

THERMODYNAMICS
 YESTERDAY, TODAY,
 AND TOMORROW
 Part 2. Nonequilibrium
 thermodynamics

A. I. OSIPOV

The main postulates of the linear nonequilibrium thermodynamics which can be called the thermodynamics of today are discussed. The future of the nonequilibrium thermodynamics is intimately related to a study of self-organization and dissipative structures in open systems. Examples of self-organization and analysis of the peculiarities of dissipative structures are presented.

Обсуждаются основные постулаты линейной неравновесной термодинамики, являющейся термодинамикой сегодняшнего дня. Отмечается, что будущее неравновесной термодинамики связано с изучением самоорганизации и диссипативных структур в открытых системах. Приводятся примеры самоорганизации и анализируются особенности диссипативных структур.

© Осипов А.И., 1999

**ТЕРМОДИНАМИКА ВЧЕРА,
 СЕГОДНЯ, ЗАВТРА**
**Часть 2. Неравновесная
 термодинамика**

А. И. ОСИПОВ

Московский государственный университет
 им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Первый этап развития термодинамики, как указывалось в статье [1], закончился с формулировкой тепловой теоремы Нернста, считающейся третьим и последним началом равновесной термодинамики. Начался новый этап развития термодинамики, связанный с освоением неравновесных процессов. Сегодня закончена разработка основ линейной теории неравновесных процессов, завершившейся созданием линейной неравновесной термодинамики. Одно из направлений завтрашнего дня — создание нелинейной феноменологической теории неравновесных процессов.

**ЛИНЕЙНАЯ НЕРАВНОВЕСНАЯ
 ТЕРМОДИНАМИКА**

Линейная термодинамика необратимых процессов основана на нескольких постулатах, которые не могут быть обоснованы в рамках макроскопических представлений. Эти положения не настолько общие, чтобы их назвать началами. Вместе с тем они достаточно общи, чтобы строить неравновесную термодинамику, не конкретизируя объекта исследования с точки зрения его молекулярного строения.

Термодинамическое описание неравновесной системы. Принцип локального равновесия

В равновесной термодинамике рассматриваются системы, находящиеся в состоянии равновесия, и изучаются очень медленные (квазистатические, обратимые) процессы, протекающие через непрерывную последовательность равновесных состояний. В этих условиях переменные состояния, например давление и температура, при отсутствии внешних сил не зависят от пространственных координат. С типичным примером неравновесной системы мы встречаемся в обычных потоках газа, когда его плотность, гидродинамическая скорость и температура меняются от точки к точке. Существование градиентов этих параметров приводит к переносу массы, импульса и энергии. Возникающие процессы переноса стараются выровнять неоднородности в распределении плотности, скорости и

температуры, приближая систему к равновесию. Процессы переноса характеризуются соответствующими потоками. Например, градиент температуры вызывает поток тепла, градиент плотности — поток массы и т.д. В общем случае говорят, что потоки вызваны обобщенными термодинамическими силами (градиенты температуры или концентрации — простейший пример термодинамических сил). Следует подчеркнуть, что обобщенные термодинамические силы не имеют ничего общего с силами в ньютоновском понимании этого термина.

Появление в системе потоков, вообще говоря, нарушает статистическое равновесие. Например, перенос тепла можно представить как диффузию “горячих” молекул (то есть молекул с большой энергией), а уход горячих молекул нарушает равновесное состояние в системе. Для неравновесных состояний термодинамическое описание, строго говоря, теряет смысл, поскольку, например, нельзя говорить о температуре такого состояния. Вместе с тем в любой физической системе происходят процессы, стремящиеся вернуть систему в состояние равновесия (ведь предоставленная самой себе система всегда приходит в состояние равновесия). Таким образом, происходит своеобразное противоборство между процессами переноса, нарушающими равновесие, и внутренними (релаксационными) процессами, стремящимися его восстановить. В разреженном газе внутренние процессы — это процессы столкновения.

Если процессы, возмущающие равновесие, менее интенсивны, чем процессы, которые формируют равновесие, то можно говорить с определенной степенью точности о локальном равновесии, то есть о равновесии в физически бесконечно малом объеме. Точность такого утверждения будет тем выше, чем меньше отношение скорости изменения состояния за счет внешних условий к скорости восстановления равновесия за счет внутренних релаксационных процессов.

Подчеркнем, что существование локального равновесия еще не означает малости отклонения всей системы от равновесия. Представим себе газ, заключенный между двумя плоскостями, одна из которых поддерживается при температуре 0°C , а другая — при 100°C . Ясно, что эта система с конечным отклонением от равновесия, однако процесс теплопроводности настолько медленный, что в каждом физически бесконечно малом объеме столкновения практически успевают восстановить локальное равновесие.

Идея о локальном термодинамическом равновесии была впервые высказана И. Пригожиным и оказалась очень плодотворной в термодинамике необратимых процессов. Это в первую очередь определяется тем, что для неравновесных состояний можно ввести функции состояния, например энтропию, которые будут зависеть от тех же перемен-

ных, от которых они зависят, когда система находится в состоянии равновесия. Это значит, что второе начало термодинамики в форме соотношения Гиббса справедливо и для неравновесных состояний, когда термодинамические функции являются функциями координат и времени.

Обосновать применимость уравнения Гиббса к неравновесным системам в рамках термодинамики необратимых процессов нельзя. Поэтому принцип локального равновесия является постулатом. Справедливость этой гипотезы в рамках феноменологического подхода можно оправдать только совпадением результатов теории с экспериментальными данными. Статистическое рассмотрение позволяет получить условия применимости соотношения Гиббса, но только в частном случае разреженного газа. Соотношение Гиббса для разреженного газа справедливо с точностью до членов первого порядка по параметру, равному отношению скорости внешнего воздействия к скорости установления равновесия, и для моментов времени, больших среднего времени свободного пробега.

Таким образом, принцип локального равновесия ограничивает класс систем, доступных термодинамическому рассмотрению. Однако это ограничение наименее сильное из всех условий, накладываемых остальными постулатами неравновесной термодинамики.

Термодинамические уравнения движения

Из опыта известно, что для широкого класса необратимых явлений и в широком диапазоне экспериментальных условий потоки являются линейными функциями термодинамических сил. Так, закон Фурье связывает поток тепла \vec{q} с $\text{grad}T$. Аналогичную форму имеет закон Фика, устанавливающий линейную связь между потоком массы за счет диффузии и градиентом концентрации. Наряду с этими основными (прямыми) процессами существуют и побочные (их называют перекрестными процессами), которые неразрывно связаны с первыми. Например, перенос заряда под действием электрического поля, осуществляемый при движении ионов в электролите или электронов в металле, означает одновременно и перенос их кинетической энергии (тепла) и массы (диффузия). Наоборот, перенос массы под действием градиента плотности или перенос тепла под действием градиента температуры означает, если речь идет о системе заряженных частиц, одновременно и перенос заряда.

Все сказанное позволило Л. Онсагеру предположить, что при небольших отклонениях от равновесия существует линейная связь между потоками J_i , $i = 1, 2, 3, \dots, m$, и термодинамическими силами X_j , $j = 1, 2, 3, \dots, m$,

$$J_i = \sum_{j=1}^m L_{ij} X_j. \quad (1)$$

Коэффициенты L_{ij} называются феноменологическими или кинетическими коэффициентами. Феноменологические коэффициенты L_{ij} могут быть любыми функциями параметров состояния (температуры, давления, состава и т.д.), однако они не зависят от J_i и X_j .

Отметим, что кинетические коэффициенты L_{ij} не определяются в неравновесной термодинамике. Явные выражения для кинетических коэффициентов можно получить только в рамках молекулярно-кинетической теории.

Ясно, что существование линейных соотношений между потоками и термодинамическими силами является сверхтермодинамической гипотезой, поскольку эти соотношения отсутствуют в обычной термодинамике. Уравнения (1) американский физик К. Эккарт назвал в 1940 году термодинамическими уравнениями движения.

В рамках термодинамики необратимых процессов определить конкретные границы применимости линейных соотношений (1) невозможно. Эксперимент показывает, что для процессов диффузии и теплопроводности линейные соотношения справедливы в достаточно широкой области параметров. Для химических реакций они справедливы в очень узкой области вблизи состояния химического равновесия.

Гипотеза о линейных связях потоков и термодинамических сил лежит в основе линейной термодинамики необратимых процессов. В нелинейной неравновесной термодинамике в термодинамических уравнениях движения необходимо учитывать члены порядка выше первого или принимать во внимание зависимость кинетических коэффициентов от термодинамических сил.

Принцип симметрии кинетических коэффициентов

Принцип симметрии Онсагера гласит, что при соответствующем выборе потоков и термодинамических сил в линейных соотношениях (1) недиагональные кинетические коэффициенты равны. Таким образом,

$$L_{ij} = L_{ji}, \quad (2)$$

то есть матрица кинетических коэффициентов должна быть симметричной.

Равенства (2), которые называют соотношениями взаимности Онсагера или соотношениями симметрии, выражают свойство неравновесной системы, согласно которому если на поток J_i , соответствующий необратимому процессу i , влияет сила X_j , то на поток J_j сила X_i оказывает воздействие с тем же перекрестным коэффициентом.

Результат, выраженный соотношениями взаимности, может показаться более чем скромным. Однако это впечатление обманчиво. Соотношения взаимности сыграли громадную роль в термодинамике необратимых процессов. Значение соотношений взаимности или, точнее, физические следствия равенств (2) состоят прежде всего в том, что соотношения симметрии связывают различные физические процессы, например явление термодиффузии (эффект Соре) и обратный процесс – диффузионный термоэффект (эффект Дюфора). Таким образом, по известным характеристикам одного процесса можно предсказать характеристики другого, обратного процесса.

Теперь следует установить, что понимается под термином “соответствующий выбор” потоков и сил. Линейные соотношения между потоками и термодинамическими силами не позволяют однозначно определить потоки и силы. В термодинамике необратимых процессов принимается, что скорость приращения энтропии (производство энтропии) за счет необратимых процессов может быть представлена в виде

$$\sigma = \sum_{i=1}^m J_i X_i. \quad (3)$$

Равенство (3) является исходным для определения потоков и термодинамических сил. Оно преждем не позволяет однозначно выбрать потоки и силы. Однако это обстоятельство теперь уже несущественно (как несуществен выбор системы отсчета при описании механического движения).

Соотношения взаимности (2) были выведены Л. Онсагером в 1931 году. В дальнейшем они были обобщены Х. Казимиром на случай термодинамических сил, которые меняют свой знак при обращении знака времени, и на векторные явления.

За открытие соотношений взаимности, которое по праву может считаться поворотным пунктом в истории термодинамики, Онсагеру (1903–1976) была присуждена Нобелевская премия по химии в 1968 году.

Выражение для производства энтропии, термодинамические уравнения движения (линейные соотношения между потоками и термодинамическими силами) и соотношения взаимности Онсагера позволяют в принципе определить эволюцию всех локальных термодинамических переменных состояния системы и установить важные соотношения между феноменологическими коэффициентами. В этом состоит одно из преимуществ последовательной формулировки термодинамики необратимых процессов.

САМООРГАНИЗАЦИЯ В ОТКРЫТЫХ СИСТЕМАХ

Изучение открытых систем – одно из перспективных направлений термодинамики завтрашнего

дня. Самоорганизация в открытых системах всегда выступала как “островок сопротивления” второму началу, которое предсказывает дезорганизацию и разрушение изначально заданной структуры в изолированной системе при эволюции к равновесию. Возникает проблема, как дополнить классическую термодинамику отсутствующей в ней теорией создания структуры.

Заслугой неравновесной термодинамики является установление того факта, что самоорганизация является общим свойством открытых систем. При этом именно неравновесность служит источником упорядоченности. Этот вывод послужил отправной точкой для идей, выдвинутых представителями Брюссельской школы во главе с И. Пригожиным.

Основная трудность, которая возникает при анализе процессов самоорганизации, состоит в том, что нельзя пользоваться представлениями линейной термодинамики необратимых процессов. Предположение о существовании линейных соотношений между потоками и термодинамическими силами здесь оказывается несправедливым, поскольку формирование структур происходит вдали от равновесия. Поясним сказанное на примерах.

Переход ламинарного течения в турбулентное

Обсудим основные закономерности перехода ламинарного течения в турбулентное на примере течения обычной воды.

При термодинамическом равновесии вода находится в покое (скорость движения равна нулю). Нарушим равновесие, создав, например, градиент давления. Вода начнет перемещаться в сторону меньших давлений, как в трубе при напоре. До некоторой критической скорости течения будет ламинарным, то есть вода будет перемещаться как бы слоями, параллельными направлению течения. В этом случае потоки и термодинамические силы связаны линейными соотношениями. Если скорость движения воды V превысит некоторое критическое значение V_c , то картина движения жидкости удивительным образом изменится: поток станет турбулентным (рис. 1). В этом состоянии, соответствующем большим отклонениям от равновесия, необходимо учитывать нелинейность, вызванную резко возросшими диссипативными процессами.

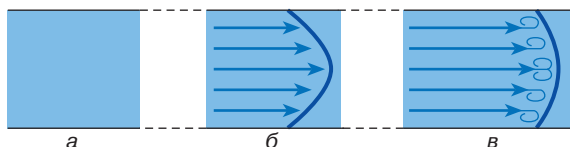


Рис. 1. Движение жидкости: *а* – термодинамическое равновесие, *б* – ламинарное течение $V < V_c$, *в* – турбулентное течение $V > V_c$

Проблема перехода к турбулентности в гидродинамических течениях — одна из самых интригующих и трудных проблем в классической физике. За более чем столетнюю историю многие великие умы в области физики, механики и техники пробовали свои силы в решении имеющихся здесь задач. Однако надежного количественного описания возникновения турбулентности до сих пор нет.

Одна из самых красивых картин возникновения турбулентности предложена академиком Л.Д. Ландау в 1944 году. Зарождение турбулентности по мере увеличения скорости или числа Рейнольдса происходит, согласно Ландау, следующим образом. По определению, число Рейнольдса $Re = VL/\nu$, где ν — коэффициент вязкости, деленный на плотность, а L — характерный линейный размер, фигурирующий в задаче. С увеличением числа Рейнольдса при превышении порогового значения критической скорости или критического числа Re_{cr} некоторые из малых возмущений, которые всегда существуют вследствие флуктуаций, перестают затухать. Система теряет устойчивость и переходит в новый периодический режим. Говорят о первой бифуркации (бифуркации Хопфа). При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса новый периодический режим опять становится неустойчивым, возникают незатухающие колебания по крайней мере еще с одной частотой и т.д. Ландау предположил, что если двигаться от стационарного течения при малых Re в область увеличения Re , то “интервалы между числами Рейнольдса, соответствующими последовательному появлению новых частот, быстро сокращаются, то они имеют все более мелкие масштабы”. Таким образом, согласно схеме Ландау, турбулентность есть результат последовательной потери устойчивости течений с менее сложной структурой с формированием течений с более сложной структурой.

Ячейки Бенара, модель самоорганизации биосферы

В качестве второго примера рассмотрим образование ячеек Бенара в жидкости. Ячейки Бенара в неравновесной термодинамике играют исключительную роль, поскольку в этом явлении отчетливо проявляются все основные черты термодинамики необратимых процессов.

Если слой жидкости сильно нагреть, то возникает разность (градиент) температур ΔT между нижней и верхней поверхностями (рис. 2). Такой температурный градиент называется инверсным, так как жидкость у нижней поверхности вследствие теплового расширения имеет меньшую плотность, чем вблизи верхней поверхности. Из-за наличия силы тяжести и архимедовой выталкивающей силы такая система оказывается неустойчивой, поскольку легкий нижний слой и тяжелый верхний стремятся поменяться местами. Однако вследствие вязкости

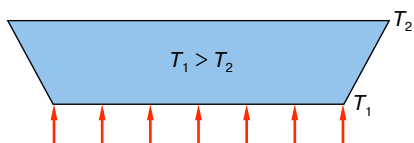


Рис. 2. Эффект Бенара. Сечение сосуда, нагреваемого снизу

жидкости при небольших градиентах температуры движение не возникает и тепло передается только путем теплопроводности. Лишь при достижении критического значения температурного градиента появляется конвекционный поток, обладающий характерной структурой в виде шестиугольных ячеек (рис. 3). Внутри ячеек жидкость поднимается вверх, а по краям опускается вниз. Экспериментально наблюдать эффект Бенара можно, например, с помощью следующего простого устройства: на сковородку диаметром около 20 см, подогреваемую снизу горячей водой, наливается слой минерального масла толщиной примерно 0,5 см. Чтобы увидеть потоки в жидкости, к маслу подмешиваются мелкие алюминиевые опилки, равномерно распределенные в объеме жидкости. При достижении критического градиента в жидкости возникают потоки и образуются красивые шестиугольные ячейки.

По сравнению со слабонеоднородным распределением параметров в покоящейся жидкости конвекционные ячейки являются более высоко организованной структурой, возникающей в результате коллективного движения молекул в жидкости. Поскольку система обменивается со средой только теплом и в стационарных условиях получает (при температуре T_1) такое же количество тепла q , что и отдает (при температуре $T_2 < T_1$), то выходит, что система отдает энтропию среде ($\Delta S = q/T_1 - q/T_2 < 0$). Иными словами, внутренняя структура или самоорганизация поддерживается за счет поглощения отрицательной энтропии. По предложению Бриллюэна отрицательная энтропия называется негэнтропией.

Ячейки Бенара, если говорить упрощенно, как бы в миниатюре воспроизводят условия, необходимые для существования жизни на Земле. Земля получает высококачественную энергию от Солнца, перерабатывает энергию, что сопровождается рос-

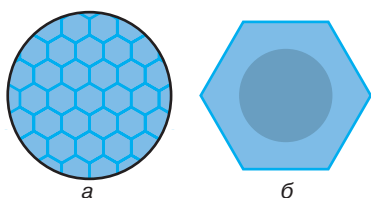


Рис. 3. Эффект Бенара: а – вид сверху на ячейки, б – отдельная ячейка. В затемненном ядре ячейки жидкость движется вверх

том энтропии, и выбрасывает ее в космическое пространство вместе с наработанной энтропией. Именно это обстоятельство обеспечивает жизнедеятельность на Земле.

Модель хищник–жертва как пример периодических процессов в экологии и химии

До сих пор мы приводили примеры образования пространственных структур. Структуры могут образовываться и во времени, их называют временными. Наконец, существуют еще и пространственно-временные структуры.

Примером временных структур может служить эволюция численности зайцев–беляков и рысей, которая характеризуется колебаниями во времени. На рис. 4 показано изменение числа рысей и зайцев–беляков, установленное по числу заготовленных шкурок, полученных компанией “Хадсон Бей” на протяжении 90 лет.

Количественные изменения популяции определяются многими факторами, однако для качественного объяснения временной корреляции на рис. 4 можно ограничиться одним наиболее существенным фактором. Рыси питаются зайцами, а зайцы поедают растительный корм, который имеется в неограниченном количестве. Теперь легко понять колебания численности животных. Возрастание числа зайцев приводит к росту запасов доступной пищи у рысей, поэтому они начинают интенсивно размножаться и их число увеличивается. На каком-то этапе рысей становится так много, что уничтожение зайцев происходит очень быстро. Число зайцев начинает убывать. Запасы пищи у рысей уменьшаются, и соответственно уменьшается их численность. В результате число зайцев увеличивается. Рыси снова начинают размножаться, и все повторяется сначала.

Рассмотренный биологический пример известен в литературе под названием процесса хищник–жертва или процесса Лотки–Вольтерра. Модель Лотки–Вольтерра описывает не только колебания популяций в экологии, она является также моделью незатухающих концентрационных колебаний в химических системах. В науке часто встречается, что

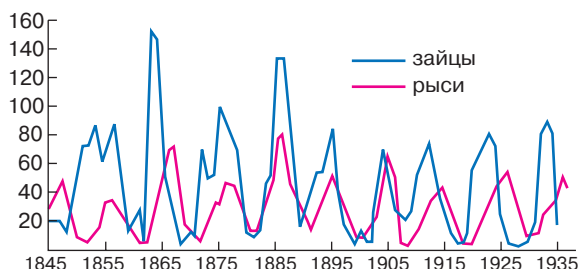


Рис. 4. Изменение численности рысей и зайцев–беляков. На оси ординат отложена численность в тысячах, на оси абсцисс – годы

разные явления математически описываются одинаково.

Конечно, модель Лотки–Вольтерра является идеализацией, такой же, как, например, математический маятник без затухания. Однако от этого ее значение не уменьшается. С термодинамической точки зрения модель Лотки–Вольтерра интересна тем, что описываемый ею процесс занимает промежуточное положение между устойчивым стационарным состоянием с минимальным производством энтропии и периодическим процессом с предельным циклом. В случае предельного цикла система из любого состояния приближается со временем к такому периодическому движению (предельному циклу), характеристики которого определяются свойствами самой системы.

Временная и пространственная упорядоченность в химических реакциях

Химические реакции дают много примеров образования пространственных, временных и пространственно-временных структур. Одной из первых исследованных и наиболее впечатляющих реакций этого типа является реакция Белоусова–Жаботинского.

В термостатированной колбе исследуются окислительно-восстановительные реакции Ce^{3+} – Ce^{4+} , Ce^{4+} – Ce^{3+} в растворе серной кислоты H_2SO_4 , малоновой кислоты $\text{CH}_2(\text{COOH})_2$, сульфата церия $\text{Ce}_2(\text{SO}_4)_3$ и бромида калия KBrO_3 . При добавлении в раствор индикатора окислительно-восстановительных реакций (ферроина) можно следить за ходом реакции по изменению цвета или, более точно, по спектральному поглощению. При достаточно высокой концентрации веществ, участвующих в реакции, наблюдаются весьма необычные явления. Цвет раствора периодически (при определенных концентрациях, например, каждые четыре минуты) меняется от красного (избыток Ce^{3+}) до синего (избыток Ce^{4+}). Кривая изменения цвета показывает, что имеют место типичные релаксационные колебания, то есть колебания, форма которых сильно отличается от синусоидальной. При определенных концентрациях после некоторого числа колебаний спонтанно возникают неоднородности концентрации и образуются устойчивые красные и синие слои, которые можно наблюдать примерно в течение 30 минут. Так как реакция идет в замкнутой системе, система в конце концов приходит в однородное равновесное состояние.

Интерес к химическим колебаниям всегда определялся надеждой понять механизм периодических биологических процессов. Хорошо известно чувство времени у многих биологических объектов, начиная от простейших и кончая высокоорганизованными. Точность хода этих часов бывает поразительна. В некоторых случаях она достигает нескольких минут или даже секунд в сутки. Загадка биологических ча-

сов способствовала резкому увеличению исследований в области химических и биологических колебаний в начале 80-х годов.

ДИССИПАТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ

Образование структур в жидкости, химически реагирующих системах и живой природе имеет много общего. В этом нет ничего удивительного. Все рассмотренные явления, несмотря на их многообразие, имеют общую черту: в ходе неравновесного процесса из пространственно однородного состояния самопроизвольно (спонтанно) возникает пространственная или временная структура. По терминологии И. Пригожина, такие структуры называются диссипативными. Именно за разработку теории диссипативных структур И. Пригожину присуждена Нобелевская премия в 1977 году.

Обсудим основные особенности диссипативных структур.

Диссипативные структуры и второе начало термодинамики

Диссипативные структуры образуются в открытых системах, то есть в системах, способных обмениваться веществом и энергией с внешней средой. Подчеркнем, что в системах, где возможно формирование структур, второе начало не нарушается. Оно лишь проявляется в более общем виде, уточняя условия структурирования системы. А именно, стационарная неравновесная система, имеющая диссипативную структуру, должна потреблять отрицательную энтропию. Э. Шрёдингер красочно охарактеризовал эту ситуацию как “добывание упорядоченности из окружающей среды”. С законом возрастания энтропии здесь все в порядке. Если диссипативные структуры возникают как очаги внутри большой изолированной системы, то суммарная энтропия будет возрастать. Более того, в расширенной системе, включающей диссипативные структуры, скорость возникновения энтропии выше за счет интенсивной генерации энтропии в структурных очагах.

Совместимость второго начала термодинамики со способностью к самоорганизации — одно из крупнейших достижений современной термодинамики. Существование диссипативных структур “легализовало” существование жизни. И. Пригожин пишет: “Жизнь больше не выглядит как островок сопротивления второму началу термодинамики или как деятельность каких-то демонов Максвелла. Она возникает теперь как следствие общих законов физики с присущей ей специфической кинетикой химических реакций, протекающих в далеких от равновесия условиях. Благодаря этим специальным кинетическим законам потоки энергии и вещества создают флуктуационный и структурный порядок в открытых системах”.

Подчеркнем, что крупнейшее достижение современной термодинамики, естественно вписавшее диссипативные структуры в сферу действия второго начала, есть лишь первый шаг новой термодинамики.

Пороговый характер самоорганизации

Возникновение диссипативных структур носит пороговый характер. Неравновесная термодинамика связала пороговый характер с неустойчивостью, обратив внимание, что новая структура всегда является результатом неустойчивости и возникает из флуктуаций. Кратко говорят о порядке через флуктуации. В докритическом режиме флуктуации будут затухать. В рассмотренном выше примере конвективной неустойчивости при малых разностях температур возникающие флуктуационные конвективные потоки будут рассасываться за счет действия сил вязкого трения. В сверхкритическом режиме, то есть выше порога, флуктуации уже не рассасываются. Они усиливаются, достигают макроскопического уровня и делают устойчивым новый режим, новую структуру, которая возникает вслед за неустойчивостью. Таким образом, пороговый характер самоорганизации связан с переходом одного устойчивого стационарного состояния в другое.

Кооперативное поведение в диссипативных системах

Условия, вызывающие появление новой структуры, способствуют кооперативному поведению микропроцессов системы (в противоположность обычной тенденции к хаотическому поведению). При термодинамическом равновесии вероятность того, что макроскопическое число молекул спонтанно организуется в регулярный поток или сфазированный коллектив, пренебрежимо мала. Система может образовать упорядоченные структуры только вследствие того, что внешние ограничения (температурный градиент, поле излучения) удерживают систему вдали от равновесия. Во всех этих явлениях самоорганизации проявляется новый принцип упорядочения, несводимый к бальцмановскому принципу хаотизации.

Самоорганизация в системе связана с формированием структуры более сложной, чем первоначальная. Такой переход сопровождается понижением порядка симметрии. Существует образное выражение “порядок есть нарушение симметрии”. Если взять, например, пустое пространство, то оно в высшей степени симметрично: любая точка подобна любой другой и ни в одной точке нет внутреннего различия между разными направлениями. Появление структуры сразу понижает порядок симметрии. Например, возникновение гексагональных ячеек приводит к тому, что уже не все точки пространства и не все направления эквивалентны. Это положение наиболее отчетливо выразил П. Кюри в своей знаменитой фразе: “Диссимметрия творит явление”.

Изучение общих закономерностей процессов самоорганизации в системах различной природы занимается новая дисциплина — синергетика. В отличие от синергетики, которая охватывает физику, химию, биологию, социологию, языкознание, лингвистику и т.д. и ищет общие аналогии и закономерности, термодинамика необратимых процессов ограничивает свое поле деятельности в основном изучением неравновесных физико-химических систем. Однако общность законов термодинамики естественно толкает ее на уровень обобщений. Поэтому следует ожидать, что в недалеком будущем именно аппарат неравновесной термодинамики станет основой синергетики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Среди всех научных дисциплин термодинамика выделяется аксиоматической строгостью и общностью своих основополагающих начал. О глубине и общности начал термодинамики прежде всего свидетельствует тот факт, что квантовая революция, изменившая облик всей физики, практически не затронула термодинамики. Одно из основных достоинств термодинамики заключается в универсальности ее выводов, которые не привязаны к каким-либо конкретным системам. Это обстоятельство позволяет применять термодинамику для анализа самых разных объектов живой и неживой природы, включая социальную сферу. Потенциал термодинамики огромен и отнюдь не исчерпан, поэтому ее экспансия в смежные области науки неизбежна.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Осипов А.И.* Термодинамика вчера, сегодня, завтра. Часть 1. Равновесная термодинамика // Соросовский Образовательный Журнал. 1999. № 4. С. 79–85.
2. *Осипов А.И.* Неравновесный газ. М.: Знание, 1984. 64 с.
3. *Осипов А.И.* Самоорганизация и хаос. М.: Знание, 1986. 64 с.
4. *Ребане К.К.* Энергия, энтропия, среда обитания. М.: Знание, 1985. 64 с.
5. *Пригожин И.* От существующего к возникающему. М.: Наука, 1985. 327 с.

* * *

Алексей Иосифович Осипов, доктор физико-математических наук, профессор кафедры молекулярной физики и физических измерений физического факультета МГУ. Область научных интересов — физико-химическая кинетика, физическая гидро- и газодинамика. Автор свыше 180 работ, в том числе десяти монографий.