



## 東京大学ビッグバン宇宙国際研究センター 横山順一





Trans-Scale Quantum Science Institute





# われわれの宇宙は、大きくて高齢で、豊かな階層構造を持つ

fir dark age

first star

# これら全ては、古典ビッグバン宇宙論では大きな謎である

宇宙の多重発生



## インフレーション宇宙論は以下全ての問題を解決

## 地平線問題

宇宙はなぜこんなに大きいのか?

## 平坦性問題

宇宙はなぜこんなに高齢なのか?

## モノポール/残存物問題

時間

統一理論の予言するエキゾチック粒子が無いのは何故か? 構造形成の起源

星・銀河・銀河団という階層構造の起源となった密度ゆらぎ はどうやってできたのか?

# 初期宇宙に指数関数的宇宙膨張(インフレーション)が 起こり、それによって大きな一様・等方宇宙が実現した Starobinsky (80) Sato (81) Guth (81)

### アインシュタイン方程式

 $\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^{2} + \frac{K}{a^{2}} = \frac{8\pi G}{3} \rho$   $a(t): = = \cos(x) - \cos(y) - \cos$ 

$$a(t) \propto e^{Ht}, \quad H = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}\rho_{\text{inf}}}, \quad \rho_{\text{inf}} \sim \text{const.}$$

地平線も曲率半径も指数関数的に大きくなる



正準スカラー場によるインフレーション  $\mathcal{L} = -\frac{1}{2}g_{\mu\nu}\partial_{\mu}\phi\partial_{\nu}\phi - V[\phi] \rightarrow \rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^{2} + V[\phi], P = \frac{1}{2}\dot{\phi}^{2} - V[\phi]$ 

Einstein equation  $H^{2} + \frac{K}{a^{2}} = \frac{8\pi G}{3} \left( \frac{1}{2} \dot{\phi}^{2} + V[\phi] \right)$  Field equation

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'[\phi] = 0$$

$$P = -\rho$$

If energy density is dominated by the potential, inflation occurs.



正準スカラー場によるインフレーション  $\mathcal{L} = -\frac{1}{2}g_{\mu\nu}\partial_{\mu}\phi\partial_{\nu}\phi - V[\phi] \implies \rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^{2} + V[\phi], P = \frac{1}{2}\dot{\phi}^{2} - V[\phi]$ 

Einstein equation  $H^{2} + \frac{K}{a^{2}} = \frac{8\pi G}{3} \left(\frac{1}{2}\dot{\phi}^{2} + V[\phi]\right)$  Field equation

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'[\phi] = 0 \qquad \checkmark P = -\rho$$

If energy density is dominated by the potential, inflation occurs.





宇 現 宙在 直 の 晴接 れ観 の 宇 上測 がで き 1) 時る 刻 の を まは で 宇宙創生後三八万年の

# Inflation realizes not only

## Homogeneous Background Radiation @T=2.73K CMB

## but also



## by quantum fluctuations.



 $H\delta t(t, \mathbf{x}) = H \frac{\delta \phi(t, \mathbf{x})}{i} = \varsigma$ 

## **Curvature perturbation**

\* Regions with more expansion is more curved



$$\varsigma \equiv \frac{\delta a}{a} = \delta N = H \delta t = H \frac{\delta \phi}{\dot{\phi}}$$
$$a(t) \propto e^{N} = e^{Ht}$$

 $\delta \phi$  How quantum fluctuations of a scalar field behave in exponentially expanding universe?

# Properties of quantum fluctuations Bunch&Davies (1978), Vilenkin&Ford (1982), Linde (1982) \* Quantum nature of the inflation driving field (inflaton) φ~

\* Quantum nature of the inflation driving field (inflaton)  $\phi \sim$  massless scalar field in the de Sitter spacetime

$$\star \varphi(\mathbf{x},t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^{3/2}} \left( \hat{a}_{\mathbf{k}} \varphi_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + \hat{a}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \varphi_{\mathbf{k}}^{*}(t) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} \right) \equiv \int \frac{d^3k}{(2\pi)^{3/2}} \hat{\varphi}_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$$

Mode function 
$$\left[\frac{d^2}{dt^2} + 3H\frac{d}{dt} + \frac{k^2}{a^2(t)}\right]\varphi_{\mathbf{k}}(t) = 0, \ a(t) = e^H$$
  
 $\varphi_{\mathbf{k}}(t) = \frac{iH}{\sqrt{2k^3}} \left(1 - \frac{ik}{Ha(t)}\right) e^{\frac{ik}{Ha(t)}}$  is the appropriate solution.

\* In the short-wavelength (subhorizon) regime with  $k_{phys} = \frac{k}{\sigma} \gg H$ 

$$\varphi_{k}(t_{0}+t) \cong \frac{iH}{\sqrt{2k^{3}}} \left(-\frac{ik}{Ha(t_{0})}\right) e^{\frac{ik}{Ha(t_{0}+t)}} = \frac{1}{a(t_{0})\sqrt{2k}} e^{\frac{ik}{Ha(t_{0}+t)}} \cong \frac{1}{a^{\frac{3}{2}}(t_{0})\sqrt{2k_{phys}}} e^{-ik_{phys}t}$$

$$a(t_0 + t) = e^{H(t_0 + t)} \cong a(t_0)(1 + Ht), \text{ for } Ht \ll 1$$

we find the mode function agrees with the one in Minkowski space just as we don't feel any effect of cosmic expansion on the Earth.

# Properties of quantum fluctuations Bunch&Davies (1978), Vilenkin&Ford (1982), Linde (1982) \* Quantum nature of the inflation driving field (inflaton) φ~

\* Quantum nature of the inflation driving field (inflaton)  $\phi \sim$  massless scalar field in the de Sitter spacetime

$$\star \varphi(\mathbf{x},t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^{3/2}} \left( \hat{a}_{\mathbf{k}} \varphi_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + \hat{a}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \varphi_{\mathbf{k}}^*(t) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} \right) \equiv \int \frac{d^3k}{(2\pi)^{3/2}} \hat{\varphi}_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$$

Mode function 
$$\left[\frac{d^2}{dt^2} + 3H\frac{d}{dt} + \frac{k^2}{a^2(t)}\right]\varphi_k(t) = 0, \ a(t) = e^H$$
  
 $\varphi_k(t) = \frac{iH}{\sqrt{2k^3}} \left(1 - \frac{ik}{Ha(t)}\right) e^{\frac{ik}{Ha(t)}}$  is the appropriate solution.

\* In the long-wavelength (superhorizon) regime, we find

$$|\varphi_{\mathbf{k}}(t)|^{2} = \frac{H^{2}}{2k^{3}} \left( 1 + \frac{k^{2}}{H^{2}a^{2}(t)} \right) \longrightarrow \frac{H^{2}}{2k^{3}} \quad \text{for } \frac{k}{a(t)} \ll H$$

\* Multiplying the phase space density, its vacuum expectation value is  $\langle \varphi^2(r,t) \rangle \simeq |\varphi_{\mathbf{k}}(t)|^2 \frac{4\pi k^3}{(2\pi)^3} = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2$  on each comoving scale  $r = 2\pi/k$ 

## 量子場の真空のゼロ点振動



## インフレーションによる揺らぎの生成 ★ インフレーションを起こすスカラー場φの量子的性質~ De Sitter時空におけるmassless scalar field の振る舞い scale Hubble time $H^{-1}$ 毎に、 不 初期波長~ H<sup>-1</sup>、 振幅 $\delta \varphi \approx H/2\pi$ の 揺らぎがつぎつぎと生成 し、宇宙膨張によって引 き延ばされていく。 インフレーション<u>中</u>

早くハッブルホライズンを出たモードは 引き延ばされてより長波長の揺らぎになる。

\* **ほぼ**スケール不変なスペクトルを持った曲率揺らぎが生成する。 そのスケール依存性のべき指数(スペクトル指数)はスカラー場の ポテンシャルの形状で決まる。

<del>></del>time

## 曲率ゆらぎの自乗振幅

Mukhanov&Chivisov (1981), Hawking (1982), Starobinsky (1982), Guth&Pi (1982)

$$\Delta_{s}^{2}\left(r=\frac{2\pi}{k}\right) \coloneqq \left|\varsigma_{k}\right|^{2} \frac{4\pi k^{3}}{(2\pi)^{3}} = \frac{H^{2}}{\dot{\phi}^{2}}\left|\varphi_{k}\right|^{2} \frac{4\pi k^{3}}{(2\pi)^{3}} = \left(\frac{H^{2}}{2\pi\dot{\phi}}\right)^{2} = \frac{H^{2}}{8\pi^{2}M_{pl}^{2}\varepsilon} \qquad \varepsilon \coloneqq -\frac{\dot{H}}{H^{2}}$$

To be calculated at the horizon crossing time  $t_k$ 







#### RESCEU

Research Center for the Early Universe School of Science, The University of To Tokyo, 113-0033, Japan

## INVITATION TO Gravitational Wave Cosmology



#### RESCEU

Research Center for the Early Universe School of Science, The University of Tokyo Tokyo, 113-0033, Japan

## Why Gravitational Waves?

We can probe another tiny dark age between inflation and **Big Bang Nucleosynthesis** 

Shedding new "lignt" on this epoch





1. 指数関数的膨張時空における量子的生成

2. 曲率ゆらぎ・密度ゆらぎの高次効果による生成

# 本題に入る前に、

## GW170817:初の連星中性子星合体観測



ē

### LIGOの6つのリアルタイム解析 パイプラインのうち、検出に成功 したのはKipp CannonらのGstLALのみ

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL LETTERS, 848:L12 (59pp), 2017 October 20

© 2017. The American Astronomical Society. All rights reserved.

OPEN ACCESS

https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa91c9

Normalized amplitude

マルチメッセンジャー天文学の創生

LIGO-Hanford

500



6

Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger\* LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, Fermi GBM, INTEGRAL, IceCube Collaboration, AstroSat Cadmium Zinc Telluride Imager Team, IPN Collaboration, The Insight-HXMT Collaboration, ANTARES Collaboration, The Swift Collaboration, AGILE Team, The 1M2H Team, The Dark Energy Camera GW-EM Collaboration and the DES Collaboration, The DLT40 Collaboration, GRAWITA: GRAvitational Wave Inaf TeAm, The Fermi Large Area Telescope Collaboration, ATCA: Australia Telescope Compact Array, ASKAP: Australian SKA Pathfinder, Las Cumbres Observatory Group, OzGrav, DWF (Deeper, Wider, Faster Program), AST3, and CAASTRO Collaborations, The VINROUGE Collaboration, MASTER Collaboration, J-GEM, GROWTH, JAGWAR, Caltech-NRAO, TTU-NRAO, and NuSTAR Collaborations, Pan-STARRS, The MAXI Team, TZAC Consortium, KU Collaboration, Nordic Optical Telescope, ePESSTO, GROND, Texas Tech University, SALT Group, TOROS: Transient Robotic Observatory of the South Collaboration, The BOOTES Collaboration, MWA: Murchison Widefield Array, The CALET Collaboration, IKI-GW Follow-up

Collaboration, H.E.S.S. Collaboration, LOFAR Collaboration, LWA: Long Wavelength Array, HAWC Collaboration, The Pierre Auger Collaboration, ALMA Collaboration, Euro VLBI Team, Pi of the Sky Collaboration, The Chandra Team at McGill University, DFN: Desert Fireball Network, ATLAS, High Time Resolution Universe Survey, RIMAS and RATIR, and SKA South Africa/MeerKAT (See the end matter for the full list of authors.)

Received 2017 October 3; revised 2017 October 6; accepted 2017 October 6; published 2017 October 16

Time (seconds)

短ガンマ線バースト キロノバ



### GW170817:初の連星中性子星合体観測



The arrival time delay between GW and the GRB was  $\sim 1.7$  sec after propagating the distance of  $\sim 40$  Mpc.

$$-3 \times 10^{-15} < \frac{c_{\rm gw} - c}{c} < 7 \times 10^{-16}$$



私も考えたのですが、

Progress of Theoretical Physics, Vol. 126, No. 3, September 2011

#### Generalized G-Inflation

— Inflation with the Most General Second-Order Field Equations —

Tsutomu KOBAYASHI,<sup>1,2</sup> Masahide YAMAGUCHI<sup>3</sup> and Jun'ichi YOKOYAMA<sup>4,5</sup>

最も一般的なスカラー テンソル理論での重力波 伝播公式を2011年に 導出していたので

$$\begin{split} S_T^{(2)} &= \frac{1}{8} \int dt d^3 x \, a^3 \left[ \mathcal{G}_T \dot{h}_{ij}^2 - \frac{\mathcal{F}_T}{a^2} (\vec{\nabla} h_{ij})^2 \right] & \mathcal{F}_T := 2 \left[ G_4 - X \left( \ddot{\phi} G_{5X} + G_{5\phi} \right) \right], \\ \mathcal{G}_T := 2 \left[ G_4 - 2X G_{4X} - X \left( H \dot{\phi} G_{5X} - G_{5\phi} \right) \right]. \\ \mathcal{C}_{gw}^2 &= \frac{\mathcal{F}_T}{\mathcal{G}_T} \end{split}$$

Г

$$\begin{split} & \text{In Einstein gravity} \quad G_4(\phi, X) = const = \frac{1}{16\pi G} \qquad \mathcal{F}_T = \mathcal{G}_T = M_p^2 \\ & S = \sum_{i=2}^5 \int d^4 x \ \sqrt{-g} \mathcal{L}_i \\ & \mathcal{L}_2 = K(\phi, X), \qquad X = -\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi \qquad G_{ix} = \frac{\partial G_i}{\partial X} \\ & \mathcal{L}_3 = -G_3(\phi, X) \Box \phi, \\ & \mathcal{L}_4 = G_4(\phi, X) R + G_{4X} \left[ (\Box \phi)^2 - (\nabla_\mu \nabla_\nu \phi)^2 \right], \\ & \mathcal{L}_5 = G_5(\phi, X) G_{\mu\nu} \nabla^\mu \nabla^\nu \phi - \frac{1}{6} G_{5X} \left[ (\Box \phi)^3 - 3 \Box \phi (\nabla_\mu \nabla_\nu \phi)^2 + 2 (\nabla_\mu \nabla_\nu \phi)^3 \right], \end{split}$$

私も考えたのですが、

Progress of Theoretical Physics, Vol. 126, No. 3, September 2011

#### Generalized G-Inflation

— Inflation with the Most General Second-Order Field Equations —

Tsutomu KOBAYASHI,<sup>1,2</sup> Masahide YAMAGUCHI<sup>3</sup> and Jun'ichi YOKOYAMA<sup>4,5</sup>

最も一般的なスカラー テンソル理論での重力波 伝播公式を2011年に 導出していたので

\ ٦

$$\begin{split} S_T^{(2)} &= \frac{1}{8} \int dt d^3x \, a^3 \left[ \mathcal{G}_T \dot{h}_{ij}^2 - \frac{\mathcal{F}_T}{a^2} (\vec{\nabla} h_{ij})^2 \right] & \mathcal{F}_T := 2 \left[ \mathcal{G}_4 - X \left( \phi \mathcal{G}_{5X} + \mathcal{G}_{5\phi} \right) \right], \\ \mathcal{G}_T := 2 \left[ \mathcal{G}_4 - 2X \mathcal{G}_{4X} - X \left( H \dot{\phi} \mathcal{G}_{5X} - \mathcal{G}_{5\phi} \right) \right]. \\ \mathcal{C}_{gw}^2 &= \frac{\mathcal{F}_T}{\mathcal{G}_T} \end{split}$$

Г

4つのPRL論文の結論はいずれも、われわれの公式で

$$G_{4X} = 0, \ G_{5\phi} = 0, \ G_{5X} = 0$$

という自明なものでしかなかった、、、

この観測を契機に、ヨーロッパでは修正重力理論の研究がスッカリ萎ん でしまったそうですが、この制限は、連星中性子星合体から当地まで のごく最近の宇宙における制限に過ぎないので、インフレーション中の 物理には一切影響しません。



## 1. 指数関数的膨張時空における量子的生成

今日は時間もないのでとりあえずアインシュタイン重力 を考えることにします

量子的重力波(テンソルゆらぎ)の生成  

$$ds^{2} = -dt^{2} + a^{2}(t)(\delta_{ij} + h_{ij})dx^{i}dx^{j}$$
  $h_{ij} = h_{+}\varepsilon_{ij}^{+} + h_{\times}\varepsilon_{ij}^{\times}$  transverse  
-traceless  
重力波の2つのモードは2つの質量ゼロのスカラー場と同様の振舞  
 $h_{ij}(t, x) = \sum_{\lambda=+,\times} \int \frac{d^{3}k}{(2\pi)^{3/2}} \epsilon_{ij}^{\lambda}(k) h_{k}^{\lambda}(t) e^{ik \cdot x} \quad \langle \varepsilon_{ij}^{A}(k) \varepsilon_{ij}^{B}(k) \rangle = \delta^{AB}$ 

Quantization in De Sitter background yields nearly scale-invariant long-wave perturbations during inflation.

$$\Delta_h^2(k) = \langle h_{ij} h^{ij}(k) \rangle = 64\pi G \left(\frac{H(t_k)}{2\pi}\right)^2$$

massless Klein-Gordon 方程式を満たす

Starobinsky (1979)

## 指数関数的膨張宇宙での量子的重力波生成を示した 1979年。インフレーション宇宙論が出るより前!! A.スタロビンスキー(ビッグバン宇宙国際研究センター永年客員教授)

Письма в ЖЭТФ, том 30, вып. 11, стр. 719 – 723

5 декабря 1979 г.

#### СПЕКТР РЕЛИКТОВОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И НАЧАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ВСЕЛЕННОЙ

#### А.А.Старобинский

Рассмотрена феноменологическая модель Вселенной, в которой до начала классического фридмановского расширения Вселенная находилась в максимально симметричном квантовом состоянии. Вычислен спектр длинноволнового фонового гравитационного излучения, возникающего в такой модели. Возможности детектирования этого излучения в диапазоне 10<sup>-3</sup> – 10<sup>-5</sup> Гц являются обнадеживающими.

В настоящее время теория квантовых эффектов в сильных гравитационных полях является уже достаточно развитой, чтобы можно было

719



## Spectrum of relict gravitational radiation and the early state of the universe

A. A. Starobinskii L.D. Landau Institute of Theoretical Physics, USSR Academy of Sciences

(Submitted 25 October 1979) Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 30, No. 11, 719–723 (5 December 1979)

A phenomenological model of the universe, in which, the universe was in a maximum symmetrical quantum state before the beginning of the classical Friedman expansion, is examined. The spectrum of long-wave, background, gravitational radiation is calculated in this model. The possibility of detecting this radiation in the range  $10^{-3} - 10^{-5}$  Hz is promising.

PACS numbers: 98.80.Bp, 95.30.Sf

At present, the theory of quantum effects in strong gravitational fields has reached the stage of development at which it is possible to ask what was the state of the universe before the beginning of its classical expansion according to the Friedman

682 0021-3640/80/230682-04\$00.60

© 1980 American Institute of Physics 682

<u>スタロビンスキー(1979)の動機:</u> ビッグバン以前の宇宙の様子を知りたい

> 熱い火の玉宇宙: (ほぼ)熱平衡状態 相互作用のごく弱い粒子のみ、 初期状態の記憶をとどめている

ということでグラビトンに注目した

フリードマン宇宙になる前は、量子論的に考えて 対称性のよい状態だっただろう(量子宇宙論の魁)

ということでド・ジッター時空を考えた

結果的にインフレーション宇宙におけるテンソルゆらぎの 量子的生成を考えたことになった

## テンソルゆらぎの超低周波成分はCMBの B-mode 偏光のゆらぎによって観測できる



 Polarization is generated by quadrupole temperature anisotropy. • E-mode from both scalar (density) and tensor perturbations.

B-mode only from tensor perturbations.

重力波揺らぎと曲率揺らぎの比  
(テンソル・スカラー比) 
$$r = \frac{\Delta_h^2}{\Delta_s^2} = 16\varepsilon \cong 0.01 \left( \frac{V[\phi]}{(10^{16} \, {\rm GeV})^4} \right)$$

## $\eta_{s} - \gamma$ diagram prefers concave potentials to convex ones.



# Inflation models with convex potential like chaotic inflation are disfavored to the level of >95%.

# LiteBIRDによって *r* < 0.002 まで上限を下げることができる

LiteBIRD: Light satellite for the studies of B-mode polarization and Inflation from cosmic background Radiation Detection

## 2008年9月 working group proposal





https://litebird.isas.jaxa.jp/

2016年9月 宇宙科学研究所Phase-A1開始 2019年5月 戦略的中型2号機に選定!

LiteBIRDによってテンソルスカラー比が測定できれば、 インフレーションのエネルギースケールが決定でき、 インフレーションがいつ起こったかがわかる!

## **Evolution of gravitational waves in the inflationary Universe**

- \* Amplitude of GW is constant when its wavelength is longer than the Hubble radius between  $t_{out}(f)$  and  $t_{in}(f)$ .
- \* After entering the Hubble radius, the amplitude decreases as  $\propto a^{-1}(t)$ and the energy density as  $\propto a^{-4}(t)$ .



When  $a(t) \propto t^p$  (p < 1), the tensor perturbation evolves as

$$h(f,a) \propto a(t)^{\frac{1-3p}{2p}} J_{\frac{3p-1}{2(1-p)}} \left( \frac{p}{1-p} \frac{k}{a(t)H(t)} \right), \quad k = 2\pi f a(t_0)$$

Density parameter in GW per logarithmic frequency interval

$$\Omega_{GW}(f,t) = \frac{1}{\rho_{cr}(t)} \frac{d\rho_{GW}(f,t)}{d\ln f}$$

When the mode reentered the Hubble horizon at  $t \equiv t_{in}(f)$ , the angular frequency is equal to  $\omega = H(t_{in}(f))$ , so we find

$$\frac{d\rho_{GW}(f,t_{in}(f))}{d\ln f} = \frac{\omega^2}{32\pi G} h_{inf}^2(f) = \frac{H^2(t_{in}(f))}{32\pi G} h_{inf}^2(f) = \frac{1}{24} \rho_{cr}(t_{in}(f)) \Delta_h^2(f)$$

 $\Omega_{GW}(f,t_{in}(f)) = \frac{1}{24} \Delta_h^2(f)$ 

### After entering the Hubble horizon,

$$\Omega_{GW}(f,t) = \frac{\rho_{GW,\ln f}(f,t)}{\rho_{tot}(t)} \propto a^{-4}(t)$$

$$\propto a^{-3(1+w)}(t)$$

$$w \equiv p/\rho_{tot}$$

: equation of state in the early Universe

$$\Omega_{GW}(f,t) \approx \frac{1}{24} \Delta_h^2(f) \left(\frac{a(t_{in}(f))}{a(t)}\right)^{1-3w}$$

Radiation dominated era: constant Field oscillation dominated era: decreases  $\propto a^{-1}(t)$ 

High frequency modes which entered the Hubble radius in the field oscillation regime acquires a suppression  $\propto f^{-2}$ .

We may determine the equation of state in the early Universe. We may determine thermal history of the early Universe. N. Seto & JY (03), Boyle & Steinhardt (08), Nakayama, Saito, Suwa, JY (08), Kuroyanagi et al (11) Jinno, Moroi, Takahashi (14)

## Thermal History is imprinted on the spectrum of GWs.



## DECIGO: DECi-hertz Interferometer Gravitational wave Observatory

N. Seto, S. Kawamura, & T. Nakamura, PRL 87(2001)221103



Specifications	Original	Upgraded	Upshifted
Arm length:	L=1000 km	1500km	1500km
Mirror Diameter:	R=0.5 m	0.75m	
Mirror Mass:	M=100 kg		
Laser Wavelength:	λ =532 nm		157nm
Laser Power:	P=10 W	30W	300W
Finesse:	<i>J</i> =10		
	Kunanaa		0 1/ (0015



## ビッグバン宇宙国際研究センターのプロジェクトとしてDECIGO の前哨計画であるB-DECIGOの成立性を3年計画で検討中



ロードマップ

## 2007年9月13日版





ロードマップ









2. 曲率ゆらぎ・密度ゆらぎの高次効果による生成

2 密度・曲率ゆらぎの二次項からの生成 Scalar modes:  $\Phi$  and  $\Psi$ ; Tensor modes  $h_{ii}$ 摂動入り計量:  $\mathrm{d}s^2 = a(\eta)^2 \left[ -e^{2\Phi} \mathrm{d}\eta^2 + e^{-2\Psi} (\delta_{ij} + h_{ij}) \mathrm{d}x^i \mathrm{d}x^j \right]$  $a(\eta) \propto \eta$  放射優勢宇宙では共形時間 $\eta$ に比例 TTゲージの重力波( $\partial_i h_i^i = h_i^i = 0$ ) すなわちテンソルゆらぎの従う方程式  $h_{i}^{i''} + 2\mathcal{H}h_{i}^{i'} - \partial^{2}h_{i}^{i} = \mathcal{P}_{ri}^{is}S_{s}^{r} \qquad \mathcal{H} \equiv \frac{a'}{2}$ 右辺のソースタームは線形曲率ゆらぎの二次からなる:  $\Phi = \Psi$  $S_s^r = 2\partial^r \Psi \partial_s \Psi - \partial^r (\Psi + \mathcal{H}^{-1} \Psi') \partial_s (\Psi + \mathcal{H}^{-1} \Psi')$ 

(Mollerach, Harari, & Matarrese 04, Ananda, Clarkson, & Wands 07, Baumann, Steinhardt, Takahashi, & Ichiki 07)

曲率ゆらぎの振幅は大スケールでは10<sup>-5</sup>なので、ほぼスケール不変なスペクトル なら、この二次の効果は小さな重力波しか生成しない。しかし、原始ブラックホール をつくるような特定のスケールで大きな振幅を持っている場合は、特定の周波数 の重力波が生成される。 (Saito & JY 09,... Kohri & Terada 18)

# Generation of gravitational waves from density fluctuations

Formation of Primordial Black Holes (PBHs) on a specific mass scale. Density/curvature fluctuations have a large amplitude on a specific scale.  $M_{BH} \approx$  horizon mass when the peak entered the Hubble radius



Gravitational waves (tensor perturbations) generated from secondorder density/curvature fluctuations are significant.



## Constraints on non-evaporated PBHs with $M > M_* = 5 \times 10^{14} g$ Fraction of cold dark matter occupied by PBHs







## パルサーの周期擾乱を用いた重力波の観測で 原始ブラックホール説を棄却できる! LIGOとVirgoの見つけたブラックホールの正体が 原始ブラックホールならPTAは重力波を発見する!



## アメリカのパルサータイミングアレイ NANOGravが重力波と無矛盾 な信号をみつけた!?

$$h_c(f) = A_{CP} \left(\frac{f}{f_{yr}}\right)^{\alpha}$$
 with  $\gamma_{CP} \equiv 3 - 2\alpha$ 

PBHの尻尾をつかんだとは言えない (逆は真ならずだから)



Yokoyama *AAPPS Bulletin* (2021) 31:17 https://doi.org/10.1007/s43673-021-00020-5 AAPPS Bulletin

#### **REVIEW ARTICLE**

#### **Open Access**

Check fo updates

Implication of pulsar timing array experiments on cosmological gravitational wave detection



## スペースレーザー干渉計B-DECIGOができたら区別できる!





重力波宇宙論については近年非常に多くの理論研究がなされている (e.g.藤田くんの受賞研究:SU(2)ゲージ場を用いたテンソルゆらぎ生成) 観測的検証

- LiteBIRDでB-モード偏光を検出し、インフレーションがいつ 起こったかを決定して欲しい(Mixed Higgs-R2 inflationを検証して欲しい!)
- B-DECIGOによってLIGO-Virgoの検出したブラックホールの 起源を明らかにして欲しい
- DECIGOによってビッグバンがいつ起こったかを決定して欲しい

KAGRAの成功なくしてDECIGO の実現はありえない。 ビッグプロジェクトとしての困難に 正面から取り組まない限り途は 開けない。 KAGRA: Scientific Symphony



Science First

