



Higgsbosonen bortom standardmodellen

Statistisk undersökning av higgsbosonens kopplingsstyrkor i utökningar av standardmodellen med data från LHC

Kandidatarbete vid institutionen för fysik
TIFX11-VT23-02

Joel Axelsson	Emil Babayev
Muhammad Ibrahim	Joel Nilsson
Maja Rhodin	Markus Utterström

KANDIDATARBETE 2023

Higgsbosonen bortom standardmodellen

Statistisk undersökning av higgsbosonens kopplingsstyrkor i utökningar av standardmodellen med data från LHC

The Higgs Boson Beyond the Standard Model

Statistical analysis of Higgs boson coupling strengths in extensions of the Standard Model using data from the LHC

Joel Axelsson Emil Babayev Muhammad Ibrahim
Joel Nilsson Maja Rhodin Markus Utterström



GÖTEBORGS
UNIVERSITET



CHALMERS

Institutionen för fysik
Avdelningen för subatomär, högenergi- och plasmafysik
Teoretisk subatomär fysik
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
Göteborg, Sverige 2023

Higgsbosonen bortom standardmodellen

Statistisk undersökning av higgsbosonens kopplingsstyrkor i utökningar av standardmodellen med data från LHC

The Higgs Boson Beyond the Standard Model

Statistical analysis of Higgs boson coupling strengths in extensions of the Standard Model using data from the LHC

Joel Axelsson, Emil Babayev, Muhammad Ibrahim, Joel Nilsson, Maja Rhodin och Markus Utterström

© Joel Axelsson, Emil Babayev, Muhammad Ibrahim, Joel Nilsson, Maja Rhodin och Markus Utterström, 2023.

Handledare: Avik Banerjee och Gabriele Ferretti, Institutionen för fysik

Examinator: Jan Swenson, Institutionen för fysik

Kandidatarbete 2023

Institutionen för fysik

Avdelningen för subatomär, högenergi- och plasmafysik

Teoretisk subatomär fysik

Chalmers tekniska högskola

412 96 Göteborg

Telefon +46 31 772 1000

Framsida: Databand med 30 minuter data från LHC vid 13 TeV, från CERN:s souvenirbutik i april 2023.

Typsatt med L^AT_EX

Göteborg, Sverige 2023

Sammandrag

Standardmodellen är den nuvarande teori som beskriver interaktionerna mellan elementarpartiklar. Trots att den har varit framgångsrik ger den inte en fullständig beskrivning av universum. Försöket att konstruera en mer fullständig teori har varit en av de huvudsakliga drivkrafterna inom högenergifysik. I denna rapport studeras fyra möjliga utökningar av fysiken i higgsområdet i standardmodellen, nämligen singlettskalärmodellen, sammansatt higgs-modellen, dubbel higgsdubblettmodellen och higgsportal mörk materia-modellen. I rapporten undersöks hur deras parametrar begränsas av experimentell data från CERN:s partikelaccelerator LHC. Undersökningen utförs genom maximum likelihood-skattning av parametrarna och Monte Carlo markovkedja-analys. De bayesianska a posteriorifördelningarna presenteras för parametravärdena och visar att standardmodellen fortfarande är kompatibel med resultaten, men att för vissa parametrar tillåter den nuvarande datan avvikelser från standardmodellens värden upp till 25 %. Resultaten tillåter att upp till 8 % av higgsbosonen kan sönderfalla till mörk materia vilket innebär att en eventuell kopplingsstyrka mellan mörk materia och higgsbosonen begränsas till 0,1. Singlettskalärpartikeln tillåts blandas med higgsbosonen upp till 18 %. Sammansatt higgs-modellen kan falsifieras upp till energin 1,1 TeV. I dubbel higgsdubblettmodellen kan inte en andra dubblett uteslutas, men ett scenario där den andra dubbletten inte kopplar till standardmodellen är möjligt. Sammantaget innebär resultaten att datan från LHC är kompatibel med standardmodellen.

Abstract

The Standard Model is the current theory that describes interactions between elementary particles. While greatly successful, it does not give a complete description of the universe. Thus, attempts to construct a more complete theory is one of the main driving forces in high-energy physics. In this report, four possible extensions of the physics in the Higgs sector of the Standard Model are studied, namely the scalar singlet model, the composite Higgs model, the two Higgs doublet model, and the Higgs portal dark matter model. In the report, it is investigated how their parameters are constrained by experimental data from CERN's particle accelerator LHC. The investigation is carried out through maximum likelihood estimation of the parameters and Monte Carlo Markov chain analysis. The Bayesian posterior distributions are presented for the parameter values and show that the Standard Model is still compatible with the results, but for some parameters, the current data allows deviations from the Standard Model values up to 25 %. The results allow up to 8 % of the Higgs boson to decay to dark matter, which means that a possible coupling strength between dark matter and the Higgs boson is limited to 0.1. The scalar singlet can mix with the Higgs boson up to 18 %. The composite Higgs model can be falsified up to an energy of 1.1 TeV. In the two-Higgs doublet model, a second doublet cannot be excluded, and a scenario where the second doublet does not couple to the Standard Model is possible. Overall, the result indicates that the data from LHC is compatible with the Standard Model.

Erkännanden

Vi vill tacka våra handledare Avik Banerjee och Gabriele Ferretti. Deras ändlösa engagemang och tålamod har varit till stor hjälp vid rapportskrivning men även som stöd när teoretiska hinder uppstod som krävde svar. Dessutom vill vi rikta ett tack till alla forskare vid CERN som publicerar resultaten från LHC offentligt vilket möjliggjort detta arbete.

Innehåll

1	Inledning	1
2	Modern experimentell partikelfysik	3
2.1	Partikelacceleratorn LHC och dess funktion	3
2.2	Mätningar vid LHC	3
2.3	Detektion av higgsbosonen	4
3	Standardmodellens beskrivning av partiklar och interaktioner	5
3.1	SM och elementarpartiklarna	5
3.2	Kvantfältsteori och feynmankalkyl	6
3.3	Higgsmekanismen	9
4	Teorier bortom standardmodellen	13
4.1	Definition av κ -ramverket	13
4.2	Beskrivning av SSM	15
4.3	Beskrivning av HPDMM	16
4.4	Beskrivning av 2HDM	17
4.5	Beskrivning av CHM	18
5	Tillvägagångssätt för statistisk dataanalys	20
5.1	Härledning av signalstyrkan som funktion av κ -parametrarna	20
5.2	Bayesiansk statistik och likelihood-funktionen	21
5.3	Metodik för anpassning av κ -parametrarna	22
5.4	Autokorrelationsanalys och praktiska begränsningar	23
6	Resultat och diskussion	24
6.1	Resultat och diskussion för SSM och HPDMM	24
6.2	Resultat och diskussion för CHM	25
6.3	Resultat och diskussion för 2HDM	26
6.4	Modelloberoende analys och diskussion	27
7	Slutsatser	31
8	Referenser	33
A	Data från LHC	I
A.1	Referenser för datan	II

1

Inledning

Standardmodellen (förkortat SM) är det närmsta fysiker har kommit till en fullständig beskrivning av universum. Den redogör för universums minsta kända beståndsdelar, elementarpartiklarna, och deras interaktioner. Modellen är en kombination av bland annat elektrosvaga teorin och kvantkromodynamiken. Higgsbosonen föreslogs 1964 som den sista pusselbiten i den elektrosvaga teorin [1] [2]. Man har under många decennier hoppats på att kunna detektera den vilket man till slut lyckades med 2012 [3][4]. Upptäckten sågs som en bekräftelse av SM och hjälpte således till att förankra tron på att SM beskriver vår omvärld.

Däremot ger inte SM en fullständig beskrivning av alla observerade fysikaliska fenomen. Främst saknar den en förklaring för mörk materia trots att detta har observerats i astrofysik. Modellen förutsäger inte heller asymmetrin som observeras mellan materia och antimateria. SM saknar även teori som beskriver gravitation som följd av att den inte går att förena med den allmänna relativitetsteorin. Vidare lider SM av vad som kallas naturlighetsproblemet som försöker förklara higgsmassans storlek. Detta gör det intressant att undersöka utvecklingar av standardmodellen.

Bortom standardmodellen är samlingsnamnet på de modeller som utökar SM och förkortas BSM-modeller. Dessa utvecklar standardmodellen i syfte att lösa de teoretiska problem som finns i SM. Vid undersökningar av BSM-modeller, liksom all annan fysik, behövs data för att bekräfta om modellerna stämmer eller inte. Den nyaste datan inom forskning om elementarpartiklarna kommer från undersökningar av higgsbosonen som gjorts av ATLAS- [3] och CMS-detektorerna [4] vid partikelacceleratorn Large Hadron Collider, förkortat LHC, vid CERN. Flera BSM-modeller innehåller utvidgningar av higgssektorn vilket skulle kunna avspeglas i de experimentella resultaten från LHC.

Syftet med projektet är att undersöka BSM-modeller relaterade till higgsbosonen med experimentell data från LHC. Detta projekt fokuserar på fyra BSM-modeller:

- Singlettskalärmodellen (från engelskans singlet scalar model, förkortad SSM) vilken postulerar en ny skalärpartikel som blandas med higgsbosonen.
- Dubbel higgsdublettmodellen (från engelskans two Higgs doublet model, förkortad 2HDM) som postulerar att det finns mer än en higgsdublett.
- Sammansatt higgs-modellen (från engelskans composite Higgs model, förkortad CHM) som postulerar att higgsbosonen inte är en elementarpartikel.
- Higgsportal mörk materia-modellen (från engelskans Higgs portal dark matter model, förkortat HPDMM) som postulerar att higgsbosonen kan sönderfalla till olika mörk materia-partiklar.

Mer preciserat är studiens frågeställningar: Vilka begränsningar kan sättas på de fria parametrarna i modellerna ovan med hjälp av data från LHC? Vilka konsekvenser har parametrarnas begränsningar för modellerna?

Metoden för arbetet är att uttrycka BSM-modellerna i ett gemensamt ramverk, κ -ramverket,

där kopplingsstyrkorna i SM parametreras. Data vid energierna 7-8 TeV och 13 TeV från LHC används för att statistiskt analysera modellernas fria parametrar. Därutöver görs en modelloberoende analys med alla tillgängliga parametrar i ramverket. A posteriorifördelningen för parametrarna presenteras i konturdiagram med konfidensnivåer 68 % och 95 %.

Rapporten är disponerad för att bygga en teoretisk grund som tydliggör analysen och resultaten. I kapitel 2 ges en introduktion till experimentell partikelforskning vid LHC samt en beskrivning av mätbara storheter. Därefter presenteras standardmodellens partikelinnehåll och tidigare introducerade storheter kan beräknas utifrån kvantfältsteorier i kapitel 3. Kapitlet avslutas med en överblicklig beskrivning av higgsmekanismen. Vidare presenteras BSM-modellerna samt deras koppling till det gemensamma ramverket i kapitel 4. I kapitel 5 beskrivs den statistiska analysmetoden samt hur den implementerats i praktiken. Studien avslutas med en redogörelse av resultat och diskussion i kapitel 6 och med slutsatser i kapitel 7. Studien använder naturliga enheter, det vill säga Plancks reducerade konstant $\hbar = 1$ och ljusets hastighet $c = 1$.

2

Modern experimentell partikelfysik

För att studera partikelfysik krävs specialkonstruerade forskningsanläggningar kallade partikelacceleratorer. I takt med att förståelsen och intresset för partikelfysik ökat har dessa acceleratorer gått från att vara relativt små apparater till att idag vara kolossala forskningsanläggningar med storlekar jämförbara med städer. Detta kapitel avser ge en bakgrund till den moderna forskningen inom partikelfysik. Därefter introduceras de uppmätta storheterna vid LHC, tvärsnittsarean och sönderfallshastigheten. Slutligen ges en överblick över hur higgsbosonen produceras och detekteras i LHC.

2.1 Partikelacceleratorn LHC och dess funktion

I detta arbete behandlas data erhållen från forskning utförd vid LHC belägen på forskningsanläggningen CERN i närheten av Genève, Schweiz. Forskningen vid LHC har som mål att jämföra förutsägelser från olika fysikaliska teorier med faktiska experimentella mätvärden. Utöver det önskar man vid LHC göra mätningar på de subatomära partiklarnas, däribland higgsbosonens, egenskaper. I längden är förhoppningen att forskningen på LHC ska kunna bidra till att lösa ännu olösta fysikaliska problem.

LHC är världens starkaste och största partikelaccelerator. I den kollideras oftast protoner i hastigheter nära ljusets, som realiseras genom att accelerera protoner med elektriska fält. LHC är en ringformad accelerator med en omkrets på 27 km vars storlek rättfärdigas av att partiklarna behöver möjlighet att komma upp i de höga hastigheterna [5]. Kollisionerna vid dessa hastigheter gör att protonerna slås sönder och ger upphov till andra partiklar. Vilka partiklar som kan skapas i kollisionerna avgörs av protonernas hastighet, alltså vilken energi som finns tillgänglig i masscentrum.

Eftersom kollisionens energi i LHC inte överskrider 14 TeV är den för nuvarande begränsad i sin förmåga, men ändå den starkaste och mest kapabla acceleratoren i bruk [6]. Det finns ett omvänt förhållande mellan skala och energi, och för att uppnå de extremt småskaliga processerna krävs det mycket energi. En kraftfullare accelerator skulle potentiellt kunna ge upphov till nya upptäckter relaterade till higgsbosonen som inte går att observera vid de nuvarande 14 TeV.

2.2 Mätningar vid LHC

Protoner produceras kontinuerligt vid LHC och formas till en stråle. Flödesdensiteten i denna stråle beskrivs genom dess luminositet \mathcal{L} . Vid LHC är den högsta luminositeten $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. När protonstrålarna möts avgörs sannolikheten för en reaktion som producerar nya partiklar av dess

tvärsnittarean σ som brukar anges i enheten barn = b = 10^{-28} m². Tvärsnittarean kan jämföras med fysiska areor av partiklar som passerar varandra på en makroskala. Det bör däremot tilläggas att protonkollisioner inte går att jämföra med kollisioner mellan större objekt utan har även inslag av attraktiva krafter och kvantmekaniska fenomen som resulterar i att tvärsnittarean bäst tolkas som en sannolikhet att en reaktion sker. Den totala tvärsnittarean för higgsbosonen har ett värde på ungefär $4 \cdot 10^{-11}$ b [7]. Sannolikheten för produktionen av olika partiklar varierar och beskrivs således av olika tvärsnittareor. Hur många partiklar som produceras per sekund i en accelerator beskrivs av aktiviteten $\frac{\partial N}{\partial t} = \mathcal{L}\sigma$ [8]. Genom att betrakta den tidigare nämnda luminositeten och tvärsnittarean i kombination med att ungefär 0,1 % av alla skapade higgsbosoner går att observera [7] erhålls det att ungefär 20 higgsbosoner observeras vid ATLAS och CMS per dag.

Partiklarna som skapas vid en kollision är ofta instabila och sönderfaller till stabilare partiklar. De instabila partiklarna sönderfaller med olika sönderfallshastigheter Γ genom olika kanaler. Γ kan ses som sannolikheten för ett sönderfall och har enheten s⁻¹. Hur troligt ett visst sönderfall f är relativt alla möjliga sönderfall beskrivs med hjälp av kvoten

$$\text{BR}_f = \frac{\Gamma_f}{\sum_f \Gamma_f} \quad (2.1)$$

(från eng. "Branching Ratio", BR) och kan ses som en procentuell sannolikhet för ett visst sönderfall. Tvärsnittarean σ och sönderfallshastigheten Γ är parametrar som detektorer i LHC har möjlighet att mäta. Det är genom att mäta dessa parametrar som experimenten vid LHC bedrivs.

2.3 Detektion av higgsbosonen

Higgsbosonen är en tung partikel i SM som endast kan skapas under höga energiförhållanden. I naturen var higgsbosonen endast vanligt förekommande under universums kaotiska förhållanden strax efter big bang. Alternativt kan enstaka higgsbosoner skapas av kollisioner mellan fria protoner. Svårigheten med att undersöka higgsbosonen är dess extremt korta medellivslängd, som forskning vid CERN [9] med stor säkerhet lyckats fastslå till $2,1 \cdot 10^{-22}$ s. Denna medellivslängd är kort även för subatomära partiklar och i praktiken innebär det att partikeln skapas och förstörs på samma plats. Således går det inte att direkt observera higgsbosonen utan det enda sättet att studera partikeln är genom att studera partiklar den skapas av samt de partiklar den ger upphov till då den sönderfaller.

I LHC betraktas fyra produktionskanaler av higgsbosonen, där varje kanal i har en associerad tvärsnittarean σ_i [10]. Higgsbosonen sönderfaller sedan via nio sönderfallskanaler med associerade sönderfallshastigheter Γ_f och till varje sönderfall tilldelas en BR enligt ekvation (2.1) [10]. Tvärsnittarean och sönderfallshastigheten för higgsbosonen är parametrar som ATLAS- och CMS-detektorerna har som uppgift att mäta. De uppmätta värdena kan sedan behandlas och jämföras med teoretiskt förväntade värden för att se om teorin adekvat reflekterar verkligheten. Vilka produktions- och sönderfallskanaler som observeras samt vilka teoretiska metoder som används diskuteras mer djupgående i kommande kapitel.

3

Standardmodellens beskrivning av partiklar och interaktioner

I detta kapitel redogörs standardmodellens uppbyggnad och dess elementarpartiklar med tillhörande egenskaper. Därefter presenteras den kvantfältsteori som beskriver elementarpartiklarnas växelverkan och hur de tillhörande ekvationerna kan se ut. Vidare beskrivs hur lagrangianerna kan tolkas genom feynmankalkyl med hjälp av feynmandiagram, varefter diagrammen kopplade till higgsbosonen presenteras. Feynmankalkylen relateras sedan till de mätbara sannolikhetsmått σ och Γ beskrivna i föregående kapitel. Avslutningsvis presenteras en fördjupning av higgspartikelns, en beskrivning av higgsmekanismen och deras relevans för SM.

3.1 SM och elementarpartiklarna

I naturen existerar fyra fundamentala krafter: den elektromagnetiska kraften, den svaga och starka kärnkraften samt gravitationskraften. SM beskriver hur de tre förstnämnda krafterna interagerar med materia men innehåller inte en beskrivning av gravitationen [11]. I SM finns en uppdelning av elementarpartiklar i fermioner och bosoner. Fermioner är de partiklar som all materia består av och bosoner är de som förmedlar krafter genom växelverkan med fermioner. Vidare kan fermioner delas in i undergrupperna kvarkar, som är byggstenarna till bland annat protoner och neutroner, och leptoner, där elektronen ingår [11]. Bosoner kan även de delas in i två undergrupper varav den ena kallas vektorbosoner, som förmedlar de tre fundamentala krafterna beskrivna i SM och den andra kallas skalärbosoner. Vektorbosonerna är gluonerna som förmedlar den starka kraften, fotonen som förmedlar den elektromagnetiska kraften samt W- och Z-bosonerna som förmedlar den svaga kraften. I den andra undergruppen av bosoner, skalärbosonerna, ingår endast higgsbosonen. Alla elementarpartiklar finns organiserade i tabell 3.1.

Elementarpartiklar har flera associerade kvanttal där bland annat elektrisk laddning och spinn ingår. Alla fermioner har spinn $\frac{1}{2}$, alla vektorbosoner har spinn 1 och skalärbosonen har spinn 0. Upp-, charm- och toppkvarken har elektrisk laddning $\frac{2}{3}$ och ner-, sär- och bottenkvarken har elektrisk laddning $-\frac{1}{3}$. Elektronen, myonen, tauonen och W^- -bosonen har elektrisk laddning -1 och higgsbosonen, gluonen, fotonen, Z-bosonen samt alla neutrinopartiklar har laddning 0 [11]. Alla elementarpartiklar med laddning har en tillhörande antipartikel med motsatt tecken på laddningen. Antikvarkar betecknas med ett streck över partikeln, till exempel betecknas antiuppkvarken \bar{u} .

Alla krafter i SM förmedlas genom utbyten av bosoner. Vissa partiklar är stabila, exempelvis elektronen och fotonen, men många av de tunga partiklarna är instabila och sönderfaller nästan omedelbart. Varje partikel är knuten till ett motsvarande fält. Interaktionerna mellan fermioner och

Tabell 3.1: Uppdelningen av elementarpartiklarna enligt SM [11].

SM:s elementarpartiklar			
Fermioner (f)		Bosoner	
Kvarkar (q)	Leptoner	Vektorbosoner	Skalärbosoner
upp (u)	elektron (e)	gluon (g)	higgsboson (h)
ner (d)	myon (μ)	foton (γ)	
charm (c)	tau (τ)	W- och Z-boson (W, Z)	
sär (s)	elektronneutrino (ν_e)		
topp (t)	myonneutrino (ν_μ)		
botten (b)	tauneutrino (ν_τ)		

bosoner beskrivs genom att fälten för respektive partikel kopplar till varandra i olika kombinationer. Alla dessa interaktioner beskrivs i SM:s lagrangian som härstammar från de underliggande kvantfältsteorierna kvantkromodynamik och elektrosvag teori. När fälten interagerar uttrycks det som att de kopplar till varandra med en viss kopplingsstyrka. Flera av dessa kopplingsstyrkor är fria parametrar och tas fram experimentellt. Ur lagrangianen kan också tvärsnitt σ och sönderfallshastighet Γ härledas för olika produktions- och sönderfallsprocesser.

3.2 Kvantfältsteori och feynmankalkyl

Schrödingerekvationen är ickerelativistisk och beskriver bara processer där antalet partiklar är konstant. Detta stämmer inte överens med observerade processer där partiklar skapas eller förstörs [12]. Sådana processer kan istället beskrivas genom kvantfältsteori som kombinerar kvantfysiken med den speciella relativitetsteorin och som förklarar hur partiklar skapas och förstörs genom omvandlingar mellan massa och energi. Istället för schrödingerekvationen utgår kvantfältsteori från flera ekvationer där en av de enklaste är Klein-Gordon-ekvationen [13, Kap. 7] som beskriver rörelsen för en relativistisk fri skalärpartikel enligt

$$(\partial^\mu \partial_\mu + m^2)\phi = 0. \quad (3.1)$$

I ekvationen ovan är ∂_μ derivatan i minkowskirummet, m är partikelns massa och ϕ är det skalärfält som beskriver partikelns tillstånd. Denna rörelseekvation är deterministisk och beskriver ännu inte en kvantmekanisk partikel. Motsvarande ekvationer finns för exempelvis massiva fält med spinn $\frac{1}{2}$ kallad diracekvationen och spinn 1 kallad procaekvationen.

Systemet kvantiseras genom att låta fältet det beskriver vara en operator. Hamiltonianen kommuterar med rörelsemängden, varför det är möjligt att definiera skapelseoperatorer $a_{\mathbf{p}}^\dagger$ som skapar ett kvanta med specifik rörelsemängd \mathbf{p} [12]. Systemets grundtillstånd är det tillstånd där den lägsta möjliga energin för fältet erhålles vilket kallas för dess kvantmekaniska vakuum. Ett kvanta nära vakuomet är det som kallas partikel och kan alltså tolkas som en störning i vakuomet. På detta vis erhålles en formalism för att beskriva skapande och förstörelse av partiklar [12]. Reella partiklar som kan observeras uppfyller mass-skal-relationen $E^2 = \mathbf{p}^2 + m^2$ och de som inte gör det kallas virtuella.

Alla ekvationer som beskriver system av dessa slag kan erhållas ur Euler-Lagrange-ekvationen

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \psi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi} = 0. \quad (3.2)$$

Där symboliserar \mathcal{L} lagrangetätheten, vanligtvis kallad lagrangianen, för systemet och ψ representerar de olika fälten [12]. Lagrangianen spelar således en central roll i kvantfältsteori och är även viktig för att kunna ansätta feynmanformalism. Kvantfältsteori beskriver alltså fysikaliska system med en lagrangian varifrån rörelseekvationerna kan erhållas ur (3.2). Termerna i lagrangianen kan tolkas som kinetiska och potentialtermer varifrån exempelvis massan kan utläsas. Som ett exempel kan detta göras i termer av ett skalärfält. Ett enkelt skalärfält ϕ är ett komplext fält med realdel ϕ_1 och imaginärdel ϕ_2 så att

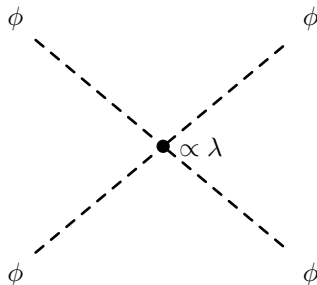
$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \implies \phi^\dagger\phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2), \quad (3.3)$$

där \dagger betecknar det hermiteska konjugatet. Lagrangianen blir då [13]

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu\phi)^\dagger(\partial^\mu\phi) + \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2. \quad (3.4)$$

Den första termen med två derivator är den kinematiska termen och beskriver fältets ”rörelse”. Den andra termen där fältet är kvadrerat kan vid fältets vakuum tolkas som partikelns massterm. Högre ordningens termer beskriver därefter interaktioner. I detta fall beskriver den tredje termen beskriver en egeninteraktion där fältet kopplar till sig själv. Förfaktorn λ är interaktionens kopplingsstyrka [13].

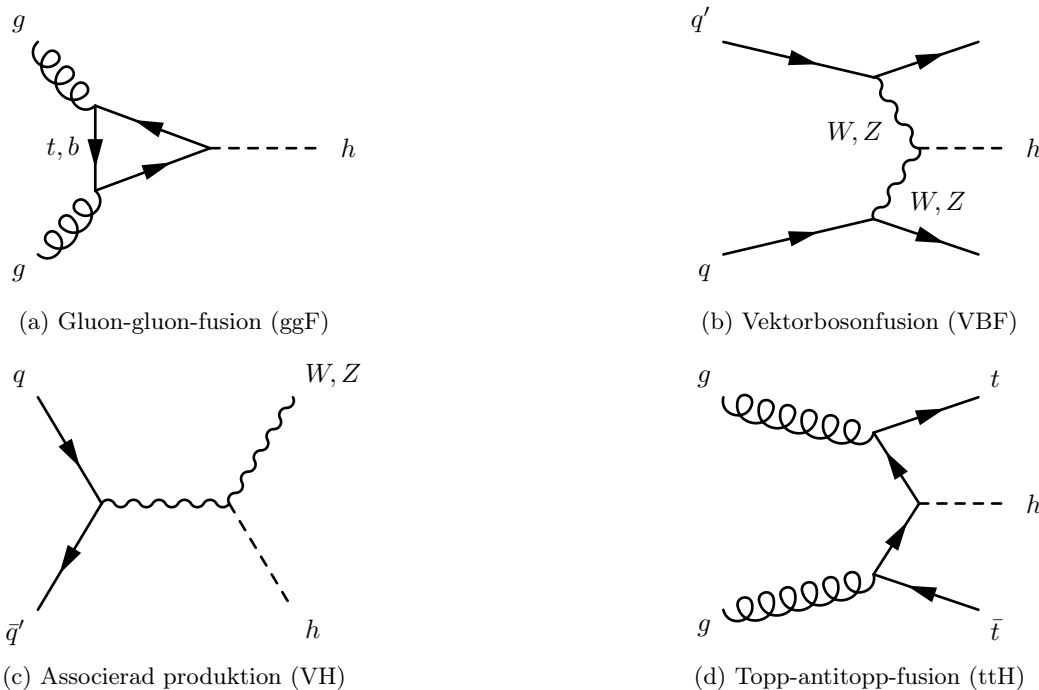
Interaktioner där fält kopplas till sig själv eller till andra fält går att visualisera genom feynmandiagram. Ett exempel på detta återfinns i figur 3.1 där den egeninteraktion som beskrivs i lagrangianens tredje term är illustrerad som att två partiklar ϕ interagerar i en nod och blir åter två partiklar ϕ .



Figur 3.1: Feynmandiagrammet illustrerar självinteraktionen av ett skalärfält ϕ där interaktionstermen i lagrangianen, ekvation (3.4), såg ut som $-\lambda(\phi^\dagger\phi)^2$. Kopplingsstyrkan är proportionell mot λ och uttrycket $(\phi^\dagger\phi)^2$ tolkas som att fyra partiklar ϕ ingår i händelsen.

I feynmandiagram flyter tiden från vänster till höger. Linjerna representerar partiklar och noderna symboliserar interaktioner mellan partiklarnas fält och anger även interaktionens kopplingsstyrka [8]. Antalet partiklar som medverkar i en interaktion beror på antalet fält som finns med i interaktionstermen. Antalet fält i en term i lagrangianen avgör antalet partiklar i händelsen. Notationen från ekvation (3.3) medför att den tredje termen i lagrangianen i ekvation (3.4) ska tolkas som en fyrdubbel interaktion av skalärfältet och därmed att det är fyra linjer (ϕ -partiklar) kopplade till noden, som i figur 3.1. Linjer som kopplar till noder i båda ändarna kan beskriva både virtuella och reella partiklar, medan linjer med ”lösa ändrar” (utgående eller inkommande) måste beskriva reella. Lagrangianen i ekvation (3.4) kan användas för att modellera higgsbosonen.

Som tidigare nämnt i avsnitt 2.3 betraktas i LHC att higgspartikeln skapas genom fyra olika interaktioner, så kallade produktionskanaler, och förstörs nästan genast genom en av nio möjliga observerade sönderfallskanaler. Andra kanaler kan förekomma, men har ej ännu observerats. Feynmandiagrammen för de fyra produktionskanalerna visas i figur 3.2 och de nio sönderfallskanalerna i figur 3.3. Det fullständiga händelseförloppet består av en produktionskanal följt av en sönderfallskanal.

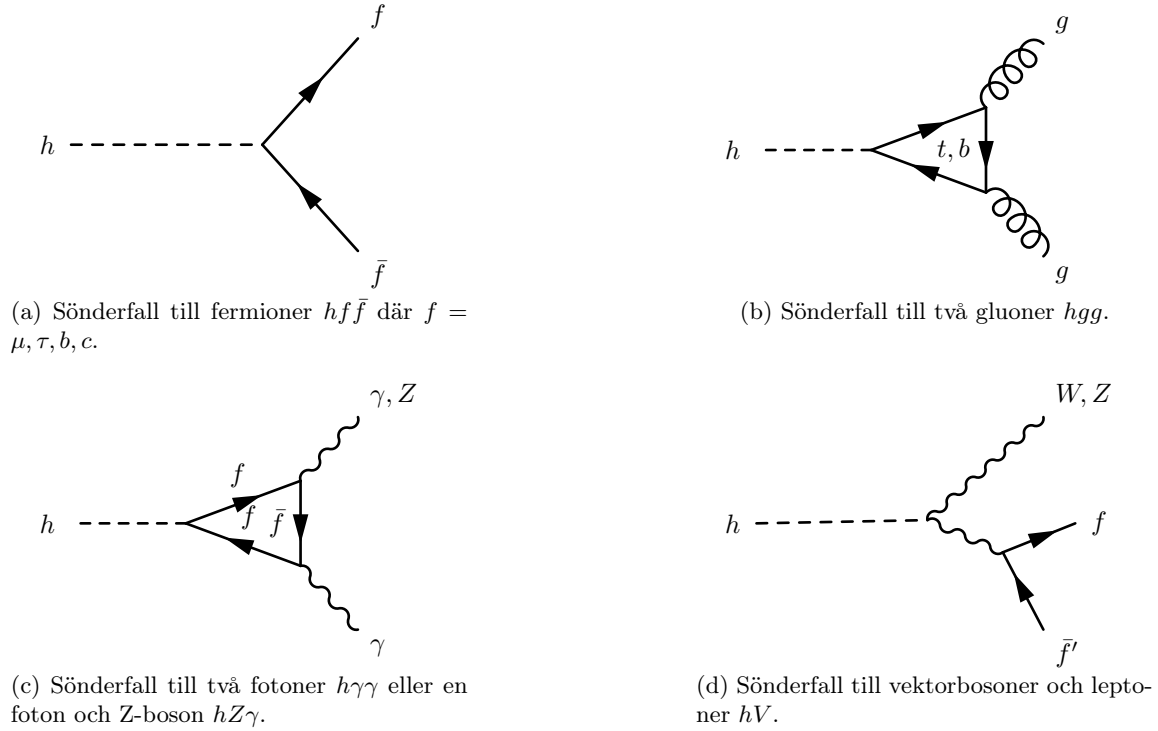


Figur 3.2: Representativa feynmandiagram för higgspartikeln produktionskanaler i LHC. Fler feynmandiagram förekommer för dessa processer. Kvarkar är betecknade q och q' . Diagrammen är anpassade från [10].

Båda sannolikhetsmått för higgspartikeln produktion σ och sönderfall Γ kan uttryckas med en amplitud, \mathcal{M} , som fås ur processens motsvarande feynmandiagram. Den brukar därför kallas feynmanamplitud och fås från noderna i diagrammet som representerar kopplingsstyrkorna hos interaktionerna. Feynmanamplituden är därför proportionell mot produkten av de kopplingsstyrkor som noderna representerar, det vill säga hur de inblandade partiklarna kopplar till higgspartikeln. Den innehåller all dynamisk information hos processens interaktioner [14, Kap. 1.6]. Den kinematiska informationen kopplad till interaktionerna kan läggas samman till en enda fasrumsfaktor, $d\Pi$. Denna variabel kan, tillsammans med den dynamiska variabeln, ge ett uttryck för övergångshastigheten mellan initial- och sluttillstånd för en viss process enligt Fermis gyllene regel [13, Kap. 6.2]

$$\text{övergångshastighet} = 2\pi |\mathcal{M}|^2 \cdot d\Pi. \quad (3.5)$$

Måtten σ och Γ erhålls således genom integration över fasrummet, $d\Pi$. Dessa beskrivs då med $|\mathcal{M}|^2$, som integreras över de dynamiska egenskaperna relevanta för varje process. Därmed fås att



Figur 3.3: Representativa feynmandiagram för higgsbosonens sönderfallskanaler i LHC. Totalt kan nio sönderfallskanaler observeras [10]. Fler feynmandiagram förekommer för dessa processer. Fermioner betecknas med f och f' .

de förväntade värdena hos sannolikhetsmåttan är proportionella mot den integrerade termen $|\mathcal{M}|^2$, enligt ekvationerna

$$\sigma_i^{\text{SM}}, \Gamma_f^{\text{SM}} \approx \int d\Pi \cdot |\mathcal{M}|^2 \quad (3.6)$$

för produktionsprocesserna i och sönderfallsprocesserna f .

3.3 Higgsmekanismen

Higgsmekanismen postulerades av Peter Higgs [1], François Englert och Robert Brout [2] 1964 vilket troliggjorde existensen av en higgsboson. Med higgsmekanismen kan idag en förklaring ges till varför vektorbosonerna för den svaga kraften, W och Z , observeras ha massa. Mekanismen vilar på två fysikaliska begrepp, fenomenet med spontana symmetribrott, förkortat SSB, samt lokal gaugeinvarians. Teorin i detta avsnitt är baserad på kapitel 11 i [13].

Higgsfältet är ett fält på formen

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

vilket kallas dubblett. Algebraen på denna form är däremot densamma som hos det komplexa fältet $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$. Då denna form är enklare att betrakta används notationen i följande härledning av Higgs-lagrangianen. Higgs-lagrangianen beskrivs fortsatt av ekvation (3.4). Ett problem med denna lagrangians formulering är att det inte går att utvinna en massterm. Om den betraktas i termer av en kinetisk term \mathcal{T} och en potentialterm \mathcal{V} enligt

$$\mathcal{L} = \mathcal{T} - \mathcal{V} \quad (3.8)$$

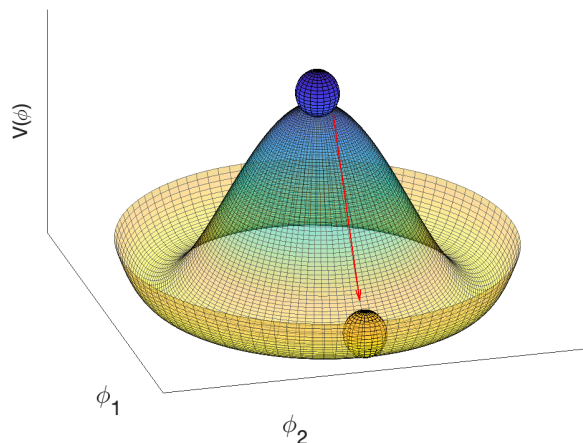
och man isolerar potentialtermen från lagrangianen i ekvation (3.4) fås att

$$\mathcal{V} = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (3.9)$$

där faktorn framför den kvadratiska termen $-\mu^2$, som motsvarar masstermen, är negativ. Detta innebär en imaginär massa, något som saknar fysisk tolkning. Problematiken uppstår eftersom tolkningen av masstermen vid fältets vakuum endast gäller då potentialen betraktas kring dess minimum. Genom att finna stationära punkter enligt $\frac{\partial \mathcal{V}(\phi)}{\partial \phi} = 0$ erhålls minimipunkterna längs cirkeln

$$\phi_{1_{min}}^2 + \phi_{2_{min}}^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \quad (3.10)$$

och fältet ser ut som i figur 3.4, likt en mexikansk hatt, därmed kallad en sombrero-potential.



Figur 3.4: Potentialfältet \mathcal{V} med ett lokalt maximum i $\phi = 0$ och lokala minimum enligt ekvation (3.10). Potentialen antar formen av en sombrero. SSB uppstår då fältet betraktas kring detta minima, och Higgs-partikeln existerar i detta vakuum.

Lagrangianen i ekvation (3.4) är rotationssymmetrisk kring $\phi = 0$. Eftersom applicering av feynmankalkyl endast kan göras punktvis i vakuumet som erhöles i ekvation (3.10) behöver ett koordinatbyte genomföras. Detta leder till att vakuumet inte längre är invariant under rotationer i fasrummet för ϕ , alltså sker ett SSB. Det går då att göra valet av koordinatbyte hur som helst så

länge valet av punkten ligger vakuomet, alltså kring ”dalen” i den mexikanska hatten. Av den anledningen är en godtycklig punkt att välja $(\phi_1, \phi_2) = (\frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}, 0)$ och nya fält införs genom variabelbytet

$$\eta = \phi_1 - \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}, \quad \xi = \phi_2. \quad (3.11)$$

Koordinatbytet insatt i lagrangianen resulterar i att η erhåller en massa $m_\eta = \sqrt{2}\mu$. För ξ kan däremot lagrangianen tolkas som en masslös, fri partikel. Detta har en fysikalisk betydelse eftersom koordinatbytet leder till att endast η lokalt påverkas av en potential. I figur 3.4 kan detta visualiseras som att det inte krävs någon energi för att flytta partikeln i ξ -riktningen längs dalen. I denna konfiguration av lagrangianen kallas η för higgsbosonen och den masslösa ξ för goldstonebosonen. Att higgsbosonen får en massa från parametern μ är vad som lägger grunden till problematiken beskriven i introduktionen som naturlighetsproblemet.

Goldstonebosonen går att transformera bort då lagrangianen tvingas till att vara lokalt gaugeinvariant. Allmänt gäller att lagrangianen för ett system som detta, ekvation (3.4), är invariant under globala färförskjutningar, vilka kallas globala gauge transformationer. Med detta menas att, givet ett fält ϕ , så kommer transformationen

$$\phi \rightarrow e^{i\theta} \phi \quad (3.12)$$

bevara lagrangianens struktur. Genom att istället kräva att lagrangianen ska vara invariant för en lokalt varierande fas, $\theta(x)$, alltså under transformationen

$$\phi \rightarrow e^{i\theta(x)} \phi, \quad (3.13)$$

där x är fyrvektorn x^μ , påtvingas invarians under lokala gauge transformationer. Det inses att lagrangianen inte längre kommer vara invariant genom att betrakta derivatans transformation

$$\partial_\mu \phi \rightarrow e^{i\theta(x)} [i\partial_\mu \theta(x) + \partial_\mu] \phi \quad (3.14)$$

genom produktregeln. Extratermen $i\partial_\mu \theta(x)$ hindrar invarians. Problemet kan avhjälpas genom att införa ett gaugevektorfält A_μ , som transformerar enligt

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{q} \partial_\mu \theta(x), \quad (3.15)$$

där q är laddningen mellan fälten. Den lokala invariansen kräver att A_μ är masslöst [13, s. 350] då gaugefältet absorberar extratermerna i den ursprungliga lagrangianen, ekvation (3.4). I praktiken genomförs detta genom att ersätta alla derivator med den kovarianta derivatan

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu, \quad (3.16)$$

vilket ger transformationen

$$\mathcal{D}_\mu \phi \rightarrow (\partial_\mu + iqA_\mu)(e^{i\theta(x)} \phi) = e^{i\theta(x)} \mathcal{D}_\mu \phi \quad (3.17)$$

tack vare hur A_μ transformerar då $m_A = 0$ [13].

Den ursprungliga lagrangianen är nu omformulerad till att vara lokalt gaugeinvariant och innehåller ett nytt, specificerat vektorfält A_μ . Om ett SSB tillämpas för att flytta lagrangianen till

ett vakuum som beskrivet ovan erhåller η en massa. Vad som händer är att A_μ upptar en massterm varifrån dess partikelmassa kan skrivas som

$$m_A = \frac{q\mu}{\sqrt{\lambda}}. \quad (3.18)$$

Lokal gaugeinvarians och SSB i kombination leder till att A_μ :s massterm inte är ett problem i och med att gaugevektorfältet före omskrivningen av ϕ inte har någon massa. Den enda problematiken som kvarstår är att lagrangianen fortfarande innehåller den masslösa goldstonebosonen, samt att fältet ξ kopplar till A_μ med en interaktionsterm på formen

$$-2i \left(q \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \right) (\partial_\mu \xi) A^\mu. \quad (3.19)$$

Termen beskriver en händelse där den masslösa spökartikeln ξ förvandlas till en massiv vektorboson A_μ , vilket är ofysikaliskt. Problemen går att lösa genom att transformera bort goldstonebosonen genom att välja gauge θ i ekvation (3.13) [13]. Fältet ξ försvinner på grund av kravet som sätts på A_μ för att systemet ska vara gaugeinvariant. Det kan tolkas som att goldstonebosonen elimineras av gaugefältet. I den slutliga lagrangianen kvarstår fältet η , vilket är den massiva higgsbosonen h , samt ett massivt gaugefält A_μ . En liknande mekanism som istället använder dubblettformen av higgsfältet i ekvation (3.7) leder till att A_μ antar tre massiva komponenter, vilka ger massorna till W^+ , W^- och Z -bosonen, och en masslös komponent motsvarande fotonen. Higgsfältet är således vitalt för SM:s fullständighet. Utan den får inte W och Z massa, varför det från början var av intresse att bevisa dess existens. Higgsbosonen används även för att ge massa till fermionerna i SM, enligt en term som kan skrivas

$$y\phi\bar{\psi}\psi = \frac{y\mu}{\sqrt{2\lambda}}\bar{\psi}\psi, \quad (3.20)$$

där ψ är fermionfältet. Fermionerna får då en massa $m_\psi = \frac{y\mu}{\sqrt{2\lambda}}$.

4

Teorier bortom standardmodellen

Fysiken bortom standardmodellen kan undersökas med experimentell data men det behövs ett sätt att kvantifiera avvikelserna från SM och diskutera nya modeller. I detta kapitel introduceras κ -ramverket som är ett allmänt, modelloberoende sätt att beskriva fysik i higgsområdet bortom SM. Först presenteras dess lagrangian och sedan diskuteras hur ramverket kan användas för att tolka experiment. Därefter presenteras fyra modeller: singlettskalärmodellen, higgsportal mörk materia-modellen, dubbel higgsdubblettmodellen och sammansatt higgs-modellen. Dessa modeller är enkla utvidgningar till SM som potentiellt kan lösa några av de tidigare beskrivna problemen. Modellparametrarna relateras till κ -ramverket för att underlätta dataanalys.

De huvudsakliga skälen till att utvidga SM är andelen mörk materia i universum [15] och naturlighetsproblemet [16]. Andelen mörk materia i universum har genom observationer av gravitationsinteraktion uppmätts till att vara större än den synliga materian, men för nuvarande inkluderar SM ingen mörk materia. Denna asymmetri åtgärdas av higgsportal mörk materia-modellen och dubbel higgsdubblettmodellen. Naturlighetsproblemet härstammar från avvikelsen mellan higgsmassan och SM:s tilltänkta giltighetsområde, vilket sammansatt higgs-modellen kan åtgärda.

4.1 Definition av κ -ramverket

För att utforska higgsfysik bortom SM utvecklade Higgs Cross Section Working Group vid CERN κ -ramverket att utgå ifrån. Ramverket är en effektiv fältteori vilket innebär att den är giltig upp till en övre energigräns. Detta är alltså inte heller den slutliga teorin fysiker letar efter, men tillåter modelloberoende analys av experimentella resultat och ett enkelt sätt att parametrisera BSM-modeller. I ramverket antas att ny fysik i higgssektorn kan beskrivas genom modifikationer av kopplingsstyrkorna mellan higgspartikeln och övriga fält i SM eller genom att SM-fälten kopplar till higgspartikeln på nya sätt. Modifikationerna sker med introduktion av multiplikativa faktorer κ till termerna i en lagrangian som kopplar higgsfältet till övriga fält, och kan formuleras enligt [17, s. 3]

$$\mathcal{L}_\kappa = \frac{h}{v} \left(2\kappa_W m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \kappa_Z m_Z^2 Z_\mu Z^\mu - \sum_f \kappa_f m_f f \bar{f} \right) + \frac{h}{4\pi v} \left(\alpha \kappa_{\gamma\gamma} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \alpha \kappa_{z\gamma} F_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{\alpha_s}{2} \kappa_{gg} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \right). \quad (4.1)$$

I denna ekvation är h higgsfältet runt dess vakuum, W_μ och Z_μ vektorbosonernas fält, f och \bar{f} är respektive fält för fermioner och antifermioner undantaget neutriner, $F_{\mu\nu}$ elektromagnetiska fälttensorn och $G_{\mu\nu}^a$ gluonfälttensorn. $v = 246$ GeV är higgs vakuumväntevärde, m_i är massan för partikel i , α är finstrukturkonstanten och α_s är kopplingskonstanten för stark växelverkan. De tre sista termerna i lagrangianen är högre ordningens interaktioner som bildar slutna slingor (jfr. eng. "loops") i feynmandiagrammen. Experimentella avvikelser från SM kan modelleras genom κ -parametrarna. I SM är exempelvis kopplingsstyrkan mellan higgsfältet och W -bosonens fält $\frac{2m_W^2}{v}$, och ur ekvation (4.1) utläses att kopplingsstyrkan är $\frac{2\kappa_W m_W^2}{v}$. Kopplingkonstanten har alltså modifierats med en faktor κ_W . För att återgå till SM väljer man

$$\kappa_i = \begin{cases} 1, & i = W, Z, f \\ 0, & i = \gamma\gamma, Z\gamma, gg. \end{cases} \quad (4.2)$$

Data från LHC finns tillgänglig för fermionerna τ, μ, t, b och c , övriga fermioners kopplingsstyrkor modifieras inte i detta arbete. Därutöver finns inte data med tillräcklig precision tillgänglig för sönderfallskanalerna $h \rightarrow Z\gamma$ och $h \rightarrow \bar{c}c$, varför $\kappa_c = 1$ och $\kappa_{Z\gamma} = 0$ hålls fixt och utgår ur analysen. Ibland används notationen $\kappa_V = \kappa_{W,Z}$ och $\kappa_f = \kappa_{\mu,\tau,t,b}$ då alla vektorbosoner respektive fermioner behandlas likadant. Om alla kopplingsstyrkor behandlas likadant används istället den globala modifieringsparametern κ . På så sätt kan analys med endast en eller två parametrar också göras inom κ -ramverket.

Genom feynmankalkyl kan man uttrycka de experimentella produktionstvårsnitten σ_i och sönderfallshastigheterna Γ_f i termer av κ -parameterarna i förhållande till de teoretiska värdena σ_i^{SM} och Γ_f^{SM} . Resultatet erhålles ur ekvation (3.6) och kan uttryckas

$$\hat{\kappa}_i^2 = \frac{\sigma_i}{\sigma_i^{\text{SM}}} \quad (4.3)$$

och

$$\hat{\kappa}_f^2 = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f^{\text{SM}}}, \quad (4.4)$$

där i och f indexerar produktions- och sönderfallskanalerna respektive. I vissa kanaler finns flera bidragande processer, vilket leder till att feynmanamplituden i ekvation (3.6) blir uttryckt på formen

$$|\mathcal{M}|^2 = |\kappa_1 \mathcal{M}_1^{\text{SM}} + \dots + \kappa_n \mathcal{M}_n^{\text{SM}} + \kappa_{\text{BSM}} \mathcal{M}^{\text{BSM}}|^2, \quad (4.5)$$

där indexen löper över de bidragande processerna, \mathcal{M}^{SM} är feynmanamplituden i SM, \mathcal{M}^{BSM} feynmanamplituden för nya kopplingar som inte ingår i SM och κ respektive modifiering till lagrangianen ekvation (4.1). Då alla ingångsvärden sätts in kan uttrycken utvärderas numeriskt. För de relevanta produktions- och sönderfallskanalerna i LHC har detta gjorts i [18], [19] och [20]. Resultaten $\hat{\kappa}_i^2$ och $\hat{\kappa}_f^2$ presenteras i tabellerna 4.1 respektive 4.2 i termer av κ -parametrarna från lagrangianen.

Tabell 4.1: Kvoten mellan produktionstvärsnitt uttryckt i κ -parameterarna.

Produktionskanal	$\hat{\kappa}_i^2 =$
ggF	$0.01\kappa_b^2 - 0.16\kappa_b\kappa_{gg} + 1.93\kappa_{gg}^2 - 0.12\kappa_t\kappa_b + 2.93\kappa_{gg}\kappa_t + 1.11\kappa_t^2$ [20]
VBF	$0.74\kappa_W^2 + 0.26\kappa_Z^2$ [18, s. 10] [19, s. 37]
VH	$0.5\kappa_W^2 + 0.5\kappa_Z^2$ [18, s. 10] [19, s. 37]
ttH	κ_t^2 [18, s. 10] [19, s. 37]

Tabell 4.2: Kvoten mellan sönderfallshastighet uttryckt i κ -parameterarna.

Sönderfallskanal	$\hat{\kappa}_f^2 =$
ZZ	κ_Z^2 [18, s. 10] [19, s. 37]
WW	κ_W^2 [18, s. 10] [19, s. 37]
$\gamma\gamma$	$1.59\kappa_W^2 - 0.67\kappa_t\kappa_W + 0.07\kappa_t^2 + 0.01\kappa_b\kappa_W + 0.16\kappa_t\kappa_{\gamma\gamma} - 0.76\kappa_W\kappa_{\gamma\gamma} + 0.09\kappa_{\gamma\gamma}^2$ [20]
$\tau\tau$	κ_τ^2 [18, s. 10] [19, s. 37]
bb	κ_b^2 [18, s. 10] [19, s. 37]
$\mu\mu$	κ_μ^2 [18, s. 10] [19, s. 37]
gg	$0.01\kappa_b^2 - 0.16\kappa_b\kappa_{gg} + 1.93\kappa_{gg}^2 - 0.12\kappa_t\kappa_b + 2.93\kappa_{gg}\kappa_t + 1.11\kappa_t^2$ [20]

4.2 Beskrivning av SSM

Den enklast tänkbara utvidgningen av SM kan göras genom att införa ett nytt, skalärt fält S som blandas med den fysikaliska higgsbosonen h [21]. Modellen kallas singlettskalärmodellen, förkortat SSM. Higgsfältet ϕ är som tidigare etablerat en gaugeinvariant dubblett och därutöver krävs i modellen att potentialen ska vara invariant under transformationen $S \rightarrow -S$. Den gaugeinvarianta potentialen för ϕ och S blir

$$V(\phi, S) = -\mu_\phi^2 \phi^\dagger \phi + \lambda_\phi (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{\mu_S^2}{2} S^2 + \frac{\lambda_S}{4} S^4 + \lambda_{S\phi} S^2 \phi^\dagger \phi. \quad (4.6)$$

Notera att de två första termerna är potentialen för standardmodellens higgspartikel, de två nästkommande motsvarande termer för S , och den sista en interaktionsterm för de båda fälten. Detta system kan genomgå SSB. Potentialen minimeras genom att lösa ekvationssystemet

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial S} = 0,$$

och minimat återfinns i

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + \phi_0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad S = v_s + S_0, \quad (4.7)$$

där v och v_s är vakuumväntevärdena och ϕ_0 och S_0 respektive fält kring minimat. Vid detta vakuum kan sedan de fysikaliska partiklarna erhållas genom en rotation

$$\begin{bmatrix} h \\ s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_0 \\ S_0 \end{bmatrix}, \quad (4.8)$$

med en blandningsvinkel θ . Transformationen leder till den fysikaliska higgsbosonen h med massa 125 GeV och en ny fysikalisk skalärpartikel s med okänd massa. Både h och s är alltså en blandning av ϕ_0 och S_0 och blandningsförhållandet uttrycks med $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ [21].

Higgsbosonens blandning med s modifierar kopplingsstyrkan mellan higgsbosonen och partiklarna i SM [22]. Eftersom θ är den enda fria parametern innebär detta att

$$\kappa_V = \kappa_f = \cos(\theta), \quad \kappa_{\gamma\gamma} = \kappa_{Z\gamma} = \kappa_{gg} = 0, \quad (4.9)$$

i termer av κ -ramverket. Detta innebär att $|\kappa_V|, |\kappa_f| \leq 1$. De tre sistnämnda parametrarna är noll eftersom dessa kopplingar inte ingår i SM.

4.3 Beskrivning av HPDMM

Ett enkelt sätt att modellera mörk materia som kopplar till higgspartikeln är att kräva $-\mu_S^2 > 0$ i SSM-lagrangianen (4.6) [23]. Kravet resulterar i att S inte längre kan genomgå SSB, vilket innebär att den inte kan sönderfalla till andra SM-partiklar. Därför är detta inte samma partikel som i avsnittet ovan, som kan genomgå SSB. En stor del av energiinnehållet i universum är mörk materia, således måste en mörk materia-partikel vara stabil och inte sönderfalla till andra SM-partiklar. Med massvillkoret $m_s < m_h/2$ blir s en mörk materia-partikel som kan bildas via sönderfallet $h \rightarrow ss$. Låt $\text{BR}_{\text{osynlig}}$ vara andelen av $h \rightarrow ss$ -sönderfall. Då är

$$\text{BR}_{\text{osynlig}} = \frac{\Gamma_{ss}}{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}} + \Gamma_{ss}}, \quad (4.10)$$

där $\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}$ är higgspartikelns totala sönderfallshastighet i SM, och Γ_{ss} sönderfallshastigheten för processen $h \rightarrow ss$. Denna modell uttrycks i κ -ramverket enligt [15] som en global modifikation av kopplingsstyrkorna på formen

$$\kappa_V^2 = \kappa_f^2 = 1 - \text{BR}_{\text{osynlig}}. \quad (4.11)$$

Övriga κ är noll och modellen innehåller endast en parameter, likt singlettskalärmodellen.

Mörk materia kan modelleras som skalärpartiklar, men även som fermioner och vektorpartiklar [23]. Samlingsnamnet för denna typ av modeller är higgsportal mörk materia-modeller, förkortat HPDMM, eftersom de bildar en osynlig koppling ("portal") med higgsbosonen. Modelleringen sker genom interaktionstermer liknande den sista termen i ekvation (4.6). Ekvation (4.11) förblir oförändrad, men detta ändrar sönderfallshastigheten, och för skalärpartikeln s , fermionen f och

vektorpartikeln V blir dessa uttryck

$$\Gamma_s = \frac{\lambda_s^2 v^2}{32\pi m_h} \sqrt{1 - \frac{4m_s^2}{m_h^2}}, \quad (4.12)$$

$$\Gamma_f = \frac{\lambda_f^2 v^2 m_h}{32\pi \Lambda^2} \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_h^2}\right)^{3/2}, \quad (4.13)$$

$$\Gamma_V = \frac{\lambda_V^2 v^2 m_h^3}{128\pi m_V^4} \sqrt{1 - \frac{4m_V^2}{m_h^2}} \left(1 - \frac{4m_V^2}{m_h^2} + \frac{12m_V^4}{m_h^4}\right), \quad (4.14)$$

där λ indikerar kopplingsstyrkan i interaktionstermen, v higgs vakuumsväntevärde, m respektive partikels massa och Λ SM:s effektiva gräns [23]. Ett masskrav $m_{\text{DM}} < m_h/2$ introduceras för alla partiklar för att higgsbosonen ska kunna sönderfalla till dessa. Ytterligare ett krav på skalärpartikels och vektorpartikels massa uppkommer ur lagrangianen [23]

$$m_{s,V} \geq \frac{\lambda_{s,V} v^2}{2}. \quad (4.15)$$

Med hjälp av dessa begränsningar kan modellerna undersökas med hjälp av LHC-datan. Givet higgs totala sönderfallshastighet $\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}$ och $\text{BR}_{\text{osynlig}}$ kan således tillåtna kopplingsstyrkor och massor för mörk materia-partiklarna beräknas.

4.4 Beskrivning av 2HDM

En ytterligare enkel utvidgning av SM är dubbel higgsdubblettmodellen (2HDM) [24]. Utvidgningen sker genom att lägga till en till higgsliknande gaugeinvariant dubblett, och är bland annat motiverad av att den åtgärdar asymmetrin av materia och antimateria i universum. Dessutom uppkommer den naturligt i supersymmetrimodeller. Om Φ_1 är den ursprungliga higgsdubbletten och Φ_2 den nya dubbletten ges fälten av

$$\Phi_1 = \begin{bmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{bmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{bmatrix} \phi'_1 + i\phi'_2 \\ \phi'_3 + i\phi'_4 \end{bmatrix}. \quad (4.16)$$

För att analysera modellen upprättas den mest generella potentialen innehållandes dubbletterna, vakuudet finnes vilket leder till SSB, och basbyte genomförs för att beskriva de fysikaliska partiklarna kring detta vakuum, på samma sätt som singlettskalärmodellen. Den gaugeinvarianta potentialen ges av

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & \mu_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \mu_{12}^2 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 + \Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \frac{\lambda_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\lambda_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ & + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \lambda_5 \left(\left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 \right), \quad (4.17) \end{aligned}$$

där alla λ och μ är godtyckliga reella skalärer. Fältnas vakuumsväntevärden v_1 och v_2 erhålls genom minimering av potentialen, och vakuudet ligger runt

$$(\Phi_1)_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}, \quad (\Phi_2)_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}. \quad (4.18)$$

Dubblerna innehåller sammanlagt åtta skalära fält, varav tre försvinner för att ge massa till vektorbosonerna. De återstående fem fälten kan transformeras till fysikaliska higgsliknande partiklar, varav två elektriskt neutrala, en lättare h och en tyngre H , en med laddning och den återstående en pseudoskalär. För att lösa ut dessa fem fält diagonaliseras lagrangianen vilket parametreras av rotationsvinklarna α och β . Följaktligen definieras

$$\tan(\beta) \equiv \frac{v_2}{v_1} \quad (4.19)$$

med β som diagonaliseringsvinkeln för de elektriskt laddade och pseudoskalärerna. Standardmodellens higgspartikel återfås då som

$$h_{\text{SM}} = h \sin(\alpha - \beta) - H \cos(\alpha - \beta). \quad (4.20)$$

Kopplingsstyrkorna mellan den fysikaliska higgspartikeln h_{SM} och fermionerna samt vektorbosonerna modifieras i termer av rotationsvinklarna α och β . För kopplingen till kvarkar och leptoner finns det två fall, som vanligtvis benämns typ I och typ II. I typ I-fallet kopplar alla kvarkar och leptoner på samma sätt, medan i typ II-fallet kopplar upp-, charm- och toppkvarkar till den ena av dubblerna, och övriga kvarkar, elektroner, myoner samt tauoner kopplar till den andra. Modifikationen av kopplingsstyrkor sammanfattas i tabell 4.3.

Tabell 4.3: κ -parametrarna uttryckt i termer av modellparametrarna i de två fallen av 2HDM. Notera skillnaden i andra kolonnen.

	κ_t	$\kappa_{b,\tau,\mu}$	κ_V
Typ I	$\frac{\cos(\alpha)}{\sin(\beta)}$	$\frac{\cos(\alpha)}{\sin(\beta)}$	$\sin(\beta - \alpha)$
Typ II	$\frac{\cos(\alpha)}{\sin(\beta)}$	$-\frac{\sin(\alpha)}{\cos(\beta)}$	$\sin(\beta - \alpha)$

Uttrycken i tabellen kan skrivas om med tre parametrar: $\tan(\beta)$, $\cos(\beta - \alpha)$ och $\kappa_{\gamma\gamma}$. Notera att SM återfås om $\beta - \alpha = \frac{\pi}{2} \implies \sin(\beta - \alpha) = 1$. I SM-gränsen kan alltså $\tan(\beta)$ anta vilket värde som helst, och ingen begränsning kan då göras på v_2 . I higgssönderfallet till två fotoner finns interferens med t och W enligt tabell 4.2, men det tillkommer också bidrag från den laddade higgspartikeln, varför $\kappa_{\gamma\gamma}$ blir kvar som parameter.

4.5 Beskrivning av CHM

I sammansatt higgs-modellen, förkortat CHM, antas att higgsbosonen är en partikel med inre struktur, alltså med utbredning i rymden [16]. Om SM ska vara giltig vid höga energier måste korrekationer till higgsmassan beräknas, vilka ökar kvadratisk med energiskalan. Detta är problematiskt eftersom den observerade higgsbosonen har en väldefinierad massa. Genom att anta att CHM-fysiken finns på en energiskala f kan en övre gräns sättas på massan för higgspartikeln. Därefter kan den betraktas som en approximativ goldstoneboson, vilket ger ett naturligt sätt att förklara att $m_h \ll f$. Detta innebär också att SM tvingas till att vara en effektiv fältteori, giltig vid energier mycket lägre än f .

Om energiskalan för CHM-fysiken ligger runt energin f kan relationen till SM kvantifieras genom den dimensionslösa parametern

$$\xi = \frac{v^2}{f^2}, \quad (4.21)$$

där v är higgs vakuumväntevärde. Om f är stor finns den nya energiskalan långt bort, och $\xi \rightarrow 0$. Detta skulle innebära att fysiken inuti higgsbosonen inte kan betraktas, vilket innebär återgång till SM.

CHM parametreras i huvudsak av parametern $0 < \xi < 1$ och i varianten av modellen som undersöks i detta arbete modifieras kopplingsstyrkorna enligt

$$\kappa_V = \sqrt{1 - \xi}, \quad \kappa_f = \frac{1 - 2\xi}{\sqrt{1 - \xi}}, \quad \kappa_{\gamma\gamma} = \kappa_{gg} = \kappa_{Z\gamma} = 0, \quad (4.22)$$

i termer av κ -ramverket [16]. Detta innebär att $0 < \kappa_f, \kappa_V < 1$. $\xi \rightarrow 0$ resulterar i att $\kappa_V, \kappa_f \rightarrow 1$, vilket är kopplingsstyrkan i SM.

5

Tillvägagångssätt för statistisk dataanalys

För att undersöka modellerna bortom standardmodellen behöver κ -ramverket relateras till den experimentella datan från ATLAS- och CMS-detektorerna. Datans från detektorerna presenteras som signalstyrka vilken beskriver förhållandet mellan de uppmätta värdena och de enligt standardmodellen förväntade resultaten. Det betyder att värdet på signalstyrkan är lika med ett i SM. All data som använts i detta arbete finns i appendix A. κ -parametrarna anpassas efter den uppmätta signalstyrkan med hjälp av bayesiansk statistik och likelihood-funktionen. I arbetet har sannolikhetsfördelning för κ -parametrarna undersökts med markovkedja Monte Carlo-metoden, förkortad MCMC. I kapitlet presenteras först härledningen av signalstyrkan och därefter den statistiska metod som använts. Kapitlet avslutas med ett metodavsnitt med en analys av metoderna.

5.1 Härledning av signalstyrkan som funktion av κ -parametrarna

I syfte att analysera BSM-modellerna med κ -ramverket beskrivs signalstyrkan $\mu_{i \rightarrow f}$ som en funktion av dessa parametrar. Tvärsnittsårean σ och BR används för att definiera signalstyrkan $\mu_{i \rightarrow f}$ av en process från en produktionskanal i till en sönderfallskanal f enligt [19]

$$\mu_{i \rightarrow f} = \frac{\sigma_{i \rightarrow f}}{\sigma_{i \rightarrow f}^{\text{SM}}} = \frac{\sigma_i \cdot \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{total}}}}{\sigma_i^{\text{SM}} \cdot \frac{\Gamma_f^{\text{SM}}}{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}}}. \quad (5.1)$$

För att beskriva signalstyrkan med hjälp av κ -parametrarna görs insättningarna från ekvation (4.3) och (4.4), $\hat{\kappa}_i^2 = \frac{\sigma_i}{\sigma_i^{\text{SM}}}$ och $\hat{\kappa}_f^2 = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f^{\text{SM}}}$. Storheter med indexeringen SM är teoretiskt framtagna och storheter utan indexering SM är experimentellt framtagna. Därigenom kan signalstyrkan skrivas som

$$\mu_{i \rightarrow f} = \hat{\kappa}_i^2 \hat{\kappa}_f^2 \frac{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}}{\Gamma_{\text{total}}}. \quad (5.2)$$

Vidare kan faktorn $\frac{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}}{\Gamma_{\text{total}}}$ uttryckas med hjälp av att Γ_{total} per definition är $\Gamma_{\text{total}} = \sum_f \Gamma_f + \Gamma_{\text{osynlig}}$, där f indexerar alla sönderfallskanaler i LHC och Γ_{osynlig} är de potentiella sönderfall av higgsbosonen som inte detekteras. Med detta, tillsammans med definitionen av BR enligt ekvation (2.1), kan

sönderfallskvoten skrivs om enligt

$$\begin{aligned}
\frac{\Gamma_{\text{total}}}{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}} &= \left(\sum_f \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}} \right) + \frac{\Gamma_{\text{osynlig}}}{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}} \\
&= \left(\sum_f \hat{\kappa}_f^2 \frac{\Gamma_f^{\text{SM}}}{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}} \right) + \frac{\Gamma_{\text{osynlig}}}{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}} \\
&= \left(\sum_f \hat{\kappa}_f^2 \text{BR}_f^{\text{SM}} \right) + \frac{\Gamma_{\text{osynlig}}}{\Gamma_{\text{total}}} \frac{\Gamma_{\text{total}}}{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}} \\
&= \left(\sum_f \hat{\kappa}_f^2 \text{BR}_f^{\text{SM}} \right) + \text{BR}_{\text{osynlig}} \frac{\Gamma_{\text{total}}}{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}} \iff \frac{\Gamma_{\text{total}}}{\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}}} = \frac{\sum_f \hat{\kappa}_f^2 \text{BR}_f^{\text{SM}}}{1 - \text{BR}_{\text{osynlig}}}.
\end{aligned} \tag{5.3}$$

Detta kan sedan sättas in i ekvation (5.2) vilket ger det slutgiltiga uttrycket

$$\mu_{i \rightarrow f} = \frac{\hat{\kappa}_i^2 \hat{\kappa}_f^2 (1 - \text{BR}_{\text{osynlig}})}{\sum_f \hat{\kappa}_f^2 \text{BR}_f^{\text{SM}}}. \tag{5.4}$$

På så sätt kan signalstyrkan $\mu_{i \rightarrow f}$ beskrivas enbart med hjälp av κ -parametrarna och $\text{BR}_{\text{osynlig}}$.

5.2 Bayesiansk statistik och likelihood-funktionen

Likelihood-funktionen bestäms under antagandet att den uppmätta signalstyrkan $\mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}}$ är oberoende och slumpvis fördelad. Det leder till att signalstyrkan kan, enligt den centrala gränsvärdessatsen, betraktas som gaussiskt fördelad för ett stort antal datapunkter. Den gaussiska fördelningen har då ett okänt väntevärde $\mu_{i \rightarrow f}(\vec{\kappa})$ från ekvation (5.4) och med en känd standardavvikelse från experimenten, $\sigma_{i \rightarrow f}^{\text{exp}}$. Standardavvikelseerna som använts finns i appendix A. Metodiken i detta avsnitt är baserat på [25, Kap. 7]. Alla κ -parametrar som presenterades i kapitel 4 kan samlas till en vektor på formen $\vec{\kappa} = (\kappa_{\gamma\gamma}, \kappa_t, \dots, \text{BR}_{\text{osynlig}})$ där även $\text{BR}_{\text{osynlig}}$ är en parameter. I syfte att bestämma parametrarna som maximerar sannolikheten för de experimentellt uppmätta resultaten används definitionen för likelihood-funktionen med en gaussisk täthetsfunktion enligt

$$L(\vec{\kappa}) = \prod_{i \rightarrow f} \frac{1}{\sigma_{i \rightarrow f}^{\text{exp}} \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}} - \mu_{i \rightarrow f}(\vec{\kappa})}{\sigma_{i \rightarrow f}^{\text{exp}}} \right)^2 \right). \tag{5.5}$$

Här tas produkten över alla processer från produktionskanal i till sönderfallskanal f . Att finna de värden som maximerar likelihood-funktionen är ekvivalent med att finna de värdena som maximerar den logaritmerade likelihood-funktionen. Skillnaden är att vid logaritmering förenklas uttrycket genom att produkten istället blir en summa. Med detta kan ekvation (5.5) skrivas om till log likelihood-funktionen

$$\log(L(\vec{\kappa})) = -\frac{1}{2} \sum_{i \rightarrow f} \left(\frac{\mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}} - \mu_{i \rightarrow f}(\vec{\kappa})}{\sigma_{i \rightarrow f}^{\text{exp}}} \right)^2. \tag{5.6}$$

Omskrivningen exkluderar de termer som inte innehåller $\vec{\kappa}$ eftersom de inte påverkar anpassningen av parametrarna. Med definitionen av χ^2 , som är $\chi^2 = -2 \log(L(\vec{\kappa}))$, kan log likelihood-funktionen uttryckas som

$$\chi^2(\vec{\kappa}) = -2 \log(L(\vec{\kappa})) = \sum_{i \rightarrow f} \left(\frac{\mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}} - \mu_{i \rightarrow f}(\vec{\kappa})}{\sigma_{i \rightarrow f}^{\text{exp}}} \right)^2. \quad (5.7)$$

Parametrarna som minimerar ekvation (5.7) är de som bäst beskriver de experimentella resultaten. Detta gör det möjligt att skatta värden på parametrarna med en maximum likelihood-skattning.

Bayesiansk statistik utgår från en modifierad Bayes sats som använder en likelihoodfunktion och en a priorifördelning för att ta fram en a posteriorifördelning [25]. Det leder till att Bayes sats kan ställas upp som

$$P(\vec{\kappa} | \mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}}) \propto P(\mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}} | \vec{\kappa}) P(\vec{\kappa}). \quad (5.8)$$

I ekvation (5.8) tolkas $P(\vec{\kappa} | \mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}})$ som a posteriorifördelningen för κ -parametrarna, $P(\mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}} | \vec{\kappa})$ som likelihood-funktionen och $P(\vec{\kappa})$ som a priorifördelningen. A priorisannolikheten sätts till en likformig fördelning, det vill säga lika med ett. Det får som konsekvens att $P(\vec{\kappa} | \mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}}) \propto P(\mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}} | \vec{\kappa})$. Detta används tillsammans med MCMC för att finna a posteriori sannolikhetsfördelningen för alla parametrar.

5.3 Metodik för anpassning av κ -parametrarna

För att utföra den statistiska datanalen på de valda BSM-modellerna har data från experimenten ATLAS och CMS samlats in och presenteras i appendix A. Datan kommer från observationer av higgsbosonen vid energierna 7, 8 respektive 13 TeV vid båda detektorerna och resultaten presenteras som signalstyrkor för ett specifikt sönderfall för de olika produktionskanalerna. Detta är den experimentella datan som beskrivs av $\mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}}$ i ekvation (5.7). Några sönderfallskanaler har inga uppmätta signalstyrkor i LHC vilket gjort att ingen experimentell data kunnat användas. Till exempel har sönderfallet från higgspartikeln till två gluoner ingen uppmätt signalstyrka. Därutöver finns inte data med tillräcklig precision för sönderfallskanaler $c\bar{c}$ och $Z\gamma$. κ -parametrarna kan ibland ändå bestämmas genom deras interferenstermer som presenterades i tabell 4.1 och 4.2.

För att sätta begränsningar på κ -parametrarna har två metoder använts på funktionen χ^2 , beskriven i ekvation (5.7). Först har en maximum likelihood-skattning gjorts för att bestämma ett bästa anpassningsvärde, vilket ger direkta värden och standardavvikelser på de κ som beskriver modellen. För att undersöka a posteriorifördelningen för parametrarna har MCMC använts. Målet med metoden är att undersöka sannolikhetsfördelningen för parametrarna istället för att bestämma värden som minimerar χ^2 [26]. Genom att båda metoderna tillämpas kan konturgrafer skapas med konturer på 68% och 95% sannolikhet och en punkt som representerar bästa anpassningsvärdet.

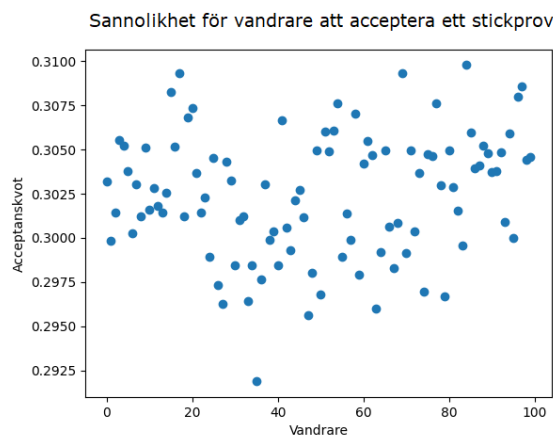
Båda metoderna implementerades i Python eftersom det finns tillgängliga och kraftfulla paket. LMFIT-paketet är ett verktyg för att anpassa parametrar och kan utföra en minsta kvadrat-anpassning med de ekvationer som tagits fram i detta kapitel. LMFIT kan utöver att göra en maximum likelihood-skattning även använda emcee-paketet för att utföra MCMC-analys [27]. Detta tillsammans med LMFIT:s inbyggda parametrar tar fram a posteriorifördelningen $P(\vec{\kappa} | \mu_{i \rightarrow f}^{\text{exp}})$ som kan presenteras med pythonpaketet Corner [28]. Corner-paketet används för att skapa de konturgrafer som presenteras i kapitel 6.

Den fullständiga koden tillsammans med resultat och rådata återfinns på GitHub [29].

5.4 Autokorrelationsanalys och praktiska begränsningar

För att använda MCMC krävs säkerställande av konvergens genom en autokorrelationsanalys av den genererade kedjan. Konvergens för kedjan innebär att startvärdet inte påverkar sannolikhetsfördelningen, vilket även betyder att de första delarna i kedjan behöver bortses från, något som ställs in när kedjan skapas i LMFIT. Konvergensen verifieras i `emcee`-paketet genom att beräkna den integrerade autokorrelationstiden, som sedan används för att uppskatta längden på en konvergerande kedja [27]. I `emcee`-paketet rekommenderas användandet av en kedja 50 gånger längre än den integrerade autokorrelationstiden. På grund av att autokorrelationstiden ändras när kedjan blir längre behöver kedjan förlängas tills den konvergerar.

Ett annat sätt att undersöka hur väl MCMC-analysen har fungerat är att undersöka acceptanskvoten. Det är ett mått på hur ofta kedjan accepterar ett stickprov för varje vandrare. En vandrare är benämningen på de olika delarna i kedjan, för detta projekt har 100 vandrare använts per parameter som är LMFIT:s förvalda värde. Enligt `emcee`-dokumentationen ska acceptanskvoten ligga mellan 0,2 och 0,5 [27]. Nedan presenteras en graf som tagits fram med hjälp av LMFIT-paketet som visar acceptanskvoten för varje vandrare. Datan är tagen från den modelloberoende analysen som presenteras i figur 6.7 och visar att alla acceptanskvoter faller inom föreskrivet intervall.



Figur 5.1: Spridningsdiagram som visar acceptanskvoten för varje vandrare.

På grund av modellernas begränsningar har en a priori satts på vissa BSM-modeller. I alla parameteranpassningar har a priorifördelningen varit likformig men i de fallen som det behövs har ett intervall satts så att vandraren inte accepterar värden utanför intervallet. I singlettskalärmodellen sker detta på grund av att cosinus har en värdemängd $[-1, 1]$, vilket har behövts reflekteras i parameteranpassningen. För den modelloberoende analysen med BR_{osynlig} användes $\kappa_Z = \kappa_W = \kappa_V$ med villkoret $|\kappa_V| \leq 1$. Detta sätter en begränsning på BR_{osynlig} som annars är en fri parameter som kan anta godtyckliga värden oberoende av övriga parametrar. Metoden är föreskriven i [19] och går också att motivera på grund av de matematiska begränsningarna i modellerna. Slutligen har sammansatt higgs-modellen en matematisk begränsning att $0 < \xi < 1$ i ekvation (4.22) på grund av att κ antas vara reella variabler.

6

Resultat och diskussion

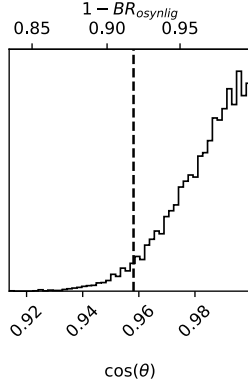
I detta kapitel presenteras resultaten för varje modell, först för modeller med en parameter det vill säga singlettskalärmodellen, higgsportal mörk materia-modellen och sammansatt higgs-modellen. Därefter presenteras resultaten för dubbel higgsdublettmodellen som innehåller tre parametrar. För HPDMM presenteras också begränsningar i massor och kopplingsstyrkor för skalär-, fermion- respektive vektorvarianter av mörk materia. Slutligen presenteras modelloberoende analys med en, två respektive alla parametrar. I konturdiagrammen för a posterioridistributionerna har områden med 68 % respektive 95 % ritats ut. I tillämpliga fall har även det val av parametrar som återger SM ritats ut.

6.1 Resultat och diskussion för SSM och HPDMM

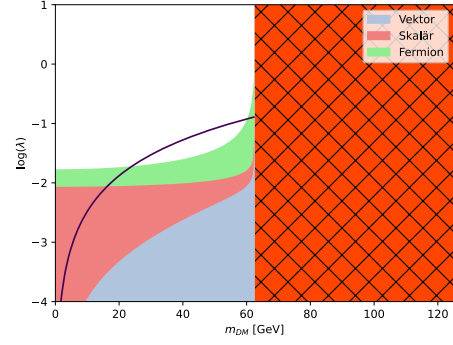
Resultaten från analysen av SSM och HPDMM presenteras i figur 6.1a. För SSM är bästa anpassningsvärdet $\cos(\theta) = 1,00$ och 95 % av sannolikheten faller inom området $0,96 < \cos(\theta) < 1$ vilket skulle innebära att skalären blandas med higgsbosonen upp till 18 %. För HPDMM är bästa anpassningsvärdet $BR_{\text{osynlig}} \approx 0,00$ och 95 % av sannolikheten faller inom $BR_{\text{osynlig}} < 0,08$.

I SSM innebär en blandningsvinkel nära 0 att higgsbosonen i huvudsak består av dubbletten ϕ , alltså att h och s inte blandas med varandra. Om partikeln s finns kan den alltså inte upptäckas via higgsfysiken hittills betraktad vid LHC. Detta utesluter inte att skalärpartikeln existerar och kan bevisas genom att mäta den på andra sätt än vad som görs i LHC. Det ligger däremot utanför frågeställningen för denna studie att avgöra hur partikeln s skulle kunna hittas.

I HPDMM innebär $BR_{\text{osynlig}} \approx 0$ att om denna typ av mörk materia existerar är sönderfallshastigheten liten relativt övriga SM-partiklar. Om begränsningen $BR_{\text{osynlig}} < 0,08$ används hos sönderfallshastigheterna för alla tre mörk materia-typer kan även begränsningar sättas på partiklarnas massor och kopplingsstyrkor till higgsbosonen, vilket återfinns i figur 6.1b. För vektorpartikeln utesluts en massa under 10 GeV. Skalärpartikeln och fermionens kopplingsstyrkor begränsas till ungefär 0,01, medan begränsningen uppgår till 0,1 för vektorpartikeln. För skalärpartikeln utesluts de minsta massorna av villkoret i ekvation (4.15).



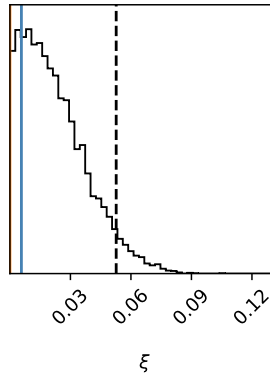
(a) A posteriorifördelning för modellparametrarna i SSM och HPDMM. Notera att skalorna är olika ovan och nedan. Den streckade linjen indikerar 95 % konfidensområde, och den bästa anpassningen är 1,00, längst till höger i grafen.



(b) Tillåtna kopplingsstyrkor λ och massor m_{DM} för de olika mörk materia-partiklarna i HPDMM med $\Gamma_{\text{total}}^{\text{SM}} = 4,01 \text{ MeV}$ [30]. Det röda området till höger är förbjudet på grund av massvillkoret $m_{\text{DM}} < m_h/2$. De färgmarkerade områdena och allt under för respektive modell är tillåtna områden, alltså där $\text{BR}_{\text{osenlig}} < 0,08$, med 95% konfidens. Den lila linjen är $m_{s,V} = \lambda v^2/2$, så endast området under denna är tillåtet för vektor- och skalärpartiklar.

Figur 6.1: Resultaten för SSM och HPDMM.

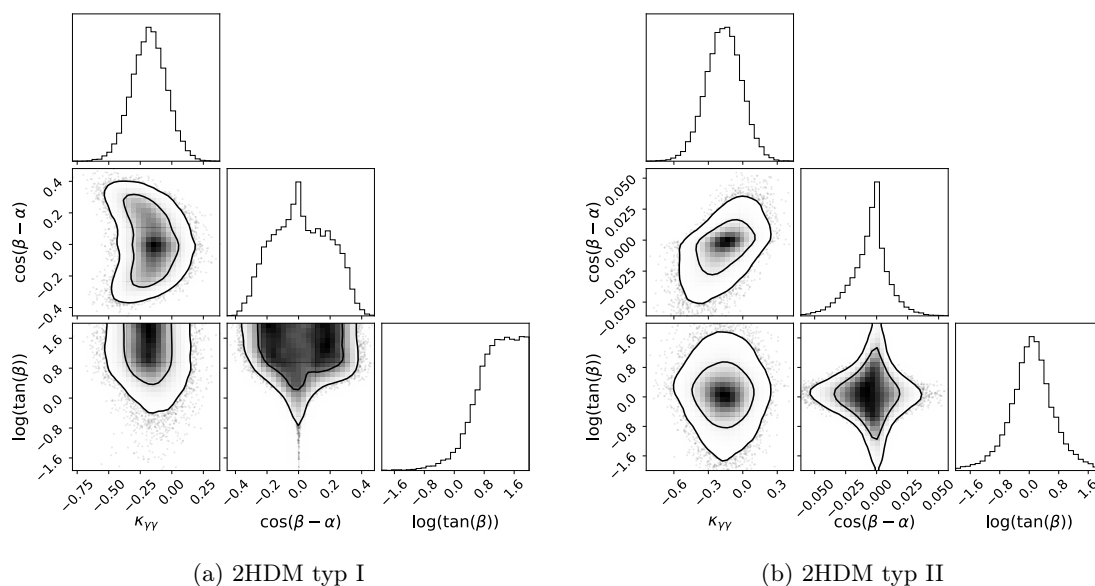
6.2 Resultat och diskussion för CHM



Figur 6.2: A posteriorifördelning för modellparametern i CHM. Den heldragna linjen indikerar bästa anpassningsvärdet och den streckade linjen indikerar 95 % konfidensområde.

Resultatet från analysen med parametern ξ återfinns i figur 6.2. Bästa anpassningsvärdet är $\xi = 0,006$, och 95 % av sannolikheten faller inom $\xi < 0,052$. I figuren är sannolikheten för $\xi = 0$ nollskild, vilket är SM-värdet. $\xi = 0$ skulle ur ekvation (4.21) innebära att $f \rightarrow \infty$, och energiskalan där den sammansatta higgspartikeln kan upplösas inte kan nås med dagens accelerators. Att $\xi < 0,052$ innebär också att $f > 1,1$ TeV, varför CHM kan falsifieras med 95 % konfidens för energier lägre än 1,1 TeV. I nuläget arbetar LHC på energiskalan 10 TeV där ingen sammansatthet har upptäckts heller. För att falsifiera CHM vid högre energier behövs mer data som kan flytta konfidenslinjen närmare noll. För att generera mer data behöver partikelacceleratorer med högre energi och luminositet konstrueras.

6.3 Resultat och diskussion för 2HDM



Figur 6.3: A posteriorifördelningar för modellparametrarna i 2HDM typ I och typ II. I konturdiagrammen indikerar mörkare områden mer sannolikhet. Avgränsande linjer är 68 % och 95 % konfidensområde. Observera att skalan för $\tan(\beta)$ är logaritmerad.

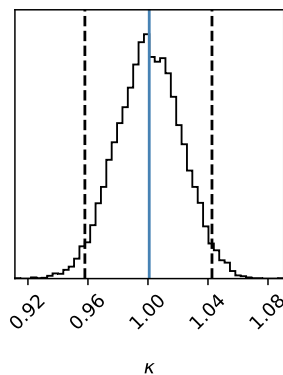
Resultaten från analysen med 2HDM-modellerna återfinns i figurer 6.3a och 6.3b. Konfidensområdet vid 95 % innehåller linjen $\cos(\beta - \alpha) = 0$, där den andra dubbletten inte kopplar till SM. Detta innebär enligt modellen också att vakuumväntevärdet v_2 för Φ_2 kan anta vilket värde som helst. Dessa figurer stämmer väl överens med de analytiska konturlinjerna som uppkommer från uttrycken i tabell 4.3.

I typ I-modellen, figur 6.3a, går det att observera att i området $\log(\tan(\beta)) > 0$ blir modellen mindre beroende av blandningsvinkeln $\beta - \alpha$. För ett visst förhållande v_2/v_1 går det alltså inte att fixera ett blandningsförhållande i ekvation (4.20) mellan de olika partiklarna.

I typ II-modellen, figur 6.3b, är det noterbart att sannolikhetsområdet blir bredare runt linjen

$\log(\tan(\beta)) = 0 \implies \tan(\beta) = 1$. Längs linjen betyder detta att $v_1 = v_2$, där är alltså modellen mindre känslig för små men nollskilda $\cos(\beta - \alpha)$, även om större $\cos(\beta - \alpha)$ kan uteslutas. Ett nollskilt $\cos(\beta - \alpha)$ skulle innebära att SM:s higgspartikel är en blandning av två neutrala skalära partiklar med samma vakuumväntevärde enligt ekvation (4.20).

6.4 Modelloberoende analys och diskussion

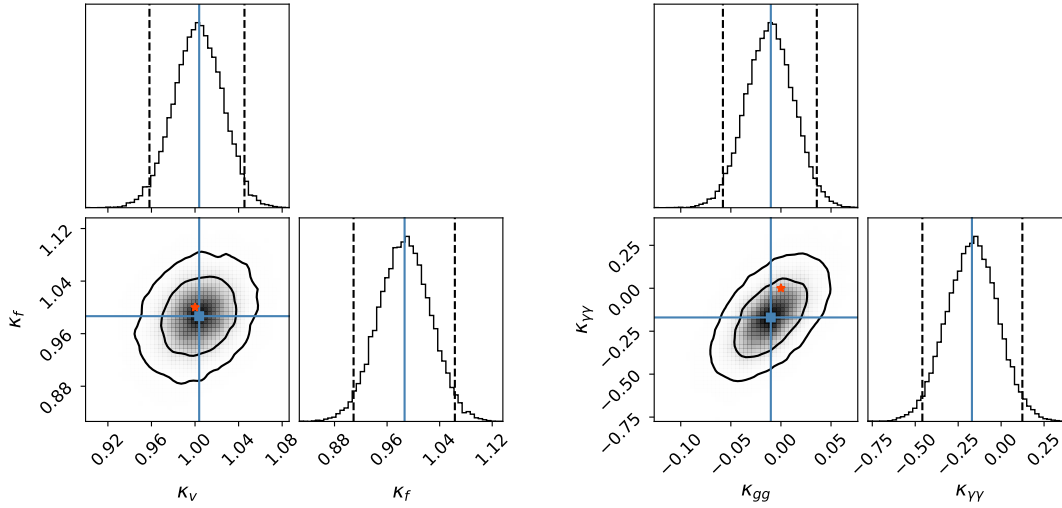


Figur 6.4: A posteriorifördelning för en global modifikationsparameter κ . Den heldragna linjen indikerar bästa anpassningsvärdet och den streckade linjen indikerar 95 % konfidensområde.

Den modelloberoende analysen gjordes först med en global modifikation $\kappa = \kappa_f = \kappa_V$ med $\kappa_{Z\gamma} = \kappa_{\gamma\gamma} = \kappa_{gg} = 0$, vilket skiljer sig från SSM eftersom κ även kan anta värden större än 1. Resultatet återfinns i figur 6.4. Parametern $\kappa = 1,00 \pm 0,04$ vid 95 % konfidens. Intervallet innehåller SM-värdet $\kappa = 1$.

Då analysen görs med två parametrar κ_f och κ_V erhålls resultaten i figur 6.5a, med $\kappa_{Z\gamma} = \kappa_{\gamma\gamma} = \kappa_{gg} = 0$. SM är markerad som den orangea stjärnan. Detta skulle innebära samma modifikation för alla fermioner och för alla vektorbosoner. Parametrarna antar värdena $\kappa_V = 1,00^{+0,05}_{-0,04}$ och $\kappa_f = 0,99^{+0,07}_{-0,08}$ vid 95 % konfidens. Återigen faller SM ($\kappa_f = \kappa_V = 1$) inom detta intervall.

Om endast $\kappa_{\gamma\gamma}$ och κ_{gg} tillåts variera, med övriga κ fixt enligt SM, kan fysik i de nya kopplingarna undersökas. Resultatet återfinns i figur 6.5b, med den orangea stjärnan som SM-värdet. Parametrarna får värdena $\kappa_{gg} = -0,01 \pm 0,05$ och $\kappa_{\gamma\gamma} = -0,17 \pm 0,29$ vid 95 % konfidens. Nollskilda kopplingar skulle motsvara introduktionen av nya partiklar med elektrisk laddning eller färgladdning. SM faller inom detta område, varför det förefaller osannolikt att sådana partiklar existerar.



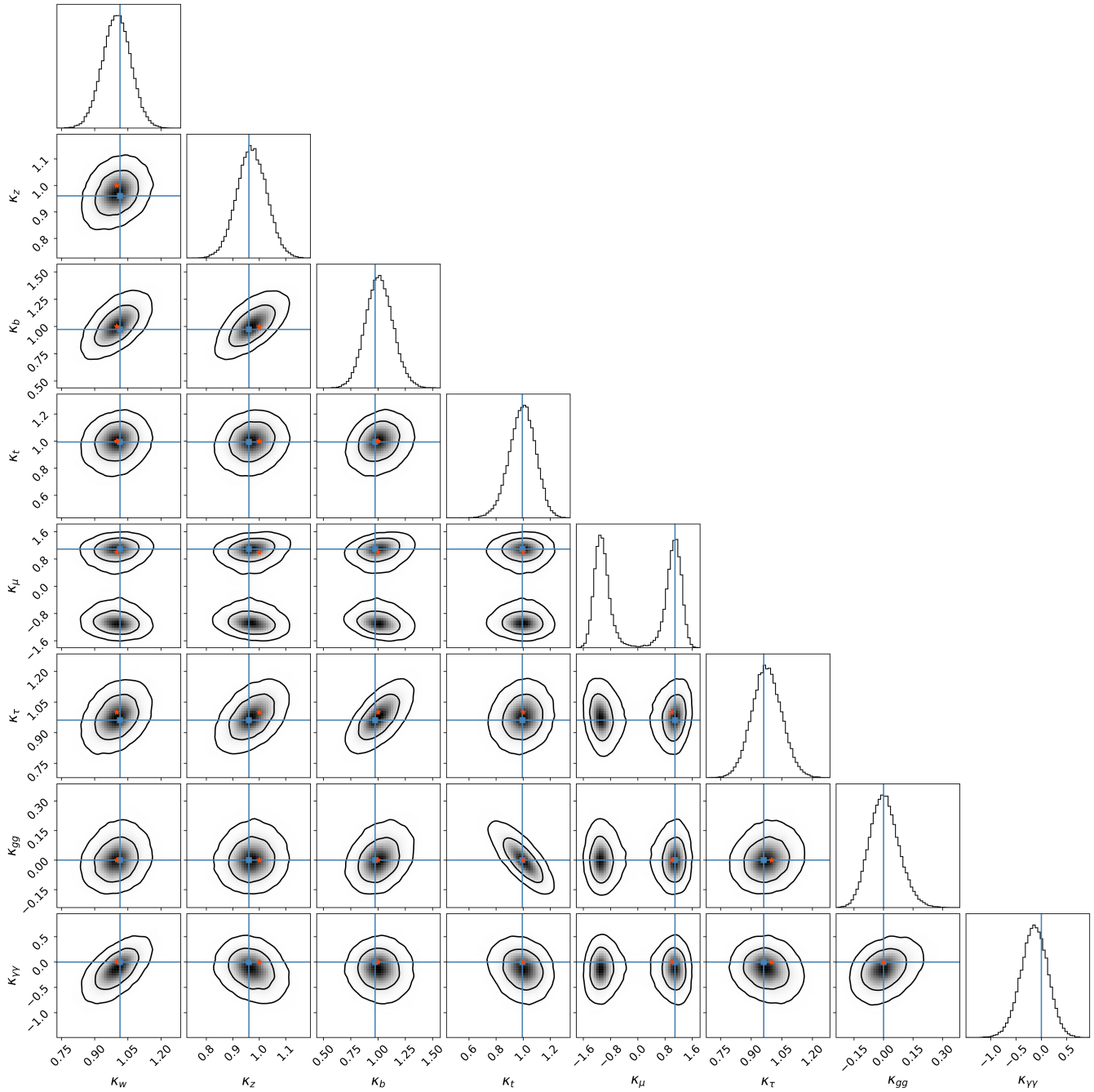
(a) Varierande parametrar κ_V och κ_f .

(b) Varierande parametrar κ_{gg} och $\kappa_{\gamma\gamma}$.

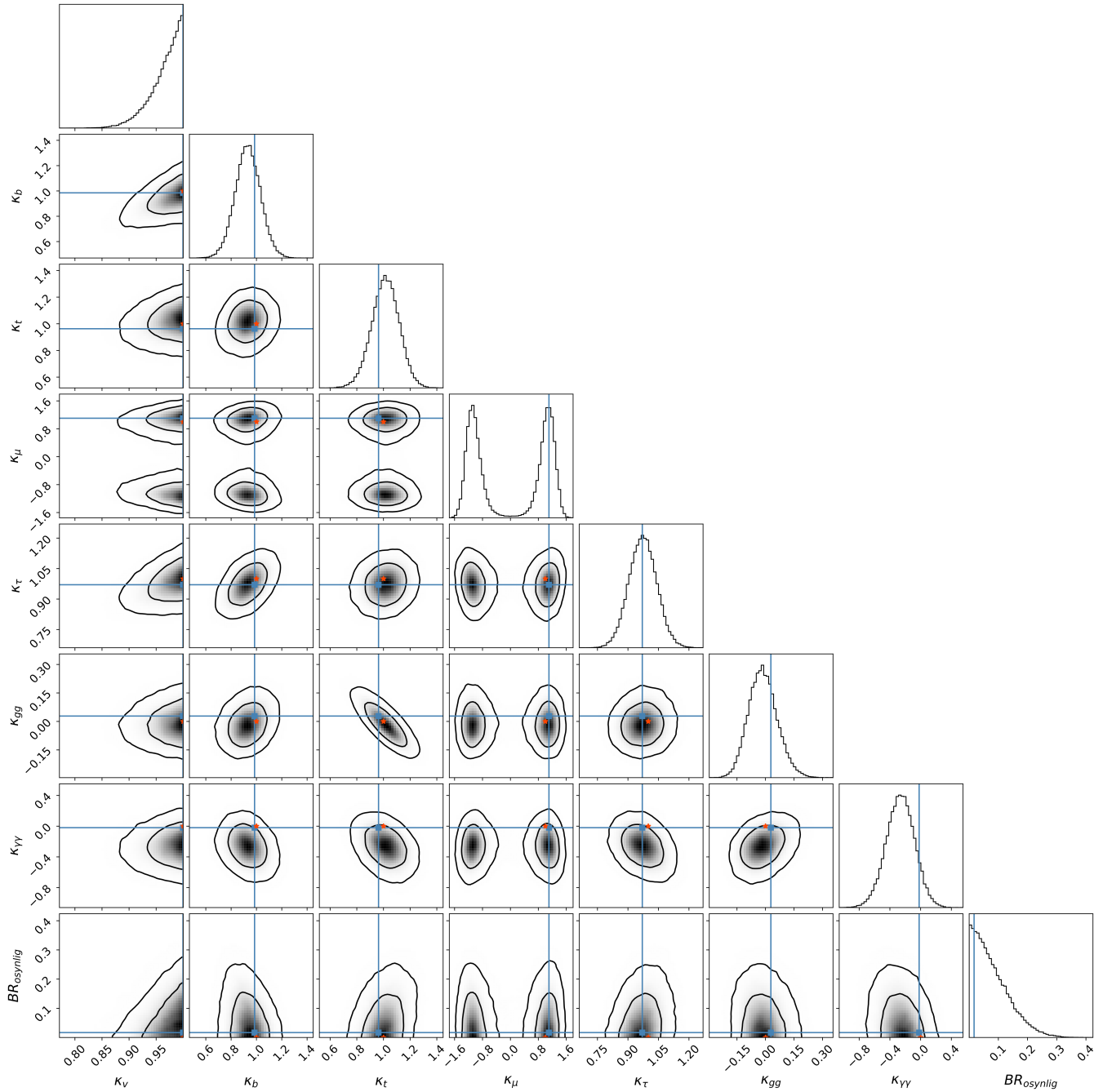
Figur 6.5: A posteriorifördelningar för modelloberoende analys med två parametrar. Den heldragna linjen indikerar bästa anpassnings-värdet och den streckade linjen indikerar 95 % konfidensintervall. I konturdiagrammen indikerar mörkare områden mer sannolikhet. Avgränsande linjer är 68 % och 95 % konfidensområde. Stjärnan indikerar SM-värdet. Övriga parametrar hålls fixt till SM-värdet enligt ekvation (4.2).

Slutligen kan en analys göras där alla κ -parametrar kan variera och få begränsningar sätts. Två sådana analyser har gjorts, dels då endast $BR_{\text{osynlig}} = 0$ med resultat i figur 6.6, dels då $\kappa_W = \kappa_Z = \kappa_V$ och $|\kappa_V| < 1$ med resultatet i figur 6.7. De orangea stjärnorna indikerar SM. Observera att κ_μ får två områden av hög sannolikhet eftersom parametern endast kommer in kvadrerad i ekvation (5.7) enligt tabell 4.2, vilket resulterar i att det inte blir någon skillnad på tecknet. I båda figurerna faller SM-värdena inom konfidensområdet.

Notera i figur 6.7 att BR_{osynlig} kan anta värden upp till 0,3 medan κ -parametrarna kan behållas kompatibla med SM. Detta beror på att valet av BR_{osynlig} inte påverkar någon κ -parameter i ekvation (5.7) och kan således variera fritt, oberoende av datan. Genom att begränsa κ_V förbättras beteendet, men BR_{osynlig} begränsas inte fullständigt. Således kan denna analys inte falsifiera BSM-modeller som innehåller BR_{osynlig} upp till 0,3.



Figur 6.6: A posteriorifördelningar för modelloberoende analys med åtta parametrar, där κ_W och κ_Z hålls separata och $BR_{\text{osynlig}} = 0$. Den heldragna linjen indikerar bästa anpassnings-värdet. I konturdiagrammen indikerar mörkare områden mer sannolikhet. Avgränsande linjer är 68 % och 95 % konfidensområden. Stjärnan indikerar SM-värdet.



Figur 6.7: A posteriorifördelningar för modelloberoende analys med åtta parametrar, där $\kappa_W = \kappa_Z = \kappa_V$ och $BR_{\text{osynlig}} \neq 0$. Den heldragna linjen indikerar bästa anpassningsvärdet. I konturdiagrammen indikerar mörkare områden mer sannolikhet. Avgränsande linjer är 68 % och 95 % konfidensområden. Stjärnan indikerar SM-värdet.

7

Slutsatser

I detta arbete har kopplingsstyrkor relaterade till higgsbosonen parametriserats och undersökts med maximum likelihood-metoden och MCMC-analys. SM och de fyra BSM-modellerna har analyserats med hjälp av κ -ramverket. Resultatet återfinns i figurer 6.1-6.7 och presenteras i form av a posterioridistributioner och tillåtna områden för κ -parametrarna vid 68 % och 95 % konfidensnivå. Den huvudsakliga slutsatsen är att SM är kompatibel med datan, men det finns fortfarande möjlighet för avvikelser. För higgsbosonens kopplingar till vektorbosonerna samt topp- och bottenkvarken tillåts kopplingsstyrkorna variera upp till 25 % från de i SM vid 95 % konfidensnivå. För andra kopplingar, exempelvis till myonen är avvikelserna större, upp till 60 % i figur 6.6. Higgsbosonen kopplar starkare till de förstnämnda partiklarna varför datan har högre precision och starkare begränsningar kan sättas.

Några slutsatser kan konstateras om tillåtna avvikelser från SM i modellerna. I SSM tillåts en blandning upp till 18 % mellan den hypotetiska skalärpartikeln och higgsbosonen. CHM kan falsifieras upp till energin 1,1 TeV. I 2HDM kan dataanalysen inte utesluta en andra dubblett, och datan indikerar även ett scenario där den andra dubbletten inte kopplar till SM. För HPDMM kan det konstateras att $BR_{\text{osynlig}} < 0,08$. Därutöver konstateras att en eventuell kopplingsstyrka mellan higgsbosonen och någon av de tre typerna av mörk materia-partiklar är begränsad till ungefär 0,1. I de modelloberoende analyserna faller SM:s förutsagda värden inom konfidensområdena, vilket innebär att den inte kan uteslutas. Det är däremot noterbart, i den modelloberoende analysen, att BR_{osynlig} tillåts anta värden upp till 0,3 vid 95 % konfidensnivå.

Analysen lider däremot av tre huvudsakliga brister, som diskuteras vidare nedan. Bristerna ändrar förmodligen inte resultaten i detta arbete men behöver tas hänsyn till om en noggrannare analys ska genomföras.

Den första och direkt förbättringsbara bristen är att all data i arbetet har antagits vara symmetriskt distribuerad runt medelvärdet. I de fall standardavvikelsen varit asymmetriskt given, har det större av avvikelserna använts. Detta leder i allmänhet till större osäkerhet i analysen och att konfidensområdena blir större. Dessutom har experimenten antagits vara okorrelerade. Genom att ta hänsyn till den asymmetriskt distribuerade datan skulle förmodligen konfidensintervallen bli mindre och noggrannare begränsningar skulle kunna sättas i modellerna. Att dessutom undersöka korrelationen mellan datapunkterna skulle innebära en mer sofistikerad dataanalys, där data från nya körningar av LHC också kan användas.

Vidare har $\kappa_{Z\gamma}$ fixerats till 0 genomgående i analysen eftersom datan i den sönderfallskanalen inte finns tillgänglig ännu. Dessutom har ingen data från cc -sönderfallskanalen kunnat användas eftersom det inte är tillräckligt noggrann. Inklusion av $\kappa_{Z\gamma}$ och data från cc -kanalen skulle innebära att fler κ -parametrar analyseras och eventuellt belysa ny fysik som inte kunnat observeras i detta arbete.

Slutligen är κ -ramverket en effektiv fältteori, och kan inte fånga in all ny fysik i higgssektorn. Den nya fysiken kan dölja sig i andra kopplingar mellan SM-fält eller med tillkomst av helt nya fält. Det finns även andra metoder för att analysera processerna i LHC, exempelvis direkt kinematisk analys där alla ingående och utgående partiklars energier och rörelsemängder mäts för att sedan undersöka avvikelser i energi, eller direkt sökning efter mörk materia-partiklar. Intensiv forskning pågår just nu i detta område, och det skulle kunna vara material för ett framtida kandidatarbete.

Uppgraderingar av LHC och framtida acceleratorprojekt kommer också tillåta utforskande av andra områden än higgssektorn inom fysiken. LHC ska uppgraderas till "High Luminosity LHC" med högre luminositet, vilket beräknas vara färdigt till 2028 [31]. Detta kommer tillåta inhämtning av ungefär tio gånger så mycket data. Det finns också planer på ännu större accelerators med energier upp till 100 TeV [32]. Trots att inget anmärkningsvärt observeras i nuläget är det möjligt att den nya fysiken kommer uppenbara sig när mer data inkommer. Vem vet vad framtiden har i görningen?

8

Referenser

- [1] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons," *Phys. Rev. Lett.*, årg. 13, s. 508–509, 16 okt. 1964. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508).
- [2] F. Englert och R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons," *Phys. Rev. Lett.*, årg. 13, J. C. Taylor, utg., s. 321–323, 1964. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321).
- [3] G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott m. fl., "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC," *Physics Letters B*, årg. 716, nr 1, s. 1–29, sept. 2012. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020).
- [4] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan m. fl., "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC," *Physics Letters B*, årg. 716, nr 1, s. 30–61, sept. 2012. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021).
- [5] CERN, *The Large Hadron Collider*. URL: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider> (hämtad 2023-04-30).
- [6] "LHC The guide," CERN, tekn. rapport, 2021. URL: <https://cds.cern.ch/record/2809109/files/CERN-Brochure-2021-004-Eng.pdf>.
- [7] M. D. Schwartz, *TASI Lectures on Collider Physics*, 2017. arXiv: [1709.04533](https://arxiv.org/abs/1709.04533) [hep-ph].
- [8] B. R. Martin, *Nuclear and Particle Physics*. John Wiley och Sons, Ltd, 2006.
- [9] A. Lopes, *CMS homes in on Higgs boson's lifetime*, dec. 2021. URL: <https://home.cern/news/news/physics/cms-homes-higgs-bosons-lifetime> (hämtad 2023-05-10).
- [10] E. Rossi, *Measurement of Higgs-boson self-coupling with single-Higgs and double-Higgs production channels*, 2020. DOI: [10.48550/ARXIV.2010.05252](https://doi.org/10.48550/ARXIV.2010.05252).
- [11] G. Cottingham, *An introduction to the standard model of particle physics*. Cambridge University Press, 2007.
- [12] M. E. Peskin och D. V. Schroeder, *An introduction to quantum field theory*. Perseus Books, 1995.
- [13] D. Griffiths, *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, Inc., 1987.
- [14] B. R. Martin och G. Shaw, *Nuclear and Particle Physics : An Introduction*. John Wiley & Sons Inc., 2019. DOI: [10.1007/978-3-319-22617-0](https://doi.org/10.1007/978-3-319-22617-0). URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-22617-0>.
- [15] R. Campbell, S. Godfrey, H. E. Logan, A. D. Peterson och A. Poulin, "Implications of the observation of dark matter self-interactions for singlet scalar dark matter," *Physical Review D*, årg. 92, nr 5, juli 2015. DOI: [10.1103/physrevd.92.055031](https://doi.org/10.1103/physrevd.92.055031). URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.92.055031>.

- [16] G. Panico och A. Wulzer, *The Composite Nambu-Goldstone Higgs*. Springer International Publishing, 2016. DOI: [10.1007/978-3-319-22617-0](https://doi.org/10.1007/978-3-319-22617-0). URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-22617-0>.
- [17] A. Falkowski, F. Riva och A. Urbano, "Higgs at last," *Journal of High Energy Physics*, årg. 2013, nr 11, nov. 2013. DOI: [10.1007/jhep11\(2013\)111](https://doi.org/10.1007/jhep11(2013)111). URL: [https://doi.org/10.1007/jhep11\(2013\)111](https://doi.org/10.1007/jhep11(2013)111).
- [18] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah m. fl., "Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV," *Journal of High Energy Physics*, årg. 2016, nr 8, aug. 2016. DOI: [10.1007/jhep08\(2016\)045](https://doi.org/10.1007/jhep08(2016)045). URL: [https://doi.org/10.1007/jhep08\(2016\)045](https://doi.org/10.1007/jhep08(2016)045).
- [19] G. Aad, B. Abbott, D. Abbott m. fl., "Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV collected with the ATLAS experiment," *Physical Review D*, årg. 101, nr 1, jan. 2020. DOI: [10.1103/physrevd.101.012002](https://doi.org/10.1103/physrevd.101.012002). URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.101.012002>.
- [20] R. Contino, M. Ghezzi, C. Grojean, M. Mühlleitner och M. Spira, "eHDECAY: An implementation of the Higgs effective Lagrangian into HDECAY," *Computer Physics Communications*, årg. 185, nr 12, s. 3412–3423, dec. 2014. DOI: [10.1016/j.cpc.2014.06.028](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2014.06.028). URL: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2014.06.028>.
- [21] S. Dawson, P. P. Giardino och S. Homiller, "Uncovering the high-scale Higgs singlet model," *Physical Review D*, årg. 103, nr 7, april 2021. DOI: [10.1103/physrevd.103.075016](https://doi.org/10.1103/physrevd.103.075016). URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.103.075016>.
- [22] D. Buttazzo, F. Sala och A. Tesi, "Singlet-like Higgs bosons at present and future colliders," *Journal of High Energy Physics*, årg. 2015, nr 11, nov. 2015. DOI: [10.1007/jhep11\(2015\)158](https://doi.org/10.1007/jhep11(2015)158). URL: [https://doi.org/10.1007/jhep11\(2015\)158](https://doi.org/10.1007/jhep11(2015)158).
- [23] S. Kanemura, S. Matsumoto, T. Nabeshima och N. Okada, "Can WIMP dark matter overcome the nightmare scenario?" *Physical Review D*, årg. 82, nr 5, sept. 2010. DOI: [10.1103/physrevd.82.055026](https://doi.org/10.1103/physrevd.82.055026). URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.82.055026>.
- [24] G. Branco, P. Ferreira, L. Lavoura, M. Rebelo, M. Sher och J. P. Silva, "Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models," *Physics Reports*, årg. 516, nr 1-2, s. 1–102, juli 2012. DOI: [10.1016/j.physrep.2012.02.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.02.002). URL: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.02.002>.
- [25] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*. Oxford University Press Inc., New York, 1998.
- [26] M. Newville, T. Stensitzki, D. B. Allen och A. Ingargiola, *LMFIT: Non-Linear Least-Square Minimization and Curve-Fitting for Python*, version 0.8.0, sept. 2014. DOI: [10.5281/zenodo.11813](https://doi.org/10.5281/zenodo.11813). URL: <https://doi.org/10.5281/zenodo.11813>.
- [27] D. Foreman-Mackey, D. W. Hogg, D. Lang och J. Goodman, "emcee: The MCMC Hammer," årg. 125, nr 925, s. 306, mars 2013. DOI: [10.1086/670067](https://doi.org/10.1086/670067). arXiv: [1202.3665](https://arxiv.org/abs/1202.3665) [astro-ph.IM].
- [28] D. Foreman-Mackey, "corner.py: Scatterplot matrices in Python," *The Journal of Open Source Software*, årg. 1, nr 2, s. 24, juni 2016. DOI: [10.21105/joss.00024](https://doi.org/10.21105/joss.00024). URL: <https://doi.org/10.21105/joss.00024>.
- [29] E. Babayev och M. Utterström, *zentabit/higgs: Kandidatarbete Chalmers VT23: Higgsbosonen bortom standardmodellen*, Egenskriven kod. URL: <https://github.com/zentabit/higgs>.

- [30] R. L. Workman m. fl., "Gauge and Higgs Bosons," Particle Data Group, tekn. rapport 083C01, 2022.
- [31] *High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical design report*. URL: <https://e-publishing.cern.ch/index.php/CYRM/issue/view/127>.
- [32] Wikipedia, *Future Circular Collider*. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Future_Circular_Collider (hämtad 2023-05-10).

A

Data från LHC

Tabell A.1: Signalstyrkor uppmätta vid ATLAS, kombinerad data för energin 7 och 8 TeV. Tomma celler innebär att data saknas.

ATLAS, energi 7 och 8 TeV	ggF	VBF	VH	ttH
bb		$-0,8 \pm 2,3$ [33]	$0,51 \pm 0,4$ [34]	$1,5 \pm 1,1$ [35]
$\tau\tau$	$2 \pm 2,3$ [36]	$2,3 \pm 1,6$ [37]	$1,24 \pm 0,88$ [36]	$2,1 \pm 1,4$ [38]
$\gamma\gamma$	$1,32 \pm 0,38$ [39]	$0,8 \pm 0,7$ [39]	$1 \pm 1,6$ [39]	$1,6 \pm 2,7$ [39]
WW	$0,98 \pm 0,29$ [40]	$1,28 \pm 0,55$ [40]	$3 \pm 1,6$ [40]	$2,1 \pm 1,4$ [38]
ZZ	$1,66 \pm 0,7$ [41]	$0,26 \pm 1,96$ [41]		$2,1 \pm 1,4$ [38]

Tabell A.2: Signalstyrkor uppmätta vid CMS, kombinerad data för energin 7 och 8 TeV. Tomma celler innebär att data saknas.

CMS, energi 7 och 8 TeV	ggF	VBF	VH	ttH
bb			$1 \pm 0,5$ [42]	$0,7 \pm 1,9$ [43]
$\tau\tau$	$0,78 \pm 0,27$ [44]	$0,94 \pm 0,41$ [44]	$0,78 \pm 0,27$ [44]	$-1,3 \pm -6,3$ [43]
$\gamma\gamma$	$1,12 \pm 0,37$ [45]	$1,58 \pm 0,77$ [45]	$-0,16 \pm 1,16$ [45]	$2,69 \pm 2,51$ [45]
WW		$0,6 \pm 0,57$ [46]	$0,39 \pm 1,97$ [46]	
ZZ	$0,8 \pm 0,46$ [47]	$1,7 \pm 2,2$ [47]	$1,7 \pm 2,2$ [47]	$0,8 \pm 0,46$ [47]

Tabell A.3: Signalstyrkor uppmätta vid ATLAS, vid energin 13 TeV. Tomma celler innebär att data saknas.

ATLAS, energi 13 TeV	ggF	VBF	VH	ttH
bb		$0,95 \pm 0,38$ [48]	$1,16 \pm 0,27$ [49]	$0,79 \pm 0,61$ [50]
$\tau\tau$	$0,96 \pm 0,34$ [51]	$0,9 \pm 0,2$ [51]	$0,98 \pm 0,61$ [51]	$1,06 \pm 1,28$ [51]
$\mu\mu$		$1,8 \pm 1$ [52]		
$\gamma\gamma$	$1,04 \pm 0,1$ [53]	$1,2 \pm 0,28$ [53]	$0,7 \pm 0,9$ [53]	$0,89 \pm 0,32$ [53]
WW	$1,1 \pm 0,21$ [54]	$0,62 \pm 0,36$ [54]	$0,92 \pm 0,53$ [55]	
ZZ	$0,96 \pm 0,16$ [56]	$1,21 \pm 0,64$ [56]	$1,44 \pm 1,58$ [56]	$1,7 \pm 2,1$ [56]

Tabell A.4: Signalstyrkor uppmätta vid CMS, vid energin 13 TeV. Tomma celler innebär att data saknas.

CMS, energi 13 TeV	ggF	VBF	VH	ttH
bb	$2,8 \pm 3,38$ [57]	$2,53 \pm 2,15$ [57]	$1,06 \pm 0,37$ [57]	$0,82 \pm 0,44$ [58]
$\tau\tau$	$0,97 \pm 0,2$ [59]		$1,8 \pm 0,46$ [59]	$0,28 \pm 1,09$ [58]
$\mu\mu$	$0,63 \pm 0,65$ [60]	$1,36 \pm 0,69$ [60]	$5,48 \pm 3,1$ [60]	$2,32 \pm 2,27$ [60]
$\gamma\gamma$	$1,1 \pm 0,2$ [61]	$0,8 \pm 0,6$ [61]	$2,4 \pm 1,1$ [61]	$2,2 \pm 0,9$ [61]
WW	$0,92 \pm 0,11$ [62]	$0,71 \pm 0,28$ [62]		$1,97 \pm 0,71$ [58]
ZZ	$1,2 \pm 0,22$ [63]	$0,05 \pm 1,03$ [63]	$0 \pm 2,83$ [63]	$0 \pm 1,3$ [58]

Tabell A.5: Branching ratio för higgsbosonen vid massan $M_h = 125,2$ GeV, hämtad från [64].

Sönderfallskanal	Branching Ratio
bb	0,5792000
cc	0,0287600
$\tau\tau$	0,0624000
$\mu\mu$	0,0002165
$\gamma\gamma$	0,0022700
gg	0,0817200
WW	0,2170000
ZZ	0,0266700
$Z\gamma$	0,0015500

A.1 Referenser för datan

- [33] M. Aaboud m. fl., "Search for the Standard Model Higgs boson produced by vector-boson fusion and decaying to bottom quarks in $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions with the ATLAS detector," *JHEP*, årg. 11, s. 112, 2016. DOI: [10.1007/JHEP11\(2016\)112](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2016)112). arXiv: [1606.02181](https://arxiv.org/abs/1606.02181) [hep-ex].
- [34] G. Aad m. fl., "Search for the $b\bar{b}$ decay of the Standard Model Higgs boson in associated $(W/Z)H$ production with the ATLAS detector," *JHEP*, årg. 01, s. 069, 2015. DOI: [10.1007/JHEP01\(2015\)069](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2015)069). arXiv: [1409.6212](https://arxiv.org/abs/1409.6212) [hep-ex].
- [35] G. Aad m. fl., "Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with top quarks and decaying into $b\bar{b}$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector," *Eur. Phys. J. C*, årg. 75, nr 7, s. 349, 2015. DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3543-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3543-1). arXiv: [1503.05066](https://arxiv.org/abs/1503.05066) [hep-ex].
- [36] G. Aad m. fl., "Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector," *JHEP*, årg. 04, s. 117, 2015. DOI: [10.1007/JHEP04\(2015\)117](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2015)117). arXiv: [1501.04943](https://arxiv.org/abs/1501.04943) [hep-ex].
- [37] G. Aad m. fl., "Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying into a tau pair in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector," *Phys. Rev. D*, årg. 93, nr 9, s. 092005, 2016. DOI: [10.1103/PhysRevD.93.092005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.092005). arXiv: [1511.08352](https://arxiv.org/abs/1511.08352) [hep-ex].

- [38] G. Aad m. fl., "Search for the associated production of the Higgs boson with a top quark pair in multilepton final states with the ATLAS detector," *Phys. Lett. B*, årg. 749, s. 519–541, 2015. DOI: [10.1016/j.physletb.2015.07.079](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.07.079). arXiv: [1506.05988](https://arxiv.org/abs/1506.05988) [[hep-ex](#)].
- [39] G. Aad m. fl., "Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector," *Phys. Rev. D*, årg. 90, nr 11, s. 112015, 2014. DOI: [10.1103/PhysRevD.90.112015](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.112015). arXiv: [1408.7084](https://arxiv.org/abs/1408.7084) [[hep-ex](#)].
- [40] G. Aad m. fl., "Study of (W/Z)H production and Higgs boson couplings using $H \rightarrow WW^*$ decays with the ATLAS detector," *JHEP*, årg. 08, s. 137, 2015. DOI: [10.1007/JHEP08\(2015\)137](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2015)137). arXiv: [1506.06641](https://arxiv.org/abs/1506.06641) [[hep-ex](#)].
- [41] G. Aad m. fl., "Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector," *Phys. Rev. D*, årg. 91, nr 1, s. 012006, 2015. DOI: [10.1103/PhysRevD.91.012006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.012006). arXiv: [1408.5191](https://arxiv.org/abs/1408.5191) [[hep-ex](#)].
- [42] S. Chatrchyan m. fl., "Search for the Standard Model Higgs Boson Produced in Association with a W or a Z Boson and Decaying to Bottom Quarks," *Phys. Rev. D*, årg. 89, nr 1, s. 012003, 2014. DOI: [10.1103/PhysRevD.89.012003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.012003). arXiv: [1310.3687](https://arxiv.org/abs/1310.3687) [[hep-ex](#)].
- [43] V. Khachatryan m. fl., "Search for the associated production of the Higgs boson with a top-quark pair," *JHEP*, årg. 09, s. 087, 2014, [Erratum: *JHEP* 10, 106 (2014)]. DOI: [10.1007/JHEP09\(2014\)087](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2014)087). arXiv: [1408.1682](https://arxiv.org/abs/1408.1682) [[hep-ex](#)].
- [44] S. Chatrchyan m. fl., "Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of τ leptons," *JHEP*, årg. 05, s. 104, 2014. DOI: [10.1007/JHEP05\(2014\)104](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2014)104). arXiv: [1401.5041](https://arxiv.org/abs/1401.5041) [[hep-ex](#)].
- [45] V. Khachatryan m. fl., "Observation of the Diphoton Decay of the Higgs Boson and Measurement of Its Properties," *Eur. Phys. J. C*, årg. 74, nr 10, s. 3076, 2014. DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3076-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3076-z). arXiv: [1407.0558](https://arxiv.org/abs/1407.0558) [[hep-ex](#)].
- [46] S. Chatrchyan m. fl., "Measurement of Higgs Boson Production and Properties in the WW Decay Channel with Leptonic Final States," *JHEP*, årg. 01, s. 096, 2014. DOI: [10.1007/JHEP01\(2014\)096](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2014)096). arXiv: [1312.1129](https://arxiv.org/abs/1312.1129) [[hep-ex](#)].
- [47] S. Chatrchyan m. fl., "Measurement of the Properties of a Higgs Boson in the Four-Lepton Final State," *Phys. Rev. D*, årg. 89, nr 9, s. 092007, 2014. DOI: [10.1103/PhysRevD.89.092007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.092007). arXiv: [1312.5353](https://arxiv.org/abs/1312.5353) [[hep-ex](#)].
- [48] G. Aad m. fl., "Measurements of Higgs bosons decaying to bottom quarks from vector boson fusion production with the ATLAS experiment at $\sqrt{s} = 13$ TeV," *Eur. Phys. J. C*, årg. 81, nr 6, s. 537, 2021. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09192-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09192-8). arXiv: [2011.08280](https://arxiv.org/abs/2011.08280) [[hep-ex](#)].
- [49] M. Aaboud m. fl., "Observation of $H \rightarrow b\bar{b}$ decays and VH production with the ATLAS detector," *Phys. Lett. B*, årg. 786, s. 59–86, 2018. DOI: [10.1016/j.physletb.2018.09.013](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.09.013). arXiv: [1808.08238](https://arxiv.org/abs/1808.08238) [[hep-ex](#)].
- [50] M. Aaboud m. fl., "Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector," *Phys. Lett. B*, årg. 784, s. 173–191, 2018. DOI: [10.1016/j.physletb.2018.07.035](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.07.035). arXiv: [1806.00425](https://arxiv.org/abs/1806.00425) [[hep-ex](#)].
- [51] G. Aad m. fl., "Measurements of Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," *JHEP*, årg. 08, s. 175, 2022. DOI: [10.1007/JHEP08\(2022\)175](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2022)175). arXiv: [2201.08269](https://arxiv.org/abs/2201.08269) [[hep-ex](#)].

- [52] G. Aad m. fl., "A search for the dimuon decay of the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector," *Phys. Lett. B*, årg. 812, s. 135 980, 2021. DOI: [10.1016/j.physletb.2020.135980](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135980). arXiv: [2007.07830](https://arxiv.org/abs/2007.07830) [[hep-ex](#)].
- [53] "Measurement of the properties of Higgs boson production at $\sqrt{s} = 13$ TeV in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel using 139 fb^{-1} of pp collision data with the ATLAS experiment," juli 2022. arXiv: [2207.00348](https://arxiv.org/abs/2207.00348) [[hep-ex](#)].
- [54] M. Aaboud m. fl., "Measurements of gluon-gluon fusion and vector-boson fusion Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," *Phys. Lett. B*, årg. 789, s. 508–529, 2019. DOI: [10.1016/j.physletb.2018.11.064](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.11.064). arXiv: [1808.09054](https://arxiv.org/abs/1808.09054) [[hep-ex](#)].
- [55] "Measurement of the Higgs boson production cross section in association with a vector boson and decaying into WW^* with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV," 2022.
- [56] G. Aad m. fl., "Higgs boson production cross-section measurements and their EFT interpretation in the 4ℓ decay channel at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," *Eur. Phys. J. C*, årg. 80, nr 10, s. 957, 2020, [Erratum: *Eur.Phys.J.C* 81, 29 (2021), Erratum: *Eur.Phys.J.C* 81, 398 (2021)]. DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-8227-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8227-9). arXiv: [2004.03447](https://arxiv.org/abs/2004.03447) [[hep-ex](#)].
- [57] A. M. Sirunyan m. fl., "Observation of Higgs boson decay to bottom quarks," *Phys. Rev. Lett.*, årg. 121, nr 12, s. 121 801, 2018. DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.121801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.121801). arXiv: [1808.08242](https://arxiv.org/abs/1808.08242) [[hep-ex](#)].
- [58] A. M. Sirunyan m. fl., "Observation of $t\bar{t}H$ production," *Phys. Rev. Lett.*, årg. 120, nr 23, s. 231 801, 2018. DOI: [10.1103/PhysRevLett.120.231801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.231801). arXiv: [1804.02610](https://arxiv.org/abs/1804.02610) [[hep-ex](#)].
- [59] "Measurements of Higgs boson production in the decay channel with a pair of τ leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV," april 2022. arXiv: [2204.12957](https://arxiv.org/abs/2204.12957) [[hep-ex](#)].
- [60] A. M. Sirunyan m. fl., "Evidence for Higgs boson decay to a pair of muons," *JHEP*, årg. 01, s. 148, 2021. DOI: [10.1007/JHEP01\(2021\)148](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2021)148). arXiv: [2009.04363](https://arxiv.org/abs/2009.04363) [[hep-ex](#)].
- [61] A. M. Sirunyan m. fl., "Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV," *JHEP*, årg. 11, s. 185, 2018. DOI: [10.1007/JHEP11\(2018\)185](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2018)185). arXiv: [1804.02716](https://arxiv.org/abs/1804.02716) [[hep-ex](#)].
- [62] "Measurements of the Higgs boson production cross section and couplings in the W boson pair decay channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV," juni 2022. arXiv: [2206.09466](https://arxiv.org/abs/2206.09466) [[hep-ex](#)].
- [63] A. M. Sirunyan m. fl., "Measurements of properties of the Higgs boson decaying into the four-lepton final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV," *JHEP*, årg. 11, s. 047, 2017. DOI: [10.1007/JHEP11\(2017\)047](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2017)047). arXiv: [1706.09936](https://arxiv.org/abs/1706.09936) [[hep-ex](#)].
- [64] CERN, *SM Higgs Branching Ratios and Total Decay Widths*, 2016. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageBR> (hämtad 2023-03-27).

INSTITUTIONEN FÖR FYSIK
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
Göteborg, Sverige
www.chalmers.se



GÖTEBORGS
UNIVERSITET



CHALMERS