

Classically conformal B-L extended Standard Model and Phenomenology

折笠 雄太 (大阪大)

共同研究者

磯 暁 (KEK)

岡田 宣親 (アラバマ大)

Phys.Lett.B676(2009)81

Phys.Rev.D80(2009)115007

PTEP(2013)023B08



目次

- フラットポテンシャル
 - 古典的共形不変性
 - ヒッグス質量
- B-L模型
- Phenomenology
- まとめ

標準模型と フラットポテンシャル

$$V_{eff}(H) = \lambda_H(t) (H^\dagger H)^2 + \mu^2(t) H^\dagger H$$

繰り込み群方程式

$$\begin{aligned}\frac{d\lambda_H}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left(24\lambda_H^2 - 6Y_t^4 + \frac{9}{8}g^4 + \frac{3}{8}g'^4 + \frac{3}{4}g^2g'^2 + \lambda_H (12Y_t^2 - 9g^2 - 3g'^2) \right) \\ \frac{d\mu^2}{dt} &= \frac{\mu^2}{16\pi^2} \left(12\lambda_H + 6Y_t^2 - \frac{9}{2}g^2 - \frac{3}{2}g'^2 \right)\end{aligned}$$

フラットポテンシャル

$$\lambda_H = \underline{\mu^2} = 0 \text{ at planck scale}$$

階層性問題

標準模型

加速器実験や宇宙線実験などで精密に検証

階層性問題

ヒッグスの質量に関する問題

$$\begin{array}{cc} (125\text{GeV})^2 & (2 \times 10^{18}\text{GeV})^2 \\ \downarrow & \downarrow \\ m^2(\mu) = m_0^2 + \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2} (m_Z^2 + 2m_W^2 + m^2 - 4m_t^2) + \mathcal{O}\left(\ln \frac{\Lambda}{\mu}\right) \end{array}$$

古典的共形不変性と階層性問題

W.A. Bardeen, FERMILAB-CONF-95-391-T

古典的共形不変性が存在するとき、自然な繰り込み条件はカットオフスケールで質量が0になるように取るべきである

$$m^2(\Lambda) = m_0^2 + \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2} (m_Z^2 + 2m_W^2 + m^2 - 4m_t^2) = 0$$

古典的共形不変性はトレースアノマリーの形で破れる

$$\Theta_{\mu}^{\mu}|_{1-loop} = \sum_i \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \lambda_i} \beta_{\lambda_i}$$

標準模型と フラットポテンシャル

$$V_{eff}(H) = \lambda_H(t) (H^\dagger H)^2 + \mu^2(t) H^\dagger H$$

繰り込み群方程式

$$\begin{aligned}\frac{d\lambda_H}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left(24\lambda_H^2 - 6Y_t^4 + \frac{9}{8}g^4 + \frac{3}{8}g'^4 + \frac{3}{4}g^2g'^2 + \lambda_H (12Y_t^2 - 9g^2 - 3g'^2) \right) \\ \frac{d\mu^2}{dt} &= \frac{\mu^2}{16\pi^2} \left(12\lambda_H + 6Y_t^2 - \frac{9}{2}g^2 - \frac{3}{2}g'^2 \right)\end{aligned}$$

フラットポテンシャル

$$\lambda_H = \mu^2 = 0 \text{ at planck scale}$$

標準模型と フラットポテンシャル

$$V_{eff}(H) = \lambda_H(t) (H^\dagger H)^2 + \mu^2 (H^\dagger H)$$

繰り込み群方程式

$$\begin{aligned}\frac{d\lambda_H}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left(24\lambda_H^2 - 6Y_t^4 + \frac{9}{8}g^4 + \frac{3}{8}g'^4 + \frac{3}{4}g^2g'^2 + \lambda_H (12Y_t^2 - 9g^2 - 3g'^2) \right) \\ \frac{d\mu^2}{dt} &= \frac{\mu^2}{16\pi^2} \left(12\lambda_H + 6Y_t^2 - \frac{9}{2}g^2 - \frac{3}{2}g'^2 \right)\end{aligned}$$

フラットポテンシャル

$$\lambda_H = \mu^2 = 0 \text{ at planck scale}$$

繰り込み群方程式と、Flat potentialの条件から μ は常に 0

標準模型と フラットポテンシャル

$$V_{eff}(H) = \lambda_H(t) (H^\dagger H)^2 + \mu^2 \cancel{(H^\dagger H)} H^\dagger H$$

繰り込み群方程式

$$\begin{aligned}\frac{d\lambda_H}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left(24\lambda_H^2 - 6Y_t^4 + \frac{9}{8}g^4 + \frac{3}{8}g'^4 + \frac{3}{4}g^2g'^2 + \lambda_H (12Y_t^2 - 9g^2 - 3g'^2) \right) \\ \frac{d\mu^2}{dt} &= \frac{\mu^2}{16\pi^2} \left(12\lambda_H + 6Y_t^2 - \frac{9}{2}g^2 - \frac{3}{2}g'^2 \right)\end{aligned}$$

フラットポテンシャル

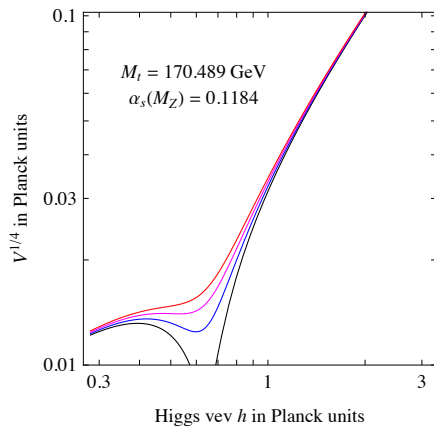
$$\underline{\lambda_H} = \mu^2 = 0 \text{ at planck scale}$$

繰り込み群方程式と、Flat potentialの条件から μ は常に 0

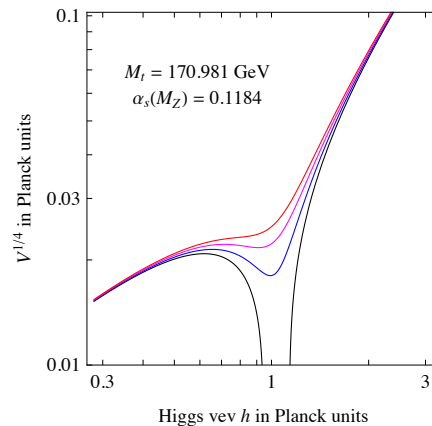
Stability bound in SM

$$\frac{d\lambda_H}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left(24\lambda_H^2 - \underline{6Y_t^4} + \frac{9}{8}g^4 + \frac{3}{8}g'^4 + \frac{3}{4}g^2g'^2 + \lambda_H (12Y_t^2 - 9g^2 - 3g'^2) \right)$$

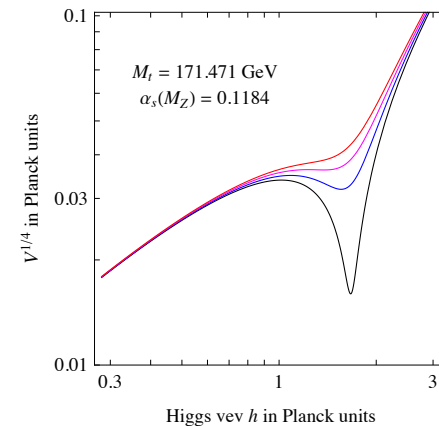
SM Higgs potential, $M_h = 124$ GeV



SM Higgs potential, $M_h = 125$ GeV



SM Higgs potential, $M_h = 126$ GeV



G. Degrandi et al :1205.6497

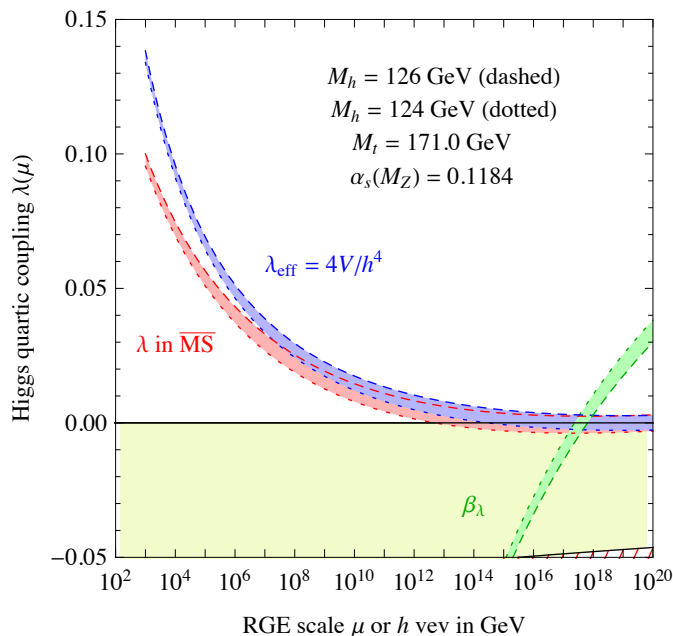
ヒッグスの質量が125GeVの時、プランクスケールよりも下で最小値を持って
しまう

Stability bound

NNLO analysis

$$M_h[GeV] > 129.4 + 1.4 \left(\frac{M_t[GeV] - 173.1}{0.7} \right) - 0.5 \left(\frac{\alpha_s(M_Z) - 0.1184}{0.0007} \right) \pm 1.0_{th}$$

G. Degrassi et al :1205.6497



プランクスケール付近で4点カップリング
が0になる



我々はプランクスケールでヒッグスのポ
テンシャルが0になるような模型を考えた。
(Flat potential)

標準模型と フラットポテンシャル

$$V_{eff}(H) = \lambda_H(t) (H^\dagger H)^2 + \mu^2 (H^\dagger H)$$

繰り込み群方程式

$$\begin{aligned}\frac{d\lambda_H}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left(24\lambda_H^2 - 6Y_t^4 + \frac{9}{8}g^4 + \frac{3}{8}g'^4 + \frac{3}{4}g^2g'^2 + \lambda_H (12Y_t^2 - 9g^2 - 3g'^2) \right) \\ \frac{d\mu^2}{dt} &= \frac{\mu^2}{16\pi^2} \left(12\lambda_H + 6Y_t^2 - \frac{9}{2}g^2 - \frac{3}{2}g'^2 \right)\end{aligned}$$

フラットポテンシャル

$$\lambda_H = \mu^2 = 0 \text{ at planck scale}$$

繰り込み群方程式と、Flat potentialの条件から μ は常に 0

電弱対称性の破れ

標準模型

ポテンシャル

$$V(h) = \frac{\lambda_h}{4} h^4 + \frac{\mu^2}{2} h^2$$

1階微分

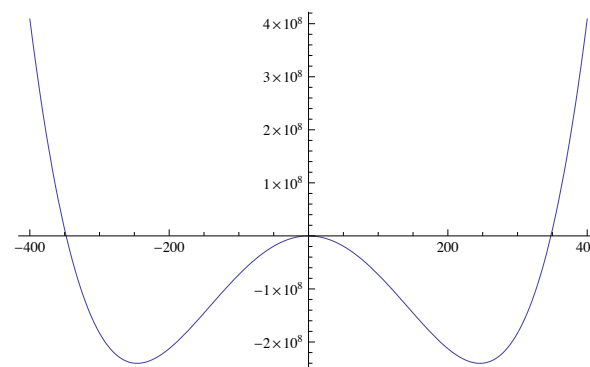
$$V'(v) = v (\lambda_h v^2 + \mu^2) = 0$$

$$\longrightarrow \lambda_h = -\frac{\mu^2}{v^2}$$

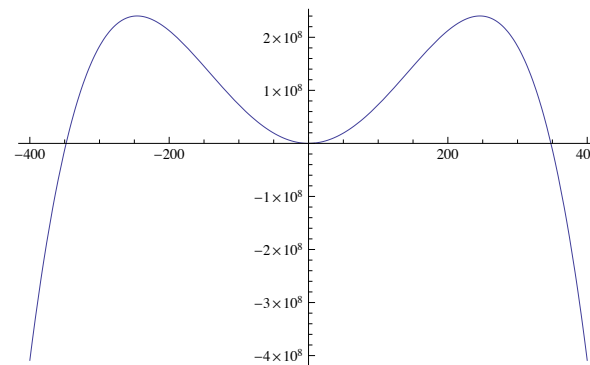
2階微分

$$\begin{aligned} V''(v) &= 3\lambda_h v^2 + \mu^2 \\ &= -2\mu^2 > 0 \end{aligned}$$

$$\mu^2 < 0$$

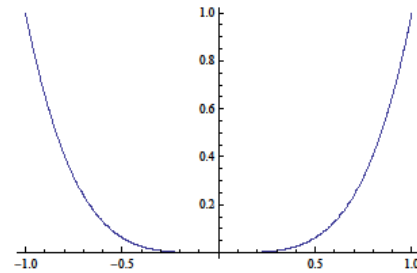


$$\mu^2 > 0$$



有効ポテンシャル

$$V(H) = \frac{\lambda}{4} (H^\dagger H)^2 =$$

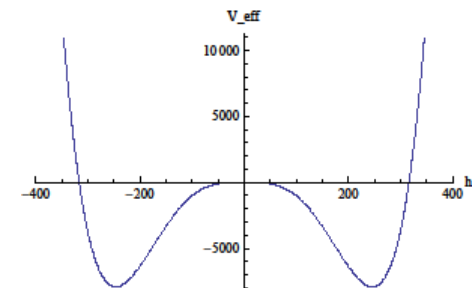


1ループ有効ポテンシャル

$$V_{eff} =$$

A series of Feynman diagrams representing one-loop corrections to the effective potential. The diagrams are arranged in two rows and separated by plus signs. The first row contains four diagrams: a tree-level vertex (two external lines crossing), a tadpole diagram (a loop attached to a horizontal line), a one-loop bubble diagram (a circle with two external lines), and a two-loop sunset diagram (two circles connected by a horizontal line with four external lines). The second row contains three diagrams: a one-loop self-energy diagram (a loop on an external line), a two-loop diagram with a more complex loop structure, and a two-loop diagram with a different complex loop structure. The sequence ends with an ellipsis $+\dots$.

=



Coleman-Weinberg機構

	標準模型	CW機構	S.R.Coleman, E.Weinberg PRD7 (1973) 1888
ポテンシャル	$V(h) = \frac{\lambda_h}{4} h^4 + \frac{\mu^2}{2} h^2$	$V(h) = \frac{\lambda_h(h)}{4} G(h)^4 h^4 \quad t = \ln\left(\frac{h}{v}\right)$ $= \frac{\lambda_h(t)}{4} G(t)^4 v^4 e^{4t} \quad G(t) = \exp\left[-\int_0^t dt' \gamma(t')\right]$	
1階微分	$V'(v) = v (\lambda_h v^2 + \mu^2) = 0$ $\longrightarrow \lambda_h = -\frac{\mu^2}{v^2}$	$V'(v) = \left(\frac{e^{-t}}{v} \frac{d}{dt}\right) V(t) \Big _{t=0}$ $= v^3 e^{3t} \left(\frac{1}{4} \frac{d\lambda_h}{dt} G^4 - \lambda_h \gamma G^3 + \lambda_h G^4\right) = 0$ $\longrightarrow \lambda_h(0) \sim -\frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{9}{32} g^4 + \frac{3}{32} g'^4 + \frac{3}{16} g^2 g'^2 - \frac{3}{2} Y_t^4\right)$	
2階微分	$V''(v) = 3\lambda_h v^2 + \mu^2$ $= -2\mu^2 > 0$	$V''(v) = \left(\frac{e^{-t}}{v} \frac{d}{dt}\right)^2 V(t) \Big _{t=0} > 0$ $\longrightarrow \frac{9}{32} g^4 + \frac{3}{32} g'^4 + \frac{3}{16} g^2 g'^2 - \frac{3}{2} Y_t^4 > 0$ $\longrightarrow \frac{1}{16} (2m_W^4 + m_Z^4) - m_t^4 > 0$	

ヒッグスの質量

トップクォークを無視して、CW質量を計算してみる。

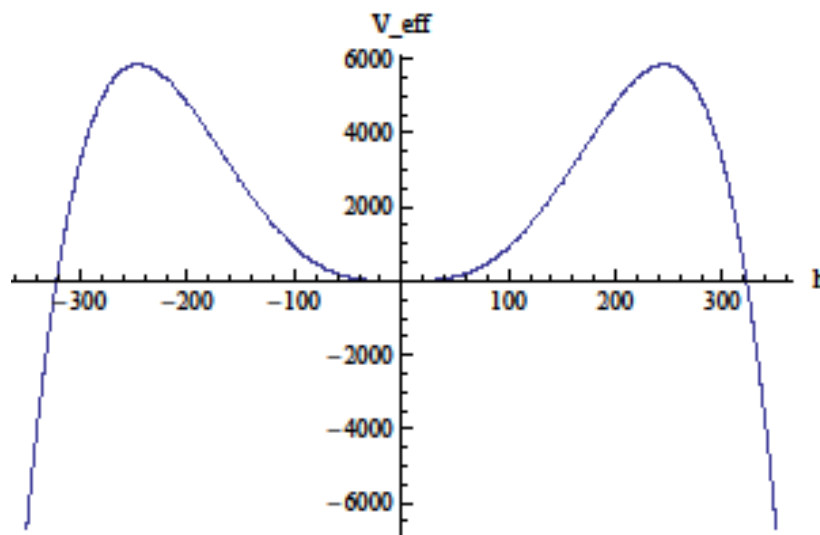
$$\begin{aligned} m_h^2 &= V''(v) = \left(\frac{e^{-t}}{v} \frac{d}{dt} \right)^2 V(t) \Big|_{t=0} \\ &= \frac{3}{32\pi^2} (2g^2 m_W^2 + (g^2 + g'^2) m_Z^2) \sim (10 \text{ GeV})^2 \end{aligned}$$

質量項があればヒッグスの質量はどのスケールでもよい
CW機構では1ループ補正によって生成されているので、ヒッグスの質量はゲージボソンに比べて小さくなる。

標準模型のCW機構

トップクォークが重すぎるために、ポテンシャルが安定ではない。

$$\begin{aligned} m_W &= 80.4 \text{ GeV}, \\ m_Z &= 91.2 \text{ GeV}, \\ m_t &= 171.3 \text{ GeV} \end{aligned}$$



$$\frac{1}{16} (2m_W^4 + m_Z^4) - m_t^4 < 0$$

標準模型ではCW機構はうまく機能しない。

標準模型の拡張

CWポテンシャルを安定化させるには、新たなスカラーかゲージボソンが必要

新しいスカラーボソンを導入

SM + singlet scalar K.A.Meissner , H.Nicolai , Phys.Lett.B648(2007)312

新しいゲージ対称性を導入

Left Right symmetric model M.Holthausen, M.Lindner, M.A.Schmidt,
Phys.Rev. D82 (2010) 055002

我々は新しいゲージ対称性として**B-Lゲージ対称性**を導入した模型を考えた

B-L模型

- ゲージ対称性

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$$

- 新粒子

右巻きニュートリノ

SMシングレットスカラー

$U(1)_{B-L}$ ゲージ場

- ラグランジアン

	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$U(1)_{B-L}$
q_L^i	3	2	$+1/6$	$+1/3$
u_R^i	3	1	$+2/3$	$+1/3$
d_R^i	3	1	$-1/3$	$+1/3$
ℓ_L^i	1	2	$-1/2$	-1
ν_R^i	1	1	0	-1
e_R^i	1	1	-1	-1
H	1	2	$+1/2$	0
Φ	1	1	0	$+2$

$$\mathcal{L} \supset -Y_D^{ai} \overline{\nu_R^a} H^\dagger l_L^i - \frac{1}{2} \Phi Y_N^i \overline{\nu_R^{ci}} \nu_R^i + h.c.$$

ゲージカップリング

共偏微分 (U(1)部分)

$$D_\mu \phi = \partial \phi + i \left[g_1 Q^Y B_\mu^1 + (\tilde{g} Q^Y + g_{B-L} Q^{B-L}) B_\mu^2 \right] \phi$$

ゲージカップリングの繰り込み群方程式

$$\frac{dg_1}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left[\frac{41}{6} g_1^3 \right]$$

$$\frac{dg_{B-L}}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left[12g_{B-L}^3 + 2\frac{16}{3} g_{B-L}^2 \tilde{g} + \frac{41}{6} g_{B-L} \tilde{g}^2 \right]$$

$$\frac{d\tilde{g}}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left[\frac{41}{6} \tilde{g} (\tilde{g}^2 + 2g_1^2) + 2\frac{16}{3} \underline{g_{B-L}} (g_1^2 + \tilde{g}^2) + 12g_{B-L}^2 \tilde{g} \right]$$

ゲージmixing



あるスケールでゲージmixingを0と取っても、他のU(1)ゲージカップリングと同程度の大きさになってしまう。

B-L模型と フラットポテンシャル

$$V(H, \phi) = \lambda_H (H^\dagger H)^2 + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 + \lambda' (\phi^\dagger \phi) (H^\dagger H)$$

繰り込み群方程式

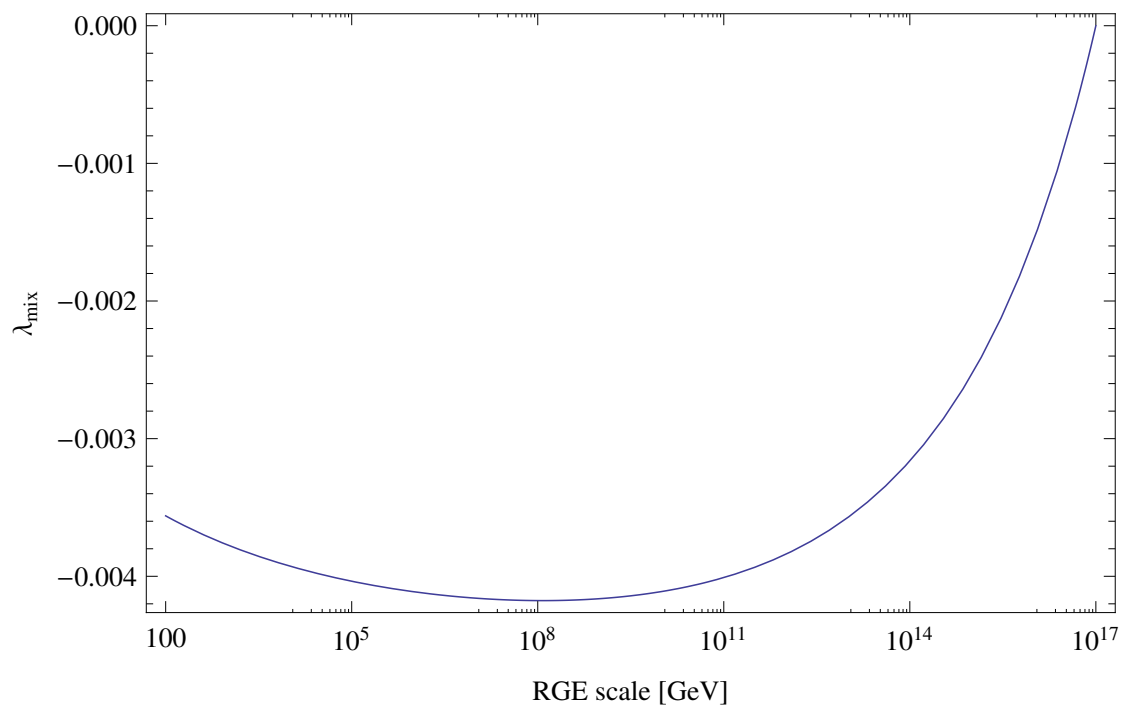
$$\begin{aligned}\frac{d\lambda_H}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left(24\lambda_H^2 + \lambda'^2 - 6Y_t^4 + \frac{9}{8}g^4 + \frac{3}{8}g_1^4 + \frac{3}{4}g^2g_1^2 + \frac{3}{4}g^2\tilde{g}^2 + \frac{3}{4}g_1^2\tilde{g}^2 + \frac{3}{8}\tilde{g}^4 \right. \\ &\quad \left. + \lambda_H (12Y_t^2 - 9g^2 - 3g_1^2 - 3\tilde{g}^2) \right) \\ \frac{d\lambda}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left(20\lambda^2 + 2\lambda'^2 - \frac{1}{2}Tr[Y_N^4] + 96g_{B-L}^4 + \lambda (2Tr[Y_N^2] - 48g_{B-L}^2) \right) \\ \frac{d\lambda'}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left[\lambda' \left(12\lambda_H + 8\lambda + 4\lambda' + 6Y_t^2 - \frac{9}{2}g^2 - \frac{3}{2}g_1^2 - \frac{3}{2}\tilde{g}^2 + Tr[Y_N^2] - 24g_{B-L}^2 \right) \right. \\ &\quad \left. + 12\tilde{g}^2g_{B-L}^2 \right]\end{aligned}$$

プランクスケールでの仮定

フラットポテンシャル $\lambda_H = \lambda' = 0$

$$g_1 \sim g_{B-L}$$

$$\frac{d\lambda'}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left[\lambda' \left(12\lambda_H + 8\lambda + 4\lambda' + 6Y_t^2 - \frac{9}{2}g^2 - \frac{3}{2}g_1^2 - \frac{3}{2}\tilde{g}^2 + Tr[Y_N^2] - 24g_{B-L}^2 \right) \right. \\ \left. + \underline{12\tilde{g}^2 g_{B-L}^2} \right]$$



B-L模型と フラットポテンシャル

$$V(H, \phi) = \lambda_H (H^\dagger H)^2 + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 + \lambda' (\phi^\dagger \phi) (H^\dagger H)$$

繰り込み群方程式

$$\begin{aligned}\frac{d\lambda_H}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left(24\lambda_H^2 + \lambda'^2 - 6Y_t^4 + \frac{9}{8}g^4 + \frac{3}{8}g_1^4 + \frac{3}{4}g^2g_1^2 + \frac{3}{4}g^2\tilde{g}^2 + \frac{3}{4}g_1^2\tilde{g}^2 + \frac{3}{8}\tilde{g}^4 \right. \\ &\quad \left. + \lambda_H (12Y_t^2 - 9g^2 - 3g_1^2 - 3\tilde{g}^2) \right) \\ \frac{d\lambda}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left(20\lambda^2 + 2\lambda'^2 - \frac{1}{2}\text{Tr}[Y_N^4] + 96g_{B-L}^4 + \lambda (2\text{Tr}[Y_N^2] - 48g_{B-L}^2) \right) \\ \frac{d\lambda'}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left[\lambda' \left(12\lambda_H + 8\lambda + 4\lambda' + 6Y_t^2 - \frac{9}{2}g^2 - \frac{3}{2}g_1^2 - \frac{3}{2}\tilde{g}^2 + \text{Tr}[Y_N^2] - 24g_{B-L}^2 \right) \right. \\ &\quad \left. + 12\tilde{g}^2g_{B-L}^2 \right]\end{aligned}$$

プランクスケールでの仮定

フラットポテンシャル $\lambda_H = \lambda' = 0$
 $g_1 \sim g_{B-L}$



$$\lambda' \sim -\mathcal{O}(10^{-3})$$

B-L模型のCW機構

$$V_{eff}(\phi) = \frac{\lambda(\phi)}{4} G(\phi)^4 \phi^4$$

1階微分

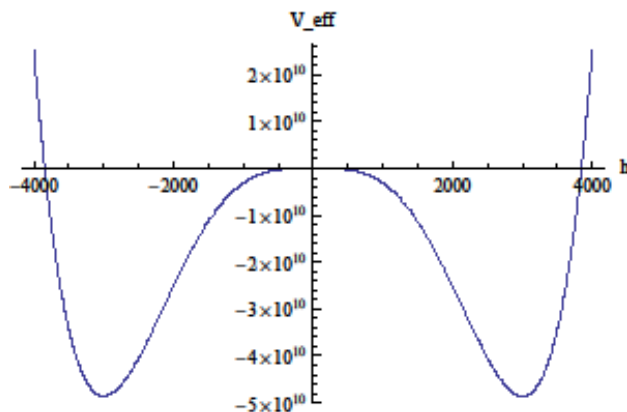


$$\alpha_\lambda(0) \sim -\frac{6}{\pi} \left(\alpha_{B-L}(0)^2 - \frac{1}{96} \sum_i \alpha_N^i(0)^2 \right)$$

2階微分



$$\alpha_{B-L}(0)^2 - \frac{1}{96} \sum_i \alpha_N^i(0)^2 > 0$$



非自明な最小値を持ち、自発的な
B-L対称性の破れを引き起こす

電弱対称性の破れ

B-L symmetryが破れると、**SM Higgs**がシングレットスカラーとの**mixing**を通じ質量を持つ。

$$V(h) \sim \frac{\lambda_H}{4} h^4 + \boxed{\frac{\lambda'}{4} M^2 h^2}$$

Flat potentialとゲージカップリングの仮定から、 λ' が negativeであるため、EW symmetry breakingが通常の場合と同様に、負の質量項によって起きる。

$$M = \sqrt{\frac{m_h^2}{|\lambda'|}} \sim \text{few TeV}$$

パラメータ

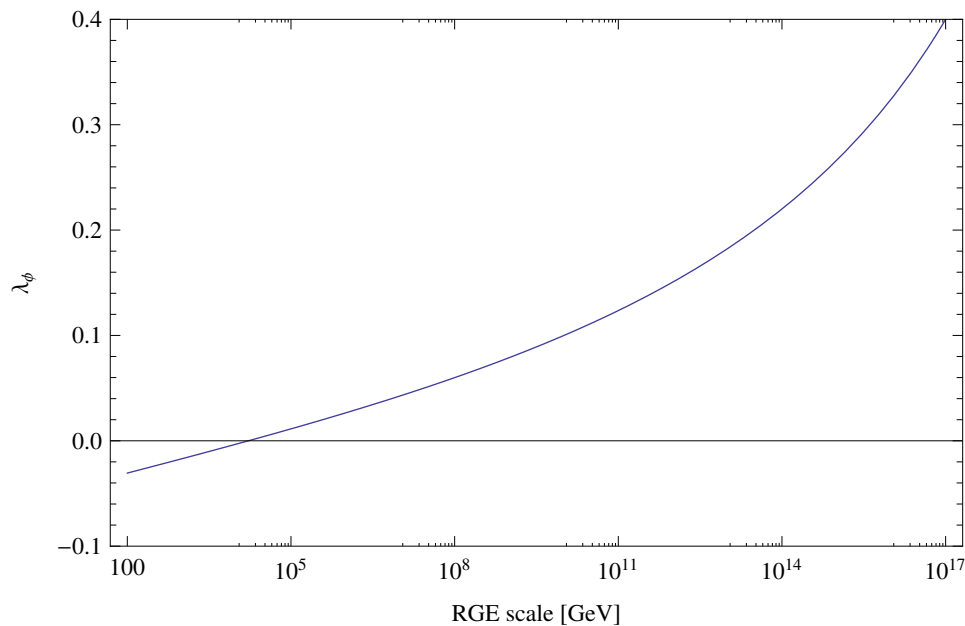
λ_H, λ'  Flat potentialの仮定から決まる

λ  ヒッグスの真空期待値を決める

$\tilde{g}$  low energyで0 と置く

g_{B-L}  唯一のfreeなパラメータ

λ



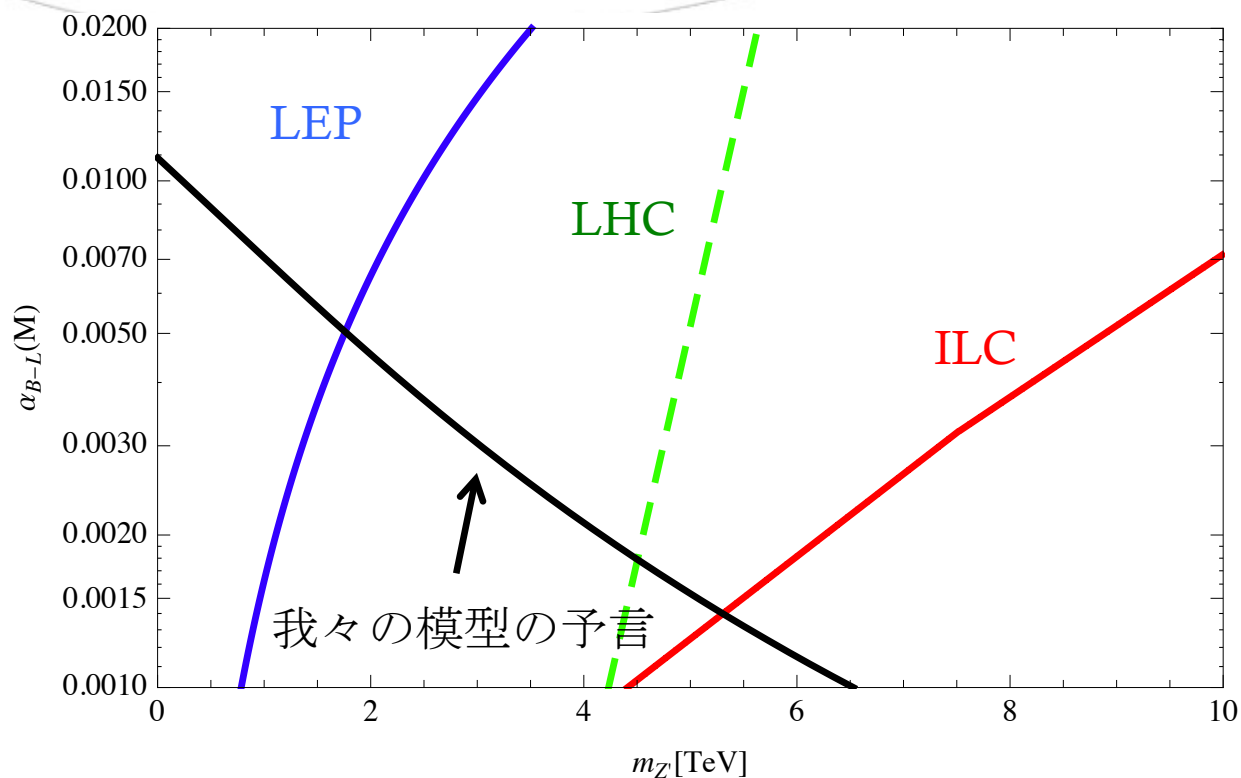
高いエネルギースケールの
 λ を決める
 $\Rightarrow$ B-L対称性の破れのスケールを決める

B-LのスケールとEWスケールの比は λ' によって決まる



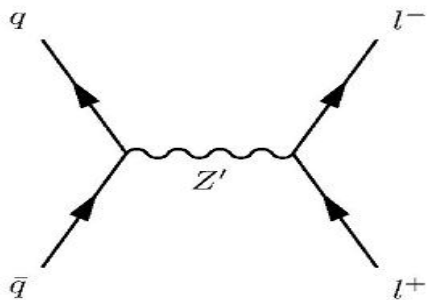
EWスケールを固定すると
 λ の高エネルギーの値が決まる

フラットポテンシャルの予言



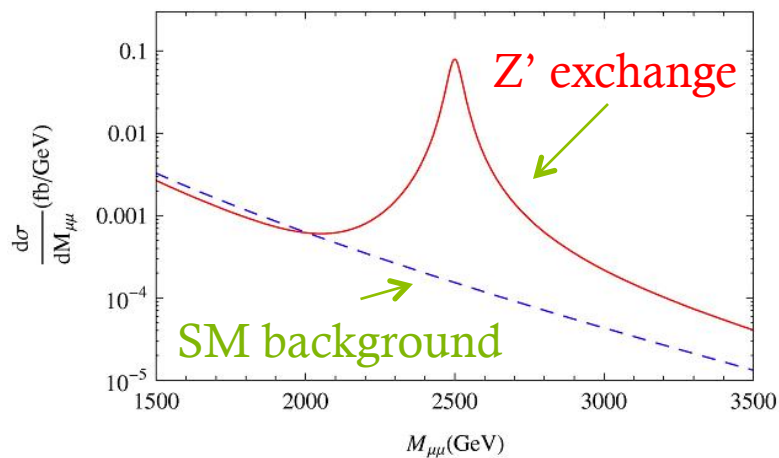
B-Lゲージカップリングがすべてを決める

LHC



Z' レゾナンスのピークを見つける

$$E_{CMS} = 14TeV$$



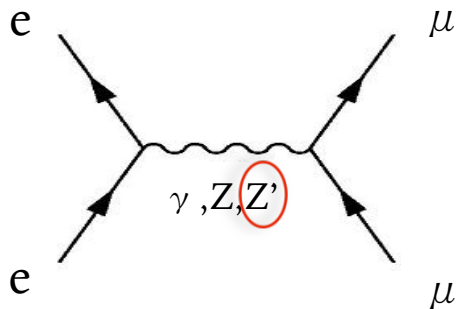
$$\alpha_{B-L} = 0.008$$

$$m_{Z'} = 2.5TeV$$

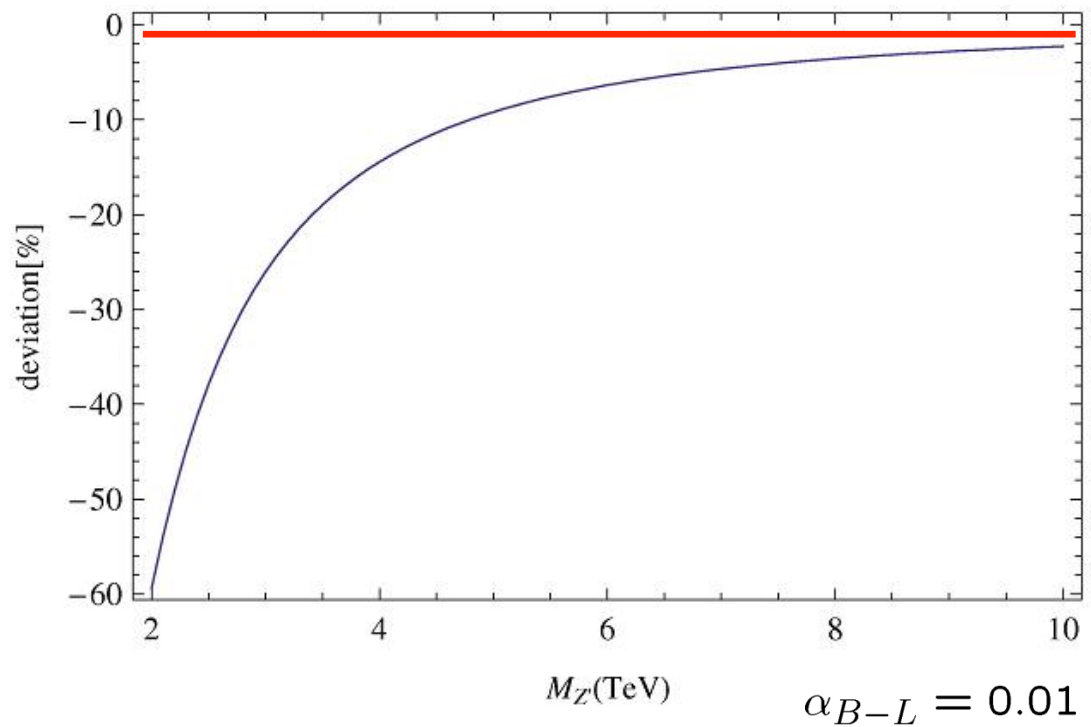
ILC

$$e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-$$

標準模型のずれから
Z'ボソンを見つける



$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z, Z' \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\sigma_{SM}(\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow \mu^+\mu^-))} - 1$$



まとめ

- ◆ 古典的に共形不変な標準模型は不安定
- ◆ B-L対称性をゲージ化する事でCW機構が働く
- ◆ フラットポテンシャルの仮定の元で、
 - 自由なパラメータは1つのみ
 - B-L対称性の破れのスケールはTeV