

Потенциальная работоспособность технологической системы

1.5. Термодинамическая шкала качества тепловой энергии

1.5.1. Неравноценность различных форм энергии

Механическая и электрическая энергия и работа, проявляющиеся в *макроскопическом* перемещении тел, допускают практически обратимые взаимные переходы. Такие технические устройства, как электрогенераторы и электромоторы имеют коэффициенты преобразования механической энергии в электрическую и обратно, близкие к 100%. Таким образом, механическая и электрическая энергии равноценны.

Как электрическая, так и механическая энергия легко могут быть обращены в тепловую энергию. Так, изолированное вещество может быть нагрето за счет выделения джоулевой теплоты при прохождении электрического тока или в результате интенсивного вращения мешалки. Однако не приходится рассчитывать на самопроизвольное протекание обратных процессов – генерирование электрического тока или раскручивание мешалки в результате остывания того же вещества. Теплота, проявляющаяся как результат хаотического *микроскопического* движения молекул вещества, может быть преобразована в механическую или электрическую работу лишь частично. Притом чем большая часть теплоты, выделяемой в каком-либо процессе, может быть превращена в работу, тем выше энергетическая ценность данного источника теплоты.

В химических процессах также лишь часть внутренней энергии вещества может быть переведена в работу. Поскольку химические процессы всегда сопровождаются тепловыми эффектами, то прежде, чем приступить к анализу относительной ценности химических источников энергии, требуется сначала ввести шкалу качества тепловой энергии.

1.5.2. Цикл Карно

Предельные соотношения для перехода теплоты в работу вытекают из анализа циклического процесса, совершаемого тепловой машиной Карно. В этом процессе каждая индивидуальная порция рабочего вещества претерпевает последовательное четырехстадийное изменение состояния: изотермическое расширение с получением теплоты Q_1 от теплового резервуара – *источника теплоты* при температуре T_1 ; адиабатическое расширение, сопровождаемое охлаждением до температуры T_2 ; изотермическое сжатие с отводом теплоты Q_2 к тепловому резервуару – *стоку теплоты* при температуре T_2 и адиабатическое сжатие, сопровождаемое нагреванием до первоначальной температуры T_1 . Суммарная работа, совершаемая выделенной порцией рабочего вещества (таковым может быть, например, индивидуальный газ, газовая смесь, гетерогенная смесь жидкость-пар), за один цикл равна

$$W = Q_1 + Q_2, \quad (1.15)$$

где $Q_1 > 0$ и $Q_2 < 0$; знаки потоков теплоты выбраны *относительно тепловой машины* как исследуемой системы.

В *идеальной* тепловой машине Карно все процессы протекают квазиравновесно и, кроме того, теплоперенос от источника к рабочему веществу и от рабочего вещества к стоку теплоты также происходит квазиравновесно (температура рабочего вещества на неадиабатических стадиях поддерживается близкой к температуре теплового резервуара); в таком случае, согласно второму закону термодинамики, энтропия выделенной порции рабочего вещества при полном обходе замкнутой траектории изменения состояния рабочего вещества сохраняется постоянной,

$$\Delta S = \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0. \quad (1.16)$$

Исключая Q_2 из уравнений (1.15) и (1.16), получаем

$$W = Q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right). \quad (1.17)$$

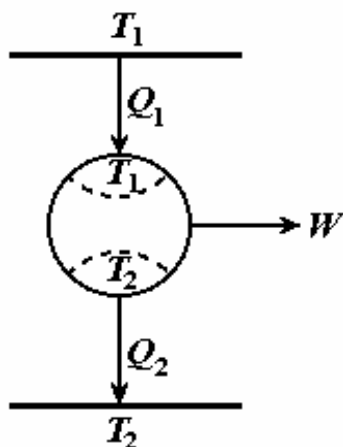


Рис. 1.9. Схема тепловой машины Карно (по Р.Хейвуду).

На рис. 1.9 приведена выразительная схема тепловой машины Карно, использованная в книге Р.Хейвуда [3]. Траектория изменения состояния рабочего вещества в цикле наиболее простую форму приобретает на плоскости параметров $S - T$ (рис.1.10). Работа цикла равна площади прямоугольника, изображающего эту траекторию. Ключевым моментом для замыкания траектории является остановка стадии изотермического сжатия в точке $S = S_1$.

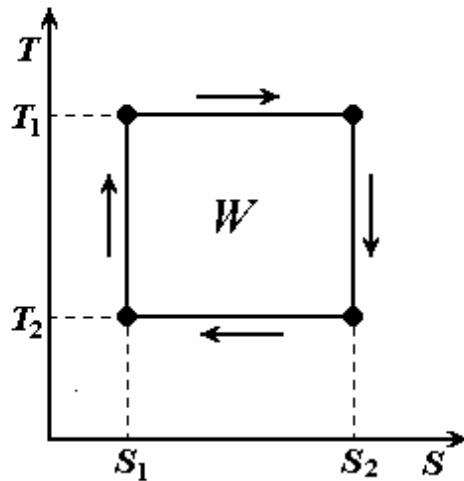


Рис. 1.10. Траектория изменения состояния рабочего вещества в цикле Карно.

Формула (1.17) показывает, что необходимым условием производства работы тепловой машины ($W > 0$) является перенос теплоты от «горячего» к «холодному» резервуару, $T_1 > T_2$. Степень преобразования подведенной к машине теплоты в работу характеризуется коэффициентом полезного действия

$$\eta_T \equiv W/Q_1 = 1 - (T_2/T_1). \quad (1.18)$$

Если циклический процесс в машине Карно не идеален, т.е. включает какие-либо неравновесные процессы, то вместо равенства (1.16) имеет место неравенство $(Q_1/T_1) + (Q_2/T_2) < \Delta S = 0$, откуда

$$\eta_T = W/Q_1 < 1 - (T_2/T_1).$$

Особая роль, которую играет в термодинамике равновесный цикл Карно, определяется тем обстоятельством, что в этом цикле достигается максимальный к.п.д. тепловой машины по сравнению с любыми другими циклическими процессами в том же диапазоне рабочих температур (T_2, T_1) .

Приведем вариант доказательства этого важного утверждения, не используя никаких дополнительных предположений помимо исходной формулировки второго закона в виде неравенства Клаузиуса для циклического процесса

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq \Delta S = 0.$$

В произвольном циклическом процессе всегда можно выделить совокупность элементарных тепловых источников $\delta Q_i > 0$, подводящих теплоту при соответствующих локальных температурах T_i , и совокупность элементарных стоков теплоты $\delta Q_j < 0$, отводящих теплоту при температурах T_j . Работу цикла можно представить тогда как

$$W = \int \delta Q_i - \left| \int \delta Q_j \right|;$$

к.п.д. цикла равен

$$\eta_T = 1 - \left(\left| \int \delta Q_j \right| / \int \delta Q_i \right).$$

Неравенство Клаузиуса в применении к рассматриваемому процессу примет форму

$$\int \delta Q_i / T_i - \left| \int \delta Q_j / T_j \right| \leq 0.$$

Поскольку цикл не совпадает с циклом Карно, то $T_i \leq T_1$ и $T_j \geq T_2$, причем хотя бы для отдельных элементарных источников или стоков выполняются именно неравенства. Тогда

$$\left| \int \delta Q_j \right| \geq T_2 \left| \int \frac{\delta Q_j}{T_j} \right| \geq T_2 \int \frac{\delta Q_i}{T_i} \geq \frac{T_2}{T_1} \int \delta Q_i,$$

причем хотя бы одно из трех неравенств выполняется строго (иначе цикл тождествен равновесному циклу Карно). Отсюда следует

$$\left| \int \delta Q_j \right| / \int \delta Q_i > T_2 / T_1 \quad \text{и} \quad \eta_T < 1 - (T_2 / T_1).$$

По ходу этого доказательства становится очевидной причина экстремальной эффективности цикла Карно: в этом цикле вся потребляемая теплота имеет наиболее высокий потенциал, а вся отводимая теплота – наиболее низкий потенциал в заданных границах температурного интервала.

Машина Карно может быть запущена и в обратном направлении; все стадии циклического процесса при этом изменятся на противоположно направленные. На рис. 1.10 этому будет соответствовать обход той же самой равновесной траектории против часовой стрелки. Уравнения (1.15) – (1.18) остаются справедливыми и для такого варианта функционирования машины Карно, но величины, характеризующие потоки энергии, изменяют свои знаки на противоположные: $Q_2(T_2) > 0$; $Q_1(T_1) < 0$; $W < 0$. Машина Карно будет переносить теплоту с нижнего температурного уровня T_2 на более высокий температурный уровень T_1 , не производя, а затрачивая работу. Можно доказать, по аналогии с предыдущим, что обратный идеальный цикл Карно обеспечивает *минимальные* затраты работы по сравнению с любыми другими циклическими процессами при перекачке заданного количества теплоты из резервуаров с температурой $T \leq T_2$ в резервуары с температурой $T \geq T_1$.