**「熱力学の基礎」初版第 2 刷から初版第 3 刷へ の加筆・修正・変更点**

（平成 20 年 3 月 14 日現在）

## 必要な、または望ましい、加筆・修正・変更点

- p.xvi, 「補足」の目次に追加

  ♠ $F$ 以外の熱力学関数と最大仕事の原理　297

- p.49, 3.3 節の第 1 段落 2 行目

  4 つの小項目 (i)〜(iv) → 5 つの小項目 (i)〜(v)

- p.56, 「では」から始まる段落の 2 行目

  読む進む → 読み進む

- p.119, 中段, 「非物理的な」をトル

- p.142, 後半

  準静的**断熱膨張**　→　**準静的断熱膨張**

- p.149, 中程

  量子論や統計力学だけで扱おうという試みは

  ↓

  量子論から導こうという統計力学の大目標（のひとつ）は

- p.151, 式 (6.65)

  $d7Q$　→　$d'Q$

- p.160, 上段

  残りの定理 6.1 はもともと　→　残りの定理はもともと

- p.172, 3 行目

  これ以外には解がない　→　これらが平衡値である

- p.179, 下から 5 行目

  (3), (4)　→　(4), (5)

- p.180, 定理 9.1 の 2 行上

  (4) はこのケースに　→　(5) はこのケースに

- p.198, 10 行目

  完全に指定できる　→　指定できる

- p.223, 8 行目

  (11.60)　→　(11.61)

- p.225, 式 (11.11) の 3 行上

  式 (11.7)　→　式 (11.6)

- p.240, 5 行目

  11.3 にように　→　11.3 のように

- p.247, 最後の行

  $x$ を $p$ で表した関数 $x(p)$ を与える

  ↓

  $-x$ を $p$ で表した関数 $-x(p)$ を与える

- p.265, 1 行目（理想気体の特殊性のために等号が成り立ってしまうので）

  一番目の式（$\Pi_V$ まで）をトル

- p.297, 定理 13.6（語句を補い，その分ページがずれないように短くするものです）

  熱浴と熱だけを通す「壁」を介して接触すると同時に，圧力溜と断物断熱の可動壁を介して接触している（あるいは熱浴かつ圧力溜であるような系と断物透熱可動壁を介して接触している）系が，外部系に対してする仕事 $W$ の上限値は

  ↓

  熱浴かつ圧力溜であるような系と断物透熱可動壁を介して接触している系が，堅い壁を介して外部系になす（電磁気的仕事などの）仕事 $W$ の上限値は

- p.298, 定理 13.7

  系が成すことができる

  ↓

  系が，溜とはやりとりできない種類の仕事をやりとりする外部系に対して，成しうる

- p.305, 最初の段落の最後

  $U, V$ が適当に選んだ値 $U_0, V_0$ であるような平衡状態を基準の状態に選び，そのエントロピーを $Ns_0 \equiv S(U_0, V_0, N) = Ns(u_0, v_0)$, $(u_0 \equiv U_0/N, v_0 \equiv V_0/N)$ とする．

  ↓

  $u, v$ が適当に選んだ値 $u_0, v_0$ であるような平衡状態を基準の状態に選び，そのエントロピーを $S(Nu_0, Nv_0, N) = Ns(u_0, v_0) \equiv Ns_0$ とする．

- p.306, 13.7.4 節のタイトルを含めて 4 カ所；p.xiii 13.7.4 節の索引も

  比熱　→　熱容量

- p.323, 下から 5 行目

  それぞれ領域　→　それぞれの領域

- p.347, 下から 9 行目

  微係数が不連続になる　→　左右の微係数が異なる

- p.361, 式 (15.53) の直後

  $\cdots$, $\vec{H} = 0$ なら $\vec{M} = 0$ であったから，$\cdots \vec{M} = 0$ でゼロになる．

  ↓

  $\cdots$, $\vec{H} = 0$ でのみ $\vec{M} = 0$ であったから，$\cdots \vec{M} = 0$ でのみゼロになる．

- p.397, 問題 4.12 解答

  最後の ln の前の $\dfrac{V}{\gamma} \quad \to \quad \dfrac{V}{2\gamma}$

- p.400, 問題 11.15 解答全体（全部で 6 カ所）

  sup $\quad \to \quad$ inf

- p.401, 問題 12.7 解答の 3 行目の最後の項

  $(c+1)RT_0 \quad \to \quad -(c+1)RT_0$

- 索引の追加と変更

  断熱膨張, トル

  準静的断熱膨張, 142

## 特に直す必要はないのだが、わかりやすくするために行う加筆・修正・変更点

- p.125, 下から 5 行目（語句を整えるだけです）

  よいのだが $\to$ よいはずだが

- p.131, 脚注 4（語句を整えるだけです）

  時間が経っても状態だけが変化してゆく

  $\downarrow$

  状態だけが変化してゆく

- p.143, 脚注 16 の冒頭に，以下の句を加える：(わかりやすくするだけです)

  この章の冒頭で注意したように，

- p.144, 最後の行（語句を整えるだけです）

  もっと実在の気体をよく $\to$ 実在の気体をもっとよく

- p.148, 式 (6.63)：$)^c$ の $c$ が離れすぎているのを直す（見やすくするだけです）

- p.180, 定理 9.2 の 2 行上（わかりやすくするだけです）

  したがって，マクロには何も

  $\downarrow$

  したがって，9.1 節の (4) のようにマクロには何も

- p.186, 定理 9.4 の 3 行目（念のため語句を補足するだけです）

  準静的に $\to$ （系にとって）準静的に

- p.195, 式 (9.18) （見やすくするだけです）

  積分の上下限の $e_i$ の後ろの空白をトル

- p.199, 1 行目（わかりやすくするだけです）

  系が外部系

  $\downarrow$

  系が，いくつかの外部系と力学的仕事をやりとりしながら，外部系

- p.203, 定理 10.2 のすぐ下（わかりやすくするだけです）

  $0 < T_{\mathrm{L}} < T_{\mathrm{H}} < +\infty$ だから，この上限値は決して 1 にはならない．

  ↓

  $T_{\mathrm{L}} < T_{\mathrm{H}} < +\infty$ で，$T_{\mathrm{L}} \to 0$ の熱浴は 13.7.4 節で示すように事実上不可能だから，$\eta_{Q \to W}$ は 1 には達しない．

- p.211, 5 行目（わかりやすくするだけです）

  手助けするだけで，全系のエントロピーが

  ↓

  手助けするだけで，（全系のエネルギーが上昇するために）全系のエントロピーが

- p.212, 定理 10.4 のすぐ上（わかりやすくするだけです）

  がわかるので，ただちに次の定理を得る

  ↓

  を得る．$W$ も $Q_{\mathrm{H}}$ に変わるので，その分だけ冷房時よりも効率が良くなるわけだ．これから次の定理を得る

- p.215, 下線部（わかりやすくするだけです）

  断熱膨張過程 → 準静的断熱膨張過程

  断熱圧縮過程 → 準静的断熱圧縮過程

- p.217, 第 2 段落（わかりやすくするだけです）

  100% の効率で仕事として取り出すことはもはや不可能である．

  ↓

  100% の効率で仕事として取り出すことは（サイクル過程では）もはや不可能である．

- p.222, 第 2 段落（わかりやすくするだけです）

  たとえ特異性がある場合でも

  ↓

  たとえ微分できないなどの特異性がある場合でも

- p.224, 5 行目（最初の段落の最後）に次の一文を挿入（わかりやすくするだけです）

  これを左右の微係数が一致しない（特異性のある）場合にまで拡張したのが一般式 (11.48) である．

- p.225, 式 (11.11) の直後に次の一文を挿入（わかりやすくするだけです）

  これを左右の微係数が一致しない（特異性のある）場合にまで拡張したのが一般式 (11.61) である．

- p.226, 式 (11.14) のすぐ上（わかりやすくするだけです）

  これは → これは（問題 11.4 も参照せよ），

- p.228, 式 (11.21) の直後（間違いやすい点の注意です）

  ことにはならないのだ．そのことを

  ↓

  ことにはならないのだ．式 (11.20) にもマイナスが付いている．これらの違いを

- p.228, 第 3 段落（わかりやすくするだけです）

  前の流儀の (11.4) の計算を粗っぽく…これと同様に今回の流儀を，問題 11.4 のように粗っぽく書けば，

  ↓

  前の流儀の (11.4) の計算を，問題 11.4 のように粗っぽく…これと同様に今回の流儀を粗っぽく書けば，

- p.230, 式 (11.27) の直後（わかりやすくするだけです）

  しかし，

  ↓

  これを左右の微係数が一致しない（特異性のある）場合にまで拡張したのが一般式 (11.71) である．

  [改段落して] 一方，

- p.262, 12.2.4 節 1 行目（わかりやすくするだけです）

  「（何回でも微分可能な）」をトル

- p.262, 最後の行（わかりやすくするだけです）

  そうはならない

  ↓

  理想気体のような特殊なケースを除くとそうはならない

- p.264, 式 (12.30) の直後に次の文章を追加（わかりやすくするだけです）

  なお，上の計算で $U - ST$ を $T, V, N$ の関数として表す（つまり $F$ を求める）ときに，たとえ $U(S, V, N)$ の表式を具体的に知らなくても，式 (12.26) と，$U$ を $T, V, N$ の関数として表した式 (5.41) を知っていれば十分である．このため，問題 12.5 のように $U(S, V)$ の表式が簡単には求まらない場合でも，$F$ を求められることが少なくない．

- p.272, 問題 12.8, 1 行目（解きやすくするため）

  (4.37) で与えられる系　→　(5.44) で与えられる光子気体

- p.279, 式 (12.73) のすぐ下の行（わかりやすくするだけです）

  であるが　→　であるが（式 (1.17) 参照）

- p.282, 式 (13.5) の 2 行上（見映えを良くするだけです）

  $C_V$ を次の行の先頭に持ってくる

- p.287, 第 2 段落の終わりの方（わかりやすくするだけです）

  …になる．この両方…

  ↓

  …になる．10.2 節で述べたように，この両方…

- p.297, 定理 13.6 の 2 行上（あまり重要でない部分を補足にするものです）

  また，それぞれについて，

  ↓

  ♠ **補足：** $F$ 以外の熱力学関数と最大仕事の原理

  [改段落して] $F$ 以外の熱力学関数についても，

- p.306, 第 2 段落末尾（説明を加えます）

  難しくなるのである．

  ↓

  難しくなるのである．だから，$T \to 0$ の熱浴を作るのは事実上不可能である．

- p.323, 下から 4 行目（見やすくするだけです）

  「水の相図は…」の文頭で改段落する．

- p.329, 脚注 7 を以下のものに置き換え（説明を詳しくしました）

  ♠ 一般に，1 次相転移の相境界の内部の点 $(u, v)$ でそれぞれの相を取り出すと，示強変数の値が $T(u, v)$, $P(u, v)$, $\mu(u, v)$ であるような，相境界の端に位置する単一の相の状態にある．本文のように $P$ を一定に保って熱する実験では，たまたまその端の状態たち（$b_s, b_l$ や $c_l, c_g$）が，熱する途中で通過する状態でもあるわけだ．

- p.332, 15.5 節の最初の段落の最後の文（言わんとすることが伝わりやすくするためです）

  これがあるからこそ，たとえ相分離が起こっていても単純系でありさえすれば，その単純系の示強変数が矛盾なく定義できたのだとも言える．

  ↓

  （本書の理論構成では，示強変数の定義式 (5.6) から単純系の示強変数の値は一意的に決まるので，式 (15.1) は実は自明な式なのだが，次のような意義がある：実際に式 (15.1) が成り立つからこそ，たとえ相分離が起こっていても，その単純系の示強変数が式 (5.6) により矛盾なく定義できる．）

- p.338, 式 (15.14) の直前（わかりやすくするだけです）

  略記しよう：　→　略記しよう（図 15.7, 15.8）：

- p.371, 第 1 段落の中程（わかりやすくするだけです）

  このため，試料の形状により…変わってしまう．

  ↓

  このため，通常の熱力学系とは異なり，試料の形状により…変わってしまう．

- p.373, 最後の行（わかりやすくするだけです）

  すべて予言できる．従って，本書では説明しない．

  ↓

  すべて予言できる．（例えば，式 (15.36) を導くのに，Maxwell の等面積則を用いる文献は少なくないが，本書では用いていない．）従って，本書では説明しない．

- p.399, 問題 11.5 解答の末尾に追加（間違いやすい点の注意です）

  (iii) では，式 (11.20) にマイナスが付いていることに注意．

- p.401, 問題 12.5 解答（質問が来たので以下の詳しい解答に置き換えます）

  $S = S(U, V)$ を逆に解こうとすると面倒だが，次のようにすれば簡単である．問題 5.1 (p.105), 問題 5.2 (p.112) の解を利用して $U(T, V) = \epsilon V/\gamma(e^{\epsilon/k_B T} - 1)$, $S(T, V) = \dfrac{k_B V}{\gamma}\left[\dfrac{\epsilon}{k_B T(1 - e^{-\epsilon/k_B T})} - \ln(e^{\epsilon/k_B T} - 1)\right]$ を得るので，これを $U - ST$ の $U, S$ に代入すれば直ちに $F = [U - ST](T, V)$ が得られ，結果は，$F(T, V) = -\dfrac{\epsilon V}{\gamma} + \dfrac{k_B T V}{\gamma}\ln(e^{\epsilon/k_B T} - 1)$. これを $V$ で微分して $P(T, V) = \dfrac{\epsilon}{\gamma} - \dfrac{k_B T}{\gamma}\ln(e^{\epsilon/k_B T} - 1)$.

以上