縮退スカラーを持つ複素シングレットスカラー拡張模型における電弱相転移

お茶の水女子大学 D1 出川智香子
共同研究者：曺基哲（お茶大）、瀬名波栄問（Van Lang Univ.）

arXiv: 2105.11830

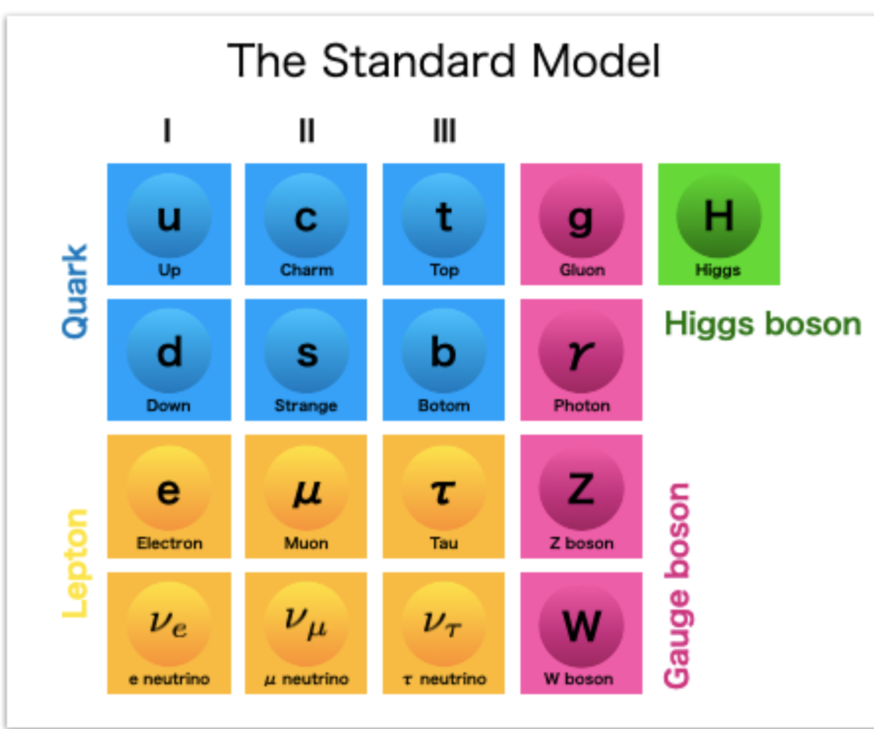
素粒子現象論研究会2021@大阪市大 11/6 ~ 8

導入:バリオン非対称性

バリオン非対称性: 現在の宇宙を構成するのは粒子からなる物質
反粒子からなる反物質は観測されていない

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



SMのパラメーターはサハロフの
3条件を満たさない

⟹ **SMを拡張する必要がある**

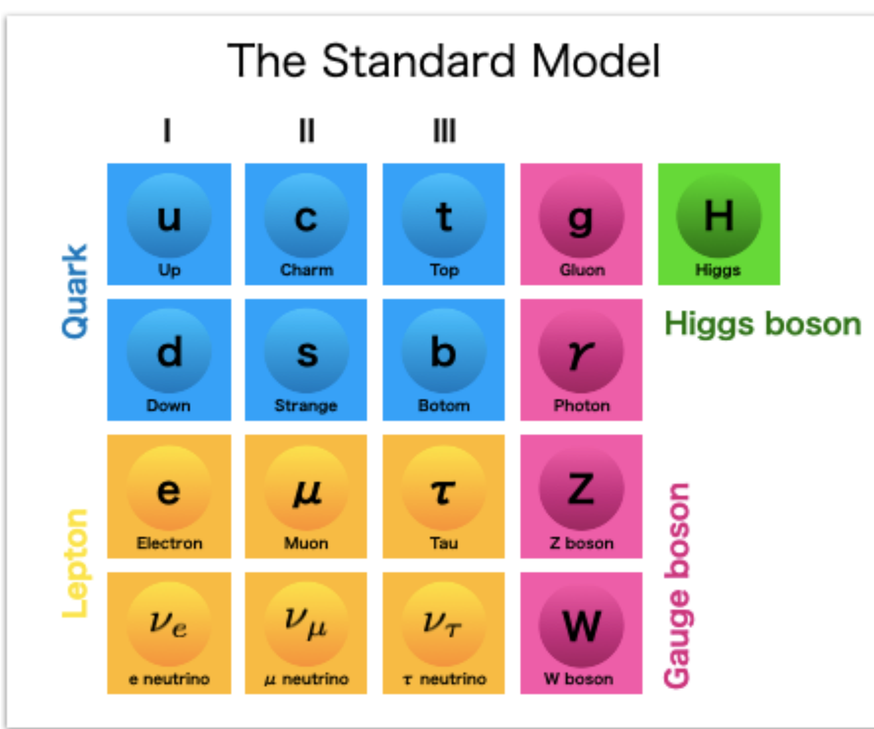
導入:バリオン非対称性

バリオン非対称性: 現在の宇宙を構成するのは粒子からなる物質
反粒子からなる反物質は観測されていない

サハロフの3条件

電弱バリオジェネシス
(標準模型)

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、小林益川位相
3. 熱平衡からの離脱
→ 強い電弱一次相転移



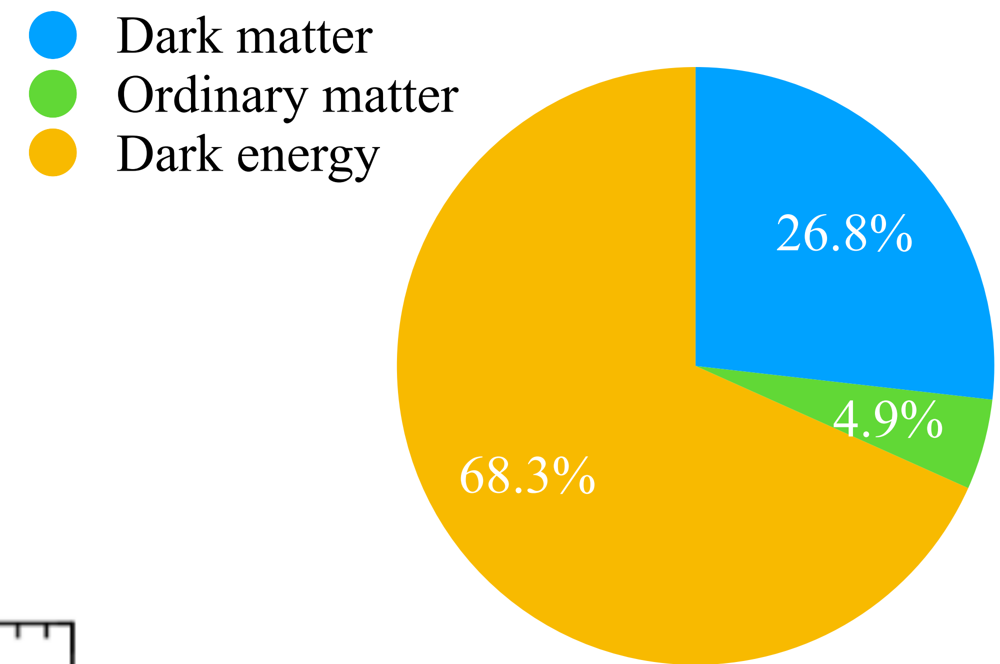
SMのパラメーターはサハロフの3条件を満たさない

⟹ **SMを拡張する必要がある**

導入: 暗黒物質

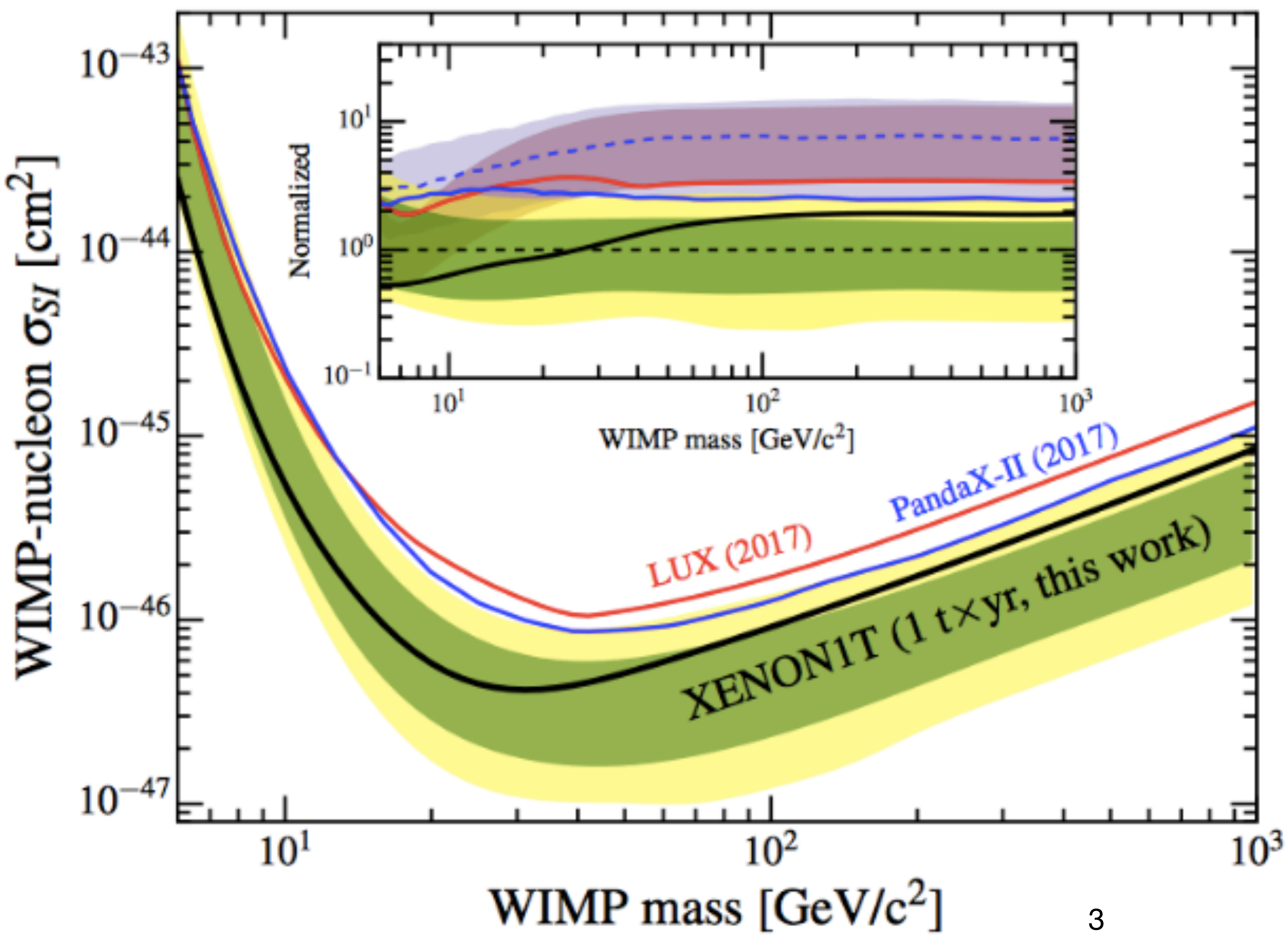
暗黒物質の性質

1, 質量を持つ
2, 電荷を持たない
3, 安定である



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

Plank Collaboration [arXiv 1807.06209]



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

XENON Collaboration
[arXiv:1805.12562]

目次

- 導入
- CxSM
- 縮退スカラーシナリオ
- 縮退スカラーシナリオにおける相転移
- 数値計算
- まとめ

CxSM

Barger etal, arXiv:0811.0393

CxSM (Complex singlet extension of the SM)

…SM+ゲージシングレットな複素スカラー場

$$V_0 = \underbrace{\frac{m^2}{2}|H|^2 + \frac{\lambda}{4}|H|^4 + \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4}_{\text{Global U(1) 対称}} + \underbrace{\left(a_1 S + \frac{b_1}{4}S^2 + \text{ c.c. }\right)}_{\text{Soft breaking term}}$$

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

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

$$\Lambda^2 \equiv \frac{d_2}{2}v_S^2 - \sqrt{2}\frac{a_1}{2v_S}$$

$\boxed{h_1, h_2}$

$$m^2_{h_1,h_2} = \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{2}v^2 + \Lambda^2 \mp \sqrt{\left(\frac{\lambda}{2}v^2 - \Lambda^2\right)^2 + 4\left(\frac{\delta_2}{2}vv_S\right)^2}\right)$$

$\boxed{\text{DM}}$

$$m_\chi^2 = -b_1 - \sqrt{2}\frac{a_1}{v_S}$$

CxSM

Barger etal, arXiv:0811.0393

CxSM (Complex singlet extension of the SM)

…SM+ゲージシングレットな複素スカラー場

$$V_0 = \underbrace{\frac{m^2}{2}|H|^2 + \frac{\lambda}{4}|H|^4 + \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4}_{\text{Global U(1) 対称}} + \underbrace{\left(a_1 S + \frac{b_1}{4} S^2 + \text{ c.c.} \right)}_{\text{Soft breaking term}}$$

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

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

$$\Lambda^2 \equiv \frac{d_2}{2} v_S^2 - \sqrt{2} \frac{a_1}{2 v_S}$$

$\boxed{h_1, h_2}$

$m^2_{h_1,h_2} =$ … $vv_S \Big)^2 \Big)$

h_1 : 125 GeVのヒッグス粒子

$\boxed{\text{DM}}$

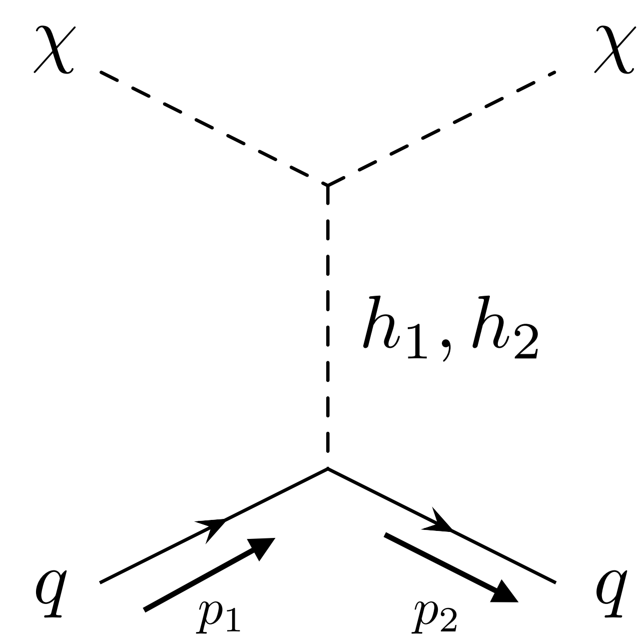
$$m_\chi^2 = -b_1 - \sqrt{2} \frac{a_1}{v_S}$$

縮退スカラーシナリオ

Abe, Cho, Mawatari arXiv:2101.04887

$$i\mathcal{M}_{h_1} = -i\frac{m_f}{vv_S}\frac{m_{h_1}^2+\frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{t-m_{h_1}^2}\sin\alpha\cos\alpha\ \bar{u}(p_3)u(p_1),$$

$$i\mathcal{M}_{h_2} = +i\frac{m_f}{vv_S}\frac{m_{h_2}^2+\frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{t-m_{h_2}^2}\sin\alpha\cos\alpha\ \bar{u}(p_3)u(p_1),$$



$$\begin{aligned} i\left(\mathcal{M}_{h_1}+\mathcal{M}_{h_2}\right) =& i\frac{m_f}{vv_S}\left(-\frac{m_{h_1}^2+\frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{t-m_{h_1}^2}+\frac{m_{h_2}^2+\frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}}{t-m_{h_2}^2}\right)\sin\alpha\cos\alpha\bar{u}\left(p_3\right)u\left(p_1\right) \\ \simeq& \ i\frac{m_f}{vv_S}\sin\alpha\cos\alpha\bar{u}\left(p_3\right)u\left(p_1\right) \\ &\times\left\{\left(\frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}+t\right)\left(\frac{1}{m_{h_1}^2}-\frac{1}{m_{h_2}^2}\right)+\frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}t\left(\frac{1}{m_{h_1}^4}-\frac{1}{m_{h_2}^4}\right)\right\} \ @\ \mathrm{t}\to 0 \\ \simeq& \ i\frac{m_f}{vv_S}\sin\alpha\cos\alpha\bar{u}\left(p_3\right)u\left(p_1\right)\frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}\left(\frac{1}{m_{h_1}^2}-\frac{1}{m_{h_2}^2}\right) \end{aligned}$$

$$\simeq 0\ (m_{h1}\sim m_{h2})$$

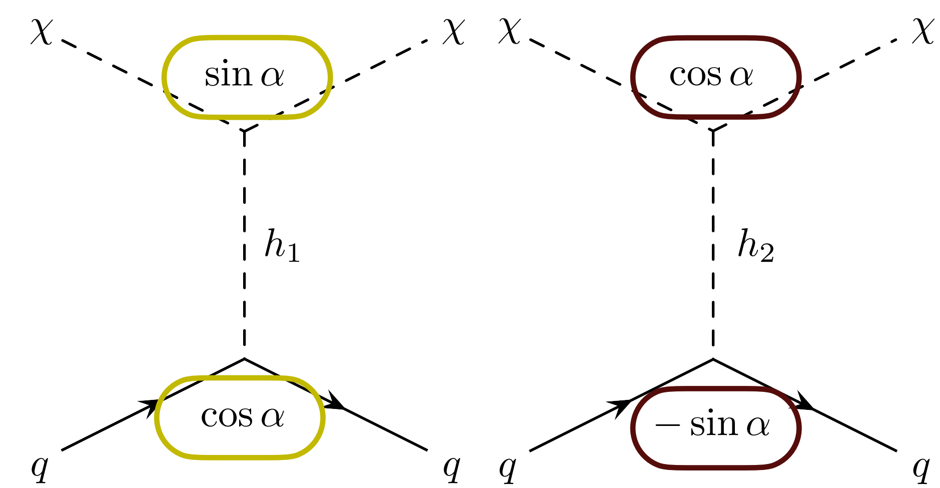
縮退スカラーシナリオ

スカラー3点相互作用

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

湯川相互作用

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



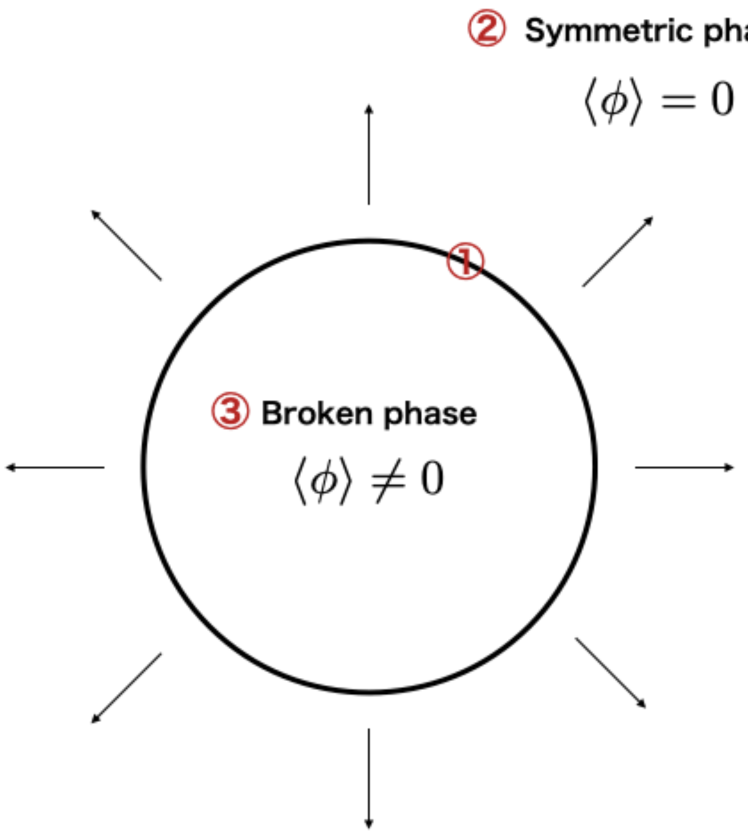
$$h_1 = h_{\rm SM}\cos\alpha - s\sin\alpha,\ \ h_2 = -h_{\rm SM}\sin\alpha + s\cos\alpha$$

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

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

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

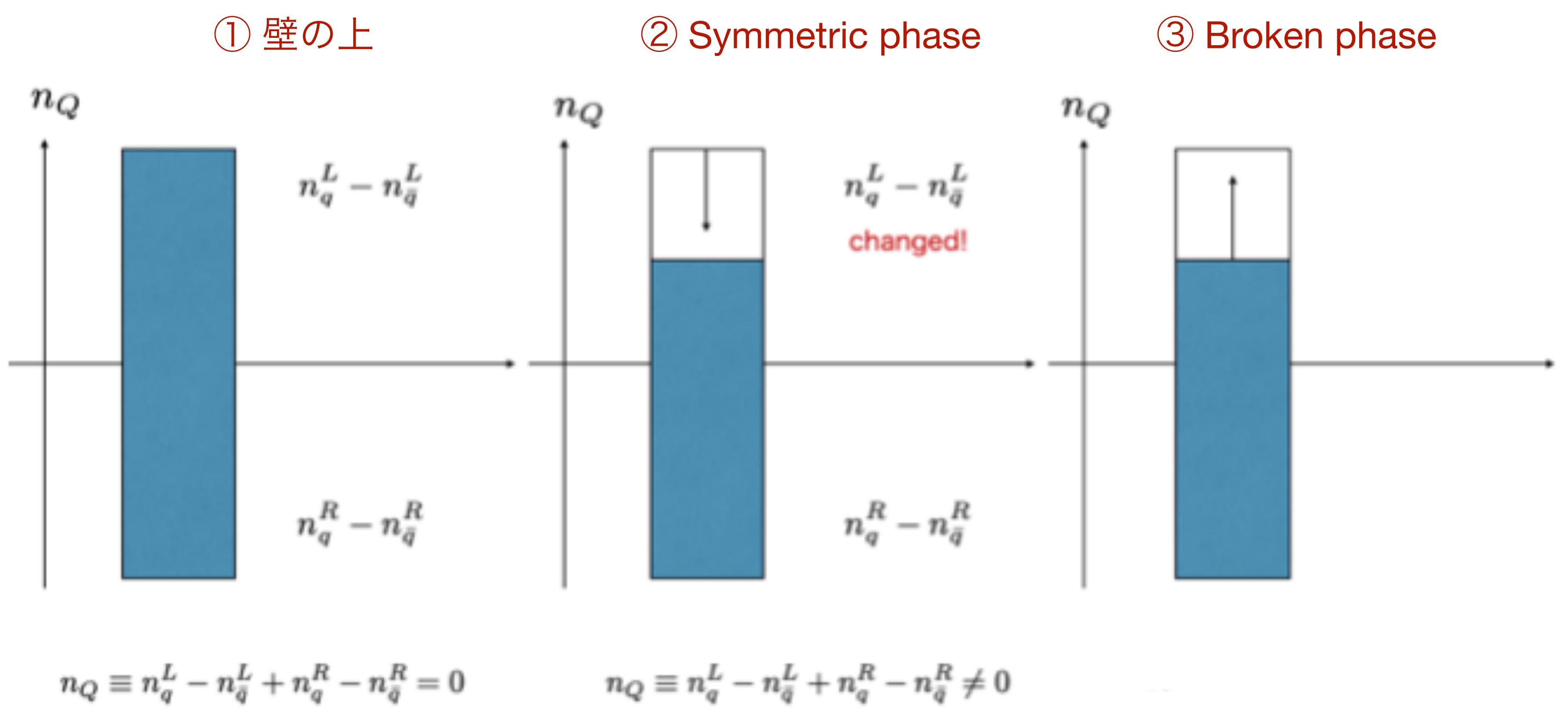
縮退スカラーシナリオ



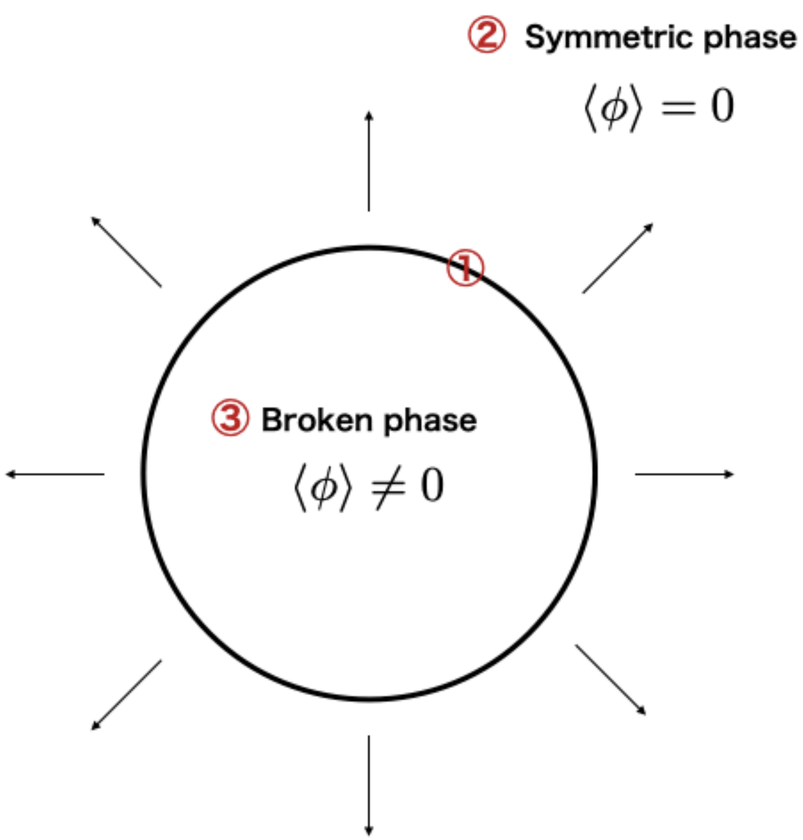
透過率、反射率

左巻きクォーク q^L = 右巻き反クォーク $\bar{q}^R$

左巻き反クォーク $\bar{q}^L$ = 右巻きクォーク q^R



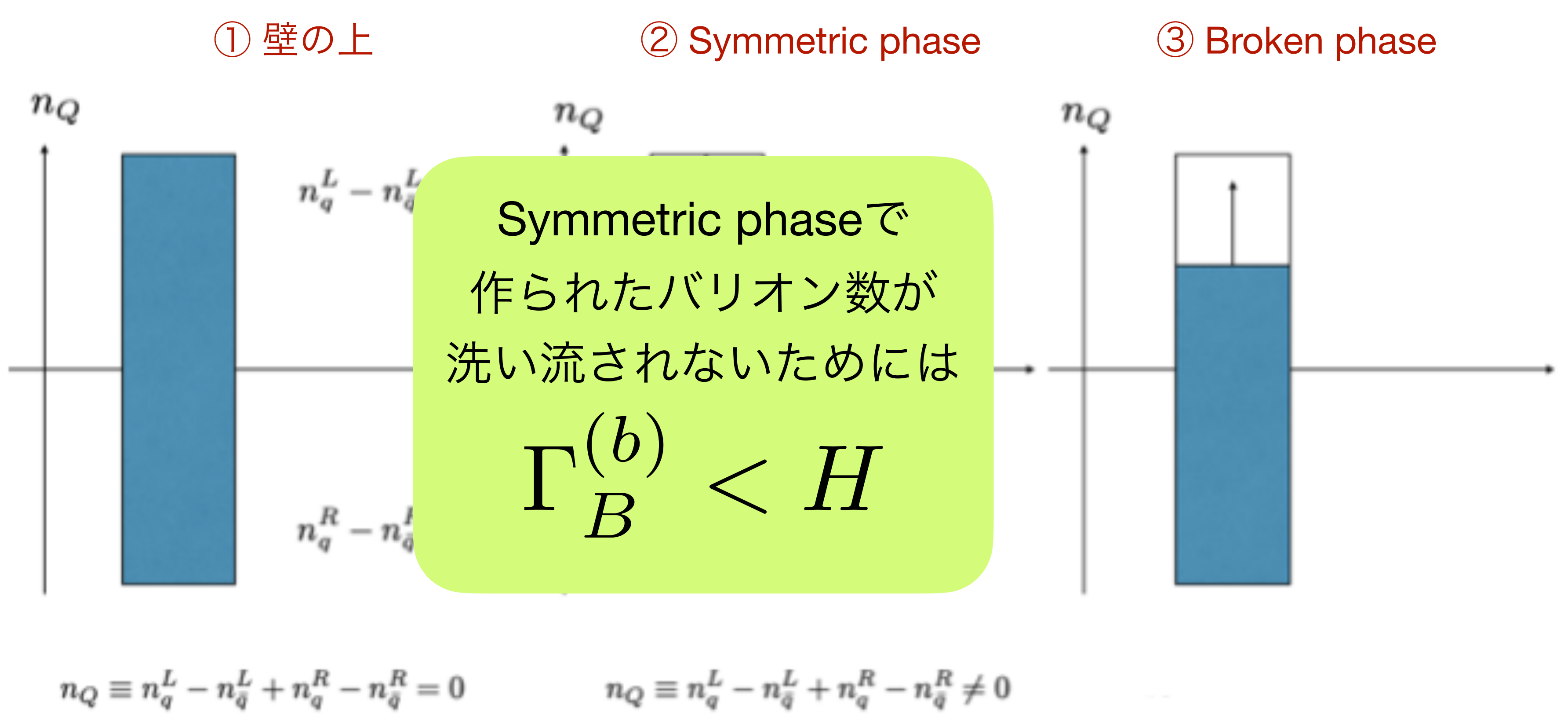
縮退スカラーシナリオ



透過率、反射率

左巻きクォーク q^L = 右巻き反クォーク $\bar{q}^R$

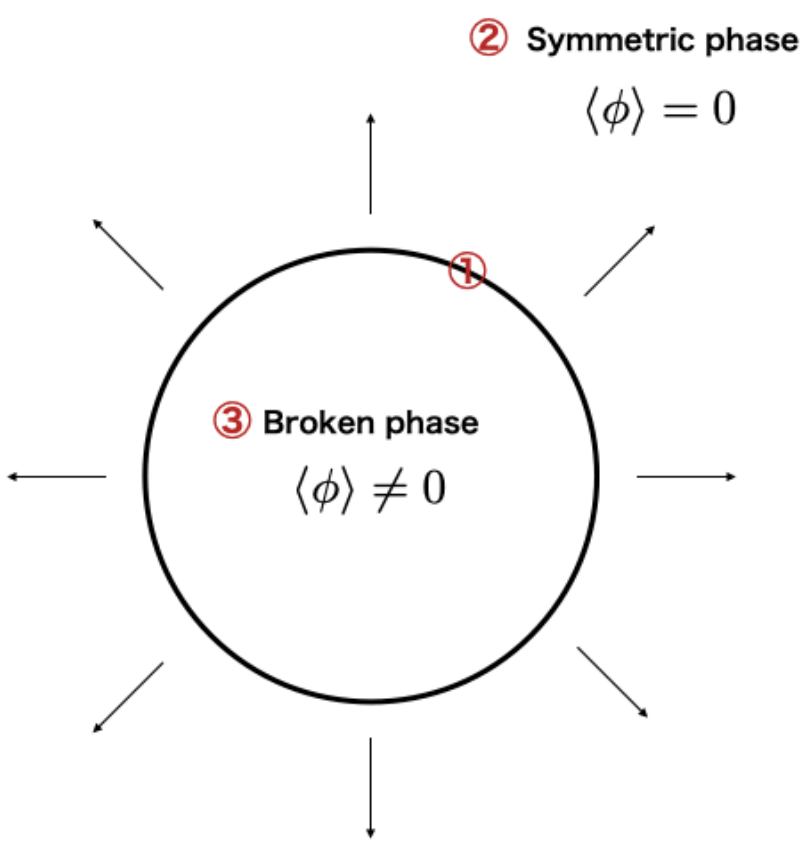
左巻き反クォーク $\bar{q}^L$ = 右巻きクォーク q^R

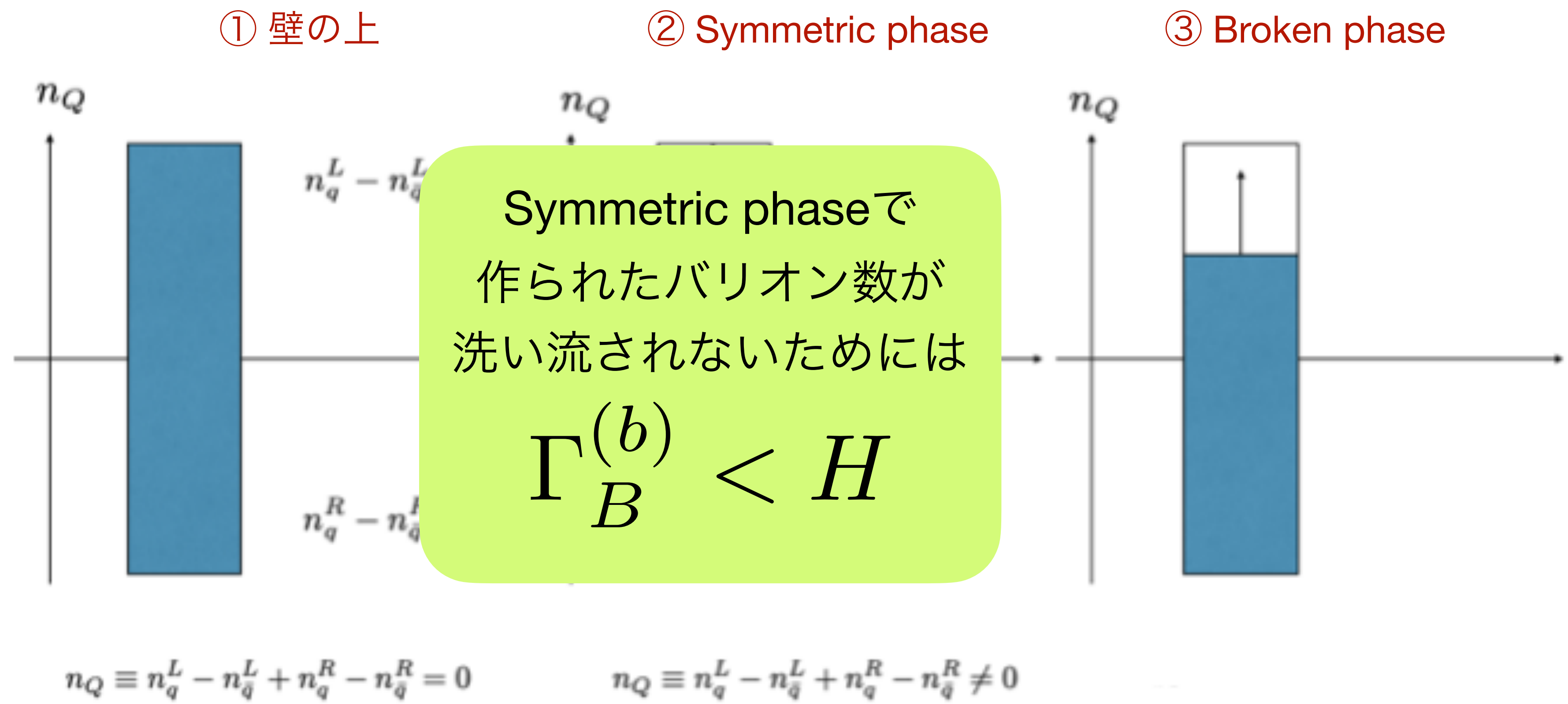


Symmetric phaseで
作られたバリオン数が
洗い流されないためには

$$\Gamma_B^{(b)} < H$$

縮退スカラーシナリオにおける相転移





Symmetric phaseで
作られたバリオン数が
洗い流されないためには

$$\Gamma_B^{(b)} < H$$

Broken phaseのバリオン数変化率 $\Gamma_B^{(b)}(T)$

$$\Gamma_B^{(b)}(T) \simeq (\ \mathrm{pre}\ ) \frac{\Gamma_{\mathrm{sph}}^{(b)}}{T^3} \simeq (\ \mathrm{pre}\ ) e^{-E_{\mathrm{sph}}/T}$$

が小さくなれば良い

$$\boxed{E_{\mathrm{sph}} \propto v(T)} \rightarrow \boxed{\frac{v_c}{T_c} \gtrsim 1}$$

ヒッグスのvevが
大きければ良い

電弱相転移が強い
一次であれば良い

縮退スカラーシナリオにおける相転移

相転移の次数(1次,2次)を決定するために有効ポテンシャルを用いる

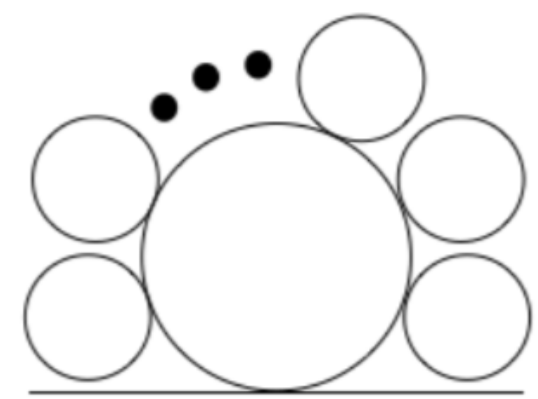
[one-loopの有効ポテンシャルを評価する２つの方法(**gauge dependent**)]

$$V_{\text{eff}}(\varphi,\varphi_S;T) = \underbrace{V_0(\varphi,\varphi_S;T)}_{\text{tree level}} + \sum_i n_i \left[\underbrace{V_{\text{CW}}\left(\bar{m}_i^2\right)}_{\substack{\text{ゼロ温度} \\ \text{one loop}}} + \underbrace{\frac{T^4}{2\pi^2} I_{B,F}\left(\frac{\bar{m}_i^2}{T^2}\right)}_{\substack{\text{有限温度} \\ \text{one loop}}} \right]$$

Daisy resummation: multi-loopを考えると

高温で摂動展開が破綻する

$\rightarrow$ field dependent massを書き換える



Parwani scheme $\bar{m}^2$をthermally corrected FDM $\bar{M}^2$に置き換える

AE scheme $$V_{\text{daisy}}\left(\varphi,\varphi_S;T\right) = \sum_{\substack{i=h_{1,2},\chi \\ W_L,Z_L,\gamma_L}} -n_i \frac{T}{12\pi}\left[\left(\bar{M}_i^2\right)^{3/2} - \left(\bar{m}_i^2\right)^{3/2}\right]$$ を加える

縮退スカラーシナリオにおける相転移

[別の2つの計算方法(**gauge independent**)]

HT potential

$$V^{\mathrm{HT}}(\varphi, \varphi_S; T) = V_0(\varphi, \varphi_S) + \frac{1}{2}\left(\Sigma_H \varphi^2 + \Sigma_S \varphi_S^2\right) T^2$$

Σ_H, Σ_S : higgsとcomplex scalarのtwo-point self energy

* tree levelとthermal massのみ(one loopの寄与を含まない)

PRM scheme

the Nielsen-Fukuda-Kugo (NFK) identity

M. J. Ramsey-Musolf, JHEP 07 (2011), 029.

$$\frac{\partial V_{\mathrm{eff}}(\varphi, \xi)}{\partial \xi} = -C(\varphi, \xi)\frac{\partial V_{\mathrm{eff}}(\varphi, \xi)}{\partial \varphi}$$

$$V_0\left(0, v_{S,\,\mathrm{tree}}^{\mathrm{sym}}\right) + V_1\left(0, v_{S,\,\mathrm{tree}}^{\mathrm{sym}}; T\right) = V_0\left(v_{\mathrm{tree}}, v_{S,\,\mathrm{tree}}\right) + V_1\left(v_{\mathrm{tree}}, v_{S,\,\mathrm{tree}}; T\right)$$

v_C, v_{SC} と v_{SC}^{sym} は V^{HT} を使って計算する

* one loopの寄与を含む

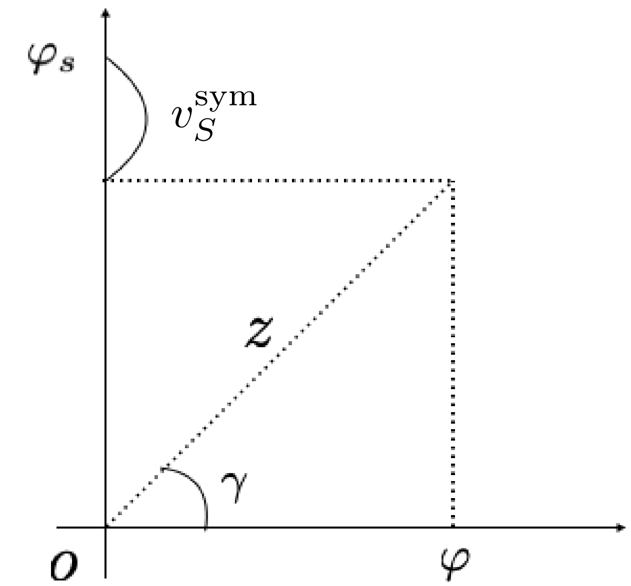
縮退スカラーシナリオにおける相転移

	ゲージ依存性	繰り込み可能性 (tree levelの関係がone loopでも成り立っているか)	One loopの寄与
HT potential	✖		✖
PRM scheme	✖	✖	○
Parwani scheme	○	○	○
AE scheme	○	○	○

縮退スカラーシナリオにおける相転移

２つのスカラー場を極座標表示する

$$\varphi = z\cos\gamma, \varphi_S = z\sin\gamma + v_S^{\rm sym}$$

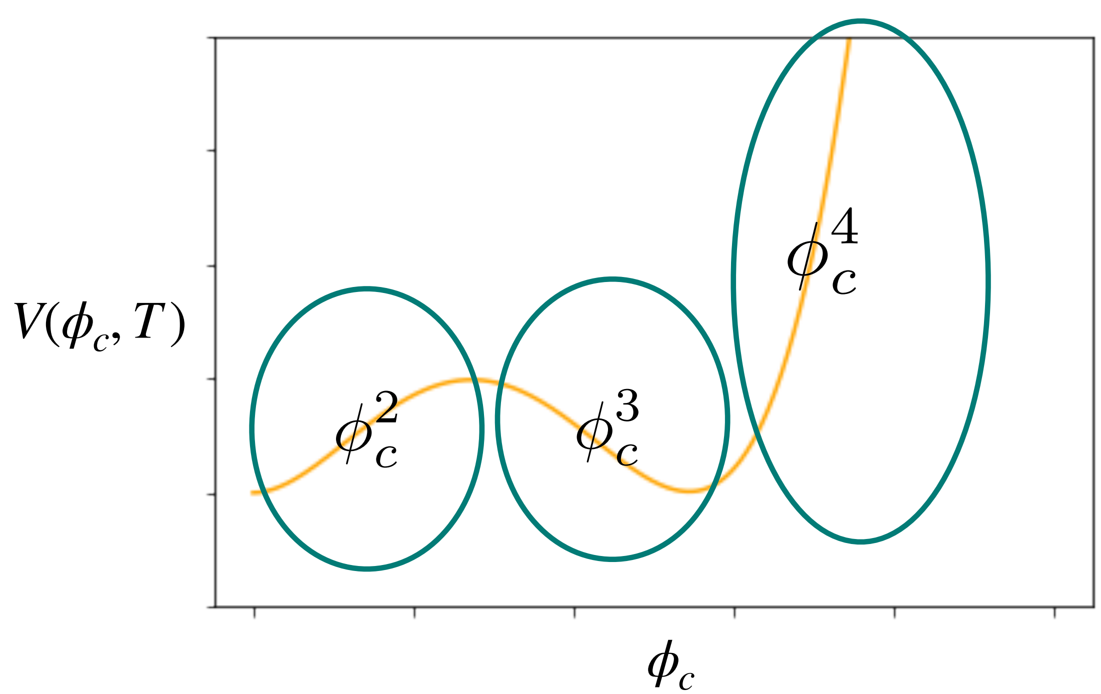


HT potential

$$V^{\rm HT}\left(\varphi, \varphi_S; T\right) = V_0\left(\varphi, \varphi_S\right) + \frac{1}{2}\left(\Sigma_H\varphi^2 + \Sigma_S\varphi_S^2\right)T^2$$

$$\rightarrow \quad V^{\rm HT}(z, \gamma; T) = c_0 + c_1 z + (c_2 + c_2' T^2)z^2 - c_3 z^3 + c_4 z^4$$

cf.) SMの場合　$V\left(\phi_c, T\right) = D\left(T^2 - T_o^2\right)\phi_c^2 - ET\phi_c^3 + \frac{\lambda(T)}{4}\phi_c^4$



1次相転移を起こすには
場の3次の項が必要

縮退スカラーシナリオにおける相転移

一次相転移が起こるとき

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H}\left(-m^2 - \frac{\left(v_{SC}^{\mathrm{sym}}\right)^2}{2}\delta_2\right)},$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2\left(v_{SC}^{\mathrm{sym}}\right)^2}{\lambda}\left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\mathrm{sym}}}\right)}$$

$$v_C = \lim_{T\nearrow T_C} v(T)$$

$$v_{SC} = \lim_{T\nearrow T_C} v_S(T)$$

$$v_{SC}^{\mathrm{sym}} = \lim_{T\searrow T_C} v_S(T)$$

SFOEWPTの条件

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

縮退スカラーシナリオにおける相転移

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

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H}\left(-m^2 - \frac{\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^2}{2}\delta_2\right)},$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^2}{\lambda}\left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\text{sym}}}\right)}$$

SFOEWPTの条件

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

$\boxed{\text{About } T_C}$ T_C → 小さい, δ_2→ 正かつ大きい

$$\delta_2 = \frac{2}{v v_S}\left(m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2\right)\sin\alpha\cos\alpha$$

v_S → 小さい, α → 最大角 $\frac{\pi}{4}$

縮退スカラーシナリオにおける相転移

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

$$\boxed{T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H}\left(-m^2 - \frac{\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^2}{2}\delta_2\right)},}$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^2}{\lambda}\left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\text{sym}}}\right)}$$

SFOEWPTの条件

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

About T_C

$T_C \to$ 小さい, $\delta_2 \to$ 正かつ大きい

$$\delta_2 = \frac{2}{v v_S}\left(m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2\right)\sin\alpha\cos\alpha$$

$v_S \to$ 小さい, $\alpha \to$ 最大角 $\frac{\pi}{4}$

縮退スカラーシナリオにおける相転移

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

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H}\left(-m^2 - \frac{\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^2}{2}\delta_2\right)},$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^2}{\lambda}\left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\text{sym}}}\right)}$$

SFOEWPTの条件

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

$\boxed{\text{About } v_C}$ $v_C \to$ 大きい、$(v_{SC}^{\text{sym}})^2\,(1 - v_{SC}/v_{SC}^{\text{sym}})$ は増幅因子

$$\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^3 + A v_{SC}^{\text{sym}} + B = 0$$

$$A = 2\left(b_1 + b_2 + 2\Sigma_S\right)/d_2$$

$$B = 4\sqrt{2}a_1/d_2$$

v_{SC}^{sym} は$1/\sqrt{d_2}$によってスケールされる $\therefore d_2 \to$ small

$$d_2 = \frac{2}{v_S^2}\left[m_{h_1}^2 + \left(m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2\right)\cos^2\alpha + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}\right] \simeq \frac{2}{v_S^2}\left[m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}\right]$$

$a_1 < 0$

縮退スカラーシナリオにおける相転移

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

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H}\left(-m^2 - \frac{(v_{SC}^{\text{sym}})^2}{2}\delta_2\right)},$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2}{\lambda}\boxed{(v_{SC}^{\text{sym}})^2\left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\text{sym}}}\right)}}$$

SFOEWPTの条件

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

$\boxed{\text{About } v_C}$

$v_C \to$ 大きい、$\boxed{(v_{SC}^{\text{sym}})^2\left(1 - v_{SC}/v_{SC}^{\text{sym}}\right)}$は増幅因子

$$(v_{SC}^{\text{sym}})^3 + Av_{SC}^{\text{sym}} + B = 0$$

$$A = 2\left(b_1 + b_2 + 2\Sigma_S\right)/d_2$$

$$B = 4\sqrt{2}a_1/d_2$$

v_{SC}^{sym} は$1/\sqrt{d_2}$によってスケールされる $\therefore d_2 \to$ small

$$d_2 = \frac{2}{v_S^2}\left[m_{h_1}^2 + (m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2)\cos^2\alpha + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}\right] \simeq \frac{2}{v_S^2}\left[m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}\right] \qquad a_1 < 0$$

縮退スカラーシナリオにおける相転移

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

$$T_C \simeq \sqrt{\frac{1}{2\Sigma_H}\left(-m^2 - \frac{\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^2}{2}\delta_2\right)},$$

$$v_C \simeq \sqrt{\frac{2\delta_2 \boxed{\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^2}}{\lambda}\boxed{\left(1 - \frac{v_{SC}}{v_{SC}^{\text{sym}}}\right)}}$$

SFOEWPTの条件

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

About v_C　　$v_C \rightarrow$ 大きい、$\boxed{\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^2\left(1 - v_{SC}/v_{SC}^{\text{sym}}\right)}$は増幅因子

$$\left(v_{SC}^{\text{sym}}\right)^3 + A v_{SC}^{\text{sym}} + B = 0$$

$$A = 2\left(b_1 + b_2 + 2\Sigma_S\right)/d_2$$

$$B = 4\sqrt{2}a_1/d_2$$

v_{SC}^{sym} は$1/\sqrt{d_2}$によってスケールされる　$\therefore d_2 \rightarrow$ small

$$d_2 = \frac{2}{v_S^2}\left[m_{h_1}^2 + \left(m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2\right)\cos^2\alpha + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}\right] \simeq \frac{2}{v_S^2}\left[m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}\right] \qquad a_1 < 0$$

(1) 正かつ大きな δ_2　　$\therefore |\alpha| \simeq \frac{\pi}{4}$ and $v_S < 1$ GeV

(2) 小さな d_2　　$\therefore a_1 < 0$ かつ 適当な値

縮退スカラーシナリオにおける相転移

パラメーターに課されるその他の制限

・(v, v_S)で与えられるEW vacuumと $(0, v_S^{\rm sym})$ で与えられるlocal vacuum間のエネルギー差

$$
\begin{aligned}
\Delta E =& V_0\left(0, v_S^{\rm sym}\right) - V_0\left(v, v_S\right) \\
=& \sqrt{2} a_1\left(v_S^{\rm sym} - v_S\right) + \frac{1}{4}\left(b_1 + b_2\right)\left(\left(v_S^{\rm sym}\right)^2 - v_S^2\right) + \frac{d_2}{16}\left(\left(v_S^{\rm sym}\right)^4 - v_S^4\right) \\
& - \frac{m^2}{4} v^2 - \frac{\lambda}{16} v^4 - \frac{\delta_2}{8} v^2 v_S^2 \qquad > 0
\end{aligned}
$$

$\delta_2 \gg 1,\ d_2 \ll 1$のとき$\Delta E$ は負になってしまう → δ_2には上限、d_2には下限が存在する

・ポテンシャルが負に落ち込まない　$\lambda > 0, d_2 > 0, \lambda d_2 > \delta_2^2$

・真空の安定性

$$
\lambda\left(d_2 + \frac{2\sqrt{2}\left|a_1\right|}{v_S^3}\right) > \delta_2^2
$$

・摂動論からの要請

$$
\lambda \leqq \frac{16}{3}\pi, d_2 \leqq \frac{16}{3}\pi
$$

数値計算

2つのベンチマークポイント

Inputs	v [GeV]	m_{h_1} [GeV]	m_{h_2} [GeV]	α [rad]	a_1 [GeV^3]	v_S [GeV]	m_χ [GeV]
BP1	246.22	125	124	$\pi/4$	-6576.17	0.6	62.5
BP2	246.22	125	126	$-\pi/4$	-6682.25	0.6	62.5

Outputs	m^2 [GeV^2]	b_1 [GeV^2]	b_2 [GeV^2]	λ	a_1 [GeV^3]	d_2	δ_2
BP1	$-(124.5)^2$	$-(107.7)^2$	$-(178.0)^2$	0.511	-6576.17	1.77	1.69
BP2	$-(125.5)^2$	$-(108.8)^2$	$-(178.4)^2$	0.520	-6682.25	1.70	1.59

BP1におけるDMの残存量$\Omega_\chi h^2$ と DM-核子散乱断面積 σ_{SI} を計算する。

(しばらくの間、m_χ は変数として扱う)

数値計算

2つのベンチマークポイント

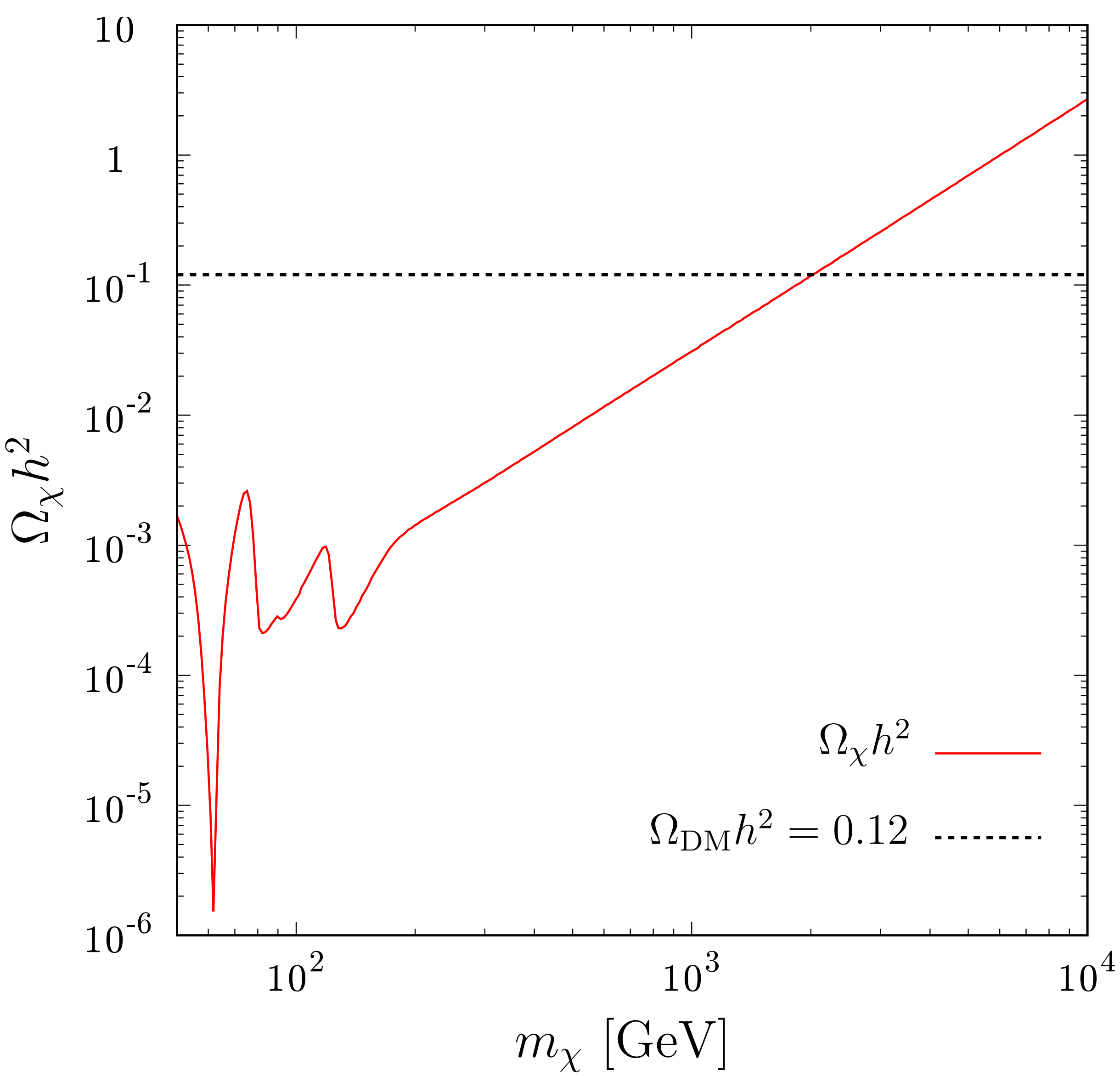
Inputs	v [GeV]	m_{h_1} [GeV]	m_{h_2} [GeV]	α [rad]	a_1 [GeV^3]	v_S [GeV]	m_χ [GeV]
BP1	246.22	125	124	$\pi/4$	-6576.17	0.6	Variable
BP2	246.22	125	126	$-\pi/4$	-6682.25	0.6	Variable

Outputs	m^2 [GeV^2]	b_1 [GeV^2]	b_2 [GeV^2]	λ	a_1 [GeV^3]	d_2	δ_2
BP1	$-(124.5)^2$	$-(107.7)^2$	$-(178.0)^2$	0.511	-6576.17	1.77	1.69
BP2	$-(125.5)^2$	$-(108.8)^2$	$-(178.4)^2$	0.520	-6682.25	1.70	1.59

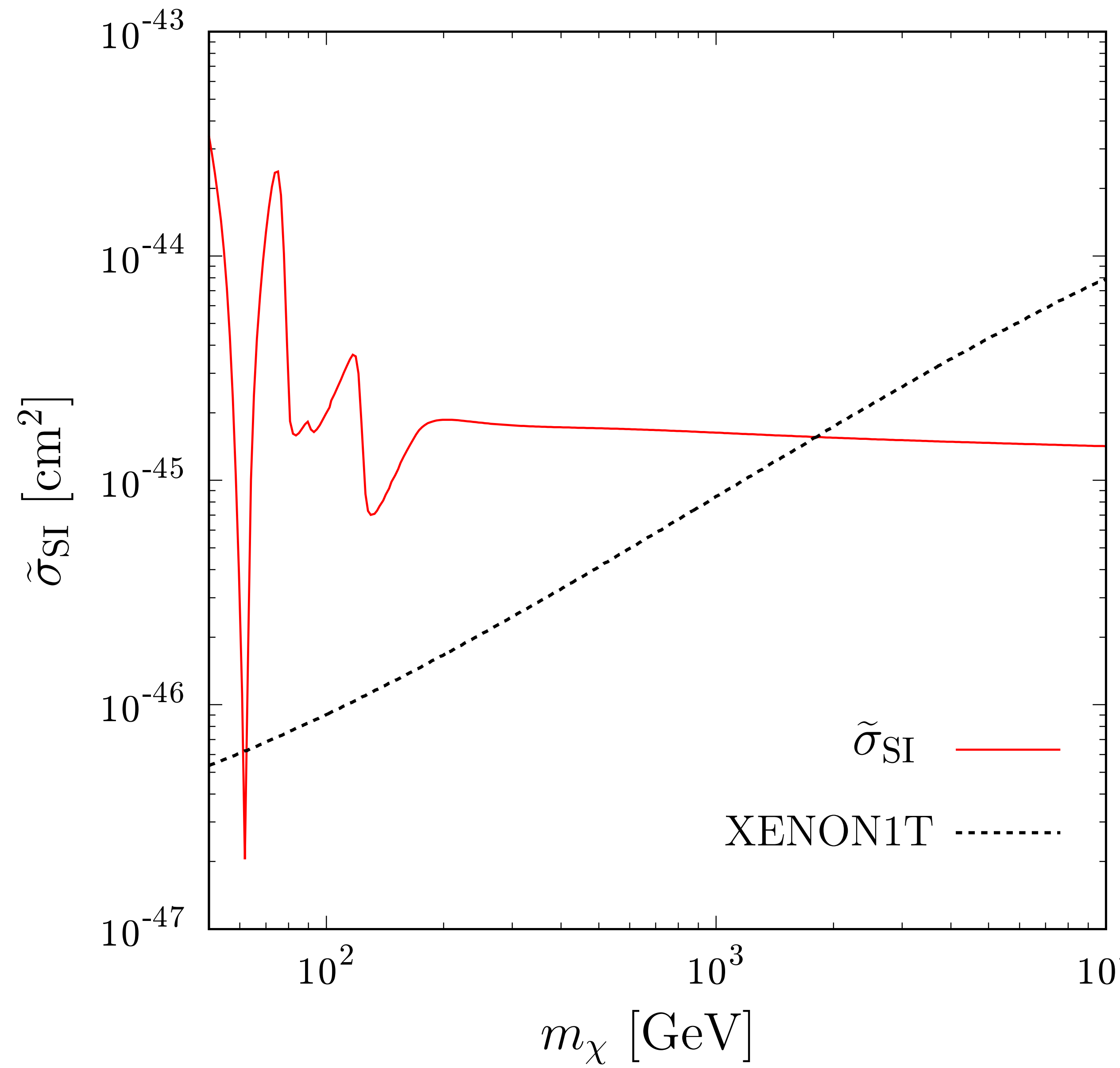
BP1におけるDMの残存量$\Omega_\chi h^2$ と DM-核子散乱断面積 $\sigma_{\rm SI}$ を計算する。

(しばらくの間、m_χ は変数として扱う)

数値計算

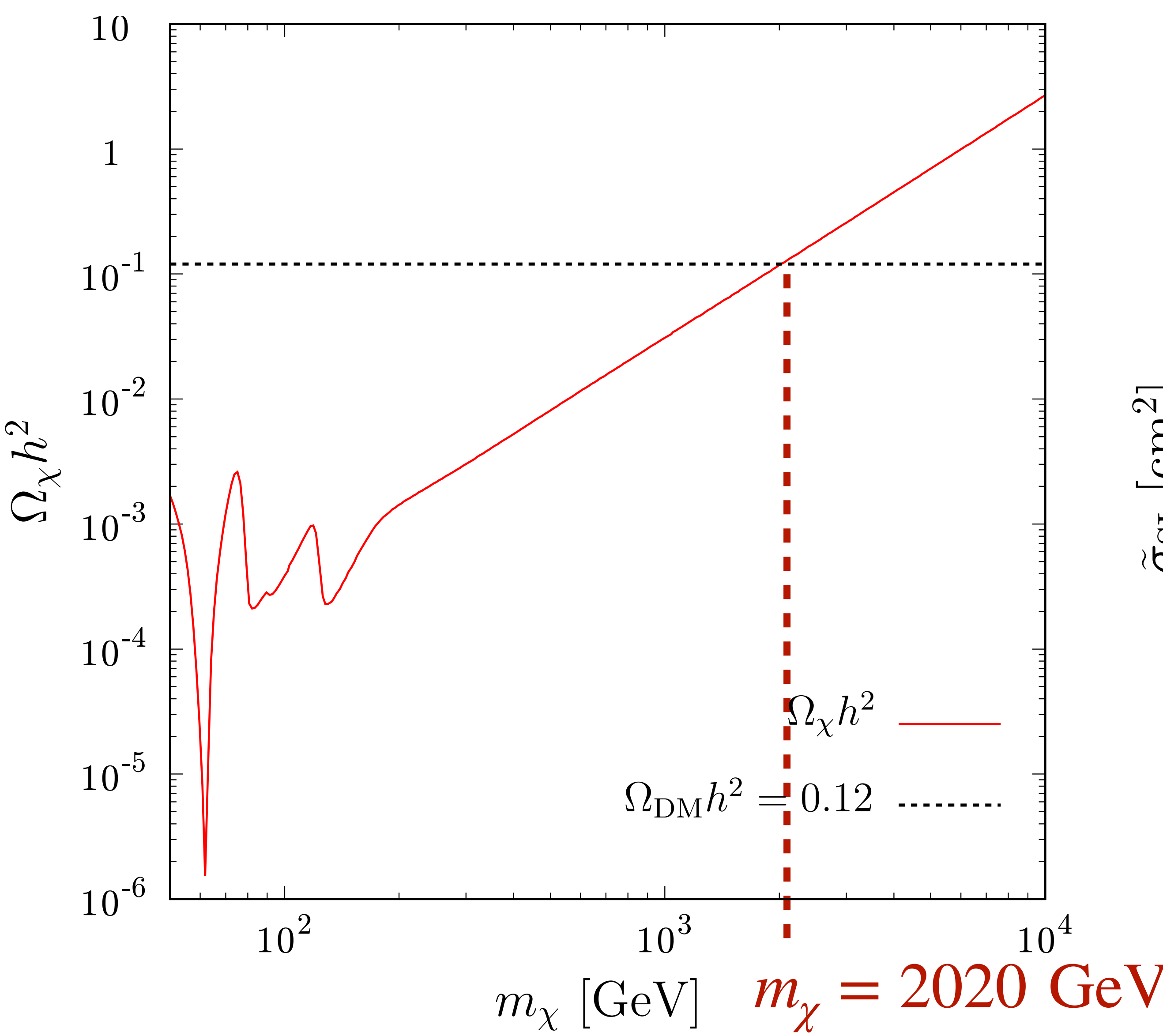


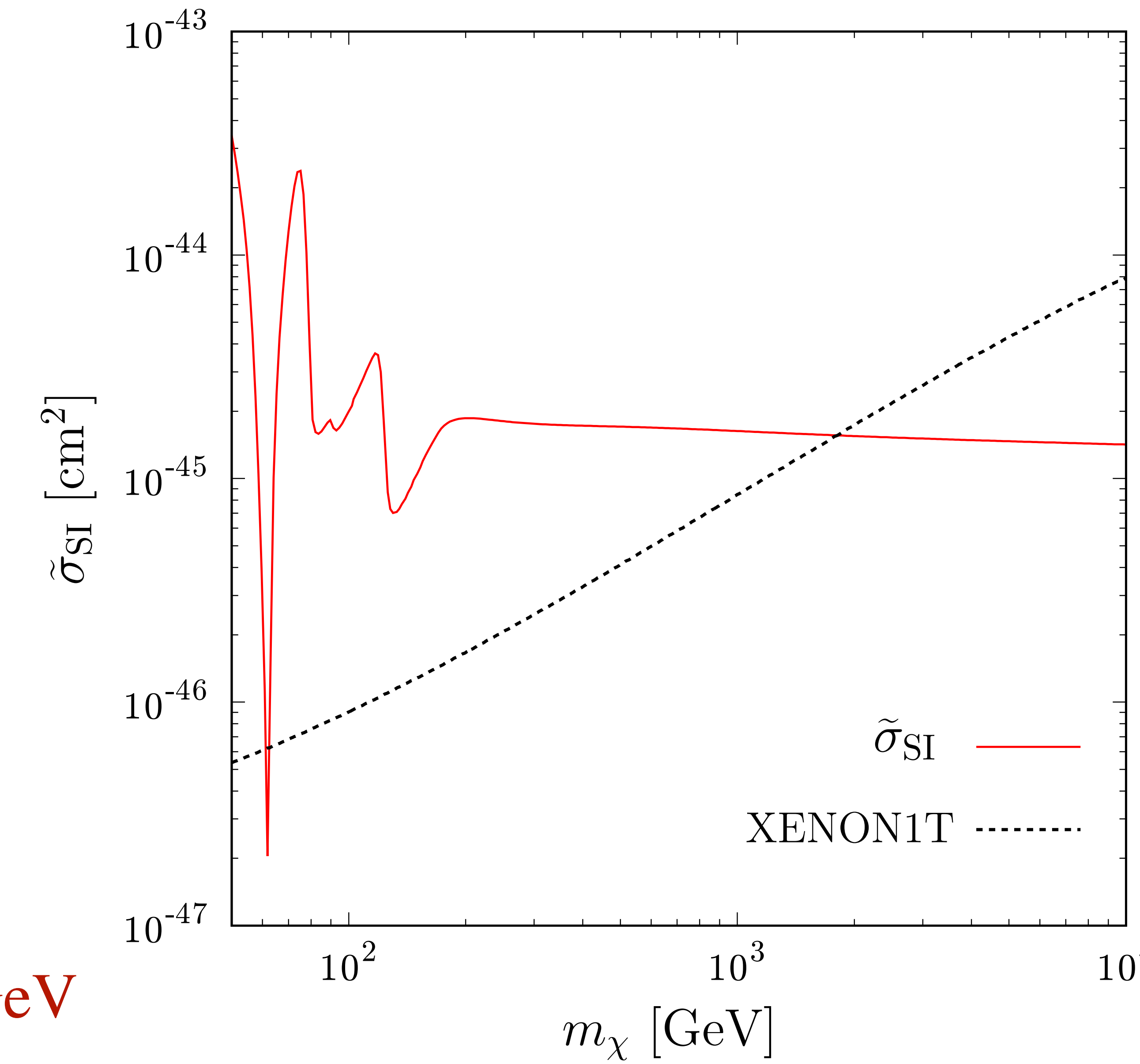
DM残存量 $\Omega_\chi h^2$



DM-核子散乱断面積 $\sigma_{\rm SI}$

数値計算

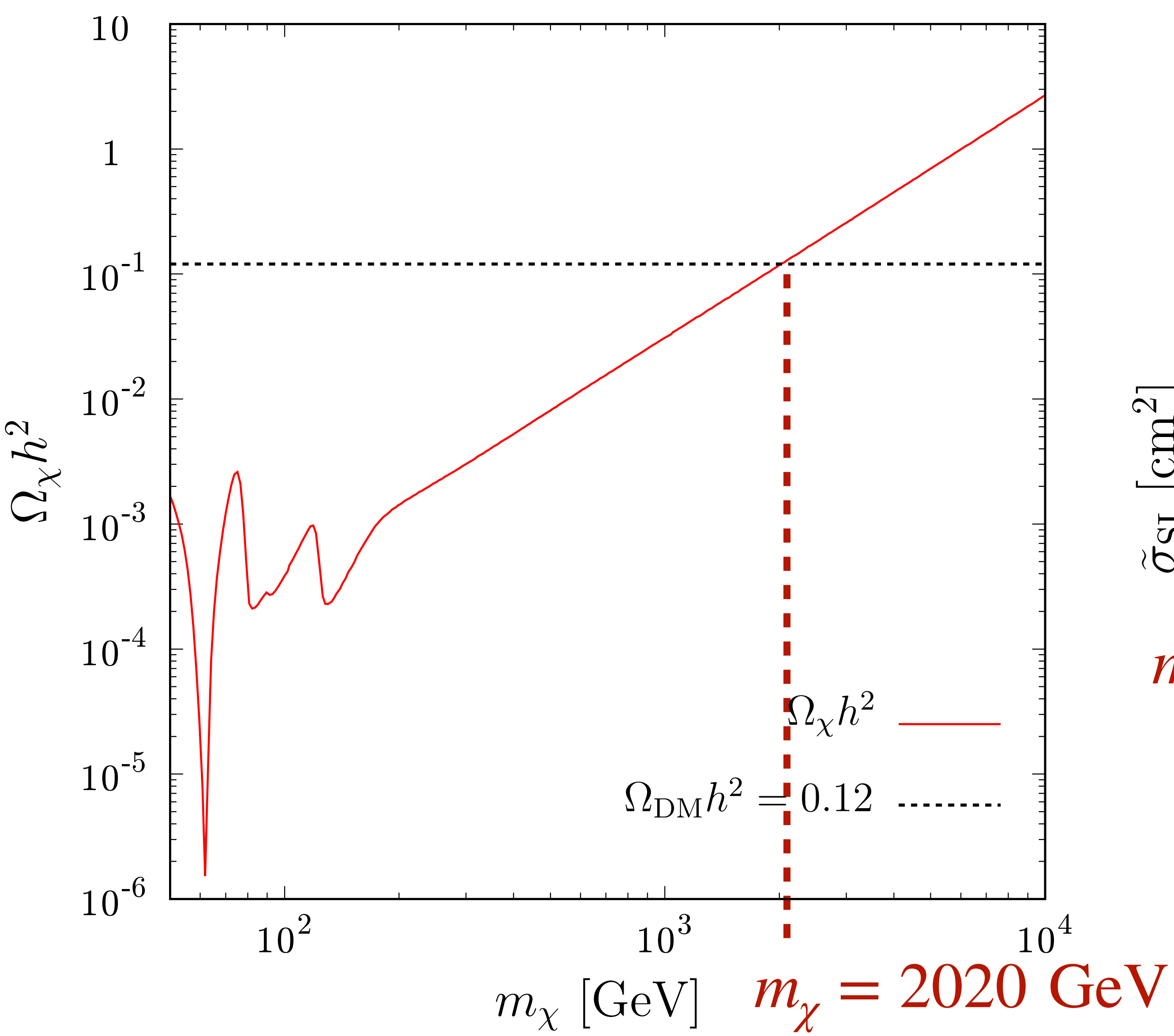




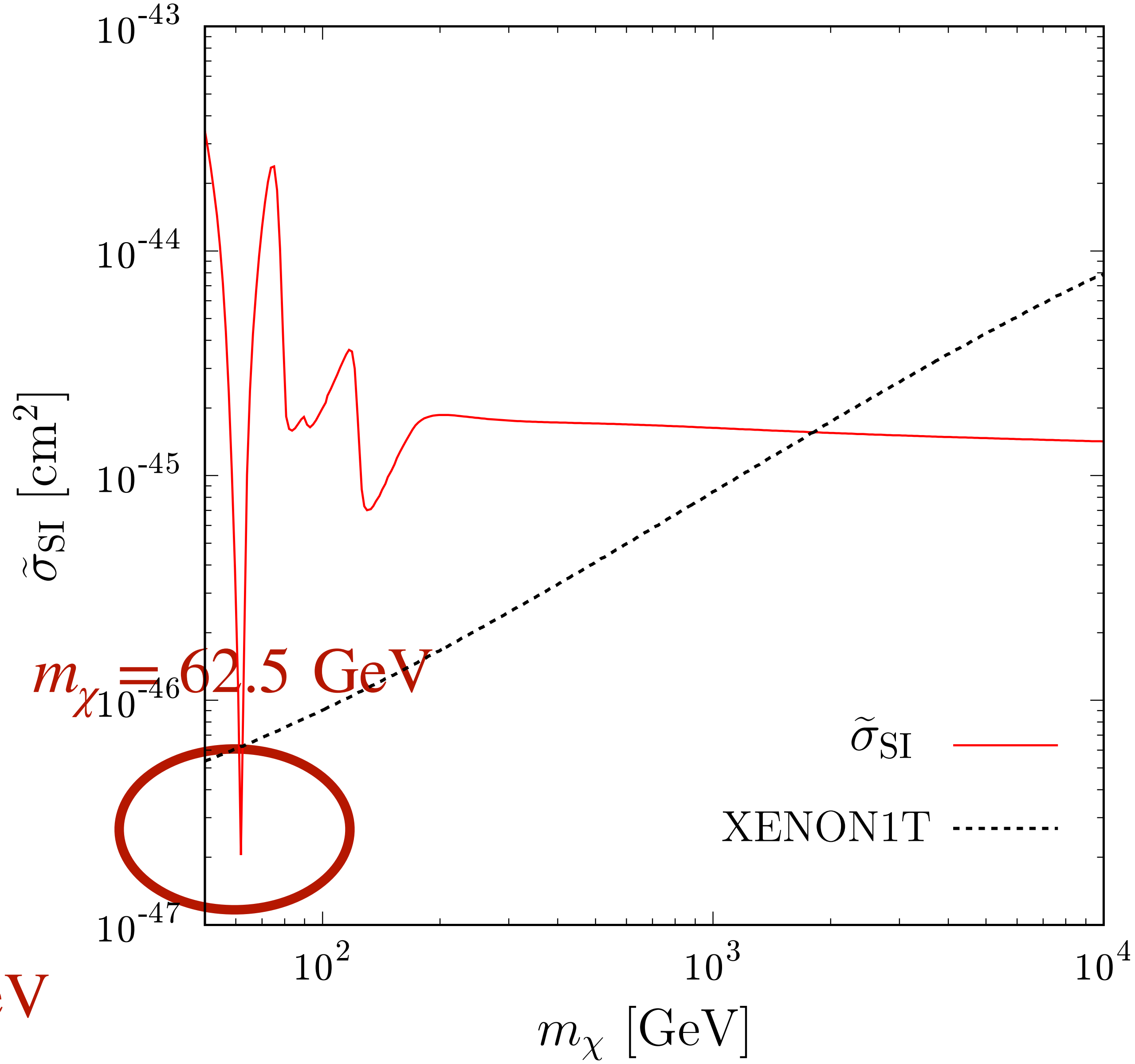
DM残存量 $\Omega_\chi h^2$

DM-核子散乱断面積 $\sigma_{\rm SI}$

数値計算

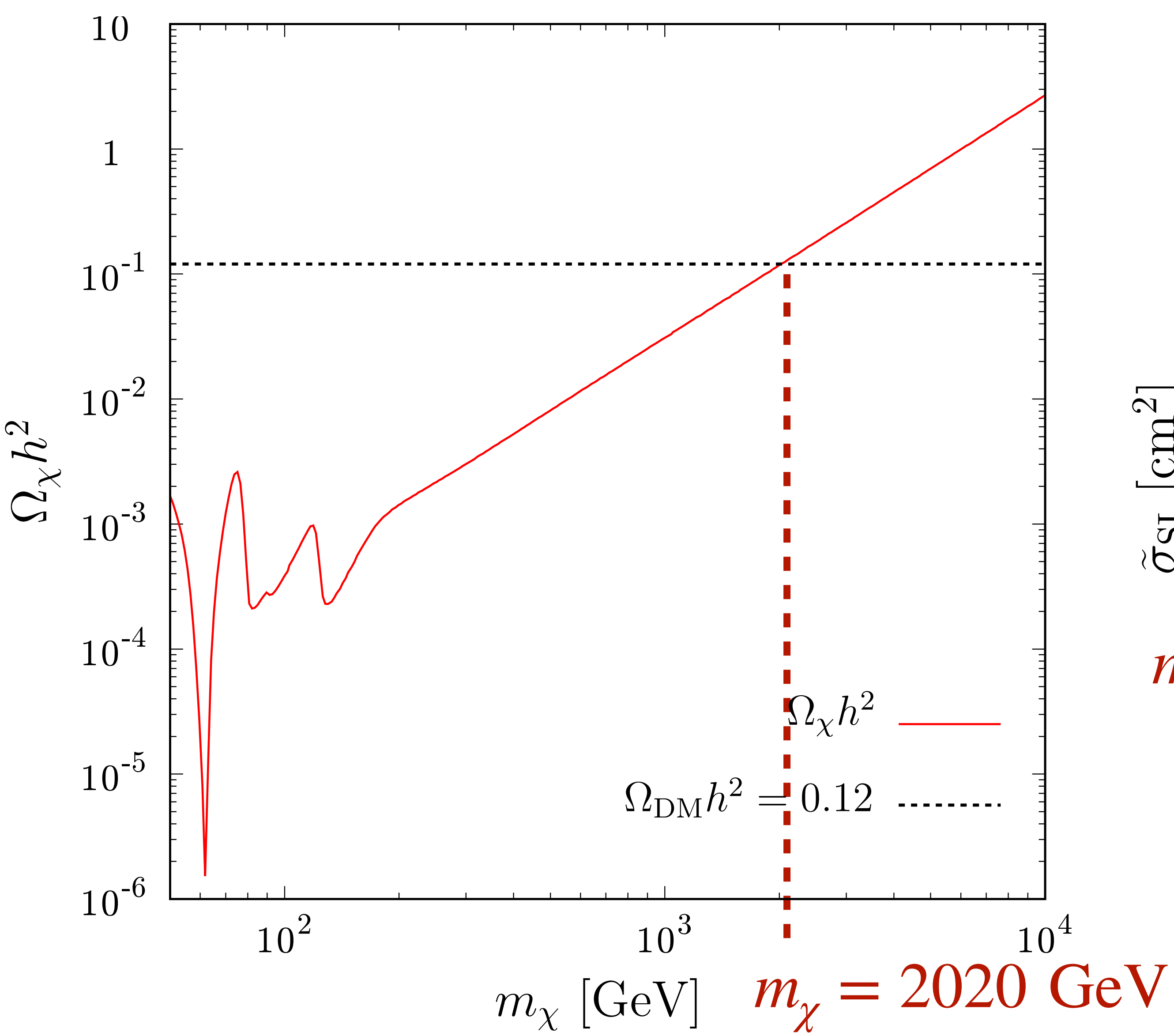


DM残存量 $\Omega_\chi h^2$

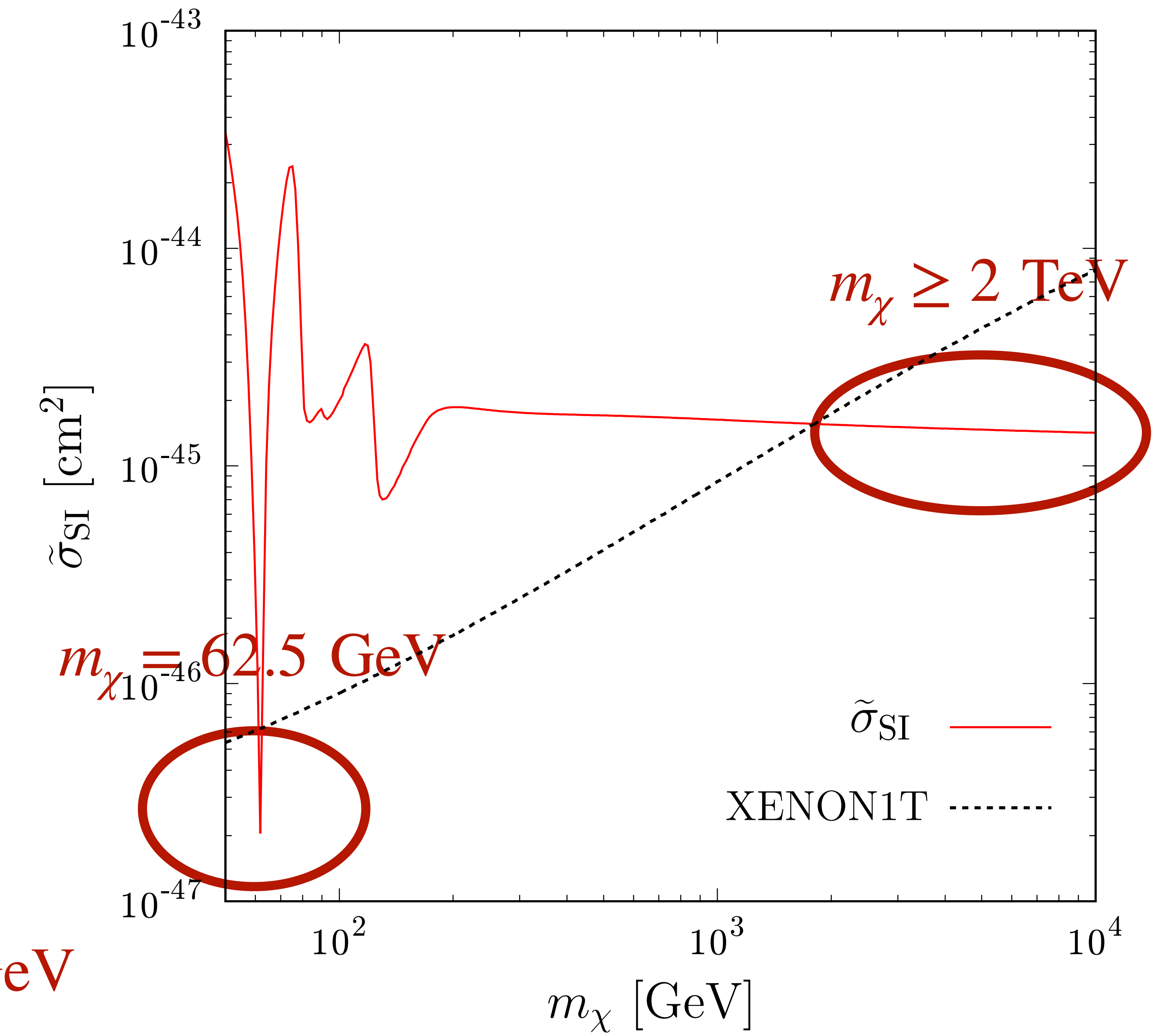


DM-核子散乱断面積 $\sigma_{\rm SI}$

数値計算

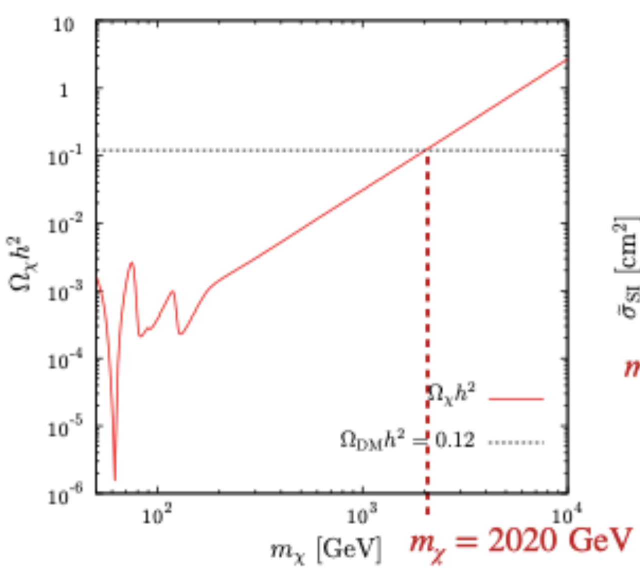


DM残存量 $\Omega_\chi h^2$

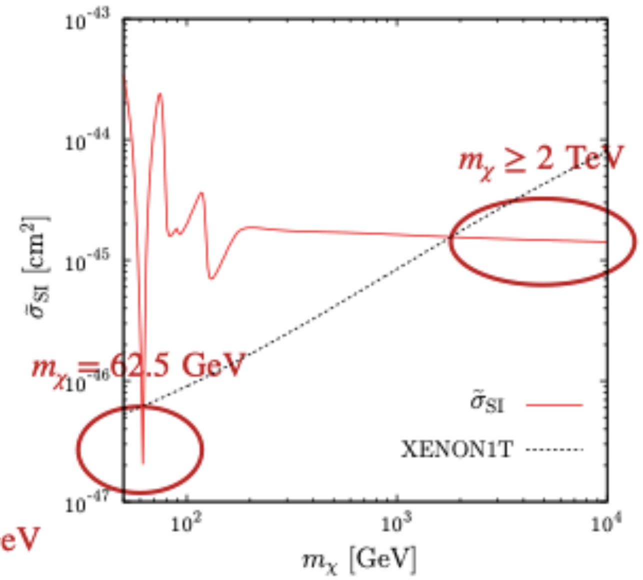


DM-核子散乱断面積 $\sigma_{\rm SI}$

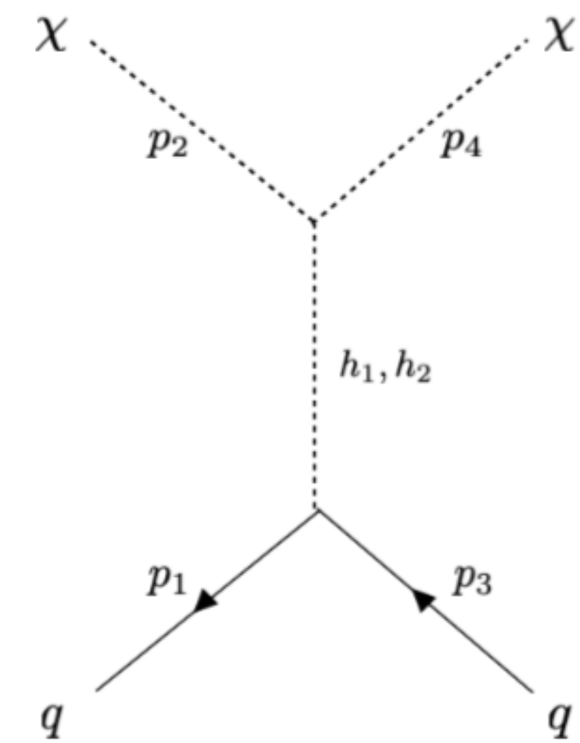
数値計算



DM残存量 $\Omega_\chi h^2$



DM-核子散乱断面積 $\sigma_{\rm SI}$



DM χ とクォークq の散乱

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

$$\delta_2 = \frac{2}{v v_S}\left(m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2\right)\sin\alpha\cos\alpha$$

SFOEWPT

$\delta_2 \to$ 大

$v_S \to$ 小

(1 GeV以下)

縮退スカラーシナリオにおける抑制メカニズム：

適度な大きさを持つ v_S に対して、$m_{h_1} \simeq m_{h_2}$ による δ_2 の抑制

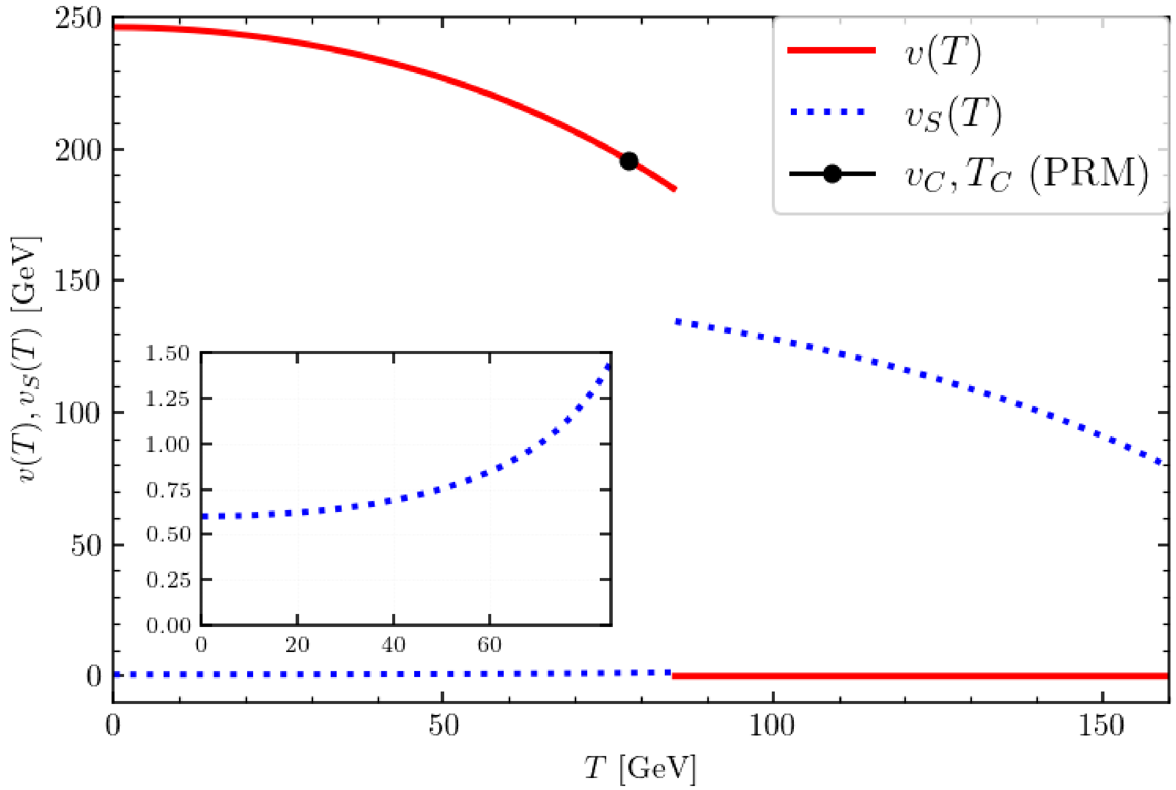
SFOEWPTの条件は抑制メカニズムと相反する

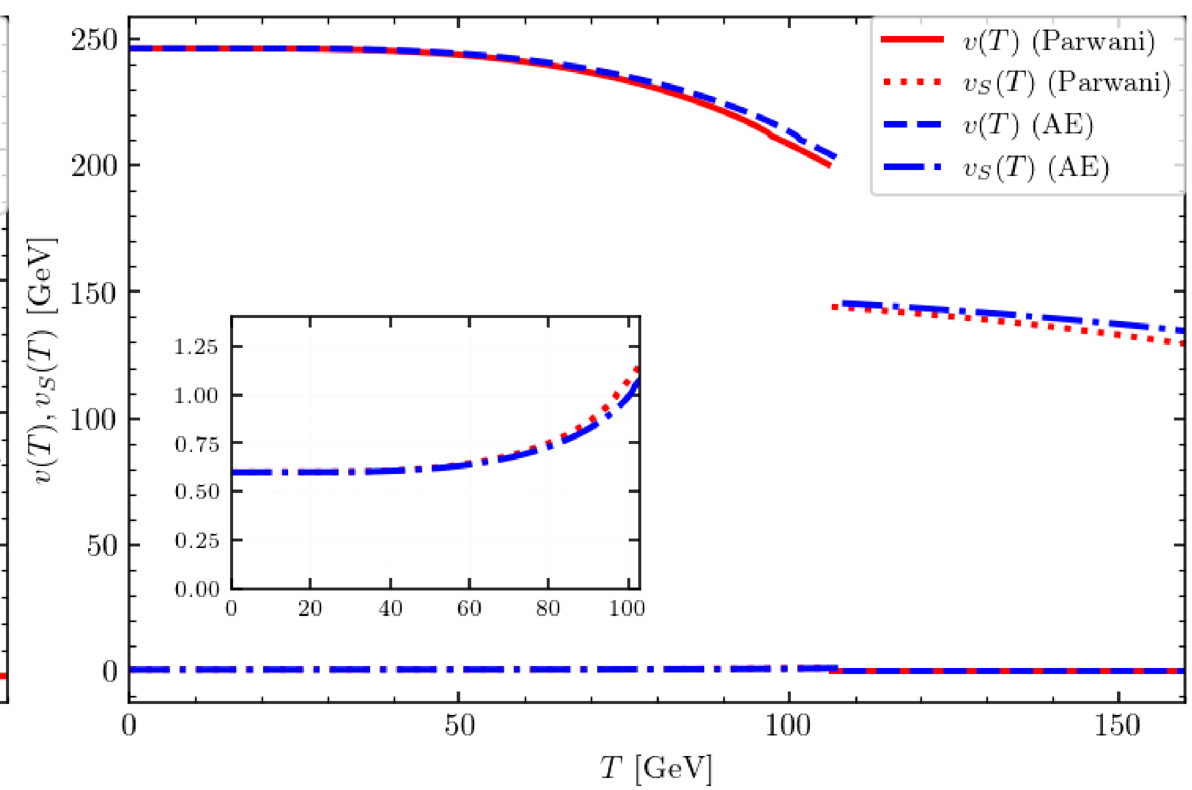
数値計算

HT/PRM

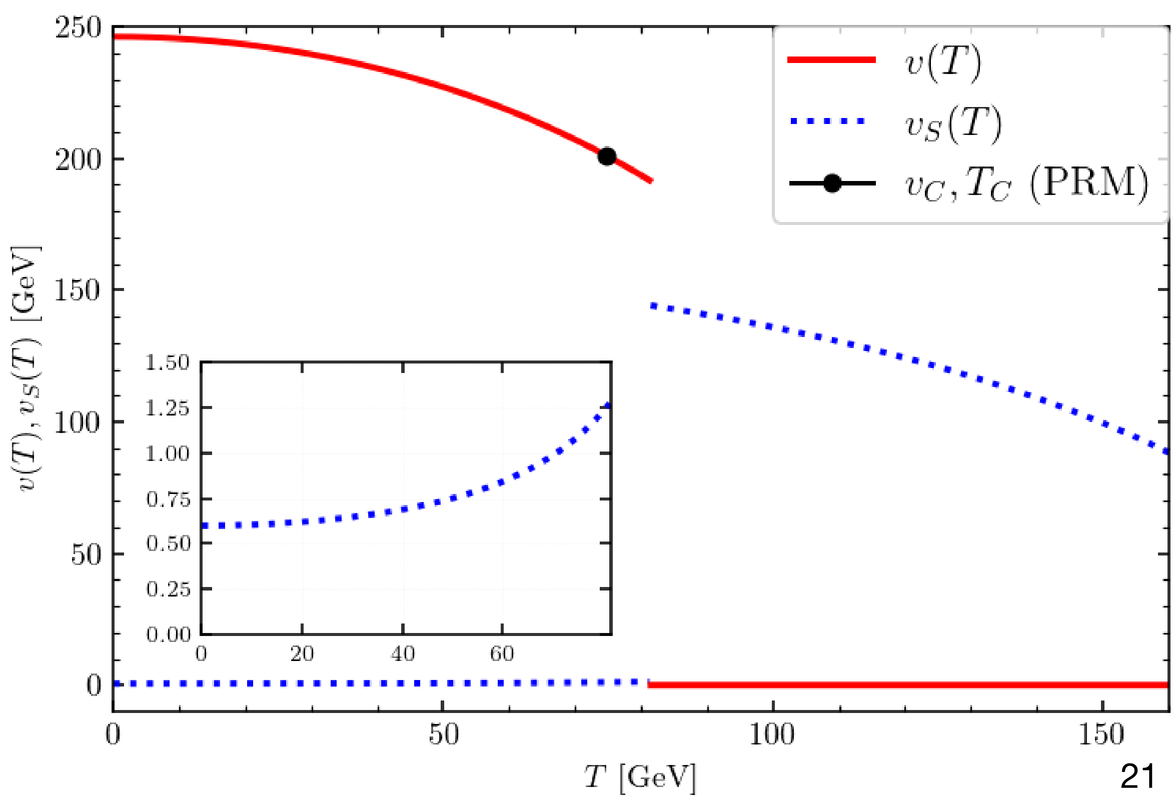
Parwani/AE

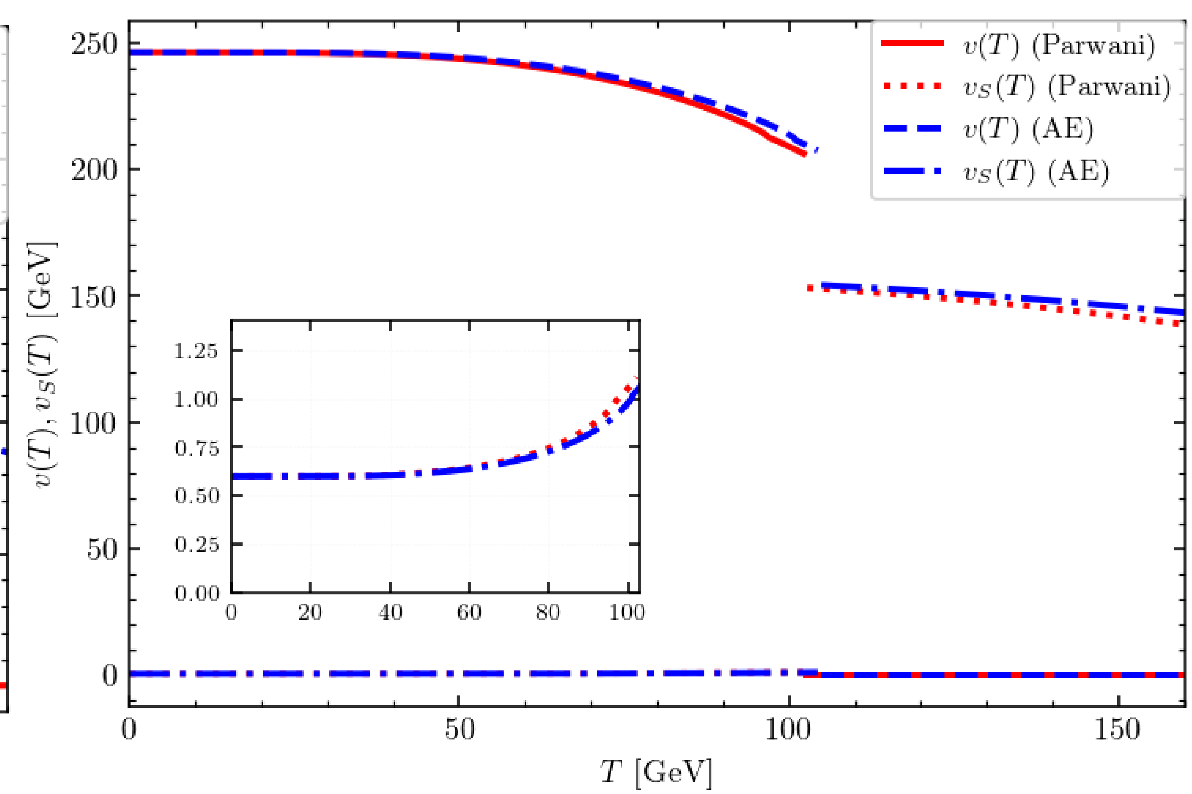
BP1



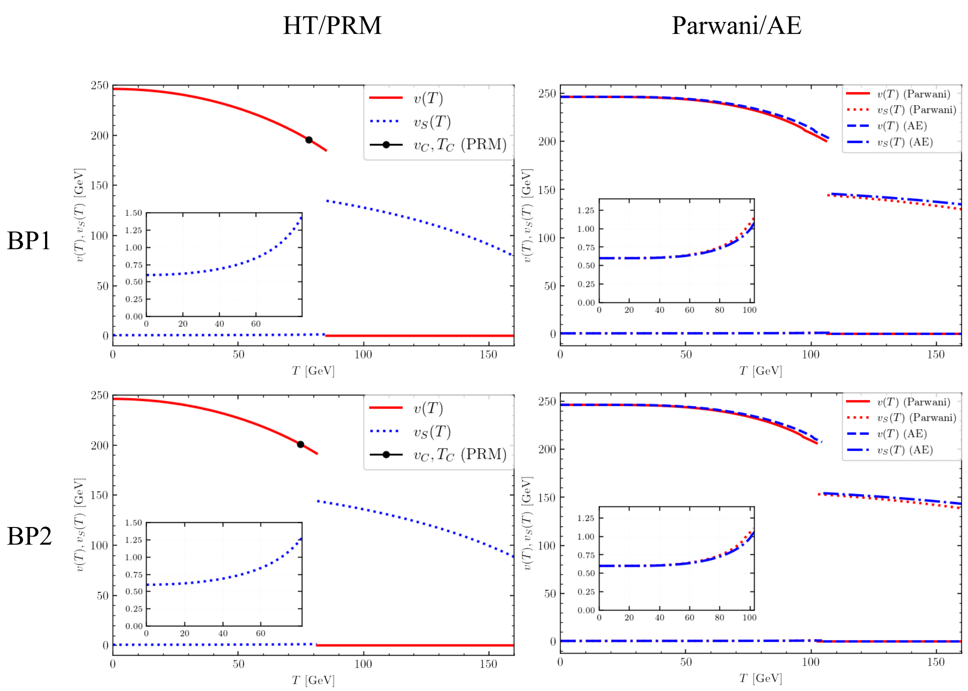


BP2





数値計算



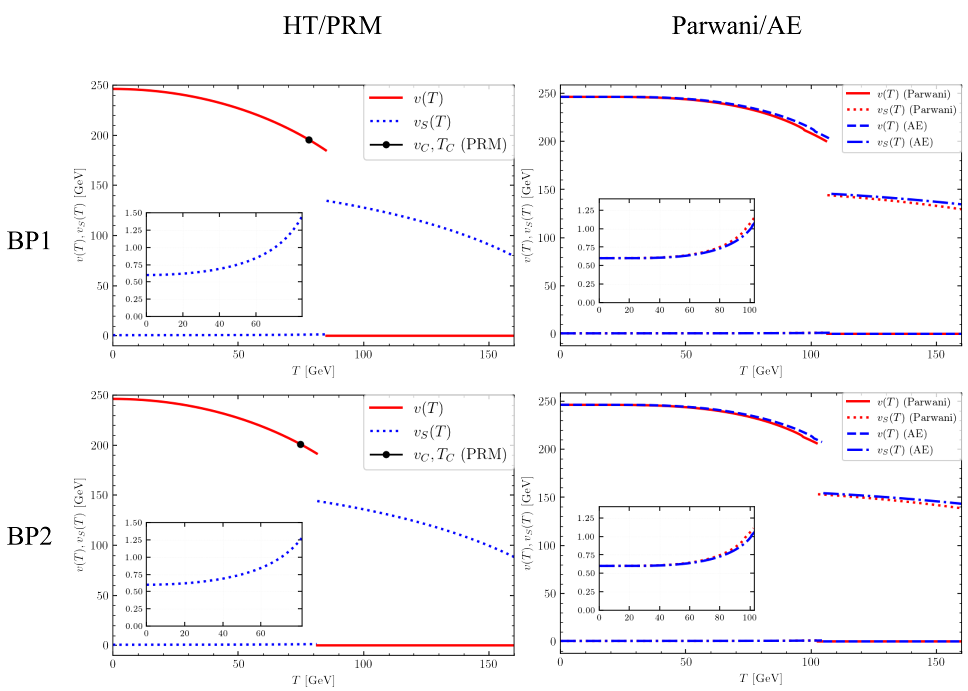
例) BP1

	BP1			
Scheme	HT	PRM	Parwani	AE
v_C/T_C	$\frac{184.4}{85.3} = 2.2$	$\frac{195.6}{78.2} = 2.5$	$\frac{201.5}{106.8} = 1.9$	$\frac{202.7}{107.8} = 1.9$
v_{SC} [GeV]	1.5	1.2	1.2	1.2
v_{SC}^{sym} [GeV]	134.6	137.3	144.8	145.3

BP2で得られる結果もBP1で得られるものと同じ

縮退スカラーシナリオにおける強い電弱一次相転移は
$m_{h_1} > m_{h_2}$ と $m_{h_1} < m_{h_2}$ の場合も起こることが分かった

数値計算



例) BP1

	BP1			
Scheme	HT	PRM	Parwani	AE
v_C/T_C	$\frac{184.4}{85.3} = 2.2$	$\frac{195.6}{78.2} = 2.5$	$\frac{201.5}{106.8} = 1.9$	$\frac{202.7}{107.8} = 1.9$
v_{SC} [GeV]	1.5	1.2	1.2	1.2
$v_{SC}^{\rm sym}$ [GeV]	134.6	137.3	144.8	145.3

Strong 1st PT !

BP2で得られる結果もBP1で得られるものと同じ

縮退スカラーシナリオにおける強い電弱一次相転移は
$m_{h_1} > m_{h_2}$ と $m_{h_1} < m_{h_2}$ の場合も起こることが分かった

数値計算

可能なDM質量領域: $m_\chi = 62.5$ GeV, $\underline{2 \text{ TeV}}$

$m_\chi = 2$ TeVのとき、HT, Parwani, AEスキームでは一次相転移となるが、PRMスキームのときはそうならない。

$$V_0\left(0, v_{S,\ \text{tree}}^{\text{sym}}\right) + V_1\left(0, v_{S,\ \text{tree}}^{\text{sym}}\ ; T\right) = V_0\left(v_{\text{tree}}\ , v_{S,\ \text{tree}}\ \right) + V_1\left(v_{\text{tree}}\ , v_{S,\ \text{tree}}\ ; T\right)$$

ゼロ温度で右辺が左辺より低くならないといけない

そうでないと、T_C が定義されるような縮退点が生まれない

Ex) BP1

$m_\chi \gtrsim 700$ GeVのとき、右辺が左辺を上回ってしまう

→ Higher orderの寄与を含めればDM質量へのバウンドは緩和されるかもしれない

まとめ

DMを記述するモデルとしてCxSMを導入し、バリオン非対称性を説明する強い一次相転移の観点から議論した。

δ_2 の小ささによって引き起こされる σ_{SI} の抑制を解析的に示した。

これには、2つのスカラーの質量差とsinglet vevの比が重要であり、強い電弱一次相転移の必要条件の1つに抵触する。

また、数値解析の結果、2つのスカラーの質量が縮退していても、σ_{SI} が抑制されないことを確認した。一方で、 $m_\chi = 62.5\ \mathrm{GeV}$ と $2\ \mathrm{TeV}$ 付近にはまだ許される領域が存在していた。

4つの異なる計算方式(HT, PRM, Parwani, AE)を用いて、$m_\chi = 62.5\ \mathrm{GeV}$におけるEWPTを解析した。その結果、すべての計算で強い電弱一次相転移を得た。

今後の展望

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

今のモデルではDMの安定性を
CP対称性により保証している
→ 破れた場合どうなるか

CP対称性の破り方

① spontaneous CP violation

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

a_1, b_1, v_S : complex

② explicit CP violation

$$+(\text{coeff.})\bar{t}_L \gamma_5 t_R H S + \text{h.c.}$$

調べたいこと
1. DMは十分長寿命か
2. EDMのboundはどうなるか
3. 強い電弱一次相転移が起こるか

Back up

CxSM

The general scalar potential

$$V = \frac{m^2}{2}|H|^2 + \frac{\lambda}{4}|H|^4 + \frac{\delta_2}{2}|H|^2|S|^2 + \frac{b_2}{2}|S|^2 + \frac{d_2}{4}|S|^4$$
$$+ \left(a_1 S + \frac{\delta_1}{4}|H|^2 S + \frac{\delta_3}{4}|H|^2 S^2 + \frac{b_1}{4}S^2 + \frac{c_1}{6}S^3 + \frac{c_2}{6}S|S|^2 + \frac{d_1}{8}S^4 + \frac{d_3}{8}S^2|S|^2 + \text{ c.c. } \right)$$

The minimalization condition

$$-m^2 = \frac{\lambda}{2}v^2 + \frac{\delta_2}{2}v_S^2,$$
$$-b_2 = \frac{\delta_2}{2}v^2 + \frac{d_2}{2}v_S^2 + b_1 + 2\sqrt{2}\frac{a_1}{v_S}$$

Mixing angle α

$$\tan 2\alpha = 2\frac{\frac{\delta_2}{2}vv_S}{\frac{\lambda}{2}v^2 - \Lambda^2}, \quad \cos 2\alpha = \frac{\frac{\lambda}{2}v^2 - \Lambda^2}{m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2}$$

$$\Lambda^2 \equiv \frac{d_2}{2}v_S^2 - \sqrt{2}\frac{a_1}{2v_S}$$

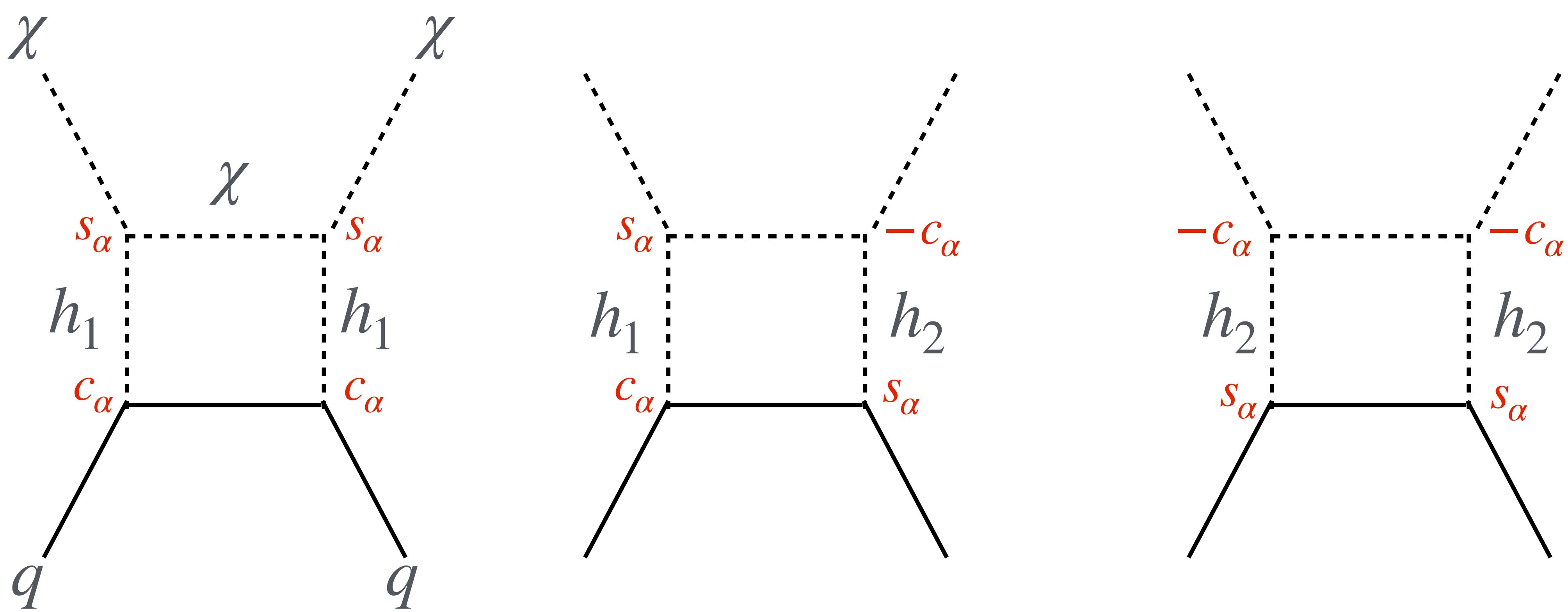
Mass eigenvalues

$$m_{h_1,h_2}^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{2}v^2 + \Lambda^2 \mp \frac{\frac{\lambda}{2}v^2 - \Lambda^2}{\cos 2\alpha}\right)$$
$$= \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{2}v^2 + \Lambda^2 \mp \sqrt{\left(\frac{\lambda}{2}v^2 - \Lambda^2\right)^2 + 4\left(\frac{\delta_2}{2}vv_S\right)^2}\right)$$

縮退スカラーシナリオ

Degenerate scalar scenario@ one-loop   Azevedo etal., 1801.06105

$$\sigma_{\chi N}^{\rm NLO} = \sin 2\alpha \left(\frac{\mu_{\chi N} f_N m_N}{m_{h_1} m_{h_2}}\right)^2 \frac{\boxed{m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2}}{v^3 v_S^3} \times \text{loop func.} \qquad \propto m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2$$



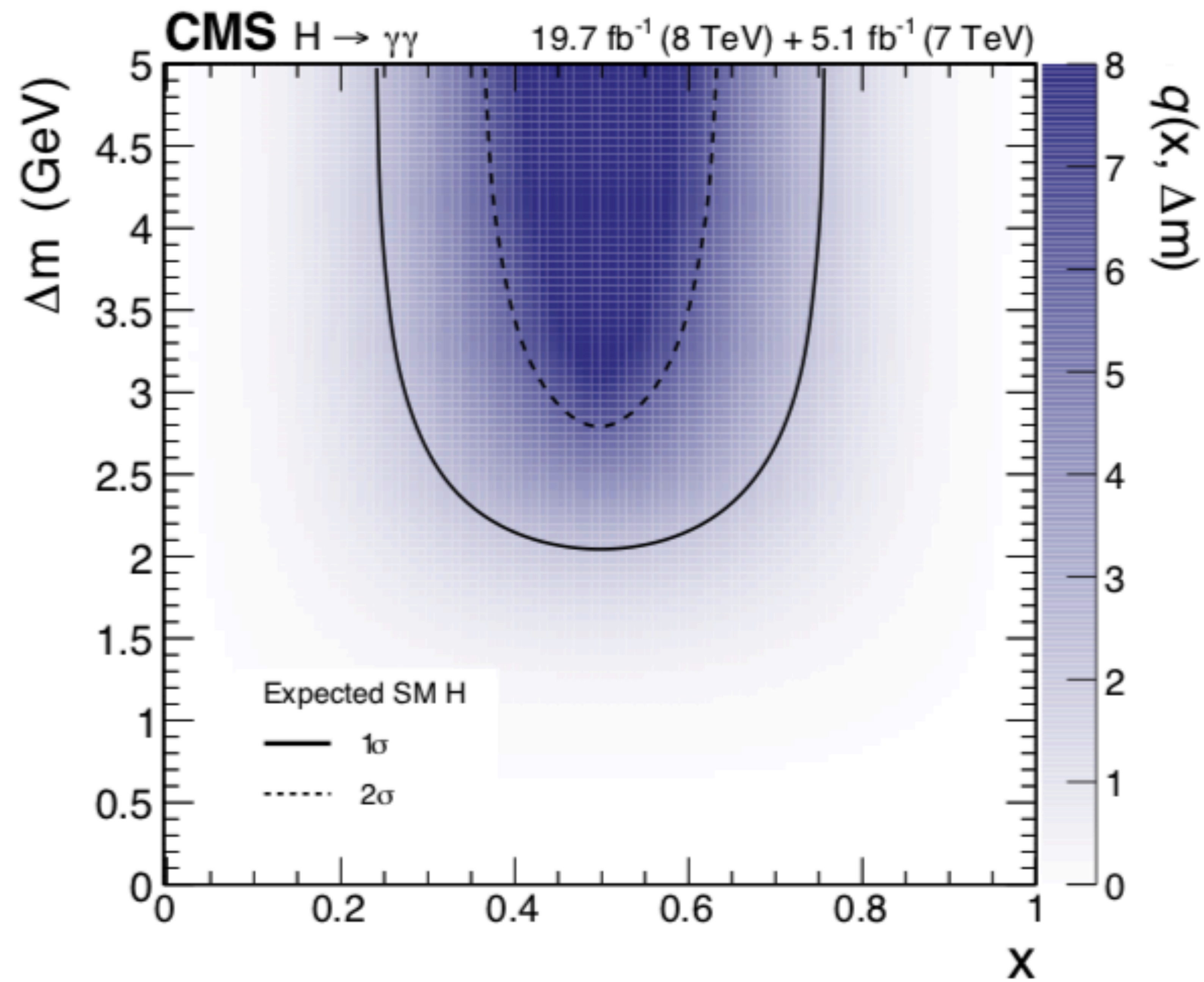
$(s_\alpha c_\alpha)^2 f(m_{h_1}, m_{h_1})$ $-2(s_\alpha c_\alpha)^2 f(m_{h_1}, m_{h_2})$ $(-s_\alpha c_\alpha)^2 f(m_{h_2}, m_{h_2})$

Sum = $(s_\alpha c_\alpha)^2 (f(1,1) - f(1,2)) + (s_\alpha c_\alpha)^2 (f(2,2) - f(2,1))$ –> 0 for $m_{h_1} \sim m_{h_2}$

縮退スカラーシナリオ

CMS collaboration, V. Khachatryan et al., Eur. Phys. J. C 74 (2014) 3076, [1407.0558].

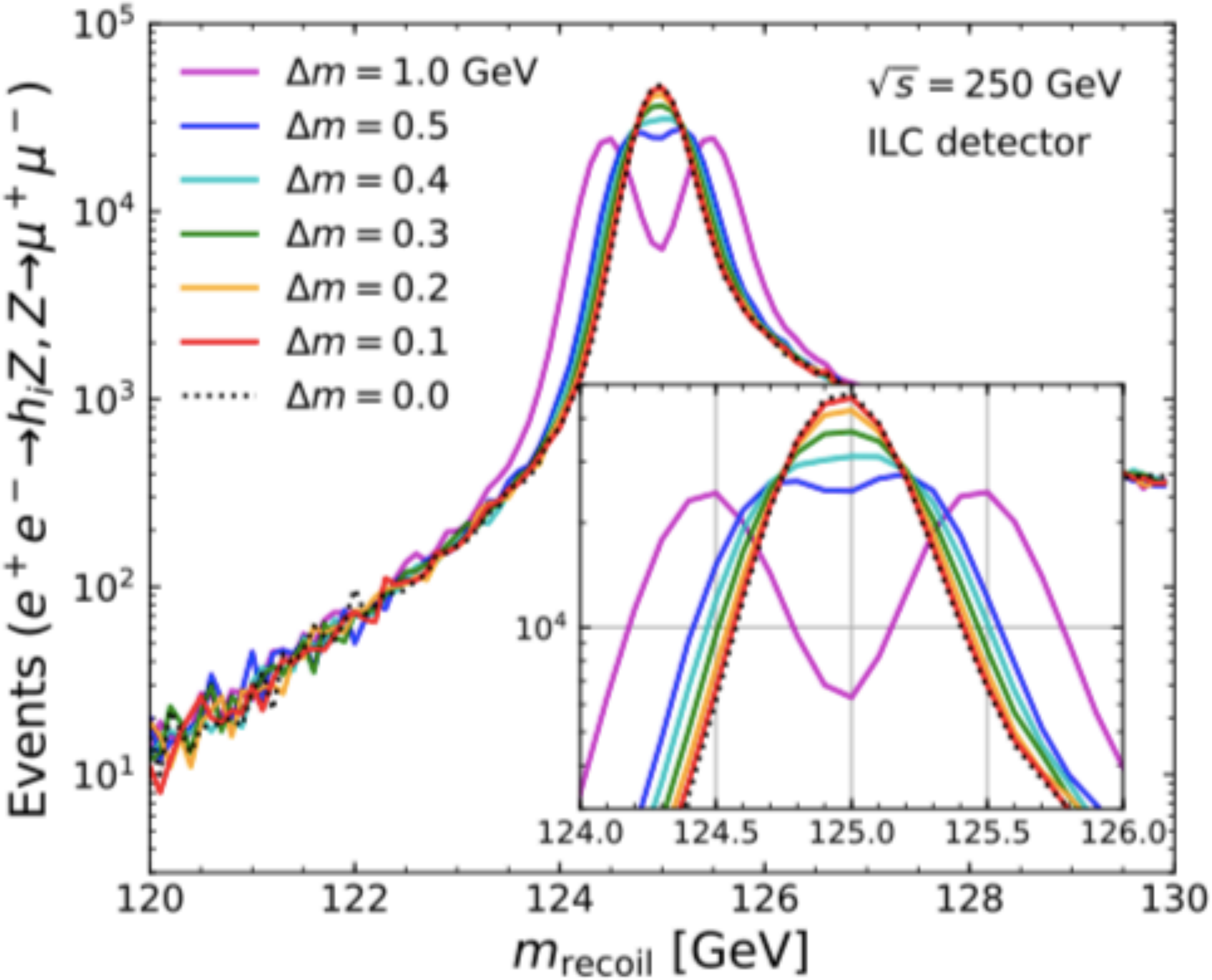
@ LHC

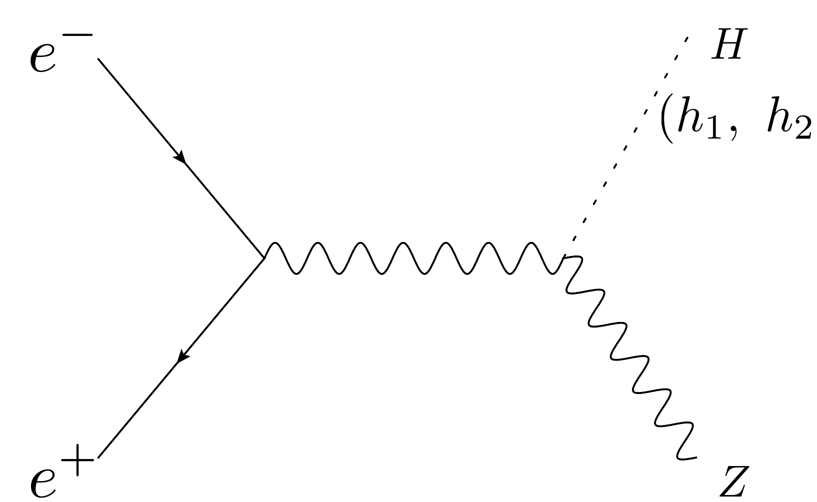


縮退スカラーシナリオ

@ ILC

Sachiho Abe , Gi-Chol Cho, Kentarou Mawatari,
arXiv:2101.04887





縮退スカラーシナリオにおける相転移

HT potential $V^{\mathrm{HT}}\left(\varphi, \varphi_S ; T\right)=V_0\left(\varphi, \varphi_S\right)+\frac{1}{2}\left(\Sigma_H \varphi^2+\Sigma_S \varphi_S^2\right) T^2$ the gauge-invariant thermal masses

$$\Sigma_H=\frac{\lambda}{8}+\frac{\delta_2}{24}+\frac{3 g_2^2+g_1^2}{16}+\frac{y_t^2}{4}, \quad \Sigma_S=\frac{\delta_2+d_2}{12}$$

PRM scheme $\frac{\partial V_{\mathrm{eff}}(\varphi, \xi)}{\partial \xi}=-C(\varphi, \xi) \frac{\partial V_{\mathrm{eff}}(\varphi, \xi)}{\partial \varphi}$ the Nielsen-Fukuda-Kugo (NFK) identity

where $C(\varphi, \xi)$ denotes some functional that is calculable order by order in perturbation theory.

One can obtain the NFK identity to given order by expanding each term in the both sides in powers of $\hbar$.

In our work, T_C is determined to $\mathcal{O}(\hbar)$ using the following degeneracy condition

$$V_0\left(0, v_{S,\ \mathrm{tree}}^{\mathrm{sym}}\right)+V_1\left(0, v_{S,\ \mathrm{tree}}^{\mathrm{sym}} ; T\right)=V_0\left(v_{\mathrm{tree}}, v_{S,\ \mathrm{tree}}\right)+V_1\left(v_{\mathrm{tree}}, v_{S,\ \mathrm{tree}} ; T\right)$$

v_C, v_{SC} and v_{SC}^{sym} are determined by the use of V^{HT}

縮退スカラーシナリオにおける相転移

$$V_{\text{eff}}(\varphi,\varphi_S;T) = V_0(\varphi,\varphi_S;T) + \sum_i n_i \left[V_{\text{CW}}\left(\bar{m}_i^2\right) + \frac{T^4}{2\pi^2} I_{B,F}\left(\frac{\bar{m}_i^2}{T^2}\right)\right]$$

$$V_{\text{CW}}\left(\bar{m}_i^2\right) = \frac{\bar{m}_i^4}{64\pi^2}\left(\ln\frac{\bar{m}_i^2}{\bar{\mu}^2} - c_i\right),\ I_{B,F}\left(a^2\right) = \int_0^\infty dx x^2 \ln\left(1 \mp e^{-\sqrt{x^2+a^2}}\right)$$

At high temperature,

$$I_B\left[m^2\beta^2\right] = \int_0^\infty dx x^2 \log\left[1 - e^{-\sqrt{x^2+\beta^2 m^2}}\right] \simeq -\frac{\pi^4}{45} + \frac{\pi^2}{12}\frac{m^2}{T^2} - \frac{\pi}{6}\left(\frac{m^2}{T^2}\right)^{3/2} - \frac{1}{32}\frac{m^4}{T^4}\log\frac{m^2}{a_b T^2}$$

$$I_F\left[m^2\beta^2\right] = \int_0^\infty dx x^2 \log\left[1 + e^{-\sqrt{x^2+\beta^2 m^2}}\right] \simeq \frac{7\pi^4}{360} - \frac{\pi^2}{24}\frac{m^2}{T^2} - \frac{1}{32}\frac{m^4}{T^4}\log\frac{m^2}{a_f T^2}$$

$$a_b = 16\pi^2 \exp\left(3/2 - 2\gamma_E\right) \left(\log a_b = 5.4076\right)$$

$$a_f = \pi^2 \exp\left(3/2 - 2\gamma_E\right) \left(\log a_f = 2.6351\right)$$

Parwani scheme Replace $\bar{m}^2$ with thermally corrected field depending masses $\bar{M}^2$

AE scheme $$V_{\text{daisy}}(\varphi,\varphi_S;T) = \sum_{\substack{i=h_{1,2},\chi \\ W_L, Z_L, \gamma_L}} -n_i \frac{T}{12\pi}\left[\left(\bar{M}_i^2\right)^{3/2} - \left(\bar{m}_i^2\right)^{3/2}\right]$$

縮退スカラーシナリオにおける相転移

$$V^{\mathrm{HT}}(z,\gamma;T) = c_0 + c_1 z + (c_2 + c_2' T^2) z^2 - c_3 z^3 + c_4 z^4$$

$$c_0 = \sqrt{2} a_1 v_s^A(T) + \frac{1}{4}(b_1 + b_2 + 2\Sigma_S T^2)(v_s^A(T))^2 + \frac{1}{16}(v_s^A(T))^4,$$

$$c_1 = \left(\sqrt{2} a_1 + \frac{1}{2}(b_1 + b_2 + 2\Sigma_S T^2) v_s^A(T) + \frac{1}{4} d_4 (v_s^A(T))^3\right) \sin\gamma,$$

$$c_2 = \frac{1}{4}\left((b_1 + b_2)\sin^2\gamma + m^2\cos^2\gamma\right) + \frac{1}{8}\left(3d_2 \sin^2\gamma + \delta_2 \cos^2\gamma\right)(v_s^A(T))^2,$$

$$c_2' = \frac{1}{2}\left(\Sigma_H \cos^2\gamma + \Sigma_S \sin^2\gamma\right),$$

$$c_3 = \frac{1}{4}\sin\gamma\left(d_2 \sin^2\gamma + \delta_2 \cos^2\gamma\right) v_s^A(T),$$

$$c_4 = \frac{1}{16}\left(d_2 \sin^4\gamma + 2\delta_2 \sin^2\gamma\cos^2\gamma + \lambda\cos^4\gamma\right),$$

$$T_C^2 = \frac{1}{2\left(\Sigma_H + \Sigma_S t_{\gamma_C}^2\right)}\left[-m^2 - \frac{\left(v_{SC}^{\mathrm{sym}}\right)^2 \delta_2}{2} - \left\{b_1 + b_2 + \left(\frac{3d_2}{2} - \frac{\left(\delta_2 + d_2 t_{\gamma_C}^2\right)^2}{\lambda + 2\delta_2 t_{\gamma_C}^2 + d_2 t_{\gamma_C}^4}\right)\left(v_{SC}^{\mathrm{sym}}\right)^2\right\} t_{\gamma_C}^2\right],$$

$$v_C = \frac{-2 t_{\gamma_C}\left(v_{SC}^{\mathrm{sym}}\right)^2\left(\delta_2 + d_2 t_{\gamma_C}^2\right)}{\lambda + 2\delta_2 t_{\gamma_C}^2 + d_2 t_{\gamma_C}^4}$$

$$\begin{aligned} t_{\gamma_C} &= \frac{\sin\gamma\,(T_C)}{\cos\gamma\,(T_C)} \\ &= \frac{v_{SC} - v_{SC}^{\mathrm{sym}}}{v_C}, \\ v_C &= \lim_{T \nearrow T_C} v(T), \\ v_{SC} &= \lim_{T \nearrow T_C} v_S(T), \\ v_{SC}^{\mathrm{sym}} &= \lim_{T \searrow T_C} v_S(T) \end{aligned}$$

縮退スカラーシナリオにおける相転移

$$\delta_2 = \frac{2}{v v_S}\left(m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2\right) \sin\alpha\cos\alpha$$

Invariant under the transformation $m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2 \to -(m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2)$ and $\alpha \to -\alpha$

$$d_2 = \frac{2}{v_S^2}\left[m_{h_1}^2 + \left(m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2\right)\cos^2\alpha + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}\right] \simeq \frac{2}{v_S^2}\left[m_{h_1}^2 + \frac{\sqrt{2}a_1}{v_S}\right]$$

The sign of $m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2$ cannot be compensated by that of α

縮退スカラーシナリオにおける相転移

Phys. Rev. D 93, 065032 (2016)

Local minimum (v, v_S, v_χ)

$\rightarrow$ It might be local min. also in $S = v_S,\ h = v$ subspace

When the coeff. of χ^2 is negative, $V_0(v, v_S, \chi)$ has min.

$$\frac{\delta_2}{8}v^2 + \frac{b_2}{4} + \frac{d_2}{8}v_S^2 - \frac{b_1}{4} < 0$$

$$\frac{m_\chi^2}{2} < 0$$

This inequality does not hold.

In $T \neq 0$, it is stable at $\chi = 0$ due to thermal contribution

SMにおける相転移

M. Quiros, [arXiv:hep-ph/9901312 [hep-ph]]

Effective potential of the SM

$$\Gamma\left[\phi_c\right] = -\int d^4x V_{\text{eff}}\left(\phi_c\right)$$

- tree level potential
- zero-temperature one loop potential
  (the Coleman Weinberg Potential)
- finite-temperature one loop potential

$$V\left(\phi_c, T\right) = D\left(T^2 - T_o^2\right)\phi_c^2 - ET\phi_c^3 + \frac{\lambda(T)}{4}\phi_c^4$$

$$D = \frac{2m_W^2 + m_Z^2 + 2m_t^2}{8v^2}$$

$$E = \frac{2m_W^3 + m_Z^3}{4\pi v^3}$$

$$T_o^2 = \frac{m_h^2 - 8Bv^2}{4D}$$

$$B = \frac{3}{64\pi^2 v^4}\left(2m_W^4 + m_Z^4 - 4m_t^4\right)$$

$$\lambda(T) = \lambda - \frac{3}{16\pi^2 v^4}\left(2m_W^4 \log\frac{m_W^2}{A_B T^2} + m_Z^4 \log\frac{m_Z^2}{A_B T^2} - 4m_t^4 \log\frac{m_t^2}{A_F T^2}\right)$$

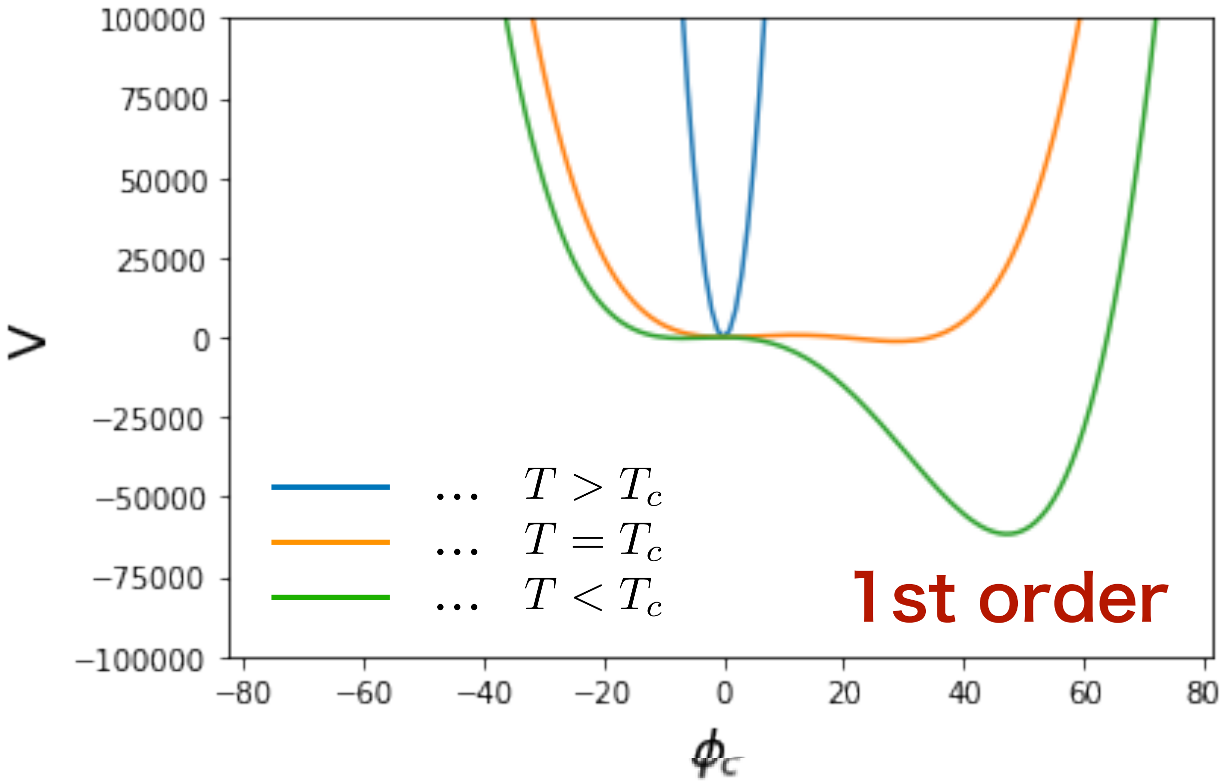
Higgs field

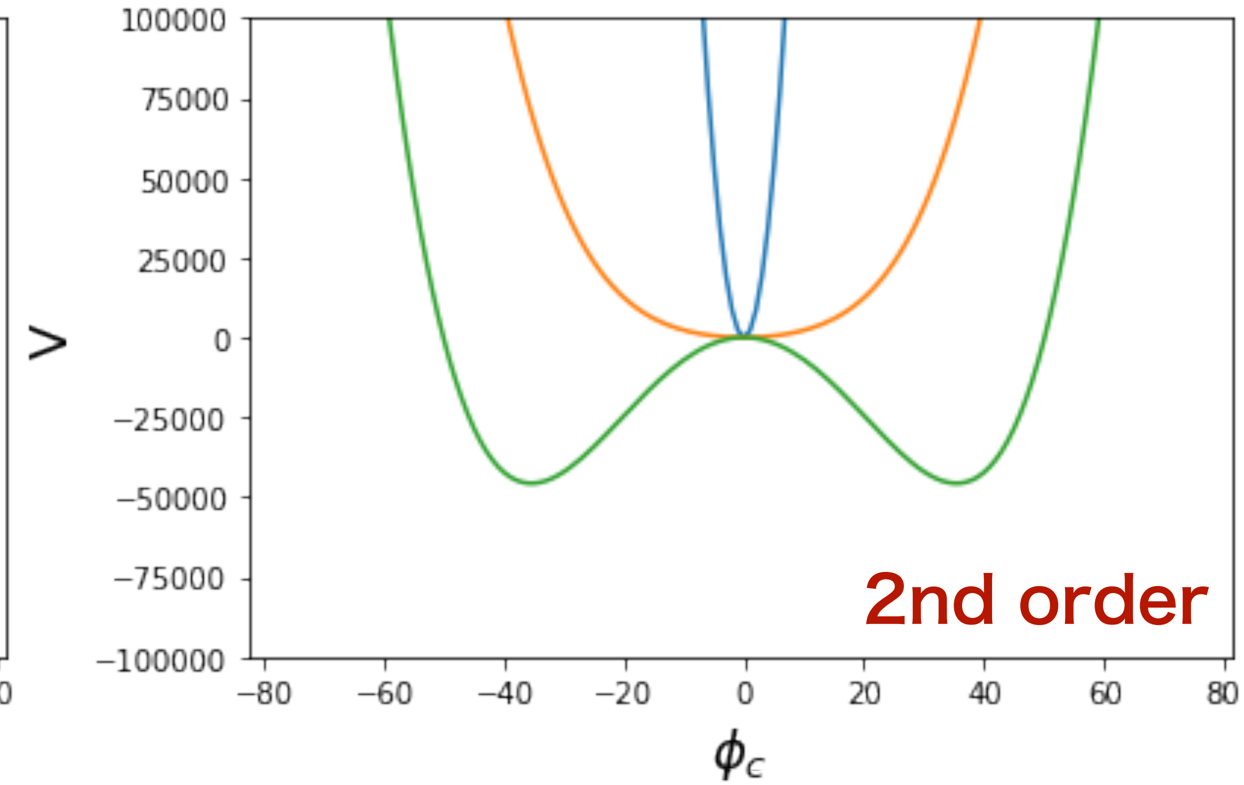
$$H = \begin{pmatrix} \chi_1 + i\chi_2 \\ \frac{\phi_c + h + i\chi_3}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

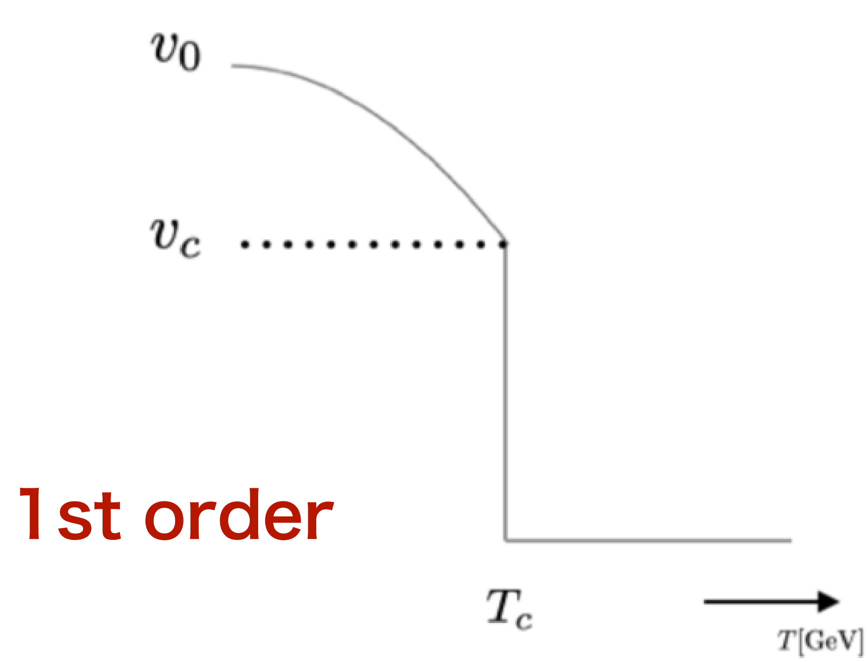
ϕ_c ……real background field

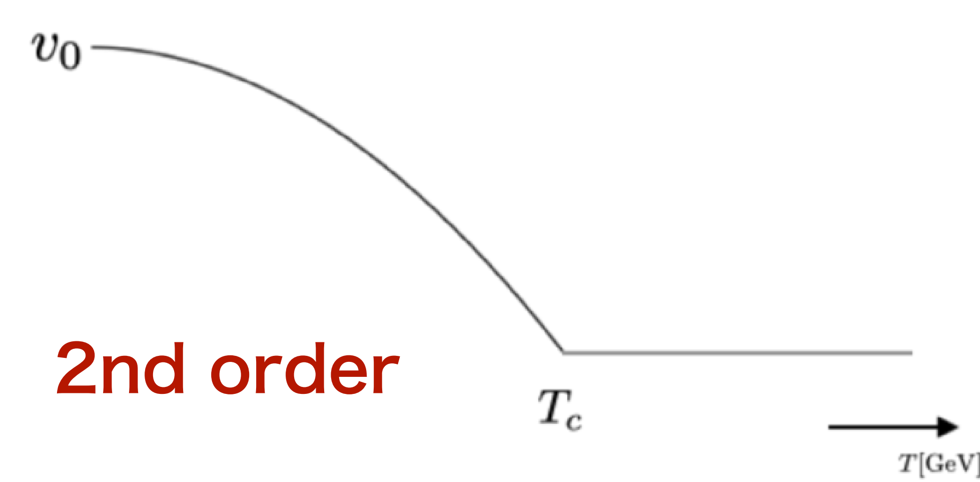
$\chi_a\ (a = 1, 2, 3)$ ……goldstone bosons

SMにおける相転移





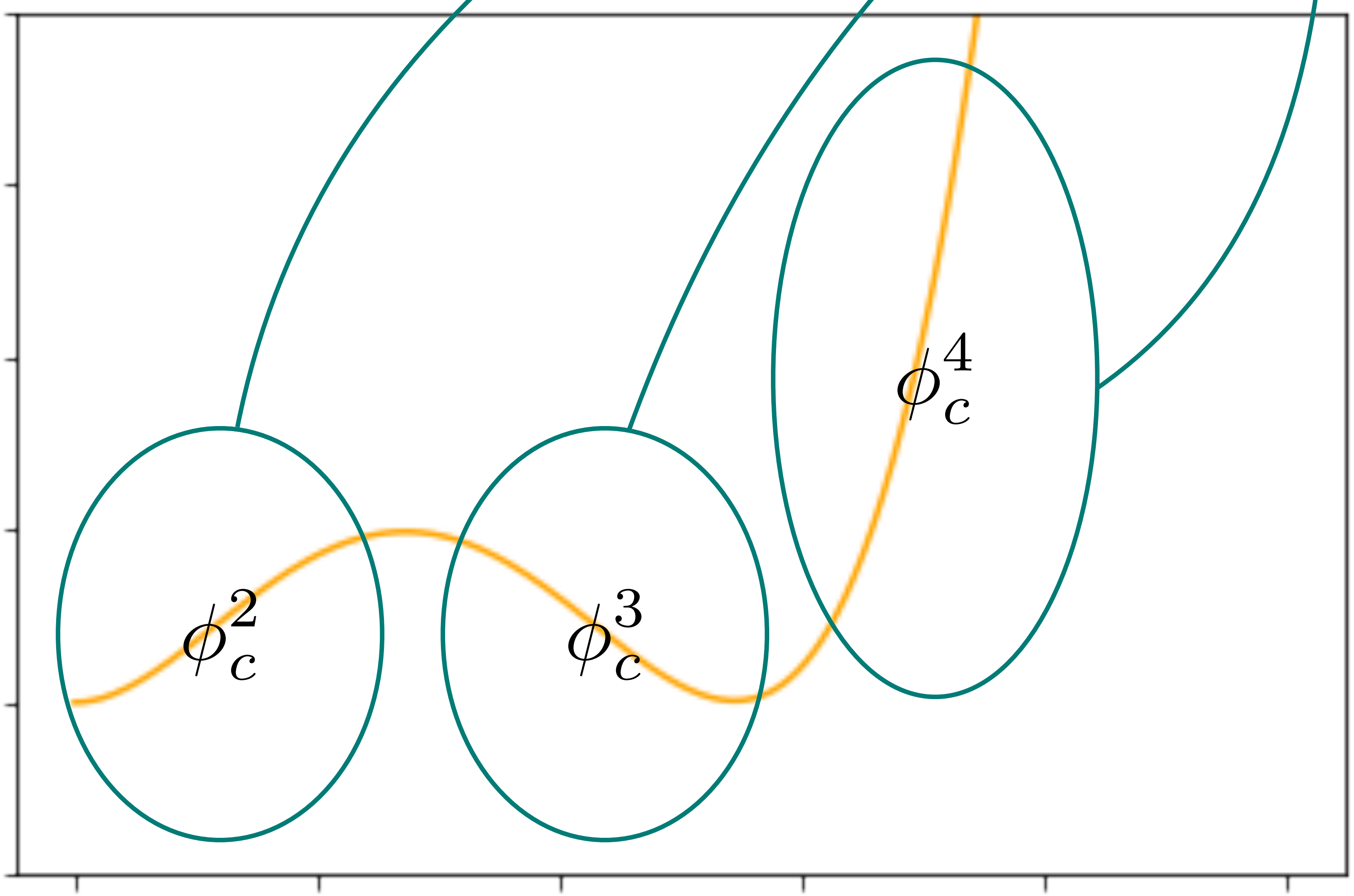




$-ET\phi_c^3$ from finite-temperature boson loop causes a 1st order PT.

SMにおける相転移

$$V\left(\phi_c, T\right) = D\left(T^2 - T_o^2\right)\phi_c^2 - ET\phi_c^3 + \frac{\lambda(T)}{4}\phi_c^4$$



$v(T)$ makes discontinuous transition. (1st order PT)

A barrier is needed between the origin, and $v(T)$

ϕ_c^3 contributes.

SMにおける相転移

In the SM, SFOEWPT condition

$$\frac{v_c}{T_c} = \frac{2E}{\lambda(T_c)} \gtrsim 1$$

$$\Downarrow$$

$$m_h \lesssim 64 \text{ GeV}$$

Conflict with observation at LHC → We need to extend the SM!

電弱バリオジェネシス

(B-L)は保存
(B+L)は保存されない

💡 **トンネリング確率**

$$\Gamma_{\rm instanton} \simeq e^{-16\pi^2/g_2^2} \simeq 10^{-162}$$

💡 **スファレロン遷移確率**

(per time per volume)

@broken phase

$$\Gamma^{(b)}_{\rm sph} \simeq T^4 e^{-E_{\rm sph}/T}$$

@symmetric phase

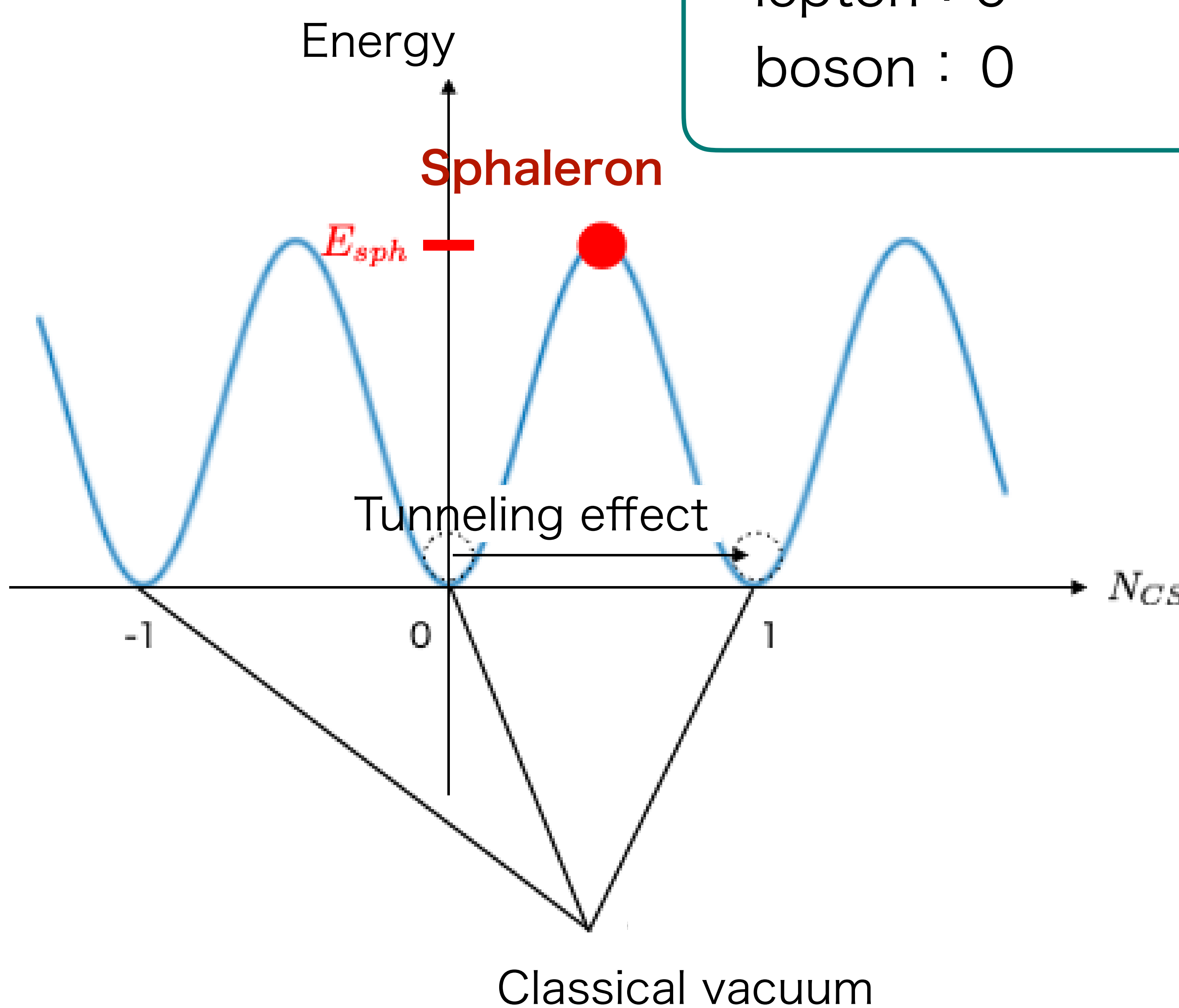
$$\Gamma^{(s)}_{\rm sph} \simeq \kappa\,(\alpha_W T)^4$$

$\alpha_W = g_2^2/(4\pi), \kappa = \mathcal{O}(1)$

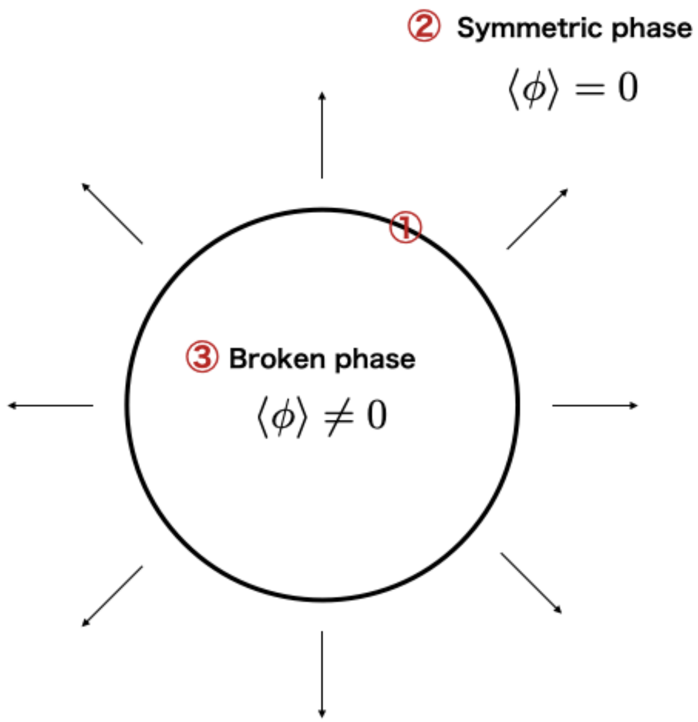
高温でバリオン数を破る
課程が頻繁に起きる

Baryon number violation
→ Sphaleron process

Baryon number
quark : 1/3
antiquark : -1/3
lepton : 0
boson : 0



電弱バリオジェネシス

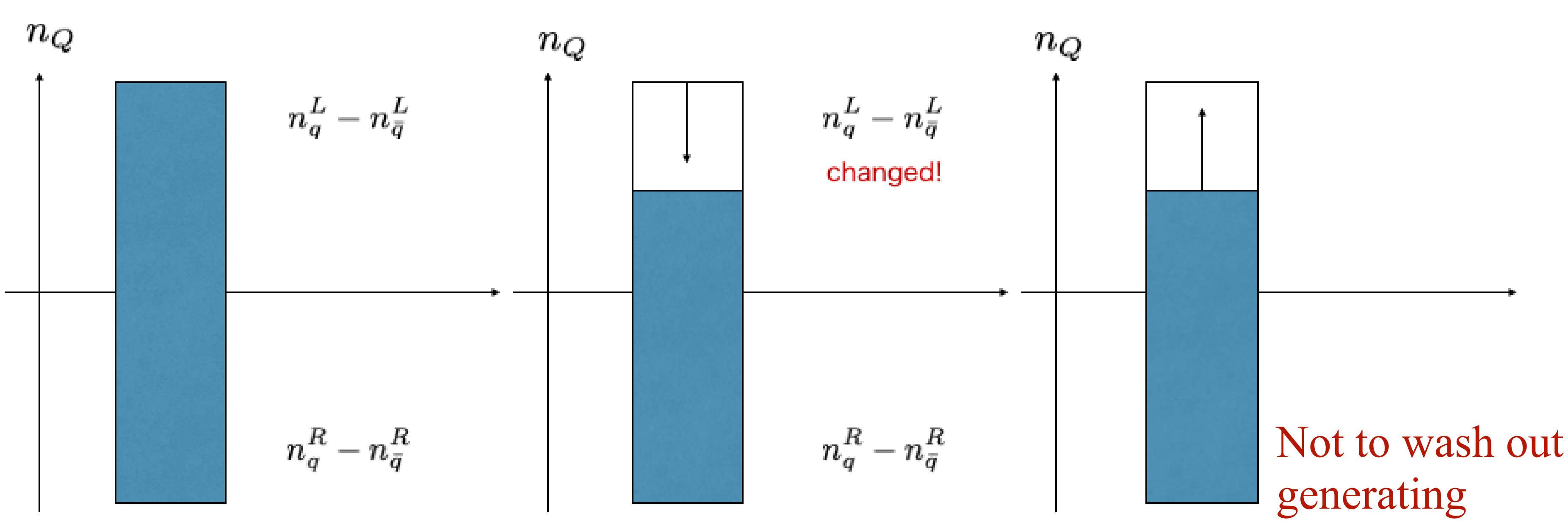


Transmittance, Reflectance

Left-handed quark q^L = Right-handed antiquark $\bar{q}^R$

Left-handed antiquark $\bar{q}^L$ = Right-handed quark q^R

① On the wall ② Symmetric phase ③ Broken phase



Not to wash out generating baryon number

$n_Q \equiv n_q^L - n_{\bar{q}}^L + n_q^R - n_{\bar{q}}^R = 0$

$n_Q \equiv n_q^L - n_{\bar{q}}^L + n_q^R - n_{\bar{q}}^R \neq 0$

baryon number generation

$\boxed{\Gamma_{\rm sph}^{(b)} < H}$ H……Hubble constant

電弱バリオジェネシス

The change rate in the baryon number in the broken phase $\Gamma_B^{(b)}(T)$

To generate baryon number

$$\Gamma_B^{(b)}(T)$$ must be small

$$\Gamma_B^{(b)}(T) \simeq (\text{ pre }) \frac{\Gamma_{\rm sph}^{(b)}}{T^3} \simeq (\text{ pre }) e^{-E_{\rm sph}/T}$$

$E_{\rm sph}$ …… sphaleron energy

Sphaleron rate/time/volume

$$\Gamma_{\rm sph}^{(b)} \simeq T^4 e^{-E_{\rm sph}/T}$$

$$\boxed{E_{\rm sph} \propto v(T)}$$

Higgs vev must be large

⇒

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

電弱バリオジェネシス

$$\boxed{\Gamma_B^{(b)}(T) < H} \quad \to \quad \Gamma_B^{(b)}(T) \simeq (\text{ pre })e^{-E_{\rm sph}/T} < H(T) \simeq 1.66\sqrt{g_*}T^2/m_{\rm P}$$

g_* ……massless dof

$m_{\rm P}$……Plank mass

$$E_{\rm sph} = 4\pi v\mathcal{E}/g_2 \ \to$$

g_2 ……SU(2) gauge coupling constant

$$\frac{v}{T} \geq \frac{g_2}{4\pi\mathcal{E}}(42.97 + \text{logcorrections})$$

In the case of the SM

$$m_h = 125 \text{ GeV}, \mathcal{E} = 1.92(T=0) \quad \Rightarrow \quad \frac{v}{T} \geq 1.16$$

数値計算

We use a public code micrOMEGAs to calculate $\Omega_\chi h^2$ and $\sigma_{\rm SI}$.

The value of $\Omega_\chi h^2$ should not exceed the observed value

$$\Omega_{\rm DM} h^2 = 0.1200 \pm 0.0012$$

In the case of $m_\chi = 30~{\rm GeV}$, for instance, the maximum value is $\sigma_{\rm SI} \simeq 4.1 \times 10^{-47}~{\rm cm}^2$ under the assumption $\Omega_\chi = \Omega_{\rm DM}$.

In cases that $\Omega_\chi < \Omega_{\rm DM}$, we scale $\sigma_{\rm SI}$ as

$$\widetilde{\sigma}_{\rm SI} = \left(\frac{\Omega_\chi}{\Omega_{\rm DM}} \right) \sigma_{\rm SI}$$

将来研究

Main topic: About the feasibility of CxSM when CP symmetry is broken.

1. Spontaneous CP violation

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

Investigate the feasibility of SFOEWPT

Introduce complex phase

2. Explicit CP violation

Introduce such a dimension-five operator

$$(\text{coeff.})\ \bar{t}_L \gamma_5 t_R S + h.c.$$

There is a phase in the (coeff.) that cannot be removed by the field redifinition, and it contributes to the baryon number generation.