

- p.iii, 4 行目：流れの不安定性 → 流れの安定性
- p.1, 6 行目：例 → 2 次元平行流
- p.3, 18 行目：任意の並進 → 任意の並進変換 (任意の t_0 に対して $t \rightarrow t + t_0$ とする変換)
- p.3, 20 行目：任意の並進 → 任意の並進変換 (任意の x_0 に対して $x \rightarrow x + x_0$ とする変換)
- p.3, 下から 2 行目：周期的もしくは → (削除)
- p.3, 下から 1 行目：時間に関する対称性 → 任意の時間に関する並進対称性
- p.4, 12 行目：(Van Dyke → (図 1.2, Van Dyke
- p.5, 図 1.2 のキャプション 1 行目：上下流左右方向に対称流 → 上下流方向と左右方向に対称な流れ
- p.6, 1.3 節見出し：不安定性 → 安定性
- p.7, 下から 4 行目：2 次元位相図 → 2 次元
- p.10, 14 行目：「20 世紀」から 17 行目の「展開された」まで → 20 世紀中頃までは 2 次元平行流の安定性を調べることが流れの安定性理論の中心課題であった。現実には平行でない流れも 2 次元平行流，すなわち 1 つの空間変数 (たとえば z) だけに依存する 1 方向の流れであると仮定し，攪乱を z 以外の 2 つの空間変数 (x と y) について周期関数であるとしてフーリエ分解し，攪乱振幅が十分小さいと仮定する線形安定性理論 (linear stability theory) が展開された。
- p.10, 下から 3 行目から始まり次ページ 2 行目の「た。」で終わる文章 → 1950 年代以降は攪乱間の非線形相互作用の影響を考慮に入れた非線形安定性理論が，また，1960 年代以降は基本流の非平行性が安定性に及ぼす影響を評価する弱非平行流理論が展開された。
- p.13, 7 行目最後：界面に → 界面に大規模な
- p.15, 5 行目：3 次元的にはまっすぐの渦糸であるが， → (削除)
- p.20, 1 行目：消滅し断面が放物線状の速度分布となる → 消滅し円管断面内での速度分布が放物線状となる
- p.22, 下から 3 行目：その上に軽い流体 → その上に混ざり合わない軽い流体
- p.22, 図 1.12 のキャプション：(a) の文章 → 下の層の流体粒子が上層に摂動として混入した場合に，その流体粒子に作用する力。(b) の文章：によりマッシュルーム状の対流が生じる → により生じるマッシュルーム状の対流
- p.23, 5 行目：可能である → 原理的には可能である
- p.25, 3 行目：熱対流 → 対流
- p.27, 6 行目：不安定発生 → 不安定によって発生
- p.30, 下から 8 行目：すべて左半平面 → すべて複素 σ 平面上で左半平面
- p.31, 式 (2.5) : $\mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N}[\mathbf{u}, \mathbf{u}]$
- p.31, 下から 1 行目：解の分岐 → 流れの安定性

- p.32, 8 行目：で存在 \rightarrow で1つだけ存在
- p.33, 5 行目：並進対称性 \rightarrow 時間に対する並進対称性
- p.33, 下から 3 行目：固有値に対応 \rightarrow 固有値 σ_n に対応
- p.35, 3 行目と 6 行目： $u^\dagger \rightarrow v$
- p.35, 8 行目：という・これら \rightarrow という・またその解 v を随伴固有関数とよび、今後 u^\dagger で表す・これら
- p.35, 下から 10 行目：脚注記号 *5) \rightarrow 下から 8 行目の「いわれる」の後へ移動
- p.35, 下から 1 行目：再び \rightarrow 最初の偏りとは
- p.35, 脚注 5) \rightarrow 以下を追加する：「本書では $\mu = \mu_c$ で単純固有値 σ が 0 となる場合に「安定性の交替の原理が成り立つ」と定義するが、安定性の交替という用語自体はもっと狭く 2.4.2 項のトランスクリティカル分岐に限定して用いられたり、逆にもっと広く、安定であった自明解が $\mu = \mu_c$ で安定性を喪失し、その点から新しく安定な解が分岐すること全体を指すために用いられたりする。」
- p.36, 11 行目：最大増幅モードに対応する固有値 σ と固有関数 \tilde{u} を用いて \rightarrow 第 1 固有モード (最大増幅モード) に対応する固有値 $\sigma (= \sigma_1)$ と固有関数 $\tilde{u} (= \tilde{u}_1)$ を用いて
- p.38, 3 行目：もったまま \rightarrow おおむね保ったまま
- p.38, 脚注 7) \rightarrow 以下のように書き換える：「この節では 1 次元力学系 (2.20) または (2.21) と 2 次元力学系 (2.22) に注目するが、これらの方程式は本来流体方程式 (2.4) という高次元 (無限次元) 力学系 $\dot{x} = f(x)$ に埋め込まれていた。ベクトル場 $f(x)$ を自明解 $x = 0$ のまわりで線形化することによって得られるヤコビ行列の核 (カーネル) の次元を余次数 (co-rank) とよぶ。」
- p.39, 下から 3 行目：右辺の $x \rightarrow$ 右辺の \hat{x}
- p.39, 図 2.1 (b) 横軸 $\bar{x} \rightarrow x$ 。キャプションは以下のように変更：(a) $dx/dt = \mu - x^2$ の定常解 \bar{x} 。実線：安定な定常解，破線：不安定な定常解。(b) 式 (2.23) が表す曲線。x 軸上の矢印は時間の経過とともに x が変化する方向を表す。
- p.39, 脚注 8) \rightarrow 以下のように変更：「サドル・ノード分岐を表す 1 次元力学系 (2.23) が高次元力学系に埋め込まれているとき、そのヤコビ行列の余次数は 1 である。」
- p.40, 4 行目：横軸は $\bar{x} \rightarrow$ 横軸は x
- p.40, 5, 6, 10 行目： \bar{x} 軸 $\rightarrow x$ 軸
- p.40, 14 行目：図 2.1 \rightarrow 図 2.1(a)
- p.40, 17 行目：「替わる。すなわち... なる (図 2.2(a))。」 \rightarrow 替わる (安定性の交替)。
- p.43, 脚注 11) 冒頭 \rightarrow 「一般には」を追加。脚注の最後に以下を追加：「分岐解が安定であるような分岐を超臨界分岐，不安定であるような分岐を亜臨界分岐とよぶ流儀もある。」
- p.45, 脚注 12) 3 行目：最も \rightarrow (削除)
- p.46, 8 行目：この方程式 \rightarrow 式 (2.37)
- p.48, 下から 3 行目：(2.35) \rightarrow (2.37)
- p.49, 3 行目： $(x^2 + y^2) \rightarrow (x^2 + y^2)$ を含む項

- p.55, 8 行目: またはスリップ境界条件 (3.6) → スリップ境界条件 (3.6) または無限遠での条件 (3.7)
- p.65, 6 行目: 「もし, … 中立安定である .」 → 14 行目「号である .」の後に移動
- p.66, 11 行目: もつ場合には, → もつ場合には (図 3.3),
- p.69, 2 行目: 見比べると, 波数 → 見比べると, レイノルズ数 R_2 において波数; 2次元攪乱はレイノルズ数 R_2 において → 2次元攪乱はレイノルズ数 R_3 において
- p.69, 4 行目: $\alpha c_i \rightarrow \alpha c_i (> 0)$
- p.69, 10 行目: 結論される . → 結論される(図 3.4) .
- p.69, 式 (3.53): $= 0 \rightarrow = 0, \phi^{iv} = \frac{d^4 \phi}{dz^4}$
- p.69, 下から 2 行目から p.70, 下から 9 行目まで: $\phi^\dagger \rightarrow \psi$
- p.70, 式 (3.57) 第 4 式左辺: $\phi^{iv} \rightarrow \phi^{iv}$
- p.70, 下から 12 行目: この随伴方程式の解 ϕ^\dagger を随伴固有関数とよぶ . → 下から 7 行目の「直ちにわかる .」の後に次のように修正した上で移動: 「この随伴方程式の解 ψ を随伴関数とよび, 今後 ϕ^\dagger と表す .」
- p.71, 1 行目: $\phi^\dagger f(z)^* \rightarrow f(z)^* \phi^\dagger$
- p.71, 2 行目: $\phi^\dagger f(z) \rightarrow f(z) \phi^\dagger$
- p.72, 式 (3.73): $\int_{z_1}^{z_2} \frac{U'' |\phi|^2 dz}{|U - c|^2} e^{2\alpha c_i t} \rightarrow e^{2\alpha c_i t} \int_{z_1}^{z_2} \frac{U'' |\phi|^2 dz}{|U - c|^2}$
- p.74, 式 (3.82): $\frac{\alpha \pi}{2} \frac{U_c''}{U_c'} |\phi_c|^2 \rightarrow \frac{\alpha \pi}{2} \frac{U_c''}{|U_c'|} |\phi_c|^2 \cdot \text{sgn}(c_i)$
- p.74, 式 (3.83): $\tau(z_c + \delta) - \tau(z_c - \delta) = \frac{\alpha \pi}{2} \frac{U_c''}{U_c'} |\phi_c|^2 \rightarrow |\tau(z_c + \delta) - \tau(z_c - \delta)| = \frac{\alpha \pi}{2} \frac{|U_c''|}{|U_c'|} |\phi_c|^2$
- p.75, 下から 5 行目: $t(> 0) \rightarrow t(\geq 0)$
- p.75, 下から 2 行目: 時刻 $t \rightarrow$ 時刻 $t(> 0)$
- p.78, 式 (3.89): $w \rightarrow \tilde{w}, \omega \rightarrow \tilde{\omega}$
- p.78, 下から 1 行目: 初期 → 過渡的
- p.79, 図 3.7 のタイトル: 対流不安定性の概念図 → 絶対不安定性と対流不安定性の概念図
- p.80, 下から 5 行目: $\text{Im}(\alpha) \rightarrow \text{Im}(\alpha_j)$
- p.81, 4 行目: とおくと, → とおくと, 空間モードの減衰率が時間モードの複素位相速度 c と波数 α を用いて
- p.81, 8 行目: (3.24) もしくは (3.29) → (3.13), (3.14) もしくは (3.19)
- p.81, 9 行目: 無視した → 無視することによって (3.24) もしくは (3.29) を得た
- p.83, 下から 2 行目: 微分作用素 → 項

p.84, 式 (3.103) 第2式: $\delta_{k,k-p} \rightarrow \delta_{p,k-p}$

p.85, 11 行目: 3.11.3 \rightarrow 3.13.3

p.86, 式 (3.107): $(0 \leq \theta < 2\pi) \rightarrow (\alpha' = \theta, 0 \leq \theta < 2\pi)$

p.87, 下から3行目: $A) \rightarrow A, \mu)$

p.88, 8 行目: 場は \rightarrow 場は $p(u, \mu)$ を u と μ についてテイラー展開することができて,

p.89, 1 行目: 振幅方程式である \rightarrow 基本流の並進対称性のみを仮定し,

p.90, 10 行目: (3.120) \rightarrow (3.120), (3.121)

p.90, 下から7行目: (3.123) \rightarrow (3.122) と (3.123)

p.90, 下から3行目: $r_{p,q}^{(k,j)} \rightarrow \gamma_{p,q}^{(k,j)}$

p.91, 12 行目: となる．実数値関数 \rightarrow となる．ここで式 (3.19) にもどって考えると, 実数値関数

p.92, 脚注: 3.12 節 \rightarrow 3.13.1 項

p.94, 下から4行目: $\Psi_{33}E^{-3} \rightarrow \Psi_{-33}E^{-3}$

p.96, 2 行目: 限定される． \rightarrow 限定される．ここでも式 (3.19) にもどって考えると

p.96, 4 行目: 実数値をとる \rightarrow 実数値または純虚数値をとる

p.96, 下から2行目: 増幅攪乱 \rightarrow 不安定モード

p.99, 10 行目: 側帯波が $O(1)$ の大きさになって \rightarrow 側帯波が $O(\epsilon)$ の大きさになって同じく $O(\epsilon)$ の大きさの

p.99, 13 行目: $\alpha = \pm\delta\alpha$ という \rightarrow 波数 $\alpha = \pm\delta\alpha$ をもつ大きさ $O(\epsilon^2)$ の

p.100, $\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}_c; \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \xi} \rightarrow \left(\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \xi}\right)_c; \frac{\partial^2 \mathcal{M}}{\partial \xi^2} \rightarrow \left(\frac{\partial^2 \mathcal{M}}{\partial \xi^2}\right)_c; \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial R} \rightarrow \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial R}\right)_c; \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \xi} \rightarrow \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \xi}\right)_c;$
 $\frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial \xi^2} \rightarrow \left(\frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial \xi^2}\right)_c; \mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N}_c$

p.100, 5 行目: また, \rightarrow 線形作用素 \mathcal{M}, \mathcal{L} および非線形項 \mathcal{N} のうちで空間変調の寄与を含まない項をそれぞれ $\mathcal{M}_c, \mathcal{L}_c$ および \mathcal{N}_c と表すことにする．また,

p.100, 式 (3.156): $[\mathcal{N}(\Psi_1, \Psi_1)]_c \rightarrow \mathcal{N}_c(\Psi_1, \Psi_1)$

p.100, 下から1行目: ただし, 臨界点で評価した非線形項を \mathcal{N} と表した． \rightarrow (削除)

p.103, 13 行目: この \rightarrow (3.168) もしくは (3.169) のような

p.104, 13 行目: $\hat{a}_2 e^{st} \rightarrow \hat{a}_2 e^{s^* t}$

p.104, 式 (3.173) 以降: $s^* \rightarrow s$

p.104, 脚注 22): $a \rightarrow a\phi_1; A_0 \rightarrow A_0\phi_1$

p.105, 下から3行目: 2次では \rightarrow 2次のオーダーでは

p.105, 下から1行目: 波数が0と $\pm\infty$ に近づくとつれて \rightarrow 有限幅の増幅波数帯の外側では

- p.106, 1 行目 : 負の値に \rightarrow 負の値であり , 波数 0 と ∞ 方向に
- p.106, 下から 1 行目 : 式 (3.177) に式 (3.178) \cdots 得られる方程式は \rightarrow 式 (3.177) は
- p.110, 下から 4 行目 : $\partial/\partial x \rightarrow \partial/\partial \xi$
- p.110, 下から 1 , 2 行目 : $\phi \rightarrow \theta$
- p.111, 3 行目 : 系が \rightarrow 系 (3.185) もしくは (3.186) , (3.187) , \cdots は
- p.111, 8 行目 , 10 行目 : $\phi \rightarrow \theta$
- p.111, 式 (3.196) から 式 (3.198) までの間の数式と文章 : $\phi_1 \rightarrow \phi_{11}$; $\phi_1^\dagger \rightarrow \phi_{11}^\dagger$
- p.112, 式 (3.202) の下から 2 行目 : $\tilde{A}^2 a_{-1}^{(1)} + |\tilde{A}|^2 a_1^{(1)} \rightarrow \tilde{A}^2 a_{-1}^{(1)} + 2|\tilde{A}|^2 a_1^{(1)}$
- p.112, 下から 4 行目 : 式 (3.198) と $\epsilon \times$ 式 (3.203) を足し合わせ , $b_1 = a_1^{(1)} + \epsilon a_1^{(2)} \rightarrow \epsilon^2 \times$ 式 (3.198) と $\epsilon^3 \times$ 式 (3.203) を足し合わせ , $b_1 = \epsilon a_1^{(1)} + \epsilon^2 a_1^{(2)}$
- p.113, 下から 7 行目 : できる . \rightarrow できると仮定する . この仮定は $|\alpha_c c'(\alpha_c)| \ll c_c$ を要請することに相当する . たとえば平面ポワズイユ流やブラジウス境界層では , この不等式が , のちに 4.2.1 項で臨界点における粘性臨界層の厚さ $(\alpha R)^{-1/3}$ を微小量と見なすのと同程度の精度で成り立つことを数値的に見ることができ .
- p.114, 下から 10 行目 : 定間 \rightarrow 空間
- p.117, 6 行目 : $\phi_n \rightarrow \phi_j$
- p.117, 8 行目 : $u_{mn} \rightarrow u_j^{(k)}$
- p.117, 脚注 2 行目 : 第 4 章 \rightarrow 4.3.5 項
- p.122, 脚注 2 行目 : 大きな振幅の乱れ \rightarrow 有限の大きさの振幅をもった乱れ
- p.126, 3 行目 : $(U''/U - c) \rightarrow U''/(U - c)$
- p.127, 7 行目 : $U_c'''(z_c) \rightarrow U'''(z_c)$
- p.129, 2 行目 : レイリー方程式の解 (外部解) \rightarrow 初項がレイリー方程式の解で与えられる外部解
- p.129, 7 行目 : z をその偏角が $-\pi < \arg(z) \leq \pi \rightarrow \zeta$ (または z) をその偏角が $-\pi < \arg(\zeta) \leq \pi$
- p.131, 式 (4.44) : $Ai'' = \xi Ai \rightarrow Ai''(\xi) = \xi Ai(\xi)$
- p.132, 6 行目 : $\left(\frac{U_c''}{U_c'}\right)^2 \rightarrow \frac{U_c''^2}{U_c'^2}$
- p.133, 下から 8 行目 : ここまでは \cdots この結果は \rightarrow 式 (4.52) は $-\pi < \arg(\xi) < \pi/3$ における $\phi_c^{(2)}$ の漸近展開の結果であるが , このようにして求められた $\phi_c^{(2)}$ が ϕ_{R1}^\pm の $(i\alpha R U_c')^{-1/3}$ のオーダーの項と接合されるということは
- p.134, 6 行目 : k に対して $\rightarrow k^{-1}$ のオーダーの z の変化に対して
- p.134, 式 (4.59) : $\frac{5P'^2 - 4PP''}{32P^{5/2}} \rightarrow \int \frac{5P'^2 - 4PP''}{32P^{5/2}} dz$
- p.137, 下から 8 行目 : 第 2 固有モード \rightarrow 臨界レイノルズ数においては第 2 固有モード

- p.138, 表 4.1 : 第 2 , 第 3 コラムの 1 (4.41) と ξ (4.41) , 1 (4.29) と ζ (4.29) を入れ替える ; 第 4 コラムの $\phi_{c4}^{(1)}$ (4.42) \rightarrow $\phi_{c3}^{(1)}$ (4.42)
- p.143, 下から 2 行目 : 不安定 \rightarrow 増幅モード ; 下から 1 行目 : 安定 \rightarrow 減衰モード
- p.145, 式 (4.83) : 最右辺 \rightarrow (削除)
- p.145, 9 行目 : $c_r \rightarrow c$
- p.145, 式 (4.84) : $c_r \rightarrow c ;] \rightarrow]^T$
- p.148, 式 (4.92) : 最右辺 \rightarrow (削除)
- p.148, 式 (4.93) : $c, a_1, \dots, a_N, R^{-1}, b_1, \dots, c_\alpha, c_1, \dots, c_N, \alpha, d_1 \dots \rightarrow c, R^{-1}, a_1, \dots, a_N, b_1, \dots, c_\alpha, \alpha, c_1, \dots, c_N, d_1, \dots$
- p.148, 表 4.5 : 射出 \rightarrow シューティング
- p.149, 3 行目 : 射出 \rightarrow シューティング ; 1.0205474 \rightarrow 1.020547
- p.149, 6 行目 : による結果 \rightarrow による 4 倍精度計算の結果
- p.151, 下から 2 , 3 行目 : $y \rightarrow z$
- p.152, 式 (4.95) : $y \rightarrow z$
- p.155, 2 行目 : 第 1 固有値と \rightarrow 第 1 固有値から決まる波数と周波数および
- p.156, 脚注下から 1 , 2 行目 : $\omega \rightarrow c$
- p.158, 式 (4.109) : $\frac{(x-vt)^2\tau}{4\gamma(1+c_1^2)t^2} \rightarrow \frac{(\frac{x}{t}-v)^2\tau}{4\gamma(1+c_1^2)}$
- p.158, 脚注 3 行目 : 定義されるが , \rightarrow 定義されるが , ここでは ; 4 行目 : べるとき , \rightarrow べる . ; 5 行目 : ここでは \rightarrow (削除)
- p.162, 4 行目 : のうち , \rightarrow のうち , $t = 0$ で
- p.163, 式 (4.130) : $\lambda_{-2,1}^{(jpk)} \rightarrow \lambda_{-1,2}^{(jpk)}$
- p.164, 式 (4.131) : $\lambda_{-2,1}^{(jpk)} \rightarrow \lambda_{-1,2}^{(jpk)}$
- p.164, 4 行目 : それらの \rightarrow それ以外のすべてのモードの
- p.166, 下から 4 行目から p.167 の (4.149) 式まで : $z \rightarrow A$
- p.169, 式 (4.153) 1 行目 : $\epsilon^2\lambda_2^{(2)} \rightarrow \epsilon^4\lambda_2^{(2)}$
- p.169, 7 行目 : 実部の符号が $j \geq 2$ で j とともに \rightarrow 実部が $j \geq 2$ で j が 1 増加するたびに符号が
- p.170, 下から 3 行目 : 問題はないが , $R \rightarrow$ 問題はないが , $\alpha = \alpha_c$ の場合には R
- p.174, 下から 6 行目 : 位相は不定である . したがって , 攪乱の \rightarrow (削除)
- p.175, 下から 5 行目 : 小さい α の側に \rightarrow (削除) ; 下から 4 行目 : から分岐 \rightarrow から低 α 側に分岐
- p.177, 下から 9 行目 : となる . 式 \rightarrow となる . $\psi = \bar{\psi} + \Psi + \hat{\psi}$ と式

p.178, 9行目: これは波数 α を固定して \rightarrow この曲線の転回点は波数 α を表 4.8 における α_c の値に固定して

p.185, 式 (5.8) 2行目: $\frac{\partial\psi}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial\psi}{\partial y}; \frac{\partial\psi}{\partial y} \rightarrow \frac{\partial\psi}{\partial x}$

p.192, 10行目: $(R_c^{-1} - R^{-1})(\partial\bar{\Psi}/\partial R) \rightarrow (R^{-1} - R_c^{-1})(\partial\bar{\Psi}/\partial R^{-1})$

p.192, 17行目: R で微分 $\rightarrow R^{-1}$ で微分

p.192, 18行目: $\partial R \rightarrow \partial R^{-1}$; としても求められる \rightarrow から求められる

p.193, 式 (5.24): $\tilde{\psi}_1 \rightarrow \hat{\psi}_1$

p.193, 3行目: となり, この式は \rightarrow となる. ここで臨界点 ($R = R_c$) では $\partial\hat{\psi}_1/\partial t_0 = 0$ であることを用いた. この式は

p.193, 14行目: $\hat{\psi}_1 \rightarrow \tilde{\psi}_1$

p.195, 下から5行目: で与えられる. \rightarrow で与えられる. 定常攪乱の場合, g_1, g_1^\dagger, g_2 はいずれも実数値関数であるため, 係数 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_0$ はすべて実数である.

p.196, 14行目: $\eta_1 \rightarrow y_1$

p.196, 16行目: (5.29) \rightarrow (5.32)

p.197, 下から3行目: 遷移する分岐 \rightarrow 遷移する分岐; 下から2行目: ノード分岐 \rightarrow ノード分岐する分岐

p.198, 下から5行目: 遷移する分岐 \rightarrow 遷移する分岐; 下から4行目: ノード分岐 \rightarrow ノード分岐する分岐

p.203, 図 5.10 の説明文: 振動流 \rightarrow 定常流

p.204, 8行目: ことがわかっている \rightarrow (削除)

p.205, 9行目: 下流側には攪乱を \rightarrow 下流側にはそのような低いレイノルズ数で攪乱を

p.208, 3行目: 長さアスペクト比 \rightarrow 長さ方向のアスペクト比

p.215, 下から7行目, 6行目, 2行目: 前節 \rightarrow 付録 B.1

p.216, 7行目: $\text{Re}(\lambda) \propto \mu - \mu_c \rightarrow \text{Re}(\lambda_1) = O(\mu - \mu_c)$

p.216, 式 (B.20)の4行目: $\bar{A}_1^2 \rightarrow A_1^{*2}$

p.218, 8行目: 次の式 \rightarrow 式

p.222, 5行目: $n_2^{(2)*}$ と $n_2^{(0)*}$ を入れ替える

p.223, 式 (C.24): $Z \rightarrow Z_j$; 右辺のヤコビ行列の2行1列目と2行2列目を入れ替える

p.223, 下から2行目: $n_j^{(j+1)/2*} \rightarrow n_j^{*(j+1)/2}$

p.224, 式 (C.29): $\frac{\lambda_i}{|\lambda_r|} \rightarrow i \frac{\lambda_i}{|\lambda_r|}$; 式 (C.30): $i \frac{\lambda_i}{|\lambda_r|} \rightarrow \frac{\lambda_i}{|\lambda_r|}$

p.226, 式 (D.3)から式 (D.5)までの数式と文章: $(V^*)^T \rightarrow V$

p.226, 下から 8 行目 : は V^* と V のディアド積とよばれるベクトルの積を表す行列の各要素 \rightarrow の各成分は V の各要素

p.228, 12 行目 : 中心部分空間に \rightarrow 中心部分空間 T^c に

p.229, 2 行目 : 「 x は \dots ベクトル ,」 \rightarrow (削除) ; 3 行目 : 「り , y は \dots 固有ベクトルであ」
 \rightarrow (削除)