

宇宙背景輻射から探る インフレーション宇宙

August 23,24, 2017 @原子核若手三者夏の学校



Workshop on Beyond Standard Model and the Early Universe 25-27 October, 2017, Tohoku University, Sendai, Japan Contact Us Registration Programs Participants Home Access Overview News 22 August 2017 The International Workshop on Beyond Standard Model and the Early Universe will be held at Tohoku University (Sendai, Japan) from October 25th to 27th 2017. Registration is now open. The aim of this workshop is to bring experts of particle physics and cosmology together, to have talks about recent progresses in such a field, and to discuss the future directions. List of Invited Speakers Includes Chuan-Ren Chen (Taiwan, Natl. Normal U.) ٠ Kiwoon Choi (IBS-CTPU) (To be confirmed) ٥ Jason Evans (KIAS) . Hiroyuki Ishida (NCTS, Hsinchu) ٠ Sho Iwamoto (Technion) ۲ Kwang Sik Jeong (Pusan Nat. U.) ٠ Kohei Kamada (Arizona State U.) ۲ Pyungwon Ko (KIAS) (To be confirmed) ٠ Ryosuke Sato (Weizmann Inst.) ۲ Toyokazu Sekiguchi (IBS-CTPU) ٠ Eibun Senaha (IBS-CTPU) ۲ http://www.tuhep.phys.tohoku.ac.jp/conf1 Masaki Yamada (Tufts U.) ٠



1.なぜインフレーションが必要か?

2.どうやってインフレーションを実現するのか?

3.どうやって観測から検証するのか?

4.インフレーション模型と将来の展望

5.アクシオンダークマターと等曲率揺らぎ

1. なぜインフレーションが必要か?

ー 標準宇宙論とその歴史

歴史

1915 一般相対性理論 (A. Einstein) 1922 Friedmann宇宙模型 1929 宇宙膨張の発見 (E. Hubble) 1946 Bigbang宇宙の提唱 (G. Gamov) 1965 CMBの発見 (Penzias&Wilson)



1980-81 インフレーション宇宙 (A. Guth, K. Sato, A. Starobinsky, and many others) 1992 CMB温度揺らぎの発見 (COBE衛星)





歴史

1915 一般相対性理論 (A. Einstein) 1922 Friedmann宇宙模型 1929 宇宙膨張の発見 (E. Hubble) 1946 Bigbang宇宙の提唱 (G. Gamov) 1965 CMBの発見 (Penzias&Wilson)



1.0 10-2 HELIUM 3 10-6 10-10 DEUTERIUN 1.0 0.001 0.01 0.1 DENSITY

1980-81 インフレーション宇宙 (A. Guth, K. Sato, A. Starobinsky, and many others) 1992 CMB温度揺らぎの発見 (COBE衛星)



宇宙背景輻射

Cosmic Microwave Background (CMB)



Q. 水素原子の束縛エネルギーとの比較



CMBは地上からは見づらい









宇宙は大きいスケール (>100Mpc)ではほぼ一様等方.

1pc = 3.09x10¹⁶m = 3.26光年

- 、太陽系から銀河中心まで8.5 kpc
 ・典型的な銀河間距離 = 1 Mpc
 (e.g.アンドロメダ銀河まで0.8 Mpc)
- ・銀河団の典型的な大きさ = 4-5 Mpc
 ・現在のHubble地平線 = 4 Gpc









INTERSTELLAR NEIGHBORHOOD 太陽系近傍の恒星



1 光年=9.5兆km







LOCAL SUPERCLUSTERS 近傍の超銀河団



OBSERVABLE UNIVERSE 見える宇宙











"Matter tells space how to curve, and space tells matter how to move." (J. Wheeler)

Red-shift parameter (赤方偏移)



 $1 + z \equiv \frac{a_0}{a(t)}$ $\rho_{\rm galaxy} \propto a^{-3}$ $ho_{
m rad} \propto a^{-4}$

添字0は現在での値。

たとえばz=1は宇宙の大きさが現在の宇宙の半分だったときに対応。 CMBが生じたのはだいたいz = 1100くらい。

Hubble parameter (膨張率)



Hubble parameter (膨張率)



Hubble parameter (膨張率)



 H^{-1} : Hubble time, Hubble radius

その時の宇宙膨張の典型的なタイムスケール その時に見える宇宙の典型的な大きさ

Friedmann 方程式



$$H = \frac{\dot{a}}{a}$$
 :ハッブルパラメター

Friedmann方程式:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{K}{a^2} = \frac{\sum_i \rho_i}{3M_p^2}$$

全体をHubble parameter^2(第1項)で割ると

$$1 - \Omega_K = \sum_i \Omega_i$$

Density parameter:

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{3H^2 M_p^2}, \quad \Omega_K \equiv -\frac{K}{a^2 H^2}$$

一般にdensity parameterの値は時間に依る。



 $\Omega_B \sim 0.05, \ \Omega_{\rm CDM} \sim 0.27, \ \Omega_{\Lambda} \sim 0.68$ 曲率には上限: $|\Omega_K| < 0.005$





加速·減速膨張



加速·減速膨張



加速·減速膨張

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{1}{6M_p^2} \sum_i (\rho_i + 3p_i)$$

Non-relativistic matter

$$ho_M = m n_M > 0, \ p_M pprox 0$$

$$\frac{\text{Radiation}}{p_R} = \frac{1}{3}\rho_R > 0$$


加速·減速膨張

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{1}{6M_p^2} \sum_i (\rho_i + 3p_i)$$

Non-relativistic matter

$$\rho_M = mn_M > 0, \quad p_M \approx 0$$

 $\frac{\text{Radiation}}{p_R} = \frac{1}{3}\rho_R > 0$



普通の物質は膨張によりエネルギー密度が減る.
 なので最終的には空っぽの宇宙.つまり
 (平坦なら) ミンコフスキー空間に漸近するので減速.

加速·減速膨張

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{1}{6M_p^2} \sum_i (\rho_i + 3p_i)$$

Non-relativistic matter

$$\rho_M = mn_M > 0, \quad p_M \approx 0$$

 $\frac{\text{Radiation}}{p_R} = \frac{1}{3}\rho_R > 0$



加速膨張

 $\ddot{a} > 0$

Hubble地平線と物理スケールの関係

 $\ell_H \sim H^{-1}$ その時に見える宇宙の大きさ

 $\ell_k \sim \left(\frac{k}{a}\right)^{-1}$ 共動波数 k に相当する物理スケール

どちらも宇宙膨張に伴い大きくなっていく。 どちらがより速く大きくなるか?

Hubble地平線と物理スケールの関係



Hubble horizon (地平線):光が届く距離 物理スケール:観測者同士の距離

減速膨張では地平線がのびる方が物理スケールが 伸びるよりも速いので、時間と共に遠くが見えてくる。

Hubble地平線と物理スケールの関係

 $\ell_H \sim H^{-1}$ その時に見える宇宙の大きさ

 $\ell_k \sim \left(\frac{k}{a}\right)^{-1}$ 共動波数 k に相当する物理スケール

どちらも宇宙膨張に伴い大きくなっていく。 どちらがより速く大きくなるか?

 $\frac{\ell_k}{\ell_H} \sim \frac{H}{k/a} \sim \frac{a}{k}$ $\ddot{a} < 0$ Horizonの中へ入ってくる $\ddot{a} > 0$ Horizonの外へ出て行く

















どんどん遠くが見えてくる。 物理スケール/ハッブル地平線 ∝ *a*/*H*⁻¹ = *à*































なぜ異なる方向からやってくる(互いに互いを 知らないはずの)CMB photonが同じ温度なのか?

Recombination時の地平線は1.7°くらい。ちなみに 太陽や月の視直径は0.5°くらい。



平坦性問題

Dicke `69, Dicke, Peebles `79



なぜ宇宙は非常に平坦でうまれたのか?

宇宙開闢の瞬間まで減速膨張を外挿して よいのだろうか?



インフレーション (加速膨張) : *ä*(*t*) > 0

Guth `81, Sato `80, Starobinsky `80, Kazanas `80, Brout, Englert, Gunzig, `79



揺らぎが地平線をでていく(horizon exit)

物理スケール/地平線 ∝ a/H⁻¹ = à





1. なぜインフレーションが必要か?

A. 標準宇宙論には初期値問題(地平線問題 平坦性 問題, モノポール問題等)があり, インフレーショ ンはそれを解決(回避)する事が出来る.

更に,後で述べる「密度揺らぎ」の存在が インフレーションに強い動機を与える.

2. どうやってインフレーションを実現するか?

Inflation

Guth `81, Sato `80, Starobinsky `80, Kazanas `80, Brout, Englert, Gunzig, `79

80年代初頭はGUTの一次相転移を想定 ("Old inflation")

しかしbubbleを作るレートが小さすぎてインフレーション が終わらない. "Graceful exit problem"

Slow-roll inflationであればインフレーションを十分続けたあとできちんと終わらせることが出来る. Linde `82, Albrecht and Steinhardt `82



Inflation

Guth `81, Sato `80, Starobinsky `80, Kazanas `80, Brout, Englert, Gunzig, `79

80年代初頭はGUTの一次相転移を想定 ("Old inflation")

しかしbubbleを作るレートが小さすぎてインフレーション が終わらない. "Graceful exit problem"

Slow-roll inflationであればインフレーションを十分続けたあとできちんと終わらせることが出来る. Linde `82, Albrecht and Steinhardt `82



Inflation

Guth `81, Sato `80, Starobinsky `80, Kazanas `80, Brout, Englert, Gunzig, `79

80年代初頭はGUTの一次相転移を想定 ("Old inflation")

しかしbubbleを作るレートが小さすぎてインフレーション が終わらない. "Graceful exit problem"

Slow-roll inflationであればインフレーションを十分続けたあとできちんと終わらせることが出来る. Linde `82, Albrecht and Steinhardt `82



コメント:

Sequired too small Higgs coupling is disappointing."

$$V = V_0 - \frac{\lambda}{4}\phi^4 + \cdots$$
 $\lambda \simeq \frac{25g^4}{32\pi^2} \left(\ln \frac{H}{\phi_0} - \frac{1}{4} \right) \sim 10^{-14}$



そのため以降,相互作用が非常に小さく,特にgauge singlet のinflatonが主流になった.

E-folding number



E-folding number



高いインフレーションスケール,高い再加熱温度ほどNが大きい Inflation scale及び熱史にlogで依存.熱史の不定性を考慮して, よくN=50と60を選ぶ.

Slow-roll parameters

Slow-roll inflation occurs if

$$\varepsilon(\phi) \equiv \frac{{M_p}^2}{2} \left(\frac{V'}{V}\right)^2 \ll 1, \quad \eta(\phi) \equiv M_p^2 \left(\frac{V''}{V}\right) \ll 1,$$

Then, inflaton EOM can be approximated by

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0 \Longrightarrow 3H\dot{\phi} + V'(\phi) \approx 0$$

<u>slow-roll parametersの物理的意味:</u>

ハッブルパラメタ(つまりエネルギー密度)が殆ど減らない

$$\varepsilon \equiv -\frac{\dot{H}}{H^2} \ll 1 \qquad \qquad \delta \equiv \frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon H}, \quad |\delta| \ll 1 \\ = 4\varepsilon - 2\eta$$

Inflation models

Large-field inflation



 $\Delta \phi \gtrsim M_P \qquad V \propto \phi^n \quad \varepsilon, \eta \propto \left(\frac{M_P}{\phi}\right)^2 - \sum$

Chaotic inflation, natural inflation, etc.

Inflation models

Large-field inflation

 $\Delta \phi \gtrsim M_P \qquad V \propto \phi^n \quad \varepsilon, \eta \propto \left(\frac{M_P}{\phi}\right)^2$ Chaotic inflation, natural inflation, etc.

<u>Small-field inflation</u>

$$\Delta \phi \lesssim M_P \quad V = V_0 - \frac{1}{2}m^2\phi^2 - \lambda\phi^4 + \cdot$$

Hillton inflation



Inflation models

Large-field inflation

 $\Delta \phi \gtrsim M_P$ $V \propto \phi^n \quad \varepsilon, \eta \propto \left(\frac{M_P}{\phi}\right)^2$ - Chaotic inflation, natural inflation, etc.

Small-field inflation

$$\begin{split} \Delta \phi \lesssim M_P \quad V = V_0 - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 - \lambda \phi^4 + \cdots \\ \text{Hilltop inflation} \end{split}$$

 $\Delta \phi \lesssim M_P$ インフレーションを起こす場と終わらせる 場が別々に存在する。





2. どうやってインフレーションを実現するか?

A. 非常に平らなポテンシャルをもつスカラー場によって 実現する. 「スローロールインフレーション」

特にgauge singletをinflatonにする事が多い. <u>理由</u>:(GUT Higgsを念頭に)インフレーションが十分 長く続かない,あるいは揺らぎが大きくなりすぎる傾向 がある為.

例外: SUSYならCWはsuppressed Hawking `82 Ellis et al `82 Nakayama, FT `11 Non-minimal coupling to gravity (e.g. Higgs inflation)

3. どうやって観測から検証するのか?

3-1 インフレーションと計量揺らぎ3-2 CMB温度と偏光揺らぎ

3. どうやって観測から検証するのか?

3-1 インフレーションと計量揺らぎ3-2 CMB温度と偏光揺らぎ
インフラトンは量子ゆらぎを持つ



インフラトン場の量子化

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \frac{\partial\phi}{\partial x^{\mu}} \frac{\partial\phi}{\partial x^{\nu}} - V(\phi) \right]$$

簡単のためドジッター空間を考える: V = const., H = const. インフラトン場を一様部分とその周りの揺らぎに分解: $\phi(\mathbf{x},t) = \phi(t) + \delta\phi(\mathbf{x},t)$ フーリエ展開し、ひとつの平面波を考える。 $\delta\phi(\mathbf{x},t) \rightarrow \delta\phi_k(t)e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$ モード関数の時間発展方程式:

$$\ddot{\delta\phi_k} + 3H\dot{\delta\phi_k} + \left(\frac{k}{a}\right)^2 \delta\phi_k = 0 \qquad a = e^{Ht}$$

インフラトン場の量子化

この解はハンケル関数 H⁽¹⁾3/2 で与えられる:

$$\begin{split} \delta\phi_k &= \frac{iH}{\sqrt{2k^3}} \left(1 - i\frac{k}{aH} \right) e^{-ik\eta} \qquad \eta = \int^t \frac{dt}{a(t)} = -\frac{1}{aH} + \text{constant} \\ & \rightarrow \begin{cases} \frac{iH}{\sqrt{2k^3}} & (a \to \infty) \\ \frac{1}{\sqrt{2ka}} e^{-i\int^t (k/a)dt'} & (a \to 0) \end{cases} \end{split}$$

Horizon exit: k = aHあたりでmode関数は 振動しなくなる。



インフラトン場の量子化

Inflaton場を平面波解の重ねあわせとして表す。

$$\delta\phi(\mathbf{x},t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \left[\delta\phi_k(t)e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}\alpha_{\mathbf{k}} + \delta\phi_k(t)^*e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}\alpha_{\mathbf{k}}^*\right]$$

Horizonの十分内側では重力を無視でき、通常通り正準量子化

$$\begin{aligned} &[\phi(\mathbf{x},t),\pi(\mathbf{y},t)] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x}-\mathbf{y}) \\ &[\phi(\mathbf{x},t),\phi(\mathbf{y},t)] = 0 \end{aligned}$$

$$[\alpha_{\mathbf{k}}, \alpha_{\mathbf{k}'}] = 0$$
$$[\alpha_{\mathbf{k}}, \alpha_{\mathbf{k}'}^{\dagger}] = \delta^{(3)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$$

 $\alpha_{\mathbf{k}} |0\rangle = 0$: Bunch-Davies vac.

インフラトン場の量子化

Inflaton場の揺らぎは

$$\left\langle 0|\delta\phi(\mathbf{x},t)^2|0\right\rangle = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left|\delta\phi_k\right|^2 = \int d\ln k \left|\frac{k^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\pi}}\delta\phi_k\right|^2$$

特にsuper-horizon modeはlog kあたり

$$\left|\frac{k^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2}\pi}\delta\phi_k\right| \to \frac{H}{2\pi}$$

$$\int_{H/a(t)}^{H/a_i} \frac{dk}{k} \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 \ln\left(\frac{a(t)}{a_i}\right) = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 H(t-t_i)$$

時間ステップ H^{-1} ごとにH/2piのrandom walk

CMB温度揺らぎ全天マップ



 $\delta\phi \to \delta g_{\mu\nu} \to \delta T$

・計量ゆらぎの分解

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 d\mathbf{x}^2$$

このFRW時空(flat)の周りに小さな揺らぎを入れる。

$$ds^2 = -(1+2A)dt^2 - 2aB_i dt dx^i + a^2 (\delta_{ij} + 2H_L \delta_{ij} + 2H_{Tij}) dx^i dx^j$$

揺らぎのTrace部分 Traceless part

単に座標変換で結びついているような揺らぎ同士は等価. この一般座標変換の自由度をきちんと同定し、揺らぎの物理 量(ゲージ不変量)を定義する必要がある。





 $\Phi \sim \frac{\delta \rho}{\rho} \sim H \delta t \sim H_{\inf} \frac{\delta \phi}{\dot{\phi}} \sim \left| \frac{V^{3/2}}{V' M_P^3} \right|$ 地平線の外では進化しない



コメント:

E

$$\Phi \sim \frac{\delta \rho}{\rho} \sim H \delta t \sim H_{\inf} \frac{\delta \phi}{\dot{\phi}} \sim \left| \frac{V^{3/2}}{V' M_P^3} \right|$$

Hubble timeの間にインフラトンが古典的運動 としてすすむ距離を

$$(\Delta \phi)_{
m classical} = H_{
m inf}^{-1} \dot{\phi}$$
かけば,

揺らぎの大きさ =
$$\frac{\delta \phi_{\text{quantum}}}{\Delta \phi_{\text{classical}}}$$

となっている

スカラー型揺らぎ

Amplitude:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \left|\frac{V^{3/2}}{V'M_P^3}\right| \sim 10^{-5}$$

:COBE normalization

inflation energy scaleが低ければ, より平らなポテンシャルが必要

Spectral index:

$$n_s - 1 = \frac{d \ln(\delta \rho_k / \rho)^2}{d \ln k}$$
$$\simeq -\frac{V'}{V} \frac{d}{d\phi} \ln\left(\frac{V^3}{V'^2}\right)$$
$$= -3\frac{V'^2}{V^2} + 2\frac{V''}{V}$$

inflation energy scaleが低ければ、nsは二回微分で決まる.



スカラー型揺らぎ

Amplitude:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \left|\frac{V^{3/2}}{V'M_P^3}\right| \sim 10^{-5}$$

:COBE normalization

inflation energy scaleが低ければ, より平らなポテンシャルが必要

Spectral index:

$$n_{s} - 1 = \frac{d \ln(\delta \rho_{k}/\rho)^{2}}{d \ln k}$$

$$\approx -\frac{V'}{V} \frac{d}{d \phi} \ln\left(\frac{V^{3}}{V'^{2}}\right)$$

$$\stackrel{k = aH}{\stackrel{d}{=}} \frac{d \ln(\delta \rho_{k}/\rho)^{2}}{d \ln k} \approx \frac{d}{d \ln a} \approx \frac{dt}{d \ln a} \frac{d\phi}{dt} \frac{d}{d\phi}$$

$$\approx -\frac{V'}{V} \frac{d}{d\phi} \ln\left(\frac{V^{3}}{V'^{2}}\right)$$

$$\stackrel{(k) = aH}{\stackrel{d}{=}} \frac{d \ln(\delta \rho_{k}/\rho)^{2}}{d \ln k} \approx \frac{d}{d \ln a} \approx \frac{dt}{d \ln a} \frac{d\phi}{dt} \frac{d}{d\phi}$$

$$\approx -\frac{V'}{V} \frac{d}{d\phi} \ln\left(\frac{V^{3}}{V'^{2}}\right)$$

$$\stackrel{(k) = aH}{\stackrel{d}{=}} \frac{d \ln(\delta \rho_{k}/\rho)^{2}}{d \ln k} \approx \frac{d}{d \ln a} \approx \frac{dt}{d \ln a} \frac{d\phi}{dt} \frac{d}{d\phi}$$

$$\approx -\frac{V'}{V} \frac{d}{d\phi} \ln\left(\frac{V^{3}}{V'^{2}}\right)$$

$$\stackrel{(k) = aH}{\stackrel{(k) = aH}{\stackrel{(k)$$

inflation energy scaleが低ければ、nsは二回微分で決まる.



Spectral index:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \left|\frac{V^{3/2}}{V'M_P^3}\right| \sim 10^{-5}$$

$$n_s - 1 = -3\left(\frac{V'}{V}\right)^2 - 2\frac{V''}{V}$$
$$= -6\varepsilon + 2\eta$$

 \sim



Spectral index:

0

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \left|\frac{V^{3/2}}{V'M_P^3}\right| \sim 10^{-5} \qquad n_s - 1 = -3\left(\frac{V'}{V}\right)^2 - 2\frac{V''}{V} = -6\varepsilon + 2\eta$$

・COBE normalizationはポテンシャルの高さに依存。



Spectral index:

0

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \left|\frac{V^{3/2}}{V'M_P^3}\right| \sim 10^{-5} \qquad n_s - 1 = -3\left(\frac{V'}{V}\right)^2 - 2\frac{V''}{V} = -6\varepsilon + 2\eta$$

・COBE normalizationはポテンシャルの高さに依存。
 ・高いスケールのインフレーションではV'が大きく、低い スケールならV'が小さい (hilltop inflation)。



Spectral index:

0

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \left|\frac{V^{3/2}}{V'M_P^3}\right| \sim 10^{-5} \qquad n_s - 1 = -3\left(\frac{V'}{V}\right)^2 - 2\frac{V''}{V} = -6\varepsilon + 2\eta$$

・COBE normalizationはポテンシャルの高さに依存。
 ・高いスケールのインフレーションではV'が大きく、低い スケールならV'が小さい (hilltop inflation)。
 ・一方、nsはポテンシャルのoverallの規格化に依らない。



Spectral index:

0

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \left|\frac{V^{3/2}}{V'M_P^3}\right| \sim 10^{-5} \qquad n_s - 1 = -3\left(\frac{V'}{V}\right)^2 - 2\frac{V''}{V} = -6\varepsilon + 2\eta$$

・COBE normalizationはポテンシャルの高さに依存。
・高いスケールのインフレーションではV'が大きく、低いスケールならV'が小さい (hilltop inflation)。
・一方、nsはポテンシャルのoverallの規格化に依らない。
・低いスケールのインフレーションはhilltop inflationで、 曲率(V'')がnsを決める。観測(ns<1)からは上に凸。

テンソル型揺らぎ

$$ds^{2} = -dt^{2} + a(t)^{2} \left(\delta_{ij} + h_{ij}\right) dx^{i} dx^{j}$$

 h_{ij} : traceless, divergent-free tensor = graviton.



こちらはまだ未発見(上限のみ)

観測 VS 理論

スカラー型揺らぎ $P_{\mathcal{R}} = A_s \left(\frac{k}{k_0}\right)^{n_s - 1}$ $A_s = \frac{V^3}{2\sqrt{3}V'^2},$ $\pi_s = 1 + 2\frac{V''}{V} - 3\left(\frac{V'}{V}\right)^2,$ $P_t = A_t \left(\frac{k}{k_0}\right)^{n_t}$ $r = 8\left(\frac{V'}{V}\right)^2$

$$A_s, n_s, r \equiv rac{A_t}{A_s}$$

V: the inflaton potential

Inflation energy scale

$$V_{\rm inf} \simeq (2 \times 10^{16} \,{\rm GeV})^4 \left(rac{r}{0.1}
ight)$$
 GUT scale inflation!

Inflaton field excursion

V, V'が分かると運動方程式をざっくり積分できる。 ${}^{3H\dot{\phi}}+V'\simeq 0$

Lyth bound:
$$\Delta \phi \gtrsim 8M_P \left(\frac{r}{0.2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{N}{50}\right)$$

Lyth 1997

The inflaton excursion exceeds the Planck scale for $r > O(10^{-3})$.



Inflation models

- Large-field inflation
 - $\Delta \phi \gtrsim M_P \qquad V \propto \phi^n \quad \varepsilon, \eta \propto \left(\frac{M_P}{\phi}\right)^2 \frac{1}{2}$
- Small-field inflation

$$\Delta\phi \lesssim M_P \quad V = V_0 - \frac{1}{2}m^2\phi^2 - \lambda\phi^4 + \cdots$$

• Hybrid inflation

 $\Delta \phi \leq M_P$

Multi-field inflation model









$$V(\phi) = \lambda \phi^n$$

Slow-roll parameters:

$$\varepsilon = \frac{n^2}{2\phi^2}, \quad \eta = \frac{n(n-1)}{\phi^2}$$



Linde `83

 $\varepsilon = \frac{1}{2} \left(\frac{V'}{V} \right)^2, \quad \eta = \frac{V''}{V}$

Planck units: Mp=1

$$\varepsilon, |\eta| \ll 1 \quad \text{if} \quad \phi \gg n$$

Then, slow-roll equation of motion:

$$dN = d\ln a = Hdt \left(\begin{array}{c} 3H\dot{\phi} + V'(\phi) \simeq 0 \\ \frac{d\phi}{dN} \simeq -\frac{V'}{V} \end{array} \right)$$



(n_s, r)



Planck 2015

(n_s, r)



3. どうやって観測から検証するのか?

3-1 インフレーションと計量揺らぎ 3-2 CMB温度と偏光揺らぎ

CMB光子は 1. エネルギー (温度) 2. 偏光

で特徴付けられる。



CMB温度揺らぎ全天マップ



CMB温度揺らぎ角度パワースペクトラム





登場人物:光子,陽子,電子, 暗黒物質



登場人物:光子,陽子,電子,



電磁相互作用によって 結びついていて、一成分の 圧縮性流体として振る舞う. (baryon-photon fluid)

音波振動

登場人物:光子,陽子,電子,

電磁相互作用によって 結びついていて、一成分の 圧縮性流体として振る舞う. (baryon-photon fluid)

揺らぎによって 重力ポテンシャルを作る.

暗黑物質

音波振動



揺らぎが地平線に入ってくると振動開始 ある時点で水素原子ができると、光子と陽子電子は ばらばらになり、光子はまっすぐ進む.

音波振動

登場人物:光子,陽子,電子,

電磁相互作用によって 結びついていて、一成分の 圧縮性流体として振る舞う. (baryon-photon fluid)



揺らぎによって 重力ポテンシャルを作る.



音波振動

登場人物:光子,陽子,電子,

電磁相互作用によって 結びついていて、一成分の 圧縮性流体として振る舞う. (baryon-photon fluid)



揺らぎによって 重力ポテンシャルを作る.










CMB temperature anisotropy (super)simplified

$$d_s(t_{\rm rec}) = \int_0^{t_{\rm rec}} \frac{c_s}{a(t)} dt \qquad \qquad c_s^2 = \frac{dp}{d\rho} = \frac{\frac{1}{3}\delta\rho_{\gamma}}{\delta\rho_{\gamma} + \delta\rho_b} = \frac{1}{3}\frac{1}{1 + \frac{3}{4}\frac{\rho_b}{\rho_{\gamma}}} \equiv \frac{1}{3(1+R)}$$
$$\simeq 84 \,\mathrm{Mpc} \left(\Omega_m h^2\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{1100}{1+z_{\rm rec}}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \qquad \frac{1}{4}\delta_{\gamma} = \frac{1}{3}\delta_b \quad \text{:adiabatic perturb.}$$

CMB temperature anisotropy (super)simplified



$$d_s(t_{\rm rec}) = \int_0^{t_{\rm rec}} \frac{c_s}{a(t)} dt \qquad c_s^2 = \frac{dp}{d\rho} = \frac{\frac{1}{3}\delta\rho_{\gamma}}{\delta\rho_{\gamma} + \delta\rho_b} = \frac{1}{3}\frac{1}{1 + \frac{3}{4}\frac{\rho_b}{\rho_{\gamma}}} \equiv \frac{1}{3(1+R)}$$
$$\simeq 84 \operatorname{Mpc} \left(\Omega_m h^2\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{1100}{1+z_{\rm rec}}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \frac{1}{4}\delta_{\gamma} = \frac{1}{3}\delta_b \quad \text{:adiabatic perturb.}$$

Silk damping scale

小さいスケールでは電子と光子が散乱を繰り返している。 平均自由行程: $\lambda_f = \frac{1}{an_e\sigma_T}$ 光子が進む距離(のべ): $\frac{2}{aH}$ 散乱回数: $N_{\text{coll}} = \frac{2/aH}{\lambda_f}$

拡散スケール: $d_{SD} = \sqrt{N_{\text{coll}}}\lambda_f \simeq 3 \operatorname{Mpc} \left(\Omega_m h^2\right)^{-\frac{1}{4}} \left(\Omega_m b^2\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{1100}{1+z_{\text{rec}}}\right)^{\frac{3}{4}}$





<u>Sachs-Wolfe効果</u>

大きなスケール (>sound horizon)の揺らぎはそのまま、つまりインフレー ション中に作られた揺らぎを保ったままやってくる。

伝搬過程において通常の赤方偏移に加えて、我々が観測している点と CMB photonが出発した点との間の重力ポテンシャルの差だけ、CMB photonのエネルギーが変化する。(Sachs-Wolfe効果)



$\Theta + \Phi$ が観測量 $\Theta \equiv \frac{\delta T}{T} \Phi : \text{重} \text{J} \text{s} \text{s} \text{s} \text{s} \text{s} \text{s}$

*重力ポテンシャルが減少すると(RD->MD, MD->AD)揺らぎが増える: integrated SW

音波振動

宇宙膨張無視、ニュートン重力+αでだいたい分かる。

オイラー方程式(運動方程式)と連続の式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0\\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) &= -\nabla p - \rho \nabla \Phi \end{aligned}$$

ー様モードと小さな揺らぎに分ける:速度と重力ポテンシャルは1次の摂動

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta \rho}{\partial t} &+ \bar{\rho} \, \nabla \cdot \mathbf{v} = 0\\ \bar{\rho} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= -\nabla \delta p - \bar{\rho} \nabla \Phi \end{aligned}$$

相対論的補正: $\rho \nabla \Phi \rightarrow (\rho + p) \nabla \Phi = \rho (1 + \omega) \nabla \Phi$

音波振動

二つの式を組み合わせ、フーリエ変換し、バリオン光子流体へ適用:

$$\ddot{\delta}_{b\gamma,k} + k^2 \left[\frac{\delta p_{b\gamma,k}}{\bar{\rho}_{b\gamma}} + (1 + \omega_{b\gamma}) \Phi_k \right] = 0$$

断熱揺らぎの条件 $\frac{1}{4}\delta_{\gamma} = \frac{1}{3}\delta_{b}$ を用いて、 $\Theta \equiv \frac{\delta T}{T}$ について書き直すと

$$\ddot{\Theta}_k + k^2 c_s^2 \left[\Theta_k + (1+R)\Phi_k\right] = 0 \qquad \qquad R = \frac{3\rho_b}{4\rho_\gamma}$$

単なる単振動なので二つの解(初期条件で決まる)

 $\Theta_k + \Phi_k = -R\Phi_k + A\cos kc_s t + B\sin kc_s t$ 断熱揺らぎ 等曲率揺らぎ

音波振動



温度揺らぎのpower spectrumに効くのは $|\Theta + \Phi|$ バリオンを増やすとRが増え、奇数ピークが増える。(baryon drag)



宇宙背景輻射から探る インフレーション宇宙

August 23,24, 2017 @原子核若手三者夏の学校





1.なぜインフレーションが必要か?

2.どうやってインフレーションを実現するのか?

3.どうやって観測から検証するのか?

3-1 インフレーションと計量揺らぎ3-2 CMB温度と偏光揺らぎ

4.インフレーション模型と将来の展望

5.アクシオンダークマターと等曲率揺らぎ



1.なぜインフレーションが必要か?

2.どうやってインフレーションを実現するのか?

3.どうやって観測から検証するのか?

3-1 インフレーションと計量揺らぎ 3-2 CMB温度と偏光揺らぎ ← ここから

4.インフレーション模型と将来の展望

5.アクシオンダークマターと等曲率揺らぎ

CMB温度揺らぎ全天マップ











Texture: direction of polarization









宇宙が等方だったら偏光は生じない。 双極子揺らぎでも互いにキャンセルしてダメ。



宇宙が等方だったら偏光は生じない。 双極子揺らぎでも互いにキャンセルしてダメ。









実際のデータでも確認できる。



EモードとBモードは偏光ベクトルを 45度回転すると互いに移り合う。



BOTH E-mode and B-mode

E-mode ONLY



Tensor perturbations



BOTH E-mode and B-mode









Taken from Oguri's slide

CMB B-mode 偏光観測の現状



(Taken from Chinone's webpage)

CMB B-mode 偏光観測の将来



3. どうやって観測から検証するのか?

- A. インフレーション中につくられる揺らぎの性質を測定 する.
- ・CMBの温度・偏光揺らぎ観測はインフレーションを強く示唆。
- ・CMBの温度・偏光揺らぎから(ns, r)が決まると、インフラトン ポテンシャルの高さ、傾き,曲率が分かる。
- ・B-mode偏光観測実験がこれから更に進展。rの制限は現在の~0.1 から0.001まで二桁近くも改善期待。
- ・もしB-mode偏光が検出されれば、GUT-scaleのころの宇宙の情 報が手に入り、その後の宇宙進化の理解(バリオン、ダークマター の起源など)が進むと期待。

4.インフレーション模型と将来 将来何がわかる(らない)のか?

Inflation models

- Large-field inflation
 - $\Delta \phi \gtrsim M_P \qquad V \propto \phi^n \quad \varepsilon, \eta \propto \left(\frac{M_P}{\phi}\right)^2 \frac{1}{2}$
- Small-field inflation

$$\Delta\phi \lesssim M_P \quad V = V_0 - \frac{1}{2}m^2\phi^2 - \lambda\phi^4 + \cdots$$

• Hybrid inflation

 $\Delta \phi \leq M_P$

Multi-field inflation model







Large-field inflation

Chaotic inflation Linde `83 Natural inflation Freese et al, `90

・Super-Planckian field rangeに対し如何にpotentialをcontrol? Shift symmetry: $\phi \to \phi + 2\pi f$

・(上がクリアできれば)比較的適当なポテンシャル、適当な初期値で OKであったが,最近制限が厳しくなっており,quadratic or cosine 型はほぼ排除された.もっと平らにしないといけない.

e.g. Polynomial chaotic inflation, multi-natural inflation, non-minimal coupling to gravity


Large-field inflation

Chaotic inflationLinde `83Natural inflationFreese et al, `90

- ・Super-Planckian field rangeに対し如何にpotentialをcontrol? Shift symmetry: $\phi \to \phi + 2\pi f$
- ・(上がクリアできれば)比較的適当なポテンシャル、適当な初期値で OKであったが,最近制限が厳しくなっており,quadratic or cosine 型はほぼ排除された.もう少し平らにしないといけない.

e.g. Polynomial chaotic inflation, multi-natural inflation, non-minimal coupling to gravity

- ・tensor型揺らぎをつくるのでCMB B-mode polarizationで検証可能.
- ・典型的なinflation energy scale ~ GUT scale
- ・典型的なinflaton mass ~10¹²⁻¹³GeV SUSY breaking? Seesaw scale —> RH sneutrino?

Small-field inflation

effective field theoryで記述可能

Sub-Planckianなので量子重力の効果は小さく、

- V
- ・しかしインフレーションをきちんと終わらせる為にnon renormalizable operatorが必要なので、結局UVにはsensitive。
- ・ポテンシャルの頂上付近をとても平らにしなくてはいけない
 - ・ゆえに様々なcorrectionが効く可能性有り。nsの不定性 Model によるがSUSY breaking scaleと関係する事がある。

Linde `82. Albrecht and Steinhardt `82

- ・初期条件としてpotentialのmaximumから始まる必要がある
- Negligible tensor mode/B-mode polarization.
- ・Higgs potentialと似ている; SUSY B-L Higgs inflation.

- Hybrid inflation Copeland et al `94, Dvali et al `94
 - ・インフレーションを起こすのと終わらせるのを別の場で行う.
 - ・模型構築が簡単、特にrenormalizable operatorで書ける。
 - SUSYでは特に簡単に実現。

$$W = S(M^2 - \psi\bar{\psi})$$

- Negligible tensor/B-mode polarization
- ・Cosmic stringをつくることができる (CMB, 重力波)



S/V_{BJ}

GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。

GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。

・Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論)

GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。

・Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論)

· 再加熱(崩壊)温度が高い:

GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。

・Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論) ・**再加熱(崩壊)温度が高い:** $T_R \gtrsim 10^{8-9} \, {
m GeV}$

GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。

- ・Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論) ・**再加熱(崩壊)温度が高い:** $T_R \gtrsim 10^{8-9} \, {
 m GeV}$
 - ・バリオン非対称性生成機構

- GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。
- ・Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論) ・**再加熱(崩壊)温度が高い:** $T_R \gtrsim 10^{8-9} \, {
 m GeV}$
 - ・バリオン非対称性生成機構
 - ・ダークマター生成

- GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。
 - ・Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論)
- ・再加熱(崩壊)温度が高い: $T_R \gtrsim 10^{8-9} \,\mathrm{GeV}$
 - ・バリオン非対称性生成機構
 - ・ダークマター生成
 - ・対称性の回復、それに伴う位相欠陥

- GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。
 - ・Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論)
- ・ 再加熱(崩壊)温度が高い: $T_R \gtrsim 10^{8-9} \,\mathrm{GeV}$
 - ・バリオン非対称性生成機構
 - ・ダークマター生成
 - ・対称性の回復、それに伴う位相欠陥

インフラトン質量はだいたい

- GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。
 - · Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論)
- ・ 再加熱(崩壊)温度が高い: $T_R \gtrsim 10^{8-9} \,\mathrm{GeV}$
 - ・バリオン非対称性生成機構
 - ・ダークマター生成
 - ・対称性の回復、それに伴う位相欠陥
- ・インフラトン質量はだいたい $m_{inf} \sim 10^{12-13} \, \text{GeV}$.

- GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。
 - ・Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論)
- ・再加熱(崩壊)温度が高い: $T_R \gtrsim 10^{8-9} \,\mathrm{GeV}$
 - ・バリオン非対称性生成機構
 - ・ダークマター生成
 - ・対称性の回復、それに伴う位相欠陥
- ・インフラトン質量はだいたい $m_{inf} \sim 10^{12-13} \, \text{GeV}$.
 - ・超対称性の破れ・右巻きニュートリノ質量と関連?

- GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。
- ・Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論) ・**再加熱(崩壊)温度が高い:** $T_R \gtrsim 10^{8-9} \, {
 m GeV}$
 - ・バリオン非対称性生成機構
 - ・ダークマター生成
 - ・対称性の回復、それに伴う位相欠陥
- ・インフラトン質量はだいたい $m_{inf} \sim 10^{12-13} \, \text{GeV}$.
 - ・超対称性の破れ・右巻きニュートリノ質量と関連?
- ・等曲率揺らぎが大きくなりすぎる傾向

- GUT-scaleの宇宙の情報が手に入る。
 - ・Large-field inflationの模型構築(超重力理論、超弦理論)
- ・ 再加熱(崩壊)温度が高い: $T_R \gtrsim 10^{8-9} \,\mathrm{GeV}$
 - ・バリオン非対称性生成機構
 - ・ダークマター生成
 - ・対称性の回復、それに伴う位相欠陥
- ・インフラトン質量はだいたい $m_{inf} \sim 10^{12-13} \, \text{GeV}$.
 - ・超対称性の破れ・右巻きニュートリノ質量と関連?

・等曲率揺らぎが大きくなりすぎる傾向

・QCDアクシオン? —> PQ対称性の回復や破れ

・インフレーションのスケールは未定。

- ・インフレーションのスケールは未定。
 - Inflatonが動く距離はPlanck scale以下。

- ・インフレーションのスケールは未定。
 - Inflatonが動く距離はPlanck scale以下。
 - ・ポテンシャルの形はhilltop型。

- ・インフレーションのスケールは未定。
 - Inflatonが動く距離はPlanck scale以下。
 - ・ポテンシャルの形はhilltop型。



- ・インフレーションのスケールは未定。
 - Inflatonが動く距離はPlanck scale以下。
 - ・ポテンシャルの形はhilltop型。
- · 他の観測量がより一層重要。



- ・インフレーションのスケールは未定。
 - Inflatonが動く距離はPlanck scale以下。
 - ・ポテンシャルの形はhilltop型。
- · 他の観測量がより一層重要。
 - ・等曲率揺らぎ、非ガウス性



- ・インフレーションのスケールは未定。
 - Inflatonが動く距離はPlanck scale以下。
 - ・ポテンシャルの形はhilltop型。
 - 他の観測量がより一層重要。
 - ・等曲率揺らぎ、非ガウス性



・暗黒輻射

•

- ・インフレーションのスケールは未定。
 - Inflatonが動く距離はPlanck scale以下。
 - ・ポテンシャルの形はhilltop型。
- · 他の観測量がより一層重要。
 - ・等曲率揺らぎ、非ガウス性
 - ・ 暗黒輻射
 - · 曲率、異方性, 位相欠陥



- ・インフレーションのスケールは未定。
 - Inflatonが動く距離はPlanck scale以下。
 - ・ポテンシャルの形はhilltop型。
- · 他の観測量がより一層重要。
 - ・等曲率揺らぎ、非ガウス性
 - ・ 暗黒輻射
 - · 曲率、異方性, 位相欠陥
- ・他の実験、観測



- ・インフレーションのスケールは未定。
 - Inflatonが動く距離はPlanck scale以下。
 - ・ポテンシャルの形はhilltop型。
- · 他の観測量がより一層重要。
 - ・等曲率揺らぎ、非ガウス性
 - ・ 暗黒輻射
 - · 曲率、異方性, 位相欠陥
- ・他の実験、観測
 - ・加速器実験、ダークマター探索、ニュートリノ



Other observables

- Running spectral index $\frac{dn_s}{d\ln k} = -0.0057 \pm 0.0071$
- Non-Gaussianity $f_{NL}^{local} = 0.8 \pm 5.0$, $f_{NL}^{equil} = -4 \pm 43$ and $f_{NL}^{ortho} = -26 \pm 21$
- Isocurvature perturbations $\beta_{iso} < 0.038 (95\% CL)$

 $\beta_{\rm iso}(k) = \frac{\mathcal{P}_{II}(k)}{\mathcal{P}_{\mathcal{RR}}(k) + \mathcal{P}_{II}(k)} \,. \label{eq:biso}$

- Spatial curvature $|\Omega_K| < 0.005 (95\% CL)$
- N_{eff}, (sterile) neutrino masses $N_{\rm eff} = 3.15 \pm 0.23$

Other observables

- Running spectral index $\frac{dn_s}{d\ln k} = -0.0057 \pm 0.0071$
- Non-Gaussianity $f_{NL}^{local} = 0.8 \pm 5.0$, $f_{NL}^{equil} = -4 \pm 43$ and $f_{NL}^{ortho} = -26 \pm 21$
- Isocurvature perturbations $\beta_{iso} < 0.038 (95\% CL)$

 $\beta_{\rm iso}(k) = \frac{\mathcal{P}_{II}(k)}{\mathcal{P}_{\mathcal{RR}}(k) + \mathcal{P}_{II}(k)} \, . \label{eq:biso}$

- Spatial curvature $|\Omega_K| < 0.005 (95\% CL)$
- N_{eff}, (sterile) neutrino masses $N_{\rm eff} = 3.15 \pm 0.23$

Consistent with the base LCDM, but there is still a room for new physics.

4.インフレーションに関して 将来何がわかる(らない)のか?

A. シンプルな二次ポテンシャルやcos関数を用いたlargefield inflationは既に排除されている。Blue-tilt (n_s>1) も排除されている。r<0.07かつns=0.96を出すインフ レーション模型はたくさんある。

将来の原始B-mode polarizationの探索はGUT-scale のインフレーション, つまりlarge-field inflation, に感 度有り. rの制限を2桁近く改善予定.

見つかれば熱史, axion DM等に含意. 見つからない場 合には, 小さいスケールの揺らぎなど他の観測window に期待する.

5.アクシオンダークマターと等曲率揺らぎ

強い CP 問題

$$\theta$$
項: $\mathcal{L}_{\theta} = \theta \frac{g_s^2}{32\pi^2} G^{a\mu\nu} \tilde{G}^a_{\mu\nu}$

は中性子の電気双極子モーメントの実験から強く制限. $|\theta| \lesssim \mathcal{O}(10^{-10})$

なぜ θ がこんなに小さいのか? = 強いCP問題

cf.より正確には, physicalな強いCP位相はquark質量の位相と あわせ, $\bar{\theta} \equiv \theta - \arg \det (M_u M_d)$ と与えられる. Peccei-Quinn(PQ)機構では, 強いCP位相は力学的自由度 (=アクシオン)となり, ダイナミカルに0となる.

Peccei, Quinn `77, Weinberg `78, Wilczek `78



アクシオンDM

アクシオンは振動を開始することによって生成され、ダー クマターとなる [misalignment mechanism].

Preskill, Wise, Wilczek `83, Abbott, Sikivie, `83, Dine, Fischler, `83

$$\Omega_a h^2 \simeq 0.11 \,\theta_i^2 C(\theta_i) \left(\frac{f_a}{5 \times 10^{11} \,\text{GeV}}\right)^{1.184} \,\text{CDM}$$

Bae, Huh, Kim `08, Visinelli and Gondolo `08



アクシオンの相互作用



<u>N.B.</u> Both heavy and SM quarks, or only a part of SM quarks may run in the loop, which help to avoid the domain wall problem by $N_{DW} = 1$.

アクシオンの相互作用



$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = \frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a F_{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu} = -g_{a\gamma\gamma} a \vec{E} \cdot \vec{B}$$

$$g_{a\gamma\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_a} \left(\frac{E}{N} - 1.9\right)$$

E and N are EM and color anomaly factors of the PQ current.

•<u>Electrons</u>

$$\begin{split} \mathcal{L}_{aee} &= \frac{C_e}{2f_a} \partial_{\mu} a \, \left(\bar{\Psi}_e \gamma^{\mu} \gamma_5 \Psi_e \right) = -ig_{aee} a \left(\bar{\Psi}_e \gamma_5 \Psi_e \right) + \cdots \\ g_{aee} &\equiv \frac{C_e m_e}{f_a} \qquad C_e = \frac{\cos^2 \beta}{3} \, \text{ for DFSZ axion.} \\ \text{Model-dependent. Coupling to electrons appear} \\ &\text{only at loop-level in the hadronic axion.} \end{split}$$

Nucleons

$$\mathcal{L}_{aNN} = \sum_{N=p,n} \frac{C_N}{2f_a} \partial_\mu a \, \left(\bar{\Psi}_N \gamma^\mu \gamma_5 \Psi_N \right)$$
AXION		生成過程		
		地上	天体起源	初期宇宙
検出方法	直接	LSTW, Photon pol. ALPS,OSQAR, PVLAS,	<section-header><section-header></section-header></section-header>	Axion DM ADMX, CAPP,ORPHEUS LC-circuits, CASPEr, XMASS, EDELWISE,XENON100.
	間接	<section-header><section-header><section-header></section-header></section-header></section-header>	Excessive cooling of WD, RGB, HB, NS Spectral irreg. Transparency Fermi, IACT.	<text></text>

AXION		生成過程		
		地上	天体起源	初期宇宙
検出方法	直接	LSTW, Photon pol. ALPS,OSQAR, PVLAS,	Solar axion CAST, IAXO,TASTE	Axion DM ADMX, CAPP,ORPHEUS LC-circuits, CASPEr, XMM 100. 高いスケールの インフレーションと 矛盾?
	間接	<section-header><section-header></section-header></section-header>	Excessive cooling of WD, RGB, HB, NS Spectral irreg. Transparency Fermi, IACT.	Isocurvature, DR, spectral distortion, caustics, GW, etc. Planck, COrE+, PIXIE

アクシオン等曲率揺らぎ



アクシオン等曲率揺らぎ



アクシオン等曲率揺らぎ



CMB温度揺らぎの角度パワースペクトラム





CMB温度揺らぎの角度パワースペクトラム



CMB angular power spectrum



等曲率揺らぎによるインフレーションへの制限



等曲率揺らぎによるインフレーションへの制限



一番単純な解はU(1)po対称性が初期宇宙で回復すること

Linde and Lyth `90 Lyth and Stewart `92



インフレーション中、アクシオンが存在しない!

一番単純な解はU(1)pq対称性が初期宇宙で回復すること

Linde and Lyth `90 Lyth and Stewart `92

ストリングやドメインウォールといった位相欠陥が生じ、 その崩壊からaxion DMがつくられる。 $f_a = O(10^{10})GeV$ に 限定される。



Hiramatsu, Kawasaki, Saikawa and Sekiguchi, 1202.5851,1207.3166

あるいはPQ breaking scaleが時間変化する可能性:

Linde and Lyth `90 Linde, `91



- あるいはPQを破り、axionを重くする: $m_a^2 \gtrsim H_{
 m inf}^2$
 - Stronger QCD during inflation cf. DV

cf. Dvali, `95, Jeong, FT 1304.8131 Choi et al, 1505.00306

· Extra explicit PQ breaking

Dine, Anisimov hep-ph/0405256 Higaki, Jeong, FT, 1403.4186, Barr and J.E.Kim, 1407.4311 FT and Yamada 1507.06387



もちろん、PQ mechanismを壊さないように、explicitな 破れは現在非常に小さくなっていないといけない。

QCD axion with Witten effect

Kawasaki, FT, Yamada, 1511.05030, 1708.06047

Witten `79

0

Let us first consider the θ -term of hidden U(1):

This θ is **not** the strong CP phase.

$$\mathcal{L}_{\theta} = \frac{\theta e^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = -\frac{\theta e^2}{8\pi^2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$$

which usually has no effect as it is a total derivative.

Witten `79

Let us first consider the θ -term of hidden U(1):

This θ is **not** the strong CP phase.

$$\mathcal{L}_{\theta} = \frac{\theta e^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = -\frac{\theta e^2}{8\pi^2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$$

which usually has no effect as it is a total derivative.

The term, however, has an interesting effect in the **monopole background**.



Witten `79

Consider a static EM field and a monopole sitting at due to Coleman the origin:

 $\mathbf{E} = -\text{grad}\phi = -\nabla A^0 \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} + \frac{Q_M}{4\pi} \frac{\hat{r}}{r^2}$

Then, the Lagrangian is

Monopole

$$\begin{split} L_{\theta} &= \int d^{3}r \left(-\frac{\theta e^{2}}{8\pi^{2}} \right) \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \\ &= \int d^{3}r \left(-\frac{\theta e^{2}}{8\pi^{2}} \right) \left(-\nabla A^{0} \right) \cdot \left(\nabla \times \mathbf{A} + \frac{Q_{M}}{4\pi} \frac{\hat{r}}{r^{2}} \right) \\ &= -\int d^{3}r A^{0} \left(\frac{\theta e^{2}Q_{M}}{8\pi^{2}} \right) \nabla \left(\frac{\hat{r}}{4\pi r^{2}} \right) \\ &= -\int d^{3}r A^{0} \left(\frac{\theta e^{2}Q_{M}}{8\pi^{2}} \delta^{(3)}(\mathbf{r}) \right) \\ &= \mathrm{Electric \ charge \ at \ the \ origin} \end{split}$$

A monopole acquires an electric charge, and becomes a dyon if $\theta \neq 0$.

$$Q_E = ne + \frac{e\theta}{2\pi}$$
 $n = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots$

A monopole magnetic charge $Q_M = 4\pi/e$ is used.



Witten `79

The mass of dyons is heavier than the monopole mass:

$$M_D = M_M + \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{M_M} \left(n - \frac{\theta}{2\pi} \right)^2$$
$$\simeq v \sqrt{Q_M^2 + Q_E^2}$$

The non-zero value of θ costs more energy as it induces an electric field around the monopole.

Axion coupled to hidden monopoles

Kawasaki, FT, Yamada, 1511.05030

Consider the axion coupling to $U(1)_{H}$:

$$\mathcal{L}_{\theta} = \frac{e^2 a}{32\pi^2 f_a} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = -\frac{e^2 a}{8\pi^2 f_a} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$$

Then, the QCD axion acquires an extra mass about a = 0 by the Witten effect in the presence of hidden monopoles:

$$m_{a,M}^2 \simeq \frac{\alpha}{16\pi^2} \frac{n_M}{r_c f_a^2}$$

cf. Fischler and Preskill, `83

 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$

 n_M :(anti-)monopole number density

 $r_c \simeq \frac{1}{ev} = \frac{1}{m_W}$: monopole radius

• The extra axion mass naturally decreases as the monopole density is diluted by the cosmic expansion.

neutron EDM constraint.

Evolution of axion

• The axion starts to oscillate when $m_{a,M}^2 \simeq H^2$. $T_{\rm osc,1} \simeq 65 \,{\rm GeV}\alpha^2 \left(\frac{\Omega_M h^2}{0.12}\right) \left(\frac{f_a}{10^{12} \,{\rm GeV}}\right)^{-2}$. Witten effect

Evolution of axion

- The axion starts to oscillate when $m_{a,M}^2 \simeq H^2$. $T_{\rm osc,1} \simeq 65 \,{\rm GeV}\alpha^2 \left(\frac{\Omega_M h^2}{0.12}\right) \left(\frac{f_a}{10^{12} \,{\rm GeV}}\right)^{-2}$. Witten effect
- No extra axion coherent oscillations are induced during the QCD phase transition if $m_{a,M}/H \gtrsim O(10)$.

$$f_a \lesssim 10^{12} \,{\rm GeV} \alpha^{1.1} \left(\frac{\Omega_M h^2}{0.12}\right)^{0.55}$$
 "Adia

"Adiabatic suppression mechanism"

Linde `96.



Axion abundance

Kawasaki, FT, Yamada, 1511.05030

The final axion abundance is given by

$$\Omega_a h^2 \simeq 3 \times 10^{-4} \alpha^{-2} \theta_i^2 \left(\frac{0.12}{\Omega_M h^2}\right) \left(\frac{f_a}{10^{12} \,\mathrm{GeV}}\right)^3$$

The axion abundance is suppressed, and it is inversely proportional to the monopole abundance!

The Witten effect also solves the axion domain wall problem when the PQ symmetry spontaneously broken after inflation.

QCD axion and monopole DM



Kawasaki, FT, Yamada, 1511.05030,1708.xxxxx

QCD axion and monopole DM



Kawasaki, FT, Yamada, 1511.05030,1708.xxxxx

Hidden monopole DM

The monopoles with mass $M_M = (1 - 10) \text{ PeV}$ account for the observed DM.

In the minimal case of the 't Hooft-Polyakov monopole w/o other charged particles, the massive gauge bosons give a larger contribution. Baek, Ko, Park 1311.1035, Khoze, Ro 1406.2291

e.g. The observed DM is realized with $v \simeq 10^2 \text{ TeV}, \alpha = \mathcal{O}(0.1)$ for which the monopole fraction is O(10)%.

<u>N.B.</u> The massive gauge boson abundance can be reduced by adding matter fields.

Discussion

 The monopoles (as well as W') have self-interactions which may solve the small-scale tension of CDM.

Baek, Ko, Park 1311.1035, Khoze, Ro 1406.2291

• The monopole DM may also have the SM electromagnetic mini-charges via the kinetic mixing:

$$\frac{\phi_a}{M} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^{(\text{EM})} \supset \frac{v}{M} F_3^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^{(\text{EM})} \quad \langle \phi_a \rangle = (0, 0, v)$$

For $v \sim 10^2 \,\mathrm{TeV}$, $M \sim M_p$ the kinetic mixing is $\sim 10^{-13}$ (& magnetic) and it is consistent with observations. cf. Jaeckel and Ringwald, 1002.0329

• If U(1)_H is broken by another Higgs, monopoles and W' become unstable and decay into the SM particles via the portal to the SM Higgs. The QCD axion abundance can be suppressed for even larger f_a . Kawasaki, FT, Yamada, 1511.05030

cf. Nomura, Rajendran, Sanches, 1511.06347

この講義のまとめ

・インフレーションが宇宙初期に生じたことは疑いようがない.

・インフレーション中に2つのタイプの時空の揺らぎが生じる.

・<u>スカラー型揺らぎ</u>.いわゆる密度揺らぎ,CMBの温度揺らぎ.宇宙の構造形成はこの揺らぎの重力進化の結果.
 ・<u>テンソル型揺らぎ</u>,原始重力波.B-mode 偏光を生む.
 ・将来,もし原始B-mode偏光が検出されれば、インフラトンポテンシャルの高さ,傾き、曲率がきまる.V,V',V''

・原始B-mode偏光検出の有無は熱史,ダークマター等に関する知見を与える(e.g. axion DMの一部のシナリオを排除)