

ИМПУЛЬСНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ Z - МАШИНЫ

Косарев А.В., д.т.н., профессор, г. Оренбург

Аннотация

В статье проведён анализ экспериментов на мощном источнике импульсного рентгеновского излучения, получившего название Z-машины по конструкции электрода. Эксперименты проводились в исследовательской лаборатории Сандия, в штате Нью-Мексико, США. Самым значимым был эксперимент, выдавший температуру плазмы в два миллиарда градусов, превысившей температуру в центре звёзд. Удивительный температурный эффект объясняется в рамках представления о механическом аналоге температуры, включающем в рассмотрение наряду со средними кинетическими энергиями частиц и их средние по модулю импульсы.

Ключевые слова: Термодинамическая система, температура, равновесное состояние, рентгеновское излучение, плазма, термоядерный синтез, импульс, энергия, Z-машина.

Введение

Несколько лет назад по новостным лентам Интернета прокатилась сенсационная волна об экспериментах на мощном источнике импульсного рентгеновского излучения, получившего название Z - машины по конструкции электрода. Эксперименты проводились в исследовательской лаборатории Сандия, в штате Нью-Мексико, США. Самым значимым был эксперимент, выдавший температуру плазмы в два миллиарда градусов, превысившей температуру в центре звёзд. Это произошло в одном из экспериментов, когда вольфрамовые проволочки электродов были заменены стальными. Совершенно неожиданно для исследователей эта замена привела к росту температуры на три порядка, до 2-х миллиардов градусов. Отметим, что планируемая температура плазмы на токамаке проекта ITER предполагается в 400 миллионов градусов. Автор этих строк много времени посвятил изучению параметра температура, центрального понятия теории теплоты. Эти исследования изложены в [10, 12, 13]. Главным в этих исследованиях было рассмотрение температуры с позиции импульсных представлений. Из этих представлений стало понятным, почему замена материала электрода с вольфрама на сталь привела к скачку температуры.

1. Импульсная составляющая в трактовке температуры.

Температура - это то, что выравнивается в процессе установления равновесия в термодинамической системе, т.е. характеризует тепловое равновесие тел. Причём тела могут быть самой различной физической природы: твёрдые, жидкие, газообразные, одно и многокомпонентные, их может быть самое различное количество, они могут иметь разные объёмы и давления. Но когда между ними установится тепловое равновесие, они будут иметь одну и ту же температуру. Как установлено из практики в процессе установления равновесия, от тел с большей температурой к телам с меньшей температурой передаётся энергия.

1.1. Устоявшиеся представления о механическом аналоге температуры.

Анализ литературы [1, 2, 4, 6, 7, 15, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 24, 26] показывает, что к настоящему времени наиболее устоявшимся и обще принятым является представление о температуре как мере нагретости тел, связанной с интенсивностью движения частиц системы. В качестве механического аналога температуры выступает статистически усреднённая кинетическая энергия поступательного движения хаотически движущихся молекул.

Из молекулярно-кинетических представлений о строении вещества давление газа понимается как передача импульса от хаотически движущихся молекул к стенкам сосуда. При этом для идеального газа по формуле Бернулли имеем:

$$P = \frac{1}{3} n \times \bar{v} \times m\bar{v} \quad (1)$$

где: P - давление газа на стенки сосуда, n - концентрация частиц газа, \bar{v} - средняя поступательная скорость хаотически движущихся молекул газа, $m\bar{v}$ - средний импульс хаотически движущихся молекул, передаваемый стенке молекулой при соударении.

Согласно закона Авогадро, вытекающего из закона кратных соотношений, при одинаковых давлениях и температурах в равных объёмах содержится одинаковое число молекул.

$$\text{Имеем два газа 1 и 2. Причём } P_1 = P_2 \text{ и } T_1 = T_2 \quad (2)$$

Учитывая равенство давлений и (1) запишем:

$$\frac{1}{3} n_1 \times \bar{v}_1 \times m_1 \bar{v}_1 = \frac{1}{3} n_2 \times \bar{v}_2 \times m_2 \bar{v}_2 \quad (3)$$

Учитывая (2) и закона Авогадро ($n_1 = n_2$), после сокращения получаем:

$$\bar{v}_1 \times m_1 \bar{v}_1 = \bar{v}_2 \times m_2 \bar{v}_2 \quad \text{или} \quad \frac{m_1 \bar{v}_1^2}{2} = \frac{m_2 \bar{v}_2^2}{2}$$

Отсюда принимается, что при равенстве температур средние кинетические энергии молекул различных газов равны между собой. А с учётом того, как уже отмечалось ранее, что в процессе установления равновесия от тел с большей температурой к телам с меньшей температурой передаётся энергия и принято считать, что величиной играющей в газе роль температуры является средняя кинетическая энергия хаотического поступательного движения молекул. Передача энергии от горячего газа к холодному происходит до тех пор, пока средние кинетические энергии молекул двух газов не сравняются, и не наступит равновесное состояние, при котором между совокупностями частиц разных газов происходит обмен равными совокупными энергиями и динамическое равновесие сохраняется. Таковы представления на сегодняшний день о механическом аналоге температуры, в качестве которого принято считать среднюю кинетическую энергию хаотического движения.

$T \sim \frac{m\bar{v}^2}{2}$ (4). Все молекулы равновесной термодинамической системы, независимо от их сорта или агрегатного состояния, в данной системе имеют одинаковую среднюю кинетическую энергию, и энергия при столкновениях уже не передаётся от частиц одного сорта к частицам другого. Главным доказательством данного воззрения является закон Авогадро. Согласно этому закону моли различных газов при одинаковых давлениях и температуре занимают одинаковые объёмы. То есть концентрации частиц различных газов при одинаковых давлениях и температуре равны. С учётом этого из основного уравнения молекулярно-кинетической теории, связывающего давление газа с его концентрацией и средней хаотической скоростью частиц, и получают вывод о температуре как средней кинетической энергии частиц, как показано выше. В свою очередь доказательством закона Авогадро служит экспериментально установленный закон кратных соотношений. Он гласит, что объёмы участвующих в химических реакциях газов соотносятся как стехиометрические коэффициенты химических уравнений.

Предпринимались попытки теоретически вывести данное представление о температуре, исходя из законов динамики и столкновения частиц. Так автор [24] посвятил этому большой параграф, однако доказательство не выглядит убедительным. Видимо, учитывая этот опыт, авторы [20] вынесли данный вопрос в виде короткого решения задачи в разделе упражнения. При этом они отказались от динамического решения задачи, а сделали упор на статистику, но и здесь получилось не убедительно.

1.2. Трактовка температуры с учётом импульсной составляющей.

Оставаясь строго в рамках молекулярно-кинетической теории, выскажем новые представления о механическом аналоге температуры. Решая задачу механицистов 19-го века о выводе равновесного состояния термодинамической системы из законов динамики, автору данной статьи удалось вскрыть эффект вырождения результирующего импульса. [10, 11]. Причиной рассеяния кооперативных потоков энергии, переносимых результирующим импульсом было нецентральное соударение, которое приводило к тому, что результирующий импульс оставался постоянным, а переносимая им энергия разносилась взаимно уравновешенными импульсами (нуль-вектором) и превращалась в тепло, принимала хаотическую форму. Этот центральный момент механизма рассеяния кооперативных потоков энергии был упущен физиками 19-го века, что и стало причиной неудач при решении сформулированной задачи. Физики 19-го века рассматривали только центральное соударение, т.к. пользовались моделью идеального газа.

Причём эти взаимно уравновешенные импульсы (нуль-вектор [10, 11]), хаотизирующие потоки кинетической энергии, равны всегда, не зависимо от масс взаимодействующих частиц. В противном случае будет нарушен закон сохранения результирующего импульса. В равновесное состояние термодинамическую систему приводит именно эффект вырождения результирующего импульса через нецентральное соударение. Характерным свойством равновесного состояния термодинамической системы является равенство нулю результирующего импульса всей системы и каждой её локальной области. Тогда возникает естественный вопрос, а почему в состоянии равновесия у различных газов равны именно средние кинетические энергии хаотически движущихся частиц, а не модули их импульсов? Когда массы частиц газа равны это понятно, а когда массы частиц газов различны, то равенство кинетических энергий не означает равенство импульсов. Это и привело к сомнению в правомерности общепринятой трактовки температуры. Кинетическая энергия при столкновении передаётся от одной частице к другой при обязательной передаче импульса. В какую сторону передаётся импульс, туда же передаётся и кинетическая энергия. Если импульсы равны, то при столкновении не происходит передачи импульса и энергии, что говорит о равновесии. Но если частицы имеют разные массы, то при равенстве их импульсов их кинетические энергии различны. При импульсном подходе к взаимодействию частиц термодинамической системы выясняется ещё одна интересная особенность. Столкновения между частицами могут происходить или в лоб или вдогонку. Так вот при столкновении вдогонку возможен случай, когда частица с меньшим импульсом и меньшей энергией при соударении передаёт импульс и энергию частице, у которой до столкновения импульс и энергия имеют большую величину. Это возможно, когда лёгкая и быстрая частица догоняет более тяжёлую частицу. Это существенным образом сказывается на выравнивании кинетических энергий частиц различной массы.

Рассмотрим примеры столкновения двух частиц разной массы лоб в лоб и вдогонку.

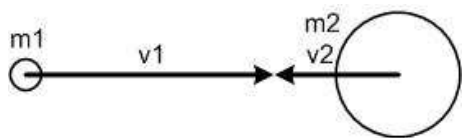


Рис. 1.

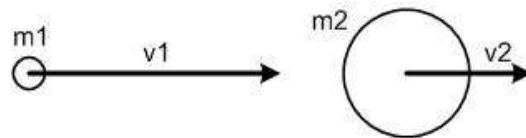


Рис. 2.

Пример-1. Лобовое столкновение двух частиц имеющих различные массы (Рис. 1). Расчёт столкновения будем производить по законам абсолютно-упругого центрального соударения по формулам взятым из [6]. Формулы выведены из законов сохранения энергии и импульса. Направление скорости вправо принято со знаком плюс, влево со знаком минус.

Пусть до столкновения:

$m_1 = 1$ единице массы; $v_1 = 50$ ед. скорости; $M_1 = m_1 v_1 = 50$ ед. импульса;

$$E_{k1} = m_1 v_1^2 / 2 = 1250 \text{ ед. энергии.}$$

$$m_2 = 100 \text{ ед. м; } v_2 = -1 \text{ ед. ск; } M_2 = -100 \text{ ед. имп; } E_{k2} = 50 \text{ ед. эн.}$$

$|\vec{M}|_2 > |\vec{M}|_1$; $E_{k1} > E_{k2}$. Импульсы сравниваем между собой по модулю.

После столкновения:

$$u_1 = \frac{(m_1 - m_2)v_1 + 2m_2v_2}{m_1 + m_2} = \frac{(1-100) \cdot 50 + 2 \cdot 100 \cdot (-1)}{1+100} = -50,99 \text{ ед. ск.}$$

$$u_2 = \frac{(m_2 - m_1)v_2 + 2m_1v_1}{m_2 + m_1} = \frac{(100-1) \cdot (-1) + 2 \cdot 1 \cdot 50}{100+1} = 0,0099 \text{ ед. ск.}$$

где u_1 и u_2 - скорости частиц после столкновения.

$$M_1 = 1 \cdot (-50,99) = -50,99 \text{ ед.имп; } M_2 = 100 \cdot 0,0099 = 0,99 \text{ ед. имп.}$$

$$E_{k1} = 1299,99 \text{ ед. эн; } E_{k2} = 0,0049 \text{ ед. эн.}$$

Из выше приведённого видно, что от частицы со значительно меньшей энергией, но большим импульсом энергия передалась частице, имеющей большую энергию, но меньший импульс. И так будет происходить по всей массе газа. Подберём скорости частиц с различными массами таким образом, что бы их импульсы были равны. В этой ситуации результирующий импульс системы из двух частиц равен нулю и согласно закону сохранения результирующего импульса он останется равным нулю и после соударения. А это значит, что частицы разлетятся с теми же скоростями, что и столкнулись. Ни какой передачи энергии в системе не произошло, не произошло ни каких изменений с частицами, кроме перемены скоростей на противоположные. Это напоминает ситуацию равновесия, если её распространить на всю массу газа.

Пример-2. Но в газе возможны случаи, когда от частицы с меньшей энергией и меньшим импульсом, энергия передаётся к частице с большей энергией и большим импульсом в полном соответствии с законами сохранения импульса и энергии. Ситуация изображена на Рис. 2. Здесь частица малой массы, с меньшими импульсом и энергией, имея большую скорость, догоняет тяжёлую частицу, обладающую большим импульсом и большей энергией. Пусть до столкновения:

$$m_1 = 1 \text{ ед. м; } v_1 = 2 \text{ ед. ск; } M_1 = 2 \text{ ед. имп; } E_{k1} = 2 \text{ ед. эн.}$$

$$m_2 = 100 \text{ ед. м; } v_2 = 1 \text{ ед. ск; } M_2 = 100 \text{ ед. имп; } E_{k2} = 50 \text{ ед. эн.}$$

Можно провести расчёт соударения по формулам, приведённым в примере -1, с учётом одинакового направления скоростей частиц. Расчёты такие проводились. Но и без расчёта ясно, что частица -1 после соударения с частицей-2 или отлетит в обратную сторону или будет лететь в том же направлении, но с меньшей, чем частица -2 скоростью. А значит, в соответствии с законами сохранения импульса и энергии она передаст импульс и энергию частице -2, имеющей до столкновения большие импульс и энергию.

Всё это вместе и привело автора к мысли, что в качестве мерил температуры выступает модуль среднего импульса хаотически движущихся молекул.

В качестве обоснования принятой рабочей гипотезы проведём такой мысленный эксперимент. Пусть имеем термодинамическую систему, состоящую из двух газов с разными массами частиц. Количества частиц обоих газов в системе равны. Система находится в состоянии равновесия. Согласно статистической механике любое макро состояние системы, в том числе и равновесное, реализуется бесчисленным количеством микро состояний. Причём все микросостояния, согласно эргодической гипотезе, равновероятны, лишь бы они соответствовали параметрам макро состояния. Предположим следующее равновесное микросостояние данной макросистемы:

1) Частицы равномерно распределены по всему объёму.

2) Столкновение в данный момент происходит только между частицами разных газов. Наиболее медленная частица одного газа сталкивается с наиболее медленной частицей другого газа. Столкновение лобовое. И далее по возрастающей скорости до самых быстрых частиц. Чтобы все частицы по всему объёму столкнулись одновременно, предположим соответствующие расстояния между частицами. У медленных оно небольшое, у быстрых большое.

3) В силу того, что температура подсистем каждого газа одинакова, пусть кинетические энергии частиц в каждой сталкивающейся паре равны между собой, как считается в принятой трактовке температуры.

Согласно эргодической гипотезе, данное микросостояние равновероятно любому другому микросостоянию данного равновесного состояния. В рассматриваемой ситуации частицы, имеющие большую массу, будут иметь и больший импульс, чем частицы с меньшей массой. Исходя из рассмотренных выше примеров, в результате соударения между частицами в заданном микросостоянии энергия будет передана от частиц с большим импульсом к частицам с меньшим. В результате будет иметь место направленная передача энергии от одной подсистемы к другой. Один газ охладится, другой нагреется, чего не может быть в равновесном состоянии. Напротив если предположить равенство импульсов сталкивающихся частиц, то в результате соударения частицы разлетятся с теми же скоростями, что и столкнулись и ни какой направленной передачи энергии не произойдёт. Система останется в равновесном состоянии. Таким образом проведённый мысленный эксперимент также подтверждает предположение о импульсной природе температуры: $T \sim |m\bar{v}|$ (5)

Для подтверждения правильности сделанных выводов необходимо провести эксперимент реальный.

Первый эксперимент

Вновь рассмотрим выражения (2) и (3) и закон Авогадро. Если исходить из закона Авогадро, т.е. $n_1 = n_2$, то удельные веса различных газов в состоянии (2) будут относиться как соотношение атомных весов частиц газов:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{m_1 \cdot n_1}{m_2 \cdot n_2} = \frac{m_1}{m_2} \quad (6).$$

Если признать справедливым (5), т.е. равенство средних модулей

импульсов различных газов в состоянии температурного равновесия, то из (2) и (3), с учётом

$$m_1 \bar{v}_1 = m_2 \bar{v}_2, \text{ получаем: } n_1 \times \bar{v}_1 = n_2 \times \bar{v}_2 \quad \text{и} \quad \frac{n_1}{n_2} = \frac{\bar{v}_2}{\bar{v}_1}, \text{ но из } m_1 \bar{v}_1 = m_2 \bar{v}_2 \text{ следует, что}$$

$$\frac{\bar{v}_2}{\bar{v}_1} = \frac{m_1}{m_2} \quad \text{и} \quad \frac{n_1}{n_2} = \frac{m_1}{m_2} \quad (7).$$

Из последнего следует, что если в качестве мерил температуры

принять (5), то тяжёлый газ должен иметь более высокую концентрацию для создания равного давления. При равенстве средних импульсов более тяжёлый газ движется медленнее и для передачи стенке того же суммарного импульса, что и лёгкий газ, он должен иметь большую концентрацию, в соотношении определяемом из (7). Умножим обе части равенства

$$(7) \text{ на } \frac{m_1}{m_2}. \text{ Получим } \frac{n_1}{n_2} \times \frac{m_1}{m_2} = \frac{m_1}{m_2} \times \frac{m_1}{m_2} \quad \text{или} \quad \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{m_1^2}{m_2^2} \quad (8).$$

Первый эксперимент

заключался в проверке правильности (6) или (8). Необходимо было измерить вес одинаковых объёмов различных газов, находящихся при одинаковых температурах и давлениях. Затем сравнить соотношение их весов с (6) и (8). Было проведено два опыта. Опыты проводились в 1981 году на теплоэлектроцентрали (ТЭЦ) в г. Оренбурге, где автор в то время работал. На ТЭЦ имелся газ водород с чистотой 98%, который использовался для охлаждения обмоток

генератора, имелся газ азот с чистотой 99%, который использовался для вытеснения водорода на случай ремонта генератора, имелась и рампа с баллонами технического углекислого газа. Взвешивание производилось в химической лаборатории ТЭЦ, где имелись лабораторные весы с точностью до 0,01грамма и аналитические весы с точностью до 0,0001 грамма. Атмосферное давление и температура воздуха в лаборатории замерялись с помощью барометра и ртутного термометра. В первом опыте использовалась стеклянная колба объёмом 357 миллилитров с резиновой пробкой, имевшей впускное и выпускное отверстия. Впускное и выпускное отверстия необходимы для хорошей продувки сосуда до полного вытеснения воздуха, с целью получения максимально чистой пробы. Взвешивание производилось на лабораторных весах. Во втором опыте использовался пикнометр, специальный сосуд объёмом 251,7 миллилитров, который в лаборатории применялся для определения удельного веса природного газа, сжигаемого на ТЭЦ. Во втором опыте взвешивание производилось на аналитических весах. После тщательной продувки и последующего наполнения, с небольшим избыточным давлением, сосуд с порцией измеряемого газа выдерживался в лаборатории для выравнивания температуры с воздухом лаборатории. Затем кратковременно открывалось выпускное отверстие сосуда для выравнивания давления в сосуде с атмосферным. После этих процедур производилось взвешивание пробы. При проведении взвешивания встала проблема учёта подъёмной силы Архимеда, оказываемую воздухом на взвешиваемый сосуд. Если бы взвешивание производилось под вакуумным колпаком, то проблемы не возникло бы. Вначале нужно взвесить сосуд с газом, затем пустой (вакуум) сосуд и разность между взвешиваниями дала бы вес газа. При взвешивании же в атмосфере сосуда наполненного газом, подъёмная сила действует на весь закупоренный объём сосуда. При взвешивании сосуда без газа, но заполненного воздухом, подъёмная сила действует только на объём стекла стенок сосуда. Выход был найден в определении разности весов различных газов, которыми поочерёдно заполнялся один и тот же сосуд. В первом опыте колба, во втором пикнометр. Так как при каждом взвешивании вес стекла самого сосуда и подъёмная сила, действующая на закупоренный сосуд с любым газом одна и та же, то при определении разности замеренных весов газов вес стекла сосуда и подъёмная сила взаимно вычитались. Получалась чистая разность весов газов исследуемых газов.
$$\sum G = G_{газа} + G_{стекла} - F_{подъёмная} \quad (9),$$
 где:

$\sum G$ - величина получаемая при взвешивании. Из (9) видно, что разность величин, полученных при взвешивании разных газов равна разности весов самих газов. В дальнейшем будем оперировать с отношениями разностей весов, полученных из опыта с отношениями разностей весов, полученных из (6) и (8). Результаты опытных замеров сведены в таблицу-1.

ТАБЛИЦА-1

Дата проведения опыта	Барометрическое давление мм.рт.ст.	Температура в °С.	$\sum G$ в граммах		
			CO ₂ углек-та	N ₂ азот	H ₂ водород
21.10.81г. опыт №1	757	20,4	164,205	164,0	163,7
24.11.81г. опыт №2	744	21,4	112,6795	112,4722	112,1622

Найдём величину $\lambda = \frac{G_{CO_2} - G_{H_2}}{G_{N_2} - G_{H_2}}$ (10) из опыта (таблица-1), из (6), (8) и сравним между

собой. Величина (10) полученная из данных первого и второго опыта равна 1,683 и 1,669 соответственно. Величина (10) рассчитанная из условия (6), полученного из закона

Авогадро, равна 1,615. Величина (10) рассчитанная из условия (8), вытекающего из принятой рабочей гипотезы, равна 2,477.

Таким образом, эксперимент, убедительно показывает в пользу закона Авогадро. Хотя оба опыта и дают примерно одинаковое, хотя и не значительное отклонение от закона Авогадро в пользу принятой гипотезы. Попытка учесть в расчётах примеси, которые усредняют ситуацию и соответственно действуют в пользу закона Авогадро, не дали сколько-нибудь ощутимых результатов. Встал вопрос о причине, которая в состоянии равновесия в гораздо большей степени усредняет кинетическую энергию хаотически движущихся частиц различных газов, нежели модули их импульсов. Хотя равенства импульсов вроде бы требуют законы динамики. Получается, что решающее влияние на выравнивание механических характеристик газов имеет столкновение вдогонку (пример расчёта - 2), при котором от более лёгких и, стало быть, более быстрых частиц энергия передаётся подсистеме более тяжёлых частиц, что и приводит к выравниванию их средних кинетических энергий.

Необходимо было найти новые подходы к решению проблемы динамической интерпретации температуры.

1.3. Моделирование равновесного состояния исходя из распределения Максвелла с целью выявления механического аналога температуры.

Результаты опытов вступали в явное противоречие с рабочей гипотезой об импульсной природе температуры. Тогда автором была сделана попытка выяснить механический аналог температуры через Максвелловское распределение по скоростям.

Газ в состоянии равновесия подчиняется распределению Максвелла:

$$\frac{dN}{N \cdot dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (11), [7]$$

где: N-общее количество частиц газа, T-температура газа в состоянии равновесия, k-постоянная Больцмана, m - масса частиц газа, v - скорость частиц газа, dN - число частиц скорости которых лежат в интервале от v до v + dv.

Пусть даны два газа с различными массами частиц, которые находятся в равновесном состоянии и имеют одинаковую температуру. Если два таких газа привести в соприкосновение, то при взаимодействии между частицами разных газов будет происходить обмен равными количествами кинетической энергии и равновесие не нарушится. Проведём численный эксперимент. Произведём разложение по скоростям в соответствии с (11) частиц двух газов с различными массами частиц. Причём разложение произведём двояко. В первом случае в (11) в качестве температуры подставим равные средние кинетические энергии обоих газов, а во втором случае кинетические энергии соответствующие равным средним модулям

импульсов разных газов в соответствии с формулой: $E_k = \frac{|mv|^2}{2m}$. То есть во втором случае

для более тяжёлого газа кинетическая энергия в разложении (11) будет иметь меньшую величину. Далее произведём по законам абсолютно-упругого соударения столкновение частиц между различными газами по первому и второму случаю. Тот случай, при котором не будет наблюдаться односторонняя передача энергии от одного газа к другому, а будет происходить обмен равными энергиями, не изменяющими совокупные энергии каждого газа, и будет соответствовать равенству температур. А это позволит понять, что выступает в качестве мерила температуры.

Для проведения численных расчётов, перепишем (11) в конечных приращениях и с учётом того, что $kT = \frac{1}{3}m\bar{v}^2$, где \bar{v} - среднеквадратичная скорость.

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{3m}{2 \cdot m\bar{v}^2} \right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{3mv^2}{2 \cdot m\bar{v}^2}} \cdot \Delta v \quad (12)$$

Формула (12) даёт нам долю частиц от общего числа частиц N , скорости которых лежат в пределах от v до $v + \Delta v$. Если ΔN принять равной единице ($\Delta N = 1$), то, задавая этой частице скорость v , получим для этой частицы из (12) Δv , то есть интервал от v до $v + \Delta v$ в котором может находиться данная частица. Если для первой частицы задать минимальную скорость v_1 , то из (12) при $\Delta N = 1$ можно найти Δv_1 . Для второй частицы принимаем $v_2 = v_1 + \Delta v_1$ и так далее. Для N -ой частицы $v_N = v_{N-1} + \Delta v_{N-1}$. Таким образом мы вычислим скорости всех N частиц, отвечающие данной средней кинетической энергии частиц $\bar{E}_k = m\bar{v}^2/2$ и распределению Максвелла. Причём необходимо проверить

выполнение условия закона сохранения энергии: $\sum_{i=1}^N \frac{mv_i^2}{2} = N \times \frac{m\bar{v}^2}{2}$, где $\frac{m\bar{v}^2}{2}$ - средняя

кинетическая энергия частиц, принимаемая в формуле (12). При разложении совокупности частиц по скоростям в соответствии с (11), необходимо учесть особенность экспоненциальной зависимости. Она состоит в том, что если в (12) для первой частицы задать очень малую скорость, то приращение для скорости будет настолько большим, что скорость второй частицы будет физически не приемлема. Для выбора скорости первой частицы были применены следующие критерии:

$$1) v_1 > \Delta v_1; \quad 2) v_1 + \Delta v_1 = \min \quad (13).$$

Теперь задавая количество частиц, массу частиц “газа”, температуру и учитывая критерии (13), можно разложить заданную совокупность частиц по скоростям в соответствии с распределением Максвелла. В расчётах количество частиц принималось от 200 тысяч до миллиона шт. Имея две совокупности различных по массе частиц газов, производим между ними столкновение по формулам из [6], использованным ранее. Процесс расчёта столкновений был организован следующим образом. Генератором случайных чисел из каждого массива выбиралось по частице и между ними производилось столкновение. После этого частицы с новыми скоростями возвращались на свои места в массивы. Так производилось по несколько десятков тысяч столкновений. От 20 тысяч до 100 тысяч. После этого в каждом массиве вычислялась средняя энергия. По этой средней энергии производилось новое распределение по скоростям в соответствии с формулой (12). И всё повторялось снова. При этом было видно на каждом этапе, от какого газа к какому передаётся энергия и в каком количестве. Процесс расчёта прекращался, когда прекращался однонаправленный процесс передачи энергии от одного газа к другому, что говорило об установлении равновесия, об обмене равными количествами энергии между газами. При этом контролировалась суммарная энергия обоих газов. Она должна оставаться неизменной. Из-за перехода от дифференциалов к конечным разностям и относительно малого числа частиц в массивах, в расчетах возникали незначительные погрешности, которые, на каждом этапе разложения по скоростям, приводились в соответствие с законом сохранения энергии. Рассматривались и различные варианты столкновений. В связи с этим отметим два момента. Во-первых, столкновения в лоб происходят в газе чаще, чем столкновения вдогонку. Столкновения частиц зависят от их концентрации и средних скоростей движения. Относительная скорость соударения в лоб, равная сумме скоростей, больше относительной

скорости соударения вдогонку, равную разности скоростей. Отсюда и отношение числа соударений в лоб к числу соударений вдогонку пропорционально отношению сумм средних скоростей к их разности. При расчётах с учётом столкновений вдогонку принималось, что число столкновений в лоб больше числа столкновений вдогонку на коэффициент

$$\delta = \frac{v_1 + v_2}{v_1 - v_2}.$$

Просчитывались также варианты, когда столкновение рассматривалось

нецентральным, т.к. вероятность центрального соударения в чистом виде в статистической системе равна нулю. Углы для каждого столкновения выбирались генератором случайных чисел. В зависимости от углов импульсы частиц разлагались на импульсы участвующие в центральном соударении, по которым и рассчитывалось соударение и перпендикулярные им составляющие импульсов, которые в процессе соударения оставались неизменными. Импульс после соударения находился геометрическим сложением вновь полученной составляющей из центрального соударения и неизменной составляющей частицы. Из этого импульса находились скорость и энергия частицы после столкновения.

В результате анализа всей совокупности расчетов выявилась чёткая зависимость результата от соотношения масс частиц газов. В состоянии равновесия энергии частиц различных газов не одинаковы. Чем тяжелее газ, тем меньше его средняя кинетическая энергия частиц и наоборот больше средний модуль импульса частиц.

Из расчетов можно сделать вывод, что в состоянии равновесия различные газы не имеют ни каких равных механических характеристик, ни средних кинетических энергий, ни средних модулей импульсов. Можно говорить лишь об равном обмене порциями энергии с учётом флуктуаций. Причём эти порции различны между разными подсистемами смеси газа и зависят от размеров и параметров системы и подсистем.

Результаты расчётов показаны на Рис. 3.

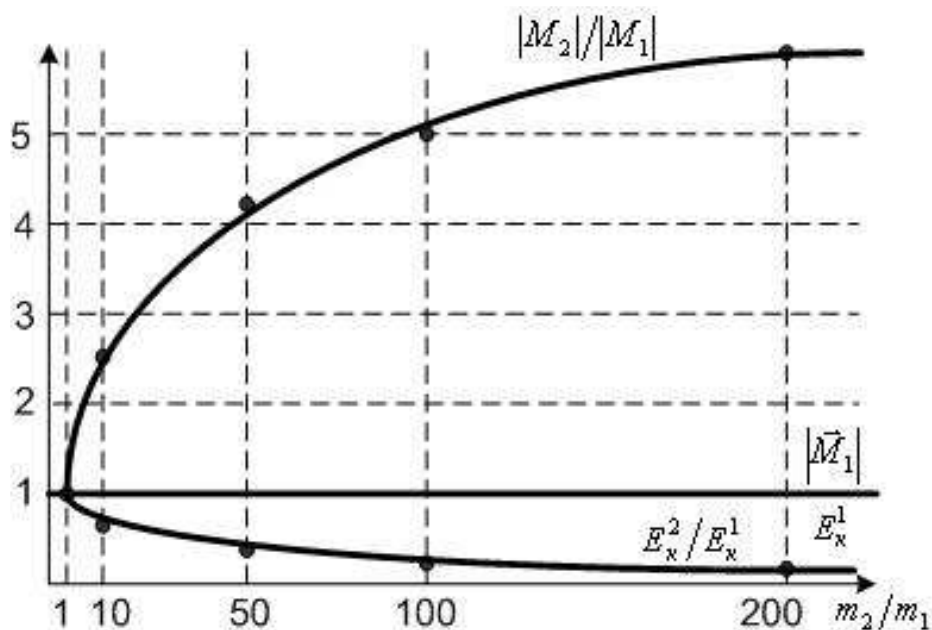


Рис. 3.

На Рис. 3 отношения масс взаимодействующих частиц изменяется в пределах от 1 до 200, что соответствует реальным газам. Средняя кинетическая энергия и средний модуль импульса частиц газа с массой 1 ед. массы приняты на графике за единицу и изображены жирной линией с ординатой единица. На оси абсцисс обозначены отношения масс газов, с которыми рассчитывалось состояние равновесия с газом единичной массы. По оси ординат

отложены значения отношения средних импульсов (верхняя линия) и отношение средних кинетических энергий (нижняя линия) тяжёлого газа к газу единичной массы в состоянии равновесия. Расчёты показали, что с ростом соотношения масс средние импульсы частиц тяжёлого газа в состоянии равновесия растут, а средние кинетические энергии уменьшаются в сравнении с аналогичными характеристиками единичного газа. Обратим внимание на особенность графиков. В начале графиков, когда разница масс частиц не велика, соотношения импульсов и энергий изменяются заметно. Но в дальнейшем скорость изменения замедляется. Это объясняется поведением функции $\delta = \frac{v_1 + v_2}{v_1 - v_2}$. График функции изображён на Рис.4.

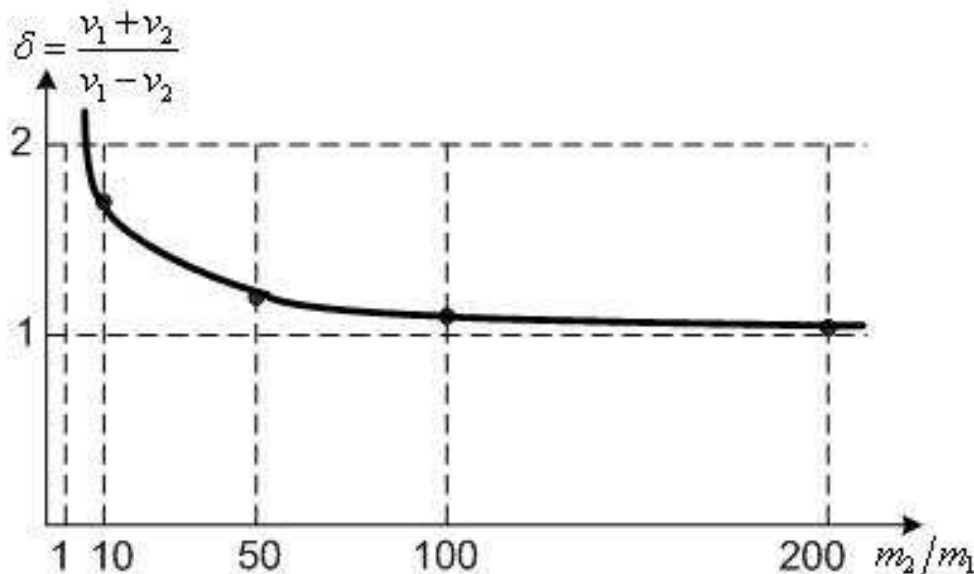


Рис. 4.

Когда соотношение между массами газов не велико, то значение функции изменяется быстро. Это приводит к тому, что влияние доли энергии, передаваемой вдогонку, снижается и всё большее влияние оказывает столкновение в лоб. Столкновение вдогонку выравнивает кинетические энергии, а столкновение в лоб выравнивает импульсы. Причём с ростом разницы в массах частиц газов функция δ асимптотически стремится к единице.

Её влияние, т.е. влияние столкновения вдогонку уступает влиянию столкновения в лоб, когда выравниваются импульсы. Причём, исходя из законов сохранения энергии и импульса, можно утверждать, что на графике Рис. 3 линия кинетической энергии (нижняя линия) при неограниченном росте соотношения масс будет асимптотически стремиться к нулю, а линия импульсов (верхняя линия) после достижения точки перегиба начнёт асимптотически стремиться к единице. Это следует из простых соображений. Когда частица газа сталкивается со стенкой сосуда (с бесконечно большой массой), то отлетает от неё с сохранением энергии и импульса. А это возможно лишь при равенстве импульсов и столкновении в лоб.

Вновь встал вопрос о точности закона Авогадро. Встал вопрос о новом эксперименте.

Второй эксперимент

Второй эксперимент заключался в сравнении объёмов грамм-молей различных газов, находящихся при одинаковых давлениях и температурах, в проверке правильности закона Авогадро, утверждающего, что $n_1 = n_2$ или (7).



Фото установки.

Так как грамм-моли по определению содержат равное число частиц, то при справедливости закона Авогадро грамм-моли различных газов при одинаковых давлениях и температурах будут занимать одинаковые объёмы. Если правильно (7) и принятая гипотеза, то объёмы, занимаемые грамм-молями различных газов при одинаковых условиях обратно пропорциональны их атомным весам. Чем тяжелее газ, тем меньший объём занимает грамм-моль этого газа.

Особенность второго эксперимента в сравнении с первым заключалась в том, что здесь работа проводилась с большими объёмами газов, что снижало влияние погрешностей замеров, а относительно большой вес сосуда при небольшом объёме снижало влияние подъёмной силы. Установка изображена на фото. На фото с права на лево расположены: сосуд высокого давления с газом, объёмом 3-и литра, на запорное устройство сосуда закреплён редуктор, снижающий давление до атмосферного, от редуктора с низкой стороны присоединён резиновый шланг, перепускающий газ после редуктора в полиэтиленовый рукав, служащий для замера объёма выпущенного из сосуда газа. Диаметр полиэтиленового рукава составляет 0,226 метра, длина 4,55 метра. Сосуд с газом устанавливался на весы и взвешивался. Затем газ через редуктор перепускался в рукав. После этого сосуд вновь взвешивался, и разность весов давала вес выпущенного газа. Объём газа измерялся по длине рукава. Рукав перед началом опыта сворачивался в рулон для вытеснения воздуха и получения нулевого объёма, как показано на фото. Если в результате опыта рукав заполнялся не полностью, то со свободного конца он сворачивался в рулон до придания ему цилиндрической формы без избыточного давления. После этого измерялась длина рукава. Было проведено два опыта. Результаты приведены в таблице – 2. Давление газа перед и после редуктора измерялось по манометрам, установленным на редукторе.

Взвешивание и замеры производились в Оренбургской лаборатории гос. надзора (ЛГН). Точность весов 0,001гр. Сосуды с газом гелием и газом азотом получены на Оренбургском гелиевом заводе. Перед взвешиванием сосуды выдерживались в помещении ЛГН для выравнивания температуры с температурой в помещении весов. В первом опыте температура

в помещении была 22 °С. Во втором опыте 25 °С. Чистота гелия составляла 99,99%, чистота азота – 99.0%.

Первый опыт, проведённый 23.12.1996г. нужно признать неудачным. Место соединения редуктора с баллоном на начальном этапе опыта оказалось не герметичным и, до устранения утечки, часть гелия вышла в атмосферу, минуя рукав. Однако и этот не вполне удачный замер пригодится при анализе закона Авогадро.

По весу вытесненного газа определяем количество грамм-молей. По диаметру и длине рукава определяем объём. Находим объём грамм-моля при условиях опыта. Затем производим перерасчёт объёма грамм-моля на нормальные условия: давление - 1 ата, температура - 0 °С. Получаем следующие результаты.

Опыт №1: Объём грамм-моля гелия составил 24,5 литров.

Объём грамм-моля азота составил 26,44 литра.

Опыт №2: Объём грамм-моля гелия составил 27,85 литра.

Объём грамм-моля азота составил 23,81 литра.

ТАБЛИЦА - 2

Параметры	Единица из-ния	Дата опыта - 23.12.1996г.		Дата опыта - 31.07.1997г.	
		гелий	азот	гелий	азот
Избыточное давление газа в сосуде перед опытом (до выпуска газа)	ати	-	-	70	37
Вес сосуда с газом до выпуска газа в рукав		5кг.307,5гр.	5кг.462гр.	5кг.341,5гр.	5кг.452гр.
Избыточное давление газа в сосуде после выпуска газа	ати	-	0	20	0
Вес сосуда после выпуска газа в рукав		5кг.280гр.	5кг.322,5гр.	5кг.317,5гр.	5кг.300гр.
Длина рукава	м.	4,55	3,35	4,55	3,52

По закону Авогадро объём грамм-моля при нормальных условиях для всех газов составляет 22,4 литра. Видно, что даже в неудачном первом опыте с гелием получен объём превышающий объём Авогадро.

Во втором эксперименте получен результат схожий с первым экспериментом. Эксперимент, убедительно показывает в пользу закона Авогадро. Хотя оба опыта и дают примерно одинаковое, хотя и не значительное отклонение от закона Авогадро в пользу принятой гипотезы. Результаты обоих экспериментов согласуются с численными расчётами, исходя из распределения Максвелла. На основании опыта №2 второго эксперимента видно, что чем тяжелее газ, тем меньше его удельный объём. Оба эксперимента показывают решающее влияние столкновения вдогонку на выравнивание средних кинетических энергий, чем на выравнивание импульсов.

На основании вышеизложенного можно сделать вывод о том, что закон Авогадро (и закон кратных соотношений) носит приблизительный характер. Отклонение от него тем больше, чем больше разница в весе частиц рассматриваемых газов.

1.4. Температурные эффекты в свете новых представлений.

Роль и влияние соотношения масс частиц при их взаимодействии в больших статистических системах позволяет понять всё многообразие проявлений температурных эффектов. Рассмотрим некоторые из них.

1.4.1. Равновесное состояние смеси газов.

Как показывают натурные и численные эксперименты, в состоянии равновесия можно лишь говорить о численном равенстве обмениваемыми порциями энергии между различными составляющими смеси. Причём эти порции различны для различных пар составляющих смеси. Равенства механических характеристик молекул разных газов нет, в том числе и средних кинетических энергий молекул.

1.4.2. Фазовые переходы 1-го рода, равновесие фаз.

Наиболее зримое несоответствие между принятой сегодня трактовкой температуры и данными практики наблюдаются при фазовых переходах 1-го рода, при котором температура среды не меняется. Рассмотрим фазовый переход лёд – вода – насыщенный пар при атмосферном давлении при подводе тепла к 1-му кг. воды. Сопоставим факты. Энергия теплового движения (теплосодержание), 1 кг. льда при температуре 0°C по закону Дюлонга и Пти составляет примерно 380 кдж/кг. Скрытая теплота плавления льда 332 кдж/кг. [7]. Таким образом, теплосодержание 1 кг. воды при температуре 0°C составит 380+332=712 кдж/кг. Теплосодержание кипящей воды по таблицам термодинамических свойств воды и водяного пара [3] составляет 417 кдж/кг. С учётом того, что теплосодержание воды при температуре 0°C по таблицам принято равным нулю, то реальное теплосодержание 1 кг. кипящей воды составит 712+417=1129 кдж/кг. Скрытая теплота парообразования по [3] составляет 2258 кдж/кг. С учётом этого теплосодержание насыщенного пара составит 3387 кдж/кг. Так как речь идёт об 1 кг., т.е. об одном количестве молекул, то соотношение между энергиями, приходящимися на одну молекулу, будет в рассмотренных точках таким же. Трудно представить равенство кинетической энергии молекул кипящей воды и насыщенного пара, льда и воды хотя их температуры при этом равны. Принято объяснять скрытую теплоту парообразования работой по разрыву связей между молекулами воды и работой по увеличению объёма пара в сравнении с водой. Эта работа превращается в потенциальную составляющую внутренней энергии. Но как тогда объяснить скрытую теплоту плавления. При плавлении льда объём уменьшается (лёд плавает в воде), не затрачивается работа и на накопление потенциальной энергии, т.к. расстояния между частицами даже незначительно уменьшились. Проанализируем природу скрытой теплоты парообразования. Когда вода при данном давлении нагревается до температуры кипения, то её внутренней энергии достаточно для разрыва всех связей между молекулами. Доказательством этого служит резкое, взрывное вскипание жидкости по всему объёму, если снизить давление кипящей жидкости. Однако при постоянном давлении этого не происходит, т.к. необходим подвод энергии на расширение объёма, на производство работы против сил давления. Оценим работу расширения 1-го килограмма кипящей воды при превращении её в насыщенный пар.

$A_{\text{расш}} = P \cdot \Delta V = 10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} (1,694 - 0,0010432) \text{м}^3 / \text{кг} = 169,3 \text{кдж} / \text{кг}$; где: P - давление кипящей жидкости, принято равным атмосферному; ΔV - разность объёмов насыщенного пара и кипящей воды при атмосферном давлении.

Видно, что работа расширения значительно меньше скрытой теплоты парообразования равной 2258 кдж/кг. На что же затрачивается львиная часть скрытой теплоты парообразования. Автору представляется необходимым учитывать влияние масс взаимодействующих объектов и характер их взаимодействия. Дело в том, что при взаимодействии частиц льда, воды и насыщенного пара в качестве единицы взаимодействия выступают как единое целое различное количество молекул. В насыщенном паре количество взаимодействующих частиц при передаче тепла равно числу молекул. В воде при плотной упаковке, возникают ассоциации молекул [8], обладающих большей совместной ответной

массой при взаимодействии и количество таких ассоциаций гораздо меньше числа молекул. Ещё больше ответная масса взаимодействия у жёстко связанных частиц льда и при этом соответственно меньше количество ассоциированных объектов взаимодействия. А как было показано выше (Рис. 3 и 4), чем меньше масса частицы при заданной температуре, тем выше её кинетическая энергия. А с учётом количества взаимодействующих объектов ещё больше увеличивается разница в теплосодержании 1 кг. льда, воды и насыщенного пара. Необходимо также учитывать, что чем больше разница между массами взаимодействующих объектов, тем выше доля лобовых столкновений, усиливающих разницу между кинетическими энергиями взаимодействующих частиц.

Этим легко объясняется равновесие фаз в тройной точке воды, когда одновременно сосуществуют три фазы: пар, жидкость, лёд. При параметрах тройной точки устанавливается равный обмен энергиями между различными фазами, что и соответствует равновесию и равенству температур. Хотя кинетические энергии, приходящиеся на одну молекулу различных фаз, резко разнятся. При параметрах тройной точки ответные массы агрегатов молекул разных фаз таковы, что при взаимодействии осуществляется обмен равными порциями энергии между различными фазами.

1.4.3. Фазовые переходы второго рода.

Фазовыми переходами второго рода называют переходы, при которых превращение происходит сразу во всём объёме в результате непрерывного изменения кристаллической решётки, т.е. взаимного расположения частиц в решётке. Температура фазового перехода второго рода называется точкой Кюри и её особенностью является скачок величины теплоёмкости. Это явление находит простое объяснение если применить введённое выше понятие ответной массы, т.е. способности частиц совместно отвечать на воздействие. При температуре точки Кюри кинетическая энергия хаотически осциллирующих частиц кристаллической решётки становится достаточной для преодоления потенциального барьера, удерживающего частицы в кристаллической модификации до точки Кюри. Это приводит к формированию новой модификации, которая будет иметь большую или меньшую симметрию и силу сцепления частиц решётки в зависимости от направления перехода через точку Кюри. Изменение симметрии и сил сцепления в новой модификации изменяет ответную массу взаимодействия кристаллического тела, что и приводит к скачку теплоёмкости. Увеличение ответной массы при переходе через точку Кюри приводит к уменьшению теплоёмкости и наоборот.

1.4.4. Закон Дюлонга и Пти, теория Дебая.

Рассмотренный подход к трактовке температуры согласуется с теорией Дебая о поведении теплоёмкости твёрдых тел при низких температурах. Согласно закону Дюлонга и Пти, теплоёмкость твёрдых тел есть величина постоянная, одинаковая для всех веществ и не зависящая от температуры. Это связывают с идеей о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Однако экспериментально установлено, что при низких температурах теплоёмкость всех веществ быстро падает, стремясь к нулю при абсолютном нуле температуры. Дебай предположил, что в твёрдом теле существует целый спектр частот колебаний кристаллической решётки и этот спектр ограничен некоторой максимальной величиной. С понижением температуры до характеристической температуры Дебая высокие частоты, несущие наибольшую энергию, начинают вырождаться. Остаются низкие частоты, которые соответствуют более согласованным колебаниям узлов решётки. С понижением температуры, упорядочивающие состояние кристаллической решётки силы сцепления, начинают выходить на первый план в сравнении с хаотизирующим влиянием температуры. А это в свою очередь ведёт к увеличению ответной массы взаимодействия и как следствие к уменьшению теплоёмкости.

1.4.5. Электронная и ионная температура плазмы.

В теории плазмы различают изотермическую и неизотермическую плазму. “В плазме, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, температура ионов и электронов

одинакова (т.е. одинаковы их средние кинетические энергии). Такая плазма называется изотермической. Если в плазме идёт достаточно сильный электрический ток, то электроны, разгоняемые полем, могут иметь среднюю энергию значительно большую, чем ионы. Такая плазма называется неизотермической. Температура электронов, легко обменивающихся энергией между собой и слабо – ионами (ввиду большой массы последних), может значительно превышать температуру последних”. [5]. На основании выше изложенного вытекает, что даже в состоянии равновесия плазмы, кинетическая энергия электрона многократно превышает кинетическую энергию иона, учитывая соотношение их масс. А если учесть, что в сильно ионизированной плазме ещё и количество электронов многократно превышает количество ионов, то львиная доля подведенной к плазме энергии сосредотачивается в электронной подсистеме.

1.4.6. Эксперименты по определению скоростей молекул в зависимости от температуры.

К числу наиболее убедительных фактов говорящих в пользу принятых сегодня представлений о температуре относят опыты по определению скоростей молекул различных веществ в зависимости от температуры. В частности опыты Штерна. “Оказывается, что измеряемая в опыте Штерна средняя скорость молекул пропорциональна корню квадратному из абсолютной температуры”. [22]. Но по другому и быть не может. “Современная термометрия основана на шкале идеального газа, устанавливаемой с помощью газового термометра. ... термометрическим веществом в таком термометре служит идеальный газ, а термометрической величиной – давление газа при постоянном объёме. Зависимость давления от температуры принимается (именно принимается!) линейной”. [7]. При такой градуировке мы температуру подменяем давлением, а давление согласно формуле Бернулли (3) пропорционально кинетической энергии. Если в опыте Штерна при одной и той же температуре по газовому термометру измерить скорости и кинетические энергии веществ с существенно различными массами молекул (например, для алюминия и свинца), то окажется, что их кинетические энергии различны.

1.5. **Выводы из пункта - 1.**

Проведённые эксперименты и численные расчёты показали, что в состоянии равновесия различные газы не имеют ни каких равных механических характеристик, ни средних кинетических энергий, ни средних модулей импульсов. Можно говорить лишь о равном обмене порциями энергии с учётом флуктуаций. Причём эти порции различны между разными подсистемами смеси газа и зависят от размеров и параметров системы и подсистем. Анализ всей совокупности расчетов выявил чёткую зависимость результата взаимодействия от соотношения масс частиц газов. В состоянии равновесия средние энергии частиц различных газов не одинаковы. Чем тяжелее газ, тем меньше его средняя кинетическая энергия частиц и наоборот больше средний модуль импульса частиц.

Механического аналога температуры не существует вообще. Нет ни одной физической величины, которая одна и единственным образом характеризовала бы температуру и равновесное состояние. Можно лишь утверждать, что в состоянии термодинамического равновесия, характеризующегося определённой температурой и отсутствием макроскопических перетоков энергии, соотношение между модулями средних импульсов взаимодействующих объектов различных подсистем должно быть таким, чтобы обеспечить при взаимодействии обмен равными (в среднем) количествами кинетической энергии между этими объектами.

$$\left| \vec{M} \right|_i = k_{ij} \left| \vec{M} \right|_j \quad (14), \text{ где } k - \text{ таково, чтобы } \Delta \bar{E}^i = \Delta \bar{E}^j \quad (15);$$

Индекс i относится к i -ой подсистеме, индекс j к j -ой подсистеме.

Здесь решающее значение имеет ответная масса взаимодействия каждой из подсистем и соотношение между числом взаимодействий лоб в лоб и вдогонку. Под различными

подсистемами общей равновесной системы понимается совокупность различных веществ, совокупность различных агрегатных состояний, различие макроскопических параметров подсистем – масс, объёмов, давлений. Под взаимодействующим объектом подсистемы понимается та совокупность частиц подсистемы, которая формирует ответную массу. Общим качеством подсистем равновесной системы является только равенство температур и неизменность соотношений (14) и (15).

Ввиду сложности понятия температура и многоплановости её поведения трудно представить лучший вариант количественной оценки температуры, чем исторически сложившаяся практическая шкала температур на основе газового термометра. Несмотря на то, что градусы этой шкалы являются условной характеристикой и мерой температуры в состоянии теплового равновесия, но с учётом экспериментальных теплоёмкостей практическая шкала в полной мере обеспечивает потребности прикладных наук и практики.

Учитывая центральное положение понятия температуры в учении о тепле, многие устоявшиеся положения, связанные с температурой, требуют критического переосмысления.

2. Температурный эффект Z - машины исходя из импульсных представлений.

Z-машина представляет собой устройство, в котором ток силой 20 млн. ампер пропускается через активную зону диаметром примерно 20 мм., ограниченную вертикальными вольфрамовыми проволоками. При прохождении тока проволоочки мгновенно превращаются в облако заряженных частиц – плазму. Захваченная сильным магнитным полем, плазма стягивается в тонкий шнур с диаметром меньше миллиметра, и, естественно, тормозится. При практически мгновенном торможении ионов и электронов происходит взрывное выделение энергии в виде рентгеновского излучения. При этом температура плазмы повышается до нескольких миллионов градусов. В одном из экспериментов вольфрамовые проволоочки были заменены стальными. Совершенно неожиданно для исследователей это привело к росту температуры на три порядка, до 2-х миллиардов градусов. “Один из вариантов объяснения физической сути явления предложил доктор Малкольм Хайнес (Malcolm Haines) - консультант Sandia. Обычно после торможения ионов происходит коллапс плазмы, а высвободившаяся энергия рассеивается в окружающем пространстве. Но в ходе проведения эксперимента на Z-ускорителе энергия неизвестной природы внутри плазмы в течение еще 10 нс оказывала сопротивление магнитному полю. По мнению д-ра Хайнеса, в этом случае магнитное поле создает микровихри в плазме, увеличивая кинетическую энергию ионов. Ионы и сопровождающие их электроны выделяют энергию в результате "вязкого" трения уже после остановки плазмы, что приводит к дальнейшему увеличению температуры”. [28].

Выскажем иное представление о причине температурного скачка при переходе с вольфрама на сталь, с учётом импульсных представлений о температуре. Плазма представляет собой смесь газов, состоящую из отрицательно заряженных электронов и положительно заряженных ионов или, в случае высокой температуры и, следовательно, полной ионизации, ядер атомов. Причём при высокой температуре (в миллионы градусов), плазма называется классической по причине свойств, схожих с классическим газом. [23]. Ещё одной существенной особенностью плазменного газа является огромная разница в массах частиц: электронов и ядер. Так масса ядер в вольфрамовой плазме более чем в 300.000 раз превышает массу электронов, а в железной плазме в более чем в 100.000 раз. Это самым существенным образом сказывается на соотношении энергий частиц в равновесном состоянии. В литературе описывающей свойства плазмы отмечается, что по причине большой разницы в массах частиц электронной и ядерной подсистем, между ними происходит очень незначительный обмен энергией и в первый период плазма является сильно неравновесной. Рассматривают даже две температуры в плазме: температуру электронов и температуру ядер. И лишь по прошествии времени должно установиться температурное равновесие. Автору ситуация представляется иной. Тот факт, что частицы

плазмы, обладая огромными энергиями, обмениваются малыми долями энергии, говорит о том, что они имеют близкие по абсолютной величине средние импульсы. Это и приводит к малым долям передаваемой энергии и говорит о том, что плазма близка к равновесному состоянию. Когда мы рассматриваем соударение частицы газа со стенкой сосуда, то вообще в идеальном случае не рассматриваем передачу энергии от частицы к стенке из-за несоизмеримой разницы в массах. Это вытекает из законов сохранения энергии и импульса. Но термодинамическое равновесие между стенкой и газом мы предполагаем. Подобная ситуация и между электронной и ядерной подсистемами плазмы. Тяжёлые ядра ведут себя аналогично стенке. Оценки показывают, что соотношение между кинетическими энергиями электронов и ядер в плазме соответствуют соотношениям между их массами. Чем больше масса тем меньше кинетическая энергия частицы (Рис. 3). При этом, число электронов в полностью ионизированной вольфрамовой плазме, превышает число ядер в 74 раза, а в железной в 26 раз. Отсюда следует, что энергия, аккумулируемая в электронной подсистеме, на многие порядки превышает энергию ядерной подсистемы. Нужно учитывать и тот факт, что в импульсном режиме энергию электрического поля при формировании плазмы в первую очередь воспринимают лёгкие электроны. Ядрами энергия воспринимается менее интенсивно в силу их большой инертности. Так вот переход с вольфрамовых проволочек на стальные привёл к снижению соотношения между массами частиц (ядер и электронов) с 300.000 до 100.000 раз. По оценкам уже одно это увеличило температуру ядерной подсистемы железной плазмы почти на порядок в сравнении с вольфрамовой. Но основная причина, которая, в конечном счёте, привела к увеличению температуры на три порядка, видится в следующем. Рассмотрим процессы в активной зоне Z-машины.

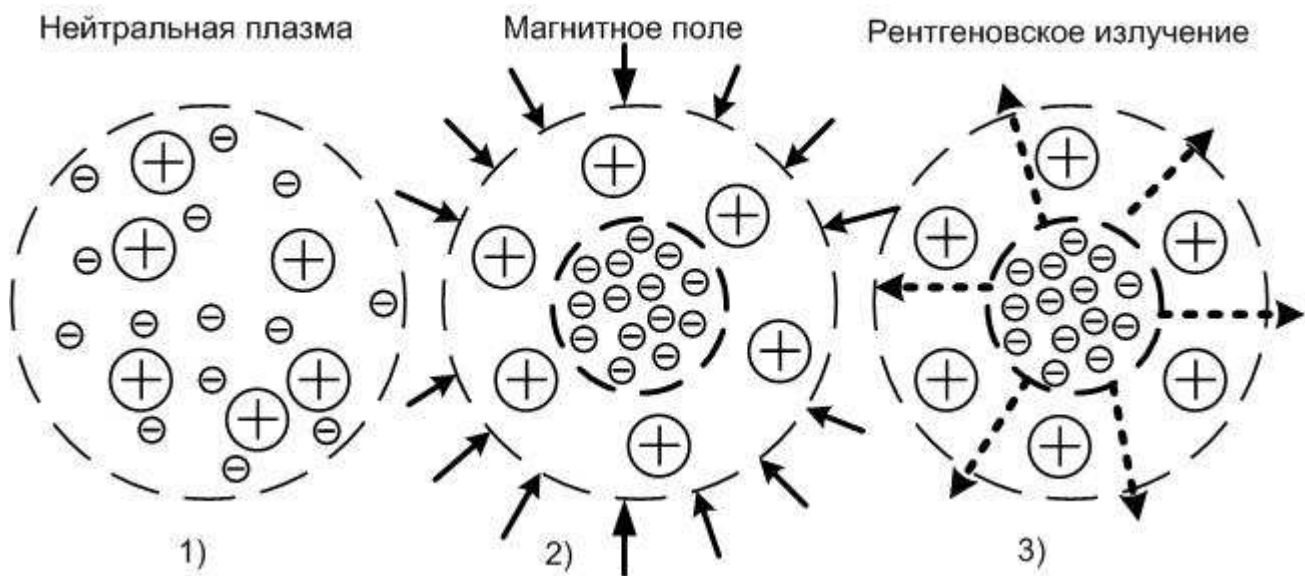


Рис. 5.

Процессы, протекающие в плазменном шнуре Z-машины, показаны на Рис. 5, где изображено поперечное сечение плазменного шнура на разных стадиях. На первой стадии (левый рисунок), при пропускании электрического тока через активную зону, в ней формируется нейтральная плазма. Причём практически вся энергия электрического поля передаётся электронной подсистеме. Доля энергии ядерной подсистемы на многие порядки меньше. На второй стадии (средний рисунок) под действием пинч-эффекта и внешнего магнитного поля плазма стягивается в тонкий шнур. При этом в шнуре формируется структура, при которой по оси шнура возникает электронный стержень, а по периферии

остаются положительно заряженные ядра. Формируется двойной электрический слой, создающий сильное электрическое поле. Причина формирования такой структуры и электрического поля в том, что лёгкие электроны под действием магнитных эффектов быстрее стягиваются к центральной оси шнура, чем массивные и инертные ядра. На следующей третьей стадии (рисунок справа), электроны, испытывая резкое торможение, сбрасывают энергию в виде жёсткого рентгеновского излучения. Учитывая, что практически вся энергия первоначального электрического поля перешла к электронам, сброс энергии рентгеновского излучения огромен. Эта энергия и разогревает ядерную оболочку плазменного шнура. Ядерная оболочка шнура железной плазмы более плотная и ближе к электронному стержню, чем оболочка вольфрамовой плазмы. Это связано с тем, что ядра железа легче чем ядра вольфрама и следовательно менее инертны. По этой причине электрическое поле двойного слоя железной плазмы сильнее электрического поля вольфрамовой. Электрическое поле возникшего на второй стадии двойного слоя и является той “энергией неизвестной природы”, которая внутри плазмы в течение еще 10 нс оказывала сопротивление магнитному полю. По причине того, что ядра железной плазмы имеют большую плотность, они лучше экранируют рентгеновское излучение электронного стержня, а, обладая меньшей массой, чем ядра вольфрама, легче воспринимают энергию излучения. К тому же ядра вольфрама удерживаются более слабым полем двойного слоя и просто “выдуваются” излучением из области ядра. По совокупности всех причин и получено тысячекратное увеличение температуры ядерной подсистемы железной плазмы в сравнении с вольфрамовой.

Исходя из изложенного, приходим к выводу. Если мы хотим по технологии Z-машины получить более горячую плазму, то необходимо в качестве материала проволочек брать по возможности более лёгкий материал, например, алюминий или углерод. Внутри области проволочек размещать капсулы с лёгкими дейтерием или тритием. Если мы хотим получить мощное рентгеновское излучение, то в качестве материала проволочек необходимо брать по возможности более тяжёлый электропроводящий материал, например, свинец или уран.

2.1. *Возможное применение импульсных источников жёсткого рентгеновского излучения на основе Z - технологии.*

Предлагаются к рассмотрению две возможные технологии рассмотренного источника жёсткого рентгеновского излучения.

2.1.1. *Термоядерный синтез.*

Уже более полувека исследователи бьются над задачей управляемого термоядерного синтеза. Главная трудность связана с возможностью удержания плазмы достаточной плотности и требуемой температуры в заданном объёме. Эта трудность связана с наличием в плазме разнообразных неустойчивостей. Для их сдерживания требуются мощные потенциальные барьеры, как например гравитационные барьеры внутри звёзд. Создать подобные барьеры в земных условиях не удаётся. Новые возможности открываются при использовании импульсных режимов, когда роль потенциального барьера начинает играть инерция массы. И такая возможность открывается при использовании технологии Z-машины. Имеются сведения, что при проведении экспериментов с Z-машиной, внутри электрода помещалась капсула с дейтерием и при образовании плазмы наблюдались признаки термоядерной реакции. Применение электродов в Z-машине из лёгких материалов (алюминий или углерод) с размещением внутри капсул дейтерия или трития может привести к положительному результату. В условиях технологии Z-машины обеспечивается не только инерционная устойчивость плазмы, но и высокая плотность лёгких ядер в плазме. Необходимо заметить, что реализованный в водородной бомбе термоядерный синтез носит именно импульсный характер. Цепная реакция деления и высвобождение энергии при этом на первом этапе термоядерного взрыва происходит столь быстро, что силы инерции удерживают в эти мгновения относительную целостность конструкции и обеспечивают

макросечение реакции синтеза. Для оценки скорости деления в процессе цепной реакции и импульсного характера термоядерной реакции в водородной бомбе приведём выдержку из [25]. “За время $10^{-5} - 10^{-6}$ сек ... произойдёт деление 10^{24} ядер (около 140 гр) урана и высвободится $3 \cdot 10^{13}$ вт энергии (что соответствует сжиганию тысячи тонн нефти)”.

2.1.2. *Ракетные технологии.*

На сегодняшний день ракетные технологии на химических источниках энергии достигли своего потолка и дальнейшее развитие космонавтики на этом пути невозможно. Физика в качестве альтернативы предлагает плазменные, ионные и фотонные двигатели. Эксперименты на Z-машине дают направление реализации этих физических возможностей. Причём не только плазменных двигателей, но и самых экономичных по соотношению полезной нагрузки к полной, фотонных двигателей [16], при условии решения проблемы фокусировки рентгеновского излучения. Причём, учитывая капризный характер плазмы, гораздо более реалистичной представляется возможность создания фотонных двигателей.

Долгое время проблема фокусировки рентгеновских лучей не находила решения, но в последнее время наметился прорыв. “Принято считать, что зеркало способно практически полностью отражать жесткое рентгеновское излучение (с длиной волны порядка 0,1 нм и меньше) только тогда, когда угол скольжения (угол между поверхностью материала и лучом) близок к 0° . Однако теоретические расчеты предсказывают, что поверхность алмаза может отражать свыше 90% (коэффициент отражения 0,9 и больше) рентгеновских лучей, даже падающих на него под прямым углом. Американские физики экспериментально подтвердили теоретические предсказания, показав, что поверхность искусственного алмаза имеет коэффициент отражения приблизительно 0,9. Результаты исследования в будущем могут быть использованы в рентгеновских лазерах нового поколения и других приложениях рентгеновской оптики”. “В последнее время физики стали проявлять к жесткому рентгену большой интерес, связанный прежде всего с созданием новых источников когерентного жесткого рентгеновского излучения — рентгеновских лазеров XFEL. По сравнению с предыдущими поколениями подобных устройств, XFEL имеет значительно большую яркость и очень малый разброс (расходимость) по энергии фотонов в рентгеновском луче”. “Сравнительно недавно исследователи, занимающиеся рентгеновскими лазерами, предположили, что прекрасным материалом для зеркала в XFEL могут оказаться кристаллы алмаза. Эта гипотеза опирается на теоретические расчеты, согласно которым алмаз имеет чрезвычайно высокий коэффициент отражения (R_H) жестких рентгеновских лучей — более 0,9”. [27]. Объединение эффектов Z-машины и отражательной способности алмаза может в ближайшей перспективе привести к созданию фотонного ракетного двигателя.

Необходимо отметить, что все эффекты, полученные на Z-машине, достигнуты с помощью энергии подведенной извне. Это энергия электрического поля, в импульсном режиме порождающая плазменный шнур и энергия магнитного поля, в импульсном режиме сжимающая плазму. Энергетические возможности Z-технологии в ракетной технике резко возрастут, если удастся вызвать вторичный выброс энергии в результате реакции ядерного синтеза. Это позволит в ракетной технике объединить обе технологии Z-машины. По технологии импульсного термоядерного синтеза получать тепловую энергию. Используя тонкоплёночный термоэлектрический преобразователь [9], преобразовывать тепловую энергию в электрическую. Причём тонкоплёночный термоэлектрический преобразователь позволяет получать электрическую энергию любых требуемых параметров по величине тока и напряжения. Термоэлектрический преобразователь [9] имеет малый удельный вес на единицу электрической мощности, что исключительно важно для ракетных технологий. Далее используя полученную электроэнергию по генерации жёсткого рентгеновского излучения получить фотонную тягу.

Остаётся проблема создания мощного магнитного поля стягивающего в импульсном режиме плазму в тонкий шнур. Магниты имеют большой вес, что не приемлемо в ракетной технике. Однако представляется возможным обойтись без магнитов вообще. Например, если и далее укорачивать время импульсов при той же исходной электрической энергии (например, за счёт уменьшения размеров Z электрода и повышения напряжения), то будет возрастать проходящий через электрод ток (сейчас 20 млн. ампер). А это может позволить достигать необходимого эффекта сжатия только за счёт пинч-эффекта и обойтись без громоздких магнитов.

3. О перспективах управляемого ядерного синтеза.

Сегодня на пути к реализации управляемого ядерного синтеза развиваются три главных направления: токамак, холодный ядерный синтез и импульсный ядерный синтез по технологии Z -машины. В данной работе и в [14], например, автор показывает пути, позволяющие получить требуемые макросечения реакций синтеза. А вот для технологии токамак, несмотря на многие десятилетия усилий, эта проблема не решается. Уже сам длительный период неудач говорит о тупиковом пути решения управляемого ядерного синтеза с помощью данной технологии. Но и теория и практика токамаков показала главные неодолимые препятствия на пути этой технологии. Это и чрезвычайная неустойчивость плазмы, приводящая к авариям и малое макросечение реакций синтеза из-за низкой плотности плазмы токамака. В этой работе мы показали ещё одну причину неудач. Подводимая в токамаке энергия тратится в основном на разогрев электронной подсистемы плазмы и на порядки меньшая доля достаётся подсистеме ядер, в среде которых протекает реакция синтеза. Вот эти три причины в совокупности и делают технологию токамаков не реализуемой. Увеличение температуры на токамаке проекта ITER до 400 миллионов градусов только усугубляет проблемы.

Заключение

Для реализации управляемого ядерного синтеза наиболее перспективными видятся импульсные технологии Z -машины и холодный ядерный синтез. Я не против проекта ITER, на который потрачено по некоторым данным порядка 16 млрд. долларов за более чем десяток лет. Но если бы часть этих средств выделить энтузиастам новых направлений ядерной физики (Росси, Пархомов, Корнилова, Фоминский, Тайлейархан и др.), то пользы видимо было бы больше. Но я не против проекта ITER, так как при этом развивались и сопутствующие технологии и теоретические выкладки. Ведь в тоже самое время люди тратят порядка 1,5 - 2,0 триллиона долларов в год на оборону друг от друга, на цели убивать друг друга.

Список литературы

- [1]. Базаров И.П. Термодинамика. Издание четвёртое. - М.: "Высшая школа", 1991г., 376с.
- [2]. Беккер Р. Теория теплоты. – М.: "Энергия", 1974г., 504с.
- [3]. Вукалович М.П. Теплофизические свойства воды и водяного пара. - М.: "Машиностроение", 1967г., 160с.
- [4]. Гельфер Я.М. История и методология термодинамики и статистической физики. Из-во "Высшая школа", Москва, 1969г.
- [5]. Зильберман Г.Е. Электричество и магнетизм. – М.: "Наука", 1970г., 384с.
- [6]. Зисман Г.А, Тодес О.М. Курс общей физики. Том 1. Механика, молекулярная физика, колебания и волны. – М.: "Наука", 1972г., 340с.
- [7]. Кикоин А.К., Кикоин И.К. Молекулярная физика. – М.: "Наука", 1976г., 480с.
- [8]. Киреев В.А. Краткий курс физической химии. – М.: "Химия", 1978г., 624с.
- [9]. Косарев А.В. Патент RU на изобретение №2131156 Термоэлектрический преобразователь. Бюл.№15 от 27.05. 1999г.

- [10]. Косарев А.В. Динамика эволюции неравновесных диссипативных сред. Издание второе, переработанное и дополненное. - Из-во: LAP LAMBERT Academic Publishing, г. Саарбрюккен, Германия, 2013г., 354с.
- [11]. Косарев А.В. Закон роста энтропии как следствие эффекта вырождения результирующего импульса и двойная природа второго закона термодинамики. // Вестник Оренбургского гос. ун-та №7(25), Оренбург, РИК ГОУ ОГУ, 2003г., с. 177-181.
Режим доступа: vestnik.osu.ru/2003_7/39.pdf
- [12]. Косарев А.В. Температура как импульсная характеристика термодинамической системы. //Материалы Всероссийской научно - технической конференции “Современные проблемы математики и естествознания”. Нижний Новгород: Нижегородский научный и информационно-методический центр “Диалог”, 2008г., с. 14-17.
- [13]. Косарев А.В. Понятие температуры и температурный эффект Z-машины в свете векторной энергетике. // Научные труды 13-й Межвузовской Российской научной конференции “Векторная энергетика в технических, биологических и социальных системах”. Балаково, Из-во СООО “АН ВЭ”, 2012г., с. 139-145.
- [14]. Косарев А.В. Холодный ядерный синтез в рамках тепло- и ядерной физики.
Режим доступа: <http://www.proatom.ru/modules.php?name=News&file=article&sid=8749>
- [15]. Ландау Л.Д., Ахиезер А.И., Лифшиц Е.М. Курс физики. Механика и молекулярная физика. – М.: “Наука”, 1969г., 400с.
- [16]. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности. – М.: “Оникс 21 век”, “Мир и Образование”, 2003г., 432с.
- [17]. Морс Ф. Теплофизика. – М.: “Наука”, 1968г., 416с.
- [18]. Ноздрёв В.Ф., Сенкевич А.А. Курс статистической физики.- М.: “Высшая школа”, 1969г., 288с.
- [19]. Путилов К.А. Термодинамика. – М.: “Наука”, 1971г., 376с.
- [20]. Рейф Ф. и др. Берклиевский курс физики. Т. 5. – М.: “Наука”, 1972г., 352 с.
- [21]. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.2. термодинамика и молекулярная физика. - М.: “Наука”, 1979г., 552с.
- [22]. Телеснин Р.В. Молекулярная физика. Издание второе. – М.: “Высшая школа”, 1973г., 360с.
- [23]. Трубников Б.А. Теория плазмы. – М.: “Энергоатомиздат”, 1996г., 464с.
- [24]. Фейнман Р. и др. Фейнмановские лекции по физике. Т.3,4. – М.: “Мир”, 1977г., 496с.
- [25]. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – М.: “Наука”, 1972г., 672с.
- [26]. Яковлев В.Ф. Курс физики. Теплота и молекулярная физика. - М.: “Просвещение”, 1976г., 320с.
- [27]. Подтверждена высокая отражательная способность алмаза в диапазоне жёсткого рентгеновского излучения. Источник: сайт “Элементы”. <http://elementy.ru/news/431266>.
- [28]. Перечень использованных Интернет ресурсов о Z-машине:
<http://www.cnews.ru/news/top/index.shtml?2006/03/14/197710>;
<http://nuclearfusion.narod.ru/zzzr.htm>;
<http://www.astronet.ru/db/msg/1212234>