

НОВЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

V.A. Etkin*

Togliatti State University (Russia)

* etkin.v@mail.ru

Аннотация

Предлагается дополнить существующую теорию необратимых процессов (ТНП) учётом обратимой составляющей реальных процессов, связанной с совершением полезной работы. Это достигается тем, что основные величины, которыми оперирует эта теория – термодинамические силы и потоки – находятся в ней не на основе принципа возрастания энтропии, а из закона сохранения энергии. Такой путь построения ТНП предотвращает возникновение термодинамических неравенств и позволяет обосновать все её положения без привлечения постулатов и соображений молекулярно-кинетического и статистико-механического характера. Благодаря этому открывается возможность дальнейшего сокращения числа эмпирических коэффициентов и расширение сферы применимости ТНП на нелинейные системы и состояния, далёкие от равновесия, а также на процессы преобразования энергии, в первую очередь интересующие энергетиков, технологов, биофизиков и астрофизиков. При этом доказывается единство законов преобразования всех форм энергии и отличие их уравнений, соотношений взаимности и критериев эффективности от общепринятых. На этой основе предлагается теория подобия энергоустановок и строятся их универсальные нагрузочные характеристики, позволяющие сделать следующий шаг в направлении приближения результатов термодинамического анализа их эффективности к реальности.

Ключевые слова: термодинамика, кинетика, необратимость, законы сохранения, переноса и превращения, взаимосвязь и подобие процессов, эффекты их наложения.

1. Введение.

В истории науки нередки случаи, когда новая теория вносит существенные изменения в парадигму естествознания. Не стала исключением и последняя из возникших в XX столетии фундаментальных теорий – термодинамика необратимых процессов (ТНП) [1-11]. Она обогатила теоретическую мысль XX столетия «принципом взаимности» разнородных явлений, иногда называемых «четвёртым началом термодинамики», и объяснила множество эффектов, возникающих на стыках фундаментальных дисциплин вследствие одновременного протекания нескольких нестатических процессов. Однако в дальнейшем интерес к этой теории стал угасать. В немалой степени это объясняется, на наш взгляд, тем, что основные величины, которыми оперирует эта теория – термодинамические силы X_k и потоки J_k – находились в ней на основе принципа возрастания энтропии, что исключало из рассмотрения обратимую составляющую реальных процессов. Между тем именно эта составляющая, связанная с совершением полезной внешней работы W^e , в первую очередь интересует энергетиков, технологов, биофизиков и астрофизиков. Устранить этот недостаток можно, перейдя в нахождение этих сил и потоков на основе более общего закона сохранения энергии (ЗСЭ) [5]. Рассмотрим преимущества, которые приобретает неравновесная термодинамика вследствие этого.

2. Предотвращение перехода уравнений термодинамики в неравенства

Известно, что объединённое уравнение 1-го и 2-го законов классической термодинамики открытых систем в форме соотношения Гиббса

$$dU = TdS - pdV + \sum_k \mu_k dN_k, \quad (1)$$

связывающее внутреннюю энергию объекта исследования (системы) U с её энтропией S , объёмом V и числами молей k -х веществ N_k , а также с сопряжёнными с ними обобщёнными потенциалами ψ_k (химическими потенциалами этих веществ μ_k , абсолютной температурой T и давлением p), переходит в неравенства¹:

$$dQ \neq TdS; dW_p \neq pdV; dW_k \neq \mu_k dN_k. \quad (2)$$

Происходит это потому, что в неравновесных системах параметры S , V , N_k изменяются не только вследствие внешнего энергообмена, так и в результате внутренних релаксационных процессов (числа молей N_k – вследствие химических реакций, объём V – при расширении в пустоту без совершения работы, энтропия S – вследствие трения и других необратимых процессов). В результате энергообмен системы с окружающей средой уже не может быть найден на основании изменений этих параметров, и основанный на уравнении (1) математический аппарат термодинамики оказывается неприменимым. Этот недостаток может быть устранён путём перехода непосредственно к потокам этих энергоносителей через границы системы. Для этого воспользуемся законом сохранения энергии в форме, предложенной Н Умовым (1873) [12]:

$$dU/dt + \oint \mathbf{j}_u d\mathbf{f} = 0, \quad (3)$$

где \mathbf{j}_u (Вт м⁻²) – плотность потока внутренней энергии через векторный элемент $d\mathbf{f}$ замкнутой поверхности f системы неизменного объёма V в направлении внешней нормали \mathbf{n} (рисунок 1).

Такая форма закона сохранения энергии учитывает кинетику реальных процессов, не делая при этом никаких предположений относительно механизма переноса энергии и внутренней структуры системы, т. е. считая её сплошной средой.

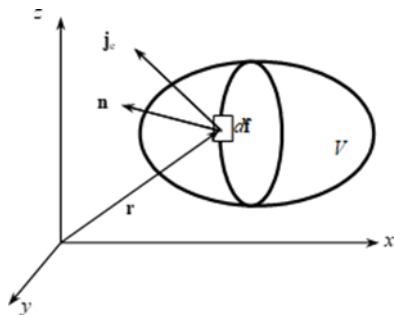


Рис. 1. Поток энергии через границы системы.

Согласно заложенной в это уравнение концепции близкодействия, энергия U не просто исчезает в одних точках пространства и возникает в других, а переносится какими-либо энергоносителями Θ_k (массами M_k , зарядами Θ_e , энтропией S_k , импульсами \mathbf{P}_k и т. д.) через границы системы.

Учтём теперь, что поток \mathbf{j}_u складывается из потоков \mathbf{j}_{uk} «парциальной» энергии k -го рода U_k . Каждый из таких потоков выражается произведением потока энергоносителя \mathbf{j}_k на его потенциал $\psi_k = dU_k/dM$ (удельную энергию), т. е. $\mathbf{j}_{uk} = \psi_k \mathbf{j}_k = \psi_k \rho_k \mathbf{v}_k$, где ρ_k – скорость переноса k -го энергоносителя Θ_k через неподвижные границы системы, ρ_k

= $d\Theta_k/dV$ – его плотность:

$$\mathbf{j}_u = \sum_k \mathbf{j}_{uk} = \sum_k \psi_k \mathbf{j}_k, \quad (4)$$

Воспользовавшись теоремой Гаусса-Остроградского, преобразуем выражение (3) к виду $dU/dt + \int \nabla \cdot \mathbf{j}_u dV = 0$. Тогда после разложения $\nabla \cdot (\psi_k \mathbf{j}_k)$ на независимые составляющие $\sum_k \psi_k \nabla \cdot \mathbf{j}_k + \sum_k \mathbf{j}_k \cdot \nabla \psi_k$ закон сохранения энергии (3) предстанет в виде:

$$dU/dt + \sum_k \int \psi_k \nabla \cdot \mathbf{j}_k dV + \sum_k \int \mathbf{j}_k \cdot \nabla \psi_k dV = 0, \quad (5)$$

Если вынести за знак интеграла некоторое среднее значение $\bar{\Psi}_k$ потенциала ψ_k и среднее значение $\bar{\mathbf{X}}_k \equiv \bar{\nabla} \psi_k$ градиента потенциала $\nabla \psi_k$, то уравнение (5) можно выразить через параметры системы в целом, как это принято в классической термодинамике:

$$dU/dt + \sum_k \bar{\Psi}_k \mathbf{J}_k + \sum_k \bar{\mathbf{X}}_k \mathbf{J}_k = 0. \quad (\text{Вт}) \quad (6)$$

¹ Знак неполного дифференциала « d » подчёркивает зависимость теплоты Q процесса и работы расширения W_p и ввода k -х веществ W_k от характера процесса.

Здесь $J_k = \int \nabla \cdot \mathbf{j}_k dV = \oint \mathbf{j}_k \cdot d\mathbf{f}$ – скалярный поток k -го энергоносителя через границы системы; $\mathbf{J}_k = \int \rho_k \mathbf{v}_k dV = \Theta_k \bar{\mathbf{v}}_k$ – векторный поток этого же энергоносителя (его импульс).

Из выражения (6) следует, что энергообмен неоднородной системы с окружающей средой осуществляется двумя способами, соответствующими двум его суммам. Члены 1-й суммы подобны выражениям (2) и характеризует перенос энергии через границы системы энергоносителями Θ_k без изменения её формы. Вторая сумма (6) определяет работу dW_k^e/dt , совершаемую «против равновесия» в системе, т. е. описывает процесс превращения энергии k -й формы $U_k = \int \psi_k \rho_k dV$ в какую-либо иную.

В однородных системах ($\Psi_k = \psi_k$; $\mathbf{X}_k = 0$), где $J_k = \oint \mathbf{j}_k \cdot d\mathbf{f} = -d\Theta_k/dt$, выражение (6) принимает вид:

$$dU/dt = \sum_k \psi_k d\Theta_k/dt. \quad (7)$$

Характерно, что уравнения (6) и (7), не переходят в неравенства, несмотря на явный учёт в них нестатичности (необратимости) рассматриваемых процессов. Это решает важнейшую «проблему термодинамических неравенств», которая до сих пор препятствовала приложению термодинамики к реальным (протекающим с конечной скоростью) процессам. Немаловажно и то, что эти уравнения содержат однозначное определение входящих в него параметров, что исключает их вольную трактовку. При этом уравнение (6) придаёт силам \mathbf{X}_k и потокам \mathbf{J}_k однозначный смысл напряжённости поля соответствующего энергоносителя Θ_k и усреднённого импульса k -го энергоносителя $\mathbf{P}_k = \Theta_k \mathbf{v}_k$, не требуя для этого составления сложных и громоздких уравнений баланса компонентов, импульсов, зарядов и энтропии. Это кардинально упрощает процедуру приложения неравновесной термодинамики к решению конкретных задач.

В то же время соотношение (6) подчёркивает необходимость введения дополнительных параметров неравновесности, каковыми являются градиенты потенциалов $\nabla \psi_k$ и термодинамические силы \mathbf{X}_k . Это свидетельствует о несостоятельности гипотезы локального равновесия, согласно которой состояние элемента неоднородного континуума системы характеризуется тем же набором переменных, что и в равновесии.

3. Термодинамическое доказательство соотношений взаимности Онзагера

Одним из наиболее важных положений теории необратимых процессов являются так называемые соотношения взаимности $L_{ij} = L_{ji}$ между недиагональными коэффициентами L_{ij} и L_{ji} в постулированных Л. Онзагером «феноменологических» законах:

$$\mathbf{J}_i = \sum_j L_{ij} \mathbf{X}_j. \quad (8)$$

Эти соотношения устанавливают взаимосвязь между разнородными потоками \mathbf{J}_i и силами \mathbf{X}_j и уменьшают число подлежащих экспериментально определению коэффициентов пропорциональности между ними от n до $n(n+1)/2$. Для доказательства этих соотношений будущему нобелевскому лауреату Л.Онсагеру пришлось привлечь теорию флуктуаций, принцип микроскопической обратимости и дополнительный постулат о линейном характере законов затухания флуктуаций [1]. Все три названных положения выходили за рамки термодинамики, поэтому свою теорию он справедливо назвал «квазитермодинамикой».

Между тем можно показать, что эти соотношения следуют из закона сохранения энергии (6). Из него на основании независимости смешанной производной от порядка дифференцирования по переменным \mathbf{X}_i и \mathbf{X}_j ($i, j = 1, 2, \dots, n$) следует:

$$\partial^2 U / \partial \mathbf{X}_i \partial \mathbf{X}_j = \partial^2 U / \partial \mathbf{X}_j \partial \mathbf{X}_i \quad (9)$$

Отсюда непосредственно вытекают соотношения между разноимёнными потоками и силами, названные нами дифференциальными соотношениями взаимности [13]:

$$(\partial J_i / \partial X_j) = (\partial J_j / \partial X_i). \quad (10)$$

Эти соотношения применимы как к линейным, так и нелинейным законам переноса, и допускают любую зависимость коэффициентов L_{ij} от параметров равновесного состояния ψ_i и Θ_i . Их приложение к линейным законам Онзагера (8) непосредственно приводит к симметрии матрицы феноменологических коэффициентов $L_{ij} = L_{ji}$:

$$(\partial J_i / \partial X_j) = L_{ij} = (\partial J_j / \partial X_i) = L_{ji}. \quad (11)$$

Такое их обоснование показывает, что эти соотношения являются следствием более общих причин, чем обратимость во времени микропроцессов. Это объясняет, почему эти соотношения часто оказывались справедливыми далеко за пределами упомянутых выше допущений.

4. Метод нахождения «эффектов наложения» без использования соотношений Онзагера.

В изолированных системах сумма внутренних сил $\sum_i F_i$ ($i = 1, 2, \dots, n$) всегда равна нулю. Это означает, что в согласии с 3-м законом Ньютона любую из них можно выразить суммой $n-1$ сил иного, j -го рода: $F_i = -\sum_{j \neq i} F_k$. Связь этих сил с термодинамическими силами X_k несложно установить, исходя из выражения мощности $dW_k/dt = X_k \cdot J_k = F_k \cdot \bar{v}_k$, следует, что $X_k = F_k / \Theta_k$, т. е. представляет собой удельное значение силы в её общефизическом понимании. Учитывая это, законы (17) можно представить в форме, более близкой к (8):

$$J_i = L_i \sum_j \Theta_j X_j, \quad (12)$$

Такая форма законов переноса и релаксации позволяет предложить новый метод нахождения так называемых «эффектов наложения» необратимых процессов, согласно которому эти эффекты могут быть найдены как следствие наступления неполного равновесия ($J_i = 0$). Специфику этого метода проще понять на примере диффузии k -го вещества в сплошных неоднородных по составу (концентрациям компонентов c_j , температуре T и давлению p). Этот процесс согласно законам (18) имеет вид:

$$J_k = -D_k \nabla \mu_k, \quad (13)$$

где D_k – коэффициент диффузии k -го вещества; μ_k – его химический потенциал.

Если представить $\nabla \mu_k$ через его производные по концентрациям c_j независимых компонентов, их температуре и давлению, то уравнению (13) можно примет вид:

$$J_k = -D_k (\sum_j \mu_{kj}^* \nabla c_j + s_k^* \nabla T + v_k^* \nabla p). \quad (14)$$

где $\mu_{kj}^* \equiv (\partial \mu_k / \partial c_j)$, $s_k^* \equiv (\partial \mu_k / \partial T)$, $v_k^* \equiv (\partial \mu_k / \partial p)$.

Три составляющие результирующей силы F_k в правой части этого выражения ответственны за обычную (концентрационную) диффузию $F_{kc} = \sum_j \mu_{kj}^* \nabla c_j$, термодиффузию $F_{kT} = -s_k^* \nabla T$ и бародиффузию $F_{kp} = v_k^* \nabla p$. Это позволяет разделить термодинамические μ_{kj} , s_k^* , v_k^* и кинетические D_k факторы многокомпонентной диффузии и установить ряд соотношений между ними, подтверждаемые экспериментально [14]. Получить такие результаты, опираясь на уравнение диффузии Онзагера $J_k = -\sum_j D_{kj} \nabla \mu_j$, при существующих экспериментальных средствах оказалось математически некорректной задачей.

В качестве другого примера рассмотрим неоднородную систему, разделённую на две части пористой перегородкой. Если в ней создать перепад температур ($\Delta T \neq 0$), то возникает поток газа или жидкости через перегородку $J_k = D_k (s_k^* \nabla T - v_k^* \nabla p)$, приводящий в условиях неполного равновесия ($J_k = 0$) к возникновению перепада давлений по обе стороны перегородки (эффект Феддерсена, 1873):

$$(\Delta p / \Delta T)_{ст} = -q_k^* / T v_k^*, \quad (15)$$

где $q_k^* = T s_k^*$ – так называемая теплота переноса k -го вещества.

В настоящее время это явление называют термоосмосом. Известно и обратное явление – возникновение разности температур по обе стороны перегородки при

продавливании через неё воздуха или другого газа. Оба эти эффекта имеют единую природу с эффектом Кнудсена (1910) - возникновением разности давлений в сосудах, соединённых капилляром или узкой щелью и наполненных газом различной температуры, а также с фонтанным эффектом Аллена и Джонса (1938) в жидком гелии II, состоящем в истечении гелия из сосуда, закрытого пористой пробкой, при его малейшем нагреве. Обратное явление - возникновение перепада температур при создании разности давлений по обе стороны перегородки - получило название механокалорического эффекта (Даунта-Мендельсона).

В случае систем, имеющих изначально одинаковое давление по обе стороны пористой перегородки ($\Delta p = 0$) и изначально одинаковую концентрацию k -го вещества ($\Delta c_k = 0$), при создании перепада температур ΔT возникает перепад концентрации по обе её стороны (эффект Соре, 1881):

$$(\Delta c_k / \Delta T)_{ст} = - q_k^* / T \mu_{kk} . \quad (16)$$

Известно и обратное явление - возникновение градиентов температуры при диффузионном перемешивании компонентов, открытое Дюфуром в 1872 году и носящее его имя. В изотермических системах ($\Delta T = 0$) при создании на мембране перепада давления Δp возникает явление обратного осмоса - разделение бинарного раствора с выделением из него k -го компонента (обычно растворителя). Это явление находит широкое применение в установках для очистки воды. Возникающая при этом разность концентраций k -го компонента описывается выражением:

$$(\Delta c_k / \Delta p)_{ст} = - v_k / \mu_{kk} . \quad (17)$$

Эти результаты соответствуют полученным в рамках ТНП [6,8]. Однако теперь для этого не пришлось предполагать линейность феноменологических законов, постулировать постоянство феноменологических коэффициентов L_i или D_k и прибегать к соотношениям взаимности Онзагера. Вместе с тем становится ясным, что эти эффекты возникают благодаря наступлению состояний частичного (неполного) равновесия, через которые проходит любая поливариантная система по мере установления в ней полного равновесия. При этом «эффекты наложения» оказываются следствием наложения не потоков J_i , а сил F_j в полном соответствии с принципами механики. Преимущества этого метода состоят не только в дальнейшем числе феноменологических коэффициентов от $n(n+1)/2$ в ТНП до n [13], но и в возможности нахождения эффектов наложения в нелинейных системах, далёких от равновесия. При этом и сама ТНП становится свободной от каких-либо постулатов.

5. Установление принципиального различия законов релаксации и преобразования энергии

Рассмотрим изолированную систему ($dU/dt = 0$; $J_k = 0$), осуществляющую процесс преобразования упорядоченной энергии из одной формы в другую. Для такой системы из (6) непосредственно следует:

$$\sum_k X_k \cdot J_k = 0. \quad (18)$$

Для процесса преобразования некоторой i -й формы энергии в j -ю этому выражению можно придать вид:

$$J_i / X_j = - J_j / X_i. \quad (19)$$

Согласно этому выражению, внутренний поток i -го энергоносителя J_i , индуцированный «чужеродной» силой X_j , противоположен «чужеродному» потоку J_j , индуцированному движущей силой X_i . Если обозначить отношение J_i / X_j через L_{ij} , а отношение J_j / X_i – через L_{ji} , то мы придём к антисимметричным соотношениям взаимности Онзагера – Казимира:

$$L_{ij} = - L_{ji}. \quad (20)$$

Это положение утверждает противоположную направленность разнородных сил и потоков в процессах преобразования энергии и имеет общезначимый статус. В частности,

из него следует закон индукции Фарадея, если под J_i понимать поток магнитного сцепления (выражающийся числом силовых линий), а под X_j – создаваемую им эдс.

Однако эти условия антисимметрии матрицы «феноменологических» коэффициентов указывают и на то, что для процессов взаимопревращения упорядоченных форм энергии законы Л. Онзагера (8) должны быть видоизменены с учётом противоположности знака коэффициентов L_{ij} и L_{ji} :

$$J_i = L_{ij} X_i - L_{ji} X_j. \quad (21)$$

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

В частности, как хорошо известно из практики работы со сварочным трансформатором, увеличение напряжения во вторичной цепи X_j (приближение к режиму «холостого хода») вызывает уменьшение тока в первичной цепи J_j , а режим «короткого замыкания» ($X_j = 0$), напротив, увеличивает его. Таким образом, уравнения (21,22) более соответствуют статусу феноменологических (основанных на опыте), нежели (8).

Не менее важно, что условие взаимосвязанности сил и потоков (18) является следствием закона сохранения энергии (6). В условиях релаксации системы эти условия противонаправленности потоков отсутствует, так что потоки J_i и J_j становятся независимыми. В таком случае соотношения взаимности $L_{ij} = L_{ji}$ выполняются тривиально (обращаются в нуль), а уравнения переноса и релаксации принимают вид уравнений теплопроводности, электропроводности, диффузии и т. п., в которых поток J_i становится функцией единственной (одноимённой ему) термодинамической силы X_i . Эта независимость предполагалась и в теории Л.Онзагера, поскольку скалярные потоки J_i определялись им как производные по времени от независимых параметров системы. Поэтому оснований для постулирования уравнений (8), в которых каждый из потоков зависит от всех действующих в системе сил (8), строго говоря, у него не было.

6. Выработка единого критерия эффективности преобразователей энергии

Принято считать как нечто само собой разумеющееся, что кпд любой обратимой нетепловой машины равен единице, в то время как для теплового двигателя он ограничен величиной термического кпд идеальной машины Карно [15]:

$$\eta_t = 1 - T_2/T_1 < 1, \quad (23)$$

где T_1, T_2 – постоянные температуры подвода и отвода тепла в цикле тепловой машины, равные абсолютным температурам источника и приёмника тепла².

Такая «дискриминация» тепловых машин основана на стойком убеждении в том, что «теплота и работа в принципе неравноценны» [15]. Между тем при ближайшем рассмотрении оказывается, что дело здесь в непонимании различия понятий абсолютных и относительных кпд. Термический кпд η_t , как и его аналоги η_i для упорядоченных форм энергии, характеризуют отношение работы W_i , совершаемой преобразователем, к энергии U_i , подводимой от источника i -й формы энергии. Такие кпд принято называть *абсолютными*.

Согласно теореме Карно, кпд идеального цикла тепловой машины не зависит ни от свойств его рабочего тела, ни от конструктивных особенностей машины или режима её эксплуатации. Поэтому такие «кпд» характеризуют скорее не её совершенство, а те возможности, которые предоставляет природа благодаря имеющейся в ней пространственной неоднородности (разности температур горячего и холодного источников тепла). Строго говоря, этот показатель вообще не следовало бы называть «кпд машины», поскольку этот показатель характеризуют скорее «степень превратимости» источника тепла.

² Этот кпд обычно не превышает 40...45%, в то время как кпд преобразователей упорядоченных форм энергии (механической или электрической) нередко достигает 95%.

Иной смысл имеет понятие кпд электрических и т. п. двигателей. Такие кпд характеризуют отношение действительно совершаемой двигателем работы W_i к теоретически возможной W_i' . Они учитывают потери в самой машине и в идеале равны единице. Такие кпд называются *относительными внутренними* η_{oi} . В термодинамике такие кпд η_{oi} оценивают совершенство процессов сжатия или расширения рабочего тела. Естественно, что применение одного и того же термина «кпд» к этим двум принципиально различным понятиям вызывает у неспециалистов ошибочные представления о неэффективности тепловых машин.

В этом отношении весьма полезным оказывается представление кпд через потоки энергии. Неравновесная термодинамика позволяет выразить кпд отношением мощности на выходе N_j и входе N_i преобразующего устройства:

$$\eta_N = N_j/N_i = \mathbf{X}_j \cdot \mathbf{J}_j / \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{J}_i \leq 1. \quad (24)$$

Этот кпд, названный нами *мощностным*, в равной мере применим к тепловым и нетепловым, циклическим и нециклическим, прямым и обратным машинам, в том числе к так называемым установкам «прямого преобразования энергии». Учитывает он и кинетику процесса преобразования энергии, и все виды потерь, связанных как с доставкой энергии к преобразователю энергии, так и с самим процессом преобразования энергии. Зависит он и от режима работы установки, обращаясь в нуль дважды: на «холостом ходу» ($\mathbf{J}_j = 0$) и в режиме «короткого замыкания» ($\mathbf{X}_j = 0$). 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. Все это делает его незаменимым инструментом анализа эффективности не только энергетических, но и технологических установок, а также преобразователей энергии, созданных самой природой. Это особенно важно в связи с тем, что многие неспециалисты путают кпд с коэффициентом трансформации тепла или холодильными коэффициентами, которые могут превышать единицу. Поэтому применение мощностных кпд (24) не только вскрывает единство законов преобразования любых форм энергии, но и позволяет предложить теорию подобия энергоустановок различного типа.

7. Построение теории подобия энергоустановок

Обобщение ТНП на процессы полезного преобразования энергии в разнообразных машинах позволяет предложить теорию подобия энергоустановок, которая дополняет классическую теорию тепловых машин анализом взаимосвязи термодинамической эффективности (кпд) с производительностью (мощностью N) и режимом работы энергетических и технологических установок. Как и в теории подобия процессов теплообмена, математическая модель таких систем включает наряду с уравнениями (21,22) условия однозначности объекта исследования. Последние содержат *граничные условия*, определяемые в рассматриваемом случае величиной движущих сил на границе с источником энергии или объектом работы $\mathbf{X}_i, \mathbf{X}_j$, либо величиной потоков $\mathbf{J}_i, \mathbf{J}_j$ на этих границах; *начальные условия*, задаваемые величиной этих сил \mathbf{X}_{j0} или потоков \mathbf{J}_{i0} в исходном режиме, например, на «холостом ходу» установки (при $\mathbf{J}_j = 0$), или в режиме «короткого замыкания» \mathbf{J}_{jk} (при $\mathbf{X}_j = 0$), а также коэффициенты L_{ij} ($i, j = 1, 2$), характеризующие транспортные свойства системы. Эти условия позволяют придать уравнениям переноса (21, 22) безразмерную форму

$$\mathbf{X}_j / \mathbf{X}_{j0} + \mathbf{J}_j / \mathbf{J}_{jk} = 1. \quad (25)$$

и на его основе предложить ряд критериев подобия энергетических установок. Один из них, названный нами критерием нагрузки составить из граничных условий, задаваемых значением сил X_j , X_{j0} или потоков J_j , J_{jk} :

$$B = J_j/J_{jk} = 1 - X_j/X_{j0}. \quad (26)$$

Этот критерий зависит исключительно от нагрузки установки и изменяется от нуля в режиме холостого хода ($J_j = 0$) до единицы в режиме «короткого замыкания» ($X_j = 0$).

Другой критерий составлен из коэффициентов сопротивления R_{ij} , обратных коэффициентам проводимости L_{ij} :

$$\Phi = R_{ij}R_{ji} / R_{ii} R_{jj}. \quad (27)$$

Этот комплекс аналогичен по смыслу соотношению реактивных и активных сопротивлений, известному в радиотехнике как добротность контура, и потому назван «критерием добротности» установки. Его значение колеблется от нуля до бесконечности ($0 < \Phi < \infty$), возрастая с уменьшением «активных» сопротивлений (со стороны сил рассеяния) R_{ii} и R_{jj} и увеличением «реактивных» сопротивлений R_{ji} (со стороны «чужеродных» сил). Подобно термическим сопротивлениям в теории теплообмена, они зависят от транспортных свойств системы, т. е. в конечном счёте от конструктивного совершенства установки.

Используя эти критерии в выражении мощностного КПД (24) ему можно придать вид критериального уравнения процесса энергопревращения:

$$\eta_N = (1 - B)/(1 + 1/B\Phi). \quad (28)$$

Согласно ему, КПД любого преобразователя энергии в подобных условиях (B , $\Phi = idem$) одинаков. Это положение целесообразно назвать принципом подобия энергетических установок.

Этот принцип позволяет построить универсальную нагрузочную характеристику линейных энергопреобразующих систем (рисунок 2) [13]. Сплошными линиями на нем показана зависимость мощностного КПД установки η_N от критерия нагрузки B при различных значениях критерия добротности Φ , а штрих-пунктирной линией – зависимость от нагрузки её выходной мощности N_j .

Как следует из рисунка, в отсутствие потерь энергии ($\Phi = \infty$) и установившемся характере процесса её преобразования ($B \rightarrow 0$) КПД установки достигает, как и следовало ожидать, единицы. Однако во всех остальных случаях мощностной КПД обращается в нуль дважды: на «холостом ходу» установки ($B = 0$, $J_j = 0$) и в режиме «короткого замыкания» ($B = 1$, $X_j = 0$). Это обстоятельство явилось следствием учёта затрат энергии на собственные нужды установки, а также потерь от необратимого энергообмена (в том числе теплообмена) между источником энергии и рабочим телом установки, на трение в трубопроводах и всевозможных «утечек» энергии³, имеющих место и на холостом ходу установки.

Главной особенностью этой характеристики является наличие ярко выраженного максимума КПД при определенной нагрузке установки. Такие режимы, принимаемые обычно за *номинальные*, по мере роста КПД всё более удаляются от режима максимальной мощности, соответствующего относительной нагрузке $B = 0,5$. В результате мощностной КПД реального

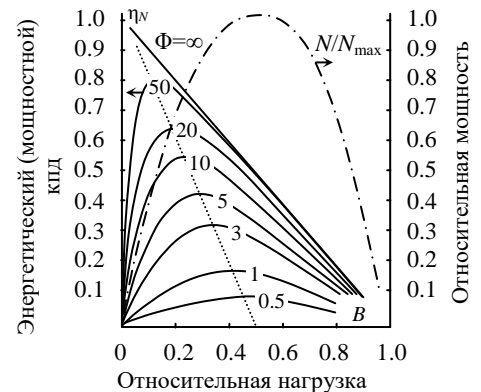


Рис.2. Универсальные нагрузочные характеристики преобразователей энергии

³ Эти потери не могут быть учтены путем традиционного введения постоянных относительных КПД процессов совершения работы, поскольку в режиме «холостого хода» указанные потери равны нулю.

цикла Карно (с квазистатическим характером процессов) при $\Phi < \infty$ оказывается не максимальным, а равным нулю. Таким образом, учёт мощности и несовершенства энергоустановки приближает результаты термодинамического анализа её эффективности к реальности.

Универсальные нагрузочные характеристики весьма полезны не только для наблюдения за соблюдением наиболее экономичных режимов эксплуатации энергоустановок, но и при выборе наиболее перспективных из них с учётом предстоящих режимов работы. Таким образом, неравновесная термодинамика процессов энергопревращения приобретает важное практическое применение.

Резюме (заключение)

1. Основным недостатком термодинамики необратимых процессов (ТНП) как общефизической теории является её изначальная ограниченность процессами рассеяния энергии, что обусловлено базированием её на принципе возрастания энтропии.

2. Подход к неравновесной термодинамике с более общих позиций закона сохранения энергии свидетельствует о несостоятельности гипотезы локального равновесия и диктует необходимость введения дополнительных переменных неравновесного состояния, коими являются градиенты потенциалов и обобщённые скорости процессов.

3. Нахождение основных величин, которыми оперирует ТНП - термодинамических сил и потоков энергоносителя - на более общей основе закона переноса энергии в континуальных средах позволяет создать локально неравновесную термодинамику, которая не исключает из рассмотрения какую-либо (обратимую или необратимую) составляющую реальных процессов.

4. Предлагаемый подход, именуемый для краткости энергодинамикой, предотвращает возникновение неравенств при переходе к нестатическим процессам, что позволяет учитывать необратимость реальных процессов всеми дисциплинами, оперирующими понятием энергии.

5. Энергодинамика позволяет дать строго термодинамическое, свободное от постулатов и соображений молекулярно-кинетических и статистико-механических теорий обоснование всех положений ТНП, что расширяет область её справедливости на нелинейные процессы и состояния, далёкие от равновесия.

6. Выделение независимых процессов, протекающих в исследуемой системе, опровергает постулат Онзагера о зависимости каждого из потоков от всех действующих в системе сил, и позволяет найти для каждого из них ту единственную силу, с исчезновением которой данный процесс прекращается.

7. Предложенный энергодинамикой метод нахождения эффектов наложения разнородных процессов позволяет осуществить дальнейшее сокращение числа эмпирических коэффициентов от $n(n+1)/2$ в ТНП до n и объяснить эти эффекты наложением не потоков, а сил в полном соответствии с принципами механики.

8. Обобщение ТНП на процессы целенаправленного преобразования различных форм энергии в природных и технических системах вскрывает их принципиальное единство и отличие от процессов релаксации как в отношении их уравнений, так и соотношений взаимности в них.

9. Переход к изучению кинетики процессов преобразования энергии позволяет предложить универсальный критерий их эффективности, учитывающий их мощность (производительность) и совершенствующий понятие абсолютных, относительных, эксергетических и т. п. КПД.

10. Обнаруженное в рамках энергодинамики единство законов преобразования тепловых и нетепловых форм энергии позволило предложить теорию подобию энергетических и технологических установок и построить их универсальные нагрузочные характеристики, облегчающие выбор номинальных, пиковых и т.п. режимов их работы.

Литература

- (Л. Онсагер, 1931; И. Пригожин, 1947, 1955; Г. Казимир, 1945; К. Денбиг, 1951; Де Гроот С., 1952, 1962; Ж. Майкснер, 1954; И. Дьярмати, 1960, 1970; Р. Хаазе, 1962 и др
1. *Onsager L.* Reciprocal relations in irreversible processes // *Phys. Rev.* 1931. 237(14). 405–426; 238(12). 2265–2279.
 2. *Prigogine I.* Etude Thermodynamique des Phenomenes Irreversibles. Liege, 1947.
 3. *Cazimir H. B. G.* // *Rev. Mod. Rhys.* 1945. N17 p. 343,
 4. *Денбиг К.* Термодинамика стационарных необратимых процессов. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
 5. *Meixner I.* Thermodynamik der irreversiblen Prozesse. Aachen. 1954.
 - 6 *De Groot, S. R.; Mazur, P.* Nonequilibrium Thermodynamics. Amsterdam, 1962.
 7. *Gyarmati I.* Introduction to Irreversible Thermodynamics. Budapest, 1960,
 8. *Haase R.* Thermodynamik der Irreversiblen Prozesse.– Darmstadt, 1963.
 9. *Бахарева И. Ф.* Нелинейная неравновесная термодинамика. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1967.
 10. *Гуров К. П.* Феноменологическая термодинамика необратимых процессов. М.: Наука, 1978
 11. *Lavenda B. H.* Thermodynamics of irreversible processes. London, 1978
 12. *Umov A. I.* Selected Works. M.L., 1950.(In Russian)/
 13. *Etkin V.* Energodynamics (Thermodynamic Fundamentals of Synergetics).- New York, 2011
 14. *Krishtal M.A., Volkov A.I.* Multicomponent diffusion in metals. М.: Metallurgy, 1985/
 15. *Bazarov I.P.* Thermodynamics. Edn 4. М.: Vysshaya shkola, 1991. (In Russian).