

縮退スカラーを持つ複素スカラー拡張模型における CP対称性を破る位相の効果とその重力波への寄与

Based on arXiv 2105.11830, 2205.12046

共同研究者：曹基哲（お茶大）、瀬名波栄問（Van Lang Univ.）

お茶の水女子大学 D2

出川智香子

2022/8/31 @基研研究会

導入

電弱バリオジェネシス

物質優勢宇宙: 現在の宇宙は粒子からなる物質で構成されている

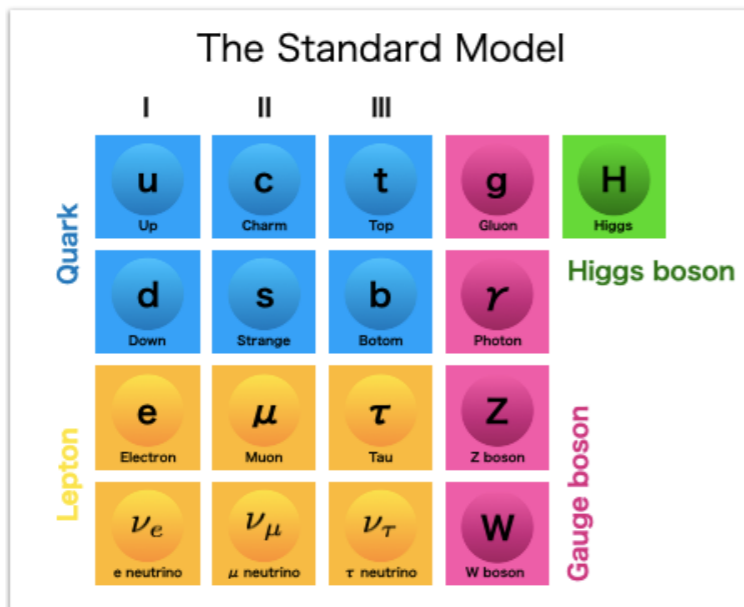
反粒子からなる反物質が物質と比べて極端に少ない

サハロフの3条件

標準模型

(電弱バリオジェネシス)

1. バリオン数の破れ
→ スファレロン過程
2. C対称性、CP対称性の破れ
→ カイラルゲージ相互作用、CKM位相
3. 熱平衡からの離脱
→ 強い電弱一次相転移



- CKM位相ではCPの破れが小さすぎる
 - 強い電弱一次相転移のためには
Higgs massは 70 GeVより小さい
- ⇒ SMを拡張する必要がある

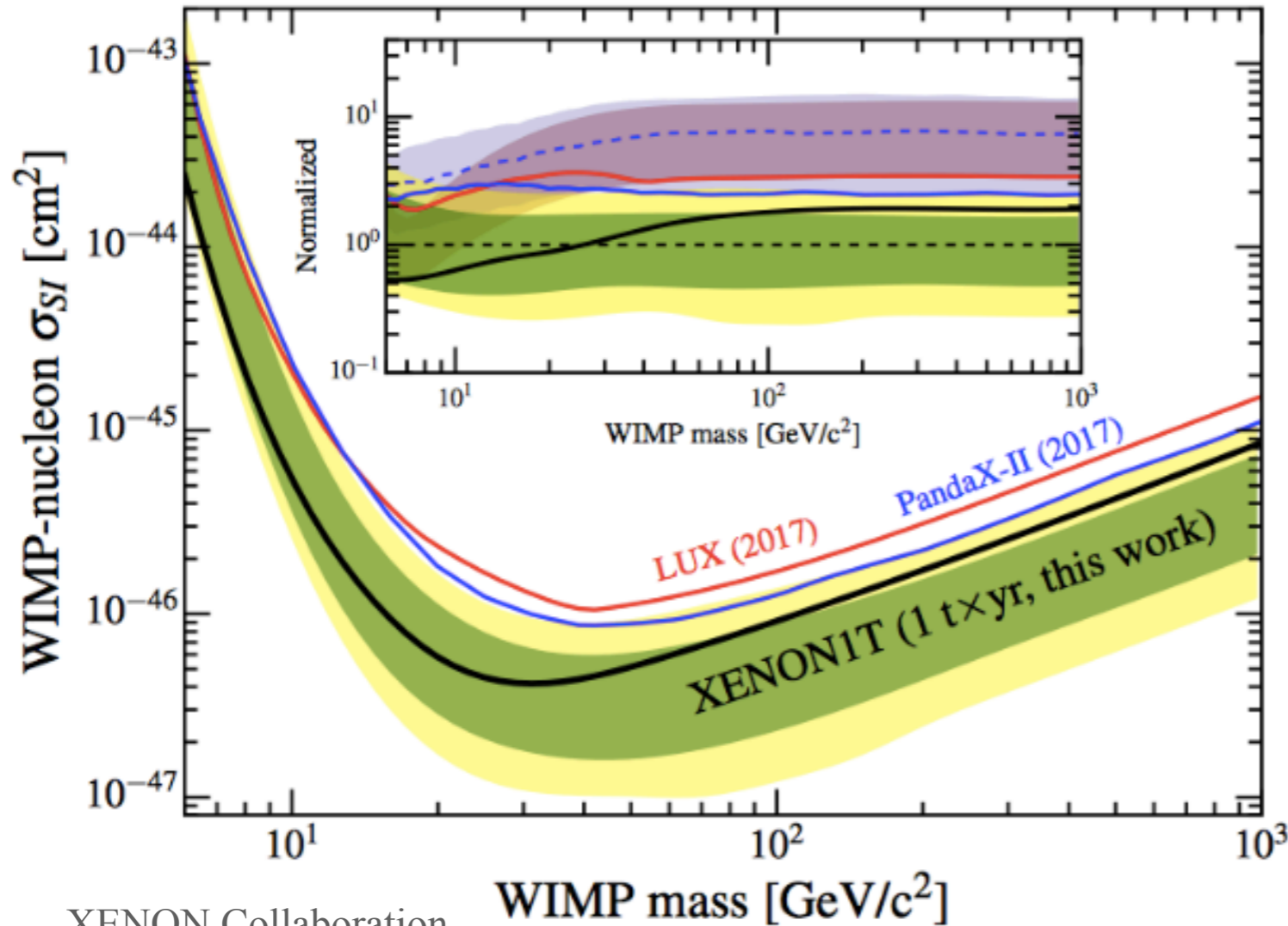
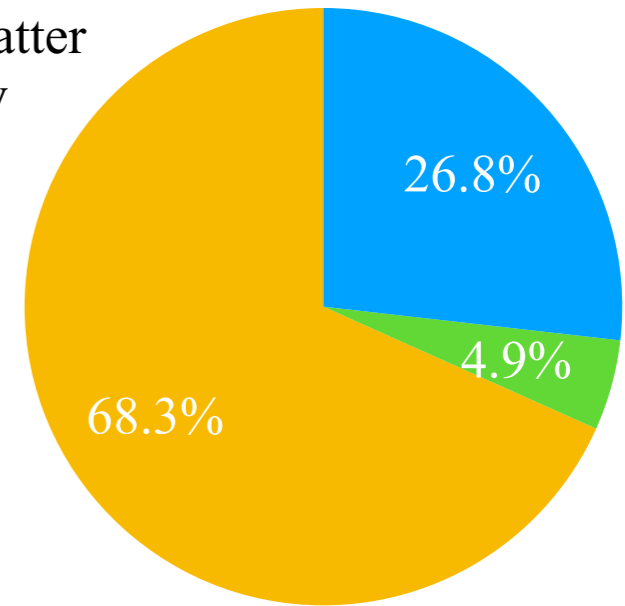
導入

暗黒物質

$$\Omega_{\text{DM}} h^2 = 0.120 \pm 0.001$$

Planck Collaboration [arXiv 1807.06209]

- Dark matter
- Ordinary matter
- Dark energy



XENON Collaboration
[arXiv:1805.12562]

暗黒物質を説明する模型にとって、この制限に抵触しないことが大きな課題
→ CxSMの縮退スカラーシナリオで回避できる

目次

導入: 電弱バリオジェネシス

CP-conserving(CPC) CxSM

Model definition

縮退スカラーシナリオ

縮退スカラーシナリオと電弱相転移

CPCからCPVへ

CP-violating(CPV) CxSM

Model definition

電弱相転移

Bubble nucleation

CPV CxSMとCPC CxSMの比較

ベンチマークポイント

電弱相転移

重力波

まとめ

CP-conserving(CPC) CxSM

Model definition

CPC CxSM

arXiv:2105.11830

CxSM (Complex singlet extension of the SM) Barger et al, arXiv:0811.0393

…SM+ゲージシングレットな複素スカラー場

$$V_0 = \frac{m^2}{2}|H|^2 + \frac{\lambda}{4}|H|^4 + \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4 + \left(a_1 S + \frac{b_1}{4} S^2 + \text{c.c.} \right)$$

Global U(1) 対称

Soft breaking term

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix}, \quad S = (v_S + s + i\chi)/\sqrt{2}$$

↑ DM (DMの安定性↔ CP sym.)

質量固有状態

$$\begin{pmatrix} h \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}$$

質量固有値

$$\boxed{h_1, h_2} \quad m_{h_1, h_2}^2 = \frac{1}{2} \left(\begin{matrix} \left(\frac{d_2}{2} v_S^2 - \sqrt{2} \frac{a_1}{2 v_S} \right)^2 \\ v_S \end{matrix} \right)^2 \quad \Lambda^2 \equiv \frac{d_2}{2} v_S^2 - \sqrt{2} \frac{a_1}{2 v_S}$$

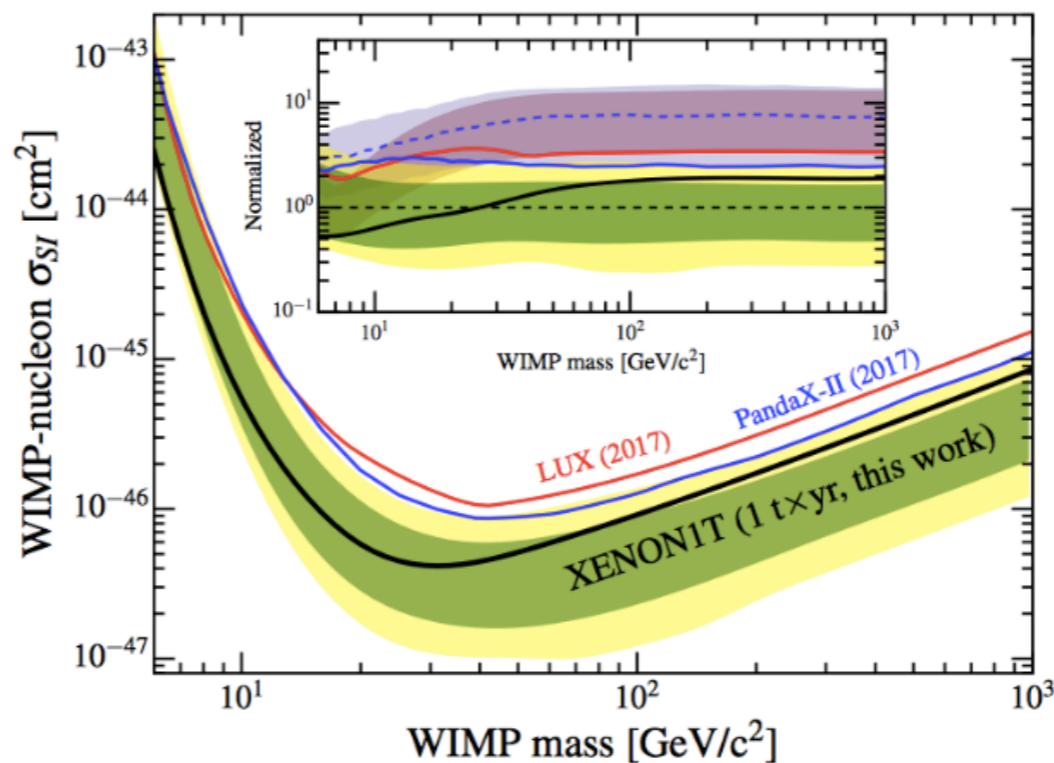
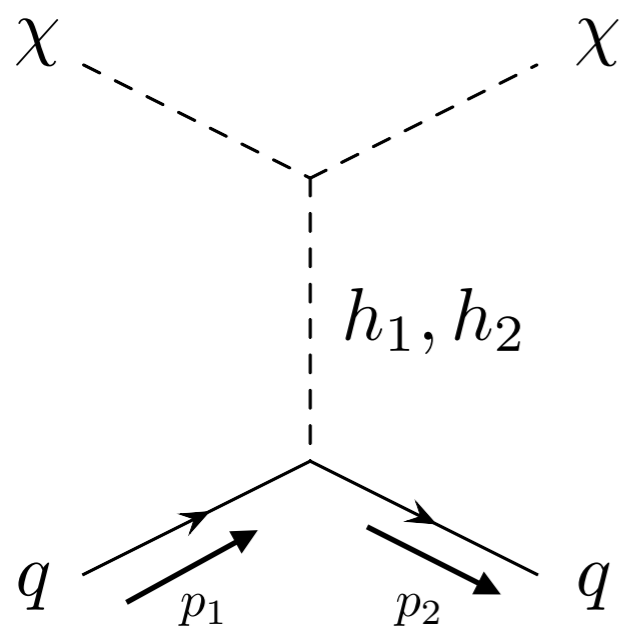
h_1 : 125 GeVのヒッグス粒子

縮退スカラーシナリオ

Abe, Cho, Mawatari arXiv:2101.04887

CPC CxSM

arXiv:2105.11830



XENON Collaboration
[arXiv:1805.12562]

$$i\mathcal{M}_{h_1} = -i \frac{m_f}{vv_S} \frac{m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v}}{t - m_{h_1}^2}$$

$$i\mathcal{M}_{h_2} = +i \frac{m_f}{vv_S} \frac{m_{h_2}^2 + \frac{\sqrt{2}a_2}{v}}{t - m_{h_2}^2}$$

$$i(\mathcal{M}_{h_1} + \mathcal{M}_{h_2}) \sim i \frac{m_f}{v} \sin \alpha \cos \alpha \bar{u}(p_3) u(p_1)$$

2つのHiggs massが縮退していれば
実験からの制限を回避できる

$$= 0 \quad (m_{h_1} \simeq m_{h_2})$$

縮退スカラーシナリオ

Abe, Cho, Mawatari arXiv:2101.04887

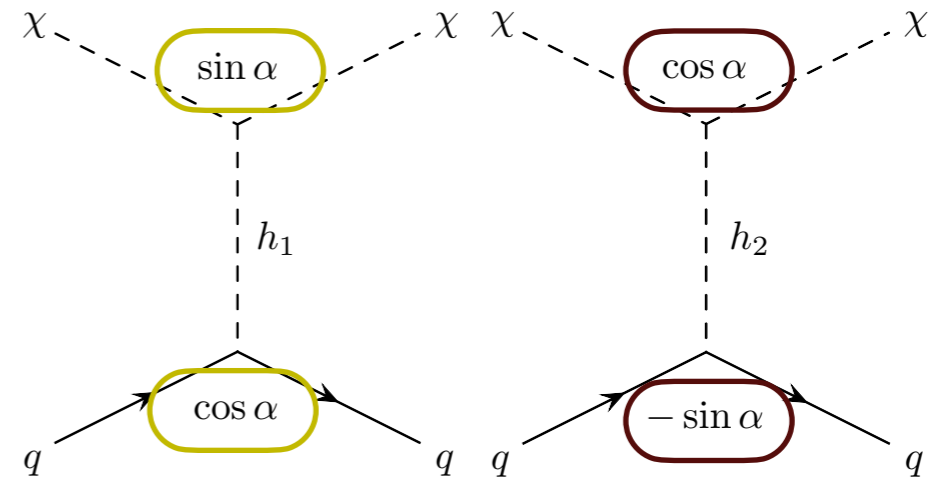
CPC CxSM

arXiv:2105.11830

スカラー3点相互作用

$$\mathcal{L}_S = -\frac{1}{2v_S} \left\{ \left(m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \right) \sin \alpha h_1 \chi^2 + \left(m_{h_2}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S} \right) \cos \alpha h_2 \chi^2 \right\}$$

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{m_f}{v} \bar{f} f (h_1 \cos \alpha - h_2 \sin \alpha)$$



$$h_1 = h_{\text{SM}} \cos \alpha - s \sin \alpha, \quad h_2 = -h_{\text{SM}} \sin \alpha + s \cos \alpha$$

$$\Gamma(h_1 \rightarrow \text{SM}) = \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM})(m_{h_1}) \times \cos^2 \alpha$$

$$\Gamma(h_2 \rightarrow \text{SM}) = \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM})(m_{h_2}) \times \sin^2 \alpha$$

$$\Gamma(h_1 \rightarrow \text{SM}) + \Gamma(h_2 \rightarrow \text{SM}) \simeq \Gamma(h_{\text{SM}} \rightarrow \text{SM}) \text{ for } m_{h_1} \simeq m_{h_2}$$

縮退スカラーシナリオと電弱相転移

CPC CxSM

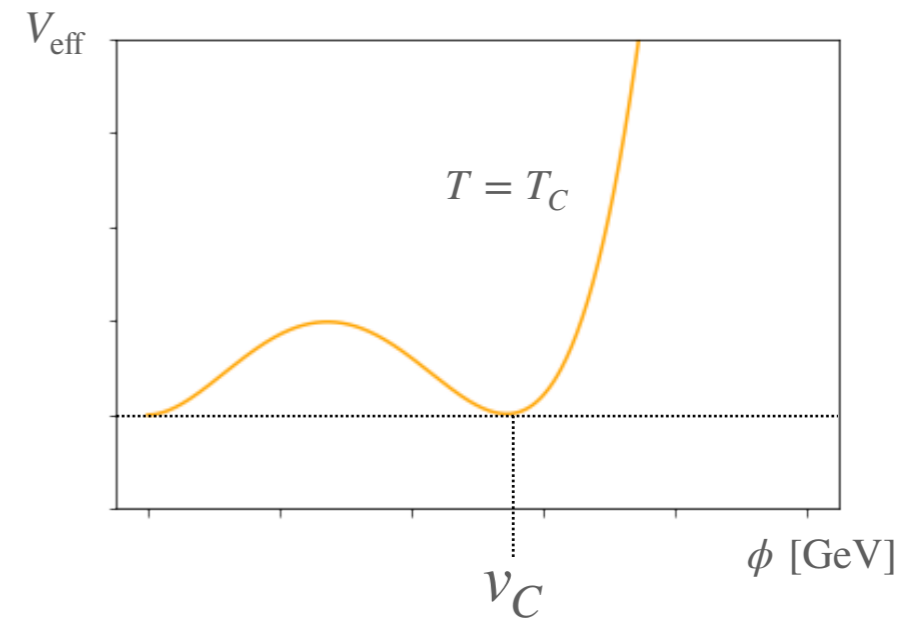
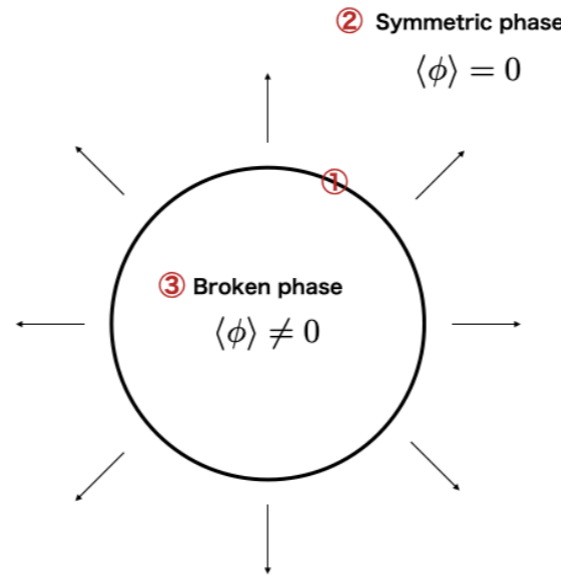
arXiv:2105.11830

強い電弱一次相転移

$$\frac{v_c}{T_c} \gtrsim 1$$

T_c : 臨界温度

v_c : T_c でのhiggsのvev



強い電弱一次相転移から導かれるパラメーターへの制限

$$v_S \rightarrow \mathcal{O}(10^{-1}), \delta_2 \rightarrow \mathcal{O}(1) \quad V_0 = \frac{m^2}{2}|H|^2 + \frac{\lambda}{4}|H|^4 + \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4 + \left(a_1 S + \frac{b_1}{4} S^2 + \text{c.c.} \right)$$

縮退スカラーシナリオから導かれるパラメーターへの制限

$$\sigma_{\text{SI}} \propto \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \left(\frac{1}{m_{h_1}^2} - \frac{1}{m_{h_2}^2} \right)^2 \frac{a_1^2}{v_S^4} = \frac{\delta_2^2 v^2}{4m_{h_1}^4 m_{h_2}^4} \frac{a_1^2}{v_S^2}$$

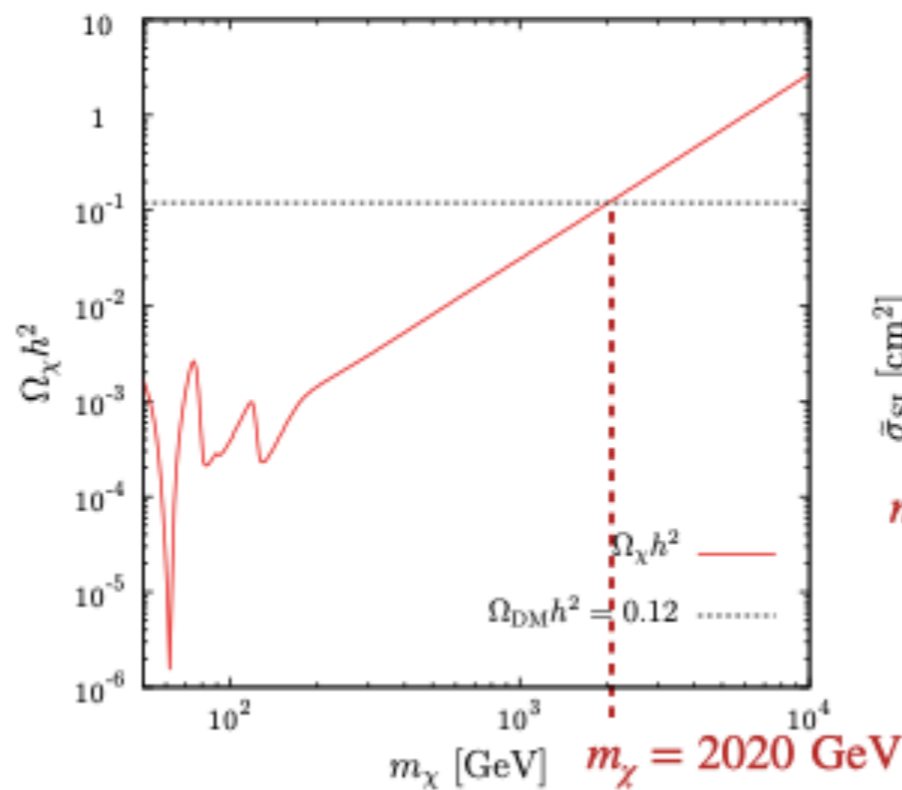
相反する制限

v_S が小さすぎるとヒッグスmassの縮退による δ_2 の小ささが機能しない

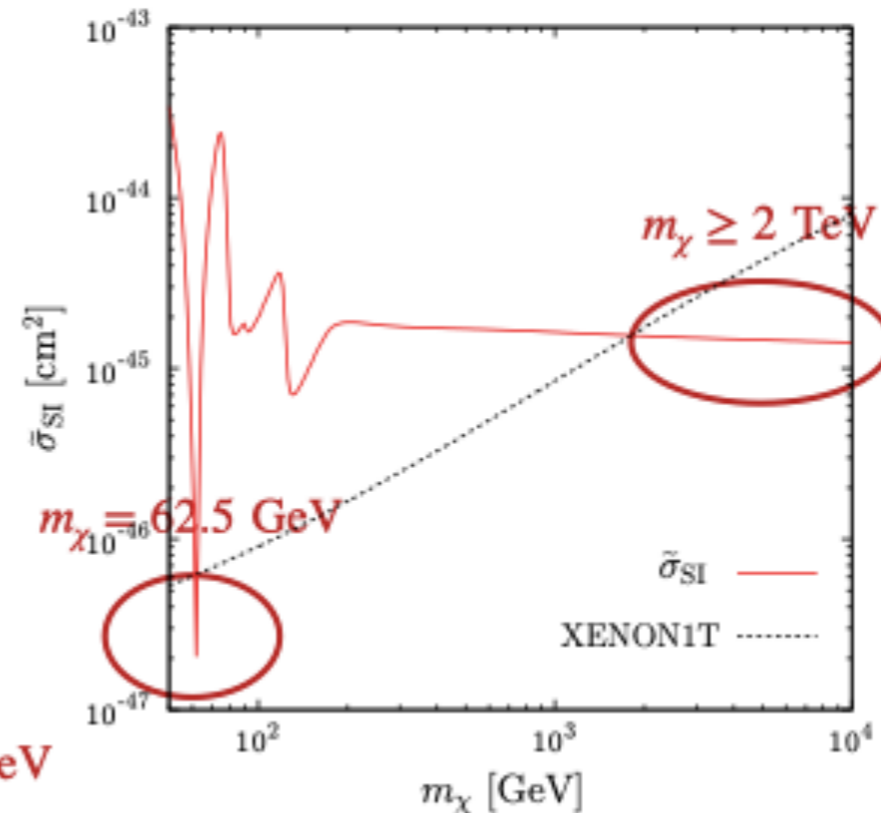
縮退スカラーシナリオと電弱相転移

CPC CxSM

arXiv:2105.11830



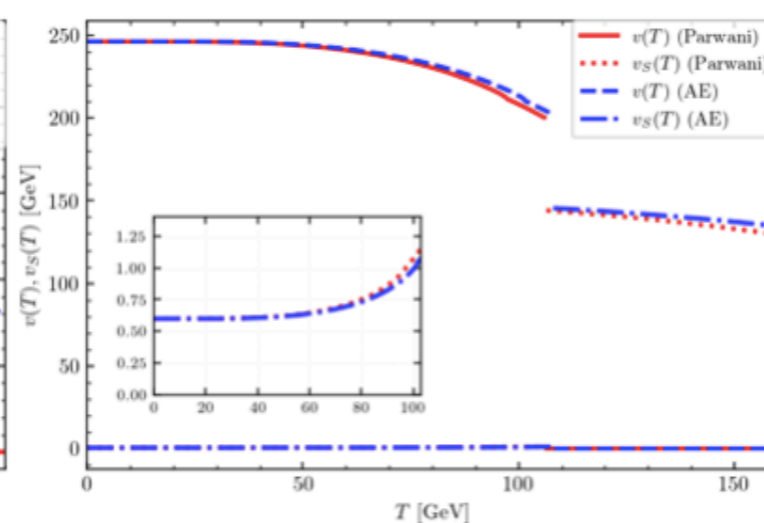
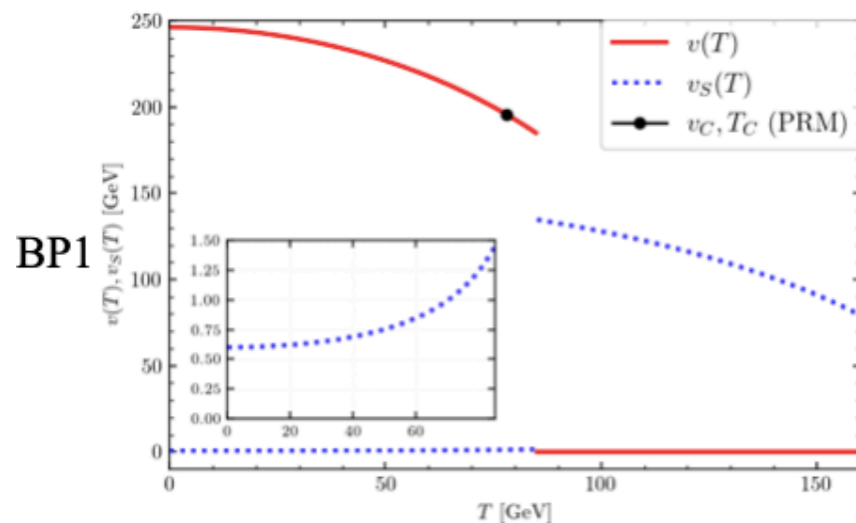
DM残存量 $\Omega_\chi h^2$



DM-核子散乱断面積 σ_{SI}

HT/PRM

Parwani/AE



横軸：温度 [GeV]

縦軸：hとsのvev [GeV]

縮退スカラーシナリオの抑制メカニズムが成立するベンチマークポイントで十分強い一次相転移が起きる

CPCからCPVへ

arXiv:2105.11830, 2205.12046

サハロフの3条件

1. バリオン数の破れ
2. C対称性、**CP対称性の破れ**
3. 熱平衡からの離脱

CP-conserving CxSMのスカラー縮退領域で
強い一次相転移が起こるのはわかった
次はCP-violating CxSMを扱う

目的

- ・ CPV phaseがEWPTに与える影響を調べる
- ・ bubble profileを調べEWPT由来の重力波を見積もる

- ・ 今まではDM(s の虚部)の安定性をCP対称性により保証していた
- ・ このDMではrelic densityの観測値には満たない
- 今回は s の虚部はDMではなく通常のdecayする粒子として扱う
- ・ BAUの実現にはCPV phaseをSMのmatter sectorに伝えるために
 s とcoupleする新たなfermionが必要
- 今後加える予定
- 今回は相転移に大きく寄与するscalar場の拡張のみを考える

CP-violating(CPV) CxSM

Model definition

CPV CxSM

arXiv:2205.12046

標準模型ヒッグス場 H と複素スカラー場 S のスカラーポテンシャル

$$V_0(H, S) = \frac{m^2}{2} H^\dagger H + \frac{\lambda}{4} (H^\dagger H)^2 + \frac{\delta_2}{2} H^\dagger H |S|^2 + \frac{b_2}{2} |S|^2 + \frac{d_2}{4} |S|^4 + \left(a_1 S + \frac{b_1}{4} S^2 + \text{H.c.} \right)$$

$$a_1, b_1 : \text{complex} \quad a_1 = a_1^r + i a_1^i$$

$$b_1 = b_1^r + i b_1^i$$

$$H(x) = \begin{pmatrix} G^+(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (v + h(x) + iG^0(x)) \end{pmatrix}$$

$$S(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_S^r + i v_S^i + s(x) + i\chi(x))$$

ポテンシャルパラメーターと

S の真空期待値にCP phaseを導入!

質量項

$$-\mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} h & s & H_1 & H_2 & H_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_h^2 & & & & \\ & m_s^2 & & & \\ & & m_{H_1}^2 & & \\ & & & m_{H_2}^2 & \\ & & & & m_{H_3}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ s \\ H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 m_{h_i}^2 h_i^2$$

3つのHiggs massが縮退していれば

LHC実験からの制限を回避できる

今回は h, H_1, H_2, H_3 となる

電弱相転移

CPV CxSM

arXiv:2205.12046

2種類の有効ポテンシャルを評価

- **High temperature(HT) potential**

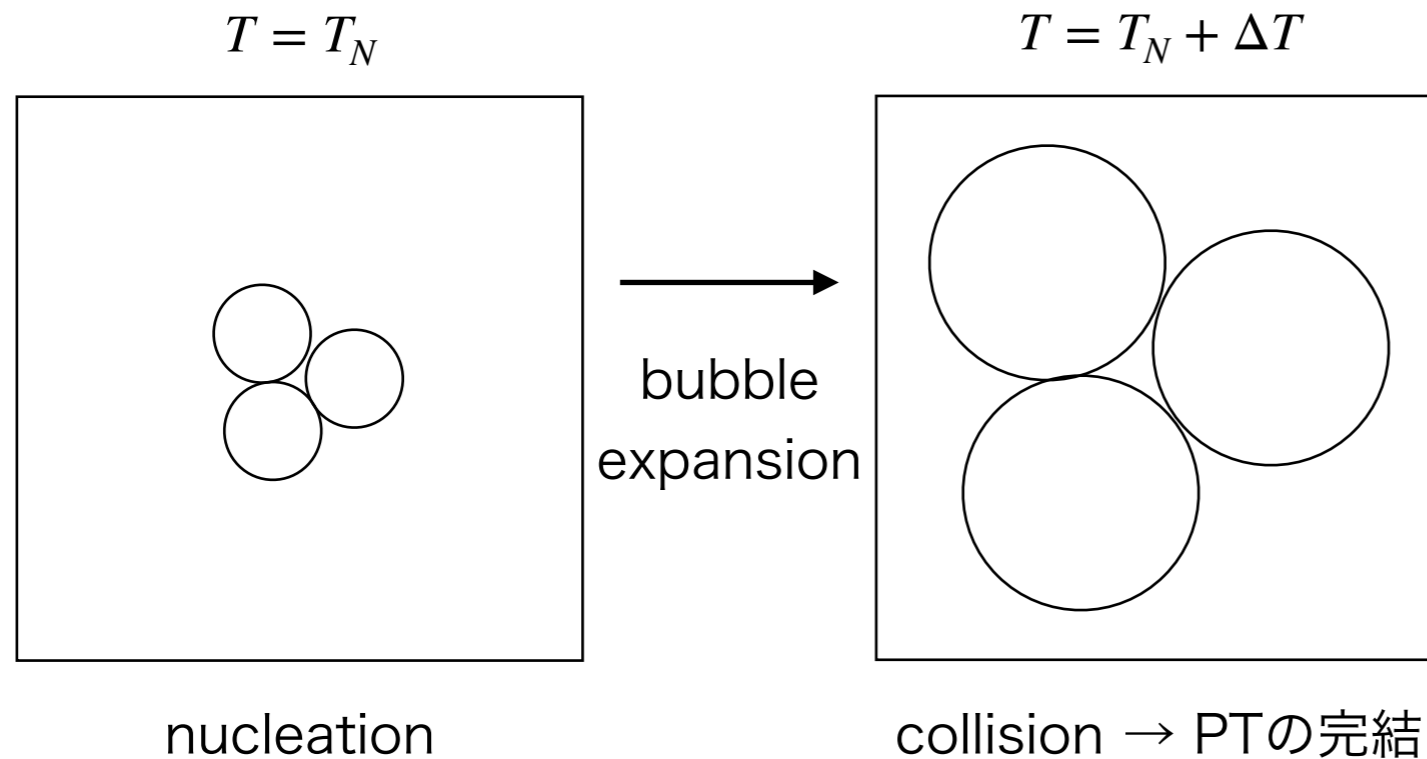
: tree level potential + thermal mass

- **one-loop full potential w/ Parwani resummation**

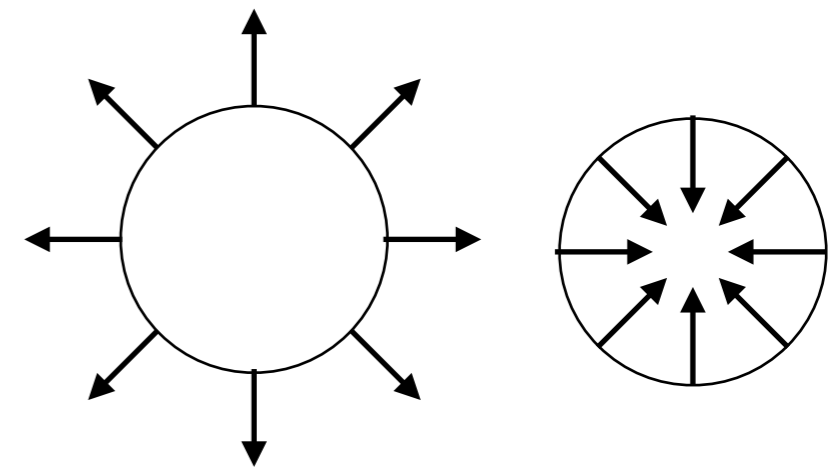
: tree level potential + zero temperature potential
+ finite temperature potential w/ resummation

Bubble nucleation

CPV CxSM



- T_C ではPTは始まらない
- T_N (nucleation temperature) でnucleation開始



全てのbubbleが大きくなるわけではない

→ 膨張するにはbubbleの半径が一定以上である必要がある (critical bubble)

critical bubbleのエネルギー等から T_N や bubble wall profile を導出

T_N でのvevを v_N とする

BAUの実現に大切なパラメーター

CPV CxSMとCPC CxSMの比較

ベンチマークポイント

arXiv:2105.11830, 2205.12046

CPV CxSM and CPC CxSM

CPV

Inputs	v [GeV]	v_S^r [許される範囲(後述)] [GeV]	r [縮退]	m_{h_3} [GeV]	α_1 [rad]	α_2 [rad]		
BP1	246.22	0.6	0.3	125.0	124.0	124.5	$\pi/4$	0.0
BP2	246.22	0.6	0.4	125.0	124.0	124.5	$\pi/4$	0.0
BP3	246.22	0.6	0.5	125.0	124.0	124.5	$\pi/4$	0.0

Outputs	m^2	b_2 [GeV ²]	b_1^r [GeV ²]	λ	δ_2	d_2	a_1^r [GeV ³]	a_1^i [GeV ³]
BP1	$-(124.5)^2$	$-(121.2)^2$	-7.717×10^{-12}	0.511	1.51	1.111	$-(18.735)^3$	$(14.870)^3$
BP2	$-(124.5)^2$	$-(107.3)^2$	5.145×10^{-12}	0.511	1.40	0.962	$-(18.735)^3$	$(16.367)^3$
BP3	$-(124.5)^2$	$-(90.82)^2$	0.0000	0.511	1.29	0.820	$-(18.735)^3$	$(17.630)^3$

CPC

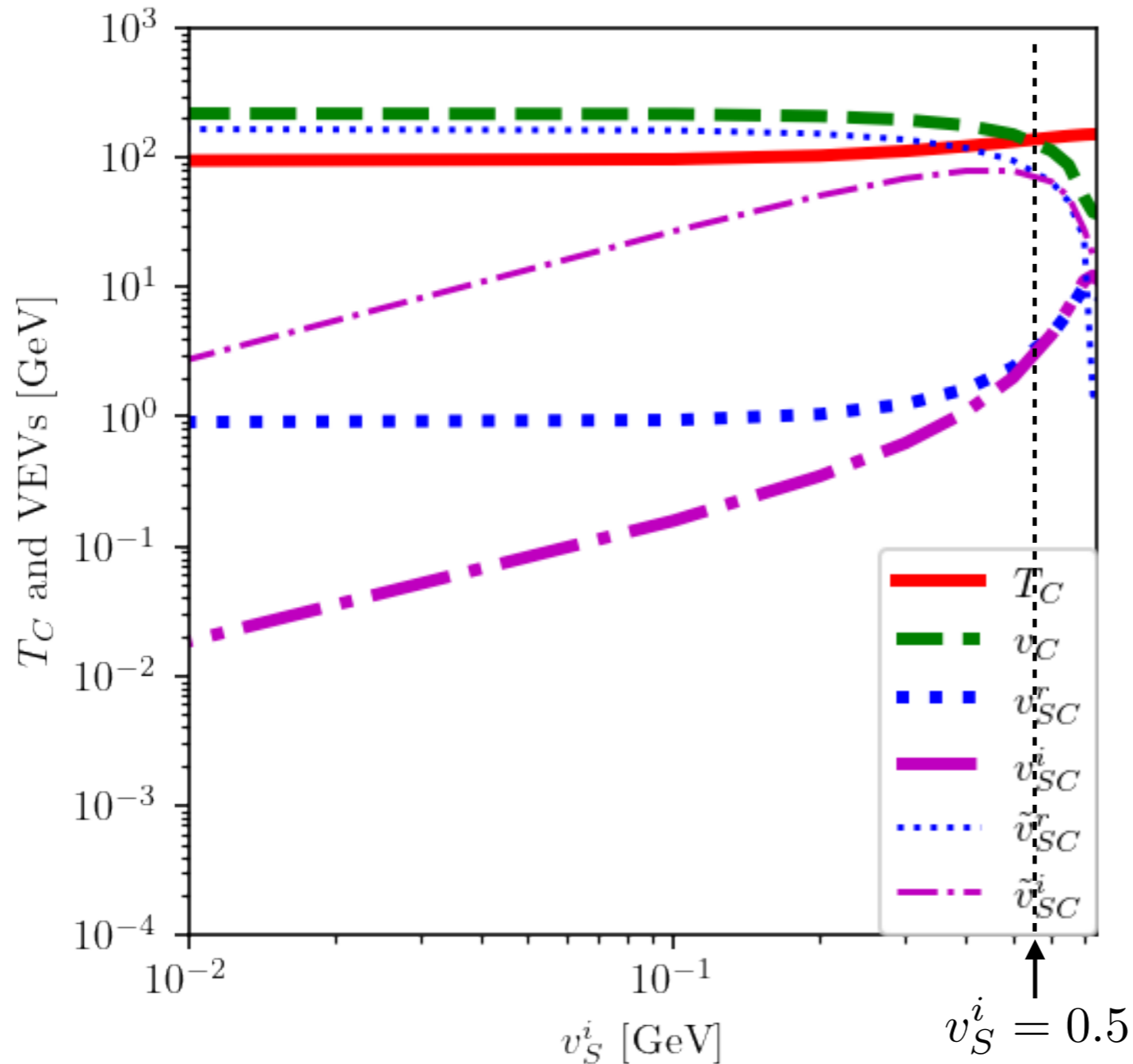
Inputs	v [GeV]	m_{h_1} [GeV]	m_{h_2} [GeV]	α [rad]	a_1 [GeV ³]	v_S [GeV]	m_χ [GeV]
BP4	246.22	125	124	$\pi/4$	-6576.17	0.6	62.5
BP5	246.22	125	124	$\pi/4$	-6576.17	0.6	2000

Outputs	m^2 [GeV ²]	b_1 [GeV ²]	b_2 [GeV ²]	λ	a_1 [GeV ³]	d_2	δ_2
BP4	$-(124.5)^2$	$(107.7)^2$	$(178.0)^2$	0.511	-6576.17	1.77	1.69
BP5	$-(124.5)^2$	$-(1996)^2$	$(1991)^2$	0.511	-6576.17	1.77	1.69

電弱相転移

arXiv:2105.11830, 2205.12046

CPV CxSM and CPC CxSM



- v_{SC}^i や \tilde{v}_{SC}^i は v_S^i の変化に sensitive
- その他のvevや T_C は
そこまでsensitiveではないが
 $v_S^i \gtrsim 0.5$ [GeV]で $v_C/T_C < 1$

強い電弱一次相転移

$$\frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1$$

T_C : 臨界温度

v_C : T_C でのhiggsのvev

電弱相転移

arXiv:2105.11830, 2205.12046

CPV CxSM and CPC CxSM

	CPV			CPC	
	$v_S^i = 0.3 \text{ GeV}$	$v_S^i = 0.4 \text{ GeV}$	$v_S^i = 0.5 \text{ GeV}$	$m_\chi = 62.5 \text{ GeV}$	$m_\chi = 2 \text{ TeV}$
v_C/T_C	$\frac{196.1}{112.3} = 1.7$	$\frac{177.2}{122.5} = 1.4$	$\frac{150.9}{132.8} = 1.1$	$\frac{200.1}{106.1} = 1.9$	$\frac{205.3}{108.7} = 1.9$
v_{SC}^r [GeV]	1.249	1.634	2.403	1.250	1.171
v_{SC}^i [GeV]	0.624	1.089	2.003	—	—
\tilde{v}_{SC}^r [GeV]	137.9	118.5	94.82	144.2	146.2
\tilde{v}_{SC}^i [GeV]	68.97	79.01	79.01	—	—

$$\frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1$$

が成り立っている

	CPV			CPC	
	$v_S^i = 0.3 \text{ GeV}$	$v_S^i = 0.4 \text{ GeV}$	$v_S^i = 0.5 \text{ GeV}$	$m_\chi = 62.5 \text{ GeV}$	$m_\chi = 2 \text{ TeV}$
v_N/T_N	$\frac{239.0}{66.85} = 3.6$	$\frac{211.7}{102.0} = 2.1$	$\frac{177.2}{123.1} = 1.4$	$\frac{241.8}{57.20} = 4.2$	$\frac{242.4}{57.99} = 4.2$
v_{SN}^r [GeV]	0.657	0.921	1.446	0.636	0.634
v_{SN}^i [GeV]	0.328	0.614	1.205	—	—
\tilde{v}_{SN}^r [GeV]	143.7	122.3	97.26	150.1	150.2
\tilde{v}_{SN}^i [GeV]	71.83	81.55	81.05	—	—
Δ	40.5%	16.7%	7.3%	46.0%	46.7%

$$\Delta = (T_C - T_N) / T_C$$

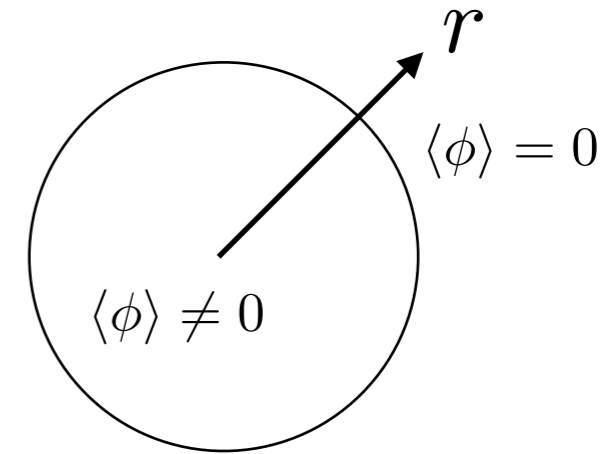
: supercooling

$$v_S^i \lesssim 0.3 \text{ GeV}$$

ではnucleationが
起きない

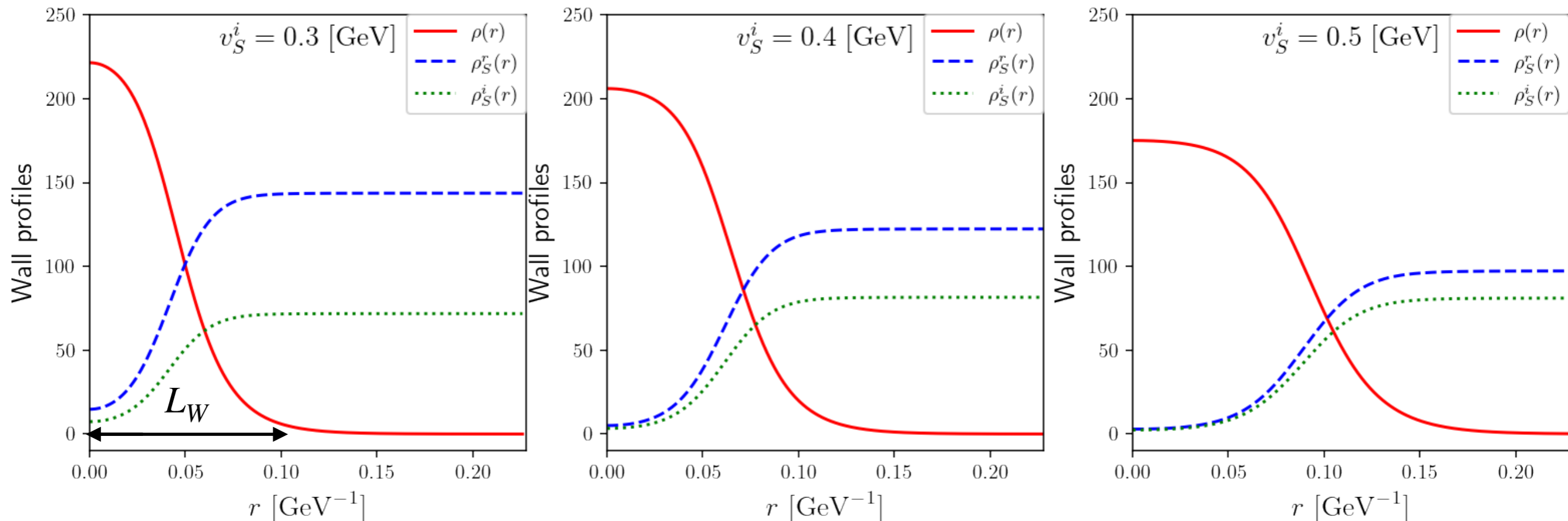
Bubble nucleation

CPV CxSM



$$\langle H(r) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \rho(r) \end{pmatrix}, \quad \langle S(r) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (\rho_S^r(r) + i\rho_S^i(r))$$

*Critical bubbleのエネルギーを考えると
球対称のconfigurationのときが最もエネルギーが小さい
→ スカラー場はradial coordinateにのみ依存



一次相転移が強いほど壁の厚さ(L_w)は薄い

Bubble nucleation

CPV CxSM

EWBGに関するCPV phaseを評価する前に…

S は混合角 α を通してのみフェルミオンとcoupleするため、

pseudoscalar coupling $h_i \bar{f} \gamma_5 f$ は現れない

→ スカラーポテンシャルやVEVにcomplex phaseがあっても
SMのmatter sectorにCPVを導入できない

バリオン数生成の実現には、例えば

$$\mathcal{L} = -y_t \bar{q}_L \tilde{H} \left(1 + \frac{c_1}{\Lambda} S + \frac{c_2}{\Lambda^2} |S|^2 + \frac{c_3}{\Lambda^2} S^2 + \dots \right) t_R + \text{H.c}$$

のような項を追加する必要がある

q_L : 左巻き doublet フェルミオン

$\tilde{H} = i\tau^2 H^*$ w/ Pauli matrix τ^2

c_i : 任意の複素パラメーター

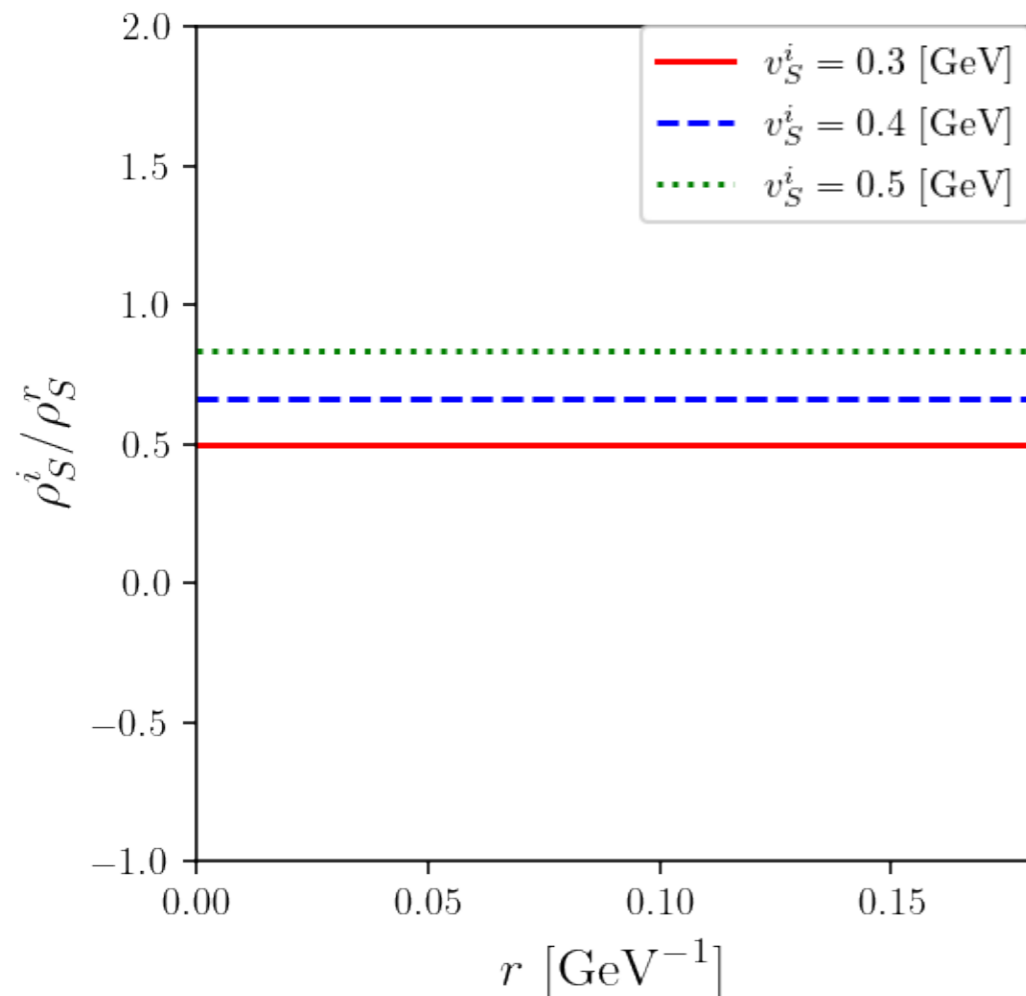
Λ : the scale of the integrated fermion

Bubble nucleation

CPV CxSM

EWBGに関するCPV phase $\theta(r) \equiv \tan^{-1} \left(\frac{\rho_S^i(r)}{\rho_S^r(r)} \right)$

バリオン数は $\theta(r)$ の r 微分から発生しうる



次元5のオペレーターを用いて、 S とフェルミオンが直接coupleした場合

相転移中のtop mass

$$m_t(r) = \frac{y_t \rho(r)}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{c_1}{\sqrt{2}\Lambda} (\rho_S^r(r) + i\rho_S^i(r)) \right) \equiv |m_t(r)| e^{i\theta_t(r)}$$

$$\theta_t(r) = \tan^{-1} \left(\frac{\rho_S^i(r)}{\sqrt{2}\Lambda/c_1 + \rho_S^r(r)} \right)$$

この項が追加されるから大丈夫!

一定になった→ 拡張してもバリオン数生成できない?

重力波

arXiv:2105.11830, 2205.12046

CPV CxSM and CPC CxSM

強い一次相転移の重要な帰結として、bubbleとplasmaのdynamicsから生じる**重力波**がある。

重力波の振幅や周波数を決める量: 潜熱 (α)、相転移の継続時間の逆数 (β)

$$\alpha \equiv \frac{\epsilon(T_*)}{\rho_{\text{rad}}(T_*)}, \quad \beta \equiv H_* T_* \frac{d}{dT} \left(\frac{S_3(T)}{T} \right) \Big|_{T=T_*}$$
$$\epsilon(T) = \Delta V_{\text{eff}} - T \frac{\partial \Delta V_{\text{eff}}}{\partial T}, \quad \rho_{\text{rad}}(T) = \frac{\pi^2}{30} g_*(T) T^4 \quad T_* = T_N$$

重力波のスペクトラム

$$\Omega_{\text{GW}}(f) h^2 = \underbrace{\Omega_{\text{col}}(f) h^2}_{\text{bubble collision}} + \underbrace{\Omega_{\text{sw}}(f) h^2}_{\text{sound wave}} + \underbrace{\Omega_{\text{turb}}(f) h^2}_{\text{turbulence}}$$

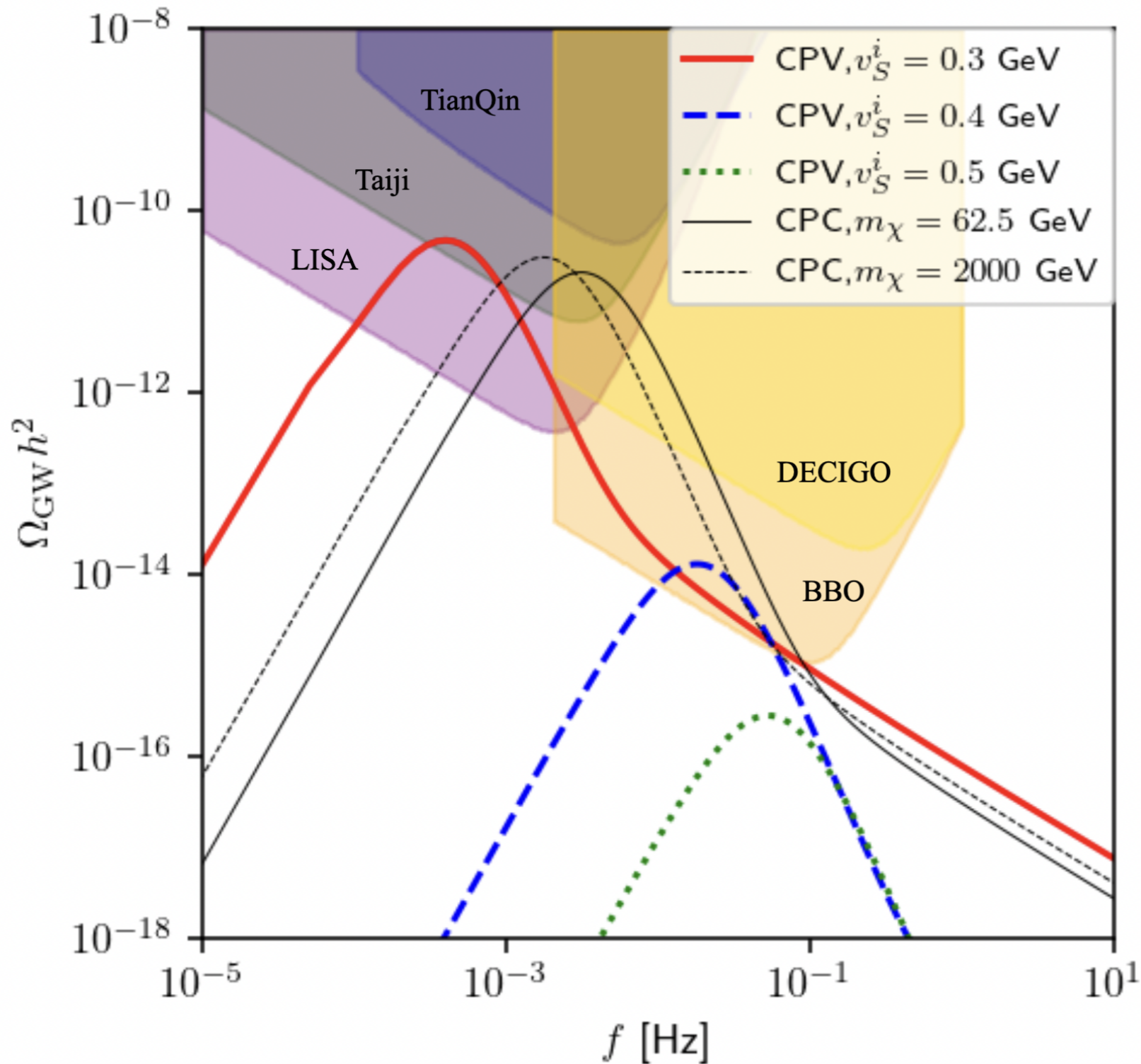
大きい α , 小さい β によって $\Omega_{\text{GW}}(f) h^2$ はenhanceされる

(大きなsupercooling Δ は大きな α に対応)

重力波

arXiv:2105.11830, 2205.12046

CPV CxSM and CPC CxSM



- $\theta = \tan^{-1}(v_S^i/v_S^r) \lesssim 0.7$ の

とき、CPV CxSMの予言する重力波は実験で観測可能

まとめ

- CxSMの縮退スカラーシナリオにおいて、CP phaseが強い電弱一次相転移に与える影響を、CPC CxSMでの結果と比較することで精査した。
- HT potentialを用いて定性的な議論を行い、one loopの有効ポテンシャルにParwani resummationを適用して定量的な議論を行なった。
- $v_S^i \lesssim 0.3$ のときnucleationが起きず、 $v_S^i \gtrsim 0.5$ のとき強い一次相転移が起きなかったため、 $v_S^i = 0.3, 0.4, 0.5$ としてベンチマークポイントを設定した。
- Bubble profileを確認し、 $\theta(r) = \tan^{-1}(\rho_S^i(r)/\rho_S^r(r))$ が r に対して一定となったが S とフェルミオンが直接coupleする項を加えることでphaseが変化しバリオン数生成の可能性があることがわかった。
- 一次相転移由来の重力波を調べ、いくつかのベンチマークポイントで将来実験により検証可能であることがわかった。