

スクイーズ度状態を介したコヒーレント状態の発展

—赤外発散する初期宇宙密度揺らぎの古典化—

お茶大物理 森川雅博

Abstract

ほとんどの分野で量子力学の記述は完璧であるが、唯一の例外が、宇宙初期における量子揺らぎからの構造形成の問題である。基本的なスペクトルは観測に合致するが、揺らぎが大きすぎることで、重力波の量子性、揺らぎが赤外発散を含み摂動論が破たんすることなど、ミクロとマクロの接点において基本的な問題がある。これらを統合的に解決する一般化された有効作用分離の方法を議論していきたい。核となるのは、スクイーズド状態を経てからのコヒーレント状態の確立である。この視点から、曲がった時空の粒子生成やアンルー効果など、曲がった時空の関連する現象を統一的に議論していきたい。

1. Introduction

- \hbar, c, G から, 構造を持つ大きな宇宙がどうしてできてきたのか.

$$\sqrt{\hbar G / c^3} = 1.6 \times 10^{-35} \rightarrow 1.3 \times 10^{26} [m] \quad \text{地平線, 平坦性問題...}$$

$$\sqrt{\hbar G / c^5} = 5.4 \times 10^{-44} \rightarrow 4.3 \times 10^{17} [\text{sec}]$$

$$\dots \underline{\text{インフレーション}} \quad \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_0 \frac{a_0^4}{a^4} - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}$$

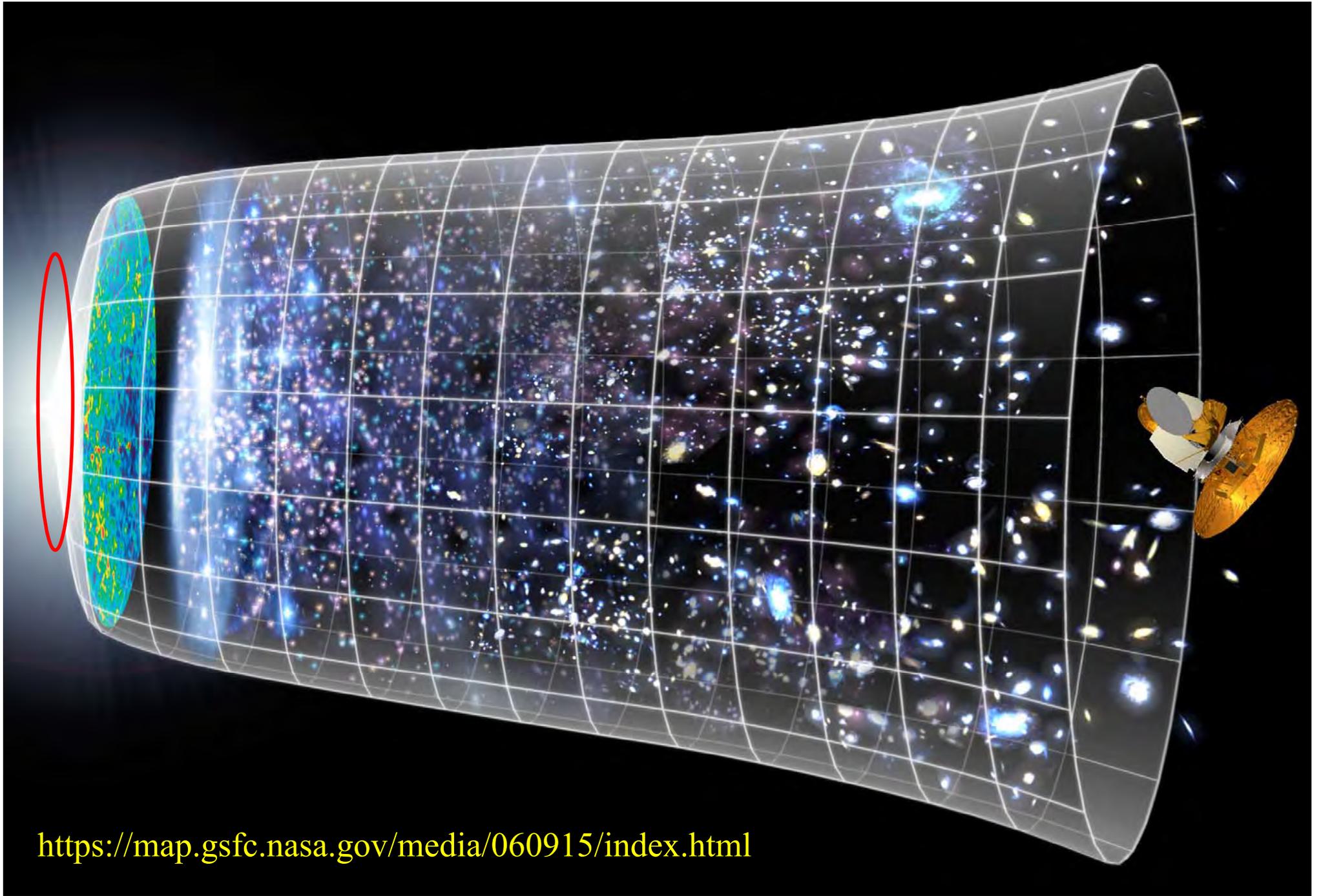
スカラー場, 大きなポテンシャル, 真空エネルギー

$\Rightarrow \Lambda \Rightarrow$ 指数関数膨張 \Rightarrow 大きな宇宙

量子揺らぎ

\Rightarrow 指数関数膨張 \Rightarrow 相関関数 \Rightarrow 構造の種

★ 以前の構造を均して, 宇宙の初期条件を与える



<https://map.gsfc.nasa.gov/media/060915/index.html>

● インフレーション理論は万能なのか？...基礎理論??

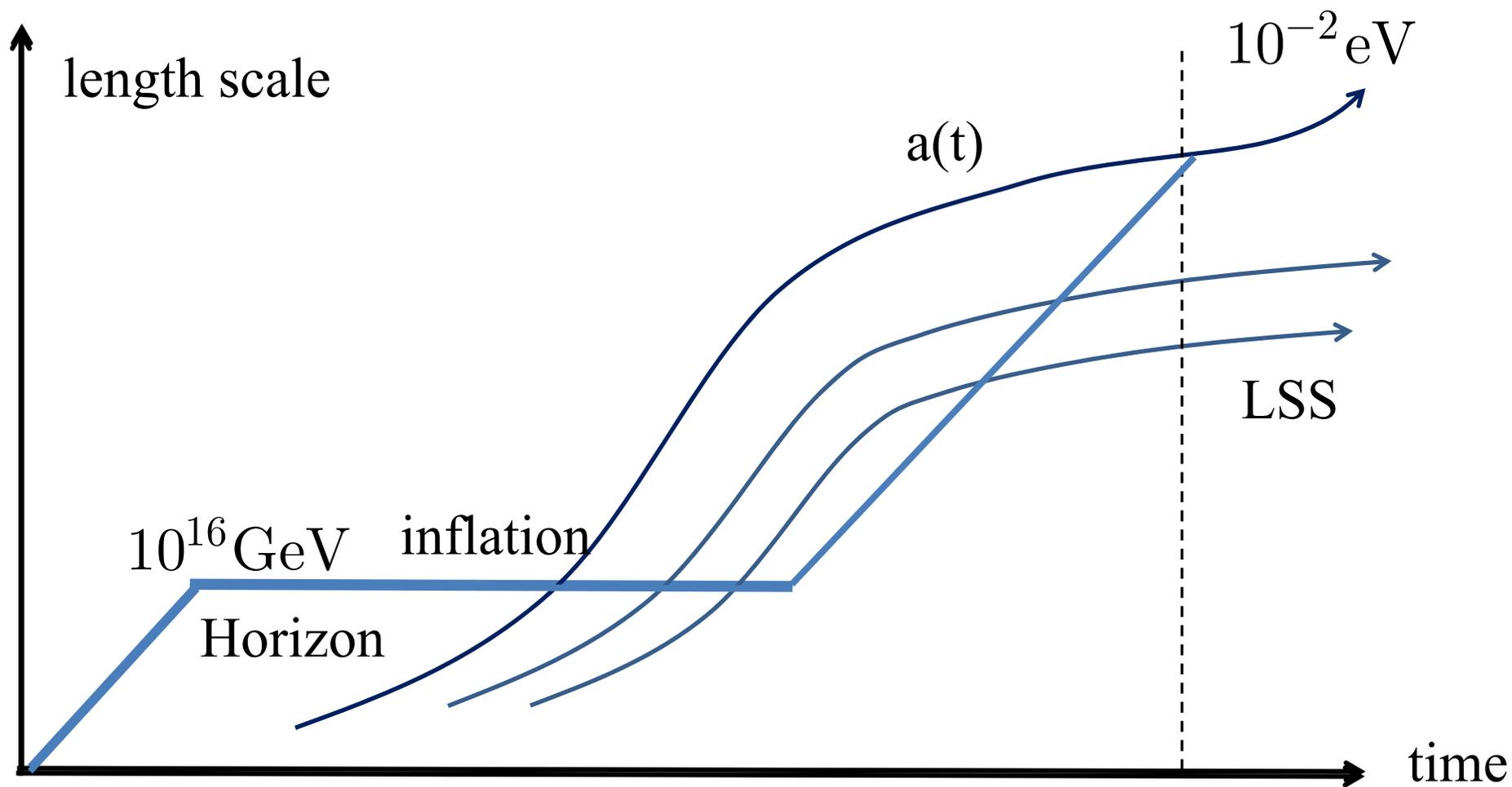
- 予言できるけど，モデル依存
- インフラトンとは何か モデル依存
- ポテンシャルなど，何が決めるのか
- 量子揺らぎがいつの間にか古典化している
- 量子補正ができない：
 強い赤外発散があって除去できない 原理的
- 真空をどう選ぶか...

特に：

量子・古典移行...量子測定過程と同じ基本問題

赤外発散：QED， QCD， 電子デバイス， ...偏在する

インフレーションは、存在したかもしれない原初構造を均して新たに空間非一様な構造の種を作った。



2. 量子揺らぎからの古典移行

■ アイスピックを立てる問題：何秒倒れないか？



$$\ddot{x} = (g/l)x \quad \rightarrow \quad x(t) = x(0)e^{\sqrt{g/l}t}$$
$$[x, p] = i\hbar \quad \rightarrow \quad \Delta x \Delta p \geq \hbar / 2$$

最初の「量子揺らぎ」が拡大されてマクロな揺らぎになり，倒れる？

...だいたい4秒

$$\hat{H} = \frac{1}{2}\hat{p}^2 - \frac{1}{2}\hat{q}^2 = \frac{\hbar}{2}i(\hat{a}^2e^{\pi i/2} - h.c.) \quad : \quad \text{反転調和振動子}$$

$$\Rightarrow |\Psi(t)\rangle = \underbrace{\exp\left[\frac{t}{2}(\hat{a}^2e^{-\pi i\phi} - h.c.)\right]}_S |0\rangle, \phi = -\pi/4$$

: スクイーズド状態

$$\begin{cases} b = S^\dagger a S = \hat{a} \underbrace{\cosh t}_\alpha - \hat{a}^\dagger \underbrace{e^{2i\phi} \sinh t}_\beta \\ b^\dagger = S^\dagger a^\dagger S = \hat{a}^\dagger \cosh t - \hat{a} e^{-2i\phi} \sinh t \end{cases}$$

: ボゴリユボフ変換

$$\langle \Psi(t) | (\hat{p} \cos \phi \pm \hat{q} \sin \phi) | \Psi(t) \rangle = \begin{cases} 4e^{-2t} \\ 4e^{2t} \end{cases} \quad : \quad \text{45度スクイーズド}$$

スクイーズド状態：量子揺らぎが古典化した？...わけではない

■ 同様に, $f(t)\hat{\phi}^2$ の結合 \rightarrow エンタングルした粒子ペア

例) 磯暁「場の量子論」(2015)

① 加速された測定器はプランク分布を示す:

$$|0_M\rangle \propto \exp\left[-\prod_p e^{-\pi p/a} \hat{b}_p^{L\dagger} \hat{b}_p^{R\dagger}\right] |0_L\rangle \otimes |0_R\rangle$$

② ホーキング輻射, BH エントロピー (内部を粗視化)

$$|\text{in-vac}\rangle = \prod_k \frac{1}{\cosh \theta_k} \exp(t_k \hat{b}_k^{R\dagger} \hat{b}_k^{L\dagger}) |0_L\rangle \otimes |0_R\rangle$$

③ 宇宙の粒子生成 Starobinski (1980)

④ インフレーションの揺らぎ生成 (ストカスティック理論)

... すべて自由場の量子状態, 可逆, 対称性は破れていない.

古典化: Banerjee (2017), Nambu(2017): 波動関数局在化, 測定装置導入

- では古典的状況とは...

3. 古典(統計)揺らぎ

ランジュバン方程式

$$\ddot{x}(t) = -\gamma\dot{x}(t) - V'(x(t)) + \xi(t)$$

$\xi(t)$ ランダム力

$$\langle \dots \rangle_{\xi} = \int D[\xi] \dots P[\xi], \quad P[\xi] = \exp\left[-\int dt \xi(t)^2 / (2\sigma^2) \dots\right]$$

古典力学的揺らぎを表す最も基本的な方程式

．．． 分配関数を作る：

$$\begin{aligned}
Z[J] &= \int D\xi P[\xi] \delta(\ddot{x}(t) + \gamma\dot{x}(t) + V'(x(t)) - \xi(t)) \\
&\quad \times \exp\left[-i \int dt J(t)x(t)\right] \\
&= \int Dx' D\xi P[\xi] \exp\left[-i \int dt x'(\ddot{x} + \gamma\dot{x} + V'(x) - \xi) + Jx\right] \\
&= \int Dx' D\xi P[\xi] \exp\left[i \int dt (\dot{x}'\dot{x} + \gamma x'\dot{x} + x'V'(x) - x'\xi + Jx)\right] \\
&= \int Dx' \exp\left[i \int dt \underbrace{\left(\dot{x}'\dot{x} + \gamma x'\dot{x} + x'V'(x) - i\sigma^2 x'^2\right)}_{S_{eff}} + Jx\right]
\end{aligned}$$

この段階では $x'(t)$ は単にラグランジュ乗数

．．．量子化する：

$$Z[J] = \int Dx Dx' \exp \left[i \int dt \left(\underbrace{\dot{x}'\dot{x} + \gamma x'\dot{x} + x'V'(x) - i\sigma^2 x'^2}_{\tilde{S}} + Jx \right) \right]$$

$$x'(t) \text{ について変分を取ると : } \ddot{\hat{x}}(t) = -\gamma \dot{\hat{x}}(t) - V'(\hat{x}(t)) + \xi(t)$$

(複素作用は古典統計揺らぎを導く.)

$$\Rightarrow \hat{x}(t) = \hat{x}(0) + \underbrace{\int G(t-t')\xi(t)}_{\text{classical field}}$$

$$\blacksquare \hat{H} = \hat{x}^2 + \hat{x}\xi(t) \Rightarrow |\Psi(t)\rangle = \exp \left[-i\hat{a}^\dagger \int \xi(t) dt \right] |0\rangle$$

コヒーレント状態

- コヒーレント状態は(ほとんど)古典的：
古典電磁場
コヒーレント状態の Wigner 関数は正定値
 $\langle \phi \rangle \neq 0$

- 特に，大振幅のコヒーレント状態は古典的
 1. 非線形相互作用 $V(\hat{x}(t))$ が拡大する場合
 2. $\xi(t)$ がマクロで強い場合

. . . スクイーズド状態とコヒーレント状態はどう関わるのか？

■ $x_{\pm} = x \pm x' / 2$ とすると,

$$\tilde{S}[x_+, x_-] \approx - \int dt \left[\left(\left(\frac{1}{2} \dot{x}_+^2 - V(x_+) \right) - \left(\frac{1}{2} \dot{x}_-^2 - V(x_-) \right) \right) + \left(\gamma(x_+ - x_-)(\dot{x}_+ + \dot{x}_-) - i \frac{\sigma^2}{2} (x_+ - x_-)^2 \right) \right] \text{ という表示も可能}$$

これは Schwinger-Keldysh の表示方法と同じ :

★ Schwinger-Keldysh の方法, あるいは閉じた時間経路の方法 (CPT)
Keldysh 1965

$$\tilde{Z}[\tilde{J}] \equiv \text{Tr}[\tilde{T}(\text{Exp}[i \int_C \tilde{J}\tilde{\phi}]\rho)] \equiv \text{Exp}[i\tilde{W}[\tilde{J}]]$$



$$\tilde{Z}[\tilde{J}] = \text{Tr}[\tilde{T}(\text{Exp}[i \int \tilde{J}\tilde{\phi} - i \int V[\phi]]\rho)]$$

$$= \text{Exp}[-i \int V[\frac{\delta}{1\delta\tilde{J}}]] \text{Exp}[-\frac{i}{2} \iint \tilde{J}(x)\tilde{G}_0(x,y)\tilde{J}(y)] \text{Tr}[:\text{Exp}[i \int \tilde{J}\tilde{\phi}]:\rho].$$

$$L[\phi] = L_0[\phi] - V[\phi], \quad \tilde{J}(x) = J_+(x) - J_-(x),$$

$$\tilde{\phi}(x) = \phi_+(x) - \phi_-(x)$$

$$\int \tilde{J}\tilde{\phi} = \int dx J_+(x)\phi_+(x) - \int dx J_-(x)\phi_-(x)$$

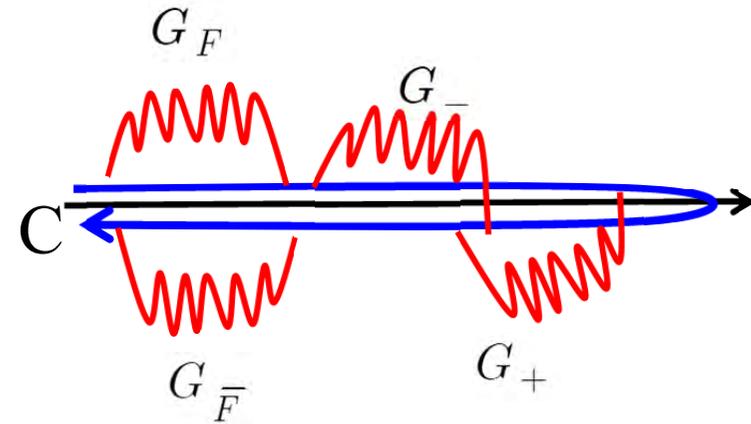
$$\tilde{G}_0(x, y) = \begin{pmatrix} G_F(x, y) & G_+(x, y) \\ G_-(x, y) & G_{\bar{F}}(x, y) \end{pmatrix}$$

... (ϕ_+, ϕ_-) ベースで

$$\hat{G}_F(k) = \frac{D(k) - iB(k)}{D(k)^2 + A(k)^2}, \quad \hat{G}_{\bar{F}}(k) = \frac{-D(k) - iB(k)}{D(k)^2 + A(k)^2},$$

$$\hat{G}_{\pm}(k) = -i \frac{D(k) \mp iB(k)}{D(k)^2 + A(k)^2}.$$

$$\tilde{G}_0(x, y) = \begin{pmatrix} 0 & G_R(x, y) \\ G_A(x, y) & G_C(x, y) \end{pmatrix} \dots (\phi_C, \phi_\Delta) \text{ ベースで}$$



D(k): ダイナミクスを記述

A(k): 時間反対称 (摩擦, 不可逆性)

B(k): 時間対称 (揺らぎ)

4. インフラトンの量子揺らぎ(初期宇宙)

De Sitter 時空:

$$ds^2 = dt^2 - e^{2Ht} dx^2 = (H\eta)^{-1} (d\eta^2 - dx^2) \quad a(t) = e^{Ht} = -(H\eta)^{-1}$$

$$S[\phi] = \int \sqrt{-g} d^4x \left(\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \right)$$

$$\Rightarrow S[v] = \frac{1}{2} \int d\eta d^3x \left(v'^2 - (\nabla v)^2 + \frac{z''}{z} v^2 \right), \quad v = zR, \quad z = a \frac{\dot{\phi}}{H}$$

v : ゲージ不変なスカラー摂動(Mukhanov 1988)

$$m_{eff}^2(\tau) = \frac{z''}{z} = -\frac{H}{a\dot{\phi}} \partial_\eta^2 \left(\frac{a\dot{\phi}}{H} \right) < 0$$

...時間依存した質量 \Rightarrow スクイーズド状態を作る

$$\hat{v}(\eta, \mathbf{x}) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^{3/2}} (\hat{a}_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}}(\eta) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + h.c.) \quad \text{と展開できる}$$

$$v_{\mathbf{k}}''(\eta) + \omega_{\mathbf{k}}(\eta)^2 v_{\mathbf{k}}(\eta) = 0 \quad \omega_{\mathbf{k}}^2 = \mathbf{k}^2 - \frac{z''}{z} \approx \mathbf{k}^2 - \frac{2}{\eta^2} \quad \text{モード}$$

$$v_{\mathbf{k}}(\eta) = \frac{e^{-ik\eta}}{\sqrt{2k}} \left(1 - \frac{i}{k\eta} \right) + \frac{e^{ik\eta}}{\sqrt{2k}} \left(1 + \frac{i}{k\eta} \right)$$

短波長でミンコフスキー真空になるように

$$-\frac{i}{k\eta} = i \frac{H}{k} e^{Ht} \dots \text{激しくスクイーズ状態}$$

これだけでは，自由場なので，単に広がった量子状態。

特に $\phi = \phi_{<} + \phi_{>}$ (ストカステック法 Starobinski 1982)

...場の読み替え 何も起こらない

... 非線形相互作用が必要

$$S[\phi] = \int d^4x (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m^2 \phi^2 - \xi R \phi - \lambda \phi^4 / 4!)$$

分配関数：

$$\tilde{Z}[\tilde{J}] = \int D\tilde{\phi} \exp[iS[\phi_+] - iS[\phi_-] + i \int d^4x \tilde{J}(x) \tilde{\phi}(x)] \equiv \exp i\tilde{W}$$

有効作用：

$$\begin{aligned} \exp[i\Gamma[\tilde{\varphi}]] &= \exp i[W[J] - \int d^4x J(x) \varphi(x)] \\ &= \int D\phi \exp i[S[\phi] + \int d^4x J(x) (\phi(x) - \varphi(x))] \\ &= \int D\phi \exp i[S[\varphi + \phi] + \int d^4x J(x) \phi(x)], \end{aligned}$$

そして $S[\varphi + \phi]$ を展開:

$$S[\varphi + \phi] = S[\varphi] + S'[\varphi]\phi + S''[\varphi]\phi^2 + \dots$$

．．． ストカスティック法との対応： $(\lambda \varphi^3 / 3!) \cdot \phi \Leftrightarrow \phi_{<} \cdot \phi_{>}$

$$\begin{aligned} \exp[i\Gamma[\tilde{\varphi}]] &= \exp i[W[J] - J\varphi] \\ &= \int D\phi \exp i[S_{int}[\phi; \varphi] + \frac{1}{2} \int d^4x \phi(x) G_0^{-1}(x - y) \phi(y) \\ &\quad - \int d^4x J(x) \varphi(x)] \end{aligned}$$

特に 1 次の相互作用から :

$$\begin{aligned} \exp[iS_0[\tilde{\varphi}]] \int D\phi \exp i[\lambda\varphi^3\phi] + \frac{1}{2} \int d^4x \phi(x) G_0^{-1}(x - y) \phi(y) \\ = \exp[iS_0[\tilde{\varphi}]] \int D\phi \exp i[(\lambda\varphi(x)^3)_\Delta G_R(x - y) (\lambda\varphi(y)^3)_C \\ + (\lambda\varphi(x)^3)_C G_A(x - y) (\lambda\varphi(y)^3)_\Delta + i(\lambda\varphi(x)^3)_\Delta G_C(x - y) (\lambda\varphi(y)^3)_\Delta] \end{aligned}$$

IR 発散

$$\left\{ \begin{aligned} G_C(\vec{k}) &= \frac{H^2}{k^3} \left((1 + k^2\eta\eta') \cos(k\Delta\eta) + k\Delta\eta \sin(k\Delta\eta) \right) \propto \frac{H^2}{k^3} \\ G_R(\vec{k}) &= -i \frac{H^2}{k^3} \left(-k\Delta\eta \cos(k\Delta\eta) + (1 + k^2\eta\eta') \sin(k\Delta\eta) \right) \propto \frac{iH^2\Delta\eta}{k^2} \end{aligned} \right.$$

有効作用は $\exp[i\Gamma[\tilde{\varphi}]] = \int D\xi P(\xi) \exp[i\Gamma[\tilde{\varphi}; \xi]]$

ここで,

$$\left\{ \begin{array}{l}
 P(\xi) = \exp\left[-\frac{1}{4} \int d^3k \xi G_c^{-1} \xi\right] \\
 \exp[i\Gamma[\tilde{\varphi}; \xi]] = \exp[iS_0[\tilde{\varphi}]] \exp i[S'_{int}[\frac{\delta}{i\delta J}; \varphi]] \\
 \exp i\left[\frac{1}{2} \int d^4x J(x) G'_0(x-y) J(y) + \int d^4x \xi(x)(x) (\lambda\varphi(x)^3)_\Delta\right]
 \end{array} \right.$$

赤外発散はダイナミクスから切り離して、統計因子 $P(\xi)$ として分離できた。(Morikawa arXiv1604-01015)

→ 赤外発散する外場 ξ が作用するが、ミクロなダイナミクスは有限だけど、マクロには効く(はず)。

■ 作用の実部は量子揺らぎ，虚部は古典統計揺らぎ

$e^{iS/\hbar} \Rightarrow$ シュレジンガー方程式：

$$\psi(t + \varepsilon, x) = \int d\gamma \exp\left[\frac{i m \gamma^2}{\hbar 2\varepsilon}\right] \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \varepsilon V\left(t + \frac{\varepsilon}{2}, x + \frac{\gamma}{2}\right)\right] \psi(t, x + \gamma)$$
$$\Rightarrow \varepsilon \frac{\partial \psi(t, x)}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} \varepsilon V(t, x) \psi(t, x) - \frac{\hbar \varepsilon}{2mi} \frac{\partial^2 \psi(t, x)}{\partial x^2}$$

$e^{-S} \Rightarrow$ 拡散方程式：

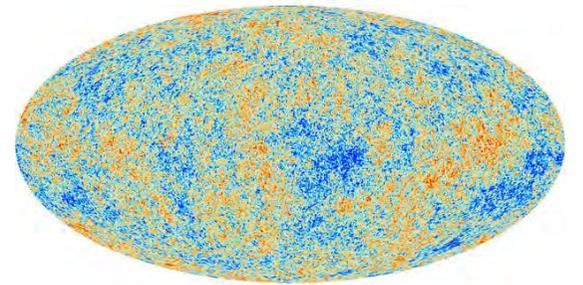
$$\psi(t + \varepsilon, x) = \int d\gamma \exp\left[\frac{m \gamma^2}{2\varepsilon}\right] \exp\left[\varepsilon V\left(t + \frac{\varepsilon}{2}, x + \frac{\gamma}{2}\right)\right] \psi(t, x + \gamma)$$
$$\Rightarrow \varepsilon \frac{\partial \psi(t, x)}{\partial t} = \varepsilon V(t, x) \psi(t, x) + \frac{\varepsilon}{2m} \frac{\partial^2 \psi(t, x)}{\partial x^2}$$

■ 古典場 φ の運動方程式は, $\frac{\delta\tilde{\Gamma}}{\delta\tilde{\varphi}(x)} = -\tilde{J}(x)$ から,

$$\square\varphi(x) = -V'(\varphi(x)) + \int_{-\infty}^{t_x} dy G_{\text{ret}}(x-y)\varphi(y) + \frac{1}{2}\lambda\varphi^2\xi(x)$$

スローロールで

$$3H\dot{\varphi}_k + (\lambda/2)\varphi_0^2\varphi_k = (\lambda/2)\varphi_0^2\xi_k.$$



$$\langle \xi(x)\xi(y) \rangle = G_c(x-y), \quad \langle \varphi_k\varphi_k \rangle_\xi \approx \lambda^2\varphi_0^4 \frac{H^2}{k^3}.$$

$$P_{\delta\varphi} = \frac{4\pi k^3}{(2\pi)^3} |\varphi_k|^2 \xrightarrow{k/(aH)=1} \underbrace{\lambda^2 (\Delta t \varphi_0)^4}_{\text{reheating stage}} \underbrace{\left(\frac{H}{2\pi}\right)^2}_{\text{original squeezing}}$$

つまり Zeldovich スケールフリースペクトルだけど,
振幅はモデルに依る.

■ In the standard inflationary model,

$$\phi_{\text{inf}} = \left(\frac{2\kappa}{3H} (t_{\text{BEC}} - t) + \frac{1}{3H} \left(\frac{3H}{\kappa\delta^2} \right)^{1/3} \right)^{-1/2}$$

Setting $\Delta t \approx \varphi_0 / \dot{\varphi}_0$, $V(\varphi_0) \approx 0$ yield $P_{\delta\varphi} = O(1) \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2$

Cf.) chaotic $\lambda\phi^4$ model ($\varphi_0 \approx 0$) yields almost no fluctuations.

In general, the amplitude depends on duration and interaction at reheating

■ 真空の選び方

$$\text{BD 真空} \quad v_k(\eta) = \sqrt{\frac{\pi|\eta|}{2}} \underbrace{H_\nu^{(2)}(k|\eta|)}_{J_\nu - iY_\nu}$$

$$\text{一般の真空:} \quad u_k^*(\eta) = \alpha_k v_k^*(\eta) + \beta_k v_k(\eta), \quad (|\alpha|^2 - |\beta|^2 = 1)$$

赤外発散は

$$\langle 0 | \phi(x_1, \eta_1) \phi(x_2, \eta_2) | 0 \rangle = \int d^3k H^2 |\eta_1 \eta_2|^{3/2} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)} \\ \times \underbrace{H_\nu^{(1)}(k|\eta_1|)}_{\rightarrow \alpha H_\nu^{(1)} + \beta H_\nu^{(2)}} \underbrace{H_\nu^{(2)}(k|\eta_2|)}_{\rightarrow \alpha^* H_\nu^{(2)} + \beta^* H_\nu^{(1)}}$$

の $Y_1 Y_2$ 項からくるので,

強度は $|\alpha - \beta|^2$ 倍される.

スペクトルは不変.

⇒ どのように真空を選んでも, 赤外発散の様子はあまり変わらない

■ 質量や曲率結合がある場合

$$G_C(\vec{k}) = J_\nu(k\eta)J_\nu(k\eta') + Y_\nu(k\eta)Y_\nu(k\eta') \propto H^{2\nu}k^{-2\nu}$$

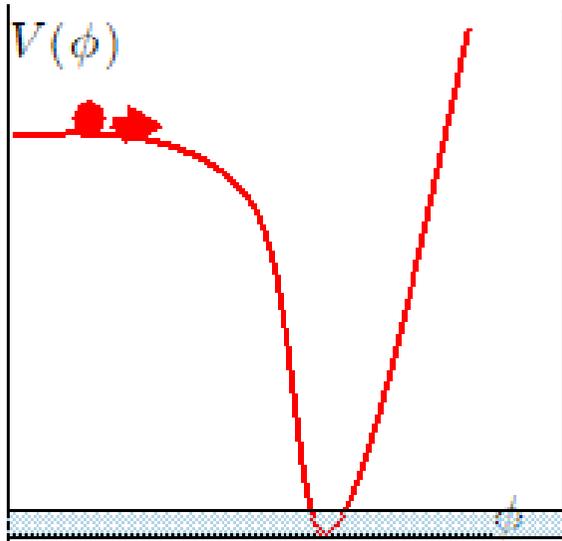
$$G_R(\vec{k}) = i(J_\nu(k\eta)Y_\nu(k\eta') - J_\nu(k\eta')Y_\nu(k\eta)) \propto k^0.$$

$$\nu = \left(\frac{9}{4} - \frac{m^2\phi^2 + \xi R\phi}{H^2}\right)^{1/2}, \quad (0 \leq \nu \leq 3/2)$$

⇒ 赤外発散（があれば） $G_C(\vec{k})$ 項に集中している。

★ 赤外発散はキャンセルして消し去るのでなく、ダイナミクスから分離して統計的な揺らぎととらえる。（cf. 紫外発散）

■ インフレーションをドライブできるか？（揺らぎだけでなく）



$(\lambda\varphi_0^2)\varphi_\Delta(x)G_C(x-y)(\lambda\varphi_0^2)\varphi_\Delta(y)$ だけでなく

$\lambda\varphi_0\varphi_\Delta(x)\text{Im}G_C(x-y)^2\lambda\varphi_0\varphi_\Delta(y)$ とかも異なる揺らぎを作る

特に $\lambda\varphi_\Delta(x)\text{Im}G_C(x-y)^3\lambda\varphi_\Delta(y)$ は, $\varphi_0 = 0$ から揺らぎを作る

⇒ インフレーションをドライブする可能性がある.

... 複数のランダム力がでてくる！

■ ランダム力 $\xi(t)$ の任意性は？

$$\exp[-\varphi_{\Delta}\Sigma_1\varphi_{\Delta}] = \int D\xi_1 \exp[-\xi_1\Sigma_1^{-1}\xi_1 + i\xi_1\varphi_{\Delta}] \Rightarrow \ddot{\varphi} + \dots = \xi_1$$

$$\exp[-\varphi_{\Delta}\Sigma_2\varphi_{\Delta}] = \int D\xi_2 \exp[-\xi_2\Sigma_2^{-1}\xi_2 + i\xi_2\varphi_{\Delta}] \Rightarrow \ddot{\varphi} + \dots = \xi_2$$

$$\exp[-\varphi_{\Delta}(\Sigma_1 + \Sigma_2)\varphi_{\Delta}] = \int D\xi \exp[-\xi(\Sigma_1 + \Sigma_2)^{-1}\xi + i\xi\varphi_{\Delta}]$$
$$\Rightarrow \ddot{\varphi} + \dots = \xi$$

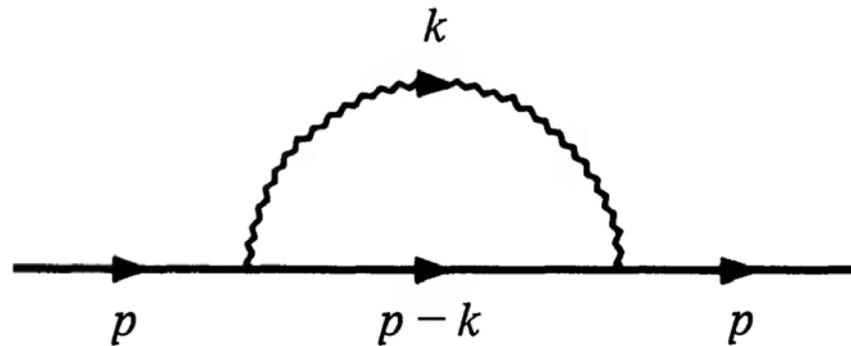
しかし各ランダム力が個別には現れない： $\ddot{\varphi} + \dots = \underbrace{\xi_1 + \xi_2}_{\xi}$

φ は ξ だけで発展するので、揺らぎ核は唯一 $(\Sigma_1 + \Sigma_2 + \dots)^{-1}$.

■ QED の場合

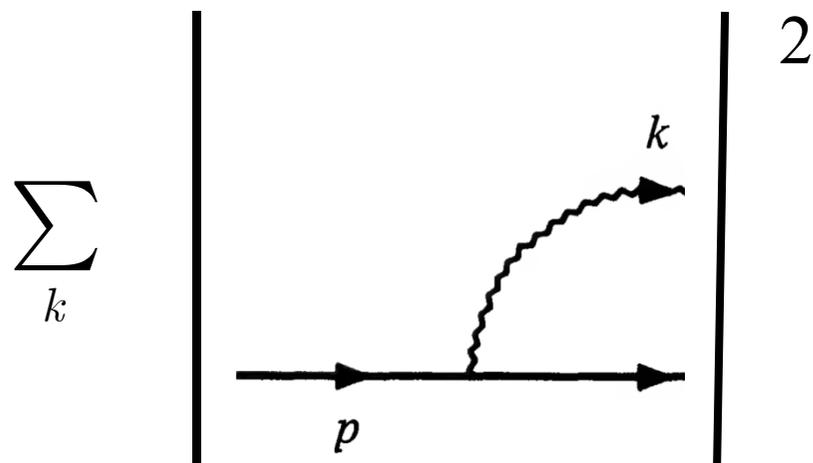
QED でも，電磁場は質量 0 なので赤外発散がある．

- ▶ 遷移確率においてはキャンセルさせて有限にできる．
- ▶ 軟光子放出の発散は存在するが観測しないと解釈して無視する．
- ▶ あるいは，終状態が軟光子のコヒーレント状態であるとして処理．
(*Lee - Nauenberg (1964)*)



自己エネルギー Σ :

の虚部は



$-\int_{\mu} dq$ と相殺

で、軟光子の放出（赤外発散）をすべて含む。

$$P[\xi] \approx \exp \left[-\int_{\Delta E}^{\mu} dq \xi(q) \left(\frac{(e^2 / \hbar c)^2}{4p^2 \beta^2 \sin^4(\theta / 2)} \frac{1}{q} \right) \xi(q) \right] \dots \text{であらわさ}$$

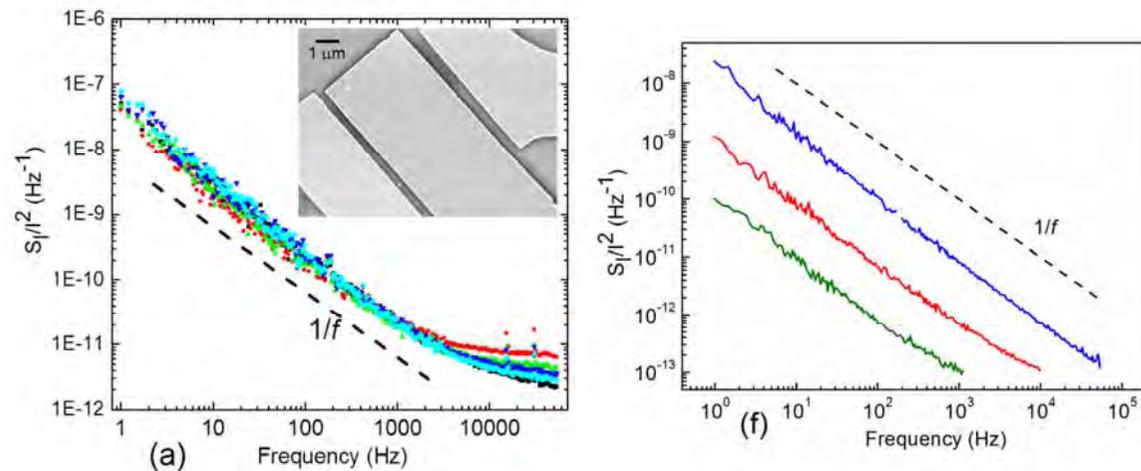
れる 赤外発散したマクロな揺らぎ が電流に働いている。

- 軟光子がコヒーレント状態なら，その反作用を受けた電流もコヒーレント状態だろう。
- 反作用は，すべての軟光子の影響を受け測定できるだろう。

■ Handel の議論(*Handel, P.H. 1980*)は自然 :

電子デバイスに, 赤外発散する揺らぎが普遍的にある.
軟光子放出の反作用, であると計算している.

. . . しかし, 全く受け入れられていない...なぜ?



Alexander A. Balandin, UC Riverside, arXiv:1307.4797
Review of the Low-Frequency $1/f$ Noise in Graphene Devices

抵抗器電圧揺らぎ : 10^6 [Hz] から 10^{-6} [Hz] まで測定してもまだ続く
(*Kleinpenning, T. G. M. & de Kuijper, A. H. (1988)*)

5. まとめと発展

【まとめ】インフレーション時期の揺らぎの発生を量子論から考え、赤外発散を統計揺らぎとして分離した。

- ▶インフレーションによりインフラトン場はスクイーズする。
- ▶これは有効作用の虚部を与え、古典揺らぎと同定できる。
- ▶しかしこれだけでは自由場なので何も起こらない。
- ▶相互作用を考えると、この古典揺らぎが大きなコヒーレント状態を作る。これが古典統計揺らぎの起源だろう。
- ▶赤外発散は力学から分離できる... 摂動論が使える。

【発展】

- QED の赤外発散は $1/f$ 揺らぎを作るのか.
- QCD の赤外発散は分離できるのか. (相殺させるのではなく)
- するとそれはどんなマクロ構造を作るのか...
- 量子測定器は「スクイズド状態」+「コヒーレント状態生成」?
(エンタングル) (メーター指標)
- 孤立量子系でも不安定性を含めばスクイズドし, ランダム力が現れて非線形性を通じて統計性を発現するだろうか.