Косарев А.В.

ЗАКОН РОСТА ЭНТРОПИИ КАК СЛЕДСТВИЕ ЭФФЕКТА ВЫРОЖДЕНИЯ РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА И ДВОЙНАЯ ПРИРОДА ВТОРОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

Как и в первом механическом варианте Н-теоремы Больцмана, сделана попытка вывести закон роста энтропии и равновесное состояние через динамику столкновения молекул. Принципиальное отличие от методики Больцмана состоит в том, что за основу рассеяния принято нецентральное соударение, т. к. при центральном соударении рассеяния не происходит. Вскрыта также природа компенсации за преобразование тепла в работу.

В феноменологической термодинамике существует много различных формулировок 2-го закона. Так в [Л-2] автор приводит восемнадцать формулировок. Однако при внимательном рассмотрении их можно разбить на две группы: одна группа относится к закону роста энтропии, другая – к понятию компенсации за преобразование тепла в работу. Причины и механизм закона роста энтропии в замкнутой термодинамической системе рассмотрены в первой части, где показано что 2-й закон термодинамики является следствием эффекта вырождения результирующего импульса как носителя кооперативной кинетической энергии в многочастичной среде. Во второй части показаны причины и механизм компенсации за преобразование тепла в работу, понятия, являющегося одним из краеугольных в классической термодинамике.

В статье под диссипативной, или многочастичной, или – то же самое – термодинамической, средой (системой) понимается среда, состоящая из огромного (не счетного) числа частиц конечных размеров.

Часть 1.
МЕХАНИЗМ ЗАКОНА РОСТА ЭНТРОПИИ

В учении о тепле факт равновесного состояния и неизбежности его наступления для замкнутой многомолекулярной системы имеет особое, основополагающее значение. Все фундаментальные выводы термодинамики и статистической физики построены на этом факте. Покажем что результирующий импульс всех частиц системы, находящейся в равновесии, равен нулю как вектор. $\vec{M}^{\text{сист.}}_{\text{рез.}} = \sum m\vec{v} = 0$, где n – количество частиц в системе. Обоснование данного утверждения для газа легко провести с помощью выводов статистической физики, где показывается, что в равновесном состоянии для Максвеловского распределения по скоростям средняя проекция скорости хаотического движения на любое направление оказывается равной нулю. Следовательно, равна нулю и проекция среднего импульса на любое направление, и результирующий импульс равен нулю как вектор. Рассмотрим замкнутую систему из нескольких частиц, находящихся в покое. Этой замкнутой системе извне передадим импульс $\vec{M}$. Наиболее характерным свойством этой замкнутой системы, с точки зрения механики, будет, наряду с сохранением полной энергии, то, что этот импульс будет сохраняться постоянным по величине и направлению, сколько бы частицы ни сталкивались между собой, независимо от свойств системы. Теперь же рассмотрим замкнутую систему из не счетного числа частиц. Здесь положение коренным образом меняется. Наиболее характерным свойством этой системы является стремление к равновесию, при котором, как было показано выше, результирующий импульс всех частиц равен нулю как вектор. Таким образом, с одной стороны для замкнутой механической системы имеем $\vec{M}_{\text{рез.}} = \text{const}$, с другой, при увеличении числа частиц системы имеем прямо противоположное свойство $\vec{M}_{\text{рез.}} \to 0$, направленное движение исчезает. Попытаемся выяснить, каким образом разрешается этот парадокс, т. е. рассмотрим механизм рассеяния энергии. Каким образом кооперативная кинетическая энергия направленного движения с $\vec{M}_{\text{рез.}} \neq 0$ переходит в кинетическую энергию хаотически движущихся частиц с $\vec{M}_{\text{рез.}} = 0$ как вектор? Взаимодействие молекул (шаров) будем описывать законами абсолютно-упругого удара. Так как молекулы имеют конечные размеры, то удар будет **нецентральный**. Обратим на это особое внимание. Вероятность центрального удара, согласно положениям статистической физики, в системе свободных частиц стремится к нулю. Если не нравятся абсолютно-упругие шары, будем понимать под ними силовые поля, имеющие форму шара. Причем шаровые силовые поля рассматриваем для упрощения модели, чтобы заострить внимание на главном виновнике рассеяния кооперативной энергии – **нецентральном соударении**.

Пусть имеем замкнутую систему, состоящую из одинаковых шаров. Причем n шаров покоятся, а один шар движется и сталкивается с покоящимися шарами. До столкновения результирующий импульс системы: $\vec{M}^{\text{сист.}}_{\text{рез.}} = m_1\vec{v}_1$, т. е. равен импульсу

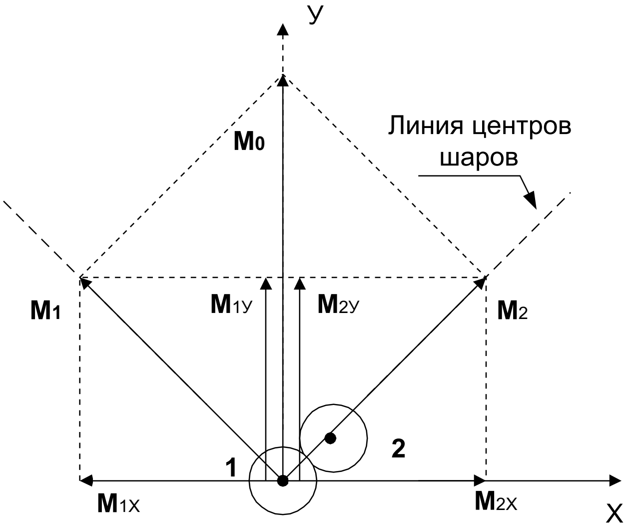

Рисунок 1.

движущегося шара, а кинетическая энергия $E_к^{сист.} = m_1 v_1^2/2$ равна кинетической энергии движущегося шара. Причем кинетическая энергия строго направлена по результирующему импульсу системы, вся переносима этим результирующим импульсом. Шар 1 (см. рис. 1) сталкивается с покоящимися шарами, при этом должны выполняться закон сохранения результирующего импульса и закон сохранения кинетической энергии. Пишу закон сохранения кинетической, а не полной энергии, т. к. принято считать, что при абсолютно-упругом соударении шаров потенциальная энергия проявляется только в момент непосредственного соприкосновения. Эта схема принимается мною с тем, чтобы в наибольшей простоте раскрыть механизм рассеяния кооперативной кинетической энергии. При рассмотрении последовательности столкновений будем следить не за траекториями отдельных частиц, которые экспоненциально разбегаются, а **за поведением результирующего импульса.** Шар 1 с импульсом $\vec{M}_0 = m_1\vec{v}_1$ после столкновения с первым шаром 2 будет иметь импульс $\vec{M}_1$, а шар 2 приобретет импульс $\vec{M}_2$, которые в сумме (геометрической) дадут первоначальный импульс $\vec{M}_0$. Закон сохранения импульса соблюден. Разложим импульсы шаров 1 и 2 после столкновения на оси X и Y. Проекции $\vec{M}_{1Y}$ и $\vec{M}_{2Y}$ дадут первоначальный импульс $\vec{M}_0$, а проекции $\vec{M}_{2X} = -\vec{M}_{1X}$, перпендикулярные первоначальному результирующему импульсу на его величину после столкновения не влияют и в сумме дают нуль-вектор. Равенство по абсолютной величине импульсов $\vec{M}_{2X}$ и $\vec{M}_{1X}$ легко видно из векторной диаграммы (рис. 1) и вытекает из закона сохранения результирующего импульса. Однако эти два последних уравновешенных импульса (нуль-вектор) несут каждый на себе определенное количество кинетической энергии, полученной от кинетической энергии первоначального импульса $\vec{M}_0$.

$$E_к^{до-столкновения} = E_к^{после-столкновения}$$

$$E_к^{до-столкновения} = m_1 v_1^2/2\ ;$$

$$E_к^{после-столкновения} = \frac{mv_1^2}{2} + \frac{mv_2^2}{2} = \\ = \frac{mv_{1Y}^2}{2} + \frac{mv_{1X}^2}{2} + \frac{mv_{2Y}^2}{2} + \frac{mv_{2X}^2}{2}$$

Так как $v_1^2 = v_{1Y}^2 + v_{1X}^2$ и $v_2^2 = v_{2Y}^2 + v_{2X}^2$. Массы шаров для простоты все равны. Если, как было показано выше, результирующий импульс после столкновения сложится из двух проекций на ось Y и остался постоянным, то кинетическая энергия, переносимая этим импульсом после столкновения, т. е. проекциями $\vec{M}_{1Y}$ и $\vec{M}_{2Y}$ $\{mv_{1Y}^2/2 + mv_{2Y}^2/2\}$, будет составлять только часть кинетической энергии, переносимой результирующим импульсом до столкновения. Другая часть кинетической энергии, переносимая взаимно уравновешенными импульсами $\vec{M}_{1X}$ и $\vec{M}_{2X}$ (нуль-вектором) $\{mv_{1X}^2/2 + mv_{2X}^2/2\}$, переходит в хаотическую форму. После следующего соударения теперь уже двух движущихся шаров **результирующий** импульс сложится из 4-х шаров, и произойдет дополнительное рассеяние направленной кинетической энергии и т. д.

Таким образом благодаря нецентральному соударению шаров в первоначальный направленный импульс лавинообразно вовлекается все большее и большее число шаров, а по мере вовлечения шаров происходит все большее рассеяние первоначально направленной кинетической энергии. Масса результирующего импульса постоянно растет, а скорость результирующего импульса, т. е. общего переноса, падает. Но в кинетическую энергию скорость входит в квадрате, поэтому при увеличении массы и соответственно уменьшении скорости общего переноса кинетическая энергия общего переноса, т. е. та, которую несет результирующий импульс, уменьшается. Речь идет о кинетической энергии общего переноса (кооперативной энергии), переносимой результирующим импульсом, т. е. той энергии, которая совершает макроскопическую работу. Закон сохранения общей кинетической энергии системы не нарушается, т. к. адекватно увеличивается хаотическая составляющая кинетической энергии, переносимая нуль-вектором. Результирующий импульс, оставаясь постоянным по величине и направлению как вектор (сложившись из огромного числа микроимпульсов вовлеченных частиц), вырождается как носитель кооперативной энергии, равносильно тому, что $\vec{M}_{рез.} = 0$, и система приходит в равновесное состояние. Вся кооперативная энергия переходит к нуль-вектору хаоса, складывающегося из пар взаимно уравновешенных импульсов. Отметим, что в случае центрального удара рассеяние вообще не происходит. Отметим также, что теория бильярдов Синая – частный случай эффекта вырождения импульса, когда стенка выступает по отношению к частице в качестве бесконечной массы.

Всесилие механизма релаксации, приводящего систему к равновесию, заключается в том, что материя имеет корпускулярное строение, т. е. частицы имеют конечные размеры, а значит соударение нецентральное. Частиц же великое множество (достаточно вспомнить число Лошмидта), и затухание происходит очень быстро. Обратим особое внимание на это стержневое свойство диссипативных сред, их способность качественно вырождать результирующий импульс и, как следствие, качественно изменять динамику, когда детерминизм динамики уступает место вероятности статистической механики. **Закон роста энтропии есть следствие эффекта вырождения результирующего импульса в многочастичной (диссипативной) среде.**

Последний вывод находится в полном соответствии с формулой Больцмана $S = \kappa \ln W$. При диссипации кооперативной энергии происходит увеличение хаотической энергии и температуры, которое может сопровождаться также расширением системы, что приводит к увеличению объема фазового пространства координат и импульсов, а стало быть, термодинамической вероятности и энтропии.

Теперь наряду с процессом рассеяния направленной энергии в диссипативной (многочастичной) среде рассмотрим противоположный ему процесс самоорганизации хаоса, возникновения диссипативных структур.

Механизм возникновения кооперативного движения в неравновесной диссипативной среде не несет в себе ничего нового по сравнению со вторым, основным законом динамики Ньютона. Сложность заключается в том, что не всегда в неравновесной термодинамической системе под действием силы, вызванной неравновесностью, в соответствии с основным законом динамики происходит зримое ускорение массы, возникает кооперативное движение, совместный поток частиц. Для понимания причин этого необходимо уяснить очень важное для диссипативных сред понятие – диссипативный порог многочастичной системы. Дело в том, что как только в многочастичной системе под действием силы возник кооперативный поток, обладающий результирующим импульсом, то тут же начинает действовать механизм вырождения импульса, диссипирующий кооперативное движение.

Неравновесность состояния диссипативной среды, согласно идеям, выдвинутым Брюссельской школой, служит источником упорядоченности. Это необходимое, но не достаточное условие возникновения кооперативного движения, возникновения потоков энергии Умова-Пойтинга с $\vec{M}_{рез.} \neq 0$. Все определяется **мощностями** двух прямо противоположных процессов, зависящих от состояния и свойств системы. Если мощность производства кооперативных потоков больше мощности процесса диссипации кооперативной энергии, то в системе наблюдаются кооперативные потоки, возникают потоки энергии Умова-Пойтинга, формируются диссипативные структуры Пригожина. Для возникновения кооперативного движения в диссипативной среде необходимо преодоление главного порогового соотношения. Назовем его диссипативным порогом.

$$\frac{dE_{кооп}}{dt} = \frac{dE^{мах.}_{.диссип.}}{dt},$$

где $E_{кооп.}$ – энергия направленного кооперативного движения, переносимая результирующим импульсом и получаемая из потенциальной энергии неравновесности в единицу времени; $E^{мах.}_{диссип.}$ – максимальная энергия направленного кооперативного движения, переносимая результирующим импульсом, которую данная многочастичная система способна в единицу времени переводить в хаотическую форму по причине эффекта вырождения результирующего импульса.

Величина диссипативного порога является важнейшей характеристикой данной многочастичной системы. Именно диссипативный порог, определяющий соотношение между мощностью процесса самоорганизации и мощностью процесса диссипации, определяет направление событий, направление эволюции в неравновесной диссипативной среде: а) при $\frac{dE_{кооп.}}{dt} < \frac{dE^{мах.}_{диссип.}}{dt}$ – область линейной неравновесной термодинамики, когда мы говорим о локальном равновесии, и не возникает потоков энергии с $\vec{M}_{рез.} \neq 0$. В данной ситуации система под действием причин релаксации стремится к равновесию, к состоянию с $S = \max$. Это область действия 2-го закона термодинамики. Потоки энергии образуются в микрообластях и тут же рассеиваются. Эти потоки не способны совершать макроскопическую работу;

б) при $\frac{dE_{кооп.}}{dt} > \frac{dE^{мах.}_{.диссип.}}{dt}$ – область нелинейной, сильно неравновесной термодинамики. При этом условии возникают потоки энергии Умова-Пойтинга с $\vec{M}_{рез.} \neq 0$, происходит формирование диссипативных структур и появляется возможность совершать макроскопическую работу. Максимальная мощность процесса диссипации и есть тот порог, не преодолев который, невозможно в системе получить кооперативные потоки энергии, потоки Умова-Пойтинга, невозможно сформировать стабильную диссипативную структуру.

Часть 2. ПРИРОДА КОМПЕНСАЦИИ

Отметим тот тривиальный факт, что тепловые машины работают в воздушной атмосфере, находящейся под постоянным сжатием сил гравитации. Именно силы гравитации создают давление окружающей среды.

Покажем, что компенсация за преобразование тепла в работу связана с необходимостью производить работу против **сил гравитации,** или – то же самое – против давления окружающей среды, вызванного силами гравитации. Рассмотрим рис. 2. Здесь P_0 – атмосферное давление, V_1 – удельный объем 1 кг рабочего тела (воздуха) на входе в тепловую машину, V_2 – удельный объем 1 кг рабочего тела на выхлопе тепловой машины в атмосферу. Для большей ясности физики компенсации будем понимать под тепловой машиной традиционную газотурбинную установку, работающую по циклу (рис. 3а) Хотя причина компенсации одна и та же и для газотурбинных и для паротурбинных установок и для двигателей внутреннего сгорания (ДВС). Природа компенсации за преобразование тепла в работу заключается в том, что 1 кг рабочего тела на выходе из тепловой машины имеет больший объем (V_2) под воздействием процессов внутри машины, чем объем (V_1) на входе в тепловую машину.

$$V_2 \, м^3/кг > V_1 \, м^3/кг$$

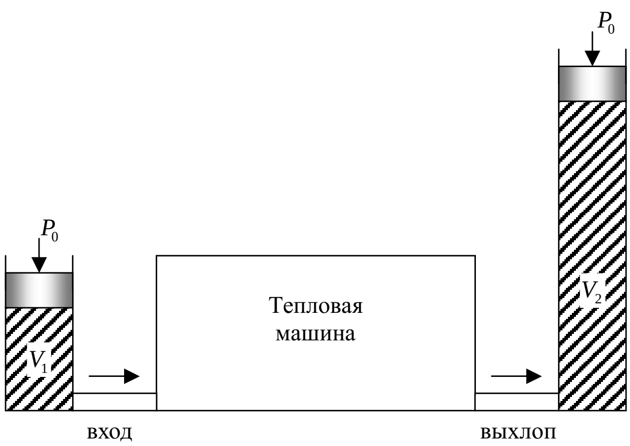

Рисунок 2.

А это означает, что, прогоняя через тепловую машину 1 кг рабочего тела, мы расширяем атмосферу на величину $\Delta V = V_2 - V_1$, для чего необходимо произвести работу против сил гравитации, работу проталкивания:

$$l_{проталкивания} = F \times \Delta s = P_0 (V_2 - V_1) \text{ (см. рис. 2)}$$

На это затрачивается часть механической энергии, полученной в машине. Однако работа по проталкиванию – это только одна часть затрат энергии на компенсацию. Вторая часть затрат связана с тем, что на выхлопе из тепловой машины в атмосферу 1 кг рабочего тела должен иметь то же атмосферное давление P_0, что и на входе в машину, но при большем объеме $(V_2 > V_1)$. А для этого, в соответствии с уравнением газового состояния $PV = RT$, он должен иметь и большую температуру, т. е. $T_2 > T_1$. Мы вынуждены передать в тепловой машине килограмму рабочего тела дополнительную внутреннюю энергию: $\Delta U = U_2 - U_1 = f(T_2) - f(T_1)$. Это вторая составляющая компенсации за преобразование тепла в работу. Таким образом, общие потери энергии за преобразование тепла в работу в пересчете на 1 кг рабочего тела и переданные окружающей среде составят:

$$q_2 = \Delta U + P_0 \Delta V$$

Из этих двух составляющих и складывается природа компенсации. **Обратим внимание на взаимозависимость двух составляющих компенсации**. Чем больше объем рабочего тела на выхлопе из тепловой машины по сравнению с объемом на входе, тем выше не только работа по расширению атмосферы, но и необходимая прибавка внутренней энергии, т. е. нагрев рабочего тела на выхлопе в сравнении с входом. И наоборот, если за счет регенерации снижать температуру рабочего тела на выхлопе, то в соответствии с уравнением газового состояния будет снижаться и объем рабочего тела на выхлопе, а значит и работа проталкивания. Если провести глубокую регенерацию и снизить температуру рабочего тела на выхлопе до температуры на входе и тем самым одновременно сравнять объем килограмма рабочего тела на выхлопе до объема на входе в тепловую машину, то компенсация за преобразование тепла в работу будет равна нулю. Что реально мешает достичь этого результата, рассмотрим на циклах и процессах традиционной квазиравновесной термодинамики. Рассмотрим идеальный цикл простейшей газотурбинной установки с подводом тепла q_1 при постоянном давлении (см. рис. 3а). Здесь 1-2 – адиабатный процесс сжатия в компрессоре; 2-3 – изобарный процесс подвода тепла к рабочему телу в камере сгорания; 3-4 – адиабатный процесс расширения в турбине; 4-1 – изобарный процесс отвода тепла от рабочего тела к холодному источнику с целью вернуть цикл в исходную точку 1.

Используя температурную неравновесность между точками 4 и 2, мы организуем регенерацию тепла между процессами (4-1) и (2-3) при противотоке и снижаем количество тепла, передаваемое холодному источнику. Однако на пути процесса регенерации тепла встает процесс предварительного сжатия рабочего тела (1-2) и перепад температур в регенераторе $\Delta T_{рег.}$. Это приводит к повышенным потерям тепла с уходящими газами на выходе из газотурбинной установки, которые вызваны двумя причинами, ограничивающими передачу тепла от уходящих газов к воздуху в регенераторе (см. рис. 3а):

1) потери, вызванные сжатием воздуха в компрессоре. Так как нельзя охладить уходящие газы в регенераторе ниже температуры воздуха на входе в регенератор, то, сжимая предварительно воздух в компрессоре и тем самым повышая температуру воздуха на входе в регенератор, мы ограничиваем передачу тепла от газов к воздуху и получаем первую потерю, принципиально не устранимую в циклах с предварительным сжатием рабочего тела.

2) Вторая причина потерь с уходящими газами вызвана тем, что для передачи тепла в регенераторе ($q_{рег}$) от горячих газов на выхлопе из турбины к холодному воздуху, входящему в регенератор, необходим перепад температур ($\Delta T_{рег}$). Эта потеря тем меньше, чем меньше перепад температур

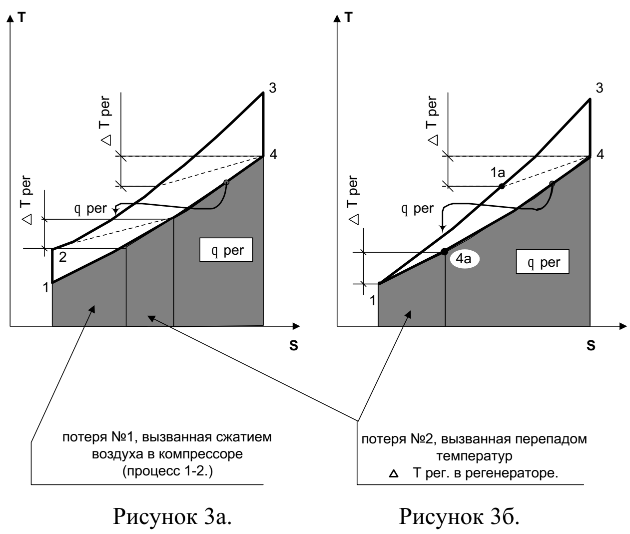

Рисунок 3а. Рисунок 3б.

$\Delta T_{рег}$ (см. рис. 3а и 3б). Но эту вторую потерю в принципе можно сделать сколь угодно малой, увеличивая теплопередающую поверхность регенератора и тем самым снижая $\Delta T_{рег}$.

Именно из-за адиабаты 1-2 (процесса предварительного сжатия) мы не можем осуществить глубокую регенерацию тепла и вынуждены в большом количестве отдавать тепло q_2 холодному источнику. Обратим внимание на то, что процесс предварительного сжатия 1-2 является обязательным элементом всех используемых ныне тепловых циклов: и газотурбинных, и ДВС, и Ренкина. **Предлагается отказаться от процесса предварительного сжатия.** Это становится возможным при работе газотурбинной установки по циклу, изображенному на рис. 3б. Здесь отсутствует процесс предварительного сжатия в компрессоре, а значит в принципе устранена причина №1 потерь тепла с уходящими газами. Подвод тепла и повышение давления в этом цикле производится в изохорном процессе 1-3. По такому циклу могут работать только газотурбинные установки пульсирующего типа, на сегодня достаточно забытые.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сегодня под вторым законом термодинамики объединяются два совершенно различных физических явления: закон роста энтропии, являющийся следствием эффекта вырождения результирующего импульса, и «компенсация за преобразование тепла в работу», являющаяся следствием работы проталкивания против сил гравитации.

Следствием эффекта вырождения импульса становится присущий каждой многочастичной системе диссипативный порог, разделяющий динамику многочастичной среды на два направления эволюции: по Клаузиусу – в направлении равновесного состояния, соответствующего максимуму энтропии, и по Дарвину – в направлении формирования и усложнения диссипативных структур Пригожина.

Природа «компенсации за преобразование тепла в работу» заключается в том, что, забирая из атмосферы рабочее тело с одним объемом, мы выталкиваем из тепловых машин в атмосферу рабочее тело с гораздо большим объемом. На это требуется затрата кооперативной энергии для совершения работы проталкивания против сил гравитации (против давления окружающей среды) плюс затраты тепла на увеличение внутренней энергии рабочего тела для поддержания атмосферного давления на выхлопе при большем объеме.

Список использованной литературы:
1. Косарев А.В. Динамика эволюции неравновесных диссипативных сред. ИПК «Оренбурггазпромпечать», 2001.
2. Путилов К.А. Термодинамика. Из-во «Наука», 1971.