

КРИТЕРИИ ЭВОЛЮЦИИ СИСТЕМ В ПРОЦЕССАХ КРУГООБОРОТА

Д.т.н., проф. В.Эткин

Дано приложение энергодинамики к описанию эволюции систем в процессах кругооборота вещества и энергии в них. Предложены критерии, способные отразить самоорганизацию таких систем и их развитие, минуя равновесие

CRITERIA OF EVOLUTION IN CIRCULATION PROCESSES

The application of energodynamiks to the description of circulation processes is given. The criteria, capable to reflect self-organising of such systems and their development, passing equilibrium, are offered.

1. Введение. Классическая термодинамика не располагает параметрами, способными отразить специфику эволюции систем, у которых одна их область или степень свободы приближается к равновесию, в то время как другая удаляется от него. Ее принцип возрастания энтропии предписывает неизбежную деградацию живой и неживой природы [1]. Это приводит к «вопиющему противоречию термодинамики с теорией биологической эволюции» (И. Пригожин) и с естествознанием в целом, которое признает существование в природе кругооборота вещества и энергии. Термодинамические критерии эволюции не способны описать колебательные процессы в природных и технических системах. С её позиций изолированная система, сохраняющая энергию, массу, объем, заряд, импульс и его момент, стационарна. Она отрицает возможность протекания наряду с диссипацией процессов «самоорганизации». Все это делает ее тормозом на пути научного прогресса и требует перехода к термодинамике пространственно неоднородных систем [2], более адекватной существу реальных процессов, а от нее – к энергодинамике [3], обобщающей неравновесную термодинамику на нетепловые формы энергии. Цель настоящей статьи – показать, как следует видоизменить термодинамические критерии эволюции, чтобы они смогли отразить противонаправленность естественных процессов и решить поставленные выше задачи.

2. Параметры неоднородности неравновесных систем. В отличие от термодинамики необратимых процессов [4], термодинамика неоднородных систем и энергодинамика не опираются на гипотезу локального равновесия, которая предполагает наличие равновесия в элементах пространственно неоднородных систем (несмотря на отсутствие в них необходимого признака равновесия - отсутствия макропроцессов), возможность описания их состояния тем же набором параметров, что и в равновесии (несмотря на фактическое использование дополнительных переменных – термодинамических сил) и справедливость для этих элементов основного уравнения равновесной термодинамики (несмотря на неизбежный переход его в неравенство в случае необратимых процессов). В противовес ей они вводят дополнительные параметры неоднородности, характеризующие удаление системы в целом от внутреннего равновесия. Чтобы понять их смысл, рассмотрим произвольную континуальную среду, характеризующуюся неравномерным распределением по объему системы V плотности $\rho_i = \rho_i(\mathbf{r}, t)$ каких-либо энергоносителей¹ (рис. 1), на котором изображено произвольное распределение плотности $\rho_i(\mathbf{r}, t)$ как функции пространственных координат (радиуса-вектора точки поля \mathbf{r}) и времени t . Как следует из рисунка, при отклонении распределения Θ_i от равномерного (горизонтальная линия) некоторое количество

¹ Под энергоносителем понимается материальный носитель i -й составляющей энергии, количественной мерой которого служит физическая величина Θ_i . Так, масса k -го вещества M_k является носителем энергии покоя; заряд Θ_e – носителем электростатической энергии системы; импульс k -го вещества $M_k \mathbf{v}_k$ – носителем его кинетической энергии и т.п.

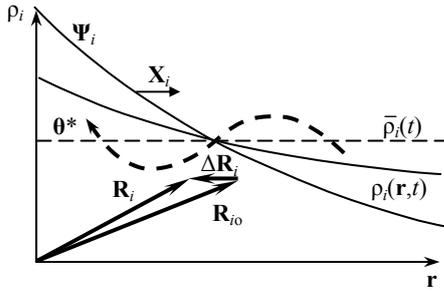


Рис. 1. К образованию момента распределения.

этой величины (помеченное на рисунке звездочкой) переносится из одной части системы в другую, что вызывает смещение центра этой величины из первоначального положения \mathbf{r}_{i0} в текущее \mathbf{r}_i . Положение центра какой-либо экстенсивной величины Θ_i , задаваемое радиусом-вектором \mathbf{r}_i , определяется известным выражением:

$$\mathbf{r}_i = \Theta_i^{-1} \int \rho_i(\mathbf{r}, t) \mathbf{r} dV, \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (1)$$

В однородном состоянии той же системы положение \mathbf{r}_{i0} центра величины Θ_i можно найти, вынося $\rho_i = \rho_{i0}(t)$ в выражении (1) за знак интеграла:

$$\mathbf{r}_{i0} = \int \rho_{i0}(t) \mathbf{r} dV = V^{-1} \int \mathbf{r} dV \quad (2)$$

Таким образом, состояние пространственно неоднородной системы характеризуется возникновением специфических «моментов распределения» \mathbf{Z}_i энергоносителей Θ_i :

$$\mathbf{Z}_i = \Theta_i \Delta \mathbf{r}_i = \int_V [\rho_i(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}_i(t)] \mathbf{r} dV. \quad (3)$$

где $\Delta \mathbf{r}_i = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i0}$ – вектор смещения центра величины Θ_i от его положения в состоянии внутреннего равновесия. Эти экстенсивные параметры \mathbf{Z}_i характеризуют отклонение системы как целого от состояния равновесия и могут служить *мерой её пространственной неоднородности по каждому её i -му свойству* [5]. Частным случаем таких параметров являются векторы электрического смещения, введенные Максвеллом.

Наличие параметров неоднородности делает энергию неоднородной системы функцией двух групп независимых переменных Θ_i и \mathbf{r}_i , где $i = 1, 2, \dots, n$ – число способов релаксации системы из текущего неоднородного состояния. Первые из них обычно относят к внутренним, а вторые – к внешним параметрам. В результате полный дифференциал энергии системы $\mathcal{E} = \mathcal{E}(\Theta_i, \mathbf{r}_i)$ принимает вид тождества [6]:

$$d\mathcal{E} \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i - \sum_i \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i. \quad (4)$$

Здесь $\Psi_i \equiv (\partial \mathcal{E} / \partial \Theta_i)$ – обобщенные потенциалы типа абсолютной температуры T , давления p , химического потенциала k -го вещества μ_k , его электрического потенциала ϕ_k и т.п.; Θ_i – экстенсивные параметры системы (энтропия S , масса M , заряд Θ_e , числа молей k -х веществ N_k , импульс $\mathbf{P} = M\mathbf{v}$ и т.п.); $\mathbf{F}_i \equiv -(\partial \mathcal{E} / \partial \mathbf{r}_i)$ – силы в их обычном (ньютоновском) понимании; \mathbf{r}_i – радиус-векторы центра величины Θ_i как объекта приложения силы \mathbf{F}_i .

Первая сумма тождества (4) ответственна за изменение внутренней энергии системы $U = U(\Theta_i)$ как функции внутренних параметров Θ_i в процессах теплообмена, объемной деформации, массообмена, электризации, диффузии и т.п., вторая – за изменение внешней энергии $E = E(\mathbf{Z}_i)$ как функции внешних параметров \mathbf{r}_i при совершении полезной внешней работы $dW_i^e = \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i$. В энергодинамике, имеющей дело с изолированными системами, где понятие внешних параметров, внешней работы и внешней энергии утрачивают смысл, деление энергии на внешнюю и внутреннюю уступает место делению работы и энергии на упорядоченную E и неупорядоченную U , что справедливо для любой i -й составляющей полной энергии $\mathcal{E} = \sum_i \mathcal{E}_i = \sum_i U_i + \sum_i E_i$ [2]. Такое деление облегчает нахождение сил i -го рода \mathbf{F}_i . Поскольку эти силы находятся в условиях постоянства координат \mathbf{r}_j всех других работ ($j \neq i$) и $\mathcal{E}_j = \text{const}$, вместо частной производной (4) можно написать

$$\mathbf{F}_i = -d\mathcal{E}_i / d\mathbf{r}_i \quad (5)$$

Тем самым дается единое определение силы как отрицательного градиента соответствующей формы энергии в пространстве. Это определение позволяет различать силы по их природе, что приводит к ряду нетривиальных следствий. Так, согласно 3-му закону Ньютона, действие всегда равно противодействию. Однако в механике равенство сил действия \mathbf{F}_i и противодействия (реакции) \mathbf{F}_i^P означает равновесие ($\mathbf{F}_i^P = -\mathbf{F}_i$). Следовательно, *превращение энергии из одной формы в другую возможно только тогда, когда действующей в системе активной силе i -го рода \mathbf{F}_i противопоставит сила иного рода \mathbf{F}_j ($j \neq i$)*. Если же тело не оказывает сопротивления приложенной силе, оно не претерпевает при этом никаких изменений состояния. Сказанное справедливо, например, по отношению к потокам нейтрино, реакция на которые у тел настолько мала, что они не оказываются для них «прозрачными». Далее, отсюда следует также, что на уровне элементарных частиц, взаимодействие которых носит упорядоченный характер, диссипация энергии также отсутствует, хотя процессы с их участием и «нестатичны» (т.е. протекают с конечной скоростью).

3. Специфика эволюции изолированных систем. Классическая термодинамика знала только один класс самопроизвольных процессов – процессы релаксации. Поэтому в её недрах не мог даже возникнуть вопрос о возникновении самопроизвольных процессов «самоорганизации», приводящих к «кругообороту» в природе вещества и энергии. Для этого были необходимы параметры, способные отразить кинетику таких процессов. В энергодинамике эту роль играют параметры неравновесности Z_i . Нетрудно видеть, что в процессах перераспределения параметров Θ_i по объему системы, когда они остаются неизменными, производные по времени от моментов распределения Z_i характеризуют обобщенную скорость процесса переноса энергоносителя Θ_i , именуемую в теории необратимых процессов *потоками* \mathbf{J}_i :

$$\mathbf{J}_i = d\mathbf{R}_i/dt = \Theta_i \bar{\mathbf{v}}_i \quad (6)$$

где $\bar{\mathbf{v}}_i \equiv d\mathbf{R}_i/dt$ – поступательная (трансляционная) скорость переноса энергоносителя Θ_i [7].

То обстоятельство, что потоки в энергодинамике находятся не из выражения для скорости возрастания энтропии dS/dt , а на более общей энергетической основе, позволяет им выражать скорость не только процессов релаксации, но и удаления от равновесия. Именно это позволяет энергодинамике исследовать реальные процессы, не исключая из рассмотрения какую-либо (необратимую или обратимую) их часть.

Еще одна особенность энергодинамики состоит в доказательстве положения, согласно которому любой независимый поток \mathbf{J}_i возникает под действием единственной движущей силы \mathbf{F}_i , с исчезновением которой он прекращается [8]. Эта «теорема единственности движущей силы», резко контрастирует с постулатом Л.Онсагера о том, что каждый такой поток зависит от всех сил, действующих в системе¹⁾. Она позволяет упростить кинетические уравнения переноса, придав им форму, аналогичную законам Фурье, Ома, Фика, Дарси, Ньютона и т.п.:

$$\mathbf{J}_i = L_i \mathbf{F}_i, \quad (7)$$

где L_i – феноменологические коэффициенты проводимости системы типа коэффициентов теплопроводности, электропроводности, диффузии, фильтрации, вязкого трения и т.п.

Существование благодаря единству размерности и смысла сил \mathbf{F}_i их результирующей \mathbf{F} позволяет записать их кинетические уравнения в виде:

$$\mathbf{F} = \sum_j \mathbf{F}_j = \sum_j R_j \mathbf{J}_j, \quad (8)$$

¹⁾ Эта гипотеза справедливо лишь для взаимосвязанных процессов.

где $R_j = L_j^{-1}$ – коэффициенты сопротивления протеканию i -го процесса, характеризующие реакцию системы \mathbf{F}_j на внешнее воздействие \mathbf{F} . Одной из таких сил реакции системы является, в частности, сила трения (рассеяния) \mathbf{F}^d , присутствующая в любом макроскопическом процессе.

Кинетические уравнения (8) принципиально отличаются от постулированных Л. Онсагером (1931) «феноменологических законов» [9]

$$\mathbf{J}_i = \sum_j L_{ij} \mathbf{F}_j, \quad (9)$$

в которых каждый поток \mathbf{J}_i предполагается зависящим от всех действующих в системе сил \mathbf{F}_j , а коэффициенты пропорциональности L_{ij} – постоянным (не зависящим ни от сил \mathbf{F}_j , ни от других параметров состояния Θ_i).

Учет кинетики реальных процессов позволяет установить качественное отличие одних необратимых процессов от других *по степени их необратимости*, которая зависит от соотношения \mathbf{F}^d/\mathbf{F} сил рассеяния \mathbf{F}^d к силам \mathbf{F} , вызывающим полезное преобразование энергии. Оценка степени необратимости становится возможной благодаря введению в энергодинамику понятия мощности любого независимого процесса N_i , в том числе мощности процесса рассеяния N^d :

$$N_i = \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{v}_i; \quad N^d = \mathbf{F}^d \cdot \mathbf{v}^d, \quad (10)$$

где \mathbf{v}^d – скорость процесса диссипации. Тогда степень необратимости α определяется соотношением мощностей диссипативных процессов N^d к суммарной мощности процессов в системе $N = \sum_i |\mathbf{F}_i \cdot \mathbf{v}_i|$

$$\alpha = N^d / \sum_i N_i \leq 1. \quad (11)$$

Различение сил и работ по их природе позволяет сделать ряд других нетривиальных выводов. Рассмотрим, например, процесс преобразования некоторой i -й энергии \mathcal{E}_i в j -ю \mathcal{E}_j в системе, обладающей только двумя названными степенями свободы. Поскольку в этом случае $d\mathcal{E}_i = -d\mathcal{E}_j$, соотношение скоростей $\mathbf{v}_i = d\mathbf{R}_i/dt$ и $\mathbf{v}_j = d\mathbf{R}_j/dt$ этих процессов определяется соотношением действующей \mathbf{F}_i и противодействующей \mathbf{F}_j сил:

$$\mathbf{v}_i/\mathbf{v}_j = \mathbf{F}_j/\mathbf{F}_i. \quad (12)$$

Отсюда, в частности, в случае $d\mathbf{R}_i \neq d\mathbf{R}_j$ следует известное «правило рычага»

$$d\mathbf{R}_i/d\mathbf{R}_j = \mathbf{F}_j/\mathbf{F}_i, \quad (13)$$

согласно которому перемещения его плеч обратно пропорциональны силам. Отсюда же при $\mathbf{v}_i = \mathbf{v}_j$ следует 3-е начало механики Ньютона, выражающее равенство действия \mathbf{F}_i противодействию \mathbf{F}_j .

Не менее важны следствия, касающиеся влияния кинетики на эффективность того или иного процесса. Согласно (10), мощность любого j -го процесса N_j обращается в нуль дважды: на «холостом ходу» энергопреобразующего устройства (при $\mathbf{v}_j = 0$) и в режиме «короткого замыкания» (при $\mathbf{F}_j = 0$). Следовательно, относительные КПД процессов расширения или сжатия (как и относительные КПД преобразователя любой формы энергии) $\eta_{oi} = N_j/N_i$, характеризующие соотношение мощности на ее выходе N_j и входе N_i , меняется в зависимости от режима работы в очень широких пределах, и его нельзя принимать неизменным, как это делается в классической термодинамике при попытке учесть необратимость, не учитывая ее причины – нестатичности реальных процессов.

Таким образом, мы приходим к выводу, что в поливариантной системе, в которой действует несколько разнородных сил $\mathbf{F}_i, \mathbf{F}_j, \mathbf{F}^D$ и т.д., направление и характер эволюции¹⁾ зависит не только от их соотношения (спектра сил), но и от характера их изменения в ходе процесса (потоков $\mathbf{J}_i, \mathbf{J}_j, \mathbf{J}^D$ или скоростей $\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j, \mathbf{v}^A$). Следовательно, *критерии эволюции систем, в которых протекает одновременно несколько процессов, должны быть кинетическими, т.е. учитывать скорость протекания этих процессов.* Классическая термодинамика не может решить этой задачи, поскольку время и скорость не входят как параметры в ее уравнения. Не может решить этой задачи и термодинамика необратимых процессов, базирующаяся на величине «производства энтропии» dS/dt , поскольку все составляющие скорости возникновения энтропии в системе есть величины сугубо положительные и потому отражают только деградацию системы, но не противонаправленные им процессы самоорганизации. Не решают проблемы и механические критерии равновесия, основанные на равенстве сил действия и противодействия, поскольку, как мы убедились, это равенство имеет место всегда, отнюдь не всегда означая прекращение процесса [10].

4. Энергодинамические критерии эволюции. Выход из положения подсказывает энергодинамика, позволяющая найти скорость и направление любого из протекающих в системе процессов не зависимо от того, порождены ли они внешними силами или являются внутренними (в том числе релаксационными). Наиболее полным показателем интенсивности таких процессов является их мощность, определяемая выражением (12). Для любого j -го процесса она определяется скоростью изменения соответствующей парциальной энергии dE_j/dt . Поэтому энергодинамическим критерием эволюции любой j -й степени свободы поливариантной является выражение [11]:

$$-dE_j/dt = \mathbf{F}_j \cdot \mathbf{v}_j, \quad (14)$$

а критерием ее равновесия – условие $dE_j/dt = -\mathbf{F}_j \cdot \mathbf{v}_j = 0$. Критерий (14) способен отразить как приближение системы к равновесию j -го рода (названного нами «частичным»)

$$dE_j/dt = -\mathbf{F}_j \cdot \mathbf{v}_j < 0, \quad (15)$$

так и удаление от него

$$dE_j/dt = -\mathbf{F}_j \cdot \mathbf{v}_j > 0. \quad (16)$$

При этом под частичным («неполным», «текущим» и т.п.) равновесием или равновесием j -го рода понимается состояние, в котором прекращается один из протекавших в системе процессов ($\mathbf{J}_j = 0$). Согласно (7), такое состояние наступает, когда движущая сила этого процесса \mathbf{F}_j исчезает. Таким образом, равновесие j -го рода соответствует состоянию, при котором полезная работа j -го рода $dW_j^c = \mathbf{F}_j \cdot d\mathbf{r}_j$ совершаться уже не может. Как видим, критерии (15) и (16) позволяют проследить за эволюцией каждой из присущих системе степеней её свободы.

5. Противонаправленные процессы как причина кругооборота в природе

Энергодинамические критерии эволюции позволяют обнаружить важную особенность неравновесных систем, заключающуюся в протекании в них самопроизвольных процессов, удаляющих систему от внутреннего равновесия. Чтобы убедиться в неизбежности таких процессов, выразим полную энергию \mathcal{E} произвольной изолированной системы (для

¹⁾ Здесь под эволюцией понимается естественное изменение системы с течением времени.

которой все процессы самопроизвольны) в виде интеграла $\int \rho_e dV$ от ее плотности ρ_e . Поскольку при любых внутренних процессах, протекающих в такой системе, энергия остается постоянной, её производная по времени t всегда равна нулю:

$$d\mathcal{E}/dt = \int (d\rho_e/dt)dV = 0. \quad (17)$$

Равенство нулю интеграла (17) при $d\rho_e/dt \neq 0$ возможно только в том случае, когда направление энергетических процессов в различных её областях противоположно по знаку, так что члены $d\rho_e/dt$ взаимно компенсируют друг друга. Это означает, что в пространственно неоднородной системе всегда существуют подсистемы (области, фазы, компоненты), эволюционирующие в противоположных направлениях [12].

Докажем теперь, что таким же противоположным может быть поведение и отдельных степеней свободы изолированных поливариантных систем. Для этого рассмотрим полную производную по времени t от энергии поливариантной системы (4)

$$d\mathcal{E}/dt = \sum_i \Psi_i d\Theta_i/dt - \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \dot{\mathbf{v}}_i. \quad (18)$$

В изолированных системах, где энергия \mathcal{E} и такие параметры Θ_i , как масса M , объем V , заряд Z , импульс \mathbf{P} и его момент \mathbf{L} остаются неизменными в силу законов их сохранения, первая сумма (18) характеризует мощность процессов рассеяния $N^{\text{р}} = TdS/dt$. Выделим теперь из второй суммы (18) j -е члены, соответствующие удалению системы от равновесия $\mathbf{F}_j \cdot \mathbf{v}_j < 0$. Тогда выражение (18) принимает вид:

$$\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \dot{\mathbf{v}}_i - TdS/dt = -\sum_j \mathbf{F}_j \cdot \mathbf{v}_j \geq 0. \quad (19)$$

Отсюда следует, что если в системе помимо диссипативных процессов TdS/dt совершается внутренняя работа $\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \dot{\mathbf{v}}_i > TdS/dt$, также приближающая систему к равновесию, то в ней непременно совершается и работа против равновесия $\sum_j \mathbf{F}_j \cdot \mathbf{v}_j \leq 0$ [13]. Именно таковы все явления «самоорганизации», протекающие не только в биологических, экологических и космологических системах, но и в технических устройствах. К ним относятся, в частности, явления «восходящей диффузии» (переноса вещества в сторону возрастания его концентрации), «сопряжения» химических реакций (протекания реакций с возрастанием сродства), «активного транспорта» (накопления веществ с большей энергией Гиббса) и т.п. Эта работа и обуславливает кругооборот вещества и энергии в природе.

Классическим примером такого поведения может служить математический маятник, отличающийся от физического тем, что вся его масса считается сосредоточенной в грузе. Достаточно открыть любое пособие по механике, чтобы прочесть, что при отклонении маятника от состояния равновесия на угол φ на него действуют только две силы: тангенциальная составляющая $F_{\tau} = -Mg \sin \varphi$ силы тяжести $\mathbf{F}_g = M\mathbf{g}$, и сила упругого натяжения подвеса $F_{\text{упр}} = Mg \cos \varphi$. Поскольку сила $F_{\text{упр}}$ не совершает работы, изменение как величины, так и направления скорости \mathbf{v} (тангенциальное и центростремительное ускорение) объясняется только силой F_{τ} . О том, что для преобразования потенциальной энергии маятника в кинетическую необходимо преодолевать силы инерции маятника, речи вовсе не идет. Поэтому механика не в состоянии удовлетворительно образом объяснить продолжение движения маятника после того, как сила F_{τ} приобретает противоположный знак.

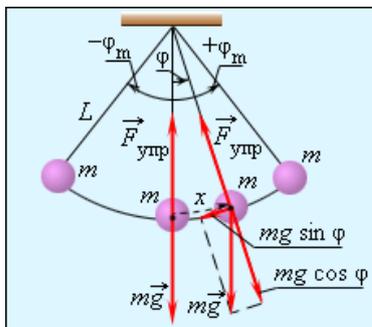


Рис.2. Силы, действующие на маятник

Подход с позиций энергодинамики отличается именно тем, что она явным образом учитывает принцип противоположности процессов, про-

являющийся в данном случае в том, что при приближении маятника к состоянию гравитационного равновесия (с минимальной энергией в поле тяжести) у него увеличивается кинетическая энергия, т.е. система удаляется от состояния кинетического равновесия (характеризующегося минимумом кинетической энергии). На этом основании энергодинамика вводит для рассматриваемой системы наряду с силой тяжести \mathbf{F}_g силу инерции, определяя ее аналогичным образом:

$$\mathbf{F}_g = -(\partial\mathcal{E}/\partial\mathbf{r}_g) = M\mathbf{g}; \mathbf{F}_i = -(\partial\mathcal{E}/\partial\mathbf{r}_i) = -M(\mathbf{v}\cdot\text{grad})\mathbf{v}. \quad (20)$$

Здесь с особой ясностью проявляется то обстоятельство, что ньютоновское определение силы $\mathbf{F}_i = M\mathbf{a}$ вытекает как частный случай из выражения (7) ввиду того, что ускорение тела $\mathbf{a} = d\mathbf{v}/dt$ без изменения его положения в пространстве невозможно. Следовательно, $\mathbf{v} = \mathbf{v}(\mathbf{r}_i)$ и $d\mathbf{v}/dt = (\mathbf{v}\cdot\text{grad})\mathbf{v}$, т.е. ускорение или торможение неразрывно связано с возникновением градиентов скорости $\text{grad}\mathbf{v}$. Это проливает новый свет на физический смысл силы инерции как величины, обусловленной «сопротивлением» тела ускорению в полном соответствии с принципом Ле-Шателье – Брауна. С другой стороны, становится ясным, что сила инерции, противодействующая ускоряющей силе, т.е. играющая роль силы реакции маятника на внешнее принуждение, после прохождения им вертикали становится активной (движущей) силой в процессе торможения маятника, в то время как F_τ обращается в нуль и затем меняет свой знак, становясь силой реакции. В этой смене движущих сил и сил реакции и заключен «механизм» работы колебательных систем, который остается не выявленным в классической механике.

В случае с маятником система приближается к равновесию в поле тяжести по мере уменьшения угла φ и достигает его при $\varphi = 0$ (когда $dE_j/dt = 0$). В то же время вследствие перехода потенциальной энергии маятника в кинетическую система удаляется от состояния «кинетического» равновесия ($dE_i/dt > 0$). При $\varphi = 0$ активные силы (тяжести) и силы реакции (инерции) меняются местами, и система начинает самопроизвольно удаляться от состояния равновесия в поле тяжести. Этот процесс «самоорганизации» протекает до тех пор, пока в системе не установится состояние равновесия i -го, рода (кинетическое), т.е. не прекратится торможение маятника ($\mathbf{v}_i = d\mathbf{r}_i/dt = 0$). Благодаря такой нестационарности система эволюционирует, минуя состояние полного равновесия. При наличии диссипации указанный колебательный процесс постепенно затухает ($\sum_j dE_j/dt < 0$) в полном соответствии с классической термодинамикой. То же самое происходит и со Вселенной в целом с тем лишь отличием, что состояние равновесия в ней не достигнуто и за 15 млн. лет ее существования.

Таким образом, оперируя упорядоченной энергией как функцией работоспособности неравновесных систем, удается показать, что процессы самоорганизации, казавшиеся противоречащими классической термодинамике, являются на самом деле её следствиями [14].

Литература

1. Базаров И. П. Термодинамика. М.: Высшая школа, 1991.
2. Эткин В. А. Термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии. – Саратов: Изд. – во СГУ, 1991, 168с.
3. Эткин В. А. Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии) – СПб.: «Наука», 2008.- 409 с.; Etkin V. Energodynamics (Thermodynamic Fundamentals of Synergetics).- New York, 2011.- 480 p.
4. Де Гроот С. Р., Мазур Р. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. 456 с.
6. Эткин В. А. Об основном уравнении неравновесной термодинамики // Журн. физ. химии. 1988. Т.62, №8. С. 2246–2249.

7. *Эткин В. А.* К неравновесной термодинамике энергопреобразующих систем // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1990. Вып.6. С. 120–125.
8. *Эткин В. А.* О единственности движущих сил необратимых процессов // Журн. физ. химии. 1989. Т.63. С. 1660-1665.
9. *Эткин В.А.* О принципе линейности Онсагера.
http://samlib.ru/e/etkin_w_a/oprinzipelineynostionsagera.shtml. 09.11.2004
10. *Эткин В. А.* Термокинетика (термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии). Тольятти, 1999. 228 с.
11. *Эткин В.А.* Неэнтропийные критерии эволюции сложных систем.
<http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/9816.html>. 13.09.2007.
12. *Эткин В.А.* Принцип противонаправленности процессов (Principle of processes counterdirectivity) <http://viXra.org/abs/1206.0004>. 12.06.2012/
13. *Эткин В.А.* О термодинамической направленности процессов самоорганизации.
http://samlib.ru/e/etkin_w_a/otermodynamicheskoinapravlennostyprozessovsamooorganizaziy. 03.10.2007.
14. 109. *Эткин В.А.* К термодинамической теории эволюции.
http://samlib.ru/e/etkin_w_a/. 14.08.2009.