между E_a и E_a+dE_a. Таким образом, мы видим, что эта вероятность определяется энтропией системы как функцией энергий подсистем; множитель $\delta(E-E_0)$ обеспечивает равенство суммы $E=\sum E_a$ заданному значению E_0 энергии системы. Это свойство энтропии, как мы увидим в дальнейшем, лежит в основе ее статистических применений.

Мы знаем, что наиболее вероятными значениями энергий E_a являются их средние значения $\bar{E}_a$. Это значит, что функция $S(E_1, E_2, \ldots)$ должна иметь при $E_a=\bar{E}_a$ максимальное возможное (при заданном значении суммы $\sum E_a=E_0$) значение. Но $\bar{E}_a$ есть как раз те значения энергий подсистем, которые соответствуют полному статистическому равновесию системы. Таким образом, мы приходим к следующему важнейшему выводу: энтропия замкнутой системы в состоянии полного статистического равновесия имеет наибольшее возможное (при заданной энергии системы) значение.

Наконец, укажем еще одно интересное истолкование функции $S=S(E)$—энтропии какой-либо подсистемы или замкнутой системы (в последнем случае предполагается, что система находится в полном равновесии, в результате чего ее энтропия может быть выражена как функция от одной лишь ее полной энергии). Статистический вес $\Delta\Gamma=e^{S(E)}$ по самому своему определению есть число уровней энергии, приходящихся на интервал ΔE, определенным образом характеризующий ширину распределения вероятностей по энергии. Разделив ΔE на $\Delta\Gamma$, мы получим среднее расстояние между соседними уровнями в данном участке (участок вблизи значения E) энергетического спектра рассматриваемой системы. Обозначив это расстояние как $D(E)$, можем написать:

$$D(E)=\Delta E\cdot e^{-S(E)}. \tag{7,18}$$

Таким образом, функция $S(E)$ определяет густоту уровней энергетического спектра макроскопической системы. Ввиду аддитивности энтропии можно сказать, что средние расстояния между уровнями макроскопического тела экспоненциально убывают с увеличением его размеров (т. е. числа частиц в нем).

§ 8. Закон возрастания энтропии

Если замкнутая система не находится в состоянии статистического равновесия, то с течением времени ее макроскопическое состояние будет изменяться, пока система в конце концов не придет в состояние полного равновесия. Характеризуя каждое макроскопическое состояние системы распределением энергии между различными подсистемами, мы можем сказать, что ряд последовательно проходимых системой состояний соответствует все более вероятному распределению энергии. Это возрастание вероятности, вообще говоря, чрезвычайно велико в силу выясненного в предыдущем параграфе экспоненциального ее характера. Именно, мы видели, что вероятность определяется выражением e^S, в экспоненте которого стоит аддитивная величина — энтропия системы. Мы можем поэтому сказать, что процессы, протекающие в неравновесной замкнутой системе, идут таким образом, что система непрерывно переходит из состояний с меньшей в состояния с большей энтропией, пока, наконец, энтропия не достигнет наибольшего возможного значения, соответствующего полному статистическому равновесию.

Таким образом, если замкнутая система в некоторый момент времени находится в неравновесном макроскопическом состоянии, то наиболее вероятным следствием в последующие моменты времени будет монотонное возрастание энтропии системы. Это — так называемый *закон возрастания энтропии* или *второй закон термодинамики*. Он был открыт *Клаузиусом* (*R. Clausius*, 1865), а его статистическое обоснование было дано *Больцманом* (*L. Boltzmann*, 1870-е годы).

Говоря о «наиболее вероятном» следствии, надо иметь в виду, что в действительности вероятность перехода в состояния с большей энтропией настолько подавляюще велика по сравнению с вероятностью сколько-нибудь заметного ее уменьшения, что последнее вообще фактически никогда не может наблюдаться в природе. Отвлекаясь от уменьшений энтропии, связанных с совершенно ничтожными флуктуациями, мы можем поэтому сформулировать закон возрастания энтропии следующим образом: если в некоторый момент времени энтропия замкнутой системы отлична от максимальной, то в последующие моменты энтропия не убывает — увеличивается или в предельном случае остается постоянной.

В том, что изложенные простые формулировки соответствуют реальной действительности, — нет никакого сомнения; они подтверждаются всеми нашими ежедневными наблюдениями. Однако при более внимательном рассмотрении вопроса о физической природе и происхождении этих закономерностей обнаруживаются существенные затруднения, в известной мере до настоящего времени еще не преодоленные.

Прежде всего, если мы попытаемся применить статистику к миру как целому, рассматриваемому как единая замкнутая система, то мы сразу же столкнемся с разительным противоречием между теорией и опытом. Согласно результатам статистики вселенная должна была бы находиться в состоянии полного статистического равновесия. Точнее, должна была бы находиться в равновесии любая сколь угодно большая, но конечная ее область, время релаксации которой во всяком случае конечно. Между тем ежедневный опыт убеждает нас в том, что свойства природы не имеют ничего общего со свойствами равновесной системы, а астрономические данные показывают, что то же самое относится и ко всей доступной нашему наблюдению колоссальной области Вселенной.

Выход из создающегося таким образом противоречия следует искать в общей теории относительности. Дело в том, что при рассмотрении большинства областей вселенной важную роль начинают играть существующие в них гравитационные поля. Как известно, последние представляют собой не что иное, как изменение пространственно-временной метрики. При изучении статистических свойств тел метрические свойства пространства-времени можно в известном смысле рассматривать как «внешние условия», в которых эти тела находятся. Но утверждение о том, что замкнутая система должна в течение достаточно длительного времени перейти в состояние равновесия, разумеется, относится лишь к системе, находящейся в стационарных внешних условиях. Между тем общее космологическое расширение вселенной означает, что ее метрика существенно зависит от времени, так что «внешние условия» отнюдь не являются в данном случае стационарными. При этом существенно, что гравитационное поле не может быть само включено в состав замкнутой системы ввиду того, что при этом обратились бы в тождество законы сохранения, являющиеся, как мы видели, основой статистики. Благодаря этому в общей теории относительности мир как целое должен рассматриваться не как замкнутая система, а как система, находящаяся в переменном гравитационном поле; в связи с этим применение закона возрастания энтропии не приводит к выводу о необходимости статистического равновесия.

Таким образом, в изложенной части вопроса о мире как целом ясны физические корни кажущихся противоречий. Существуют, однако, еще и другие трудности в понимании физической природы закона возрастания энтропии.

Как известно, классическая механика сама по себе полностью симметрична по отношению к обоим направлениям времени. Уравнения механики остаются неизменными при замене времени t на $-t$, поэтому, если эти уравнения допускают какое-либо движение, то они же допускают и прямо противоположное, при котором механическая система проходит через те же самые конфигурации в обратном порядке. Естественно, что такая симметрия должна сохраниться и в основанной на классической механике статистике. Поэтому, если возможен какой-либо процесс, сопровождающийся возрастанием энтропии замкнутой макроскопической системы, то должен быть возможен и обратный процесс, при котором энтропия системы убывает. Приведенная выше формулировка закона возрастания энтропии сама по себе еще не противоречит этой симметрии, так как в ней идет речь лишь о наиболее вероятном следствии макроскопически описанного состояния. Другими словами, если дано некоторое неравновесное макроскопическое состояние, то закон возрастания энтропии утверждает лишь, что из всех микроскопических состояний, удовлетворяющих данному макроскопическому описанию, подавляющее большинство приведет в следующие моменты времени к возрастанию энтропии.

Противоречие возникает, однако, если обратить внимание на другую сторону этого вопроса. Формулируя закон возрастания энтропии, мы говорили о наиболее вероятном следствии заданного в некоторый момент времени макроскопического состояния. Но это состояние само должно было возникнуть из каких-то других состояний в результате происходящих в природе процессов. Симметрия по отношению к обоим направлениям времени означает, что во всяком произвольно выбранном в некоторый момент времени $t=t_0$ макроскопическом состоянии замкнутой системы можно утверждать не только, что подавляюще вероятным его следствием при $t>t_0$ будет увеличение энтропии, но и что подавляюще вероятно, что оно само возникло из состояний с большей энтропией; другими словами, подавляюще вероятно должно быть наличие минимума у энтропии как функции времени в момент $t=t_0$, в который макроскопическое состояние выбирается нами произвольно[1]).

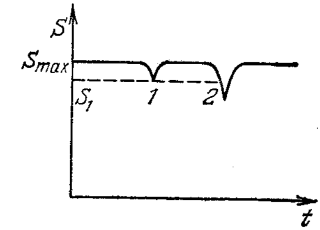

Рис. 1.

Но такое утверждение, разумеется, ни в какой степени не эквивалентно закону возрастания энтропии, согласно которому во всех реально осуществляющихся в природе замкнутых системах энтропия никогда не убывает (отвлекаясь от совершенно ничтожных флуктуаций). Между тем именно эта общая формулировка закона возрастания энтропии полностью подтверждается всеми происходящими в природе явлениями. Подчеркнем, что она отнюдь не эквивалентна формулировке, данной в начале этого параграфа, как это могло бы показаться. Для того чтобы получить одну формулировку из другой, нужно было бы ввести понятие о наблюдателе, искусственно «изготовившем» в некоторый момент времени замкнутую систему, так, чтобы вопрос о ее предыдущем поведении вообще отпадал; такое связывание

[1]) Для лучшего уяснения этой симметрии изобразим схематически кривую изменения энтропии системы, замкнутой в течение громадного промежутка времени (рис. 1). Пусть в такой системе наблюдается макроскопическое состояние с энтропией $S=S_1<S_{max}$, возникшее в результате некоторой (крайне маловероятной) большой флуктуации. Тогда можно утверждать, что с подавляющей вероятностью это будет точка типа *1* (в которой энтропия уже достигла минимума), а не типа *2*, за которой энтропия еще будет продолжать убывать.

физических законов со свойствами наблюдателя, разумеется, совершенно недопустимо.

Вряд ли сформулированный таким образом закон возрастания энтропии вообще мог бы быть выведен на основе классической механики. К тому же, ввиду инвариантности уравнений классической механики по отношению к изменению знака времени, речь могла бы идти лишь о выводе монотонного изменения энтропии. Для того чтобы получить закон ее монотонного возрастания, мы должны были бы определить направление времени как то, в котором происходит возрастание энтропии. При этом возникла бы еще проблема доказательства тождественности такого термодинамического определения с квантовомеханическим (см. ниже).

В квантовой механике положение существенно меняется. Как известно, основное уравнение квантовой механики—уравнение Шредингера—само по себе симметрично по отношению к изменению знака времени (при условии одновременной замены, волновой функции Ψ на Ψ^*). Это значит, что если в некоторый момент времени $t=t_1$ волновая функция задана, $\Psi=\Psi(t_1)$, и, согласно уравнению Шредингера, в другой момент времени $t=t_2$ она должна стать равной $\Psi(t_2)$, то переход от $\Psi(t_1)$ к $\Psi(t_2)$ обратим; другими словами, если в начальный момент $t=t_1$ было бы $\Psi=\Psi^*(t_2)$, то в момент $t=t_2$ будет $\Psi=\Psi^*(t_1)$. Несмотря, однако, на эту симметрию, квантовая механика в действительности существенным образом содержит неэквивалентность обоих направлений времени. Эта неэквивалентность проявляется в связи с основным для квантовой механики процессом взаимодействия квантовомеханического объекта с системой, подчиняющейся с достаточной степенью точности классической механике. Именно, если с данным квантовым объектом последовательно происходят два процесса взаимодействия (назовем их A и B), то утверждение, что вероятность того или иного результата процесса B определяется результатом процесса A, может быть справедливо лишь в том случае, если процесс A имел место раньше процесса B (см. также III, § 7).

Таким образом, в квантовой механике имеется физическая неэквивалентность обоих направлений времени, и в принципе закон возрастания энтропии мог бы быть ее макроскопическим выражением. В таком случае должно было бы существовать содержащее квантовую постоянную $\hbar$ неравенство, обеспечивающее справедливость этого закона и выполняющееся в реальном мире. Однако до настоящего времени никому не удалось сколько-нибудь убедительным образом проследить такую связь и показать, что она действительно имеет место.

Вопрос о физических основаниях закона монотонного возрастания энтропии остается, таким образом, открытым. Не имеет ли его происхождение космологической природы и не связано ли оно с общей проблемой начальных условий в космологии? Играет ли, и какую роль, в этом вопросе нарушение временной симметрии в некоторых процессах слабых взаимодействий между элементарными частицами? Возможно, что на подобные вопросы будут получены ответы лишь в процессе дальнейшего синтеза физических теорий.

Резюмируя, еще раз повторим общую формулировку закона возрастания энтропии: во всех осуществляющихся в природе замкнутых системах энтропия никогда не убывает—она увеличивается или, в предельном случае, остается постоянной. Соответственно этим двум возможностям все происходящие с макроскопическими телами процессы принято делить на *необратимые* и *обратимые*. Под первыми подразумеваются процессы, сопровождающиеся возрастанием энтропии всей замкнутой системы; процессы, которые бы являлись их повторениями в обратном порядке, не могут происходить, так как при этом энтропия должна была бы уменьшиться. Обратимыми же называются процессы, при которых энтропия замкнутой системы остается постоянной[1]) и которые, следовательно, могут происходить и в обратном направлении. Строго обратимый процесс представляет собой, разумеется, идеальный предельный случай; реально происходящие в природе процессы могут быть обратимыми лишь с большей или меньшей степенью точности.

---

[1]) Подчеркнем, что энтропии отдельных частей системы при этом отнюдь не должны тоже оставаться постоянными.