УДК 536.7

Моделирование состояния макроскопического объекта при адиабатической изоляции и тепловом воздействии внешнего окружения

Ю.Г. Рудой

Центр естественнонаучного образования
Российский университет дружбы народов
Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6

Изложена схема последовательного подхода к описанию состояния равновесных макрообъектов в рамках двух взаимосвязанных моделей — адиабатически изолированного и открытого (для теплового контакта) макрообъекта. Рассмотрены аспекты взаимосвязи основных макроскопических параметров — энергии, энтропии и (в случае открытой модели) — обобщенной температуры.

1. Введение

В данной работе мы предпримем попытку дать описание взаимосвязи двух основных моделей макроскопических объектов, которые принято называть моделями адиабатически изолированного и открытого объекта (далее для простоты модель I и модель II). Для первой из этих моделей характерно наличие контролируемого («динамического»), а для второй — неконтролируемого («теплового») воздействия внешнего окружения на макрообъект [1] (см., например, [1, 2]). В результате теплового воздействия макрообъект стохастизируется, а его описание с необходимостью становится вероятностным. [2]

Мы будем интересоваться в основном лишь макроскопическими характеристиками таких объектов в их конечных стационарных состояниях (изолированный объект) или состояниях теплового равновесия (открытый объект). При этом на первый план выдвигаются такие понятия как средние значения характеристик состояний микро- или макрообъектов, а также случайные отклонения от них (флуктуации).

Ясно, что важную роль в выборе адекватной модели играет характер контакта между макрообъектом и его окружением; в свою очередь, указанный контакт определяется физическими свойствами границы (интерфейса), которые допускают или не допускают теплообмен между объектом и окружением. Существенно, что в обоих случаях описание опирается лишь на такие важнейшие макроскопические характеристики любого макрообъекта как энергия и энтропия, а также — в случае открытого макрообъекта — обобщенная температура.

При таком полуфеноменологическом описании удается в значительной мере избежать введения каких-либо микроскопических «скрытых параметров» в духе редукционистского подхода Гиббса, выводящего макроописание из микроописания. Полностью последовательное описание состояния теплового равновесия макрообъекта в духе подхода Эйнштейна с адекватным учетом флуктуаций, вообще не использующее никаких модельных представлений о макрообъекте, в принципе также

[1] Заметим, что в случае микроскопических объектов неконтролируемое воздействие со стороны внешнего окружения принято называть квантовым.

[2] Строго говоря, такое разделение не является вполне последовательным, поскольку даже чисто динамическим адиабатически изолированным объектам с очень большим числом степеней свободы присущи черты необратимого стохастического поведения на микроскопическом уровне благодаря свойствам неустойчивости и перемешивания (подробнее см., например, [3–5], а также раздел 5 данной работы).

возможно (см. [6] и цитированную там литературу). В данной статье мы ограничиваемся более скромной задачей установления взаимосвязи между двумя вышеназванными моделями макрообъекта.

2. Основные модели состояния макрообъекта

В дальнейшем мы будем иметь в виду лишь объекты физической природы (для краткости — ФО). Макроскопический подход к описанию этих объектов основан на том, что любой ФО описывается небольшим числом универсальных макроскопических величин — например, полной энергией [3] E, полным импульсом P, полным моментом импульса J, а также объемом V и числом частиц N (в дальнейшем для простоты будем считать, что $P \equiv 0$ и $J \equiv 0$).

Целесообразность введения именно таких характеристик (макропараметров) состояния ФО обусловлена наличием законов сохранения для всех этих величин в случае, когда макрообъект можно приближенно считать адиабатически изолированным (или, иначе, теплоизолированным) от внешнего окружения.

Роль внешнего окружения в этом случае может сводиться к регулярному (контролируемому макроскопическим наблюдателем) изменению величин E, P, J, а также V благодаря наличию механического контакта, т.е. воздействию внешних силовых полей любой природы.[4] В действительности, однако, между ФО и его внешним окружением (в дальнейшем для краткости называемым термостатом) всегда существует взаимодействие, называемое тепловым контактом. Оно обусловлено наличием проницаемых для потоков тепла (а в общем случае проницаемых и для потоков вещества) границ, или стенок, существующих между ФО и термостатом; это взаимодействие является принципиально неконтролируемым со стороны наблюдателя (если только он не представляет собой «демон Максвелла»).

При наличии теплового контакта описание макроскопического ФО с помощью указанных выше экстенсивных макропараметров по-прежнему сохраняет смысл, несмотря на то, что эти параметры утрачивают свойство точной сохраняемости. Дело в том, что в состоянии теплового равновесия экстенсивные макропараметры все же сохраняются, но теперь лишь на уровне средних значений. Это, в свою очередь, приводит к необходимости введения сопряженных к ним интенсивных макропараметров — обратной абсолютной температуры $1/T$, давления P и химического потенциала μ для E, V и N соответственно.

Как правило, термостат представляет собой материальный объект (или их совокупность), значительно более макроскопический, чем рассматриваемый ФО. «Идеальный» (бесконечно большой) термостат, по определению, характеризуется фиксированными (не флуктуирующими) значениями интенсивных термодинамических параметров — обобщенных сил A_k (в том числе давления P), абсолютной температуры T и химического потенциала μ.

Согласно нулевому началу термодинамики, лежащему в основе понятия теплового равновесия макрообъектов, интенсивные макропараметры ФО и термостата должны по истечении времени релаксации сравняться друг с другом. Однако для ФО это равенство будет иметь место лишь для средних значений T, P и μ; принципиально важно, что для этих величин имеют место также и флуктуации.

В соответствии с характером теплового контакта принято различать три способа изменения ($\mathrm{d}U$) внутренней энергии U любого макроскопического ФО: механическую (δA) или химическую (δR) работу, а также теплообмен, характеризующейся количеством теплоты δQ. При наличии всех трех видов контакта — механического, материального и теплового — баланс этих величин в ходе каких-либо процессов в ФО регулируется первым началом термодинамики (или, что то же, обобщенным

[3] Для естественнонаучных макроскопических объектов иной природы роль энергии (а следовательно, и температуры) могут играть другие величины, однако общая схема рассуждений описания таких объектов в рамках неклассического подхода остается в целом пригодной (см., например, [7, 8]).

[4] Изменение числа частиц N или массы объекта также возможно в рамках этой модели при наличии материального контакта с внешней средой — например, в процессе реактивного движения.

законом сохранения энергии):

$$dU = \delta A + \delta R + \delta Q. \tag{1}$$

Символы d и δ здесь и далее обозначают соответственно полный и неполный дифференциалы, являющиеся алгебраическими величинами, причем правило знаков для них является вопросом соглашения (см., например, [1,2]). В общем случае

$$\delta A \leqslant \sum A_i da_i, \quad \delta R \leqslant -\mu dN, \tag{2}$$

где знак равенства имеет место только для обратимых процессов (напомним, что величины $\{a_i\}$ называются обобщенными координатами, а $\{A_i\}$ — обобщенными силами).

Мы ограничимся здесь анализом наиболее характерного для открытого макрообъекта частного случая, когда между ФО и термостатом существует только теплообмен, так что $\delta A = \delta R = 0$, но δQ, вообще говоря, отлично от нуля; этот случай соответствует, очевидно, постоянству объема V и числа частиц N данного ФО. По аналогии с (2) имеем тогда

$$\delta Q \leqslant T dS, \tag{3}$$

где знак равенства относится к равновесным обратимым процессам, происходящим с ФО (соответственно, знак неравенства — к необратимым и неравновесным).

Входящая в формулу (3) величина S называется энтропией ФО; подчеркнем, что как и внутренняя энергия U, эта величина является функцией состояния ФО и, следовательно, существует безотносительно к наличию или отсутствию теплового контакта между объектом и термостатом.

Как уже отмечалось, возможность теплообмена между ФО и термостатом определяется свойствами границ (или, что то же, «стенок») между ними; соответственно, принято различать две основные модели макроскопического ФО.

Модель I. Изолированный ФО, для которого теплообмен с термостатом отсутствует (адиабатические стенки, $\delta Q = 0$). Тогда согласно (1) и (3) имеем для такого ФО обычный закон сохранения энергии:

$$dU \equiv dE = 0, \quad E = \text{const}. \tag{4}$$

Здесь E — энергия ФО как чисто динамического объекта; в нее может входить как обычная механическая энергия, так и энергии потенциальных силовых полей (гравитационного, электромагнитного и т.п.).

Статистическим (несмотря на отсутствие контакта с термостатом) ФО в модели I становится благодаря неравенству (3). Из него следует, что при $\delta Q = 0$ независимо от температуры термостата $T > 0$ энтропия такого ФО при любых самопроизвольных процессах не убывает:

$$dS \geqslant 0. \tag{5}$$

Неравенство (5) выражает второе начало термодинамики, или закон возрастания энтропии [5] в адиабатически изолированном (классическом) ФО (см., например, [2] §8); как принято иногда говорить, этот закон задает термодинамическую «стрелу времени».

При неравновесных процессах энтропия такого ФО (называемая обычно энтропией Гиббса) строго возрастает ($dS^G > 0$) от нуля до максимально возможного (при данном E) значения. Это значение соответствует состоянию статистического равновесия; оно называется энтропией Больцмана $S^B(E)$ и не изменяется при равновесных процессах ($dS^B = 0$); в дальнейшем модель I для ФО понимается только в этом — статистически равновесном состоянии.

[5] Мы оставляем здесь в стороне обсуждение связанных с этим весьма интересных и интригующих вопросов, таких как теорема возврата Пуанкаре, парадокс обратимости Цермело и т.п. (см. в связи с этим сноску 1, а также [3] §11, [4,5]).

Модель II. Открытый ФО, для которого теплообмен с термостатом возможен (диатермические стенки, $\delta Q \neq 0$). Для обратимого процесса и термодинамически равновесного ФО неравенство (3) переходит в равенство Клаузиуса

$$\mathrm{d}U = \mathrm{d}Q = T\mathrm{d}S, \quad \frac{1}{T} = \frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}U}. \tag{6}$$

Здесь U — внутренняя энергия ФО, зависящая от температуры термостата T (а в общем случае и от других фиксированных внешних параметров — V, N и т.п.); энтропия S, входящая в (6), называется энтропией Клаузиуса $S^C(U)$.

Согласно нулевому началу термодинамики, ФО в модели II помимо величин U и S характеризуется также своей температурой, которая в среднем (с точностью до флуктуаций) совпадает с T. Излишне говорить, что применительно к модели I понятие температуры ФО вообще не имеет смысла ввиду отсутствия в этой модели теплового контакта.[6] Удобной количественной характеристикой типа модели (или, что то же, вида контакта между ФО и термостатом) является теплоемкость $C = \mathrm{d}Q/\mathrm{d}T$. Очевидно, что для модели I величина $C^{I} \equiv C_{\text{ад}} = 0$, тогда как для модели II величина $C^{II} \equiv C_V = \mathrm{d}U/\mathrm{d}T$ представляет собой теплоемкость ФО при постоянном объеме. Заметим, что для термостата $C \longrightarrow \infty$, поскольку для него, по определению, $\mathrm{d}T = 0$ при любом $\delta Q \neq 0$.

Следует отметить, что для многих реальных ФО ситуация оказывается сложнее, и эти объекты не укладываются в «прокрустово ложе» моделей I и II. Это обусловлено тем, что граница, или «стенка», между ФО и окружением может быть «полуадиабатической» для теплообмена — подобно тому, как пористая перегородка или мембрана может быть полупроницаемой для обмена веществом. Иными словами, такая стенка действует как своеобразный «клапан»: она пропускает энергию (в форме «накачки») от внешнего окружения к ФО и не пропускает ее в обратном направлении. Ясно, что при подобной асимметрии теплообмена тепловое равновесие между ФО и окружением не устанавливается, так что, например, все процессы «накачки» являются по своей природе неравновесными (к такому типу ФО относятся, в частности, лазерный кристалл и черная дыра).

Заметим в заключение, что обе модели I и II являются (как и положено любым моделям) идеализированными. Строго говоря, не существует ни идеально равновесных обратимых процессов, ни абсолютно адиабатических «стенок». В обоих случаях речь идет по существу о достаточно медленных процессах изменения состояния ФО – медленных по сравнению с характерными временами релаксации ФО и (или) по сравнению со временем наблюдения ФО макроскопическим наблюдателем.

Кроме того, модель I можно рассматривать как предельный случай более реалистичной модели II. Действительно, любой ФО в какой-то момент времени был открытым и контактировал с каким-то термостатом, от которого он получил энергию E, после чего контакт мог быть прерван, но энергия ФО полностью сохранилась.

Взаимосвязь между моделями можно установить (см. ниже раздел 3), если принять, что процесс теплообмена в модели II имеет чисто вероятностный, статистический характер. Иными словами, следует считать, что энергия E открытого ФО является, в отличие от изолированного ФО, случайной переменной.

3. Статистическая природа теплового контакта

Физически достаточно очевидно, что между величинами U и E, а также S^C и S^B, характеризующими один и тот же ФО в моделях I и II, должна существовать определенная связь. Установить эту связь удается, если принять, что процесс теплообмена в модели II в принципе не поддается абсолютно точному «контролю» со стороны макроскопического наблюдателя и имеет чисто вероятностный, статистический характер.

[6] В ряде случаев, однако, подобная величина все же формально вводится; на наш взгляд, ее следовало бы называть «восприимчивостью» энтропии Больцмана к изменению энергии и рассматривать соответствующую «температурную функцию» как динамический прообраз температуры.

Действительно, если «разомкнуть» модель I объекта и сделать ее открытой, т.е. превратить в модель II, способную к обмену энергией в форме теплоты с термостатом со строго фиксированной (без флуктуаций) температурой T, то естественным образом возникает следующая чисто вероятностная, или стохастическая, ситуация.

При каждом контакте с термостатом, длящемся достаточно долго для возможности установления теплового (термодинамического) равновесия, объект, обладавший до «размыкания» фиксированной энергией E, отдаст термостату (или получит от него), вообще говоря, случайную порцию энергии $\mathrm{d}E$; таким образом, величина E энергии открытого объекта становится также случайной.

В результате многократных повторных тепловых контактов одного и того же объекта с одним и тем же термостатом, для объекта установится некоторое стационарное (не зависящее от времени) вероятностное распределение по энергиям $P(E;T)$, зависящее от фиксированной температуры термостата T как от параметра.

Физически очевидно (но впервые убедительно обосновано Л. Сцилардом [9]), что то же самое распределение будет описывать и результат теплового контакта очень большого числа одинаковых объектов с тем же самым термостатом. Это утверждение можно рассматривать как макроскопический вариант так называемой эргодической гипотезы: среднее по времени для какой-либо физической величины совпадает со средним по описывающему эту величину статистическому ансамблю.[7]

Вид искомой функции распределения термодинамически равновесного открытого макроскопического объекта был установлен одновременно и независимо в начале XX века Дж.У. Гиббсом в подходе статистической механики и А. Эйнштейном в подходе статистической термодинамики

$$P(E;T) = Z^{-1}W(E)\exp\left[-\frac{E}{k_BT}\right]. \qquad (7)$$

Здесь $k_B = 1,38\cdot 10^{-23}$ Дж/К — фундаментальная постоянная Больцмана, $Z(T)$ — множитель, обеспечивающий выполнение условия нормировки

$$\int \mathrm{d}E P(E;T) = 1 \qquad (8)$$

при любом значении T; что касается множителя $W(E)$, то его смысл будет рассмотрен ниже (после формулы (15)).

Взаимосвязь между моделями I и II для данного ФО естественно установить следующим образом. Если какая-либо макроскопическая физическая величина в модели I описывается функцией энергии ФО $f(E)$, то в модели II ей будет соответствовать среднее значение $f(E)$ этой функции [8] по вероятностному распределению (7)

$$\overline{f(E)} = \int \mathrm{d}E f(E)P(E;T). \qquad (9)$$

Среднее значение (9) зависит от температуры термостата T; ясно, что величина $f(E)$ может флуктуировать вокруг этого среднего значения. В частности, внутренняя энергия $U(T)$ принимается равной средней энергии ФО, т.е. $U(T) = \overline{E}$, что соответствует выбору $f(E) = E$ в (9). Связь между U и T взаимно однозначная, поэтому в приложениях часто используется обратная зависимость $T(U)$.

Средние значения (9), определяющие термодинамику ФО в модели II, редко удается вычислить точно. Для большинства приложений достаточно ограничиться простейшим приближением

$$\overline{f(E)} \approx f(U), \qquad (10)$$

[7] Ранее по традиции, идущей от Гиббса, считалось, что эта гипотеза применима лишь на микроуровне для усреднения микроскопических величин (своего рода «скрытых параметров») в фазовом пространстве макроскопического объекта.

[8] В случае, если энергия E является дискретной, в (9) вместо интегрирования появится суммирование по E (возможно, конечно, и наличие обоих вкладов).

в котором вполне оправданно предполагается, что функция распределения (7) для макроскопического объекта имеет очень острый максимум вблизи значения $E = U$.

Ясно, однако, что любая величина $f(E)$, в том числе энергия E, может флуктуировать вокруг своего среднего значения (9), причем флуктуация по определению равна

$$\Delta f(E) = f(E) - \overline{f(E)}, \quad \overline{\Delta f(E)} = 0. \tag{11}$$

Используемое обычно приближение состоит в том, что функция $f(E)$ разлагается в ряд Тейлора вблизи среднего значения энергии $E = U$, и в этом разложении удерживаются лишь три первых слагаемых

$$f(E) \approx f(U) + f'(U)\Delta E + \frac{1}{2}f''(U)(\Delta E)^2 + \dots \tag{12}$$

Усредняя обе части (12) и учитывая соотношения (10), приходим к приближенному равенству

$$\overline{f(E)} \approx f(U) + \frac{1}{2}f''(U)\eta + \dots, \tag{13}$$

где дисперсия энергии η определяется соотношением Эйнштейна

$$\eta \equiv \overline{(\Delta E)^2} = k_B T^2 \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}T} = k_B T^2 C_V(T). \tag{14}$$

Как правило, величина (14) достаточно мала, а среднее значение E близко к значению E_0, дающему максимум распределения (7); поэтому в большинстве случаев действительно достаточно ограничиться простейшим приближением (10).

В предельном случае, когда теплоемкость при постоянном объеме для ФО становится исчезающе малой $C_V(T) \longrightarrow 0$ (например, при повышении теплоизоляции «стенок»), дисперсия исходного распределения (7) стремится к нулю. При этом мы вновь возвращаемся от открытой модели II к адиабатически изолированной модели I, для которой функция распределения по энергии формально имеет вид

$$P(E;T) = \delta(E - \overline{E}),$$

что соответствует строго фиксированному значению энергии ФО.

4. Энтропия, энергия и обобщенная температура

Если понятие температуры применимо лишь к модели II, то понятие энтропии, как и энергии, более универсально и применимо к обеим моделям. Выражение для энтропии равновесного ФО в модели I с фиксированной энергией E впервые получил Л. Больцман в 70-х годах XIX века; она имеет вид

$$S^B(E) = k_B \ln W(E). \tag{15}$$

Величина $W(E)$ (входящая также в формулу (7)) называется статистическим весом, или кратностью вырождения равновесного состояния ФО с энергией Е; очевидно, $W(E) \geqslant 1$, так что $S^B(E) \geqslant 0$ (подробнее см. [2] § 7).

Формула Больцмана (15) перебрасывает «мост» между макро- и микроописаниями ФО в рамках модели I или, иначе, между его термодинамическим (сокращенным) и статистико-механическим (более детальным) описаниями. Количественной мерой этого «сокращения» как раз и служит число $W(E)$ различных микросостояний («комплексий» по терминологии Больцмана), совместимых с данным макросостоянием.

Принципиально важно, что при макроскопическом описании эти микросостояния по тем или иным *вполне объективным* (т.е. не зависящим от наблюдателя как макроскопического субъекта) причинам являются неразличимыми (в противном случае сокращенное макроописание вообще было бы излишним).

С этой точки зрения величина $S^B(E)$ характеризует степень «незнания», неопределенности или, более общо, потери информации о микросостояниях ФО. Эти соображения лежат в основе весьма плодотворной трактовки энтропии как меры информационных свойств макроскопического объекта достаточно общей природы (см., например, [5, 10–14], а также ниже раздел 5).

Важную роль в описании ФО в модели I (а в дальнейшем, как оказывается, и в модели II) играет величина $\theta(E)$, связанная с энтропией Больцмана (15) следующим соотношением:

$$\frac{1}{\theta(E)} = \frac{\mathrm{d}S^B(E)}{\mathrm{d}E} = \frac{k_B W'(E)}{W(E)} \tag{16}$$

(штрих обозначает производную по аргументу E). Эту величину можно рассматривать как меру «чувствительности» энтропии Больцмана по отношению к изменению энергии ФО. Разумеется, величина (16) не имеет смысла температуры ФО (которая вообще не определена в модели I), однако является для нее своего рода динамическим «прообразом».

Действительно, усредняя (16) согласно определению (9) и ограничиваясь низшим приближением (10), получаем

$$\frac{1}{\theta(E)} = \frac{\mathrm{d}S^B(E)}{\mathrm{d}E} \approx \frac{\mathrm{d}S^C(U)}{\mathrm{d}U}. \tag{17}$$

Учитывая равенство Клаузиуса (6), имеем тогда:

$$\frac{1}{\theta(E)} \approx \frac{1}{T(U)}, \quad \theta(E) \approx T(U), \tag{18}$$

что соответствует выполнению требования нулевого начала термодинамики для среднего значения температуры объекта; применяя к величине (15) соотношение (13), можно получить выражение для флуктуаций температуры объекта

$$\overline{(\Delta\theta(E))^2} = \frac{k_B T^2}{C_V(T)}, \tag{19}$$

где учтено определение теплоемкости $C_V(T)$.

Таким образом, зная (хотя бы качественно) поведение энтропии $S^B(T)$ изолированного ФО (модель I), можно с помощью соотношений (15)–(18) определить характерные черты зависимости внутренней энергии $U(T)$ (а следовательно, и теплоемкости $C_V(T)$) открытого ФО (модели II). Из этих соотношений, в частности, следует принципиальная возможность существования бесконечно больших или отрицательных абсолютных температур.

5. Энтропия, вероятность и информация

Как уже неоднократно отмечалось, описание состояний макроскопических объектов при наличии неконтролируемого взаимодействия с необходимостью является стохастическим, или вероятностным. Именно посредством формулы Больцмана (15) в равновесное статистическое описание входит понятие вероятности, поскольку величину

$$p = \frac{1}{W}, \quad 0 \leqslant p \leqslant 1, \tag{20}$$

можно считать вероятностью реализации любого из возможных W микросостояний.

Для этого, следуя гипотезе «молекулярного хаоса» Больцмана, необходимо предполагать все W микросостояний равновероятными, что достаточно естественно, если ФО находится в макросостоянии статистического равновесия. Однако формула Больцмана (15) оказалась лишь частным случаем значительно более общей формулы, полученной спустя почти четверть века Гиббсом.

Гиббс установил, что формула Больцмана дает лишь максимально возможное для изолированного тела статистически равновесное значение энтропии $S^B = S_{\text{макс}}$. В общем же – неравновесном — случае микросостояния $i = 1, 2, \ldots, W$ уже не обязательно равновероятны: каждое из них характеризуется своей вероятностью $0 \leqslant p_i \leqslant 1$, вообще говоря, зависящей от времени t. При этом для величин p_i в любой момент времени t выполняется условие нормировки

$$\sum_{i=1}^{W} p_i = 1. \tag{21}$$

Тогда вместо формулы Больцмана (15) для энтропии S имеет место более общая формула Гиббса

$$S^G = -k_B \sum_{i=1}^{W} p_i \ln p_i, \tag{22}$$

причем, как нетрудно убедиться,

$$0 \leqslant S^G \leqslant S^B. \tag{23}$$

Действительно, минимальное значение энтропии Гиббса равно нулю: оно достигается в том (предельно неравновесном) случае, когда вероятность какого-то одного из возможных W состояний равна единице, а всех остальных (в соответствии с условием (21)) — нулю.

Тот факт, что максимальное значение энтропии Гиббса совпадает с энтропией Больцмана, вполне согласуется со 2-м началом термодинамики в формулировке Клаузиуса (6). Для этого достаточно предположить, что по прошествии длительного промежутка времени (формально при $t \longrightarrow \infty$) в адиабатически изолированном объекте устанавливается состояние максимальной хаотизации, при котором все $p_i \longrightarrow p$, где p определяется выражением (20), так что $S^G \longrightarrow S^B$.

Из приведенных выше рассуждений ясно, что увеличение неопределеннности макросостояния вероятностного объекта (или, что то же, потеря части физических данных — информации о нем) неизбежно приводит к росту энтропии этого объекта. При этом у объекта появляются «тепловые» свойства, сопровождающиеся его хаотизацией и дезорганизацией.

Подобные явления, как уже отмечалось, могут происходить в изолированном объекте за счет возникновения в нем динамического хаоса или в открытом объекте за счет неконтролируемого воздействия термостата. В обоих случаях (при неизменных условиях контакта) происходит «разброс» объекта по всем (или части) доступным ему микросостояниям. Иными словами, происходит «термализация» объекта с последующим переходом его в состояние статистического равновесия.

Процесс эволюции сопровождается «забыванием» ФО своего прошлого или, выражаясь более строго, начальных условий. Это приводит к потере части информации, росту энтропии и в результате — переходу к сокращенному макроскопичсскому описанию вместо более полного микроскопического описания. Именно в этом состоит, очевидно, смысл 2-го начала термодинамики применительно к адиабатически изолированному ФО.

Чрезвычайно важно, что микроскопический механизм подобной «потери памяти» (или, иначе, «перемешивания» микросостояний) в различных ФО может быть совершенно различен, хотя со времен Больцмана до сравнительно недавнего времени считалось, что таким механизмом могут быть лишь случайные соударения атомов и молекул, которые составляют обычное вещество и совершают в нем тепловое движение.

Однако, например, с открытием в конце XX века таких астрофизических объектов как черные дыры выяснилось, что роль, аналогичную случайным соударениям, могут играть и достаточно мощные силы тяготения. В дальнейшем оказалось, что согласно принципу эквивалентности роль «пожирателя информации» может играть ускорение наблюдателя относительно какой-либо области физического вакуума; возможен и газодинамический аналог черных дыр (подробнее этот круг вопросов рассмотрен в [10, 11]).

Важно подчеркнуть, что во всех рассмотренных случаях внешний наблюдатель в принципе, вполне объективно (а не субъективно, как иногда думают) лишается возможности определить, в каком именно из допустимых микросостояний находится объект. Пользуясь аналогией с кибернетикой, такой объект можно уподобить «черному ящику».

Заметим, однако, что для открытых объектов (т.е. тел, находящихся в тепловом и материальном контакте с окружением) в принципе возможна и обратная ситуация, при которой имеет место самоорганизация (см., например, [12, 13], а также раздел 16 статьи [14]). В частности, именно с этих позиций рассматривается в настоящее время известная проблема «тепловой смерти» Вселенной — наиболее макроскопического из всех известных ФО.

6. Заключение

Несмотря на свой, казалось бы, описательный и феноменологический характер, макроскопический подход в действительности достаточно разнообразен и гибок; иногда он становится вообще единственно возможным способом описания объекта ввиду сложности последнего или недоступности его внутреннего строения для внешнего наблюдателя.

В этом случае принято говорить о сокращенном (по сравнению с микроописанием) макроописании объекта, однако, что очень существенно, эффективное и адекватное макроописание обладает важным свойством целостности и возможно вообще в отсутствие какого-либо микроописания. Подобная «нередукционистская» точка зрения идейно восходит к работам Эйнштейна по статистической термодинамике и в настоящее время разделяется многими ведущими физиками (см. в связи с этим дискуссию в [15] и обзор [6]).

Изложенная выше схема феноменологического описания, опирающаяся на две основные модели макроскопического объекта, представляется наиболее адекватным и экономным способом описания состояния макроскопического объекта в рамках как классического, так и неклассического подходов. Ее применение не требует знания специфических особенностей данного объекта и в принципе допускает обобщение с физики на другие разделы естествознания.

Литература

1. *Терлецкий Я. П.* Статистическая физика. — 3-е издание. — М.: Высшая школа, 1994. — 350 с.
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика, Ч.1. — 3-е издание. — М.: Наука, 1976. — 584 с.
3. *Крылов Н. С.* Работы по обоснованию статистической физики. — М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1950.
4. *Заславский Г. М.* Стохастичность динамических систем.(Серия «Современные проблемы физики» ж-ла УФН). — М.: Наука, 1984. — С. 271.
5. *Кадомцев Б. Б.* Динамика и информация. — М.: Редакция УФН, 1997. — 400 с.
6. *Рудой Ю. Г., Суханов А. Д.* Термодинамические флуктуации в подходах Гиббса и Эйнштейна // Успехи физических наук. — Т. 170, вып. 12. — 2000. — С. 1265–1296.
7. *Рудой Ю. Г.* Вероятностные модели в естественных и гуманитарных науках // Физическое образование в вузах. — Т. 5, вып. 4. — 1999. — С. 102–113.

8. *Рудой Ю. Г.* Построение неклассических моделей объектов в естественных и гуманитарных науках // Вестник РУДН, сер. ФЕНО. — Т. 5, вып. 1-2. — 2000. — С. 53-59.
9. *Szilard L.* Über die Ausdehnung der phänomenologischen Thermodynamik auf die Schwankungserscheinungen // Z. Phys. — Vol. 32. — 1925. — P. 753.
10. *Киржниц Д. А., Фролов В. П.* Черные дыры, термодинамика, информация // Природа. — № 11. — 1981. — С. 2-14.
11. *Киржниц Д. А.* Горячие черные дыры. Новое в понимании природы теплоты // Соросовский образовательный журнал. — № 6. — 1997. — С. 84-90.
12. *Хакен Г.* Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным системам. — М.: Мир, 1991.
13. *Изаков М. Н.* Самоорганизация и информация на планетах и в экосистемах // Успехи физических наук. — Т. 167, вып. 10. — 1997. — С. 1087-1094.
14. *Рудой Ю. Г., Суханов А. Д.* Информационный подход к описанию сложных природных объектов. II. Неклассическое описание открытых равновесных объектов // Вестник РУДН, сер. ФЕНО. — Т. 3, вып. 1-3. — 1997. — С. 50-96.
15. *Исаев П. С., Мамчур Е. А.* Концептуальные основания квантовой теории поля // Успехи физич. наук. — Т. 170. — 2000. — С. 1025.

UDC 536.7

Model Description of Macroscopic Object in Conditions of Adiabatic Closure and Thermal External Influence

Yu. G. Rudoy

Centre of Natural Sciences Education
People's Friendship University of Russia
6, Mikluho-Maklaya str., Moscow, 117198, Russia

The scheme of consistent approach to the description of the state of equilibrium macroscopic objects within two intrinsically connected models - adiabatically closed and thermally opened - is presented. Some aspects concerning interrelations between fundamental macroscopic parameters such as energy, entropy and (in the case of the open model) generalized temperature are considered and discussed.