

高次元理論に基づいたインフレーションモデル

Inflation from Higher-Dimensional Gauge Theory and Gravity

理工学研究科物理学専攻 阿部 裕悟

Department of Physics, Yugo Abe

宇宙はどのように誕生したのだろうか、誰もが一度は考えたことがあるだろう。現代物理学では宇宙の始まりには急激な加速度膨張 (インフレーション) が起きたことが明らかになってきた、しかしインフレーションがどのように起こるかを完全に説明出来る理論はまだ無い。また、我々の世界が何次元で構成されているのか、詳しいことは未だ分かっていない。我々は、4次元時空 (時間+空間3次元) よりも大きな時空間の中にいる可能性もあり、それも現代物理学で考えられる非常に興味深い内容である。素粒子論的宇宙論の立場ではインフレーションはインフラトンと呼ばれるスカラー場のポテンシャルエネルギーを用いて引き起こすと考えられている。私は5次元時空における理論を研究し、それに基づいたインフレーションモデルを調べ天体観測データを正しく再現するか解析し、インフラトンの起源に進展をもたらすことが狙いである。

研究背景

宇宙初期においてインフレーションと呼ばれる宇宙空間の急激な加速膨張が起こった。このインフレーションはビッグバン理論の問題に解を与えた。理論的観点からだけでなく、インフレーションは現在の宇宙のあらゆる構造と観測されている CMB の温度の揺らぎの起源を与えることができるため、実験的に検証可能な理論であり、実際、インフレーション理論は観測結果を再現することができるので、インフレーションが起こったことはほぼ明らかとなっている。インフレーションのモデルは様々なものが発表されているが、未だ多くの問題が残されている。例えばインフラトン・ポテンシャルについて、量子効果を考えると、結合定数に fine-tuning が必要になってしまい、これはインフレーションにおける fine-tuning 問題として知られている。一方、インフレーションの fine-tuning 問題と同様のスカラー場の fine-tuning 問題として、Higgs 粒子の質量の fine-tuning 問題が素粒子論に存在する。インフラトンも Higgs も場の量子論においてスカラー場により記述されるが、スカラー場自体には量子補正を禁止する対称性がないために量子効果を計算した際、量子補正により理論のパラメータは発散してしまう。この量子補正による発散を繰り込み理論により巧く調整することが出来るが、何十桁にも及ぶオーダーで不自然な調整を行わなければならない (fine-tuning 問題)。

Higgs 粒子の質量の fine-tuning 問題について、1998 年、幡中-稲見-林が 5 次元ゲージ理論を取り入れる形で、5 次元ゲージ場の第 5 成分のスカラー場 (gauge-scalar) を Higgs 場とみなすことで、fine-tuning の必要がない有限な 4 次元 Higgs・ポテンシャルを得ることに成功した [1]。2003 年、Arkani-Hamed らは 5 次元ゲージ理論をインフレーションの fine-tuning 問題に応用することで、5 次元ゲージ場の第 5 成分のスカラー場をインフラトン場とみなし、有限な 4 次元インフラトン・ポテンシャルを得て、fine-tuning のない chaotic 型のインフレーションモデルが作れることを示唆した [2]。また、高次元重力理論をインフレーションに応用した仕事が最近発表された。2012 年、稲見-深澤-小山は、5 次元重力理論でのインフレーションモデルを考え、重力場の計量の第 55 成分のスカラー場 (radion) をインフラトン場とみなすことで、有限な 4 次元インフラトン・ポテンシャルを得て、インフレーションを起こせることを示唆した [3]。

これらの研究により、スカラー場の fine-tuning 問題を高次元のゲージ理論、重力理論を考えることで、それらのゲージ対称性、一般座標変換不変性によりスカラー場の量子補正をコントロール出来る可能性が分かってきた。

研究内容

本研究の目的は高次元の理論に基づいたインフレーションのモデルをつくることである。高次元ゲージ理論、高次元重力理論の両方を合わせたモデルでのインフレーションを考えている。Toy model として、5次元 U(1) ゲージ場、5次元重力場を合わせた作用を考え、 S^1 コンパクト化を用いてそこから4次元の作用を導くことにより、

$$\left\{ \begin{array}{l} 5 \text{次元 U(1) ゲージ場から表れる 4次元スカラー場 (gauge - scalar)} \\ 5 \text{次元重力場から表れる 4次元スカラー場 (radion)} \end{array} \right.$$

の2つのスカラー場が得られ、これらのスカラー場についての fine-tuning の必要のない有限なポテンシャルを求める。そして、このインフラトン・ポテンシャルでインフレーションを起こせるかの解析を行い、具体的な研究として次のことを議論する。

- インフラトン・ポテンシャルにおいて、2つのスカラー場のどちらが優勢か。
- インフラトンの起源がどのように与えられるか。
- 2つのスカラー場がどちらも同じくらいインフラトン・ポテンシャルに効いてくるならば、hybrid 型のインフレーションモデルになるのか。

これらの問いに答えを出すことが、インフレーションの研究に進展を与えることになる。

本論文では、研究の途中経過、モデルの定義から 1-loop ダイアグラムの導出までをまとめてある。5次元重力理論+5次元ゲージ理論の S^1 コンパクト化と4次元の作用、また5次元重力理論における5次元 metric の余剰次元スカラー場 (radion)+5次元ゲージ理論における5次元ゲージ場の余剰次元スカラー場 (gauge-scalar) について、量子補正による effective ポテンシャルを議論する。ローレンツ添字については5次元時空の添字を $M, N = 0, 1, 2, 3, 5$ とし、4次元時空の添字を $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ とする。また、ミンコフスキー計量は $\eta_{MN} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1, 1)$ と定義する。5次元重力理論に5次元 U(1) ゲージ場 $A_M(x^M)$ とフェルミオン (matter) $\psi(x^M)$ を c 個加えた理論を S^1 コンパクト化する。5次元の作用は

$$S_{5D} = \int d^5x \sqrt{-g_5} \left[\frac{1}{16\pi G_5} \hat{R}_5 - \frac{1}{4} \hat{g}^{MP} \hat{g}^{NL} F_{MN} F_{PL} + \bar{\psi}_i (i\Gamma^M D_M - \mu) \psi_i \right] \quad (0.1)$$

で与えられる。ここで、

$$\left\{ \begin{array}{l} G_5 : 5 \text{次元重力定数} \\ \text{フェルミオンの添字 } i : i = 1, \dots, c \\ \mu : c \text{個のフェルミオンの共通質量} \\ \hat{R}_5 : 5 \text{次元スカラー曲率} \\ F_{MN} : \text{場の強さ} \\ D_M : \text{共変微分} \end{array} \right.$$

$$\begin{aligned}\hat{R}_5 &\equiv \hat{g}^{MN} \hat{R}_{MN} = \hat{R}_M^M = \hat{R}^\mu_\mu + \hat{R}^5_5 = \hat{g}^{MN} \hat{R}^\mu_{M\mu N} + \hat{g}^{MN} \hat{R}^5_{M5N} \\ &= \hat{g}^{\rho\sigma} \hat{R}^\mu_{\rho\mu\sigma} + 2\hat{g}^{\rho 5} \hat{R}^\mu_{\rho\mu 5} + \hat{g}^{55} \hat{R}^\mu_{5\mu 5} + \hat{g}^{\rho\sigma} \hat{R}^5_{\rho 5\sigma}\end{aligned}\quad (0.2)$$

$$\hat{R}^K_{MLN} \equiv \hat{g}^{KQ} \hat{R}_{QMLN} = \partial_N \hat{\Gamma}^K_{ML} - \partial_L \hat{\Gamma}^K_{MN} + \hat{\Gamma}^K_{PN} \hat{\Gamma}^P_{ML} - \hat{\Gamma}^K_{PL} \hat{\Gamma}^P_{MN}\quad (0.3)$$

$$\hat{\Gamma}^K_{LM} = \hat{g}^{PK} \hat{\Gamma}_{PLM} = \hat{g}^{PK} \frac{1}{2} (\partial_M \hat{g}_{PL} + \partial_L \hat{g}_{PM} - \partial_P \hat{g}_{KL})\quad (0.4)$$

$$g_5 = \det \hat{g}_{MN}\quad (0.5)$$

$$F_{MN} = \partial_M B_N - \partial_N B_M\quad (0.6)$$

$$D_M = \partial_M - ig' B_M + \frac{1}{2} \hat{\omega}_M^{ab} \sigma_{ab}\quad (0.7)$$

$\frac{1}{2} \hat{\omega}_M^{ij} \sigma_{ij}$ はスピン接続と呼ばれる項であるが、定数バックグラウンドを考えれば0に出来る。また、5次元 metric g_{MN} は、

$$\hat{g}_{MN} = \Phi^{-\frac{1}{3}} \begin{pmatrix} g_{\mu\nu} + A_\mu A_\nu \Phi & A_\mu \Phi \\ A_\nu \Phi & \Phi \end{pmatrix}, \quad \hat{g}^{MN} = \Phi^{\frac{1}{3}} \begin{pmatrix} g^{\mu\nu} & -A^\mu \\ -A^\nu & \Phi + A_\rho A^\rho \end{pmatrix}\quad (0.8)$$

5次元重力場 \hat{g}_{MN} は4次元 U(1) ゲージ場 A_μ と4次元スカラー場 Φ を含む。 B_M は5次元ゲージ場である。具体的な 1-loop 計算は次のものになり、今後、これらの計算を進めることが課題である。

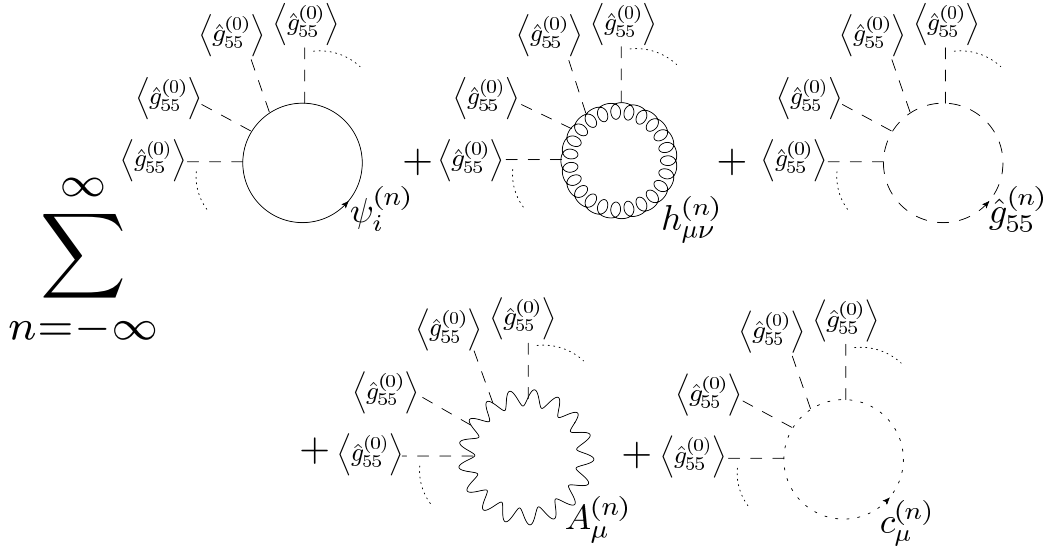


図 1: 1-loop ダイアグラム 1

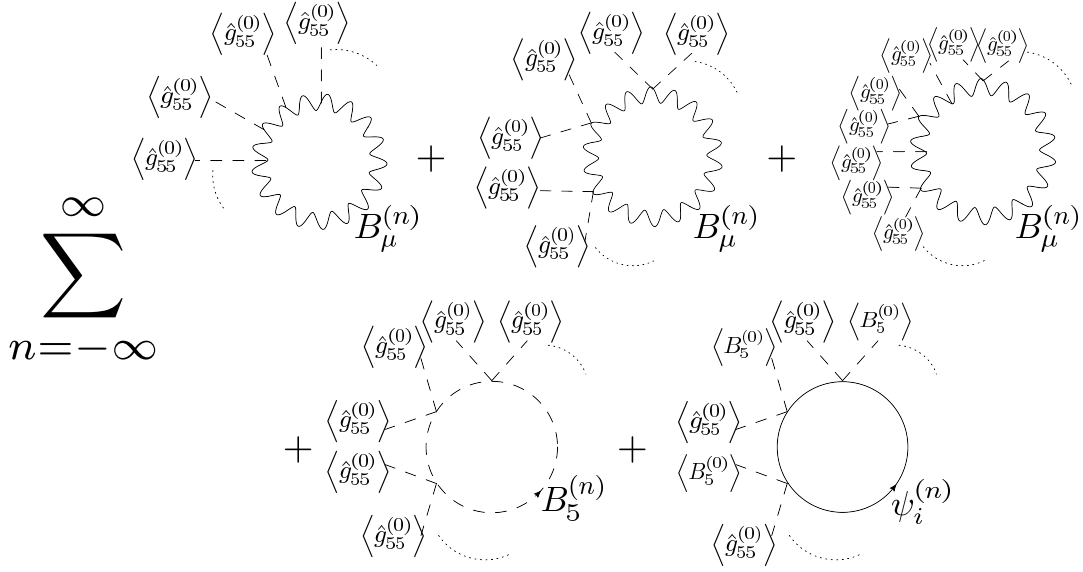


図 2: 1-loop ダイアグラム 2

参考文献

- [1] H. Hatanaka, T. Inami and C. S. Lim, Mod. Phys. Lett. A **13**, 2601 (1998).
- [2] N. Arkani-Hamed, H. C. Cheng, P. Creminelli and L. Randall, Phys. Rev. Lett. **90**, 221302 (2003).
- [3] Y. Fukazawa, T. Inami and Y. Koyama, Prog. Theor. Exper. Phys. 採録決定済み. arXiv:1210.7305 [hep-th].
- [4] A. D. Linde, Phys. Lett. B **108**, 389 (1982).
- [5] E. Komatsu *et al.* [WMAP Collaboration], Astrophys. J. Suppl. **192**, 18 (2011).
- [6] D. H. Lyth and A. Riotto, Phys. Rept. **314**, 1 (1999).
- [7] G. Hinshaw *et al.* [WMAP Collaboration], Astrophys. J. Suppl. **180**, 225 (2009).
- [8] T. Appelquist and A. Chodos, Phys. Rev. D **28**, 772 (1983).
- [9] A. D. Linde, Phys. Lett. B **129**, 177 (1983).
- [10] R. Sundrum and C. M. Wells, JHEP **1002**, 097 (2010).
- [11] E. Ponton and E. Poppitz, JHEP **0106**, 019 (2001).