

Inflation from Higher Dimensions

首都大学東京大学院 博士後期課程 3 年 中田 洋 (Hiroshi Nakada)

概要

この発表では、我々の見ることができない余剰次元の取り扱い方と、インフレーションモデルとしての Starobinsky モデルを紹介する。また、8 次元時空における修正重力理論からインフラトンのポテンシャルを導出し、それが現在の観測からの制限を満たしていることを示す。最後に、統一理論と我々の用いた理論との関係についての予想を述べる。

1 序論

物理学の大きな目的は 2 つあり、それは物質とその間に働く力の法則について解き明かしてできるだけ簡潔に (美しく) 説明すること、そして我々の住む宇宙がどのように始まりどうなっていくかを知ることである (と少なくとも私は考えている)。

現在、物質を構成する粒子 (フェルミオン)、その間に働く力を媒介する粒子 (ボソン) について記述する素粒子の標準模型が完成し、実験からもよく確かめられている。しかし、素粒子の標準模型は自然界にある 4 つの力のうち『電磁気力』、『弱い力』、『強い力』は記述できているものの、『重力』を含めることができていない。『重力』も含めることができる統一理論の候補としては『超弦理論』が提唱されており、10 次元時空を運動する弦の振動の状態それぞれの粒子が表現されている。この超弦理論には 5 つの理論形式があり、それぞれ表現する対象が異なるが、それぞれの間には双対性と呼ばれる関係があることが知られている。さらに、この 5 つの超弦理論を統一する『M 理論』の存在も提唱されており、この理論は 11 次元の理論で、低エネルギー極限を取ると『11 次元超重力理論』と対応すると考えられている。ここで、超弦理論や超重力理論に付く『超』とは、理論が『超対称性』を持つことを意味する。『超対称性』とは、本来フェルミオンとボソンは表現の仕方が異なるが、それらを入れ替えても理論が不変となる対称性のことをいう。

統一理論を考える上で、時空は 4 次元以上の高い次元を持つことが予言されたが、我々は普段は時間 +3 次元空間の 4 次元しか知覚できていない。それは、それ以外の次元 (余剰次元) が何らかの機構で見えなくなっているからだと考えられる。そのような機構として、

- 余剰次元が見ることができないほど小さく閉じている。
- 素粒子の標準模型の粒子は 3 次元の膜 (brane) の上に局在し、余剰次元方向に運動

できない。

の 2 つがよく知られている。1 つめの機構は Kaluza-Klein 理論 [1] と呼ばれ、元々は 5 次元重力理論に 4 次元の重力と電磁気力を統一するために提唱された。2 つ目の機構は brane world と呼ばれ、Randall と Sundrum が階層性問題の解決のために提唱したことで有名となった [2]。

Einstein の一般相対性理論 (付録参照) の登場により時空が動的な物理的対象となると、Friedmann は宇宙が一様等方であることを仮定し、宇宙の膨張・収縮を記述する Friedmann 方程式を導いた。また、Hubble による銀河の赤方偏移の観測により宇宙が膨張していることが発見されると、宇宙が高温・高密度の小さな火の玉のような状態から始まったとされる『ビッグバン宇宙論』が強く支持されるようになった。その後、観測技術の発展や素粒子物理学の応用により宇宙論も発展し、ダークエネルギーとしての宇宙定数 Λ 、冷たいダークマター (Cold Dark Matter) を Friedmann 方程式に加えた Λ CDM モデルが現在の宇宙の標準模型として支持されている。しかし、(Λ CDM モデルに限らず) ビッグバン宇宙論には幾つかの問題がある。『インフレーション理論』は、宇宙初期に指数関数的な膨張があったことを仮定することでこれらの問題を解決するために導入された。その問題とインフレーションによる解決法は次の通りである。

- 現在の観測では宇宙はほぼ平坦だが、初期宇宙ではより平坦でなければならない (平坦性問題)
 - 宇宙初期に一気に引き伸ばされれば宇宙は平坦になり任意の初期条件が許される。
- 現在の観測では、過去に因果関係のなかった場所でも温度が同じである (地平線問題)
 - 因果関係があった 2 点が宇宙初期に一気に引き離されれば同じ情報を持ち得る。

インフレーションを引き起こすスカラー場はインフラトンと呼ばれるが、インフラトンとそのポテンシャルがどのように導入されるかは非常に多くのモデルが存在する。スローロールインフレーション型のモデルはポテンシャルに平坦な部分が含まれていて、上の問題を解決できるほどの指数関数的な膨張を実現でき広く支持されている。インフレーションのモデルを区別するための観測量にスカラー・テンソル比がある。これは、宇宙初期の揺らぎによる宇宙マイクロ波背景放射の偏光の度合いである。多くのインフレーションモデルの中でも、Starobinsky モデルは現在の観測結果とよく整合することが知られている [3]。Starobinsky モデルは Einstein の重力理論に R^2 項を加えた理論であり、このように Einstein 重力を修正した理論を修正重力理論と呼ぶ。修正重力理論はインフレーションだけではなくダークエネルギーのモデルを考える際にも用いられており、修正重力理論

を考える利点は、新しい場を導入することなく幾何学的な効果としてその効果を理論に取り込めることにある。

以上のことから高次元時空における修正重力理論は、統一理論と宇宙の観測に基づく現象とを結ぶ理論と言える。我々は [4] において D 次元時空における重力理論に R^n 項と宇宙定数を加え、Starobinsky 型のインフラトンポテンシャルを導出した。その際に、 D が 4 の倍数、 $n = D/2$ である必要があり、観測との整合性から宇宙定数と R^2 項の結合定数を決定することができた。その後、S. P. Otero、F. G. Pedro、C. Wieck らによってコンパクト化された余剰次元を安定化させるために、 p 階反対称テンソル場を加えた形に拡張された [5]。また、安定化のためには $p = n$ である必要があることが示された。我々の最新の結果では、S. P. Otero らによる結果を再計算するとともに、A. Salam、E. Sezgin の導出した 8 次元超重力理論 [6] と比較することで、11 次元超重力理論と我々のモデルとの間の関係に対し予想を与えることができた [7]。

本発表では、Kaluza-Klein 理論における余剰次元のコンパクト化の考え方と修正重力理論である Starobinsky モデルからインフレーションモデルの導出を紹介する。次に、8 次元修正重力理論からインフレーションモデルを導出し、そのポテンシャルが現在の観測からの制限を満たしていることを示す。最後に、11 次元超重力理論と我々のモデルとの間の関係に対する予想を紹介する。

本発表に出てくる添字については、ギリシャ文字 $\mu, \nu, \dots$ は $0, 1, 2, 3$ を表す。また、 $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ とする。

2 本論

2.1 Kaluza-Klein 理論

Kaluza-Klein 理論は重力場と電磁場の統一のために提案された [1]。ここでは場の統一に関する詳細には立ち入らないが、余剰次元の扱いと素粒子実験からの制限について紹介する。

まずは直感的な説明をする。十分に長く細いストローの側面にいる蟻を想像して欲しい。近くで見ればこの蟻は円筒の面、つまり 2 次元面上を移動することがわかるが、これを十分に遠くから見ると (蟻も見えなくなるが)、ストローは細い紐のように見え、2 次元面の内、ストローに沿った方向しか見えなくなる。これが Kaluza-Klein の余剰次元のコンパクト化の考え方である。

余剰次元方向を y とし、5 次元の重力場 g_{AB} を考える ($A, B, \dots = 0, \dots, 4$)。 y 方向は円筒座標とし、 $y = y + 2\pi r$ とする。ここで r は円筒の半径とする。次に、5 次元時空における質量 0 のスカラー場 $\phi(x^A) = \phi(x^\mu, y)$ を導入する。このスカラー場は 5 次元の

Klein-Gordon 方程式に従う:

$$\partial_A \partial^A \phi = 0 \quad (1)$$

この時、このスカラー場は Fourier 展開により、次のように展開できる。

$$\phi(x^\mu, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi_n(x^\mu) e^{i \frac{n}{r} y} \quad (2)$$

これを式 (1) に代入すると、

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi_n(x^\mu) = \frac{n^2}{r^2} \phi_n(x^\mu) \quad (3)$$

この式は質量 n/r のスカラー場の Klein-Gordon 方程式である。ここで、 $n = 0$ の場合を取り出すと、

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi_0(x^\mu) = 0 \quad (4)$$

質量のないスカラー場の Klein-Gordon 方程式となる。これをゼロモードと呼び $n \neq 0$ の場合を KK モードと呼ぶ。しかし、現在の素粒子実験 (TeV scale) において KK モードの粒子は見つかっていないことから、その質量に対し $n/r > TeV$ の制限をつけることができる。このことから、余剰次元の大きさは

$$r \leq 10^{-21} cm \quad (5)$$

と非常に小さく制限される。

2.2 インフレーションと修正重力理論

ここではインフレーションモデルの例として、Starobinsky モデルからインフラトンのポテンシャルを導出する。Starobinsky モデルは次の作用で与えられる：

$$S_{Starobinsky} = \frac{1}{2} \int d^4x \sqrt{-g} \left[R + \frac{1}{6M^2} R^2 \right] \quad (6)$$

M は R^2 項の結合定数であり、簡単のため重力定数は 1 としている。まず、スカラー場 B を導入し、次のような変数変換を行う：

$$R + \frac{1}{6M^2} R^2 \rightarrow (1 + \frac{2}{6M^2} B) R - \frac{1}{6M^2} B^2$$

ここで $B = R$ とすれば元の作用と一致する。次に、Weyl 変換： $g_{\mu\nu} = \Omega^{-2}(x) \tilde{g}_{\mu\nu}$ を行う。この時、

$$\begin{aligned} \sqrt{-g} &= \Omega(x)^{-4} \sqrt{-\tilde{g}}, \quad R = \Omega(x)^2 [\tilde{R} + 6\tilde{\nabla}^\mu \tilde{\nabla}_\mu f - 6\tilde{g}^{\mu\nu} f_\mu f_\nu], \\ f &= \ln \Omega, \quad f_\mu = \frac{\partial_\mu \Omega}{\Omega} \end{aligned}$$

である。これを作用 (6) に代入し整理すると、

$$S_{Starobinsky} = \frac{1}{2} \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} [\Omega^{-2} (1 + \frac{2}{6M^2} B) (\tilde{R} + 6\tilde{\nabla}^\mu \tilde{\nabla}_\mu f - 6\tilde{g}^{\mu\nu} f_\mu f_\nu) - \Omega^{-4} \frac{1}{6M^2} B^2] \quad (7)$$

ここで、 $\Omega^{-2} (1 + \frac{2}{6M^2} B) = 1$ となるように Ω を決めると、

$$S_{Starobinsky} = \frac{1}{2} \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} [\tilde{R} - 6\tilde{g}^{\mu\nu} f_\mu f_\nu - \frac{6M^2}{4} (1 - e^{-2f})^2] \quad (8)$$

$\tilde{\nabla}^\mu \tilde{\nabla}_\mu f$ は全微分項のため無視をした。最後に、 f を規格化したものを ϕ として

$$S_{Starobinsky} = \frac{1}{2} \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} \tilde{R} + \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} [-\frac{1}{2} \tilde{g}^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi)] \quad (9)$$

$$V(\phi) = \frac{3}{4} M^2 (1 - e^{-\sqrt{\frac{2}{3}} \phi})^2 \quad (10)$$

以上のような変換を行うことでスカラー場 (インフラトン) とそのポテンシャルを導くことができる。図 1 に示した通り、Starobinsky 型のポテンシャルはスローロール条件を満たす平坦な部分を持つ。また、平坦な部分を持つインフレーションモデルは、 $\phi \gg 1$ (ポテンシャルの平坦な部分) の時にインフレーションが起こるとすると、インフレーション中は次のような形に近似できる：

$$V \approx V_0 - V_1 e^{-\alpha \phi} \quad (11)$$

Starobinsky モデルでは $\alpha = \sqrt{3/2}$ である。このようなインフレーションモデルに対して、スカラー・テンソル比は

$$r = \frac{8}{\alpha^2 N_e^2} \quad (12)$$

から求められることが知られている。ここで N_e は e-folding 数と呼ばれ、インフレーションによる膨張の度合いを表し、平坦性問題・地平線問題の解決のために 50 ~ 60 の値である必要がある。スカラー・テンソル比は現在の観測によると、 $r < 0.08$ であることが知られていることから、式 (12) を変形し

$$\alpha > 0.2 \left(\frac{50}{N_e} \right) \quad (13)$$

とすると、Starobinsky モデルが観測からの制限を満たすことがわかる。

このように宇宙論の諸問題を解決するために重力理論を修正した理論を修正重力理論と呼ぶ。このように考える利点は、新しく場を導入するのではなく、重力の幾何学的性質として場の効果を取り込めることにある。

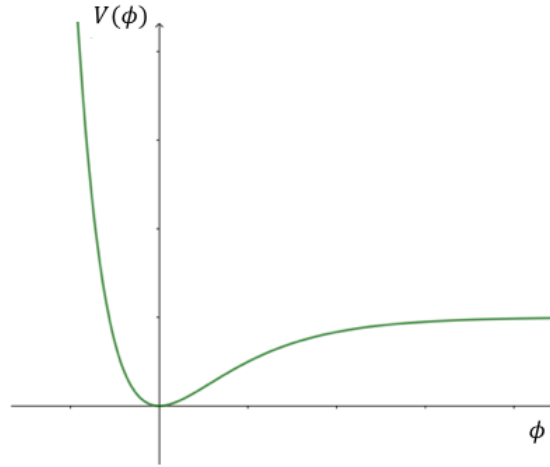


図1 Starobinsky 型のポテンシャルの概形。平坦な部分からゆっくり転がり落ちていく際にインフレーションが起こる。

2.3 Inflation from Higher Dimensions

我々は、 D 次元時空における R^n 項と宇宙定数を加えた修正重力から Starobinsky 型のインフラトンポテンシャルを導出し、理論が満たすべきパラメータに対し条件を与えることに成功した [4]。しかし、その際の余剰次元のコンパクト化はインフレーションより前に何らかの機構によって行なわれると仮定し安定化もしていなかった。その後、[5] により、余剰次元の安定化のために p 階反対称テンソル場を導入した理論に拡張された。また [7] では、A. Salam、E. Sezgin により導出された 8 次元の超重力理論 [6] と我々の理論との類似性から、11 次元修正超重力理論から、我々の導出したインフレーションモデルを導出できる可能性についての予想を述べた。

ここでは簡潔にはあるがそれを紹介する。手法は Starobinsky 型のインフラトンのポテンシャルの導出と同じである。

[4] によると Starobinsky 型のポテンシャルを実現するためには、 D は 4 の倍数、 $n = D/2$ である必要がわかった。また、[5] によると、加える p 階反対称テンソル場に対して $p = n$ である必要があることが示されている。そのため、ここでは次の作用を用いる：

$$S = \frac{M_8^6}{2} \int d^8 X \sqrt{-g_8} [R_8 + \gamma_8 R_8^4 - 2\Lambda_8 - g^{A_1 B_1} g^{A_2 B_2} g^{A_3 B_3} g^{A_4 B_4} F_{A_1 A_2 A_3 A_4} F_{B_1 B_2 B_3 B_4}] \quad (14)$$

ここで添字の 8 は 8 次元における量を表し、 M_8 は質量の次元を持つ定数、 γ_8 は R^4 項に対する結合定数、添字 $A, B, \dots = 0, 1, \dots, 7$ とする。

変数変換、Weyl 変換を行うことで

$$S_{dual} = \frac{M_8^6}{2} \int d^8 X \sqrt{-\tilde{g}_8} [\tilde{R}_8 - 42\tilde{g}^{AB} \partial_A f \partial_B f - M_8^2 \tilde{V}(f) - \tilde{g}^{A_1 B_1} \tilde{g}^{A_2 B_2} \tilde{g}^{A_3 B_3} \tilde{g}^{A_4 B_4} F_{A_1 A_2 A_3 A_4} F_{B_1 B_2 B_3 B_4}] \quad (15)$$

この時

$$\tilde{V}(f) = a^{-2} (1 - e^{-6f})^{\frac{4}{3}} + 2e^{-8f} \tilde{\Lambda}_8 \quad (16)$$

f はスカラー場である。ここで

$$\gamma_8 \equiv M_8^{-6} \tilde{\gamma}_8, \quad \Lambda_8 \equiv M_8^2 \tilde{\Lambda}_8, \quad \frac{3}{4} \left(\frac{1}{4\tilde{\gamma}_8} \right)^{\frac{1}{3}} \equiv a^{-2} \quad (17)$$

とした。

次に、8次元時空を S^4 (4次元球面) にコンパクト化することを考える。8次元座標 (X^A) を4次元座標 x^α ($\alpha = 0, 1, 2, 3$) とコンパクトな余剰次元 y^a ($a = 4, 5, 6, 7$) に分ける：

$$ds_8^2 = \tilde{g}_{AB} dX^A dX^B = g_{\alpha\beta}(x) dx^\alpha dx^\beta + e^{2\chi(x)} g_{ab}(y) dy^a dy^b \quad (18)$$

$\chi(x)$ はスカラー場とする。このコンパクト化後、再度 Weyl 変換 $g_{\mu\nu} = \Omega^{-4(\chi-\chi_0)} \hat{g}_{\mu\nu}$ を行うことにより次の4次元の作用が得られる (χ_0 は χ の真空期待値)。

$$S_4[\hat{g}_{\alpha\beta}, \chi, f] = \frac{M_{Pl}^2}{2} \int d^4 x \sqrt{-\hat{g}} [\hat{R} - 12\hat{g}^{\alpha\beta} \partial_\alpha \chi \partial_\beta \chi - 42\hat{g}^{\alpha\beta} \partial_\alpha f \partial_\beta f - M_{Pl}^2 V(\chi, f)] \quad (19)$$

なお、コンパクト化の際には

$$\int d^4 y \sqrt{g_y} = M_8^{-4} \quad (20)$$

とし、4次元の重力定数は $M_{Pl}^2 \equiv \kappa^{-2} = M_8^2 e^{4\chi_0}$ とした。最終的に得られたポテンシャルは、

$$V(\chi, f) = [a^{-2} (1 - e^{-6f})^{\frac{4}{3}} + 2\tilde{\Lambda}_8 e^{-8f}] e^{-4\chi} - 2e^{-6\chi} + F^2 e^{-12\chi} \quad (21)$$

その概形を図2に示す。 f の変化する方向は Starobinsky 型、 χ の変化する方向は余剰次元を安定化させるポテンシャルとなっていることがわかる。また、ポテンシャルの2階微分で定義するインフラトンの質量が正の値となるためには、 $\Lambda_8 > 0$ でなければならない。ここで作用 (19) 中の χ, f を規格化しポテンシャルを求めると、 $\alpha = \sqrt{\frac{6}{7}}$ となるため、Starobinsky モデル ($\alpha = \sqrt{2/3}$) と比べて、スカラー・テンソル比の観測からの制限をよりよく満たすことがわかる。

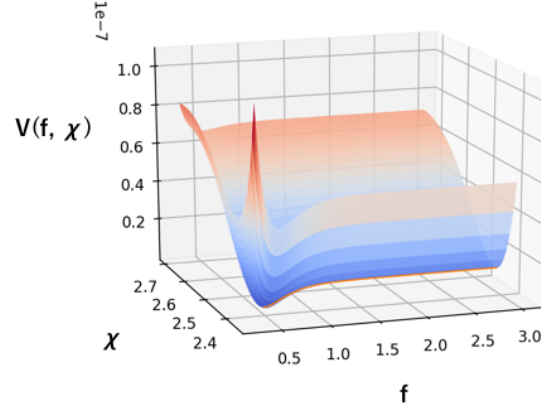


図2 ポテンシャル (20) の概形。 f 方向は Starobinsky 型、 χ 方向は余剰次元を安定化させるポテンシャルとなっていることがわかる。

最後に、A. Salam、E. Sezgin が 11 次元超重力理論から 8 次元超重力理論を導出した手法を用いて、11 次元超重力理論に R^4 項を加えた理論から 8 次元超重力理論を導出し、ボソン場だけ抜き出すと、

$$\begin{aligned}
 S_8 = \int d^8x \frac{e}{2\kappa^2} [& R + \tilde{\gamma} e^{2\kappa\phi} R^4 - \kappa^2 e^{2\kappa\phi} F_{AB}^\alpha F_\alpha^{AB} - 2\kappa^2 \partial_A \phi \partial^A \phi - V(T) \\
 & - P_{Aij} P^{Aij} - \frac{1}{2} \kappa^2 e^{-4\kappa\phi} \partial_A B \partial^A B - \frac{\kappa^2}{12} e^{2\kappa\phi} G_{ABCD} G^{ABCD} \\
 & - \frac{\kappa^3}{432} e^{-1} \epsilon^{A_1 \dots A_8} G_{A_1 \dots A_4} G_{A_5 \dots A_8} + \dots]
 \end{aligned} \quad (22)$$

と、この理論は 8 次元の重力場 g_{AB} 、ディラトン場 ϕ 、 $SO(3)$ ゲージ場の強さ F_{AB}^α 、ベクトル場 P_{Aij} 、4 階反対称テンソル場 G_{ABCD} 、5 + 1 スカラー場 (T, B) とそのポテンシャル $V(T)$ からなる。この作用は次の条件を満たせば (14) の超対称化したものとみなすことができる。

- ディラトン場が安定化する
- 正の宇宙定数が何らかの機構で生じる

しかし、通常の超重力理論においては正の宇宙定数は生じ得ないので、自発的超対称性の破れや非摂動効果などが必要であると予想される。

3 結論

本発表では、まず統一理論で予言されている余剰次元の扱い方、インフレーションモデルとしての Starobinsky モデルについて紹介した。 R^n 項を加えた高次元修正重力理論から Starobinsky 型のインフレーションを導出し、余剰次元を安定化するためには、(i)p 階反対称テンソル場が必要で、(ii) 次元 D が 4 の倍数、 $p = n = D/2$ であり、(iii) 正の宇宙定数が必要であることが [4]、[5] から知られていたもので、今回は p 階反対称テンソル場を加えた 8 次元修正重力理論からインフレーションモデルを導出し、そのポテンシャルについての考察を行った。導出されたポテンシャルから導かれるスカラー・テンソル比は、現在の観測からの制限をよく満足することも示すことができた。最後に我々のモデルと 11 次元修正超重力理論から導出された 8 次元修正超重力理論との対応について考察した。対応は不完全ではあるが、統一理論からインフレーションを導出する一つの可能性を示すことができたと言える。今後は自発的超対称性の破れや量子補正としての R^4 項について研究を行い、高次元修正重力理論によるインフレーションシナリオを完成させるよう研究を継続していきたい。

4 付録

4.1 一般相対性理論と場の変換性

4 次元時空における Einstein の重力理論は、Einstein-Hilbert 作用に物質場の作用を加えた

$$S = \frac{1}{\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} R + S_m \quad (23)$$

により与えられる。ここで、 κ は重力定数、 g は $g_{\mu\nu}$ の行列式、 R はリッチスカラーと呼ばれ時空の幾何学量を表す。この作用から導かれる Einstein 方程式

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa^2 T_{\mu\nu} \quad (24)$$

は重力場 $g_{\mu\nu}$ (計量) に関する 2 階の微分方程式である。 $R_{\mu\nu}$ はリッチテンソル、 Λ は宇宙定数と呼ばれる定数、 $T_{\mu\nu}$ はエネルギー・運動量テンソルと呼ばれ、物質の分布を表す。つまり、Einstein 方程式は、左辺が時空の幾何学量、右辺が物質の分布を表している。計量とは時空における距離を決める量で、

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (25)$$

により距離を定めている。Einstein 方程式を解き計量の時間発展が求まることは、物質の分布により時空の幾何学が決まる (またはその逆も) ことを表している。

現代物理学の主な対象は『場』であり、空間に広がりを持つ対象である。スカラー場は空間の各点にある数量が (例えば『温度』など)、ベクトル場は空間の各点にベクトル (例えば『流体の速度』など) が生えていると思えばよい。素粒子の描像は場に対して量子化という操作を行うことによって得られる。ここでは場をその座標変換に対する変換性で定義する。ただし、フェルミオンを記述するスピノル場については言及しない。 $x \rightarrow x'$ の座標変換を考える。

- スカラー場 : $\phi'(x') = \phi(x)$
- ベクトル場 : $V'_\mu(x') = \frac{\partial x^\mu}{\partial x'^\nu} V_\nu(x)$
- n 階テンソル場 : $T'_{\mu_1\mu_2\ldots\mu_n}(x') = \frac{\partial x^{\mu_1}}{\partial x'^{\nu_1}} \frac{\partial x^{\mu_2}}{\partial x'^{\nu_2}} \cdots \frac{\partial x^{\mu_n}}{\partial x'^{\nu_n}} T_{\nu_1\nu_2\ldots\nu_n}(x)$
添字の入れ換えに対して、対称なテンソルを対称テンソル場、符号が変わるテンソルを反対称テンソル場と呼ぶ。

それぞれ添字の数で (本当は添字の上下も) 区別されるが、1 階のテンソル場がベクトル場、0 階のテンソル場がスカラー場である。

参考文献

- [1] T. Kaluza, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., Phys.-Math.Kl., Berlin Math. Phys., Bd. K1 966 (1921), O. Klein, Z. Phys. 37, 895 (1926).
- [2] L. Randall and R. Sundrum, A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension, Phys. Rev. Lett. 83, 3370, hep-ph/9905221.
- [3] A. A. Starobinsky, Phys. Lett. **B91** (1980) 99.
- [4] S.V. Ketov and H. Nakada, Phys. Rev. **D95** (2017) 103507, arXiv:1701.08239 [hep-th].
- [5] S. P. Otero, F. G. Pedro and C. Wieck, JHEP **1705** (2017) 058, arXiv:1702.08311 [hep-th].
- [6] A. Salam and E. Sezgin, Nucl. Phys. **B258** (1985) 284.
- [7] S.V. Ketov and H. Nakada, Phys. Rev. **D96** (2017) 123530, arXiv:1710.02259 [hep-th].

中田 洋

1988 年 9 月 7 日生まれ。東京都立小金井北高等学校卒業、東京理科大学卒、首都大学東京理工学研究科博士後期課程 3 年次在学中。指導教官の Sergei V. Ketov 先生の下で高次元時空における修正重力理論によるインフレーションモデルの研究。幼少期の夢は宇宙

飛行士であったが宇宙そのものへの興味が大きくなり物理学の道へ。