

ヒッグスの物理



丸 信 人
(大阪市立大学)



2018/9/9-12

ILC夏の合宿2018@国民宿舎 大城

参考にしたもの

過去数年のスライド@ILC夏の合宿

2017 阿部さん

2016 兼村さん

https://agenda.linearcollider.org/event/7059/contributions/37084/attachments/30406/45486/ILCSC_kanemura.pdf

2015 柳生さん

https://agenda.linearcollider.org/event/6772/contributions/33300/attachments/27412/41655/ILC-Summer-Camp2015_Yagyu.pdf

2014 瀬名波さん

https://agenda.linearcollider.org/event/6329/contributions/29900/attachments/24785/38249/ILC_SC_2014.pdf

2013 津村さん

<https://agenda.linearcollider.org/event/6053/contributions/28222/attachments/23407/36356/tsumura-ilc-summer-camp-2013.pdf>

レビュー

S. Dawson, C. Englert and T. Plehn,

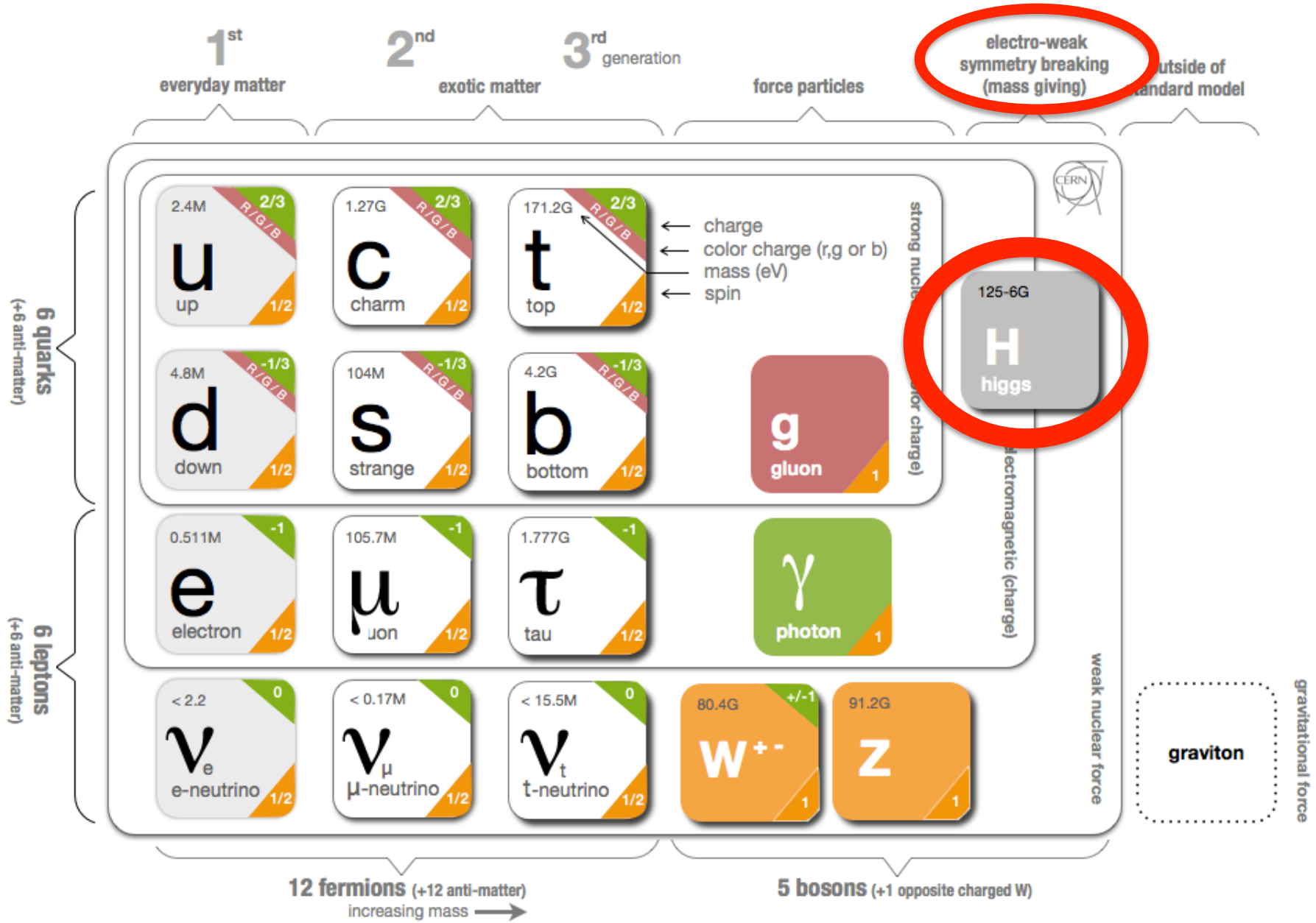
“Higgs Physics: It ain't over till it's over” arXiv:1808.01324 [hep-ph]

内容

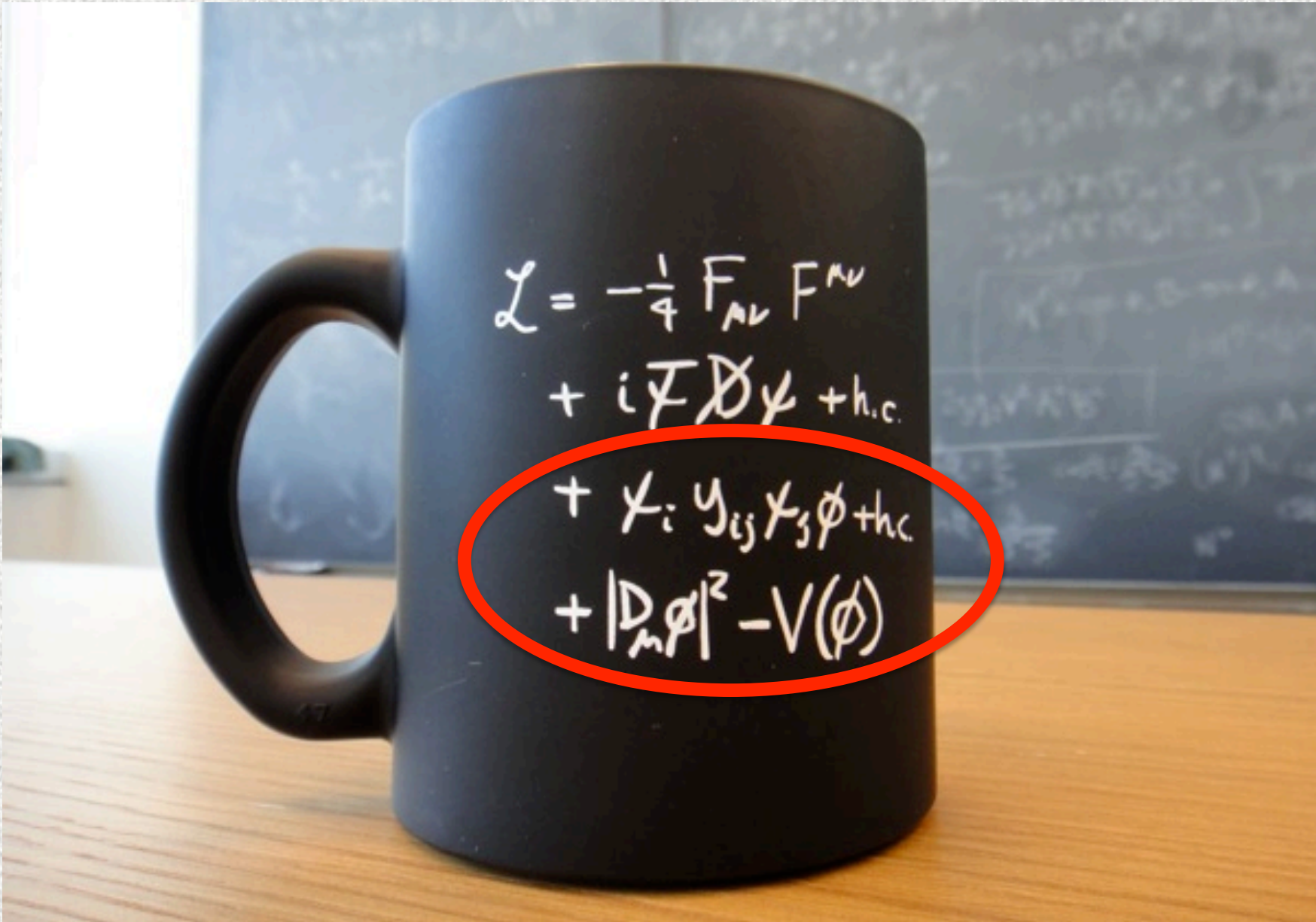
- 電弱対称性の自発的破れとヒッグス機構
- ヒッグス場とのカップリング
- ヒッグスセクターの問題点
- BSMの一例を紹介
 - ⇒ ゲージ・ヒッグス統一模型

ヒッグス場とは

- ボーズ凝縮を起こし、
電弱対称性を自発的に破る
- W, Zボソンに質量を与える
(ヒッグス機構)
- ヒッグス粒子を予言し、
2012年125GeVで発見
- 現存する唯一のスカラー素粒子
- 標準模型ではクォーク・レプトンにも
質量を与える ⇒ 必ずしも要求されない



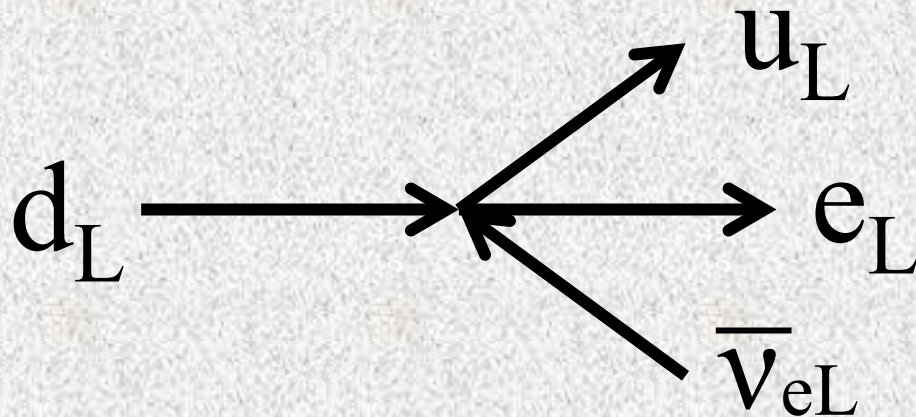
Standard Model Lagrangian


$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + i\bar{\psi} \not{D} \psi + \text{h.c.} \\ & + \psi_i y_{ij} \psi_j \phi + \text{h.c.} \\ & + |D_\mu \phi|^2 - V(\phi)\end{aligned}$$

弱い相互作用による β 崩壊は、
4体フェルミ相互作用で記述

$$d \rightarrow u + e + \bar{\nu}_e$$

$$\mathcal{L}_{Fermi} = -\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L \gamma_\mu \nu_{eL}) (\bar{u}_L \gamma_\mu d_L)$$



弱い相互作用による β 崩壊は、
4体フェルミ相互作用で記述

$$\mathcal{L}_{Fermi} = -\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L \gamma_\mu \nu_{eL}) (\bar{u}_L \gamma_\mu d_L)$$

フェルミ定数“G”は、
ミューオン崩壊 ($\mu \rightarrow \nu_\mu + e + \bar{\nu}_e$) から決める

$$\Gamma_{\mu \rightarrow \nu_\mu + e + \bar{\nu}_e} \cong \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^2}, \quad \Gamma^{-1} = \tau_{\text{exp}} \approx 2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$$

弱い相互作用による β 崩壊は、 4体フェルミ相互作用で記述

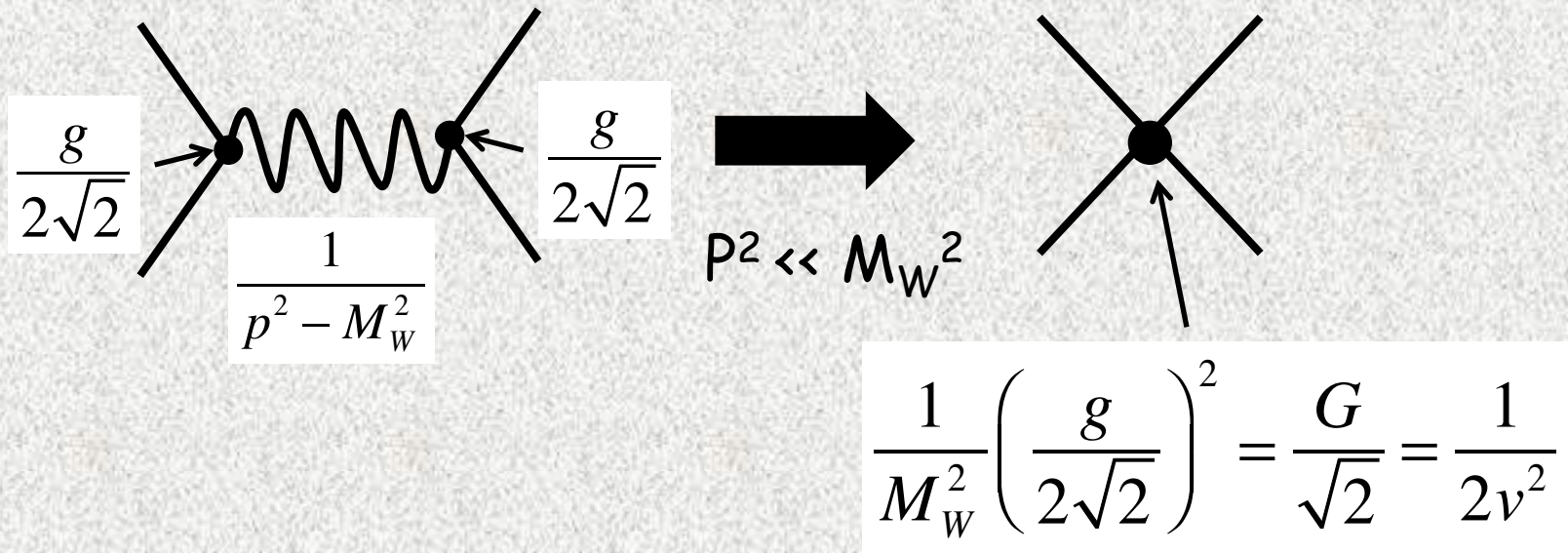
$$\mathcal{L}_{Fermi} = -\frac{G}{\sqrt{2}} \left(\bar{e}_L \gamma_\mu \nu_{eL} \right) \left(\bar{u}_L \gamma_\mu d_L \right)$$

フェルミ定数“G”は、
ミューオン崩壊 ($\mu \rightarrow \nu_\mu + e + \bar{\nu}_e$) から決める

$$G = 1.166 \times 10^{-5} (\text{GeV})^{-2}$$

$$\sim O((100 \text{ GeV})^{-2}) \leftarrow \text{weak スケール}$$

ゲージ理論からの理解では



v : ヒッグス場の真空期待値
 $v = 246\text{GeV}$

弱い相互作用を媒介する粒子が、
100GeVオーダーの質量を持つ
ために短距離力

β 崩壊のような弱い相互作用は、 $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ のようにペアになった場を交換して相互作用
 \Rightarrow **$SU(2)_L$ ゲージ対称性**を示唆

$SU(2)_L$ だけでよければ話は簡単だけれども…

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{matrix} \longleftarrow Q = 0, T^3 = 1/2 \\ \longleftarrow Q = -1, T^3 = -1/2 \end{matrix} \quad \longrightarrow \quad Q \neq T^3 \subset SU(2)$$

それぞれの T^3 に **$Y = -1/2$** を加えると Q になる

$$\begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \longrightarrow \quad T^3 + Y = Q$$

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性を持ち、
電磁相互作用 $U(1)_Q$ は、 $SU(2)_L$ の中に
含まれる $U(1)$ と $U(1)_Y$ の線形結合

問題は、ゲージ対称性があると
弱い相互作用ゲージ場(W,Z)の質量は**ゼロ**

$$\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2}m^2 (A_\mu + \partial_\mu \alpha(x))(A^\mu + \partial^\mu \alpha(x)) \neq \frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$$

(U(1)の場合)

ゲージ場の質量項は、ゲージ変換のもとで
不変ではないので、禁止される

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性を持ち、
電磁相互作用 $U(1)_Q$ は、 $SU(2)_L$ の中に
含まれる $U(1)$ と $U(1)_Y$ の線形結合

問題は、ゲージ対称性があると
弱い相互作用ゲージ場(W,Z)の質量は**ゼロ**

$$\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2}m^2 (A_\mu + \partial_\mu \alpha(x))(A^\mu + \partial^\mu \alpha(x)) \neq \frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$$

(U(1)の場合)

ヒッグス機構によりこの問題が解決

ヒッグスポテンシャル

ヒッグス場のSU(2)_L × U(1)_Y変換則

SU(2)_L

$$H = \begin{pmatrix} h^1 + ih^2 \\ h^3 + ih^4 \end{pmatrix} \rightarrow \exp\left(i\frac{\sigma^a}{2}\theta^a\right) \begin{pmatrix} h^1 + ih^2 \\ h^3 + ih^4 \end{pmatrix}$$

U(1)_Y

$$H = \begin{pmatrix} h^1 + ih^2 \\ h^3 + ih^4 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \exp(i\theta_Y/2) & 0 \\ 0 & \exp(i\theta_Y/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^1 + ih^2 \\ h^3 + ih^4 \end{pmatrix}$$

SU(2)_L
× U(1)_Y

$$H \rightarrow \exp\left(i\frac{\sigma^a}{2}\theta^a\right) \exp\left(i\frac{\theta_Y}{2}\right) H, H^\dagger \rightarrow H^\dagger \exp\left(-i\frac{\theta_Y}{2}\right) \exp\left(-i\frac{\sigma^a}{2}\theta^a\right)$$

⇒ $H^\dagger H$ は SU(2) × U(1) 変換で不変

ヒッグスポテンシヤル

ヒッグスポテンシヤルは次の要請から決まる

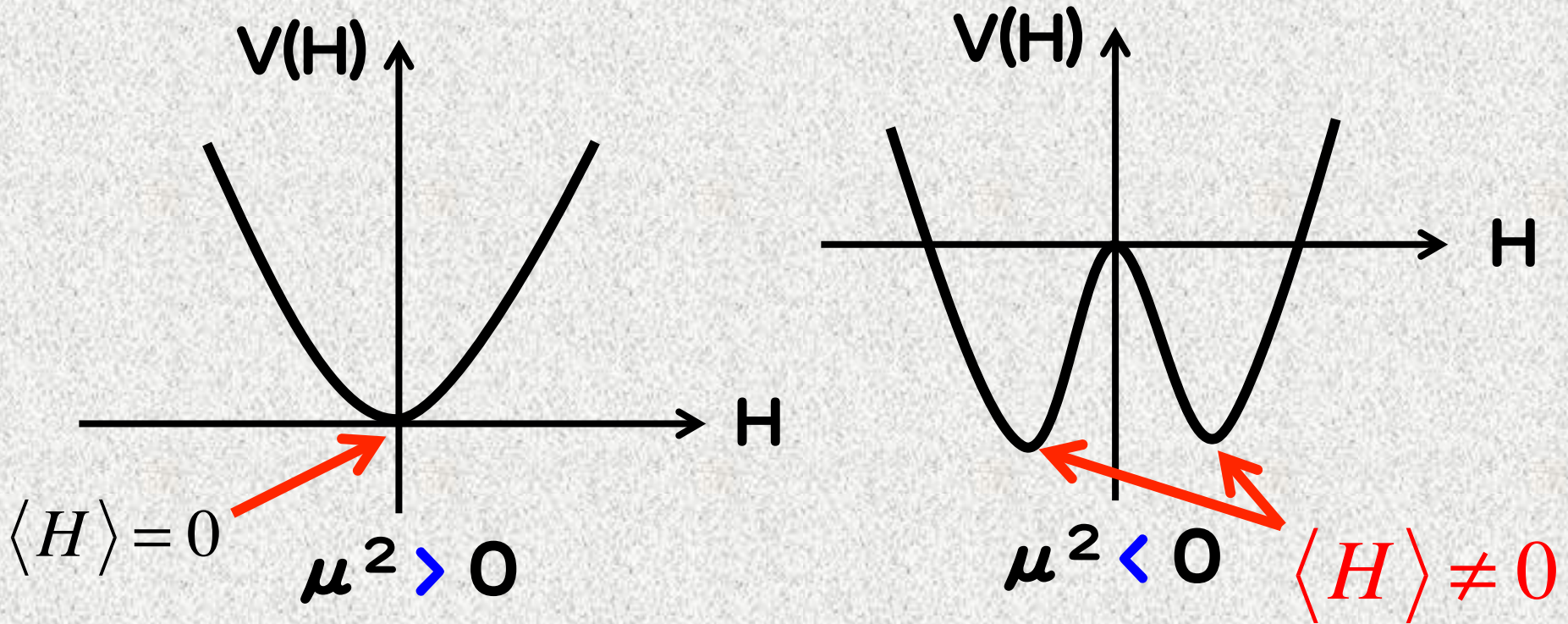
- $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 不変な $H^\dagger H$ の関数
- くりこみ可能性

$$\Rightarrow V(H) = \mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2$$

ポテンシヤルが決まれば、真空を探す
まず、真空の安定性を保証するために、
 $\lambda > 0$ を仮定 → 標準模型では予言できない

ヒッグスポテンシャル

μ^2 の符号によって真空は違う



$\mu^2 < 0 \Rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$ が自発的に破れる
(μ^2 の符号を標準模型では予言できない)

ゲージ対称性の破れのパターン

残る対称性 = $\langle H \rangle$ を不変に保つ対称性

$$H = \begin{pmatrix} \pi_W^+ \\ (v + h + i\pi_Z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$\langle H \rangle = v$ の
周りに展開

$$H \rightarrow \exp\left(i\frac{\sigma^a}{2}\theta^a\right)\exp\left(i\frac{\theta_Y}{2}\right)H \quad \text{なので}$$

$$\begin{aligned} \langle H \rangle &\rightarrow \exp\left(i\frac{\sigma^a}{2}\theta^a\right)\exp\left(i\frac{\theta_Y}{2}\right)\begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \xrightarrow[\theta^1=\theta^2=0, \theta^3=\theta_Y=\theta]{\quad} \exp\left(i\frac{\sigma^3}{2}\theta\right)\exp\left(i\frac{\theta}{2}\right)\begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \exp(i\theta) & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$T^3 + Y = Q: U(1)_{em}$

ゲージ場の質量は、ヒッグス場の運動項から生成

$$|D_\mu \langle H \rangle|^2 = \left| \left(\partial_\mu - igW_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \langle H \rangle \right|^2 \rightarrow M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$$

$$M_W^2 = \frac{1}{4} g^2 v^2, \quad M_Z^2 = \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v^2, \quad W_\mu^\pm \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2),$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \begin{pmatrix} gW_\mu^3 - g'B_\mu \\ g'W_\mu^3 + gB_\mu \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

W_μ^\pm, Z_μ : massive, A_μ は: massless \rightarrow 光子

π_W^\pm, π_Z はそれぞれ W^\pm, Z の縦波成分

として、吸収される

ヒッグス機構

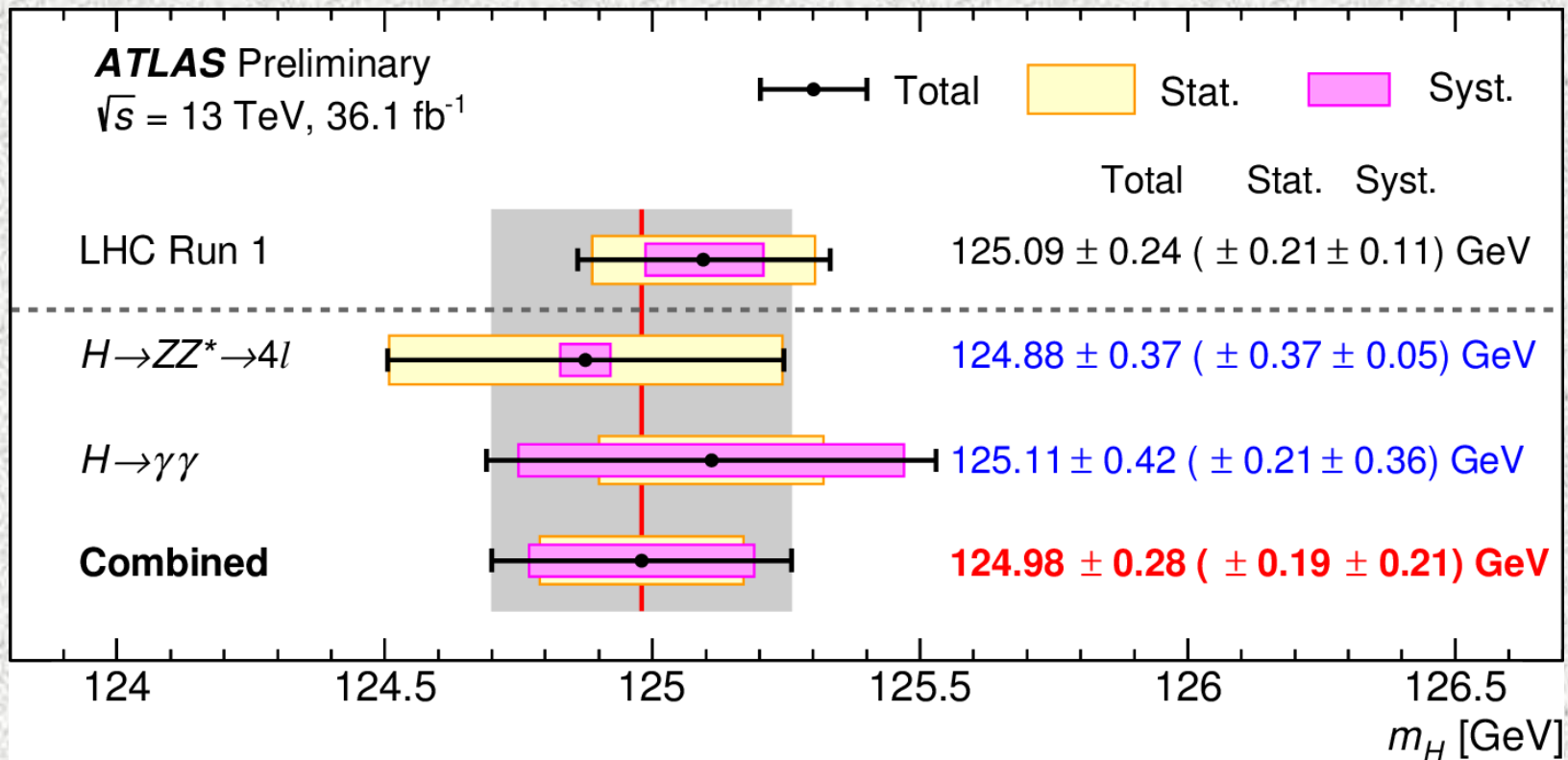
ヒッグス場もヒッグス機構を通して質量を獲得

$$V(H) = \mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2 \quad H = \begin{pmatrix} \pi_w^+ \\ (v + h + i\pi_z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$
$$= \frac{\mu^2}{2} h^2 + \frac{\lambda}{4} h^4 \Rightarrow M_h^2 = 2\lambda v = -2\mu^2$$

- Hのうち、**h**を「ヒッグス粒子」という
- ヒッグス粒子の**質量は、標準模型では予言できない**
- **2012年にLHCで発見された**

ヒッグス質量

ATLAS-CONF-2017-046



CMS-HIG-16-041 (arXiv:1706.09936)

$$m_H = 125.26 \pm 0.21 \text{ GeV} \quad (H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l)$$

フェルミオン質量

フェルミオン(クォーク・レプトン)は、
必ずしもヒッグス場から
質量を獲得する必然性はないが
標準模型では**湯川相互作用**から質量を得る

$$y\bar{\psi}_R H \psi_L \xrightarrow{H=\langle H \rangle} m_{q,l} \bar{\Psi}_R \Psi_L$$

(標準模型では、ニュートリノはゼロ質量と仮定)

ヒックスとの
カップリング

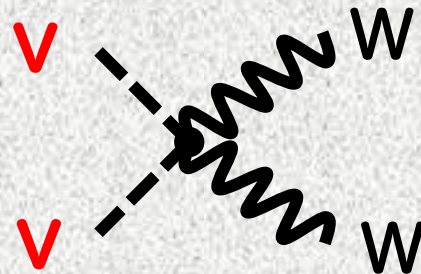
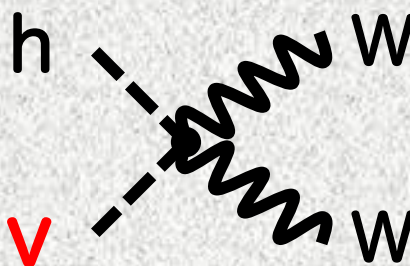
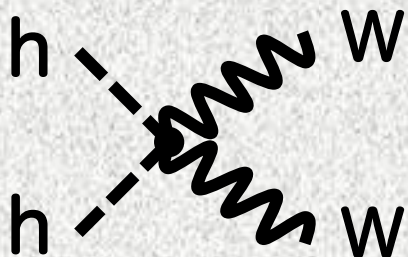
ヒッグスとの相互作用

4点結合

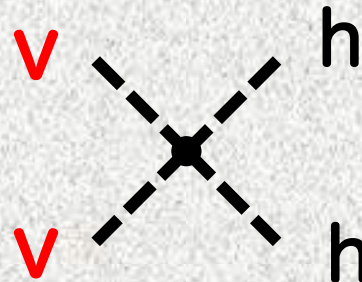
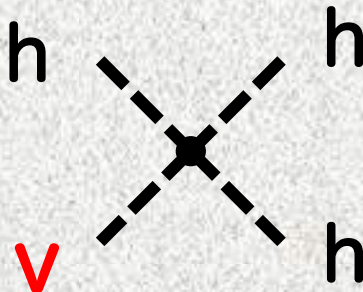
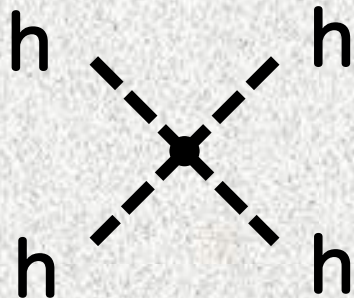
3点結合

mass

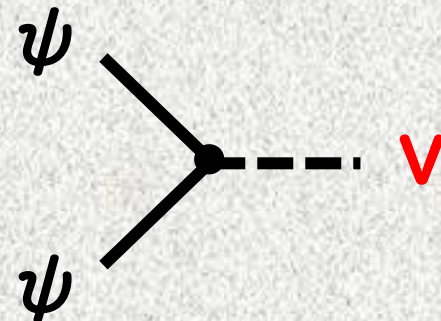
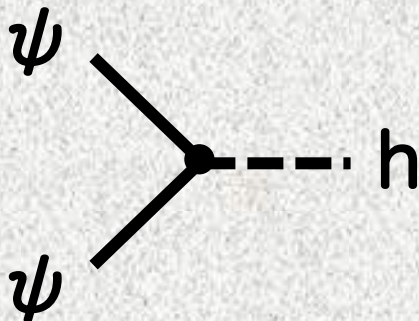
ゲージ
相互作用



自己
相互作用



湯川
相互作用



ヒッグスカップリング測定@LHC Run-1

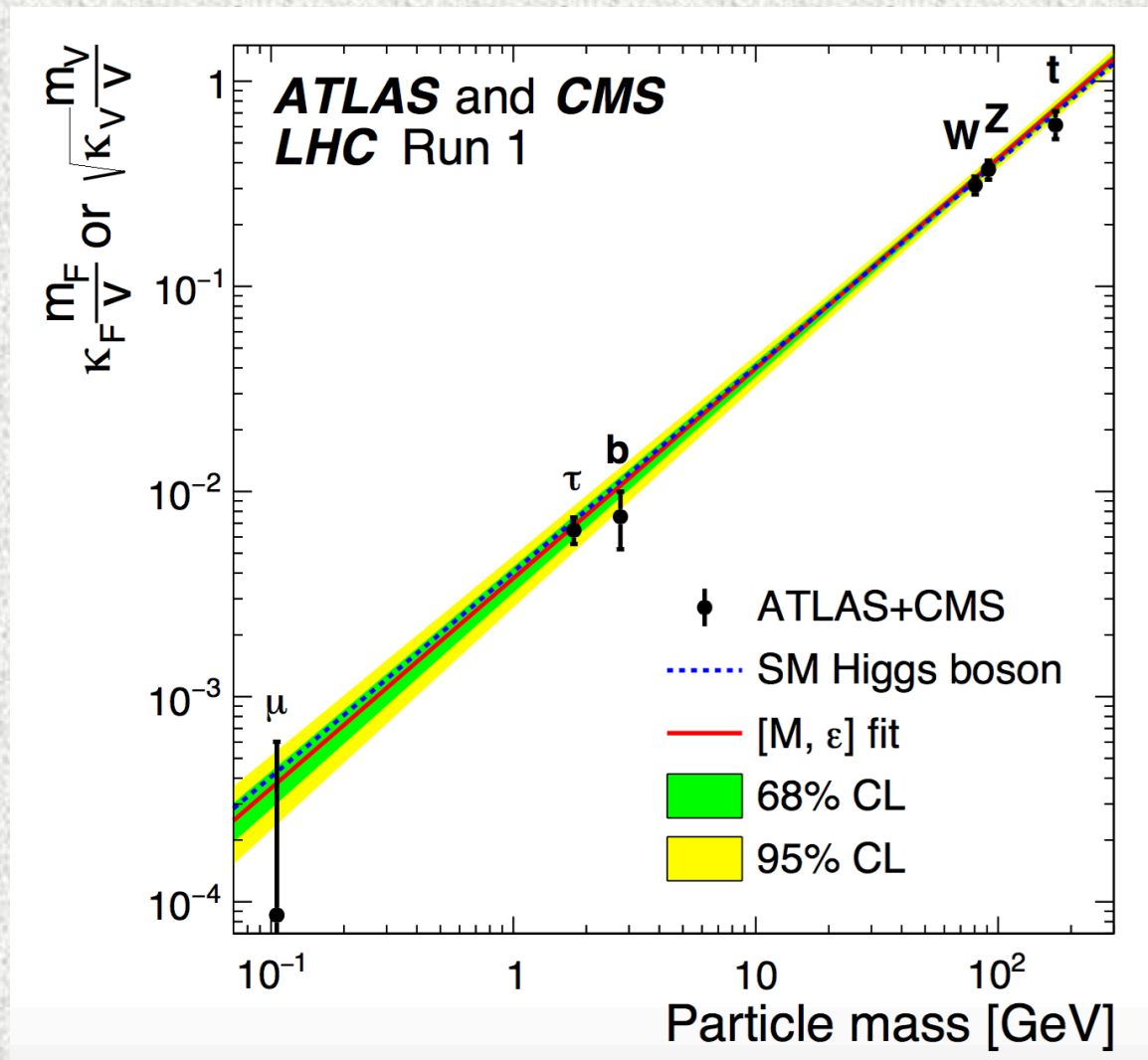
標準モデルでは、

$$\text{質量} = \text{カップリング} \times v$$

なので、

$$\text{カップリング} \propto \text{質量}$$

データは非常によく合っている

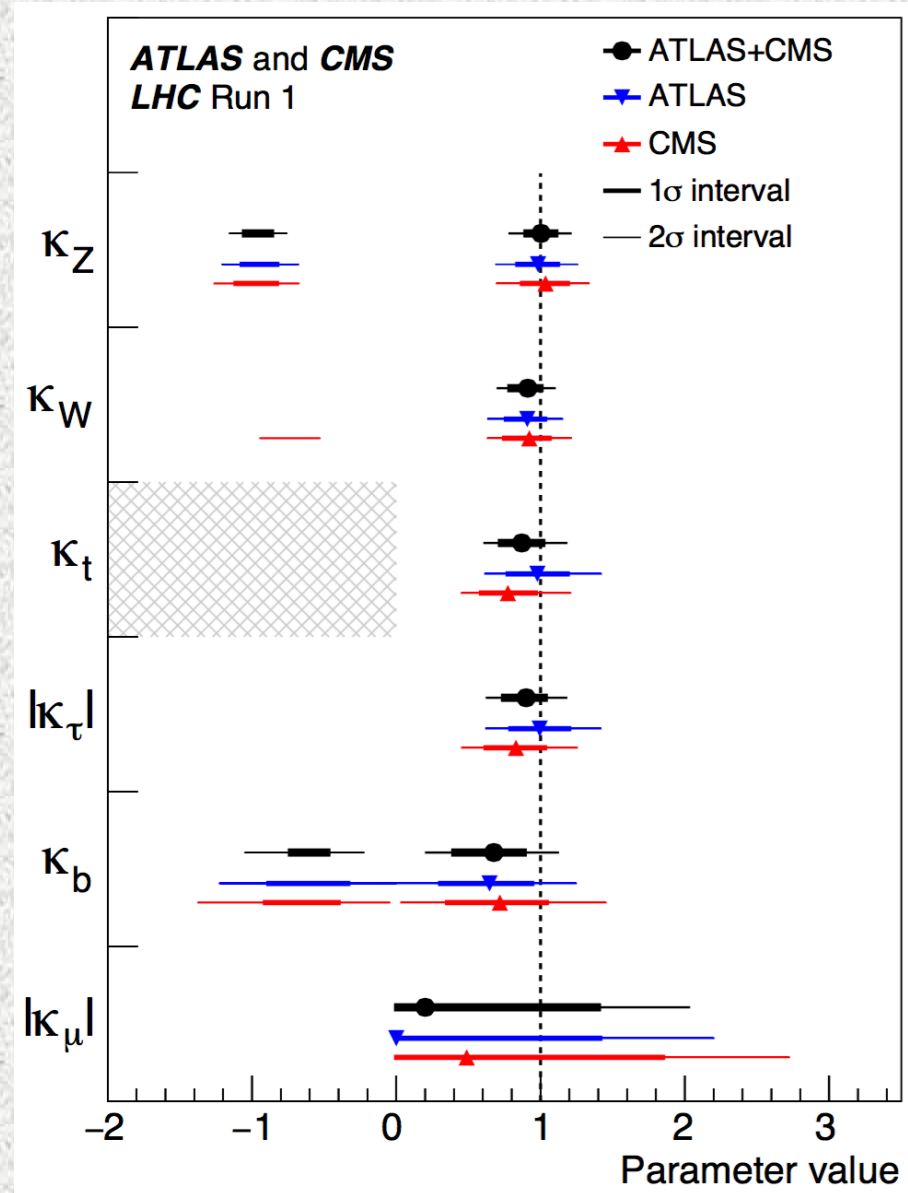


ヒッグスカップリング測定@LHC Run-1

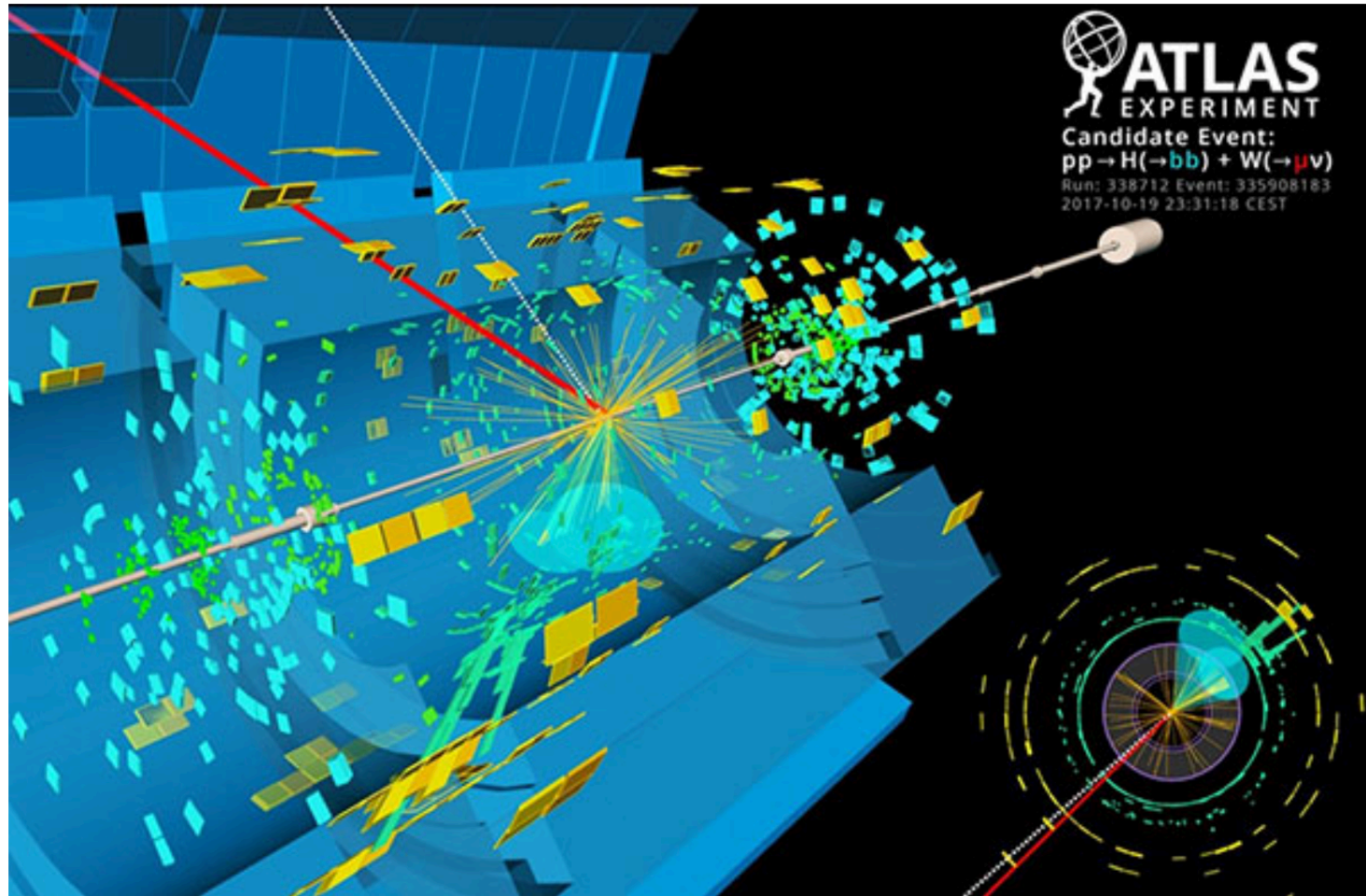
κ は、標準模型予言
からのずれ
をあらわす

$\Rightarrow \kappa = 1$ が標準模型

やはりデータは
よく合っている



最近の話題: $h \rightarrow bb$ 初観測@LHC



(図1) 観測されたヒッグス候補事象のイベントディスプレイ。WH生成過程のWがミュオン（赤線）とニュートリノ（点線）に崩壊し、ヒッグス粒子が2つのbジェットに崩壊した（青い三角錐）。再構成したヒッグスの質量は120ギガ電子ボルト。

1st
everyday matter

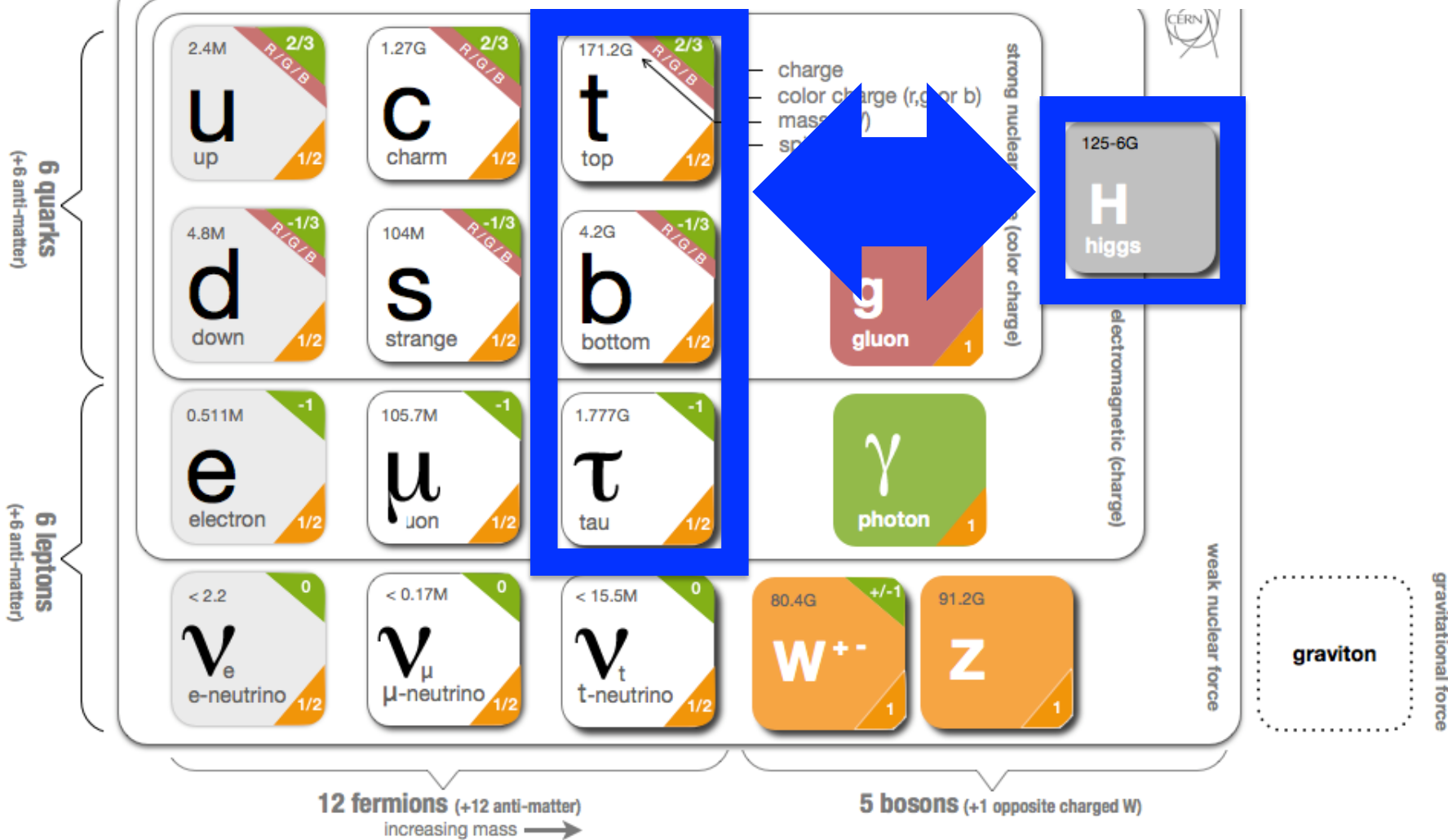
2nd

3rd
generation

electro-weak
symmetry breaking

outside of

第3世代とのカップリングが確定



個人的には非常に残念...

Title: Anomalous Higgs Yukawa Couplings and Recent LHC Data

Authors: [Arindam Das](#), [Nobuhito Maru](#), [Nobuchika Okada](#)

(Submitted on 5 Apr 2017 ([v1](#)), last revised 18 Apr 2017 (this version, v2))

Abstract: Very recently, the CMS collaboration has reported a search for the production for a Standard Model (SM) Higgs boson in association with a top quark pair ($t\bar{t}H$) at the LHC Run-2 and a best fit $t\bar{t}H$ yield of $1.5^{pm0.5}$ times the SM prediction with an observed significance of 3.3σ . We study a possibility of whether or not this observed deviation can be explained by anomalous Higgs Yukawa couplings with the top and the bottom quarks, along with the LHC Run-1 data for the Higgs boson properties. We find that anomalous top and bottom Yukawa couplings with about 0 – 20% and 10 – 40% reductions from their SM values, respectively, can simultaneously fit the recent CMS result and the LHC Run-1 data.

Comments: 10 pages, 2 figures. arXiv admin note: substantial text overlap with [arXiv:1604.01150](#), references added

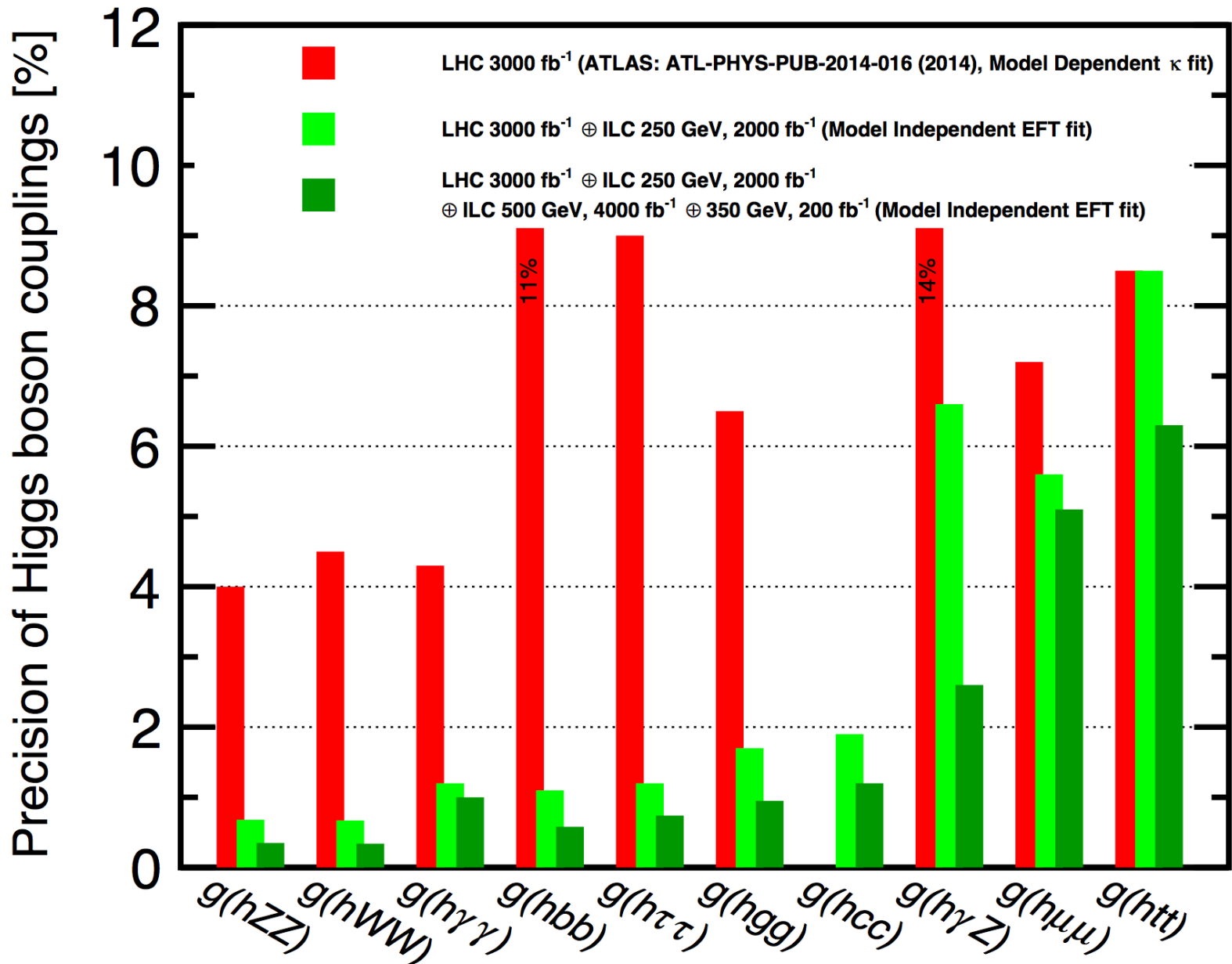
Subjects: High Energy Physics - Phenomenology (hep-ph)

Report number: OCU-PHYS-460

Cite as: [arXiv:1704.01353](#) [hep-ph]

(or [arXiv:1704.01353v2](#) [hep-ph] for this version)

今後の見通し



ヒッグスポテンシャル の安定性

高エネルギースケール物理 への示唆

- ヒッグス粒子が発見されたことにより、
標準模型の登場人物は全て出揃った
- 標準模型がどのスケールまで正しいか？
という疑問を考えると、
ヒッグスポテンシャルのパラメタに対する
量子補正が本質的
- λ への補正 \Rightarrow 真空の安定性
 μ^2 への補正 \Rightarrow 階層性問題

真空の安定性

大きい h の領域におけるポテンシャルの
振る舞いに興味がある

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

h^2 項は無視して、 λ のくりこみを考慮する

λ のくりこみ群方程式

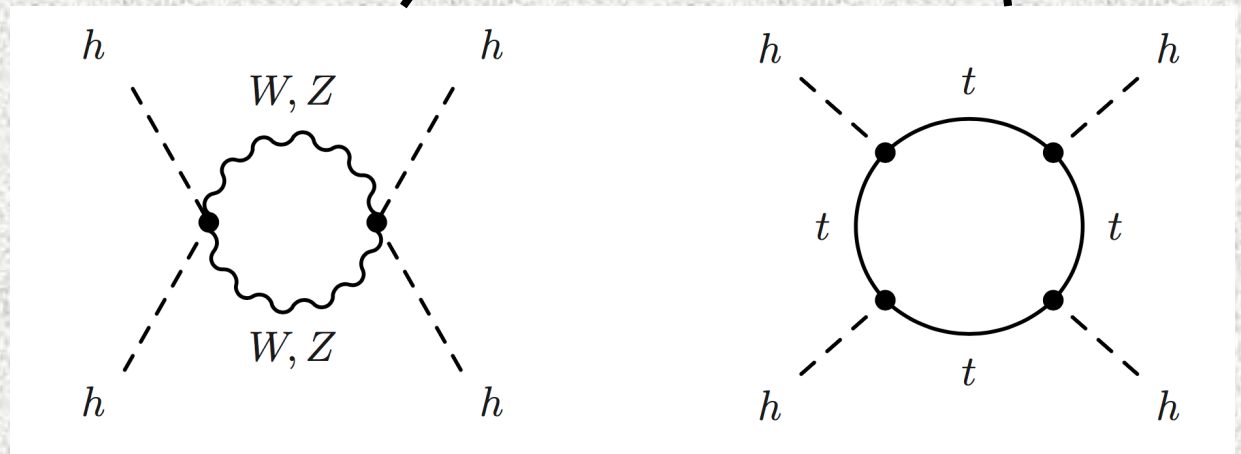
$$\frac{d\lambda}{d \ln \mu^2} = \frac{1}{16\pi^2} \left[\frac{3}{16} \left(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2 \right) - 3y_t^4 + \dots \right]$$

真空の安定性

λのくりこみ群方程式

$$\frac{d\lambda}{d\ln\mu^2} = \frac{1}{16\pi^2} \left[\frac{3}{16} \left(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2 \right) - 3y_t^4 + \dots \right]$$

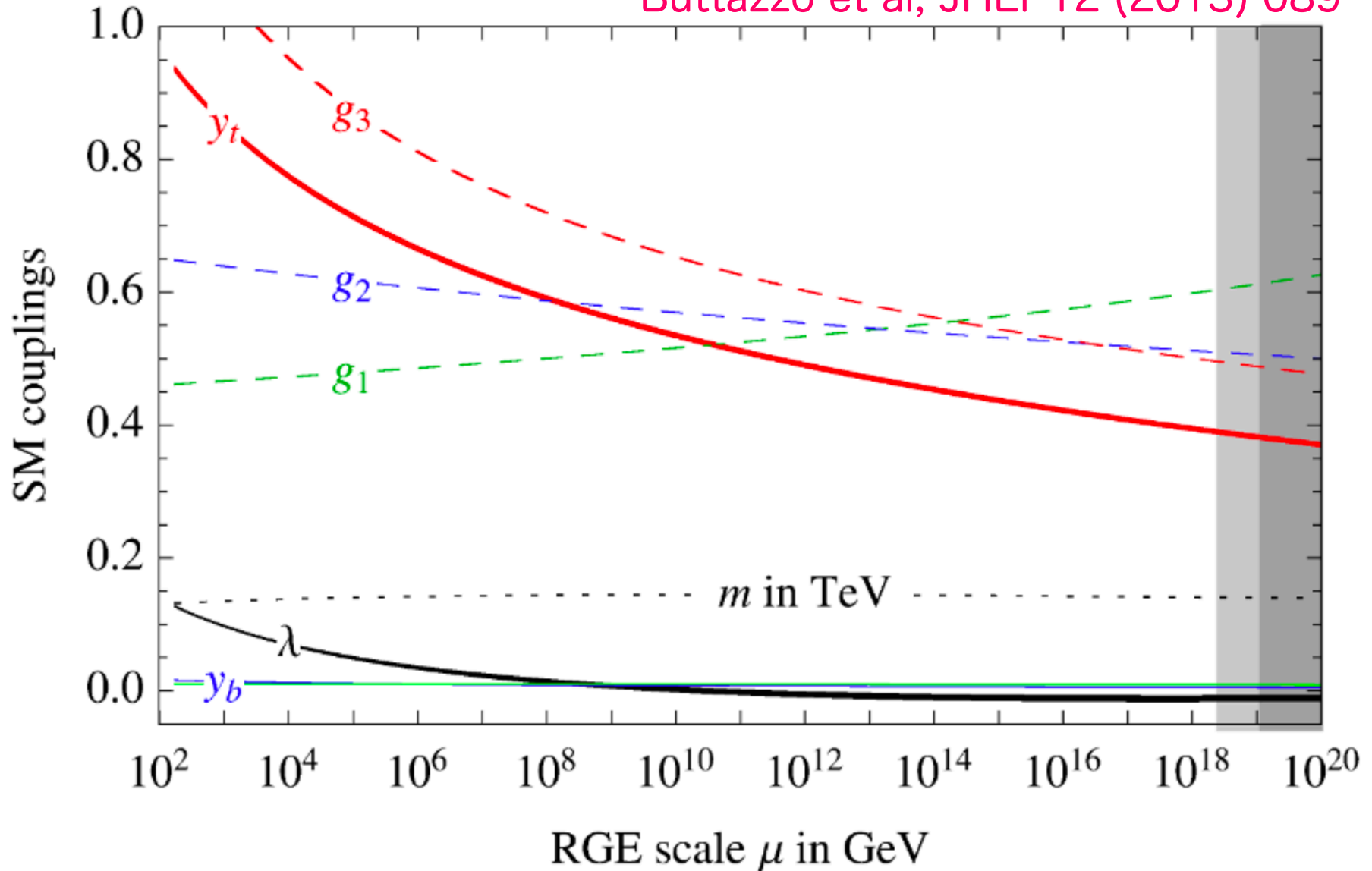
主要項



ゲージカップリングとトップ湯川カップリング
の大小関係は??

SMパラメタのエネルギー依存性

Buttazzo et al, JHEP12 (2013) 089

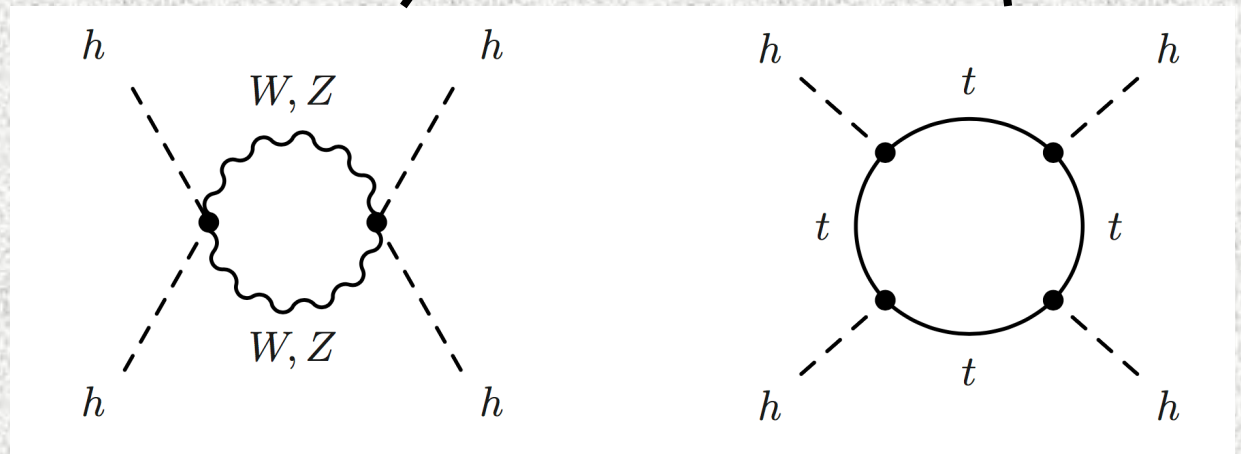


真空の安定性

λ のくりこみ群方程式

$$\frac{d\lambda}{d\ln\mu^2} = \frac{1}{16\pi^2} \left[\frac{3}{16} \left(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2 \right) - 3y_t^4 + \dots \right]$$

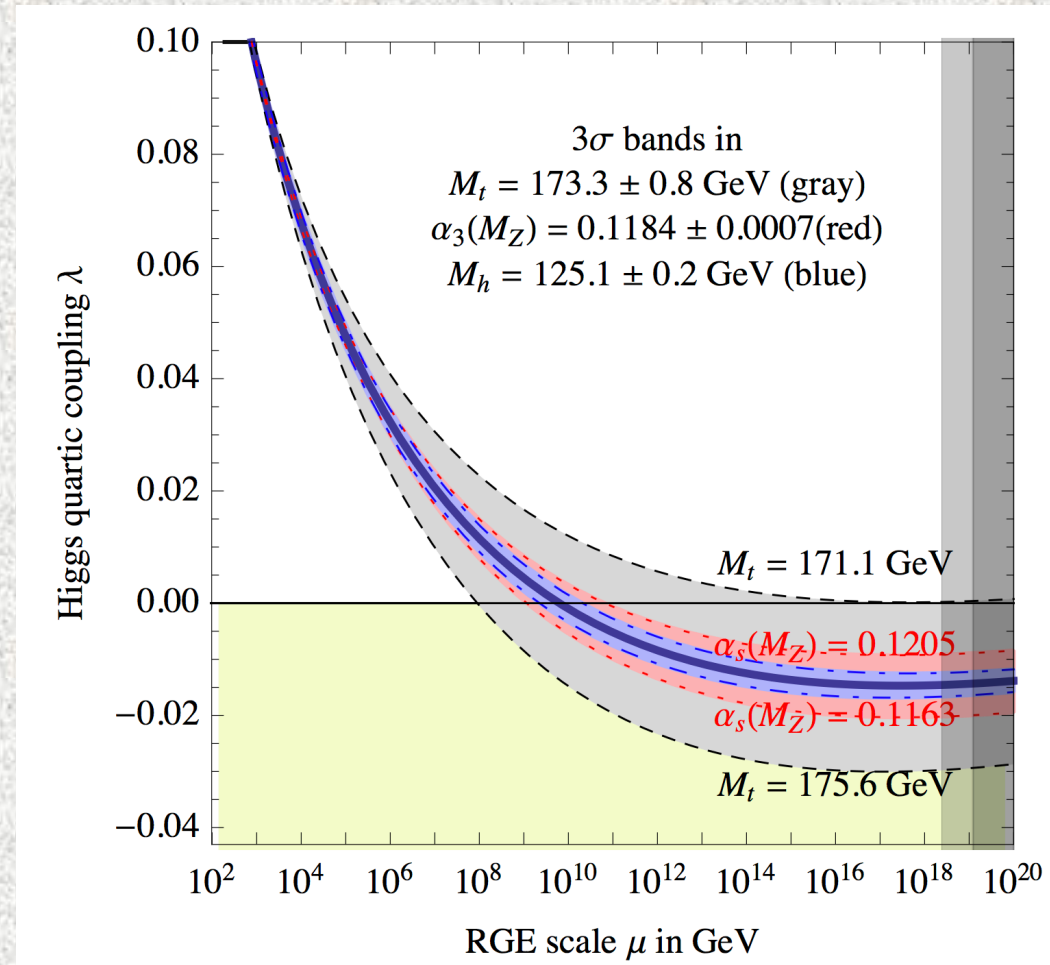
主要項



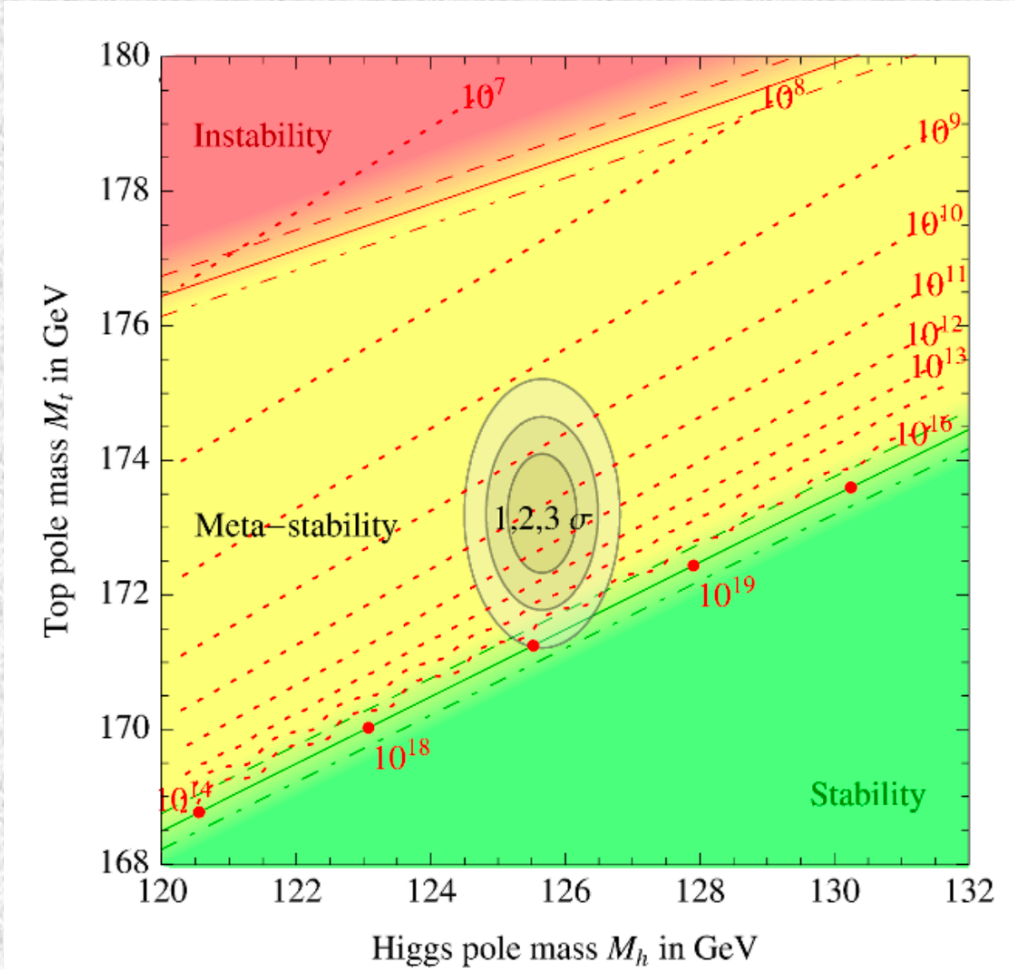
あるエネルギーを境に **右辺 $< 0 \Rightarrow$ 右辺 > 0**

ヒッグス4点結合のエネルギー依存性

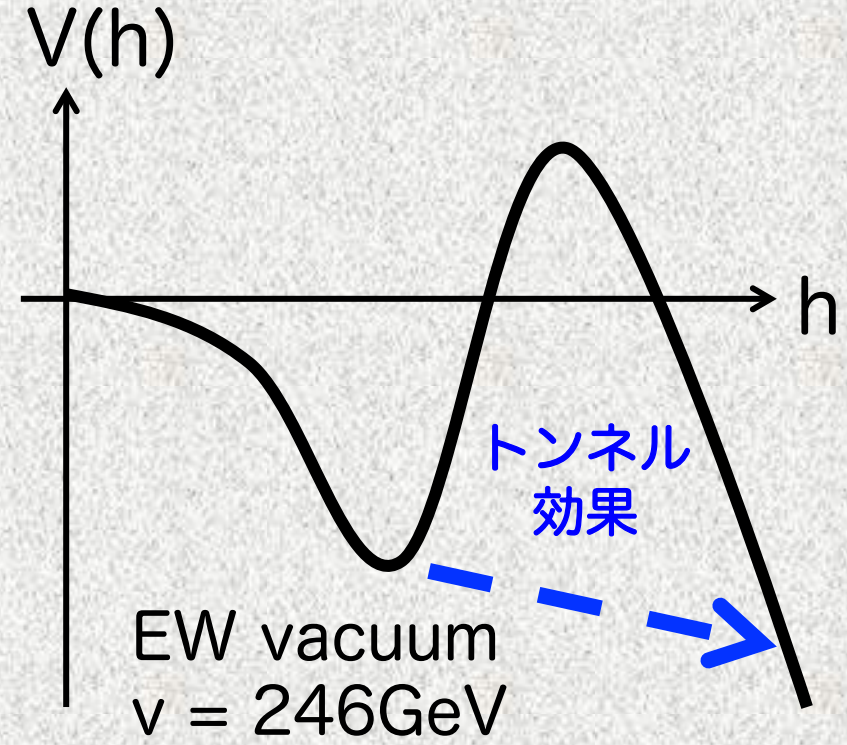
- 10^8 GeV付近から
 $\lambda < 0$ (不安定)の
可能性
- トップクォーク質量
に非常にsensitive
- トップクォーク質量
の精密測定が重要
→ ILCの重要性



我々の真空は準安定



Buttazzo et al, JHEP12 (2013) 089



寿命 > 宇宙年齢
であれば準安定

階層性問題

標準模型の枠組みでヒッグス粒子の質量を計算すると、
不自然なパラメタの微調整が必要になる

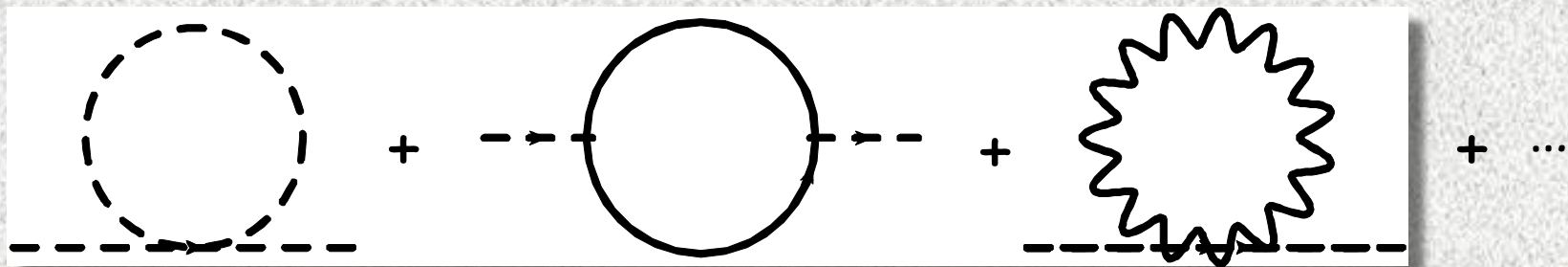
$$m_H^2 = m_0^2 + \delta m^2 \approx (125 \text{ GeV})^2$$

↑
観測される
ヒッグス質量

↑
古典的

↑
量子補正

実験から決まっている
(電弱スケールという)



ヒッグス

トップクォーク

W、Z

階層性問題

標準模型の枠組みでヒッグス粒子の質量を計算すると、
不自然なパラメタの微調整が必要になる

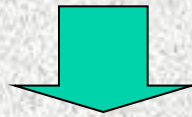
$$m_H^2 = m_0^2 + \delta m^2 \approx (125 \text{ GeV})^2$$

↑
観測される
ヒッグス質量

↑
古典的

↑
量子補正

実験から決まっている
(電弱スケールという)



標準模型がプランクスケール $M_P \sim 10^{18}$ GeVまで正しいと仮定

$$\int \frac{d^4 k}{k^2 - m^2} = \int_0^{M_P^2} dk^2 \frac{\pi k^2}{k^2 - m^2} \approx M_P^2 \left(k^2 \gg m^2 \right)$$

$$m_H^2 = \mathcal{O}(M_P^2) - \mathcal{O}(M_P^2) \approx (125 \text{ GeV})^2$$



1.0000000000000000000000000000000000000001
- 1.00 (32桁)

絶妙な相殺あるいは
パラメタの(不自然な)微調整が必要!!

自然界でこのような相殺が起こっていると信じられるか?? パラメタの微調整なしに、より自然に実現できないだろうか?

基本理論の立場からすると、
電弱スケールが M_P に比べて非常に小さいことが問題

$M_P \rightarrow \Lambda = 1000\text{GeV}(=1\text{TeV})$ あたりに
新しい物理があると考える

$$\int \frac{d^4 k}{k^2 - m^2} = \int_0^{M_P^2} dk^2 \frac{\pi k^2}{k^2 - m^2} \approx M_P^2 \left(k^2 \gg m^2 \right)$$

$M_P \rightarrow \Lambda = 1000\text{GeV}(=1\text{TeV})$ あたりに
新しい物理があると考える

$$\int \frac{d^4 k}{k^2 - m^2} = \int_0^{(1\text{TeV})^2} dk^2 \frac{\pi k^2}{k^2 - m^2} \approx (1\text{TeV})^2$$



$$m_H^2 = \mathcal{O}(1\text{TeV}^2) - \mathcal{O}(1\text{TeV}^2) \approx (125\text{GeV})^2$$

または

$$m_H^2 = m_0^2 < \mathcal{O}\left((1\text{TeV})^2\right) + \frac{1}{16\pi^2} \mathcal{O}(1\text{TeV}^2) \approx (125\text{GeV})^2$$

不自然な微調整を受け入れる立場もありうるが、
多くの素粒子論研究者は標準模型を拡張した
新しい物理によって自然に実現されるべきだと考える

テラスケールの新しい物理 へのアプローチ

- ① ダイナミクス ⇒ 複合粒子模型
- ② 対称性 ⇒ 超対称模型
- ③ 幾何学 ⇒ 余剰次元模型

標準模型を超える物理

- テクニカラー模型
 - 超対称模型
 - リトルヒッグス模型
 - 古典的スケール不変模型
 - 大きい余剰次元模型
 - 曲がった余剰次元模型
 - ゲージ・ヒッグス統一模型
- } 4次元模型
- } 高次元模型

など多数

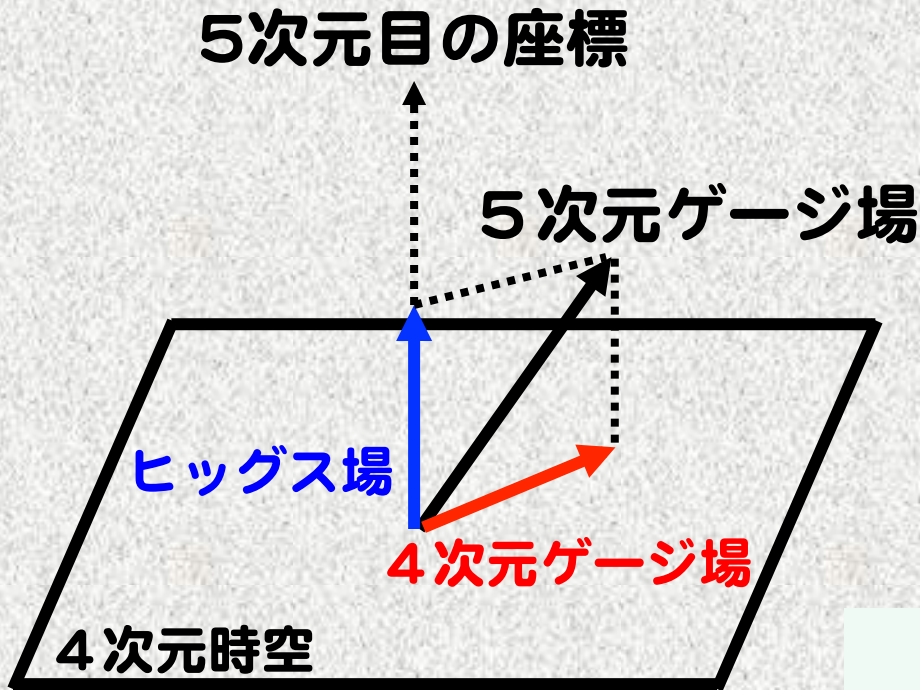
標準模型を超える物理

- テクニカラー模型
 - 超対称模型
 - リトルヒッグス模型
 - 古典的スケール不変模型
 - 大きい余剰次元模型
 - 曲がった余剰次元模型
 - ゲージ・ヒッグス統一模型
- 4次元模型
- 高次元模型

など多数

ゲージ・ヒッグス統一モデル

(標準模型拡張理論の1つ)



ヒッグス場を
高次元ゲージ場の
一部とみなす模型

高次元ゲージ対称性
により
予言能力がアップ↑↑

$$A_M = (A_\mu, A_5)$$

5D SU(3)×U(1)ゲージ・ヒッグス統一モデル

- ・ 5次元目は線分(S¹/Z₂)にコンパクト化
- ・ ヒッグス場はもともとゲージ場なので、
そのままではSU(2)_L 2重項にならない
⇒ ゲージ群の拡張が必要

ゼロ質量ゲージ場セクター

$$A_{\mu}^{(0)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_{\mu}^3 + t_W B_{\mu}/3 & \sqrt{2}W_{\mu}^+ & 0 \\ \sqrt{2}W_{\mu}^- & -W_{\mu}^3 + t_W B_{\mu}/3 & 0 \\ 0 & 0 & -2t_W B_{\mu}/3 \end{pmatrix}, A_5^{(0)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & H^+ \\ 0 & 0 & H^0 \\ H^- & H^{0*} & 0 \end{pmatrix}$$

標準模型ゲージ場

ヒッグス場

5D SU(3)×U(1)ゲージ・ヒッグス統一模型

- ・ 5次元目は線分(S¹/Z₂)にコンパクト化
- ・ ヒッグス場はもともとゲージ場なので、
そのままではSU(2)_L 2重項にならない
⇒ ゲージ群の拡張が必要

ゼロ質量ゲージ場セクター

$$A_{\mu}^{(0)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (c_w - s_w t_w / 3) Z_{\mu} + 4s_w \gamma_{\mu} / 3 & \sqrt{2} W_{\mu}^{+} & 0 \\ \sqrt{2} W_{\mu}^{-} & -(c_w + s_w t_w / 3) Z_{\mu} - 2s_w \gamma_{\mu} / 3 & 0 \\ 0 & 0 & s_w t_w Z_{\mu} / 3 - 2s_w \gamma_{\mu} / 3 \end{pmatrix}$$

標準模型ゲージ場

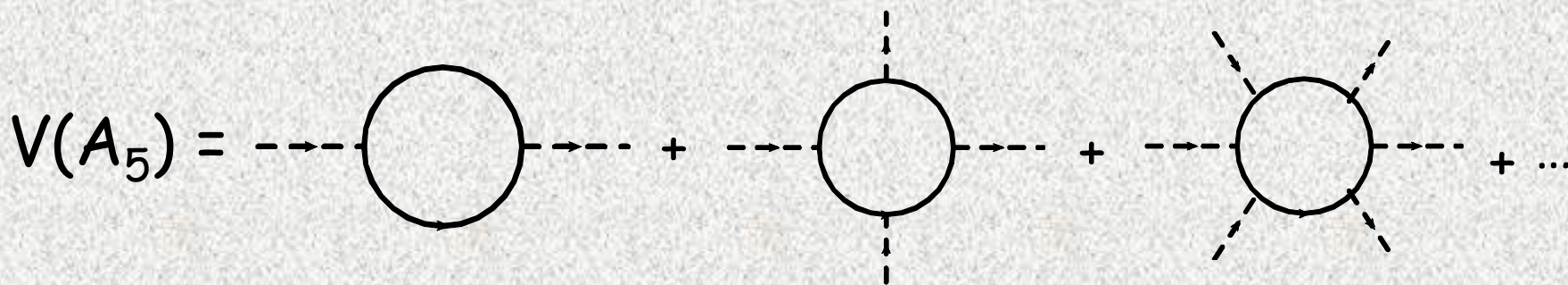
$$A_5^{(0)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & H^{+} \\ 0 & 0 & H^0 \\ H^{-} & H^{0*} & 0 \end{pmatrix}$$

ヒッグス場

電弱対称性は細谷機構によって ダイナミカルに破れる

Hosotani (1983,1989)

ヒッグスポテンシャル@tree levelは
ゲージ不変性により禁止され、
量子補正により生成 (Coleman-Weinberg potential)



$$V(a) = (-1)^F \frac{(\text{DOF})}{2} \int \frac{d^4 p_E}{(2\pi)^4} \frac{1}{2\pi R} \sum_n \log(p_E^2 + m_n^2)$$

$a = \langle A_5 \rangle$

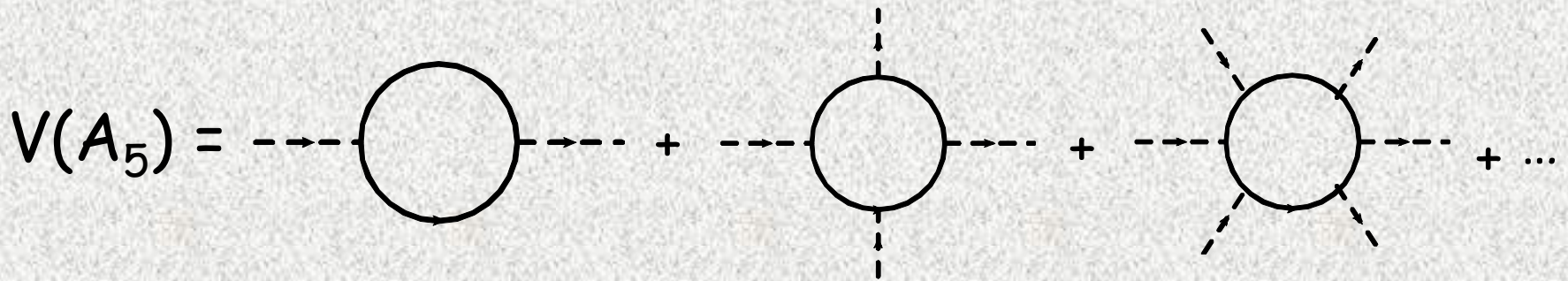
KK mass: $m_n = (n+a)/R$

電弱対称性は細谷機構によって ダイナミカルに破れる

Hosotani (1983,1989)

ヒッグスポテンシャル@loopsは**有限**
ポテンシャルカップリングは

ゲージ結合定数で決まる → 予言能力 ↑ ↑



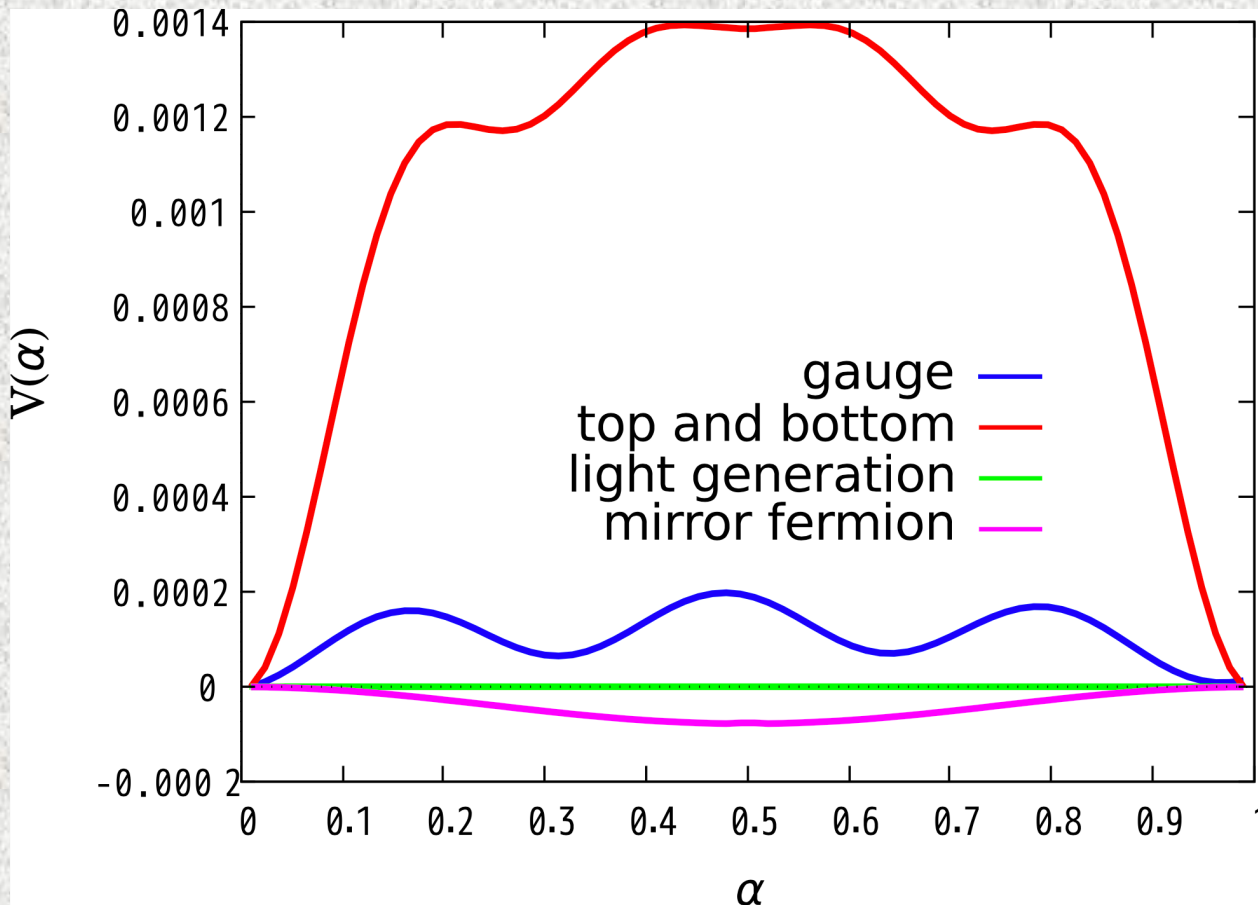
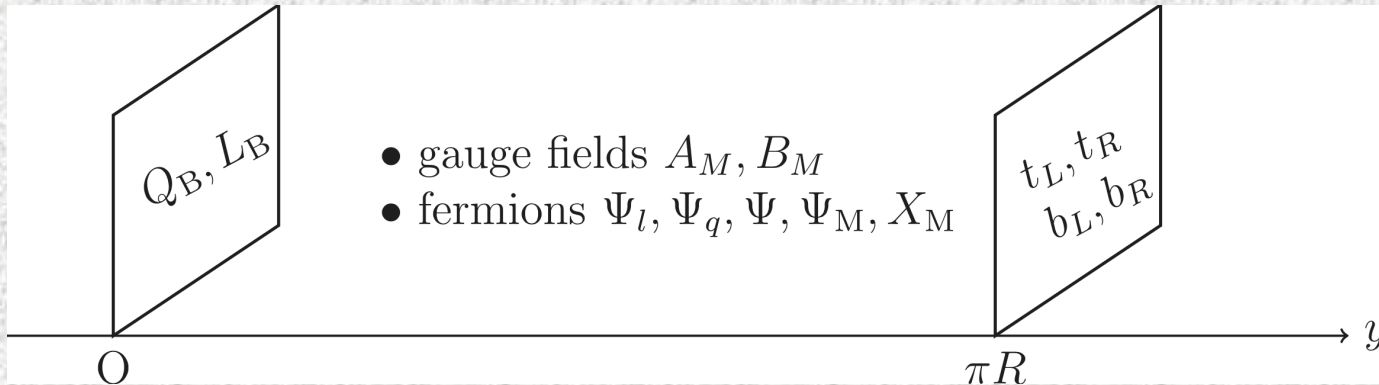
$$V(a) = (-1)^F \frac{(\text{DOF})}{2} \int \frac{d^4 p_E}{(2\pi)^4} \frac{1}{2\pi R} \sum_n \log(p_E^2 + m_n^2)$$

$a = \langle A_5 \rangle$

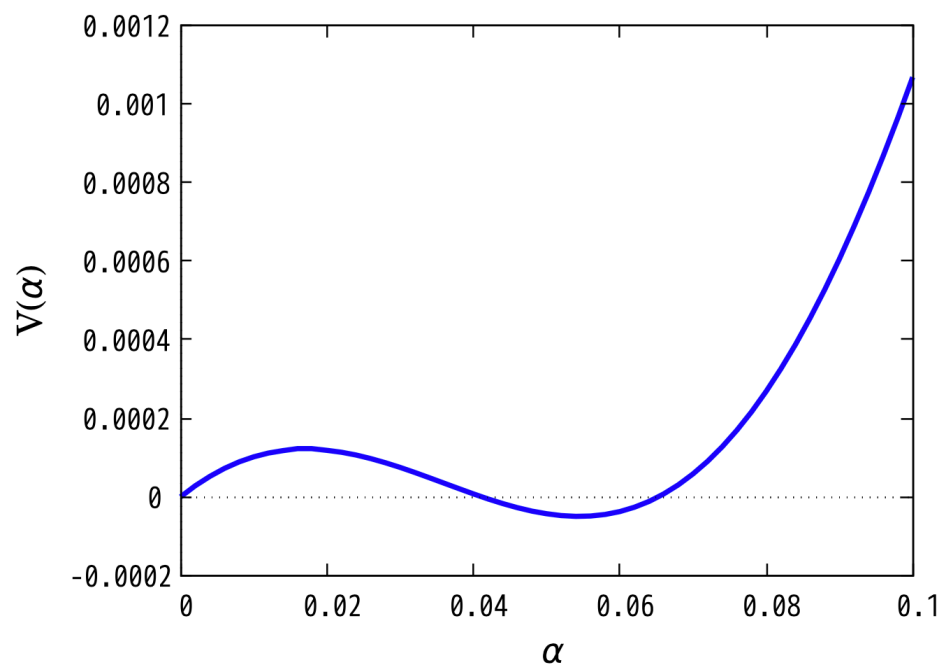
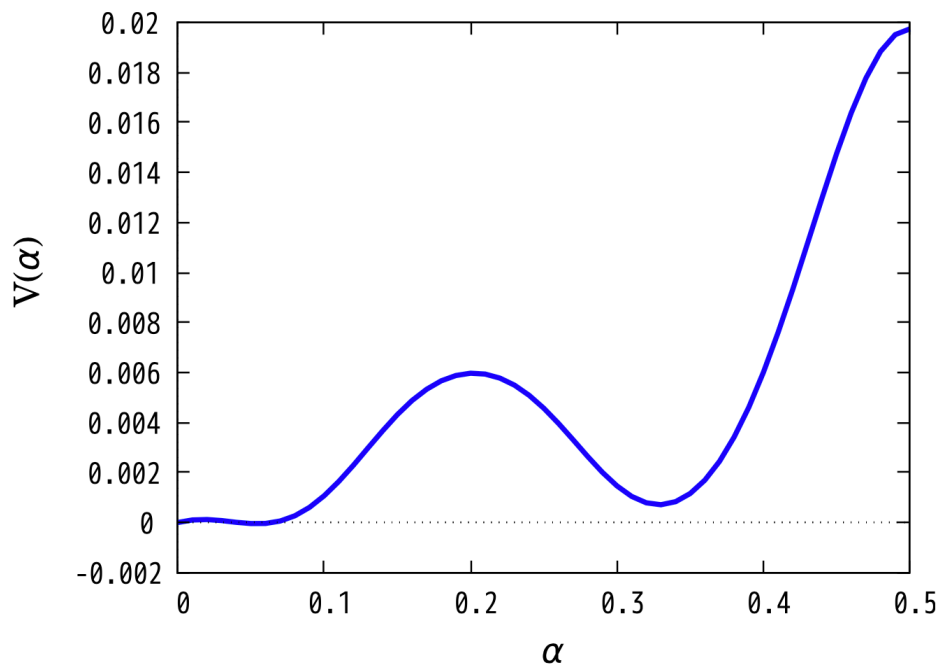
KK mass: $m_n = (n+a)/R$

5D $SU(3) \times U(1)$ GHU model

Adachi & NM, PRD98 (2018) 015022



Higgs potential



$$0 < \alpha < 1 \Rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$$

$1/R=1.8\text{TeV}$ で、 $m_h=127\text{GeV}$ 再現

$\lambda_{hhhGHU}/\lambda_{hhhSM} \sim 1.7$ Adachi & N.M. 今日のhep-ph

まとめ

- **標準模型におけるヒッグスセクターは、ヒッグス粒子発見後、カップリングも測定され、今のところ標準模型の予言と無矛盾**
- **しかしながら、ヒッグスセクターには標準模型では解決できないことが山積み (ヒッグス場の個数、表現？、ポテンシャルの形？電弱対称性の破れを引き起こす背後の物理？など)**
- **ヒッグスセクターの理解がBSMに直結する
⇒ より精度の高い測定が重要**