O-15

スケール不変なスカラー場の理論におけるインフレーション

Inflation from scale invariant scalar field.

○清水孝太郎[1]，　二瓶武史[2]
*Kotaro Shimizu[1], Takeshi Nihei[2]

Abstract : We consider scale a invariant model with scalar fields non minimally coupled to gravity.Plank mass is dynamaically generated.We show that there can be inflation.

1．導入

本講演ではスケール不変な重力理論でのインフレーションモデルについて議論する．1964 年に宇宙マイクロ波背景放射が発見され，初期宇宙は爆発的膨張のビッグバンが起きたと考えられるようになった．しかしながら平坦性・地平線・磁気モノポールにおいて問題が存在する．インフレーションは指数膨張したという理論であり，一挙にビッグバンモデルでの問題が解消される．一方，スケール不変な理論は LHC でヒッグス粒子が発見されたことにより，昨今注目を浴びている．本研究では重力場と non-minimal に相互作用するスカラー場を考える．そこにスケール不変性を要請したモデルを考える．

スケール不変かつ，non-minimal に相互作用する重力中の場 ϕ を考える．作用は以下で与えられる．

$$S = \int \sqrt{-g}(\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi - V(\phi) - \frac{1}{12}\alpha\phi^2 R) \qquad (1)$$

ここで $g_{\mu\nu}$ は重力場,R はスカラー曲率，α は無次元の定数である．またポテンシャルはスケール不変なものを考える．ここで λ は α と同様に無次元の定数である．

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{4}\phi^4 \qquad (2)$$

ϕ の真空期待値をもつことでプランクスケールが生成される．スケール不変を課すことにより（１）の作用が通常のアインシュタインヒルベルト作用に帰着する.（１）の作用から宇宙初期におけるインフレーションを議論していく [1].

2．Weyl　不変性とインフレーション

ε を局所的な変換パラメーターとする，Weyl 変換は以下の式で与えられる．

$$g_{\mu\nu} \to e^{-2\epsilon(x)}g_{\mu\nu} \qquad (3)$$

$$\phi \to e^{\epsilon(x)}\phi(x) \qquad (4)$$

この変換により作用は $\alpha = 1$ の時は局所的な Weyl 変換のもとで作用が不変である．また ϵ が時空に依存しないグローバルな Weyl 変換の時は，作用は不変である．計量は Friedman-Robertson-Walker 時空における（$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 d\vec{x}^2$）の計量 (diag$(1, -a(t)^2, -a(t)^2, -a(t)^2)$) を採用する．a はスケール因子である．Weyl カレント K_μ は共変的に保存である．このカレントからカーネル K を $K_\mu = \partial_\mu K$ のように定義する．インフレーションが起きるため，場 ϕ を時間のみの関数とすると，

$$K(t) = (1-\alpha)\frac{\phi^2}{2} = c_1 + c_2\int_{t_0}^{t}\frac{dt'}{a^3(t')}B \qquad (5)$$

となる．カーネルは時間発展により $a(t)$ が大きくなり十分時間が経つと第二項が無視できるようになるため定数となる．したがって場 ϕ も時間発展により定数になる．

したがってポテンシャルが 0 に落ちることがなく，途中で定数となる．ハッブルパラメーター H=$\dot{a}$/a も一定になり，図 1 に示すように永久にインフレーションが起きる．

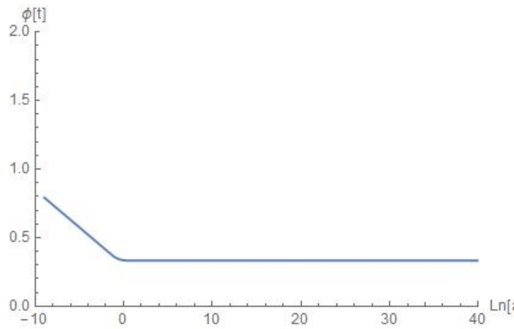

figure1: Plot of field ϕ as a function of a(t)

また、カーネルの保存はスケール対称性を破り，プランク質量 ($M_p^2 = -\alpha\frac{\phi^2}{6}$) を生み出す.

3．ディラトン場との関係

場 ϕ からディラトン場 σ（t）を次のように定義する．

$$\phi = \phi_0 exp(\frac{\sigma}{f}) \qquad (6)$$

ここで ϕ_0 は定数，f は崩壊定数である．計量を $g_{\mu\nu}$ から $\tilde{g}_{\mu\nu}$ と Weyl 変換させると．(1) の作用は

$$S = \int \sqrt{-g}(\frac{\phi_0^2}{2f^2}\tilde{g}^{\mu\nu}\partial_\mu\sigma\partial_\nu\sigma - \frac{\lambda}{4(1-\alpha)^2}f^4 - \frac{1}{12(1-\alpha)}\alpha f^2\tilde{R}) \qquad (7)$$

となる．第三項はアインシュタインヒルベルト作用と同じ形をとり，プランクスケールが発生している．第二項が宇宙項である．これにより，スケール不変な理論から

[1] 日大理工・院 (前)・量子　[2] 日大・素粒子研

アインシュタインヒルベルト作用が導かれる．

４．複数のスカラー場

まず 2 つのスカラー場の場合を考える．新たにスカラー場 χ を導入する．次のポテンシャルを仮定する．

$$W(\phi,\chi)=\frac{\lambda}{4}\phi^4+\frac{\xi}{4}\chi^4+\frac{\delta}{2}\phi^2\chi^2 \tag{8}$$

ξ，δ は無次元の定数である．一つのスカラー場の時と同様に Weyl カレントからカーネルを計算すると次のようになる．

$$K=\frac{1}{2}((1-\alpha_1)\phi^2+(1-\alpha_2)\chi^2) \tag{9}$$

α_1,α_2 は定数である．この模型におけるインフレーションの数値解析の結果が図 2 である．カーネルは楕円形となり，二つの場がその楕円の上を転がるときにインフレーションが発生し，また χ が 0 に落ちる寸前からスローロール条件が壊れ再加熱し始める．最終的にはカーネルの保存から ϕ が定数，χ が 0 に落ち着く．

ポテンシャルは上式の形をとっているため定数で止まる．またハッブルパラメーターはその地点付近から一定になるため，スケールファクターは指数関数的な膨張を起こす．したがって一つのスカラー場の時と同様に再び永久にインフレーションが起きる．

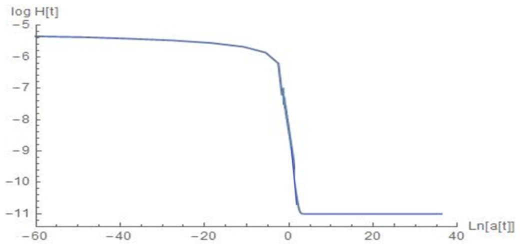

figure2: Plot of Hubble parameter H as a function of a(t) . The chosen parameter $\alpha_1=-1.25\times10^{-2}$; $\alpha_2=-6.19$;$\delta=0$;$\lambda=10^{-24}$;$\xi=10^{-9}$;$\phi(-60)=1$ and$\chi(-60)=0.5$ in Plank units;initial velocities are set to zero.

ただしパラメーターの取り方として完全に他の場と相互作用しないものをとする．

次にスカラー場をさらに増やして 3 つの場合を考える．ポテンシャルの寄与などの条件を先の 2 つの場合の中間をとるように導入する．初期条件をうまくとると，図 3 に示すようにインフレーションを段階的に起こすことができる．

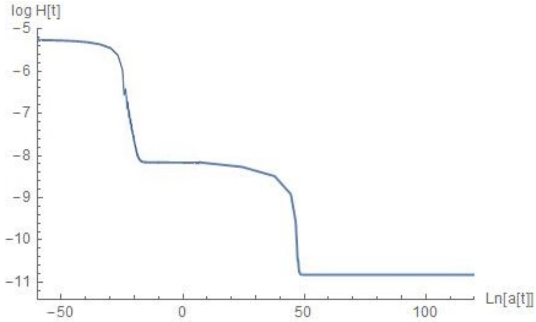

figure3: Plot of Hubble parameter H as a function of a(t) in three fields

５．量子効果とスケール不変

スカラー場が 1 つの場合を考える．1 ループの有効ポテンシャルを以下の形になる [2]．

$$V(\phi)=\frac{\beta_\lambda}{4}\phi^4\ln(\frac{\phi}{M}) \tag{10}$$

M は繰りこみ点である．β は $\beta_\lambda=\phi\frac{\partial\lambda}{\partial\phi}$ となる β 関数である．この M のためにカレントは保存しない．結合定数に局所性を持つ作用を考える．先ほどのカレントのアノマリーはそれぞれの結合定数の β 関数であらわされる．

$$D^\mu K_\mu=-\frac{1}{4}\beta_\lambda\phi^4-\frac{1}{12}\beta_\alpha\phi^2R \tag{11}$$

有効作用もスケール対称性は手で入れた繰りこみ点によって破れている．作用自体は

$$S=\int\sqrt{-g}(\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi-\frac{1}{4}\beta_\lambda\ln(\frac{c\phi}{M})\phi^4 \\ -\frac{1}{12}(1+(\alpha_0-1)(\frac{\phi}{M})^{\gamma_\alpha}\phi^2R) \tag{12}$$

という形になる．

６．まとめと今後の課題

スケール不変な理論はアインシュタインヒルベルト作用と対応している．カーネルが時間発展により 0 にならず定数になることによりスケール対称性を破り，プランク質量を生成し，かつインフレーションを起こしている．場の数を増やすことにより，インフレーションを段階的に起こすことに成功した．現在では三つまで場を増やしたが，今後数を増やすことを試みる．また最後のインフレーションは永久に続いているが，その値が現在の宇宙項によるインフレーションと一致することが課題となる．今回パラメーターは手で入れたが自然に一致するように決定されることが望まれる．また，量子効果を取り入れた際に，スケール不変性が破れてしまう．これを維持することも課題となっている．

参考文献

[1] P.G. Ferreira, C.T. Hill,G.G. Ross,Phys.Rev.D **95**, 043507 (2016)

[2] S.R. Coleman and E. J.Weinberg, Phys. Rev. D **7**, 1888 (1973).