# 熱力學의 基本法則의 再公式化

盧 承 卓
<서울大學校 機械工學科>

## 1. 序 論

熱力學은 理工系大學의 모든 學科에서 比較的 重要한 分野로 취급되고 있다. 特히 機械工學에서는 에너지의 變換, 移動現象에 수반된 各種 物性과 연관하여 대단히 重要한 學科目으로 다루어진다. 熱力學의 教育, 活用에 관하여는 이미 긴 역사를 통하여 그 方法이 확립되어 있기는 하다. 그러나 大學教育에서의 學科目의 教授目的이 단지 結果의 導出 및 傳達에만 있는 것이 아니고 過程을 통하여 論理的이고 合理的인 思考能力의 開發에도 있다고 할 때 在來의 工業熱力學에서의 취급방법은 일부 보완되어야 할 것으로 생각된다.

熱力學에서는 基本法則이라고 할 수 있는 熱力學의 第1法則과 第2法則을 公式化하고 이들을 기반으로 많은 문제를 해결하여 나간다. 이들의 公式化에 있어서 사용되는 도구는 一部 당연하다고 받아들여지는 經驗的, 實驗的 事實이다. 흔히 많이 사용하는 방식은 Joule의 實驗과, 사이클과 연관시킨 Planck-Kelvin 또는 Clausius의 서술로서 이들로부터 導出된 結果는 사이클과는 무관한 여러분야에도 사용된다. 따라서 基本法則으로부터 유도된 物理量이라도 사이클 이외의 분야에서 감각적으로 인식하는데에는 많은 시간이 소요되고 경우에 따라서는 저항감마저 느껴진다. 第2法則의 公式化과정에 있어서는 흔히 카노사이클((Carnot cycle)이 사용된다. 이 경우 실제 카노사이클은 실현불가능함을 전제하고 또한 講議에 있어 이를 강조하여 설명하며 이를 기반으로 엔트로피를 說明한다. 또 사이클解析도 이로부터 출발한다. 이와같은 方式에 의하여 도출된 결과는 카노사이클에 주어진 제한사항에 위배됨에도 불구하고 실제 문제의 경우에 잘 부합되는 때도 있다.

따라서, 熱力學의 基本法則은 가능한 한 좀더 一般化된 사실로 부터 出發하여 公式化할 必要가 있으며 비교적 간단하게 설명될 수 있는 카노사이클의 경우도 理想的이 아닌 실제 문제의 특이한 경우로서 취급되어야 할 것으로 생각된다. 또한 熱力學의 教育에 있어 時間의 概念, 可用에너지의 活用등으로 사이클이 아닌 단순한 過程(process)에 대한 해석을 補完하여야 할 것이다. 이를 통하여 지금까지 주로 많이 취급하여온 Thermostatics 뿐 아니라 Thermodynamics에 관한 접근도 용이하고 자연스럽게 이루어질 수 있을 것이다.

## 2. 完全微分과 不完全微分

基本法則을 理解하는데 필요한 重要한 數學的 知識中의 하나는 完全微分(perfect 또는 exact differential)과 不完全微分이다. 식

$$P(x,y,z)dx+Q(x,y,z)dy+R(x,y,z)dz \tag{1a}$$

에서

$$P(x,y,z)dx+Q(x,y,z,)dy$$
$$+R(x,y,z)dz=df(x,y,z) \quad (1b)$$

를 만족시키는 함수 $f(x,y,z)$가 存在할 때 식 (1a)는 完全微分이라고 말한다. 完全微分의 경우 微分方程式

$$P(x,y,z)dx+Q(x,y,z)dy$$
$$+R(x,y,z)dz=0 \quad (1c)$$

은 解

$$f(x,y,z)=C(\text{常數}) \quad (1d)$$

를 가지며 다음과 같이 여러가지로 말할 수 있다.

(1) 포텐셜 $f(x,y,z)$가 存在한다.

(2) 線積分 $\int_1^2[P(x,y,z)dx+Q(x,y,z)dy+R(x,y,z)dz]$

은 積分經路에 무관하고 狀態$(x_1,y_1,z_1)$과 $(x_2,y_2,z_2)$에만 관계되는 解

$$f(x_2,y_2,z_2)-f(x_1,y_1,z_1)$$

을 갖는다.

(3) 폐쇄곡선 즉 사이클에 대한 積分은

$$\oint[P(x,y,z)dx+Q(x,y,z)dy+R(x,y,z)dz]=\oint df(x,y,z)=0$$

이 成立된다.

식 (1a)가 不完全微分인 경우에 식 (1a)의 각 項에 $\mu(x,y,z)$를 곱하여

$$\mu Pdx+\mu Qdy+\mu Rdz=\mu\delta W \quad (2a)$$

로 바꾸어 쓸 때 식 (2a)는 完全微分일 수도 있다. 여기서 $\delta W$는 식 (1a)를 편의상 간편히 표시한 것에 불과하며 이러한 함수 $W$가 存在하는 것을 뜻하지는 않는다. 식 (2a)가 完全微分이라면

$$\mu Pdx+\mu Qdy+\mu Rdz=\mu\delta W$$
$$=dF(x,y,z) \quad (2b)$$

로 쓸 수 있고 이때 $\mu(x,y,z)$를 積分因子(integrating factor)라고 부른다. 이는 바꾸어서

$$Pdx+Qdy+Rdz=\delta W=0$$

의 解가 存在하면, 즉

$$\mu Pdx+\mu Qdy+\mu Rdz=\mu\delta W$$
$$=dF(x,y,z)=0,\quad F(x,y,z)=C$$

이면 식 (1a)에는 積分因子 $\mu(x,y,z)$가 存在한다고 말할 수 있다. 그러나 식 (2b)에서와 같이 항상 積分因子가 存在하지는 않는다. 다만 獨立變數가 2개인

$$M(x,y)dx+N(x,y)dy=\delta W(x,y) \quad (3a)$$

에서는

$$M(x,y)dx+N(x,y)dy=0 \quad (3b)$$

$$\frac{dy}{dx}=-\frac{M(x,y)}{N(x,y)} \quad (3c)$$

이고, 이는 $x-y$ 平面上의 모든 點에서 기울기를 알 수 있으므로 식 (3c) 또는 식 (3b)를 만족하는 解가 存在함을 알 수 있다. 즉 식(3a)는

$$\mu(x,y)M(x,y)dx+\mu(x,y)N(x,y)dy$$
$$=\mu(x,y)\delta W(x,y)=dx(x,y)=0 \quad (3d)$$

를 만족하는 解

$$F(x,y)=C \quad (3e)$$

와 積分因子 $\mu(F,y)$가 항상 存在한다. 이는 獨立變數가 2개인 경우에 局限된 數學的 性質이다.

熱力學에서 不完全微分으로 알려져 있는, 시스템으로의 熱傳達量 $\delta Q$가 2個의 獨立 變數만의 경우라면

$$\delta Q=dU+P(t,V)dV \quad (4a)$$

또는

$$\delta Q=\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_V dt+\left[\left(\frac{\nu U}{\partial V}\right)_t+P(t,V)\right]dV$$
$$=M(t,V)dt+N(t,V)dV \quad (4b)$$

로 表現되므로 $\delta Q$를 完全微分化할 수 있는 積分因子가 存在함은 순수한 數學的 處理에 의하여 증명된다. 즉

$$\frac{\delta Q}{T(t,V)}=dS(t,V) \quad (4c)$$

와 같은 積分因子 $1/T$이 존재하고 엔트로피라고 부르는 完全微分量 $S$가 존재함을 알 수 있다. 따라서 엔트로피의 存在를 위하여 더 이상의 物理的 法則을 必要로 하지 않는다. 그러나

$$\delta Q=Y_1dx_1+Y_2dx_2+Y_3dx_3+\cdots\cdots$$

와 같은 3變數이상의 一般的인 경우에는 위의 서술이 적용되지 않으므로 엔트로피의 存在를 위하여 物理的 法則이 必要하게 된다.

## 3. 熱力學의 接近方法

熱力學의 基本法則의 公式化는 여러 方法에 의하여 이루어지고 있으나 工學分野에서는 대체로 Joule의 實驗, Planck-Kelvin과 Clausius의 서술등을 근거로 카노사이클을 導入하여 公式化한다. 여기서 公式化란 증명에 의하여 이루어진 것이 아님을 뜻한다.

### 3.1. Joule의 實驗과 熱力學의 第1法則

J.P. Joule은 1843年(有名한 카노사이클의 論文發表는 1824年임) 그림 1과 같은 잘 단열된 견고한 용기내의 물에, 질량 m의 추가 연결된 휘젓기날개(paddle wheel)를 사용하여 mgh에 해당하는 일을 전달시키고 물의 상태가 변화된 것을 다시 냉각과정에 의하여 최초상태로 변화시

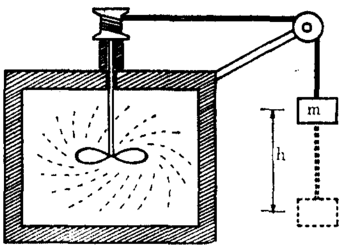



그림 1 Joule의 實驗裝置

켜서 물의 狀態變化過程이 사이클을 이루는 實驗을 수행하였다. 그 결과 사이클동안에 주어진 일량과 방출되는 열량사이에는 일정한 관계가 있음을 확인하였다. 이를 수식으로 표시하면

$$\oint \delta Q = \oint \delta W \tag{5a}$$

이므로 이로부터

$$\oint (\delta Q - \delta W) = 0 \tag{5b}$$

즉

$$\delta Q - \delta W = dU \tag{5c}$$

라는 完全微分量 $U$가 存在함을 말할 수 있고 이것을 시스템의 性質로서 받아들여 內部에너지라고 부른다. 또한 식 (5c)로서 시스템의 에너지 保存에 대한 法則 즉, 熱力學의 第1法則을 公式化 하였다고 말한다. 다만 이 경우 熱量 $\delta Q$에 대한 定義가 明確하지 않은 點이 있다.

### 3.2. 熱力學의 第2法則에 대한 설명

(1) Plank-Kelvin의 서술

1851年에 發表된 Kelvin(W. Thomson)의 表現에 M. Plank의 사이클개념을 추가하여 종합하면 "단일 열원으로부터 열전달을 받아 사이클의 過程으로 일로 變換시킬 수 있는 熱機關을 製作할 수는 없다"고 表現할 수 있다.

(2) Clausius의 서술

1850年에 發表된 論文을 通하여 R. Clausius는 熱은 低溫部로부터 高溫部로 自然的으로 傳達되지는 않는다."고 表現하였다.

위의 두 서술의 대등성은 쉽게 증명할 수 있으며 이로부터 카노사이클을 도입하고 $\sum \frac{Q_i}{T_i} \leq 0$의 Clausius 不等式을 구할 수 있으며 여기서 엔트로피를 定義한다. 동시에 $\Delta S \geq \frac{\Delta Q}{T}$가 유도된다.

(3) Hatsoplulos와 Keenan의 統一된 方法 (unified method)

Hatsopoulos와 Keenan은 安定平衡의 法則 (law of stable equilibrium)을 더욱 基本的法則이라고 생각하여 이로부터 現在까지 우리가 使用하여온 모든 熱力學의 法則을 유도하여 증명하였다. 따라서 熱力學의 第1法則(1st law), 第2法則(2nd law)등은 熱力學의 第1原理(The first principle of thermodynamics), 第2原理 (2nd principle)로 불리운다. 基本假定을 하나로 統一하였으므로 바람직한 방법이나 초보자에게는 理解하기에 약각 어려운 점이 있다. 이를 比較的 쉽게(그러나 筆者가 볼때는 역시 복잡하다) 說明한 책이 최근 발간된 Haywood의 Equilibrium Thermodynamics for Engineers and Scientists (1980)이다.

(4) Carathéodory의 方法

엔트로피의 存在를 數學的으로 處理한 것으로 1909年에 Carathéodory에 의하여 제안된 方法으로 "熱力學的 시스템의 平衡狀態 주위에는 그

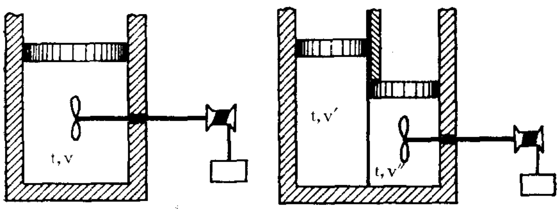
시스템의 初期狀態로 부터 可逆斷熱過程에 의하여 도달할 수 없는 狀態가 存在한다"는 서술을 第2法則의 근거로 삼았다. 이로부터 數學的 方法에 의하여 $\delta Q$ 에 대한 積分因子가 存在함을 증명하고 엔트로피를 유도하였다. 이것은 엔트로피의 存在에 대한 대단히 明確한 방법이나 數學的 處理가 복잡하며 최근까지 Zemansky, Sears, Landsberg 등 많은 學者들에 의하여 비교적 쉽게 해석되어 왔다.

(5) Callen의 方法

熱力學의 第1法則, 第2法則을 경험적 사실로 부터 公式化하는 대신 시스템에는 내부에너지 $U$ 와 또한 엔트로피 $S$ 라고 부르는 量이 내부에너지 $U$ 와 體積 $V$ 의 函數 즉 $S=S(U, V)$ 로 存在한다고 가정하여 이를 기본으로 받아들이는 方法이다. 모든 解析이 간략하나 物理的 說明이 부족하다.

## 4. 基本法則의 公式化

Joule의 實驗結果는 앞절에서와 같이 熱과 일의 對等性내지는 사이클로 解析하여 第1法則을 公式化하는 基盤으로 삼을 수 있다. 그러나 이를 좀더 확장하여 해석할 수도 있다.




(a) (b)

**그림 2** 一般化된 Joule의 實驗裝置

그림 2(a)는 體積이 變化될 수 있는 斷熱容器내의 流體에 휘젓기날개가 設置된 확장된 Joule의 實驗裝置이며 그림 2(b)는 두개의 실린더로 이루어지고 그 사이는 透熱壁(diathermal wall)으로 만들어져 있는 장치이다. 주어진 시스템의 狀態 $a$ 는 여러 過程을 지나 最終狀態 $b$ 에 도달한다. 이때의 體積 $V_b$ 또는 $(V_b', V_b'')$가 $(V_a', V_a'')$과 同一한 경우를 생각하자. 편의상 시스템의 狀態는 體積 $V$ 또는 $(V,' V'')$과 임의로 定義된 溫度로 잡는다. 반복된 실험을 통하여 다음과 같은 一般化된 結論을 얻을 수 있다.(그림 3참조)

結論(1) : 密閉시스템의 斷熱過程에서 狀態 $a$ 와 $b$ 의 變形變數(deformation variable, 例 體積)가 同一할 때 두 狀態사이에 수행된 일의 양은 過程에 관계없이 항상 同一하다.

結論(2) : 斷熱過程동안에 수행된 일은 "陰(−)($W_{ad}<0$)"이며, 즉 일은 시스템으로 주어져야 하며 理想的인 경우에 일 $W_{ad}=0$ 이다.

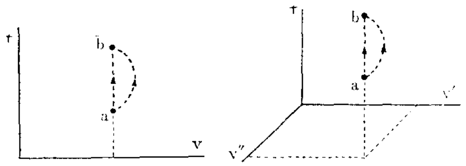
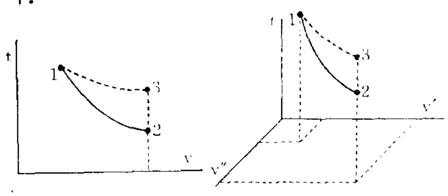



**그림 3** 一定한 變形變數를 갖는 狀態變化

다음 그림 4와 같이 理想的인 過程($W_{ad}=0$)으로 임의의 상태 1로부터 斷熱過程을 통하여 體積 $V$ 또는 $(V,' V'')$을 變化시키는 實驗을 수행한다. 이로부터 다음과 같은 結論에 도달할 수 있다.




(a) (b)

**그림 4** 斷熱過程의 狀態變化

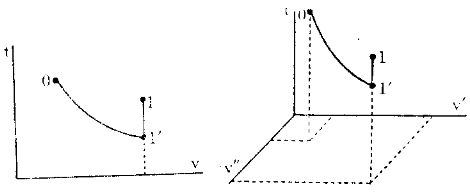
結論(3) : 理想的인 過程을 따라 시스템의 임의의 狀態 1로부터 斷熱過程을 통하여 도달할 수 있는 주어진 變形變數(例 體積)를 가지는 狀態 2는 唯一하다.

이는 結論(2)로 부터 쉽게 증명할 수 있다. 즉 同一한 變形變數 $V_2$ 또는 $(V_2', V_2'')$에서 상이한 狀態3이 存在한다면 理想的인 2-1-3의 過程에서 $W_{ad}=0$ 이므로 狀態3은 狀態2와 同一하여야 한다. 위와같은 結論들로 부터 다음과 같

은 公式化가 가능하다.

#### 4.1. 熱力學의 第1法則

임의의 基準狀態 0으로부터 주어진 狀態1까지 斷熱過程에 의하여 도달할 때 所要되는 일 $W_{ad}$는 過程에 관계없이 同一함을 그림 5를 참조하여 쉽게 알 수 있다. 그림 5(a) 또는 그림 (b)에서, 주어진 狀態1과 同一한 變形變數 $V$ 또는 $(V,'V'')$을 가지며 상태 0으로 부터 理想的으로 도달할 수 있는 상태 1'이 存在한다. 結論(2)에 따라 상태 0과 1' 사이의 斷熱일은 $W_{ad}=0$이며 結論(1)에 따라 상태 1'과 상태 1 사이의 斷熱일은 一定하다. 즉 상태 0과 상태 1 사이의 단열일은 과정에 관계없이 일정하며 이 일정한 단열일은 기준점 0과 상태 1만의 函數로 주어진다. 즉




(a) (b)

그림 5 斷熱過程에서의 일

$$-W_{ad}=U(t_1, V_1)-U_0(t_0, V_0)$$

또는 $-W_{ad}=U(t_1, V_1', V_1'')-U_0(t_0, V_0'\ V_0'')$

으로 표시되어 函數 $U$는 포텐셜의 意味를 갖게 된다. 基準點 및 基準點에서의 函數값 $U_0$를 적절히 부여함으로서 임의의 상태에서 함수값 $U(t, V)$ 또는 $U(t, V,'V'')$는 상태 0과 상태 1 사이의 斷熱일로 나타나며 이를 시스템의 內部에너지라고 부른다. 만일 임의의 두 상태간의 斷熱變化에 대하여 이를 쓴다면

$$-W_{ad_{12}}=U(t_2, V_2)-U(t_1, V_1) \qquad (6a)$$

또는 $-W_{ad_{12}}=U(t_2, V_2', V_2'')$

$$-U(t_1, V_1', V_1'') \qquad (6b)$$

이 될 것이며 두 상태간의 變化量이 微小量인 경우

$$-\Delta W_{ad}=\Delta U(t, V) \qquad (6c)$$

또는 $-\Delta W_{ad}=\Delta U(t, V,'V'')$ (6d)

으로 표시된다.

위의 식들은 모두 斷熱過程에 대한 것으로 단열과정이 아닌 一般的인 경우 等式은 成立되지 않는다. 따라서 이를 一般化하면 식 (6a), (6b)의 경우에는

$$Q_{12}=U(t_2, V_2)-U(t_1, V_1)+W_{12} \qquad (7a)$$

또는 $Q_{12}=U(t_2, V_2', V_2'')$

$$-U(t_1, V_1', V_2'')+W_{12} \qquad (7b)$$

식 (6c), (6d)의 경우는

$$\Delta Q=\Delta U+\Delta W \qquad (7c)$$

로 표시된다. 만약 微小量을 微分式으로 쓸 수 있는 경우에는

$$\delta Q=dU+\delta W \qquad (7d)$$

로 쓸 수 있으며 $Q_{12}, W_{12}$, 또는 $\Delta Q, \Delta W$는 일반적으로 두 상태뿐 아니라 過程에도 의존하는 量이다. 식 (7)에서 等式을 만족시키기 위하여 도입된 $Q_{12}$ 또는 $\Delta Q$를 과정에서의 熱로 定義할 수 있다. 식 (7)을 그림 6과 같은 시스템의 두 狀態變化에 適用시킬때 이 식들은 에너지 保存을 나타내는 것으로 解析할 수 있으며 熱은 일이외의 量에 의하여 나타나는 시스템의 內部에너지 變化로 解析할 수 있을 것이다.


그림 6 閉鎖시스템에서의 에너지 保存

#### 4.2. 熱力學의 第2法則

(1) 理想的인 斷熱過程에서 非交叉曲面의 存在, 熱力學的 溫度와 엔트로피

그림 4(a)에서 說明된 것과 같이 理想的인 斷熱過程에서 주어진 變形變數 $V_2$ 또는 $(V_2', V_2'')$에 대하여 임의의 상태 1을 지나는 상태 2는 유일하므로 상태 2의 변형변수를 변화시킬때 상태 1을 지나는 非交叉曲面

$$\sigma(t, V)=C \qquad (8a)$$

또는 $\sigma(t, V,'V'')=C$ (8b)

가 存在함을 알 수 있다. 여기서 $C$는 상태 1에 의하여 決定되는 常數이다. 이것의 意味는

$$\delta Q^\circ=0 \Longleftrightarrow \sigma(t, V)=C \qquad (9)$$

$$\text{또는 } \sigma(t, V,', V'')=C$$

에서 重要性을 찾을 수 있다. 여기서 $\delta Q^{\circ}$ 는 理想的인 過程에서의 熱傳達量 $\delta Q$ 를 뜻하며 不完全微分式 $\delta Q^{\circ}=0$ 을 만족시키는 解 $\sigma(t, V)=C$ 또는 $\sigma(t, V', V'')=C$ 가 存在한다는 것이다. 이는 當然히 $\delta Q$ 에는 적절한 積分因子가 存在하여 完全微分化될 수 있음을 意味한다. 그림 2(b)에서와 같은 시스템의 경우에 비교적 간단한 數學的 處理를 통하여

$$\delta Q^{\circ}=\lambda(t, V', V'')d\sigma(t, V', V'') \quad (10)$$

를 얻고 積分因子 $\lambda(t, V', V'')$에서 다시 溫度만의 函數를 분리하여

$$\delta Q^{\circ}=T(t)dS \quad (11)$$

와 같이 積分因子를 임의의 溫度 $t$ 만의 函數로 나타낼 수 있음을 증명하면 熱力學的 溫度 $T$와 엔트로피 $S$를 定義할 수 있다.

(2) 實際過程과 엔트로피 生成

위의 結果는 理想的 斷熱過程에만 適用된다. 실제 단열과정의 경우를 그림 7에 나타내었다.

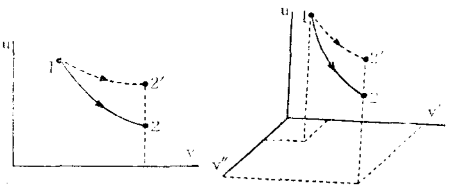


그림 7 實際過程에서의 狀態變化

상태 1로부터 주어진 變形變數 $V_2$ 또는 $(V_2', V_2'')$에 도달할 수 있는 상태 2는 理想的 斷熱過程에서는 2로서 유일하며 실제과정에서는 $W_{ad}<0$ 이어야 하므로

$$U_2'(t_2, V_2)>U_2(t_2, V_2)$$

또는 $U_2'(t_2, V_2', V_2'')>U_2(t_2, V_2', V_2'')$ (12)

이어야 한다. 그러면 식(11)에 따른 엔트로피 變化는

$$\begin{aligned} S_2'-S_1 &= S_2'-S_2 \\ &= {}_R\!\int_2^{2'} \frac{\delta Q^{\circ}}{T} \\ &= \int_2^{2'} \frac{dU}{T}>0 \end{aligned} \quad (13)$$

이 된다. 여기서 식 (7d)의 $\delta Q^{\circ}=dU+\delta W$에서 變形體積이 一定한 理想過程 $R$ 을 使用하였다. 즉

$$S_2'-S_1=\theta>0 \quad (14)$$

을 얻는다. 여기서 $\theta$를 生成엔트로피라고 부르며 이상적인 과정에서는 0, 실제과정에서는 0보다 큰값을 갖는다. 이를 非斷熱過程에 확장시켜

$$S_2-S_1=\sum\frac{Q_i}{T_i}+\theta \quad (15)$$

의 關係를 구할 수 있을 것이다. 즉 $\sum\frac{Q_i}{T_i}$는 시스템으로의 엔트로피 플럭스, $\theta$는 과정간의 生成엔트로피를 뜻하고 $S_2-S_1$이 시스템의 엔트로피 變化量이다.

## 5. 熱力學의 第2法則과 연관된 叙述의 확인

### 5.1. Planck-Kelvin의 叙述

그림 8을 참조하여 Planck-Kelvin의 第2法則에 對한 叙述을 확인할 수 있다. 식(15)를 熱源이 1개뿐인 사이클에 適用하면

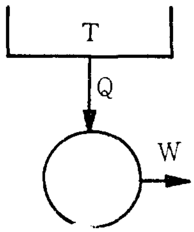



그림 8 單一熱源을 갖는 사이클

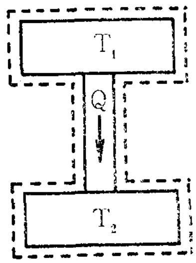



그림 9 두 熱源사이의 熱傳達

$$S_2-S_1=0=\frac{Q}{T}+\theta \quad (16)$$

$$\frac{Q}{T}=-\theta\leq 0 \quad (17)$$

으로부터 $Q\leq 0$ 이므로 發生일 $W\leq 0$ 으로 單一熱源에 의한 熱機關은 成立되지 않는다.

### 5.2. Clausius의 叙述

그림 9에서, 小시스템 1에서 小시스템 2로의 熱傳達量을 $Q$라고 할 때 전체 시스템에서의 엔트로피 變化量은

$$S_2-S_1=\frac{Q}{T_2}-\frac{Q}{T_1}$$

이고 시스템 전체는 斷熱시스템으로 생각할 수 있

으므로 식 (15)에서

$$\frac{Q}{T_2}-\frac{Q}{T_1}=\theta\geq 0$$

이다. 따라서 다음이 成立된다.

$$\begin{aligned}&\text{i) } Q>0\;;\;T_1>T_2\\&\text{ii) } Q<0\;;\;T_1<T_2\\&\text{iii) } Q=0\;;\;T_1=T_2\end{aligned}\tag{18}$$

### 5.3. 카노사이클의 效率

그림 10과 같은 2恒溫熱源 사이클에서 1사이클에 대하여 다음의 두 식이 成立된다.

$$Q_H-Q_L=W\tag{19}$$

$$S_2-S_1=\frac{Q_H}{T_H}-\frac{Q_L}{T_L}+\theta=0\tag{20}$$

效率을

$$\eta=\frac{W}{Q_H}=1-\frac{Q_L}{Q_H}\tag{21}$$

로 定義하고 이를 위의 두 식을 利用하여 表現하면

$$\eta=1-\frac{T_L}{T_H}-\frac{T_L}{Q_H}\theta\tag{22}$$

이며 $\eta$의 最大값은 $\theta=0$에서 얻어진다. 즉 最大效率 $\eta_C$는

$$\eta_C=1-\frac{T_L}{T_H}$$

이다.

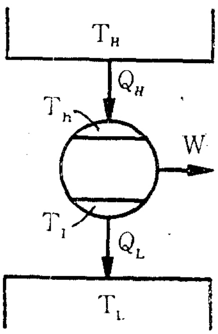



**그림 10** 두 恒溫熱源사이에서의 熱機關

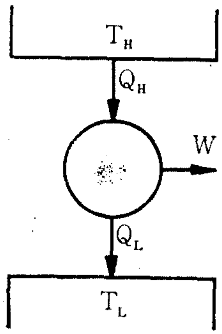



**그림 11** 두 恒溫熱源사이에서 最大 일을 갖는 熱機關

## 6. 熱力學 敎育에서의 內容補完의 必要性

### 6.1. 最大 效率과 最大 일

機械工學에서, 熱力學의 많은 問題가 效率을 最大化시키는 문제로 歸結된다. 特히 動力發生사이클과 연관하여, 주어진 熱源사이에서의 最大效率을 갖는 사이클로 카노사이클이 자주 引用된다. 그림 11과 같은 두 等溫熱源(溫度 $T_H$, $T_L$)사이에서의 最大效率은 앞에서 설명된 것과 같이

$$\eta_{max}=1-\frac{T_L}{T_H}\tag{23}$$

로 주어진다. 이는 熱機關의 사이클이 각각 두개의 等溫과 斷熱過程으로 된 경우 等溫部인 $T_h$와 $T_l$이 바로 각각 $T_H$, $T_L$의 溫度를 갖는 경우이다. 이렇게 계산된 사이클 效率이 어떠한 실제의 경우에도 근사하지 않음은 잘 알려져 있다 따라서 이 경우는 理論的으로 추구할 수 있는 最大效率로 취급하고 技術의 發達에 따라 언젠가는 接近되어갈 수 있는 效率로 생각하기 쉽다. 예를 들면 1,000K와 300K사이에서의 최대효율은 $\eta_{max}=70\%$이다. 더우기 이러한 카노사이클은 熱力學의 第2法則과 연관하여 엔트로피를 誘導하는데 重要한 役割을 한다. 따라서 熱力學은 실제와는 거리가 먼 理論的으로만 가능한 解析을 할 수 있는 것으로 초보자들은 생각하게 된다. 그림 11의 사이클을 실제 작동시키면 熱源과의 熱交換은

$$Q_H=U_HA_H\tau_H(T_H-T_h)\tag{24}$$

$$Q_L=U_LA_L\tau_L(T_l-T_L)\tag{25}$$

로 이루어진다. 여기서 $U$, $A$는 각각 熱貫流率과 熱交換面積이고 $\tau$는 사이클동안의 熱傳達이 이루어지는 時間이다. 사이클의 效率이 식 (23)에 주어진 값을 갖기 위하여는

$$T_h=T_H,\quad T_l=T_L\tag{26}$$

이 되어야 함은 분명하다. 따라서 最大效率을 갖기 위하여는 事實上 熱傳達이 없는 상태가 되고 出力은 $W=0$이 된다. 理論값에서 약간 벗어난 경우는 $T_h$, $T_l$이 $T_H$와 $T_L$에 극히 접근된 경우로 생각할 수 있으나 이때의 出力은 대단히 작은 값으로 나타난다. 따라서 주어진 出力을 얻기 위하여는 형체가 큰 熱機關이 必要하게 되고 이는 經濟性을 고려한 실제 문제에서 의미를 잃게된다.

식 (24)와 식 (25)에서 出力 $W$를 最大로 하는 상태에서 熱效率을 구하면, 그 結果는

$$\eta_W = 1 - \frac{T_l}{T_h} = 1 - \frac{\sqrt{T_L}}{\sqrt{T_H}} \qquad (27)$$

로 계산된다. 앞에서와 같이 1,000K와 300K의 熱源을 사용할 때 $\eta_W=45\%$로서 比較的實用的으로 使用되는 熱機關의 效率에 가까운 값으로 나타난다. 이 경우는 高溫部로 부터의 熱量 $Q_{H0}$가 있어서 식 (24)에 따른 熱傳達量 $Q_H$를 熱機關으로 보내고 나머지 $Q_{H0}-Q_H$는 無用하게 직접 低熱源으로 보내는 것으로 생각하여 이때의 生成엔트로피의 $\theta$를 最小化시키는 問題로 대치시킬 수 있다. 이로서 生成엔트로피에 意味를 부여하고 카노사이클의 경우도 실제문제에 접근시켜 理解를 도울 수 있다.

### 6.2. 熱力學 關係式에 있어서 時間槪念의 强調

熱力學에서 使用되는 에너지식이나 엔트로피식에서 時間은 많은 경우 외부로 나타나지 않는다. 예를들어 단순압축팽창시스템에서

$$\delta\theta = dU + PdV \text{ 또는 } TdS = dU + PdV$$

는 흔히 使用되는 식이다. 이 식에서 각각의 變化量에 대한 獨立變數는 時間임을 初期단계에서부터 使用함이 편리하다. 이에 따르면 위의식은

$$\dot{Q} = \dot{U} + P\dot{V} \qquad (28)$$

또는 $$T\dot{S} = \dot{U} + P\dot{V} \qquad (29)$$

으로 쓸 수 있다. 이의 편리한 점의 하나는 可逆, 非可逆과 연관된 사항이다. 시스템이 가역적으로 과정을 지날때 시스템의 상태는 平衡을 이루어야 한다. 그러나 일의 계산에서 體積變化가 있어야 하므로 平衡이 유지될 수는 없으므로 흔히 變化率이 대단히 적은 경우로 假定한다. 한편 피스톤—실린더내의 氣體시스템에서 피스톤의 速度가 5~10m/S인 경우는 흔히 많이 있으며 이때의 變化率이 充分히 느린 경우에 해당하는지는 분명하지 않다. 따라서 어떤 변화가 發生되는데 所要되는 時間이 $\tau$, 교란된 시스템이 다시 平衡을 찾는데 所要되는 特性時間, 즉 완화시간(relaxation time)을 $\tau_{ch}$라 할 때 $\tau_{ch} < \tau$인 경우 可逆的으로 취급한다면 무리가 없을 것이며 이 目的을 위해서는 時間槪念의 도입이 좋을 것으로 생각된다.

### 6.3. 可用에너지, 엑서지의 普遍化

많은 熱力學的 問題가 사이클이 아닌 過程에 대하여 나타난다. 또 우리가 다루는 거의 모든 問題가 결국은 大氣狀態를 基準으로 하고 이를 根源으로 어루지는 것이므로 시스템의 周圍條件을 적당한 標準狀態로 주고 과정이 일어날때 理論的으로 추구할 수 있는 값과 실제 값을 比較하는 것이 合理的이다. 이러한 目的으로 사용될 수 있는 量이 可用에너지(available energy)와 엑서지(exergy)이다. 이양은 에너지, 엔트로피의 식으로부터 비교적 간단하게 유도되므로 이를 많은 실제문제에 適用시키는 것은 熱力學의 教育에 있어 重要한 問題라 생각된다.

大氣條件(溫度 $T^*$, 壓力 $P^*$)의 큰 시스템과 접촉하여 수행되는 密閉시스템에서

$$Q^* - W' = U_2 - U_1 \qquad (30)$$

$$S_2 - S_1 = \frac{Q^*}{T^*} + \theta_S \qquad (31)$$

의 식이 쓰여지고 이로부터

$$W' = (U_1 - U_2) - T^*(S_1 - S_2) - T^*\theta_S \qquad (32)$$

가 얻어진다. 두 상태 1과 2사이의 過程에서 얻어지는 일 $W'$ 중에서 $P^*(V_2-V_1)$의 일은 시스템이 大氣로 행한 일로서 실제 有用한 일은

$$W_u = W' - P^*(V_2 - V_1) = (U_1 + P^*V_1 - T^*S_1) - (U_2 + P^*V_2 - T^*S_2) - T^*\theta_S \qquad (33)$$

가 되며 이의 최대값은 $\theta_S=0$에서

$$W_{u\max} = (U_1 + P^*V_1 - T^*S_1) - (U_2 + P^*V_2 - T^*S_2) \qquad (34)$$

가 된다. 이를 狀態1과 2사이의 可用에너지라고 부른다. 실제 일 $W_u$가

$$W_u \le W_{u\max} \qquad (35)$$

은 당연하다. 따라서 이로부터 過程에서의 效率을

$$\epsilon = W_u / W_{u\max} \qquad (36)$$

로 定義할 수 있다. 可用에너지 자체의 最大값

은 식 (34)에서 상태 2가 大氣狀態로 되는 경우이므로 이때의 값은 엑서지 $\varepsilon_{cl}$이라하면

$$\varepsilon_{cl}=(U+P^*V-T^*S)$$
$$-(U^*+P^*V^*-T^*S^*)$$

로 쓸 수 있고

$$W_{umax}=\varepsilon_{cl_1}-\varepsilon_{cl_2}$$
$$W_u=\varepsilon_{cl_1}-\varepsilon_{cl_2}-T^*\theta_S$$

가 成立된다. 이를 開放시스템에 확장하는 것은 간단한 문제이다.

## 7. 結 語

지금까지 보인 새로운 方法에 의한 熱力學의 基本法則의 公式化過程 및 檢證, 實際問題에의 適用實例로 부터 다음과 같은 提案을 할 수 있다.

(1) 熱力學의 基本法則의 公式化에 있어서 在來方法의 使用도 좋으나 理解와 適用可能性의 側面에서 좀더 一般化된 事實에서 出發한 새로운 方法의 導入이 바람직하다.

(2) 熱力學的 可逆, 非可逆性과 聯關하여 基本法則의 公式化過程에서의 時間槪念의 導入은 重要하다.

(3) 動力機關의 解析에 있어서 理論的인 最大效率의 觀點뿐아니라 實際的인 最大일의 發生이 並行取扱되어야 하며 生成엔트로피의 槪念에 의해 效果的으로 說明될 수도 있다.

(4) 단순한 사이클이 아닌 熱力學的 過程에 대한 問題 및 周圍條件을 考慮한 解析의 境遇, 可用에너지, 엑서지의 普遍化가 必要하다.

(5) 生成엔트로피槪念을 多樣한 熱力學問題에 適用하여 기존 解析方法에 대한 補完 및 檢討가 要求된다.

(348페이지에서 계속)

2. Comte Bellot; Anémomètre à fil chaud CEA, EDF, 1973.
3. F.H. Champagne et al; Turbulence Measurements with inclined hot-wires, J. Fluid Mech. Vol. 28, Part 1, pp. 153—175, 1967.
4. H. Burnage et al; Ecoulement autour d'une soupape d'admission, Mesures de Turbulence, Nov. 1980.
5. J.O. Hinze; Turbulence, McGRAW-HILL, 1975.
6. N.K. Tutu and R. Chevray; J. Fluid Mech. Vol. 71, Part 4, pp. 785—800, 1975.
7. W. Frost and T.H. Moulden; Handbook of Turbulence Vol. 1, 1977.