「乱流の数値シミュレーション 改定版」修正メモ

2017 年 4 月 27 日

黒色： 第 1 版第 1 刷（2014 年 7 月 2 日発行）における誤記
青色： 正誤表には記載しない軽微な訂正

以上は訂正版 第 1 版第 2 刷（2017 年 1 月 27 日発行）以降では反映されている．

赤色： 訂正版でも未修正の誤記．
緑色： ページや式番号の変更を伴う場合があるため，大幅改定の機会に再検討する．

- まえがき *p*.i, *l*.8: 飛躍的に ⇒ 大きく
- まえがき *p*.i, *l*.14: 革新的は ⇒ 革新的な
- *p*.8, *l*.5: 検査面から ⇒ $\boldsymbol{\Pi}\cdot\boldsymbol{n}$ は検査面から
- *p*.9, *l*.3: heat transfer rate ⇒ thermal conductivity
- *p*.10, *Eq*.(1.23): $\rho\dfrac{\mathrm{D}\boldsymbol{u}}{\mathrm{D}t}$ ⇒ $\dfrac{\mathrm{D}\boldsymbol{u}}{\mathrm{D}t}$
- *p*.13, *l*.10: 解く，といった ⇒ 解くといった
- *p*.13, *l*.12: 楕円型ないしは放物型偏微分方程式系 ⇒ 楕円型偏微分方程式
- *p*.15, *Fig*.1.3: (b) 境界適合格子 ⇒ (b) 曲線座標格子
- *p*.16, *l*.3: 沿った格子 ⇒ 沿った曲線座標格子
- *p*.16, *l*.6: たいへん都合がよい ⇒ 都合がよい
- *p*.16, *l*.9: これを ⇒ この境界適合格子を
- *p*.16, *l*.4↑: 形になる． ⇒ 形になる（付録 A 参照）．
- *p*.17, *l*.5↑: 格子解像度をもつ ⇒ 解像度をもつ
- *p*.25, *l*.9↑: 増加 $(\partial f/\partial t < 0)$ ⇒ 増加 $(\partial f/\partial t > 0)$
- *p*.27, *l*.13: その主要項は ⇒ 高次項ほど小さいとき，その主要項は
- *p*.28, *l*.5↑: 式 (2.23) は $f_0' = j$ ⇒ 式 (2.23) は $f_0' = 1$
- *p*.30, *Eq*.(3.32) 右辺第 2 項の分子: f_j ⇒ $2f_j$
- *p*.30, *l*.6↑: '$2-\alpha$' 次の精度 ⇒ 2 次に準じた精度
- *p*.31, *l*.8: 適さない関数もあり， ⇒ 適さない関数もあるから，
- *p*.35, *l*.5↑: 導出のところで ⇒ 導出の際に
- *p*.51, *l*.4↑: 解かねばならなず，現実的ではない． ⇒ 解かねばならない．これに対して，
- *p*.62, *l*.5,6,8: 楕円型 ⇒ （検討中）
- *p*.66, *l*.11: 右上成分に A ⇒ 右上成分に R
- *p*.66, *Eq*.(3.51) 左辺右上: ΔtAG ⇒ ΔtRG
- *p*.66, *Eq*.(3.52): $-\dfrac{\Delta t}{2}\left(3C^n - C^{n-1}\right)$ ⇒ $+\dfrac{\Delta t}{2}\left(3\boldsymbol{A}^n - \boldsymbol{A}^{n-1}\right)$
- *p*.67, *Eq*.(3.61): $+\delta\boldsymbol{u}$ ⇒ $+\delta\boldsymbol{u}^*$
- *p*.70, *l*.3∼4: 任意に差分して ⇒ 任意に差分化して
- *p*.70, 脚注 *l*.1: $-1 \geq x \geq 1$ ⇒ $-1 \leq x \leq 1$

- p.74, Eq.(3.86): 全ての項に $^{\langle m\rangle}$ （必須ではない）
- p.74, l.7↑: 式 (3.83) ⇒ 式 (3.86)
- p.76, l.6∼9: と表される．ただし · · · である． ⇒ ただし · · · と表される．
- p.77, l.15-17: ただし，格子配置や境界条件によっては収束が非常に遅くなることもあるので，あらかじめ反復回数の制限を設けておくことも必要である． ⇒ なお，非圧縮では定常に近づくと式 (3.94),(3.95) の分母が非常に小さくなることに注意する．また，格子配置や境界条件によっては収束が非常に遅くなる．したがって，反復回数制限を設けておくことも必要である．
- p.80, l.3↑: に対して不完全であるから， ⇒ とは手順が異なるから
- p.81, l.10: $u^{n+1} = \widehat{P}$ ⇒ $P^{n+1} = \widehat{P}$
- p.81, Eq.(3.108): $\sum_k$ ⇒ $\sum_m$
- p.84, Eq.(3.116): $\big]_{i+\frac{1}{2},j}$ ⇒ $\big]_{i,j+\frac{1}{2}}$
- p.84, Eq.(3.118): 2 行目第 1 項の分子 $u_{i+1,j+\frac{1}{2}}$ ⇒ $v_{i+1,j+\frac{1}{2}}$
- p.84, Eq.(3.118): 2 行目第 2 項の分母 $\mathit{\Delta x}$ ⇒ $\mathit{\Delta y}$
- p.85, l.6: 略記される． ⇒ と略記される．
- p.86, l.7: これは， ⇒ 式 (3.121) は，
- p.87（7 箇所）： $\tilde{v^2}$ ⇒ $\widetilde{v^2}$（tilde を広く）
- p.88, l.5∼6↑: の結果は明らかにこれらと有意な差がある ⇒ では同じ結果を得ることはできない
- p.88, l.1∼2↑: ことができなかった時代に提案されたものであり，不十分な計算機環境が生んだアイデアといえよう． ⇒ には計算機環境が不十分であった時代に提案されたアイデアである．
- p.89, l.13: 含めて添え字が三つ以上 ⇒ 除いて添え字が 2 つ
- p.90∼91, Eqs.(3.134)∼(3.139): $[\overline{J}$ ⇒ $[\,\overline{J}$（括弧と overline の間に隙間）
- p.91, Eq.(3.143): u ⇒ v（2 箇所）
- p.91, l.2↑: $u_{1+\frac{1}{2},j}$ ⇒ $u_{i+\frac{1}{2},j}$
- p.92, 脚注 l.1: 航空分野で発達したためか， ⇒ （削除）
- p.92, 脚注 l.2: 限定されので ⇒ 限定されないので
- p.93, l.4↑: uf を上流側 ⇒ uf に対して上流側
- p.94, l.10↑: 向きを判別しなくてもよいようにまとめると ⇒ 符号によって場合分けしない書き方にすると
- p.96, l.6↑: 働き ⇒ はたらき
- p.97, l.4: 働き ⇒ はたらき
- p.99, 図 3.11: C_p からの線の先を中心（∘ 印）に
- p.119, l.10: なじまない ⇒ 推奨されない
- p.121, l.10↑: $u_{i+\frac{1}{2},j}$ ⇒ u
- p.123, l.5: $v_{i,j+\frac{1}{2}}$ ⇒ v
- p.123, l.10: $[\overline{v}^y]_{i,j}$ ⇒ $[\overline{v}^y]_{i,1}$
- p.123, l.11: $[\delta_y v]_{i,j}$ ⇒ $[\delta_y v]_{i,1}$
- p.127, l.3∼4: なお · · · $J = \sqrt{g}$ となる． ⇒ （削除）

- $p.127$, 本文 $l.2\uparrow$: $U^i(U,V,W)$, が ⇒ $U^i(U,V,W)$ が
- $p.127$, 脚注 $l.1\sim 2$: 式 (4.5) の表記 $\cdots$ すぎない. ⇒ (削除)
- $p.129$, $l.2\uparrow \sim p.130$, $l.1$: 代入した $\cdots$ を変形すれば ⇒ 代入すれば(式 (4.19) は必須でない)
- $p.130$, $l.3\sim 4$: 応力テンソルの項は $\cdots$ 式 (4.21) ⇒ (削除: 式 (4.21) は必須でない)
- $p.131$, $l.4\sim 5$: 式 (4.27)$\cdots$ であるから, ⇒ (削除)
- $p.132$, $l.3\sim 4$: 質量保存式 (4.18) は, 図 4.2 からわかるように, 一般座標に沿って JU^j ⇒ 質量保存式 (4.18) では, 図 4.2 に示すように, 一般座標に沿う JU^k
- $p.132$, $l.5$: 流束を表して ⇒ 流束に対応して
- $p.137$, $l.4\uparrow$: 以下に述べるような点 ⇒ 以下の点
- $p.138$, $l.16\sim 18$: 式 (4.49) は $\cdots$ しておきたい. ⇒ 削除可(当面は保留)
- $p.142$, 式 (4.57) の下: 式 (4.57) に代入 ⇒ 式 (4.56) に代入
- $p.144$, $l.9$: 格子(または流れ場の中のそのような領域)では ⇒ 格子では
- $p.144$, $Eq.(4.64)$: $\delta_\xi(JU\overline{u}^\xi)+\delta_\eta(JV\overline{u}^\eta)+\delta_\zeta(JW\overline{u}^\eta)$ ⇒ $\delta_\xi(JU\overline{u_i}^\xi)+\delta_\eta(JV\overline{u_i}^\eta)+\delta_\zeta(JW\overline{u_i}^\zeta)$
- $p.145$, $Eq.(4.65)$: $\delta'_\xi(\overline{JU}^\xi u)+\delta'_\eta(\overline{JV}^\eta u)+\delta'_\zeta(\overline{JW}^\eta u)$ ⇒ $\delta'_\xi(\overline{JU}^\xi u_i)+\delta'_\eta(\overline{JV}^\eta u_i)+\delta'_\zeta(\overline{JW}^\zeta u_i)$
- $p.145$, $Eq.(4.66)$: $\overline{U\delta_\xi u}^\xi+\overline{V\delta_\eta u}^\eta+\overline{W\delta_\zeta u}^\zeta$ ⇒ $\overline{U\delta_\xi u_i}^\xi+\overline{V\delta_\eta u_i}^\eta+\overline{W\delta_\zeta u_i}^\zeta$
- $p.145$, $Eq.(4.67)$: $\overline{U}^\xi\delta'_\xi u+\overline{V}^\eta\delta'_\eta u+\overline{W}^\zeta\delta'_\zeta u$ ⇒ $\overline{U}^\xi\delta'_\xi u_i+\overline{V}^\eta\delta'_\eta u_i+\overline{W}^\zeta\delta'_\zeta u_i$
- $p.145$, $Eq.(4.68)$: $\overline{JU\delta_\xi u}^\xi+\overline{JV\delta_\eta u}^\eta+\overline{JW\delta_\zeta u}^\zeta$ ⇒ $\overline{JU\delta_\xi u_i}^\xi+\overline{JV\delta_\eta u_i}^\eta+\overline{JW\delta_\zeta u_i}^\zeta$
- $p.145$, $Eq.(4.69)$: $\dfrac{u}{J}$ ⇒ $\dfrac{u_i}{J}$
- $p.145$, $l.4\uparrow$: に u を乗じる ⇒ で $i=1$ として, さらに u を乗じる
- $p.146$, $Eq.(4.75)$ 右辺: $\overline{u}^k$ ⇒ $\overline{u_i}^k$
- $p.153$, $Eq.(4.100)$: $[\overline{J}$ ⇒ $[\ \overline{J}$ (括弧と overline の間に隙間)
- $p.160$, $l.1\text{-}2$: 長さのスケール ⇒ 長さスケール
- $p.164$, $l.13$: $u=v=w=0$ とする. ⇒ $u^*=v^*=w^*=0$ とする(これ以降 $*$ は省略).
- $p.167$, $l.1\uparrow$: $\delta u_c/\nu$ ⇒ $\delta U_c/\nu$
- $p.170$, $l.6$: 図 5.10 は, ⇒ 図 5.10 は, 非乱流的な大規模変動を含む場を例として,
- $p.171$, $Eq.(5.19)$: $\dfrac{\partial\,\overline{u}_i}{\partial t}$ ⇒ $\dfrac{\partial}{\partial t}$
- $p.173$, $Eq.(5.25)$: $|D|$, $|W|$, $|\omega|$ ⇒ $|\boldsymbol{D}|$, $|\boldsymbol{W}|$, $|\boldsymbol{\omega}|$ (これらは太字にすることが望ましいが, この箇所から式 (5.30) までの全ての記号と, 第 7 章の Smagorinsky モデルから小林モデルに使われる全ての $|D|$, $|W|$ に連動するので, この修正は保留)
- $p.174$, 脚注 $l.2\uparrow$: ω^*_k ⇒ Ω^*_k
- $p.178$, $Eq.(6.5)$: u_iu_k ⇒ (u_iu_k)
- $p.178$, $Eq.(6.6)$: $\overline{u}_i\overline{u}_k$ ⇒ $(\overline{u}_i\overline{u}_k)$
- $p.178$, $Eq.(6.7)$: $\dfrac{\partial}{\partial x_j}\left(-\tau_{ij}+2\nu\overline{D}_{ij}\right)$ ⇒ $\dfrac{\partial}{\partial x_k}\left(-\tau_{ik}+2\nu\overline{D}_{ik}\right)$
- $p.189$, $l.7\text{-}8$: 長さのスケール ⇒ 長さスケール
- $p.190$, $l.7\uparrow$: $e^{-\kappa B}$ ⇒ $\exp(-\kappa B)$

- p.191, l.17:　滑り $\Rightarrow$ すべり
- p.194, l.4↑:　長さのスケール $\Rightarrow$ 長さスケール
- p.194, l.1↑:　働かない $\Rightarrow$ はたらかない
- p.197, l.3↑:　$k =\propto y^{3.23}$ となる $\Rightarrow$ $k \propto y^{3.23}$ である
- p.199, l.5↑:　構成しようとする $\Rightarrow$ 構成する
- p.199, l.4-5↑:　前述の通り $\Rightarrow$ 6.1 節で述べたとおり
- p.201, l.7-10:　第 3 項は壁反射項とよばれ（中略）十分に離れた位置では面積積分を無視できる．　$\Rightarrow$ 第 3 項は壁反射項とよばれ，ふつう，長さスケール $k^{3/2}/\varepsilon$ と壁からの距離 y_d の比である
  $k^{3/2}/\varepsilon y_d$　(6.82)
  に比例する形で表され [27]，壁から十分に離れた位置では無視できる．
- p.201, l.11-12:　式 (6.80)∼(6.82) $\Rightarrow$ 式 (6.80), (6.81)
- p.201, l.7↑:　是正 $\Rightarrow$ 緩和
- p.202, l.6↑:　働く $\Rightarrow$ はたらく
- p.203, l.15:　乱れによる拡散流束 $\Rightarrow$ 乱れによる拡散流束 $J_{(T)ijk}$
- p.203, l.6-7↑:　一方，圧力変動が関与する拡散 $J_{(P)ijk}$ は，無視されるか，$J_{(T)ijk}$ にまとめられていると解釈される場合が多い．(加筆)
- p.205, l.12:　代数応力モデル $\Rightarrow$ 応力方程式を k 方程式に代数関係で対応づける代数応力モデル
- p.209, l.9-10↑:　物理空間の箱形領域での平均 $\Rightarrow$ 物理空間では区間平均
- p.211, 図 7.4:　エネルギースペクトル $\Rightarrow$ 速度スペクトル
- p.212, Eq.(7.14), (7.16), (7.17) いずれも右辺第 2 項:　$+\dfrac{\partial}{\partial x_i} \Rightarrow +\dfrac{\partial}{\partial x_j}$
- p.220, l.6:　乱れの GS 成分 $\Rightarrow$ SGS 乱れ
- p.220, l.12∼15:　レイノルズ平均では $\cdots$ 問題にはならない．　$\Rightarrow$ （3 つ後の段落と重複するため削除）
- p.222, 図 7.7:　エネルギースペクトル $\Rightarrow$ 速度スペクトル
- p.223, 図 7.8:　エネルギースペクトル $\Rightarrow$ 速度スペクトル
- p.223, 図 7.8:　u, $\overline{u}$, $\overline{\overline{u}}$ $\Rightarrow$ $E(u)$, $E(\overline{u})$, $E(\overline{\overline{u}})$
- p.224, Eq.(7.53):　$+\dfrac{\partial}{\partial x_i}\left(-T_{ij} + 2\nu\tilde{\tilde{D}}\right) \Rightarrow +\dfrac{\partial}{\partial x_j}\left(-T_{ij} + 2\nu\tilde{\tilde{D}}_{ij}\right)$
- p.224, Eq.(7.54):　$\tilde{\tilde{D}} \Rightarrow \tilde{\tilde{D}}_{ij}$
- p.225, Eq.(7.64):　$\overline{D}_{ij} \Rightarrow |\overline{D}|$
- p.231, l.1:　0 となる $\Rightarrow$ 0 に近づく
- p.233, Eq.(7.94):　$\overline{S}^2 \Rightarrow |\overline{D}|^2$
- p.234, Eq.(7.100):　$\left(D_{xx}^2 + D_{xx}^2 + D_{xx}^2\right) \Rightarrow \left(D_{xx}^2 + D_{yy}^2 + D_{zz}^2\right)$
- p.234, l.4∼6:　してもよいし，セル中心で（中略）として $|D|$ を計算してもよい．
  $\Rightarrow$ してもよいが，セル中心で（中略）として $|D|$ を計算し，これを必要とする位置で補間してもよい．
- p.235, 図 7.9:　渦動粘性係数の補間値 $\Rightarrow$ （渦）動粘性係数の補間値
- p.235, 脚注*4 l.1:　（渦）粘性係数 $\Rightarrow$ （渦）動粘性係数
- p.264, l.16 関係まとめて $\Rightarrow$ 関係をまとめて
- p.272, Eq.(B.63):　$|\boldsymbol{v}|(\boldsymbol{k}) \Rightarrow |\boldsymbol{v}|(k)$