказываются приблизительно в два раза меньше, чем волновой коэффициент в кольцевой оболочке последнего восьмого электрона (когда остальные семь электронов

удалены из оболочки). Квантовые числа этих двух составляющих волнового процесса в сферической оболочке, которые равны произведению составляющих волнового коэффициента (33) на радиус сферы

$$n_{\varphi} = \frac{2\pi R}{\lambda_{\varphi}} = k_{\varphi} R, \quad n_{\theta} = \frac{2\pi R}{\lambda_{\theta}} = k_{\theta} R, \quad n_{\varphi} \approx n_{\theta} \approx \frac{k_8 R}{2} = \frac{n}{2}, \quad (34)$$

также оказываются приблизительно в два раза меньше, чем главное квантовое число последнего электрона оболочки (28).

Соотношение (34) еще раз говорит о том, что взаимодействия в микромире могут происходить и на основных частотах, и на гармонических составляющих.

Во внутриатомных взаимодействиях это проявляется в полной мере.

Существующая теория ошибочно приписывает каждому электрону многоэлектронной оболочки свой набор квантовых чисел. На самом деле, все электроны оболочки описываются единой волновой функцией, хотя электроны при этом пространственно разделены. Они находятся в пучностях единой функции, описывающей Бозе-конденсат электронной оболочки.

В какой-то степени на этом свойстве Бозе-конденсатов основан успех так называемых «одноэлектронных решений», которые применяют при описании многоэлектронных систем (об этом упоминал еще Фейнман в своих знаменитых лекциях [7]).

Подробное изучение характеристик Бозе-конденсатов электронных оболочек атомов даст возможность глубже понять закономерности внутриатомных взаимодействий и межатомных связей.

6. Заключение

Ни теория Бора, ни существующая уже многие десятилетия квантовая теория атома объективно не могли дать адекватного описания устройства атома, так как основывались на ложных исходных положениях и не учитывали базовых принципов устройства микромира (и атома, в частности).

Во-первых, в составе атома происходит Бозе-конденсация электронов в кольцевых и сферических оболочках, и поэтому электроны в каждой оболочке должны описываться единой волновой функцией.

Во-вторых, в атоме в полной мере проявляются нелинейные резонансные свойства микромира, вследствие чего взаимодействия происходят не только на основных частотах, но и на гармонических

составляющих. По этой причине главные квантовые числа могут быть как целыми, так и дробными числами.

Не слишком ли категоричны эти выводы?

Достаточно ли основания для радикального пересмотра теории?

Можно понять внутренний протест, возникающий у некоторых читателей, которые потратили много времени и сил, чтобы усвоить «современные научные представления», и которые теперь должны поставить их под сомнение.

Нас убеждали (как и нынешних студентов), что если бы мы умели решать сложнейшие уравнения квантовой механики, то мы смогли бы ответить практически на любой вопрос об устройстве окружающего нас мира.

Теперь же стало ясно, что даже теория атома (главное «достижение» квантовой механики) оказалась искусственным и ложным построением.

Для меня «прозрение» произошло не в одночасье. Оно потребовало три десятилетия кропотливого, но одновременно и увлекательного поиска.

На первом этапе (1986-1991гг) была получена модель строения электрона в виде вращающегося тонкого слоя электромагнитного поля, которая дала возможность *связать между собой все параметры электрона*. Стало понятно происхождение «загадочной» *постоянной тонкой структуры*, которая является характеристикой вращающегося солитона – отношением толщины вращающегося слоя электромагнитного поля к диаметру вращения. Малая величина константы определяет одновременно отношение энергии внешнего электростатического поля электрона к его полной энергии-массе.

Итоги этого этапа исследования были опубликованы в небольшой статье в научно-популярном журнале «Еретики» за январь 1991 года [8].

На втором этапе (1991-2002гг) необходимо было, прежде всего, понять, каким образом обеспечивается *вращение электромагнитного солитона*, так как «обычное» поперечное электромагнитное поле в вакууме вращаться не может.

Фактически речь шла о том, чтобы *распространить на элементарные частицы теорию электромагнитного поля*. Сделать это оказалось возможным только с использованием *модели Максвелла*,

которая в свое время помогла создателю электромагнитной теории получить знаменитую систему уравнений.

Анализ показал, что вращение тонкого слоя электромагнитного поля обеспечивается присутствием составляющей *продольного электромагнитного поля*. Оно зарождается в структуре солитона и выходит за ее пределы.

Уже многие десятилетия ведутся споры о том, существует ли вообще продольное электромагнитное поле. Уравнения Максвелла описывают только поперечное электромагнитное поле, но модель Максвелла дает возможность понять механизм возникновения продольного электромагнитного поля, которое на самом деле является *одним из базовых элементов Природы*.

Мы можем наблюдать лишь постоянную составляющую продольного электромагнитного поля, которая воспринимается как *электростатическое поле* заряда элементарных частиц. В то же время, переменная составляющая образует *стоячие волны вокруг частиц*, обеспечивая взаимодействие между ними.

Таким образом, микромир буквально заполнен невероятным количеством реальных колебаний и волн. В первую очередь, это частоты нуклонов (атомных ядер) и электронов, а также гармонические составляющие, возникающие из-за нелинейной природы солитонов.

Взаимодействия между частицами на гармонических составляющих приводят к «странным» соотношениям между массами элементарных частиц [9].

- Отношение масс барионов Ω (1672 МэВ) и Λ^0 (1115 МэВ) равно **3/2**.
- Масса мезона D^\pm (1869,4 МэВ) почти **вдвое** превышает массу протона.
- Отношение масс мезонов F^\pm (1971 МэВ) и K^\pm (493,67 МэВ) равно **четырем**.
- Отношение масс мезона B^0 (5274,2 МэВ) и бариона Ξ^0 (1314,9) равно **четырем**.

Частота нуклонов определяется не реальной, а некоторой эффективной массой кварков (≈ 332 МэВ). Соответственно доминирующая частота микромира – Главная частота Вселенной (ГЧВ) равна **$1,60 \cdot 10^{23}$ Гц**.

Масса электрона $m \approx (2/5) \cdot (m_n - m_p)$, а его частота равна **$2,47 \cdot 10^{20}$ Гц**.

Доминирующее влияние ГЧВ (≈ 332 МэВ) на микромир проявляется, в частности, в эффективных взаимодействиях на гармонических составляющих:

частота **мюона** равна $1/3$ от ГЧВ,

частота **тау** в 6 раз больше ГЧВ.

Незначительные отклонения реальных масс от указанных значений связаны с воздействием соответствующих нейтрино (электронного, мюонного и таонного), что собственно и позволило вычислить массы этих нейтрино [9].

У некоторых мезонов эффективная масса практически *совпадает с их реальной массой*, вследствие чего они распадаются преимущественно на фотоны. Такие частицы, взаимодействуя с нуклонами на гармонических составляющих, являются *прямыми экспериментальными свидетельствами*, подтверждающими правильность приведенного выше значения ГЧВ (усредненной эффективной массы кварков нуклонов):

Масса **π^0 - мезона** (134,96 МэВ) составляет $2/5$ от ГЧВ (≈ 332 МэВ);

масса **η^0 - мезона** (548,8 МэВ) составляет $5/3$ от ГЧВ;

масса **K^0 - мезона** (497,67 МэВ) соответствует $3/2$ от ГЧВ;

масса **F^\pm - мезона** (1971 МэВ) составляет почти 6 ГЧВ.

Заметим, что частоты этих мезонов соответствуют половине их масс, так как мезоны состоят из двух кварков.

Усложнение ряда масс элементарных частиц связано с тем, что у многих элементарных частиц, как и у «главных» частиц – протона и нейтрона, наблюдаются несоответствия между их *эффективными массами* (частотами) и реальными массами вследствие различий в энергии внутренней связи.

Кроме того, теория элементарных частиц предполагает, что существует возможность объединения в одной частице кварков с сильно отличающимися массами (частотами). Такие «комбинации», очевидно, также могут приводить к усложнению ряда масс элементарных частиц [10].

Результаты второго этапа исследования были изложены в относительно небольшой книге «Динамика вакуума и солитонная теория элементарных частиц», опубликованной в 2002г [9].

На третьем этапе (2002-2017гг) были проведены дополнительные исследования, которые дали возможность

получить более полное представление о свойствах *нелинейного резонансного микромира* [11-13].

Самым важным результатом этого этапа исследования (2014г), несомненно, стало открытие экспериментальных закономерностей, свидетельствующих о *Бозе-конденсации электронов в атомных оболочках* [1-3].

В основе «конденсации» лежат резонансные взаимодействия, в том числе, и на гармонических составляющих. По этой причине, например, внешние электроны у водородоподобных атомов в невозбужденном основном состоянии характеризуются *дробными главными квантовыми числами* [2]:

Атом	Li	Na	K	Cs	Rb	Ag	Pt	Tl
$n \approx$	8/5	5/3	7/4	15/8	9/5	4/3	5/4	3/2
N_1/N								
2								

Аналогичные закономерности прослеживаются в возбужденных состояниях.

Так, у атома *лития* наблюдаются главные квантовые числа в возбужденных состояниях, которые «продолжают» характеристику основного состояния (8/5) рядом возрастающих на единицу дробных чисел: 13/5, 18/5, 23/5, 28/5, 33/5 и т.д.

Чем сложнее атомный остов, создающий вокруг себя многообразную картину колебаний, тем больше различных гармонических составляющих, на которых возникают резонансы электронных оболочек атомов.

Дробные значения главного квантового числа возбужденных состояний атома *натрия* содержат, среди прочих, последовательности чисел:

8/3, 11/3, 14/3, 17/3, ... и т. д.

22/7, 29/7, 36/7, 43/7, ... и т. д.

Возбужденные состояния атома *калия* содержат, в частности, последовательности дробных значений главного квантового числа:

14/5, 19/5, 24/5, 29/5, ... и т. д.

23/7, 30/7, 37/7, 44/7, ... и т. д.

Что касается многоэлектронных оболочек, то электроны в них находятся на сферических эквипотенциальных поверхностях и, таким образом, имеют одно и то же энергетическое состояние, образуя резонансную структуру Бозе-конденсата. При этом *сумма потенциалов ионизации оболочки с хорошей точностью равна (с учетом*

теоремы о виртале) энергии идеальной сферы, заряд которой равен суммарному заряду электронов оболочки, а радиус равен радиусу оболочки.

В качестве примера можно привести уже упоминавшиеся результаты расчетов для внешних электронных оболочек атомов инертных газов, полученные в работе [2] и подтвержденные расчетами в данной статье.

Атом	R/R_B	Расч. $\Sigma\varphi_i$, эВ	Факт. $\Sigma\varphi_i$, эВ	Расч./Факт.
Ne	0,455	956,48	953,89	1,003
Ar	0,759	573,39	577,64	0,993
Kr	0,863	504,29	508,16	0,992
Xe	0,863	504,29	484,43	1,041

Весомым подтверждением нелинейных резонансных свойств микромира и наглядной их демонстрацией является *квантовый эффект Холла* [4].

Трудно переоценить значение экспериментов по квантовому эффекту Холла, так как они фактически являются прямым свидетельством резонансной Бозе-конденсации электронов на одномерных кольцевых «траекториях», подобно тому, как это происходит в кольцевых электронных оболочках атомов.

Более того, в искусственных условиях экспериментов по квантовому эффекту Холла ($2D$ – электронный газ в полупроводнике при низкой температуре) имеется возможность, воздействуя сильным магнитным полем, получать *кольцевые резонансы* ($с1D \Psi$ – функцией) с участием более трех электронов.

Электроны, находящиеся на уровне Ферми полупроводника, включаются в общий резонанс на окружностях, радиус которых зависит от величины внешнего магнитного поля. Эти кольцевые траектории электронов во внешнем магнитном поле ($R \sim 10^{-8} м$) оказываются почти на два порядка больше, чем атомные электронные оболочки ($R \sim 10^{-10} м$), и поэтому резонансы на гармонических составляющих, аналогичные внутриатомным резонансам с дробными главными квантовыми числами, можно определить с большей точностью.

Важно, что число n в обоих случаях физически означает одно и то же (количество длин волн электрона, укладываемыхся на кольцевой траектории), и определяется одной и той же формулой

$$n = 2\pi R / \lambda. \tag{35}$$

Для квантового эффекта Холла этот аналог главного квантового числа можно выразить в виде простого отношения [4]:

$$n = \frac{W_F}{P_B B}. \quad (36)$$

Здесь

P_B – магнетон Бора,

B – магнитная индукция внешнего поля,

W_F – уровень Ферми полупроводника,

Дробные числа n могут наблюдаться, как уже отмечалось, в двух случаях.

Во-первых, это происходит при очень больших величинах магнитного поля, когда длина окружности орбиты электронов в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, оказывается меньше длины волны де Бройля электрона (последняя зависит от уровня Ферми полупроводника).

В этом случае имеет место *правильно-дробный квантовый эффект Холла*, когда на одну длину волны де Бройля приходится больше одной окружности, и число n становится *меньше единицы* ($1/3$, $2/5$, $3/7$ и т.д., то есть, на три окружности приходится одна длина волны; на пять окружностей – две длины волны; на семь окружностей – три длины волны де Бройля и т.д.).

Во-вторых, дробные значения n могут наблюдаться в тех случаях, когда резонанс происходит *на гармонических составляющих* (в отличие от резонансов на «основной» гармонике с длиной волны де Бройля). Например, *неправильно-дробный квантовый эффект Холла* с $n = 4/3$ имеет место на третьей гармонике, когда четыре длины волны *этой гармонике* укладываются на длине окружности, описываемой электроном в магнитном поле.

Все эти резонансы можно видеть на прекрасных экспериментальных графиках, приведенных в нобелевской лекции [14]. Можно также легко убедиться, что числа n , отмеченные на рисунке целыми и дробными числами, обратно пропорциональны величине магнитного поля, как это и следует из приведенной выше формулы (36).

Кроме того, из рис. 4 следует, что каждый резонанс сопровождается падением продольного сопротивления образца. Это объясняется тем, что при резонансе формируется электронный Бозе-конденсат в $2D$ -электронном газе (и в пределах каждой кольцевой траектории, и во всей совокупности примыкающих друг к другу кольцевых траекторий в этой части образца), что придает области общего резонанса свойства сверхпроводника [4].

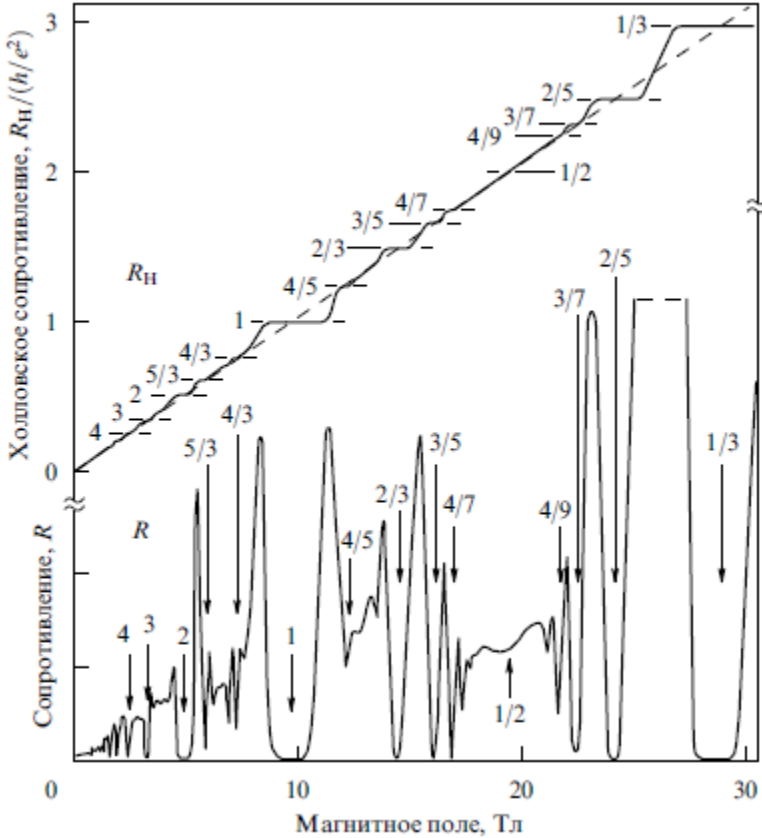


Рис. 4. Квантовый эффект Холла для 2D электронного газа в модулированно-легированных гетероструктурах GaAs/AlGaAs со сверхвысокой подвижностью [14].

Результаты экспериментов по квантовому эффекту Холла, как и характеристики атомных электронных оболочек (в особенности атомные спектры излучения), подтверждают наличие в микромире огромного количества реальных колебаний и волн. Одновременно эти эксперименты можно считать практическими способами детектирования продольных электромагнитных волн.

Напомним, что в основе нелинейных свойств микромира, которые проявляются в присутствии огромного количества гармонических составляющих колебаний и волн, лежит солитонная природа элементарных частиц [9].

Результаты исследования нелинейных резонансных свойств микромира вызывают все возрастающий интерес, как у широкого

круга читателей, так и у специалистов. В частности, об этом свидетельствует неуклонный рост индекса цитирования работ, посвященных новому пониманию микромира.

Новые представления о *нелинейном резонансном микромире* уверенно пробивают себе дорогу. Но это лишь самое начало пути, и предстоит еще огромный объем исследований. Вот лишь некоторые из этих направлений работ.

Теория вращающегося солитона, и, в особенности, *описание продольного электромагнитного поля*, требуют совершенствования математических методов анализа и математического моделирования этих явлений.

Квантовая теория в целом, теория элементарных частиц и теория атома должны быть переработаны с учетом резонансного характера взаимодействий в микромире и с учетом нелинейных эффектов.

Теория сверхпроводимости (и сверхтекучести) должна основываться на резонансной природе Бозе-конденсации, а теория межатомных взаимодействий (и химия, в том числе) должна быть пересмотрена с учетом того, что электронные оболочки атомов являются резонансными Бозе-конденсатами.

Постепенное осознание ложности существующей теории атома, которое происходит в последнее время, создает благоприятные условия для пересмотра устаревших представлений о микромире в целом [15-16].

В заключение выражаю мою искреннюю признательность П.И. Радикевичу и А.С. Богомолу за неизменную поддержку и полезные обсуждения работы.

Литература

1. Верин О.Г. Гармоническое единство спектра атома. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/14412.html>
2. Верин О.Г. Законы формирования электронных оболочек атомов. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/14288.html>
3. Верин О.Г. Физические основы строения атома. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/14155.html>
4. Верин О.Г. Квантовый эффект Холла и сверхпроводимость. <http://technic.itizdat.ru/docs/verin/FIL14917269930N298494001/2>

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Теоретическая физика, том 3. Государственное издательство физико-математической литературы. 1963.
6. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров. М., 1967. С.457.
7. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т.9. М.: Мир, 1967.
8. Верин О. Загадка электрона. Научно-популярный журнал «Еретик» фонда «Потенциал». 1.1991.
<http://technic.itizdat.ru/docs/verin/FIL13674691950N330036001/5>
9. Верин О.Г. Динамика вакуума и солитонная теория элементарных частиц. М.: РТ-Пресс. 2002.
10. Ахиезер А.И., Рекало М.П. Элементарные частицы. М.: «Наука» 1986.
11. Верин О.Г. Природа элементарных частиц, квантовая теория и Великое Объединение. М.: Контур-М. 2005.
12. Верин О.Г. Энергия. Вещество и поле. М. Контур-М. 2006.
13. Нелинейный резонансный микромир.
<http://nauka.info/files/files/1457552761.pdf>
14. Штермер Х. Дробный квантовый эффект Холла. Нобелевская лекция, 1998г. УФН, том 170, №3, март 2000г.
15. Потапов А.А. Оболочечная модель электронного строения атомов. Вестник Иркутского государственного университета. 2006. №3. С 109 – 115.
<http://www.bourabai.kz/articles/potapov/index.htm>
16. Баранов М.А., Дятлова И.В., Ракитин Р.Ю. Устойчивость кристаллов, образованных атомами с тонкими сферическими электронными оболочками. Научно-образовательный журнал АлтГТУ. Выпуск 5 (2003 год).
<http://edu.secna.ru/media/f/bar05.pdf>

Габышев В.Г.

Способ генерации шаровой молнии термодинамической версии. Метод громоотвода.

В опубликованных ранее работах, посвященных разработке термодинамической версии шаровой молнии и способа её генерации [1-3], было показано, что условием устойчивого состояния высокотемпературного газового образования (ВГО), основным содержанием которого является азот, - является состояние его полной диссоциации, которое имеет место при температуре, равной 8 500 К. А основное затруднение в достижении такого значения температуры, - это невозможность квазистационарного нагрева азота до этой температуры или получения искусственного газового разряда с энергетикой линейной молнии.

В последней публикации [3], в которой проведена коррекция некоторых количественных характеристик шаровой молнии в её термодинамической версии, также описан метод генерации шаровой молнии, использующий энергетику природной линейной молнии и предполагаемый механизм образования ШМ в форме высокотемпературного газового образования.

Ниже предложен прямой по своей сути метод проверки термодинамической модели ШМ, - это метод громоотвода.

В районах с высокой грозовой активностью в местах, наиболее подверженных ударам линейных молний, нужно установить специальный громоотвод, или несколько их, у которых вблизи острия или вблизи разрыва стержня громоотвода на уровне 1÷2 метров от земли вводится аксиальное круговое, или локальное, направленное нормально к траекториям рассеивающихся частиц канала линейной молнии, постоянное магнитное поле, напряженностью от десятков до сотен Эрстед (см. рис. 1). Расстояние от разрядного промежутка до области магнитного поля следует подобрать экспериментально. Таким способом будут воспроизведены условия концентрации ионизованного и диссоциированного воздуха в ограниченном объеме, определенные термодинамической моделью ШМ, как условия создания устойчивого газового образования.

Чтобы сделать процесс неслучайным, нужно применить известный метод, использующий неуправляемые ракеты, запускаемые в центр грозового облака и разработанный исследователями Флоридского университета. Горящее топливо оставляет ровный след, представляющий собой токопроводящий канал, по которому и идет разряд молнии.

Для той же цели может быть использован известный метод, использующий струю воды, направленную непосредственно в грозовые облака. Жидкость представляет собой солевой раствор, в который добавлены жидкие полимеры: соль предназначена для увеличения электропроводности, а полимер препятствует "распаду" струи на отдельные капельки.

Использование лазерного луча для управления разрядом линейной молнии пока не отработано и более сложно в исполнении.

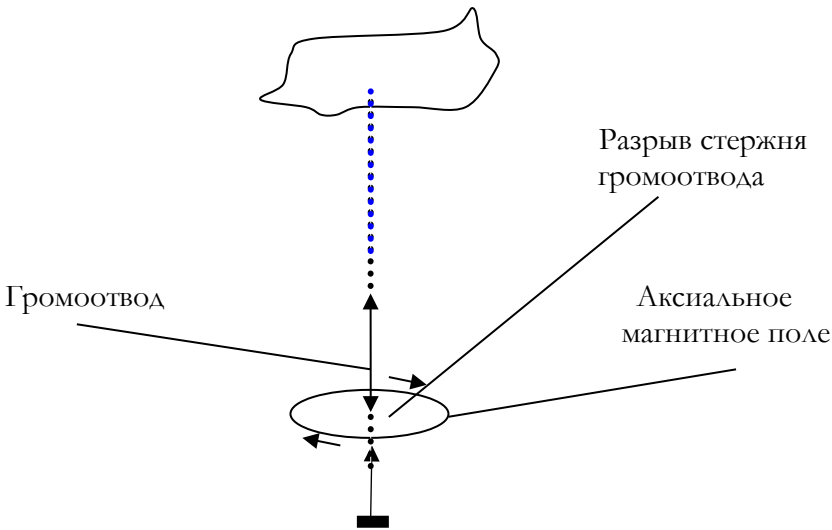


Рис. 1.

Схема генерации шаровой молнии методом громоотвода.

Если после попадания линейной молнии в громоотвод в областях магнитного поля будет замечено образование высокотемпературных газовых образований, то это даст возможность планомерно исследовать их.

Устройство вокруг разрыва громоотвода герметичной камеры позволит исследовать устойчивое состояние ВГО разных газов.

Надежду на возможность реализации этого способа генерации шаровой молнии внушила публикация в Интернете под названием:

«Впервые получен спектр свечения шаровой молнии», которая явилась изложением статьи [4] китайских ученых Jianyong Cen, Ping Yuan, and Simin Xue. Можно предположить, что китайские ученые работают в области повышенной грозовой активности.

Значение этой работы в возможности проведения спектрального экспресс-анализа объекта, похожего на шаровую молнию, и по существу, получения практически полной информации об его физической сущности за предельно короткое время.

Это значит, что при анализе шаровой молнии, время существования которой значительно больше наблюдаемой 1,6 с, с помощью спектрографа удастся получить полную информацию о её составе, её физической сущности, и качественно, и количественно, и во времени.

Проведенный анализ объекта, наблюдаемого в этой работе, позволил получить полную информация о его физической сущности, а именно:

- время жизни около 2 с типично для светящихся образований, получающихся в результате мощного электрического разряда; подобные светящиеся образования были получены экспериментально;
- шаровая молния диаметром 5 м должна иметь очень большое время жизни; шаровые молнии такого размера не наблюдались;
- максимальные диаметры шаровой молнии, зарегистрированные наблюдателями, около метра, время жизни десятки секунд;
- по видеозаписи явно видно, что объект всплывает, как воздушный шар, а это признак горячего газа, а не шаровой молнии; шаровая молния не всплывает.

Наблюдаемый в этой работе объект – это раскаленное облако пыли, образованное в результате попадания линейной молнии в землю, что подтверждает спектральный анализ объекта.

Если в области магнитного поля будет замечено образование шаровых молний, то это даст возможность планомерно исследовать их. Но в любом случае представляет интерес исследование процессов самой линейной молнии, если заранее известно место её попадания.

Таким образом, возможность управления разрядом линейной молнии по месту и времени позволит методом спектрального экспресс-анализа получить полную информацию о физической сущности наблюдаемых явлений.

Литература

1. В.Г. Габышев. Шаровая молния: термодинамическая версия. Отп. в типографии «Мещёра», Фрязино, 2009, ISBN 978-5-9901378-3-7.
2. В.Г. Габышев. Шаровая молния: ответы и разгадки. Отп. в типографии «Мещёра», Фрязино, 2009, ISBN 978-5-9901378-1-3.
3. В.Г. Габышев. Шаровая молния: термодинамическая версия. Изд. Palmarium Academic Publishing, 2015, ISBN-13: 978-3-659-60203-0.
4. Jianyong Cen, Ping Yuan, and Simin Xue. «Observation of the Optical and Spectral Characteristics of Ball Lightning» Phys. Rev. Lett. 112, 035001 – Published 17 January 2014.

Уруцкоев А.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г.

Экспериментальное обнаружение «странного» излучения и трансформация химических элементов

Аннотация

Статья напечатана в [1]. В этот журнал «ДНА» для переиздания ее направили Холодов А.И. и Горячев И.В.

В работе описаны эксперименты по исследованию электрического взрыва фольг из особо чистых материалов в воде. Обнаружено появление новых химических элементов, которые детектируются как спектрометрическими измерениями в процессе разряда, так и масс-спектрометрическими анализами осадков, оставшихся после разряда. Зарегистрировано “странное” излучение, которым сопровождается трансформация химических элементов. Высказана гипотеза о наличии магнитного заряда у частиц, составляющих “странное” излучение.

Введение.

Физике электровзрыва проволочек в воде посвящено большое количество работ, написано много обзоров и монографий [1-3]. Интерес к электровзрыву проволочек в воде обусловлен в первую очередь возможностью использования этого явления в многочисленных прикладных задачах. Одной из таких задач является дробление бетонных фундаментов. Как правило, используемые для этого установки, выполнены на базе относительно низковольтных конденсаторных батарей ($U \sim 5 \text{ кВ}$) большой емкости для получения требуемого энергзапаса в несколько десятков килоджоулей. Характерные времена разряда таких батарей составляют несколько сотен микросекунд. Обычно электроразряды осуществляются в узких ($d \sim 20 \text{ мм}$) шурфах, заполненных жидкостью, а инициирование осуществляется с помощью взрывающихся проволочек.

Особенность такой схемы электровзрыва состоит в том, что в замкнутом объеме на образующийся плазменный канал действуют отраженные волны. Это в свою очередь вызывает резкое

торможение движения его границы, расширение канала прекращается и давление на поверхность значительно возрастает. При этом в канале могут быть достигнуты давления, превышающие давление на фронте ударной волны.

Дополнительная возможность увеличения энерговклада в канал может быть достигнута за счет инициирования разрядов проволочками из материалов, реакция которых с окружающей жидкостью обладает большим тепловым эффектом. Такими материалами являются титан, цирконий, бериллий. Исследованию этой возможности были посвящены как самые ранние [1-4], так и более поздние работы [5].

Настоящая работа первоначально была посвящена исследованию эффективности электровзрыва титановой фольги в воде с целью дробления бетона. В ходе экспериментов было установлено, что в результате электровзрыва бетон дробится и его осколки разлетаются со значительными скоростями. Грубая оценка кинетической энергии осколков, сделанная на основе визуальной скоростной киносъемки (скорость кинокамеры 300 кадров в секунду), составила $W_{\text{кин}} \sim 8 \text{ кДж}$. При этих экспериментах энергозапас конденсаторной батареи составлял всего $W_c \sim 22 \text{ кДж}$. Желание исследовать механизм столь эффективной трансформации энергии конденсаторной батареи в кинетическую энергию разлетающихся осколков бетона и послужило толчком для проведения экспериментов, результаты которых представлены в настоящей статье.

Схема эксперимента, диагностика, результаты эксперимента.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Конденсаторная батарея разряжалась на фольгу, помещенную в воду. Энергозапас конденсаторной батареи при зарядном напряжении $U \sim 4,8 \text{ кВ}$ составлял $W \sim 50 \text{ кДж}$. Коммутация батареи осуществлялась разрядниками тригatronного типа [6]. До нагрузки энергия транспортировалась по кабелям 3, индуктивность которых составляла $L = 0,4 \text{ мкГн}$. В качестве нагрузки служила титановая Ti фольга, которая приваривалась к титановым электродам 5 с помощью контактной электросварки. Electroды укреплялись на полиэтиленовой крышке 6, которая в свою очередь через уплотнения 7 крепилась к взрывной камере 8, изготовленной также из полиэтилена. Взрывная камера представляла собой тор, с восемью отверстиями 9, высверленными равномерно по

окружности, в которые заливалась жидкость. В большинстве описываемых экспериментов в качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Количество нагрузок в различных экспериментах варьировалось от одной до восьми. В качестве регистраторов электрических сигналов использовались аналоговые осциллографы и быстродействующие аналогово-цифровые преобразователи, совмещенные с компьютерами.

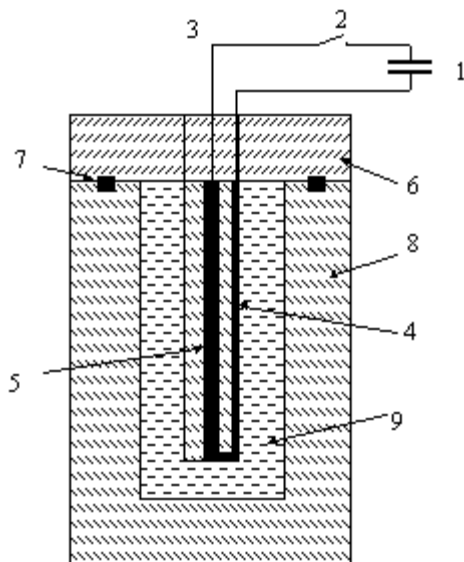


Рис 1.

1 – конденсаторная батарея; 2 – разрядник; 3 – кабель; 4 – фольга; 5 – электрод; 6 – полиэтиленовая крышка; 7 – уплотнение; 8 – взрывная камера; 9 – дистиллированная вода.

Типичные осциллограммы тока и напряжения представлены на рис. 2. Поскольку в описываемых экспериментах использовалось много разнообразной диагностики, то, на наш взгляд, целесообразно описывать диагностики и методики по мере изложения экспериментального материала.

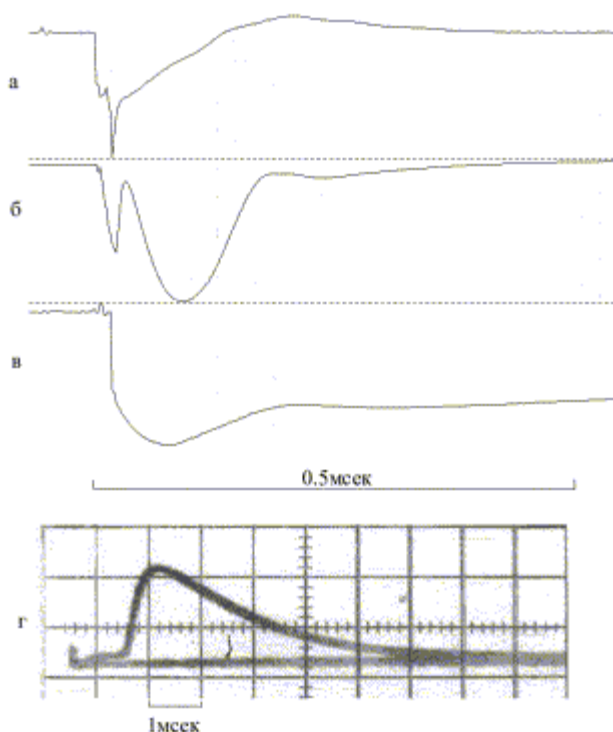


Рис. 2.

а. Осциллограмма напряжения; б. Осциллограмма тока в нагрузке; в. Сигнал с фотодиода; г. Сигнал с ФЭУ-35, стоящего за интерференционным фильтром $\lambda = 432\text{нм}$.

Во время экспериментов по изучению электровзрыва металлических фольг в воде было отмечено интенсивное свечение, возникающее над диэлектрической крышкой. На рис. 2 представлены осциллограммы сигналов с фотодиода (ФД) и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ-35), которые были расположены над диэлектрической крышкой. Из осциллограмм видно, что в момент разрыва тока, который отмечается многими авторами [3], над взрывной камерой возникает свечение, длительность которого превышает длительность импульса тока более чем в 10 раз. Поскольку момент возникновения свечения совпадает со скачком напряжения (см. рис. 2), то вполне естественно попытаться объяснить возникновение свечения обычным электрическим пробоем в подводящих высоковольтных вводах. Однако, экспериментальные результаты, изложенные ниже, не могут быть объяснены только электропробоем.

Первый аргумент состоит в том, что при подаче статического напряжения $U \sim 10 \text{ кВ}$, а именно такая амплитуда напряжения возникает в момент разрыва тока, на силовых высоковольтных вводах мы не наблюдаем электрического пробоя.

Второй аргумент связан со значительным различием длительности импульса тока $T_{\text{и}} \sim 0,15 \text{ мс}$ и длительности свечения $T_{\text{с}} \sim 5 \text{ мс}$. Однако время рекомбинации плазмы, возникшей в воздухе, $\tau \sim 0,1 \text{ мс}$, значительно меньше наблюдаемой длительности свечения, что не позволяет объяснить наблюдаемую длительность свечения электрическим пробоем во время импульса тока [7]. В экспериментах исследовался спектральный состав свечения, а также динамика шарового плазменного образования (ШПО).

Для исследования спектрального состава излучения применялось три типа спектрографов - СТЭ-1 (4300А - 2700А), ИСП-51 (6500А - 4500А) и ДФС - 452 (4350А - 2950А), которые позволяли получать интегральный (за время одного выстрела) спектр. Для получения информации о временном ходе узкого фрагмента спектра использовались два ФЭУ-35, расположенных на высоте 1 метр над устройством установки с двумя разными интерференционными фильтрами ($\lambda_1 = 432 \text{ нм}$, $\lambda_2 = 457 \text{ нм}$) (рис. 3).

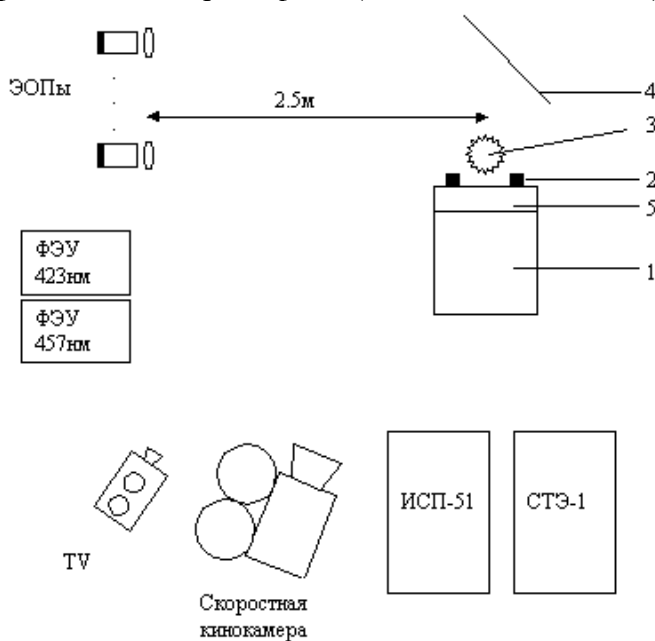


Рис 3. Схема расположения диагностики.

1. Тор; 2. Высоковольтные вводы; 3. Шаровое плазменное образование; 4. Зеркало; 5. Диэлектрическая крышка.

Для регистрации изображения возникающего свечения применялось три методики с различным временным разрешением. Наиболее "быстрая" методика была реализована с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП) [8]. Шесть ЭОПов в кадровом режиме со временем экспозиции $T_3 \sim 130 \mu\text{с}$ и временем задержки между кадрами $T_3 \sim 1 \text{мс}$ позволяли получать 6 кадров в течение одного выстрела. ЭОПы были расположены на расстоянии 2,5 м от оси установки как показано на рис. 3. Над установкой на высоте примерно 1 метр устанавливалось зеркало под углом 45° к вертикали, что позволяло одновременно регистрировать две проекции свечения.

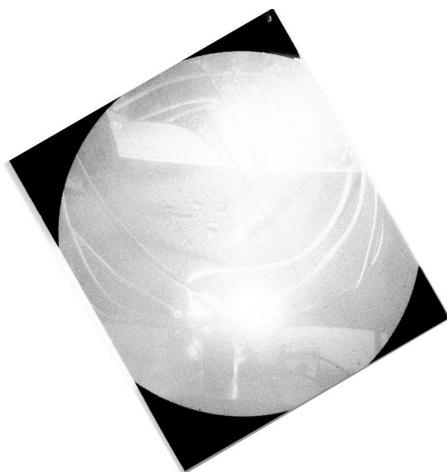
Для регистрации свечения применялась также скоростная промышленная кинокамера марки "IMAGE-300", которая позволяла в цвете регистрировать 300 кадров в секунду со временем экспозиции кадра $\sim 2 \text{мс}$. Для синхронизации камеры были разработаны специальные кварцевые часы. Обзорные интегральные фотографии получались с помощью стандартной TV -камеры.

На рис. 4б представлена ЭОПграмма, на которой отчетливо видно, что свечение возникает в центре между электродами над диэлектрической крышкой и имеет шарообразную форму. На основании сигналов, полученных с помощью калориметров, фотодиодов и с учетом результатов спектральных измерений, была сделана оценка световой энергии, излучаемой ШПО $W_{\text{св}} \sim 1 \text{кДж}$.

На основании результатов более чем 100 опытов типичную динамику шарообразного свечения можно описать следующими словами. В момент разрыва тока в канале над установкой появляется очень яркое диффузное свечение (рис. 4а), свечение как бы всего пространства. Затем свечение становится менее ярким и на следующем кадре уже отчетливо видно шарообразное свечение (рис. 4б). На протяжении следующих 3-4мс не наблюдается какой-либо динамики (рис. 4в, г, д.), а затем светящийся шар начинает рассыпаться на много маленьких "шариков". В ряде опытов замечено, что "шарик" сначала приподнимается на 15-30 см над поверхностью диэлектрической крышки, а затем рассыпается (рис. 4е).

Следует отметить, что характерной чертой шарового плазменного образования (ШПО) является его избирательность по отношению к земляным оплеткам силовых и диагностических кабелей. В экспериментах, когда "земли" высоковольтных кабелей не были тщательно изолированы, шаровое плазменное образование

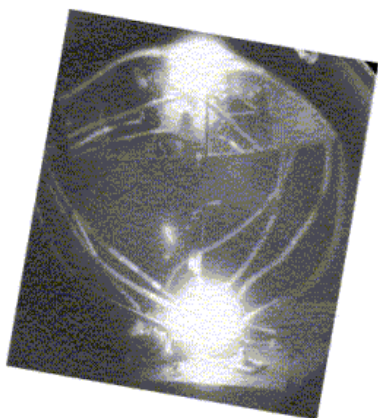
достаточно часто "замыкалось" на оплетку кабеля как видно из ЭОПограмм. Этот факт подтверждался также измерениями тока I_{III} - шунта, который располагался в оплетке силового кабеля. Как видно из рис. 5. в момент, когда ШПО касается оплетки кабеля, в цепи возникает ток, так называемое "эхо".



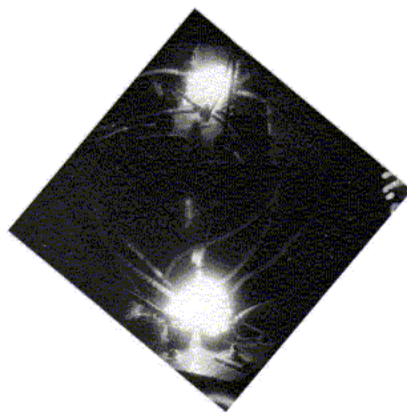
а



б



в



г

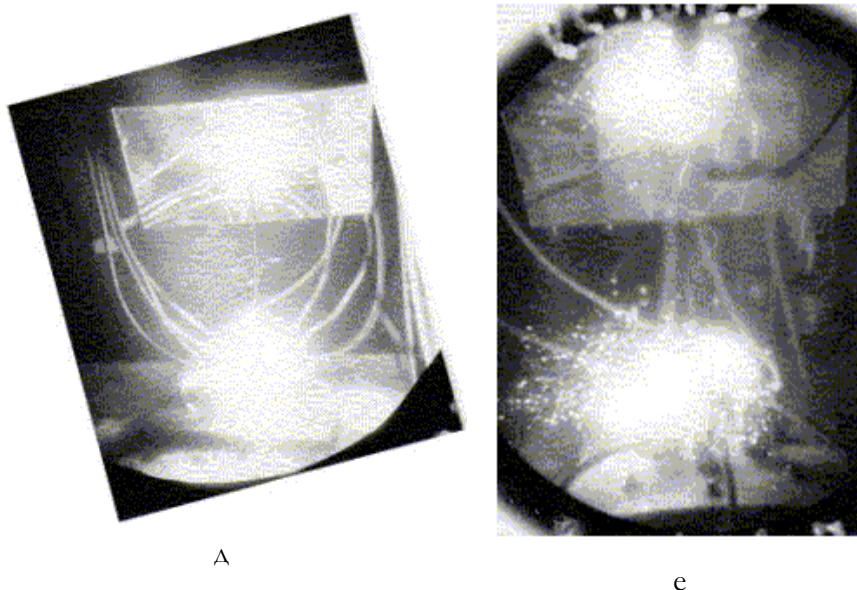


Рис. 4.

Изображения, полученные с экранов ЭОПов.

Время экспозиции кадра 130мкс.

Момент экспозиции рис. 4а совпадает с временем импульса тока.

Задержка между кадрами 1мс.

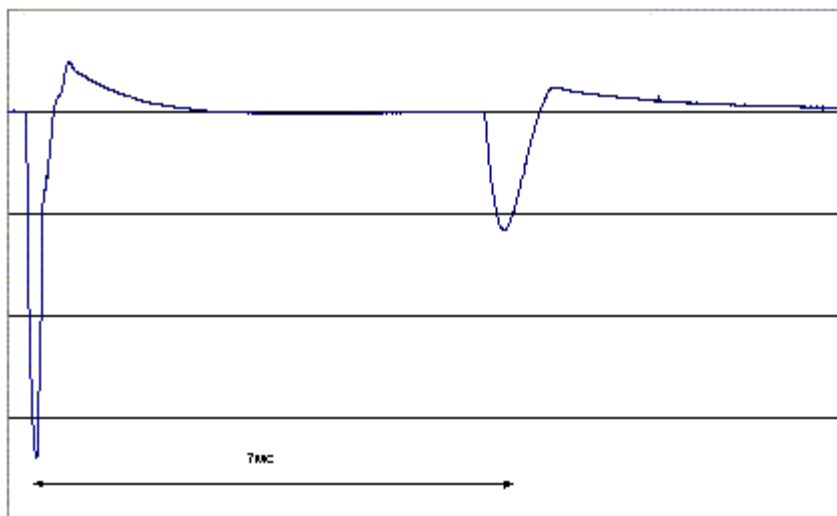
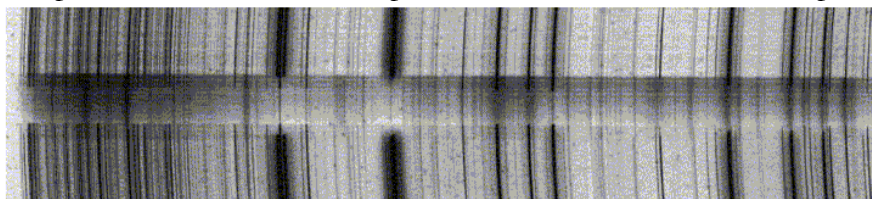
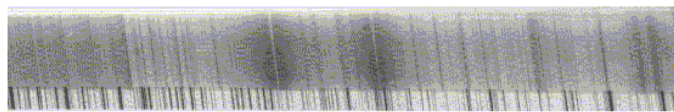


Рис. 5. Сигнал с шунта, расположенного в оплетке высоковольтного кабеля.

Долгоживущие плазменные образования в воздухе наблюдались в ряде экспериментов в различных лабораториях [9, 10]. Отличительной особенностью описываемого эксперимента являются спектральные измерения. И именно результаты спектральных измерений стали ключом к пониманию физики ШПО и во многом определили направления дальнейших исследований. На рис. 6 представлены фрагменты оптических спектров, полученных с помощью спектрографов, располагавшихся как показано на рис. 2. Из рис. 6 видно, что спектры имеют линейчатую структуру во всем регистрируемом диапазоне. Видно также, что помимо линейчатого спектра имеется и непрерывный спектр, особенно заметный в красной части оптического спектра.



а)



б)

Рис. 6.

- а). Фрагмент спектра излучения плазмы, снятый спектрометром ИСП-51 (верхний и нижний спектры опорные – Cu и Zn);
- б). Фрагмент спектра излучения плазмы (вверху) и опорного спектра железа (внизу) в диапазоне длин волн 3800-4100Å°, снятый спектрометром СТЭ-1.

Идентификация линейчатой части спектра привела к двум неожиданным результатам. Во-первых, не было зарегистрировано наличие азотных и кислородных линий (они очень слабо были выражены лишь в отдельных “выстрелах”), а именно эти линии всегда видны при электроразряде в воздухе. Во-вторых, обилие линий (более 1000 линий в отдельных “выстрелах”), а, соответственно, и значительное количество химических элементов, которым они соответствуют. Из анализа спектров следовало, что основу плазмы составляют Ti, Fe (наблюдаются даже самые слабые линии), Cu, Zn, Cr, Ni, Ca, Na. Если присутствие в спектре линий Cu и Zn можно объяснить скользящим разрядом по конструкционным

элементам установки и подводящим силовым кабелям, то присутствие остальных элементов в плазме не поддавалось интерпретации. Изменение условий эксперимента, в частности изменение массы взрывающейся фольги, приводило лишь к перераспределению интенсивности линий спектра, элементный же его состав менялся незначительно.

Так как в экспериментах взрывались титановые фольги, то наличие спектральных линий Ti позволило сделать предположение, что часть материала фольги проникает сквозь уплотнения и оказывается над установкой. Для проверки такого предположения после очередного “выстрела” из каналов была отобрана смесь воды и фольги (в дальнейшем - “проба”) и отдана на масс-спектрометрический анализ. Масс-спектрометрическому анализу была подвергнута также исходная титановая фольга. Результаты этого анализа представлены в таблице 1. Из таблицы видно, что фольга состоит из 99,7% чистого титана. Изотопный анализ фольги показал, что изотопы Ti находятся в природном соотношении.

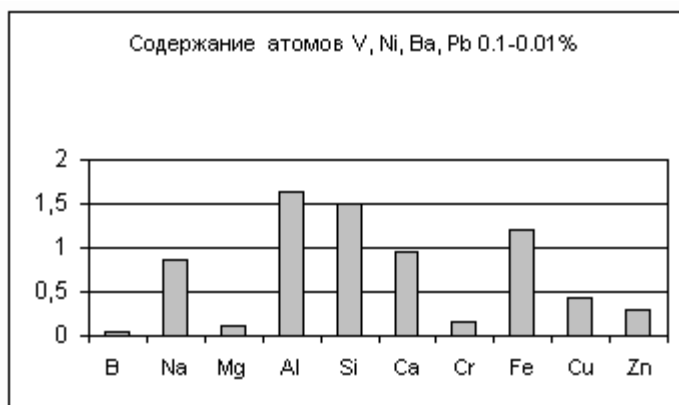
Таблица 1. Состав исходной титановой фольги.

Элемент	Доля атомов, %
Ti	99.71643
Na	0.00067
Mg	0.00068
Al	0.00921
Si	0.00363
P	0.03078
S	0.03570
Cl	0.00337
Ka	0.00253
Ca	0.03399
V	0.00195
Cr	0.00844
Mn	0.00253
Fe	0.10613
Ni	0.04193
Co	0.00202

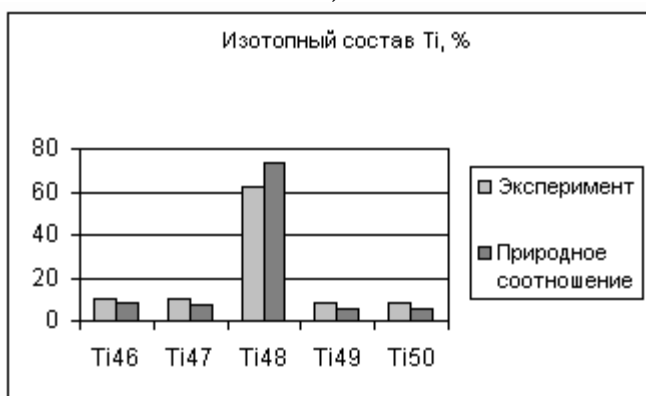
Методика исследования “проб” была следующей. “Проба” первоначально выпаривалась до сухого остатка, затем тщательно перемешивалась до однородного состояния и подвергалась масс-спектрометрическому анализу. Используемый масс-спектрометр измерял массы атомов, начиная с углерода. Газы, по вполне очевидным причинам не могли быть измерены с помощью масс-спектрометра. Следует отметить, что так как масса исследуемого порошка составляла примерно 0,5 грамма, то после выпаривания легко было визуально убедиться, что “проба” имеет неоднородный состав.

Неожиданными оказались результаты масс-спектрометрических анализов “проб”, типичный из которых представлен на рис. 7а. За 100% взято количество всех атомов, обнаруженных в “пробе”. На рис. 7б представлена гистограмма изотопного соотношения титана, обнаруженного в этой же “пробе” и для сравнения в исходной фольге (природное соотношение). В гистограммах рис. 7б за 100% принята общая масса титана. Обращает на себя внимание тот факт, что в титане, оставшемся после “выстрела”, сильно изменено изотопное соотношение. Сопоставив гистограммы, не сложно убедиться, что процент “недостачи” Ti^{48} рис. 7б совпадает с процентом “недостачи” Ti на рис. 7а.

Были предприняты все меры для обеспечения “чистоты” эксперимента. Все электроды были изготовлены из титана высокой степени чистоты, в каждом “выстреле” использовались одноразовые полиэтиленовые стаканчики. Все использовавшиеся уплотнения были изготовлены также из полиэтилена. Поскольку в камере в момент “выстрела” давление повышается за счет омического нагрева и химической реакции Ti с водой, то в неё извне ничего не может попасть. Таким образом, в “пробе” должен был присутствовать только титан и, возможно, углерод. В масс-спектрах “проб” более чем 200 экспериментов так же как и в оптических спектрах были зарегистрированы линии элементов (“чужие” элементы), которых нет в исходном материале взрывающейся фольги и электродов.



а)



б)

Рис. 7. Результаты масс-спектрометрического анализа продуктов опыта 226 (нагрузка Ti).

- а). Процентное содержание атомов "чужих" элементов в пробе.
 Доля атомов Ti в продуктах эксперимента - 92%
- б). Состав изотопов титана до и после эксперимента.

Чтобы избежать возможной ошибки в измерении масс-спектров, некоторые контрольные "пробы" делались на три части и отправлялись на три различных масс-спектрометра в независимые организации.

Использовались так же другие методики: электронное зондирование, рентгеноструктурный, рентгенофазовый и рентгенофлуоресцентный анализы. Результаты электронного зондирования для фрагмента одной из "проб" приведены на рис. 8. Конечно, нельзя говорить о количественном совпадении результатов, полученных этими различными методиками, но

качественно все методики указывают на присутствие значительного количества "чужих" элементов.

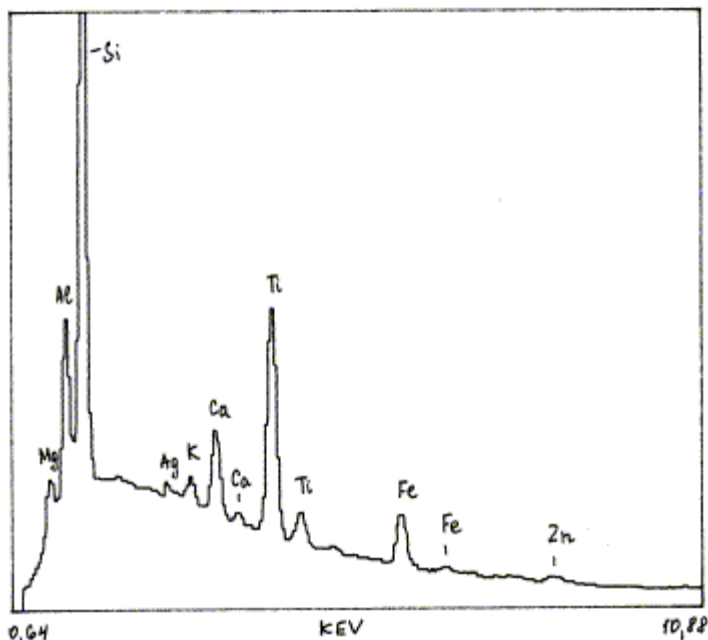


Рис. 8. Результат электронного зондирования фрагмента одной из проб.

Усредненный результат масс-спектрометрических анализов, выполненных для "проб" различных выстрелов представлен на рис. 9. Средний процент трансформации Ti составил 4%. Из сопоставления гистограмм рис. 7а и рис. 9 можно видеть, что среди "чужих" элементов появляются одни и те же химические элементы, хотя их удельный вес в масс-спектре, конечно же, разный. Эта разница удельного веса объясняется различными условиями проведения экспериментов. В экспериментах менялись следующие параметры: энерговклад в фольгу, количество каналов, масса и размеры фольги, в ряде экспериментов накладывалось внешнее магнитное поле. Таким образом, было установлено, что в опытах, где в качестве нагрузки использовалась титановая фольга, в канале появлялись одни и те же "чужие" элементы. Такой же вывод следовал из результатов спектрометрических измерений.

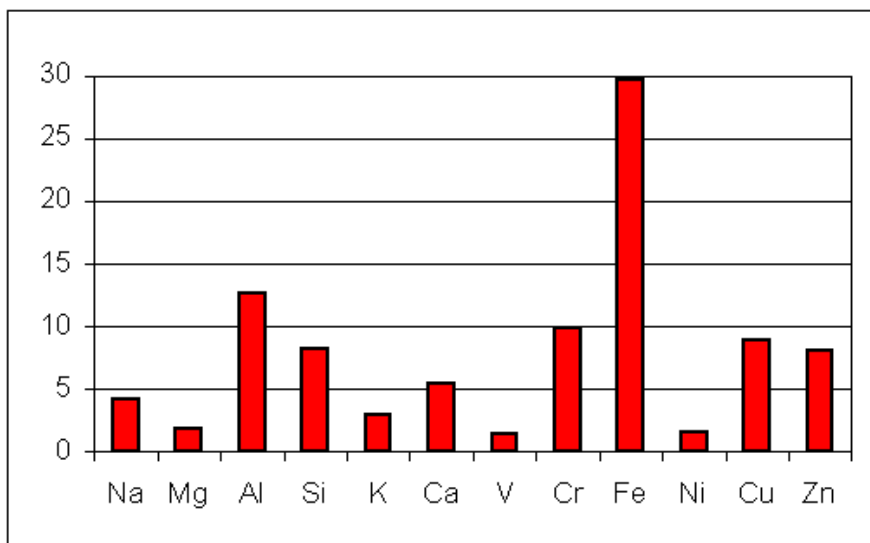


Рис. 9. Средний по результатам 24 опытов (№169-240) процент атомов “чужих” элементов при нагрузке из титана.

Как уже отмечалось выше, наблюдалась корреляция между процентным содержанием примесей в “пробе” и “перекосом” изотопного соотношения оставшегося в “пробе” титана. Во всех изотопических анализах остатков наблюдалось увеличение относительной доли изотопов Ti^{46} , Ti^{47} , Ti^{49} , Ti^{50} и уменьшение доли изотопа Ti^{48} . Этот экспериментальный факт позволил предположить, что вся убыль Ti происходит за счет “исчезновения” изотопа Ti^{48} . График на рис. 10 построен в предположении, что все “исчезновение” (выгорание) Ti нагрузки происходит только за счет выгорания Ti^{48} . На график нанесены только те опыты, где в качестве нагрузки использовалась титановая фольга. Из графика видно, что, точки попали либо на прямую $y=x$, либо лежат в верхней полуплоскости. Последний факт означает, что из канала установки вылетают преимущественно “чужие” элементы, что качественно согласуется со спектральными измерениями, из которых следует, что процентное содержание “чужих” элементов в плазме весьма значительно.

На рис. 11 приведена гистограмма среднего состава продуктов для экспериментов, где в качестве нагрузки служила фольга из циркония Zr. Исходная циркониевая фольга содержала 1,1% ниобия, который соответственно вычитался из состава продуктов. Из сравнения рис. 9 и рис. 11 можно легко увидеть, что различным исходным нагрузкам соответствует свой спектр получающихся

химических элементов. Это утверждение справедливо для других фольг (Fe, Ni, Pb, V, Ta), на которых проводились эксперименты.

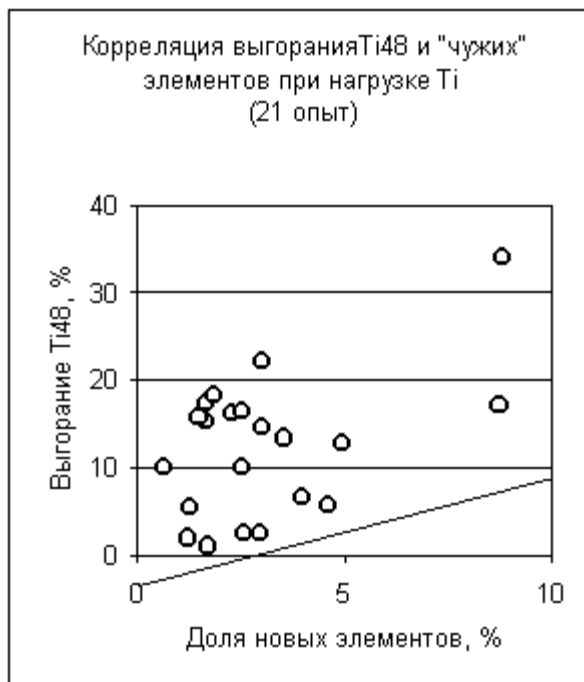


Рис. 10. Корреляция уменьшения доли Ti48 и увеличения доли "чужих" элементов (проценты по весу).

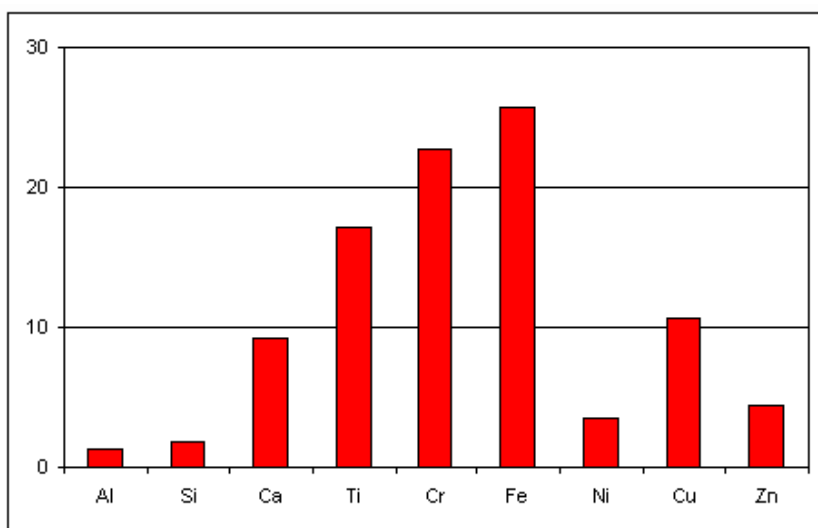


Рис. 11. Средний по результатам 5 опытов процент атомов "чужих" элементов при нагрузке из циркония.

Поскольку трансформация элементов должна была бы сопровождаться каким-либо радиоактивным излучением, то были предприняты интенсивные поиски γ -излучения и нейтронов. Для регистрации γ -излучения использовались интегральные дозиметры, рентгеновские пленки и детекторы на основе сцинтиллятора CsI и ФЭУ-30. Никакого значимого потока рентгеновского излучения ни в одном из экспериментов зарегистрировано не было. Хотя, как следовало из результатов масс-спектрометрии, количество актов трансформации составляло 10^{19} - 10^{20} актов за выстрел, то, очевидно, что даже один γ -квант на один акт трансформации должен был бы приводить к колоссальному потоку γ -квантов $P \sim 10^{20}$.

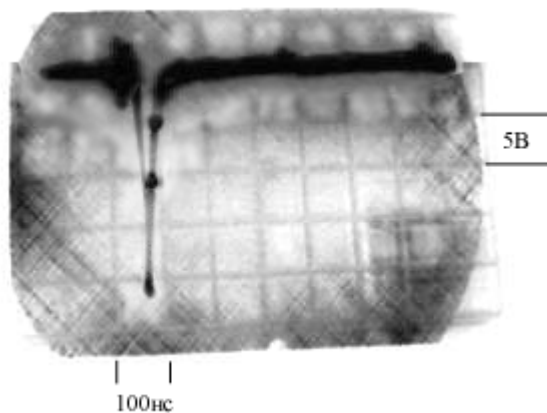


Рис. 12. Сигнал с детектора со сцинтиллятором на основе полистирола.

Для регистрации нейтронов нами применялись 2 детектора на основе пластикового сцинтиллятора и ФЭУ-30. Детекторы располагались на расстоянии $\alpha_1 \sim 0,4$ м, $\alpha_2 \sim 0,8$ м от оси установки. На рис. 12 представлен типичный сигнал с ФЭУ-30. длительность которого, как видно из рис. 12, составляет $T \sim 100$ нс. Столь малая длительность явилась большой неожиданностью, так как импульс тока $T_{\text{и}} \sim 150$ мкс. Время задержки импульса относительно начала тока, оно составляло $T_3 \sim 20$ мс. Для того, чтобы измерить время прихода частиц был изготовлен специальный преобразователь, который от внешнего сигнала $t \sim 10$ нс формировал стандартный импульс $t \sim 10$ мс. Таким образом, исследуемый импульс от детектора запускал осциллограф, через линию задержки подавался на вход осциллографа и уже потом на преобразователь и АЦП. Задержка по

времени запуска двух осциллографов, регистрирующих сигналы от двух пластиковых детекторов, позволила измерить скорость распространения излучения. Она оказалась равной $V \sim 20-40 \text{ м/сек}$. Столь малая скорость не позволила отнести регистрируемые сигналы к нейтронам, поскольку тогда они оказались бы ультрахолодными и не могли бы долететь до детектора и тем более преодолеть светозащитный кожух, сделанный из алюминия. Чтобы понять природу излучения и получить его "автопортрет" была применена методика, основанная на фотоэмульсиях.

В работе использовались следующие материалы: пленка флюорографическая РФ - ЗМП с чувствительностью 1100 Р^{-1} по критерию 0,85 над вуалью, пленка радиографическая медицинская РМ - 1МД с чувствительностью 850 р^{-1} по критерию 0,85 над вуалью, ядерные фотопластинки типа Р с толщиной эмульсионного слоя 100 мкм, высокоразрешающие фотоэмульсии с чувствительностью $\sim 0,1$ ед. ГОСТа и разрешением до 3000 линий/мм.

Все материалы после облучения проявлялись в соответствующих проявителях: пленки флюорографические в проявителе Д-19 в течении 6 мин при температуре 20°С , пластинки в фенидон - гидрохоновом проявителе изотермическим методом.

При исследовании обработанных фотоматериалов обнаружены микро- и макро-эффекты. Макро эффектами считали те, которые можно рассмотреть невооруженным глазом, а также под лупой при увеличении до 5 раз. Микро эффектами считали те эффекты, которые видны при увеличении от 75 до 2025 раз. 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. 13).

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.

Первые же 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.

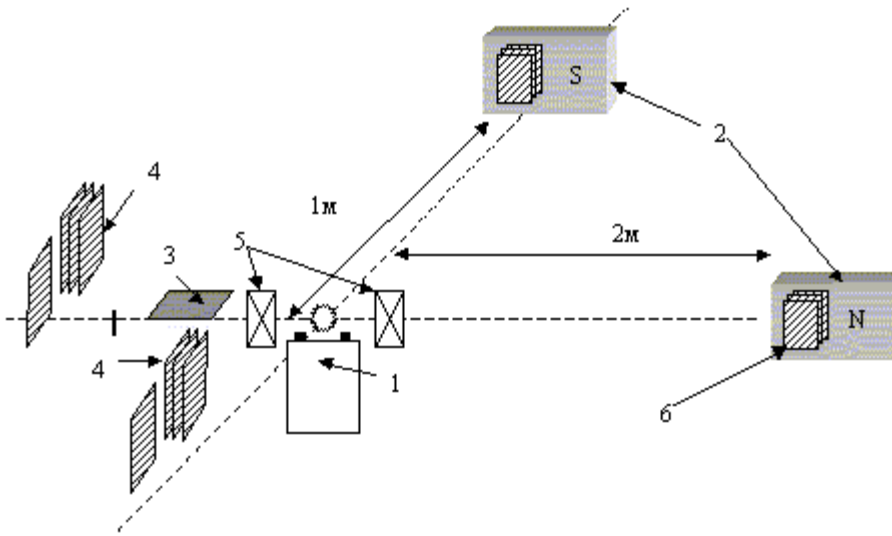


Рис.13. Схема расположения фотодетекторов

1 – место электрического взрыва фольги; 2 – постоянные магниты; 3 – пластинка с ядерной эмульсией; 4 – фото пленки; 5 – катушка магнитного поля; 6 - фото пленки, вблизи постоянного магнита.

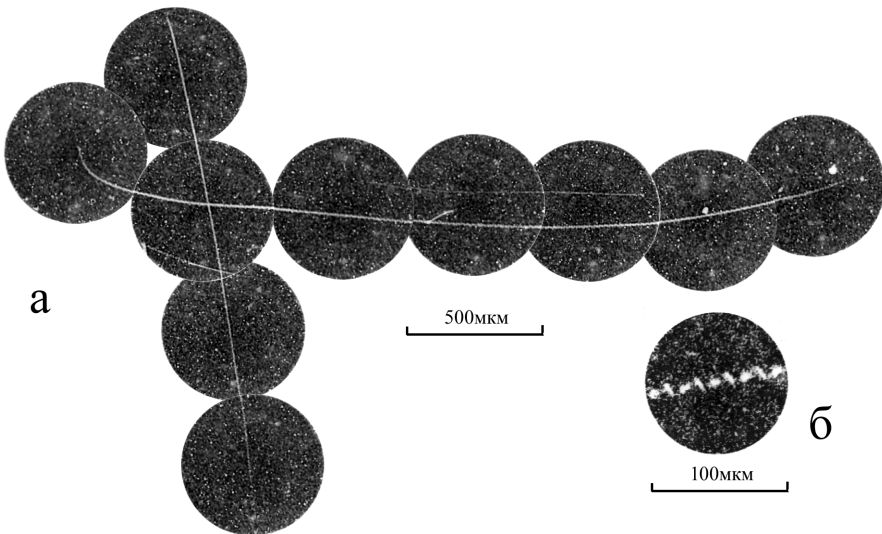


Рис. 14. Типичный трек на фото пленке.

На рис. 14а представлен типичный очень длинный (1~3 мм) трек, напоминающий след гусеницы или протектора автопокрышки. Для этого типа треков характерно наличие второго параллельного следа, отличающегося по интенсивности почернения и длине от

основного. След, представленный на рис. 14а, образовался на флюорографической пленке РФ - ЗМП, толщина эмульсии которой составляет 10мкм. На рис. 14б представлен увеличенный фрагмент трека, из которого хорошо видно, что трек имеет затейливый узор. Обращает на себя внимание тот факт, что при размере зерна $\Delta \sim 1$ мкм, ширина трека составляет $\delta \sim 20$ мкм. Оценка энергии частиц, сделанная по площади почернения, в предположении кулоновского механизма торможения составляет $E \sim 700$ Мэв. Очевидно, что, учитывая местоположение фотодетектора (указанное на рис. 13) и размер трека, невозможно его объяснить регистрацией α , β и γ - излучения (напомним, что РФ - пленка завернута в черную бумагу и расположена в атмосфере). Чтобы проверить природу “странного” излучения, из канала установки после электровзрыва были извлечены остатки воды и фольги и помещены в чашку Петри (“проба”), а на расстоянии 10 см как показано на рис. 15а был установлен фотодетектор.

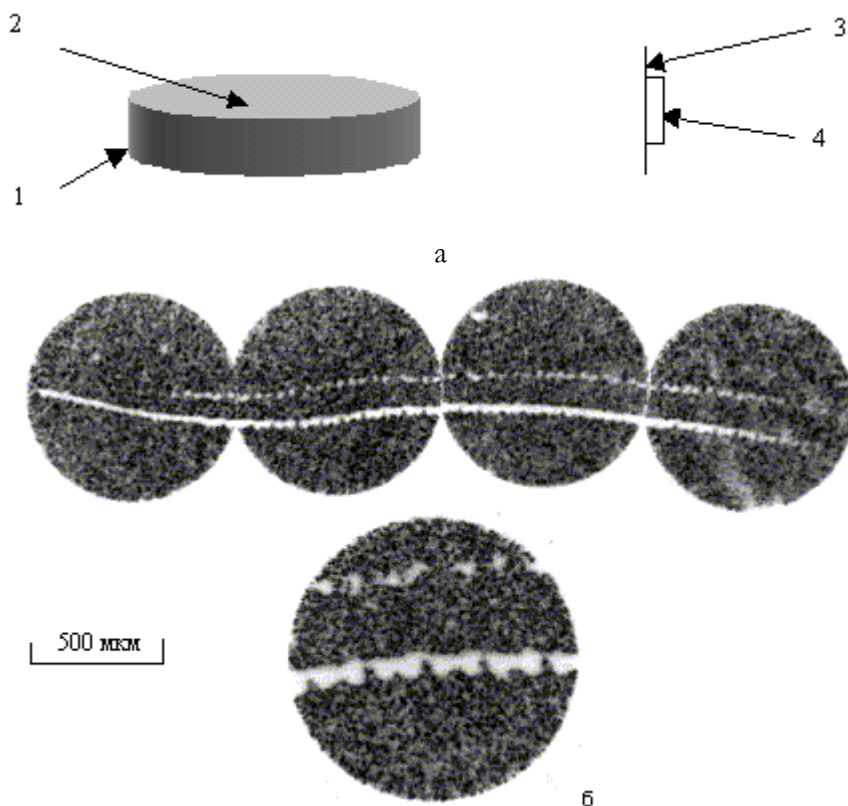


Рис.15. а). Схема опыта. 1- чашка Петри; 2- проба; 3- фотопленка; 4- стекловолокно. б). Трек и его увеличенный фрагмент.

В качестве фотодетектора использовалась пленка РФ, которая была прижата эмульсией к световолоконной шайбе, и весь детектор был упакован в черную бумагу. Стекловолоконная шайба использовалась потому, что в предыдущих экспериментах мы заметили, что “странное” излучение явно проявляет свойства переходного излучения. Время экспозиции составило $T \sim 18$ часов. Результат представлен на рис. 15б. Из сравнения рисунков 14 и 15 можно сделать вывод об идентичности причин, вызвавших почернение пленки. А это, в свою очередь, означает, что механизм излучения имеет не ускорительное, а ядерное происхождение. Следует обратить внимание на то, что расположение плоскости фотодетекторов нормально по отношению к вектору радиуса в обоих случаях, что допускает следующую трактовку: наличие угловой составляющей скорости у источника регистрируемого излучения.

Детектирование точно таких же треков с помощью ядерных эмульсий толщиной 100мкм, позволяет утверждать, что источник, вызывающий почернение, летит строго в плоскости фотоэмульсии, так как начало трека отличается по глубине эмульсии от конца трека не более чем на 10-15мкм.

В предположении, что электрический импульс на рис. 12 и трек обусловлены одной и той же причиной, учитывая длину трека и длительность импульса, получаем оценку скорости источника излучения $\beta = 10^{-3}$.

Была проведена серия экспериментов по исследованию влияния внешнего магнитного поля на наблюдаемую картину. С помощью магнитной катушки, располагавшейся, как показано на рисунке 13, на место электровзрыва было наложено слабое магнитное поле $H \sim 20$ Гс.

Фотодетекторы были расположены, как показано на рис. 13(з). Типичные зарегистрированные треки представлены на рис. 16(а, б), в качестве фотодетектора использовалась ядерная фотоэмульсия. Из рисунка видно, что при наложении магнитного поля характер треков сильно изменился, а след стал похож на “комету”.

Более подробное изучение структуры трека под микроскопом с увеличением в 225 раз, позволило выделить головку круглой формы рис. 16б с плотностью почернения $D > 3$ и длинный шлейф с уменьшающейся плотностью почернения, напоминающий “хвост кометы” (рис. 16а). На площади 4см^2 было расположено 6 “комет”.

Размеры их составляли от 300мкм до 1300мкм, а энергия частиц, оцененная по площади почернения, достигала $E \sim 1$ Гэв.

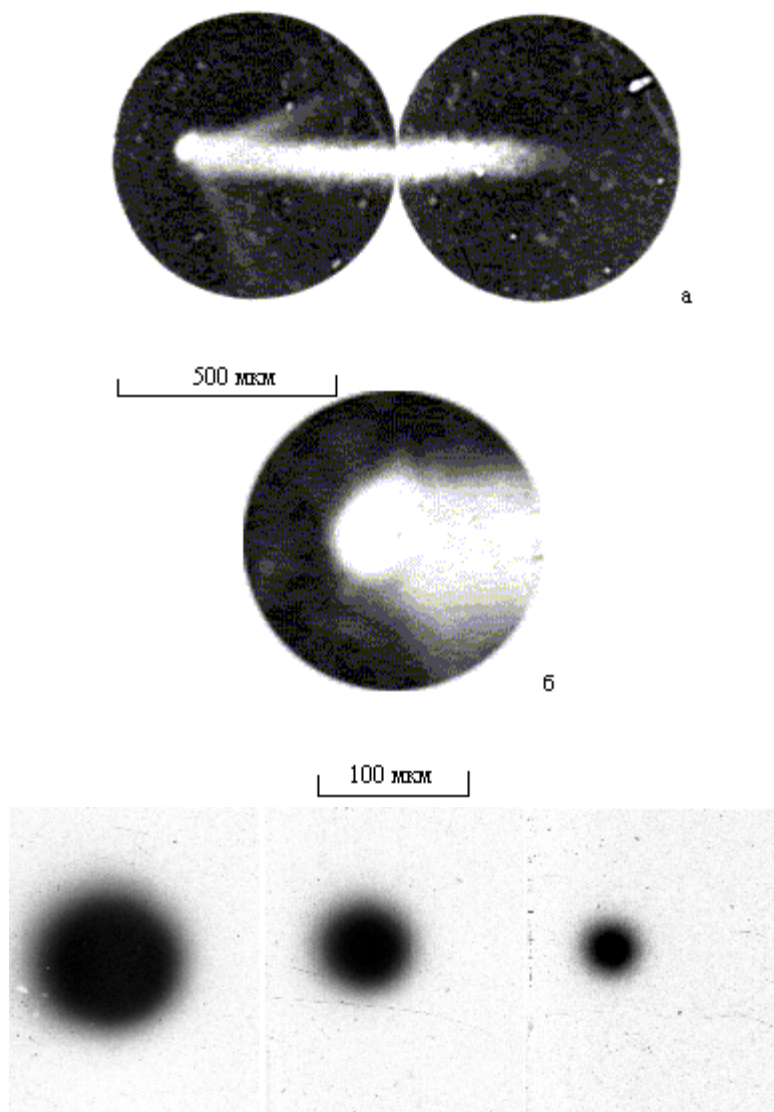


Рис.16.

а). След типа “кометы”; б). Увеличенный фрагмент “головы кометы”; в). След “слоеном”.

Для прямого подтверждения факта рождения магнитных монополей в плазменном разряде был проведен эксперимент, идея которого была взята из работы [20] где было предложено

использовать железные фольги в качестве ловушки для магнитных монополей. В нашем эксперименте использовались 3 фольги из ^{57}Fe , который отличается идеальной структурой и значительным полем на ядре.

Поскольку при образовании магнитных монополей должны возникать как N так и S монополи, то исследуемые фольги были размещены на разных полюсах сильного магнита с величиной поля $H \sim 1\text{кГс}$, с тем расчетом, чтобы произошла селекция монополей. Таким образом, N - монополи должны были притягиваться на S - поле магнита, а S - монополи - на N-поле. Магниты были установлены на расстоянии примерно $h \sim 70$ см от места взрыва. Третья фольга использовалась как эталонная.

Из-за большой величины магнитного заряда монополи, "застрявшие" в ловушке, должны приводить к изменению магнитного поля на ядре ^{57}Fe , которое при достаточном количестве "застрявших" монополей может быть измерено по эффекту Мессбауэра.

Результаты проведенных измерений показали, что в фольгах, помещенных на N-полюсе, абсолютная величина сверхтонкого магнитного поля увеличилась на 0,24кГс. На другой же фольге (S) оно уменьшилось примерно на такую же величину 0,29кГс. Ошибка измерений 0,012кГс.

Fe -эталонное: $H_{\text{H}} = 330,42\text{кГс}$

Fe - северный - N $H_{\text{H}} = 330,66\text{кГс}$, $\Delta_{\text{N}} = 0,24\text{кГс}$

Fe - южный - S $H_{\text{H}} = 330,13\text{кГс}$, $\Delta_{\text{S}} = -0,29\text{кГс}$

Учитывая тот факт, что магнитное поле в ^{57}Fe имеет противоположный знак по отношению к направлению своей намагниченности, можно с уверенностью утверждать, что S-частицы (на N- полюсе магнита) увеличивают отрицательное сверхтонкое поле, а частицы противоположного знака уменьшают его, и это относительное изменение по относительной величине составляет $\sim 8 \cdot 10^{-4}$.

Известен такой факт, что при анализе мессбауэровских спектров ферромагнетиков отмечается уширение линий поглощения. Это явление связано с неоднородностью внутренних магнитных полей на ядрах. При анализе спектров облученных фольг обнаружено дополнительное уширение линий поглощения, сравнимое по своей величине с обычным магнитным уширением. Вероятно, это связано с хаотическим поглощением монополей в решетке железа.

Fe -эталонное: $r_1 = 0,334/0,300/0,235$ мм/сек

Fe - северный - N: $r_1 = 0,363/0,328/0,250$ мм/сек

Fe - южный - S: $r_1 = 0,366/0,327/0,248$ мм/сек

Ошибка измерений 0,003 мм/сек.

Не обнаружено появление квадрупольного сдвига линий, т.е. изменение градиента электрического поля в кристалле не наблюдается. Результаты данного эксперимента являются серьезным аргументом в пользу гипотезы образования магнитных монополей. К сожалению, на основании проведенных измерений нельзя ответить на вопрос: обладают ли магнитные монополи электрическим зарядом.

На основании гипотезы образования магнитных монополей можно высказать предположение о том, что наблюдаемые ШПО являются магнитными кластерами. По аналогии с [9] можно предположить, что роль иона играет монополь, находящийся в связанном состоянии с ядом атома фольги, а сольватация происходит вследствие взаимодействия магнитного заряда монополя с магнитным моментом атома кислорода.

Основные закономерности, экспериментально наблюдаемые при трансформации химических элементов, можно сформулировать следующим образом:

1. Трансформация преимущественно происходит на четно-четном изотопе, что приводит к заметному искажению первоначального изотопного состава.
2. Эксперименты с фольгами из различных химических элементов показали, что они трансформируются в свой характерный спектр, а статистический вес каждого элемента определяется конкретными условиями.
3. Для получающегося в результате трансформации ряда химических элементов, характерной чертой является минимальное значение разности $\Delta E_{св}$ между энергией связи исходного химического элемента и средней по спектру энергией связи образовавшихся элементов. Разность энергий связи $\Delta E_{св} = E_{исх} - E_{прод}$ (с учетом реальных изотопных соотношений), рассчитанная из масс-спектрометрических измерений для различных опытов, укладывается в диапазон $(\Delta E_{св}) < 0,1$ Мэв/атом, что, безусловно, определяется погрешностью масс-спектрометрических измерений.

4. Не обнаружено роста разницы энергии связи $\Delta E_{\text{св}}$ в зависимости от степени трансформации исходного химического элемента.
5. Все ядра химических элементов, получившиеся в результате трансформации находятся в основном (не возбужденном) состоянии, т.е. никакой заметной радиоактивности нами обнаружено не было.

Для объяснения трансформации элементов в качестве рабочей гипотезы нами была выдвинута гипотеза магнитно-нуклонного катализа (МНК). Этим термином мы обозначили процесс, который предположительно идет в плазменном канале. Суть МНК состоит в том, что магнитный монополь за счет большой величины своего магнитного заряда может преодолевать кулоновский барьер обладая даже незначительной кинетической энергией и вступать в связанное состояние с ядром атома. МНК должен быть очень похож на мюонный катализ [21], в котором кулоновский барьер преодолевается за счет большой массы мю - мезона. По-видимому, магнитный монополь является стабильной частицей, а значит МНК должен быть более эффективен.

В ходе экспериментов было установлено, что трансформация, а, следовательно, и МНК происходят только в плазменном канале.

В заключение, авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам "РЭКОМ" Волковичу А.Г., Смирнову С.В., Шевченко В.А., Щербаку С.Б. и сотрудникам РИЦ "Курчатовский институт"» Каленскому В.А., Рябовой Р.В., Донцову Ю.П., Новоселову Б.В., Шашкову А.Ю. за помощь в проведении экспериментов. А так же глубокую признательность Войкову А.И. за финансовую поддержку данной работы, Рухадзе А.А. за поддержку данной работы, Веденову А.А. за плодотворные дискуссии.

Литература

1. Электрический взрыв проводников. - М., "Мир", 1965 год.
2. Гулий Г.А. Научные принципы применения разрядов в технологии, Киев - "Наукова думка", 1990 год.
3. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А. В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. - М., "Энергоиздат", 1990 год.
4. Наугольных К.А. Рой Н. А. Электрические разряды в воде. - М., "Наука", 1971 год.
5. Пасечник Л.И. Федорович П.Д., Попов Л.Ю. Электрический разряд и его применение в промышленности. - Киев, "Наукова думка", 1980 год.

6. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. - М., "Сов. радио", 1974 год, стр.90.
7. Смирнов Б. М. Физика слабо ионизированного газа. - М., «Наука», 1972 год, стр.415
8. Аранчук Л.Е., Вихарев В.Д., Королев В.Д. Резонансная неустойчивость релятивистского электронного пучка в плазме. - ЖЭТФ, т.8, в.4, 1984 год, стр.1280-1295.
9. Стаханов И.П. О физической природе шаровой молнии. - М., "Научный мир", 1996 год, стр.262.
10. Шаровая молния в лаборатории. - М., "Химия", 1994 год, стр.256.
11. Matsumoto Такааки "Observation of meshlike traces on nuclear emulsions during cold susion", Fusion tech. V. 23, ian., 1993y., p. 103-113
12. Смирнов Б.М. Фрактальный клубок - новое состояние вещества. УФН, т. 161, №8, 1991 год, стр. 141 - 153.
13. Коршунов В.К., Дрейф магнитного монополя Полякова - Хоофта в воздухе и явление "Шаровая молния". - М., ИВТ АН СССР, 1991 год., вып.2, стр.133
14. Рубаков В.А. Сверхтяжелые магнитные монополи и распад протона. -М., Письма в ЖЭТФ, 1981 год, т.33, в.12, стр.658-660.
15. Поляков А.М. Спектр частиц в квантовой теории поля. - М., Письма в ЖЭТФ, 1974 год, т.20, в.6 стр.430 -433.
16. Hooft G. - 1974, Nucl. Phys. Ser. B, v.79, p276.
17. Amaldi E., Baroni G., Braduer H. and et. Search for Dirac Magnetic Poles. - CERN Report, 63-13
18. Dirac P. A. M. - 1931, Proc. Roy. Soc. Ser. A, v.133, p60.
19. Shwinger J. Magnetic Poles and quantum the field theory- 1966, Phys. Rev., v.144, p.1087.
20. Мартемьянов В.П., Хакимов С.Х. Торможение монополя Дирака в металлах и ферромагнетиках. - М., ЖЭТФ, 1972 год, т.62, в.1, стр.35-41.
21. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. Ядерные реакции в холодном водороде. М. УФН., 1960 год, т. LXXI, в.4, стр.581-630.
22. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение «странного» излучения и трансформация химических элементов. // Прикладная физика, 2000 №4, с. 83-100.

Холодов А.И., Горячев И.В.

Иерархия качественно-различных уровней материи и монополи Лошака

В 1993 году при кафедре ТФ РУДН под руководством проф. Рыбакова Ю.П. была высказана гипотеза об «Иерархии качественно различных уровней материи».[1]. В ее основу положена постоянная тонкой структуры α на всех уровнях квантования пространства, при соответствующем изменении констант, ее формирующих,

$$\text{СГС} \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{e_k^2}{\hbar_k c} = \frac{(e\alpha^k)^2}{\hbar\alpha^{2k}c} \quad (1)$$

$$\text{СИ} \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} = \frac{e_k^2}{4\pi\varepsilon_k\hbar_k c_k} = \frac{(e\alpha^k)^2}{4\alpha\varepsilon_0\alpha^k\hbar\alpha^{2k}c\alpha^{-k}} \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{\mu_0(ec)^2}{4\pi\hbar c} = \frac{\mu_k(e_k c_k)^2}{4\pi\hbar_k c_k} = \frac{\mu_0\alpha^k(e\alpha^k c\alpha^{-k} = ec)^2}{4\pi\hbar\alpha^{2k}c\alpha^{-k}} \quad (3)$$

где $k = -1, 0, 1, 2, \dots, \infty$ - уровни квантования «Иерархии»:

- $k=0$ - уровень всей современной физики,
- $k=1, 2, \dots$ - уровни микролептонной физики (Охатрина А.Ф. и др.),
- $k=-1$ - уровень монополя Дирака.
- $k=\infty$ - это континуальный информационный уровень.

Все константы, кроме c , стремятся к нулю, сохраняя отношение α . Это континуальный информационный уровень,

Множество качественно различных уровней материи должны быть взаимосвязаны и допускать переход частиц с одного уровня на другой по определенным законам:

- При постоянной длине волны $\lambda = \text{const}$. В общем виде имеем

$$W_k = W_0 \alpha^k = \hbar \alpha^{2k} \left(2\pi \frac{c/\alpha^k}{\lambda} = \frac{\omega_0}{\alpha^k} \right) = m_k \frac{c^2}{\alpha^{2k}} \quad (4)$$

$$m_k = \frac{E_0 \alpha^k}{c^2 / \alpha^{2k}} = \frac{E_0}{c^2} \alpha^{3k} = m_0 \alpha^{3k} \quad (5)$$

- При $\omega = \text{const}$.

$$W_k = \hbar_k (\omega_0 = 2\pi \frac{c_k}{\lambda_k}) = \hbar \alpha^{2k} 2\pi \frac{c\alpha^{-k}}{\lambda\alpha^{-k}} = \hbar 2\pi \frac{c}{\lambda} \alpha^{2k} = W_0 \alpha^{2k}. \quad (6)$$

- При $W_k = \text{const}$.

$$W_k = \hbar \alpha^{2k} \frac{\omega_0}{\alpha^{2k}} = W_0. \quad (7)$$

В наших работах [2, 3] и др. обосновано равенство приведенных электрического и магнитного зарядов и их энергий

$$\frac{e}{\sqrt{\epsilon_0}} = \sqrt{\mu_0}(ec) \tag{8}$$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} = \frac{\mu_0(ec)^2}{4\pi r_0} \tag{9}$$

Эти заряды также квантуются по уровням «Иерархии», что показано в формулах (2, 3).

Реальность существования предложенной гипотетической «Иерархии» и магнитных зарядов проверяется на экспериментальной Работе группы Уруцкого Л.И., в которой при электровзрывах титановых фольг в воде [4] обнаружено «странное» излучение и шаровое плазменное образование (ШПО).

В Работе зарегистрированы «тяжелые» частицы с магнитными зарядами типа монополя Дирака, оставляющие в эмульсии «гусеничные» треки. Также зарегистрированы «легкие» частицы с магнитными зарядами типа монополей Лошака N и S. По мнению Уруцкого монополи Лошака являются одним из состояний нейтрино и, следовательно, должны иметь минимальную массу.

В Работе зафиксировано совпадение оптических спектров излучений ШПО и масс-спектрометрии осадка, собранного в камере после электровзрыва титановой фольги. Этот фактор положен в основу проверочных расчетов «странного» излучения, который выполнен по варианту перехода частиц между уровнями при постоянной длине волны $\lambda = \text{const}$.

Для расчета примем усредненную λ светового диапазона волн: от фиолетовых 390-440 нм до красных 620-770 нм, среднее значение 580 нм = $5,8 \cdot 10^7$ м.

По формулам (4, 5) получаем энергию и массу частицы на уровне $k=0$ (в камере)

$$W_0 = \hbar 2\pi \frac{c}{\lambda} = 1,054 \cdot 10^{-34} 2\pi \frac{3 \cdot 10^8}{5,8 \cdot 10^{-7}} = 3,42 \cdot 10^{-19} \text{Дж} \tag{10}$$

$$m_0 = \frac{W_0}{c^2} = \frac{3,42 \cdot 10^{-19}}{9 \cdot 10^{16}} = 3,8 \cdot 10^{-36} \text{кг.} \tag{11}$$

Энергия и масса частицы на уровне $k=1$

$$W_1 = W_0 \alpha = 3,42 \cdot 10^{-19} \cdot 7,29 \cdot 10^{-3} = 2,49 \cdot 10^{-21} \text{Дж} \tag{12}$$

$$m_1 = m_0 \alpha^3 = 3,8 \cdot 10^{-36} \cdot 3,87 \cdot 10^{-7} = 1,47 \cdot 10^{-42} \text{кг.} \tag{13}$$

Из оценки светимости энергии ШПО $W_{\text{св}} = \sim 1 \text{кДж}$ получается количество частиц в ШПО

$$N = 1 / 2,49 \cdot 10^{-21} = 4,0 \cdot 10^{20}, \tag{14}$$

которое совпало с приведенным в Работе **количеством актов трансформации** $10^{19} - 10^{20}$ за выстрел

Для определения магнитного заряда монополя за основу принимаем формулу (8), которая опирается на стабильность Вселенского вакуума подтверждаемую формулой его резонанса, воспринимаемой как скорость света

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (15)$$

$$\sqrt{\mu_0} (ec) \quad (16)$$

Магнитный заряд в «Иерархии» квантуется по уровням

$$k = -1, 0, 1, 2, \dots, \infty$$

$$g_k = \sqrt{\mu_0} \sqrt{\alpha^k} (e\alpha^k * c\alpha^{-k}) = \sqrt{\mu_0} \sqrt{\alpha^k} (ec) \quad (17)$$

Введение уровня $k=-1$ позволило увеличить магнитный заряд до монополя Поля Дирака.

Для того, чтобы определить размер частицы внутри камеры на уровне $k=0$ и частицы из магнитного кластера ШПО на уровне $k=1$, приравняем формулы их энергии

$$W_0 = \frac{\mu_0 (ec)^2}{4\pi r} \quad (18)$$

$$W_1 = \frac{\mu_0 \alpha (ec)^2}{4\pi r_1} \quad (19)$$

к энергии соответствующих им частиц по формулам (10) и (12) и определим их радиусы

$$r = \frac{\mu_0 (ec)^2}{4\pi W_0} = \frac{1,256 * 10^{-6} (4,8 * 10^{-11})^2}{4\pi 3,42 * 10^{-19}} = 5,8 * 10^{-10} \text{ м} \quad (20)$$

$$r_1 = \frac{\mu_0 \alpha (ec)^2}{4\pi W_1} = \frac{1,256 * 10^{-6} 7,29 * 10^{-3} (4,8 * 10^{-11})^2}{4\pi 3,97 * 10^{-21}} = 5,8 * 10^{-10} \text{ м} \quad (21)$$

Итак, расчет показал, что частицы на уровнях $k=0,1$ по зарядам и массе удовлетворяют критериям монополя Лошака и что монополю Лошака представляет собой спектр частиц, квантованных по уровням «Иерархии». Это показано в сводной таблице 1.

Отсюда можно сделать вывод, что Иерархия качественно различных уровней материи и монополи Лошака состоялись как физическая теория и физические частицы, что и требовалось доказать.

Таблица 1

Параметры монополей	Фиолетовый свет 390-440 нм	Средний свет 580нм	Красный свет 620-770нм
$K=0$ $W_0 = n * 10^{-19} \Delta_{ж}$ $m_0 = n * 10^{-36} \text{ кг}$ $r_0 = n * 10^{-10} \text{ м}$ Заряд приведенный	5,09 5,65 4,5 $\sqrt{\mu_0} (ec)$	3,42 3,8 5,8 $\sqrt{\mu_0} (ec)$	2,56 2,8 9,0 $\sqrt{\mu_0} (ec)$
$K=1$ $W_1 = n * 10^{-21} \Delta_{ж}$ $m_1 = n * 10^{-42} \text{ кг}$ $r_1 = n * 10^{-10} \text{ м}$ Заряд приведенный	3,7 2,18 4,5 $\sqrt{\mu_0 \alpha} (ec)$	2,49 1,47 5,8 $\sqrt{\mu_0 \alpha} (ec)$	1,86 1,08 9,0 $\sqrt{\mu_0 \alpha} (ec)$

Литература

1. Холодов Л.И. Иерархия качественно различных уровней материи. МНТЦ ВЕНТ Препринт №45.-М.,1993, 16с.
2. Холодов Л.И., Горячев И.В. Позитонно-негатонная симметрия материи. Академия Тринитаризма. Эл. №77-6567, публ.22708, 24.01.2016.
3. Холодов Л.И., Горячев И.В. Пролог к семинару в РУДН. Академия Тринитаризма. Эл. №77-6567, публ.22705, 12.11.2016.
4. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение «странного» излучения и трансформация химических элементов. // Прикладная физика, 2000 №4,с.83-100; см. также в настоящем выпуске ДНА-41.

Холодов А.И., Горячев И.В.

Соображения о физическом смысле постоянной тонкой структуры

Нашим соображениям мы предпошлим полное изложение статьи Георгия Киросяна «Физический смысл постоянной тонкой структуры», которая была опубликована в Интернете 7.12.2010 г., так как в ней, по нашему мнению, достаточно хорошо показана история постоянной тонкой структуры, как «загадки XX века».

«Названная фундаментальная постоянная микромира: $\alpha \approx 1/137$ была введена в физику в 20-е годы Арнольдом Зоммерфельдом для описания энергетических подуровней, обнаруженных экспериментально в спектрах излучения атомов. С тех пор были выявлены и множество других проявлений того же самого постоянного отношения в разнообразных явлениях, связанных с взаимодействиями элементарных частиц. Ведущие физики того времени постепенно осознали значение этого числа, как в мире элементарных частиц, так и в целом – в устройстве нашего мироздания. С этой точки зрения достаточно сказать только, что все основные свойства и характеристики объектов микромира: размеры электронных орбит в атомах, энергии связи (как между элементарными частицами, так и атомами), и тем самым, все физические и химические свойства вещества, определяются величиной этой константы. В дальнейшем, используя названную постоянную, удалось разработать и весьма результативную формальную теорию – современную квантовую электродинамику (КЭД), с фантастической точностью описывающую квантовое электромагнитное взаимодействие.

Из вышесказанного можно судить обо всей важности задачи выяснения физического смысла и причинного механизма возникновения этой постоянной, что является открытым вопросом в физике с тех пор, как она была обнаружена. На языке теоретиков, решение данной задачи означает: назвать ту исходную концепцию возникновения названной константы, исходя из которой последовательными выкладками можно прийти к экспериментально установленному её значению. О значимости же поставленного вопроса можно судить из шуточного высказывания знаменитого

физика с мировым именем, Вольфганг Паули: «Когда я умру, первым делом посчитаю спросить у дьявола, – каков смысл постоянной тонкой структуры?» Ну, а Ричард Фейнман считал сам факт существования этого загадочного числа «проклятием для всех физиков» и советовал хорошим теоретикам «зарубить его на стене и всегда думать над ним»

Представленный вопрос приобрел такое значение, прежде всего, потому что названная постоянная непосредственно связана с проблемой понимания физической сущности элементарных частиц, поскольку она проявляется не раздельно от них, а как их глубинное свойство. Посему многие физики в течение долгих лет упорно пытались решить эту величайшую задачу, применяя разные подходы и методы. Но пока все их усилия не увенчались успехом.

Что же предложено авторами? Им удалось обнаружить, что решение «загадки XX века» на самом деле содержится в наших учебниках и в хорошо известных формулах, относящихся к волнам, если только аккуратно подсчитать! Сказанное означает, что α является классической волновой константой. Но следует предупредить, что самое простейшее объяснение загадки может вызывать недоумение, если изначально мы не склонны слушать то, что нам предлагается. Как показал опыт, представленное решение проблемы весьма трудно воспринимается многими специалистами, хотя верность результата никем и не опровергается!

В чем же заключается причина этого затруднения? К сожалению, ведущие современные теоретики, чрезмерно увлеченные формально-математическими теориями (которые первоначально рассматривались как временный компромиссный вариант), уже успели забыть о существовании в физике нерешенной фундаментальной дилеммы «частицы – волны». В результате трудно встретить физика, которого бы не удивил подход автора – представить частицу как локализовано-стоячую волну (хотя официально это вполне допустимо, в силу той же нерешенной дилеммы). И это притом, что к аналогичному заключению уже давно пришли бесспорные авторитеты физической науки: Эйнштейн, Шредингер, Гейзенберг и др. под давлением весомых аргументов.

Представленный труд и полученный результат, на взгляд авторов, может являться серьезным указанием на правоту убеждений корифеев физики. Но этот вывод в свое время был упорно проигнорирован большинством голосов коллег (поскольку не

удалось получить необходимых результатов, подтверждающих верность этого умозаключения). Как следствие, исследования в этой области теоретической физики пошли в неэффективном направлении. Предложенное решение может являться ключом к выявлению физической сущности элементарных частиц и тем самым открывать понятный путь к описанию микромира, альтернативный современным формально-феноменологическим теориям. Однако решающее слово принадлежит здесь глубоко мыслящим экспертам – теоретикам, которые, как мы надеемся, непременно найдутся и дадут объективную оценку представленному труду».

При внимательном рассмотрении формулы постоянной структуры

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \text{ в СГС и } \alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \text{ в СИ} \quad (1)$$

мы увидели, что она как бы составлена из двух формул (2) и (3), описывающих энергию электрона:

$$E = \frac{e^2}{r} \text{ в СГС и } E = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \text{ в СИ}, \quad (2)$$

$$E = \hbar\omega = \hbar 2\pi\nu = \hbar 2\pi \frac{c}{\lambda} \text{ в СГС и в СИ.} \quad (3)$$

Радиус r в формуле (2) определяется из расширенной формулы энергии электрона (4):

$$\frac{e^2}{r} = mc^2 \text{ в СГС и } \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = mc^2 \quad (4)$$

$$r = \frac{e^2}{mc^2} \text{ в СГС и } r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \quad (5)$$

Этот радиус называется классическим радиусом электрона r_k . Он определяет корпускулярные свойства электрона.

Длина волны λ в формуле (3) определяется также из расширенной формулы энергии электрона (6):

$$\hbar 2\pi \frac{c}{\lambda} = mc^2 \quad (6)$$

$$\lambda = \frac{\hbar 2\pi}{mc} \quad (7)$$

Эта длина волны называется комптоновской длиной волны электрона λ_{ko} . Она определяет волновые свойства электрона.

Поделим формулу (5) на формулу (7) и перенесем 2π из правой части равенства в левую

$$\frac{2\pi r_k}{\lambda_{k0}} = \frac{2\pi r_k}{2\pi r_{k0}} = \frac{r_k}{r_{k0}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \frac{mc}{\hbar} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \frac{mc}{\hbar} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \alpha \quad (8)$$

Откуда следует, что постоянная тонкой структуры α определяет отношение корпускулярного классического радиуса r_k электрона к его комптоновскому радиусу r_{k0} , а также показывает, насколько «корпускулярная волна» электрона меньше его комптоновской волны

$$2\pi r_k = \alpha \lambda_{k0} \quad (9)$$

или насколько комптоновская волна электрона больше его «корпускулярной волны»

$$\frac{2\pi r_k}{\alpha} = \lambda_{k0} \quad (10)$$

Из полученных формул следует, что постоянная тонкой структуры определяет взаимосвязь корпускулярных свойств электрона с его волновыми свойствами. Это первооснова постоянной тонкой структуры. Так как постоянная тонкой структуры применяется как масштабирующая величина для многих физических процессов, то можно предположить, что отношение корпускулярного к волновому проявляется в материи в целом.

Понимание взаимосвязи корпускулярной и волновой характеристик материи позволило нам построить целостную картину симметрии физического вакуума, опираясь в основном на его корпускулярные свойства.[1, 2]. В том числе обосновать новое **всеобщее** состояние вакуума в виде «Иерархии качественно различных уровней материи»[3].

Литература

1. Холодов Л.И., Горячев И.В. «Соображения о симметричном физическом вакууме», «Академия Тринитаризма», М., Эл.№77-6567, публ. 20681, 01.06.2015.
2. Холодов Л.И., Горячев И.В. «Позитонно-негатонная симметрия материи». Академия Тринитаризма», М., Эл. №77-6567, публ. 21708, 24.01.2016.
3. Холодов Л.И. «Об иерархии качественно различных уровней материи». Препринт МНТЦ ВЕНТ №45, М., 1993, 16 с.

Холодов А.И., Горячев И.В.

О магнитной природе гравитации

Аннотация

Целью настоящей работы является продолжение поиска физической формы теории гравитации на основе принципов симметричной физики, начало которой положены в работах Я.П. Терлецкого.

1. О магнитно электрической симметрии материи

Физика зачарованная великолепным решением Полем Дираком магнитного монополя до сих пор не замечает магнитно-электрической симметрии материи, которая лежит у нее на виду.

Поэтому сначала определимся с нашим пониманием электромагнитного мира и вакуума.

В развитие гипотезы Якова Петровича Терлецкого о позитонно-негатонной симметрии материи во Вселенной нами предложена обобщенная позитонно-негатонная модель электромагнитной и магнито-электрической симметрии физического вакуума [1] и обоснована возможность промежуточных состояний вакуума в форме «Иерархии качественно различных уровней материи» [2].

Из этой модели следуют фундаменмальные выводы, которые можно отнести к материи Вселенной в целом:

- Электрический и магнитный заряды существенно отличаются по величине:

- электрический заряд (заряд электрона) - $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ [ПТ] Ас Кулон (Кл) (1)

- магнитный заряд - $g = ec = 4,8 \cdot 10^{-11}$ [Ш] Ам Дирак (Дк) (2)

- Однако их приведённые значения равны между собой:

- Приведенный электрический заряд $e/\sqrt{\epsilon_0}$, $e^2/\epsilon_0 [L^3 T^{-2} M] M^3 c^{-2} \text{кг}$ (3)

- Приведенный магнитный заряд $\sqrt{\mu_0} (ec)$, $\mu_0 (ec)^2 [L^3 T^{-2} M] M^3 c^{-2} \text{кг}$ (4)

- $\mu_0 (ec)^2 = e^2 / \epsilon_0$, т.к. $1/\epsilon_0 = \mu_0 c^2$. (5)

- Взаимодействия, массы и энергии электрических и магнитных зарядов равны:

Энергия электрона

$$W_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} = m_e c^2 [ML^2T^{-2}] \text{ кг } \cdot \text{ м}^2 \cdot \text{ с}^{-2} \text{ Джоуль (Дж)} \quad (6)$$

Масса электрона

$$m_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0 c^2} = 9,1 * 10^{-31} [M] \text{ кг}, \quad (7)$$

Энергия частицы с магнитным зарядом

$$W_g = \frac{\mu_0 (ec)^2}{4\pi r_0} = m_g c^2 [ML^2T^{-2}] \text{ кг } \cdot \text{ м}^2 \cdot \text{ с}^{-2} \text{ Джоуль (Дж)} \quad (8)$$

Масса частицы с магнитным зарядом

$$m_g = \frac{\mu_0 (ec)^2}{4\pi r_0 c^2} = 9,1 * 10^{-31} [M] \text{ кг}, \quad (9)$$

где $r_0 = 2,8179 * 10^{-15} \text{ м}$ - классический радиус электрона и частицы с магнитным зарядом, принимаемый равным радиусу электрона.

Все массы частиц, как положительных, так и отрицательных, равны между собой.

Электрической позитонной e-частице Терлецкого соответствует электрическая негатонная e-частица, которая получается при замене положительных знаков массы, пространственной координаты и времени на отрицательные, как бы зеркально отраженная. Введенные нами g-частицы получаются из e-частиц путем замены

$$e/\sqrt{\epsilon_0}\text{-заряда на } \sqrt{\mu_0}\text{g-заряд.}$$

При преобразовании e-позитона в g-позитон масса остается положительной, а пространственная координата и время меняют знак с положительного на отрицательный.

При преобразовании g-позитона в g-негатон происходит его зеркальное отражение: масса становится отрицательной, а пространственные координаты и время положительными.

Суммарная масса e- и g-позитонов и негатонов равняется нулю.

Положительная масса e-позитона удовлетворяет инертной массе материи, а отрицательная масса g-негатона ее гравитационной массе. Взаимосвязь e-позитонной и g-негатонной масс удовлетворяет Эйнштейновскому принципу эквивалентности гравитационной и инертной масс в любом физическом теле [1]

Полагаем, что здесь достаточно обосновано показана реальность существования в природе магнитного заряда, симметричного электрическому.

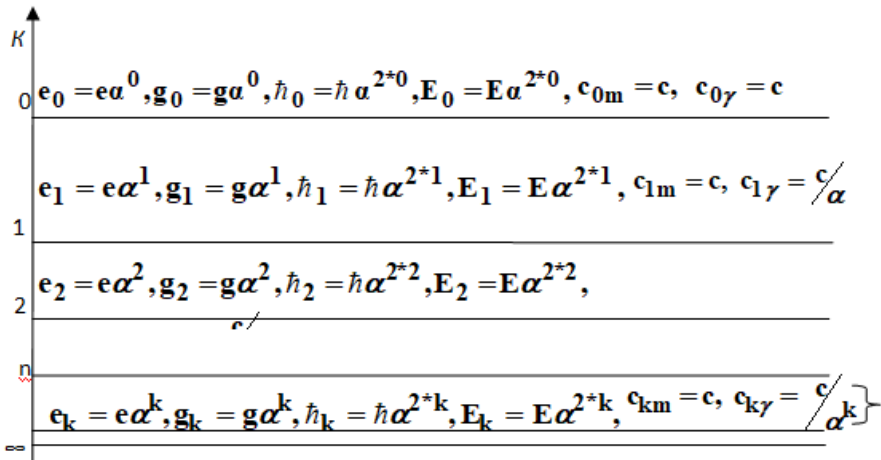
2. О квантовании вакуума

Еще в 1993 году нами было постулировано квантование пространства в виде «Иерархия качественно различных уровней материи», в основу которого положено квантование пространства по постоянной тонкой структуре [2]

$$\alpha = \frac{(e\alpha^k)^2}{4\pi\epsilon_0\alpha^k\hbar\alpha^{2k}c/\alpha^k} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (10)$$

$$\alpha = \frac{\mu_0\alpha^k(e\alpha^k \cdot c/\alpha^k)^2}{4\pi\hbar\alpha^{2k}c/\alpha^k} = \frac{\mu_0(ec)^2}{4\pi\hbar c}, \quad (11)$$

где $k=0,1,2,3,\dots,\infty$ -уровни квантования материи в вакууме (рис. 1).



При

$k \rightarrow \infty: e_k \rightarrow 0, g_k \rightarrow 0, \hbar_k \rightarrow 0, E_k \rightarrow 0, m_k^\pm \rightarrow 0, c_{km} = c \text{ и } c_{k\gamma} \rightarrow \infty$

Рис. 1. Иерархия качественно различных уровней материи в вакууме.

3. Об общности магнетизма и гравитации

В классической механике гравитационное притяжение описывается законом всемирного тяготения Ньютона

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (12)$$

где $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \text{ с}^{-2} \text{ кг}^{-1}$ — гравитационная постоянная.

В наших работах [3] и др. были высказаны соображения на уровне физических моделей, что гравитационное притяжение имеет магнитную природу как ее сверхтонкое проявление в квантованном пространстве «Иерархии».

Известно, что гравитационное притяжение намного слабее магнитного притяжения

$$F = G \frac{m_g^2}{r^2} \ll F_g = \frac{\mu_0 (ec)^2}{4\pi r^2} \quad (13)$$

С увеличением уровня квантования \propto^k в «Иерархии» магнитное притяжение **уменьшается**. Определим уровень квантования пространства в «Иерархии» на котором магнитное притяжение сравнивается с гравитационным

$$F = F_g X, \quad (14)$$

где X –согласующий множитель магнитного взаимодействия

$$X = \frac{F \frac{Gm_g^2}{r^2}}{F_g \mu_0 (ec)^2} = \frac{4\pi Gm_g^2}{\mu_0 (ec)^2} = \frac{6,67 * 10^{-11} 4\pi (9,1 * 10^{-31})^2}{1,256 * 10^{-6} (1,6 * 10^{-19} 3 * 10^8)^2} = 2,4 * 10^{-43} \quad (15)$$

Этой величине X соответствует уровень $k = 20$ квантования в «Иерархии»

$$\propto^{k=20} = 1,833 * 10^{-43} \quad (16)$$

Так как согласующий множитель X превышает \propto^{20} в n раз

$$n = \frac{X}{\propto^{20}} = \frac{2,4 * 10^{-43}}{1,833 * 10^{-43}} = 1,31, \quad (17)$$

где $n=1,31$ –подуровень квантования, показывающий повышение магнитной силы за счет магнитно-спинового взаимодействия масс частиц с магнитными зарядами (по аналогии с грави-спиновым взаимодействием в работе [4]), то

$$nX = n\propto^{20} \quad (18)$$

и

$$F_g n\propto^{20} = \frac{\mu_0 \propto^{20} (e \propto^{20} \cdot c / \propto^{20})^2}{4\pi r^2} n = \frac{\mu_0 \propto^{20} (ec)^2}{4\pi r^2} 1,31 = F = G \frac{m_g^2}{r^2}. \quad (19)$$

Из полученной формулы магнитного притяжения следует, что магнитный заряд $ec = g$ на уровне $k = 20$ «Иерархии» равен заряду на уровне $k = 0$, т.е. при квантовании вакуума остается постоянным. Магнитное притяжение уменьшается только в результате уменьшения магнитной постоянной μ_0 ! Поэтому магнитную постоянную μ_0 можно рассматривать как магнитную проводимость вакуума: с увеличением номера уровня квантования вакуума k уменьшает магнитное притяжение. На уровне $k=20$ оно становится равным гравитационному притяжению.

В связи с чем гравитационную постоянную можно выразить через магнитные характеристики материи и «Иерархию» ее квантования в вакууме в соответствии с формулой (19).

$$\begin{aligned}
 G &= \frac{\mu_0(ec)^2\alpha^{20}n}{4\pi m_g^2} = \\
 &= \frac{1,256 * 10^{-6} \cdot (1,6 * 10^{-19} \cdot 3 * 10^8)^2 \cdot 1,833 * 10^{-43} \cdot 1,31}{4\pi(9,1 * 10^{-31})^2} \\
 &= 6.67 * 10^{-11} \text{ М}^3 \text{ с}^{-2} \text{ кг}^{-2}
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Откуда следует, что сила тяготения двух тел m_1 и m_2 , в формуле (12), будет зависеть от количества частиц с магнитными зарядами в каждом теле

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2} = \frac{(ec)^2 \mu_0 \alpha^{20} n}{4\pi m_g^2} \frac{(m_1 = m_g N_1)(m_2 = m_g N_2)}{r^2} = \frac{(ec)^2 N_1 N_2}{4\pi r^2} \mu_0 \alpha^{20} n, \text{ Н.}
 \tag{21}$$

что и свидетельствует о магнитной природе гравитации.

P.S. Выявлена взаимосвязь между тремя важнейшими безразмерными константами: постоянной тонкой структуры (а), числа пи (р) и золотого сечения (F)

$$\alpha^{20} = \sqrt[13]{\pi\Phi^{14}} * 10^{-43},$$

где F=Phi= 1,6180339.

С использованием числа j=phi=0,6180339 формула примет вид

$$\alpha^{20} = \sqrt[13]{\pi\varphi^{-14}} * 10^{-43}$$

То, что а и р оказались связанными с золотым отношением F, вытекающим из чисел Фибоначчи, указывает на причастность постоянной тонкой структуры (а) и числа пи (р) к закону гармонии в природе [5].

Литература

1. Холодов Л.И., Горячев И.В. Позитонно-негатонная симметрия материи. «Академия Тринитаризма», М., Эл.№77-6567, публ. 21708, 24.01.2016. «Доклады независимых авторов», выпуск 40, 2017, с. 102-113.
2. Холодов Л.И. «Об иерархии качественно различных уровней материи». Препринт МНТЦ ВЕНТ №45, М., 1993, 16 с.

3. Холодов Л.И., Горячев И.В. Соображения о симметрии физического вакуума. «Доклады независимых авторов», выпуск 40, 2017, с. 114-183.
4. Меркулов В.И. Электрогравитационная модель НЛО, торнадо и тропических ураганов. Новосибирск. Изд-во Института математики, 1998.
5. Косинов Н. Неожиданная связь трех важнейших безразмерных констант: постоянной тонкой структуры (α), числа пи (ρ) и золотого сечения (F), SciTecLibrary.ru.

Хмельник С.И.

Новое решение уравнений Максвелла для сферической волны

Оглавление

1. Введение
 2. Решение уравнений Максвелла
 3. Потoki энергии
 4. О продольной волне
 5. Заключение
- Приложение 1
Литература
Таблицы

Аннотация

Отмечается, что известное решение для сферической электромагнитной волны не удовлетворяет закону сохранения энергии (она сохраняется только в среднем), одноименные (по координатам) электрические и магнитные напряженности синфазны, выполняется только одно из системы уравнений Максвелла, решение не является волновым, отсутствует поток энергии с реальным значением. Предлагается решение, свободное от этих недостатков.

1. Введение

В [1] предложено решение уравнений Максвелла для сферической волны в дальней зоне. Далее рассматривается решение уравнений Максвелла для сферической волны во всей области существования волны (без разбиения на зоны). Такая задача возникает при решении уравнений электродинамики для элементарного электрического диполя – вибратора. Решение этой задачи известно и именно на основе этого решения строятся антенны. Вместе с тем это решение обладает рядом недостатков, в частности [2],

1. закон сохранения энергии выполняется только в среднем,

2. решение неоднородно и практически необходимо разбивать его на отдельные зоны (как правило, ближнюю, среднюю и дальнюю), в которых решения оказываются полностью различными,
3. в ближней зоне отсутствует поток энергии с реальным значением
4. магнитная и электрическая составляющие синфазны,
5. в ближней зоне решение не является волновым (т.е. расстояние не является аргументом тригонометрической функции),
6. известное решение НЕ удовлетворяет системе уравнений Максвелла (решение, удовлетворяющее одному уравнению системы, нельзя считать решением системы уравнений).

Практически эти недостатки известного решения означают, что они (математические решения) нестрого описывают реальные излучения технических устройств. Более строгое решение, будучи примененным в системах проектирования таких устройств, безусловно, должно повысить их качество.

2. Решение уравнений Максвелла

Итак, будем использовать сферические координаты. На рис. 1 показана система сферических координат (ρ, θ, φ) . Далее формулы мы будем размещать в таблицах и использовать следующие обозначения:

$T(\text{номер_таблицы})-(\text{номер_столбца})-(\text{номер_строки})$

В таблице 1-3 приведены выражения для ротора и дивергенции вектора E в этих координатах [3]. Здесь и далее

E - напряженность электрического поля,

H - напряженность магнитного поля,

μ - абсолютная магнитная проницаемость,

ε - абсолютная диэлектрическая проницаемость.

Далее мы будем искать решение в виде функций E , H , представленных в таблице 2-2, где действительные функции вида $g(\theta)$ и комплексные функции вида $e(\rho)$, $h(\rho)$ предстоит вычислить, а коэффициенты χ , α , ω известны.

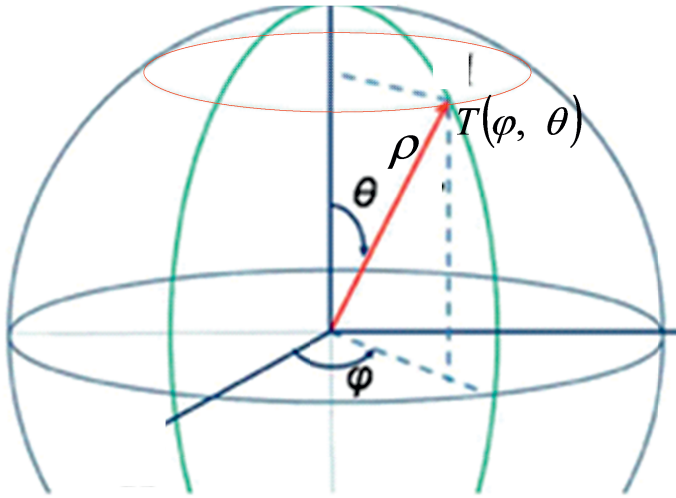


Рис. 1 (Sfera155.vsd).

При этих условиях преобразуем формулы (Г1-3) в (Г1-4), где приняты следующие обозначения:

$$e'_\rho = \frac{\partial(e_\rho(\rho))}{\partial\rho}, \quad (1)$$

$$\hat{g} = \frac{\partial(g(\theta))}{\partial\theta}, \quad (2)$$

$$\Psi(E_\rho) = \psi(e_\rho(\rho)) \cdot g(\theta) \cdot \exp(\dots), \quad (3)$$

$$T(E_\rho) = \Gamma_\rho(\theta) \cdot e_\rho(\rho) \cdot \exp(\dots), \quad (4)$$

где

$$\psi(e_\rho(\rho)) = \left(\frac{e_\rho}{\rho} + e'_\rho + i\chi e_\rho \right), \quad (5)$$

$$\Gamma_\rho(\theta) = \left(\frac{g(\theta)}{\text{tg}(\theta)} + \hat{g}(\theta) \right). \quad (6)$$

Функция (3) образуется из функции вида $\left(\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial(E_\rho)}{\partial\rho} \right)$

Уравнения Максвелла в сферических координатах при отсутствии зарядов и токов имеют вид, приведенный в таблице 3-2.

Далее подставим роторы и дивергенции из таблицы 2-4 и функции E , H из таблицы 2 (после дифференцирования по времени) в таблицу 3-3. Далее перепишем уравнения из таблицы 3-3 в таблицу 4-2. При этом сократим также общие сомножители вида $\exp(\dots)$ и воспользуемся формулами (1-6).

В результате этих преобразований мы получили переопределенную систему из 8-ми дифференциальных уравнений в частных производных относительно 6-ти неизвестных функций с двумя аргументами ρ и θ .

Решение системы уравнений Максвелла, помимо естественного требования о выполнимости всех уравнений системы, должно удовлетворять основным физическим закономерностям:

1. закону сохранения энергии (не в среднем по времени, а в каждый момент времени),
2. экспериментально установленного в электротехнике сдвига фаз между электрической и магнитной напряженностями,
3. экспериментально установленного волнового характера распространения электрической и магнитной напряженностей в пространстве,
4. решение не должно допускать существования бесконечного значения какой-либо напряженности.

Математически эти закономерности должны быть не следствием решения системы уравнений Максвелла, а дополнительными условиями, превращающими переопределенную систему уравнений Максвелла в строго определенную систему. Однако решение может быть найдено и без учета этих условий, поскольку даже определенная (а уж тем более, переопределенная) система уравнений в частных производных, может иметь множество решений. В этом множестве решений есть единственное, удовлетворяющее перечисленным закономерностям. Величие системы уравнений Максвелла в том, что **всегда** существует решение, описывающее реальность. Но как же природа находит такое решение? Ответ, возможно, кроется в том факте, что существует функционал (с седловой точкой) относительно напряженностей, у которого первые вариации по напряженностям при обращении в нуль совпадают с уравнениями Максвелла. При этом спуск по функционалу в направлении этих вариаций эквивалентен решению этих уравнений [5].

Волновой характер решения обеспечивается сомножителями вида $\exp(\dots)$ в определении электрической и магнитной напряженностей по таблице 2. Достаточными условиями для сдвига фаз между электрической и магнитной напряженностями являются следующие:

$$E_\rho = -iH_\rho, H_\rho = iE_\rho \quad (7)$$

$$E_\varphi = iH_\varphi, H_\varphi = -iE_\varphi \quad (8)$$

$$E_\theta = -iH_\theta, H_\theta = iE_\theta \quad (9)$$

Обозначим:

$$E_{\rho,\varphi,\theta}^{sumH} = E_{\rho,\varphi,\theta} + H_{\rho,\varphi,\theta} \quad (11)$$

$$E_{\rho,\varphi,\theta}^{minH} = E_{\rho,\varphi,\theta} - H_{\rho,\varphi,\theta} \quad (12)$$

Вначале будем искать решение для вакуума, где в системе СГС

$$\varepsilon = \mu = 1. \quad (13)$$

и обозначим

$$q = \omega/c \quad (14)$$

Сложим попарно уравнения из таблицы Т4-2 и запишем полученные уравнения в таблицу Т4-3, используя обозначения (11, 12, 14). В результате этих преобразований мы получили недоопределенную систему из 4-х дифференциальных уравнений в частных производных относительно 6-ти неизвестных функций с двумя аргументами ρ и θ .

Из (7-12) следует:

$$E_\rho^{sumH} = e_\rho + h_\rho = e_\rho(1+i) = -ih_\rho(1+i) = h_\rho(1-i) \quad (15)$$

$$E_\rho^{minH} = e_\rho - h_\rho = e_\rho(1-i) = -ih_\rho(1-i) = -h_\rho(1+i) \quad (16)$$

$$E_\varphi^{sumH} = e_\varphi + h_\varphi = e_\varphi(1-i) = ih_\varphi(1-i) = h_\varphi(1+i) \quad (17)$$

$$E_\varphi^{minH} = e_\varphi - h_\varphi = e_\varphi(1+i) = ih_\varphi(1+i) = h_\varphi(-1+i) \quad (18)$$

$$E_\theta^{sumH} = e_\theta + h_\theta = e_\theta(1+i) = -ih_\theta(1+i) = h_\theta(1-i) \quad (19)$$

$$E_\theta^{minH} = e_\theta - h_\theta = e_\theta(1-i) = -ih_\theta(1-i) = -h_\theta(1+i) \quad (20)$$

$$E_{r,f,\theta}^{sumH} + E_{r,f,\theta}^{minH} = 2e_{r,f,\theta}, \quad H_{r,f,\theta}^{sumH} + H_{r,f,\theta}^{minH} = 2h_{r,f,\theta} \quad (21)$$

Перепишем теперь уравнения из таблицы Т4-3 в таблицу Т5-2, заменив переменные $E_{\rho,\varphi,\theta}^{sumH}$, $E_{\rho,\varphi,\theta}^{minH}$ на переменные $e_{\rho,\varphi,\theta}$ согласно с (15-20).

Видно, что уравнения Т6-2-2 и Т6-2-3 совместимы только в том случае, если выполняются два условия:

$$\alpha = 0 \tag{22}$$

$$e_{\theta} = i \cdot e_{\varphi} \tag{23}$$

$$g_{\theta} = g_{\varphi} \tag{23a}$$

С учетом этих условий перепишем уравнения из таблицы Т6-2 в таблицу Т6-3. Видно, что уравнения Т6-3-2 и Т6-3-3 совпадают, а из уравнений Т6-3-1 и Т6-3-4 можно исключить слагаемое $\frac{e_{\varphi}}{\rho} \hat{g}_{\varphi}$.

Полученные 2 уравнения запишем в таблицу Т-7-2. После простых преобразований эти уравнения переписаны в таблицу Т-7-3. Запишем теперь эти уравнения с учетом формулы (2.5):

$$\frac{e_{\rho} g_{\rho}}{\rho} + e'_{\rho} g_{\rho} + i \chi e_{\rho} g_{\rho} + i q e_{\rho} g_{\rho} + \frac{\cos}{\rho \sin} (1+i) e_{\varphi} g_{\varphi} = 0 \tag{24}$$

$$\frac{e_{\varphi}}{\rho} + e'_{\varphi} + i \chi e_{\varphi} + i q e_{\varphi} = 0 \tag{25}$$

Уравнение (25) распадается на два уравнения:

$$\frac{e_{\varphi}}{\rho} + e'_{\varphi} = 0 \tag{26}$$

$$i \chi e_{\varphi} + i q e_{\varphi} = 0 \tag{27}$$

откуда следует, что

$$\chi = -q \tag{28}$$

$$e_{\varphi} = \frac{A}{\rho} \tag{29}$$

где A – некоторая константа. Подставляя (28, 29) в (24), находим:

$$e'_{\rho} g_{\rho} = -\frac{e_{\rho} g_{\rho}}{\rho} - \frac{\cos A(1+i)}{\sin \rho^2} g_{\varphi} \tag{30}$$

или

$$e'_{\rho} = -\frac{e_{\rho}}{\rho} - \frac{\cos A(1+i) g_{\varphi}}{\sin \rho^2 g_{\rho}} \tag{31}$$

Пусть

$$g_\varphi = \sin, \quad g_\rho = \cos \quad (32)$$

Из (31, 32) находим:

$$e'_\rho = -\frac{e_\rho}{\rho} - \frac{A \cdot (1+i)}{\rho^2} \quad (33)$$

Анализ этого уравнение приведен в разделе 4.

В результате вышеприведенных вычислений определяются комплексные функции $e_\rho(\rho)$, $e_\varphi(\rho)$, $e_\theta(\rho)$. При данных функциях $g(\theta)$ функции E_ρ , E_φ , E_θ определяются по таблице 2.

При данных функциях E_ρ , E_φ , E_θ функции H_ρ , H_φ , H_θ определяются по (7-8), откуда следует, что

$$h_\rho = ie_\rho \quad (34)$$

$$h_\varphi = -ie_\varphi \quad (35)$$

$$h_\theta = ie_\theta \quad (36)$$

Функции H_ρ , H_φ , H_θ также приведены в таблице 2.

3. Потоки энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга

$$S = \eta E \times H, \quad (1)$$

где

$$\eta = c/4\pi. \quad (2)$$

В системе СИ $\eta = 1$ и формула (1) принимает вид:

$$S = E \times H. \quad (3)$$

В сферических координатах φ , θ , ρ плотность потока электромагнитной энергии имеет три компоненты S_φ , S_θ , S_ρ , направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно. В [4] показано, что они определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_\varphi \\ S_\theta \\ S_\rho \end{bmatrix} = \eta(E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\theta H_\rho - E_\rho H_\theta \\ E_\rho H_\varphi - E_\varphi H_\rho \\ E_\varphi H_\theta - E_\theta H_\varphi \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Учитывая (2.7-2.9) из (4) находим:

$$S_\rho = E_\varphi H_\theta - E_\theta H_\varphi = E_\varphi i E_\theta + E_\theta i E_\varphi \quad (4a)$$

или

$$S_\rho = 2i E_\theta E_\varphi, \quad (5)$$

$$S_{\theta} = E_{\rho} H_{\varphi} - E_{\varphi} H_{\rho} = i H_{\rho} H_{\varphi} - i H_{\varphi} H_{\rho} = 0 \quad (6)$$

$$S_{\varphi} = E_{\theta} H_{\rho} - E_{\rho} H_{\theta} = -i H_{\theta} H_{\rho} + i H_{\rho} H_{\theta} = 0. \quad (7)$$

Из (6, 7) следует, что поток энергии вдоль окружностей сферы отсутствует.

В приложении 1 показано, что плотность потока энергии, проходящей сквозь сферу с радиусом ρ ,

$$\overline{S_{\rho}} = 8\eta\pi^2 A^2. \quad (8)$$

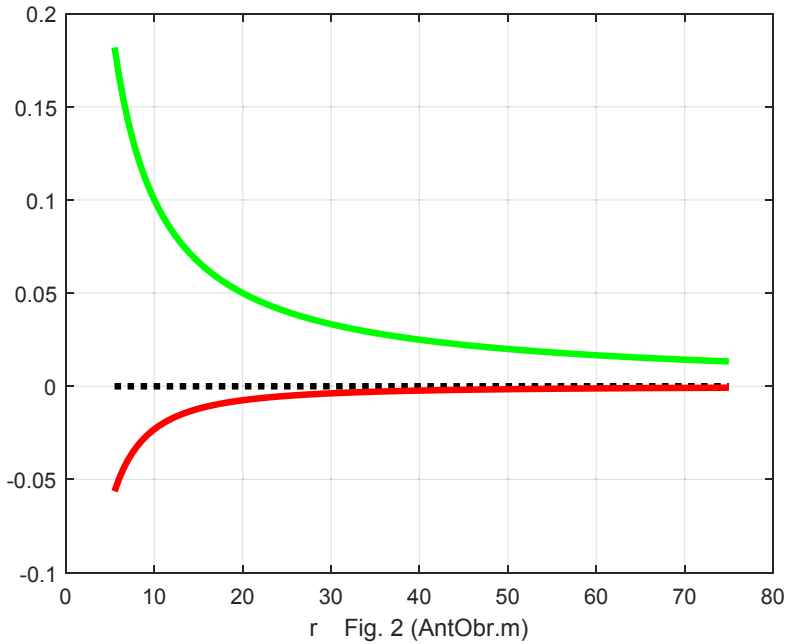
и не зависит от времени, т.е. этот поток имеет одну и ту же величину на сферической поверхности любого радиуса в любой момент времени. Иначе говоря, поток энергии, направленный вдоль радиуса, сохраняет свою величину с увеличением радиуса и не зависит от времени, что соответствует закону сохранения энергии.

4. О продольной волне

Рассмотрим подробнее уравнение (2.33). Оно имеет решение следующего вида [8, стр. 12]:

$$e_{\rho} = -A \cdot (1+i) \frac{\ln(\rho)}{\rho^2} \quad (1)$$

Оно определяет электрическую напряженность продольного электромагнитного поля - см. таблицу 2. Магнитная напряженность продольного электромагнитного поля также следует из таблицы 2. Электрическая напряженность продольного электромагнитного поля присутствует также в известном решении для сферической волны в ближней зоне, но там отсутствует магнитная напряженность продольного электромагнитного поля, что (конечно же) противоречит уравнениям Максвелла. Кроме того, в предложенном решении электрическая напряженность имеет другое описание. Вообще, решение не существует при отсутствии продольных напряженностей – можно легко убедиться, что уравнения Т6-3 не совместимы при $e_{\rho}(\rho) = 0$. В [1] дано решение для дальней зоны, где $e_{\rho}(\rho) = 0$. Но в том решении существуют случаи, когда существуют бесконечные значения какой-либо напряженности – это делает то решение практически неприменимым.



На рис. 2 приведен вид решения уравнения (1) при $A=1$, где показаны реальная часть функции (1) e_ρ (см. нижнюю кривую) и функция (2.29) $e_\varphi = A/\rho$ (см. верхнюю кривую). Важно отметить, что функция (1) всегда имеет отрицательное значение (по отношению к постоянной A). При $A=-1$ продольная волна направлена в сторону от источника, т.е. совпадает по направлению с потоком энергии. Энергия из основного потока энергии поперечной волны (3.8) передается в продольную волну. При этом основной поток энергии уменьшается (сравнительная оценка энергии продольной и поперечной волны здесь не приводится). Таким образом, энергия поперечной волны преобразуется в энергию продольной волны. Одновременно с этим напряженность поперечной волны уменьшается и распространение волны прекращается (действительно, трудно представить себе неограниченную в пространстве сферическую волну).

5. Заключение

1. Строгое решение уравнений Максвелла, показанное в табл. 1 и свободное от указанных выше недостатков, представлено в табл. 2, где

$$\varepsilon = \mu = 1. \quad (1)$$

$$q = \omega/c \quad (2)$$

$$\chi = -q \quad (3)$$

$$\alpha = 0 \quad (4)$$

$$E_\rho = -iH_\rho, H_\rho = iE_\rho \quad (5)$$

$$E_\varphi = iH_\varphi, H_\varphi = -iE_\varphi \quad (6)$$

$$E_\theta = -iH_\theta, H_\theta = iE_\theta \quad (7)$$

$$g_\rho = \cos(\theta) \quad (8)$$

$$g_\theta(\theta) = g_\varphi(\theta) = \sin(\theta) \quad (9)$$

$$e_\varphi = \frac{A}{\rho} \quad (10)$$

$$e_\theta = i \cdot e_\varphi \quad (11)$$

$$e_\rho = -A \cdot (1+i) \frac{\ln(\rho)}{\rho^2} \quad (12)$$

$$h_\rho = ie_\rho \quad (13)$$

$$h_\varphi = -ie_\varphi \quad (14)$$

$$h_\theta = ie_\theta \quad (15)$$

2. Найденное решение является комплексным. Известно, что реальная часть комплексного решения также является решением. Следовательно, в качестве решения вместо функций, представленных в табл. 2, можно принять их реальные части. Учитывая это замечание и вышеприведенные формулы, перепишем табл. 2 в табл. 8, где показаны реальные значения напряженностей. На рис. 3 показаны векторы напряженностей в сферической системе координат.

3. Одноименные (по координатам ρ , φ , θ) электрические и магнитные напряженности сдвинуты по фазе на четверть периода.

4. Существует продольная электромагнитная волна, имеющая электрическую и магнитную компоненты.

5. В поперечной электромагнитной волне поток энергии, проходящий сквозь сферы по радиусу, остается постоянным с увеличением радиуса и НЕ изменяется во времени.

6. Энергия поперечной волны преобразуется в энергию продольной волны. При этом напряженность поперечной волны уменьшается и распространение волны прекращается.

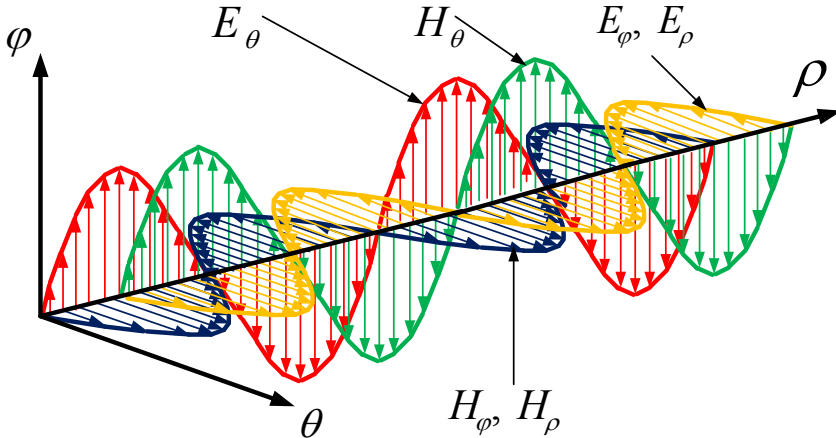


Рис. 3.

Приложение 1

Рассматривая табл. 2 и формулы (2.22, 2.23, 2.23а, 29, 32) находим:

$$E_\varphi = \frac{A}{\rho} \sin(\theta) \exp(i \cdot (\chi\rho + \omega t)) = \frac{A}{\rho} \sin(\theta) [\cos((\chi\rho + \omega t)) + i \sin((\chi\rho + \omega t))] \quad (1)$$

$$\begin{aligned} E_\theta &= i \cdot E_\varphi = i \frac{A}{\rho} \sin(\theta) \exp(i \cdot (\chi\rho + \omega t)) = \frac{A}{\rho} \sin(\theta) \exp\left(i \cdot \left((\chi\rho + \omega t) + \frac{\pi}{2}\right)\right) = \\ &= \frac{A}{\rho} \sin(\theta) \left[\cos\left((\chi\rho + \omega t) + \frac{\pi}{2}\right) + i \sin\left((\chi\rho + \omega t) + \frac{\pi}{2}\right) \right] = \\ &= \frac{A}{\rho} \sin(\theta) [-\sin(\chi\rho + \omega t) - i \cos(\chi\rho + \omega t)] \end{aligned} \quad (2)$$

Из (1, 2, 4.5) находим:

$$\begin{aligned} S_\rho &= 2iE_\theta E_\varphi = \frac{2iA^2}{\rho^2} \sin^2(\theta) [\cos(\dots) + i \sin(\dots)] [-\sin(\dots) - i \cos(\dots)] = \\ &= \frac{2iA^2}{\rho^2} \sin^2(\theta) [-i \cos^2(\dots) - i \sin^2(\dots)] = \frac{2iA^2}{\rho^2} \sin^2(\theta) (-i) \end{aligned}$$

ИЛИ

$$S_{\rho} = \frac{2A^2}{\rho^2} \sin^2(\theta). \quad (3)$$

Заметим еще, что площадь поверхности сферы с радиусом ρ равна $4\pi\rho^2$. Тогда поток энергии, проходящий сквозь сферу с радиусом ρ равен

$$\overline{S}_{\rho} = \eta \int_{\theta} 4\pi\rho^2 S_{\rho} d\theta = \eta 4\pi\rho^2 \frac{2A^2}{\rho^2} \int_{\theta} \sin^2(\theta) d\theta$$

или

$$\overline{S}_{\rho} = 8\eta\pi^2 A^2. \quad (4)$$

Литература

1. Хмельник С.И. Новое решение уравнений Максвелла для сферической волны в дальней зоне, <http://vixra.org/abs/1711.0242>, 2017-11-08.
2. Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцов А.Д. Техническая электродинамика. Под редакцией Ю.В. Пименова, Москва, 2002 г., 536 стр.
3. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров, изд. «Наука», Москва, 1964, 772 с.
4. Хмельник С.И.. Непротиворечивое решение уравнений Максвелла, publ. "MiC", Israel, Printed in USA, Lulu Inc., ID 18555552, ISBN 978-1-329-96074-9, 2016, 196 с.
5. Хмельник С.И. Вариационный принцип экстремума в электромеханических и электродинамических системах, пятая редакция. Publisher by "MiC", printed in USA, Lulu Inc., ID 1769875, ISBN 978-0-557-4837-3, 2014, 360 с.
6. Ближние и дальние зоны электромагнитного поля, <http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/BIZ.pdf>
7. Неганов В.А., Табаков Д.П., Яровой Д.П. Современная теория и практические применения антенн. Под ред. Неганова В.А. Изд. «Радиотехника», Москва, 2009, 720 стр.
8. Зайцев В.Ф., Полянин А.Д. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2001, 576 стр.

Таблицы

Таблица 1.

1	2	3	4
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\varphi}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$	$\frac{T(E_\varphi)}{\rho} - \frac{i\alpha E_\theta}{\rho \sin(\theta)}$
5	$\text{rot}_\rho(H)$	$\frac{H_\varphi}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_\varphi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial H_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$	$\frac{T(H_\varphi)}{\rho} - \frac{i\alpha H_\theta}{\rho \sin(\theta)}$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{\partial E_\rho}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi} - \frac{E_\varphi}{\rho} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho}$	$\frac{i\alpha E_\rho}{\rho \sin(\theta)} - \psi(E_\varphi)$
3	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\rho \partial \varphi}$	$\psi(E_\theta) - \frac{i\alpha E_\rho}{\rho}$
6	$\text{rot}_\theta(H)$	$\frac{\partial H_\rho}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi} - \frac{H_\varphi}{\rho} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial \rho}$	$\frac{i\alpha H_\rho}{\rho \sin(\theta)} - \psi(H_\varphi)$
7	$\text{rot}_\varphi H$	$\frac{H_\theta}{\rho} + \frac{\partial H_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial H_\rho}{\rho \partial \varphi}$	$\psi(H_\theta) - \frac{i\alpha H_\rho}{\rho}$
4	$\text{div}(E)$	$\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho} + \frac{E_\theta}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$	$\psi(E_\rho) + \frac{T(E_\theta)}{\rho} + \frac{i\alpha E_\varphi}{\rho \sin(\theta)}$
8	$\text{div}(H)$	$\frac{H_\rho}{\rho} + \frac{\partial H_\rho}{\partial \rho} + \frac{H_\theta}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial H_\varphi}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$	$\psi(H_\rho) + \frac{T(H_\theta)}{\rho} + \frac{i\alpha H_\varphi}{\rho \sin(\theta)}$

Таблица 2.

1	2
	$E_\theta = e_\theta(\rho)g_\theta(\theta)\exp(i \cdot (\chi\rho + \alpha\varphi + \omega t))$
	$E_\varphi = e_\varphi(\rho)g_\varphi(\theta)\exp(i \cdot (\chi\rho + \alpha\varphi + \omega t))$
	$E_\rho = e_\rho(\rho)g_\rho(\theta)\exp(i \cdot (\chi\rho + \alpha\varphi + \omega t))$
	$H_\theta = h_\theta(\rho)g_\theta(\theta)\exp(i \cdot (\chi\rho + \alpha\varphi + \omega t))$
	$H_\varphi = h_\varphi(\rho)g_\varphi(\theta)\exp(i \cdot (\chi\rho + \alpha\varphi + \omega t))$
	$H_\rho = h_\rho(\rho)g_\rho(\theta)\exp(i \cdot (\chi\rho + \alpha\varphi + \omega t))$

Таблица 3.

1	2	3
1.	$\text{rot}_\rho E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\rho}{\partial t} = 0$	$\frac{T(E_\varphi)}{\rho} - \frac{i\alpha E_\theta}{\rho \sin(\theta)} + \frac{i\omega\mu}{c} H_\rho = 0$
5.	$\text{rot}_\rho H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\rho}{\partial t} = 0$	$\frac{T(H_\varphi)}{\rho} - \frac{i\alpha H_\theta}{\rho \sin(\theta)} - \frac{i\omega\varepsilon}{c} E_\rho = 0$
2.	$\text{rot}_\theta E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\theta}{\partial t} = 0$	$\frac{i\alpha E_\rho}{\rho \sin(\theta)} - \Psi(E_\varphi) + \frac{i\omega\mu}{c} H_\theta = 0$
3.	$\text{rot}_\varphi E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = 0$	$\Psi(E_\theta) - \frac{i\alpha E_\rho}{\rho} + \frac{i\omega\mu}{c} H_\varphi = 0$
6.	$\text{rot}_\theta H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} = 0$	$\frac{i\alpha H_\rho}{\rho \sin(\theta)} - \Psi(H_\varphi) - \frac{i\omega\varepsilon}{c} E_\theta = 0$
7.	$\text{rot}_\varphi H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} = 0$	$\Psi(H_\theta) - \frac{i\alpha H_\rho}{\rho} - \frac{i\omega\varepsilon}{c} E_\varphi = 0$
4.	$\text{div}(E) = 0$	$\Psi(E_\rho) + \frac{T(E_\theta)}{\rho} + \frac{i\alpha E_\varphi}{\rho \sin(\theta)} = 0$
8.	$\text{div}(H) = 0$	$\Psi(H_\rho) + \frac{T(H_\theta)}{\rho} + \frac{i\alpha H_\varphi}{\rho \sin(\theta)} = 0$

Таблица 4.

1	2	3
1	$\frac{e_\varphi g_\varphi}{\rho \operatorname{tg}} + \frac{e_\varphi \hat{g}_\varphi}{\rho} - \frac{i\alpha}{\rho \sin} e_\theta g_\theta + \frac{i\omega\mu}{c} h_\rho g_\rho = 0$	$\frac{E_\varphi^{\text{sumH}}}{\rho \operatorname{tg}} g_\varphi + \frac{E_\varphi^{\text{sumH}}}{\rho} \hat{g}_\varphi -$ $-\frac{i\alpha}{\rho \sin} E_\theta^{\text{sumH}} g_\theta -$ $-iqE_\rho^{\text{minH}} g_\rho = 0$
5	$\frac{h_\varphi g}{\rho \operatorname{tg}} + \frac{h_\varphi \hat{g}_\varphi}{\rho} - \frac{i\alpha}{\rho \sin} h_\theta g_\theta - \frac{i\omega\varepsilon}{c} e_\rho g_\rho = 0$	
2	$\frac{i\alpha}{\rho \sin} e_\rho g_\rho - \psi(e_\varphi) \mathfrak{E}_\varphi + \frac{i\omega\mu}{c} h_\theta g_\theta = 0$	$\frac{i\alpha}{\rho \sin} E_\rho^{\text{sumH}} g_\rho - \psi(E_\varphi^{\text{sumH}}) \mathfrak{E}_\varphi$ $-iqE_\theta^{\text{minH}} g_\theta = 0$
6	$\psi(e_\theta) \mathfrak{E}_\theta - \frac{i\alpha}{\rho} e_\rho g_\rho + \frac{i\omega\mu}{c} h_\varphi g_\varphi = 0$	
3	$\frac{i\alpha}{\rho \sin} h_\rho g_\rho - \psi(h_\varphi) \mathfrak{E}_\varphi - \frac{i\omega\varepsilon}{c} e_\theta g_\theta = 0$	$\psi(E_\theta^{\text{sumH}}) \mathfrak{E}_\theta - \frac{i\alpha}{\rho} E_\rho^{\text{sumH}} g_\rho -$ $-iqE_\varphi^{\text{minH}} g_\varphi = 0$
7	$\psi(h_\theta) \mathfrak{E}_\theta - \frac{i\alpha}{\rho} h_\rho g_\rho - \frac{i\omega\varepsilon}{c} e_\varphi g_\varphi = 0$	
4	$\psi(e_\rho) \mathfrak{E}_\rho + \frac{e_\theta}{\rho \operatorname{tg}} g_\theta + \frac{e_\theta \hat{g}_\theta}{\rho} + \frac{i\alpha}{\rho \sin} e_\varphi g_\varphi = 0$	$\psi(E_\rho^{\text{sumH}}) \mathfrak{E}_\rho + \frac{E_\theta^{\text{sumH}}}{\rho \operatorname{tg}} g_\theta +$ $+\frac{E_\theta^{\text{sumH}}}{\rho} \hat{g}_\theta + \frac{i\alpha}{\rho \sin} E_\varphi^{\text{sumH}} g_\varphi = 0$
8	$\psi(h_\rho) \mathfrak{E}_\rho + \frac{h_\theta g}{\rho \operatorname{tg}} + \frac{h_\theta \hat{g}_\theta}{\rho} + \frac{i\alpha}{\rho \sin} h_\varphi g_\varphi = 0$	

Таблица 5.

1	2
1.	$\frac{(1-i)e_\varphi}{\rho \operatorname{tg}} g_\varphi + \frac{(1-i)e_\varphi}{\rho} \hat{g}_\varphi - \frac{i\alpha}{\rho \sin} (1+i)e_\theta g_\theta - (1-i)\frac{i\omega\mu}{c} e_\rho g_\rho = 0$
2.	$\frac{i\alpha}{\rho \sin} (1+i)e_\rho g_\rho - (1-i)\psi(e_\varphi) \mathfrak{E}_\varphi - (1-i)\frac{i\omega\mu}{c} e_\theta g_\theta = 0$
3.	$(1+i)\psi(e_\theta) \mathfrak{E}_\theta - (1+i)\frac{i\alpha}{\rho} e_\rho g_\rho - (1-i)\frac{i\omega\mu}{c} e_\varphi g_\varphi = 0$
4.	$(1+i)\psi(e_\rho) \mathfrak{E}_\rho + (1+i)\frac{e_\theta}{\rho \operatorname{tg}} g_\theta + (1+i)\frac{e_\theta}{\rho} \hat{g}_\theta + (1-i)\frac{i\alpha}{\rho \sin} e_\varphi g_\varphi = 0$

Таблица 6.

1	2	3
1	$\frac{1}{\rho \sin} (e_\theta \alpha g_\theta - e_\varphi g_\varphi \cos) + i q e_\rho g_\rho -$ $-\frac{e_\varphi}{\rho} \hat{g}_\varphi = 0$	$\frac{e_\varphi}{\rho} \hat{g}_\varphi = \frac{g \cos}{\rho \sin} e_\varphi + i q e_\rho g_\rho$
2	$\psi(e_\varphi) g_\varphi + q e_\theta g_\theta + \frac{\alpha}{\rho \sin} e_\rho g_\rho = 0$	$\psi(e_\varphi) g_\varphi + i q e_\varphi g_\varphi = 0$
3	$\psi(e_\theta) g_\theta - q e_\varphi g_\varphi - \frac{i \alpha}{\rho} e_\rho g_\rho = 0$	$i \cdot \psi(e_\varphi) g_\varphi - q e_\varphi g_\varphi = 0$
4	$\psi(e_\rho) g_\rho + \frac{1}{\rho \sin} (e_\theta g_\theta \cos + e_\varphi \alpha g_\varphi) +$ $+\frac{e_\theta}{\rho} \hat{g}_\theta = 0$	$\psi(e_\rho) g_\rho + \frac{i g_\varphi \cos}{\rho \sin} e_\varphi +$ $+\frac{i e_\varphi}{\rho} \hat{g}_\varphi = 0$

Таблица 7.

1	2
1.	$-\psi(e_\rho) g_\rho - \frac{i \cos}{\rho \sin} e_\varphi g_\varphi - \frac{\cos}{\rho \sin} e_\varphi g_\varphi - i q e_\rho g_\rho = 0$
2.	$\psi(e_\varphi) g_\varphi + i q e_\varphi g_\varphi = 0$

Таблица 8.

1	2
	$E_\theta = e_\varphi(\rho) \sin(\theta) \sin(\chi\rho + \omega t)$
	$E_\varphi = e_\varphi(\rho) \sin(\theta) \cos(\chi\rho + \omega t)$
	$E_\rho = e_\rho(\rho) \cos(\theta) \cos(\chi\rho + \omega t)$
	$H_\theta = -e_\varphi(\rho) \sin(\theta) \cos(\chi\rho + \omega t)$
	$H_\varphi = e_\varphi(\rho) \sin(\theta) \sin(\chi\rho + \omega t)$
	$H_\rho = e_\rho(\rho) \cos(\theta) \sin(\chi\rho + \omega t)$

Хмельник С.И.

Почему облака не падают?

Аннотация

На основе теории гравитомagnetизма предлагается математическая модель облака, которая позволяет ответить на вопрос, поставленный в заглавии.

Прежде всего, для удобства читателя очень кратко опишем известные представления об образовании, составе и структуре облака [1-5]. Образование облаков всегда связано с адиабатическим охлаждением поднимающегося воздуха [1]. В существующем облаке также протекают только адиабатические процессы [2]. Облако состоит из капель. Капли имеют диаметр от 2 до 200 микрон. Капли большего диаметра – это дождевые капли. Капля образуется в результате конденсации пара на мельчайшей твердой частице. Обычно – это частицы морской соли, присутствующие в воздухе.

В облаке непрерывно происходят процессы распада, слияния, притяжения и отталкивания капель (мы не будем рассматривать физику этих процессов [1-5]). Но в среднем между каплями существуют расстояния, исчисляемое миллиметрами. Стокс доказал, что очень маленькие сферические тела диаметром менее 0,02 миллиметра падают с очень малой скоростью. Капли могут удерживаться слабым восходящим потоком воздуха (не более 0,5 метров в секунду) [2, 5]. Но реальные преддождевые капли имеют размер 0,2 миллиметра. Для того, чтобы все облако могло удерживаться восходящим потоком воздуха, этот поток должен быть неслабым и проникать во всю толщу воздуха, т.е. на сотни метров. Но это противоречит тому общепризнанному факту, что в облаке идут только адиабатические процессы.

Итак, облако – это ограниченный объем воздуха, в котором движутся разрозненные капли. Поскольку все процессы в облаке адиабатические, то энергия в этот объем не поступает и внешний поток воздуха отсутствует.

Нас будет интересовать вопрос, как такая конструкция из массы разрозненных капель существует и не падает? Ведь внутренние адиабатические процессы не могут создавать подъемной силы для облака в целом, а внешний поток воздуха отсутствует.

Другой вопрос, не столь очевидный, состоит в обнаружении того источника энергии, который перемешивает тысячи тон воды. Та внутренняя энергия, которая появилась в облаке во время его образования при адиабатическом охлаждении поднимающегося воздуха, видимо, недостаточна для выполнения такой работы.

Совершенно аналогичные вопросы возникают при рассмотрении пыльного вихря [6]. Там тоже разрозненные пылинки образуют устойчивый вертикальный столб. В [6] показано в рамках теории гравитомagnetизма, что источником энергии для песчаного вихря является энергия гравитационного поля, а затем объясняется сохранение формы вихря. Более подробно теория гравитомagnetизма описана в [8].

По аналогии с песчаным вихрем, модель облака основана на следующих предположениях. Облако состоит из материальных частиц - капель. Движение этих частиц уподобляется массовым токам. Массовые токи в гравитационном поле описываются максвеллоподобными уравнениями гравитации - МПГ-уравнениями. Взаимодействие между движущимися массами описывается гравитомagnetными силами Лоренца.

Массовые токи, возникающие в облаке, циркулируют по сечению вихря и по вертикали (вверх, вниз). Кинетическая энергия такой циркуляции расходуется на потери от столкновений капель. Она поступает от гравитирующего тела - Земли. Потенциальная энергия облака не изменяется и, следовательно, не расходуется. Т.е. в этом случае нет преобразования потенциальной энергии в кинетическую и обратно. Однако гравитирующее тело расходует свою энергию на создание и поддержание массовых токов.

Поддержка облака над Землей объясняется следующим образом. Из аналогии между уравнениями Максвелла и МПГ следует, что может существовать поток S гравитационной энергии. Такой поток может существовать и не изменяться во времени. Вместе с потоком существует гравитационный импульс. Если тело находится в потоке гравитационной энергии (и этот поток не изменяется во времени), то на тело действует противоположно направленный потоку S сила $F=S \cdot c$, где c – скорость света. Это следует из закона сохранения импульса [7]. Еще раз подчеркнем, что это – полная аналогия между гравитационным и электромагнитным полем.

Итак, в облаке вместе с постоянными массовыми токами существует постоянный во времени поток гравитационной энергии. Он направлен вниз. В соответствии с вышесказанным на облако

действует сила, направленная вверх и удерживающая его на некоторой высоте. Поскольку такая математическая модель полностью аналогична математической модели песчаного вихря, мы не будем ее рассматривать подробнее.

В заключение обратим внимание на сходство в процессе образования пыльного вихря и облака - см. фото. И для того, и для другого необходимо начальное расслоение воздуха: прохладный тяжёлый воздух - сверху, а тёплый лёгкий воздух – снизу. Тёплый воздух в такой ситуации начинает всплывать наверх, но он не может подняться с плоской равномерно прогретой поверхности. Для подъема необходимо присутствие неровности, которой может быть холм, строение, одинокое дерево, проезжающая по полю машина, а для песчаного вихря еще и бархан. Эти неровности называют триггерами. Ветер закручивает воздушный вихрь около триггера. Вращающийся массовый ток создает столб массового тока, в котором частички вращаются, движутся по радиусам и циркулируют по вертикали. Это непосредственно следует из математической модели.

Литература

1. А.М. Боровиков, И.И. Гайворонский и др. Физика облаков / Под ред. А.Х. Хргиана. - Ленинград: Гидрометеорологическое издательство, 1961. - 248 с.
2. Андреев А.О., Дукальская М.В., Головина Е.Г. Облака: происхождение, классификация, распознавание. - СПб: РГТМУ, 2007. - 228 с.
3. Б. Кажинский, Физика дождевого облака, "Техника – молодёжи", 1955, №1, стр. 28-32
4. Почему существуют облака. Механика облаков.
<http://principact.ru/content/view/262/29/>
5. <https://ru.wikipedia.org/wiki/Облака>
6. Хмельник С.И. Математическая модель песчаного вихря,
<http://vixra.org/abs/1504.0169>
7. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Т. 6. Электродинамика. Москва, изд. "Мир", 1966.
8. Хмельник С.И. Гравитомагнетизм: природные явления, эксперименты, математические модели, Published by "MiC", Israel. Printed in USA, Lulu Inc., ID 20262327, ISBN 978-1-365-62636-4. См. также <http://vixra.org/pdf/1508.0071v3.pdf>
6. Хмельник С.И. Почему облака не падают,
<http://vixra.org/abs/1701.0570>

Облака	Пыльные вихри
	
	
	
	
	

Эткин В.А.

Соотношения взаимности процессов энергопревращения

Аннотация

Предлагается термодинамическое (не основанное на гипотезах, постулатах и соображениях статистико-механического характера) обоснование соотношений взаимности между движущими силами и обобщенными скоростями векторных процессов преобразования энергии. Получены более общие, чем условия симметрии Онзагера-Казимира, дифференциальные соотношения, применимых не только к процессам релаксации, но и к системам, совершающим полезную работу. Дифференциальные соотношения справедливы вне зависимости от того, линейны или нет связи между указанными параметрами, что существенно расширяет сферу их применимости. Практическая значимость полученных соотношений состоит в упрощении кинетических законов взаимосвязанных процессов переноса и преобразования энергии, их обобщении на нелинейные и нестационарные процессы, существенное уменьшение числа содержащихся в них эмпирических коэффициентов и представление многочисленных эффектов «наложения» разнородных процессов через термодинамические параметры. Приводятся примеры, подтверждающие их справедливость.

Оглавление

1. Введение.
2. Существующая квазитермодинамическая теория релаксационных процессов
3. Обобщение неравновесной термодинамики на системы, совершающие работу
4. Доказательство дифференциальных соотношений взаимности
5. Антисимметрия соотношений взаимности в процессах взаимопревращения
6. Проверка антисимметричных соотношений взаимности

7. Применимость дифференциальных соотношений взаимности к нелинейным химическим реакциям
 8. Дальнейшее сокращение числа феноменологических коэффициентов
 9. Выводы
- Литература

1. Введение

Логика развития термодинамики и возросший интерес техники XX столетия к явлениям в пограничных областях наук потребовали введения времени в уравнения термодинамики и привели к созданию на этой основе весьма общего макрофизического метода исследования кинетики разнообразных процессов переноса в их неразрывной связи с тепловой формой движения (Л. Онзагер, 1931; И. Пригожин, 1947, 1955; Г. Казимир, 1945; К. Денбиг, 1951; Де Гроот С., 1952, 1962; Ж. Майкснер, 1954; И. Дьярмати, 1960, 1970; Р. Хаазе, 1962 и др.)[1...10]. Это направление в теплофизике, получившее название термодинамики необратимых процессов (ТНП), обогатило теоретическую мысль XX столетия рядом новых принципов общезначимого значения (взаимности, минимального производства энтропии и т.п.). Оно способствовало существенному сближению термодинамики и теории тепломассообмена с гидродинамикой, электродинамикой и механикой сплошных сред. Ее успехи в познании глубинных взаимосвязей разнородных процессов и объяснении явлений, казавшихся странными с позиций классической термодинамики, выдвинули ТНП в число магистральных направлений развития современного естествознания. Этот вклад был оценен присуждением в этой области двух нобелевских премий (Л. Онзагер, 1968, И. Пригожин, 1977).

Однако эта теория основывалась на гипотезе локального равновесия и принципе минимума производства энтропии в стационарных процессах, и потому не достигала полноты и строгости, свойственных классическому термодинамическому методу. Кроме того, она ограничивалась изучением чисто диссипативных (релаксационных) явлений и не рассматривала процессы полезного преобразования энергии, являвшиеся главным объектом ее приложения. Последнее было обусловлено тем, что основные величины, которыми оперирует эта теория - термодинамические силы X_i и потоки J_i - определялись в ней как производные от энтропии S , не принимая во внимание обратимую

составляющую реальных процессов, которая, как известно, на нее не влияет. В результате этого вне компетенции ТНП оказалась обширнейшая область реальных процессов с относительным КПД выше нуля. Между тем эта область интересует не только энергетику, для которой такие процессы являются основными. Она касается всевозможных технических устройств, эффективность которых определяется в конечном счете именно соотношением скоростей полезных и диссипативных превращений энергии. В не меньшей степени затрагивает проблема этих превращений и биологические системы, для которых работа является одним из основных проявлений их жизнедеятельности, а также экологические системы, где работа против равновесия предопределяет восстановительную способность природной среды. Анализ процессов “самоорганизации” также был бы неполным без учета упорядочивающего влияния внутренней или внешней работы.

Таким образом, в настоящее время потребности целого ряда областей науки и техники диктуют необходимость обобщения ТНП на технические, биологические, экологические и т.п. системы, осуществляющие полезное преобразование энергии. В первую очередь это касается центрального звена этой теории – соотношений взаимности Онзагера [1], справедливость которых ограничена, как будет показано ниже, диссипативными процессами, линейными системами и состояниями в непосредственной близости к равновесию. Поэтому главной целью настоящей статьи является доказательство существования более общих дифференциальных соотношений взаимности, не только устраняющих эти недостатки, но и не требующих применения ряда гипотез и постулатов, связанных с их статистико-механическим обоснованием.

2. Существующая квазитермодинамическая теория релаксационных процессов

Понадобилось довольно много времени, прежде чем стало ясно, что «термодинамика, не знающая времени» (по образному выражению Брайана) является фактически термостатикой, и лишь уравнения Фурье, Навье, Ома, Фика, Дарси, Ньютона и т.п. представляют собой прообраз будущей теории нестатических (протекающих с конечной скоростью) процессов (ТНП). Однако развитие этого направления потребовало введения в термодинамику изначально чуждых ей идей переноса.

Одна из них принадлежит Н. Умову (1873), который записал закон сохранения энергии упруго деформированных сред через

локальную плотность потока энергии сквозь неподвижные границы системы [11]. Другим крупным шагом стало применение Г. Яуманом (1911) понятия потока применительно к энтропии [12]. Это, заметим, было весьма непривычно в связи со статистико – механической трактовкой энтропии как меры вероятности состояния, в отношении которой идея переноса лишена всякого смысла. Несколько позже Де Донде (1922) связал источник энтропии σ_s со скоростью r -х химических реакций в единице объема системы w_r и средством A_r этих реакций [13].

Однако наиболее решительный шаг в этом направлении был сделан только в 1931 г. Л. Онзагером. Свою теорию скорости физико-химических процессов (названную им «квазитермодинамикой») он построил на основе выражения для скорости возникновения энтропии, выделяя тем самым необратимую часть реальных явлений. Известно, что в состоянии равновесия энтропия адиабатически изолированной системы S максимальна. Если параметры неравновесного состояния x_1, x_2, \dots, x_n (температура T , давление p , концентрации k -х веществ c_k и т.д.) отличаются от своих равновесных значений $x_{10}, x_{20}, \dots, x_{n0}$ на величину $\alpha_i = x_i - x_{i0}$, естественно предположить, что разность энтропий текущего S и равновесного S_0 состояний $\Delta S = S - S_0$ является некоторой функцией $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$. В таком случае причину возникновения i -го скалярного процесса (скалярную термодинамическую силу X_i) и обобщенную скорость этого процесса (названную Л. Онзагером потоком J_i) можно было найти из выражения для скорости возникновения энтропии:

$$dS/dt = \sum_i (\partial S / \partial \alpha_i) d\alpha_i / dt = \sum_i X_i J_i, \quad (1)$$

где $X_i = (\partial S / \partial \alpha_i)$; $J_i = d\alpha_i / dt$.

Таким образом, сила X_i приобрела у Л.Онзагера совершенно иной смысл, чем в механике И.Ньютона, и рассматривалась как некоторая мера отклонения системы от внутреннего равновесия. При этом Л. Онзагер постулировал, что при небольших отклонениях от термодинамического равновесия любой из потоков J_i линейно зависит от всех действующих в системе термодинамических сил X_j [1]:

$$J_i = \sum_j L_{ij} X_j. \quad (i, j = 1, 2, \dots, n). \quad (2)$$

Эти законы процессов релаксации Л. Онзагер назвал «феноменологическими», как и входящие в них коэффициенты L_{ij} . Недиагональные слагаемые ($i \neq j$) в выражении (2) были введены Онзагером для учета разнообразных эффектов «наложения»

(взаимосвязи) разнородных необратимых процессов, протекающих одновременно в одних и тех же областях пространства.

Наиболее важным в теории Л. Онзагера явилось доказательство им соотношений взаимности между "недиагональными" феноменологическими коэффициентами L_{ij} и L_{ji} :

$$L_{ij} = L_{ji}. \quad (3)$$

Эти условия симметрии называются соотношениями взаимности. Они уменьшают число подлежащих экспериментальному определению коэффициентов L_{ij} от n (при чисто эмпирическом описании) до $n(n+1)/2$ (где n – число независимых потоков) и приводят к установлению неизвестной ранее взаимосвязи между скоростями разнородных необратимых процессов. Впоследствии за работы в этой области Л. Онзагер был удостоен Нобелевской премии (1968 г.). В истории неравновесной термодинамики эти работы сыграли такую же роль, что и труды Р. Клаузиуса для становления классической термодинамики. Они соединили в одно целое разрозненные идеи и факты, представив их в доступной и понятной форме. После ее публикации началось интенсивное развитие теории необратимых процессов в макроскопической и статистической физике. Так, Г. Казимир (1945) распространил теорию Онзагера на векторные процессы, доказав при этом, что в случае одновременного действия сил α и β -типа (четных и нечетных функций времени) соотношения взаимности (6) переходят в условия антисимметрии [2]:

$$L_{ij} = -L_{ji} \quad (4)$$

Эти знаменитые соотношения были получены Л. Онзагером на основании известного положения статистической механики об обратимости микропроцессов во времени в предположении, что система находится вблизи равновесия, где коэффициенты L_{ij} и L_{ji} постоянны, а разноименные потоки J_i и J_j линейно зависят от действующих сил X_i и X_j обращаются в нуль вместе с ними. Все три названных положения выходят за рамки термодинамики, так что Онзагер справедливо назвал свою теорию «квазитермодинамикой». Поэтому в феноменологической теории необратимых процессов соотношения взаимности Онзагера принимают обычно за дополнительный исходный постулат, называя его иногда (по предложению Д. Миллера) "четвертым началом термодинамики".

Несколько позднее (1956...62г.г.) И. Пригожин, (нобелевский лауреат 1977 г.), на основе принципа симметрии Кюри показал, что в случае одновременного протекания скалярных и векторных

процессов взаимодействовать (налагаться) могут только процессы одного и того же (или четного) тензорного ранга [3].

Особенно бурное развитие теории необратимых процессов началось после второй мировой войны. Интерес к этой области знаний был вызван не только ее общетеоретическим значением, но и наметившимися в 40-х и 50-х годах важными ее применениями, связанными с разделением изотопов методом термодиффузии, учетом добавочных членов в уравнениях гидродинамики применительно к задачам ракетной техники и физики плазмы, развитием мембранной технологии, биофизики и т.п.

Развитие феноменологической и статистической теории необратимых процессов способствовало сближению теории тепло-массообмена с гидродинамикой, электродинамикой и механикой сплошных сред. Особенно полезной оказалась она для изучения явлений на стыках этих дисциплин. Однако эти теории так и не устранили отмеченного выше размежевания термодинамики и теории теплообмена. Связано это с тем, что ТНП ограничивается изучением процессов рассеяния типа теплопроводности, электропроводности, диффузии, а также эффектов их «наложения», и не рассматривает процессы полезного преобразования энергии, являющиеся главным объектом приложения термодинамики. Поэтому и возникла необходимость создания «термокинетики» как единой теории скорости и производительности процессов переноса и преобразования энергии [14], которая в отличие от «псевдотермостатики» В.Томсона [15] и «квазитермодинамики» Л. Онзагера [1] не исключает из рассмотрения какую-либо (обратимую или необратимую) часть явления и охватывает всю область реальных процессов.

3. Обобщение неравновесной термодинамики на системы, совершающие работу

Известно, что в термодинамике полная энергия состоит из внутренней U и внешней E . Первая зависит от внутренних переменных Θ_i (энтропии S , объема V , масс k -х веществ M_k , заряда Q и т.д., т.е. $U = U(\Theta_1, \Theta_2, \dots, \Theta_n)$). Вторая зависит от положения системы в целом относительно окружающей среды, т.е. от радиус-вектора \mathbf{r} центра этих величин, так что $E = E(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_m)$. Это означает, что полная энергия системы \mathcal{E} как функция ее состояния имеет вид $\mathcal{E} = \mathcal{E}(\Theta_i, \mathbf{r}_j)$, и ее полный дифференциал может быть выражен следующим тождеством [14]:

$$d\mathcal{E} \equiv \sum_i \psi_i d\Theta_i - \sum_j \mathbf{F}_j \cdot d\mathbf{r}_j, \quad (i = 1, 2, \dots, n; j = 1, 2, \dots, m) \quad (5)$$

где $\psi_i \equiv (\partial \mathcal{E} / \partial \Theta_i)$ – обобщенные потенциалы типа абсолютной температуры T , давления p , химического, электрического и т.п. потенциала; $\mathbf{F}_i \equiv -(\partial \mathcal{E} / \partial \mathbf{r}_i)$ – обобщенные силы в их обычном (ньютонском) понимании; n, m – число независимых скалярных и векторных координат, характеризующих состояние системы.

Основное тождество термодинамики (5) представляет собой результат совместного определения параметров ψ_i, Θ_i и $\mathbf{F}_i, \mathbf{r}_i$ и потому сохраняет силу не зависимо от того, что вызвано изменение координат Θ_i и \mathbf{r}_i – внешним энергообменом или внутренними (в том числе релаксационными и антирелаксационными) процессами. Последние осуществляются за счет совершения работы против равновесия, что характерно для процессов поляризации и намагничивания, «восходящей диффузии», активного транспорта веществ в биосистемах, самоорганизации систем и т.п. Поэтому тождество (5) применимо к любым процессам (как обратимым, так и необратимым).

Элементарная работа dW^e , описываемая 2-й суммой (5), может быть внешней и внутренней (в зависимости от того, какие силы преодолеваются – внешние или внутренние); полезной или диссипативной (в зависимости от того, какая работа совершается – связанная с полезным преобразованием энергии или с ее рассеянием); далекодействующая или близкодействующая (в зависимости от радиуса их действия); механическими, термическими, электрическими, химическими и т.д. (в зависимости от природы преодолеваемых сил). Знак неполного дифференциала d при выражении элементарной работы отражает то обстоятельство, что в реальных системах (с трением) работа зависит от пути и скорости процесса.

Поскольку частная производная $\mathbf{F}_i \equiv -(\partial \mathcal{E} / \partial \mathbf{r}_i)$ находится в условиях постоянства Θ_i , то ее можно представить в виде $\mathbf{F}_i \equiv -\Theta_i^{-1} (\partial \mathcal{E} / \partial \mathbf{Z}_i) = -\Theta_i \mathbf{X}_i$, где $\mathbf{X}_i = -(\partial \mathcal{E} / \partial \mathbf{Z}_i) = -\nabla \psi_i$ – термодинамические силы в их «энергетическом» представлении (через градиенты обобщенного потенциала ψ_i); $\mathbf{Z}_i = \Theta_i \Delta \mathbf{r}_i$ – дополнительные параметры неравновесного состояния, впервые введенные в рамках термодинамики [14]. Эти параметры, названные нами «моментами распределения» параметров Θ_i , находятся по известным полям температуры, давления, химического, электрического, гравитационного и т.п. потенциала и характеризуют отклонение системы в целом от равновесия i -го рода (термического, механического, электрического и т.п.). Их основная особенность

состоит в том, что любой векторный поток \mathbf{J}_j может быть найден как производная их по времени $\mathbf{J}_j \equiv d\mathbf{Z}_j / dt = \Theta_j \mathbf{v}_j$.

Отказ от выделения необратимой части реальных процессов и нахождение потоков \mathbf{J}_j и сил \mathbf{X}_j на более общей основе, чем «производство энтропии», освобождает от необходимости составления громоздких уравнений баланса массы, заряда, импульса, энергии и энтропии исследуемых неравновесных систем, что составляет наиболее трудоемкую часть ТНП.

При этом работа dW_j^e любого j -го рода, описываемая членами 2-й суммы (5), может быть выражена как через обычные силы \mathbf{F}_j и перемещения $d\mathbf{x}_j$, так и через термодинамические параметры неравновесности системы:

$$dW_j^e = \sum_j \mathbf{F}_j \cdot d\mathbf{x}_j = \sum_j \mathbf{X}_j \cdot d\mathbf{Z}_j. \quad (6)$$

Выражение (5) может быть переписано в форме, содержащей полные производные по времени t от параметров системы:

$$d\mathcal{G} / dt \equiv \sum_j \dot{\psi}_j d\Theta_j / dt - \sum_j \mathbf{F}_j \cdot \mathbf{v}_j. \quad (7)$$

Здесь $\mathbf{v}_j \equiv d\mathbf{x}_j / dt$ – обобщенная скорость j -го процесса, позволяющая ввести общепфизическое понятие векторного потока \mathbf{J}_j величины Θ_j простым соотношением $\mathbf{J}_j = \Theta_j \mathbf{v}_j$.

В соответствии с этим и понятие термодинамической силы \mathbf{X}_j приобретает единый смысл удельной силы $\mathbf{X}_j = \mathbf{F}_j / \Theta_j$, а произведение $\mathbf{X}_j \cdot \mathbf{J}_j$ – мощности j -го процесса $N_j = dW_j^e / dt = \mathbf{F}_j \cdot \mathbf{v}_j = \mathbf{X}_j \cdot \mathbf{J}_j$. Благодаря такому методу нахождения потоков \mathbf{J}_j и сил \mathbf{X}_j они приобретают единый смысл, единое аналитическое выражение и единый способ нахождения.

В отличие от выражения (1), где произведение $\mathbf{X}_j \cdot \mathbf{J}_j$ сугубо положительно, в выражении (6) мощность N_j может быть как положительной, так и отрицательной, что соответствует совершению работы либо системой, либо над системой. Именно это позволяет распространить теорию реальных процессов на процессы полезного преобразования энергии, где потоки преобразуемой и преобразованной энергии всегда имеют противоположный знак [14].

Немаловажно и то, что в отличие от соотношения (1), где разбиение производства энтропии поток J_i и силу X_i допускает произвол, в тождестве (6) величины \mathbf{J}_j и \mathbf{X}_j определены однозначно и имеют вполне определенный смысл. Это делает оценку КПД разнообразных преобразователей энергии вполне однозначной, позволяя развить в дальнейшем теорию производительности энергоустановок.

4. Доказательство дифференциальных соотношений взаимности

Для обоснования соотношений взаимности (3) Л. Онзагеру понадобились теория флуктуаций, принцип микроскопической обратимости и дополнительный постулат о линейном характере законов затухания флуктуаций. Все эти положения, как и принятые им ранее допущения, также выходили за рамки термодинамики и мало соответствовали характеру поставленной задачи. Теория флуктуаций, как известно, не может удовлетворительно объяснить возникновение устойчивых отклонений системы от состояния равновесия. Принцип микроскопической обратимости справедлив только для равновесных состояний и нарушается тем сильнее, чем дальше удалена система от равновесия (именно этим и обусловлена необратимость релаксационных процессов). Еще более слабым звеном явилось допущение о том, что микроскопические законы затухания флуктуаций подчиняются тем же линейным феноменологическим законам, что и макроскопические процессы переноса тепла, вещества, заряда и т.п. (2). Согласно экспериментам, реальные законы затухания флуктуаций носят скорее экспоненциальный характер, подобный химическим реакциям. Даже законы переноса Фурье, Ома, Фика, Дарси, Ньютона и т.п., записанные в интегральной форме (через перепады температур T , давлений p , концентраций c_k и т.п.), становятся нелинейными, поскольку коэффициенты пропорциональности в них, будучи функциями состояния, оказываются зависимыми также и от полей температур, давлений, концентраций и т.п. Поэтому существующая линейная теория необратимых процессов, основанная на соотношениях (1-3), не достигает полноты и строгости, свойственных термодинамическому методу. В этой связи соотношения взаимности (3) вынуждены рассматриваться в ней как некий дополнительный постулат, иногда называемый (по предложению Д.Миллера), «четвертым началом термодинамики».

Это порождает естественное стремление дать указанным соотношениям более строгое, термодинамическое доказательство. Такая возможность появляется в термокинетике в связи с введением в нее дополнительных координат неравновесного состояния Z_j .

Действительно, из (5) на основании известной теоремы о независимости смешанной производной от порядка дифференцирования следует, что $(\partial^2 \mathcal{E} / \partial \mathbf{r}_i \partial \mathbf{r}_j = \partial^2 \mathcal{E} / \partial \mathbf{r}_j \partial \mathbf{r}_i)$. Поэтому после перехода к скалярной форме (чтобы избежать производных от вектора по вектору) мы имеем:

$$(\partial F_i / \partial r_j) = (\partial F_j / \partial r_i). \quad (8)$$

Эти дифференциальные соотношения термокинетики могут быть выражены через обобщенные скорости процессов, так как $dr_j = v_j dt$ and $dr_i = v_i dt$. Поэтому вместо (7) можно написать:

$$(\partial F_i / \partial v_j) = (\partial F_j / \partial v_i). \quad (9)$$

Последнее выражение можно переписать в терминах термодинамических сил X_i , X_j и потоков J_i , J_j :

$$(\partial J_i / \partial X_j) = (\partial J_j / \partial X_i). \quad (10)$$

Эти соотношения были получены нами ранее более громоздким путем и названы «дифференциальными соотношениями взаимности» [16]. Впервые они были постулированы Риссельбергом (1962) и названы им «обобщенными соотношениями взаимности» [17]. Несложно показать, что условия симметрии Онзагера (2) непосредственно вытекают из этих соотношений в частном случае линейных процессов. Действительно, применяя (9) к законам (2), получаем:

$$(\partial J_i / \partial X_j) = L_{ij} = (\partial J_j / \partial X_i) = L_{ji}. \quad (11)$$

Таким образом, соотношения взаимности Онзагера (точнее, его условия симметрии матрицы феноменологических коэффициентов L_{ij}) являются непосредственным следствием дифференциальных соотношений термодинамики и потому не нуждаются в их статистико-механическом обосновании. Однако полезность дифференциальных соотношений взаимности (10) отнюдь не исчерпывается возможностью заменить ими постулированные условия симметрии Онзагера. Становится очевидным, что обобщенные (дифференциальные) соотношения взаимности *не зависят от вида феноменологических законов*. Это придает последним статус условий однозначности, привлекаемым «извне» для замыкания системы ее уравнений (подобно уравнениям состояния в термодинамике). В таком случае ограниченность или ошибочность этих уравнений касается не основ теории, а лишь ее выводов, касающихся конкретной системы. Именно эта независимость соотношений взаимности (10) от гипотезы локального равновесия и принципа линейности позволяет распространить ТНП на нелинейные системы, совершающие полезную работу [14].

Конкретная форма таких уравнений устанавливается, естественно, опытным путем. Линейные феноменологические законы Онзагера (2) с постоянными коэффициентами L_{ij} представляют лишь их частный случай. Большинство же реальных процессов переноса (теплопроводности, электропроводности, диффузии, вязкого трения и т.п.),

описываемые законами Фурье, Ома, Фика, Ньютона и т.д., квазилинейны, поскольку феноменологические коэффициенты L_{ij} в них зависят от температуры и других параметров состояния.

В этом отношении принципиально важно, что соотношения (10) удовлетворяются и в том случае, когда в (2) постоянны только недиагональные коэффициенты $L_{ij}(i \neq j)$. Это существенно расширяет сферу справедливости условий симметрии Онзагера и объясняет, почему они оправдываются далеко за пределами справедливости тех допущений, которые были заложены в основание их статистико-механического обоснования [18]. Немаловажно и то, что при $L_{ij} \neq \text{const}$ из (10) можно получить так называемые «дополнительные» соотношения взаимности между диагональными L_{ii} и перекрестными L_{ij} феноменологическими коэффициентами [7]:

$$(\partial L_{ii} / \partial X_j) = (\partial L_{jj} / \partial X_i), (i \neq j). \quad (12)$$

Более того, соотношения взаимности (9) оказываются справедливыми, как будет показано ниже, и в том случае, когда слагаемые правой части (2) имеют разный знак, что характерно для процессов преобразования энергии и приводит к соотношениям Казимира, а не к условиям симметрии Онзагера.

Наконец, соотношения взаимности (10) оказываются справедливыми и для существенно нелинейных систем с экспоненциальными кинетическими законами, а также для систем, для которых эти законы вообще не имеют матричной формы (2). Все это делает соотношения (9) надежным инструментом в руках исследователей, позволяя им не только уменьшить число подлежащих экспериментальному определению коэффициентов L_{ij} , но и убедиться в корректности используемых уравнений переноса и физических моделей, положенных в их основание.

5. Антисимметрия соотношений взаимности в процессах взаимопревращения энергии

Рассмотрим произвольную энергетическую установку, в которой i -я форма энергии преобразуется в j -ю. Это означает, что подводимая к ней (преобразуемая) и отводимая от нее (преобразованная) мощность имеют различный знак ($N_i = X_i \cdot J_i < 0; N_j = X_j \cdot J_j > 0$). В таком случае кинетические уравнения процессов релаксации (2), постулированные Л. Онзагером, уступают место феноменологическим законам преобразователей энергии вида [14]:

$$J_i = L_{ii} X_i - L_{ij} X_j, \quad (13)$$

$$J_j = L_{ji} X_i - L_{jj} X_j. \quad (14)$$

Такой характер законов преобразования энергии хорошо иллюстрируется на примере трансформатора, в котором поток первичного энергоносителя J_i (электрический ток на входе в его первичную обмотку) преобразуется вначале в магнитный поток в его сердечнике, а затем восстанавливает свою форму во вторичной обмотке с другим числом витков и другими параметрами. При этом, как известно, ток J_i убывает, когда сила X_j возрастает, и становится минимальным в так называемом «режиме холостого хода» (когда $J_j = 0$). Напротив, J_i возрастает, когда X_j убывает (с приближением к «режиму короткого замыкания», где $X_j = 0$). Подобным же образом поток носителя преобразованной энергии J_j (например, ток во вторичной обмотке трансформатора) возрастает с возрастанием напряжения на первичной обмотке X_i и с падением напряжения на вторичной обмотке X_j .

Если недиагональные коэффициенты пропорциональности L_{ij} и L_{ji} в этих уравнениях постоянны, применение к ним дифференциальных соотношений взаимности (10) приводит к условиям антисимметрии [2]:

$$(\partial J_i / \partial X_j) = -L_{ij} = (\partial J_j / \partial X_i) = L_{ji}. \quad (15)$$

Это обстоятельство проливает новый свет на происхождение соотношений взаимности Казимира $L_{ij} = -L_{ji}$, опровергая представление о том, что эти соотношения обусловлены принадлежностью сил к различным категориям по отношению к инверсии знака времени.

Действительно, диссипативные силы не изменяют своего знака с обращением знака времени (т.е. относятся к так называемым «силам α -типа»). Для них, как показано выше, справедливы условия симметрии Онзагера $L_{ij} = L_{ji}$. Если же часть этих сил имеют обратимый характер (т.е. относятся к силам β -типа), соотношения взаимности Онзагера уступают место условиям антисимметрии $L_{ij} = -L_{ji}$. В то же время предпринятое рассмотрение показывает, что область применимости соотношений Казимира в действительности не ограничена случаем сил различного (α и β -типа). Действительно, пусть мы имеем дело с процессами превращения энергии чисто диссипативного характера. Таковы, в частности, теплопроводность, электропроводность, диффузия и вязкое трение, описываемое законами Фурье, Ома, Фика и Ньютона, и сводящиеся только к переносу энергии. В этом случае все члены кинетических уравнений (2), описывающие векторные процессы, имеют один и тот же знак $\mathbf{X}_i \cdot \mathbf{J}_i > 0$, давая свой вклад в диссипативную функцию TdS/dt . В этом случае соотношения взаимности (11), определяющие величину и

знак феноменологических коэффициентов L_{ij} в линейных кинетических уравнениях (2), дают неизменно положительный знак этих коэффициентов $L_{ij} > 0$ в них, что приводит к соотношениям взаимности Онзагера $L_{ij} = L_{ji}$.

Таким образом, для линейных процессов переноса чисто диссипативного характера матрица феноменологических коэффициентов L_{ij} всегда симметрична. Однако если в процессах переноса происходит полезные (обратимые) превращения энергии, т.е. совершается работа против сил иной, чем диссипативные, природы, соотношения взаимности принимают иной характер. В этом случае наблюдаются, например, явления «восходящей диффузии» (переноса вещества в сторону возрастания его концентрации), и т.п. Эти процессы ведут к возрастанию градиентов или перепадов температуры, давления, концентраций, электрических потенциалов и т.д., т.е. к удалению системы от состояния внутреннего равновесия для некоторых из ее степеней свободы, несмотря на то, что система в целом имеет тенденцию к равновесию. Именно такова природа всех так называемых «эффектов наложения», с которыми имеет дело теория необратимых процессов. Как мы убедимся позже, эффекты такого рода носят антидиссипативный характер. Процессы полезного преобразования энергии из i -й формы в j -юв различных также создают этот эффект. Это существенно расширяет сферу применимости антисимметричных соотношений взаимности [14].

6. Проверка антисимметричных соотношений взаимности

Представляет интерес подтвердить это на обширном классе процессов, подчиняющихся уравнениям Максвелла [18]. Для этого рассмотрим процесс взаимопревращения электрической (индекс «е») и магнитной (индекс «м») энергии в токнесущей системе типа уже упомянутого трансформатора. Если пренебречь потерями в этом процессе, правая часть тождества (5) обратится в нуль. Представляя для удобства члены его 2-й суммы через параметры пространственной неоднородности X_e , Z_e и X_m , Z_m в их скалярной форме, с учетом знака работы найдем:

$$d\mathcal{E}_V = X_e dZ_e - X_m dZ_m = 0 \quad (16)$$

При этом дифференциальные соотношения взаимности (10) примут вид:

$$(\partial X_e / \partial Z_m) = - (\partial X_m / \partial Z_e) \quad (17)$$

Представим первичную обмотку трансформатора вместе с источником тока в виде замкнутого электрического контура длиной

ℓ_c и сечением f_c . Эта обмотка охватывает замкнутый магнитопровод длиной ℓ_m и сечением f_m . Учтем теперь, что для замкнутых контуров электродвижущая и магнитодвижущая силы (ЭДС и МДС) X_e и X_m определяются циркуляцией соответственно векторов напряженности электрического и магнитного поля \mathbf{E} и \mathbf{H} по замкнутым электрическому и магнитному контурам $X_e = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}_e$ и $X_m = \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}_m$, где \mathbf{l}_e и \mathbf{l}_m – векторные элементы длины соответственно проводника и магнитопровода. При этом производные по времени от моментов распределения связанных зарядов и полюсов электрических и магнитных диполей Z_e и Z_m приобретают смысл соответственно потоков электрического и магнитного «сцепления»: $dZ_e/dt = \int (d\mathbf{D}/dt) \cdot d\mathbf{f}_e$ и $dZ_m/dt = \int (d\mathbf{B}/dt) \cdot d\mathbf{f}_m$. Отсюда следует, что $d^2Z_e/dtd\mathbf{f}_e = d\mathbf{D}/dt$, и $d^2Z_m/dtd\mathbf{f}_m$.

Перейдем теперь на основании теоремы Стокса в выражении силы $X_e = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}_e$ от криволинейного интеграла по замкнутому электрическому контуру длиной ℓ_e к интегралу $\int \text{rot} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{f}_m$ по сечению магнитопровода f_m , и от $X_m = \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}_m$ – к интегралу $\int \text{rot} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{f}_e$ по поверхности f_e , натянутой на электрический контур. Тогда $dX_e/d\mathbf{f}_m = \text{rot} \mathbf{E}$ и $dX_m/d\mathbf{f}_e = \text{rot} \mathbf{H}$. Представим теперь левую и правую части соотношений взаимности после сокращения в их числителе и знаменателе полных дифференциалов $d\mathbf{f}_m$ и $d\mathbf{f}_e$ в виде $(\partial X_e/\partial Z_m) = (\partial \text{rot} \mathbf{E}/\partial \mathbf{B})dt$ и $(\partial X_m/\partial Z_e) = (\partial \text{rot} \mathbf{H}/\partial \mathbf{D})dt$. Подставляя эти выражения в соотношения взаимности (17), находим, что их левая и правая часть принимает вид:

$$\text{rot} \mathbf{E} = -d\mathbf{B}/dt, \tag{18}$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = d\mathbf{D}/dt \tag{19}$$

Эти соотношения отличаются от общепринятой формы записи соответствующей пары уравнений Максвелла их представлением через полные производные от векторов электрической \mathbf{D} и магнитной \mathbf{B} индукции. Более привычную их форму найдем, учитывая, что $d\mathbf{D}/dt = \mathbf{j}_e + (\partial \mathbf{D}/\partial t)$, где $\mathbf{j}_e = \mathbf{q}_e \mathbf{v} = (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{D}$ – плотность тока проводимости, а $d\mathbf{B}/dt = (\partial \mathbf{B}/\partial t)$ ввиду отсутствия его аналога у магнетиков ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$). Получение уравнений Максвелла как следствия антисимметричных соотношений взаимности подтверждает справедливость этих соотношений и для обширного класса процессов, подчиняющихся упомянутым уравнениям.

7. Применимость дифференциальных соотношений взаимности к нелинейным химическим реакциям

Чтобы убедиться в справедливости дифференциальных соотношений взаимности(9) к взаимосвязанным химическим реакциям, подчиняющихся законам химической кинетики Гульдберга и Ваге, обратимся к тому классу тройных унимолекулярных реакций, который был рассмотрен ранее (в линейном приближении) Л. Онсагером [1]. Эти реакции с веществами L, M, N могут быть описаны по схеме:



Эта схема воспроизводит действительный ход химического превращения (Р. Хаазе, 1967). Три эти реакции протекают со скоростями соответственно w_1, w_2 и w_3 , причем для каждой из них в соответствии с законами Гульдберга и Ваге справедливы экспоненциальные кинетические уравнения:

$$w_1 = \omega_1' [1 - \exp(-A_1/R_\mu T)] ; \quad (21)$$

$$w_2 = \omega_2' [1 - \exp(-A_2/R_\mu T)]; \quad (22)$$

$$w_3 = \omega_3' [1 - \exp(-A_3/R_\mu T)] , \quad (23)$$

где $\omega_1', \omega_2', \omega_3'$ – скорости соответствующей прямой реакции; A_1, A_2, A_3 - текущие значения их сродства; R_μ – универсальная газовая постоянная.

При таком описании скорости реакций и их сродства являются линейно зависимыми, поскольку представляют линейную комбинацию друг друга. Согласно ТНП, в этом случае условия симметрии Онсагера не гарантируются [5]. Поэтому введем две новые линейно независимые скорости:

$$w_\alpha = w_1 + w_2 ; w_\beta = w_2 + w_3 . \quad (24)$$

Этим скоростям соответствуют две независимые силы A_α и A_β , что позволяет преобразовать уравнения (21-23) при условии инвариантности диссипативной функции TdS/dt к виду, соответствующему их матричной форме:

$$w_\alpha = L_{11} [1 - \exp(-A_\alpha/R_\mu T)] + L_{12} [1 - \exp(-A_\beta/R_\mu T)], \quad (25)$$

$$w_\beta = L_{21} [1 - \exp(-A_\alpha/R_\mu T)] + L_{22} [1 - \exp(-A_\beta/R_\mu T)]. \quad (26)$$

Здесь

$$L_{11} = \omega_1' + \omega_2'; L_{12} = \omega_3' \exp(-A_\alpha/R_\mu T) ; L_{21} = \omega_3' \exp(-A_\beta/R_\mu T); L_{22} = \omega_1' + \omega_3'. \quad (27)$$

Таким образом, тройную химическую реакцию вдали от равновесия можно описать двумя нелинейными кинетическими уравнениями с линейно независимыми скоростями и силами. При

этом коэффициенты ω_1' , ω_2' и ω_3' , являющиеся функциями температуры, давления и концентраций исходных для соответствующей реакции веществ, не зависят от ее сродства. В самом деле, сродство A_r любой r -й реакции определяется соотношением скоростей прямой и обратной реакции и не зависит от каждой из них в отдельности. Следовательно, химические реакции описываются экспоненциальными кинетическими уравнениями с не зависящими от сил феноменологическими коэффициентами. В таком случае должны выполняться обобщенные соотношения взаимности (10), которые для нашего случая имеют вид:

$$\partial w_\alpha / \partial A_\beta = \partial w_\beta / \partial A_\alpha . \quad (28)$$

Чтобы убедиться в их справедливости, достаточно продифференцировать выражение для (25) по A_β с учетом независимости L_{11} и L_{12} от A_β и повторить аналогичную операцию с выражением (26) в отношении w_β . В результате получим:

$$\partial w_\alpha / \partial A_\beta = \partial w_\beta / \partial A_\alpha = (\omega_3' / R_\mu T) \exp(-A_3 / R_\mu T). \quad (29)$$

Легко видеть, что с приближением к равновесию, когда A_1 , A_2 и A_3 стремятся одновременно к нулю, соотношение (29) переходит в известные условия симметрии Онзагера для химических реакций, имеющие вид:

$$L_{12} = L_{21} = \omega_3' / R_\mu T . \quad (30)$$

Этот пример показывает, что обобщенные соотношения взаимности не являются следствием условий симметрии Онзагера, как это принято считать, а напротив, вытекают из дифференциальных соотношений взаимности вблизи состояния равновесия, когда оказывается справедливым линейное приближение. Это открывает дополнительные возможности термодинамического анализа процессов химической технологии и проблем эволюции биологических и экологических систем.

8. Дальнейшее сокращение числа феноменологических коэффициентов

Предположим, что в исследуемой системе имеется всего один поток J_i , например, диффузионный поток k -го вещества J_k или поток электрических зарядов J_e , каждый из которых возникает, как известно, под действием нескольких составляющих F_{ij} результирующей силы F_k или F_e . В таком случае частные производные $(\partial F_i / \partial v_j) = 0$ и $(\partial F_j / \partial v_i) = 0$. Обращение в нуль дифференциальных соотношений взаимности означает, что

обобщенная скорость какого-либо i -го независимого процесса \mathbf{v}_i не может зависеть от «чужеродной» силы \mathbf{F}_j , так что феноменологические законы переноса принимают в этом случае более простой вид:

$$\mathbf{J}_i = L_i \mathbf{F}_i = L_i \sum_j \mathbf{F}_{ij} = L_i \sum_j \Theta_j \mathbf{X}_j, \quad (31)$$

где L_i – коэффициент, характеризующий проводимость системы; \mathbf{F}_i – результирующая движущая сила этого процесса, имеющая тот же смысл, что и в механике.

Такого рода уравнения переноса соответствуют законам Фурье, Ома, Фика, Дарси и Ньютона, в которых единственная движущая сила (градиент или перепад температур, электрического потенциала, концентраций, давления, скорости и т.п.) заменена результирующей всех действующих в системе сил \mathbf{X}_j .

Такая (диагональная) форма кинетических уравнений переноса не противоречит принципу линейности Онзагера, согласно которому скорость любого релаксационного процесса \mathbf{v}_i (поток \mathbf{J}_i) зависит от всех действующих в системе термодинамических сил \mathbf{X}_j . Она соответствует законам Фурье, Ома, Фика, Дарси и Ньютона, в которых единственная движущая сила (градиент или перепад температур, электрического потенциала, концентраций, давления, скорости и т.п.) заменена результирующей всех действующих в системе сил \mathbf{X}_j . Однако в таком случае дифференциальные соотношения взаимности в форме (7) или (8) уступают место аналогичным соотношениям, связывающим между собой поток \mathbf{J}_k или \mathbf{J}_e с компонентами \mathbf{F}_{ij} единственной (результирующей) силы $\mathbf{F}_i = \sum_j \mathbf{F}_{ij} = \sum_j \Theta_j \mathbf{X}_j$. Действительно, выражение (31) определяет поток \mathbf{J}_i как функцию термодинамических сил \mathbf{X}_j , позволяя рассматривать термодинамические параметры Θ_j как частные производные $(\partial \mathbf{J}_i / \partial \mathbf{X}_j)$. При этом мы также приходим к дифференциальным соотношениям (10), что подтверждает справедливость феноменологических законов (31). Согласно этим законам, поток \mathbf{J}_i исчезает при обращении в нуль результирующей силы \mathbf{F}_i , т.е. с обращением в нуль суммы $\sum_j \Theta_j \mathbf{X}_j$. Это приводит к возникновению связей между компонентами $\mathbf{F}_{ij} = \Theta_j \mathbf{X}_j$ результирующей силы \mathbf{F}_i , которые являются, однако, следствием наложения не потоков \mathbf{J}_i и \mathbf{J}_j , а сил \mathbf{X}_i и \mathbf{X}_j (что вполне согласуется с механикой и электродинамикой). Такие «эффекты наложения» особенно просто найти, если в системе действуют любые две термодинамические силы $\mathbf{X}_i = -\nabla \psi_i$ и $\mathbf{X}_j = -\nabla \psi_j$. Тогда $\Theta_i \mathbf{X}_i + \Theta_j \mathbf{X}_j = 0$, и между силами \mathbf{X}_i и \mathbf{X}_j возникает соотношение, внешне

напоминающее выражение так называемых «стационарных эффектов наложения»:

$$(\nabla\psi_j/\nabla\psi_i)_{ст} = -\Theta_i/\Theta_j. \quad (32)$$

Однако теперь в правой части (32) отсутствуют какие-либо кинетические коэффициенты типа L_{ij} , которые фигурировали в выражениях стационарных эффектов в ТНП [10]:

$$(\nabla\psi_j/\nabla\psi_i)_{ст} = -L_{ij}/L_{jj}. \quad (33)$$

Таким образом, эффекты наложения сил в термокинетике выражаются исключительно через параметры состояния. Поэтому их правильнее было бы называть условиями «частичного равновесия i -го рода», подобным условиям теплового, механического и материального равновесия в классической термодинамике. Такие ситуации, когда в системе один за другим прекращаются все протекающие в ней процессы, свойственны всем поливариантным системам. Это проливает новый свет на происхождение многочисленных стационарных эффектов в ТНП, которые в настоящее время объясняются поддержанием «порядка» за счет внешнего принуждения и «производства энтропии» [19].

В качестве примера упрощения законов переноса рассмотрим уравнения многокомпонентной изобарно – изотермической диффузии, для которых Л. Онсагер в 1945 году предложил феноменологические законы вида [1]:

$$\mathbf{J}_i = -\sum_j L_{ij} \nabla \mu_j, \quad (i, j = 1, 2, \dots, K-1). \quad (34)$$

В отличие от (32), это уравнение предполагает, что поток \mathbf{J}_i любого из $K-1$ независимых компонентов системы зависит не только от сопряженной с ним силы $\mathbf{X}_i = -\nabla \mu_i$, но и от всех действующих в системе термодинамических сил, в качестве которых в случае изобарно – изотермической диффузии им рассматривались отрицательные градиенты $-\nabla \mu_j$ химического потенциала компонента μ_j . Поскольку химический потенциал каждого j -го вещества является функцией температуры T , давления p и концентрации c_k всех независимых k -веществ, его дифференциал $d\mu_j$ при $p, T = \text{const}$ выражается исключительно через концентрации, что может быть выражено следующим образом:

$$\mu_j = \sum_k (\partial \mu_j / \partial c_k) dc_k = \sum_k \mu_{jk} dc_k, \quad (35)$$

где μ_{jk} – сокращенное обозначение производной $\partial \mu_j / \partial c_k$. Поэтому выражение (34) содержит удвоенную сумму коэффициентов пропорциональности при концентрациях c_k .

При существующих методах экспериментального определения полей концентраций примесей в металлах и сплавах это делает задачу о нахождении недиагональных коэффициентов многокомпонентной диффузии L_{ij} в них не просто чрезвычайно сложной, но и математически некорректной [20].

Между тем та же задача сравнительно просто решается при записи закона диффузии в форме (34), когда в число \mathbf{F}_{ij} входит ряд сил концентрационной диффузии $\mathbf{X}_k = -\nabla c_k$, а роль параметров Θ_j выполняют производные $\mu_{k,i} \equiv (\partial \mu_k / \partial c_i)$. В таком случае законы многокомпонентной концентрационной диффузии принимают более простой вид:

$$\mathbf{J}_i = -\sum_l D_{kl} \mathbf{X}_l \cdot (i, k, l = 1, 2, \dots, K-1) \quad (36)$$

Здесь $D_{kl} = L_{ij} \mu_{k,i}$ – обобщенные коэффициенты диффузии. Это выражение придает коэффициентам диффузии значительно более простой вид, допускающий непосредственную экспериментальную проверку современными средствами исследования диффузии в металлах. Одно из таких следствий – установление простого соотношения между коэффициентами диффузии D_{kl} и термодинамическими факторами диффузии $\mu_{k,i}$:

$$D_{kl} / \mu_{kl} = D_{ki} / \mu_{ki}. \quad (37)$$

Такого рода взаимосвязь была установлена ранее путем ряда допущений Брауном и Киркалди [20].

Благодаря такому выражению эффектов наложения через термодинамические переменные открывается возможность по известным параметрам Θ_i и Θ_j предсказывать не только характер, но и величину этих эффектов наложения, или, напротив, по их величине находить ряд трудноизмеримых параметров состояния.

Однако наиболее важное значение полученных здесь соотношений помимо их общности состоит, прежде всего, в том, что они позволяют осуществить дальнейшее сокращение числа кинетических коэффициентов L_{ij} , подлежащих экспериментальному определению, от $n(n+1)/2$ (в ТНП) до n . Особенно эффективно такое сокращение для процессов анизотропной теплопроводности и электропроводности в магнитном поле, где всю гамму магниторезистивных, термоэлектрических, термомагнитных и гальваномагнитных эффектов удалось описать четырьмя эмпирическими коэффициентами L_i против девяти в ТНП. Это достигается за счет установления дополнительных соотношений между указанными эффектами. Из пяти полученных при этом дополнительных соотношений наиболее значимыми является соотношение между эффектами Риги-Ледюка и Холла, известное

ранее из электронной теории металлов, а также соотношение между эффектами Риги–Ледюка и Эттинсхаузена–Нернста, известное как закон Видемана–Франца. Тем самым эти соотношения *приобретают статус следствий термодинамики*[14]. Наряду с этим дифференциальные соотношения взаимности способны решать и другие задачи. В частности, они позволяют рассчитывать по экспериментальным данным фундаментальные функции состояния системы типа ее энергии, находить ограничения, которым должны удовлетворять физические модели системы или процесса, исключать случаи «недоопределения» или «переопределения» системы (недостающего или избыточного числа переменных состояния) и т.п. Это делает дифференциальные соотношения взаимности весьма эффективным и надежным инструментом математического анализа объекта исследования.

8. Выводы.

1. В отличие от существующей ТНП, базирующейся на гипотезе локального равновесия, расширение классической термодинамики на нестатические процессы переноса целесообразно начать с обобщения ее основного уравнения на пространственно неоднородные среды с введением в него понятий времени, скорости v_i и движущей силы F_i реальных процессов.

2. Введение параметров пространственной неоднородности исследуемых систем Z_i и X_i позволяет распространить термодинамический метод исследования явлений переноса на процессы полезного преобразования различных форм энергии.

3. Отказ от выделения необратимой части реальных процессов и нахождение потоков J_i и сил X_i на более общей основе, чем «производство энтропии», освобождает от необходимости составления громоздких уравнений баланса массы, заряда, импульса, энергии и энтропии исследуемых неравновесных систем.

4. Математические свойства полных дифференциалов параметров неравновесности позволяют дать последовательно термодинамическое обоснование дифференциальных соотношений взаимности, более общих, нежели условия симметрии Онзагера или условия антисимметрии Казимира.

5. Соотношения взаимности Онзагера и Казимира являются следствием упомянутых соотношений в частном случае линейных систем, подчиняющихся феноменологическим законам Онзагера с постоянными феноменологическими коэффициентами L_{ij} .

6. Указанные соотношения взаимности остаются справедливыми и в том случае, когда постоянны лишь недиагональные коэффициенты в его матричных феноменологических законах. Это объясняет, почему они оправдываются и за пределами тех ограничений, которые налагались их статистико-механическим обоснованием.

7. Дифференциальные соотношения взаимности применимы и к процессам полезного преобразования энергии, что подтверждается путем вывода на их основе уравнений Максвелла, которым подчиняется широкий класс преобразователей энергии.

8. Эти соотношения взаимности справедливы и для существенно нелинейных систем, что доказывается на примере тройных химических реакций, подчиняющихся экспоненциальным уравнениям. При этом дифференциальные соотношения взаимности переходят в условия симметрии Онзагера по мере приближения системы к равновесию.

9. Применение дифференциальных соотношений взаимности позволяет упростить феноменологические законы переноса при сохранении в них всей информации о так называемых «эффектах наложения» путем нахождения результирующей \mathbf{F}_i действующих в системе термодинамических сил \mathbf{X}_i .

10. Использование дифференциальных соотношений взаимности для придания законам переноса диагональной формы позволяет находить многочисленные «эффекты наложения» разнородных процессов как результат взаимной компенсации составляющих \mathbf{F}_j результирующей силы \mathbf{F}_i , без использования подлежащих экспериментально определению кинетических коэффициентов L_i или L_{ij} .

11. Разнообразные «стационарные эффекты наложения потоков» могут быть выражены исключительно через термодинамические переменные, приобретая в этом случае смысл условий частичного (текущего) равновесия. Эти условия отражают поочередное исчезновение потоков \mathbf{J}_α по мере приближения системы к равновесию и потому справедливы и для нестационарных состояний.

12. Этот метод позволяет находить дополнительные связи между кинетическими коэффициентами L_{ij} и тем самым осуществить дальнейшее сокращение их числа от $n(n+1)/2$ в ТНП до n . Справедливость этого положения подтверждена на примерах многокомпонентной диффузии и явлениях анизотропной теплопроводности и электропроводности в металлах.

13. Адекватное описание состояния неравновесных систем с учетом их пространственной неоднородности позволяет дать соотношениям взаимности строгое термодинамическое обоснование, что существенно расширяет сферу их применимости и создает предпосылки для разработки термокинетики как теории производительности энергоустановок.

Литература

1. Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes. // Phys. Rev., 1931. – **237**(14). – P.405...426; **238**(12). – P.2265...2279.
2. Cazimir H. B. G. // Rev. Mod. Phys. 1945. N17 p. 343...347.
3. Prigogine I. Etude Thermodynamique des Phenomenes Irreversibles. – Liege, 1947, 143 p.
4. Denbigh K.G. Thermodynamics of the steady state. - Lnd.-New York, 1951.103 p.
5. De Groot S.R. Thermodynamics of irreversible processes.- Amsterdam,1951.242 p.
6. Meixner I. Thermodynamik der irreversiblen Prozesse. – Aachen, 1954, 178 s.
7. Gyarmati I. Introduction to Irreversible Thermodynamics.Budapest, 1960.
8. Fitts D.D. Nonequilibrium Thermodynamics. New York–Toronto–London, 1962, 168 p.
9. De Groot S.R., Mazur R. Non-Equilibrium Thermodynamics:– Amsterdam, 1962.
10. Haase R. Thermodynamik der Irreversiblen Prozesse.– Darmstadt, 1963.
11. Umov A.I. Selected Works.–M., L.: 1950, 203 p.
12. Jaumann G. Sitz. Ber.Acad.Wiss.//Wien, Math.-Naturwiss. Kl.,Abt.11A, 120,385 (1911).
13. Thomson W. Math. Phys. Papers, 1.232. (1882).
14. Etkin V.A.Origin of Onsager's reciprocal relations. // Soviet. Journal of Appl. Physics, 1989, **4**, pp. 288-293 (*translated from Bulletin of Russian Acad. of Science, Siberian Branch.- Engineering, 4(1989), pp. 52-57*).
15. Etkin V.A.The fundamental equation of non-equilibrium thermodynamics.// Russian Journal of Physical Chemistry, 1988, **62**(8).- pp.1157-1159 (*translated from Zhurnal Fizicheskoi Khimii, 1988, 62, pp. 2246-2249*).
16. Etkin V.A. Reciprocal Relations for Reversible Processes. // Sib. fiz-tehn. zhurn., 1993, issue 1, pp. 2117-2121.
17. Rysselberghe P. Thermodynamics of irreversible Processes. – Paris – New York – Toronto – London, 1963, 112 p.
18. Etkin V. Energodynamics (Thermodynamic Fundamentals of Synergetics).- New York, 2011.- 480 p.(Etkin V.

Energodynamics(Synthesis of theories of transfer and transformation of energy. – М. ,Science,2008. 408 p. (in Russian)).

19. Maxwell J.C. Treatise on Electricity and Magnetism., vol.,2.Oxford, 1873.

20. Etkin V.Verifiable Forecasts of Energodynamics. //Scientific Israel – Technological Advantages". Vol.16, №1-2, 2014.

Жмудь А.А.

Реактивный двигатель для аэрокосмических полетов *(частное исследование)*

Описаны результаты испытаний макета аэрокосмического двигателя, предназначенного для работы как в атмосфере, так и в открытом космосе.

Многофункциональность достигается за счёт применения турбины с изменяемой геометрией лопастей.

Двигатель является прототипом термоядерного двигателя, но в простейшей модификации может работать на традиционном авиационном топливе.

Испытания показали, что применение двигателей данного типа позволяют создать летательный аппараты (ЛА) с отношением, близким к Главному Магическому числу [1].

Скорость истечения газов топлива, использованного в испытаниях, достигала величин 120-170 км/сек.

Литература

1. Жмудь А.А. ДНА, № 15, 2010, стр. 108-113.

Жмудь А.А.

Малогабаритный термоядерный реактор *(частное исследование)*

Описаны результаты испытаний макета малогабаритного термоядерного реактора. Основной целью исследований было изучение вероятностей “паразитных” реакций, поглощающих энергию.

Габариты автономного макета энергоблока: 5-6 кубических дециметров.

Максимальные мощности, выделяемые энергоблоком, достигнутые в макете, 2-3 кВт, при потреблении энергии извне 500–550 Вт.

Показано, что при увеличении мощности реактора, вероятности “паразитных” реакций резко возрастают. Это подтверждает теоретические идеи, высказанные в работах [1, 2].

Литература

1. Жмудь А.А. ДНА, № 23, 2013, стр. 67-70 (рус.), ДНА № 22, 2013, стр. 123-126 (анг.)
2. Жмудь А.А. Современное понимание Солнечной системы, II международная конференция, Казань, 26.02.2015, стр. 18-21.

Авторы



Верин Олег Гаврилович, Россия.

verinOG@list.ru

Кандидат технических наук.

Родился в Москве в 1948 году. В 1970 г. окончил Московский институт электронного машиностроения (МИЭМ). Работал на предприятиях электронной и атомной промышленности. Является автором многих научных статей и трех книг, имеет несколько изобретений. Сфера научных интересов – электродинамика, теория элементарных частиц, макроскопические квантовые эффекты, альтернативная энергетика.



Габышев Валерий Григорьевич, Россия.

gabvg@fryazino.net

1930 г.р., г. Фрязино Московской области. Закончил Ленинградский Политехнический институт в 1954 году по специальности «техническая физика». Научная деятельность – разработка СВЧ приборов. Физикой шаровой молнии занялся после того, как удалось построить термодинамическую модель, в основу которой положены только известные физические явления. Предложенная модель достаточно полно описывает параметры шаровой молнии и её характер взаимодействия с внешней средой. Моя цель: опубликовать способ генерации искусственной шаровой молнии, максимально приближенный к естественным условиям, и предложить управляемый инструмент изучения явлений высокой природной энергетики.

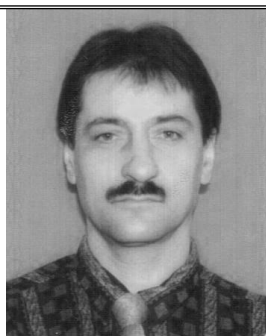


Горячев Игорь Витальевич, Россия

goryachev37@mail.ru

Образование: 1960 г. – военный инженер электро-механик. *Опыт работы:* Научные организации Минобороны СССР, научно-исследовательские организации России и США.

Область научных интересов: Физика ядерных взаимодействий, физика плазмы и её прикладные применения, теория физического вакуума и её прикладные применения, альтернативная (бестопливная) энергетика, теория электромагнитных и гравитационных взаимодействий во Вселенной. *Научная квалификация:* Доктор технических наук (экспериментальная физика), профессор, академик (информационная и прикладная уфология), член Международного общества физики ядерных реакций в конденсированных средах, член физического общества России и США. Действительный член Международной академии уфологии. *Публикации:* Более 300 публикаций в российских и зарубежных изданиях, более 50 изобретений, многочисленное участие в международных научных конференциях



Жмудь Александр Аркадьевич, Россия.

zalex@sibmail.ru

1957 г.р., г. Новосибирск. Образование физико-техническое, 1979-1991 гг. – разработка спецтехники, с 1992 г. – частный бизнес в научно-технических областях.



Кагановский Леонид Овсеевич, Израиль

kaganovskileonid@gmail.com

Работал в Государственном научно – исследовательском и проектно институте “УКРНИИПРОЕКТСТАЛЬКОНСТРУКЦИЯ”, г. Киев, где занимался разработкой и проектированием новых конструктивных решений строительных металлоконструкций,

в том числе уникальных и широко известных, как “Киевская телевизионная башня высотой 380 метров” и “Поворотная линия 1000X40 метров радиотелескопа ДКР–1000” Пушинской радиоастрономической обсерватории. Мною также разработаны “Автоматическое монтажное соединение конструкций”, ряд крупногабаритных космических конструкций, новые структурные покрытия и башни. Я имею 30 авторских свидетельств СССР и 16 патентов Украины на изобретения, а также нагрудные значки “Изобретатель СССР”, “Отличный изобретатель” и “Лучший изобретатель Минмонтажспецстроя СССР”. В научно – производственном журнале “Промышленное строительство и инженерные сооружения” опубликованы 10 моих статей. На сайте международной научно технической интернет – конференции, которая проходила в Киеве в 2013 году, опубликованы 4 мои статьи. Я участвовал и делал доклады на 3 международных конференциях по строительным металлоконструкциям.



Коган Александр Р., Израиль.

alexkgn@inbox.ru

Магистр. Автор около 60 публикаций в научных изданиях и на сайтах, в том числе 15 изобретений.

Направленность работ:

1. Фундаменты – создание системы отбора технических решений (на основе критериев эффективности и перспективности); выявление тенденций развития различных видов фундаментов (на основе обзора патентной литературы, 6 стран, 20 лет); разработка, исследования, внедрение новых экономичных конструкций, преимущественно для слабых и просадочных грунтов.
2. Терминология - системный подход к определениям терминов (термин «Здоровье», термин «Информация»).

Лещинская-Альтшуллер Анна, Израиль.

Ликсонов В.И. (Россия)



Неплой Владимир Иванович, Украина.

v77nep@gmail.com

Родился в 1939 году. В 1961 году закончил физико-технический факультет Днепро-петровского Государственного Университета по специальности инженер-физик (специалист по системам автоматического регулирования). В 1961-1999 г.г. работал в разных отраслях народного хозяйства СССР. В 2000-2012 г.г. разрабатывал теорию, публикуемую в статьях журнала ДНА.

Уруцкоев Леонид Ирбекович (Россия)

д. ф-м. н., проф., член-корр. РАЕН



Холодов Леонид Иванович, Россия.

leo1926@yandex.ru

Научная квалификация: Академик Международной академии уфологии.
Образование: 1951 г. - Московский автомеханический институт. *Опыт работы:* КБ космической отрасли. *Область научных интересов:* Теория физического вакуума; физика микролептонных частиц; прикладные применения микролептонной физики; теория электромагнитных и гравитационных взаимодействий во Вселенной. *Публикации:* Около 40 публикаций в российских печатных и электронных изданиях.



Хмельник Соломон Ицкович, Израиль.

solik@netvision.net.il

К.т.н., научные интересы – электротехника, электроэнергетика, вычислительная техника, математика. Имеет около 300 изобретений СССР, патентов, статей, книг. Среди них – работы по теории математических процессоров для операций с различными математическими объектами; по теории и новым методам расчета электромеханических и электродинамических систем; по гравитомagnetизму; по альтернативной энергетике.

Циноев В.Г. (Россия)

Тригер Виталий, Израиль.



Эткин Валерий Абрамович, Израиль.

etkin.v@mail.ru

Д.т.н., профессор, действительный член Европейской академии естественных наук (ЕАЕН, Ганновер, 2008), Международной академии биоэнергетических технологий (Киев, 2003) и Международной академии Творчества (Москва, 1995). Автор 10 книг и более 300 научных статей. Директор «Института интегративных исследований» (Израиль), руководитель ассоциации биоэнергетологов «Энергоинформатика» (Израиль) и научно-технической секции «Дома ученых» (Хайфа).

