Proof of the decrease in entropy in the field of the center of forces

[Доказательство уменьшения энтропии в поле центра сил]

Dmitry Vatolin
[Дмитрий Ватолин]
dmvatolin@rambler.ru

Here, the existence of a thermal cycle is proved, in which a gas placed in a field of forces, performs useful work without transferring heat to a third-party body.

Здесь доказано существование теплового цикла, в котором газ, помещённый в поле сил, совершает полезную работу без передачи тепла стороннему телу.

Постановка задачи

Рассмотрим идеальную не вращающуюся планету, атмосфера которой не нагревается от звезды, и изолирована от любого обмена энергией с телом планеты, не поглощает и не излучает любую другую электромагнитную энергию. Атмосфера пусть имеет совокупную тепловую энергию, которой не достаточно для «удаления всей атмосферы на бесконечность». Пусть тогда же, средняя скорость молекул атмосферы много меньше второй космической скорости.

Такая атмосфера неизбежно и безвозвратно теряет частицы. Действительно, материальная концентрация частиц уменьшается до нуля при удалении от планеты, уходящим частицам не с чем сталкиваться для возвращения на планету, и доказуемо, что любое ограничение скорости частиц будет статистически преодолено. Тогда же, планета действует как «страж Максвелла», разделяя атмосферу на две фракции. Первая фракция покинет планету, нагретая в среднем до ненулевой температуры. Вторая фракция – останется на планете и «замёрзнет», в пределе достигнув температуры абсолютного нуля. В самом деле, какова бы ни была температура оставшейся части, «планету покинут» частицы, кинетическая энергия которых больше средней кинетической энергии молекул атмосферы. Но вся атмосфера не покинет планету – полной тепловой энергии атмосферы не достаточно для этого.

Можно ли ушедшие молекулы собрать в один конечный объём, и горячую фракцию вернуть на планету для совершения уже полезной работы без отвода тепла от атмосферы на какие-либо тела или посредством излучения? Только лишь разделения фракций ещё не достаточно для подходящего рабочего цикла. Каждую часть атмосферы необходимо сжать до объёма, занимаемого ею в начале цикла. Не окажется ли работа по сжатию газа больше работы самого газа? Т.е. не потребуется ли для получения цикла ещё скинуть тепло в некое тело или в пространство, так как газ в начло цикла необходимо привести ещё и с изначальной температурой?

Уточненеие задачи

«Классический идеальный газ», молекулы которого суть математические точки, не имеющие размера, назовём «каноническим газом». Газ нашей «математической планеты» также «идеальный», в том смысле, что он также «математический». Свойства, приписываемые здесь газу, отличны от свойств канонического газа в том, что мы учитываем конечный размер молекул на каждом этапе рассуждений, не прибегаем к излишней идеализации.

Полагаем, что «на самом деле» газ атмосферы сколь угодно медленно проходит непрерывную цепочку квазиравновесных состояний. Распределение молекул газа по координатам и скорос-

тям всегда предполагаем сколь угодно точно равновесным и подчинённым закону Гиббса. Последний влечёт, что температура газа в области, «находящейся внутри оставшейся фракции», не меняется от перемены области. Для доказательств даже достаточно уже такого следствия, если заменить им сам гиббсовый закон. Тогда же, концентрация молекул газа падает с высотой (расстоянием от поверхности планеты) «почти по экспоненте», т.е. когда «градиент давления держит вес газа в каждом его слое». «Нуль потенциальной энергии тел» выбираем на поверхности планеты. Потому, потенциальная энергия молекул в нашем описании всегда положительна.

Приготовим планету для цикла, который далее опишем. Поместим атмосферу под купол, находящийся на высоте h. Пусть только треть количества атмосферы (можно выбрать и другую долю) сможет достигнуть высоты h, если всю потенциальную и тепловую энергию атмосферы передать этой трети. Тем самым, мы гарантируем, что существенная часть атмосферы «замёрзнет», если дать свободу молекулам достигать высот $>h$, и оставлять их там.

Молекулы атмосферы пусть оказываются одинаковыми по размерам и массе достаточно малыми абсолютно твёрдыми ньютоновыми шарами, т.е. одноатомны. Пусть также энергия ударов атомов атмосферы друг о друга переходит только в энергию движения этих же атомов. Поэтому же, атомы не излучают электромагнитной или иной энергии. Пусть атомы не являются источниками гравитации, но имеют вес под действием гравитации планеты.

Для того, чтобы думать о газе как о непрерывной среде, нам может понадобиться уменьшение размера молекул. Потому, рассуждая о «газе» на некотором шаге доказательства, подразумеваем газ под номером J, зависящим от такого шага. Тогда же подразумеваем, что J-ый газ, и тогда только такой газ, «в J-ом эксперименте помещён под тот же купол и в те же места», что и произвольный I-ый газ в «I-ом эксперименте». Масса молекулы из произвольного J-ого газа пусть равна массе молекулы из произвольного I-ого газа. Помещённое под купол действительное количество молекул $J+1$-ого газа, пусть, существенно больше такого же количества молекул J-ого газа. Отношение размера d_{J+1} молекулы $J+1$-ого газа к среднему расстоянию λ_{J+1} между молекулами в самой плотной области заполнения $J+1$-ым газом, пусть, существенно меньше величины d_J/λ_J в J-ом газе. Тем самым, величина d_J/λ_J стремится к нулю, когда число J растёт без ограничений.

Для каждого J переопределяем «число Авогадро», или переопределяем, что означает «моль J-ого газа». Полагаем, что при смене «концентрации молекул» в газе под куполом «сохраняется количество молей», т.е. «количества молей» J-ого и I-ого газа совпадают (Трактуем такое как «сохранение вещества»), но в моле J-ого газа больше молекул, чем в моле I-ого, когда $J > I$. Аналогично определяем «газовую постоянную» R_J и единицу давления p_J в J-ом газе. Полагаем давления P_J и P_I в J-ом и I-ом газах «эквивалентными», когда $P_J/p_J = P_I/p_I$, и тогда, даже трактуем величины P_J и P_I «равными», если намерены не замечать различия газов. Если на неком шаге рассуждения нам необходимо перейти от J-ого газа к $J+1$-ому, то давление P_J, подсчитываемое в единицах p_J в J-ом эксперименте в какой-нибудь области w, пусть, численно равно давлению P_{J+1}, подсчитываемому в единицах p_{J+1} в $J+1$-ом эксперименте в той же области w, с некоторой поправкой на малую ошибку измерения. Потому пишем об изменении давления в газе в какой-либо области только в смысле отношения к выбранной единице давления. Для примера, фраза «давление P_J падает до нуля, когда параметр s неограниченно растёт» означает, что каково бы *ни было положительное действительное число ε, для всех достаточно больших s, выбранных по ε, величина $\mathcal{P}_J/\mathfrak{p}_J$ меньше ε (При том, может оказаться, что значение J зависит от значения s). Аналогичное подразумеваем для других величин, которые «на самом деле» суть – функции от J. Так, «устремление работы A_J к нулю» подразумеваем, только если стремится к нулю отношение величины A_J к единице работы a_J, выбранной для J-ого газа. Но в итоге, переходим к единицам, неизменным от перемены J, т.к. для окончательного доказательства достаточно такого конечного числа G, что на всех шагах рассуждения G-ый газ можно считать «непрерывной средой». Т.е. в итоге, все единицы молей, давлений и другие устанавливаем только для одного газа под номером $J = G$.*

Похожим способом для доказательства можно было бы использовать уменьшение массы молекул, сохраняя массу вещества под куполом и его полную энергию. Тогда, с переменой J, нам бы пришлось менять единицы температуры. Когда же мы увеличиваем число J уже при неизменной массе молекул, то меняем пропорционально количеству молекул полное количество энергии, приходящейся на атмосферу. Потому, изменяя J, мы не изменяем температуру атмосферы и не изменяем условие, что только треть атмосферы может «в итоге» достичь высоты h.

Откроем в куполе отверстие, приставив к отверстию ящик объёма $\mathcal{V}_1 = \mathcal{U}$ с открытой нижней стенкой так, чтобы ящик полностью закрывал отверстие, находясь под куполом. Ящик немедленно наполнится газом. После заполнения ящика, закроем его нижнюю стенку, и выдавим ящик за купол – только за счёт атмосферного давления снизу, приписав стенкам ящика невесомость и твёрдость. Пусть за куполом нет атмосферы и давление там всегда нулевое. Пусть ещё при выдавливании ящика за купол атмосферный газ совершит некоторую полезную работу. Изолируем ящик на высоте $>h$ от остальной атмосферы. Один за другим, далее, приставим к тому же отверстию твёрдые ящики с невесомыми стенками, каждый из которых имеет объём $\mathcal{V}_l = \mathcal{U}$, где l – номер ящика, и выдавливаем их за купол. Тем самым, заберём из-под купола всё новые и новые количества газа. Забранные ящики также изолируем друг от друга и от атмосферы, оставшейся под куполом. Не заботимся о том, что совокупный объём ящиков, возможно, превысит объём первоначальной атмосферы. Действительно, каждый из забранных ящиков удалим от планеты. Для удаления необходима некоторая работа из-за веса газа. Но когда ящик вернётся снова под купол, затраченная работа будет компенсирована энергией спуска ящика.

Считаем, что высота заполняемых и выдавленных ящиков настолько мала, что гравитационные эффекты в поднятых ящиках пренебрежимо малы. И термодинамика таких ящиков совпадает с классической термодинамикой, не учитывающей тяжесть.

Пусть извлечено L ящиков. Если ящики над куполом привести в тепловой контакт между собой, когда отсутствует их тепловой контакт с нижней фракцией, то с ростом числа L, температура T_a такой совокупности ящиков устремится к конечной величине (при том, что температура при изъятии ящиков с большим $l \approx L$ будет стремиться к нулю – до приведения их в тепловой контакт с остальными ящиками над куполом). Тогда же, теплоизолированная от фракции над куполом фракция под куполом «замёзнет» – средняя температура T_d частей атмосферы, находящихся под куполом, окажется меньше какой угодно заранее данной величины τ для всех достаточно больших L (в совокупности зависящих от τ). Когда в газе имеет место гиббсово распределение молекул по энергиям, средняя температура нижней фракции сопадает с максимальной температурой, достигнутой во фракции.

Приведём к тепловому контакту между собой уже все ящики над куполом и весь газ под куполом, соединяя пространства над и под куполом твёрдыми теплопроводящими стержнями, которые сами не поглотят существенной тепловой энергии. И продолжим извлекать газ в ящиках V_l для ещё бо́льших чисел l, чем те, которые были взяты до отмеченного контакта. Тогда, с ростом L устремится к нулю, уже средняя и максимальная температура, достигнутая во всей совокупности частей газа, взятых из-под и над куполом.

Для нашего же цикла, приведём в тепловой контакт обе фракции газа над и под куполом и все поднятые ящики друг с другом – с самого начала исчерпывания газа из-под купола. Тогда, концентрация молекул под куполом на близкой к h высоте сколь угодно близко приближается к нулю с ростом L, т.к. количество вещества атмосферы конечно. Давление на высотах близких к h также стремится к нулю от неограниченного роста L, так как полная энергия атмосферы и, следовательно, работа по выдавливанию ящиков конечны.

Адиабатическое сжатие-расширение одноатомного идеального газа подчиняется правилу $VT^{3/2} = C$, где константа C однозначно характеризует адиабату, «на которой расположен газ», имеющий объём V и температуру T. Увеличивая число J, если необходимо, добиваемся того, что адиабата J-ого газа сколь угодно близка к адиабате классического идеального газа. Найдём в атмосфере, взятой до начала исчерпывания её ящиками V_l, ту часть газа, которая в пересчёте на один моль занимает минимальный объём V_{min}. И найдём объём газа, который (среди всех объёмов) имеет минимальную температуру T_{min}. Для гиббсова распределения такие минимумы существуют. Величину $V_{min}T_{min}^{3/2} = C_{min}$ определим как границу, выше которой находятся адиабатические константы C всех частей атмосферы (в пересчёте на один моль), до начала её исчерпания. Назовём объём и температуру частей так приготовленной атмосферы «первичными» их объёмом и температурой.

Если температура в объёме газа V падает неограниченно от роста числа L, то для всех достаточно больших L константа C (в пересчёте на один моль) для такого газа окажется меньше C_{min}. Последнее означает, что работа A, необходимая для сжатия газа из объёма V до первичного объёма, когда-то занимаемого газом, с ростом L окажется меньше работы, которую совершил бы сам газ, расширяясь по адиабате из первичного объёма (где газ имел первичную температуру) до объёма V. Мало того, с ростом L работа A стремится к нулю, т.е. оказывается меньше любой заранее данной величины, когда оказывается адиабатической работой сжатия. Последнее верно для каждого фиксированного объёма $V = V_l$ при неограниченном росте числа L.

Пусть A_{lL} – работа адиабатического сжатия, которую необходимо совершить над l-ым ящиком для того, чтобы объём газа в ящике достиг значения W, оказавшись при температуре $\leqslant\Theta$, когда на куполе перед сжатием находится L ящиков. Тем самым, сжатие l-ого ящика начинается с температуры $T(L)$. Тогда, каково бы ни было число l, каковы бы ни были объём W и температура $\Theta \leqslant T_{min}$, каково бы ни было заранее заданное число E, для некоторого натурального числа $M = M(l, E, W, \Theta)$, для всех $L > M$, окажется $A_{lL} < E$.

В итоге, каков бы ни был объём v, какова бы ни была температура $\Theta \leqslant T_{min}$, каково бы ни было целое положительное число N, каково бы ни было заранее заданное число E, для некоторого натурального числа M, для всех ящиков с целыми номерами $l \leqslant N$, для всех $L > M$: Сумма *работ по адиабатическому сжатию ящиков окажется меньше величины E, сумма объёмов всех ящиков с номерами $l \leqslant N$ сожмётся до совокупного объёма ящиков $<v$, и общая температура газа в сжатых ящиках окажется величиной $\leqslant \Theta$.*

Но не окажется ли «основной беспорядок» заключённым в ящиках, имеющих номера $l > N$? Может ли «хаос» оказаться там настолько большим, что «избыточную полезную работу» мы не получим? Точнее: Может ли совокупный объём ящиков, имеющих номера $l > N$, быть слишком большим? Предположительно, «оставшийся хаос весьма мал» потому, что, с ростом L, верхняя и нижняя фракции замёрзнут, и мы можем спустить верхний лёд или жидкость на планету без затрат работы на сжатие газа. Последний довод выглядит весьма твёрдым, но в нём есть ссылка на опыт, заменяющая последовательное рассуждение. Потому, остаются сомнения в некоторых обстоятельствах: Сбрасывает ли реальный газ «беспорядок» в конденсациях посредством излучения? Добавив к свойствам молекул электромагнитные свойства и способность излучать, не переведём ли мы беспорядок в другую форму? Докажем поэтому, уже со всей тщательностью, и уже только математически для нашего неизлучающего ньютонова газа, что «с ростом L, беспорядок во всей атмосфере стремится к нулю», когда по числу L выбран, определён некоторый тепловой цикл. Такое доказательство – ключевое в наших доводах.

Замечание о делимости вещества

Обсудим уже другие ящики, отличные от тех, что имелись ввиду выше. Пусть: $\grave{w}_n$ – объём «n-ого ящика этого замечания»; величина объёма $\grave{w}_{n+1}$ равна половине от величины $\grave{w}_n$; каждый «ящик замечания» содержит канонический идеальный газ, не включённый в другой «ящик замечания»; «n-ый ящик замечания» находится в тепловом контакте с «$n+1$-ым ящиком замечания». Концентрации газа в n-ом и m-ом ящиках берём равными, каковы бы ни были числа n и m.

Пусть первый ящик расширился от объёма $\grave{w}_1$ до объёма $\grave{W}_1$, и газ ящика совершил полезную работу $\grave{A}_1$ без передачи тепла от совокупности ящиков какому-либо «холодильнику». Тогда, газ второго ящика пусть совершит полезную работу $\grave{A}_2$, расширившись до такого большого объёма $\grave{W}_2$, что первый ящик, имеющий уже объём $\grave{W}_1$, охладится до малой температуры, позволяющей вернуть этот первый ящик в объём $\grave{w}_1$ работой, пренебрежимо малой по сравнению с $\grave{A}_1$. Из расширения $n+1$-ого ящика от объёма $\grave{w}_{n+1}$ до объёма $\grave{W}_{n+1}$ извлекаем полезную работу $\grave{A}_{n+1}$, достигая такой малой температуры объёма $\grave{W}_n$, которая позволит вернуть n-ый ящик в объём $\grave{w}_n$ работой, пренебрежимо малой по сравнению с полезной работой $\grave{A}_n$. В итоге, из всей совокупности ящиков извлекаем их полезную работу, вернув объёмы ящиков к начальным значениям без передачи совокупного тепла ящиков другому телу...

Но так рассуждать можно только при бесконечной делимости идеального вещества. Если в $K+1$-ом ящике не останется вещества, то мы не сможем охладить K-ый ящик. Даже если в K-ом ящике останется одна молекула, на неё придётся настолько большой объём, что работа по сокращению этого объёма до начального значения окажется огромной.

Неужели не найдётся простого способа уменьшения объёма ящиков без затрат на сжатие K-ого ящика? К примеру, разделим последний непустой ящик перегородкой пополам. Молекула окажется либо в одной половине, либо – в другой. Узнаем где молекула без труда тем, что одна *из половин сожмётся без применения сил, а вторая половина – рано или поздно заметно начнёт сопротивляться применению внешних сил. Тогда, возвратим наши затраты энергии от сжатия непустой половины возвращением объёма последней к значению $(1/2)\dot{W}_K$. Теперь мы знаем где молекула. Совершим похожее действие, уже деля объём $(1/2)\dot{W}_K$ пополам. Так продолжим настолько большое число раз, насколько необходимо уменьшить «объём обитания молекулы».*

Этот «способ поимки молекулы» также кажется разумным, но и его можно подвергнуть критике уже из-за сомнений в допустимости количества действий с газом, сопоставимого с количеством молекул. Пытаясь избежать ненужных сомнений и ошибочных идеализаций, в окончательном доказательстве мы используем только конечное число шагов деления вещества, в минимальных порциях вещества оставляя достаточно много молекул.

Доказательство

Вернёмся к нашей математической атмосфере. Пусть, всей первоначальной атмосфере в некотором «пробном опыте» передана энергия десятикратно превосходящая всю первоначальную энергию атмосферы. В условиях нашего пробного опыта, пусть p – давление в окрестности купола. По произвольно заданному действительному числу $\varepsilon > 0$ объём v определим так, что при давлении на высоте h десятикратно превосходящем p, работа по вдавливанию ***пустого*** *объёма v под купол должна быть меньше величины ε. Называем нижнюю и верхнюю фракции «предельными», когда L устремлён к бесконечности. Пусть ещё оказывается, что если газ предельной верхней фракции заключить в объём v, то молярный объём такого газа окажется меньше V_{min}.*

После определения величины v, ящики с номерами $l \leqslant N$, уже вне нашего пробного опыта, продолжая прежние рассуждения, адиабатически сжимаем в совокупный их объём $<v$. Температуру ящиков в начале сжатия берём равной ранее указанной температуре $T(L)$. После сжатия ящиков, изолируем объём v от контакта с газом вне этого объёма. Число N выбираем заранее сколь угодно большим так, чтобы объём v содержал количество газа сколь угодно близкое к предельному значению верхней фракции. И тогда же, какова бы ни была заранее данная малая величина E, работа по сжатию ящиков в объём v не превысит E – выбором достаточно большого числа L, и для всех достаточно больших L.

Вернём ящики с номерами $l > N$ под купол только за счёт сил тяжести, используя только энергию атмосферы – конечно, также вне рамок нашего пробного опыта, продолжая наши прежние рассуждения, проведённые до «упоминания об опыте», с того места, когда мы исчерпали L ящиков и уже отделили от ящиков с номерами $l > N$ объём v со сжатым газом из ящиков с номерами $l \leqslant N$. Для возвращения под купол, вдавливаем каждый l-ый ящик для $l > N$ в купол виде твёрдого конуса, вершина которого направлена вниз, а сечение в месте вдавливания настолько мало, что вес конуса с газом превосходит силу давления на сечение со стороны газа, находящегося под куполом – каково бы ни было такое давление после возвращения других ящиков. Если необходимо, конус считаем составленным с достаточным приближением из многих прямоугольных ящиков, которые мы собираем в нужные комбинации. Тем самым, вводим под купол только порцию, часть газа ящика-конуса. Но тогда, таким способом возвращаем и весь газ ящика, если необходимо, вдавливая каждый ящик малыми порциями, если допустить неограниченную делимость газовой среды! Имеет значение твёрдость конусов. Так как газ возвращается за счёт *энергии атмосферы, то давление газа на высоте h, после вдавливания под купол верхних ящиков с номерами от $N+1$ до L, окажется существенно меньше величины p.*

В этом месте рассуждения нам и понадобится обратить внимание на конечность деления атмосферы. Увеличиваем число J, если необходимо, даже уже при вдавливании конусов. Зафиксируем числа N и L (если в газе действует распределение Гиббса, то числа N и L не меняются от перемены достаточно больших J). Вернём под купол не все L-N ящиков целиком, а только их больший совокупный объём, оставив некую малую, но конечную часть D_l каждого l-ого ящика, для l, взятого от $N+1$ до L. Добиваемся ещё того, что отношение объёмов D_l/V_l не изменяется от перемены l. Пусть, эти оставшиеся части ящиков D_l в совокупности образуют их долю Đ. Если сжать совокупный объём всех верхних ящиков с номерами от $N+1$ до L до объёма, который позволит включить все эти ящики в объём v вместе с уже включёнными туда другими сжатыми ящиками, то работа по сжатию этих L-N ящиков окажется конечной и, возможно, очень большой величиной. Но если сжать – для включения в объём v – только долю Đ, то работа сжатия уменьшится пропорционально этой доле (заранее, в объёме v оставим место для включения доли Đ в этот объём). И так как доля Đ может быть сделана сколь угодно малой, то и работа по её сжатию, и полная её энергия окажутся очень малыми величинами в отношении к работе по сжатию ящиков с номерами до N-ого включительно. Затраты энергии на сжатие доли Đ для включения её в объём v в сумме с работой по сжатию ящиков от первого до N-ого в итоге выбираемы так, что не превысят величины E, указанной ранее и сколь угодно малой. Выбором же числа J добиваемся, что все объёмы D_l, т.е. все «последние ящики», содержат достаточно много газа.

Заметим, сумма полной энергии всей (даже бесконечной) совокупности ящиков с номерами $>N$, если бы они все оказались над куполом, и полной энергии нижней фракции с ростом числа N устремлена к нулю. Эту сумму обозначим $э_N$. Тогда, выбором подходящего достаточно большого числа N, при сохранении всех прочих требований к числу N, добиваемся того, что величина $э_N$ окажется во много раз меньше конечной потенциальной энергии ящиков с номерами $\leqslant N$.

Вернём ящик v под купол, когда в объём v собран газ всех объёмов V_j для $j \leqslant N$, и всех объёмов D_i, где i принимает значения от $N+1$ до L. Пусть во время вдавливания ящика v отсутствует обмен теплом между ящиком v и газом нижней фракции. После вдавливания, оставим ящик v на высоте близкой к h. Работу, затраченную на сжатие газа в этот ящик и на вдавливание его под купол, выбором числел v и L выбираем заранее сколь угодно малой по отношению к потенциальной энергии ящика (Величину потенциальной энергии ящика v мы знаем заранее по конкретному способу накопления верхней фракции. По видимому, вес ящика v окажется настолько большим, что работы по вдавливанию его под купол даже не понадобится). Полная начальная энергия атмосферы тогда окажется почти равной сумме полезной работы, полученной от опускания ящика v на поверхность планеты, и «полезных работ выдавливания ящиков из-под купола на купол». Эта сумма существенно превысит затраты на сжатие и вдавливание ящиков, и энергию $э_N$. После опускания ящика v, освобождаем его газ и дожидаемся равновесия атмосферы. Цикл тем завершаем. Следующий цикл повторяем после нагрева атмосферы от какого-либо внешнего источника тепла. Ч.т.д.

Подобное доказательство проводимо и в некоторых других естественных случаях, когда молекулы газа распределены по скоростям и координатам по негиббсову закону.

Гипотеза о космосе

К любому центру сил можно применить доводы, подобные вышеприведённым. Отсюда, я нахожу естественной общую гипотезу: Подобно тому, как статистически неизбежно разделение атмосферы на две фракции, и неизбежно некоторое упорядочение системы, большинство центров сил космоса также неизбежно уменьшает хаос. Крупные центры – ядра галактик, солнца и планеты – приводят тела космоса к неизбежному динамическому порядку. Центры сил разделяют фракции в нагретых газах. Сближение падающих температур фракции происходит посредством излучения, исходящего от газов и тел. Удалившиеся фракции возвращаются в центры сил, совершив «полезную работу» по созданию «полезных форм» или разрушив «неудачные формы», и цикл повторяется. В круговороте энергий и тел, без сомнений, участвуют и микроскопические, химические и ядерные центры сил. Некоторая идеальная Вселенная в пределе достигает динамического равновесия – потоки энергий и иных величин в итоге оказываются в ней неизменными или периодическими во времени.

«Гипотеза о космосе» несовместима с «идеей о хаосе», т.е. с «предположением о неизбежной тепловой смерти мира». Продолжение же моей догадки ещё и на «химические центры сил» можно противопоставить ещё и «теории случайной эволюции», по которой усложнение «живых машин» и их «химических программ» было получено только из-за большой серии беспорядочных ударов.

Активные центры белков суть – химические центры сил, сбрасывающие с себя беспорядок по естественной причине, без намеренного руководства. Сборка «живых машин», по-видимому и поэтому, также статистически неизбежна, и за время существенно меньшее «времени беспорядочной сборки». Поэтому же, видны возможные причины неизбежности сложной адаптации и эволюции живых существ, способности живых существ уменьшать энтропию, и неизбежности «крайне невероятных» переходов к высшим формам и функциям существ.

Литература

Ивановский М., «Рождение Миров», Изд. «Молодая гвардия», Ленинград, 1951 г.