01

Второй закон термодинамики и предельные возможности тепловых машин

© А.М. Цирлин

Институт программных систем РАН,
152140 Переславль-Залесский, Россия

(Поступило в Редакцию 15 апреля 1998 г.)

Введение

Причиной написания этой заметки стало появление серии публикаций Г.В. Скорнякова [1–3], в которых автор утверждает, что в термодинамических системах, используя явление самоорганизации, можно добиться отрицательного производства энтропии. Отсюда немедленно следует, что можно построить тепловую машину, имеющую КПД, больший, чем КПД Карно. А стоит это сделать, как тут же появляется теоретическая возможность сколь угодно точно приблизить КПД тепловой машины к единице. Таким образом, перед энергетикой открываются блестящие перспективы. Г.В. Скорняков предлагает и конструктивную схему тепловой машины, в которой рабочее тело с использованием вихревой турбины расслаивается на жидкость и пар, что и обеспечивает "самоорганизацию", а значит, по мнению автора, ссылающегося на теорему Ю.Л. Климантовича [4], отрицательное производство энтропии.

Мне представляется, что утверждения Г.В. Скорнякова ошибочны, ссылка на Ю.Л. Климантовича неправомерна, а опровержение второго закона термодинамики столь же маловероятно, как и закона сохранения энергии. Возможности тепловой машины, имеющей фиксированную мощность, ограничены не только КПД Карно, но и существенно меньшим значением. Ниже подробнее остановимся на этих утверждениях и приведем оценку для КПД машины фиксированной мощности [5].

Самоорганизация и производство энтропии в системе

Рассмотрим термодинамическую систему, состоящую из двух резервуаров с температурами T_+ и T_- и рабочего тела (рис. 1). Рабочее тело может иметь сосредоточенные параметры (температура в любой момент времени одинакова по объему) или распределенные параметры (температура изменяется вдоль потока). В первом случае оно поочередно контактирует с резервуарами (тепловая машина), во втором эти контакты непрерывны и разделены пространственно (турбина). По аналогии с [1–3] будем рассматривать второй случай.

Запишем уравнения термодинамических балансов для системы рис. 1. Это — балансы по энергии, веществу и энтропии. В данном случае массообмен отсутствует, поэтому остаются лишь энергетический и энтропийный балансы.

Энергетический и энтропийный балансы системы в границах резервуаров примут вид

$$q_+ - q_- - p = 0, \tag{1}$$

$$\sigma_+ - \sigma_- + \sigma_{\text{in}} = \frac{q_+}{T_+} - \frac{q_-}{T_-} + \sigma_{\text{in}} = 0. \tag{2}$$

Здесь q_+, q_- — потоки тепла, подводимого от горячего и отводимого к холодному резервуару; p — мощность тепловой машины; аналогично σ_+, σ_- — потоки энтропии, σ_{in} — производство энтропии в системе.

Исключая из этих условий тепловой поток q_- и приняв за КПД отношение мощности p к подводимому теплу q_+, запишем

$$\eta = \frac{p}{q_+} = \eta_K - T_- \frac{\sigma_{\text{in}}}{q_+}. \tag{3}$$

Здесь $\eta_K = 1-(T_-/T_+)$ — КПД Карно. При поочередном контакте с резервуарами продолжительностью τ_1 и τ_2 производство энтропии складывается из трех составляющих: производства энтропии при теплопереносе от каждого из резервуаров

$$\sigma_1 = \int\limits_0^{\tau_1} q_1(T_+, T_1(\tau)) \left(\frac{1}{T_1(\tau)} - \frac{1}{T_+} \right) d\tau, \tag{4}$$

$$\sigma_2 = \int\limits_0^{\tau_2} q_2(T_2(\tau), T_-) \left(\frac{1}{T_-} - \frac{1}{T_2(\tau)} \right) d\tau \tag{5}$$

и производства энтропии σ_{pT} за счет создания потока вещества и энергии в рабочем теле. При любом законе теплопереноса подынтегральные выражения в (4)

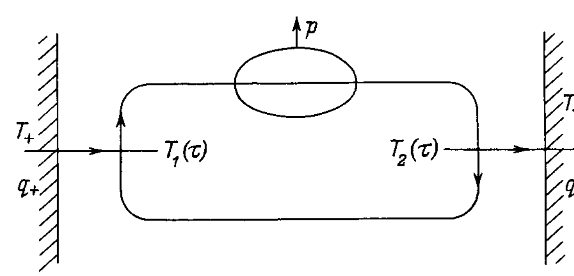

Рис. 1.

и (5) положительны. Чтобы величина η превысила η_k, производство энтропии в рабочем теле должно быть отрицательно и по модулю больше суммы $\sigma_1 + \sigma_2$. Если рабочее тело имеет сосредоточенные параметры, что можно допустить для тепловой машины лишь приближенно, то $\sigma_{pT} = 0$. Во всех остальных случаях $\sigma_{pT} > 0$, и никакая самоорганизация не сделает эту величину отрицательной.

Г.В. Скорняков считает, что σ_{pT} можно сделать отрицательным и ссылается на теорему Климантовича [4], при этом он не приводит ее формулировки. Между тем Климантович всего лишь предлагает способ подсчета энтропии в неоднородном ("самоорганизованном") потоке и утверждает, что она меньше, чем при тех же условиях в однородном потоке. Остановимся на этом вопросе подробнее.

Принцип минимума производства энтропии И. Пригожина [6,7] состоит в том, что в устойчивом режиме открытой термодинамической системы производство энтропии σ в ней минимально. На первый взгляд, этот принцип вступает в противоречие с тем, что при некоторых условиях устойчивым режимом открытой системы является режим, в котором наблюдается неоднородность по пространственной и (или) временнóй координате (самоорганизация).

В действительности противоречия нет, если заменить σ на $\bar{\sigma}$ — среднее по времени и пространству производство энтропии и учесть, что минимум $\bar{\sigma}$ нужно искать при ограничениях, наложенных на систему, которые в режиме самоорганизации также усредняются. Например, производство энтропии при теплопередаче через слой жидкости. При некотором значении среднего потока тепла $\bar{q}$ среднее производство энтропии $\bar{\sigma}$ минимально в режиме, при котором жидкость становится неоднородной в каждом сечении. Таким образом, условие возникновения самоорганизации сводится к вопросу о том, когда

$$\min_x \overline{\sigma(x)} \quad \text{при условиях} \quad \overline{f(x)} = f_0 \tag{6}$$

меньше, чем

$$\min_x \sigma(x) \quad \text{при условиях} \quad f(x) = f_0. \tag{7}$$

Здесь x — вектор переменных, от которых зависят как σ, так и ограничения; f — вектор функции ограничений (скорость потока, тепловая нагрузка и пр.). Условие это выражается следующим утверждением [8]:

$$\overline{\sigma^0} = \max_\lambda \min_x [\sigma(x) + \lambda(f(x) - f_0)] < \sigma(x^0) = \sigma^0, \tag{8}$$

где x^0 — оптимальное решение задачи нелинейного программирования (7).

Условие (8) является необходимым и достаточным. Его физический смысл особенно прост для случая, когда f и x скаляры. Тогда можно построить зависимость $\sigma(f)$. Условие (8) означает, что для $f = f_0$ выпуклая оболочка этой функции проходит ниже ее графика.

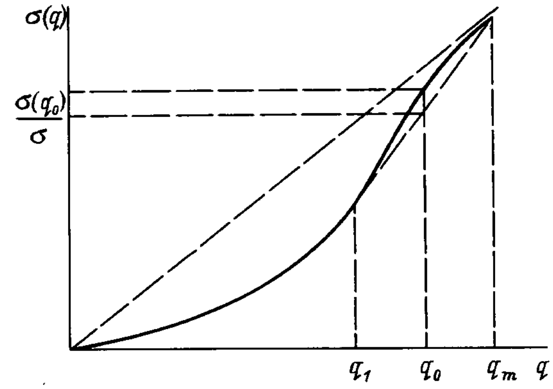

Рис. 2.

Пример: рассмотрим процесс теплопередачи с заданной средней интенсивностью теплового потока

$$\overline{q(T)} = \overline{[k(T - T_0)]^{0.5}} = q_0$$

и производством энтропии

$$\sigma(T) = q(T)\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)$$

при $T_0 < T \leqslant T_m$. После исключения T получим

$$\sigma(q) = \frac{q^3}{T(kT_0 + q^2)}.$$

Функция $\sigma(q)$ и ее выпуклая оболочка на множестве $0 < q \leqslant q_m = q(T_m)$ показаны на рис. 2. Минимум среднего производства энтропии достигается, когда T принимает значения T_m и T_1, а тепловой поток соответственно q_m и q_1. При этом среднее значение q должно быть равно заданному значению q_0. Нетрудно показать, что в соответствии с условием (8) выражение

$$\sigma(T) + \lambda(q(T) - q_0)$$

достигает своего максимума по λ и минимума по T в точках T_1 и T_m.

Производство энтропии для некоторых моментов времени или в некоторых точках с учетом динамики системы может быть отрицательно, но в среднем оно всегда больше нуля.

Предельные возможности тепловых машин заданной мощности

В последние 30 лет активно развивается новое направление термодинамики — термодинамика конечного времени [9]. В рамках этого направления изучаются предельные возможности термодинамических систем (показатели эффективности, величина диссипации и др.) при дополнительном ограничении на продолжительность процесса или на среднюю интенсивность потоков. Начало развития термодинамики конечного времени связано с появлением работ [10,11] о предельной мощности тепловой машины.

Пусть тепловые потоки

$$q^{+} = \alpha_{+}(T_{+} - T_1), \quad q^{-} = \alpha_{-}(T_2 - T_{-}). \qquad (9)$$

Коэффициенты α_{+}, α_{-} отражают размеры и материал поверхностей теплообмена. Выбору подлежат температуры T_1 и T_2 и времена контакта τ_1 и τ_2. Предельная мощность $p_{\max}$ оказалась равной [10]

$$p_{\max} = \frac{\alpha_{+}\alpha_{-}}{(\sqrt{\alpha_{+}} + \sqrt{\alpha_{-}})^2}\left(\sqrt{T_{+}} - \sqrt{T_{-}}\right)^2, \qquad (10)$$

а соответствующий ей КПД тепловой машины

$$\eta^0_{p_{\max}} = 1 - \frac{\sqrt{T_{-}}}{\sqrt{T_{+}}} < \eta_k. \qquad (11)$$

Если задана мощность машины $p_0 < p_{\max}$, то для системы с двумя резервуарами можно ставить задачу о предельном значении КПД тепловой машины при $p = p_0$. Эта задача решена в [5]. Оказалось, что КПД тепловой машины не превышает величины

$$\eta^0_{p_0} = \frac{2\delta k}{\delta k + 1 - \sqrt{(1-k)(1-k\delta^2)}}, \qquad (12)$$

где $k = p_0/p_{\max}$, $\delta = (\sqrt{T_{+}} - \sqrt{T_{-}})/(\sqrt{T_{+}} + \sqrt{T_{-}})$.

Из (3) ясно, что задача о предельном КПД эквивалентна задаче о минимальном производстве энтропии. При получении оценки (12) принято, что $\sigma_{pT} = 0$, а для процессов теплопереноса выполнены условия минимальной диссипации [12], которые для произвольного закона теплопереноса $q(T_p, T)$ и возможного изменения температуры резервуара T_p от времени контакта τ имеют вид

$$q^2(T_p, T) = C\frac{\delta q}{\delta T}T^2, \quad \forall\tau. \qquad (13)$$

Величина константы C зависит от заданной средней интенсивности теплового потока.

Заключение

В упомянутых выше работах Г.В. Скорнякова допущение возможности отрицательного производства энтропии в неоднородной термодинамической системе ошибочно. Неоднородность системы может уменьшить среднее по времени и пространству производство энтропии, если при этом наложенные на систему ограничения также усредняются. Но это среднее производство энтропии всегда положительно.

Доказательство теоремы в математике, если оно логически выведено из основных аксиом, не позволяет подвергать ее сомнению, не подвергая сомнению сами аксиомы. Для физических законов это не так. Они должны лишь не противоречить друг другу и подтверждаться в любом чисто поставленном эксперименте. Работы Г.В. Скорнякова не содержат доказательства противоречия второго закона термодинамики какому-либо другому из фундаментальных законов физики и не опираются на какой-либо экспериментальный материал.

Весь опыт человечества, накопленный до сих пор, подтверждает правильность этого закона, и вероятность того, что он ошибочен, столь же мала, как и вероятность того, что частицы газа в замкнутом сосуде самопроизвольно соберутся в одну его половину.

Список литературы

[1] *Скорняков Г.В.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 22. С. 12–14.
[2] *Скорняков Г.В.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 1. С. 35–45.
[3] *Скорняков Г.В.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 1. С. 3–14.
[4] *Климантович Ю.Л.* // УФН. 1989. Т. 158. № 1. С. 59–91.
[5] *Розоноэр Л.И., Цирлин А.М.* // АиТ. 1983. № 1. С. 70–79. Там же. № 2. С. 88–101. Там же. № 3. С. 50–64.
[6] *Орлов В.Н., Розоноэр Л.И.* // X Всесоюз. совещание по проблемам управления. М.: Наука, 1986. С. 187–189.
[7] *Николис Г., Пригожин И.* Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979. 512 с.
[8] *Цирлин А.М.* // ДАН СССР. 1992. Т. 323. № . С. 271–274.
[9] *Цирлин А.М.* Методы усредненной оптимизации и их приложения. М.: Наука–Физматлит, 1979. 304 с.
[10] *Новиков И.И.* // Атомная энергия. 1957. № 3. С. 409–412.
[11] *Curzon F.L., Ahlborn B.* // Amer. J. Phys. 1975. Vol. 43. P. 22–24.
[12] *Mironova V., Tsirlin A., Kazakov V., Berry R.J.* // Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 629–634.

От редакционной коллегии

Второе начало термодинамики является одной из фундаментальных аксиом физики. До сих пор ни один эксперимент не находился в противоречии с этой аксиомой. Поэтому для рассмотрения вопроса о несоблюдении второго начала термодинамики нужны были бы чрезвычайно серьезные основания. Таковых в опубликованных работах нам обнаружить не удалось. В связи с этим редколлегия Журнала технической физики считает нецелесообразным продолжать дискуссию о справедливости второго начала термодинамики на страницах журнала.