『ミクロとマクロを繋ぐ熱統計力学('26)』(第 1 刷) 正誤表 ('26/11)

頁	行等	誤	正
56	式 (4.7)	$-k_{\mathrm{B}}\{(N-M)\ln(N-M)+(N-M)\}$	$-k_{\mathrm{B}}\{(N-M)\ln(N-M)-(N-M)\}$
66	式 (5.7)	$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)=\frac{P}{V}$	$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)=\frac{P}{T}$
70	式 (5.20)	$dA=\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)dT+\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)dV+\left(\frac{\partial F}{\partial N}\right)dN$	$dA=\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)dT+\left(\frac{\partial A}{\partial V}\right)dV+\left(\frac{\partial A}{\partial N}\right)dN$
81 ～ 82	p.81 下 7 ～ p.82 上 3	代表点が等エネルギー面上の微小面積 $d\Sigma$ に滞在する時間 dt は，… からの変形である。	代表点が等エネルギー面上を運動するとき，代表点は相空間での流れが速い場所を短時間で通過し，遅い場所には長時間滞在する。このため，等エネルギー面上の微小領域 $d\Sigma$ に対する滞在時間の重みは，相空間速度の大きさ $\lvert\boldsymbol{v}\rvert$ に反比例すると期待される。ここで相空間における速度ベクトルは 式 (6.11), (6.12) で与えられ，適切に無次元化された相空間座標で $\lvert\boldsymbol{v}\rvert$ は $\lvert\nabla H\rvert$ に比例する。したがって，微小領域 $d\Sigma$ に対する滞在時間の重みは $dt\sim d\Sigma/\lvert\nabla H\rvert$ となると考えられる。このことは微小領域 $d\Sigma$ における滞在時間の割合が $d\Sigma/\lvert\nabla H\rvert$ に比例するということに対応し， $\frac{dt}{T}=\frac{d\Sigma/\lvert\nabla H\rvert}{\int_{H=E}d\Sigma/\lvert\nabla H\rvert}$ (6.13) の置き換えによって，長時間平均を相空間平均で評価できることを示唆する。したがって，物理量 O の長時間平均は 式 (6.14) によって評価できると考えられる。
98	式 (7.9)	$-\sum_{\nu}(\ln n_{\nu}+1+\alpha+\beta E_{\nu})$	$-(\ln n_{\nu}+1+\alpha+\beta E_{\nu})$
98	式 (7.10)	$\sum_{\nu}(\ln n_{\nu}+1+\alpha+\beta E_{\nu})$	$(\ln n_{\nu}+1+\alpha+\beta E_{\nu})$

頁	行等	誤	正
100	上 2	ミクロカノニカル分布が 式 (7.19) で与えられていたことを使えば,	ミクロな状態 ν に対する確率分布としてのミクロカノニカルは 式 (7.19) で与えられるので,
105	式 (7.52)	$\sum_\nu p_\nu^{\rm c} E_\nu$	$\sum_\nu \rho_\nu^{\rm c} E_\nu$
114	式 (8.6)	$-\sum_{\nu,N}(\ln n_{\nu,N}+1+\alpha+\beta E_{\nu,N}+\gamma N)$	$-(\ln n_{\nu,N}+1+\alpha+\beta E_{\nu,N}+\gamma N)$
118	式 (8.30)	$-\frac{\mu}{T}$	$-\frac{\mu N}{T}$
119	下 8 に追加		グランドポテンシャル $J=-k_{\rm B}T\ln\Xi$ は, $J=-\langle P\rangle V$ であることにも注意したい。これは次のようにして求められる。一様な流体系で $S[N,V,E]$ は $S=k_{\rm B}\{\beta\langle E\rangle+\beta\langle P\rangle V-(\beta\mu)\langle N\rangle\}$ と書けるが, 式 (8.16) によれば $S=k_{\rm B}\{\beta\langle E\rangle+\ln\Xi-(\beta\mu)\langle N\rangle\}$ とも書ける。したがって, $\ln\Xi=\beta\langle P\rangle V$ が成り立ち, $J=-\langle P\rangle V$ であることがわかる。
134	式 (9.49)	$\frac{8\pi I k_{\rm B}T}{h^2}$	$\frac{8\pi^2 I k_{\rm B}T}{h^2}$
134	式 (9.52)	$Nk_{\rm B}T^2\frac{h^2}{8\pi I k_{\rm B}T}\cdot\frac{8\pi I k_{\rm B}}{h^2}$	$Nk_{\rm B}T^2\frac{h^2}{8\pi^2 I k_{\rm B}T}\cdot\frac{8\pi^2 I k_{\rm B}}{h^2}$
135	式 (9.55)	$\sum_v$	$\sum_\nu$
157	下 2	グランドカノニカル分配関数から得られる熱力学関数は	8.2 節で述べたように, グランドカノニカル分配関数から得られる熱力学関数の式から
158	式 (11.14)	$\exp[\beta\mu\langle N\rangle]$	$\exp[\beta\mu]$