Das Higgs-Boson als Instrument auf der Suche nach Supersymmetrie

Alexander Voigt

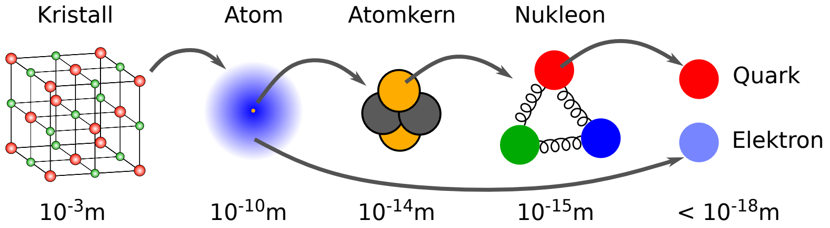
Physik-Kolloquium
Europa-Universität Flensburg

24.10.2019

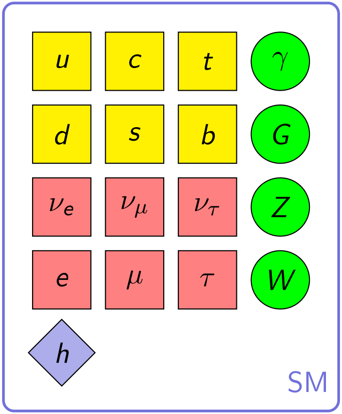
Europa-Universität Flensburg

Contents

Woraus besteht Materie?



Das Standardmodell der Teilchenphysik



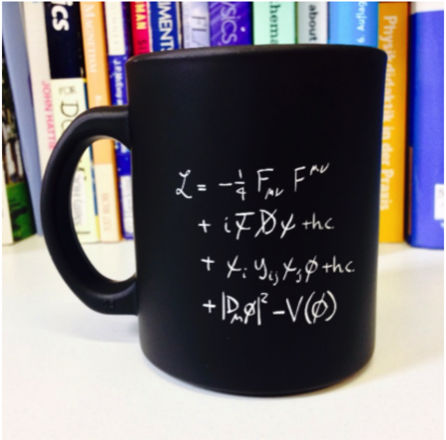
Teilcheninhalt:

- 3 Generationen Fermionen (Quarks und Leptonen)
- Eichbosonen (Austauschteilchen)
- Higgs-Boson

Wechselwirkungen:

- Elektromagnetismus
- schwache Wechselwirkung
- starke Wechselwirkung

Lagrangedichte des Standardmodells



[https://home.cern/sites/home.web.cern.ch/files/2018-06/untitled_7.png]

zzgl. Euler-Lagrange-Gleichungen:

$$0 = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \sigma} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \sigma)}$$

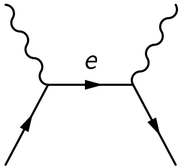
mit

$$\sigma \in \{A_\mu, \psi_i, \phi\}$$

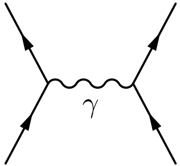
Wechselwirkungsbegriff

Wechselwirkungen beschreiben auf fundamentaler Ebene:

- **Teilchenumwandlung** (Erzeugung, Vernichtung, “Zerfall”)



- **Kraft** zwischen Teilchen (z.B. Coulombkraft)



Kräfte werden durch **Austauschteilchen** vermittelt

Wechselwirkungen im Standardmodell

Wechselwirkungen folgen aus inneren Symmetrien:

WW	Austauschteilchen	Kopplung	Symmetriegruppe
schwache Hyperladung	B	g_Y	$U(1)_Y$
schwacher Isospin	W^1, W^2, W^3	g_2	$SU(2)_L$
starke	$G^1, \ldots, G^8$	g_3	$SU(3)_C$

Symmetrien werden spontan gebrochen durch Higgs-Feld:

WW	Austauschteilchen	Kopplung	Symmetriegruppe
elektromagnetische	γ	e	$U(1)_{\text{e.m.}}$
schwache	$W^+,\ W^-,\ Z$	–	–
starke	$G^1, \ldots, G^8$	g_3	$SU(3)_C$

Higgsmechanismus

Ursprüngliches Problem: Massenterme verletzen die Symmetrien:

$$\mathcal{L}_{\text{Elektronmasse}} = -m_e \bar{\psi}_e \psi_e \qquad \text{(verboten!)}$$

ψ_e = Wellenfunktion des Elektrons,
$m_e = 511\,\text{keV}/c^2$ Masse des Elektrons

Higgsmechanismus

Ursprüngliches Problem: Massenterme verletzen die Symmetrien:

$$\mathcal{L}_{\text{Elektronmasse}} = -m_e \bar{\psi}_e \psi_e \qquad \text{(verboten!)}$$

ψ_e = Wellenfunktion des Elektrons,
$m_e = 511\,\text{keV}/c^2$ Masse des Elektrons

Lösung: (Peter Higgs et.al.)

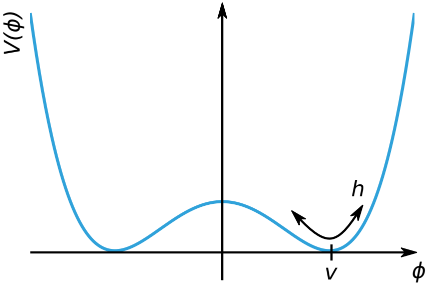
Schritt 1: Neues Feld ϕ (Higgs-Feld) einführen und mit Teilchen wechselwirken lassen:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = -y_e \phi \bar{\psi}_e \psi_e + \cdots$$

y_e = "Stärke" der WW des Elektrons mit Higgs-Feld

Higgsmechanismus

Schritt 2: Konstruiere Potential, in dem das Higgs-Feld einen Grundzustand, $v =$ konst. $\neq 0$, besitzt:



Higgs-Potential:

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{8}\phi^4 - \frac{\mu^2}{2}\phi^2$$

Entwickeln von $\phi(x)$ um den Grundzustand:

$$\phi(x) = v + h(x)$$

Higgsmechanismus

Einsetzen von

$$\phi(x) = v + h(x)$$

in $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ ergibt:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Higgs}} &= -y_e \phi \bar{\psi}_e \psi_e + \cdots \\ &= -y_e (v + h(x)) \bar{\psi}_e \psi_e + \cdots \\ &= -y_e v \bar{\psi}_e \psi_e - y_e h(x) \bar{\psi}_e \psi_e + \cdots\end{aligned}$$

$\Rightarrow$ durch Ablesen

$$m_e = y_e v$$

Massenterm für Elektron erzeugt durch WW mit Higgs-Feld ϕ!
Nebeneffekt: neues Teilchen, **Higgs-Boson** h

Higgsmechanismus

Mit dem Higgsmechanismus lassen sich die Massen **aller** massiven Elementarteilchen generieren, z.B.

$$m_e = y_e v, \qquad m_t = y_t v$$
$$m_Z^2 = \frac{v^2}{4}(g_Y^2 + g_2^2), \qquad m_W^2 = \frac{v^2}{4} g_2^2$$
$$m_h^2 = \lambda v^2$$

Vor 2012: Bekannt:

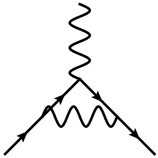
$$g_Y \approx 0.35, \qquad g_2 \approx 0.65, \qquad g_3 \approx 1.2$$
$$v \approx 245\,\mathrm{GeV}/c^2, \qquad m_h = ? \qquad \Leftrightarrow \lambda = ?,$$

2012: Nachweis des Higgs-Bosons von ATLAS/CMS am LHC

$$M_h = (125.10 \pm 0.14)\,\mathrm{GeV}/c^2 \qquad \Rightarrow \quad \lambda \approx 0.28$$

Erfolge und Probleme des Standardmodells

Erfolge:



- beschreibt 3 der 4 bekannten Wechselwirkungen
- beschreibt uns umgebende sichtbare Materie
- viele Präzisionstests bestanden, insbes. $g_e \approx 2$

Probleme:

- beschreibt nicht Gravitation
- beschreibt nicht Dunkle Materie, Dunkle Energie
- $\approx 3.6\sigma$ Abweichung zwischen g_μ^{exp} und g_μ^{theo}

$\Rightarrow$ Das Standardmodell liefert keine vollständige Beschreibung des Universums!

Contents

Supersymmetrie

Ausgangspunkt: Raumzeit und physikalische Gesetze besitzen mehrere Symmetrien:

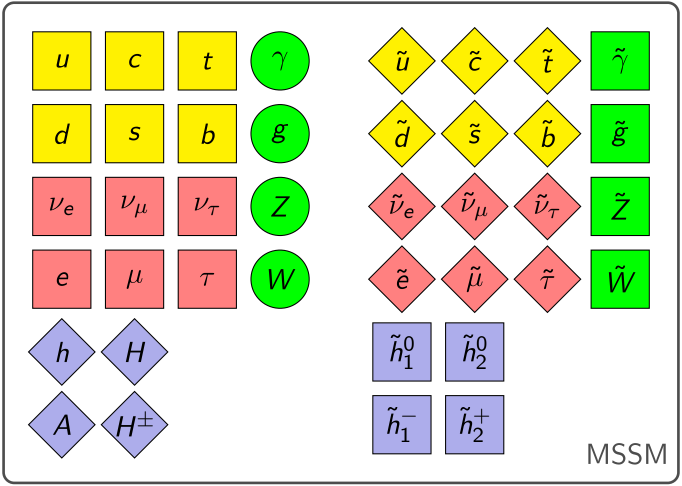
- Raum-Zeit-Translationsinvarianz
  $\leftrightarrow$ Erhaltung von Energie- und Impuls P^{μ}
- Lorentzinvarianz
  $\leftrightarrow$ Erhaltung des (Bahn-/Spin-)Drehimpulstensors $M^{\mu\nu}$

Theorem: Es gibt nur **eine** Möglichkeit diese Symmetrien auf eine nicht-triviale Weise zu erweitern: Supersymmetrie

$$|\text{boson}\rangle \leftrightarrow |\text{fermion}\rangle$$

Konsequenz: Zu jedem Teilchen im Standardmodell mit Spin S korrespondiert ein supersymmetrischer "Partner" mit Spin $S \pm \frac{1}{2}$.

Minimal Supersymmetrisches Standardmodell (MSSM)



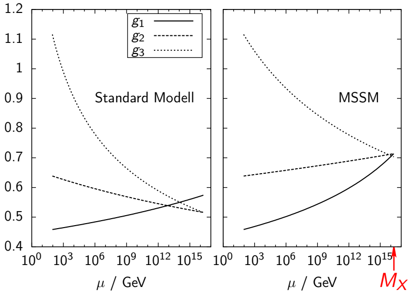
Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?



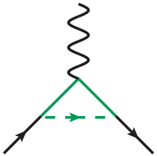
Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?



Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?

$$\chi^0$$

Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?

$$m_h \leq m_Z$$

Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

SM: Ad-hoc Higgs-Potential:

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{8}\phi^4 - \frac{\mu^2}{2}\phi^2$$

$\Rightarrow$

$$m_h^2 = \lambda v^2$$

MSSM: Higgs-Potential automatisch:

$$V(\phi) = \frac{1}{8}\frac{1}{4}\left(g_Y^2 + g_2^2\right)\cos^2(2\beta)\phi^4 + \cdots$$

$\Rightarrow$

$$\begin{aligned} m_h^2 &= \frac{1}{4}\left(g_Y^2 + g_2^2\right)\cos^2(2\beta)v^2 \\ &= m_Z^2\cos^2(2\beta) \\ &\leq m_Z^2 \end{aligned}$$

Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?

$$m_h \leq m_Z$$

Problem: vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?

Vorhersage des MSSM:

$$m_h \leq m_Z$$

Aus den Messungen am LEP und LHC wissen wir jedoch:

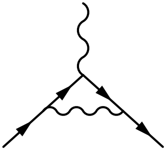
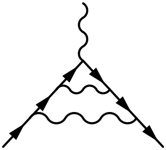
$$M_h \approx 125.10\,\mathrm{GeV}$$
$$M_Z \approx 91.2\,\mathrm{GeV}$$

$\Rightarrow$ Das MSSM sagt nur dann die korrekte Higgs-Masse vorher, wenn es **große Quantenkorrekturen** zwischen M_h und m_h gibt!

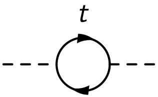
$$M_h^2 = m_h^2 + \Delta m_h^2 \qquad \Rightarrow \qquad \Delta m_h^2 \geq (85\,\mathrm{GeV})^2$$

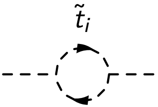
Was sind Quantenkorrekturen?

Quantenkorrekturen zu g_e:

$g_e = 2 +$  $+$  $+ \cdots$

Quantenkorrekturen zu M_h^2:

$M_h^2 = m_h^2 +$ 

$+$ 

$+ \cdots$

$$= m_h^2 + \Delta m_h^2$$

Eigenschaften des MSSM

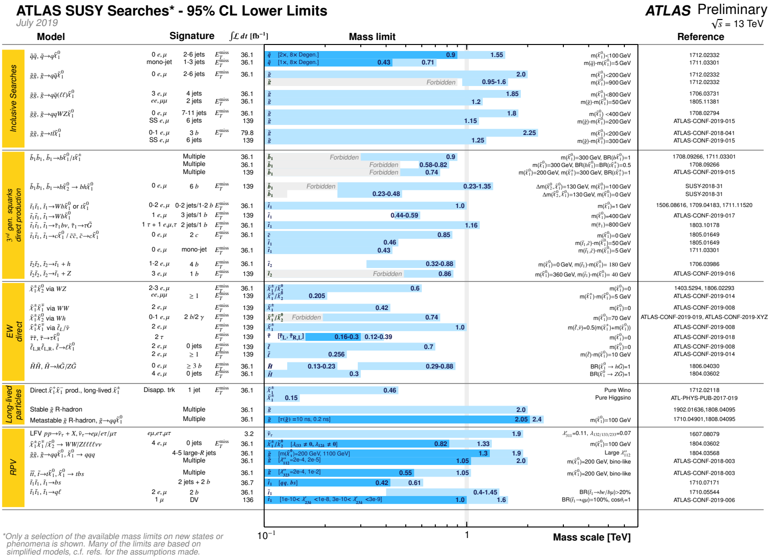
Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein? $\rightarrow$ Kein Problem!
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?

Problem: bisher keine SUSY-Teilchen gefunden



Wie kann man das MSSM testen?

Sind die experimentellen Ausschlussgrenzen für SUSY-Teilchen kompatibel mit der Notwendigkeit großer Quantenkorrekturen zur Higgs-Masse?

Vorgehen zur Untersuchung:

1. Berechne MSSM-Vorhersage von M_h so präzise wie möglich:

$$M_h^2 = m_h^2 + \Delta m_h^2$$

2. Einschränkung des Parameterraums des MSSM durch Forderung:

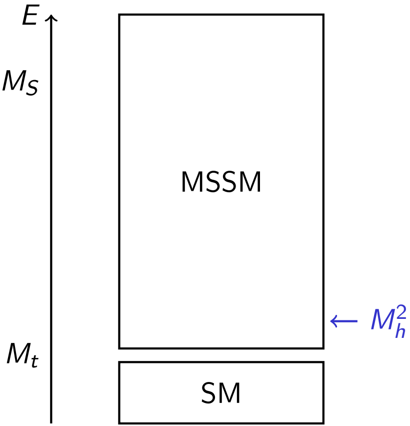
$$M_h \stackrel{!}{=} 125.10\,\mathrm{GeV} \pm \delta M_h^{\mathrm{exp}} \pm \delta M_h^{\mathrm{theo}}$$

Experimentelle Unsicherheit:

$$\delta M_h^{\mathrm{exp}} = 0.14\,\mathrm{GeV} \quad \text{[PDG-2019]}$$

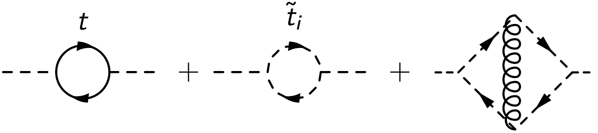
Contents

Berechnung bis zu endlicher Schleifenordnung



Berechnung bis zu endlicher Schleifenordnung

Quantenkorrekturen berechnen:

$\Delta m_h^2 =$  $+ \cdots$

Beobachtung:

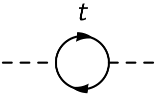
- Quantenkorrekturen lassen sich nach der Anzahl der Schleifen sortieren
- Jede Schleife ist proportional zu $\kappa = 1/(4\pi)^2 \approx 1/160$
  $\Rightarrow$ Feynman-Diagramm mit n Schleifen ist proportional zu κ^n
- Je mehr Schleifen man mitnimmt, desto genauer das Ergebnis!

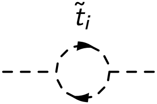
Vorgehen: Reihenentwicklung in Schleifen (Störungsreihe):

$$M_h^2 = m_h^2 + \Delta m_h^2$$
$$\Delta m_h^2 = \kappa^1 \Delta_1 + \kappa^2 \Delta_2 + \kappa^3 \Delta_3 + \cdots$$

Los geht's! 1-Schleifen-Quantenkorrekturen

Quantenkorrekturen zu M_h mit 1 Schleife:

$\kappa^1 \Delta_1 =$ 

$+$ 

$+ \cdots$

$$\approx 6\kappa y_t^4 v^2 (2L + c_0) + \cdots$$

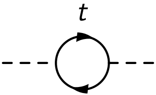
$L \equiv \ln(M_S/M_t)$

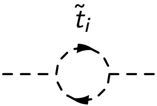
$M_t = 173.34\,\text{GeV}$: Masse des Top-Quarks

M_S: Masse der Stop-Quarks

$c_0 =$ konst.

1-Schleifen-Quantenkorrekturen

$\kappa^1 \Delta_1 =$ 

$+$ 

$+ \cdots$

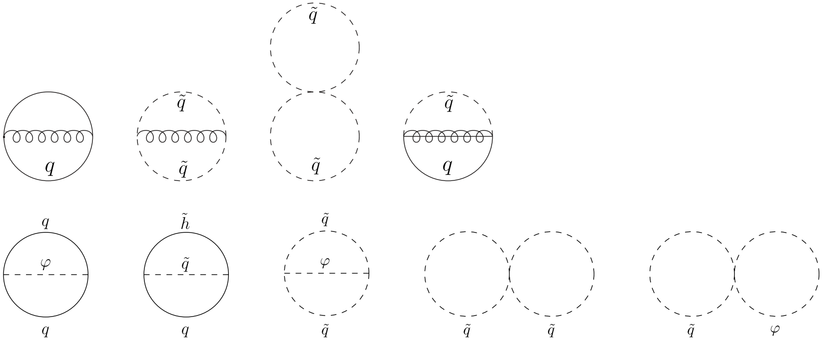
$$\approx 6\kappa y_t^4 v^2 \left(2L + c_0\right) + \cdots$$

Beobachtungen:

- logarithmischer Beitrag mit $L \equiv \ln(M_S/M_t)$
- damit Quantenkorrektur groß genug, so dass $M_h = 125.10\,\text{GeV} \Rightarrow M_S \gtrsim 2\,\text{TeV}$
- verbleibende theoretische Unsicherheit: $\delta M_h^{\text{theo}} \approx \pm 6\,\text{GeV}$

Nicht gut genug!

Weiter geht's! 2-Schleifen-Quantenkorrekturen



[hep-ph/0105096, hep-ph/0112177]

2-Schleifen-Quantenkorrekturen

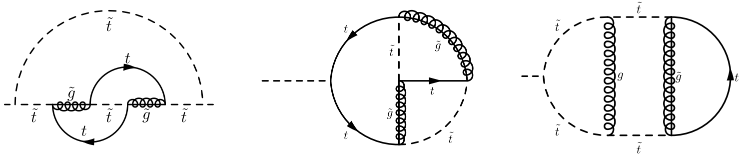
$$\kappa^2 \Delta_2 \approx \kappa^2 y_t^4 g_3^2 \left(c_1 L^2 + c_2 L + c_3 \right) + \cdots$$

Beobachtungen:

- logarithmischer Beitrag mit L^2, $L \equiv \ln(M_S/M_t)$
- verbleibende Unsicherheit: $\delta M_h^{\text{theo}} \approx \pm 3\,\text{GeV}$

Immernoch nicht gut genug!

Weiter geht's! 3-Schleifen-Quantenkorrekturen



[1005.5709]

$$\kappa^3 \Delta_3 \approx \kappa^3 y_t^4 g_3^4 \left(c_7 L^3 + c_8 L^2 + c_9 L + c_{10} \right)$$

Beobachtungen:

- logarithmischer Beitrag mit L^3, $L \equiv \ln(M_S/M_t)$
- verbleibende Unsicherheit: $\delta M_h^{\text{theo}} \approx \pm 2\,\text{GeV}$

Konvergenz der Störungsreihe

Typische Größenordnung der Quantenkorrekturen:

$$M_h = m_h + \kappa^1 \Delta_1 + \kappa^2 \Delta_2 + \kappa^3 \Delta_3 + \cdots$$
$$\approx [91 + O(20\dots30) + O(2\dots4) + O(1\dots2)]\,\text{GeV}$$

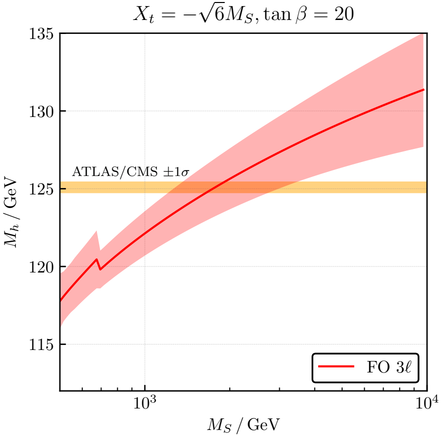
Beobachtung:

- Störungsreihe konvergiert "zu langsam"

Grund:

- große Quantenkorrekturen sind nötig damit $M_h = 125.10\,\text{GeV}$
- Quantenkorrektur mit n Schleifen erzeugt Term L^n
- $\Rightarrow L = \ln(M_S/M_t)$ muss groß gemacht werden!
  (möglich indem $M_S \gg M_t$, insbes. $M_S \gtrsim 2\,\text{TeV}$)
- $\Rightarrow$ Störungsreihe konvergiert langsam
- $\Rightarrow$ verbleibende Unsicherheit durch Abschneiden der Störungsreihe: $\delta M_h^{\text{theo}} \approx 2\,\text{GeV}$
  zur Erinnerung: $\delta M_h^{\text{exp}} = 0.14\,\text{GeV}$

Unsicherheitsabschätzung



[1804.09410]

Lösung: Effektive Feldtheorie

Fazit: Abschneiden der Störungsreihe auf 3-Schleifenniveau führt zu großen fehlenden Termen:

$$\Delta m_h^2 \supset c_1 \kappa^1 L^1 + c_2 \kappa^2 L^2 + c_3 \kappa^3 L^3 + O(\kappa^4 L^4)$$

Lösung: Effektive Feldtheorie

Fazit: Abschneiden der Störungsreihe auf 3-Schleifenniveau führt zu großen fehlenden Termen:

$$\Delta m_h^2 \supset c_1 \kappa^1 L^1 + c_2 \kappa^2 L^2 + c_3 \kappa^3 L^3 + O(\kappa^4 L^4)$$

Lösung: Verwende eine Methode, bei der **alle** Terme von der Form

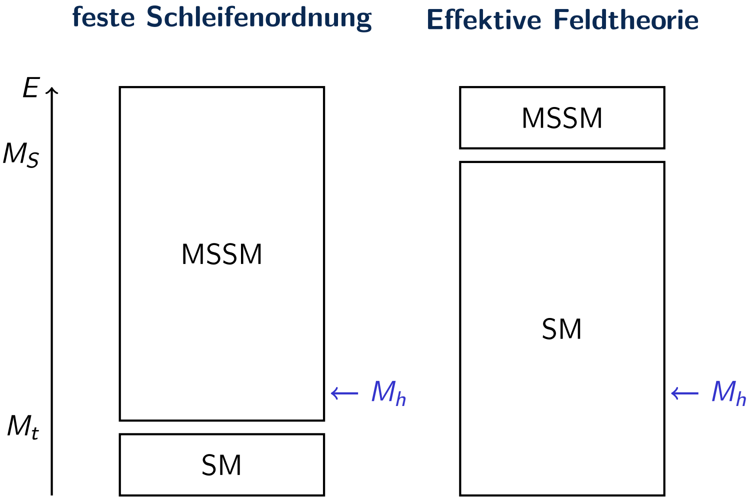
$$\Delta m_h^2 \supset \sum_{n=0}^{\infty} c_n \kappa^n L^n$$

einbezogen werden:

Effektive Feldtheorie (EFT)

Contents

Feste Schleifenordnung vs. Effektive Feldtheorie



Berechnung in einer Effektiven Feldtheorie

Idee: SUSY-Teilchen entkoppeln an Energieskala M_S
$\Rightarrow$ SM ist "Effektive Theorie" (ohne SUSY-Teilchen)
$\Rightarrow$ effektiver SM-Parameter $\lambda(M_S)$ wird vorhergesagt

$\leftarrow \lambda(M_S) = \frac{1}{4}\left(g_Y^2 + g_2^2\right) c_{2\beta}^2$

Renormierungsgruppenlaufen,
d.h. numerisches Lösen von

$$\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}L} = \beta_\lambda$$

$\leftarrow M_h^2 = \lambda(M_t) v^2$

EFT enthält unendliche Reihe von $(\kappa L)^n$-Termen

System gekoppelter DGLs:

$$\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}L} = \beta_\lambda \approx -12\kappa y_t^4, \qquad \frac{\mathrm{d}y_t}{\mathrm{d}L} \approx -8\kappa y_t g_3^2, \qquad \frac{\mathrm{d}g_3}{\mathrm{d}L} \approx -7\kappa g_3^3$$

Lösung:

$$\lambda(M_t) = \frac{1}{4}\left(g_Y^2 + g_2^2\right) c_{2\beta}^2 - \frac{2y_t^4}{3g_3^2}\left[\left(1 + 14g_3^2\kappa L\right)^{-9/7} - 1\right]$$

Einsetzen in $M_h^2 = \lambda(M_t)v^2$ ergibt:

$$\begin{aligned} M_h^2 &= m_Z^2 c_{2\beta}^2 - \frac{2y_t^4 v^2}{3g_3^2}\left[\left(1 + 14g_3^2\kappa L\right)^{-9/7} - 1\right] \\ &= m_Z^2 c_{2\beta}^2 + 12y_t^4 v^2\left[\kappa L - 16g_3^2\kappa^2 L^2 + \frac{736}{3}g_3^4\kappa^3 L^3 + O(\kappa^4 L^4)\right] \end{aligned}$$

$\Rightarrow$ M_h enthält **unendliche Reihe** von $(\kappa L)^n$-Termen

Eigenschaften der EFT-Rechnung

Typische Größenordnung der Quantenkorrekturen in einer EFT-Rechnung:

$$\begin{aligned} M_h &= m_h + \Delta m_h^{1\ell} + \Delta m_h^{2\ell} + \Delta m_h^{3\ell} + \cdots \\ &\approx [O(124) + O(0.5\ldots1) + O(0.1\ldots0.2) + O(0.02\ldots0.04)]\,\text{GeV} \end{aligned}$$

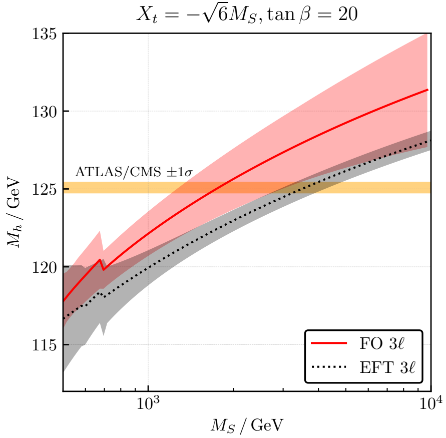
Vorteile:

- Störungsreihe wird nicht bei n Schleifen $O(L^n)$ abgeschnitten
- große Logarithmen L^n werden komplett aufsummiert
- $\Rightarrow$ Störungsreihe konvergiert schnell

Nachteil:

- unpräzise wenn $M_S \lesssim 0.5\,\text{TeV}$ (ist irrelevant)

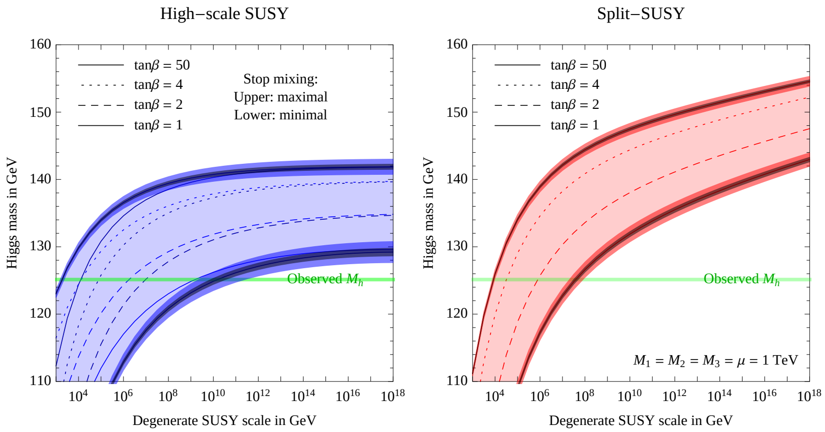
Unsicherheitsabschätzung



[1804.09410]

Contents

Wo ist SUSY?



[1407.4081]

Zusammenfassung

Supersymmetrie ist eine interessante Erweiterung des Standardmodells. Bietet Erklärungen für Dunkle Materie, g_μ, uvm.

Präzise Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons erlaubt Einschränkung des Parameterraums des MSSM.

Stopmassen $M_S \gtrsim 2\,\text{TeV}$ im MSSM nötig für korrekte Vorhersage von $M_h = 125.10\,\text{GeV} \to$ Kompatible mit LHC-Ergebnissen.

Effektive Feldtheorie ist nötig um präzise Vorhersagen zu erhalten, da unendliche Reihe großer Logarithmen aufsummiert

Ausblick

Riesiger Zoo an SUSY-Modellen

$\Rightarrow$ Automatisierung nötig!

Backup

Lagrangedichte des Standardmodells

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = &-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\\ &+ i\bar{\psi}_i\gamma^\mu D_\mu\psi_i\\ &+ y_{ij}\phi\bar{\psi}_i\psi_j + \text{h.c.}\\ &+ |D_\mu\phi|^2 - V(\phi)\end{aligned}$$

zzgl. Euler-Lagrange-Gleichungen:

$$0 = \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\sigma} - \partial_\mu\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\sigma)}$$

Higgs masses in the SM

Higgs potential

$$V_{\text{Higgs}} = -\mu^2|\Phi|^2 + \frac{\lambda}{2}|\Phi|^4 = -\frac{\mu^2}{2}(v+h)^2 + \frac{\lambda}{8}(v+h)^4 + \cdots$$

where

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+h) \end{pmatrix}$$

After eliminating μ^2:

$$V_{\text{Higgs}} = \lambda v^2 \frac{h^2}{2} + \cdots \qquad \Rightarrow \qquad m_h^2 = \lambda v^2 \qquad \text{(tree-level)}$$

Until 2012: $M_h = \,? \Leftrightarrow \lambda = \,?$
Since 2012: $M_h \approx 125\,\text{GeV} \Rightarrow \lambda \approx 0.26$

Higgs masses in the (real) MSSM

Higgs potential:

$$V_{\text{Higgs}} = \frac{1}{8}(g_Y^2 + g_2^2)(|h_1|^2 - |h_2|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2}|h_1^\dagger h_2|^2 + \cdots$$

where

$$h_1 = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + h_1^0) \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad h_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + h_2^0) \end{pmatrix}$$

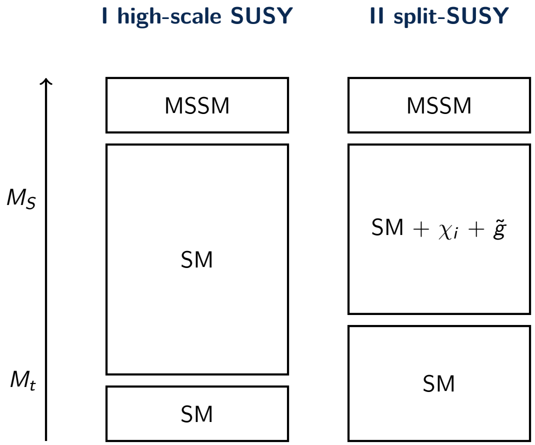
After EWSB (if $m_A \gg m_Z$):

$$V_{\text{Higgs}} \approx \frac{1}{4}(g_Y^2 + g_2^2)v^2 c_{2\beta}^2 \frac{h^2}{2} + \cdots = m_Z^2 c_{2\beta}^2 \frac{h^2}{2} + \cdots$$

$\Rightarrow$ **prediction**:

$$m_h^2 = m_Z^2 \cos^2 2\beta \leq m_Z^2 \approx (91.2\,\text{GeV})^2 \qquad \text{(tree-level)}$$

Scenarios with 1 light Higgs doublet



Scenarios with 2 light/intermediate Higgs doublets