

エントロピー代謝系としての一般システム

河 宮 信 郎

1. 序論

エントロピー増大則の呵責ない現れのひとつが、温室効果ガスやフロンガスによる大気汚染である。ひとたび大気中に拡散した有害物質を回収する術はなく、ただ排出規制によって増大の速度を抑えることができるのみである。あえて回収をはかれば、その過程でそれらの物質の回収によるエントロピー減少をはるかに上回るエントロピー増大が生じてしまう。工業文明の究極の制約要因がエントロピー問題であることは疑いないであろう。

そこで、本稿では、さまざまな技術的なシステムを含む実在システム一般——概念システムと対照される——のはたらきをエントロピー代謝という視点から考察する。このアプローチは1976年に槌田敦によって提起され⁽¹⁾、生命系・技術文明論・水循環などに適用された⁽²⁾⁽³⁾。その後、この視点から光合成のエントロピー代謝が勝木⁽⁴⁾によって、技術史的考察および地表システムのエントロピー代謝論が河宮によって展開された⁽⁵⁾⁽⁶⁾。また勝木は、エントロピー論的な視点から統一的な自然像を構成する——従来のエネルギー的な視点からのそれと対比して——という興味ある試みを続けている⁽⁷⁾。

熱機関におけるエネルギー変換や生命系における物質・エネルギー代謝は周知のことであるが、それに伴うエントロピー代謝については、槌田の指摘(2)まであまり注意が払われなかった。エントロピー代謝における障害はシステムの持続性に対するもっとも重大な脅威であり、このことは自然・技術・社会などの複合システムにもあてはまる。本稿では、このエントロピー代謝の視点を開放システムの一般理論に組み込む。こうした考察は、技術の歴史的評価および環境との関連を論じる場合の基礎理論になる

と考えられる。

まず、システムとは「要素（部分）の集合が特定の関連をもち、要素だけでは出てこないような機能を示すもの」として定義される⁽⁸⁾。その上に、システムの基本的要件として① 切断—境界, ② 自己保存, ③ 変換作用素 $T: x \rightarrow y$ (入力→出力) があることを北川が指摘した⁽⁹⁾。彼はこの要件をもととは情報理論の思考枠として提唱したのであるが、これは実在開放システムの熱学的規定にもなっている。

まず「切断」と「全体」のなかから特定の系を切り出すことである。したがって、システムは境界をもつ。これにより区分された系は全体系とは熱学的に異なった状態にあると考えられる。実際、システムが常に外界と同一であれば、「自己保存」や「変換作用」も起こりえない。つまり「自己保存」や「変換」も熱学的な意味での駆動因——非平衡熱学的ポテンシャル——の消耗を代償としてはじめて実現される⁽¹⁰⁾。

以下では、まずシステムの物的な入・出力を保存則の視点から定式化する。そのもとで熱・機械系 (thermo-mechanical system), ついで化学・熱・機械系 (chemico-thermo-mechanical system) のエントロピー代謝を論じる。

2. 一般開放システムの状態と物的入・出力

一般の開放システム（ただし概念システムではなく実在システム）における物的な状態の変化は、エネルギー (E) 保存則, 物質 (M) 保存則（相対論的プロセスは別に論じる）, エントロピー (S) 増大則から以下のように表せる⁽¹⁰⁾（図1参照）。

$$E \text{ 変化} \quad \Delta E = \varepsilon_{\text{in}} - \varepsilon_{\text{out}} \quad : E \text{ 流入} - E \text{ 流出} \quad [1]$$

$$M \text{ 変化} \quad \Delta M = m_{\text{in}} - m_{\text{out}} \quad : M \text{ 流入} - M \text{ 流出} \quad [2]$$

$$S \text{ 変化} \quad \Delta S = \sigma_{\text{in}} + \sigma_{\text{out}} - \sigma_{\text{out}} \quad : S \text{ 流入} + S \text{ 生成} - S \text{ 流出} \quad [3]$$

ここで、系の状態量は小文字、そこに出入りする量は小文字で表す⁽¹¹⁾。 σ_{pro} は S 生成——常に正——を意味し、非平衡熱力学で導入されたものである⁽¹²⁾。熱力学の通常を表式では、状態量と非状態量とを区別する。熱や仕事などは非状態量という消極的な規定より、むしろ系から系へ特定の形態で移動するエネルギー量とみるのが適切である。移動量としてのエント

ロピーという規定 (11) は樋田によって提案され、従来の熱力学には明示的には示されていないが、エントロピー流束という概念は単位時間あたりの移動量にほかならない。

定常系およびつねに、循環系では同位相の時点で ΔE , ΔM , ΔS が 0 になる。本稿では特記しないかぎりこれらの系を扱う。それ以外の系では、 E , M , S の変化に応じて系の状態が変化することになる。なお、情報の出入りには保存則が成り立たない。これに関しては稿を改めて論じる。

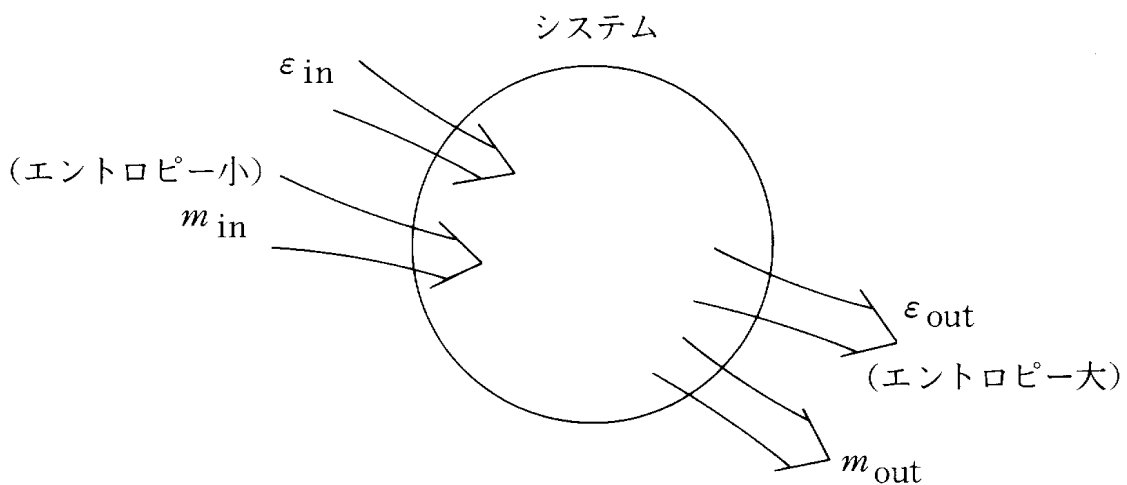


図1. 定常システムの物的入・出力

S (エントロピー) 収支で見ると σ_{in} (ϵ_{in} , m_{in} の関数) よりも σ_{out} (ϵ_{out} , m_{out} の関数) の方が大きい。

【注】この場合、しばしば E , M , S の大きさそれ自体よりも、 E , M の空間的密度およびエネルギーあたりのエントロピー量が系の挙動を規定するのに重要な因子となる。たとえば、断熱膨張で外部に仕事をした熱学系のエントロピーは不変だが、内部エネルギー U は減少している。したがって単位エネルギーあたりのエントロピー、 S/U は増大しており、エネルギーの質が低下したことがわかる。仕事という $\sigma=0$ の (上質の) エネルギーを取り出したのだから、系内のエントロピーを残りのエネルギーが担わなければならない。

3. 熱学系のエネルギー変換

まず熱機関の順行程——熱から仕事への変換——を考える。物質の出入りはなく、 $m_{in}=m_{out}=0$ である。エネルギー収支の式は、熱を q を仕事を w として、

$$\varepsilon_{\text{in}} = q_1, \quad \varepsilon_{\text{out}} = q_2 + w \quad : \quad \varepsilon_{\text{in}} = \varepsilon_{\text{out}} \quad [4]$$

つぎにエントロピー収支 $\Delta S = 0$ を考えよう。高低各熱源の温度を T_1, T_2 とすると、

$$\sigma_{\text{in}} = q_1 / T_1, \quad [5]$$

$$\sigma_{\text{out}} = q_2 / T_2 = \sigma_{\text{pro}} + \sigma_{\text{in}} \geq \sigma_{\text{in}} \quad [5']$$

熱機関としては、与えられた q_1, T_1 に対し、なるべく仕事 w を大きくしたい。それには〔4〕式からわかるように、 q_2 の下限を求めればよい。

$\sigma_{\text{pro}} \geq 0$ を考えて、

$$q_2 = (\sigma_{\text{pro}} + \sigma_{\text{in}}) T_2 \geq \sigma_{\text{in}} T_2 = (q_1 / T_1) T_2$$

こうして、可能な仕事の上限とそれに対応する効率は次式で与えられる。

$$\text{最大仕事} \quad w_{\text{max}} = q_1 (1 - T_2 / T_1) \quad [6]$$

$$\text{カルノー効率} \quad \eta_c = 1 - T_2 / T_1 \quad [7]$$

一般の場合には σ_{pro} に比例した損失が生じ、仕事と効率は次式のようになる (図2参照)。

$$\text{仕事} \quad w = q_1 - q_2 = w_{\text{max}} - \sigma_{\text{pro}} T_2 \quad [8]$$

$$\text{効率} \quad \eta = 1 - T_2 / T_1 - \sigma_{\text{pro}} T_2 / \sigma_{\text{in}} T_1 \quad [9]$$

【系の活動と環境=外界との関係】ここで熱機関と両熱源との関係を、着目した系と環境(外界)との関係として再考しておこう。

外界は系に熱 q_1 (温度 T_1) を供給し、系から熱 q_2 (温度 T_2) を受け取る。外界が均質でなく、高温部分と低温部分を含む——非平衡である——ことが、熱機関の存在(作動)を可能にしている。両熱源を含む外界=環境系のエントロピー収支は、

$$\Delta S_E = \sigma_{\text{out}} - \sigma_{\text{in}} = \sigma_{\text{pro}} \quad [10]$$

当然ながら、生成エントロピーは外界のエントロピーを増大させる。

注意すべきこととして、 $\Delta S_E = \sigma_{\text{pro}} = 0$ の理想過程においてもなお外界には状態の変化が生じている。なぜなら、熱(というよりある量のエントロピー)が高温部から低温部に移動しているからである。もちろん、得られた仕事——これもまた熱機関から外界への出力である——を再投入すると逆向きのエントロピー(熱)移動を生じうるからこの変化は非可逆ではない。ともかく、エントロピーの増減だけでなくその在りかないし移動に着目しないと、外界に生じた状態変化を見逃してしまう。

従来の熱力学テキストの記述では、熱源温度一定（熱容量が無限大）という仮定とエントロピー変化0という結果から、熱機関の外の系にはなにも変化が生じていないかのような誤解が生じやすい。本稿のような記述によって、この欠点が改められ、さらに理想過程と現実過程との共通性と差異が理解しやすくなるであろう。従来の初等テキストでは、可逆性・準静過程という $\sigma_{\text{pro}} = 0$ の成立条件の吟味に紙幅を割き、一般的な定式に触れる余地がない。なお、このような考察は、カルノー機関や蒸気機関のようなバッチ式機関だけでなく、タービン機関のような定常系にも通用する。

理想機関を含めて、熱機関の存立根拠は外界にある不均質性——非平衡性——であることが確認された。そこで、外界に存在する非平衡性、あるいは高温熱 q_1 が環境（低温熱源）に対してもつ非平衡性を調べてみよう。

【非平衡性の測度】 q_1 が伝導で低温熱源に流れこんだとすると、温度 T_2 の熱になり、 q_1/T_2 のエントロピーをもつことになる。もとの状態のエントロピー q_1/T_1 との差 σ_0 はつぎの式で与えられる。これはもとの熱 q_1 のもつ非平衡性を示す。

$$\sigma_0 = q_1/T_2 - q_1/T_1 \quad [11]$$

最大仕事 w_{max} との関係を求めると、つぎの式を得る。

$$w_{\text{max}} = \sigma_0 T_2 \quad [12]$$

この w_{max} や σ_0 は低温熱源 T_2 の温度に依存する。低温熱源として環境温度 T_E をとった場合の w_{max} はエクセルギー（有効エネルギー）とよばれる⁽¹³⁾。そして非平衡の尺度 σ_0 は q_1 の熱力学的な利用可能性を示し、熱力学的使用価値とよぶことができる⁽²⁾⁽¹⁴⁾。なお有効エネルギーは、環境温度 T_E の関数であり、たとえば同じ熱が熱帯と寒帯では異なる値をもつ。しかし、ある温度 T_1 の熱が、 T_E に対してもつエクセルギーは、その熱が T_1 と T_2 の間、および T_2 と T_E の間でもつ有効エネルギーの和であるから、基準点をはっきりしていれば、混乱は生じない。ここでは環境温度 T_E の地球の平均温度 288 K とする。この基準点に関する推移律を熱力学的使用価値の次元で表現すると (q_1 を q で表す) ,

$$q/T_E - q/T_1 = (q/T_E - q/T_2) + (q/T_2 - q/T_1) \quad [13]$$

この式を T_E 倍すれば、有効エネルギーに対する表式が得られる。有効エネルギーは、カルノー過程で得られる仕事量 w_{max} に対応する。これか

ら、摩擦熱など常温熱に転化する部分を差し引くと、現実の仕事 w が得られる。

$$w = w_{\max} - \sigma_{\text{pro}} T_2 = (\sigma_0 - \sigma_{\text{pro}}) T_2 \quad [14]$$

したがって、現実過程の効率 η とカルノー効率 η_c との比は、[12] [14] から、

$$w/w_{\max} = 1 - \sigma_{\text{pro}}/\sigma_0 \quad [15]$$

であることがわかる。この因子は非可逆性に起因する制約を表している。

従来の記述法では、可逆性・準静過程といった $\sigma_{\text{pro}} = 0$ を成立させる条件の吟味に大きな努力が払われる。そして、現実と隔絶した理想過程で得られた結果をいきなり現実機関の評価基準にする。これは、かえって熱力学そのものの理解を困難にする。もっとも、本稿のような記述は、エントロピー生成という概念を始めから導入したために可能になったのであり、エントロピー概念の導入自体には相応の手続きが避けられない。

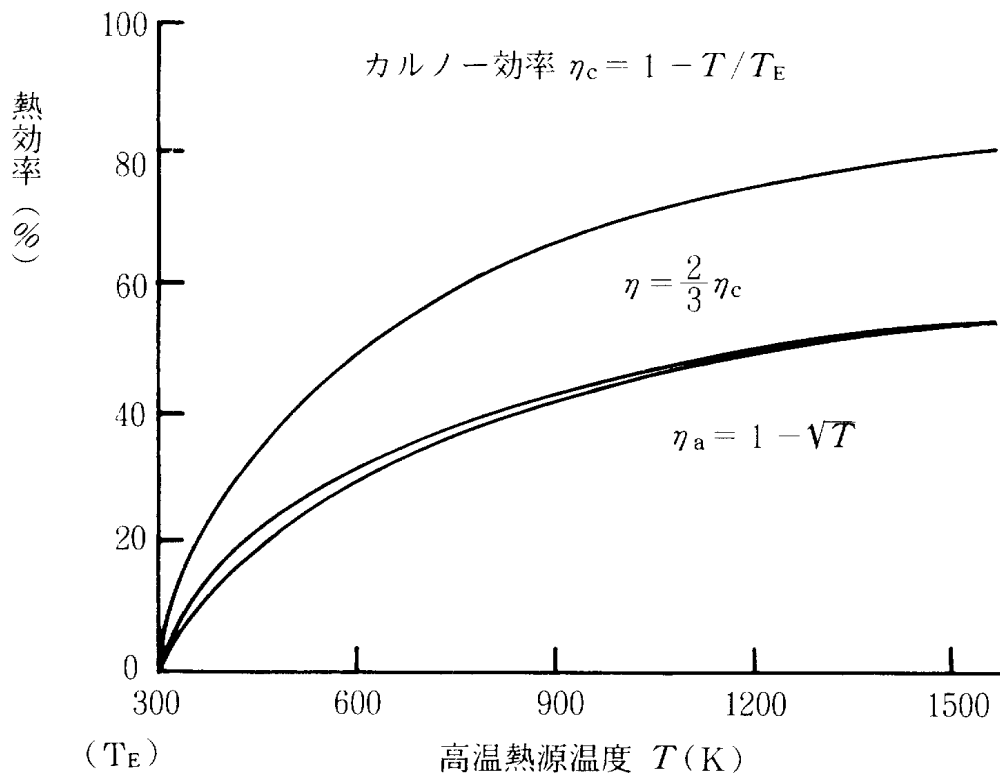


図2. カルノー過程およびパワー最大過程の熱効率

4. 有限時間でのエネルギー変換

カルノー過程は準静的であるため、有限の仕事を得るのに無限大の時間

がかかる。このような過程は現実のエネルギー変換過程とあまりにかけ離れており、とくに動力源としては本質的に無意味である。そこで、有限のエネルギー変換速度に対する効率を理論的に考察する。

現実の熱機関は動力源として利用されるのであるから、単位時間あたりの出力が重要になる。そこで、動力としては**出力最大**という条件のもとでの変換効率を問題とする。熱流量が温度差に比例する、という仮定のもとでこれを解いてみよう。

定性的な考察から始めよう。まず、温度差がなければ熱は流れずパワーも出ない。その反対に、温度差が最大値 $= T_2 - T_1$ であれば、熱流量は最大になるが、すべての熱が伝導で低温熱源に流れることになり、仕事は得られない。この場合も当然パワーはゼロになる。両者の中間に、熱流量も適度に大きく、しかも熱効率も適度に保たれている、という最適領域がある。

熱流量は温度差に比例するという仮定のもとで、パワー最大という条件を課す。まず、次元解析で半定量的な結果を出してみよう。熱流に伴うエントロピー生成が生じる。このエントロピー生成は、温度差の二乗に比例——三次以上の項を無視——する。したがって、熱流量はエントロピー生成の平方根に比例、エネルギー変換の効率は、非平衡性からエントロピー生成（損失分）を引いた量に比例する。得られる動力 P は熱流量と変換効率の相乗積である（付録 A 参照）。したがって、

$$P \propto \sqrt{\sigma_{\text{pro}}(\sigma_0 - \sigma_{\text{pro}})} \quad [16]$$

動力を最大にする σ_{pro} は $\sigma_0/3$ となる。このとき、得られる仕事は w_{max} の $2/3$ になる。結局カルノー機関の $2/3$ の効率を得た。興味深いことに、これは現実の機関とも次の結果ともよく対応する（図 2 参照）。

より立ち入った考察が 1975 年に Curzon によって与えられた⁽¹⁵⁾。彼の設けた仮定は、

- (1) 熱源と機関との間の熱流量は温度差に比例し、
- (2) 断熱過程は準静的でなくても変換効率は変わらない、
というものである。

興味深いことに、動力最大となる場合の効率は、熱伝達機構の詳細に関係せず熱源温度のみの関数となる。結果は次式のようなになる⁽¹⁵⁾。

$$\eta_a = 1 - \sqrt{T_1/T_2} \quad [17]$$

この場合、機関は熱を $T_1 - T_H$ の差で機関に取込み（等温過程）、 T_H と T_L の温度差で断熱過程を行い、 $T_L - T_2$ の差で熱を低温熱源に廃棄する（等温過程）。彼の導出法では、 T_H 、 T_L を独立に動かして、出力を最大化する。

ここでは、やや簡略化したモデルで同じ結果が得られることを示す（図3参照）。

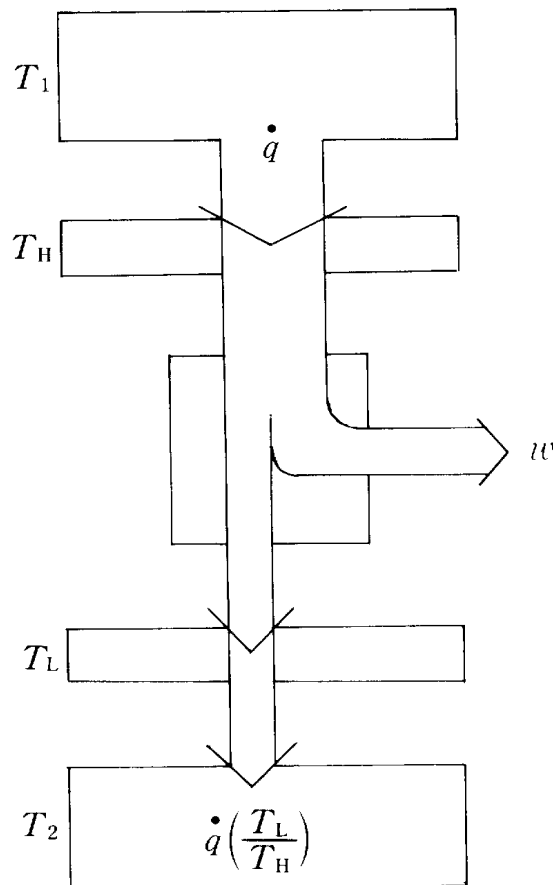


図3. 温度差に比例する熱流量で動く熱機関

- (1) 高温からの熱流入を $\kappa (T_1 - T_H)$ とし、機関は T_H で等温過程を行う。
- (2) 温度 T_H と T_L の間で、断熱膨張・収縮が行われる。そして、
- (3) 低温熱源への熱流出は、温度差 $(T_L - T_2)$ に比例し、温度 T_L の等温過程として遂行される。熱流量は流入した熱の T_L/T_H 倍——機関内部でのエントロピー生成はない——とする（導出法は付録B参照）。

【変換速度と変換系の物性】 エネルギーの変換速度が大きくなれば、エネルギー損失が大きくなることは論じてきたが、このほかに現実の過程では

変換速度が小さいときに顕著になるような損失もある。それは機関材料の断熱性が不完全で、熱リークが生じるためである。有効な熱流量に対する熱リークの割合は、変換速度が小さくなるほど大きくなる。したがって、現実の機関はある中間の運転速度で効率が最大になる。これが経済速度にはかならない。

この点からカルノー機関を再考すると、等温過程では熱伝導率無限大、断熱過程では無限小(0)の材料物性を想定していることになる。熱が関係するエネルギー変換が系の材料の熱的性質に影響されるのは、考えてみれば当然である。しかし、従来の熱力学ではこのようなエネルギー系と物質系との相互作用を扱うことを避けてきた。

【エネルギー精製過程としての熱機関】熱機関の機能は原料としてのエネルギー(高温熱)を仕事(低エントロピー部分)と廃熱(高エントロピー部分)とに分離することである。熱機関系の復元という条件が課せられると、熱をすべて(100%)仕事に変えることはできないが、その条件が外されれば当然100%仕事に変えられる。ただし、この場合、系は高エントロピーのままに——たとえば系内の作業物質は膨張したままに——なる。この意味で物質変換における分離・精製工程と同じ機能をもつ(図4参照)。

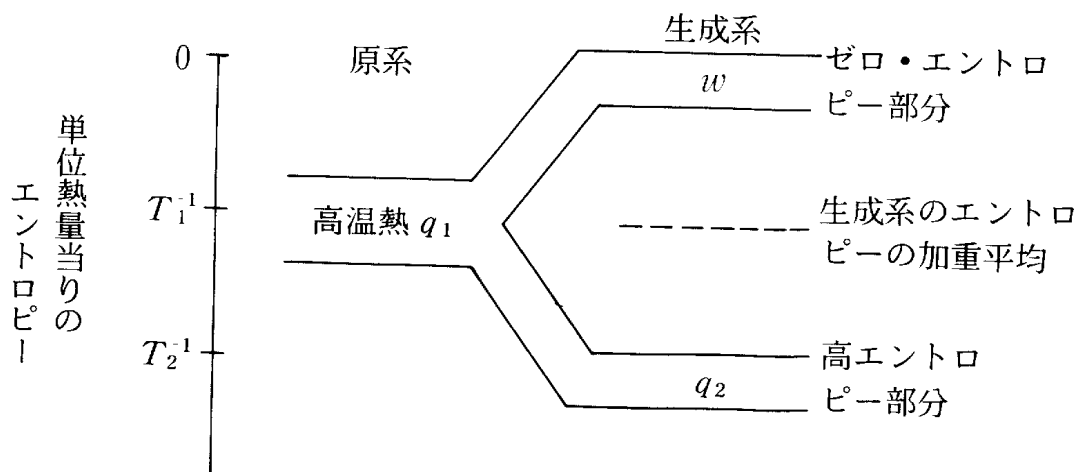
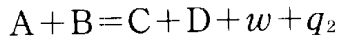


図4. カルノー過程によるエントロピー分離

5. 熱・化学系の物質・エネルギー変換

いわゆる熱機関でも、蒸気機関では蒸気、内燃機関では燃料と空気→燃

焼生成物と未反応物質など物的な入・出力がある。このように場合、系に出入りする物質のエンタルピー h やエントロピー s を考えなければならない。いま物質 A, B が系に入り、物質 C, D と仕事 w , 熱 q_1 が系から出るものとする (以下の展開は槌田⁽¹⁶⁾にならう), 反応式は



各物質の質量をそれぞれ m_A, m_B, m_C, m_D とし, 単位質量あたりのエンタルピーを h_A, h_B, h_C, h_D , 同じくエントロピーを s_A, s_B, s_C, s_D とすると, 質量, エネルギー, エントロピーの入・出力はつぎのようになる。

$$m_{in}=m_A+m_B, \quad m_{out}=m_C+m_D : m_{in}=m_{out} \quad [18]$$

$$\varepsilon_{in}=m_A h_A+m_B h_B \quad] \quad [19]$$

$$\varepsilon_{out}=m_C h_C+m_D h_D+q+w$$

$$\sigma_{in}=s_A+s_B, \quad \sigma_{out}=s_C+s_D+q/T_2 \quad [20]$$

ここで原系 (=入力側, 添字 1 で示す), 生成系 (=出力側, 添字 2 で示す) のエンタルピー, エントロピーをまとめて表すとつぎの式を得る⁽¹⁶⁾ (図 5 参照)。

$$\varepsilon \text{ 収支} \quad u_1+P_1 v_1=u_2+P_2 v_2+w+q_2 \quad [21]$$

$$\sigma \text{ 収支} \quad s_1+\sigma_{pro}=s_2+q_2/T_2 \quad [22]$$

なお, 厳密には w は系から取り出される仕事で, 系自体の体積変化による部分に対応し, 系に出入りする物質自体の体積によるものを除く⁽¹⁶⁾。

得られる仕事が最大値 w_{max} となるのは $\sigma_{pro}=0$ のときで, 上記の 2 式より,

$$w_{max}=- (\Delta u - T_2 \Delta s + P_2 \Delta v) \quad [22]$$

ここで物質が系に出入りするときの圧力はともに P_2 だとする。この式はランダウとリフシッツによって導かれた⁽¹⁷⁾。ラントも同じくこの量を導き, エクセルギーと名付けた⁽¹³⁾。

$\sigma_{pro} \neq 0$ のときの仕事 w は, 熱・機械系における式 [14] と同じ形式で表され,

$$w=w_{max}-T_2 \sigma_{pro} \quad [23]$$

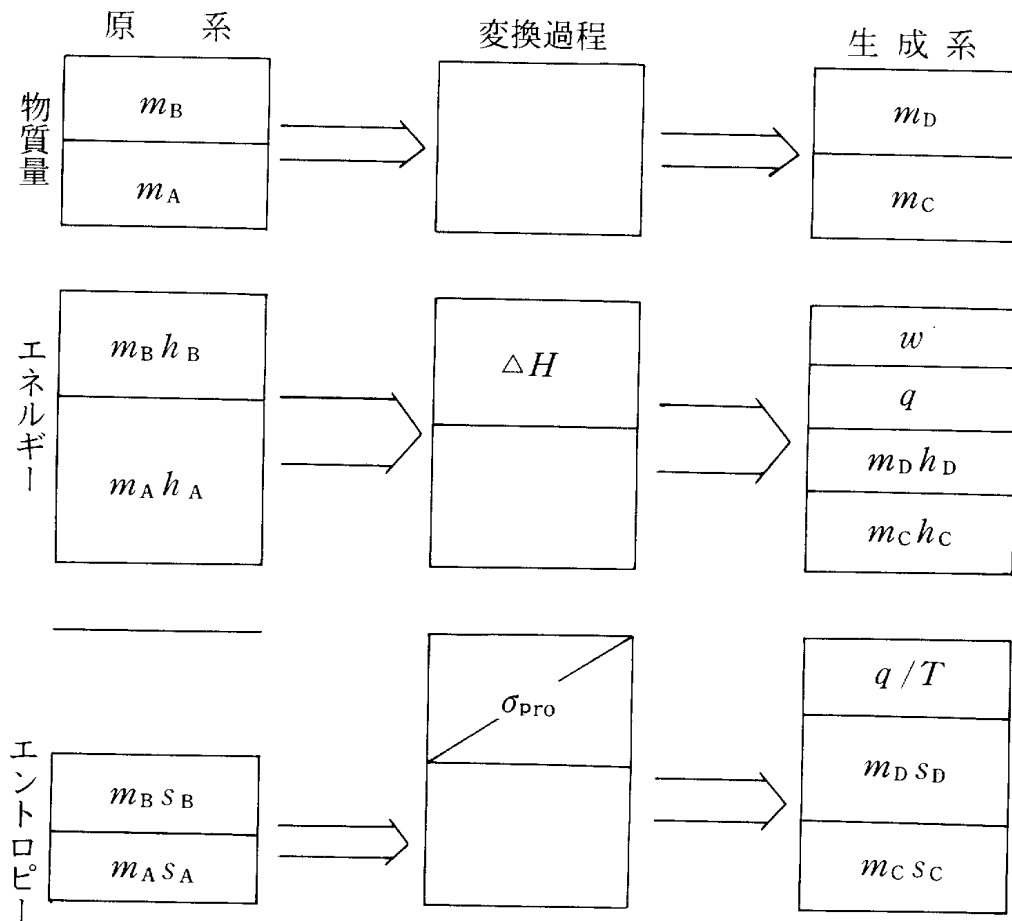


図5 熱・化学系の物質・エネルギー変換の図解

【資源の利用可能性】

エントロピー生成 σ_{pro} の最大値 σ_0 は、仕事 $w = 0$ として得られる。

$$\sigma_0 = w_{max} / T_2 = - (\Delta u + P_2 \Delta v) / T_2 + \Delta s \tag{24}$$

これは原系のもつ非平衡性が完全に失われるまでに発生するエントロピー量を表し、3節の式〔11〕における非平衡性の測度の一般化になっている。これは原系の拡散ポテンシャルを表す⁽¹⁸⁾。式〔14〕と同様にして、資源のうち有効に利用されるのは、

$$a = w / T_2 = \sigma_0 - \sigma_{pro} \tag{25}$$

変換における熱学的損失 σ_{pro} は、技術的改良により小さくすることができる。しかし、4節で論じたようにゼロに近づけることはできない。

利用可能性 a が負となる系は、熱学的には変換不能である。この場合でも、大きい拡散ポテンシャルをもつ物質と組み合わせて、全系の a が正になるようにしておけば実行可能になる。しかし、この場合でも他のシステ

ムとの関連でつぎのような問題が生じる。

ある変換を実行した結果生じる生成系が、環境に有害で何らかの事後対策が必要となる場合、さらにエントロピー次元での損失 σ' (> 0) が付加される。このことを考えた場合、原系の利用可能性はさらに小さくなり、つぎのようになる⁽¹⁶⁾。

$$a' = \sigma_0 - \sigma_{\text{pro}} - \sigma' \quad [27]$$

a' が負となる場合でも a が正ならば、変換は実行可能である。しかし、このような変換は最終的には損失をもたらす。したがって、変換を実行する当事者が σ' に対応する負担を課されていれば、このような変換をあえて行うことはない。

しかし実際には、工業的な熱・化学系の変換のもたらす環境負荷は特別の場合——死者や重大な被害の発生など——を除いては無視ないし放置されることが多い。このとき σ' に対応する負担は、他者——社会の他の成員や将来の世代——に転嫁され、深刻な被害を生むことになる。化学物質や放射能による環境汚染はすべてこのような構造をもっている。生体毒性をもたない CO_2 や化学的に不活性で安全な溶剤・冷媒とされていたフロン類 (chloro-fluoro-carbon, CFC) でさえ環境破壊の原因になったことを考えると、近代工業技術のシステムをエントロピー論的な視点から再考することが要請される。

要するに、① 技術過程の総体に対し $\sigma_{\text{pro}} + \sigma'$ を評価する、という技術的課題と、② 変換過程を実行して利益を得るものと σ' の負担によって損害を被るものとが異なる、という社会制度上の問題とがあり、両者を総合した対策が必要となっている。

6. 結 論

本稿では、一般的な実在開放システムのエネルギー変換・物質変換をエントロピー代謝の視点から統一的に論じた。また非平衡過程のエネルギー変換に関して、時間因子を取り入れた効率表式を与えた。そのさい、資源のもつ熱学的使用価値が拡散ポテンシャル——平衡に達するまでのエントロピー増大量——で与えられること、およびそれが資源の利用可能性の尺度

になることを用いた。

地球システムの水循環や光合成などをエントロピー代謝という観点から論じることは、槌田によって始められ、勝木^{(4),(7)}、河宮⁽⁵⁾などによって敷衍された。本稿は、これらの個別的議論の基礎を提供する一般的な定式化である。ただし、本稿での取り扱い、重力場のなかでのエントロピー代謝や核エネルギーの変換については触れていない。

重力場においては、熱的平衡状態で高度差に応じた温度差が生じる。この点を考慮した熱学系の熱学的使用価値が佐藤によって与えられた⁽¹⁹⁾。地球のエントロピー代謝における重力場の影響については、河宮が論じた⁽²⁰⁾⁽²¹⁾。

重力場を考慮すると、地上 T_E と上空 T_{UP} との温度差が、熱流 q に対し $q/T_E - q/T_{UP}$ のエントロピー廃棄を可能にするとはいえなくなる。この点で、もともとの槌田の理論は修正を要する。ただし、この修正は、<水循環が地球のエントロピー代謝において重要な役割を果たす>という槌田の命題⁽²⁾を強化するものである⁽²¹⁾。

ここで与えた表式に則して、技術システムと地球環境との関連を考察することは今後に残された課題である。

【付録 A】

温度 T と $T + \Delta T$ の間で考える。熱流量の式 (単位時間あたりの熱移動は

$$q = \kappa \Delta T \quad [A1]$$

この熱移動に伴うエントロピー生成は、単位熱量あたり $1/T - 1/(T + \Delta T)$ で、エントロピー生成率は両者の積で与えられる。すなわち、

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{pro}} &= \kappa \Delta T \{ 1/T - 1/(T + \Delta T) \} \\ &= \kappa \Delta T^2 / T (1 + \Delta T/T) \end{aligned} \quad [A2]$$

結局 ΔT の二次の項までとるとエントロピー生成 σ_{pro} は温度差の二乗に比例する。熱流は σ_{pro} の平方根に比例する。

他方、資源の熱学的使用価値のうち損失 σ_{pro} を除いた分が有効エネルギーに転化するから、結局得られる動力 (単位時間あたりの仕事) w は、

$$w \propto \sqrt{\sigma_{\text{pro}} (\sigma_0 - \sigma_{\text{pro}})} \quad [A3]$$

(=本文の式 [16]) となる。

【付録 B】

条件 (1) により、機関に入る熱量 q は、高温熱源と系の高温側温度との差に比例

する。

$$q = \kappa (T_1 - T_H) \quad [\text{B1}]$$

条件(2)により, この熱はエントロピー生成ゼロで仕事に転換される。その効率は

$$\eta_c = 1 - T_L / T_H \quad [\text{B2}]$$

廃熱 $q (T_L / T_H)$ は, 温度差に比例する流量で低温熱源に流れ出る。

$$q (T_L / T_H) = \kappa (T_L - T_2) \quad [\text{B3}]$$

式 [B1] [B3] から,

$$T_L = -T_2 T_H / (T_1 - 2 T_H) \quad [\text{B4}]$$

これを持ちいて, 仕事率 w を求める。

$$\begin{aligned} w &= \eta_c q = \kappa (T_1 - T_H) (1 - T_L / T_H) \\ &= \kappa (T_1 - T_H) [(1 - T_2 / (2 T_H - T_1))] \end{aligned} \quad [\text{B5}]$$

この値を T_H に関して最大にする。

$$\frac{d \log w}{dT} = -\frac{1}{T_1 - T_H} + \frac{2 T_2 (2 T_H - T_1)}{1 - T_2 / (2 T_H - T_1)} = 0 \quad [\text{B6}]$$

T_H について解いて

$$T_H = (T_1 + \sqrt{T_1 T_2}) / 2 \quad [\text{B7}]$$

[B4] により

$$T_L = (T_2 + \sqrt{T_1 T_2}) / 2 = T_H \sqrt{T_2 / T_1} \quad [\text{B8}]$$

結局このプロセスに関しては, つぎの効率表示——本文の式 [17] ——を得る。

$$\text{効率 } \eta_a = 1 - T_L / T_H = 1 - \sqrt{T_2 / T_1} \quad [\text{B9}]$$

注

- 1) 樋田敦「核融合発電の限界と資源物理学」, 『日本物理学会誌』 31 (1976) 931。
- 2) 樋田敦「資源物理学の試み I・II・III」, 『科学』 41 (1978) p. 76, p. 176, p. 303。
- 3) 樋田敦『資源物理学入門』日本放送出版協会 (1982) 41。
- 4) 勝木渥「エントロピー的視点からみた地球と生物(試論)」小野周他編, 朝倉書店 (1985) 77。
- 5) 河宮信郎『エントロピーと工業社会の選択』海鳴社 (1983)。
- 6) 河宮信郎「太陽光の熱学的価値と地球のエントロピー代謝」, 『科学』 55 (1985) 223。
- 7) 勝木渥「地球・生命・エントロピー」, 『物性研究』 53-4 (1990-1) 375。
- 8) 杉田元宜『情報科学とはなにか—その思想と目標—』実教出版 (1976) 10。
- 9) 北川敏男『情報科学的世界像』ダイヤモンド社 (1977) 68。
- 10) 河宮信郎「熱学の基礎概念」, 『えんとろぴい』 No. 2 (1984) 23。
- 11) 樋田敦「流れと生命」, 『物理研究者のみたエネルギー問題・第4回理研シンポジウム』 (1982) 4。

- 12) I. Prigogine and R. Defay: *Thermodynamique Chimique*, Desoer, Liège (1944) (邦訳プリゴジヌ, デフェイ: 化学熱力学 I, II, みすず書房 (1966)).
- 13) Z. Rant : *Forschung*, Bd. 22 (1956) Heft 1, p. 3637.
- 14) 河宮信郎「エントロピーと熱力学的使用価値」, 『科学』 52 (1982) 177。
- 15) F. L. Curzon & B. Ahlborn : Efficiency of a Carnot Engine at Maximum Power Output, *American J. of Physics* 43 (1975) Jan. 22. (本論文は白鳥紀一氏の教示による)。
- 16) 槌田「資源とその品質」, 『金属』 1987 年 11 月号。
- 17) L. D. ランダウ & I. M. リフシツ 『統計物理学』 小林他訳, 岩波書店 (1951) 上巻 51。
- 18) 槌田敦『資源物理学入門』(前掲書) 215。
- 19) 佐藤正隆「ネゲントロピー」と重力場。
- 20) 河宮信郎「太陽光の熱学的価値と地球のエントロピー代謝」『科学』 55 (1985) 233。
- 21) 河宮信郎「地表システムのエネルギー収支とエントロピー代謝」『中京大学教養論叢』 28 (1987) 351。