電弱バリオジェネシス

瀬名波 栄問 (名古屋大)

2013年7月21日, 於 ILC合宿

アウトライン

- イントロ
- 電弱バリオジェネシスのレビュー
- 電弱バリオジェネシスの現状
- まとめと展望

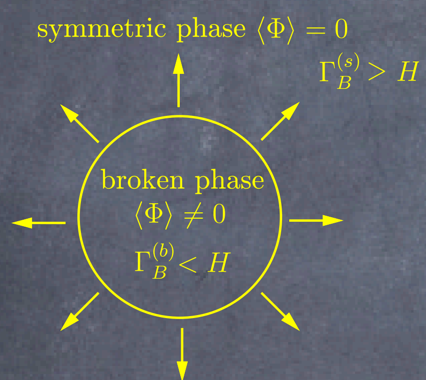
まとめ

❒ 標準模型のバリオジェネシスは既に除外.

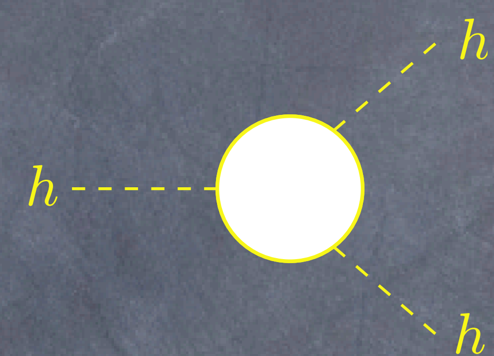
❒ MSSMの電弱バリオジェネシスは実験的に相当厳しい.

(∵ LHCのデータは軽いstopシナリオ ($<m_t$) を支持していない.)

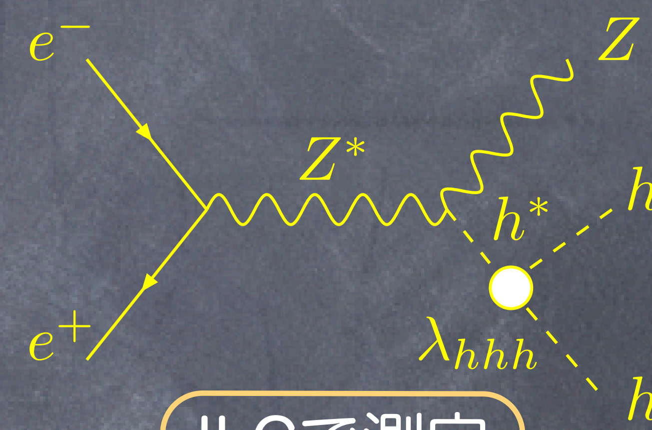
❒ 電弱バリオジェネシスの名残りがλ_{hhh}に現れる可能性がある.



電弱バリオジェネシス



λ_{hhh}に大きな量子補正



ILCで測定

展望

❒ 強い1次相転移を実現する為, ヒッグスセクターは必ず拡張されている.

- ヒッグス粒子の生成率と崩壊率を調べる. $\dfrac{\sigma \cdot \mathrm{Br}}{(\sigma \cdot \mathrm{Br})_{\mathrm{SM}}}$

- ヒッグス粒子の結合定数を精密に測定. g_{HVV}, $g_{Hf\bar{f}}$, λ_{HHH}

全て標準模型の予言通りであれば, 電弱バリオジェネシスは除外される.

ヒッグス物理と宇宙論

ヒッグス物理@コライダー

2012年7月, ヒッグス粒子の発見@LHC $m_h \simeq 126$ GeV.

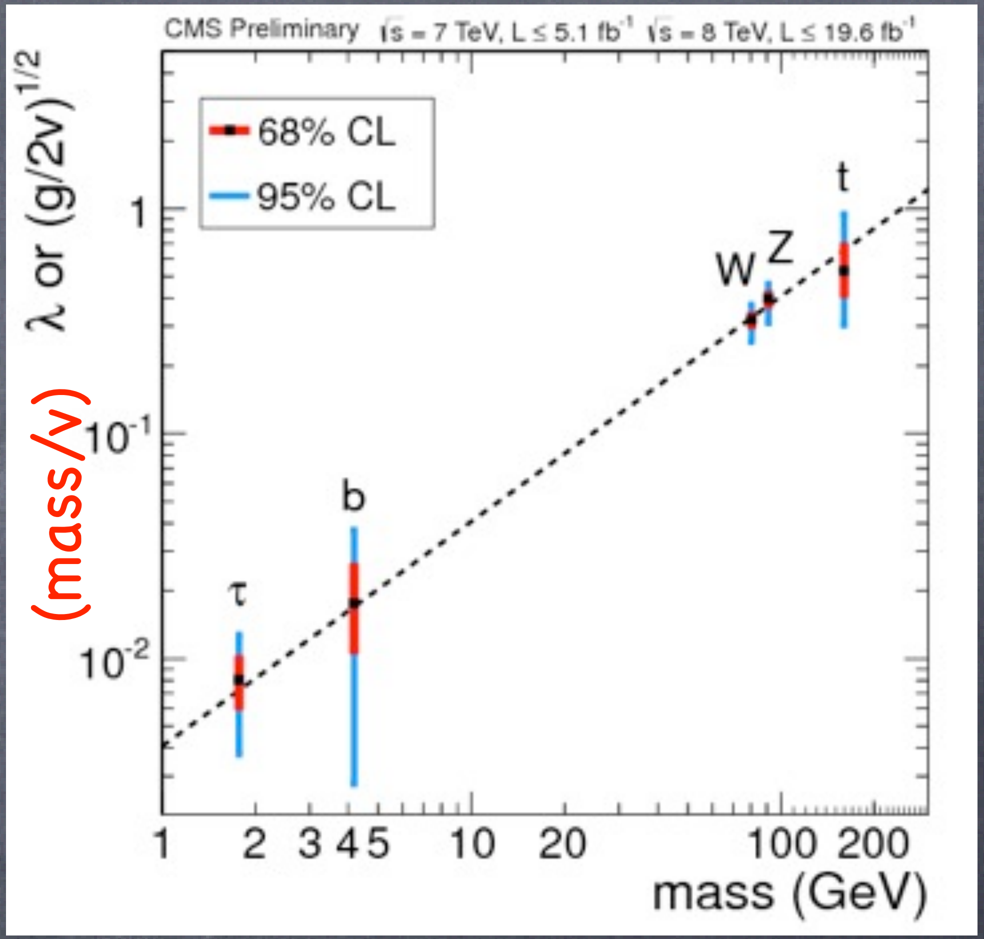
❒ 質量生成

ヒッグス粒子と他の粒子の結合定数の測定

例: 標準模型

$$|D_\mu \Phi|^2 \to m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{2m_W^2}{v} h W_\mu^+ W^{-\mu} + \cdots$$

$$-\mathcal{L}_{\rm Yukawa} \to m_f \bar{f} f + \frac{m_f}{v} h \bar{f} f + \cdots$$



❒ 電弱対称性の破れ

ヒッグスポテンシャルの形を調べる. (ヒッグス自己結合定数の測定)

例: 標準模型 $V(\Phi) = -\mu \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \to \frac{m_h^2}{2v} h^3 + \cdots$

ヒッグス3点自己結合定数 $\Longleftrightarrow$ ヒッグスが期待値を持った後に出現.

ヒッグス物理と宇宙論

❒ ヒッグス物理の宇宙論への応用

- バリオン非対称宇宙 $\Longleftrightarrow$ 電弱バリオン数生成
- 暗黒物質 $\Longleftrightarrow$ イナートヒッグス, ヒッグスポータル等

電弱理論でバリオン数生成が可能

- 初期宇宙は熱かった.
- ヒッグスセクターに温度の効果を入れると, O(100) GeVで電弱対称性が回復. (電弱相転移が存在)
- 電弱相転移の際にバリオン非対称が生成されることは理論的に可能. (電弱バリオジェネシス)

電弱バリオジェネシス $\Rightarrow$ ゼロ温度のヒッグスセクターに何らかの名残り?

有限温度のヒッグス物理に基づく

$\Rightarrow$ ヒッグスセクターは標準模型と異なる

バリオン非対称宇宙

❒ 観測事実

[PDG 2012]

$$\eta^{\rm CMB} = \frac{n_B}{n_\gamma} = 6.23(17)\times 10^{-10}, \quad [\rm CMB],$$

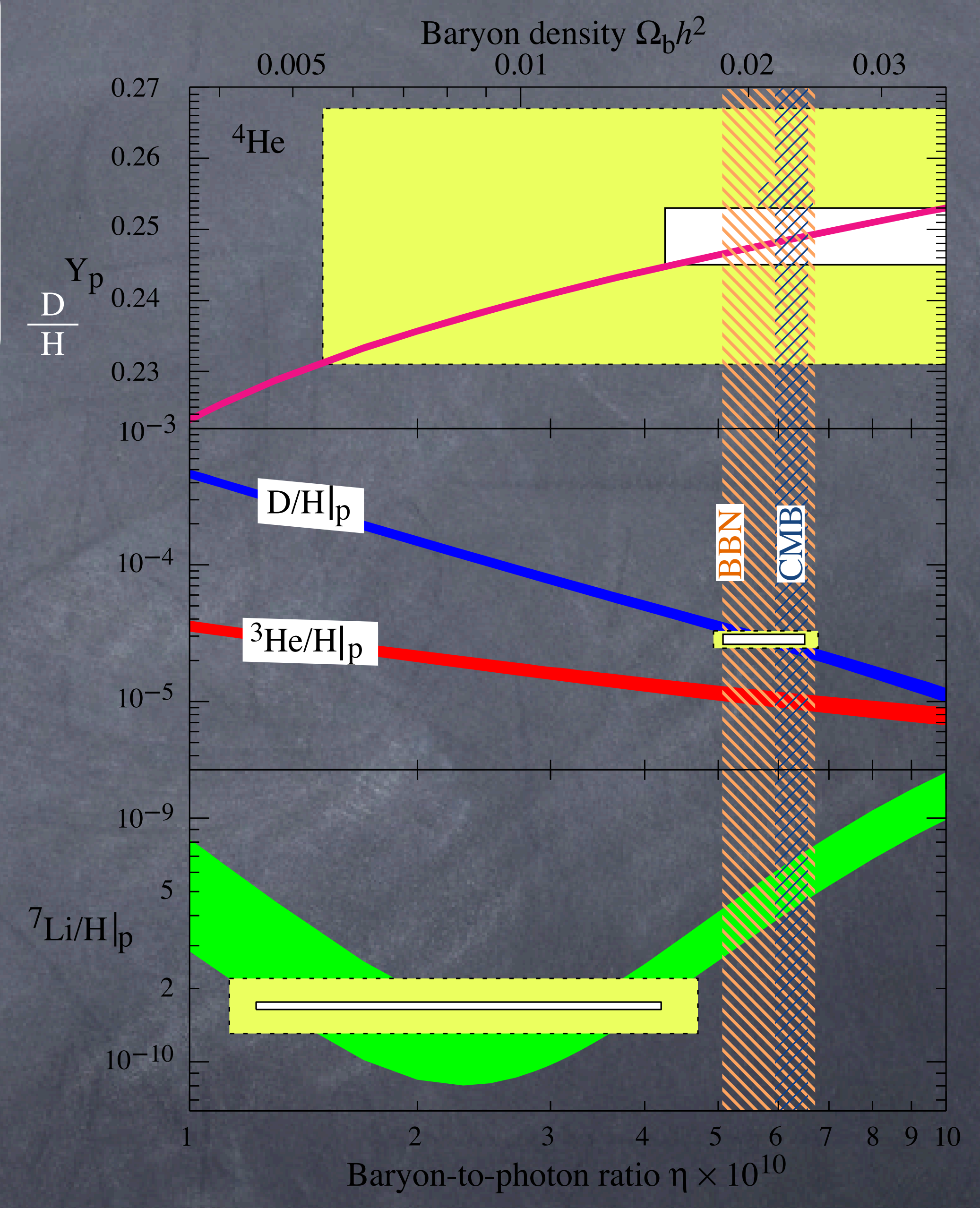
$$\eta^{\rm BBN} = \frac{n_B}{n_\gamma} = (5.1-6.5)\times 10^{-10}, \quad [\rm BBN].$$

反バリオン数密度

$$n_B = n_b - n_{\bar{b}}$$

バリオン数密度

n_γ : 光子数密度



■ バリオン非対称(η)がT≃O(1) MeVまでに生成されれば、標準ビッグバン理論で軽元素(D,^{3}He,^{4}He,^{7}Li)の存在比を説明できる.

正しくηを出す= バリオジェネシス

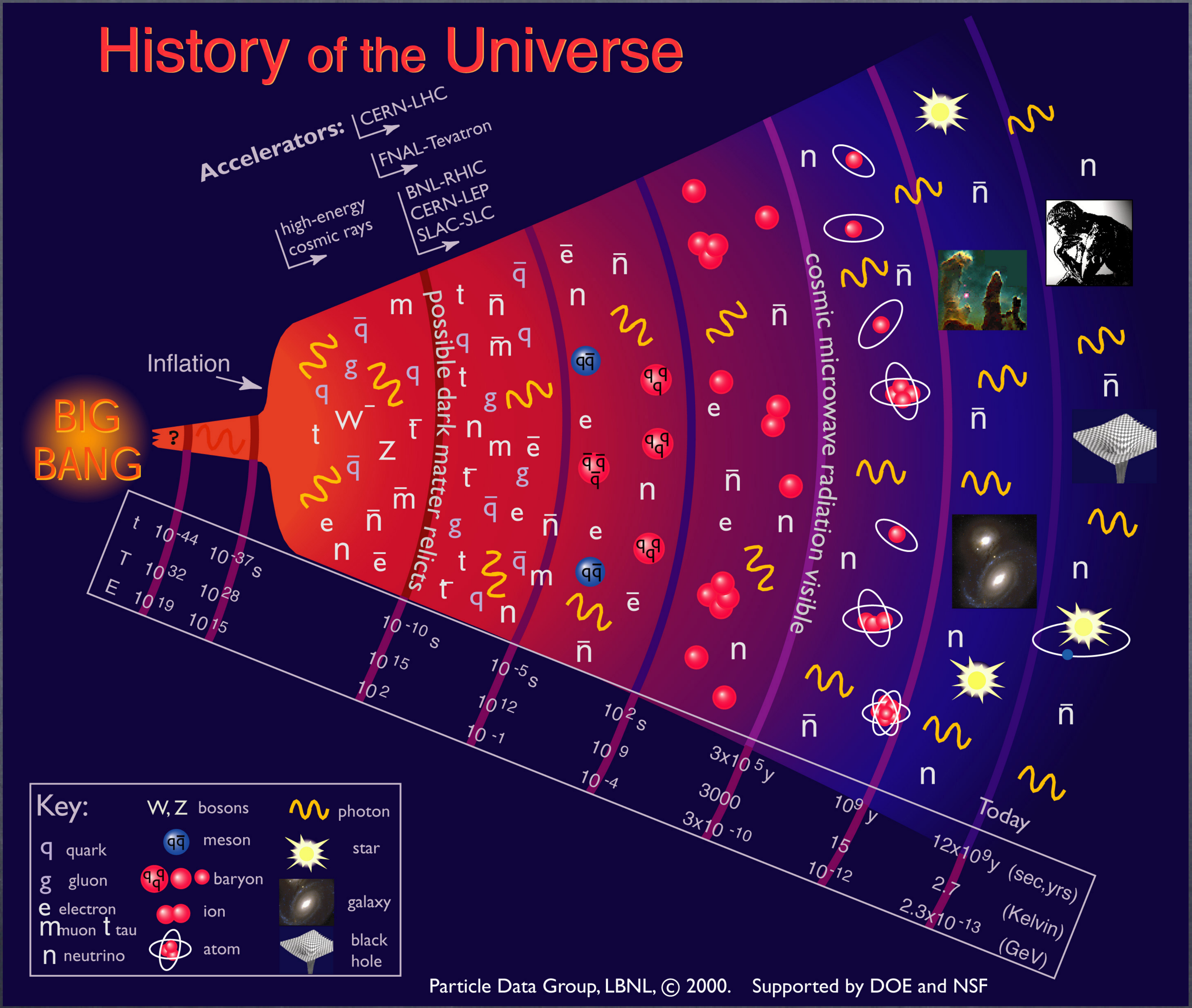
Sakhrovの３条件

❒ バリオン対称宇宙(η=0)から, バリオン数($\eta\neq$0)を作るには次の条件が必要. [Sakharov, ’67]

(1) バリオン数の破れ
(2) CとCPの破れ
(3) 非平衡の実現

バリオン数はいつ頃できたのか.

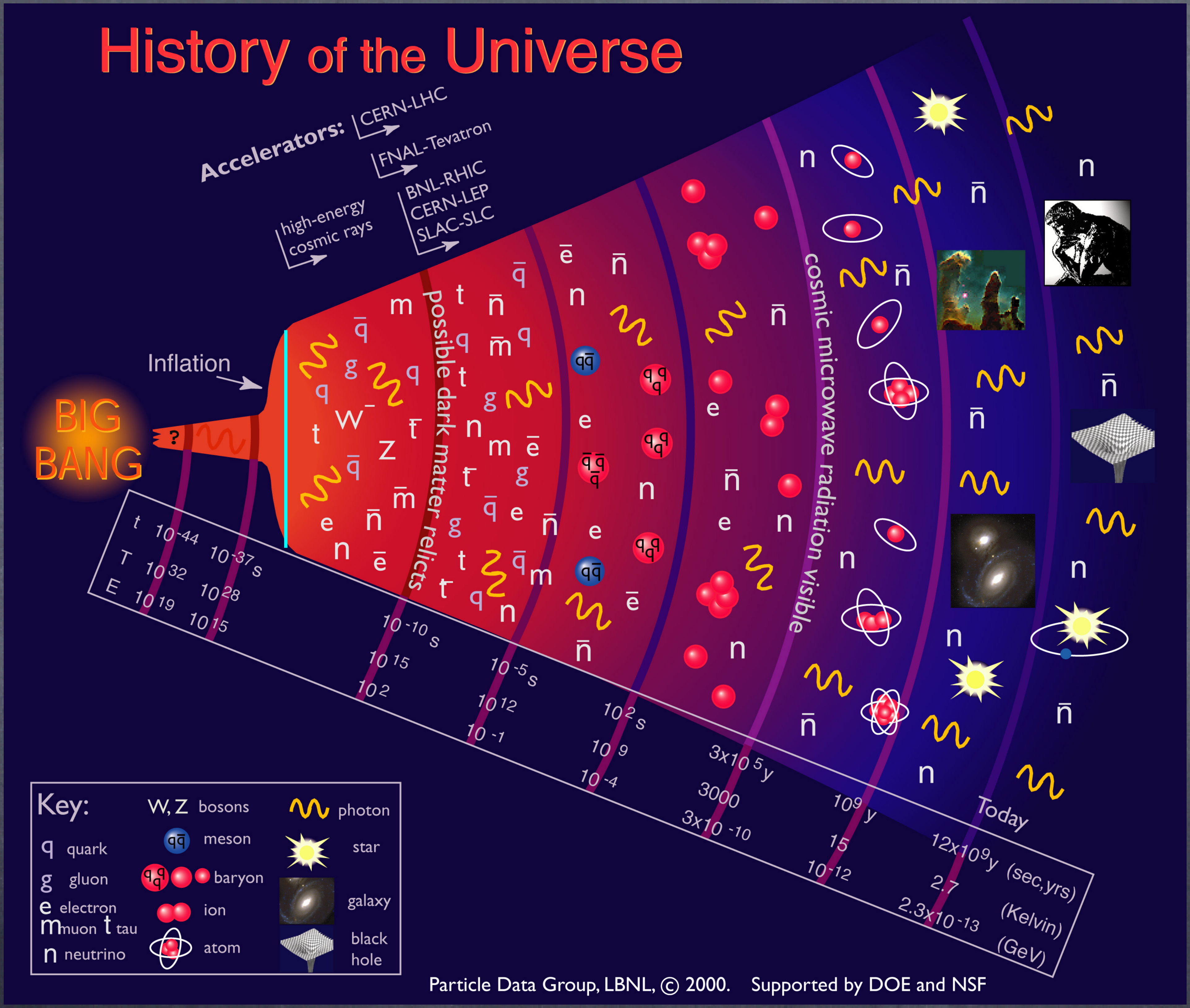
バリオン数生成の時期



- インフレーションの後 (スケールは模型に依る)
- 軽元素合成 (T≃O(1) MeV)の前.

どのようなシナリオが可能か.

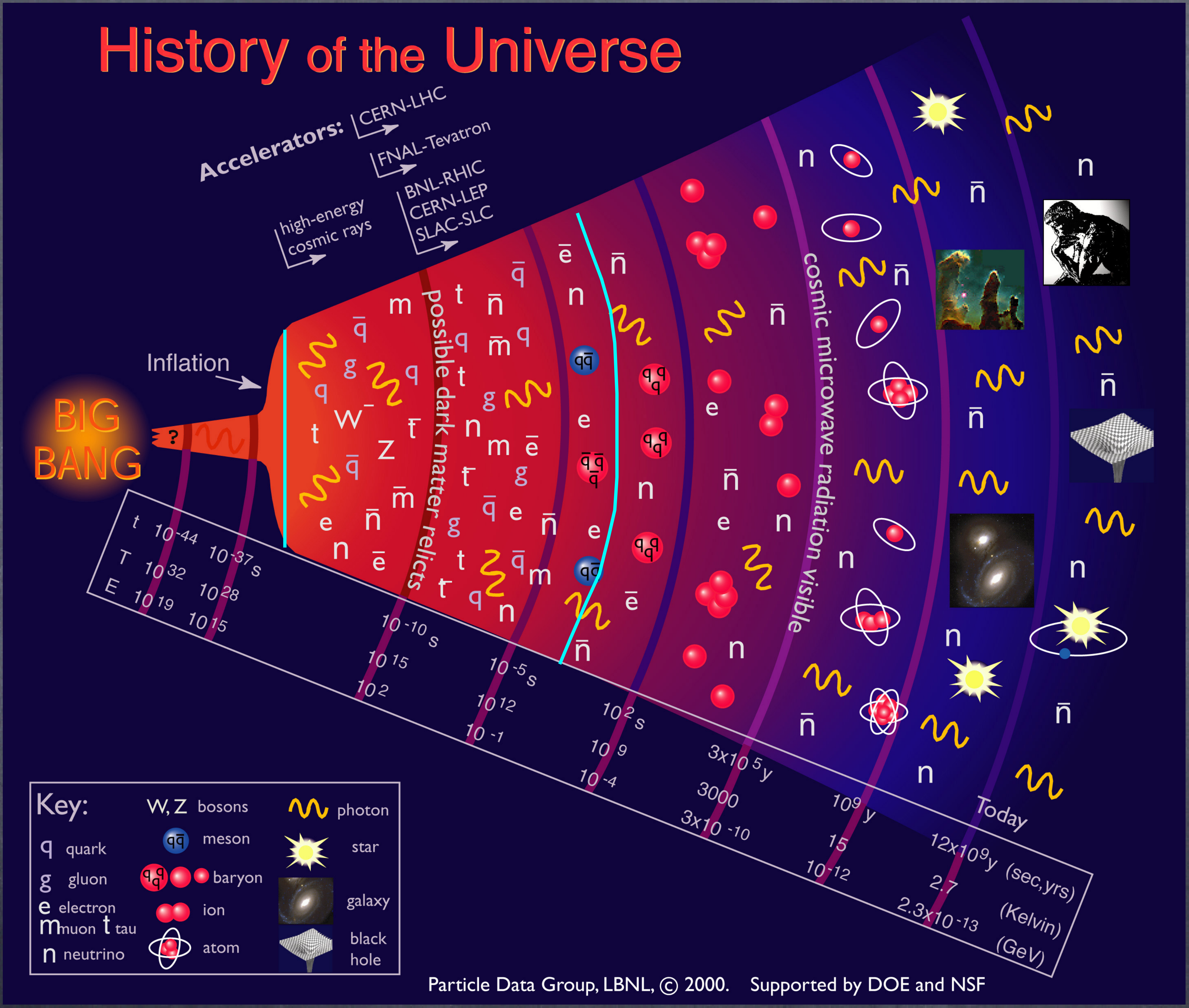
バリオン数生成の時期



- インフレーションの後 (スケールは模型に依る)
- 軽元素合成 (T≈O(1) MeV)の前.

どのようなシナリオが可能か.

バリオン数生成の時期



- インフレーションの後 (スケールは模型に依る)
- 軽元素合成 (T≃O(1) MeV)の前.　　どのようなシナリオが可能か.

可能性は無数

[Shaposhnikov, J.Phys.Conf.Ser.171:012005,2009.]

1. GUT baryogenesis. 2. GUT baryogenesis after preheating. 3. Baryogenesis from primordial black holes. 4. String scale baryogenesis. 5. Affleck-Dine (AD) baryogenesis. 6. Hybridized AD baryogenesis. 7. No-scale AD baryogenesis. 8. Single field baryogenesis. 9. Electroweak (EW) baryogenesis. 10. Local EW baryogenesis. 11. Non-local EW baryogenesis. 12. EW baryogenesis at preheating. 13. SUSY EW baryogenesis. 14. String mediated EW baryogenesis. 15. Baryogenesis via leptogenesis. 16. Inflationary baryogenesis. 17. Resonant leptogenesis. 18. Spontaneous baryogenesis. 19. Coherent baryogenesis. 20. Gravitational baryogenesis. 21. Defect mediated baryogenesis. 22. Baryogenesis from long cosmic strings. 23. Baryogenesis from short cosmic strings. 24. Baryogenesis from collapsing loops. 25. Baryogenesis through collapse of vortons. 26. Baryogenesis through axion domain walls. 27. Baryogenesis through QCD domain walls. 28. Baryogenesis through unstable domain walls. 29. Baryogenesis from classical force. 30. Baryogenesis from electrogenesis. 31. B-ball baryogenesis. 32. Baryogenesis from CPT breaking. 33. Baryogenesis through quantum gravity. 34. Baryogenesis via neutrino oscillations. 35. Monopole baryogenesis. 36. Axino induced baryogenesis. 37. Gravitino induced baryogenesis. 38. Radion induced baryogenesis. 39. Baryogenesis in large extra dimensions. 40. Baryogenesis by brane collision. 41. Baryogenesis via density fluctuations. 42. Baryogenesis from hadronic jets. 43. Thermal leptogenesis. 44. Nonthermal leptogenesis.

例: 熱的レプトジェネシス = シーソー機構でバリオン数生成

電弱バリオジェネシス = ヒッグス機構でバリオン数生成

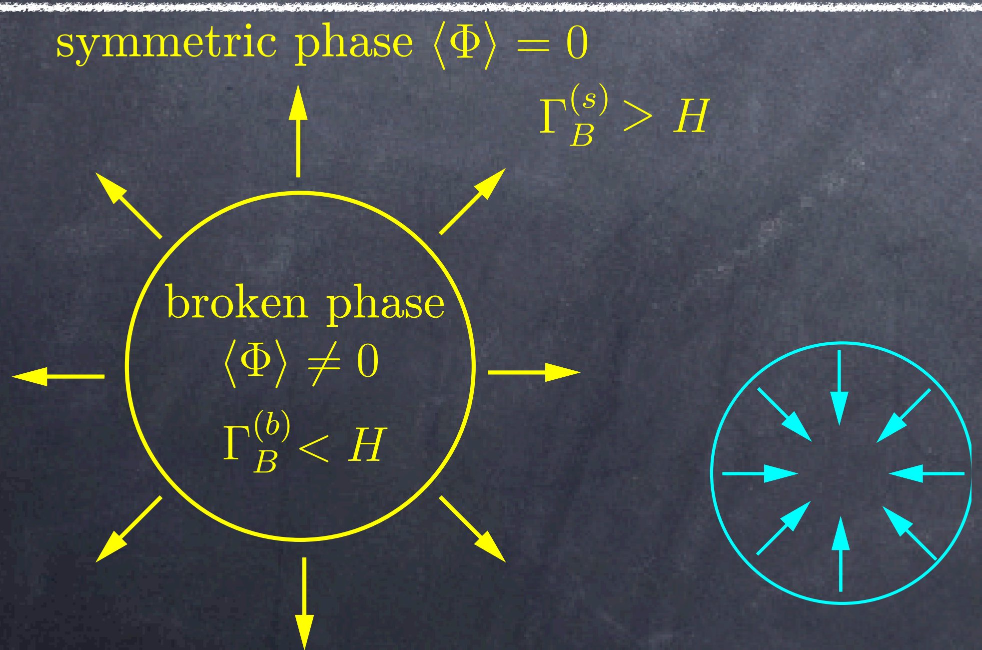
❒ どのシナリオが正しいかは最終的には実験によって決まるべきだが、LHC/ILCで直接検証できるのは電弱バリオジェネシス

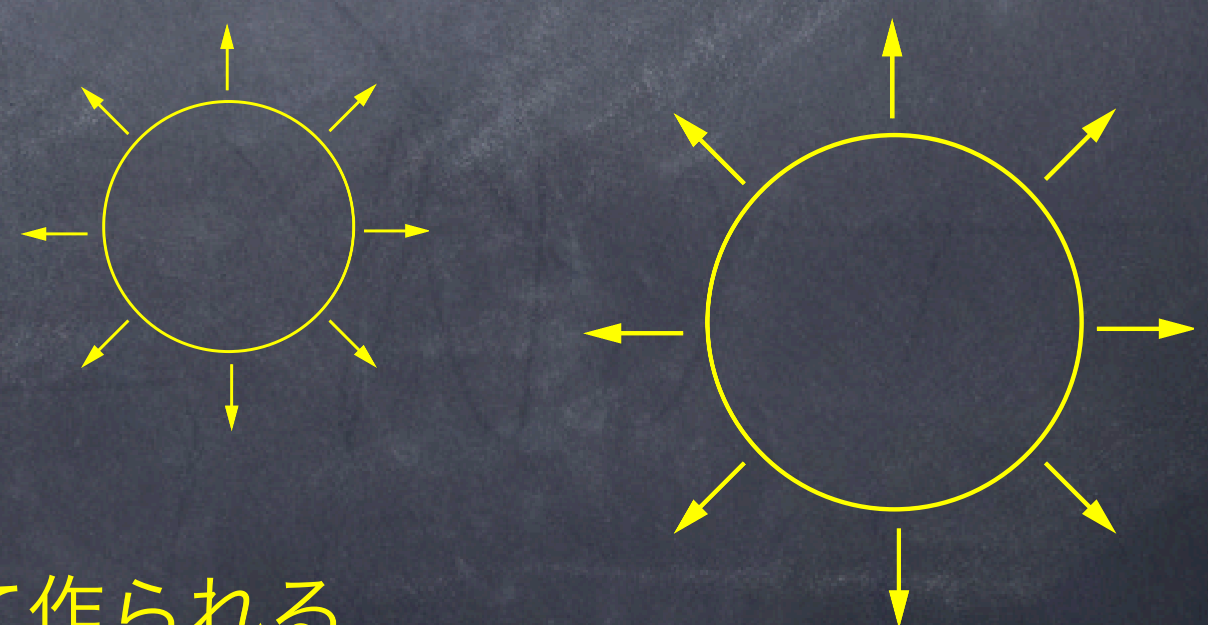
電弱バリオジェネシス

[Kuzmin, Rubakov, Shaposhnikov, PLB155,36 (‘85)]

Sakharovの条件

- Bの破れ: スファレロン過程
- Cの破れ: カイラルゲージ相互作用
- CPの破れ: 小林-益川位相, 標準模型の拡張模型では他にも物理的CP位相が存在.
- 非平衡の実現: 電弱相転移が『強い』一次.



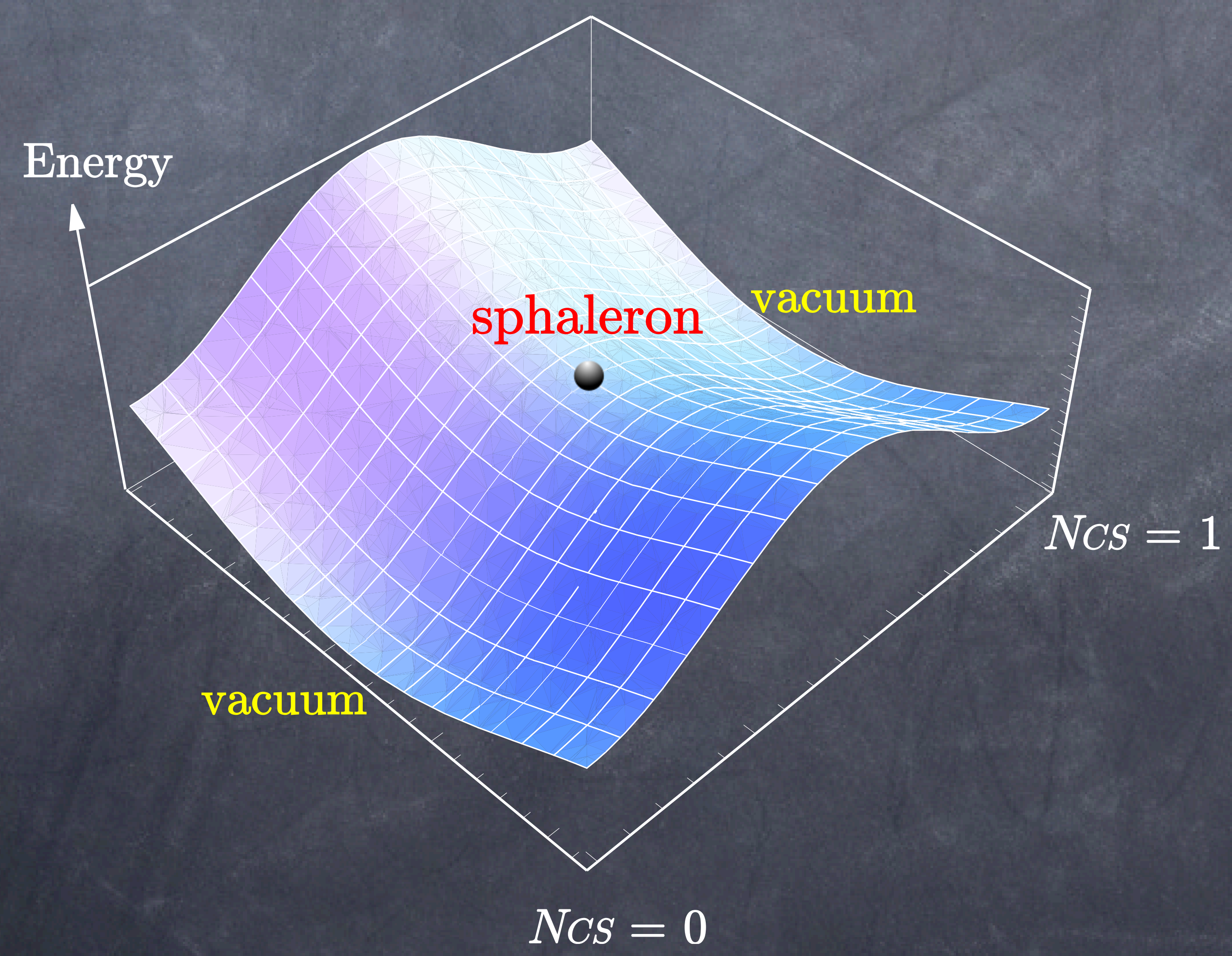


❒ バリオン数は膨張する泡によって作られる.

スファレロン

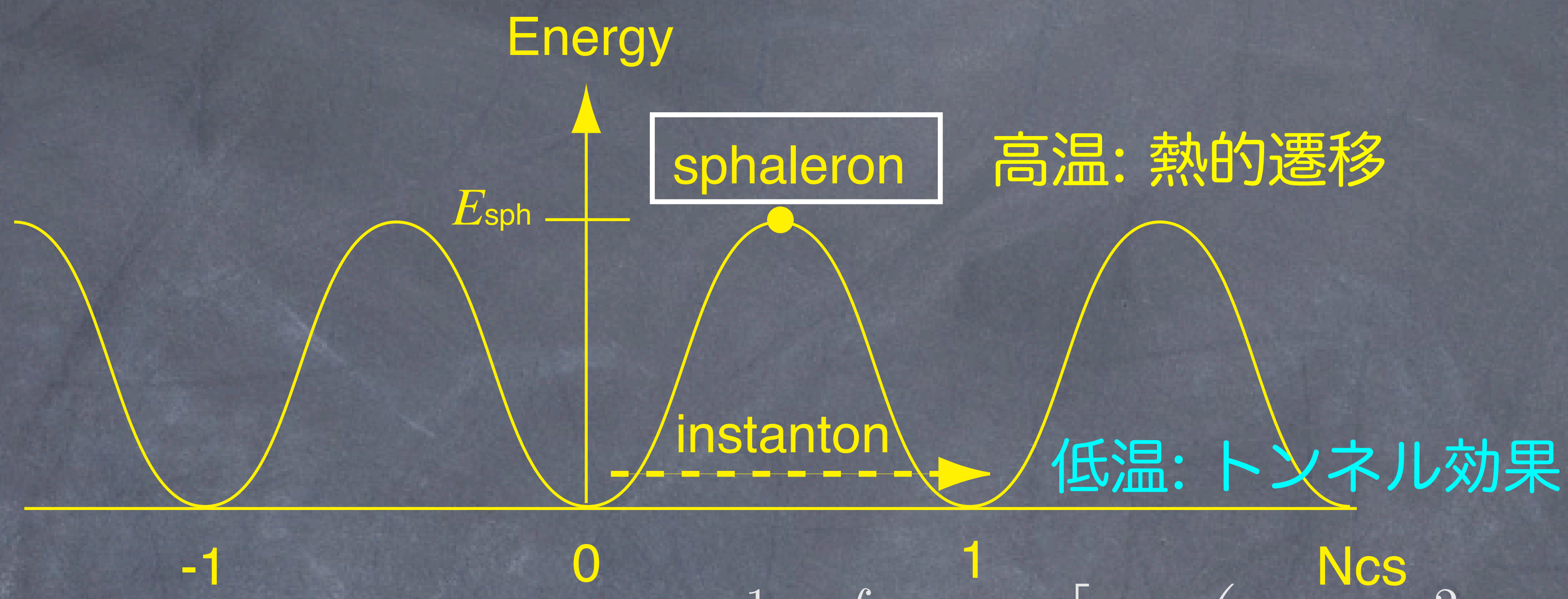
σφαλεροs (sphaleros) "ready to fall"

[F.R.Klinkhamer and N.S.Manton, PRD30, 2212 (1984)]



(B+L)遷移

(B+L)カレントはアノマリーで破れる. 但し, (B-L)カレントは保存.



$$\Delta B = \Delta L = N_g \Delta N_{CS} \qquad N_{CS}(t) = \frac{1}{32\pi^2}\int d^3x\, \epsilon_{ijk}\left[g_2^2 \mathrm{Tr}\left(F_{ij}A_k - \frac{2}{3}g_2 A_i A_j A_k\right) - g_1^2 B_{ij}B_k\right]$$

$$N_g \text{ gen., } 0 \leftrightarrow \sum_{i=1}^{N_g}(3q_L^i + l_L^i)$$ 例: $1 \text{ gen., } 0 \leftrightarrow u_L d_L d_L \nu_{eL}$

左巻きフェルミオンのみ

トンネリング確率:

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

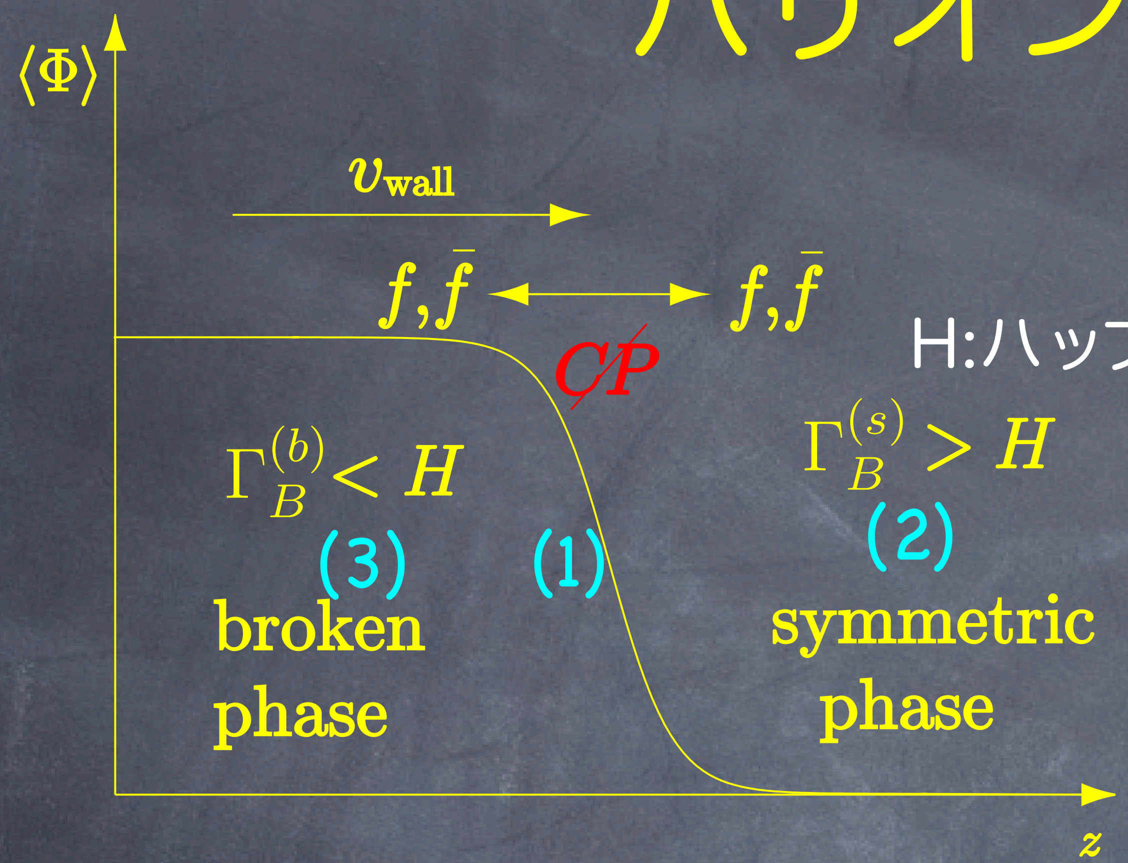
単位時間, 単位体積あたりのスファレロン遷移確率:

$$\text{broken phase}: \quad \Gamma_{\rm sph}^{(b)} \simeq T^4 e^{-E_{\rm sph}/T},$$

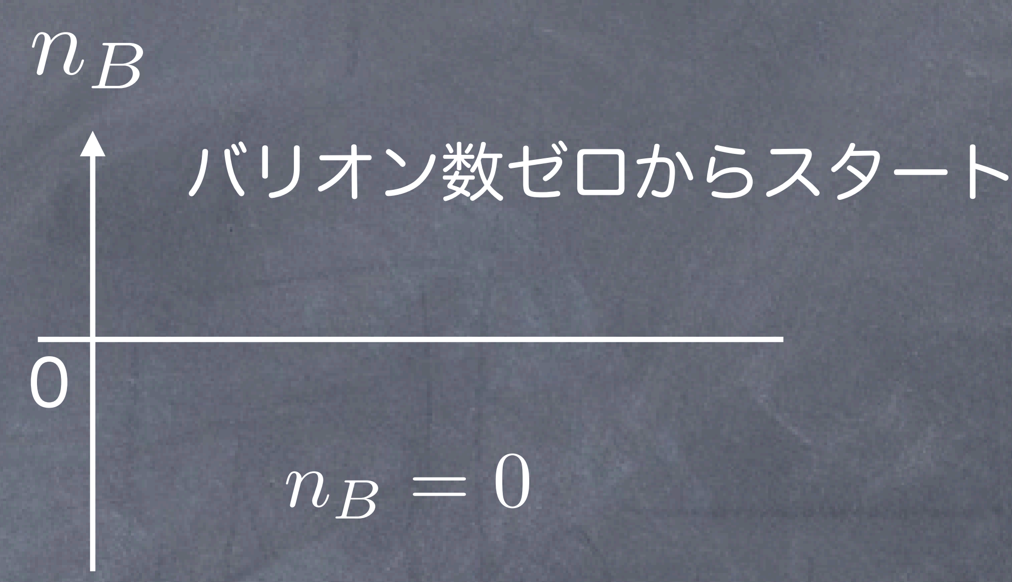
$$\text{symmetric phase}: \quad \Gamma_{\rm sph}^{(s)} \simeq \kappa(\alpha_W T)^4, \quad \alpha_W = g_2^2/(4\pi), \ \kappa = \mathcal{O}(1)$$

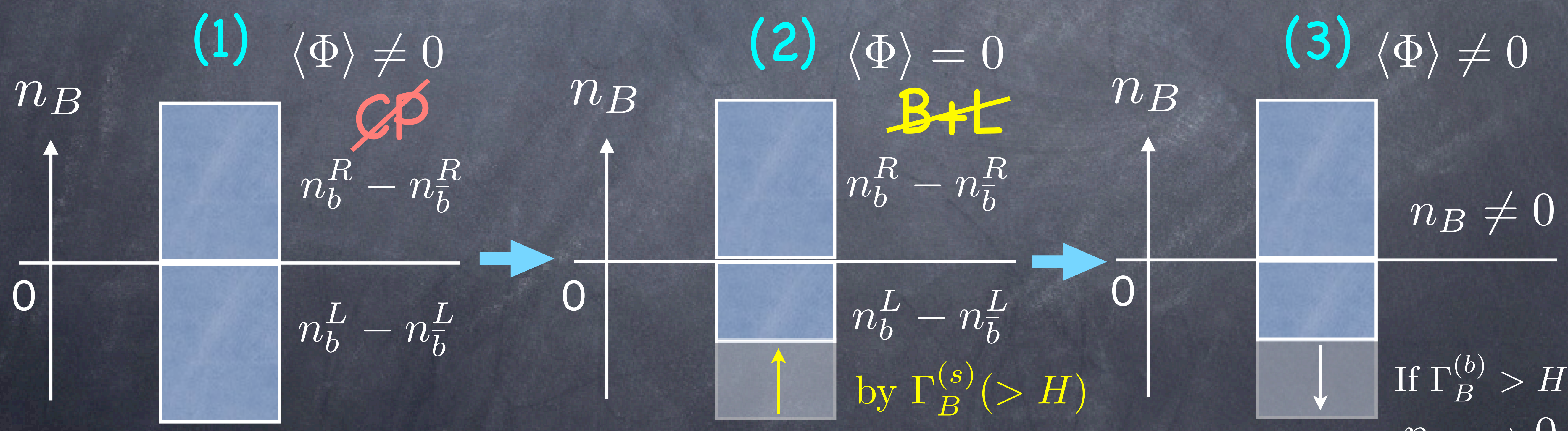
❒ 高温でバリオン数を破る過程が頻繁に起き, ゼロ度では抑制される.

バリオン数ができるまで



H:ハッブル定数





$$n_B = \underbrace{n_b^L - n_{\bar{b}}^L}_{\neq 0} + \underbrace{n_b^R - n_{\bar{b}}^R}_{\neq 0} = 0$$

$$n_B = \underbrace{n_b^L - n_{\bar{b}}^L}_{\text{changed}} + n_b^R - n_{\bar{b}}^R \to n_B \neq 0$$

e.g.,1 gen. $\bar{u}_L \to d_L d_L \nu_{eL}$ $\quad \Delta B = +1$, $\Delta L = +1$

$\boxed{\Gamma_B^{(b)} < H \text{ が必要}}$

$\Gamma_B^{(b)} < H$ を満たすには?

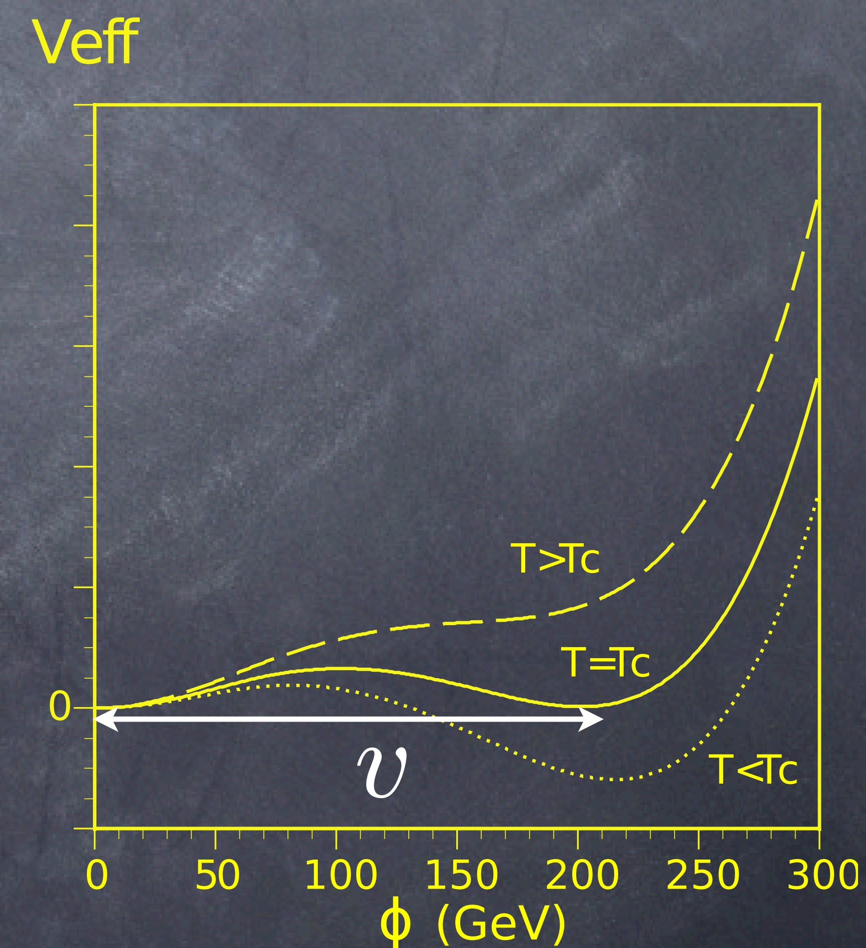
破れた相でのバリオン数変化率は以下で与えられる.

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

E_{sph}=スファレロンエネルギー,

ヒッグスの真空期待値(v)に比例する.

$$\boxed{E_{\text{sph}} \propto v}$$



必要なもの:

相転移後ヒッグスの期待値が大きければよい.

(電弱相転移が強い一次であればよい)

スファレロン脱結合条件

[Arnold, McLerran, PRD36,581 ('87)]

相転移が終わった温度(T_E)でスファレロン過程が抑制される必要がある.

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

g_* 軽い粒子の自由度, 106.75 (標準模型) m_{P} プランク質量 ≃ $1.22\text{x}10^{19}$ GeV

$E_{\text{sph}} = 4\pi v \mathcal{E}/g_2$ と書くと (g_2はSU(2)ゲージ結合定数),

$$\frac{v}{T} > \frac{g_2}{4\pi\mathcal{E}}\left[42.97 + \text{log corrections}\right]$$

❒ 脱結合条件はスファレロンエネルギーに最も強く依存する.

❒ log補正はsubleading (~10%).

スファレロンエネルギー

簡単の為, T=0でのスファレロンエネルギーを求める.

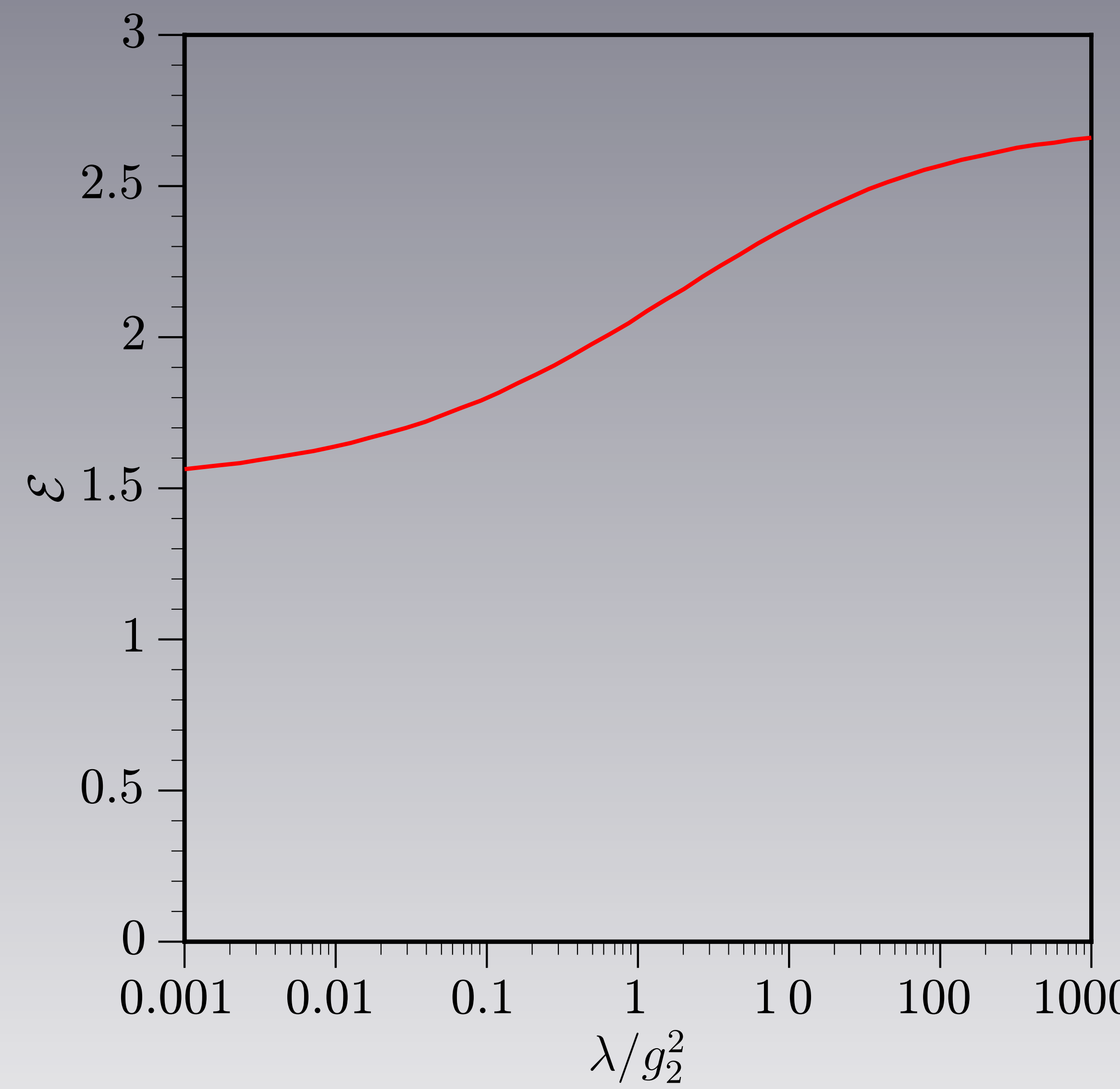
標準模型を例にとる. (U(1)$_Y$部分は無視)　[Klinkhamer, Manton, PRD30,2212 ('84)]

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{a\mu\nu} + (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - V_0(\Phi)$$

$$V_0(\Phi) = \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi - \frac{v^2}{2} \right)^2$$

❒ スファレロンエネルギーは λ/g_2^2 と伴に増加

ヒッグスの質量(λ) ↗
-> スファレロンエネルギー ↗



$$\text{For } m_h = 126 \text{ GeV } (\lambda = 0.13),\ \mathcal{E} \simeq 1.92 \quad \rightarrow \quad \boxed{\frac{v}{T} \gtrsim 1.16}$$

標準模型のバリオジェネシス

標準模型のバリオジェネシス

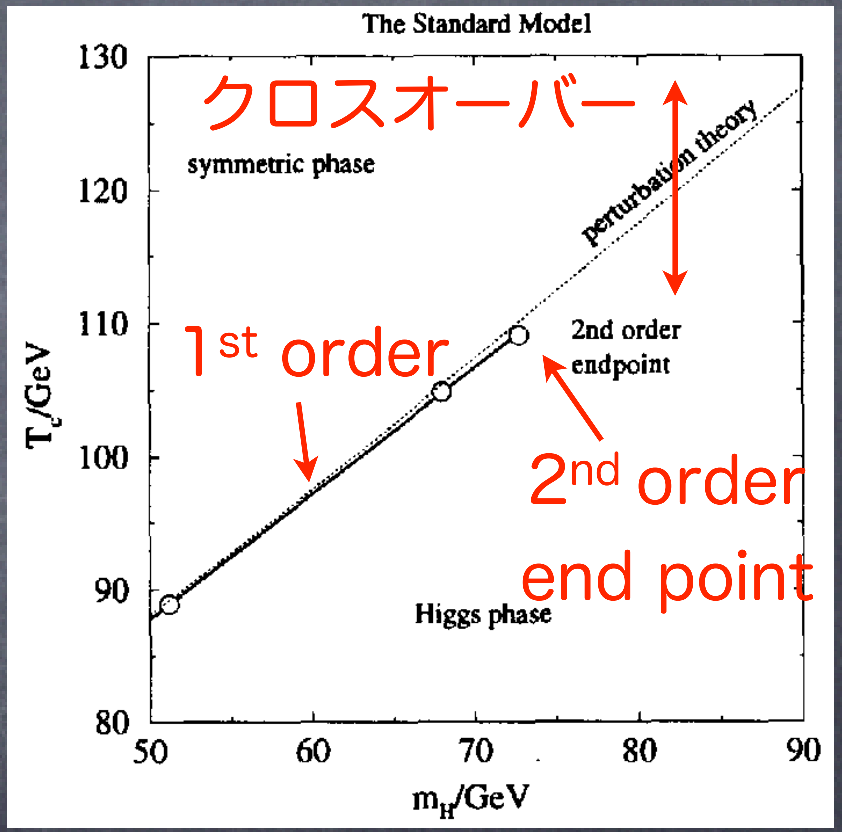
標準模型での電弱バリオジェネシスの可能性は以下の2つの理由で否定された.

■小林-益川位相だけでは十分な非対称性が出ない.

[Gavela et al, NPB430,382 ('94); Huet and Nelson, PRD51,379 ('95).]

■ 電弱相転移はm_h>73 GeVでクロスオーバー

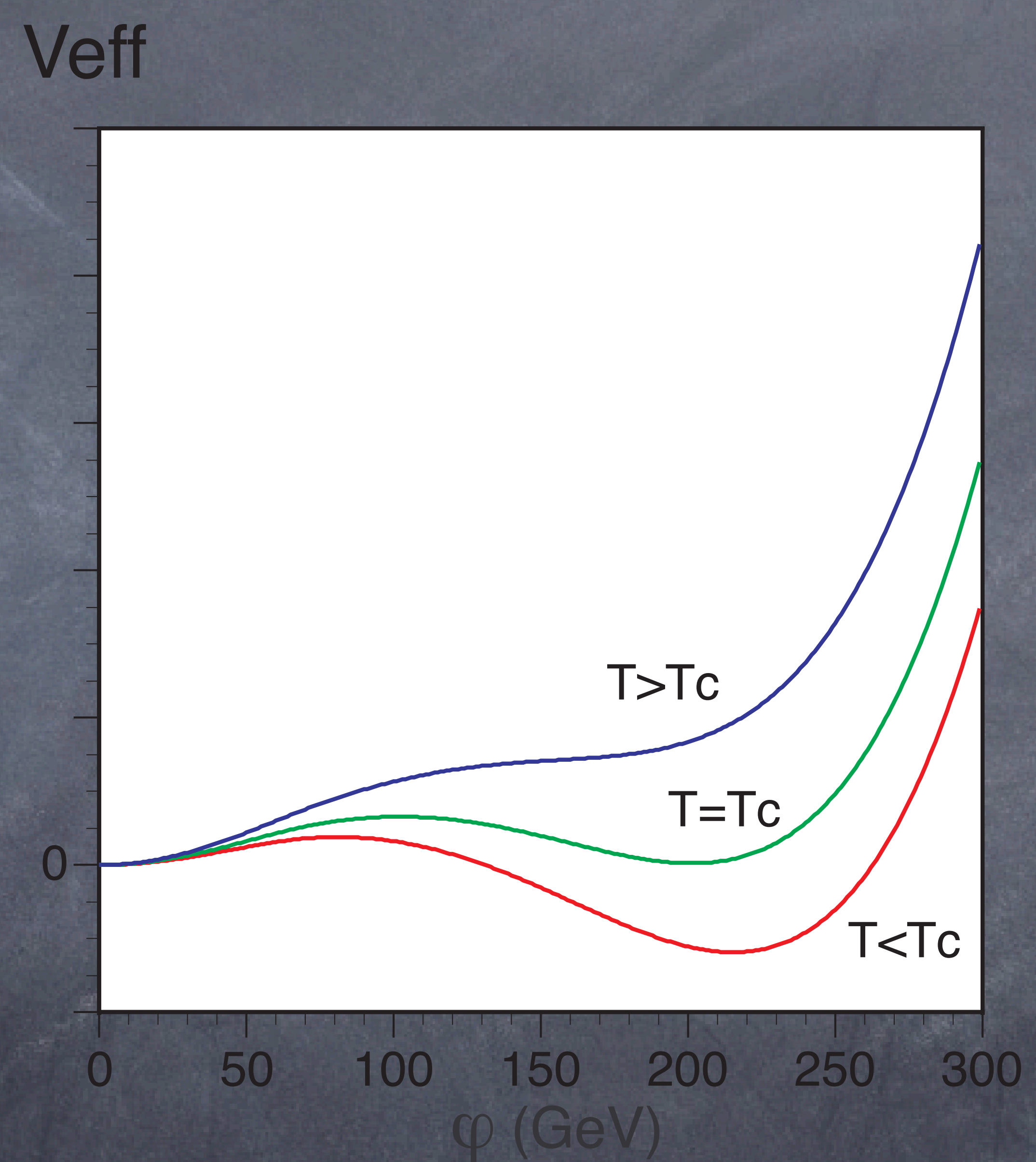
[Kajantie at al, PRL77,2887 ('96); Rummukainen et al, NPB532,283 ('98); Csikor et al, PRL82, 21 ('99); Aoki et al, PRD60,013001 ('99). Laine et al, NPB73,180('99)] (NOTE: $m_h \simeq 126$ GeV.)



標準模型を拡張する必要がある.

適切な拡張の仕方を知る為に, まず標準模型の例を具体的にみていく.

電弱相転移

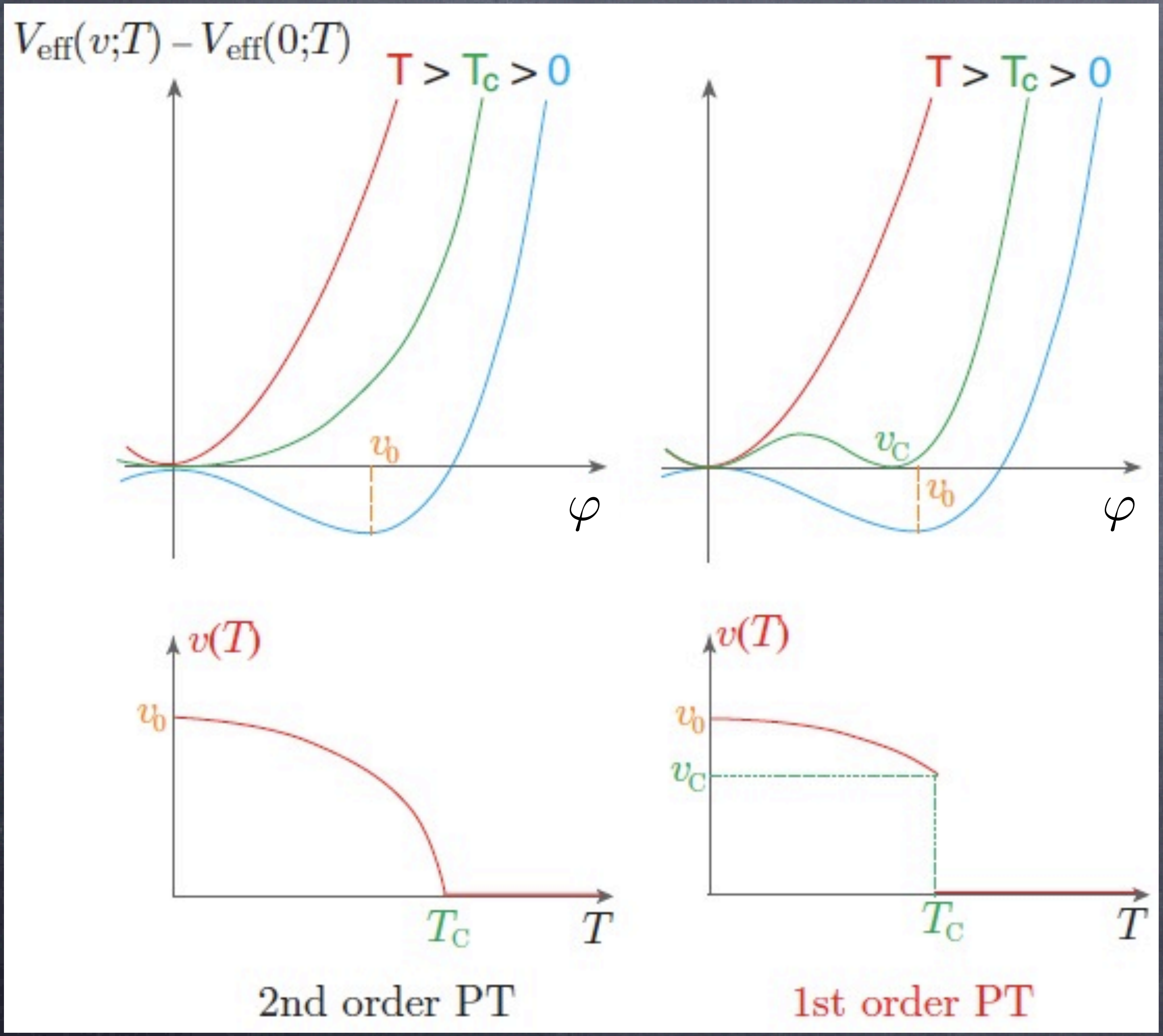


■ 有限温度の有効ポテンシャル(自由エネルギー密度)を用いて相転移の次数を決定する.

一次と二次相転移

臨界温度(Tc)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める.

一次相転移の場合, Tcでヒッグスの期待値が不連続.

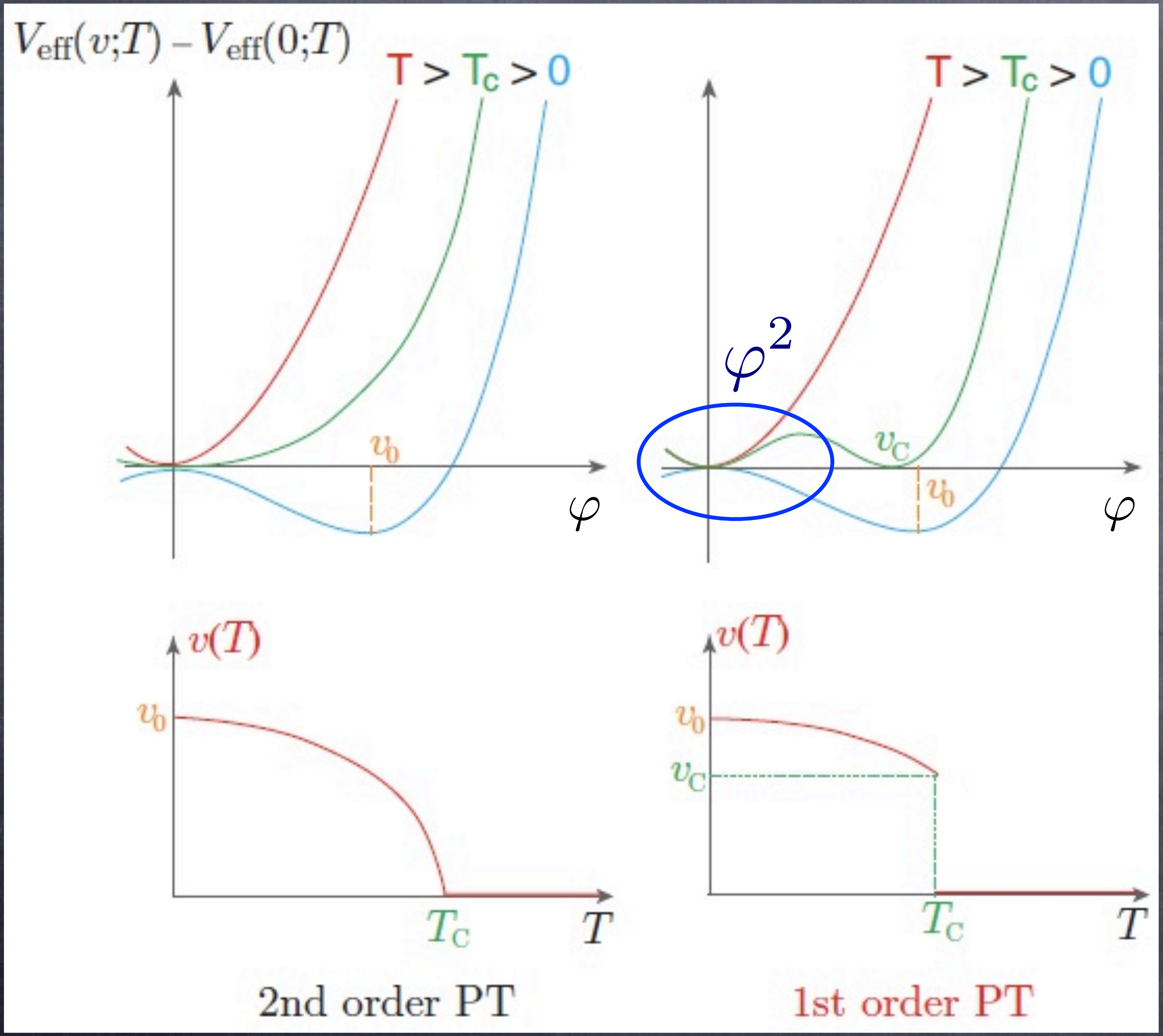


[From K. Funakubo's slide]

一次と二次相転移

臨界温度(Tc)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める.

一次相転移の場合, Tcでヒッグスの期待値が不連続.

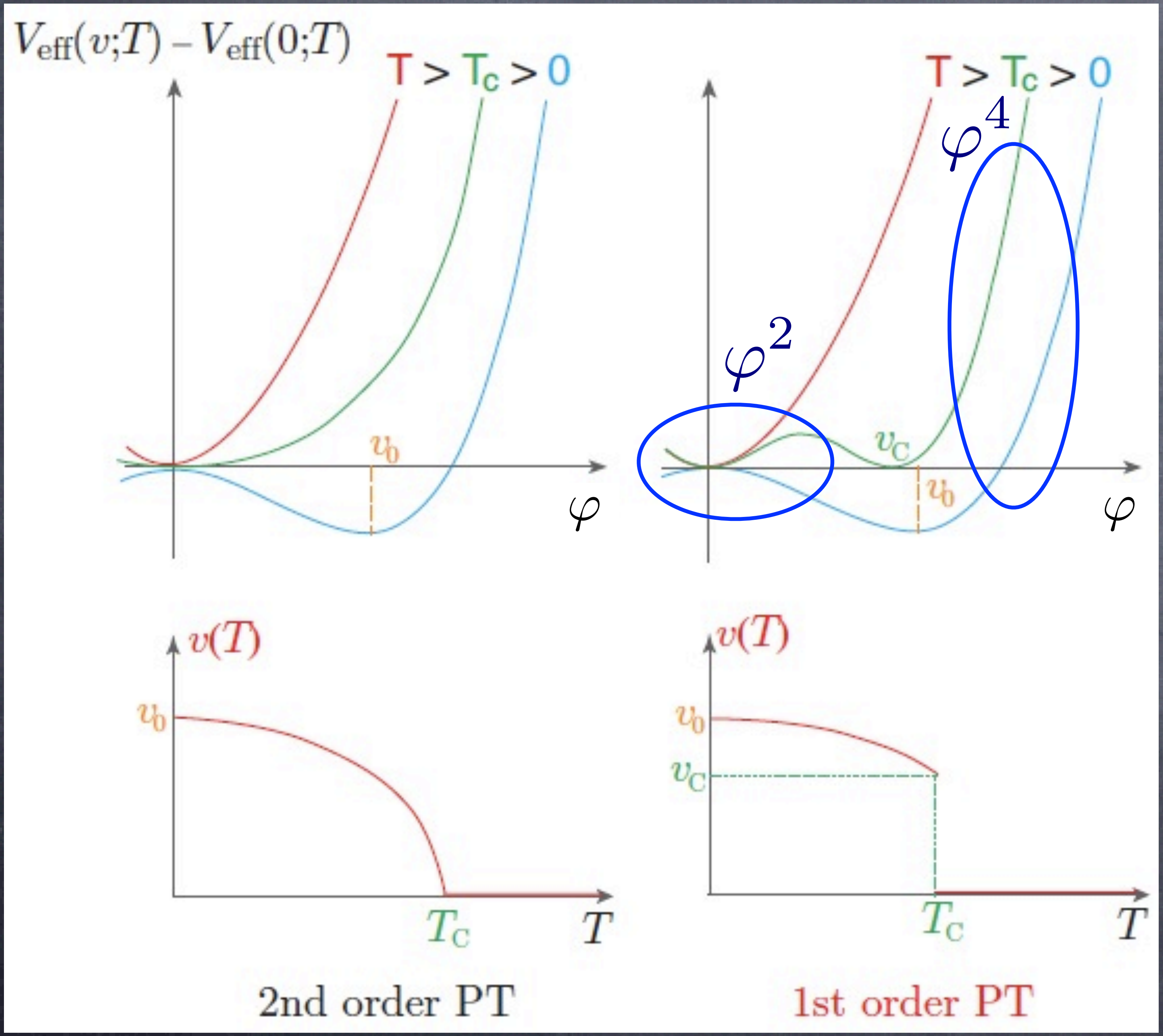


[From K. Funakubo's slide]

一次と二次相転移

臨界温度(Tc)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める.

一次相転移の場合, Tcでヒッグスの期待値が不連続.

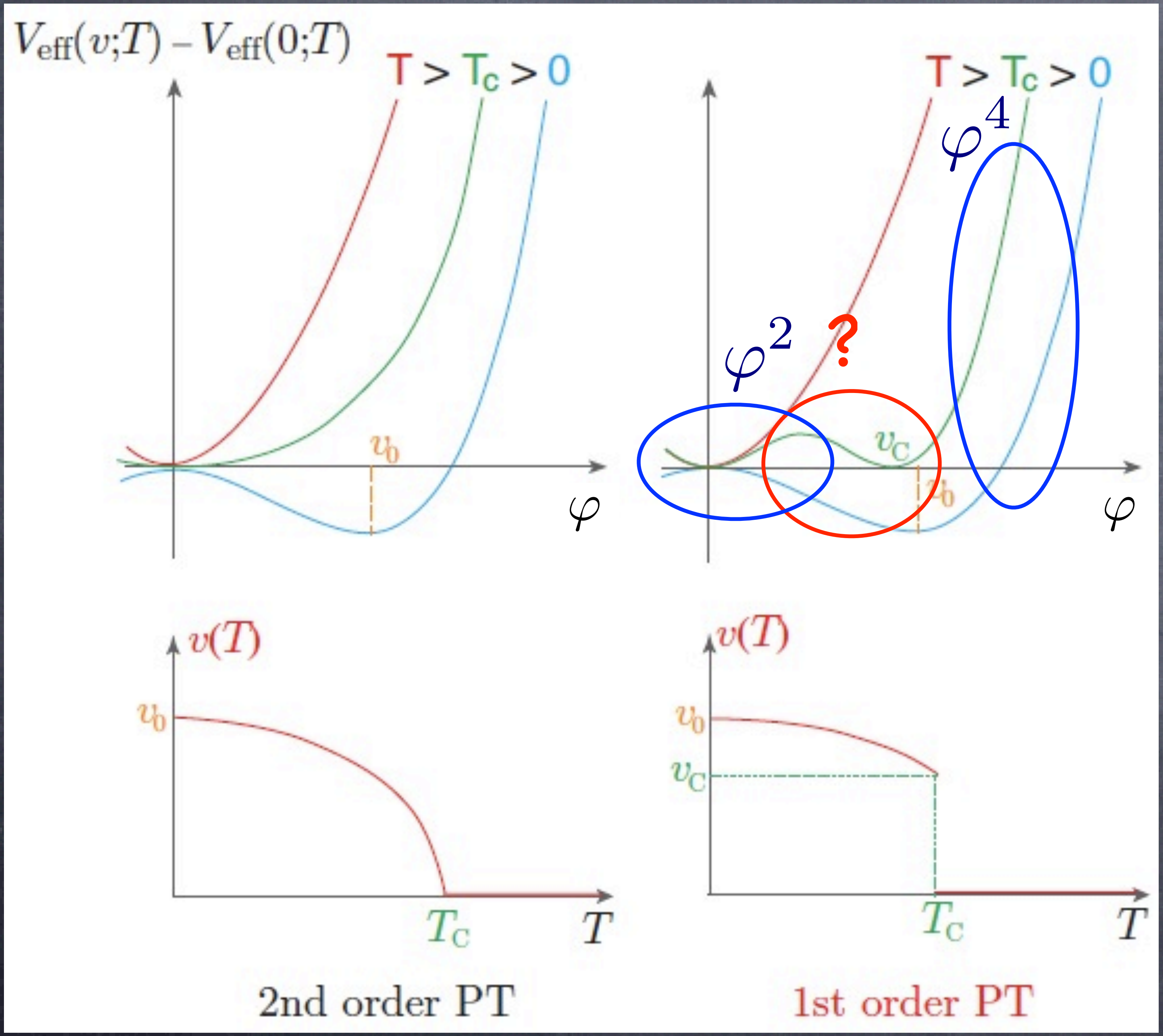


[From K. Funakubo's slide]

一次と二次相転移

臨界温度(Tc)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める.

一次相転移の場合, Tcでヒッグスの期待値が不連続.

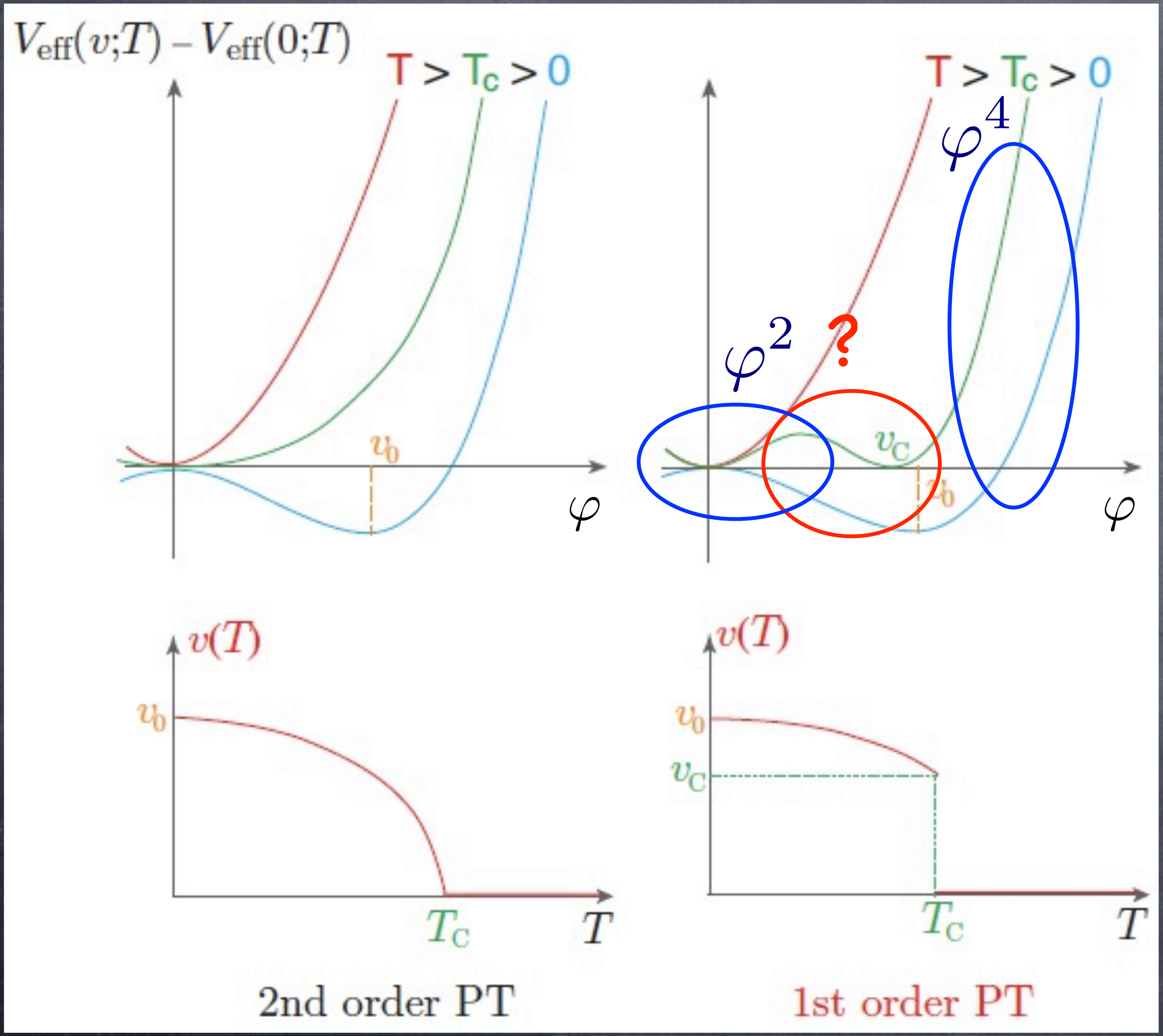


[From K. Funakubo's slide]

一次と二次相転移

臨界温度(Tc)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める.

一次相転移の場合, Tcでヒッグスの期待値が不連続.



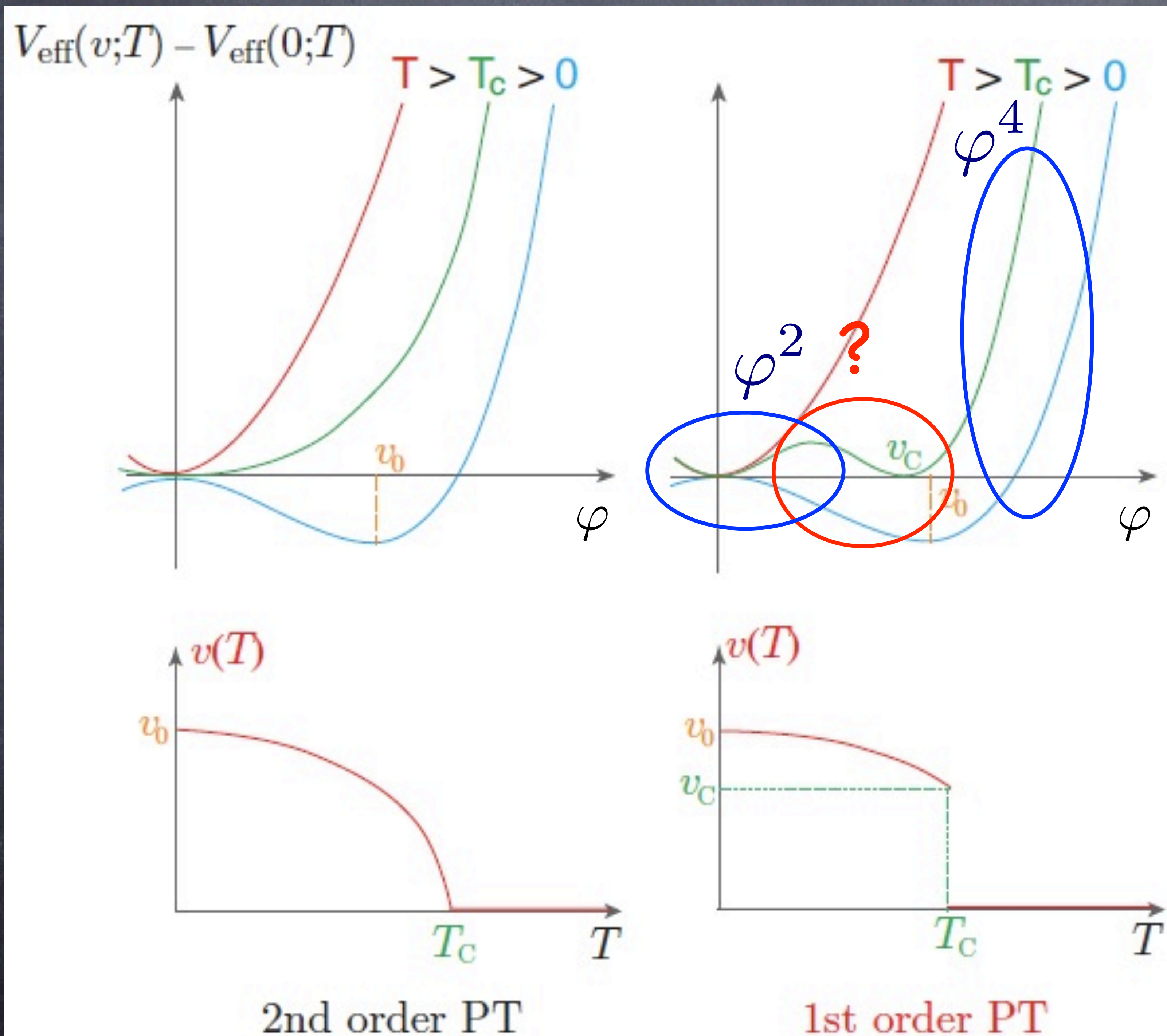
[From K. Funakubo’s slide]

■ 一次相転移となる為には, ポテンシャルに負の寄与が必要.

一次と二次相転移

臨界温度(Tc)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める.

一次相転移の場合, TcでヒッグスÑの期待値が不連続.



[From K. Funakubo's slide]

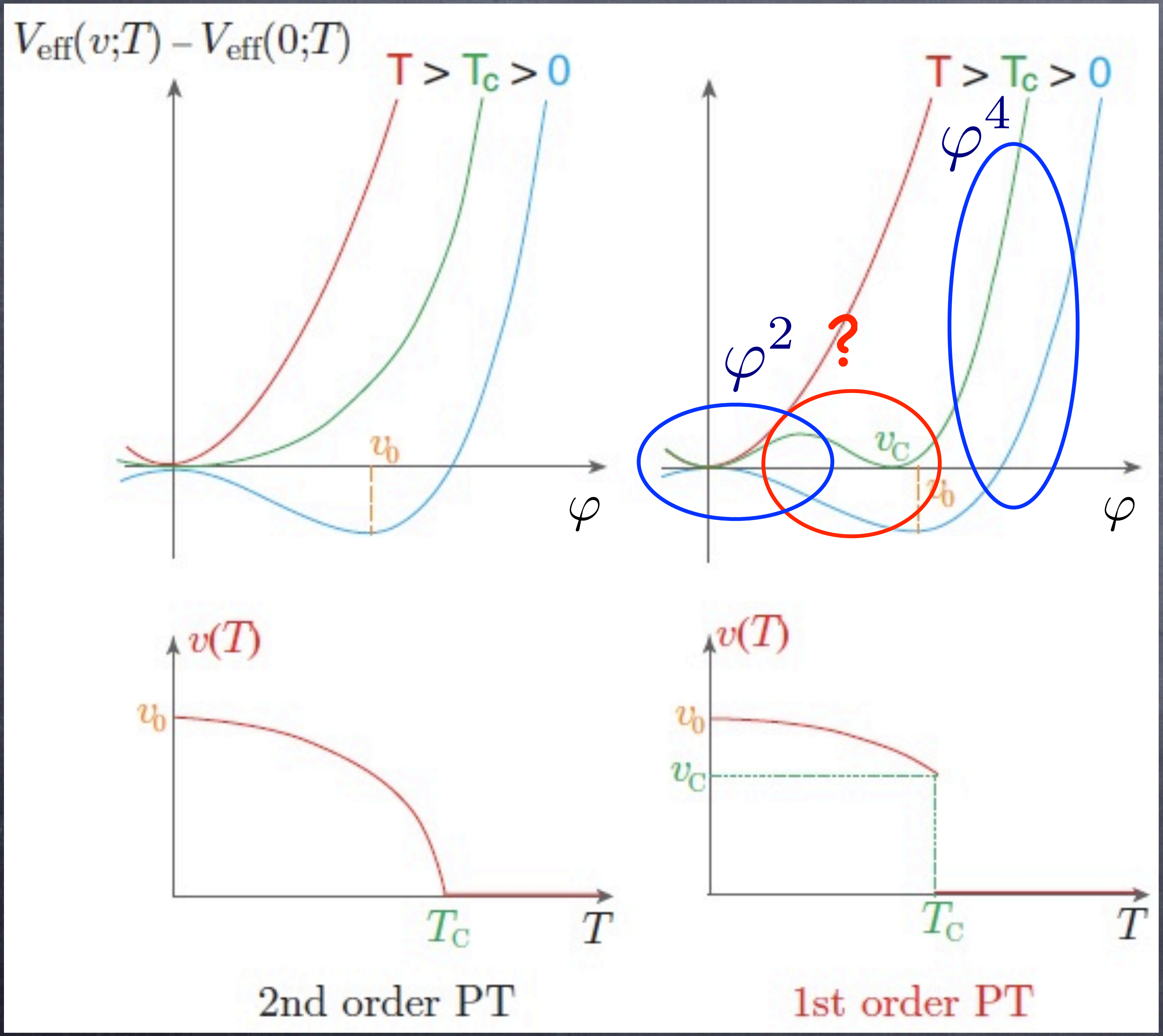
■ 一次相転移となる為には, ポテンシャルに負の寄与が必要.

⇑

有限温度のボゾンループから出る.

一次と二次相転移

臨界温度(Tc)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める.
一次相転移の場合, Tcでヒッグスの期待値が不連続.



[From K. Funakubo's slide]

■ 一次相転移となる為には, ポテンシャルに負の寄与が必要.

⇑

有限温度のボゾンループから出る.

(一般には別の可能性もあるが, 標準模型やMSSMはこのケース.)

標準模型の相転移

標準模型の1ループ有効ポテンシャル

$$\boxed{V_{\text{eff}}(\varphi) = V_0(\varphi) + \Delta_g V(\varphi) + \Delta_t V(\varphi) + \Delta V(\varphi, T) + V_{\text{c.t.}}}$$

ツリー: $\quad V_0(\varphi) = -\dfrac{\mu^2}{2}\varphi^2 + \dfrac{\lambda}{4}\varphi^4$

ゼロ温度1ループ:

$$\begin{aligned} \Delta_g V(\varphi) &= 2 \cdot 3F\Big(m_W^2(\varphi)\Big) + 3F\Big(m_Z^2(\varphi)\Big), \\ \Delta_t V(\varphi) &= -4 \cdot 3F\Big(m_t^2(\varphi)\Big), \;\; F\Big(m^2(\varphi)\Big) = \frac{m^4(\varphi)}{64\pi^2}\left(\ln \frac{m^2(\varphi)}{M_{\text{ren}}^2} - \frac{3}{2}\right) \end{aligned}$$

有限温度1ループ:

$$\Delta V(\varphi, T) = \frac{T^4}{2\pi^2}\left[\sum_{i=W,Z} n_i I_B(a_i^2) + n_t I_F(a_t^2)\right],$$

n=d.o.f.

where

$$I_{B,F}(a^2) = \int_0^\infty dx \; x^2 \ln\left(1 \mp e^{-\sqrt{x^2+a^2}}\right), \quad a^2 = \frac{m^2(\varphi)}{T^2}$$

高温展開

a=m(φ)/Tを小さいと仮定し, $I_{B,F}(a)$をaについて展開する.

ボゾン:

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

フェルミオン:

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

$$\log\alpha_B = 2\log 4\pi - 2\gamma_E \simeq 3.91, \quad \log\alpha_F = 2\log\pi - 2\gamma_E \simeq 1.14,$$

Euler's constant: $\gamma_E \simeq 0.577$

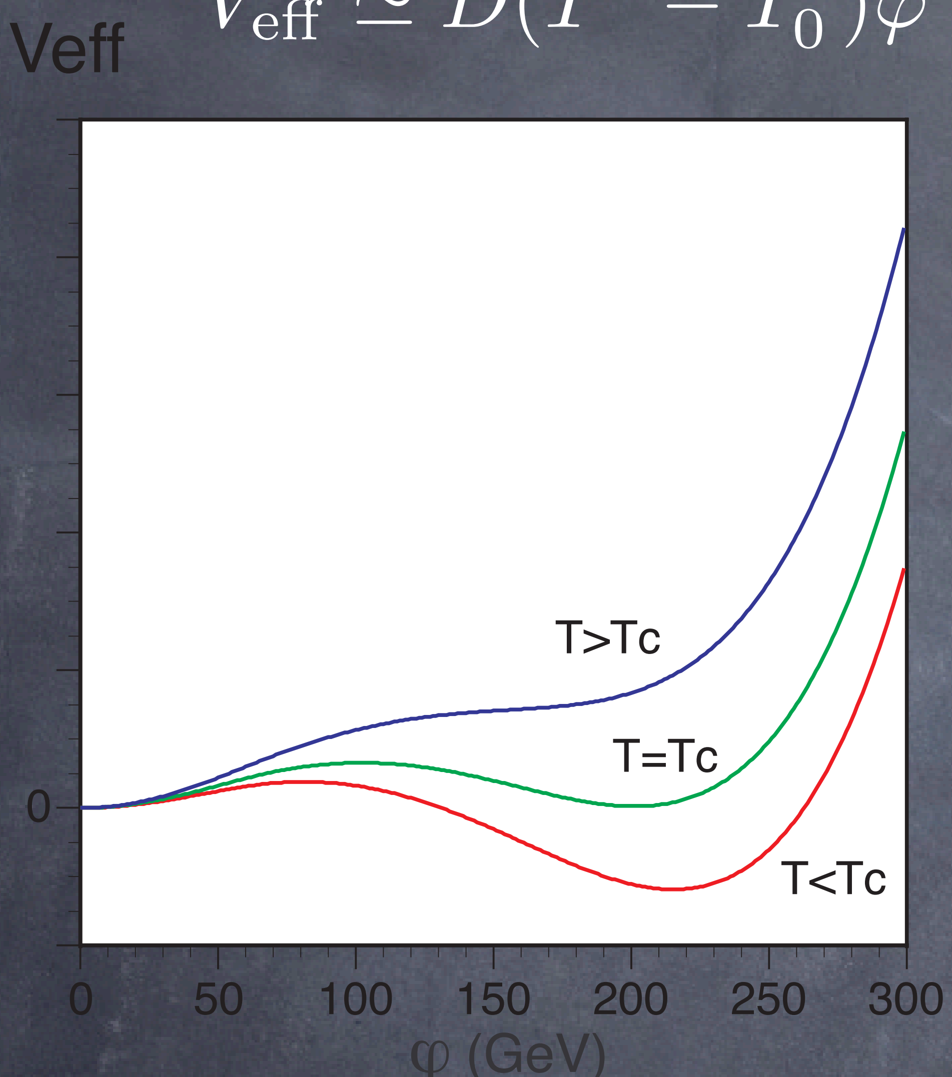
- ❒ $n_{B,F}\frac{T^4}{2\pi^2}I_{B,F}(a^2) \ni +|\mathrm{const}|\cdot m^2T^2$ -> 高温で対称性が回復する理由
- ❒ "ボゾンループ"から負の係数をもつ3次の項が出て来る.

$$n_B\frac{T^4}{2\pi^2}I_B(a^2) \ni -|\mathrm{const}|\cdot|m(\varphi)|^3T$$

(起源はゼロ振動数なのでフェルミオンループからは出ない.)

高温展開された有効ポテンシャルは次で与えられる.

$$V_{\rm eff} \simeq D(T^2 - T_0^2)\varphi^2 - ET|\varphi|^3 + \frac{\lambda_T}{4}\varphi^4 \underset{T=T_C}{\longrightarrow} \frac{\lambda_{T_C}}{4}\varphi^2(\varphi - v_C)^2$$



❒ 臨界温度(Tc)は2つの真空が縮退する温度で定義.

❒ ボゾンループによって一次相転移が実現.

$$E_{\rm SM} \simeq \frac{1}{4\pi v^3}(2m_W^3 + m_Z^3) \simeq 0.01$$

$$v_C = \frac{2ET_C}{\lambda_{T_C}} \quad \Rightarrow \quad \frac{v_C}{T_C} = \frac{2E}{\lambda_{T_C}} = \frac{\text{3次の係数}}{\text{4次の係数}}$$

$$\lambda_{T_C} \simeq \lambda = m_{h^{\rm SM}}^2/(2v^2)$$

スファレロン脱結合条件:

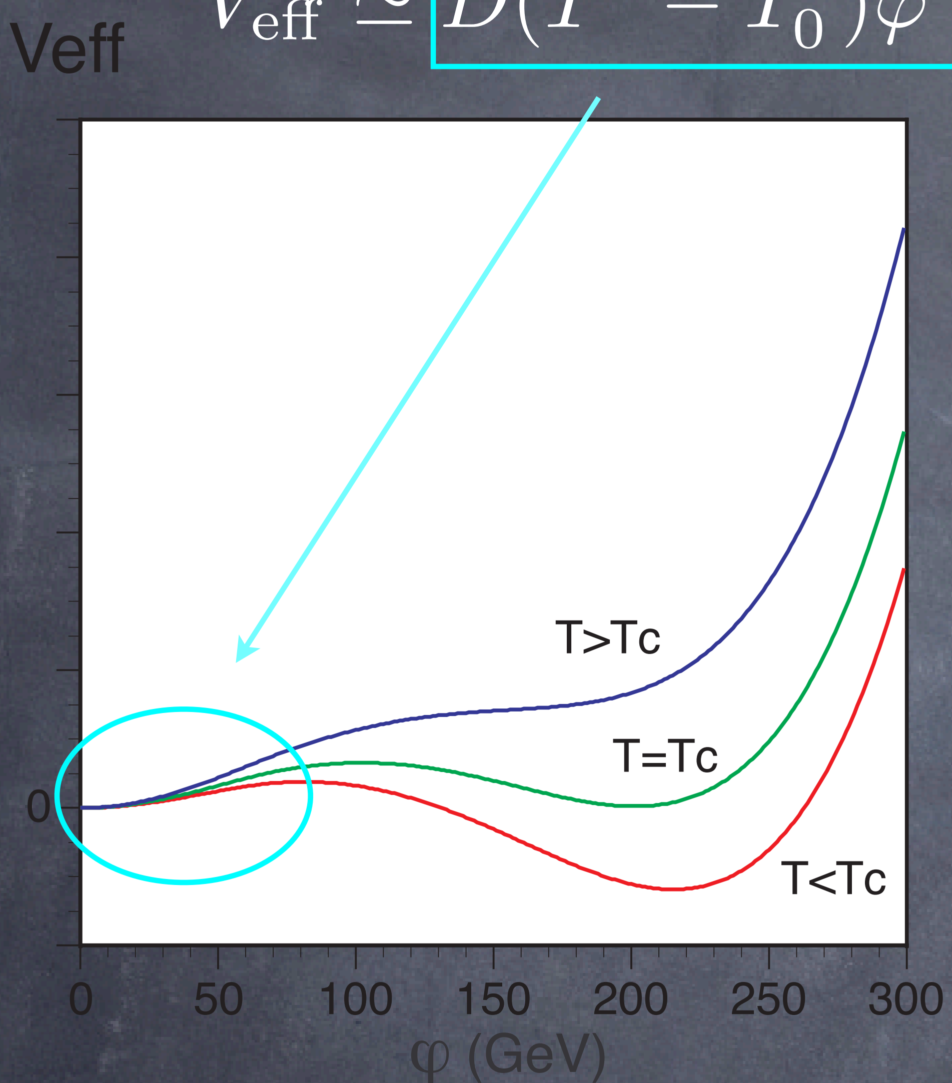
$$\Gamma_B^{(b)} < H \quad \Rightarrow \quad \frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1 \quad \Longrightarrow \quad \boxed{m_{h^{\rm SM}} \lesssim 48\ \text{GeV}}$$

LEPで排除された.

解決方法: ボゾンを追加し, Eを増大させせる.

高温展開された有効ポテンシャルは次で与えられる.

$$V_{\rm eff} \simeq \boxed{D(T^2 - T_0^2)\varphi^2} - ET|\varphi|^3 + \frac{\lambda_T}{4}\varphi^4 \underset{T=T_C}{\longrightarrow} \frac{\lambda_{T_C}}{4}\varphi^2(\varphi - v_C)^2$$



❐ 臨界温度(Tc)は2つの真空が縮退する温度で定義.

❐ ボゾンループによって一次相転移が実現.

$$E_{\rm SM} \simeq \frac{1}{4\pi v^3}(2m_W^3 + m_Z^3) \simeq 0.01$$

$$v_C = \frac{2ET_C}{\lambda_{T_C}} \quad \Rightarrow \quad \frac{v_C}{T_C} = \frac{2E}{\lambda_{T_C}} = \frac{\text{3次の係数}}{\text{4次の係数}}$$

$$\lambda_{T_C} \simeq \lambda = m_{h^{\rm SM}}^2/(2v^2)$$

スファレロン脱結合条件:

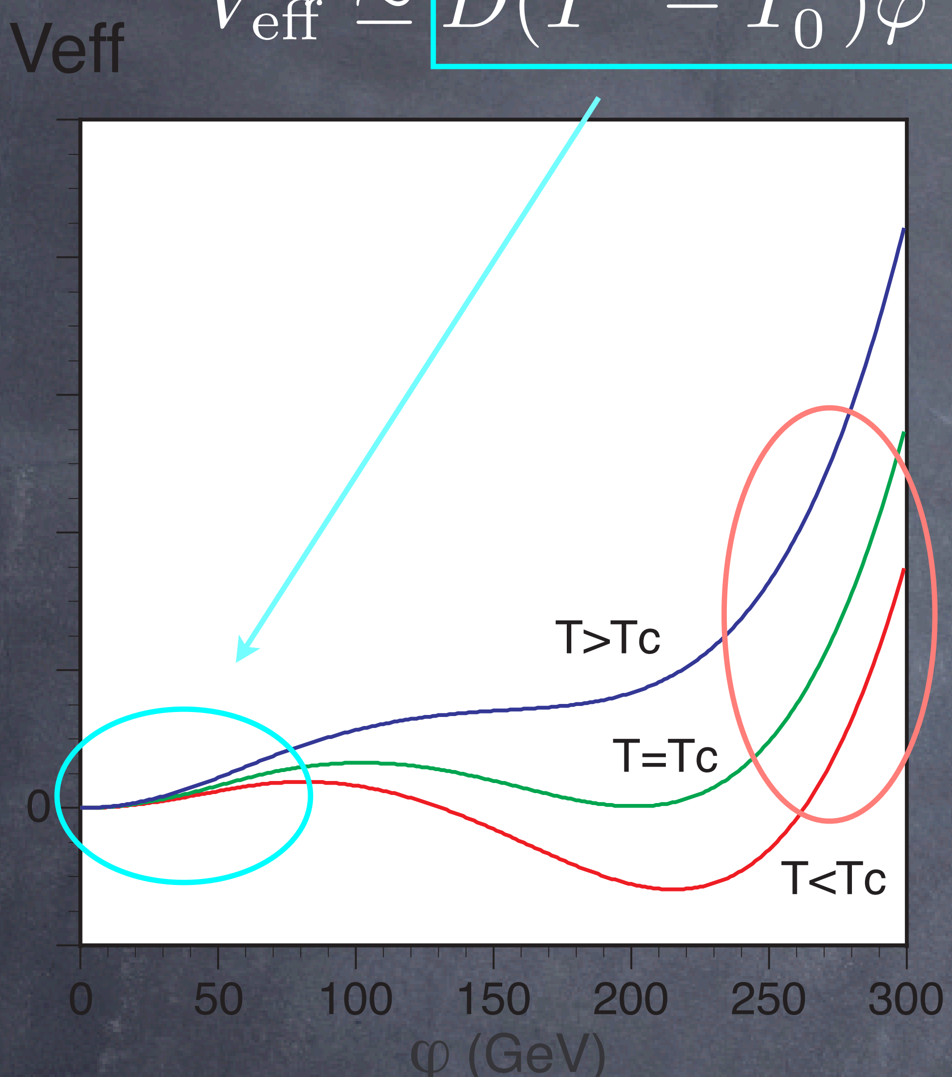
$$\Gamma_B^{(b)} < H \quad \Rightarrow \quad \frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1 \quad \Longrightarrow \quad \boxed{m_{h^{\rm SM}} \lesssim 48 \text{ GeV}}$$

LEPで排除された.

解決方法: ボゾンを追加し, Eを増大させる.

高温展開された有効ポテンシャルは次で与えられる.

$$V_{\rm eff} \simeq \boxed{D(T^2 - T_0^2)\varphi^2} - ET|\varphi|^3 + \boxed{\frac{\lambda_T}{4}\varphi^4} \underset{T=T_C}{\longrightarrow} \frac{\lambda_{T_C}}{4}\varphi^2(\varphi - v_C)^2$$



❒ 臨界温度(Tc)は2つの真空が縮退する温度で定義.

❒ ボゾンループによって一次相転移が実現.

$$E_{\rm SM} \simeq \frac{1}{4\pi v^3}(2m_W^3 + m_Z^3) \simeq 0.01$$

$$v_C = \frac{2ET_C}{\lambda_{T_C}} \quad \Rightarrow \quad \frac{v_C}{T_C} = \frac{2E}{\lambda_{T_C}} = \frac{\text{3次の係数}}{\text{4次の係数}}$$

$$\lambda_{T_C} \simeq \lambda = m_{h^{\rm SM}}^2/(2v^2)$$

スファレロン脱結合条件:

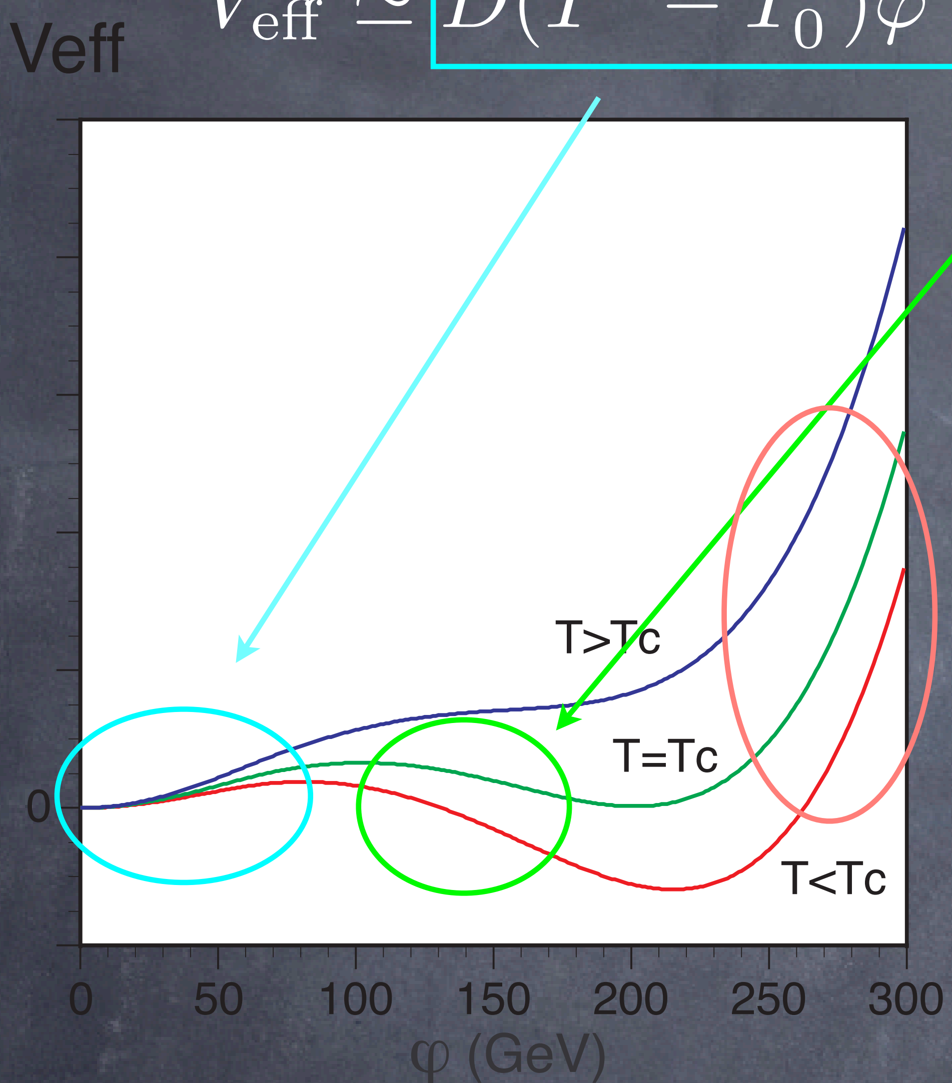
$$\Gamma_B^{(b)} < H \quad \Rightarrow \quad \frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1 \quad \Longrightarrow \quad \boxed{m_{h^{\rm SM}} \lesssim 48\ \text{GeV}}$$

LEPで排除された.

解決方法: ボゾンを追加し, Eを増大させる.

高温展開された有効ポテンシャルは次で与えられる.

$$V_{\rm eff} \simeq \boxed{D(T^2 - T_0^2)\varphi^2} \boxed{- ET|\varphi|^3} + \boxed{\frac{\lambda_T}{4}\varphi^4} \underset{T=T_C}{\longrightarrow} \frac{\lambda_{T_C}}{4}\varphi^2(\varphi - v_C)^2$$



- ❒ 臨界温度(Tc)は2つの真空が縮退する温度で定義.
- ❒ ボゾンループによって一次相転移が実現.

$$E_{\rm SM} \simeq \frac{1}{4\pi v^3}(2m_W^3 + m_Z^3) \simeq 0.01$$

$$v_C = \frac{2ET_C}{\lambda_{T_C}} \Rightarrow \frac{v_C}{T_C} = \frac{2E}{\lambda_{T_C}} = \frac{3次の係数}{4次の係数}$$

$$\lambda_{T_C} \simeq \lambda = m_{h^{\rm SM}}^2/(2v^2)$$

スファレロン脱結合条件:

$$\Gamma_B^{(b)} < H \quad \Rightarrow \quad \frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1 \quad \Longrightarrow \quad \boxed{m_{h^{\rm SM}} \lesssim 48 \text{ GeV}}$$

LEPで排除された.

解決方法: ボゾンを追加し, Eを増大させる.

注意

“スカラーループが常に効くわけではない.”

スカラーの質量が次で与えられるとする.

$$m^2 = M^2 + \lambda\varphi^2$$

M : ラグランジアンにある質量次元を持った変数

λ : スカラーとヒッグス粒子の結合定数

$M^2 \ll \lambda\varphi^2$ $\quad V_{\text{eff}} \ni -\lambda^{3/2} T\varphi^3 \left(1 + \frac{M^2}{\lambda\varphi^2}\right)^{3/2}$ 寄与する

$M^2 \gtrsim \lambda\varphi^2$ $\quad V_{\text{eff}} \ni -|M|^3 T \left(1 + \frac{\lambda\varphi^2}{M^2}\right)^{3/2}$ 寄与しない

必要なもの: 1. 強結合 λ, 2. 小さな M

nondecouplingスカラー $\Rightarrow$ $E = E_{\text{SM}} + \Delta E$ $\Rightarrow$ $\frac{v_C}{T_C} \nearrow$

電弱バリオジェネシスの現状

電弱バリオン数生成が可能な模型は？

SUSY:　強い1次相転移OK, CPの破れOK

Minimal Supersymmetric SM (MSSM)
Next-to-MSSM (NMSSM), nearly-MSSM (nMSSM),
U(1)'-MSSM (UMSSM), triplet-MSSM (TMSSM) etc.

SM+ヒッグスセクターの拡張:

	強い1次相転移	CPの破れ(Higgs)
real singlet	OK	X
complex singlet	OK	OK
MHDM ($M\geq 2$)	OK	OK
real triplet	OK	X
complex triplet	OK	X

MSSMでの電弱バリオジェネシスは実験的に厳しい.

MSSM 軽いstopシナリオ

[Carena, Quiros, Wagner, PLB380 (‘96) 81]

必要なもの: 1. 強結合 λ, 2. 小さな M

トップ湯川結合　　　小さなsoft SUSY質量

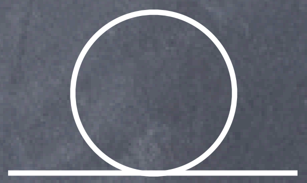
126 GeVヒッグスを実現する為に、

$$m_{\tilde{q}}^2 \gg m_{\tilde{t}_R}^2, X_t^2, \quad X_t = A_t - \mu/\tan\beta.$$

stopの質量

$$\bar{m}_{\tilde{t}_2}^2 = m_{\tilde{q}}^2 + \frac{y_t^2 \sin^2\beta}{2}\left(1 + \frac{|X_t|^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right)\varphi^2 + \mathcal{O}(g^2) \simeq m_{\tilde{q}}^2$$

$$\bar{m}_{\tilde{t}_1}^2 = m_{\tilde{t}_R}^2 + \frac{y_t^2 \sin^2\beta}{2}\left(1 - \frac{|X_t|^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right)\varphi^2 + \mathcal{O}(g^2)$$



At finite T, there is a thermal correction, $\boxed{\Delta_T m_{\tilde{t}_R}^2} \sim \mathcal{O}(T^2) > 0.$

To have a large loop effect, $m_{\tilde{t}_R}^2 + \Delta_T m_{\tilde{t}_R}^2$ must be small.

$$m_{\tilde{t}_R}^2(T) \equiv m_{\tilde{t}_R}^2 + \Delta_T m_{\tilde{t}_R}^2 = 0 \;\Rightarrow\; m_{\tilde{t}_R}^2 < 0 \quad \text{Charge-Color-Breaking vacuum}$$

$$\boxed{m_{\tilde{t}_1} < m_t}$$

topより軽いstopが必要

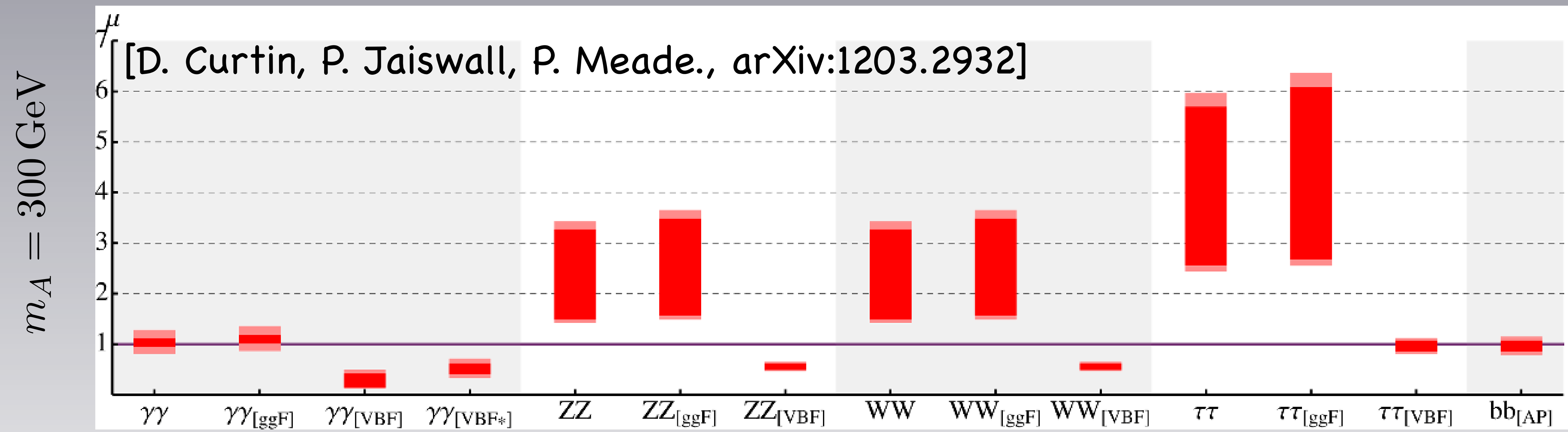
$X_t = 0$ (no-mixing) maximizes the loop effect

MSSM 電弱バリオン数生成

120 GeV以下の(ほぼ)右巻きstopが強い一次相転移を引きこす.
(light stop scenario, LSS)

$\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0, \ |m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}| < 35 \text{ GeV}$ stopの直接検証は難しい.

最近, MSSM EWBGが除外されたと2度宣告された.



Solid red bands: range of predictions for $m_{\tilde{t}_R} \in (80, 115)$ GeV.

Light red bands: theory errors (higher order corrections and $\tilde{\chi}^{\pm}$, $\tilde{\chi}^0$ corrections.)

このシナリオは, $m_H \simeq 125$ GeVに対して, $m_A > 1$ TeV なら98% CL以上,

$m_A \simeq 300$ GeVなら少なくとも90% CLで除外される.

逃げ道

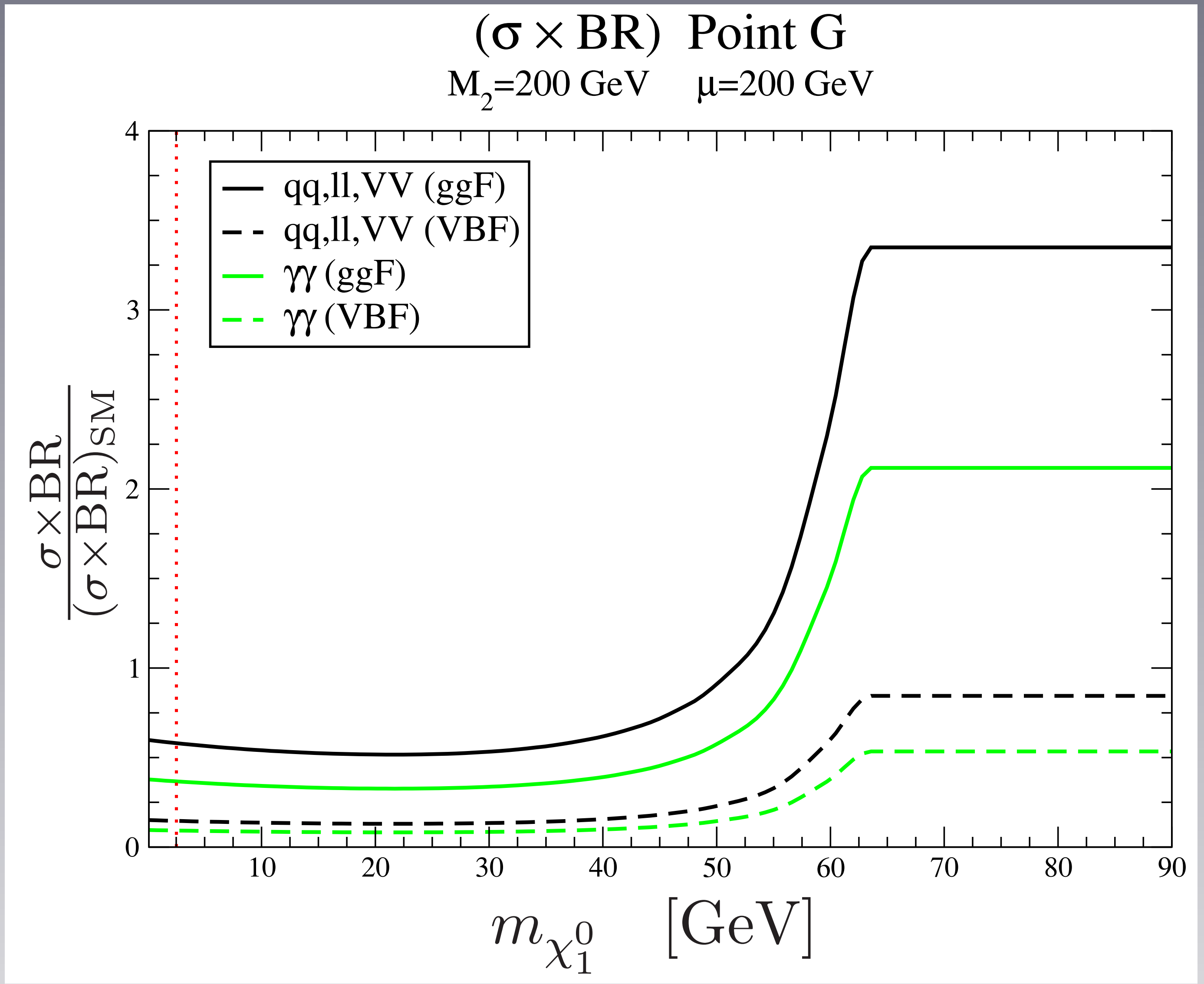
[M. Carena, G. Nardini, M. Quiros, CEM. Wagner, arXiv:1207.6330]

If $m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 60$ GeV,

ヒッグスのinvisibleモードが開く.

➔ σ(gg -> H -> VV)が減る

➔ テンションが緩和.



但し、stopの主要崩壊チャンネルが変わる.

$$\tilde{t}_1 \to bW^+\tilde{\chi}_1^0,\ b\tilde{\chi}_1^0\bar{f}f'$$

"Very Light Scalar Top Quarks at the LHC, K. Krizka, A. Kumar, D. Morrissey, arXiv:1212.4856"では、次のように結論.

> "Ours results suggest that such a state is ruled out by existing LHC analyses, at least if it decays promptly in the FV, 4B or 3B modes."

コメント

[M. Carena, G. Nardini, M. Quiros, CEM. Wagner, NPB812, (2009) 243]が最新のMSSMバリオジェネシスの理論計算だが, 以下の部分が明白でない.

❐ スファレロン脱結合条件

解析では, $v_C/T_C > 0.9$が使われている

疑問1: “0.9”で本当にスファレロン過程は十分に抑制されるのか?

1ループでは, $v_C/T_C > 1.4.$ [K.Funakubo, E.S., PRD79, (2009) 115024]

❐ 有限温度2ループ有効ポテンシャル

高温展開近似が使われている. [P. Arnold, O. Espinosa, PRD47, ('93) 3546, J.R. Espinosa, NPB475, ('96) 273 etc]

疑問2: 2ループレベルの高温展開の妥当性は?

トイ模型 (abelian-Higgs+complex scalar+extra U(1) gauge boson),
- v_CとT_C -> 10% 過大評価 (v_C/T_C -> 数% 過小評価),
- バリアの高さ-> 50% 過大評価. [K.Funakubo, E.S., PRD87, (2013) 054003]

特に, 前者はMSSMバリオジェネシスのviable windowにsensitive.

MSSMの拡張模型

MSSMの拡張模型では, 軽いstopが無くても強い1次相転移が実現可能.

- ❒ Next-to-MSSM (NMSSM) $W_{\rm NMSSM} \ni \lambda S H_u H_d + \frac{\kappa}{3} S^3$
- ❒ nearly-MSSM (nMSSM) $W_{\rm nMSSM} \ni \lambda S H_u H_d + \frac{m_{12}^2}{\lambda} S$
- ❒ U(1)'-extended-MSSM (UMSSM) $W_{\rm UMSSM} \ni \lambda S H_u H_d$

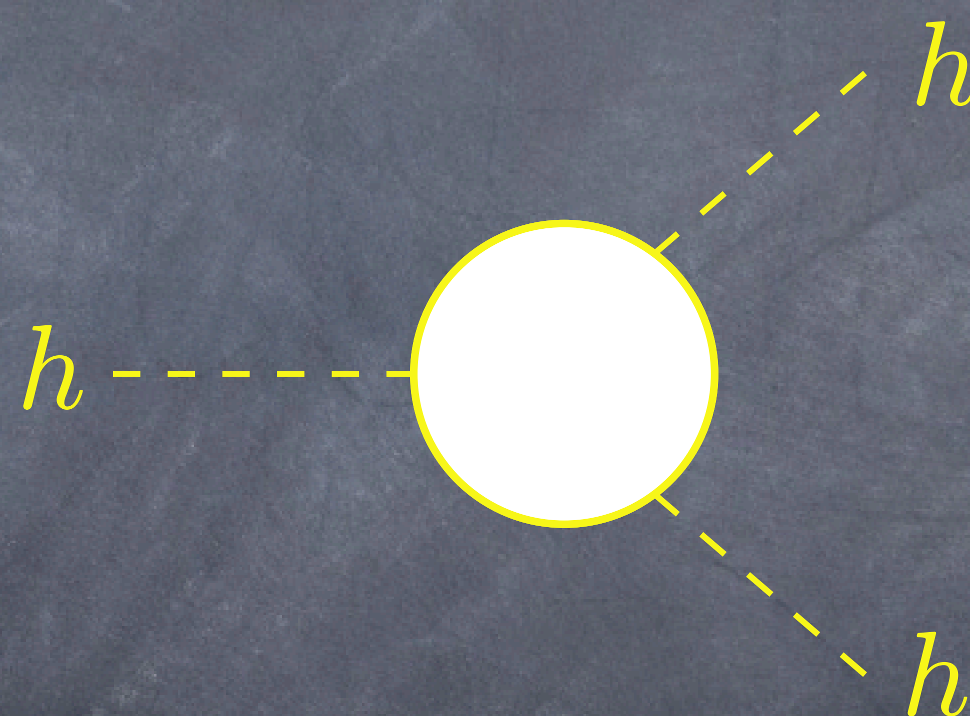
∵ singlet Higgsによって強い1次相転移が実現

❒ 4 Higgs doublets+singlets-extended MSSM [Kenemura,Shindou,Yamada]

$$W = \lambda \Big[H_d \Phi_u \zeta + H_u \Phi_d \eta - H_u \Phi_u \Omega^- - H_d \Phi_d \Omega^+ + n_\Phi \Phi_u \Phi_d + n_\Omega (\Omega^+ \Omega^- - \zeta\eta) \Big]$$
$$- \mu (H_u H_d - n_\Phi n_\Omega) - \mu_\Phi \Phi_u \Phi_d - \mu_\Omega (\Omega^+ \Omega^- - \zeta\eta).$$

∵ 荷電Higgsの効果によって強い1次相転移が実現

ヒッグス3点自己結合定数



電弱バリオジェネシスとヒッグス3点自己結合定数に強い相関がある例として2HDMを取り上げる.

2 Higgs doublet model (2HDM)

標準模型に新しいヒッグス2重項を追加 (新たなCP位相が可能)
FCNCを抑制する為に, 離散的対称性を課す.

$$\Phi_1 \to \Phi_1,\ \Phi_2 \to -\Phi_2\ (\text{Type I, II etc})$$

ヒッグスポテンシャル

$$\begin{aligned} V_{2\text{HDM}} &= m_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - (m_3^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) \\ &+ \frac{\lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2 \\ &+ \left[\frac{\lambda_5}{2}(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right], \end{aligned}$$

$$m_3^2,\ \lambda_5 \in \mathbb{C}$$

$$\Phi_{1,2}(x) = \begin{pmatrix} \overbrace{\phi_i^+(x)}^{\text{荷電ヒッグス}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\Big(\underbrace{v_i}_{\text{ヒッグス期待値}} + \underbrace{h_i(x)}_{\text{CP-evenヒッグス}} + i\underbrace{a_i(x)}_{\text{CP-oddヒッグス}}\Big) \end{pmatrix}.$$

パラメーターは8つ (但し, vとm_hは既知)

$m_h,\ m_H,\ m_A,\ m_{H^\pm}$

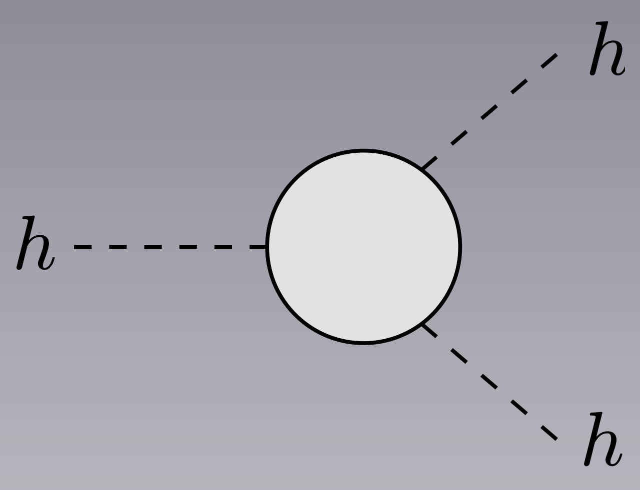
α : hとHの混合角　$\tan\beta = v_2/v_1, \quad (v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \simeq 246\ \text{GeV})$

$M^2 = m_3^2/(\sin\beta\cos\beta)$

hhh結合定数への量子補正

重いヒッグスのhhh結合定数への量子補正を計算する.

[S. Kanemura, S. Kiyoura, Y. Okada, E.S., C.-P. Yuan, PLB558 (2003) 157]



For $\sin(\beta-\alpha)=1$

(ヒッグス-ゲージ結合定数、ヒッグス-湯川結合定数が標準模型と同じになる極限)

$$\lambda_{hhh}^{\rm 2HDM} \simeq \frac{3m_h^2}{v}\left[1+\sum_{\Phi=H,A,H^\pm}\frac{c}{12\pi^2}\frac{m_\Phi^4}{m_h^2 v^2}\left(1-\frac{M^2}{m_\Phi^2}\right)^3\right].$$

c=1(2) for neutral (charged Higgs bosons)

重いヒッグスの質量を大きくする極限には2種類ある $m_\Phi^2 \simeq M^2 + \lambda_i v^2$

For $M^2 \ll \lambda_i v^2$ ($m_\Phi^2 \simeq \lambda_i v^2$), the quantum corrections would grow with m_Φ^4.

⇒ nondecoupling極限 (結合定数を大きくする)

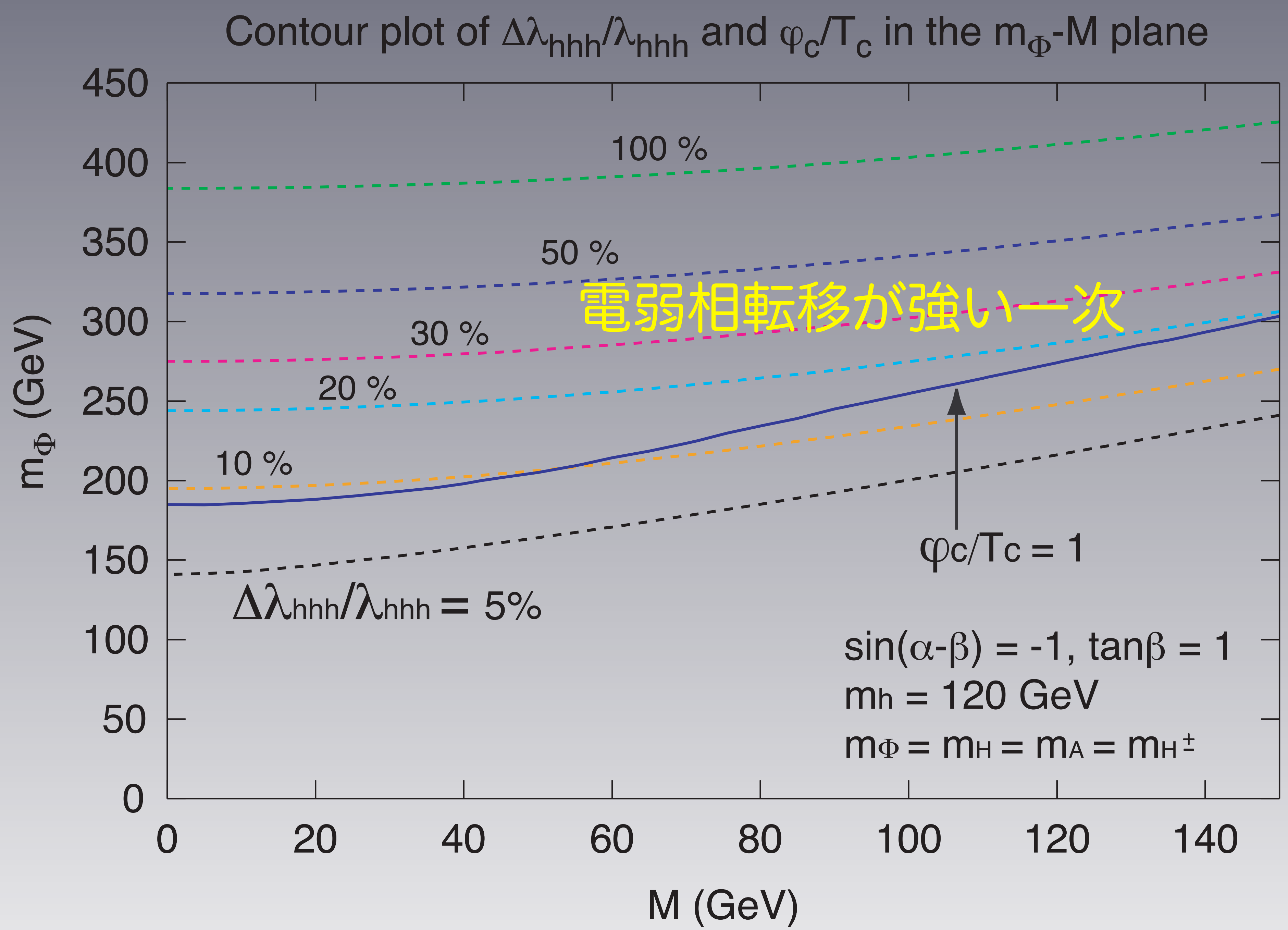
For $M^2 \gg \lambda_i v^2$ ($m_\Phi^2 \simeq M^2$), the quantum corrections would be suppressed.

⇒ 通常のdecoupling極限 (1/質量)

重いヒッグス粒子がnondecopuling的なら, hhh結合定数に対して大きな量子補正を与える.

$\Delta\lambda_{hhh}$とv_C/T_C の間の相関

[S. Kanemura, Y. Okada, E.S.,PLB606 (2005) 361]



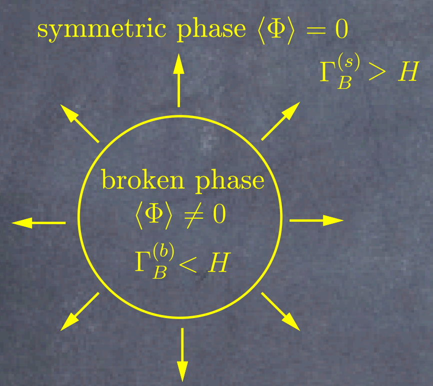
- ❒ 重いヒッグスが一次相転移を強める ➔ $\Delta E_{\rm 2HDM}$ ⤴
- ❒ $v_C/T_C>1$ならば, $\Delta\lambda_{hhh}/\lambda^{SM}_{hhh}$は10%以上になる.

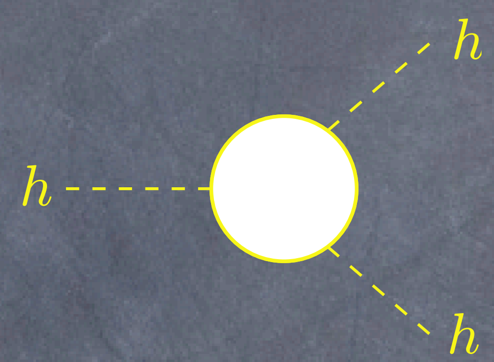
まとめ

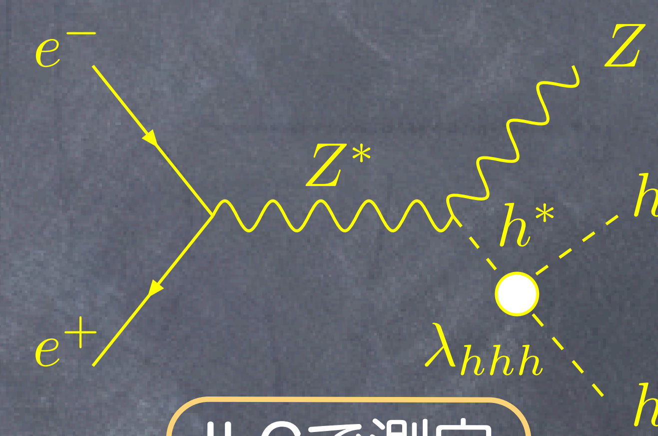
- ❒ 標準模型のバリオジェネシスは既に除外.
- ❒ MSSMの電弱バリオジェネシスは実験的に相当厳しい.

(∵ LHCのデータは軽いstopシナリオ ($<m_t$) を支持していない.)

- ❒ 電弱バリオジェネシスの名残りが$\lambda_{\rm hhh}$に現れる可能性がある.







電弱バリオジェネシス

$\lambda_{\rm hhh}$に大きな量子補正

ILCで測定

展望

- ❒ 強い1次相転移を実現する為, ヒッグスセクターは必ず拡張されている.
  - ヒッグス粒子の生成率と崩壊率を調べる. $\dfrac{\sigma\cdot{\rm Br}}{(\sigma\cdot{\rm Br})_{\rm SM}}$
  - ヒッグス粒子の結合定数を精密に測定. g_{HVV}, $g_{Hf\bar{f}}$, λ_{HHH}

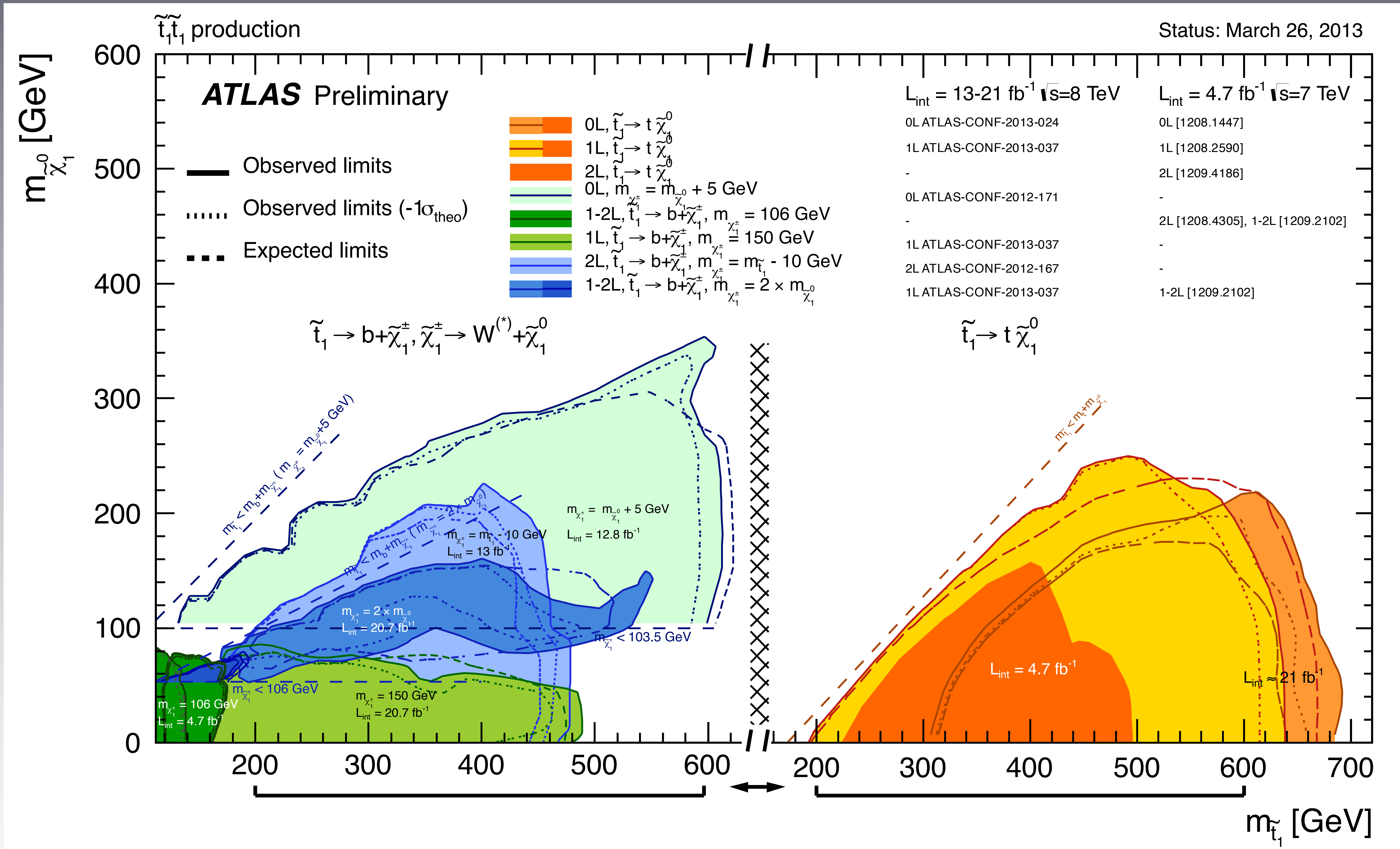
全て標準模型の予言通りであれば, 電弱バリオジェネシスは除外される.

Backup

Review papers

- A.G. Cohen, D.B. Kaplan, A.E. Nelson, hep-ph/9302210
- M. Quiros, Helv.Phys.Acta 67 ('94)
- V.A. Rubakov, M.E. Shaposhnikov, hep-ph/9603208
- K. Funakubo, hep-ph/9608358
- M. Trodden, hep-ph/9803479
- A. Riotto, hep-ph/9807454
- W. Bernreuther, hep-ph/0205279

Stop searches at the LHC



LHC is now excluding the light stop region.

In our scenario, LSP (lightest neutralino) mass is about 50 GeV.

結合定数の測定@LHC/ILC

[arXiv:1208.5152, M. Peskin]