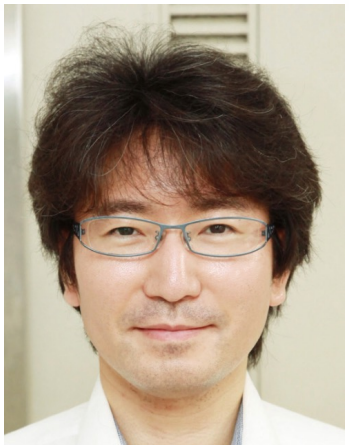
重力波

柿崎 充 （富山大学）

Flavor Physics Workshop 2026 (FPWS2026)

2026年11月20日@呉羽ハイツ

自己紹介



名前: 柿崎　充

所属: 富山大学 理学部 理論物理学研究室

研究分野: 素粒子現象論、素粒子論的宇宙論

キーワード: ヒッグス粒子、重力波、暗黒物質、等

経歴

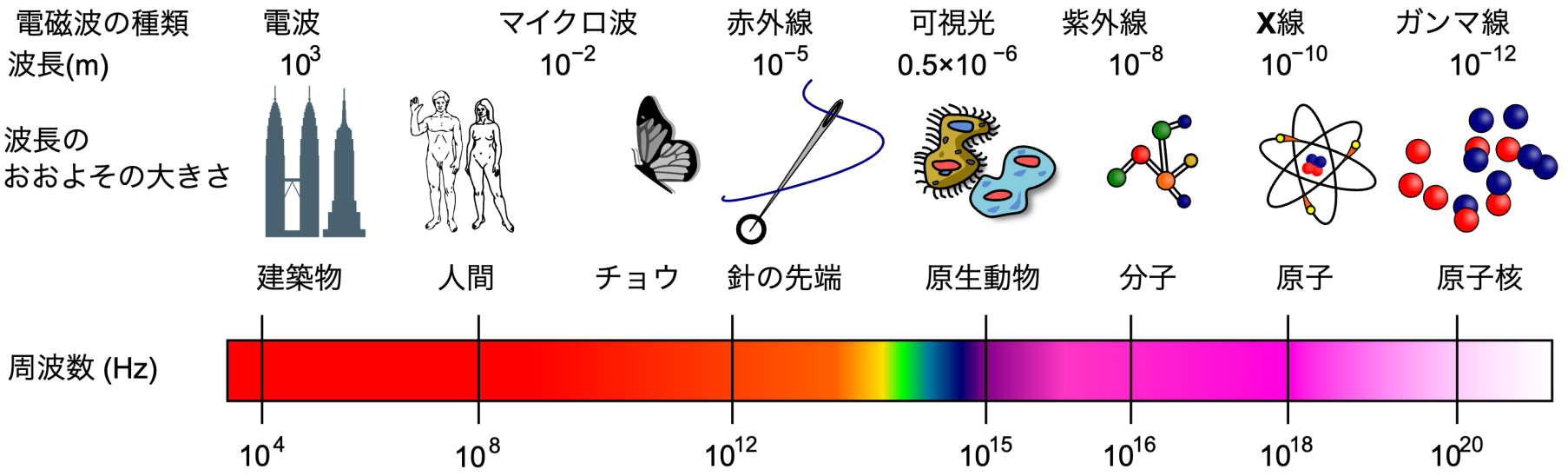
- 1995年4月～2004年3月: 東北大学
- 2004年4月～2005年8月: 東京大学 宇宙線研究所
- 2005年8月～2008年9月: ドイツ　ボン大学
- 2008年10月～2010年9月: フランス　LAPTh
- 2010年10月～2011年3月: ドイツ　ハンブルク大学
- 2011年4月～現在: 富山大学

目次

1. イントロダクション
2. 重力波
3. ヒッグスセクター
4. 相転移
5. 相転移からの重力波
6. 拡張ヒッグスモデルに対する制限
7. まとめ

電磁波の物理

電磁波のスペクトル

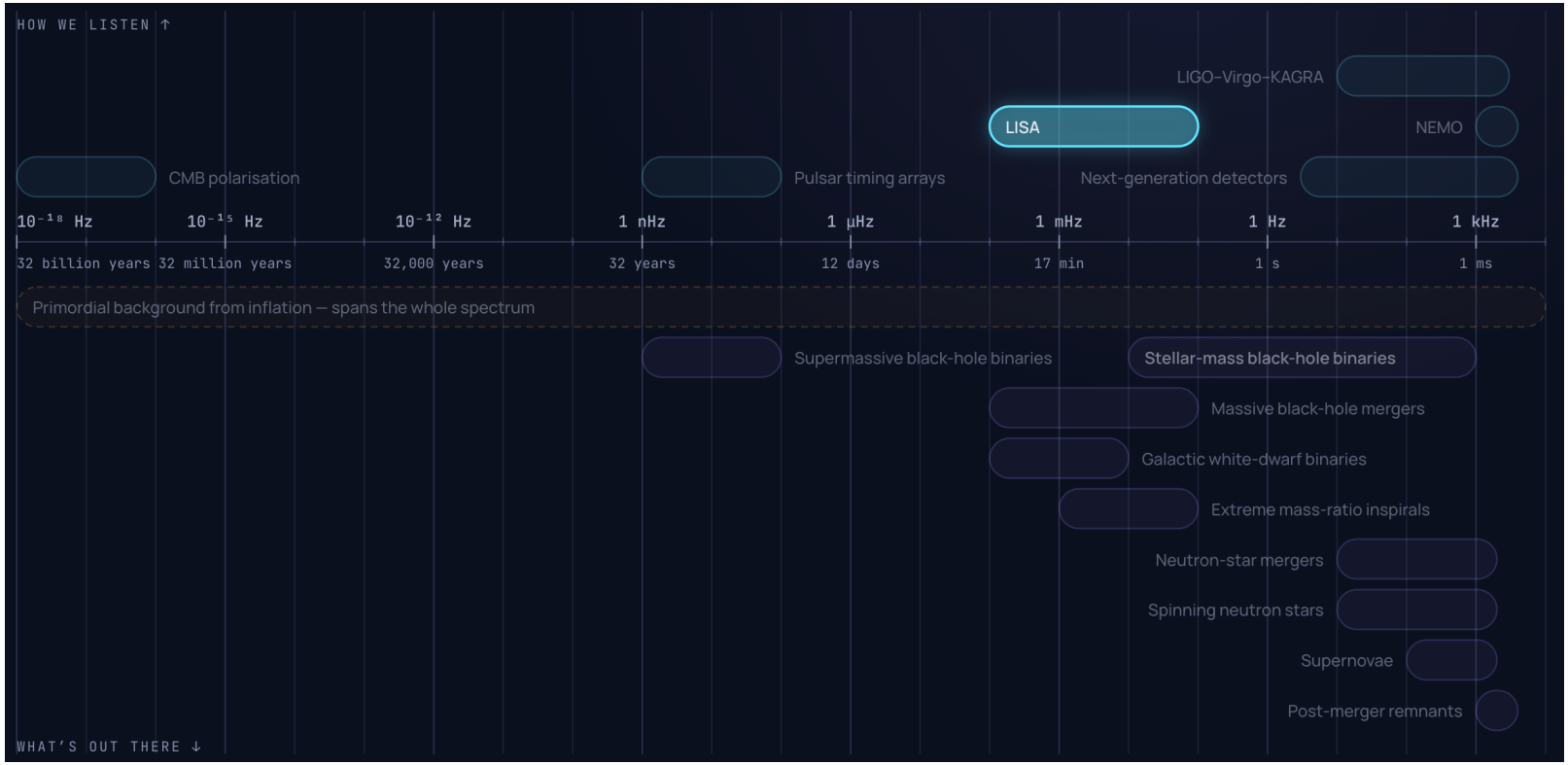


[wikipedia]

- 振動数（波長）によって対応する物理現象や検出方法は異なる

重力波の物理

重力波のスペクトル [https://users.monash.edu/~plasky/explore/spectrum.html]



- 振動数（波長）によって対応する物理現象や検出方法は異なる
- 本講義：138億年前の宇宙でヒッグス場がどのように相転移したのかを、mHzの重力波観測（LISA等）で調べようという話

背景

CERN LHC で質量 125 GeV のヒッグス粒子 h の発見

- 標準理論 (SM) は $O(100)$ GeV 以下のエネルギー領域を記述する低エネルギー有効理論として実験的にも確立

ではなぜまだヒッグス粒子に関する研究をするのか？

- ヒッグスセクターに重要な問題が残っている
  - ヒッグスポテンシャルの構造（形状、対称性、多重項）？
  - 電弱対称性の破れの起源？
  - 初期宇宙の電弱相転移は1次？
- 標準理論を超えた (BSM) 物理現象との関連
  - 宇宙のバリオン数非対称性
  - 暗黒物質の存在
  - ニュートリノ振動
  - 宇宙のインフレーション

重力波観測でこれらの問題に迫れる

重力波だけが極初期の宇宙の直接の探針

● イベント

宇宙の晴れ上がり
（宇宙背景放射）

ビッグバン元素合成

電弱相転移?

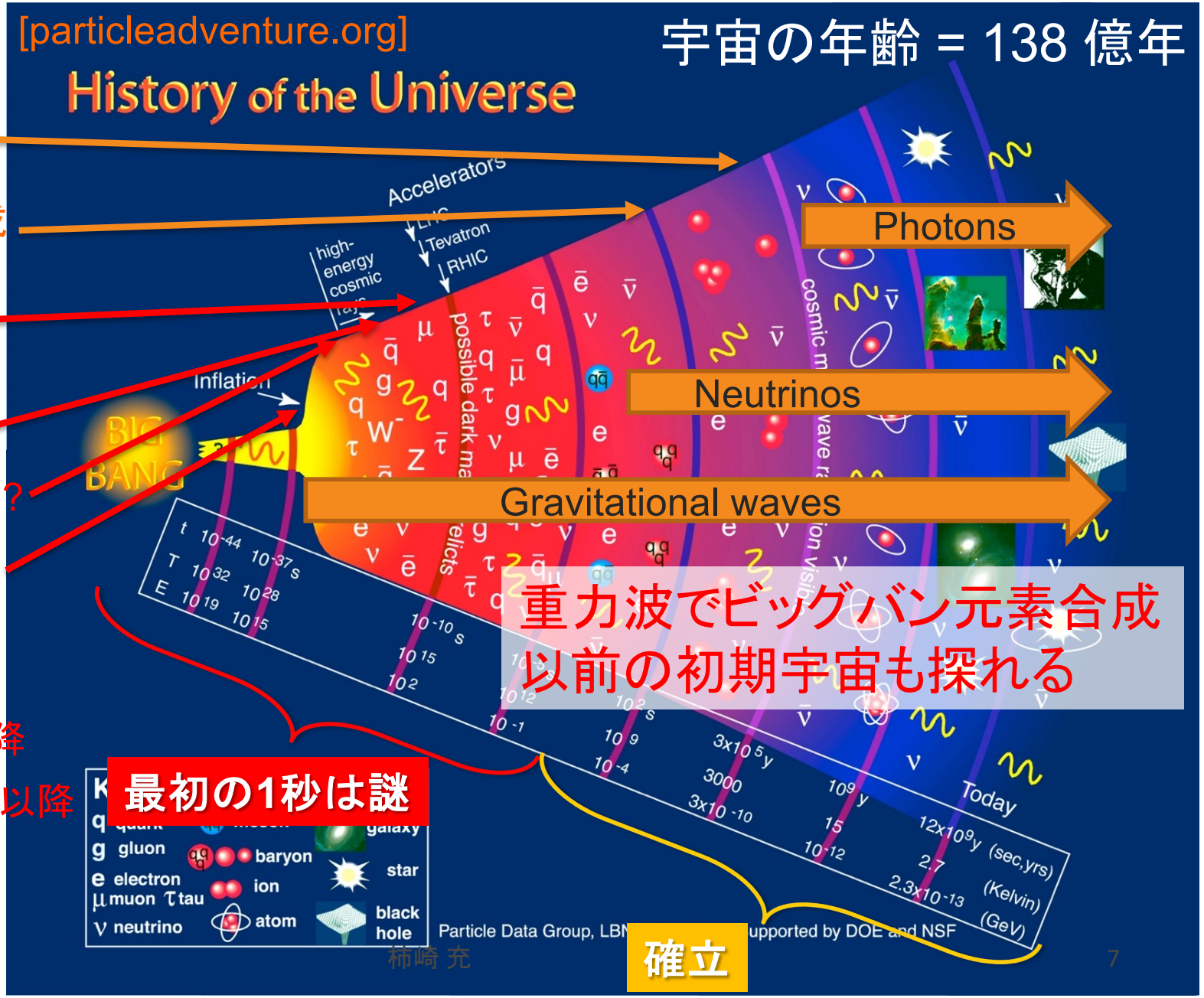
暗黒物質生成?

バリオン数非対称性?

インフレーション?

● 観測可能性

- 光は38万年後以降
- ニュートリノは1秒以降
- 重力波はさらに前

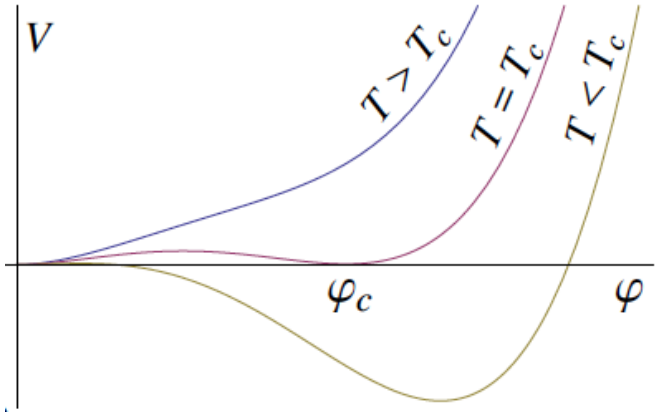


概要

加速器と重力波の相乗効果

- 加速器 → ヒッグスポテンシャル ← 背景重力波

- ヒッグス結合
- 3点ヒッグス結合
- 新粒子
- CP 対称性の破れ



- スペクトル

Belle II
HL-LHC
ILC
FCC-hh

素粒子の特徴

相転移の
ダイナミクス

LISA
Taiji
TianQin

- 加速器実験からのデータ + 重力波実験からのデータ
  → ヒッグスポテンシャルの構造と背後の新物理

目次

1. イントロダクション
2. 重力波
3. ヒッグスセクター
4. 相転移からの重力波
5. 拡張ヒッグスモデルに対する制限
6. まとめ

重力波とは

重力波(GW)

- 質量をもった物体の非一様な運動

  ➡ 光速度で伝わる時空のさざ波

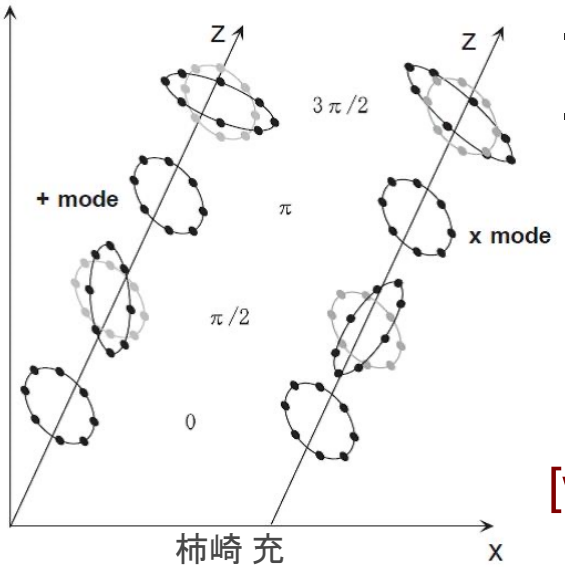
c.f., 電荷をもった物体の非一様な運動 ➡ 電磁波

重力波の特徴

- 進行方向に対して横波
- スピン２
- ２つの偏極成分
  - プラスモード h_+
  - クロスモード $h_\times$

c.f., 電磁波の特徴

- 進行方向に対して横波
- スピン１
- ２つの偏極成分
  - p偏光
  - s偏光



[waseda.jp]

重力波の方程式

弱場近似

- アインシュタイン方程式

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}\mathcal{R} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

- 平坦に近い計量

$$g_{\mu\nu}(x) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x), \quad |h_{\mu\nu}| \ll 1$$

➡ 線形化されたアインシュタイン方程式:

$$\Box h_{\mu\nu} = -16\pi G \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu} T^{\rho}{}_{\rho} \right)$$

ソースの外側で波動方程式！

c.f., 電磁波

- マクスウェル方程式

➡ $\Box A^{\mu} = j^{\mu}$

重力波の相互作用

プランクスケール（量子重力のスケール）

$$M_{\rm Pl} \equiv \frac{1}{\sqrt{G}} = 1.2 \times 10^{19}\ {\rm GeV}$$

重力波の相互作用

- 反応率（数密度x断面積x速度）

$$\Gamma = n\sigma v \sim T^3 \cdot \frac{T^2}{M_{\rm Pl}^4} \cdot 1 \sim \frac{T^5}{M_{\rm Pl}^4}$$

- 宇宙の膨張率（ハッブルパラメータ）

$$H \equiv \dot{R}/R \sim T^2/M_{\rm Pl}$$

➡ プランクスケール以下の温度で重力波は脱結合

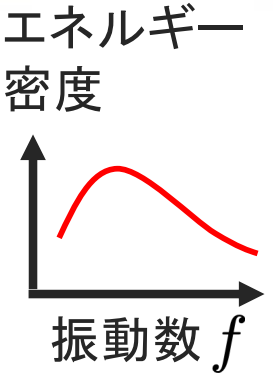
$$\Gamma/H \sim T^3/M_{\rm Pl}^3 < 1$$

➡ 重力波は極初期宇宙の情報を教えてくれる

背景重力波

初期宇宙に生成された残存重力波の特徴（第0近似で）

- 等方的
- 定常
- 無偏極



➡ 振動数スペクトルだけで特徴づけられる

重力波のエネルギー密度

$$\rho_{\rm GW} = \frac{1}{32\pi G}\langle \dot{h}_{ij}\dot{h}_{ij}\rangle$$

- 規格化すると

$$\Omega_{\rm GW}(f) \equiv \frac{1}{\rho_c}\frac{d\rho_{\rm GW}}{d\ln f} \qquad \rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$ ：臨界密度　H_0：現在のハッブル膨張率

- （実験家がよく使う）特性ひずみh_cとの換算

$$\Omega_{\rm GW}(f) = \frac{2\pi^2}{3H_0^2} f^2 h_c^2(f)$$

[Maggiore, Phys. Rept. 331, 283 (2000)]

現在の残存重力波

温度 T_n で生成された振動数 f_n 、エネルギー密度 $\Omega_{\mathrm{GW},n}$ の重力波

宇宙の断熱膨張　　R ： スケール因子

$$T \propto 1/R \qquad f \propto 1/R \qquad \rho_{\mathrm{GW}} \propto 1/R^4$$

現在観測される残存重力波

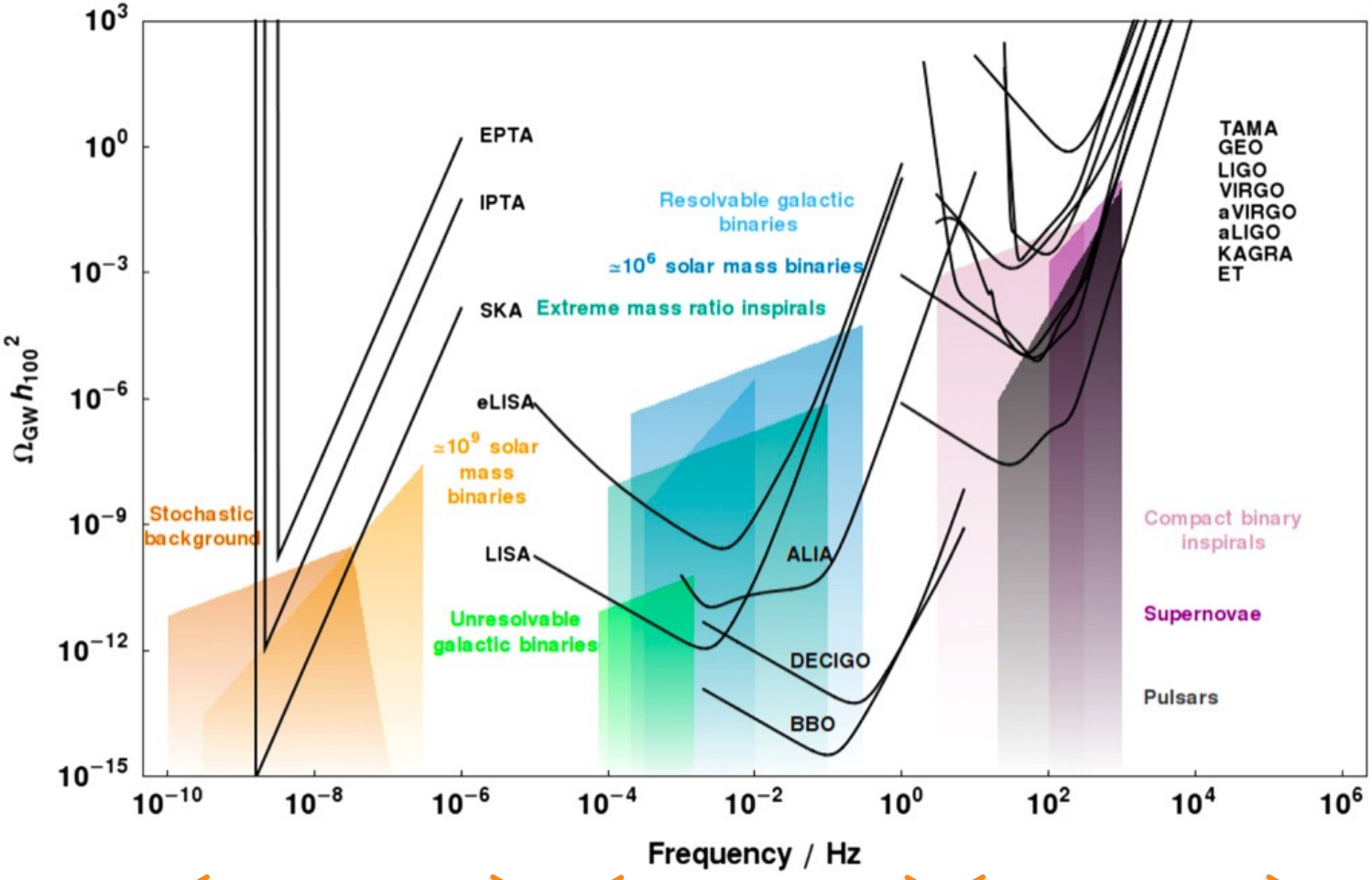
- 現在のエネルギー密度： $\Omega_{\mathrm{GW}} h^2 \simeq 1.7 \times 10^{-5} \left(\frac{100}{g_{*,n}} \right)^{1/3} \Omega_{\mathrm{GW},n}$
- 現在の振動数： $f_0 \simeq 1.7 \times 10^{-5} \left(\frac{g_{*,n}}{100} \right)^{1/6} \left(\frac{T_n}{100\ \mathrm{GeV}} \right) \frac{f_n}{H_n}\ \mathrm{Hz}$

電弱相転移の場合

$$T_n \sim 100\ \mathrm{GeV} \quad f_n/H_n \sim 10^2 - 10^4 \quad \Rightarrow \quad f_0 \sim 10^{-3} - 10^{-1}\ \mathrm{Hz}$$

将来の宇宙重力波干渉系のターゲット振動数

重力波観測の感度曲線



パルサータイミング　　宇宙干渉計　　地上干渉計

[Moore, Cole, Berry, Class.Quant.Grav. 32, 1, 015014 (2015)]

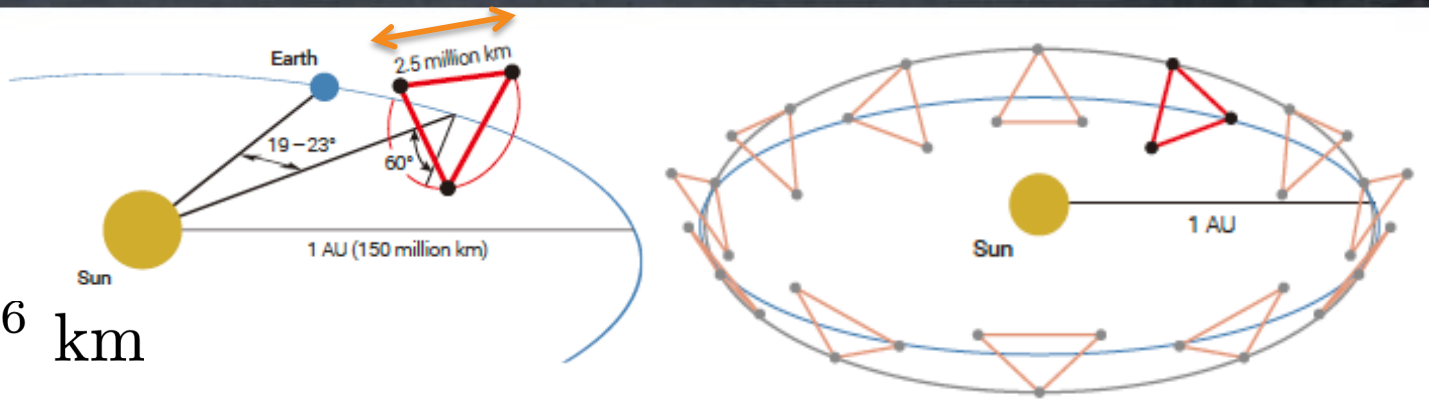
電弱相転移からの重力波は将来の宇宙空間での干渉計で観測可能

LISA (Laser Interferometer Space Antena)

衛星編隊

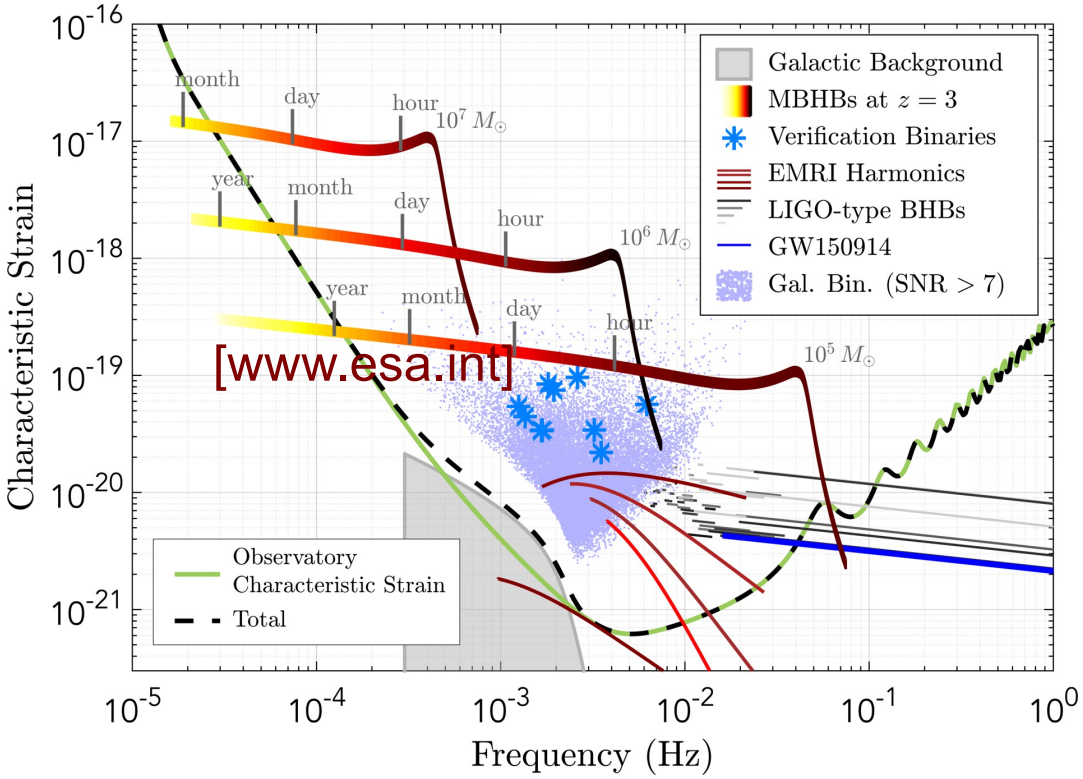
- アーム長:

$$L = 2.5 \times 10^6 \text{ km}$$



状況

- LISA Pathfinder:
  ドラッグフリー制御の
  実証に成功
- ESA(欧州宇宙機関)に
  正式承認(2024/1/25)
- 打ち上げ予定: 2035年



[LISA, arXiv:1702.00786]

Taiji（太極）

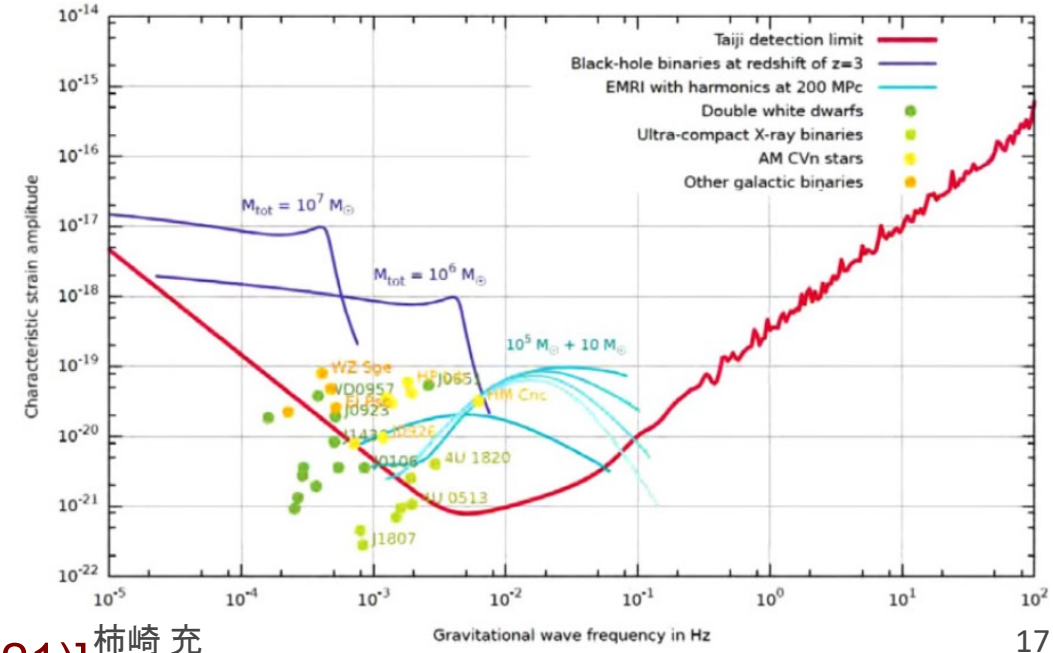
衛星編隊

- アーム長:
  $L = 3 \times 10^6 \text{ km}$

状況

- Taiji-1:
  ドラッグフリー制御の
  実証に成功
- Taiji-2:
  衛星間レーザー
  干渉計を開発中
- Taiji-3:
  打ち上げ予定:
  2030年代



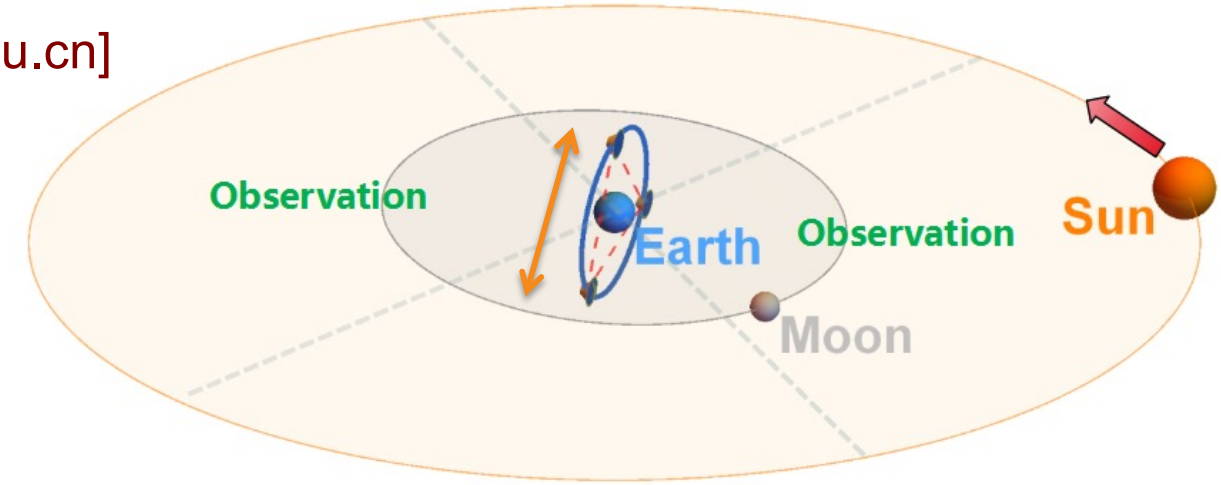


[Luo et al., PTEP2021,05A108(2021)]

TianQin（天琴）

衛星編隊 [tianqin.sysu.edu.cn]

- アーム長:
  $L = 1.7 \times 10^5$ km



状況

- TianQin-1:
  ドラッグフリー制御の
  実証に成功
- TianQin-2:
  衛星間レーザー
  干渉計が承認済み
- TianQin-3:
  打ち上げ予定：
  2035年頃



[Luo et al., CQG.42,173001(2025)]

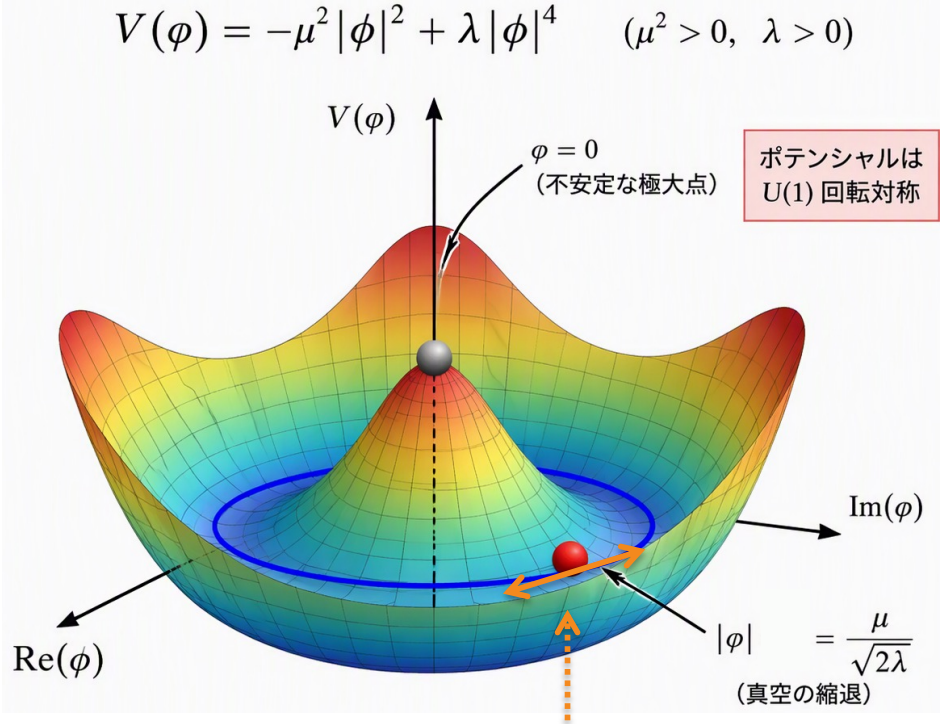
目次

1. イントロダクション
2. 重力波
3. ヒッグスセクター
4. 相転移からの重力波
5. 拡張ヒッグスモデルに対する制限
6. まとめ

自発的対称性の破れ

ポテンシャルは対称だが、選ばれた真空状態は対称でないという
ポテンシャルの形状の問題

例：メキシカンハット型（ワインボトル型）ポテンシャル



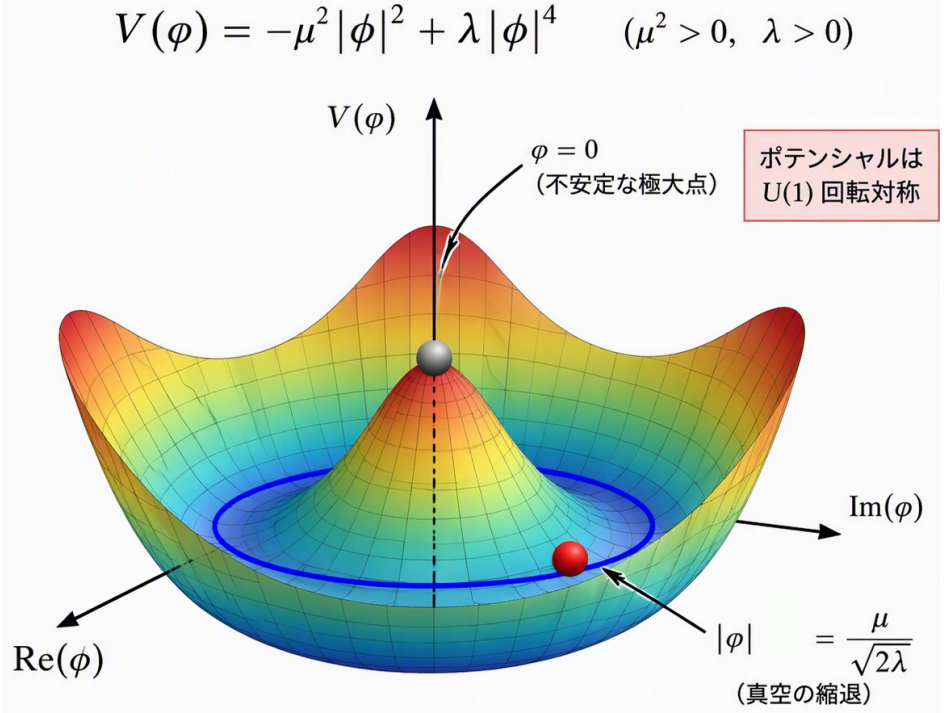
- ポテンシャルは回転対称
- 最低エネルギー（真空）状態は円周上に縮退
- その中から1つの真空が選択
  - 真空期待値：$\langle\phi\rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} = \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}}$
- 選択された真空に関して回転対称性はない（自発的対称性の破れ）
- 角度方向の曲率はゼロ [copilot]

➡ 質量ゼロの粒子（南部ゴールドストーンボソン）が出現

ヒッグス機構

ゲージボソンが質量を獲得する機構

例：U(1)ゲージモデル



[copilot]

- ϕ が強さ e でゲージ場と結合しているとする
- U(1) ゲージボソンが南部ゴールドストーンボソンを吸収（縦偏極成分を獲得）

➡ U(1) ゲージボソンの質量

$$M^2 = \frac{1}{4}e^2v^2$$

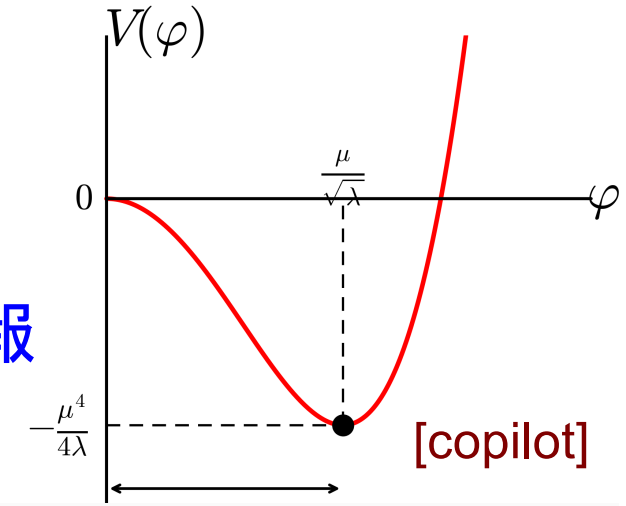
- フェルミオンも質量獲得可

[Englert, Brout, PRL13, 321 (1964); Higgs, PRL13, 508 (1964)]

ヒッグスポテンシャル

ヒッグス2重項が1個の標準理論のヒッグスポテンシャル

$$V(\varphi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad \Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\varphi \end{pmatrix}$$
$$= -\frac{1}{2}\mu^2 \varphi^2 + \frac{1}{4}\lambda \varphi^4$$



[copilot]

これまでの実験で得られたポテンシャルの情報

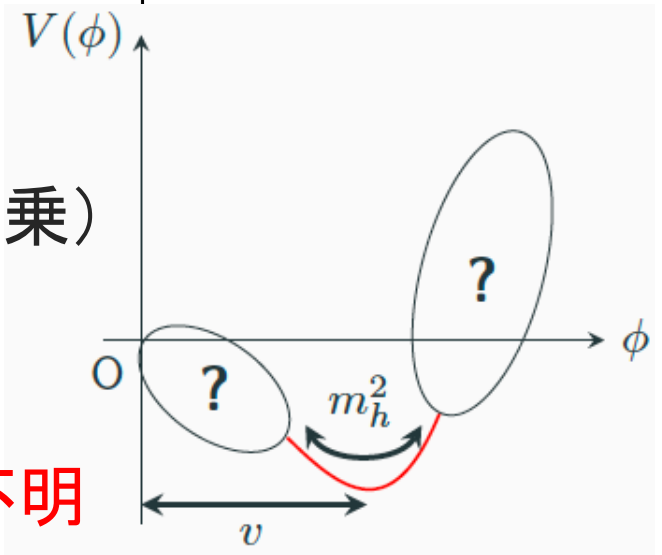
- $V(\varphi)$ の極小値を与える変位

$$\left.\frac{\partial V}{\partial \varphi}\right|_{\varphi=v} = 0 \qquad v = 246 \text{ GeV}$$

- 極小点の曲率（ヒッグス粒子の質量の2乗）

$$m_h^2 = \left.\frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2}\right|_{\varphi=v} \qquad m_h = 125.22 \pm 0.14 \text{ GeV}$$

[ATLAS Collaboration (2023)]



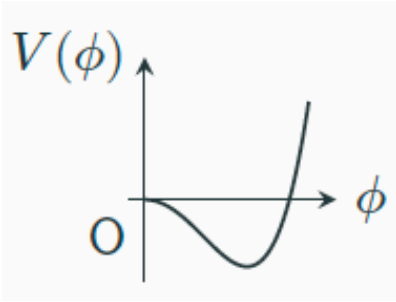
ヒッグスポテンシャルの大域的形状は未だ不明

有限温度ヒッグスポテンシャルはもっと不明

ヒッグス粒子の3点結合

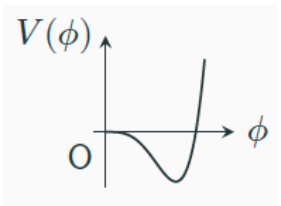
ヒッグス2重項が1個の標準理論のヒッグスポテンシャル

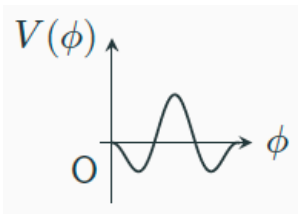
$$\lambda_{hhh}^{\mathrm{SM}} = \left.\frac{\partial^3 V_{\mathrm{SM}}}{\partial \varphi^3}\right|_{\varphi=v} = \frac{3m_h^2}{v}$$

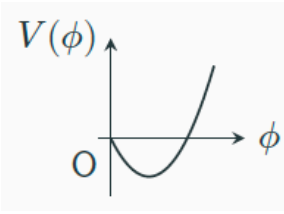


拡張されたヒッグスポテンシャル

$$\lambda_{hhh} = \left.\frac{\partial^3 V}{\partial \varphi^3}\right|_{\varphi=v} \qquad \kappa_\lambda = \frac{\lambda_{hhh}}{\lambda_{hhh}^{\mathrm{SM}}}$$







現在の制限

- LHC Run 2 (ATLAS + CMS)

$$-0.71 < \kappa_\lambda < 6.1 \ (95\%\mathrm{C.L.})$$ （ほとんど制限がついていない）

[ATLAS,CMS,arXiv:2602.23991]

ヒッグス粒子3点結合の測定はヒッグスポテンシャルの
大域的形状を決めるために極めて重要

相転移が実際起こるかは、このポテンシャルの温度変化で決まる

ヒッグスポテンシャルの輻射補正

最低次で標準理論のヒッグスポテンシャルと一致する場合

$$V_0(\varphi) = -\frac{\mu^2}{2}\varphi^2 + \frac{\lambda}{4}\varphi^4$$

1ループレベルまでの有効ポテンシャル

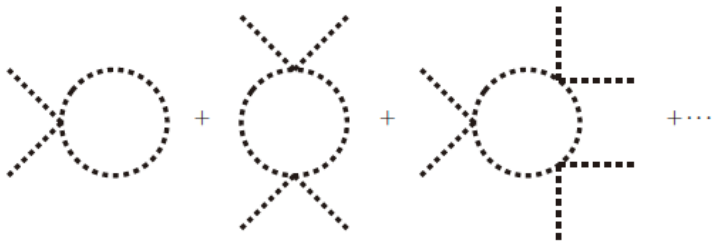
$$V_{\rm eff}(\varphi) = V_0(\varphi) + V_{\rm CW}(\varphi) + V_{\rm CT}(\varphi)$$

[Peskin,Schroeder,Ch.11]

$V_{\rm CT}$：相殺項

コールマン-ワインバーグポテンシャル

$$V_{\rm CW}(\varphi) = \sum_i \frac{n_i}{64\pi^2}[m_i^2(\varphi)]^2\left(\ln\frac{m_i^2(\varphi)}{Q^2} - k_i\right)$$



- n_i：自由度　- $m_i^2(\phi)$：場依存質量

- トップクォーク：$n_t = 4\times 3\times(-1) = -12$　$m_t^2(\varphi) = \frac{m_t^2}{v^2}\varphi^2$
- 新しい実スカラー1重項 N 個：$n_S = N$　$m_S^2(\varphi) = \mu_S^2 + \frac{m_S^2-\mu_S^2}{v^2}\varphi^2$

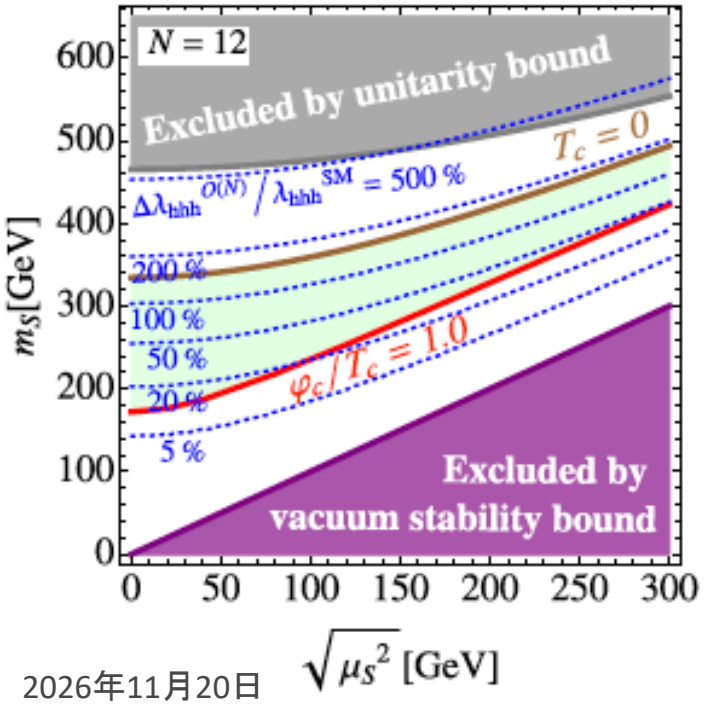
ヒッグス粒子3点結合

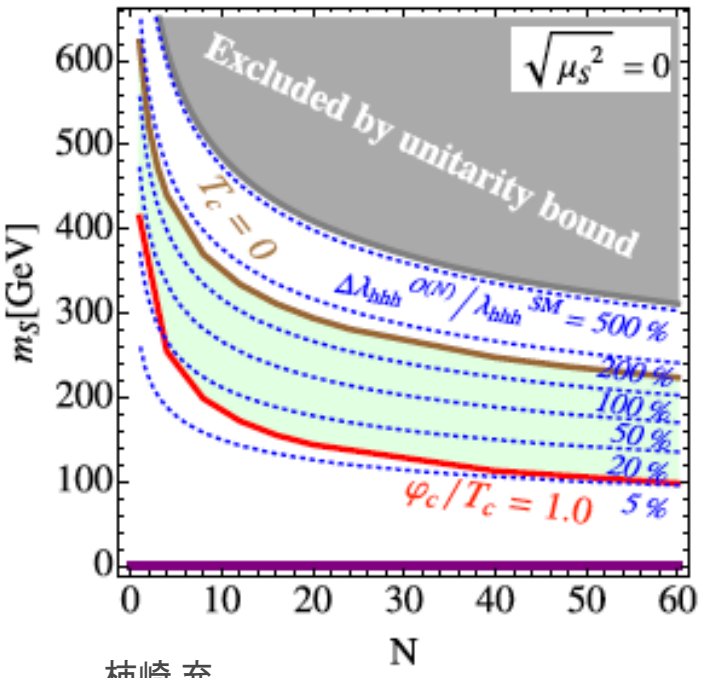
1ループレベルまでのヒッグス粒子3点結合

- 新しい実スカラー1重項 N 個のモデル

$$\lambda_{hhh} = \frac{3m_h^2}{v} + \sum_i \frac{n_i}{32\pi^2 m_i^2}\left(\left.\frac{\partial M_i^2(\varphi)}{\partial\varphi}\right|_{\varphi=v}\right)^3 = \frac{3m_h^2}{v}\left[1 - \frac{m_t^4}{\pi^2 v^2 m_h^2} + \frac{N m_S^4}{12\pi^2 v^2 m_h^2}\left(1 - \frac{\mu_S^2}{m_S^2}\right)^3\right]$$

- ヒッグス粒子3点結合のずれ





$$\kappa_\lambda - 1 = \frac{\lambda_{hhh} - \lambda_{hhh}^{\rm SM}}{\lambda_{hhh}^{\rm SM}}$$

- 2ループ以上の高次効果や運動量依存性は無視

[MK, Kanemura, Matsui, PRD92, 115007 (2015)]

ヒッグス粒子3点結合の測定

将来の加速器実験

- High-Luminosity LHC (2030-) ($\sqrt{s} = 14\ \mathrm{TeV}, L = 3\ \mathrm{ab}^{-1}$)

  $0.74 < \kappa_\lambda < 1.29\ (68\%\ \mathrm{C.L.})$ [ATLAS,CMS,arXiv:2504.00672]

- International Linear Collider (ILC) ($\sqrt{s} = 1\ \mathrm{TeV}, L = 4\ \mathrm{ab}^{-1}$)

  $\Delta\lambda_{hhh} = 10\%$ [LCC,1908.11299,ILC,arXiv:2203.07622]

- FCC-hh ($\sqrt{s} = 100\ \mathrm{TeV}, L = 30\ \mathrm{ab}^{-1}$)

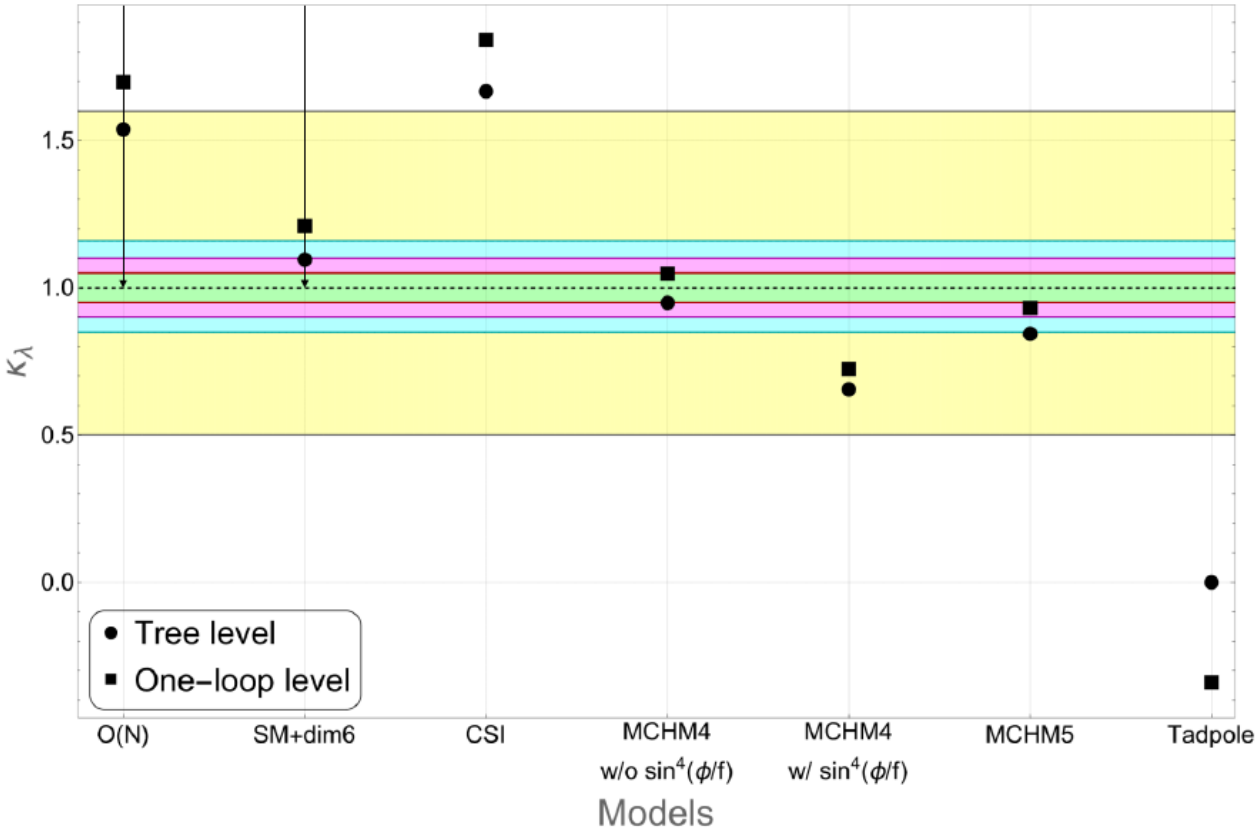
  $\Delta\lambda_{hhh} = 5\%$ [Di Micco et al,arXiv:1910.00012]

- Muon collider ($\sqrt{s} = 3\ \mathrm{TeV}, L = 2\ \mathrm{ab}^{-1}$)

  $0.85 < \kappa_\lambda < 1.16\ (68\%\ \mathrm{C.L.})$ [Accettura,arXiv:2303.08533]

種々のモデルにおけるヒッグス粒子の3点結合

拡張ヒッグスモデルにおけるヒッグス粒子3点結合の予言値



$$\kappa_\lambda = \frac{\lambda_{hhh}}{\lambda_{hhh}^{\mathrm{SM}}}$$

- 2ループ以上の高次効果や運動量依存性は無視

[Hiroshima,MK,Ohzawa,PTEP2026,023B03(2026)]

将来の加速器実験はヒッグスポテンシャルの形状を区別するのに必要

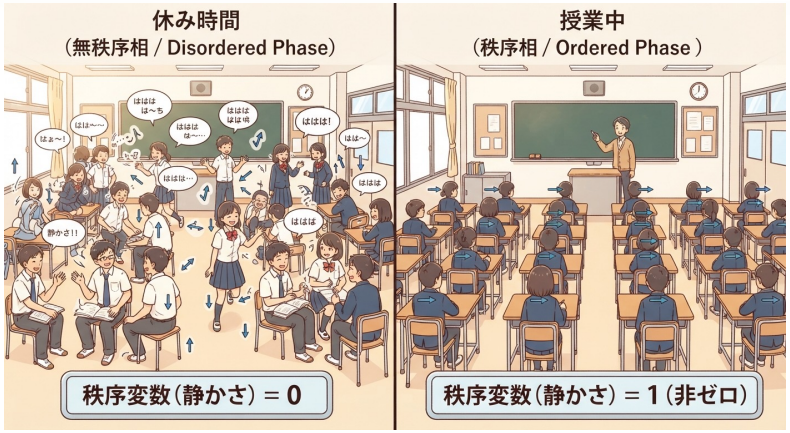
目次

1. イントロダクション
2. 重力波
3. ヒッグスセクター
4. 相転移からの重力波
5. 拡張ヒッグスモデルに対する制限
6. まとめ

相転移

秩序変数（秩序の程度を表す指標）

- 液相気相転移：密度
- 磁気相転移：磁化
- 授業休み時間：静かな学生の割合
- 宇宙の相転移：真空期待値

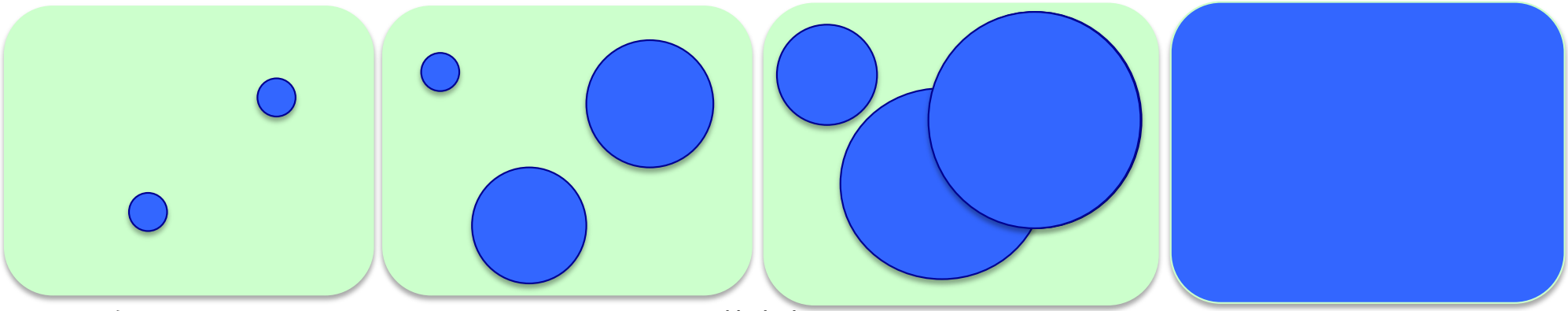


[google]



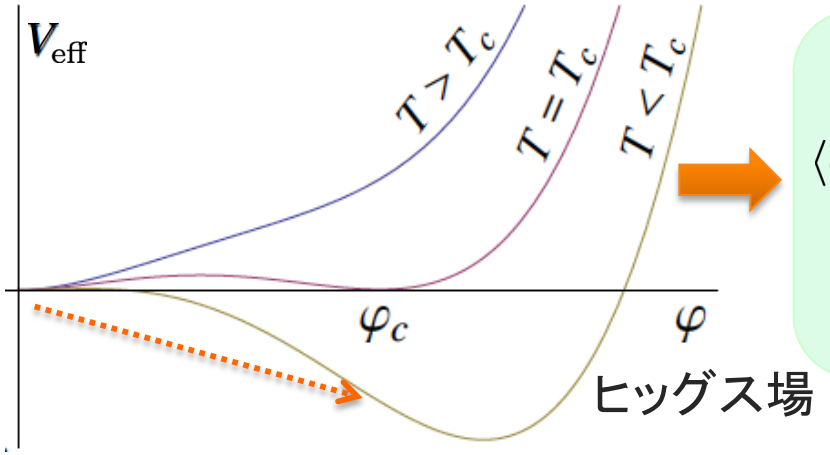
1次相転移

- 秩序変数が不連続に変化する相転移
- 潜熱を伴う（例：水の蒸発、凝縮）

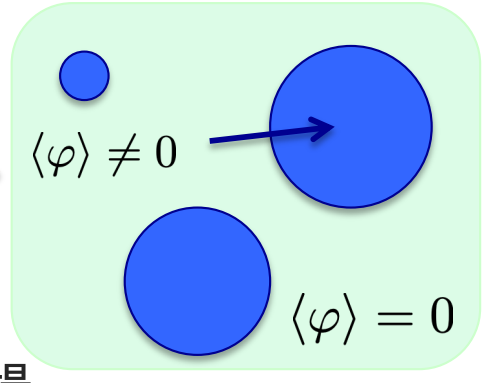


宇宙の1次相転移からの重力波

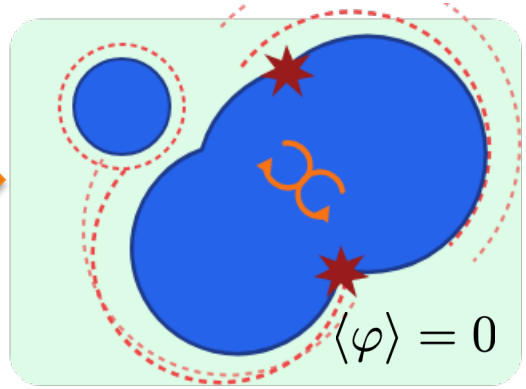
1次相転移



真空泡の形成、成長

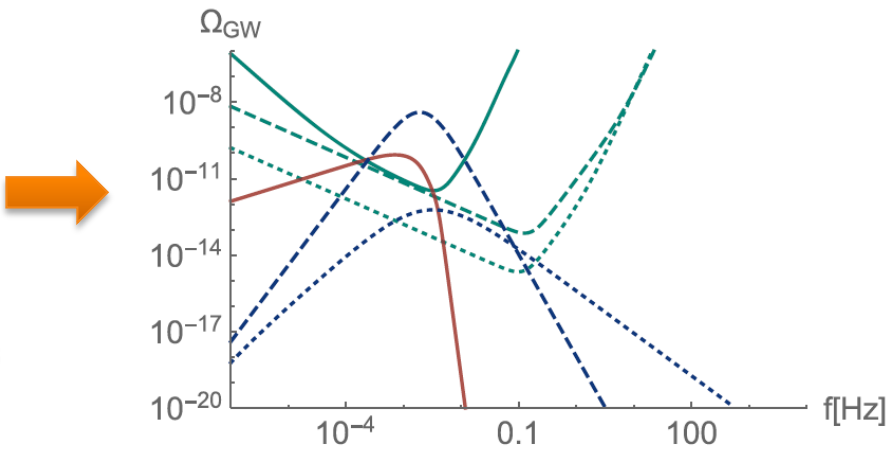


衝突、重力波の生成

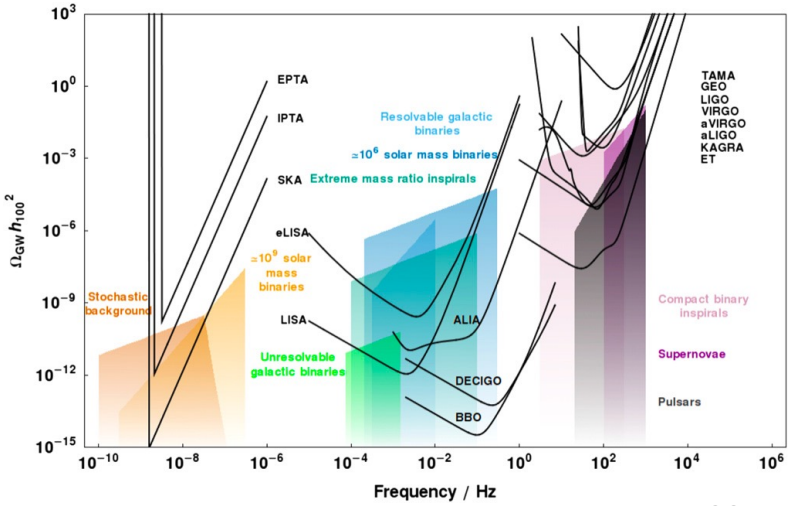


秩序変数:ヒッグス場の真空期待値 $\langle\varphi\rangle$

今日の重力波スペクトル



重力波の観測



有限温度のヒッグスポテンシャル

1ループレベルまでの有効ポテンシャル

$$V_{\rm eff}(\varphi, T) = V_0(\varphi) + V_{\rm CW}(\varphi) + V_{\rm CT}(\varphi) + \Delta V_T(\varphi, T)$$

有限温度ポテンシャル

$$\Delta V_T(\varphi, T) = \frac{T^4}{2\pi^2}\left[\sum_{i=\text{bosons}} n_i J_B(a_1^2(\varphi, T)) + \sum_{i=\text{fermions}} n_i J_F(a_i^2(\varphi, T))\right]$$

$$J_{B/F}(a^2) = \int_0^\infty dx\ x^2 \ln\left(1 \mp e^{-\sqrt{x^2+a2}}\right) \qquad a^2(\varphi, T) = \frac{M^2(\varphi, T)}{T^2}$$

有限温度での場依存質量（熱的質量）

$$M_i^2(\varphi, T) = m_i^2(\varphi) + \Pi_i(T)$$

自己エネルギー: $\Pi_i \propto T^2$

高温展開

高温極限($a^2 = M^2/T^2 \ll 1$)での定性的考察

$$I_B(a^2) = -\frac{\pi^4}{45} + \frac{\pi^2}{12}a^2 - \frac{\pi}{6}(a^2)^{3/2} - \frac{a^4}{32}\left(\ln\frac{a^2}{\alpha_B} - 3/2\right) + \mathcal{O}(a^6)$$

$$I_F(a^2) = \frac{7\pi^4}{360} - \frac{\pi^2}{24}a^2 - \frac{a^4}{32}\left(\ln\frac{a^2}{\alpha_F} - 3/2\right) + \mathcal{O}(a^6)$$

➡ 有効ポテンシャルの高温展開

$$V_{\rm eff}(\varphi, T) \simeq D(T^2 - T_0^2)\varphi^2 - ET\varphi^3 + \frac{\lambda_T}{4}\varphi^4 + \cdots$$

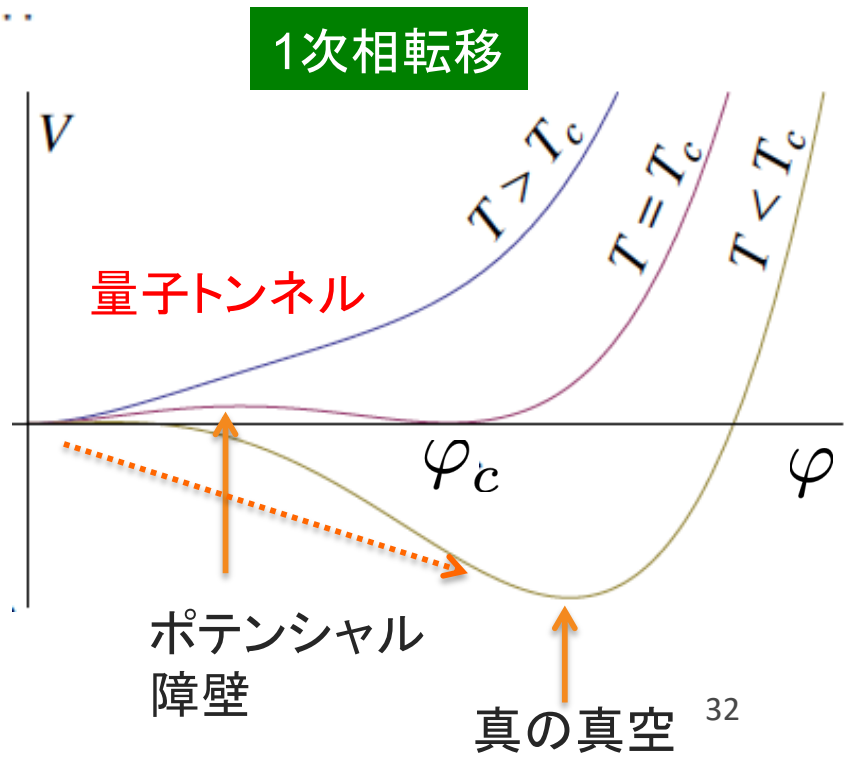
ボソンループによる3次の項

➡ ポテンシャル障壁が出現

$$\varphi_c/T_c \propto E$$

➡ 1次相転移が実現

- 高温展開は定量的に良い近似ではないので、実際は数値計算する
- ヒッグス2重項1つでは十分ではない

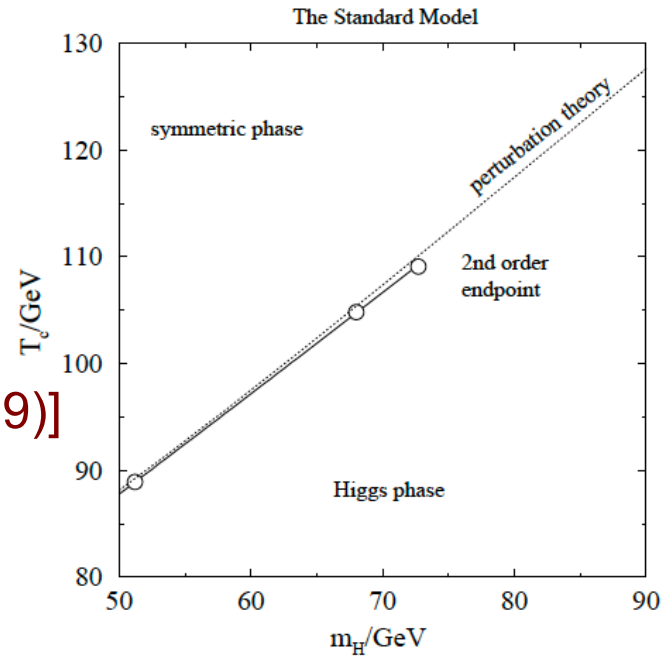


電弱相転移とヒッグス粒子3点結合

ヒッグス2重項が1個の標準理論のヒッグスポテンシャル

- $m_h = 125$ GeV のとき電弱相転移は1次にはならない

[Laine,Rummukainen,NPBPS73,180(1999)]

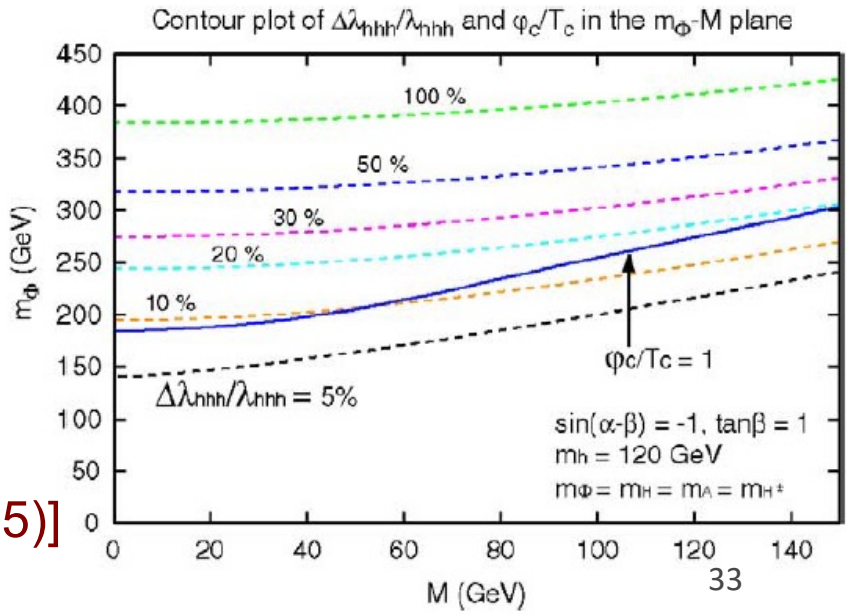


ヒッグスセクターが拡張されたモデル

例）ヒッグス2重項モデル

- ヒッグス粒子3点結合が大きくずれると1次相転移が強くなる（$\varphi_c/T_c \gtrsim 1$）

[Kanemura,Okada,Senaha,PLB606,361(2005)]

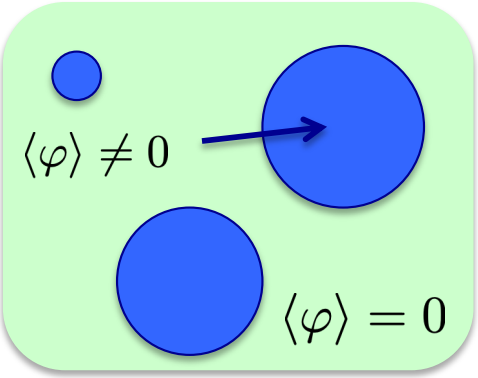


真空泡の形成

トンネル効果による真空泡の核形成率

$$\Gamma \sim T^4 \exp\left(-\frac{S_3}{T}\right)$$ （単位時間、単位体積当たり）

泡の核形成



空間 $O(3)$ 対称な古典的作用

$$S_3(T) = 4\pi \int_0^\infty r^2 dr \left[\frac{1}{2}\left(\frac{d\varphi_b}{dr}\right)^2 + V_{\rm eff}(\varphi_b, T)\right]$$

$$\simeq -\frac{4\pi}{3} R(T)^3 \Delta V_{\rm eff}(T) + 4\pi R(T)^2 S_1(T)$$

体積エネルギー　　表面張力

- 停留条件 ➡ 泡の半径: $R(T) = \dfrac{2S_1(T)}{\Delta V_{\rm eff}(T)}$
- 定量的に泡の解（バウンス解φ_b）を得るには数値計算が必要

$$\frac{d^2\varphi_b}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\varphi_b}{dr} - \frac{dV_{\rm eff}(\varphi_b, T)}{d\varphi_b} = 0 \qquad \text{境界条件} \quad \left.\frac{d\varphi_b}{dr}\right|_{r=0} = 0, \quad \varphi_b|_{r\to\infty} \to \varphi_F$$

真空泡の動力学を特徴づける物理量(1)

核形成温度　T_n

$$\left.\frac{\Gamma}{H^4}\right|_{T=T_n} \sim \mathcal{O}(1)$$

H : ハッブル膨張率

$$\Rightarrow \quad \frac{S_3(T_n)}{T_n} \simeq 4\ln\frac{M_{\rm Pl}}{T_n} \sim 140$$

相転移の強さ（潜熱）α

$$\alpha \equiv \left.\frac{\epsilon}{\rho_{\rm rad}}\right|_{T=T_n}$$

$$\epsilon(T) = -V_{\rm eff}(\varphi_T(T),T) + T\Delta s = -V_{\rm eff}(\varphi_T(T),T) + T\frac{dV_{\rm eff}(\varphi_T(T),T)}{dT}$$

c.f. $U = F + TS = F - T\dfrac{\partial F}{\partial T}$

- α 大きい ➡ 爆発力が大きい ➡ 重力波強い

真空泡の動力学を特徴づける物理量(2)

相転移の速さ　β/H

$$\beta \equiv -\left.\frac{dS_E}{dt}\right|_{t=t_n} \simeq \left.\frac{1}{\Gamma}\frac{d\Gamma}{dt}\right|_{t=t_n}$$

$$\Rightarrow \quad \frac{\beta}{H_n} = T_n \frac{d}{dT}\left(\frac{S_3(T)}{T}\right)\Bigg|_{T=T_n}$$

- β/H　小さい ➡ 相転移が長く続く ➡ 重力波強い

真空泡の壁の速度　v_w

- 泡を加速する力と、プラズマから受ける摩擦力のバランスで決まる
- 求めるのが大変なので、往々にしてインプットパラメータとして扱われる

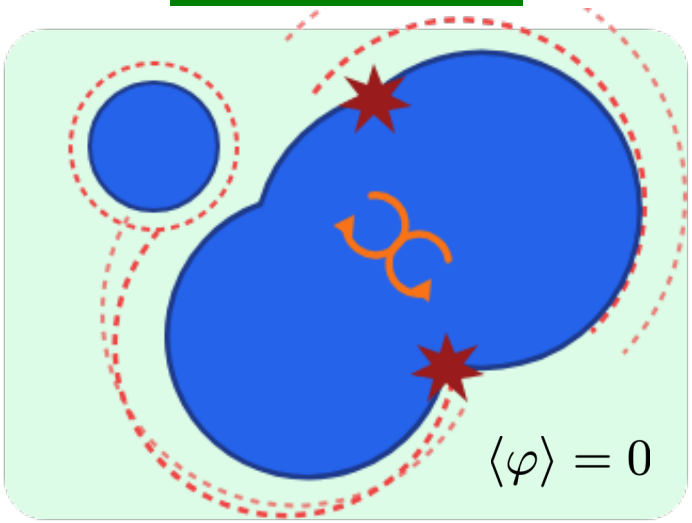
1次相転移からの重力波

線形化されたアインシュタイン方程式

$$\Box h_{\mu\nu} \sim T_{\mu\nu}$$

重力波源

真空泡の衝突



1. 真空泡の壁の衝突
2. プラズマの圧縮波（音波）
3. プラズマの乱流

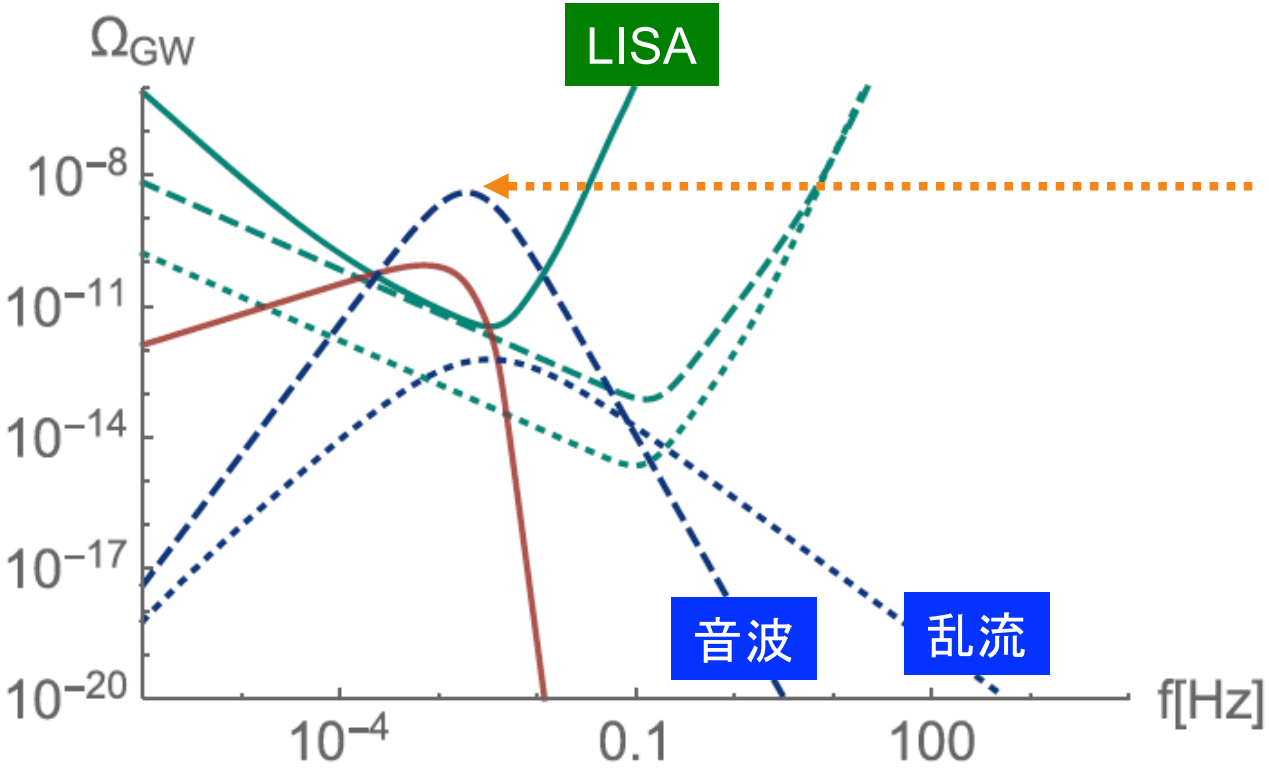
- 解放された潜熱の大半はプラズマに移る
- 多くの場合、音波が支配的

  [Hindmarsh et al, PRD92,123009(2015)]
- 音波の寿命（乱流への転移）が、重力波スペクトル予言の主要な理論的不定性

  [Ellis,Lewicki,No,JCAP07,050 (2020)]

1次相転移からの重力波のスペクトル

重力波スペクトルの予言



$$\Omega_{\rm peak} \propto v_w \alpha^2 \left(\frac{\beta}{H_n}\right)^{-2}$$

$$f_{\rm peak} \propto v_w^{-1} T_n \left(\frac{\beta}{H_n}\right)$$

[Hashino, Jinno, MK, Kanemura, Takahashi, Takimoto, PRD99,075011(2019)]

- スペクトルの評価には複雑な数値計算が必要
- 近似的なフィッテイング関数を利用可能

  [Ellis,Lewicki,No,JCAP07,050 (2020); Guo et al.,JCAP01, 001 (2021); Athron et al.,PPNP135,104094(2024)]

目次

1. イントロダクション
2. 重力波
3. ヒッグスセクター
4. 相転移
5. 相転移からの重力波
6. 拡張ヒッグスモデルに対する制限
7. まとめ

相転移パラメータに対する制限

パラメータに対する制限

- 重力波スペクトルは $f_{\rm peak}$, $\Omega_{\rm peak}$ の値で決まるとする

➡ 重力波の観測により、未知のパラメータのうち、
2つの組み合わせに制限

相転移の動力学に影響する物理量

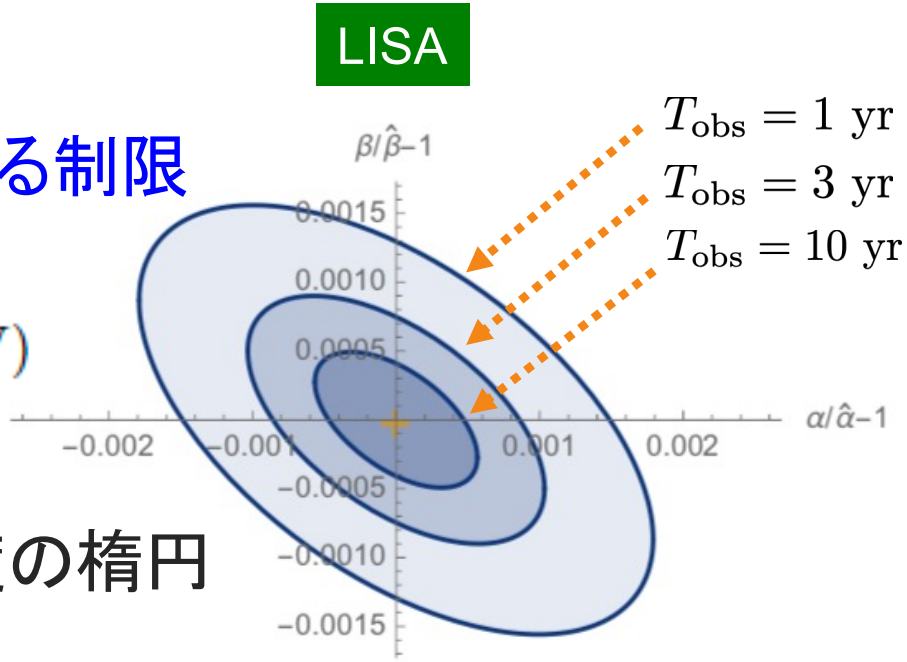
$$T_*, \quad v_w, \quad \alpha, \quad \frac{\beta}{H_*}$$

相転移パラメータに対する期待される制限

- 参照値

$$(\alpha, \beta/H_*, v_w, T_*) = (1, 100, 1, 100\ \text{GeV})$$

- T_* と v_w が固定された場合の
$(\alpha, \beta/H_*)$ 平面での $1\,\sigma$ 信頼度の楕円



[Hashino, Jinno, MK, Kanemura, Takahashi, Takimoto, PRD99,075011(2019)]

例1: 熱的輻射補正による1次電弱相転移

O(N) 対称性を持つ付加的スカラー1重項モデル

古典的共形不変性を持つモデル

- ツリーレベルスカラーポテンシャル

$$V_0 = \lambda_\Phi |\Phi|^4 + \frac{\lambda_S}{4}|\vec{S}|^4 + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}|\Phi|^2|\vec{S}|^2$$

Φ :ヒッグス2重項

$\vec{S} = (S_1, \ldots, S_N)$

- 参照値

$$(N, \lambda_S) = (2, 0.1)$$

$$\Rightarrow (\alpha, \beta/H_*, T_* \text{ [GeV]}) \simeq (0.080, 1000, 82)$$

古典的共形不変性を持たないモデル

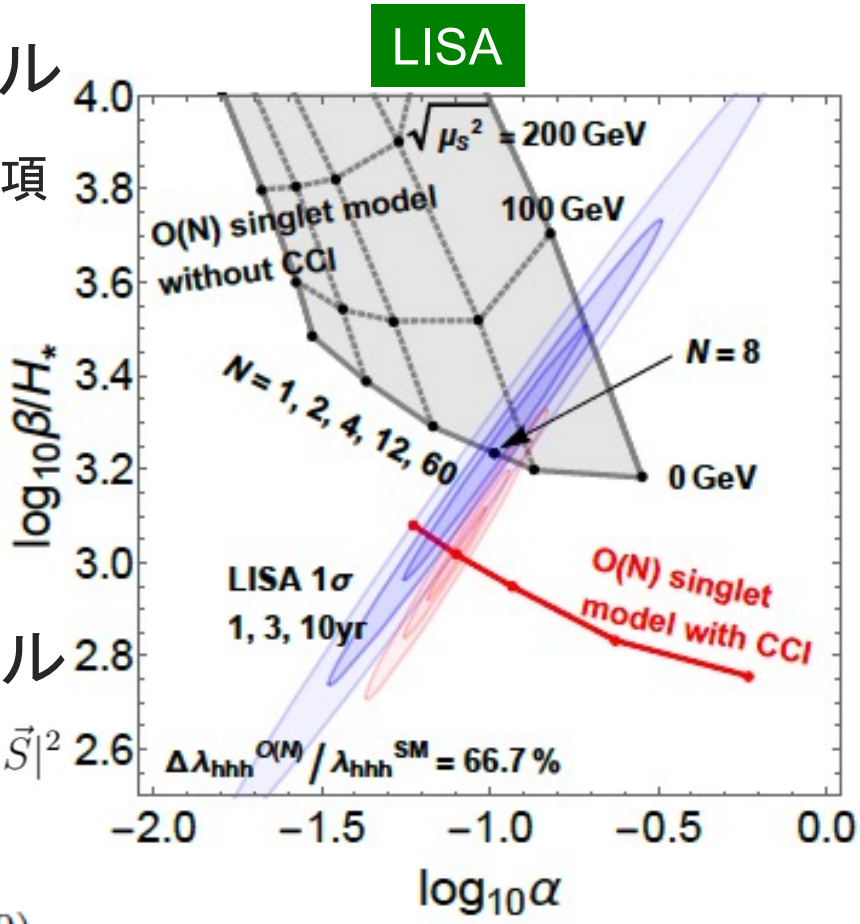
- ツリーレベルスカラーポテンシャル

$$V_0 = -\mu^2|\Phi|^2 + \mu_S^2|\vec{S}|^2 + \lambda_\Phi|\Phi|^4 + \frac{\lambda_S}{4}|\vec{S}|^4 + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}|\Phi|^2|\vec{S}|^2$$

- 参照値

$$(N, \lambda_S, m_S \text{ [GeV]}, \mu_S^2 \text{ [GeV}^2\text{]}) = (8, 0.1, 385, 0)$$

$$\Rightarrow (\alpha, \beta/H_*, T_* \text{ [GeV]}) \simeq (0.10, 1700, 83)$$



[Hashino, Jinno, MK, Kanemura, Takahashi, Takimoto, PRD99,075011(2019)]

例2: 場の混合による1次電弱相転移

ヒッグス1重項モデル

- ツリーレベルヒッグスポテンシャル

$$V_0 = -\mu_\Phi^2|\Phi|^2 + \lambda_\Phi|\Phi|^4 + \mu_{\Phi S}|\Phi|^2 S + \frac{\lambda_{\Phi S}}{2}|\Phi|^2 S^2 + \mu_S^3 S + \frac{m_S^2}{2}S^2 + \frac{\mu_S'}{3}S^3 + \frac{\lambda_S}{4}S^4$$

➡ 付加的ヒッグスの質量固有値 : m_H

ヒッグス結合のずれ :κ（標準理論で $\kappa = 1$）

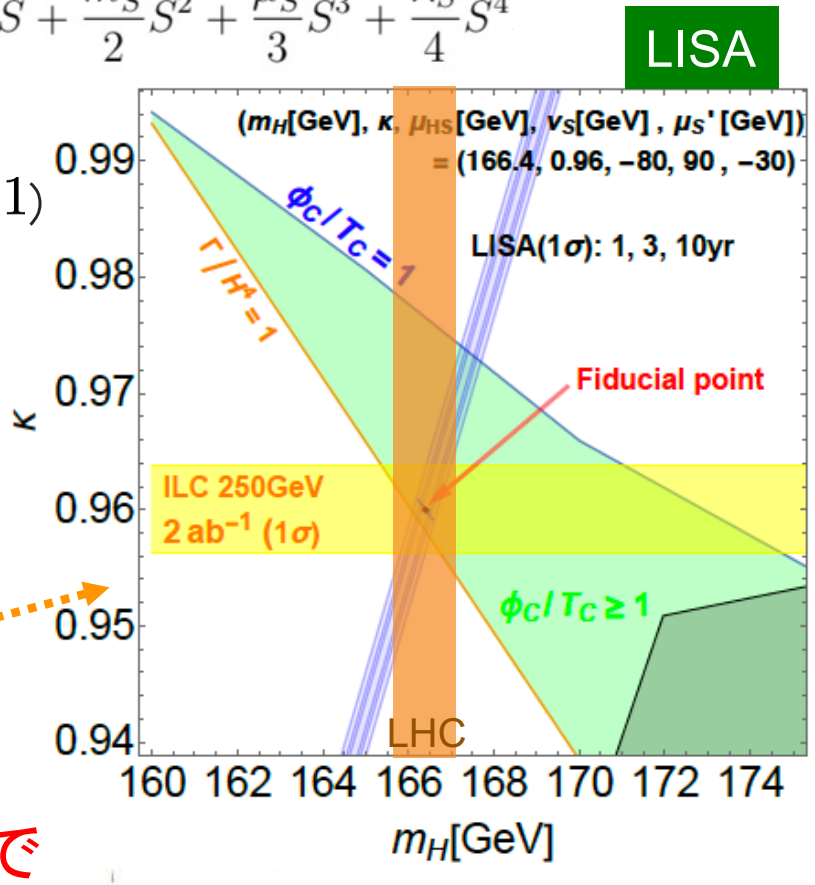
- 参照値

$$(m_H\ [\mathrm{GeV}], \kappa, \mu_{\Phi S}\ [\mathrm{GeV}], v_S\ [\mathrm{GeV}], \mu_S'\ [\mathrm{GeV}])$$
$$= (166.4, 0.96, -80, 90, -30)$$

➡ $(\alpha, \beta/H_*, T_*\ [\mathrm{GeV}]) \simeq (0.085, 420, 93)$

将来の加速器実験

- ILC [Fujii et al. (2017)]



[Hashino, Jinno, MK, Kanemura, Takahashi, Takimoto PRD99,075011(2019)]

重力波観測と加速器実験の相乗効果でモデルの区別やパラメータの決定可能

相転移からの重力波における理論的課題(1)

音波の寿命

- もし $\tau_{\rm sw} < H^{-1}$ なら、従来の計算は重力波の振幅を過大評価

[Ellis,Lewicki,No,JCAP07,050 (2020)]

ゲージ依存性

- 観測量はゲージ普遍のはず
  現状では $V_{\rm eff}(\varphi, T)$ のゲージ依存性が $T_n, \Omega_{\rm GW}$ にも現れる

[e.g.,Patel,Ramsey-Musolf,JHEP07,029(2011);
Ekstedt,Lofgren,JHEP12,136(2020);
Liu,Qin,Bian,PRD114,L031703(2026)]

真空泡の壁の速度

- 本当は壁の速度はインプットパラメータではなく、
  $V_{\rm eff}(\varphi, T)$、プラズマ摩擦、輸送方程式から決めたい

[e.g., Carena et al.,JHEP09,175(2025);
van de Vis et al.,JHEP04,041(2026)]

相転移からの重力波における理論的課題(2)

非摂動効果

- 非摂動計算（格子計算）は定量的に異なる結果を出してしまう

[Gould et al.,PRD100,115024 (2019);
Niemi et al.,PR126,171802(2021)]

理論的予言には重力波源のモデル、壁の動力学、ゲージの問題、非摂動効果による不定性が残る

バウンス解の計算

- バウンス作用の数値計算は時間がかかる
- アイデア
  - グラディエントフロー [e.g.,Chigusa,Moroi,Shoji,PLB800,135115(2020); Sato,PRD101,016012(2020)]
  - 機械学習、ニューラルネットワーク [e.g., Jinno,arXiv:1805.12153]

7. まとめ

- 宇宙の1次相転移からの背景重力波の信号は将来の宇宙重力波観測（LISA等）で検出可能
- ヒッグス2重項が1つの標準理論では、1次相転移は起こらない
- 将来の加速器実験と重力波観測の相乗効果により、ヒッグスポテンシャルの構造や背後の新物理モデルに迫れる