

## ON THE INCONSISTENCY OF THE EQUILIBRIUM THERMODYNAMICS OF CLAUSIUS

Etkin V. A.  
D-rf Techn. Sc., prof.  
Togliatti State University, RF  
ORSID ID 0000-0003-2815-1284.  
[etkin.v@mail.ru](mailto:etkin.v@mail.ru)

## О НЕСОСТОЯТЕЛЬНОСТИ РАВНОВЕСНОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ КЛАУЗИУСА

Д.т.н., проф. В. Эткин В. А.  
Д.т.н., проф.  
Тольяттинский государственный университет, советник проректора по науке  
ORSID ID 0000-0003-2815-1284.  
[etkin.v@mail.ru](mailto:etkin.v@mail.ru)

### Abstract

The point of view is substantiated according to which the irreconcilable contradiction of the theory of "thermal death of the Universe" and the principle of entropy increase with the observed nature of evolution processes in it, like all other paralogisms of classical thermodynamics, R. Clausius, were the result of his division of energy exchange into heat and work, which required introduction of entropy as a coordinate of heat transfer. It is shown that the true carrier of the thermal form of energy is the "thermal impulse" as the amount of motion, which has lost its vector character due to its randomness. The latter can both increase and decrease during the interconversion of disordered and ordered forms of motion, which excludes the presence of an "arrow of time" for the Universe as a whole. The prospects that open up due to the replacement of entropy by a thermal impulse are revealed, which consist in the elimination of all paradoxes and paralogisms of equilibrium and nonequilibrium thermodynamics, and in the possibility of generalizing them to non-static processes and energy-converting systems far from equilibrium.

### Аннотация

Обоснована точка зрения, согласно которой непримиримое противоречие теории «тепловой смерти Вселенной» и принципа возрастания энтропии с наблюдаемым характером процессов эволюции в ней, как и все другие паралогизмы классической термодинамики, Р. Клаузиуса, явились следствием деления им энергообмена на теплоту и работу, что потребовало введения энтропии как координаты теплообмена. Показано, что истинным носителем тепловой формы энергии является «термоимпульс» как количество движения, утратившее векторный характер вследствие его хаотичности. Термоимпульс может как возрастать, так и убывать при взаимопревращении неупорядоченных и упорядоченных форм движения, что исключает наличие «стрелы времени» для Вселенной в целом. Выявлены перспективы, открывающиеся благодаря замене энтропии термоимпульсом, заключающиеся в устранении всех парадоксов и паралогизмов равновесной и неравновесной термодинамики, и в возможности обобщения их на нестатические процессы и энергопреобразующие системы, далёкие от равновесия.

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: Шрифт: полужирный

отформатировано: английский (США)

Отформатировано: По правому краю, интервал после: 0 пт, междустрочный, одинарный

отформатировано: Шрифт: не полужирный, английский (США)

отформатировано: Шрифт: не полужирный, английский (США)

Отформатировано: По правому краю

отформатировано: Гиперссылка, Шрифт: не полужирный, английский (США)

отформатировано: Шрифт: не полужирный, английский (США)

Отформатировано: По правому краю, интервал после: 0 пт, междустрочный, одинарный

Код поля изменен

отформатировано: английский (США)

Отформатировано: интервал после: 6 пт

отформатировано: Шрифт: полужирный

Отформатировано: интервал после: 0 пт

Отформатировано: По правому краю, интервал после: 0 пт

Отформатировано: По правому краю, интервал после: 0 пт

отформатировано: английский (США)

Отформатировано: По левому краю, интервал после: 0 пт

отформатировано: Шрифт: не полужирный, английский (США)

отформатировано: Шрифт: не полужирный, английский (США)

Отформатировано: По ширине, Отступ: Первая строка: 1 см, интервал после: 0 пт

Отформатировано: По левому краю, интервал после: 0 пт

**Keywords:** entropy of nonequilibrium states, thermodynamic and statistical, its paradoxes and connection with irreversibility, dissipation, evolution, and heat death of the Universe.

отформатировано: Шрифт: полужирный, курсив, английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

Отформатировано: Отступ: Первая строка: 1,25 см

**Ключевые слова:** энтропия неравновесных состояний, термодинамическая и статистическая, её парадоксы и связь с необратимостью, диссипацией, эволюцией, и тепловой смертью Вселенной.

## 1. Введение.

Прошло более 150 лет с той поры, как в естествознании вошло понятие энтропии как координаты теплообмена и принцип её возрастания в неравновесных адиабатических процессах [1]. Однако до сих пор не утихают споры о сокровенном смысле этого понятия как меры хаоса во Вселенной, а также о физических причинах её возрастания в изолированных системах, неумолимо ведущих к её «тепловой смерти» [2]. В обширной научной и околонаучной литературе энтропии посвящены сотни книг и тысячи статей, где эти вопросы обсуждены с различных точек зрения (см., например, [3]). Тем не менее до сих пор не доказана удовлетворительным образом несостоятельность теории тепловой смерти Вселенной Р. Клаузиуса [2] и не устранено «вопиющее противоречие термодинамики с эволюцией» [4]. Тем временем понятие энтропии перешагнуло границы физики и проникло в самые сокровенные области человеческой мысли. Наряду с термодинамической энтропией Р. Клаузиуса появилась статистическая, информационная, математическая, лингвистическая, интеллектуальная и т. п. энтропии, что ещё более осложнило интерпретацию этого многоликого и плохо поддающегося интуитивному восприятию понятия [5]. На этом фоне оставались незамеченными попытки заменить энтропию более адекватным параметром [6,7]. Положение ещё более усложнилось с расширением термодинамики на неравновесные системы, нетепловые и релятивистские машины, биологические системы и системы с отрицательными абсолютными температурами и дискретной энергией, и т. п. [7]. Ситуация, сходная с парадоксом Гиббса и теорией тепловой смерти Вселенной, возникла практически в каждой области приложения термодинамики. Энтропия стала «колом отпущения» за «любую и всякую» необратимость, а принцип её возрастания - «ахиллесовой ~~пятой~~ ~~термодинамической~~ ~~пятой~~ ~~термодинамики~~» [8]. Этот принцип навязал Вселенной «стрелу времени», вынудив исследователей искать её начало в «большом взрыве» или в «божественном промысле».

Задача настоящей статьи – вскрыть ограниченность и внутреннюю ~~противо-~~ ~~речивость~~ ~~противоречивость~~ ряда положений равновесной термодинамики Клаузиуса. В первую очередь это касается понятия энтропии, ~~введённого~~ ~~Клаузиусом~~ ~~введённого~~ ~~Клаузиусом~~ в качестве координаты теплообмена, (т. е. параметра, который не должен изменяться в его отсутствие), и тем не менее самопроизвольно возрастающего в адиабатически изолированных системах, и предложить более общий параметр, позволяющий исключить из термодинамики какие бы то ни было паралогизмы.

## 2. Происхождение и смысл энтропии Клаузиуса

Термодинамика как фундаментальная дисциплина, изучающая внутренние процессы в газообразных, жидких и твёрдых телах, формировалась в то время, когда под напором новых опытных фактов рушилось представление о теплоте как неуничтожимом флюиде (теплороде), содержащемся в телах, а вместе с ним (как казалось тогда) и основанная на нем теория тепловых машин Карно (1824) [2]. Это и побудило основоположника механической теории тепла и равновесной термодинамики Р. Клаузиуса переопределить понятие теплоты как хаотической формы энергии, сформировавшееся при её рассмотрении в одном ряду с такими явлениями, как свет, звук, электричество, магнетизм и т. п., и трактовать её лишь как количественную меру процесса теплообмена [1]. Определение теплоты как способа энергообмена, не связанного с ~~преодолением~~ ~~преодолением~~ каких-либо сил и как «энергии в состоянии перехода», т. е. как функции процесса теплообмена, сразу ограничивало термодинамику равновесными системами и квазистатическими (бесконечно медленными) процессами. Дело в том, что в неравновесных (пространственно неоднородных) системах плотность  $\rho = dM/dV$  любого экстенсивного параметра системы  $\Theta_i$  (её массы  $M$ , числа молей  $k$ -х веществ  $N_k$ , энтропии  $S$ , электрического заряда  $\Theta_e$ , импульса  $J$ , его момента  $L$  и т. п.) становится функцией пространственных координат (радиус-вектора  $r$ ) и времени  $t$ , т. е.  $\rho_i = \rho(r, t)$ , так что его полная производная по времени  $d\rho_i/dt$  включает в себя конвективную  $(\partial\rho_i/\partial r)(dr/dt) = (v \cdot \nabla)\rho_i$  и локальную  $(\partial\rho_i/\partial t)$ , составляющую:

$$d\rho_i/dt = (v \cdot \nabla)\rho_i + (\partial\rho_i/\partial t). \quad (1)$$

Первое слагаемое правой части этого выражения характеризует изменение плотности  $\rho_i$ , обусловленное переносом энергоносителя  $\Theta_i$  через границы системы. Это станет более очевидным, если член  $(v \cdot \nabla)\rho_i$  умножить и поделить на плотность  $\rho_i$ , после чего он примет вид ~~вид — произведения~~ ~~вид произведения~~ плотности импульса  $j_i = \rho_i v_i$  на относительный градиент его

Плотности  $\nabla\rho_i/\rho_i$ . Эта величина характеризует «степень неоднородности» системы, являющуюся причиной возникновения в ней каких-либо процессов. Чтобы убедиться в общности этого положения, представим  $\Theta_i$  интегралом от его локальной  $\rho_i = d\Theta_i/dV$  и средней плотности  $\bar{\rho}_i = \Theta_i/V$  выражением  $\Theta_i = \int \rho_i dV = \int \bar{\rho}_i dV$ . В таком случае

$$d\Theta_i/dt = \int [(d/dt)(\rho_i - \bar{\rho}_i)/dt] dV = 0. \quad (2)$$

Согласно этому тождеству, в однородной среде, где разность  $(\rho_i - \bar{\rho}_i)$  обращается в нуль повсеместно, интеграл (2) обращается в нуль так же тождественно, оставляя величину  $\Theta_i$  неизменной. Таким образом, *в однородных системах никакие процессы (в том числе и теплообмен) невозможны* [14].

Это означает, что, полагая систему внутренне равновесной ( $\nabla\rho_i=0$ ), Р. Клаузиус «выплеснул с водой и ребёнком», поскольку с признанием однородности ему пришлось отказаться и от внутренних источников  $(\partial\rho_i/\partial t)$  энергоносителей  $\Theta_i$ , а тем самым – и от внутренних источников соответствующих им форм ~~энергии — U~~ ~~энергии U~~  $U_i(\Theta_i)$ . Отказ при определении понятия теплоты от учёта внутренних источников тепла, возникающих при внутреннем трении, в химических реакциях, при диффузии и т. п., ограничивал термодинамику рассмотрением «квазистатических» (бесконечно медленных) процессов энергообмена системы с окружающей средой [2], поскольку в этом случае их мощность

отформатировано: русский

или производительность также бесконечно малы. Тем самым он заложил в термодинамику «мину замедленного действия», поскольку сам термин «динамика» подразумевает наличие силы и порождённого ею движения.

Это относится и к понятию энтропии  $S$ , введённому Р. Клаузиусом в качестве координаты процесса теплообмена, т. е. параметра, с необходимостью изменяющегося в этом процессе и остающегося неизменным в его отсутствие (в адиабатически изолированных системах). Для обоснования существования этого ~~параметра~~ Р. параметра Р. Клаузиус воспользовался теорией циклических тепловых машин С. Карно (1824) [2]. В ней термический КПД его идеального цикла  $\eta_r^K = 1 - T_2/T_1$  определялся постоянными температурами теплоисточника  $T_1$  и теплоприемника  $T_2$ , а условие его максимальности выражалось в требовании отсутствия любого понижения «движущей силы тепла»  $T_1 - T_2$ , не связанного с совершением работы. В таком случае, представляя любой цикл в виде бесконечного числа циклов Карно с элементарными количествами подводимого и отводимого тепла<sup>1</sup>  $dQ_1$  и  $dQ_2$  и выражая его КПД  $\eta_r = 1 - Q_2/Q_1$  как через температуры  $T_1$  и  $T_2$ , так и через эти теплоты [2], имеем:

$$\eta_r = 1 - dQ_2/dQ_1 = \eta_r^K = 1 - T_2/T_1 \quad \text{--- (3)}$$

Отсюда с учётом различного знака  $Q_1$  и  $Q_2$  следовало, что круговой интеграл от «приведённой теплоты»  $\oint dQ/T$  обращается в нуль независимо от конфигурации цикла тепловой машины. Это означало, что его подынтегральное выражение представляло собой полный дифференциал некоего параметра состояния  $S$ , названного им *энтропией* [1]. Тем же путём Р. Клаузиус «доказал» принцип возрастания энтропии, полагая само собой разумеющимся, что в выражении (3) термический КПД  $\eta_r$  любой необратимой тепловой машины меньше, чем в обратимом цикле Карно  $\eta_r^K$  при тех же температурах  $T_1$  и  $T_2$ . Тогда, заменяя (3) неравенством  $\eta_r < \eta_r^K$ , он приходит к выводу, что  $dQ_1/T_1 < dQ_2/T_2$ . Отсюда он делает вывод, что в необратимых процессах  $dS > dQ/T$ , т.е. в адиабатически изолированных системах (где  $Q = 0$ ), энтропия возрастает при протекании любых необратимых процессов:

$$dS_{из} > 0. \quad (4)$$

Не видя ограничений этого принципа, Р. Клаузиус не только возвёл его в ранг 2-го закона термодинамики, но и экстраполировал на всю Вселенную. Ярче всего это проявилась в его крылатой фразе: «Энергия Вселенной неизменна. Энтропия Вселенной возрастает».

На «доказательстве» этого принципа мы остановимся ниже. Пока же отметим, что «в классических и позднейших произведениях по термодинамике мы не находим не подчинённого статистике безупречно строгого обоснования термодинамических неравенств» [10].

Следует, однако, заметить, что отсутствие строгого доказательства принципа возрастания энтропии – не единственный недостаток термодинамики Р. Клаузиуса. Не менее серьёзна её ограниченность равновесными процессами. Само это словосочетание уже включало в себя два несовместимых понятия «равновесие» и «процесс», поскольку под равновесием в термодинамике понимается состояние, характеризующееся прекращением любых макропроцессов [11]. Далее, термодинамика Клаузиуса слелала

<sup>1</sup> Знак неполного дифференциала  $d$  вместо традиционного  $\delta$  подчёркивает, что элементарное количество тепла  $dQ$  не является полным дифференциалом ввиду его зависимости от характера процесса.

Код поля изменен

излишним понятие «движущей силы тепла» (С. Карно, 1824), которому обязано само возникновение термодинамики. Без понятия движущей силы процесса, ранее фигурировавшей в законах теплопроводности, электропроводности, диффузии, вязкого трения, исчезла способность термодинамики объяснять изучаемые ею явления, в частности возможность выражать с её помощью кинетику процесса, его направление, условия равновесия и т. п., как это было в механике. Для объяснения явлений термодинамика вынуждена была привлекать «со стороны» физическую кинетику, молекулярно-кинетическую и статистико-механическую теории. Это привело к тому, что термодинамика перестала быть самодостаточной теорией.

### 3. Неадекватность деления энергообмена на теплоту и работу

Между тем до Клаузиуса существовало иное представление о теплоте как о «скрытом» движении особого рода, отличающегося хаотичностью. Такое представление обусловлено рассмотрением её в одном ряду с такими явлениями, как свет, электричество, магнетизм и т. п. Оно сохранилось до сих пор в понятии теплоёмкости системы, а также в теории теплообмена, которая определяет его как процесс обмена между телами внутренней тепловой энергией (по принципу: обмениваться можно тем, чем располагают обе обменивающиеся стороны). Более того, такое понимание оказалось единственно приемлемым и для термодинамики открытых систем, поскольку «на границе, где присутствует диффузия, понятия теплоты и работы теряют ~~смысл~~ [12], а также для термодинамики необратимых процессов (ТНП) [13, 14], изучающей именно упомянутые выше внутренние источники тепла.

Не случайно подмена изначального понятия теплоты как функции состояния теплотой как функцией процесса породила многочисленные периодически возникающие дискуссии [2]. Они привели в конце концов к пониманию необходимости различать «теплоту тела» как количественную меру внутренней тепловой энергии, и «теплоту процесса» как количественную меру теплообмена. В нашей монографии [15], написанной по материалам докторской диссертации [16], это обстоятельство подчёркивается тем, что «теплота тела» обозначается через  $U$ , а «теплота процесса» – через  $Q$ , причём для бесконечно малых приращений первой применяется знак полного дифференциала  $dU$ , а для элементарных количеств теплоты  $dQ$  как функции процесса – знак неполного дифференциала  $d$  ввиду её зависимости от пути процесса. Разница между ними состоит в том, что при прекращении процесса «теплота тела»  $U$  остаётся неизменной, в то время как теплота процесса  $Q = 0$ .

Понимание теплоты как меры внутренней тепловой энергии принципиально расходилось с представлением Р. Клаузиуса о теплоте  $Q$  и работе  $W$  как о двух независимых и единственно возможных способах энергообмена системы с окружающей средой, первый из которых не связан с преодолением каких-либо сил. Это отражено в самом уравнении 1-го начала равновесной термодинамики [2,17]:

$$dQ = dU + dW. \quad (5)$$

Между тем с переходом к изучению открытых систем, обменивающихся с окружающей средой веществом, стал очевиден факт существования наряду с теплообменом  $Q$  и работой  $W$  ещё двух видов энергообмена: массообмена, характеризующегося изменением массы системы  $M$  при неизменности её состава, и

диффузии  $k$ -го вещества через границы системы, характеризующейся изменением состава системы при неизменности её массы [12].

Деление энергообмена на теплообмен и работы стало ещё более проблемным в сложных (поливариантных) системах, в которых наряду с работой расширения  $dW_p = p dV$  совершаются другие виды работ, в том числе «технические» виды работ  $W^t$ , перешедшие в термодинамику из механики. В ней работа измерялась скалярным произведением вектора результирующей силы  $F$  на вызванное ею перемещение  $dr$  объекта её приложения  $dW^t = F \cdot dr$  и представляла собой количественную меру процесса превращения внешней кинетической энергии  $E^v$  в потенциальную  $E^p$ . Эта работа не зависела от пути процесса, так что её элементарное количество  $dW^t$  выражалось полным дифференциалом  $dE^t = F \cdot dr$ . Такая работа принципиально отличалась от той категории работ, которая фигурировала в уравнении (5) не только векторной природой координат  $r$ , но и тем, что имела смысл количественной меры процесса энергопревращения (из одной формы в другую), а не энергопереноса (т.е. переноса её в одной и той же форме). В этом отношении она принципиально отличалась от работы ввода заряда,  $k$ -го вещества или объёма (работы расширения  $dW_p = p dV$ ). Эти виды работ, совершаемые внутренними силами, не имеющими результирующей, следовало бы называть «нетехническими»  $dW_i^t$ . ~~Ненонни-мание~~ Непонимание того, что «работа работе рознь», до сих пор мешает осознать, что истинная «линия водораздела» проходит не между теплотой  $Q$  и работой  $W$ , а между техническими  $W_i^t$  и нетехническими  $dW_i^t$  её видами (категориями) [18]. К числу последних следовало бы отнести и теплообмен, поскольку этот процесс связан с преодолением сил инерции частиц вещества ~~и по существу, по существу,~~ представляет собой работу кондуктивного ввода в ~~енетому некоторую систему некоторого~~ количества движения  $dP = Mdv$ .

Следует отметить, что для сложных (поливариантных) систем, совершающих как технические, так и нетехнические виды работ, доказательство существования энтропии до настоящего времени отсутствует [17, 19]. Статистико-механическая же трактовка её как меры термодинамической вероятности лишь множит число паралогизмов, превращая её в «ракковую опухоль» термодинамики [8]. Особенно очевидна несостоятельность трактовки энтропии как меры вероятности с позиций ТНП), оперирующей несовместимым с этой трактовкой понятием «потока энтропии» [13,14]. К тому же вероятностная трактовка энтропии не может предотвратить переход объединённого уравнения 1-го и 2-го начал термодинамики в неравенство

$$TdS > \cancel{dQ} - \cancel{dQ}. \quad (6)$$

лишившее возможности расчёта теплообмена. Это ещё раз подтверждает необходимость замены энтропии более общей экстенсивной мерой теплоты, применимой для любых (неравновесных, открытых, поливариантных и изолированных) систем.

#### 4. Энергия колебательного движения как его наиболее общая мера количества неупорядоченного движения

Стремление вернуть термодинамике статус теории, справедливой для общего случая неравновесных, неизолированных, открытых и поливариантных систем, диктует необходимость её построения на основе дедуктивного принципа «от общего к частному» и системного подхода (от целого к части). Именно такова «Энергодинамика» [20] как теория мощности неравновесных процессов переноса и преобразования любых форм энергии, обобщающая «Термокинетику» на процессы полезного преобразования энергии. Эта теория с самого начала учитывает неравновесность термодинамических систем, приводящую к выражению (1). Известно, что последнее представляет собой «кинематическое» уравнение волны 1-го порядка, в котором  $dp/dt$  играет роль функции её затухания [21]. Стоячая волна такого рода изображена на рисунке 1. Она порождена возвратно-поступательным переносом

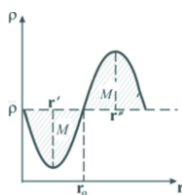


Рис.1.Волнообразование

некоторого количества  $M$  вещества из положения с радиус-вектором  $r'$  в положение  $r''$  и обратно. Модуль скорости этого переноса  $v = \lambda/2\tau = \lambda\nu$  определяется отношением модуля смещения  $|r'' - r'|$ , равного половине длины волны  $\lambda$ , к полупериоду  $\tau = 1/2\nu$  колебаний с частотой  $\nu$ , и численно равен скорости распространения возмущений в данной среде  $c = c(\rho, \nu)$ , являющейся в общем случае функцией её плотности  $\rho$  и частоты колебаний  $\nu$ . Ввиду постоянства этой величины работа  $W = \int v \cdot dP$ , затраченная на возбуждение этих колебаний, а тем самым и энергия колебательного движения  $U^v$ , определяется исключительно массой  $M$  вещества, вовлечённого в колебательное движение

$$U^v = \int c^2 dM = Mc^2. \quad (7)$$

Это выражение, установленное первоначально для эфира [22], соответствует принципу эквивалентности энергии  $U$  и массы покоя  $M$ , обоснованному А. Эйнштейном иным путём. Согласно (7) этому принципу, внутренняя (собственная) энергия вещества  $U$  выражается произведением экстенсивной и интенсивной мер движения, каковыми в механике являются количество движения Декарта  $P = Mv$ , и усреднённой скоростью колебательного движения  $v$ , равной скорости распространения возмущений в данной среде  $c$ , т. е. представляет собой «живую силу» Лейбница  $Mv^2$ . Именно эта величина и была переименована ~~анче~~ по предложению Т. Юнга (1807) и названа «энергисйе». Последующие «обобщения» этого понятия с введением терминов «потенциальная», «кинетическая», «внешняя», «внутренняя», «отрицательная» и т. п. энергия лишь исказили это простое и ясное понимание «живой силы» как общей меры всех форм движения и привела к ситуации, когда «современная физика не знает, что такое энергия» [23]. Таким образом, именно количество движения Декарта  $P = Mv$  является носителем внутренней энергии тела  $U$ .

## 5. Термоимпульс как истинная экстенсивная мера теплоты

В обширной литературе, посвящённой энтропии, крайне редко встречаются попытки пересмотра понятия энтропии как базовой концепции термодинамики Клаузиуса, несмотря на явные противоречия с наблюдаемым характером ряда процессов в природе, возникающие при приложении к ним равновесной термодинамики. Это можно объяснить крайне болезненным восприятием таких попыток со стороны специалистов и лиц, избегающих хотя бы временной утраты общепризнанной опоры. В результате внутренние противоречия

накапливаются, и становится все более затруднительным, если не невозможным, найти начало длинной цепи казавшихся правдоподобными рассуждений, приведших в конечном счёте к ряду явно абсурдных следствий.

Предпринятый нами анализ этой проблемы с позиций обнаруживает, что Р. Клаузиус с самого начала пошёл по пути, уводящему термодинамику в сторону от теории тепловых машин С. Карно. Последняя явным образом указывала на перепад температур  $\Delta T$  между теплоисточником и теплоприёмником как на условие возникновения «движущей силы тепла», а любое его понижение, не связанное с совершением работы – как на причину уменьшения КПД тепловой машины и необратимости как невозможности восстановить эту «движущую силу тепла» [2]. Она впервые выявила независимость КПД обратимого цикла от природы рабочего тела и указала пути его повышения, полностью подтверждённые и реализованные в дальнейшем в теплоэнергетике. Достаточно было только расстаться с представлением о теплороде как о невесомой и неуничтожимой жидкости, и рассматривать его как носитель энергии особого рода, отличающейся хаотичностью.

Однако Р. Клаузиус пошёл иным путём, подменив теплоту тела  $U_q$  как часть его внутренней энергии  $U$  теплотой процесса  $Q$  как количественной мерой теплообмена. Естественно, что в этом случае изменение энтропии не могло учесть внутренние источники тепла. Это и побудило И. Пригожина дополнить изменение энтропии  $S$  как координаты теплообмена ( $d_e S = dQ/T$ ) членом  $d_i S = dQ^d/T$ , учитывающим наличие внутренних источников тепла диссипации  $Q^d$ . Это привело его к «уравнению баланса энтропии» [4]:

$$dS = d_e S + d_i S. \quad (8)$$

Однако это не сделало энтропию полноценным параметром состояния неравновесной системы, поскольку составляющие  $d_e S$  и  $d_i S$  не являлись частными дифференциалами какой-либо функции состояния, что выводило выражение (8) за рамки правил дифференциального исчисления.

Более того, введённое «руками» выражение (8) утверждало, что любые необратимые процессы вызывают изменение одного и того же параметра – энтропии  $S$ . Это сделало энтропию  $S$  «козлом отпущения» за «любую и всякую» необратимость. В действительности же внутренние источники или стоки имеются и у других параметров. Таковы, в частности, числа молей  $k$ -х веществ  $N_k$ , которые также изменяются как вследствие химических реакций, так и при диффузии  $k$ -х веществ через границы системы.

Далее, согласно (8) энтропия  $S$  возрастает только вследствие превращения упорядоченных форм движения в хаотическую. Однако в действительности диссипация (рассеяние) энергии может быть обусловлено её переходом энергии и в другие упорядоченные формы. В частности, в процессах резания металлов обнаружилось, отношение количества выделившегося тепла диссипации  $Q^d$  к затраченной работе  $W^r$ , именуемое «коэффициентом выхода тепла», как правило, меньше единицы. Это означает, что часть работы деструкции металлов переходит в потенциальную энергию стружки, а не в теплоту. Ещё отчётливее это обстоятельство проявляется в процессах дробления материалов, при которых возрастает не только температура, но и поверхностная энергия частиц материала. Таким образом, опыт подтверждает, что возрастание энтропии является отнюдь не единственным следствием превращения упорядоченных форм в неупорядоченные. Более того, выяснилось, что рассеиваться может и сама тепловая энергия, и без того считающаяся хаотической. Непосредственным экспериментальным подтверждением этого обстоятельства явилась серия экспериментов Л. Бровкина (1960, 1964) [23,24]. В них в зазор



плотно упакованного рулона бумаги, картона, резиновой ленты и других листовых материалов по всей их длине закладывался чувствительный элемент термометра сопротивления. Затем рулон подвергался неравномерному нагреву от внешнего источника тепла, и в последующем процессе его остывания регистрировалось изменение сопротивления такого «рассредоточенного» термометра, характеризующего среднеинтегральную температуру такой системы  $\bar{T}$ . Самым удивительным результатом этих экспериментов оказался довольно значительный (до 17%) подъём температуры  $\bar{T}$  в начальный период процесса релаксации рулона вместо ожидаемого его понижения. Он продолжался десятки минут, пока не начинало преобладать остывание недостаточно теплоизолированного образца. Это явление, названное автором «эффектом роста измеряемого теплосодержания», становится понятным лишь с позиций неравновесной термодинамики, признающей существование упорядоченной (кинетической  $U^v$  и потенциальной  $U^p$ ) составляющей внутренней энергии термически неоднородной системы  $U$ . За счёт этой упорядоченной части внутренней тепловой энергии неоднородной окружающей среды и совершают работу тепловые двигатели, а в данном эксперименте – возрастает его кинетическая составляющая энергии образца. Этот эксперимент наглядно показывает, что «рассеиваться» может и тепловая энергия  $U_q$  термически неоднородной системы, причём в процессе её термической релаксации возрастает не только энтропия, но и температура как один из её независимых аргументов. Всё это указывало на то, что энтропия не является параметром, ~~нечерпывающим~~ ~~образом~~ ~~исчерпывающим образом~~, учитывающим все свойства носителя теплового движения.

Между тем найти истинный носитель  $\Theta_q$  хаотической формы энергии  $U_q$  можно тем же способом, что и в выражении (3), если только не подменять внутреннюю тепловую энергию  $U_q$  теплотой процесса  $Q$ , и подставить в (3) ~~вместо~~ ~~вместо~~  $Q_1$  и  $Q_2$  количество тепловой энергии на входе и выходе тепловой машины  $U_q'$  и  $U_q''$ . Тогда «приведённое тепло» примет вид  $U_q/\bar{T}$ , и мы немедленно получим  $\oint d(U_q/\bar{T}) = 0$ , что доказывает существование носителя внутренней тепловой энергии

$$\Theta_q \equiv U_q/\bar{T} \text{ или } U_q = \bar{T} \Theta_{q-\tau q}. \quad (9)$$

Однако можно поступить ещё проще, если положить по аналогии с механикой существование аналога количества неупорядоченного движения  $\Theta_q$  как частного от деления  $U_q$  на усреднённую абсолютную температуру  $\bar{T}$ . Такого рода скалярная величина  $\Theta_q$  ~~была~~ ~~названа~~ ~~была названа~~ нами для краткости *термоимпульсом* (как импульсом  $P = Mv$ , утратившим векторную природу вследствие хаотичности движения). Принадлежность термоимпульса к параметрам состояния не вызывает сомнений, поскольку таковыми являются и  $U_q$ , и  $\bar{T}$ . Элементарное изменение термоимпульса включает в себя два составляющие:

$$d\Theta_q = \bar{T} d\Theta_q + \Theta_q d\bar{T}. \quad (10)$$

Первое слагаемое этого выражение характеризует теплообмен системы с окружающей средой  $dQ = \bar{T} d\Theta_q$ , второе слагаемое – внутренние источники ~~тепла~~ ~~дQтепла~~  $dQ^0 = \Theta_q d\bar{T}$ . Этот член и отражает возрастание температуры в упомянутых опытах Л. Бровкина [19]. Таким образом, существует возможность заменить энтропию  $S$  этим простым и наглядным параметром. Обоснованию целесообразности замены энтропии термоимпульсом и будет посвящена последующая часть настоящей статьи.

Код поля изменен

## 6. Что даёт замена энтропии термоимпульсом?

Термоимпульс как экстенсивная мера теплового движения имеет множество очевидных преимуществ. Этот параметр обладает той степенью очевидности, которая делает термодинамику понятной даже школьнику. Термоимпульс присущ системам с произвольным распределением импульса между частицами, в том числе и далёким от равновесия, в то время как применение к ним понятия энтропии требует доказательств, которые в настоящее время отсутствуют.

В том, что введение понятия внутренней тепловой энергии  $U_q$  как части энергии колебательного движения  $U = Mv^2$  («живой силы» Лейбница) не противоречат принципам сохранения и превращения энергии, можно убедиться, представив кинетическую энергию упорядоченного движения  $U^o = Mv^2/2$  и внутреннюю потенциальную энергию  $U^r = \int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$  изолированной системы как результат превращения внутренней:

$$(dU)_{из} \equiv dMv^2 = dU^o + dU^r + dU_q = 0. \quad (11)$$

Согласно этому выражению, в сумме упорядоченные и неупорядоченные формы внутренней энергии изолированной системы остаются неизменными. Такая форма закона сохранения энергии отличается от общепринятой тем, что в ней вместо внешней кинетической  $E^o$  и внешней потенциальной энергией  $E^r$ , утративших для изолированной системы всякий смысл, фигурируют упорядоченные составляющие внутренней энергии неравновесной ~~енетемы~~ U-системы U. В такой форме закон сохранения энергии не исключает взаимопревращения упорядоченных и неупорядоченных форм энергии и их кругооборота во Вселенной как целом. Важнейшую роль в этом играет способность термоимпульса как возрастать при необратимом превращении упорядоченных форм внутренней энергии  $U^o = \int \mathbf{v} \cdot d\mathbf{P}$  и  $U^r = \int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$  в неупорядоченную  $U_q$ , так и убывать при обратном превращении последней в упорядоченные формы. Поскольку все процессы, происходящие в изолированных системах, самопроизвольны, такой переход соответствует явлениям «самоорганизации», происходящим на всех уровнях мироздания – от нуклеосинтеза до образования звёзд и скоплений галактик. Примерами таких процессов является переход «небарионной» (неструктурированной) формы материи Вселенной в барионную (структурированную), «восходящая диффузия» в металлах и «активный транспорт» веществ в биосистемах (перенос некоторых веществ в сторону их большей концентрации), «~~енряженные~~ сопряжённые» химические реакции (протекающие в направлении возрастания их сродства), явления роста кристаллов, возникновение прецессии во вращающихся системах, возникновение новых степеней свободы в сложных системах и т. п. [2425]. Классическая термодинамика, сформулировавшая свои законы только для вещественных (барионных) форм материи Вселенной (составляющих не более 5% её массы), и базирующаяся на принципе возрастания энтропии, отразить такие процессы не может.

Остаётся показать, что замена энтропии на термоимпульс позволяет устранить ряд паралогизмов, возникших в термодинамике при попытках экстраполяции понятия энтропии на всю неравновесную Вселенную [7].

### 6.1. Устранение неравенств в математическом аппарате термодинамики

Известно, что объединённое уравнение 1-го и 2-го законов термодинамики

$$TdS = dU + pdV \quad (12)$$

в случае необратимых процессов принимает вид неравенства  $TdS > dU + pdV$  [17].

**Причиной** возникновения неравенств являются внутренние источники тепла, в результате чего  $TdS > dQ$ . Однако аналогичные (12) неравенства возникают и у других экстенсивных параметров  $\Theta_i$ , например, у числа молей  $k$ -х веществ  $N_k$ , которое может изменяться как вследствие их диффузии через границы системы, так и вследствие химических реакций в самой системе. Присущи они и объёму  $V$ , который может увеличиваться как при совершении работы расширения  $pdV$ , так и при её расширении в пустоту ( $p = 0$ ) без совершения этой работы. Это обстоятельство является основным препятствием для применения термодинамического метода исследования к другим дисциплинам, изучающим реальные (нестатические) процессы.

Между тем эти неравенства исчезают, если заменить энтропию  $S$  **термоимпульсом**  $\Theta_q$ , который согласно (10) изменяется не только вследствие внешнего энергообмена, но и из-за наличия внутренних источников. В самом общем виде это можно доказать, если учесть, что каждая из  $i$ -х форм внутренней энергии  $U_i$  имеет свой энергоноситель  $\Theta_i$ , так что в однородной (внутренне равновесной) системе  $U = \sum_i U_i(\Theta_i)$ . В таком случае полный дифференциал внутренней энергии  $U$  может быть представлен в виде суммы частных дифференциалов  $dU_i(\Theta_i)$  тождеством:

$$dU \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i \quad (13)$$

где  $\Psi_i \equiv (\partial U_i / \partial \Theta_i)$  – усреднённые значения обобщённых локальных потенциалов системы  $\psi_i$  (абсолютных температур  $T$ , давлений  $p$ , химических  $\mu$ , электрических  $\phi$ , кинетических  $v$  и т. п.).

Будучи усиленным равенством, справедливым для всех значений входящих в него величин, это выражение не может переходить в неравенство, откуда система остаётся однородной. Последнее означает, что и переход объединённого уравнения 1-го и 2-го начал термодинамики Клаузиуса (5) является следствием неадекватности энтропии  $S$  понятию термоимпульса  $\Theta_q$  как параметра системы.

Покажем теперь, что и для неоднородных (внутренне неравновесных) систем основное уравнение имеет характер тождества. Для этого учтём, что в таких системах параметры  $\Theta_i$  **распределены** по объёму системы неравномерно, так что положение их центра **отличается** от равновесного  $r_{io}$  (совпадающего с центром объёма  $V$ , занимаемого системой). Это положение определяется известными выражениями:

$$r_i = \Theta_i^{-1} \int \rho_i(r, t) r dV; \quad r_{io} = \Theta_i^{-1} \int \rho_{io}(t) r dV \quad (14)$$

где  $r$  – бегущая (эйлерова) пространственная координата.

Из выражения (14) непосредственно следует, что отклонении системы от равновесного состояния сопровождается возникновением некоторого «момента распределения»

$$Z_i = \Theta_i (\mathbf{r}_i - r_{io}) = \int [\rho_i(r, t) - \rho_{io}(t)] r dV \quad (15)$$

с плечом  $\Delta r_i = \mathbf{r}_i - r_{io}$ , названным нами «вектором смещения» [15].

Если принять  $r_{io} = 0$ , то из (15) следует, что возникновение у любого  $i$ -го **энергоносителя**  $\Theta_i$  момента распределения  $Z_i$  делает его парциальную энергию  $U_i$

отформатировано: не надстрочные/ подстрочные

функцией двух переменных  $\Theta_i$  и  $Z_i$ . В таком случае  $U = \sum_i U_i(\Theta_i, Z_i)$ , а её полный дифференциал можно представить в виде тождества [15]:

$$dU = dU \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i + \sum_i X_i dZ_i \quad (16)$$

где  $X_i \equiv (\partial U_i / \partial Z_i)$  – напряжённости полей энергоносителей  $\Theta_i$ , характеризующие неоднородность их распределения по системе, и имеющие смысл удельных внутренних сил  $F_i / \Theta_i$  в их общезначимом понимании. Они выражаются усреднёнными значениями градиента  $X_i = \bar{\nabla} \psi_i$  потенциала  $\psi_i$  соответствующей формы энергии, в чём можно убедиться, представив  $U_i$  интегралами  $U_i = \int \psi_i d\Theta_i$  и  $Z_i = \int r_i d\Theta_i$ .

Это выражение также носит характер тождества, и потому справедливо как для обратимых, так и необратимых процессов. Тем самым подтверждается несостоятельность всей концепции равновесной термодинамики Клаузиуса, базирующейся на объединённом уравнении 1-го и 2-го начал (12).

отформатировано: Шрифт: курсив

отформатировано: Шрифт: курсив, подстрочные

## 6.2. Устранение ~~неоднозначности произвола в выборе~~ движущих сил

### и скоростей разнообразных процессов

В 1931 г. будущий нобелевский лауреат Л. Онзагер предложил «квазиротермодинамическую» теорию скорости необратимых физико-химических процессов [13, 14]. Основными величинами, которыми оперирует эта теория, были «термодинамические» силы  $X_i = (\partial S / \partial \alpha_i)$ , определяемые как производные от энтропии системы  $S$  по неким параметрам  $\alpha_i$ , характеризующим удаление системы от равновесия, и «потоки»  $J_i = d\alpha_i / dt$  как производные от параметров  $\alpha_i$  по времени, имеющие ~~смысл обобщённой~~ смысл обобщённой скорости процессов релаксации:

$$dS/dt = \sum_i (\partial S / \partial \alpha_i) d\alpha_i / dt = \sum_i X_i J_i \quad (17)$$

Нахождение движущих сил  $X_i$  и обобщённых скоростей  $J_i$  разнообразных диссипативных процессов позволяет в принципе изучать методами термодинамики кинетику релаксационных процессов. Последнее означало бы переход от термостатики, каковой в действительности являлась классическая термодинамика [11], к энергодинамике как теории мощности реальных процессов [15]. Однако в классической термодинамике параметры  $\alpha_i$  заведомо отсутствовали. Поэтому его теория ~~оставалась~~ по существу оставалась, по существу, пустым формализмом до тех пор, пока другой будущий нобелевский лауреат И. Пригожин не предложил метод нахождения векторных термодинамических сил  $X_i$  и потоков  $J_i$  для «стационарных» необратимых процессов [2526]. Для этого он выдвинул гипотезу локального равновесия, согласно которой в элементах объёма континуума  $dV$  существует равновесие (несмотря на протекание в них нестатических процессов), а их состояние характеризуется тем же набором переменных  $\Theta_i$ , что и в равновесии (несмотря на появление термодинамических сил  $X_i$ ), так что к ним применимы все соотношения равновесной термодинамики (несмотря на неизбежный переход их в неравенства).

При всей своей внутренней противоречивости эта гипотеза позволяла использовать для нахождения сил  $X_i$  и потоков  ~~$J_i$ -законы~~  $J_i$  законы сохранения массы, импульса, заряда и энергии, взятые из других дисциплин. Это требовало составления весьма громоздких

уравнений их баланса с целью выделения из «производства» энтропии  $dS/dt$  той их части  $d_u S/dt$ , которая обусловлена внутренними источниками. Однако разложить  $d_u S/dt$  на множители  $X_i$  и  $J_i$  можно множеством способов, что обусловило известный произвол в их смысле и размерности.

Ещё более серьёзным недостатком ТНП явилось то, что она базировалась на принципе возрастания энтропии и потому исключила из рассмотрения обратимую часть реальных процессов, которая не даёт вклада в «производство» энтропии  $dS/dt$ . Это ограничило ТНП чисто диссипативными процессами типа теплопроводности, электропроводности, диффузии, и вязкого трения, в то время как термодинамика была создана как теория полезного преобразования тепловой энергии в другие её формы.

Тождество (16) освобождает от всех этих недостатков. Будучи записанным в виде

$$dU/dt \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i/dt + \sum_i X_i J_i - J_{is} \quad (18)$$

в котором силы  $X_i$  имеют вполне однозначный смысл градиента потенциала, а потоки  $J_i = dZ_i/dt = \Theta_i v_i$  – импульса ~~соответствующего~~ соответствующего энергоносителя, это уравнение освобождает от необходимости составления упомянутых выше уравнений баланса [14]. Тем самым оно позволяет существенно упростить ТНП и осуществить на базе энергодинамики синтез понятийной системы и математического аппарата ряда инженерных дисциплин, кардинально облегчающий их изучение [2627+].

### 6.3. Опровержение теории «тепловой смерти Вселенной»

Р. Клаузиус при обосновании принципа возрастания энтропии путём рассмотрения системы из двух сопряжённых тепловых машин (двигателя и теплового насоса) принял как само собой разумеющееся, что термический КПД  $\eta_t$  любой необратимой тепловой машины меньше, чем в обратимом цикле Карно  $\eta_t^K$  при тех же температурах теплоисточника  $T_1$  и теплоприемника  $T_2$  [1].

Между тем в рассуждения Клаузиуса вкралась ошибка, которая станет более очевидной, если представить термический КПД любого цикла тепловой машины, в том числе цикла Карно, через так называемые «среднеинтегральные» температуры подвода и отвода тепла  $\bar{T}_1 = Q_1/\Delta S_1$  и  $\bar{T}_2 = Q_2/\Delta S_2$  [14]:

$$\eta_t = 1 - Q_2/Q_1 \equiv 1 - \bar{T}_2/\bar{T}_1. \quad (17)$$

Согласно этому выражению, и без разбиения произвольного цикла на множество элементарных циклов Карно следует, что  $|Q_1/\bar{T}_1| = |Q_2/\bar{T}_2|$ , так что в любом цикле  $|\Delta S_1| = |\Delta S_2|$  и  $\oint dS = 0$ . Последнее означает несостоятельность самого изначального предположения Р. Клаузиуса о том, что произвольный цикл будет иметь меньший термический КПД, чем обратимый, при тех же средних температурах подвода и отвода тепла  $\bar{T}_1$  и  $\bar{T}_2$ . Это объясняет, почему все доказательства принципа возрастания энтропии оказывались при ближайшем рассмотрении несостоятельными [10], а «вопрос о физических основаниях закона монотонного возрастания энтропии остается ... открытым» [2728].

Между тем несложно показать в самом общем виде, что этот принцип недоказуем, если оставаться в рамках классической термодинамики. Действительно, в равновесных термомеханических системах (с двумя степенями свободы) внутренняя энергия  $U$  как

Код поля изменен

величина экстенсивная является функцией двух экстенсивных аргументов: энтропии  $S$  и объёма  $V$ , т. е.  $U = U(S, V)$ . Тогда, рассматривая энтропию  $S$  как обратную функцию  $S = S(U, V)$ , найдём, что в условиях её изоляции ( $U, V = \text{const}$ ) энтропия в принципе не может изменяться, поскольку неизменными остаются все аргументы этой функции. Однако ~~кардинальное~~кардинальное решение этого вопроса приходит лишь с признанием термоимпульса  $\Theta_q$  как истинного носителя внутренней тепловой энергии, которая может как возрастать, так и убывать вместе с  $U_q$ . При этом термоимпульс вырождается при затухании колебаний даже тогда, когда это затухание сопровождается превращением неупорядоченной энергии в упорядоченную, например, во внутреннюю потенциальную энергию той же системы  $U^r$ . Это становится очевидным, если учесть, что по мере «вырождения» импульса ( $J_i = \Theta_i dr_i/dt \rightarrow 0$ ) и уменьшения скорости колебаний ( $v_i = dr_i/dt \rightarrow 0$ ) вектор смещения от равновесного положения  $r_i$ , определяющий потенциальную энергию  $U^r = \int F dr$ , принимает постоянное значение (волна как бы «замерзает»).

Внутреннее колебательное движение затухает также по мере приближения скорости системы  $v$  к предельной скорости распространения возмущений в данной среде  $c$ , поскольку отклонение  $v$  в большую сторону от ~~е~~е становится невозможным. Именно по этой причине температура  $T$  любых эфироподобных сред, свободных от вещества, равна абсолютному нулю<sup>2</sup>. Более того, термоимпульс вырождается даже при взрыве «сверхновых», сопровождающемся так называемым «большим разрывом», когда вещество возвращается в своё исходное состояние небарионной (неструктурированной) материи. Поэтому замена энтропии термоимпульсом устраняет навязанную принципом возрастания энтропии «стрелу времени» - одностороннюю направленность процессов во Вселенной, допуская возможность её неограниченного во времени и пространстве функционирования, минуя состояние равновесия. Свидетельством этого служит факт существования Вселенной в течение по крайней мере 13 -14 миллиардов лет, «отпущенных» ей «Стандартной моделью».

#### 6.4. Устранение противоречия термодинамики с теорией эволюции

Покажем теперь, что термоимпульс устраняет «вопиющее противоречие термодинамики с теорией биологической эволюции», состоящее в том, что принцип возрастания энтропии предписывает природе лишь её деградацию [2425]. Вероятностная трактовка энтропии Больцманом не разрешала это противоречие, поскольку давала Вселенной лишь ничтожный шанс избежать «тепловой смерти». Между тем тождество (1), утверждает детерминистский характер процессов в неравновесных системах. Из него следует, что в системах, где протекают какие-либо процессы (т. е.  $d(\rho_i - \bar{\rho}_i)/dt \neq 0$ ), интеграл (1) обращается в нуль только в том случае, когда его слагаемые имеют противоположный знак и взаимно компенсируются. Это означает, что в любой неравновесной системе всегда имеются подсистемы, процессы в которых протекают в противоположном направлении. Это положение, названное нами «*принципом противонаправленности*» процессов, имеет общезначимый статус и может считаться математическим выражением диалектического закона «единства и борьбы противоположностей» [2829]. Он устраняет навязанную

<sup>2</sup> Температура космического пространства  $T = 2,73\text{K}$  является следствием излучения барионного вещества, распределённого в ней.

термодинамикой Клаузиуса одностороннюю направленность процессов во Вселенной. К такому же выводу мы приходим, базируясь на законе сохранения энергии в изолированной системе  $(dU/dt)_{\text{из}} = 0$  и тождестве (16), если представим  $F_i \cdot v_i$  в виде произведения  $X_i \cdot J_i$ , как это принято в неравновесной термодинамике [13, 14]:

$$(dU/dt)_{\text{из}} \equiv \sum_i (\Psi_i d\Theta_i/dt + X_i \cdot J_i) = 0, \quad (18)$$

где  $X_i \equiv (dU_i/dZ_i) = \Theta_i^{-1}(\partial U/\partial r_i) = F_i/\Theta_i$ ;  $J_i = \Theta_i v_i$ .

Обращение в нуль суммы  $\sum_i dU_i/dt$  означает, что отдельные слагаемые этой суммы имеют противоположный знак и взаимно компенсируются. Противоположный знак имеют и мощности  $X_i \cdot J_i$  разномёрных процессов превращения энергии. Это означает, что наряду с процессами диссипации, в которых  $X_i \cdot J_i > 0$ , в изолированных системах неизбежны и процессы «самоорганизации» некоторых  $j$ -х степеней свободы, в которых произведение  $X_j \cdot J_j < 0$ . Таковы, в частности, процессы «восходящей диффузии» (переноса вещества в сторону возрастания его концентрации), явления «сопряжения» химических реакций (протекания реакций в направлении возрастания её сродства), «активного транспорта» (накопления в органах веществ с большей энергией Гиббса), рост кристаллов и т.п. Таким образом, в неравновесных системах с необходимостью возникают противонаправленные процессы эволюции и инволюции (деградации), когда одна степень свободы системы приближается к равновесию, в то время как другая – удаляется от него. Это и устраняет отмеченное выше [4] противоречие термодинамики с эволюцией.

Кроме того, тождество (16) содержит силы  $X_i$ , способные отразить приближение или удаление системы от состояния равновесия по любой  $i$ -й степени её свободы в отдельности, а также условие равновесия данного рода [29,30]:

$$dX_i \geq 0 \text{ (эволюция); } X_i = 0 \text{ (равновесие); } dX_i \leq 0 \text{ (инволюция).} \quad (19)$$

Таким образом, энергодинамика предлагает более простые и наглядные, и притом более информативные критерии эволюции и равновесия, нежели энтропия, которая способна отразить лишь поведение системы в целом, и притом только её деградацию. При этом она возвращает понятию равновесия его изначальный смысл равенства противодействующих сил (отсутствия у них результирующей силы), каким он был в механике. Это даёт в руки исследователей более наглядный, более «физичный» и более информативный инструмент анализа проблем эволюции, нежели не поддающийся вычислению максимум энтропии. Неэнтропийные критерии подтверждают, что природе свойственны не только разрушительные, но и созидательные тенденции, что наглядно проявляются в протекающих на всех уровнях мироздания процессах эволюции живой и неживой природы.

#### 6.6.6.5. Введение единого показателя эффективности тепловых и нетепловых машин

Принято ~~считать~~считать, как нечто само собой разумеющееся, что эффективность (КПД) любой обратимой нетепловой машины равен единице, в то время как для теплового двигателя он ограничен величиной термического КПД идеальной машины Карно [11]:

$$\eta_c = 1 - T_2/T_1 < 1, \quad (20)$$

где  $T_1, T_2$  – постоянные температуры подвода и отвода тепла в цикле тепловой машины, равные абсолютным температурам источника и приёмника тепла<sup>3</sup>.

Такая «дискриминация» тепловых машин считается естественной и основана на стойком убеждении в том, что «теплота и работа в принципе неравноценны» [11]. Между тем при ближайшем рассмотрении оказывается, что дело не в несовершенстве и «расточительности» тепловых машин, а в различии понятий их КПД. Термический КПД  $\eta_t$  характеризует отношение работы  $W_q = W_a$ , совершаемой преобразователем **тепловой формы тепловой формы** энергии  $U_q$ , к её количеству  $U_q' \equiv Q_1$ , подведённому от «горячего» источника с потенциалом  $\psi_q' \equiv T_1$ , т. е.  $\eta_t = W_q/Q_1$ . Такой КПД принято называть *абсолютным*. Согласно теореме Карно, для идеальных циклов (у которых средние потенциалы подвода и отвода энергии к рабочему телу  $\bar{\psi}'_i$  и  $\bar{\psi}''_i$  рабочего тела совпадают с аналогичными потенциалами источника и приёмника энергии) этот КПД не зависит ни от свойств рабочего тела машины, ни от его конструктивных особенностей или режима его работы. Поэтому такие «КПД» характеризуют скорее не совершенство тепловой машины, а те возможности, которые предоставляет природа благодаря имеющейся в ней пространственной неоднородности (разности потенциалов  $\bar{\psi}'_i$  и  $\bar{\psi}''_i$ ). Строго говоря, этот показатель вообще не следовало бы называть «КПД машины», поскольку этот показатель характеризуют скорее *«степень превратимости»* энергии источника, являющейся функцией его неоднородности.

Иной смысл имеет понятие КПД механических, гидравлических, электрических и т. п. двигателей. Такие КПД характеризуют отношение действительно совершаемой двигателем работы  $W_i$  к её теоретически возможному значению  $W_i^t$  ( $\eta_{oi} = W_i/W_i^t$ ) и называются *относительными*. Они отражают степень использования тех возможностей, которые предоставляет источник энергии с заданной неоднородностью. Эти КПД учитывают потери в самой машине, в результате чего их величина, в отличие от абсолютных КПД, приближается к единице. В термодинамике такие КПД применяются лишь для оценки степени совершенства отдельных процессов (например, КПД  $\eta_{oi}$  процесса сжатия или расширения). Применение одного и того же термина «КПД» к двум принципиально различным понятиям вызывает у неспециалистов ошибочные представления о неэффективности тепловых машин. Поэтому правы те, кто считает, что «сужение идеи о невозможности создания вечного двигателя 2-го рода до утверждения об исключительности свойств источника тепла с принципиальной точки зрения не оправдано» [19].

В этом отношении весьма полезным оказывается переход к исследованию нестатических процессов полезного (целенаправленного) преобразования любых форм энергии. Энергодинамика позволяют унифицировать понятие КПД, предлагая в качестве его отношение мощности на выходе  $N_j$  и входе  $N_i$  преобразующего устройства [20]:

$$\eta_N \equiv N_j/N_i = X_j \cdot J_j / X_i \cdot J_i \leq 1. \quad (21)$$

Этот КПД, названный нами *мощностным*, в равной мере применим к циклическим и нециклическим преобразователям энергии, в том числе к так называемым установкам «прямого преобразования энергии». Благодаря представлению через потоки энергоносителя  $J_i$  и  $J_j$  этот КПД учитывает и кинетику процесса преобразования энергии, делая тем самым

<sup>3</sup> Этот кпд обычно не превышает 40%, в то время как кпд преобразователей упорядоченных форм энергии (механической или электрической) нередко достигает 95%.



излишними понятия «эффективного КПД» тепловых машин. Этот КПД учитывает все виды потерь, связанных как с доставкой энергии к преобразователю энергии, так и с самим процессом преобразования энергии. Более того, мощностной КПД зависит от режима работы установки, обращаясь в нуль дважды: на «холостом ходу» ( $J_j = 0$ ) и в режиме «короткого замыкания» ( $X_j = 0$ ). Это уже само по себе указывает на существование наиболее экономичных режимов. Словом, этот КПД наиболее полно отражает термодинамическое совершенство установки и степень реализации ею тех возможностей, которые предоставляет источник упорядоченной энергии. Более того, такой КПД является единственно возможным показателем совершенства установки в тех случаях, когда понятие абсолютного КПД становится неприменимым в связи с невозможностью выделить в сплошной среде источники и приёмники энергии (таковы силовые поля, химически реагирующие среды, поляризованные или намагниченные тела, диссоциированные или ионизированные газы). Кроме того, мощностной КПД универсален, т. е. применим к анализу тепловых и нетепловых, циклических и нециклических, одноцелевых и многоцелевых, прямых и обратных машин. Наконец, этот КПД учитывает все виды потерь – как при переносе энергии от источника к рабочему телу, так и при её преобразовании. Все это делает его незаменимым инструментом анализа эффективности не только энергетических установок, но и любых других преобразователей энергии, созданных природой. Это особенно важно в связи с тем, что многие неспециалисты путают с КПД коэффициенты трансформации тепла, которые превышают единицу, и потому ошибочно относят такие установки к так называемым «сверхединичным» устройствам (имеющим на выходе мощность  $N_j$ , превышающую поддающуюся учёту мощность  $N_i$ ). Его применение позволяет не только вскрыть единство законов преобразования любых форм энергии, но и предложить теорию подобия энергоустановок различного типа.

#### **6-7-6.6. Доказательство единства законов преобразования всех видов энергии**

Статистическая трактовка энтропии Л. Больцманом как меры хаотичности движения, обусловленная его желанием «спасти» Вселенную от предсказанной 2-м началом «тепловой смерти», привела к делению всех форм энергии на «энтропийные» (неорганизованные) и «безэнтропийные» (организованные) [3031]. Под последними понимаются те виды энергии, которые могут быть полностью превращены в любые другие её формы, а под первыми – все остальные. Однако такое понимание находится в вопиющем противоречии с термодинамикой необратимых процессов (ТНП), согласно которой необратимы все реальные процессы. Особенно очевидным становится это с позиций энергодинамики, которая учитывает потери работоспособности, вызванные не только превращением организованной энергии в неорганизованную, но и «ветвлением» траектории процесса (рассеянием энергии источника по множеству организованных форм) при релаксации системы.

Как и в ТНП, в энергодинамике учитывается, что в любом преобразователе энергии имеются потоки энергоносителя как преобразуемой  $J_i$ , так и преобразованной энергии  $J_j$ , так что кинетические уравнения для них имеют вид [13]:

$$J_i = L_{ij} X_i - L_{ji} X_j. \quad (22)$$

$$J_j = L_{ji} X_i - L_{ij} X_j. \quad (23)$$

Такой характер кинетических уравнений лучше всего проиллюстрировать на примере трансформатора, в котором  $X_i$  и  $X_j$  представляют собой напряжения в его первичной и вторичной цепи, а коэффициенты  $L_{ij}$  и  $L_{ji}$  – их проводимости. Взаимное влияние этих цепей учитывается в этих уравнениях коэффициентами  $L_{ij}$  и  $L_{ji}$ . Благодаря такому виду законы (21) и (22) отражают известный факт  $X_j$  уменьшения тока  $J_i$  первичной цепи по мере возрастания напряжения  $X_j$  во вторичной цепи с приближением к режиму «холодного хода» трансформатора ( $J_j=0$ ), или падение напряжения в первичной цепи  $X_i$  по мере возрастания тока  $J_j$  во вторичной цепи с приближением к режиму «короткого замыкания» ( $X_j=0$ ).

При постоянстве упомянутых коэффициентов законы (22) и (23) можно представить в безразмерной форме, не содержащей этих коэффициентов:

$$X_j/X_{j0} + J_j/J_{jk} = 1. \quad (24)$$

Такая «безразмерная» форма этих законов позволяет ввести ряд критериев подобия процессов преобразования энергии по аналогии с теорией подобия процессов теплообмена. Один из них составлен из упомянутых коэффициентов ( $\Phi = L_{ij}L_{ji}/L_{ij}L_{ji}$ ) и аналогичен по смыслу соотношению реактивных и активных сопротивлений, известному в радиотехнике как добротность. Он изменяется от 0 до  $\infty$  и возрастает с уменьшением «активных» сопротивлений, совпадая (с точностью до температурного множителя) с «коэффициентом добротности»  $\Phi$ , введённым А. Иоффе в качестве обобщающей характеристики термоэлектрических генераторов.

Другой безразмерный критерий можно составить из граничных условий, задаваемых отношением тока в нагрузке в текущем режиме  $J_j$  и в режиме «короткого замыкания»  $J_{jk}$ . Этот критерий изменяется от 0 в режиме холостого хода ( $J_j = 0$ ) до 1 в режиме «короткого замыкания» ( $X_j = 0$ ) и потому назван нами *критерием нагрузки установки* [31-32]:

$$B = J_j/J_{jk} = 1 - X_j/X_{j0}. \quad (25)$$

В качестве универсального определяемого критерия подобия, характеризующего эффективность процесса преобразования любых форм энергии, нами предложен «мощностной КПД», представляющий собой отношение мощности на выходе  $N_j$  и входе  $N_i$  преобразующего устройства:

$$\eta_N = N_j/N_i = -X_j J_j / X_i J_i. \quad (26)$$

Этот показатель относится к категории относительных КПД и изменяется от 0 (в режиме «холодного хода» и «короткого замыкания») до 1 в отсутствие каких бы то ни было потерь (как при переносе энергии от источника к преобразующему устройству, так и при преобразовании энергии в самом этом устройстве). В отличие от известных абсолютных и относительных КПД он учитывает кинетику процесса преобразования энергии и режим работы установки, т. е. характеризует истинное термодинамическое совершенство энергопреобразующего устройства, отражающее степень реализации им тех возможностей, которые предоставляет ему природа.

Используя эти критерии, выражению (24) можно придать вид *критериального уравнения процесса энергопревращения*:

$$\eta_N = \frac{B}{1 + B/\Phi}. \quad (27)$$

Согласно этому выражению, *мощностной КПД любого линейного преобразователя энергии в подобных условиях* ( $B, \Phi = \text{idem}$ ) *одинаков и обращается в нуль дважды* (при  $B = 0$  и 1) независимо от конструктивных особенностей установки. Это позволяет построить универсальную нагрузочную характеристику энергопреобразующих систем (рис.3), которая отражает

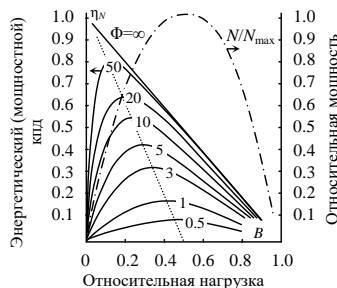


Рис.3. Универсальные нагрузочные характеристики тепловых машин

зависимость мощностного КПД установки  $\eta_M$  при различных значениях критерия добротности  $\Phi$  (сплошные кривые), а также её выходной мощности  $N_j$  от нагрузки  $B$  (штрихпунктирная линия). Как следует из рисунка, мощностной КПД обращается в нуль дважды: на «холостом ходу» установки ( $B=0, J_j=0$ ) и в режиме «короткого замыкания» ( $B=1, X_j=0$ ). По мере возрастания нагрузок и удаления от режима «холостого хода» КПД возрастает, достигая при определенной нагрузке максимума. Последнее имеет прямое отношение к установкам, использующим радиантную энергию эфира, указывая на существование режимов их работы, при которых вклад этой энергии в выход продукта и мощность установки становятся более заметными.

Согласно рис.1, КПД любых преобразователей энергии в режиме максимальной мощности не превышает 50%. При этом разница в КПД установок с различной «добротностью» становится малозаметной. Это обстоятельство вскрывает бесперспективность погони за высокими КПД энергоустановок, предназначенных для покрытия пиковой мощности или работы на форсированных режимах. Таким образом, отказ от использования энтропии для нахождения движущих сил и потоков энергоносителей позволяет не только дополнить классическую теорию тепловых машин анализом взаимосвязи термодинамической эффективности (КПД) с её мощностью  $N$ , но и доказать принципиальное единство законов преобразования все форм энергии [3432]. Это ещё раз доказывает целесообразность периодического переосмысления и ревизии устоявшихся догм.

## 7. Заключение

1. Необходимость поиска альтернативы понятию энтропии обусловлена вопиющим противоречием её следствий наблюдаемому характеру процессов во Вселенной и эволюции биологических систем. Это противоречие лишает термодинамику статуса логически непротиворечивой теории, основанной на опыте, а при дальнейшем её обобщении на открытые, поливариантные и неоднородные системы приводит к целому ряду паралогизмов, сделавших энтропию «раковой опухолью» термодинамики.

2. Причиной несоответствия понятия энтропии существу дела является ошибочное деление Р. Клаузиусом энергообмена системы с окружающей средой на теплоту и работу, что стало очевидным только с переходом к исследованию открытых и поливариантных систем. Тогда и обнаружилось, что которых истинная «линия водораздела» проходит не между теплотой и работой, а между техническими и нетехническими видами работы как количественными мерами принципиально различных процессов энергопревращения и энергопереноса.

3. Подмена Р. Клаузиусом понятия «теплоты тела» как количественной меры его внутренней тепловой энергии  $U_q$  более узким понятием «теплоты процесса»  $Q$  как количественной мерой процесса теплообмена ограничила термодинамику рассмотрением равновесных систем и обратимых процессов, у которых отсутствуют внутренние источники тепла. Это превратило классическую термодинамику Клаузиуса в термостатику, ограничивающуюся изучением равновесных систем и бесконечно медленных процессов.

4. Подмена принципа исключённого монотермического двигателя законом возрастания энтропии породила проблему термодинамических неравенств и привела к вопиющему противоречию термодинамики с теорией биологической эволюции и к

ошибочному выводу о неизбежности «тепловой смерти» Вселенной, т. е. существованию в ней «стрелы времени».

5. Данное Р. Клаузиусом обоснование принципа возрастания энтропии сделало её «козлом отпущения» за «любую и всякую» необратимость. Доказательство его ошибочности делает необходимым Замену энтропии более общим и адекватным параметром – количеством неупорядоченного движения (термоимпульсом), способным как возрастать, так и убывать в реальных процессах, устраняет все противоречия термодинамики, возвращает энергии её изначальный смысл «живой силы» и делает термодинамику самодостаточной теорией, не требующей привлечения молекулярно-кинетической и статистико-механической теории.

6. Замена энтропии «термоимпульсом» снимает связанные с энтропией ограничения на сферы-сферу применимости классической термодинамики и позволяет распространить её на изолированные системы и обобщить её до уровня энергодинамики как теории мощности реальных процессов переноса и преобразования любых форм энергии.

7. Введение недостающих параметров пространственной неоднородности устраняет характерный для ТНП произвол в выборе термодинамических сил и потоков и позволяет находить их не на основе энтропии и уравнений её баланса, а непосредственно из закона сохранения энергии, что существенно упрощает изучение кинетики необратимых процессов и устраняет ряд её парадоксов, включая возникновение термодинамических неравенств, отрицание эволюции и предсказание «тепловой смерти» Вселенной.

8. Учёт наряду с поступательным и вращательным движением его колебательной составляющей позволяет придать внутренней энергии системы смысл «живой силы»  $Mv^2$ , а термоимпульсу – её энергоносителя. Это возвращает понятию энергии её простой и ясный смысл меры работоспособности системы и позволяет получить более адекватное реальным выражение закона её сохранения, единое для всех фундаментальных дисциплин.

Признание термоимпульса истинным носителем тепловой формы энергии позволяет вернуть как меры количества неупорядоченной (колебательной) формы внутреннего движения и тем самым покончить с ситуацией, когда «современная физика не знает, что такое энергия» [20]. Наконец, этот параметр не требует привлечения молекулярно-кинетической и статистико-механической теории для интерпретации его физического смысла, что делает термодинамику самодостаточной теорией. Ниже мы рассмотрим наиболее важные следствия такой замены.

9. Приложение энергодинамики к неравновесным системам позволяет предложить более наглядные неэнтропийные критерии эволюции и равновесия живых и неживых систем, более информативные и универсальные критерии эффективности тепловых и нетепловых машин, и доказать единство законов преобразования «энтропийных» и «неэнтропийных» форм энергии.

10. Приложение энергодинамики к неравновесным и изолированным системам вскрывает неизбежность одновременного возникновения в них релаксационных процессов, и процессов, направленных «против равновесия», что устраняет противоречие

Отформатировано: интервал после: 0 пт

термодинамики с эволюцией и открывает возможность не ограниченного временем и пространством функционирования Вселенной, минуя состояние равновесия.

### Литература

отформатировано: английский (США)

1. [Clausius R. Die mechanische Warmethorie. Braunschweig, 1876. Bd.1.2.](#)
2. [Гельфер, ЯМ. История и методология термодинамики и статистической физики. Изд. 2-е. – М.: Высшая школа, 1981.](#)
3. [Шамбадаль П. Развитие и приложения понятия энтропии. М.: Наука, 1967; Chambadal P. Évolution et Applications du Concept D' Entropie – Paris,1963.](#)
4. [Пригожин, И., Стенгерс, И. Порядок из хаоса: новый диалог человека с природой. - М.: Прогресс, 1986; Prigogine I. Order and Haos, Man's new dialog with Nature. London, 1984.](#)
5. [Эткин В. А. Многоликая энтропия. //Вестник Дома ученых Хайфы, 11\(2007\).15-20.](#)
6. [Вейник АИ. Термодинамика. Изд. 3-е. Минск, 1968.](#)
7. [Эткин В.А. Термокинетика \(термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии\). - Тольятти, 1999; Etkin V. Thermokinetics \(Synthesis of Heat Engineering Theoretical Grounds\), Naifa, 2010.](#)
8. [Эткин В.А. Паралогизмы термодинамики. – Saarbrücken, Palmarium Ac. Publ., 2015.](#)
9. [Эткин В.А. Ахиллесова пята термодинамики. // Проблемы науки, 10\(34\) 2018. 5–18.](#)
10. [Путилов К. А. Термодинамика. – М.: «Наука», 1971.](#)
11. [Базаров ИП. Термодинамика. Изд. 4-е, М.: Высшая школа, 1991.](#)
12. [Трайбус М. Термостатика и термодинамика. М.: Энергия, 1970.](#)
13. [De Groot C. P., Mazur P. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964; De Groot S.R., Mazur R. Non-Equilibrium Thermodynamics: – Amsterdam, 1962.](#)
14. [Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. – М.: Мир, 1974.](#)
15. [Эткин В. А. Энергодинамика \(синтез теорий переноса и преобразования энергии\). СПб, Наука, 2008; Etkin V. Energodynamics \(Thermodynamic Fundamentals of Synergetics\). - New York, 2011.](#)
16. [Эткин В. А. Синтез и новые приложения теории переноса и преобразования энергии \(тезисы дисс. д-ра техн. наук\) – Москва, МЭИ, 1998.](#)
17. [Базаров ИП. Термодинамика. Изд. 4-е, М.: Высшая школа, 1991.](#)
18. [Etkin V.A. Iiminating the Uncertainty of the Concept of Energy. // International Journal of Energy and Power Engineering, 8\(3\).2019.35-44. doi: 10.11648/j.ijep.20190803.](#)
19. [Гужман А.А. Об основаниях термодинамики. Изд. 2-е. - М.: Энергоатомиздат, 1986.](#)
20. [Эткин В. А. Энергодинамика \(синтез теорий переноса и преобразования энергии\). СПб, Наука, 2008; Etkin V. Energodynamics \(Thermodynamic Fundamentals of Synergetics\). - New York, 2011.](#)
21. [Крауфорд Ф. Берклеевский курс физики. Т.3: Волны. М.: Мир, 1965.](#)
22. [Уиттекер Э. История теории эфира и электричества. - Москва — Ижевск, 2001.](#)
23. [Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике.Т.5.-М.: Наука, 1977.](#)
24. [Бровкин Л. А. Об эффекте роста измеряемого теплосодержания твердых материалов // Инж.-физ. Журнал, 5\(1960\); 6\(1962\).](#)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: русский

отформатировано: английский (США)

25. [Эткин В. О диалектическом единстве эволюции и инволюции. //Annali d'Italia, 10 \(2020\),19-26; Etkin V. On the Dialectic Unity of Evolution and Involution. //Global Journal of Science Frontier Research: A Physics and Space Science. 20\(10\)2020.9-16.](#)
26. [Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. М.: Изд-во иностр. лит.,1960; Prigogine I. Etude Thermodynamique des Phenomenes Irreversibles. – Liege, 1947.](#)
27. [Эткин В.А. Синтез основ инженерных дисциплин \(Энергодинамический подход к интеграции знаний\). – Saarbrücken, Lambert Academic Publishing, 2011.](#)
28. [Ландау Л. Д. Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т.5. Статистическая физика.-М.: Наука, 1964.](#)
29. [Etkin V. Principle of non-equilibrium processes counter directivity. // Reports of independent authors, 37\(2016\). 86 –92.](#)
30. [Etkin V.A. New Criteria of Evolution and Involution of the Isolated Systems. //International Journal of Thermodynamics \(IJOT\) 2018, 21\(2\), pp. 120-126, doi: 10.5541/ijot.341037.](#)
31. [Эксергетические расчёты технических систем. /Справочное пособие п/р А.А. Долинского и В.М. Бродянского, Киев, Наукова думка. 1991.](#)
32. [Эткин В. Теория подобия энергетических установок. /В кн. В. А. Эткин «От термо – к энергодинамике». Хайфа, 2020. с. 171–185; Etkin V.A. Similarity Theory of Energy Conversion Processes. // International Journal of Energy and Power Engineering, 8\(1\).2019.4-11. DOI: 10.11648/j.ijepe.20190801.12.](#)
1. [Clausius R. Die mechanische Warmethorie. Braunschweig, 1876. Bd.1,2.](#)
2. [Гельфер, ЯМ. История и методология термодинамики и статистической физики. Изд. 2-е. – М.: Высшая школа, 1981.](#)
3. [Шамбадал П. Развитие и приложения понятия энтропии. – М.: Наука, 1967; Chambadal P. Évolution et Applications du Concept D' Entropie – Paris,1963.](#)
4. [Пригожин И., Стенгерс И. Порядок из хаоса: новый диалог человека с природой. – М.: Прогресс, 1986; Prigogine I. Order and Chaos, Man's new dialog with Nature. London, 1984.](#)
5. [Эткин В.А. Многоликая энтропия. //Вестник Дома ученых Хайфы, 11\(2007\).15-20.](#)
6. [Вейник АИ. Термодинамика. Изд. 3-е. Минск, 1968.](#)
7. [Эткин В.А. ТермокINETИКА \(термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии\). – Тольятти, 1999; Etkin V. Thermokinetics \(Synthesis of Heat Engineering Theoretical Grounds\), Haifa, 2010.](#)
8. [Эткин В.А. Паралогизмы термодинамики. – Saarbrücken, Palmarium Ac. Publ., 2015.](#)
9. [Эткин В.А. Ахиллесова пята термодинамики. // Проблемы науки, 10\(34\) 2018. 5 –18.](#)
10. [Путилов К.А. Термодинамика. – М.: «Наука», 1971.](#)
11. [Базаров ИИ. Термодинамика. Изд. 4-е, М.: Высшая школа, 1991.](#)
12. [Трайбуе М. Термостатика и термодинамика. М.: Энергия, 1970.](#)
13. [De Groot С. Р., Мазур Р. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964; De Groot S.R., Mazur R. Non Equilibrium Thermodynamics:— Amsterdam, 1962.](#)
14. [Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. – М.: Мир, 1974.](#)
15. [Эткин В.А. Энергодинамика \(синтез теорий переноса и преобразования энергии\). СПб, Наука, 2008; Etkin V. Energodynamics \(Thermodynamic Fundamentals of Synergetics\). – New York, 2011.](#)
16. [Эткин В.А. Синтез и новые приложения теории переноса и преобразования энергии \(результаты дисс. д ра техн. наук\) – Москва, МЭИ, 1998.](#)
17. [Базаров ИИ. Термодинамика. Изд. 4-е, М.: Высшая школа, 1991.](#)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

отформатировано: английский (США)

18. *Etkin V.A.* liminating the Uncertainty of the Concept of Energy. // *International Journal of Energy and Power Engineering*, 8(3).2019.35–44. doi: 10.11648/j.ijep.e.20190803.
19. *Гужман А.А.* Об основаниях термодинамики. Изд. 2 е.— М.: Энергоатомиздат, 1986.
20. *Эткин В.А.* Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии). СПб, Наука, 2008; *Etkin V.* *Energodynamics (Thermodynamic Fundamentals of Synergetics)*.— New York, 2011.
21. *Крауфорд Ф.* Берклевский курс физики. Т.3: Волны. М.: Мир, 1965.
22. *Уиттскер Э.* История теории эфира и электричества.— Москва—Ижевск, 2001.
23. *Бровкин Л.А.* Об эффекте роста измеряемого теплосодержания твердых материалов // *Инж. физ. Журнал*, 5(1960); 6(1962).
24. *Эткин В.* О диалектическом единстве эволюции и инволюции. // *Annali d'Italia*, 10 (2020).19–26; *Etkin V.* On the Dialectic Unity of Evolution and Involution. // *Global Journal of Science Frontier Research: A Physics and Space Science*. 20(10)2020.9–16.
25. *Пригожин И.* Введение в термодинамику необратимых процессов. М.: Изд во иностр. лит., 1960; *Prigogine I.* *Etude Thermodynamique des Phenomenes Irreversibles*.— Liege, 1947.
26. *Эткин В.А.* Синтез основ инженерных дисциплин (Энергодинамический подход к интеграции знаний).— Saarbrücken, Lambert Academic Publishing, 2011.
27. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т.5. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
28. *Etkin V.* Principle of non-equilibrium processes counter directivity. // *Reports of independent authors*, 37(2016). 86–92.
29. *Etkin V.A.* New Criteria of Evolution and Involution of the Isolated Systems. // *International Journal of Thermodynamics (IJOT)* 2018, 21(2), pp. 120–126, doi: 10.5541/ijot.341037.
30. Энергетические расчёты технических систем.— Справочное пособие п/р А.А. Долинского и В.М. Бродянского, Киев, Наукова думка. 1991.
31. *Эткин В.* Теория подобия энергетических установок. /В кн. В.А. Эткин «От термо — к энергодинамике», Хайфа, 2020. с. 171–185; *Etkin V.A.* Similarity Theory of Energy Conversion Processes. // *International Journal of Energy and Power Engineering*, 8(1).2019.4–11. DOI: 10.11648/j.ijep.e.20190801.12.

ё, что чтЭто происходит как в процессе затухания колебаний вследствие трения, так и при превращении в потенциальную  $U^p = \int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$  внутренней кинетической энергии упорядоченного движения  $U^k = \int \mathbf{v} \cdot d\mathbf{p}$ . В обоих случаях увеличивается пространственная неоднородность системы, в чём несложно убедиться, учитывая, что параметр  $r$  характеризует положение центра масс системы, определяемое известным выражением  $r = M^{-1} \int \rho(r) r dV$ . В неоднородном состоянии он оказывается смещённым относительно его равновесного положения  $r_0 = M^{-1} \int \rho_0 r dV = V^{-1} \int r dV$  (когда  $\rho_0 \neq \rho(r) = M/V$ ) на величину  $r - r_0$ . Это превращение и обуславливает процесс эволюции, сопровождающийся усложнением структуры системы и наблюдающийся на всех уровнях мироздания

эквивалентны внутренней колебательной энергии  $U_q$  и могут переходить в неё в той же мере, что и она при переходе в упорядоченные формы в результате её локальной «самоорганизации» или по мере затухания колебаний. Иными словами, закон сохранения энергии сам по себе не исключает кругооборота форм энергии вследствие взаимопревращения вещественной и полевой формы материи Вселенной. Напротив,

именно взаимопревращение вещественной и полевой форм материи неоднородной Вселенной  $U^*$  является проявлением законов диалектики. Во всяком случае, такая запись закона сохранения «полной» энергии изолированной системы  $E_{tot}$  предпочтительнее традиционной [2]

$$dE_{tot} = dE^* + dE^* + dU = 0 \quad (8)$$

просто потому, что для изолированной системы понятие внешней кинетической  $E^*$  и внешней потенциальной энергии  $E^*$  лишены всякого смысла.

Признание термомпульса истинным носителем тепловой формы энергии позволяет вернуть энергии её изначальный смысл «живой силы» как меры количества неупорядоченной (колебательной) формы внутреннего движения и тем самым покончить с ситуацией, когда «современная физика не знает, что такое энергия» [20]. Наконец, этот параметр не требует привлечения молекулярно-кинетической и статистико-механической теории для интерпретации его физического смысла, что делает термодинамику самодостаточной теорией. Ниже мы рассмотрим наиболее важные следствия такой замены:

выразить внутреннюю энергию системы  $U$  в функции её независимых аргументов  $\Theta$ .

Первый из этих процессов осуществляется, например, в небарионной (полевой) части материи Вселенной (составляющей по современным данным не менее 95% её массы и обладающей только гравитационной формой энергии) при частичном вовлечении её в колебательное движение в соответствии с выражением (1). При этом скорость распространения возмущений  $v$  остаётся неизменной и равной скорости света  $c$ . Другой процесс осуществляется уже в осциллирующей части небарионной материи при её конденсации (превращении в барионное вещество в условиях постоянства её массы  $M$ ). Он сопровождается возбуждением упорядоченного и неупорядоченного движения в образующихся при конденсации структурных элементах барионного вещества и появлением у него механической, тепловой, электромагнитной, химической, атомной, ядерной и т. п. форм энергии  $U_i$ , составляющих в сумме величину  $Mc^2$ . Неизменность этой величины и гарантирует сохранение собственной (внутренней) энергии барионной материи (её «живой силы»)  $U = \sum_i U_i$ .

Как известно, плотность энергии волны  $\rho_v$  определяется выражением [21]:

$$\rho_v = \rho A_v^2 v^2 / 2, \quad (18)$$

где  $A_v$  – амплитуда волны на частоте  $v$ .

Поскольку при  $A_v = \lambda$  и  $\lambda v = v$  плотность энергии  $\rho_v = \rho v^2 / 2$  и остаётся неизменной по мере затухания колебаний ( $A_v \rightarrow 0$ )

Отсюда следует, При этом

**Отформатировано:** Отступ: Первая строка: 1,25 см, Автовыбор интервала между восточноазиатскими и латинскими буквами, Автовыбор интервала между восточноазиатскими буквами и цифрами

**Отформатировано:** интервал после: 0 пт

**Отформатировано:** Отступ: Первая строка: 1,25 см

**Отформатировано:** По ширине, Отступ: Первая строка: 1,25 см, интервал после: 0 пт

**Отформатировано:** Отступ: Первая строка: 1,25 см

**Отформатировано:** интервал после: 0 пт

**Отформатировано:** Отступ: Первая строка: 1,25 см, Добавлять интервал между абзацами одного стиля, Позиция: нет в 6,1 см + 12,6 см