

電弱対称性の破れ (EWSB) とヒッグス機構

棚橋誠治 Masaharu Tanabashi

名古屋大学 理学研究科 物理学教室 (DPNU) / 素粒子宇宙起源研究所 (KMI)

Flavor Physics Workshop 2022
ニュー八景園 (静岡県伊豆の国市)

この講義の構成

お題は「ヒッグス機構」についてですが、この研究会の出席者であれば、ふつうの話はみな聞いたことがあるはずです。ここでは、ちょっと趣向を変えた説明をしようと思います。

- ① なぜ、 W^\pm をゲージ粒子だと考えるか
- ② 電弱相互作用とゲージ対称性
- ③ なぜ、ヒッグス粒子が必要か
- ④ 低エネルギー有効理論としての標準模型
- ⑤ まとめ

なぜ、 W^\pm をゲージ粒子だと考えるか

ワインバーグ・ウィッテン定理 (1980)

ポアンカレ (時空の並進と回転・ブースト) 変換で共変で、ゲージ不変な保存カレントと結合できる質量ゼロの荷電粒子のヘリシティ h は、 $h = 0$ (スピン 0 粒子) か $h = \pm 1/2$ (スピン $1/2$ 粒子) の場合だけに制限される。



高ヘリシティ状態を持ちえる可能な質量ゼロ粒子

- ヘリシティ ± 1 : 中性ベクトル粒子 (フォトン)
- ヘリシティ ± 1 : ヤン・ミルズ粒子
ポアンカレ共変でゲージ不変な保存カレントは存在しない。
- ヘリシティ ± 2 : グラヴィトン
ポアンカレ共変で一般座標変換不変な保存カレントは存在しない。

場の量子論におけるゲージ粒子の特別な地位

質量ゼロの荷電スピン 1 粒子はゲージ粒子でなければならない
質量ゼロのスピン 2 粒子はグラヴィトンでなければならない

なぜ、 W^\pm をゲージ粒子だと考えるか

でも

有質量スピン1の荷電粒子はゲージ粒子である必要はない

- ρ^\pm 中間子： $u\bar{d}$ ($d\bar{u}$) 束縛状態

ベクトル場 V^μ の理論としてスピン1粒子を得ることが普通 ($4 = 1 + 3$ 、 V^0 は運動項を持たない非力学的自由度)。

反対称テンソル場 $V_{\mu\nu}$ を用いた ρ 中間子の有効理論も存在 ($6 = 3 + 3$)。

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= -(\partial_\mu V^{\mu\nu})^\dagger (\partial^\rho V_{\rho\nu}) + \frac{1}{2} M_V^2 V_{\mu\nu}^\dagger V^{\mu\nu}, \\ &\ni \sum_{i=x,y,z} \dot{V}_{0i}^\dagger \dot{V}_{0i} - \sum_{i=x,y,z} V_{0i}^\dagger V_{0i} + \dots\end{aligned}$$

ベクトル場による構成との関係：

J.Bijnens, E. Pallante: MPL A11 (1996) 1069; M. T.: PLB 384 (1996) 218

なぜ、 W^\pm をゲージ粒子だと考えるか

弱い相互作用の媒介粒子 W^\pm

- 質量 $M_W \simeq 80\text{GeV}$
- スピン 1
- 電荷 ± 1

質量 $M_W \neq 0$ を持つ。⇒ 本来はゲージ粒子とは思えない。

しかし、質量 M_W を無視できるような高エネルギーでの素粒子現象を記述する W^\pm 粒子の有効理論を作ろうとすると、 W^\pm 粒子をゲージ粒子だと考えない限り、散乱振幅に異常が生じてしまう。

↑
ワインバーグ・ウィッテン定理の帰結

スピン 1 粒子を反対称テンソル場であらわす理論でも、高エネルギーで破綻しないようにするにはパラメータに微調整が必要。⇒ ゲージ場の理論と等価な理論

なぜ、 W^\pm をゲージ粒子だと考えるか

考察する上で鍵となる考え方：

ゲージ結合のユニバーサリティー

物質粒子とゲージ粒子との相互作用は、ゲージ群の表現によって決定される。

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi + (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) + \dots, \quad D_\mu := \partial_\mu + ig \sum_a T^a A_\mu^a.$$

- D_μ : 共変微分
- g : 粒子の種類に依らないゲージ結合定数
- T^a : 粒子の種類 (ψ または ϕ) ごとに異なる表現行列

$U(1)$ ゲージ理論の場合

表現行列 T^a : 任意の実 1×1 行列、強い理論的制限にはならない...

ヤン・ミルズゲージ理論の場合 特に強力

表現行列 T^a の種類 ($SU(2)$ を例にとって) : パウリのスピン行列 ...

なぜ、 W^\pm をゲージ粒子だと考えるか

ちょっとした注意

ゲージ対称性の創発 (emergent gauge symmetry) が起きる可能性がある

J.J. サクライの発見 (1960)

- ρ 中間子結合のユニヴァーサルティー
 $\rho\pi\pi$ 結合と $\rho\bar{N}N$ 結合は、単一の結合定数に比例する
 - $\rho\pi\pi$ 結合：アイソスピン 3 表現の表現行列
 - $\rho\bar{N}N$ 結合：アイソスピン 2 表現の表現行列
- ρ 中間子ドミナンス

ρ 中間子はアイソスピンゲージ対称性のゲージ粒子？

坂東・九後・上原・山脇・柳田の隠れた局所対称性有効理論 HLS EFT(1985)

- ρ 中間子は創発されたゲージ対称性のゲージ粒子
- $E \gtrsim M_\rho$ でも適用可能な有効理論の構築

HLS EFT の輻射補正：M.T.: PLB 316 (1993) 534; M. Harada, K. Yamawaki: Phys.Rept. 381 (2003) 1.

電弱相互作用とゲージ対称性

弱い相互作用：粒子の種類（フレーバー）を変化させる崩壊現象

$$n \rightarrow pe^{-}\bar{\nu}_e, \quad K^- \rightarrow \pi^0 e^{-}\bar{\nu}_e, \quad K^- \rightarrow \pi^-\pi^0, \quad \mu^- \rightarrow e^{-}\bar{\nu}_e\nu_\mu,$$

単一スケール G_F のカレント・カレント相互作用に起因する

$$2\sqrt{2}G_F J_{L\mu}^+ J_L^{-\mu}.$$

- フェルミ結合定数 G_F

$$G_F \simeq 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

- 左巻きカレント $J_L^{\pm\mu}$

$$J_L^{\pm\mu} = J_{L(\text{hadron})}^{\pm\mu} + J_{L(\text{lepton})}^{\pm\mu}$$

電弱相互作用とゲージ対称性

- ゲルマン・レヴィによるクォーク混合の発見 (1960) 坂田模型 $pn\Lambda$ の言葉で

$$J_{L(\text{hadron})}^{-\mu} = \bar{p}_L \gamma^\mu \frac{1}{\sqrt{1 + \epsilon^2}} (n_L + \epsilon \Lambda_L), \quad J_{L(\text{lepton})}^{-\mu} = \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L + \bar{\nu}_{\mu L} \gamma^\mu \mu_L.$$

とすることで弱い相互作用のユニヴァーサルティーが成り立つことを指摘。

- カビボによる精密化 (1963) : $L = V - A$ のうちくりこみをうけない V 成分に着目し、弱い相互作用のユニヴァーサルティーを確立。

カビボ混合角を導入することで、弱い相互作用の

- 電子・電子ニュートリノ弱荷電カレント
- ミューオン・ミューニュートリノ弱荷電カレント
- ハドロン弱荷電カレント

のそれぞれの相互作用にユニヴァーサルティーが成り立つ。



弱い相互作用の媒介粒子 W^\pm はゲージ粒子っぽい

電弱相互作用とゲージ対称性

グラシヨー模型 (1961)

- $SU(2) \times U(1)$ ゲージ群に基づく
- 弱い相互作用と電磁相互作用をゲージ理論として統一
- 弱い荷電カレント相互作用のユニヴァーサルティーを説明
- 弱い中性カレント相互作用の存在を予言
- ゲージ対称性を破るゲージ質量項を「手で」導入

なぜヒッグス粒子が必要か

ゲージ粒子の質量 あまり強調されない事実

$U(1)$ ゲージ理論の場合は、ゲージ粒子の質量を「手で」導入しても良い。

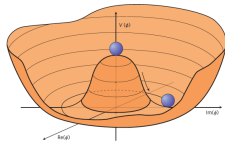
∴ たとえヒッグス場を導入したとしても、

- $U(1)$ ゲージ場 A_μ とヒッグス場 ϕ の結合定数 g_ϕ は、 $U(1)$ ゲージ場 A_μ とフェルミオン場 ψ の結合定数 g_ψ とは無関係。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) + i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - \frac{\lambda}{2}\left(\phi^\dagger\phi - \frac{v^2}{2}\right)^2,$$

$$D_\mu\phi = \partial_\mu\phi + ig_\phi A_\mu\phi,$$

$$D_\mu\psi = \partial_\mu\psi + ig_\psi A_\mu\psi.$$



- $g_\phi \ll g_\psi \simeq \lambda$ とすれば、

$$M_A^2 = g_\phi^2 v^2 \ll M_h^2 = \lambda v^2$$

となって階層性を実現でき、ゲージ質量を手で導入したのも同然

なぜヒッグス粒子が必要か

ゲージ粒子の質量

ヤン・ミルズ理論のゲージ粒子には、「手で」質量を持たせることはできず、ヒッグス粒子の導入が本質的に重要

- ユニヴァーサルティーによって、ヒッグス場のゲージ結合とフェルミオン場のゲージ結合は同一。つまり、 $g_\phi \ll g_\psi$ とすることはできない。
- ワインバーグ・ウィッテン定理によって、「手で」入れたゲージ粒子質量以上のエネルギーでの散乱振幅が異常なふるまいを示す

リー・クイッグ・サッカーの議論 (1977) : スピン 1 粒子の散乱振幅

$$i\mathcal{M}(ab \rightarrow cd) = \text{[t-channel diagram]} + \text{[s-channel diagram]} + \text{crossed.}$$

なぜヒッグス粒子が必要か

リー・クイッグ・サッカーの議論 (1977) : スピン 1 粒子の散乱振幅

$$i\mathcal{M}(ab \rightarrow cd) = \text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{crossed.}$$

$4W$ バーテックスの寄与 ($\delta^{ab}\delta^{cd}$ に比例する項)

$$g_{WWWW} \frac{E^4}{M_W^4} \left\{ \begin{aligned} &-(1 + \cos \theta) \left[3 - \cos \theta - 2 \frac{M_W^2}{E^2} \right] \\ &-(1 - \cos \theta) \left[3 + \cos \theta - 2 \frac{M_W^2}{E^2} \right] \end{aligned} \right\}$$

なぜヒッグス粒子が必要か

t -channel W exchange ($\delta^{ab}\delta^{cd}$ に比例する項)

$$g_{WWW}^2 \frac{E^4}{M_W^4} \left\{ (1 - \cos \theta) \left[3 + \cos \theta - 2 \frac{M_W^2}{E^2} \right] + \frac{1}{2} (1 + 11 \cos \theta) \frac{M_W^2}{E^2} \right\} + \dots$$

u -channel W exchange ($\delta^{ab}\delta^{cd}$ に比例する項)

$$g_{WWW}^2 \frac{E^4}{M_W^4} \left\{ (1 + \cos \theta) \left[3 - \cos \theta - 2 \frac{M_W^2}{E^2} \right] + \frac{1}{2} (1 - 11 \cos \theta) \frac{M_W^2}{E^2} \right\} + \dots$$

それぞれのグラフの寄与は、(予想どおり) E^4/M_W^4 に比例している。
ゲージ結合のユニヴァーサルティー

$$g_{WWWW} = g_{WWWW}^2 = g_W^2$$

を使って二つのグラフを足すと....

なぜヒッグス粒子が必要か

$$\mathcal{M}_{\text{gauge}}(ab \rightarrow cd) = \delta^{ab} \delta^{cd} g_W^2 \frac{E^4}{M_W^4} \frac{M_W^2}{E^2} + \dots = \delta^{ab} \delta^{cd} g_W^2 \frac{E^2}{M_W^2} + \dots$$

$E^2 = s/4$, $M_W^2 = g_W^2 v^2/4$ を使うと、

$$\mathcal{M}_{\text{gauge}}(ab \rightarrow cd) = \frac{s}{v^2} \delta^{ab} \delta^{cd} + \frac{t}{v^2} \delta^{ac} \delta^{bd} + \frac{u}{v^2} \delta^{ad} \delta^{bc} + \dots$$

低エネルギー定理が予言する NG ボソンの散乱振幅と同じ形
(等価定理)

B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Thacker, Phys. Rev. Lett. **38**, 883 (1977); Phys. Rev. D **16**, 1519 (1977).

直感的には

NG ボソンの自由度 $\Rightarrow W_L$ の自由度
(ヒッグス機構)

なので明らか。

なぜヒッグス粒子が必要か

ユニタリティー

もし、 $W_L W_L$ 散乱の散乱振幅が等価定理 + 低エネルギー定理で期待される形どおりだったとすると、

$s = 8\pi v^2$ 程度のエネルギーで、散乱確率が 1 を超えてしまう。



理論のユニタリティーが壊れる：有効理論の限界

ユニタリティーバウンド： $\sqrt{8\pi}v \simeq 1.2\text{TeV}$

ふたつの可能性

- 摂動論的な場合
ユニタリティーバウンドよりも軽い粒子の効果で、 $W_L W_L$ 散乱振幅が低エネルギー定理の形からずれる。(予言能力あり)
- 非摂動論的な場合
ユニタリティーバウンド以上では、 $W_L W_L$ 散乱が非摂動論的になり有効理論が破綻する。

なぜヒッグス粒子が必要か

標準模型ヒッグスによるユニタリティーの摂動論的な回復

ヒッグス交換ダイアグラム

$$i\mathcal{M}_{\text{Higgs}}(ab \rightarrow cd) = \begin{array}{c} a \\ \text{wavy} \\ \bullet \\ \text{wavy} \\ b \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{h} \\ \text{---} \\ \bullet \end{array} \begin{array}{c} c \\ \text{wavy} \\ \bullet \\ \text{wavy} \\ d \end{array} + \text{crossed.}$$

$$\mathcal{M}_{\text{Higgs}}(ab \rightarrow cd) = g_{hWW}^2 \frac{s^2}{M_W^4} \frac{1}{M_h^2 - s} \delta^{ab} \delta^{cd} + \dots$$

標準模型ヒッグスの関係式

$$g_{hWW} = \frac{M_W^2}{v}$$

をつかうと、 $s \sim E^2$ に比例する項がキャンセルして

$$\mathcal{M}(ab \rightarrow cd) = \mathcal{M}_{\text{gauge}} + \mathcal{M}_{\text{Higgs}} = \frac{s}{v^2} \frac{M_h^2}{M_h^2 - s} \delta^{ab} \delta^{cd} + \dots$$

- $s \ll M_h^2 = \lambda v^2$ では低エネルギー定理の結果に一致。

なぜヒッグス粒子が必要か

ここまでのまとめ

$W_L W_L$ 散乱のユニタリティーを保証する物理

- $\mathcal{O}(E^4)$ のキャンセレーション

$$g_{WWWW} = g_{WW}^2$$

ゲージ結合のユニヴァーサルティー

- $\mathcal{O}(E^2)$ のキャンセレーション

$$\sum_i g_{h_i WW}^2 = \frac{M_W^4}{v^2}$$

ユニタリティー和則

$h_i WW$ 結合の大きさが h_i の「ヒッグスらしさ」を決める

なぜヒッグス粒子が必要か

歴史

- ブラウ・アンブレール (PRL 13, 321-323, 1964)
 $U(1)$ ゲージ理論における対称性の自発的破れとヒッグス機構
 - ゲージ粒子の質量獲得
 - 南部・ゴールドストーン粒子の消失
- ヒッグス (PRL 13, 508-509, 1964)
ヒッグス粒子の出現を予言
- グラルニック・ハーゲン・キップル (PRL 13, 585, 1964)
ヤン・ミルズ理論におけるヒッグス機構



なぜヒッグス粒子が必要か

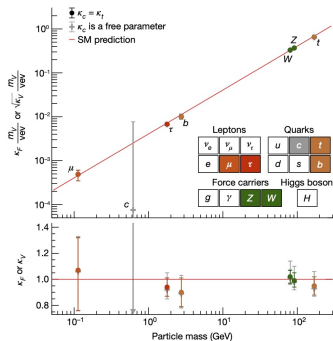
歴史 (つづき)

- ワインバーグ (PRL, 1264, 1967)
グラシヨウの電弱相互作用模型のゲージ粒子質量をヒッグス機構で説明する模型 (グラシヨウ・サラム・ワインバーグ模型) の提案
- トフーフト (NPB35, 167-188, 1971)
グラシヨウ・サラム・ワインバーグ模型のくりこみ可能性の証明
- ワインバーグ (PRL, 27, 1688, 1971)
グラシヨウ・サラム・ワインバーグ模型における素粒子現象の考察
すぐに反応することの大切さ
- 小林・益川 (PTP49, 652, 1973)
CP 対称性の破れの 6 元クォーク模型
- CERN ガーガメル実験 (1973)
弱い中性カレント相互作用の発見 (グラシヨウ模型の検証)

なぜヒッグス粒子が必要か

標準模型ヒッグス粒子の性質：
散乱振幅がユニタリーになるようにその結合が決定される。

結合定数 \propto 質量



ATLAS, Nature Vol.607 p.52, 2022

低エネルギー有効理論としての標準模型

基本理論

第1原理から演繹される理論
少数の理論パラメータ
大量の自由度
複雑な連立方程式

有効理論

対称性や保存則から制限される理論
対称性と無矛盾な多数の理論パラメータ
本質的な少数の自由度
比較的単純な計算
しばしば系統的な展開が可能

素粒子物理学における有効理論

- K^0 - \bar{K}^0 混合の量子力学
- カイラル摂動理論
- 重クォーク有効理論
- ソフト・コリニアール有効理論

低エネルギー有効理論としての標準模型

有効理論のイメージづくり

古典力学における有効理論：非弾性衝突におけるはねかえり係数

- 衝突前のふたつの小球の速度 v_A, v_B
- 衝突後のふたつの小球の速度 v'_A, v'_B
- 速度差 $v_{\text{rel}} = v_A - v_B, v'_{\text{rel}} = v'_A - v'_B$ は観測者によらない。
- ガリレイの相対性原理：非弾性衝突の力学は観測者によらないはず。

$$-\frac{v'_{\text{rel}}}{v_{\text{rel}}} = e(v_{\text{rel}})$$

は、 v_{rel} のみの関数。

対称性によって、有効理論の物理法則は規定される。

低エネルギー有効理論としての標準模型

古典力学における有効理論：非弾性衝突におけるはねかえり係数

- テイラー展開

$$e(v_{\text{rel}}) = e_0 + e_1 v_{\text{rel}} + \frac{1}{2!} e_2 v_{\text{rel}}^2 + \dots$$

の初項のみで近似することで、非弾性衝突におけるはねかえり係数の有効理論

$$-\frac{v'_{\text{rel}}}{v_{\text{rel}}} = e_0$$

を構成することができた！

- テイラー展開の高次項を含めることで、系統的な展開も可能。

低エネルギー有効理論としての標準模型

問) 素粒子標準模型は基本理論か？それとも、 $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ゲージ対称性によって制限される有効理論か？

パラメータの数

$$19 = 3(\text{gauge coupling}) + 1(\text{Higgs VEV}) + 1(\text{Higgs mass}) + 1(\text{QCD phase}) \\ + 6(\text{quark mass}) + 3(\text{lepton mass}) + 3(\text{KM angles}) + 1(\text{KM phase}).$$

↓

有効理論だと考えるのが自然

はね返り係数で高次補正項が導入できたように標準模型にも高次補正項が存在するはず。

低エネルギー有効理論としての標準模型

まずは、最低次の理論に適用限界があるか調べてみよう。
標準模型のくりこみ群方程式

$$(4\pi)^2 \mu \frac{d}{d\mu} g_t = \left(\frac{9}{2} g_t^2 - 8 g_s^2 \right) g_t + \dots,$$

$$(4\pi)^2 \mu \frac{d}{d\mu} \lambda = 12\lambda^2 + 12g_t^2 \lambda - 12g_t^4 + \dots$$

- トリビアリティー条件

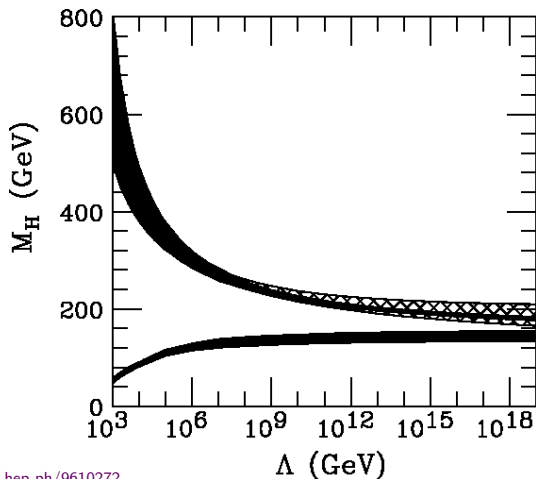
$$\lambda(\mu) < +\infty, \quad \text{for } \mu < \Lambda$$

- 真空の安定性条件

$$\lambda(\mu) > 0, \quad \text{for } \mu < \Lambda$$

低エネルギー有効理論としての標準模型

トリヴィアリティと真空の安定性：ヒッグス発見前の状況

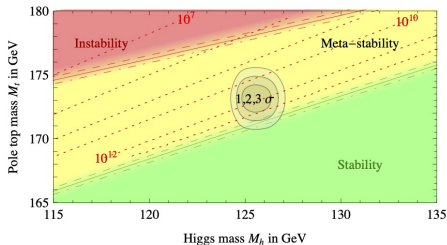
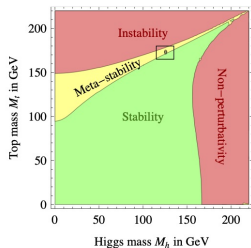


Hambye and Riesselmann hep-ph/9610272

$$130 \text{ GeV} \lesssim M_h \lesssim 190 \text{ GeV}, \quad \text{for } \Lambda = 10^{16} \text{ GeV}.$$

低エネルギー有効理論としての標準模型

トリヴィアリティと真空の安定性：125GeV ヒッグス発見後



Degrassi et al., JHEP 08(2012)098

我々の住んでいる真空は準安定

M_H , m_t , α_s を精度よく測定することが重要

適用限界のエネルギースケール（紫外切断 Λ ）がかなり大きくても矛盾はしない。

低エネルギー有効理論としての標準模型

とはいうものの、 Λ が比較的小さいとして考えてみる。

2種類の有効理論

- 標準模型有効理論 (SMEFT)

標準模型を最低次のラグランジアンとする考え方。線形シグマ模型。

W. Buchmuller, D. Wyler: NPB268 (1986) 621; I. Brivio, M. Trott: Phys.Rept. 793 (2019) 1; A. V. Manohar: Les Houches Lect. Notes 108 (2020), arXiv:1804.05863.

- 実験結果をフィットするのによく使われる (J. Ellis et al. Fitmaker)。
- $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ゲージ対称性を持つ高次元演算子を系統的に取り入れる。
- 標準模型と摂動論的に相互作用する新粒子を取り入れることが簡単。
- 現在の主流派

低エネルギー有効理論としての標準模型

2種類の有効理論

- ヒッグス有効理論 (HEFT)

電弱対称性の破れの非線形表現にヒッグス粒子を加えた模型。

F. Feruglio, IJMPA 8 (1993) 4937; R. Alonso, K. Kanshin, S. Saa, PRD97 (2018) 035010; G. Buchalla, O. Cata, A. Celis, M. Knecht, C. Krause, NPB928 (2018) 93.

- 強い相互作用のカイラル摂動論と同じ考え方の有効理論
- 真空構造が標準模型と異なる可能性がある (電弱スキルミオンの存在、J.Ellis, Kitano-Kurachi, Hamada-Kitano-Kurachi, Criado-Khoze-Spannowsky)。
- 非摂動的に相互作用する新粒子を導入可能 (Nagai-M.T.-Tsumura-Uchida)

低エネルギー有効理論としての標準模型

SMEFT の高次演算子：ヒッグス場を含む演算子が多数

STANDARD MODEL EFFECTIVE FIELD THEORY (SMEFT)

- 59 gauge invariant operators for unspecified flavour (non baryon number violating)
- 2499 total operators (non baryon number violating)

WARSAW BASIS [3]:

1: X^3		2: H^6		3: $H^4 D^2$		4: $X^2 H^2$		5: $\psi^2 H^3 + \text{h.c.}$		6: $\psi^2 XH + \text{h.c.}$	
Q_G	$f^{ABC} G_{\mu\nu}^A G_{\nu\rho}^B G_{\rho\mu}^C$	Q_H	$(H^\dagger H)^3$	Q_{HD}	$(H^\dagger H) \square (H^\dagger H)$	Q_{HG}	$H^\dagger H G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}$	Q_{eH}	$(H^\dagger H)(\bar{l}_p e_r H)$	Q_{eW}	$(\bar{l}_p \sigma^{\mu\nu} e_r) \gamma^\mu H W_{\mu\nu}^I$
$Q_{\tilde{G}}$	$f^{ABC} \tilde{G}_{\mu\nu}^A \tilde{G}_{\nu\rho}^B \tilde{G}_{\rho\mu}^C$			Q_{HD}	$(H^\dagger D_\mu H)^\dagger (H^\dagger D_\mu H)$	$Q_{H\tilde{G}}$	$H^\dagger H \tilde{G}_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}$	Q_{uH}	$(H^\dagger H)(\bar{q}_p u_r \tilde{H})$	Q_{cB}	$(\bar{l}_p \sigma^{\mu\nu} e_r) \gamma^\mu H B_{\mu\nu}$
Q_W	$\epsilon^{IJK} W_{\mu\nu}^I W_{\nu\rho}^J W_{\rho\mu}^K$					Q_{HW}	$H^\dagger H W_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu}$	Q_{dH}	$(H^\dagger H)(\bar{q}_p d_r H)$	Q_{uG}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \gamma^\mu \tilde{H} G_{\mu\nu}^A$
$Q_{\tilde{W}}$	$\epsilon^{IJK} \tilde{W}_{\mu\nu}^I \tilde{W}_{\nu\rho}^J \tilde{W}_{\rho\mu}^K$					$Q_{H\tilde{W}}$	$H^\dagger H \tilde{W}_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu}$			Q_{dW}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \gamma^\mu \tilde{H} W_{\mu\nu}^I$
						Q_{HB}	$H^\dagger H B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$			Q_{uB}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \gamma^\mu \tilde{H} B_{\mu\nu}$
						$Q_{H\tilde{B}}$	$H^\dagger H \tilde{B}_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$			Q_{dG}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} d_r) \gamma^\mu H G_{\mu\nu}^A$
						Q_{HWB}	$H^\dagger \gamma^\mu H W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}$			Q_{dW}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} d_r) \gamma^\mu H W_{\mu\nu}^I$
						$Q_{H\tilde{WB}}$	$H^\dagger \gamma^\mu H \tilde{W}_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}$			Q_{dB}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} d_r) \gamma^\mu H B_{\mu\nu}$
7: $\psi^2 H^2 D$		8: $(\tilde{L}\tilde{L})(\tilde{L}\tilde{L})$		8: $(\tilde{R}\tilde{R})(\tilde{R}\tilde{R})$		8: $(\tilde{L}\tilde{L})(\tilde{R}\tilde{R})$		8: $(\tilde{L}\tilde{R})(\tilde{L}\tilde{R}) + \text{h.c.}$		8: $(\tilde{L}\tilde{R})(\tilde{L}\tilde{R}) + \text{h.c.}$	
$Q_{\tilde{H}}^{(1)}$	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{l}_p \gamma^\mu l_r)$	Q_u	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{l}_r \gamma^\mu l_p)$	Q_{ee}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{e}_r \gamma^\mu e_p)$	Q_{le}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{e}_r \gamma^\mu e_p)$	Q_{du}	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{d}_r \gamma^\mu q_p)$		
$Q_{\tilde{H}}^{(3)}$	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{l}_p \gamma^\mu l_r)$	$Q_{qq}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{q}_r \gamma^\mu q_p)$	Q_{ee}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{e}_r \gamma^\mu e_p)$	Q_{lu}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{u}_r \gamma^\mu u_p)$				
Q_{He}	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{e}_p \gamma^\mu e_r)$	$Q_{qq}^{(3)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu \tau^I q_r)(\bar{q}_r \gamma^\mu \tau^I q_p)$	Q_{ed}	$(\bar{d}_p \gamma_\mu d_r)(\bar{e}_r \gamma^\mu e_p)$	Q_{ld}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{d}_r \gamma^\mu d_p)$				
$Q_{Hq}^{(1)}$	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{q}_p \gamma^\mu q_r)$	$Q_{qq}^{(3)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu \tau^I q_r)(\bar{q}_r \gamma^\mu \tau^I q_p)$	Q_{eu}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{u}_r \gamma^\mu u_p)$	Q_{qe}	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{e}_r \gamma^\mu e_p)$				
$Q_{Hq}^{(3)}$	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{q}_p \gamma^\mu q_r)$	$Q_{qq}^{(3)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu \tau^I q_r)(\bar{q}_r \gamma^\mu \tau^I q_p)$	Q_{ed}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{d}_r \gamma^\mu d_p)$	$Q_{qd}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{e}_r \gamma^\mu e_p)$				
Q_{Hu}	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{u}_p \gamma^\mu u_r)$			$Q_{ud}^{(1)}$	$(\bar{u}_p \gamma_\mu u_r)(\bar{d}_r \gamma^\mu d_p)$	$Q_{qd}^{(2)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu \tau^A q_r)(\bar{e}_r \gamma^\mu \tau^A e_p)$			$Q_{\tilde{u}\tilde{u}}^{(1)}$	$(\bar{q}_p^{\tilde{u}} \gamma_\mu q_r)(\bar{q}_p^{\tilde{u}} \gamma^\mu q_r)$
Q_{Hd}	$(H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu H)(\bar{d}_p \gamma^\mu d_r)$			$Q_{ud}^{(3)}$	$(\bar{u}_p \gamma_\mu \tau^A u_r)(\bar{d}_r \gamma^\mu \tau^A d_p)$	$Q_{qd}^{(3)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu \tau^A q_r)(\bar{e}_r \gamma^\mu \tau^A e_p)$			$Q_{\tilde{u}\tilde{u}}^{(3)}$	$(\bar{q}_p^{\tilde{u}} \gamma_\mu \tau^A q_r)(\bar{q}_p^{\tilde{u}} \gamma^\mu \tau^A q_r)$
$Q_{Hud} + \text{h.c.}$	$i(\tilde{H}^\dagger D_\mu H)(\bar{u}_p \gamma^\mu d_r)$									$Q_{\tilde{u}\tilde{u}}^{(8)}$	$(\bar{q}_p^{\tilde{u}} \gamma_\mu \tau^A q_r)(\bar{q}_p^{\tilde{u}} \gamma^\mu \tau^A q_r)$

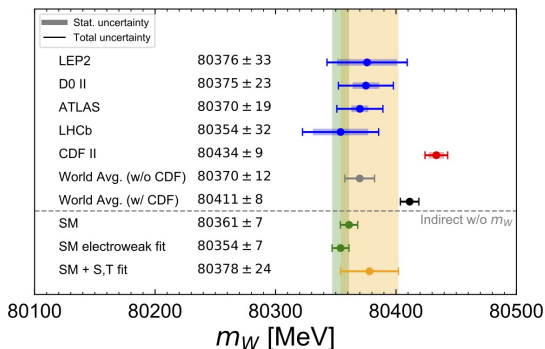
Jonathan Cullen

YTF 10: January 2018

J. Cullen のスライドから

低エネルギー有効理論としての標準模型

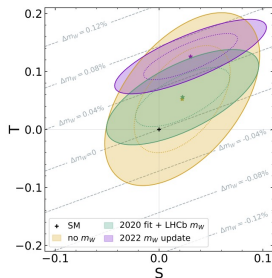
SMEFT の応用 (M_W アノマリーの Fitmaker を用いた解析):
E. Bagnaschi et al. JHEP 08 (2022) 308



低エネルギー有効理論としての標準模型

SMEFT vs ST

ペスキンの竹内パラメータとの関係

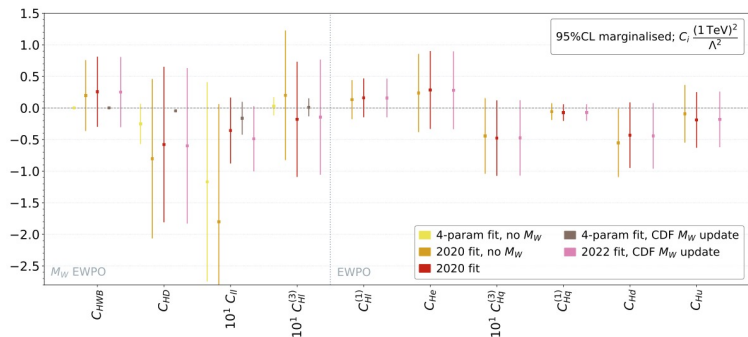


$$\frac{v^2}{\Lambda^2} C_{HWB} = \frac{g_1 g_2}{16\pi} S, \quad \frac{v^2}{\Lambda^2} C_{HD} = -\frac{g_1^2 g_2^2}{2\pi(g_1^2 + g_2^2)} T.$$

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{HWB} &\equiv H^\dagger \tau^I H W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}, & \mathcal{O}_{HD} &\equiv (H^\dagger D^\mu H)^\dagger (H^\dagger D_\mu H), \\ \mathcal{O}_{\ell\ell} &\equiv (\bar{\ell}_p \gamma_\mu \ell_r) (\bar{\ell}_s \gamma^\mu \ell_t), & \mathcal{O}_{H\ell}^{(3)} &\equiv (H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu^I H) (\bar{\ell}_p \tau^I \gamma^\mu \ell_r), \end{aligned}$$

低エネルギー有効理論としての標準模型

SMEFT fit : ヒッグス結合にも影響を与える



$$\mathcal{O}_{HWB} \equiv H^\dagger \tau^I H W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu},$$

$$\mathcal{O}_{\ell\ell} \equiv (\bar{\ell}_p \gamma_\mu \ell_r) (\bar{\ell}_s \gamma^\mu \ell_t),$$

$$\mathcal{O}_{HD} \equiv (H^\dagger D^\mu H)^* (H^\dagger D_\mu H),$$

$$\mathcal{O}_{H\ell}^{(3)} \equiv (H^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu^I H) (\bar{\ell}_p \tau^I \gamma^\mu \ell_r),$$

まとめ

- ワインバーグ・ウィッテン定理
 - 電荷を持つ質量ゼロのスピン1粒子はゲージ粒子でなければならない。
 - (質量ゼロのスピン2粒子は一般座標変換のゲージ粒子以外にはありえない。)
 - いいかえ。電荷を持つスピン1粒子の有効理論がその質量よりも大きなエネルギー領域で適用できるのであれば、そのスピン1粒子はなんらかのゲージ粒子とみなされる (創発されたゲージ対称性でも良い)
- 弱い相互作用の媒介粒子 W , Z の結合のユニヴァーサルティーは、これらの粒子がゲージ粒子であることを示唆。
- グラシヨウ模型のように質量を手で加えると、高エネルギーでの有効理論が破綻。ヒッグス粒子の必要性。
- ヒッグス結合の標準模型からのずれ \Rightarrow 高エネルギー WW 散乱のユニタリティー破れ。ヒッグス粒子の必要性。ヒッグス結合測定的重要性。
- 低エネルギー有効理論としての標準模型
 - 標準模型有効理論: パラメータのフィット
 - ヒッグス有効理論: 結合定数をヒッグスの任意関数に置き換え。