Erweiterte Higgs Sektoren

Seminarvortrag - Emilia Welte

30. Juni 2021

Gliederung

Zu klärende Fragen

- Was sind erweiterte Higgs Sektoren ?
- Warum braucht man erweiterte Higgs Sektoren ?

SM Wiederholung- Eichsektor

- Dynamik der Eichbosonen steckt in Form von Feldstärketensoren in der Lagrangedichte $\mathscr{L}_{\text{Eich}}$
- Die Wechselwirkung der Eichbosonen mit Fermionen/Skalaren steht in der kovarianten Ableitung $\mathscr{D}_\mu$

SM Eichstruktur

$$\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$$

- Massenterme treten in quadratischer Ordnung der Felder auf, dies ist nicht mehr Eichinvariant nach Einsetzen in $\mathscr{L}_{\text{Eich}} \rightarrow$ ungebrochene Eichsymmetrie führt zu masselosen Eichbosonen

SM Wiederholung - Fermionsektor

- SM enthält 3 Generationen von händigen Fermionen Feldern mit jeweils unterschiedlichen Transformationseigenschaften

Allg. Fermionen Feld Lagrange

$$\mathscr{L}_{\mathsf{Fermion}} = \overline{\Psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi - \mathsf{m} \overline{\Psi} \Psi$$

Dabei entspricht erster Term dem kinetischen Anteil und zweiter Term massen Anteil. γ^μ entsprich den Dirac-Matrizen.

- Unter Ausnutzung der Projektionsoperatoren für links- und rechtshändige Fermionen ($1 = \mathrm{P}_R^2 + \mathrm{P}_L^2$) separiert der der kinetische Teil in händige Anteile und ist Eichinvariant

kinetischer Anteil

$$\overline{\Psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi \rightarrow \overline{\Psi}_L i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi_L + \overline{\Psi}_R i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi_R$$

- Unter Ausnutzung derselben Relation der Projektionsoperatoren mischen im Massenterm händige Zustände $\rightarrow$ Dieser ist also nicht Eichinvariant.

Massen Term

$$\mathrm{m}\overline{\Psi}\Psi \rightarrow \mathrm{m}\overline{\Psi}_R \Psi_L + \mathrm{m}\overline{\Psi}_L \Psi_R$$

Zusammenfassung

- Der Eichbosonen Masseterm ist nicht Eichinvariant und kann nicht ohne Weiteres in die Lagrangedichte eingesetzt werden $\rightarrow$ Ohne Symmetriebrechung sind Eichbosonen also Masselos
- Der Fermion Masseterm ist nicht Eichinvariant und kann wie der Bosonen Trem nicht ohne Weiteres in die Lagrangedichte eingesetzt werden $\rightarrow$ Ohne Symmetriebrechung sind Fermionen also Masselos

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- Neuer Bestandteil der experimentell bestätigte Bosonen-/Fermionenmassen erklärt $\rightarrow$ Einführung eines skalaren $SU(2)_L$-Duplett Feldes was durch Higgs Mechanismus zu spontaner $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetriebrechung führt
- Duplett hat Hypercharge $Y = \frac{1}{2}$ und ist ein farb Singlett

Higgs Duplett

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}$$

Dabei entsprechen Φ_j normierten reellen Feldern wobei $j \in [1, 4]$

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

SM Higgs Lagrangedichte

$$\mathscr{L}_\Phi = (\mathscr{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathscr{D}^\mu \Phi) - V(\Phi) + \mathscr{L}_{\text{Yukawa}}$$

- Die Allgemeine Form eines Higgs Potentials könnte wie folgt aussehen
$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$
- ist $-\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0 \rightarrow$ Minimum des Potentials weg von $|\Phi| = 0 \rightarrow$ Vakuums-/Minimumsenergie nicht mehr invariant unter Eichsymmetrie $\rightarrow$ Eichsymmetrie ist spontan gebrochen
- sind beide größen positiv hat das Potential sein minimum bei $|\Phi| = 0 \rightarrow$ elektroschwache Symmetrie ungebrochen
- im Falle $\lambda < 0$ ist das Potential ungebunden und es gibt keinen stabilen Vakuumszustand

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- Vakuumszustand muss im Potential Minimum liegen $\rightarrow$ Vakuumserwartungswert $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$
- Wir definieren unsere Felder so, dass die Erwartungswerte wie folgt aussehen $\langle \Phi_3 \rangle = v$ und $\langle \Phi_1 \rangle = \langle \Phi_2 \rangle = \langle \Phi_2 \rangle = 0$
- Zusätzlich addieren wir zu Φ_3 ein Feld h welches einen verschwindenden Erwartungswert hat. Umgeformt nach μ und eingesetzt in unser Potential erhalten wir:

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- Diese Form des Potentials wollen wir nun nutzen um Sie in eine Form der Massen und Wechselwirkung des Higgsteilchens umzuschreiben:

Allgemeine Form der Massenmatrizen

$$V(\Phi) = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \\ \Phi_4 \end{pmatrix}^{\dagger} \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \\ \Phi_4 \end{pmatrix} + \text{h.O.}$$

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- Wir erhalten ausschließlich Massen für das Feld mit nichtverschwindendem Erwartungswert (in unserem Fall Φ_3)

SM Wiederholung - Eichbosonenmasse

- Für die Eichbosonenmassen betrachten wir den Eichkinetischen Term

Eichkinetischerterm

$$
\begin{aligned}
\mathscr{L} &\supset (\mathscr{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathscr{D}^\mu \Phi) \\
&= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)(\partial^\mu h) \\
&+ \frac{1}{8}\mathrm{g}^2 (v+h)^2 (\mathrm{W}^1_\mu - \mathrm{W}^2_\mu)(\mathrm{W}^{\mu 1} + \mathrm{W}^{\mu 2}) \\
&+ \frac{1}{8}(v+h)^2 (\mathrm{g}\mathrm{W}^3_\mu - \mathrm{g}' \mathscr{B}_\mu)^2
\end{aligned}
$$

SM Wiederholung - Fermionenmassse

- Für die Fermionenmasse betrachten wir den Yukawa Term
- Beispiel anhand der Quarks, um bei den Leptonen das Neutrinomassenproblem zu umgehen.
- Man verwende dabei eine unitäre Eichung gemäß
$\Phi^\dagger Q_L = \left(0, \frac{v+h}{\sqrt{2}}\right) \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$

Yukawa Term

$$\mathscr{L}_{\mathrm{Yukawa}} \supset -[y_d \overline{d_R} \Phi^\dagger Q_L + y_d^* \overline{Q_L} \Phi d_R]$$

- Damit erhalten wir für unser Beispiel (quadratischer Term gibt wieder Masse an)

$$\mathscr{L}_{\mathrm{Yukawa}} \supset -\frac{y_d v}{\sqrt{2}} \bar{d} d - \frac{y_d}{\sqrt{2}} h \bar{d} d$$

SM Wiederholung - Fermionenmassse

- Um die Masse des up Quarks zu bekommen, muss in unitärer Eichung die Kopplung mit diesem stattfinden können $\rightarrow$ Verwendung des konjugierten Higgs Skalars $\tilde{\Phi} = \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^{+*} \end{pmatrix}$
- Vorgehensweise gilt für die einzelnen Generationen von Quarks, SM besitzt jedoch 3 von ihnen $\rightarrow$ Allgemeine Form des Yukawa Anteils (Nur für Quarks, entsprechend müsste für Leptonen ein Term addiert werden)

Yukawa Term - Quarks

$$\mathscr{L}^{\mathrm{q}}_{\mathrm{Yukawa}} = -\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}[\mathrm{y}^{\mathrm{u}}_{ij}\overline{\mathrm{u}_{\mathrm{R}i}}\tilde{\Phi}^{\dagger}\mathrm{Q}_{\mathrm{L}j} + \mathrm{y}^{\mathrm{d}}_{ij}\overline{\mathrm{d}_{\mathrm{R}i}}\Phi^{\dagger}\mathrm{Q}_{\mathrm{L}j}] + h.c.$$

Dabei entspricht $\mathrm{y}^{\mathrm{u}}_{ij}$ der Yukawa Matrix und $\mathrm{Q}_{\mathrm{L}j}$, $\mathrm{u}_{\mathrm{R}i}$ und $\mathrm{d}_{\mathrm{R}i}$ für die drei Generationen wobei $j \in [1, 3]$.

SM Wiederholung - Fermionenmassse

- Allgemeiner quark Yukawa Anteil wollen wir wieder in eine Form der Massenmatrizen umschreiben

Motivation zu Erweiterten Higgs Sektoren

- Wir haben in der Theorie alle Massen berechnet
- Aus Lagrange konnten wir auch alle theoretisch möglichen WW ablesen
- Mit diesen Größen können nun Zerfallsbreiten, Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse berechnet werden
- Gibt es nun experimentelle Abweichungen von den Vorhersagen $\rightarrow$ Erweiterung
- Erweiterung die Randbedingung und Symmetrie des SM gehorcht aber zusätzliche Zerfälle, WW erlauben würde $\rightarrow$ hoffen auf Bestätigung durch experiment

Erweiterung des SM Higgs Sektors am Beispiel des 2HDM

- Eigenschaften die das SM von Grund auf hat, aber in Erweiterung nicht fehlen dürfen: minimale Flavor Verletzung sowie eine händige $SU(2)_L$ Symmetrie
- Konsequenz der fehlenden minimalen Flavor Verletzung wird anhand vom 2HDM gezeigt

Higgs Dupletts des 2HDM Modells

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \frac{h_1+v_1+ia_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} ; \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \frac{h_2+v_2+ia_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Die geladenen Komponenten entsprechen zwei komplexen skalaren, zusätzlich gibt es zwei reelle CP-gerade Skalare h_1, h_2 sowie zwei CP-ungerade Skalare a_1, a_2.

2HDM - Finde Goldstonebosonen

- Angenommen unser Higgs Potential hat folgendene Form
$$V = m_{11}^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + m_{22}^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 - m_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_1^\dagger\Phi_2)$$
$$+\frac{1}{2}\lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2)$$
$$+\lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \frac{1}{2}\lambda_5[(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger\Phi_1)^2]$$

- Schreibe Potential in voller Form aus um Interaktionsterme und Massenmatrizen identifizieren zu können

2HDM - Finde Goldstonebosonen

- Bringe Potential in Form der allgemeinen Massenmatrizen

Massenmatrizen Form

$$
\begin{aligned}
V = &\begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_2^+ \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11,\phi} & M_{12,\Phi} \\ M_{21,\phi} & M_{22,\Phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_2^+ \end{pmatrix} \\
&+ \frac{1}{2} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11,a} & M_{12,a} \\ M_{21,a} & M_{22,a} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \\
&+ \frac{1}{2} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11,h} & M_{12,h} \\ M_{21,h} & M_{22,h} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} \\
&+ \text{tadpole} + \text{interaktionen}
\end{aligned}
$$

2HDM - Finde Goldstonebosonen

- Diagonalisierung der Massenmatrizen liefert Massenquadrate und Transformationsmatrix um Masseneigenzustände zu erhalten

2HDM - Eichboson Massenerzeugung

- W und Z Bosonen erhalten Bedingungen durch beide Higgs Dupletts im Eichkinetischen Term

Eichkinetischer Term

$$
\begin{aligned}
&\mathscr{L}_{\text{Eichkin}} \supset (\mathscr{D}_{mu}\Phi_1)^\dagger(\mathscr{D}^{mu}\Phi_1) + (\mathscr{D}_{mu}\Phi_2)^\dagger(\mathscr{D}^{mu}\Phi_2) \\
&= \frac{1}{2}(\partial_{mu}h_1)^\dagger(\partial^{mu}h_1) + \frac{1}{2}(\partial_{mu}h_2)^\dagger(\partial^{mu}h_2) \\
&+ \frac{1}{4}\mathrm{g}^2[(v_1+h_1)^2 + (v_2+h_2)^2]\mathrm{W}_\mu^+\mathrm{W}^{-\mu} \\
&+ \frac{1}{8}(\mathrm{g}^2+\mathrm{g}'^2)[(v_1+h_1)^2 + (v_2+h_2)^2]\mathrm{Z}_\mu\mathrm{Z}^\mu
\end{aligned}
$$

2HDM - Feynman Regeln

- Summenregel im 2HDM zeigt dass die quadrate der Kopplungen im Masseneigenzustand denen im SM entsprechen

2HDM -Fermion Massenerzeugung

Yukawa Kopplungen

$$\mathscr{L}^{\mathrm{l,q}}_{\mathrm{Yukawa}} = -\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}[\mathrm{y}^{\mathrm{u1}}_{ij}\overline{\mathrm{u_{Ri}}}\tilde{\Phi_1}^{\dagger}\mathrm{Q_{Lj}}$$

$$+\mathrm{y}^{\mathrm{d1}}_{ij}\overline{\mathrm{d_{Ri}}}\Phi_1^{\dagger}\mathrm{Q_{Lj}} + \mathrm{y}^{\mathrm{l1}}_{ij}\overline{\mathrm{e_{Ri}}}\Phi_1^{\dagger}\mathrm{L_{Lj}}] + h.c.$$

$$-\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}[\mathrm{y}^{\mathrm{u2}}_{ij}\overline{\mathrm{u_{Ri}}}\tilde{\Phi_2}^{\dagger}\mathrm{Q_{Lj}}$$

$$+\mathrm{y}^{\mathrm{d2}}_{ij}\overline{\mathrm{d_{Ri}}}\Phi_2^{\dagger}\mathrm{Q_{Lj}} + \mathrm{y}^{\mathrm{l2}}_{ij}\overline{\mathrm{e_{Ri}}}\Phi_2^{\dagger}\mathrm{L_{Lj}}] + h.c.$$

2HDM -Fermion Massenerzeugung

- Wir haben jetzt 6 komplexe Yukawa matrizen und nicht mehr 3 wie im SM . Dies führt zu Problemen da sich die Massenterme wie folgt verhalten

Massenmatrizen - Quarks

$$\mathscr{L}^{\mathrm{l,q}}_{\mathrm{Yukawa}} \supset \mathscr{L}^{\mathrm{down}}_{\mathrm{Yukawa}} = -(\mathrm{y}^{\mathrm{d1}}_{ij}\Phi^{\dagger}_{1} + \mathrm{y}^{\mathrm{d2}}_{ij}\Phi^{\dagger}_{2})\overline{\mathrm{d_{Ri}}}\mathrm{Q_{Lj}} + h.c.$$
$$\rightarrow -(\mathrm{y}^{\mathrm{d1}}_{ij}\frac{v_1}{\sqrt{2}} + \mathrm{y}^{\mathrm{d2}}_{ij}\frac{v_2}{\sqrt{2}})\overline{\mathrm{d_{Ri}}}\mathrm{d_{Lj}} + h.c.$$

- Man kann wie im SM die down Typ Massenmatrix direkt ablesen und diagonalisieren aber der Unterchied ist jetzt, dass die diagonalisierung der Massenmatrix im allgemeinen nicht mehr die yukawa Matrizen und linearkombinationen der orthogonalzustände diagonaliosiert

2HDM -Fermion Massenerzeugung

- Warum ist das ein Problem? Sofern dieser Orthogonalzustand nicht diagonal in der Massenbasis ist, wird jede Neutralekomponenete auch Flavor wechsel haben können (FCNCs) $\rightarrow$ Verbnoten im tree-level (ähnliche Probleme treten beim up type Quark und lepton Sektor auf)
- Es gibt zwei Lösungsansätze um die FCNCs im 2HDM zu verhindern in dem man minimale Flavor Verletzung wiedereinführt
- Natürliche Flavor Erhaltung
- Yukawa Ausgleich

Zusammenfassung

- Erweiterte Higgs Sektoren können sowohl aus experimenteller als auch aus theoretischer Sicht sinnvoll sein
- Bei Erweiterungen sind Randbedingungen durch experimentelle Erkenntnisse gegeben

Quellen

[2][3][5][6][1][7][4]

Lukas Altenkamp, Stefan Dittmaier und Heidi Rzehak. “Renormalization schemes for the Two-Higgs-Doublet Model and applications to h → WW/ZZ → 4 fermions”. In: *Journal of High Energy Physics* 2017.9 (Sep. 2017). DOI: 10.1007/jhep09(2017)134. URL: https://doi.org/10.1007%2Fjhep09%282017%29134.

Vernon Barger u. a. “CERN LHC phenomenology of an extended standard model with a real scalar singlet”. In: *Physical Review D* 77.3 (Feb. 2008). DOI: 10.1103/physrevd.77.035005. URL: https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.77.035005.

Vernon Barger u. a. “Complex singlet extension of the standard model”. In: *Physical Review D* 79.1 (Jan. 2009). DOI: 10.1103/physrevd.79.015018. URL: https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.79.015018.

John F. Gunion. “Extended Higgs Sectors”. In: (). eprint: hep-ph/0212150. URL: https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0212150.pdf.

Rick S. Gupta, Heidi Rzehak und James D. Wells. “How well do we need to measure Higgs boson couplings?” In: *Physical Review D* 86.9 (Nov. 2012). DOI: 10.1103/physrevd.86.095001. URL: https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.86.095001.

Heather E. Logan. “TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model”. In: (Juni 2014). eprint: 1406.1786. URL: https://arxiv.org/pdf/1406.1786.pdf.

Jan Steggemann. “Extended Scalar Sectors”. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 70.1 (Okt. 2020), S. 197–223. DOI: 10.1146/annurev-nucl-032620-043846. URL: https://doi.org/10.1146%2Fannurev-nucl-032620-043846.