

## 正誤表 「共形場理論を基礎にもつ量子重力理論と宇宙論」

2025 年 10 月 浜田賢二

内容の変更を伴う大きな訂正ではありませんが、特に注意して欲しいところは p.28, p.34, p.40, p.48b, p.56, p.57-58, p.72b, p.73a, p.73b, p.83a, p.83b, p.117, p.143, p.154, p.157, p.180, p.181, p.204, p.216, p.223, p.239, p.240, p.241, p.259, p.264, p.267, p.292, p.298, p.305, p.311, p.312, p.319, p.321, p.333, p.344, p.351ab, p.354a-355, p.354b, p.358ab, p.368 です。一部補足を含みます。その他の誤植は文脈から容易に推測できるものです。また p.288a-d, p.291, p.355, p.356ab の誤植はすべて p.351ab の誤植に由来するものです。

### 第 1,2,3,4 章

- p.5 第 1.3 節の 8 行目: 現れるの不定性  $\mapsto$  現れる不定性
- p.9-17 引数を明記した関数  $\Omega$  のべき乗の表記の変更: 例えば,  $\Omega(x)^2 \mapsto \Omega^2(x)$
- p.12 脚注 5 の文章中:  $(1/2, 0)$  と  $(1/2, 0) \rightarrow (1/2, 0)$  と  $(0, 1/2)$
- p.14 上から 2 番目の式中:  $O_{\lambda_1 \dots \lambda_{i-1} \sigma \lambda_{i+1} \dots \lambda_l} \mapsto O_{\lambda_1 \dots \lambda_{j-1} \sigma \lambda_{j+1} \dots \lambda_l}$
- p.19 上から 2 番目の式のすぐ下の文章中:  $\lim_{\Delta \rightarrow 1} (\Delta - 1) \theta(-k^2)^{\Delta-2} \mapsto \lim_{\Delta \rightarrow 1} (\Delta - 1) \theta(-k^2) (-k^2)^{\Delta-2}$
- p.28 上から 2 番目の式中:  $\frac{\partial y_\nu}{\partial x_\mu} \frac{\partial}{\partial y_\nu} \mapsto \frac{\partial y_\sigma}{\partial x_\mu} \frac{\partial}{\partial y_\sigma}$
- p.34 最初の式中:  $\sum_{l=2n} \mapsto \sum_{\Delta, l (=2n)}$
- p.40 上から 1 番目と 4 番目の式中:  $|\Delta, l\rangle \langle \Delta, l| \mapsto \sum_n |n; \Delta, l\rangle \langle n; \Delta, l|$   
[ ここで、 $|n; \Delta, l\rangle$  は規格化された  $|\Delta, l\rangle$  の第  $n$  デッセンダント状態である。  
デッセンダントを生成する並進の演算子  $P_\mu$  は  $C_2$  と可換なので、この修正による第 3.7 節の結論の変更はない。 ]
- p.43-44 第 3.8 節の最後の二つの段落中: 前節  $\mapsto$  前章
- p.48a 最初の式群に続く文章中: 負の摂動を書ける  $\mapsto$  負の摂動をかける
- p.48b 脚注 6 の補足: この疑問を解消する最近の成果として S. Rychkov and Z. Tan, J. Phys. **A48** (2015) 29FT01 と R. Gopakumar *et al*, Phys. Rev. Lett. **118** (2017) 081601 の 2 つの論文を挙げておく。
- p.51 最初の式中:  $L-2 \mapsto L_{-2}$
- p.54 上から 12 行目:  $SOS \mapsto \text{SOS}$
- p.56 上から 3 番目の式中:  $\tau_2 \mapsto \text{Im}(\tau)$
- p.57-58 第 4.3 節内の式及び文章中:  $\phi \mapsto \varphi$  (但し、脚注 6 中の  $\phi$  は OK)

### 第 6,7,8 章

- p.72a 脚注 2 の文章中:  $Q = \sqrt{b_L/2}$  をある。  $\mapsto Q = \sqrt{b_L/2}$  である。
- p.72b (6-6) 式の  $I_{\text{gh}}$  作用の符号:  $i \mapsto -i$
- p.73a 上から 2 番目の段落中: その他の場の  $b_L$  への  $\mapsto$  その他の場の  $b'_L$  への
- p.73b 脚注 3 の文章の最後: (5.2 節を参照)  $\mapsto$  (6.2 節を参照)
- p.77 脚注 5 の文章中: 自由ボゾン場を表示を  $\mapsto$  自由ボゾン場表示を
- p.93 上から 3 番目の式中:  $P_v \mapsto P_v$
- p.83a 脚注 14 の参考文献の番号: **B324** (1994) 278  $\mapsto$  **B324** (1994) 141
- p.83b 上から 5 行目の文章中: 成り立つことが分かる  $\mapsto$  成り立つことから分かる
- p.88 上から 2 番目の段落にある数式の下の方:  $-1/15 \mapsto -1/30$  及び  $199/30 \mapsto 199/60$

- p.102 (7-21) 式中:  $\Delta^{ij} \mapsto \Delta_{ij}$
- p.117 最初の式のすぐ下の文章への補足:  $[0, 4\pi]$  である。  $\mapsto [0, 4\pi]$  である ( $\gamma$  の領域が 2 倍なので半整数表現が入る。領域が  $2\pi$  までだと空間は  $RP^3 = S^3/Z_2$  になる)。
- p.120 最初の式のすぐ上の文章中:  $Y_{J(my)}^i \mapsto Y_{J(My)}^i$
- p.132 (8-18) 式中:  $\zeta^\mu \hat{\nabla} \phi \mapsto \zeta^\mu \hat{\nabla}_\mu \phi$
- p.136 下から 2 行目の文章中: Hamilton 演算子  $H \mapsto$  Hamilton 演算子  $H^{\text{gh}}$
- p.140 下から 8 行目の文章中の式:  $T_{\mu\nu} \mapsto \Theta_{\mu\nu}$
- p.143 中頃の文章中の式:  $\mathbf{E}_{1(N_1x_1),1(N_2x_2)}^{1N} c_{1(N_1x_1)}^\dagger c_{1(N_2x_2)}^\dagger |\Omega\rangle \mapsto \sum_{N_1,x_1} \sum_{N_2,x_2} \mathbf{E}_{1(N_1x_1),1(N_2x_2)}^{1N} c_{1(N_1x_1)}^\dagger c_{1(N_2x_2)}^\dagger |\Omega\rangle$
- p.147 下から 2 番目の式群中:  $V_\beta \mapsto \mathcal{V}_\beta$

#### 第 9,10 章

- p.154 (9-4) 式中:  $\nabla^2 H^2 \mapsto \nabla^2 H$
- p.157 下から 2 行目の文章中: それは相関関数の中で  $\mapsto$  それは基本場の相関関数の中で
- p.162 最後の式中:  $\Theta_{\text{gf}}^{\mu\nu} \mapsto \Theta_{\text{g.f.}}^{\mu\nu}$
- p.168 上から 2 番目の式中:  $\frac{\delta P(x)}{\delta \chi(x)} \mapsto \frac{\delta P(y)}{\delta \chi(x)}$
- p.170 下から 3 番目の式中:  $\frac{\partial}{\partial A_{0\mu}(x)} \mapsto \frac{\delta}{\delta A_{0\mu}(x)}$
- p.180 下から 2 番目の式中:  $\nabla^2 H^2 \mapsto \nabla^2 H$
- p.181 第 9.7 節の最初の式の最後から 2 番目の項:  $-\frac{2}{9}(R^{\mu\nu} - \nabla^\mu \nabla^\nu R) \mapsto -\frac{2}{9}(R^{\mu\nu} R - \nabla^\mu \nabla^\nu R)$
- p.188 上から 5 行目: 大きい  $N$  展開  $\mapsto$  ラージ  $N$  展開
- p.192 (10-19) 式中の  $\sqrt{\hat{g}}$  は不要 (この章では平坦な背景時空を考えている)。
- p.204 上から 3 行目と 4 行目の文章中の 2 式:  $\hat{g}_{\mu\nu} = (e^{t\hat{h}})_{\mu\nu}$ ,  $\hat{h}_{\mu\nu} = Z_h^{1/2} \hat{h}_{\mu\nu}^\tau \mapsto \hat{g}_{\mu\nu} = (e^{t_0 \hat{h}_0})_{\mu\nu}$ ,  $\hat{h}_{0\mu\nu} = Z_h^{1/2} \hat{h}_{\mu\nu}$
- p.216  $\Lambda_{\text{QG}}$  についての補足: 観測可能な物理量はくり込み群不変でなければならない。このスケールは真に  $\mu d\Lambda_{\text{QG}}/d\mu = 0$  を満たすくり込み群不変量である。
- p.218 中頃の文章中の 2 式:  $\bar{\gamma}_{\text{EH}} = \mu d(\log Z_{\text{EH}})d\mu$ ,  $\bar{\gamma}_\Lambda = \mu d(\log Z_\Lambda)d\mu \mapsto \bar{\gamma}_{\text{EH}} = \mu d(\log Z_{\text{EH}})/d\mu$ ,  $\bar{\gamma}_\Lambda = \mu d(\log Z_\Lambda)/d\mu$
- p.223 有効ポテンシャルがくり込み群不変な物理的宇宙項になる。それに関する最近の見解は K. Hamada and M. Matsuda, *Physical cosmological constant in asymptotically background-free quantum gravity*, Phys. Rev. D **96** (2017) 026010 を参照。
- p.224 最初の式の 2 列目:  $\log z^2 \mapsto \log \frac{z^2}{\mu^2}$

#### 第 12,13,14 章

- p.239 (12-8) 式中:  $-3H_D^2 H^2 + \rho \mapsto -3H_D^2 H^2 + \frac{8\pi^2}{b_c} \rho$
- p.240 膨張率  $\mathcal{N}_e$  についての補足: 相転移時  $\tau_\Lambda$  までの膨張率  $\mathcal{N}_e = 65$  とその後 Friedmann 時空に落ちてくまでの膨張率 (12.2 節参照) を加えた実質的な膨張率は  $\mathcal{N}_e \simeq 70$  になる。スケール因子ではおよそ  $10^{30}$  倍に相当する。以下の宇宙の進化の説明ではこの値が用いられている。

- p.241 図 12-1 の縦軸:  $\log_{10}[a(\tau)/a(\tau_\Lambda)] \mapsto \log[a(\tau)/a(\tau_\Lambda)]$
- p.259 最初の式中:  $D^\alpha = \mathcal{D}^\alpha + \dots \mapsto \mathcal{D}^\alpha = D^\alpha + \dots$
- p.264 図のすぐ下の文章の 2 行目: 時間が経って 1(2) より小さくなれば  $\mapsto$  時間が経って 1(2) より大きくなれば
- p.267 下から 2 番目の式中:  $\mathcal{D}^c = -\frac{9}{8}\Psi_i - \dots \mapsto \mathcal{D}^c = -\frac{9}{2}\Psi_i - \dots$
- p.283 上から 2 行目: Riegert 場  $\mapsto$  共形因子場
- p.288a 最初の式中:  $= 2\Delta_{ij,kl} \mapsto = 8\Delta_{ij,kl}$
- p.288b 最初の式直下の文中式:  $h^{\text{TT}} = tH/\sqrt{2} \mapsto h^{\text{TT}} = tH/\sqrt{8}$
- p.288c 2 番目の式中:  $-\frac{t_i^2}{32\pi^2} \mapsto -\frac{t_i^2}{128\pi^2}$
- p.288d 3 番目の式中:  $\frac{t_i^2}{16\pi^2} \mapsto \frac{t_i^2}{64\pi^2}$
- p.291 最後の行の文中式:  $t_i/4\pi \mapsto t_i/8\pi$
- p.292 中頃の文章中: への傾斜 (red-tilt) が生じる  $\mapsto$  へ緩やかに傾斜 (red-tilt) したものになる
- p.294 上から 2 行目: 採用したと  $m = 0.0156$  と  $\mapsto$  採用した  $m = 0.0156$  と

付録 A,B,D,E,F

- p.298 最後の式群中:  $\sqrt{g} \mapsto \sqrt{-g}$
- p.300 (A-3) 式中:  $\sqrt{-\tilde{g}} \mapsto \sqrt{-\bar{g}}$
- p.301 上から 2 番目の式群中:  $\bar{R}^2 = \partial_\mu \chi_\mu \partial^\nu \chi^\nu \mapsto \bar{R}^2 = \partial_\mu \chi^\mu \partial_\nu \chi^\nu$
- p.303 最後の式中:  $\nabla_\mu V_a = \partial_\mu + \omega_{\mu a}^b V_b \mapsto \nabla_\mu V_a = \partial_\mu V_a + \omega_{\mu a}^b V_b$
- p.305 上から 4 行目の文章中:  $\nabla_\mu \gamma^\nu = \gamma^a \nabla_\mu e_a^\nu = 0 \mapsto \nabla_\mu \gamma^\nu = \gamma^\nu \nabla_\mu$   
[ 詳しく書くと、 $\nabla_\mu e_a^\nu = 0$  より、 $\nabla_\mu (\gamma^\nu \psi) = e_a^\nu \nabla_\mu (\gamma^a \psi) = e_a^\nu [\gamma^a \partial_\mu \psi + \omega_{\mu}^a{}_b \gamma^b \psi + \frac{1}{2} \omega_{\mu cd} \Sigma^{cd} \gamma^a \psi] = e_a^\nu \gamma^a (\partial_\mu + \frac{1}{2} \omega_{\mu cd} \Sigma^{cd}) \psi = \gamma^\nu \nabla_\mu \psi$  となる。ここで、 $[\Sigma^{cd}, \gamma^a] = \eta^{da} \gamma^c - \eta^{ca} \gamma^d$  を使っている。]
- p.311 脚注 2 の文章: 指数がゼロになって第 1 項も定数になる。  $\mapsto$  指数がゼロになるが、対数発散する。
- p.312 臨界指数  $\delta$  を導出する式中:  $M \sim h \times \xi^{D-\Delta_\sigma} \sim \mapsto M \sim h \times \xi^{D-2\Delta_\sigma}$
- p.315 最後の式群のすぐ上の文章中: の変観測を  $\mapsto$  の変換則を
- p.317 上から 4 番目の  $D_{mm'}^{\frac{1}{2}}$  の表式中:  $X^0, X^1, X^2, X^3 \mapsto X_0, X_1, X_2, X_3$
- p.319 下から 2 番目の式中:  $\sum_M Y_{JM}(\hat{\mathbf{x}}) Y_{JM}(\hat{\mathbf{x}}') \mapsto \sum_M Y_{JM}(\hat{\mathbf{x}}) Y_{JM}^*(\hat{\mathbf{x}}')$
- p.321 (B-13) 式中:  $\psi \mapsto \hat{\nabla}_j \zeta^j$
- p.322 上から 4 番目の式中:  $i[Q_\zeta A_i] \mapsto i[Q_\zeta, A_i]$
- p.322 下から 2 番目の式群中:  $\gamma_{ij} \mapsto \hat{\gamma}_{ij}$
- p.324 上から 2 番目の式群中:  $\sum_{M_2 x_2}, \sum_{M_2 y_2} \mapsto \sum_{M_2, x_2}, \sum_{M_2, y_2}$
- p.333 Wigner  $D$  関数の定義の補足:  $\langle J, m | e^{-i\alpha J_3} e^{-i\beta J_2} e^{-i\gamma J_3} | J', m' \rangle = \delta_{JJ'} D_{m, m'}^J(\alpha, \beta, \gamma)$   
ここで、 $[J_a, J_b] = i\epsilon_{abc} J_c$
- p.336 ガンマ行列の公式中:  $\text{tr}(I) = 4 \mapsto \text{tr}(1) = 4$
- p.344 脚注 6 の文章中の名前: G. Vilkovsky  $\mapsto$  G. Vilkovisky
- p.345 上から 3 番目の式のすぐ上の文章中の式:  $x^a x^b \partial_a \partial_b \phi \mapsto x^a x^b \partial_a \partial_b \phi$
- p.351a 最初の式中の最後の項:  $\partial_\eta h_{ij}^{\text{TT}} n^i n^j \mapsto \frac{1}{2} \partial_\eta h_{ij}^{\text{TT}} n^i n^j$
- p.351b (E-4) 式中:  $\partial_\eta h_{ij}^{\text{TT}}(\eta, \mathbf{x}(\eta)) n^i n^j \mapsto \frac{1}{2} \partial_\eta h_{ij}^{\text{TT}}(\eta, \mathbf{x}(\eta)) n^i n^j$

- p.352 (E-6) 式中:  $\sum_{m=-l}^m \mapsto \sum_{m=-l}^l$
- p.354a-355 文章中の  $d\Omega_k$  の定義式:  $d\Omega_k = d\theta_k d\varphi_k \mapsto d\Omega_k = d\cos\theta_k d\varphi_k$
- p.354b 中頃の文章中の  $P_s$  の直後に次の式を追加:  $P_s = A_s(k/m)^{n_s-1}$
- p.355 (E-12) 式の右辺:  $\times \langle \partial_\eta h_{ij}^{\text{TT}} \dots \rangle \mapsto \times \frac{1}{4} \langle \partial_\eta h_{ij}^{\text{TT}} \dots \rangle$
- p.356a (E-13) 式の左辺:  $\langle h_{ij}^{\text{TT}} \dots \rangle \mapsto \frac{1}{4} \langle h_{ij}^{\text{TT}} \dots \rangle$
- p.356b 脚注 3 の中の 3 式:  $= 4 \langle h^{\text{TT}}(\eta, \mathbf{k}) \dots \rangle, h_{11}^{\text{TT}} = -h_{22}^{\text{TT}} = h_+, h_{12}^{\text{TT}} = h_{21}^{\text{TT}} = h_\times \mapsto = 16 \langle h^{\text{TT}}(\eta, \mathbf{k}) \dots \rangle, h_{11}^{\text{TT}} = -h_{22}^{\text{TT}} = 2h_+, h_{12}^{\text{TT}} = h_{21}^{\text{TT}} = 2h_\times$
- p.358a ホライズンの内側から始まる文節中:  $H \propto 1/a \mapsto h^{\text{TT}} \propto 1/a$
- p.358b 中頃より下の文章中の  $P_t$  の直後に次の式を追加:  $P_t = A_t(k/m)^{n_t}$
- p.364 相対論と宇宙論の本の下から 2 番目: 共立出版。2014).  $\mapsto$  共立出版, 2014).
- p.368a 参考文献の著者名: A. Strabinsky  $\mapsto$  A. Starobinsky
- p.368b PRD に掲載  $\mapsto$  Phys. Rev. D **93** (2016) 064051 (p.220 脚注 18 も同様)