УДК 536

ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ В СВЕТЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ЕДИНСТВА ТЕРМОДИНАМИКИ ОТКРЫТЫХ И ЗАКРЫТЫХ СИСТЕМ

В.М. Самсонов
Тверской государственный университет,
кафедра теоретической физики

"В обществе постоянно растет хаос. Лишь прилагая огромные усилия, в отдельных регионах этот хаос можно упорядочить. Тем не менее это увеличит хаос в обществе в целом" (Полное собрание законов Мерфи, Минск, 2006, с. 11)

Хотя в современной термодинамике случаи открытой и закрытой термодинамической системы рассматриваются как две противоположности, они характеризуются диалектическим единством. На примере многоуровневой оболочечной модели среды рассмотрены различные сценарии поведения системы, допускаемые вторым законом термодинамики. Предложена особая диаграммная техника, качественно характеризующая распределения температуры и направление потоков тепла. Введено понятие о различных топологических моделях термодинамических мегасистем. Отмечены перспективы распространения предлагаемого подхода на социальные, экономические и экологические системы.

Введение. Как отмечал в свое время В.К. Семенченко [1], работа С. Карно (1824 г.), заложившая в 1824 г. основы технической термодинамики, наложила, в то же время, негативный технический отпечаток на все последующее развитие термодинамической науки. Намного позже – лишь в 1865 г. Р. Клаузиус ввел понятие энтропии S и сформулировал второй закон термодинамики для изолированных систем:

$$dS \geq 0\,. \tag{1}$$

Следует при этом отметить, что сам Клаузиус сформулировал законы термодинамики как законы эволюции Вселенной: 1) энергия мира постоянна; 2) энтропия мира стремится к максимуму [2]. Такая формулировка привела Клаузиуса к концепции тепловой смерти Вселенной, которая вызвала первоначально негативную реакцию со стороны большей части представителей научного сообщества.

Долгое время казалось, что две великих теории XIX столетия – термодинамика Клаузиуса и теория эволюции Дарвина – идейно противоречат друг другу: первая из них предсказывает путь деградации термодинамической системы, а вторая – эволюцию, сопровождающуюся переходом от менее совершенного к более совершенному, от простого к сложному. Лишь в XX столетии, благодаря трудам И.Р. Пригожина [3] и многих других исследователей постепенно, на протяжении более 50 лет складывалась более общая формулировка второго закона, выполняющаяся как для закрытых, так и для открытых систем.[1] Удивительно, что к настоящему времени попытки сравнительно общей формулировки второго закона в виде лаконичного постулата, по-видимому, не предпринимались, хотя это целесообразно как с точки зрения образовательных целей, так и для систематического построения термодинамики.[2] Автор данной работы предлагает собственную формулировку: существует аддитивная функция состояния S, называемая абсолютной энтропией, сопряженная с абсолютной температурой T в выражении $dQ_{KC} = TdS$ для количества теплоты dQ_{KC}, поступающего в систему при квазистатическом (равновесном) процессе. В общем случае изменение энтропии dS складывается из потока энтропии $d^e S = dQ/T$ и производство энтропии $d^i S$, причем $d^i S \geq 0$.

Эта формулировка не столь лаконична, как формулировки Клаузиуса и Пригожина, но она действительно является исчерпывающей и включает в качестве частных случаев как постулат существования энтропии, так и формулировки второго закона для закрытых и открытых систем. Действительно, полагая, что в системе протекают только равновесные процессы, находим, что $d^i S = 0$. Соответственно, $dS = d^e S = dQ_{KC}/T$. В случае изолированной системы ($d^e S = 0$, $dS = d^i S \geq 0$), мы приходим к формуле Клаузиуса (1).

Общая формулировка второго закона термодинамики имеет огромное мировоззренческое значение. В частности, она полностью снимает противоречие между термодинамикой и теорией эволюции Дарвина. Особо отметим, что современная формулировка второго закона допускает такую ситуацию, когда энтропия системы не возрастает, а убывает. Убывание энтропии сопровождается увеличением степени упорядоченности системы. В частности, без противоречия со вторым законом термодинамики могут формироваться так называемые пространственные и временные диссипативные структуры, примерами

---

[1] Поскольку в данной работе потоки вещества отдельно не рассматриваются, то, следуя [3], термически «изолированная система» и «закрытая система» будут рассматриваться как синонимы.

[2] В современном курсе термодинамики самого Пригожина [5] приводится следующая формулировка: «Идет ли речь об изолированных, закрытых или открытых системах, всегда выполняется неравенство $d^i S \geq 0$». Это и есть самая общая формулировка второго начала термодинамики». Хотя эта формулировка и является лаконичной, но отнюдь не исчерпывающей.

которых являются ячейки Бенара, вихри Тейлора, колебательная реакция Белоусова и лазер [7; 8]. Однако такого рода высокоупорядоченные структуры могут формироваться лишь при выполнении ряда дополнительных условий. Основное среди них – открытый характер термодинамической системы и наличие потока энтропии из системы к окружающей среде (или потока негэнтропии в систему). Таким образом, современная неравновесная термодинамика и синергетика очень тесно связаны с термодинамикой открытых систем. Наиболее детально этот аспект современной термодинамики был проанализирован Ю.Л. Климонтовичем [9], хотя его роль была отмечена ранее И. Пригожиным.

Однако существует еще один важный аспект современной термодинамики, исследованный в гораздо меньшей степени и связанный с тем, что понижение энтропии интересующей нас термодинамической системы возможно только при условии, что энтропия окружающей среды будет повышаться. Анализу этой проблемы и посвящена данная работа.

Многоуровневая оболочечная модель термодинамической мегасистемы. Рассмотрим топологическую модель мегасистемы «открытая термодинамическая система – многоуровневая среда», отвечающую случаю, когда интересующая нас термодинамическая система 1 окружена рядом последовательных оболочек 2,3, …, n, образующих многоуровневую среду (рис. 1). Простейший случай (*n*=2 и *n*=3) представлен на рис. 1, *а* и 1, *б*, общий случай – на рис. 1, *в*. Систему в целом (мегасистему) будем считать закрытой (адиабатическая оболочка представлена жирной линией), а подсистемы – гомогенными. Модель гетерогенной системы, состоящей из двух гомогенных фаз, широко использовалась И. Пригожиным [6]. Не исключая основные физические эффекты, такая модель упрощает математической описание по сравнению с моделью континуума. В гетерогенной системе, состоящей из гомогенных фаз, производство энтропии обусловлено лишь взаимодействием между подсистемами.

Случай *n*=2 (двухкомпонентная система: «основная система 1 – среда 2»). Производство энтропии системы $\Delta S_1 = Q_1 / T_1$ системы 1 выражается через количество теплоты Q_1, поступающее в систему. Аналогично, $\Delta S_2 = Q_2 / T_2 = -Q / T_2$. Для изменения энтропии всей системы (1+2) находим:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = Q_1 \left(1/T_1 - 1/T_2\right) \geq 0 . \qquad (2)$$

Если $Q_1 > 0$, то $\Delta S_1 > 0$ и $T_2 > T_1$; если же $Q_1 < 0$ ($\Delta S_1 < 0$), то $T_2 < T_1$, т.е. в обоих случаях тепло поступает в подсистему, имеющую более низкую температуру. Таким образом, мы обосновали одну из качественных формулировок второго закона термодинамики – постулат Клаузиуса. Вместе с тем, из приведенного рассмотрения вытекает достаточно очевидный вывод: для уменьшения энтропии системы 1 необходимо возрастание энтропии в системе 2, играющей роль среды.

Случай *n*=3 (двухуровневая среда). При переходе от n=2 к n=3 анализ поведения системы существенно усложняется, поскольку это поведение становится поливариантным. Вместо неравенства (2) для приращения энтропии системы ΔS будем иметь:

$$\Delta S = Q_1 \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} + Q_{23} \frac{T_3 - T_2}{T_2 T_3} \geq 0 , \qquad (3)$$

где Q_{23} – количество тепла, получаемое подсистемой 2 от подсистемы 1. Поскольку нас в большей степени интересует случай повышения упорядоченности (самоорганизации) в основной системе 1, то рассмотрим далее ситуацию, когда $Q_1 < 0$ и, соответственно, $\Delta S_1 < 0$. Для рассматриваемого случая неравенство (3) перепишется в виде

$$T_1 - T_2 \geq \left(Q_{23} / Q_1\right)\left(T_3 - T_2\right) \qquad (3')$$

Все возможные качественные варианты поведения системы при $Q_1 < 0$ показаны в таблице. В предпоследней строке таблицы представлены схематически распределения температур в исследуемой системе, допускаемые неравенством (3'). Стрелками показаны направления потоков тепла. Таким образом, без нарушения второго закона термодинамики (1) в системе, характеризуемой n=3, возможны 6 вариантов поведения. Однако неравенства (1), (3) и (3') отвечают интегральной форме второго закона термодинамики. В отличие от случая n=2, при n=3 неравенство Клаузиуса (1) допускает, что внутри системы тепло может переходить и от холодного тела к горячему. Однако такой процесс противоречит локальной интерпретации второго закона на границах между подсистемами. Действительно, если мы будем рассматривать вентили как объемные фазы, то направление потока тепла **q** в сторону уменьшения температуры предсказывает закон Фурье

$$\mathbf{q} = -\lambda\, gradT , \qquad (4)$$

который можно рассматривать как количественный локальный вариант постулата Клаузиуса. В рамках модели резкого разрыва на границе ту же роль, что и соотношение (4) будут играть условия теплоотдачи [9], которые также предскажут переход тепла к телу, имеющему более низкую температуру. Таким образом, среди шести вариантов, допускаемых интегральной формой второго закона, остается лишь два варианта, не противоречащие также его локальной интерпретации.

Реализуемые варианты отмечены в таблице знаком «+», нереализуемые – знаком «–».

Вариант 1 отвечает случаю, когда как подсистема 1, так и подсистема 3 «сбрасывают» избыточную энергию в подсистему 2. Такое поведение не может быть стационарным. Вариант 5 отвечает более квазистационарному случаю, когда избыток энтропии «сбрасывается» в подсистему 3 (среда второго уровня) через подсистему 2 (среда первого уровня).

Общий случай оболочечной модели. При произвольном n случаю $Q_1 < 0$ будет соответствовать неравенство

$$T_1 - T_2 \geq \sum_{i=3}^{n} \frac{Q_{i-1,i}}{Q_1} \left(T_i - T_{i-1} \right). \tag{5}$$

На первый взгляд, его математический анализ представляется невозможным. На самом же деле, основные выводы о сценариях поведения системы 1 при произвольном n могут быть сделаны без особых затруднений, хотя при больших n целесообразно напрямую воспользоваться предлагаемой в данной работе диаграммной техникой. Легко видеть, что допустимые локальные сценарии поведения мегасистемы, т.е. системы 1 и ее ближайшего окружения (2+3) также должны соответствовать вариантам 1 и 5, показанным в Таблице. Однако больше n создают дополнительные возможности для переключения сценариев и обеспечения квазистационарного поведения.

Возможность других топологических моделей закрытой термодинамической системы. Рис. 1 отвечает лишь одной из топологических моделей термодинамической системы. Возможны и другие варианты, некоторые показаны на рис. 2. Рис. 2, *б* отвечает случаю, когда имеется некоторый вентиль («коридор»), связывающий систему 1 с системой 3 (средой второго уровня). Такой вентиль обеспечивает поток негэнтропии в систему 1, не повышая энтропии системы 2. Эта модель допускает интересные экологические интерпретации. Например, в качестве системы 1 может рассматриваться западноевропейская страна, вывозящая радиоактивные отходы в Россию (система 3) через территорию другого западного государства (система 2). [1]

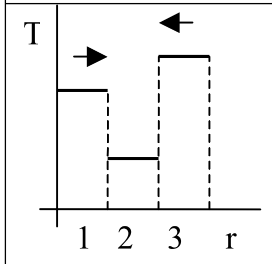
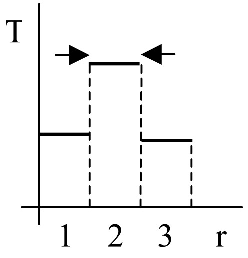
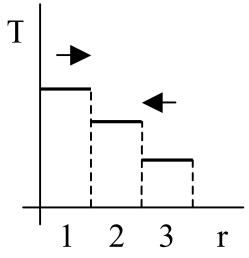
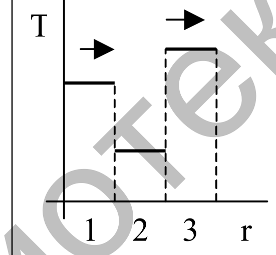
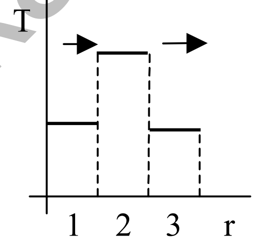
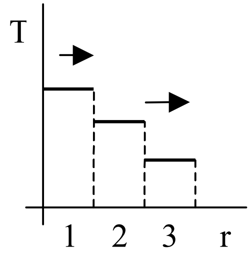
Рис. 2, *в* имеет интересную астрофизическую интерпретацию. Как отмечалось нами в работе [10], Вселенная в целом должна адекватно описываться закрытой моделью.

---

[1] В связи с этим примером, который, к сожалению, не является умозрительным, можно привести еще один закон Мерфи: «История России – это борьба невежества с несправедливостью».

Таблица

Возможные варианты поведения системы при n=3

$Q_{23} > 0$			$Q_{23} < 0$		
$T_3 > T_2$		$T_3 < T_2$	$T_3 > T_2$	$T_3 < T_2$	
$T_1 \geq T_2$	$T_1 \leq T_2$	$T_1 \geq T_2$	$T_1 \geq T_2$	$T_1 \geq T_2$	$T_1 \leq T_2$
					
+	–	–	–	+	–
Вариант 1	Вариант 2	Вариант 3	Вариант 4	Вариант 5	Вариант 6

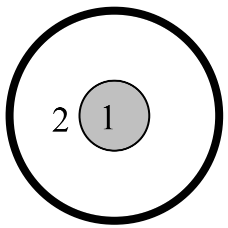


Рис. 1, *а*

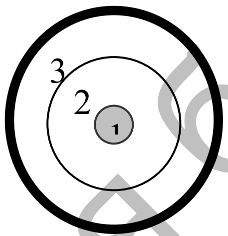


Рис. 1, *б*

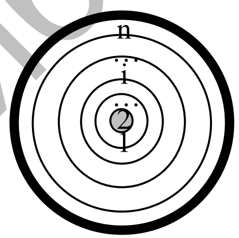


Рис. 1, *в*

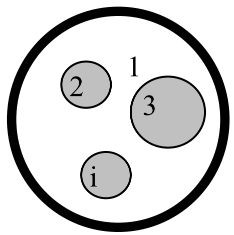


Рис. 2, *а*

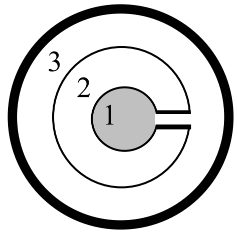


Рис. 2, *б*

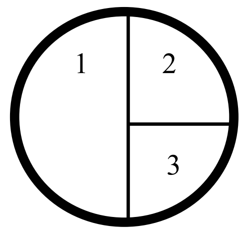


Рис. 2, *в*

Действительно, хотя вопрос о возможности существования других Вселенных остается открытым, само представление о Вселенной как о безграничной, но конечной (в свете общей теории относительности) системе приводит к выводу о том, что степень открытости Вселенной как термодинамической системы не может быть заметной. Отсюда следует, что вывод Клаузиуса о росте энтропии Вселенной является вполне адекватным. Вместе с тем, помимо больших масштабов времени и крупномасштабных флуктуаций могут существовать иные важные факторы, препятствующие тенденции к росту энтропии Вселенной. Роль важных «стоков» для энтропии могут играть черные дыры, поглощающие вещество и излучение из окружающего пространства. Открытое С. Хокингом квантовое испарение черных дыр [12] не может рассматриваться как фактор, позволяющий предотвратить уже начавшийся гравитационный коллапс. Следовательно, черные дыры должны рассматриваться как особые объекты во Вселенной, играющие роль вкрапленной в неё среды, обеспечивающей «сток» энтропии. Развиваемую концепцию подтверждает предсказанная в [13] пропорциональность между энтропией черной дыры S_{BH} и площадью горизонта событий A_{BH}:

$$S_{BH} = \frac{1}{8\pi\beta} A_{BH}, \tag{6}$$

где $\beta = \hbar / k$ ($\hbar$ – постоянная Планка, k – константа Больцмана). Таким образом, для модели «однородная Вселенная (1) – вкрапленные в нее черные дыры (2)», имеем: $\Delta S = \Delta S_1 + \frac{1}{8\pi\beta}\sum_{i=1}^{m} \Delta A_{BHi} \ge 0$, где m – число черных дыр во Вселенной. Поскольку, по определению, $\Delta A_{BHi} > 0$, то

$$\Delta S_1 \ge -\left(1/8\pi\beta\right)\sum_{i=1}^{m} \Delta A_{BHi} < 0, \tag{7}$$

т.е. стоки вещества и поля в черные дыры открывают возможность для выполнения условия $\Delta S_1 < 0$, т.е. для понижения энтропии остальной части Вселенной.

Заключение. Таким образом, системный подход, включающий анализ изменения энтропии не только в рассматриваемой системе, но и в окружающей ее многоуровневой среды, представляется весьма плодотворным. Такой анализ может оказаться полезным при решении ряда физических, технических и биологических задач. Можно сделать вывод и о перспективности распространения предложенного метода на социальные, экономические и экологические системы. Вместе с тем, решение ряда затронутых в данной работе проблем сопряжено с серьезными трудностями. Как мы видели, уже при переходе от *n*=2 к

n=3 система проявляет поливариантность, а от математически точных количественных расчетов необходимо переходить к математике тенденций и вероятностного поведения. Необходимый для этого математический аппарат в полной мере не разработан.

С методологической точки зрения, представляет интерес, что более или менее современные попытки создания вечного двигателя второго рода (П.К. Ощепков [14] и его последователи предлагают термин «двигатель непрерывного действия») связаны как раз с такими техническими решениями, которые не противоречат второму закону термодинамики в интегральной форме, но пытаются обойти его на локальном уровне. Это более тонкий «подкоп» под второй закон термодинамики, заслуживающий отдельного детального анализа. Не все здесь вполне ясно, учитывая переход от макроскопической необратимости к обратимости на микроскопическом уровне. Где, собственно говоря, граница между макроскопическими и микроскопическими системами? Возможно, что в свете развивающейся нанотехнологии дискуссии по этому поводу могут привести к появлению качественно новых технических решений, нанотехнологических демонов Максвелла, не противоречащих второму закону. При переходе к нетипичным для термодинамики системам, например социальным, локальные ограничения со стороны второго закона термодинамики, в общем случае по-видимому, должны быть сняты, поскольку в таких системах человек выступает в роли демона Максвелла. В каждом конкретном случае применение термодинамический методологии должно основываться на тщательном анализе принятых понятий и исходных концепций.

Вместе с тем, автор не сталкивался с серьезно разработанными системными подходами к социальным, экономическим и экологическим проблемам, которые противоречили бы термодинамике, напротив, можно привести целый ряд обратных примеров. В качестве одного из них отметим детальный анализ данных о функционировании биосферы за весь период ее развития, проведенный В.Г. Горшковым [15]. По поводу современного состояния эволюции биосферы В.Г. Горшков отмечает следующее: «Современный уровень жизни развитых стран при сохранении или росте численности населения Земли может быть достигнут для каждого человека Земли только при полном разрушении пригодной для жизни окружающей среды. Поддержание этого уровня в устойчивом положении при сохранении естественной биоты и окружающей среды возможно только для численности населения на порядок меньше современного». С точки зрения термодинамики, в реализующихся моделях «развитые страны – остальной мир» и «развитые страны – Россия – развивающиеся страны» последним отводится роль стоков энтропии. Отсюда вытекает два важных вывода:

1. С точки зрения интересов всего человечества, система ценностей и политическая система западных стран не могут считаться идеальными и образцовыми.
2. Попытка прямого подражания развитым странам не может обеспечить для России и развивающихся стран столь же высокого уровня жизни.

Таким образом, при анализе перспектив социально-экономического развития страны и прогнозировании сырьевых, финансовых и иных потоков, термодинамические подходы, в частности, подходы, предложенные в данной работе, могут оказаться весьма полезными.

Список литературы

1. Семенченко В.К., Дьярмати И. Неравновесная термодинамика /Вступительная статья. М.: Мир, 1974.
2. Спасский Б.И. История физики. Т.2. М.: Высшая школа, 1977.
3. Пригожин И. От существующего к возникающему. М.: Наука, 1985.
4. Пригожин И. Переоткрытие времени //Вопросы философии. 1989. №8. С. 3–19.
5. Пригожин И., Кондепуди Д. Современная термодинамика. М.: Мир. 2002. С. 99.
6. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. М.-Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика. 2001.
7. Эбелинг В. Формирование структур при неравновесных процессах. М.: Мир, 1979.
8. Хакен Г. Синергетика. М.: Мир, 1984.
9. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергия, 1969.
10. Самсонов В.М. Термодинамика фотонного газа и эволюция Вселенной //Вестник ТвГУ, Серия «Физика». 2004. №4(6). С. 131–136.
11. Климонтович Ю.Л. Введение в физику открытых систем //Синергетика. Труды семинара. Т. 3. М.: Изд-во МГУ, 2000. с. 100–142.
12. Хартль Дж.В., Хокинг С.В. Вывод излучения от черной дыры с помощью метода интегрирования по путям. Черные дыры. М.: Мир, 1978. С. 222–260.
13. Шьяма Д.В. Черные дыры и их термодинамика //Черные дыры. М.: Мир, 1978. С. 31–65.
14. Ощепков П.К. Жизнь и мечта. М.: Московский рабочий, 1970.
15. Горшков В.Г. Физические и биологические основы устойчивости жизни. М., 1995.
16. Шкловский И.С. Вселенная, жизнь, разум. М.: Наука, 1987.
17. Шкловский И.С. Звезды. М.: Наука, 1984.