

Die theoretische Herleitung des Zerfalls von Higgs-Bosonen und der Einfluss von λ_4 auf Di-Higgs-Prozesse am LHC

Besondere Lernleistung im Fach Physik

vorgelegt von:
Franziska Rauscher

betreuernder Fachlehrer:
Steffen Einhorn

externe Betreuer:
Sophie Kollatzsch (Paul Scherrer Institut, TU Dresden),
Dr. Brian Moser (CERN), Dr. Philip Sommer (CERN)

Abgabedatum: 22.12.2023

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei meiner BeLL unterstützt und motiviert haben. Besonders danke ich Sophie Kollatzsch, Dr. Brian Moser und Dr. Philip Sommer, die sich dazu bereit erklärt haben, diese Arbeit zu betreuen und mir bei Fragen immer zur Seite standen. Sie stellten sich der Herausforderung kompliziertere Zusammenhänge auf einem schülerfreundlichen Niveau zu erklären und vereinfachten Gleichungen soweit, dass es für mich möglich war, diese nachzuvollziehen und damit zu arbeiten.

Des Weiteren möchte ich mich bei dem Team von Netzwerk Teilchenwelt in Dresden, besonders Prof. Dr. Michael Kobel und Dr. Uta Bilow, bedanken. Sie unterstützten diese Arbeit maßgeblich und förderten außerdem mein Interesse an Teilchenphysik durch Angebote wie Masterclasses und Workshops oder die Projektwochen am CERN. Außerdem hatte ich durch Netzwerk Teilchenwelt die Möglichkeit, einen Einblick in die aktuelle Wissenschaft zu erhalten durch Teilnahme an einer DPG-Frühjahrstagung oder dem FSP-ATLAS-Meeting. Bei diesen Konferenzen konnte ich mich mit Wissenschaftlern aus ganz Deutschland vernetzen und Kontakte zu einigen Arbeitsgruppen knüpfen. Außerdem durfte ich durch das Fellow-Programm neue Freundschaften schließen, sowohl mit Menschen in Dresden, als auch aus ganz Deutschland.

Außerdem möchte ich Herrn Steffen Einhorn danken. Er machte mich auf Teilchenphysik und das Netzwerk Teilchenwelt neugierig und motivierte mich, mich mit Teilchenphysik auseinander zu setzen. Außerdem ermutigte er mich, diese BeLL zu schreiben und erklärte sich bereit, die schulische Betreuung dafür zu übernehmen.

Zudem danke ich der Schulleitung unter Frau Manuela Kunath, die die Teilnahme an den Angeboten von Netzwerk Teilchenwelt von schulischer Seite aus ermöglichten und mich dabei immer unterstützten.

Zuletzt möchte ich mich außerdem bei meiner Familie bedanken, die mich immer motiviert und sowohl finanziell als auch mental unterstützt haben. Sie haben es mir möglich gemacht, an den Veranstaltungen von Netzwerk Teilchenwelt teilzunehmen. Ich möchte mich auch bei meinen Freunden bedanken, die mich inspiriert und motiviert haben. Besonders erwähnen möchte ich hier Eleonore Harzer, die sich die Zeit genommen hat, diese Arbeit Korrektur zu lesen.

Kurzfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Higgs-Boson, das ein aktuelles Forschungsthema im Fachgebiet der Elementarteilchenphysik ist. Dieses Teilchen ist das zuletzt entdeckte Elementarteilchen und damit von besonderer Bedeutung, denn durch genauere Untersuchung des Higgs-Bosons können bestehende Theorien getestet werden.

Zunächst werden zum Verständnis der nachfolgenden Untersuchungen die grundlegenden Konzepte der Teilchenphysik erläutert, sowie einige quantenmechanische Methoden, mit denen gearbeitet wird. Außerdem wird ein Einblick in die Higgs-Physik gegeben und der grundlegende Mechanismus des Higgs-Bosons erläutert.

Anschließend wird mittels der störungstheoretischen Behandlung von Kopplungstermen untersucht, in welche Teilchen ein Higgs-Boson zerfallen kann. Aus den entstandenen Ter men können die verschiedenen Zerfallskanäle hergeleitet werden. Außerdem wird sich da mit auseinandergesetzt, wie man diese Zerfallskanäle in einem Detektor detektieren kann und welche Schwierigkeiten es dabei gibt. Daraus kann man schlussfolgern, welche dieser Zerfallskanäle sich am besten detektieren lassen und dementsprechend 2012 für die Ent deckung des Higgs-Bosons genutzt wurden. Zudem wird sich mit Physik beschäftigt, die über das Standardmodell hinausgeht und Beobachtungen behandelt, die mit den Kennt nissen der aktuellen Forschung noch nicht erklärbar sind. Diese Beobachtungen sind Zen trum der aktuellen Forschung, die daran arbeitet, eine Antwort darauf zu finden und um das Verständnis von Teilchenphysik noch weiter zu vertiefen.

Außerdem wird sich mit Di-Higgs-Produktion beschäftigt, Prozesse die nur sehr selten in einem Teilchenbeschleuniger stattfinden. Da das Higgs-Potential direkten Einfluss auf die se Prozesse hat, kann man durch ihre Erforschung auch Aussagen über die Theorie hinter dem Higgs-Boson treffen. Es wird hierbei untersucht, welchen Einfluss die Kopplung von vier Higgs-Bosonen aneinander auf diese Prozesse hat und wie sich Abweichungen dieser Kopplungskonstante auf den Wechselwirkungsquerschnitt der Di-Higgs-Prozesse auswirkt.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Grundlagen	3
2.1 Die vier fundamentalen Wechselwirkungen	3
2.1.1 Gravitation	4
2.1.2 Elektromagnetische Wechselwirkung	5
2.1.3 Starke Wechselwirkung	5
2.1.4 Schwache Wechselwirkung	6
2.2 Das Standardmodell	7
2.2.1 Leptonen	8
2.2.2 Quarks	9
2.2.3 Antimaterie	10
2.2.4 Bosonen	10
2.3 Physikalische Felder	13
2.4 Eichsymmetrien	14
3 Das CERN und der LHC	16
3.1 Das CERN	16
3.2 Der LHC	16
3.2.1 Technische Daten	17
3.2.2 Aufbau	18
3.2.3 Bedeutung für die Wissenschaft	18
3.3 Der ATLAS-Detektor	19
3.3.1 Technische Daten	19
3.3.2 Aufbau	19
3.3.3 Bedeutung für die Wissenschaft	23
4 Das Higgs-Boson	25
4.1 Was ist das Higgs-Boson?	25
4.2 Eigenschaften	25
4.3 Der Higgs-Mechanismus	26

4.4	Das Higgs-Potential	27
4.4.1	Die Entwicklung des Higgs-Potentials	28
4.5	Kopplung von Higgs-Bosonen aneinander	29
4.6	Kopplung des Higgs-Feldes an Fermionen	30
4.7	Störungstheorie	32
5	Forschung am Higgs-Teilchen	33
5.1	Zerfall des Higgs-Teilchens	33
5.1.1	Cross Section und Branching Ratio	33
5.1.2	Mögliche Zerfallskanäle	34
5.1.3	Detektion des Higgs-Bosons im ATLAS-Detektor	37
5.1.4	Datenüberschuss bei 95 GeV im Di-Photon-Kanal	39
5.2	Di-Higgs-Produktion	42
5.3	Der Einfluss von λ_4 auf Di-Higgs Prozesse am LHC	43
5.3.1	Das Setup	44
5.3.2	Durchführung des Grid-Scans und Fitting von κ_3 und κ_4	46
5.3.3	Vergleich mit den ATLAS-Run2-Daten	46
6	Zusammenfassung	50
A		52
A.1	Herleitung des Zusammenhangs von Masse und Lebensdauer	52
A.2	Feynman-Diagramme	52
A.3	Spin	53
A.4	On und Off Shell	53
Literatur		55

Kapitel 1

Einleitung

Masse ist eine Eigenschaft, die wir im Alltag als selbstverständlich hinnehmen. Aber wir hinterfragen nie, woher diese Eigenschaft kommt. Warum haben wir und die Dinge um uns herum eine Masse? Da wir aus Molekülen und diese wiederum aus Atomen bestehen, ist es naheliegend, dass wir durch diese Strukturen unsere Masse erhalten. Die Masse der Protonen und Neutronen im Kern der Atome ist schon sehr lange bekannt. Allerdings sind Protonen und Neutronen keine elementaren Teilchen, denn sie besitzen eine Substruktur, die sogenannten Quarks. Diese sind Elementarteilchen und werden physikalisch durch die Teilchenphysik beschrieben. So wie Quarks sind auch Elektronen elementare Teilchen. Jedoch war es lange Zeit in der Teilchenphysik unklar, wie Elementarteilchen zu ihrer Masse kommen und ob sie überhaupt Masse haben dürfen, da es bis dahin keine mathematisch konsistente Theorie zur Beschreibung der Teilchenmasse gab.

Eine Antwort darauf liefert der Higgs-Mechanismus. Er beschreibt, wie die Elementarteilchen ihre Masse erhalten. Der Higgs-Mechanismus bedingt allerdings ein neues Teilchen, das sogenannte Higgs-Boson. Dieses Teilchen wurde mitsamt des Higgs-Mechanismus zwar schon 1964 von dem britischen Physiker Peter Higgs postuliert, konnte aber erst 2012 am CERN nachgewiesen werden. Für diese Theorie wurde 2013 der Physik-Nobel-Preis vergeben. Durch diese fundamentale Entdeckung konnten Physiker Rückschlüsse darauf ziehen, wie die Massen der Elementarteilchen mit Hilfe des Higgs-Mechanismus generiert werden. Da das Higgs-Boson das neuste Teilchen ist und die Theorie dahinter keine genauen Aussagen über seine Eigenschaften gibt, ist dieses Teilchen ein Mittelpunkt der aktuellen Forschung. So werden verschiedenste Prozesse gesucht und beobachtet, bei denen das Higgs-Boson mit unterschiedlichsten Teilchen wechselwirkt. Aus diesen Daten kann man Rückschlüsse auf Eigenschaften wie Masse oder bestimmte Kopplungskonstanten ziehen. Außerdem versucht man seltene Prozesse zu beobachten, die nur mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit auftreten, wie die Higgs-Paarproduktion. Dieser Prozess dient als eine Art Schlüssel zu neuer Physik, denn viele Physiker haben Hoffnungen, durch die Beobachtung des Higgs-Bosons physikalische Phänomene zu entdecken, die noch unbekannt sind. Ziel dieser Arbeit ist es, zunächst einen generellen Überblick über das aktuelle Wissen

der Teilchenphysik zu bieten. Insbesondere wird dabei auf das Higgs-Teilchen und die dazugehörige Theorie eingegangen. Durch dieses Wissen werden die Zerfallskanäle des Higgs-Bosons hergeleitet und nach ihrer Detektierbarkeit eingeschätzt. Zudem wird die Selbstkopplung des Higgs-Bosons mit Hilfe von Messdaten untersucht. Das alles geschieht auf einem schülerfreundlichen Niveau, das heißt, dass alle Aussagen, insofern das möglich ist, begründet und mit Hilfe von Schul-Mathematik hergeleitet werden.

Diese Arbeit entstand in Zusammenarbeit mit Netzwerk Teilchenwelt, ein Projekt, das an der TU Dresden gegründet wurde, um Jugendlichen Zugang zur aktuellen Forschung im Bereich der Kern- und Teilchenphysik zu ermöglichen. Heute sind deutschlandweit Universitäten und Forschungszentren Teil dieses Projektes. So ermöglicht Netzwerk Teilchenwelt die Betreuung von Forschungsarbeiten und Praktika an großen Forschungsinstituten, wie dem CERN [1].

Kapitel 2 bildet den theoretischen Rahmen, indem zunächst die Grundlagen der Teilchenphysik erläutert werden und an die grundlegenden Prinzipien sowie den aktuellen Kenntnisstand über die Teilchenphysik herangeführt wird. Danach wird in Kapitel 3 das CERN vorgestellt, eine Großforschungseinrichtung, in der teilchenphysikalische Prozesse erforscht werden. Darauf folgend wird in Kapitel 4 der theoretische Hintergrund des Higgs-Bosons beschrieben werden. Anschließend wird in Kapitel 5 zum einen die Zerfallskanäle des Higgs-Teilchens theoretisch hergeleitet (Kapitel 5.1) und zum anderen den Einfluss der quartischen Higgs-Selbstkopplung auf Higgs-Paarproduktion am CERN untersucht (Kapitel 5.2 und Kapitel 5.3). Die Ergebnisse aus diesen Kapiteln werden in Kapitel 6 zusammengefasst und ein Ausblick auf weitere Verwendungsmöglichkeiten gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen

Das Higgs-Teilchen ist ein wichtiger, zentraler Bestandteil der Teilchenphysik und ein sehr aktuelles Forschungsthema. Um die Funktion und Wirkung dieses Teilchens zu verstehen, ist es wichtig, mit den Grundlagen der Teilchenphysik und einigen wichtigen Theorien vertraut zu sein.

Eine Konvention in der Physik ist, dass hier ein bestimmtes Einheitensystem verwendet wird. Dieses System heißt System natürlicher Einheiten. Hier werden einige Naturkonstanten auf eins gesetzt, um Formeln und Rechnungen zu erleichtern. Welche Konstanten auf eins gesetzt werden, kann je nach Teilgebiet der Physik und dem dort verwendeten Einheitensystem variieren. In der Teilchenphysik gilt: $\hbar = c = \mu_0 = \epsilon_0 = 1$ [2].

Die weiteren Grundlagen und Theorien werden in diesem Kapitel beschrieben. Die Informationen dafür wurden, wenn nicht anders angegeben, aus [3] entnommen.

2.1 Die vier fundamentalen Wechselwirkungen

Als die vier fundamentalen Wechselwirkungen bezeichnet man die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung. Durch sie lassen sich alle physikalischen Vorgänge erklären und beschreiben.

Für Objekte, die einen Abstand $r < 0,001\text{fm}$ haben, kann man die Kräfte der Wechselwirkungen mit einer Gleichung folgender Form beschreiben

$$F = \alpha \cdot \frac{x_1 \cdot x_2}{r^2}. \quad (2.1)$$

Hierbei ist α der Kopplungsparameter. Er beschreibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Teilchen und ist je nach Kraft unterschiedlich. x_1 und x_2 sind die zu der entsprechenden Wechselwirkung gehörenden Ladungen der Teilchen. Hat ein Teilchen keine Ladung, wird der Bruch in Gleichung (2.1) null und damit auch die gesamte Gleichung. Daraus folgt, dass eine Wechselwirkung nicht wirken kann, wenn ein Teilchen nicht die jeweilige Ladung besitzt.

In der klassischen Physik benutzt man für das Wirken von Wechselwirkungen das Prinzip der Kräfte. Eine Wechselwirkung wird also durch eine Kraft beschrieben. So wird beispielsweise die elektromagnetische Wechselwirkung in der Elektrodynamik durch die Coulomb-Kraft übertragen. Das funktioniert zwar auf größeren Skalen, allerdings bricht dieses Prinzip im Bereich der Teilchenphysik gewissermaßen zusammen. Daher werden Wechselwirkungen hier nicht durch Kräfte, sondern durch Wechselwirkungsteilchen übermittelt. Die Wechselwirkungen funktionieren also dadurch, dass ein geladenes Teilchen mit einem anderen geladenen Teilchen ein Wechselwirkungsteilchen, oder auch Boson genannt, austauscht. Das heißt, dass es zu jeder der Wechselwirkung mindestens ein Wechselwirkungsteilchen gibt. Eine Ausnahme bildet hierbei die Gravitation, zu der kein Boson bekannt ist [4].

2.1.1 Gravitation

Die Gravitation ist eine sehr bekannte Wechselwirkung. Durch sie ziehen sich Körper an, die Massen besitzen. Wie stark die Gravitation ist, hängt von der Masse der Körper ab, daher spüren wir sie erst bei großen Objekten wie Planeten oder Galaxien. Da sich die Massen verschiedener Planeten unterscheiden, ist auch die Gravitation auf jedem einzelnen dieser Planeten anders. Beispielsweise hat Saturn eine höhere Masse und damit eine stärkere Gravitation als die Erde.

Für den Fall der Gravitationskraft ergibt sich (2.1) zu

$$F_G = \alpha_{grav} \cdot \frac{-1}{r^2}. \quad (2.2)$$

Für die Kopplung der Gravitation zwischen Elementarteilchen gilt $\alpha_{grav} \approx \frac{1}{10^{38}}, \dots, \frac{1}{10^{45}}$, sie koppelt nur extrem schwach. Über r^2 steht kein Produkt aus zwei Ladungen, da man für die Gravitation noch kein Boson und daher auch keine Ladung gefunden hat.

Da es generell schwierig ist, mathematische Zusammenhänge zwischen der Gravitation und den anderen Wechselwirkungen herzustellen, wird die Gravitation nicht durch das Standardmodell beschrieben. Außerdem hat die Gravitation auf Teilchen nur einen sehr geringen Einfluss. Das liegt daran, dass Elementarteilchen eine so kleine Masse haben, dass von ihnen keine große, einflussreiche Gravitationskraft ausgeübt werden kann, weshalb auch α_{grav} so klein ist. Daher wird die Gravitation in der Teilchenphysik nicht berücksichtigt. Würde man es schaffen, die Gravitation mit dem Standardmodell zu vereinen, wäre man der „theory of everything“ schon ein Stück näher, jedoch gibt es noch sehr viel „Physik jenseits des Standardmodells“. Das heißt, durch die Gravitation würde zwar eine sehr große Frage gelöst werden, allerdings gibt es noch unzählige weitere Unklarheiten zum Standardmodell, die trotzdem noch geklärt werden müssten.

2.1.2 Elektromagnetische Wechselwirkung

Auch die elektromagnetische Wechselwirkung ist sehr bekannt, da wir ihr alltäglich begegnen. Ein gutes Beispiel dafür ist das Handy: Es funktioniert nur mit Strom und nutzt den Mobilfunk, WLAN oder Bluetooth. All das entsteht durch die elektromagnetische Wechselwirkung. Aber auch der Fakt, dass sich Nord- und Südpol eines Magneten anziehen, ist dieser Wechselwirkung geschuldet.

Wie schon ihr Name vermuten lässt, ist die elektromagnetische Wechselwirkung der Grund für den elektrischen Strom und den Magnetismus. Die Reichweite der Wechselwirkung ist unendlich, wobei aber ihre Kraft quadratisch mit dem Abstand der geladenen Teilchen abnimmt [5]. Daher gilt

$$F_{em} = \alpha_{em} \cdot \frac{Z_1 \cdot Z_2}{r^2}. \quad (2.3)$$

Für die elektromagnetische Wechselwirkung gilt $\alpha \approx \frac{1}{137} \gg \alpha_{grav}$.

Zur elektromagnetischen Wechselwirkung gehört die elektrische Ladung Z . Diese hat als Wert immer nur Vielfache der Elementarladung e , da eine Eigenschaft von Ladungen ist, dass sie immer gequantelt vorkommen. Allgemein heißt das, dass Ladungen von Teilchen nur bestimmte Werte annehmen können. Generell gilt für alle Ladungen, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, dass sie auch negativ sein können.

Eine weitere Eigenschaft ist, dass Ladungen additiv sind. Wenn man zum Beispiel die

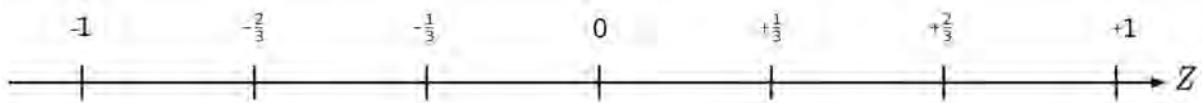


Abb. 2.1: Die möglichen Werte der elektrischen Ladung, die Elementarteilchen annehmen können [5].

Ladung eines Atomkerns ermitteln will, kann man die Ladungen der einzelnen Protonen, aus denen das Atom besteht, addieren.

Außerdem sind Ladungen erhalten, das heißt, eine Ladung verschwindet nicht einfach oder ändert sich plötzlich. Ein Elektron wird immer eine elektrische Ladung von -1 haben und bei Proton-Proton Kollisionen muss auch die Summe der elektrischen Ladungen aller entstandenen Teilchen insgesamt +2 betragen.

2.1.3 Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung ist weitaus weniger bekannt als die elektromagnetische Wechselwirkung und die Gravitation. Sie hat zwar Einfluss auf unser Leben, allerdings spüren wir sie nicht, denn sie wirkt nur auf sehr kurze Distanzen. Ihr Einfluss ist deshalb nur indirekt.

Jedoch hat sie, wie auch die anderen Wechselwirkungen, eine fundamentale Bedeutung. Durch die starke Wechselwirkung halten zum Beispiel Atomkerne zusammen [6].

Die Ladung der starken Wechselwirkung ist nicht, wie die Ladung der anderen Wechselwirkungen, eindimensional, sondern dreidimensional und wird mit Hilfe von Vektoren dargestellt, das heißt, es gilt

$$F_S = \alpha_s \cdot \frac{\vec{C}_1 \cdot \vec{C}_2}{r^2}, \quad (2.4)$$

wobei \vec{C} den Ladungsvektor beschreibt (siehe Abbildung 2.2).

Die Werte dieser Ladung sind rot, grün und blau, weshalb sie auch Farbladung genannt wird. Wenn man rot, grün und blau addiert, erhält man als Ladung den Wert weiß/farblos. Man muss aber beachten, dass das nur die Werte der Ladung sind und keine echten Farben.

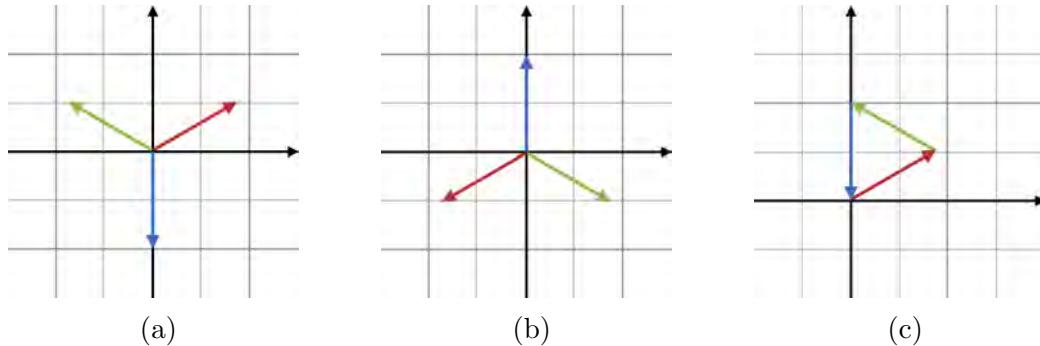


Abb. 2.2: Die möglichen Farbladungsvektoren der Quarks (a) und Anti-Quarks (b). Die Farbladungsvektoren der Quarks in einem Baryon ergänzen sich immer zu weiß (c) [3].

Zudem gibt es auch Anti-Ladungen, die ihre entgegengesetzte Ladung auslöschen. Ihre Werte betragen anti-rot, anti-grün und anti-blau. In den gewählten Abbildungen sind Teilchen mit einer Anti-Farbladung bildlich durch einen gestrichelten Rand dargestellt. Dies ist in Abbildung 2.3 abgebildet.



Abb. 2.3: Darstellung eines Up-Quarks und seinem Antiteilchen, das Antiteilchen besitzt grafisch eine gestrichelte Umrandung sowie über seiner Bezeichnung einen Strich [3].

2.1.4 Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung spüren wir ebenfalls nicht direkt, weshalb sie auch weniger bekannt ist. Sie ist aber zum Beispiel für die radioaktiven β -Zerfälle verantwortlich, also

dafür, dass sich ein Neutron unter Abgabe von einem Elektron und einem Elektron-Neutrino in ein Proton umwandeln kann [7]. Daher hat die schwache Wechselwirkung vor allem in der Atom- und Kernphysik eine große Bedeutung.

Auch die Kraft dieser Wechselwirkung kann für sehr kleine Abstände mit einer Gleichung beschrieben werden. Sie lautet

$$F_W = \alpha_w \cdot \frac{I_1 \cdot I_2}{r^2}. \quad (2.5)$$

Hierbei beschreibt I die schwache Ladung der beiden Körper.

Eine Besonderheit der schwachen Wechselwirkung ist, dass sie mit dem Higgs-Feld korrespondiert (siehe Kapitel 4.3).

2.2 Das Standardmodell

Das Standardmodell ist die fundamentale Theorie der Teilchenphysik. Es beschreibt die elementaren Teilchen der Materie und wie sie miteinander wechselwirken. Das Standardmodell umfasst die Wechselwirkungsteilchen der starken und schwachen Wechselwirkung sowie die der elektromagnetischen Wechselwirkung. Zudem sind die sogenannten Fermionen ein weiterer fundamentaler Bestandteil des Standardmodells. Aus ihnen ist die gesamte Materie, die sich um uns herum befindet, aufgebaut.

Durch das Standardmodell lassen sich die Gleichungen (2.3), (2.4) und (2.5) aus Kapitel 2.1 vereinheitlichen und präzisieren. Denn die eben genannten Gleichungen sind nur Annäherungen und gelten nur für Abstände $< 0,001\text{fm}$. Zusätzlich wurde es immer wieder durch neue Erkenntnisse ergänzt. Somit stellt es unseren aktuellen Wissensstand über die Teilchenphysik dar. Damit bildet das Standardmodell das Fundament für die aktuelle Forschung.

Das Standardmodell ist eine Quantenfeldtheorie (QFT). Solche Theorien bilden die Grundlage für Berechnungen in der Teilchenphysik. Sie kombinieren klassische Feldtheorien, wie den Elektromagnetismus, mit der Speziellen Relativitätstheorie. Diese ist notwendig, um Teilchen zu beschreiben, die sich annähernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegen.

Im Standardmodell werden die Teilchen in verschiedene Gruppen unterteilt, wie auch in Abbildung 2.4. Zunächst unterscheidet man in Fermionen und Wechselwirkungsteilchen. Zudem werden die Fermionen in Quarks und Leptonen unterteilt. Das ist möglich, da die Teilchen dieser beiden Gruppen verschiedene Eigenschaften aufweisen. Zwar können alle Fermionen schwach und elektromagnetisch wechselwirken, allerdings können nur Quarks aufgrund ihrer Eigenschaften auch stark wechselwirken. Daher kann man sie von den Leptonen trennen.

Die Materie ist in drei Generationen unterteilt. Von Generation zu Generation unterscheiden sich die Teilchen ausschließlich in ihrer Masse und damit auch in ihrer Lebensdauer.

Die Herleitung dieses Zusammenhangs wird in Kapitel A.1 beschrieben.

Neben den Elementarteilchen beschreibt das Standardmodell auch die fundamentalen Wechselwirkungen, mit Ausnahme der Gravitation. Die Wechselwirkungen werden durch Wechselwirkungsteilchen, den sogenannten Eichbosonen, übertragen.

Das Higgs-Teilchen ist ein weiteres Boson im Standardmodell. Allerdings überträgt es keine fundamentale Wechselwirkung. Stattdessen spielt es eine andere, wichtige Rolle. Welche genau wird in Kapitel 4 genauer erläutert.

Außerdem gibt es im Standardmodell die Antimaterie, das Gegenstück zur Materie. In Kapitel 2.2.3 wird darauf genauer eingegangen.

Das Standardmodell wird mathematisch auch durch den Lagrangian \mathcal{L} beschrieben (siehe Abbildung 2.5). Aus dieser Gleichung kann man die Wechselwirkungen und Eigenschaften der Teilchen ableiten, da sie alle, bisher bekannten Eigenschaften des Standardmodells darstellt.

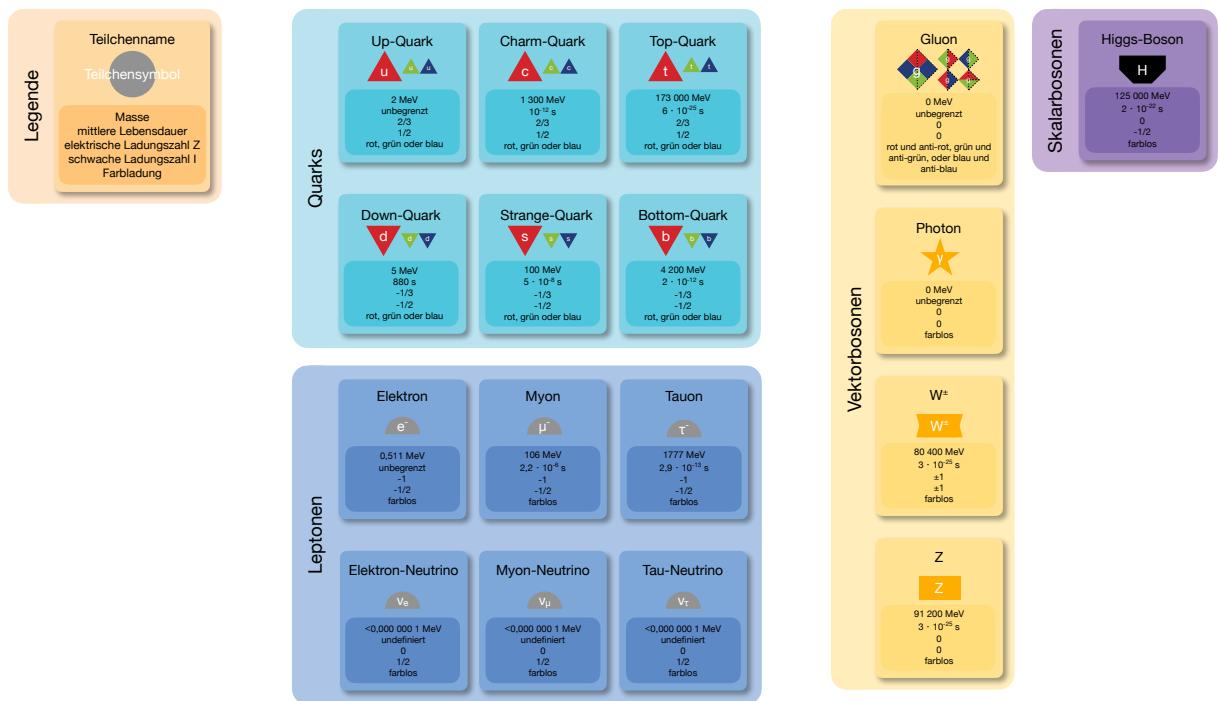


Abb. 2.4: Das Standardmodell mit der Einteilung in Fermionen (Quarks und Leptonen) und Bosonen mit den wichtigsten Eigenschaften, die in der Legende erklärt sind (selbst erstellt, inspiriert von Netzwerk Teilchenwelt [3]).

2.2.1 Leptonen

Die Leptonen gehören zu den Materienteilchen des Standardmodells. Anders als Quarks (siehe Kapitel 2.2.2) haben sie alle eine ganzzahlige elektrische Ladung.

Ihr bekanntester Vertreter ist das Elektron, denn sie sind fundamentale Bausteine von Atomen. Es ist ein Teilchen aus der ersten Generation. Die elektrische Ladung des Elektrons beträgt -1. Es hat eine schwache Ladung von $\frac{1}{2}$ und eine neutrale Farbladung.

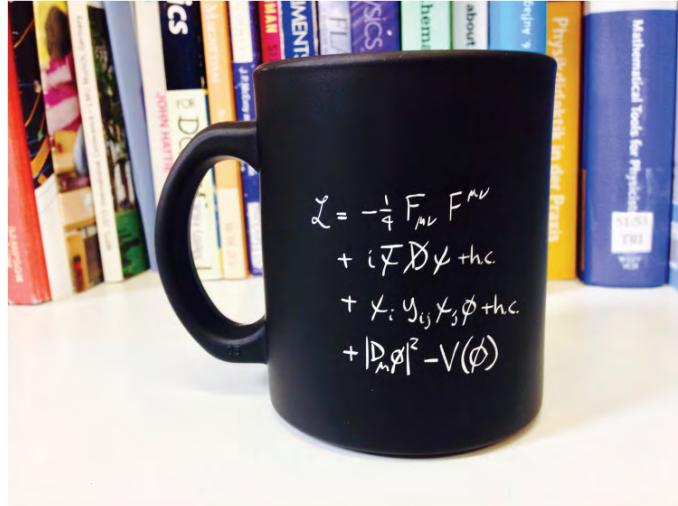


Abb. 2.5: Die Gleichung des Lagrangian auf einer Tasse [8].

Zu ihm gehört das Elektron-Neutrino. Das Neutrino ist allerdings elektrisch neutral geladen und besitzt nahezu keine Masse.

Die zweite Generation der Materie bilden das Myon und sein Neutrino. Sie haben genau die gleichen Ladungen, wie die Teilchen der ersten Generation, allerdings sind Myonen deutlich schwerer als Elektronen, womit auch ihre Lebensdauer kürzer ist (siehe Kapitel A.1).

Zur dritten Generation gehören das Tauon und das Tau-Neutrino. Sie haben ebenfalls eine größere Masse als die Vertreter der vorhergehenden Generation und zerfallen daher noch schneller.

2.2.2 Quarks

Die Quarks sind, wie die Leptonen, Elementarteilchen. Aus ihnen werden beispielsweise Protonen und Neutronen gebildet. Quarks besitzen alle drei Ladungen. Dadurch können sie an allen Wechselwirkungen teilnehmen. Auch sie werden in die drei Generationen unterteilt.

Die erste Generation bilden Up- und Down-Quarks.

Up-Quarks habe eine elektrische Ladung von $+\frac{2}{3}$ und eine schwache Ladung von $+\frac{1}{2}$. Ihre Farbladung kann zwischen rot, grün und blau variieren.

Down-Quarks unterscheiden sich von Up-Quarks nur in elektrischer und schwacher Ladung. Diese betragen $-\frac{1}{3}$ und $-\frac{1}{2}$. Ihre Farbladung kann ebenfalls rot, grün und blau annehmen.

Die zweite Generation der Quarks bilden Strange- und Charm-Quark. Sie haben die exakt gleichen Eigenschaften wie die Quarks der ersten Generation. Ihr einziger Unterschied ist, wie auch bei den Leptonen, ihre Masse. Ein Strange-Quark ist beispielsweise 20-mal schwerer als ein Down-Quark und ein Charm-Quark ist sogar 650-mal schwerer als das

zugehörige Teilchen der ersten Generation, das Up-Quark.

Top- und Bottom-Quark gehören zur dritten Generation. Auch diese Quarks haben die exakt gleichen Ladungen wie die vorherige Generation und unterscheiden sich nur in ihrer Masse. Das Top-Quark ist das schwerste Fermion im Standardmodell mit einer Masse von rund 173000 MeV, also 173 GeV.

Aus Abbildung 2.6 kann man schließen, dass man aus Quarks auch größere Teilchen bilden kann. Jedes der Quarks muss eine andere Farbladung besitzen, sodass das Teilchen aus einem roten, einem grünen und einem blauen Quark besteht. Der Grund dafür ist, dass das gebildete Teilchen nach außen hin eine neutrale starke Ladung besitzen muss. Ein Teilchen aus drei Quarks nennt man Baryon.

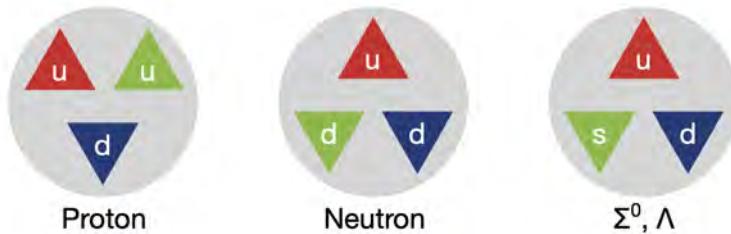


Abb. 2.6: Verschiedene Beispiele für Baryonen, die durch Kombination verschiedener Quarks entstehen (selbst erstellt, inspiriert von Netzwerk Teilchenwelt [3]).

2.2.3 Antimaterie

Neben den Elementarteilchen wird im Standardmodell eine Art Gegenstück dazu beschrieben: die Antimaterie. Sie ist ähnlich aufgebaut wie die Materie. Der einzige Unterschied zwischen Materie und Antimaterie ist, dass die Ladungen von Antiteilchen entgegengesetzt sind (Abbildung 2.7). Da sich die Antimaterie nur in der Ladung von der Materie unterscheidet, kann man die Antiteilchen genauso strukturieren wie die Materienteilchen, was auch in Abbildung 2.8 sehr gut zu erkennen ist.

Antiteilchen entstehen zum Beispiel bei dem Zerfall eines W^\pm - oder Z -Bosons. Allerdings existieren sie meistens nicht lang, selbst wenn sie es könnten. Denn aufgrund des Symmetriebruchs zwischen Materie und Antimaterie gibt es viel mehr Materie. Daher ist es sehr wahrscheinlich, dass entstandene Antiteilchen ihr entgegengesetztes Materienteilchen finden und sich dann annihilieren, also sich gegenseitig auslöschen.

2.2.4 Bosonen

Die Bosonen sind dafür verantwortlich, dass die Wechselwirkungen überhaupt erst stattfinden können (siehe Kapitel 2.1). Daher gibt es auch für jede der drei Wechselwirkungen ein oder mehrere Bosonen. Jedes Boson interagiert nur mit Teilchen, die auch die Ladung der jeweiligen Wechselwirkung tragen.



Abb. 2.7: Vergleich eines Elektrons und eines Positrons, sie haben die gleiche Masse und daher die gleiche Lebensdauer, allerdings sind ihre Ladungen jeweils umgekehrt, denn das Positron ist das Antiteilchen vom Elektron (selbst erstellt, inspiriert von Netzwerk Teilchenwelt [3]).

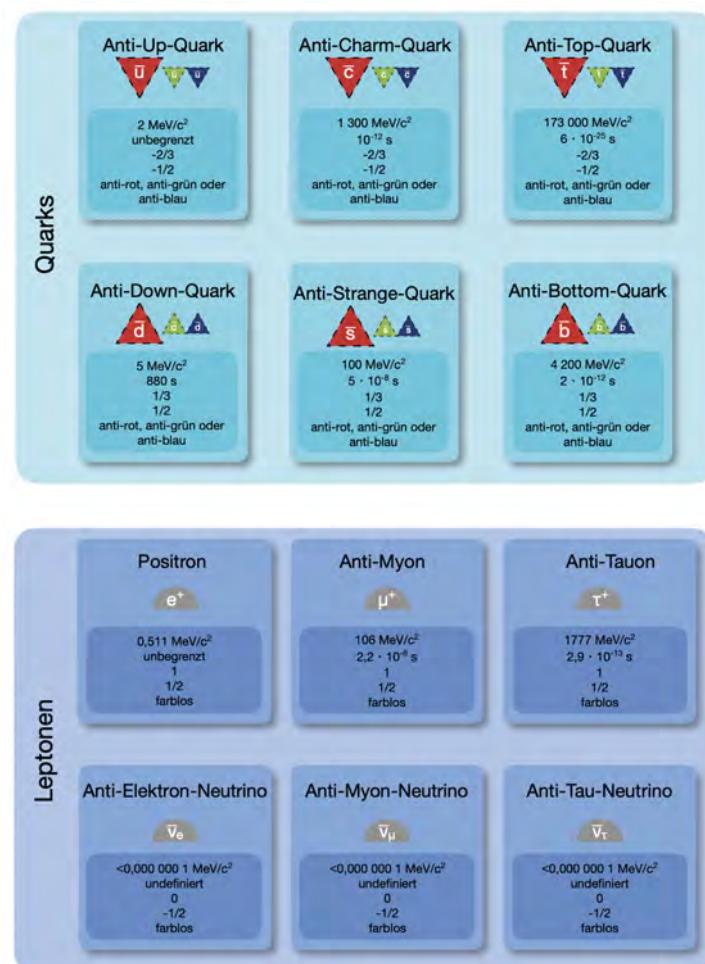


Abb. 2.8: Die Antimaterie im Standardmodell ist genauso wie die Materie aufgeteilt. Die Teilchen sind nach Anti-Quarks und Anti-Leptonen eingeteilt und mit den wichtigsten Eigenschaften versehen (selbst erstellt, inspiriert von Netzwerk Teilchenwelt [3]).

Die Wechselwirkungsteilchen werden auch Eichbosonen genannt [9], da sie zur sogenannten Eichgruppe gehören. Die Theorie dahinter heißt Eichtheorie und befasst sich mit Eichsymmetrien, auf die in Kapitel 2.4 eingegangen wird.

Alle Bosonen teilen eine Gemeinsamkeit: ihren Spin, der ganzzahlig ist. Was der Spin ist, wird in Kapitel A.3 genauer beschrieben. Bei den Eichbosonen beträgt dieser 1. Daher nennt man sie auch Vektorbosonen [10].

Zu den Vektorbosonen zählen das Gluon, das Photon, die W^\pm - und Z-Bosonen.

Photonen

Photonen sind die Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Sie werden auch als „Lichtteilchen“ bezeichnet und daher oft nur mit Licht assoziiert, obwohl sie beispielsweise auch für elektromagnetische Wellen oder Strom verantwortlich sind. Photonen haben aber selbst keine elektrische Ladung. Durch die nicht vorhandene elektrische Ladung interagieren Photonen nicht miteinander. Außerdem sind sie masselos und haben aufgrund dessen eine unendliche Lebensdauer. Daher ist ihre Reichweite auch unendlich, weshalb die elektromagnetische Wechselwirkung uns im Alltag oft begegnet.

Gluonen

Das Gluon ist das Wechselwirkungsteilchen der starken Wechselwirkung. Von ihm gibt es insgesamt 8 verschiedene Versionen mit verschiedenen Farbladungen (siehe Abbildung 2.9). Um die Farbladung der Quarks beliebig ändern zu können, haben die Gluonen selbst

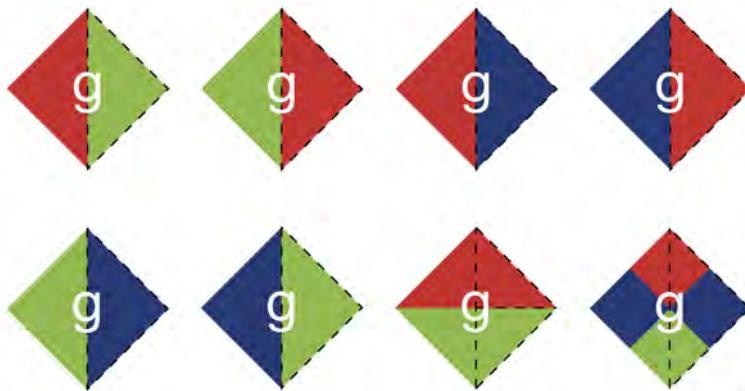


Abb. 2.9: Die verschiedenen Arten von Gluonen mit ihren unterschiedlichen Kombinationen der Farbladung [3].

unterschiedliche Farbladungskombinationen. So haben die in Abbildung 2.9 abgebildeten Gluonen verschiedene Farbladungen und Anti-Farbladungen.

Die Gluonen sind masselos und hätten daher theoretisch auch eine unendliche Reichweite. Allerdings ist ihre mittlere Reichweite nur etwa 10^{-15} m. Das liegt daran, dass Gluonen untereinander und auch mit sich selbst wechselwirken können, weil sie selbst eine Farbladung besitzen. Dadurch bremsen sie sich ab.

W- und Z-Bosonen

Die W^\pm - und Z-Bosonen sind die Wechselwirkungsteilchen der schwachen Wechselwirkung. Sie haben, im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungsteilchen, eine sehr hohe Masse. Daher ist ihre Lebensdauer, genau wie ihre Reichweite, sehr kurz. Somit hat auch die schwache Wechselwirkung insgesamt eine sehr kurze Reichweite; nur einen kleinen Bruchteil von dem Radius eines Protons. Die Größenordnungen unserer Welt liegen aber deutlich darüber, weshalb wir die schwache Wechselwirkung nicht wahrnehmen können. Die beiden W^\pm -Bosonen sind die einzigen Teilchen, die eine ganzzahlige schwache Ladung besitzen. Das W^+ -Boson hat eine schwache Ladung von +1 und eine elektrische Ladung von ebenfalls +1. Die Ladungen des W^- -Bosons sind dem genau entgegengesetzt. Daher ist das W^- -Boson das Antiteilchen zum W^+ -Boson. Eine Farbladung besitzen beide nicht. Im Gegensatz zu den W-Bosonen ist das Z-Boson komplett neutral geladen. Seine schwache und elektrische Ladung betragen beide 0 und auch seine Farbladung ist farblos. Wenn man diese Eigenschaften mit den anderen Wechselwirkungsteilchen vergleicht, stellt man fest, dass diese fast identisch mit den Eigenschaften des Photons sind.

Daraus kann man schließen, dass beide Bosonen ähnlich, wenn nicht sogar gleich mit anderen Teilchen wechselwirken müssten: Beide können in Teilchen und Antiteilchen zerfallen und wechselwirken nicht mit sich selbst. Daher kann beispielsweise in Abbildung 2.10 die gewellte Linie sowohl ein Z-Boson als auch ein Photon sein.

Allerdings gibt es dabei einen grundlegenden Unterschied zwischen Z-Boson und Photon: Das Z-Boson kann mit Neutrinos wechselwirken, das Photon aber nicht. Denn Neutrinos haben eine schwache, aber keine elektrische Ladung.

Die W^\pm - und Z-Bosonen können aufgrund ihrer Lebensdauer in Detektoren nicht aufgezeichnet werden. Man kann nur die Zerfallsprodukte messen und daraus schließen, ob diese Bosonen entstanden sind.

2.3 Physikalische Felder

Ein Feld in der Physik beschreibt, wie eine physikalische Größe, auch Feldgröße genannt, im Raum verteilt ist. Das heißt, dass jedem Punkt ein Wert zugeordnet wird. Dieser Wert ist eine reelle Zahl, also ein Skalar oder ein Vektor.

Aufgrund dessen kann man zwischen Skalarfeldern und Vektorfeldern unterscheiden [12]. Felder befinden sich ohne äußere Einflüsse in ihrem Grundzustand E_0 , dem Stadium, indem sie die wenigste Energie haben. Wenn nun aber dem Feld in einem Punkt Energie zugeführt wird, befindet es sich dort in einem Zustand höherer Energie $E > E_0$. An diesem Ort ist die Anregung äquivalent zu einem Teilchen. Andersherum kann man auch sagen: Teilchen sind „Energiebündel, die in Feldern Wellen erzeugen“ [13]. Die Änderung der Energie des Feldes ΔE ist von der Masse des Teilchens abhängig, da Energie und Masse

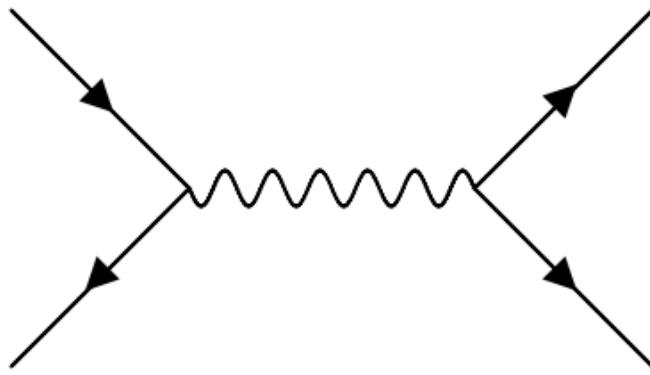


Abb. 2.10: Die Vernichtung und Entstehung von Materie und Antimaterie. Auf der linken Seite vernichten sich ein Fermion und ein Anti-Fermion gegenseitig. Dadurch entsteht ein Photon oder ein Z-Boson. Dieses Boson zerfällt danach wieder in ein Fermion-Anti-Fermion-Paar. Dieser Vorgang kann bei allen Fermionen stattfinden (Erstellt mit Feynman diagramm maker [11]).

aufgrund von $E = mc^2$ äquivalent sind. Dabei hat die Art des angeregten Feldes einen Einfluss darauf, welches Teilchen entsteht. Daher gibt es mehrere verschiedene Felder, die verschiedene Teilchen erzeugen.

Diese Konvention beruht auf der Quantenfeldtheorie (QFT). Sie ermöglicht Forschenden, die Wechselwirkung zwischen Teilchen mit höchster Präzision zu berechnen [13].

2.4 Eichsymmetrien

Wenn man an Symmetrien denkt, hat man zunächst geometrische Gebilde oder künstlerische Darstellungen im Kopf. Aber auch in der klassischen Physik, sowie in der Teilchenphysik gibt es sogenannte Symmetrien. Darunter versteht man, dass ein System nach einer bestimmten Änderung, die auch Transformation genannt wird, immer noch die gleichen physikalischen Eigenschaften, wie davor hat. Man nennt das Invarianz.

Diese Definition wird durch das Noether Theorem ergänzt. Es besagt: „Zu jeder kontinuierlichen Symmetrie eines Systems gibt es eine Erhaltungsgröße – also eine Größe, die über die Zeit unverändert bleibt“ [14].

Beispielsweise gibt es in der klassischen Physik die sogenannte Zeitinvarianz. Sie besagt, dass alle physikalischen Vorgänge unabhängig von dem Zeitpunkt sind, an dem sie stattfinden. Da dies eine Symmetrie ist, gibt es dazu auch eine Erhaltungsgröße, die Energie. Aufgrund der Zeitinvarianz gibt es den Energieerhaltungssatz.

Auch in der Teilchenphysik gibt es Symmetrien. Sie heißen Eichsymmetrien. Darunter versteht man, dass alle Prozesse unabhängig von sogenannten Eichtransformationen der Ladung sind. Das heißt, dass es egal ist, welche Farbladung als rot, blau oder grün bezeichnet wird oder was positive oder negative Ladung ist [3].

Die Eichsymmetrien entsprechen den drei Wechselwirkungen. Ihre zugehörigen Erhaltungsgrößen sind die jeweiligen Ladungen. Daher kommt das Prinzip der Ladungserhaltung.

Kapitel 3

Das CERN und der LHC

Das CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) ist die größte Forschungseinrichtung der Welt im Bereich der Physik. Hier werden zahlreiche Experimente zu Kern-, Astro- und Teilchenphysik durchgeführt. Dazu wurde der Large Hadron Collider (LHC) gebaut, mit dessen Hilfe das Standardmodell und andere Theorien immer wieder sehr genau überprüft werden. Man hofft, Ereignisse zu finden, die mit dem Standardmodell noch nicht erklärbar sind. Insgesamt kann man durch die Experimente Vorgänge in der Teilchenphysik besser verstehen und begründen, was sich primär durch die hohen Energien begründen lässt, denn an keinem anderen Ort werden Experimente mit solchen hohen Energien durchgeführt. Dadurch hat das CERN eine fundamentale Bedeutung für die Forschung.

Dieses Kapitel beruht auf den Quellen [15, 16, 17].

3.1 Das CERN

Das CERN ist eine Großforschungseinrichtung in Genf, an der Grenze zwischen Frankreich und der Schweiz. Es dient der physikalischen Grundlagenforschung. Dazu wurden zahlreiche Experimente gebaut (siehe Abbildung 3.1), wie Teilchenbeschleuniger und Detektoren. Das CERN wurde am 29. September 1954 offiziell gegründet und ist aktuell mit 23 Mitgliedstaaten und 3400 Mitarbeitern das weltweit größte Forschungszentrum, das sich auf Kern-, Astro- und Teilchenphysik spezialisiert hat.

3.2 Der LHC

Der LHC ist der größte Teilchenbeschleuniger der Welt. Er befindet sich in Genf am CERN. Seine Tiefe beträgt 50 m bis 175 m. Am 10. September 2008 wurde er in Betrieb genommen.

Im LHC werden aktuell Protonen und schwerere Ionen, wie zum Beispiel Blei-Ionen, be-

The CERN accelerator complex Complexe des accélérateurs du CERN

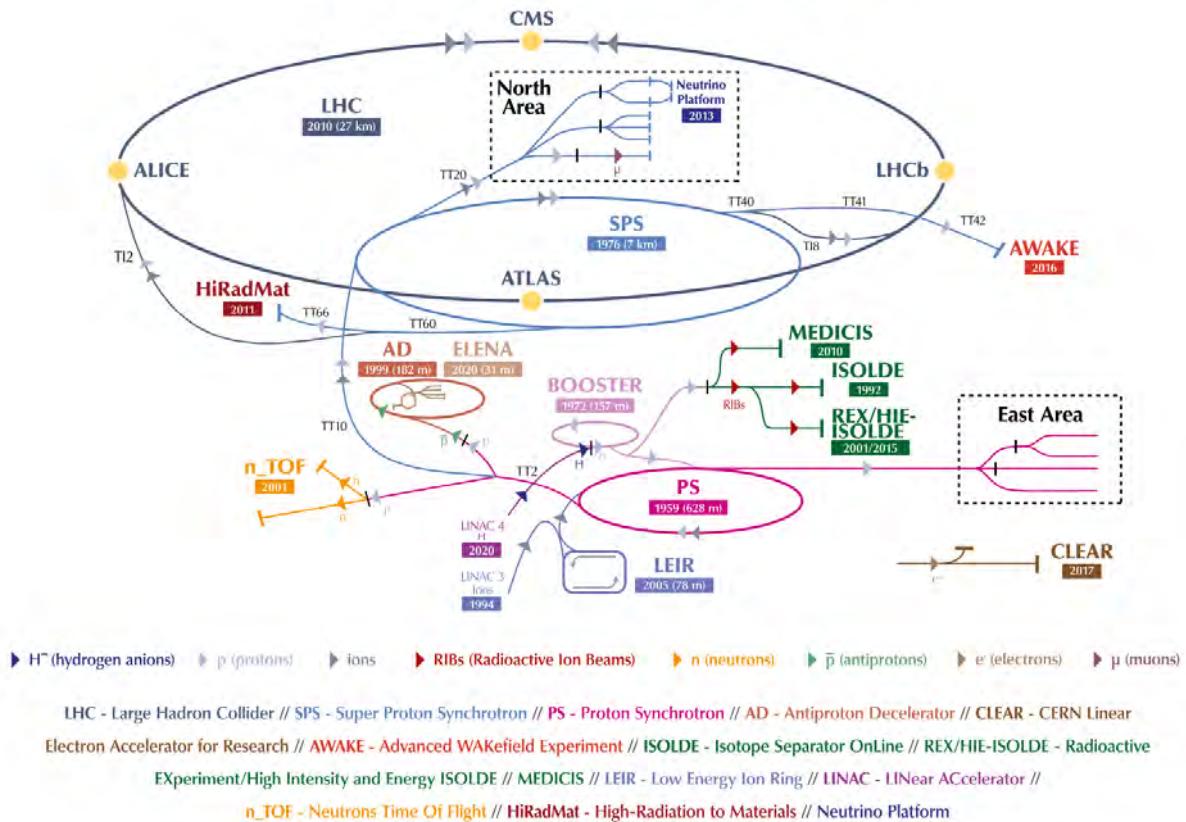


Abb. 3.1: Der Beschleuniger-Komplex am CERN mit allen (Vor-)Beschleunigern, Experimenten und den jeweils beschleunigten Teilchen (Farbe der Pfeile) [18].

schleunigt.

In der Zukunft ist einiges für den Teilchenbeschleuniger geplant, auch wenn das offizielle Ende der Laufzeit im Jahr 2035 sein soll. Trotzdem finden immer wieder Aufrüstungen und Verbesserungen statt. Außerdem gibt es Pläne, wie der LHC in Zukunft aussehen könnte. Wie beispielsweise einen „High-Energy-LHC“ oder „High-Luminosity-LHC“. Ebenso könnte der LHC als ein Vorbeschleuniger für einen noch größeren Teilchenbeschleuniger, den „Future Circular Collider“, dienen.

Aktuell läuft der dritte Run. Dafür wurde der LHC zwischen 2018 und 2022 aufgerüstet, um eine weitere große Menge an Daten zu sammeln. Diese sind wichtig für einige Datenanalysen, die auf noch unbekannte Teilchen und vor allem Zerfälle abzielen.

3.2.1 Technische Daten

Der LHC hat einen Umfang von fast 27 km und einen Tunnelröhrendurchmesser von 3,80 m. Er liegt in etwa 100 m Tiefe. In seinem Inneren befinden sich zwei Strahlrohre

und mehr als 1200 Dipolmagnete sowie fast 400 Quadrupolmagnete. Sie sind unter sehr niedrigen Temperaturen supraleitend und werden deshalb auf -271 °C heruntergekühlt. Dafür benötigt man ca. 120 MW. Das ist in etwa der Verbrauch des gesamten Kantons Genf innerhalb eines Jahres [19].

Die Teilchen haben bei Kollisionen eine sogenannte Schwerpunktsenergie \sqrt{s} . Das ist die Energie, die bei der Kollision insgesamt verfügbar ist. Sie ist bei einem „Colliding-Beam-Experiment“ (also am LHC) definiert als $\sqrt{s} = 2 \cdot E$ [20]. Da beide Protonenstrahlen eine Energie E von jeweils 7 TeV haben, ist die Schwerpunktsenergie für diesen Prozess also 14 TeV. Bei Kollision von Blei-Ionen ist diese Energie sogar noch höher, nämlich ca. 1150 TeV. Das liegt an der hohen Masse der Blei-Ionen.

Durch das Ultrahochvakuum, mit einem Druck von $1013 \cdot 10^{-10}$ mbar [21], ist der LHC der Ort auf der Erde, an dem ein höheres Vakuum als im Weltall herrscht.

3.2.2 Aufbau

Die zwei Strahlröhren des LHC überschneiden sich an den vier Stellen, an denen die Detektoren sitzen. In jeder Röhre ist der Teilchenstrahl genau entgegengesetzt zum Teilchenstrahl in der anderen Röhre gerichtet, um Kollisionen zu erzeugen.

Zudem gibt es mehrere Vorbeschleuniger, um die Teilchen auf ihre Zielgeschwindigkeit zu beschleunigen. So werden zum Beispiel im Super-Proton-Synchrotron (SPS) Protonen und Blei-Ionen beschleunigt und dann in den LHC weitergeleitet.

Für den LHC gibt es zwei verschiedene Modi: den Proton- und den Bleimodus. Im Protonenmodus befinden sich etwa 2800 Protonenpakete in den Strahlröhren. Diese Pakete werden vorher in den einzelnen Vorbeschleunigern beschleunigt und erreichen im LHC bei der Kollision eine Energie von 13 bis 14 TeV, das heißt jedes der Protonen hat eine Energie von etwa 6,5 bis 7 TeV. Das entspricht in etwa der Bewegungsenergie einer Mücke. Für uns ist das nicht viel, doch für ein Proton ist das mehr als das 800 000-fache seiner Ruhemasse. Beim Kreuzen der Strahlröhren kollidieren aus den Protonenpaketen jeweils 20 bis 40 Protonen miteinander, was zu etwa 800 Millionen Kollisionen pro Sekunde führt. Im Bleimodus werden Blei-Kerne vorher in kleineren Teilchenbeschleunigern beschleunigt und anschließend in den LHC eingeleitet. Dort kollidieren sie beim Kreuzen der Strahlröhren. Dieser Modus wird zum Beispiel für die Bildung von Quark-Gluon-Plasma verwendet, jedoch nutzt man ihn wesentlich seltener als den Protonenmodus.

3.2.3 Bedeutung für die Wissenschaft

Mit Hilfe des LHCs werden Grundlagen der Teilchenphysik, wie die Theorie des Standardmodells, überprüft. Es konnten bestimmte Teilchen nachgewiesen werden, beispielsweise das Higgs-Teilchen [22, 23] oder Hadronen mit bis dahin noch unbekannten Quark-Kombinationen [24].

Durch die Bildung von Quark-Gluon-Plasma kann man die Bedingungen nach dem Urknall nachbilden und genauer erforschen.

Außerdem wird der LHC auch für die Teilchenphysik jenseits des Standardmodells genutzt. So wird zum Beispiel an der Existenz der Supersymmetrie (siehe auch Kapitel 5.1.4), einer Erklärung für die „Dunkle Materie“, der „theory of everything“ oder an der Entdeckung einer anderen Raumdimension geforscht.

3.3 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist ein Teilchendetektor am LHC. Die Abkürzung ATLAS steht für „A Toroidal LHC ApparatuS“, auf Deutsch „ein torusförmiger LHC-Apparat“. Der Begriff „torusförmig“ kommt daher, da die Magnete, die in ATLAS verbaut sind, eine bestimmte mathematische Form aufweisen, die als Torus bezeichnet wird. ATLAS ist bisher der größte Teilchendetektor weltweit.

Neben dem Detektor gibt es auch eine ATLAS-Kollaboration, in der mehr als 3200 WissenschaftlerInnen aus 38 Ländern forschen. Sie kommen aus 177 Instituten, von denen sich 18 in Deutschland befinden [25].

3.3.1 Technische Daten

Der ATLAS-Detektor ist zylinderförmig. Seine Länge beträgt 46 Meter, damit ist er etwa so hoch, wie ein fünfstöckiges Haus. Er hat einen Durchmesser von 25 Meter und wiegt etwa 7000 Tonnen [17]. ATLAS besteht aus einem ringförmigen Magnetsystem, in dem sich 8 supraleitende Magnetspulen befinden. Der Detektor enthält mehr als 100 Millionen elektrische Kanäle, die etwa 40 Millionen mal in einer Sekunde ausgelesen werden.

3.3.2 Aufbau

ATLAS besteht aus vier Mess-Systemen, die in einer Zwiebelschalenstruktur angeordnet sind, wie auch in Abbildung 3.2 zu erkennen ist. Jedes System zeichnet dabei nur bestimmte Arten von Teilchen auf, hauptsächlich werden dafür die Eigenschaft von elektrischer Ladung und die ionisierende Eigenschaft von Photonen genutzt.

In diesem Kapitel werden die Bestandteile von innen nach außen beschrieben. Den Anfang stellt also der innere Detektor dar, während die Myonenkammern den Schluss bilden, da sie ganz außen liegen.

Die hauptsächlichen Quellen dieses Kapitels sind [17, 26, 27, 28, 25, 29].

Der innere Detektor

Der innere Detektor ist das kleinste Mess-System des ATLAS-Detektors, was in Abbildung 3.4 zu sehen ist. Es besteht aus drei Schichten, siehe auch Abbildung 3.3.

Die innerste Schicht heißt Pixel-Detektor. Der Name kommt daher, weil er aus vier Schichten von Silizium-Pixeln besteht. Jedes dieser 92 Millionen Pixel ist kleiner als ein Sandkorn. Wenn nun ein Teilchen durch den Pixel-Detektor fliegt, hinterlässt es in den durchflogenen Pixel jeweils Energie. Daraus kann man mit einer Präzision von $10\mu\text{m}$ die Quelle des Teilchens sowie seinen Impuls bestimmen.

Um den Pixel-Detektor liegt der Halbleiter-Tracker. Er besteht aus 6 Millionen Streifen aus Silizium-Sensoren. Diese funktionieren ähnlich wie die Pixel im Pixel-Detektor. Trotzdem hat der Halbleiter-Tracker eine geringere Auflösung von $25\mu\text{m}$.

Die dritte Schicht bildet der Transition Radiation Tracker. In ihm befinden sich 300 000 extrem kleine Röhrchen, die mit Gas gefüllt sind. Wenn ein Teilchen durch das Gas fliegt, wird dieses ionisiert und gibt ein detektierbares elektrisches Signal ab.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Die beiden Kalorimeter sind zwei kompakte Mess-Systeme, die beide auf dem gleichen Prinzip zur Detektierung von Teilchen beruhen. Daher werden sie oft als ein Bestandteil gesehen, wie es auch in den Abbildungen 3.5 und 3.6 dargestellt ist. Trotzdem kann man beide Kalorimeter differenzieren.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus verschiedenen Schichten. Sie sind aus

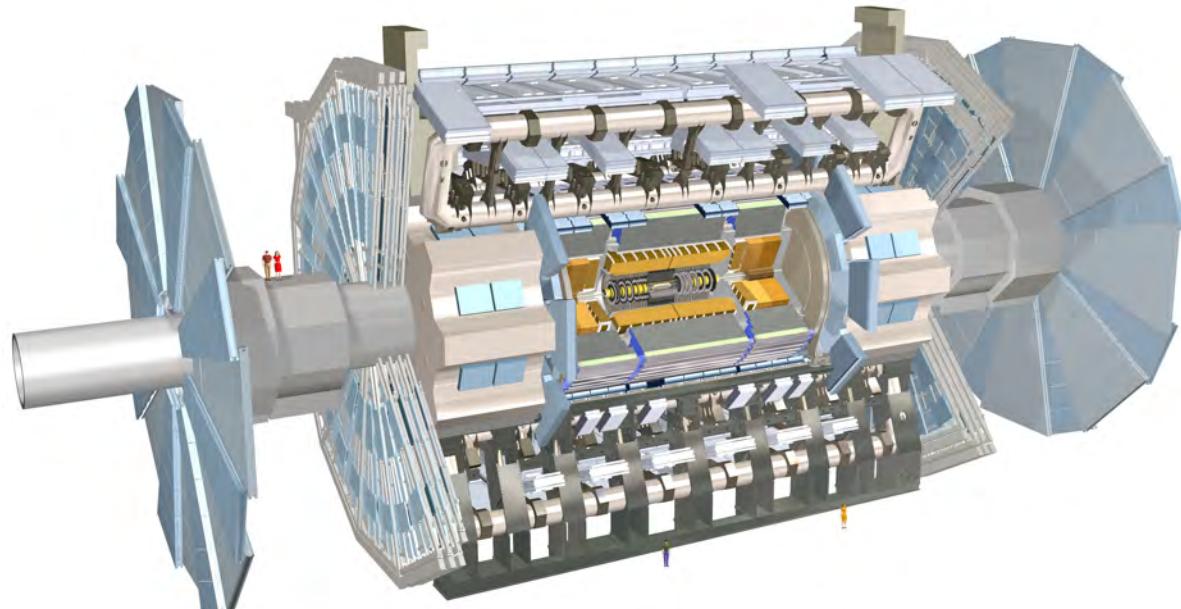


Abb. 3.2: Der Aufbau des ATLAS-Detektors. Zum Größenvergleich sind links und unten Menschen abgebildet [30].

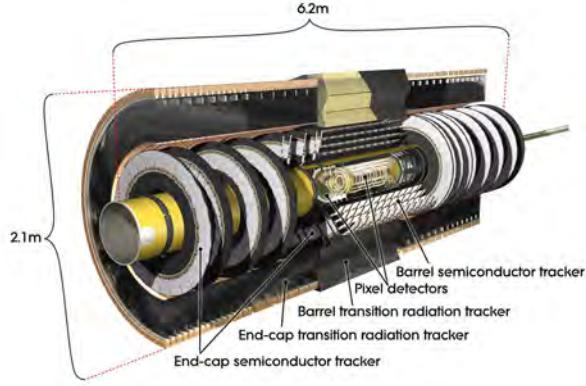


Abb. 3.3: Der innere Detektor, in der Mitte befinden sich die zwei Schichten aus Silizium (grau) und außen herum sind die mit Gas gefüllten Röhrchen [26].

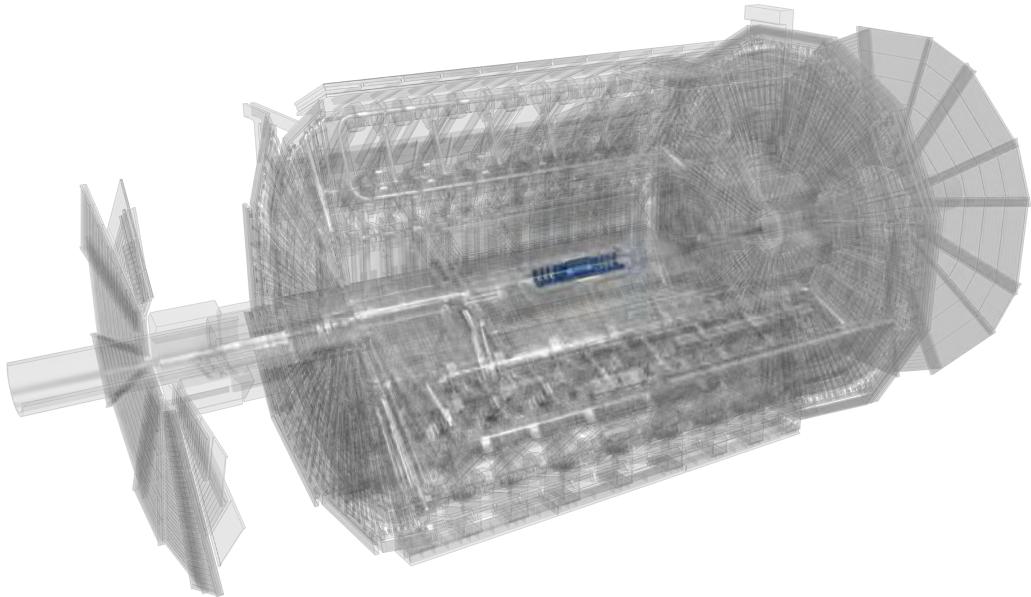


Abb. 3.4: Die Lage des inneren Detektors (blau) innerhalb von ATLAS. Er ist der kleinste Bestandteil, liefert dafür aber die Messungen mit der höchsten Auflösung der Teilchenspuren [30].

unterschiedlichen Metallen, wie zum Beispiel Kupfer, Wolfram oder Blei, gemacht. Die Schichten sind in einer typischen Akkordeonstruktur angeordnet, um alle Teilchen zu erfassen. Ihre Aufgabe ist es, energiereiche Teilchen in Teilchenschauer umzuwandeln und sie damit abzubremsen. Dazwischen befindet sich flüssiges Argon, das durch die hindurch fliegenden Teilchen ionisiert wird. Dadurch entsteht ein elektrisches Signal, welches aufgezeichnet werden kann.

Um das Argon flüssig zu halten, muss das Kalorimeter auf mindestens -184°C gehalten werden.

Mit dem elektromagnetischen Kalorimeter können Elektronen, Myonen und Jets sowie die jeweiligen Antiteilchen aufgezeichnet werden, da diese an der elektromagnetischen Wechselwirkung teilnehmen. Neutrinos werden nicht aufgezeichnet, da sie keine elektri-

sche Ladung haben.

Trotzdem ist es möglich, festzustellen, ob Neutrinos bei einer Kollision entstanden sind. Denn auch in den Detektoren gelten Erhaltungssätze wie Energieerhaltung und Impulserhaltung. Insbesondere der Impulserhaltungssatz ist hierfür wichtig, denn die Transversalimpulse aller Teilchen müssen null ergeben. Der Grund dafür ist, dass die kollidierenden Protonen keinen Transversalimpuls besitzen. Da auch Neutrinos einen solchen Impuls besitzen, dieser aber nicht detektiert werden kann, kann über die Differenz der Impulse ermittelt werden, ob Neutrinos entstanden sind.

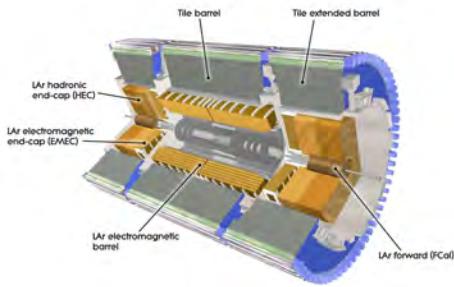


Abb. 3.5: Die beiden Kalorimeter, innen befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter (braun) und außen das hadronische Kalorimeter (grün/blau) [27].

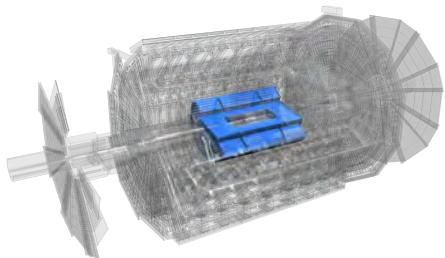


Abb. 3.6: Die Lage der Kalorimeter (blau) innerhalb des ATLAS-Detektors. Sie umschließen den inneren Detektor. [30]

Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter ist der schwerste Teil des gesamten Detektors. Es wiegt ungefähr 2900 Tonnen und besteht aus abwechselnden Schichten aus Stahl und szintillierenden Plastikfließen.

Wenn Teilchen auf die Stahlschichten treffen, werden Teilchenschauer aus neuen Teilchen gebildet. Treffen diese auf die Plastikfließen, werden sie in Photonen umgewandelt, welche in ein elektrisches Signal umgewandelt werden können, welches wiederum abgelesen werden kann.

Mit dem hadronischen Kalorimeter werden Myonen, Anti-Myonen und Jets aufgezeichnet, da diese eine elektrische Ladung besitzen und daher an der elektromagnetischen Wechselwirkung teilnehmen. Elektronen und Positronen könnten auch aufgezeichnet werden, sie werden allerdings vom elektromagnetischen Kalorimeter so sehr abgebremst, dass sie das hadronische Kalorimeter in der Regel nicht erreichen.

Myonenkammern

Die Myonenkammern sind der äußerste Teil des ATLAS-Detektors (siehe Abbildung 3.8). Insgesamt gibt es davon 4000 einzelne Myonenkammern, die in verschiedene Kategorien unterteilt werden können.

In den Thin Gap Chambers und den Resistive-Plate Chambers befindet sich Gas, das ionisiert wird, sobald Myonen hindurchfliegen. Die ionisierten Atome und Elektronen werden durch ein Magnetfeld zur Mitte der Kammern gezogen, wo zunächst die Richtung dieser Teilchen bestimmt wird. Wenn man nun alle Kammern betrachtet, kann man daraus schließen, wo das detektierte Teilchen entlang geflogen ist.

Zudem befinden sich in den Myonenkammern sogenannte Monitored Drift Tubes. Wie das Wort „Drift“ schon sagt, messen sie, in welche Richtung und wie stark das Teilchen abgelenkt wird. Der letzte Bestandteil der Myonenkammern sind die Catode Strip Chambers. Sie ermitteln die genauen Koordinaten der Teilchen mit einer Auflösung von $60\mu\text{m}$.

Durch Zusammenführen der Daten aller Bestandteile kann so eine sehr genaue Bahn des Teilchens rekonstruiert werden. Alle Bestandteile der Myonenkammern sind in Abbildung 3.7 abgebildet und beschriftet.

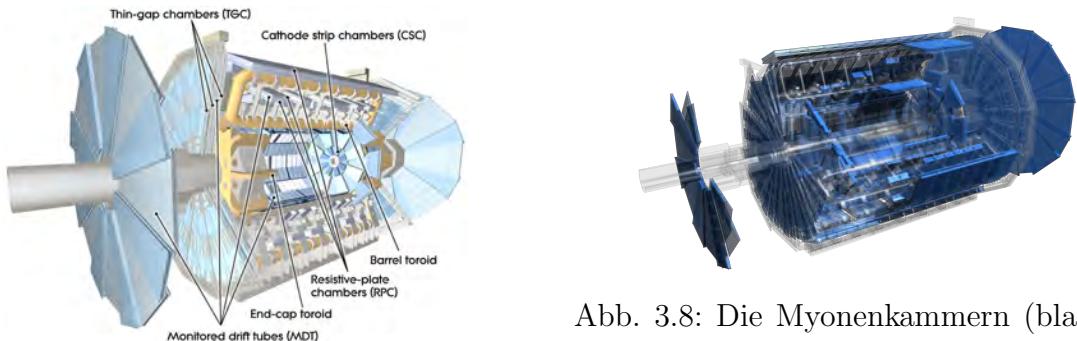


Abb. 3.7: Der Aufbau Myonen-Kammern, an den Enden befinden sich jeweils die Thin Gap Chambers und an den Seiten die Resistive-Plate Chambers. [28]

Abb. 3.8: Die Myonenkammern (blau) im Vergleich zum restlichen Detektor. Sie sind der größte Bestandteil von ATLAS. Innerhalb dieser Schicht befinden sich auch die für ATLAS typischen Torroid-Magneten. [30]

3.3.3 Bedeutung für die Wissenschaft

Der ATLAS-Detektor hat eine sehr große Bedeutung für die Wissenschaft. Durch ihn sind sehr präzise Messungen möglich, die für die Forschung in der Elementarteilchenphysik sehr wichtig sind. Zudem spielte ATLAS eine zentrale Rolle bei der Entdeckung des Higgs-Teilchens im Jahr 2012. Durch den Detektor war es möglich, eine Abweichung von 5σ vom Untergrund zu erzielen und somit die Entdeckung des Higgs-Teilchens zu verifizieren. Offizielle Diagramme der Entdeckung sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Die Hauptaufgaben des ATLAS-Experiments sind neue Teilchen zu finden und Theorien über diese zu bestätigen oder auszuschließen. Zum Beispiel sucht man Teilchen aus der Theorie der Supersymmetrie, die besagt, dass es zu jedem Teilchen im Standardmodell ein jeweils symmetrisches Teilchen gibt, dessen Spin sich um $\frac{1}{2}$ von dem Ausgangsteilchen unterscheidet. Dafür sucht man in den Daten nach Ereignissen, die auffällig sind und für die man noch keine Erklärung gefunden hat.

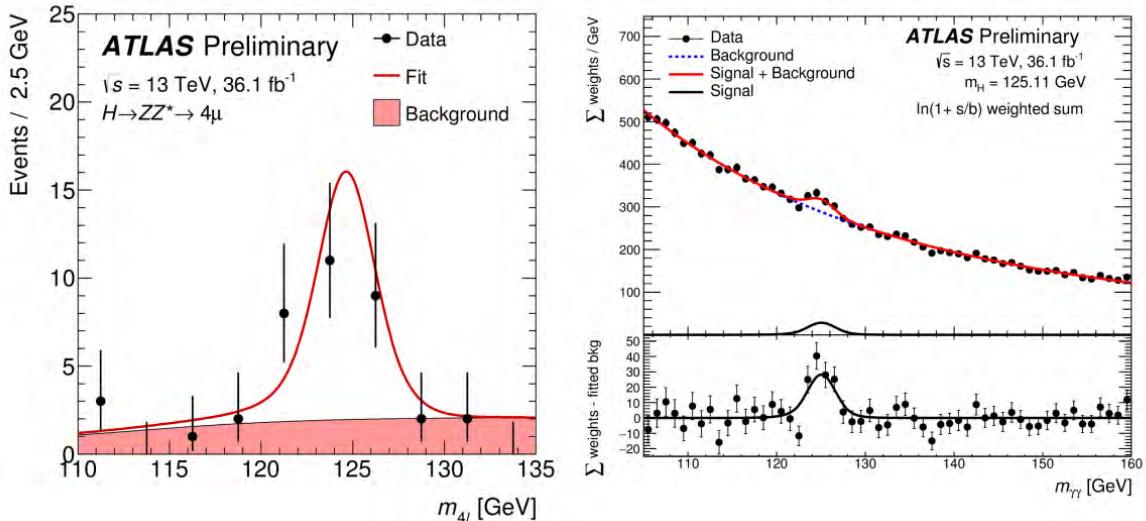


Abb. 3.9: Entstandene Plots der Higgs-Masse aus den ausgewerteten ATLAS-Daten, deutlich zu erkennen sind die Peaks bei der Masse des Higgs-Bosons $m_H = 125 \text{ GeV}$ [31].

Außerdem werden mit Hilfe des ATLAS-Detektors Parameter des Standardmodells gemessen oder berechnete Werte überprüft. Ein aktuelles Beispiel ist die Higgs-Selbstkopplung (siehe Kapitel 4.5). An diesem Phänomen wird weltweit geforscht, um bestimmte Kopp lungsparameter experimentell nachzuweisen.

Kapitel 4

Das Higgs-Boson

Mit seiner Entdeckung im Jahr 2012 am LHC in Genf ist das Higgs-Boson das neueste Teilchen im Standardmodell. Trotz unzähliger Messungen, die seitdem durchgeführt wurden, um seine Eigenschaften zu bestimmen und Theorien zu testen, ist es immer noch das Elementarteilchen, über das wir am wenigsten wissen. Aus diesem Grund fasziniert es tausende Forschende weltweit und ist daher Gegenstand der aktuellen Forschung. In diesem Kapitel sollen einige grundlegende Eigenschaften sowie ein Teil des theoretischen Hintergrunds des Higgs-Bosons genauer erläutert werden.

4.1 Was ist das Higgs-Boson?

Das Higgs-Teilchen wurde nach dem Physiker Peter Higgs benannt. Dieser hat in Kollaboration mit anderen Physikern die Theorie des Higgs-Bosons und des Higgs-Felds entwickelt. Diese Theorie wurde später durch Experimente am CERN bestätigt.

Die Funktion des Higgs-Teilchens besteht darin, der Materie ihre Masse zu verleihen. Dies funktioniert mit Hilfe des Higgs-Mechanismus, der in Kapitel 4.3 näher erklärt wird.

Das Higgs-Teilchen ist ein Teil des Standardmodells. Es ist wie Photonen, W-Teilchen, Z-Teilchen und Gluonen ein Boson. Allerdings hat es eine andere Bosonen-Kategorie, es gehört zu den „Skalarbosonen“. Der Name kommt daher, da das Teilchen einen Spin von null besitzt (siehe auch Kapitel A.3).

4.2 Eigenschaften

Eine sehr wichtige Eigenschaft des Higgs-Bosons ist, dass es eine schwache Ladung besitzt. Dadurch kann es mit anderen Teilchen, die auch eine schwache Ladung haben, wechselwirken. Daher haben alle Teilchen, die schwach geladen sind, auch eine Masse.

Die Masse des Higgs-Bosons ist im Standardmodell ein freier Parameter, das heißt, dass diese Eigenschaft nur experimentell durch Messungen bestimmt werden kann. So versu-

chen beispielsweise der ATLAS und der CMS Detektor am CERN die Masse des Higgs-Bosons (aktuell $m_H = 125$ GeV) möglichst genau zu bestimmen. Dafür werten sie Ereignisse aus, die durch einen Higgs-Zerfall entstehen, siehe Abbildung 4.1.

Solche Ereignisse kann man aber nur sehr selten finden. Das liegt zum einen daran, dass Higgs-Teilchen generell nur sehr selten entstehen. Zum anderen können sie vom Detektor nicht aufgezeichnet werden, da sie aufgrund ihrer hohen Masse sehr schnell zerfallen, sodass sie erst gar nicht im Detektor ankommen. Man kann aber die Zerfallsprodukte messen, wie in Kapitel 5.1.3 genauer erläutert wird.

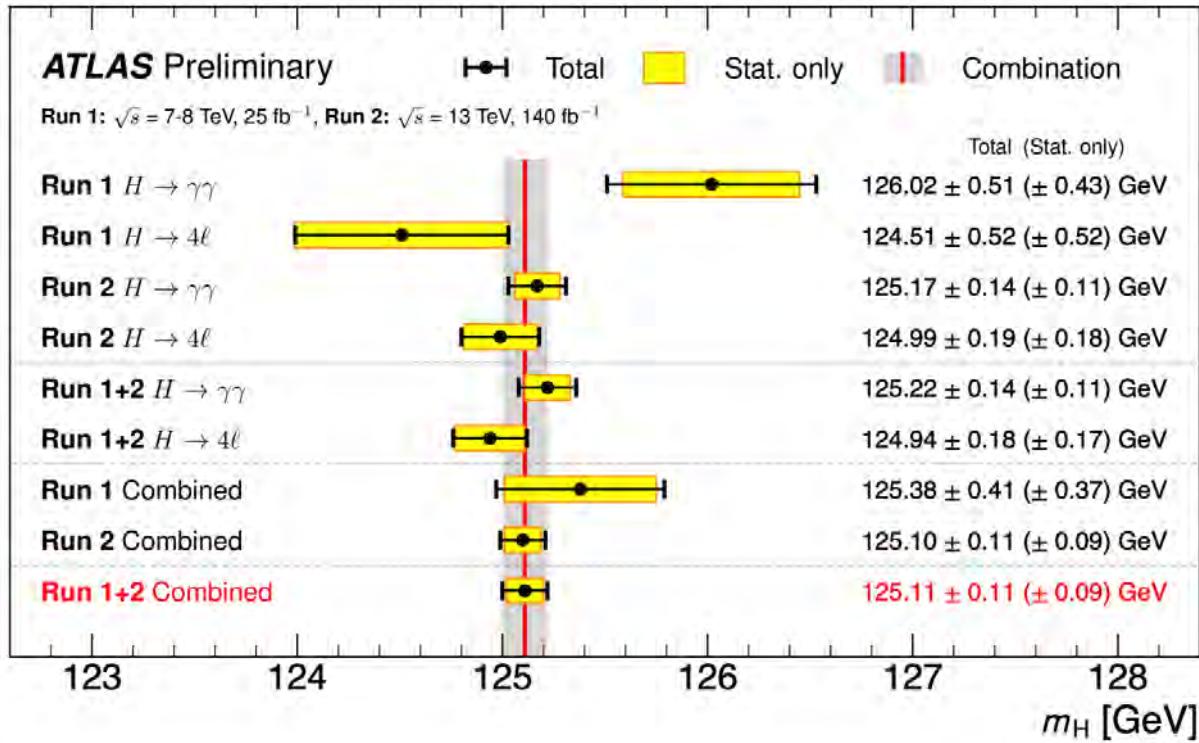


Abb. 4.1: Die Messungen des ATLAS Detektors der Higgs-Masse [32]. Dabei stellen die gelben Balken die statistische Unsicherheit und die schwarzen Linien die gesamten Unsicherheiten dar. Die rote Linie ist das Ergebnis durch Kombination von den Daten aus Run 1 und Run 2. Der aktuelle Wert der Higgs-Masse liegt bei $m_H = 125.11 \pm 0.11$ GeV [33].

4.3 Der Higgs-Mechanismus

Eine große Frage der Teilchenphysik ist, wie die Elementarteilchen ihre Masse erhalten, da sie laut der Eichinvarianz eigentlich keine Massen besitzen dürften. Eine Antwort darauf wurde von Peter Higgs mit dem Higgs-Teilchen sowie von François Englert und Robert Brout durch den Higgs-Mechanismus gefunden, eine mathematische Theorie, die fast gleichzeitig von den drei Physikern im Jahr 1964 entwickelt wurde [34]. Daher wird die Theorie auch Brout-Englert-Higgs-Mechanismus genannt. Von 1966 bis 1967 arbei-

teten Gerald Guralnik, Carl Hagen sowie Tom Kibble weiter an dieser Theorie, weshalb man sie auch Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble-Mechanismus nennen kann. In der Regel wird aber der Begriff Higgs-Mechanismus genutzt. Er beschreibt, wie die Elementarteilchen und Bosonen ihre Masse erhalten [35].

Der Grund für den Higgs-Mechanismus ist, dass aufgrund der (lokalen) Eichsymmetrie die Bosonen der schwachen Wechselwirkung keine Masse haben dürfen. Aus Experimenten weiß man aber, dass diese Teilchen massiv sind. Um dies zu lösen, wurde der Higgs-Mechanismus eingeführt, der erklärt, wie Teilchen zu ihrer Masse kommen.

Die Theorie basiert darauf, dass es ein sogenanntes Higgs-Feld geben muss. Dieses Higgs-Feld erstreckt sich über das ganze Universum, es ist überall. Das Feld ist schwach geladen, daher können Teilchen mit schwacher Ladung damit wechselwirken. Man könnte das Feld sozusagen auch als eine Art „See aus schwacher Ladung“ [3] beschreiben.

Eine weitere Möglichkeit, sich das Higgs-Feld vorzustellen, ist wie eine Art dreidimensionales Gitter. Wenn sich ein Teilchen durch dieses Feld bewegt, wird es dadurch in Richtung des Teilchens gekrümmmt. Je stärker ein Teilchen mit dem Higgs-Feld wechselwirkt, desto stärker wird es abgebremst und desto größer ist auch seine Masse. Teilchen wie Photonen oder Gluonen, die keine Masse haben, interagieren nicht mit dem Feld. Sie bewegen sich ungehindert hindurch.

Das Higgs-Feld entstand mit dem Urknall. Zu diesem Zeitpunkt war die Temperatur so hoch, dass keine Masse existierte, denn das Higgs-Feld hatte einen Wert von null. Während das Universum abkühlte, änderte sich auch der Wert des Feldes, was man auch als Symmetriebrechung bezeichnet [36] (siehe Kapitel 4.4).

Zusammengefasst wird durch den Higgs-Mechanismus das Higgs-Feld als Skalarfeld mit dem Higgs-Teilchen als Boson eingeführt. Dadurch ist die Masse der W- und Z-Bosonen legitim. Sonst würde eine Eichsymmetrie gebrochen werden. Allerdings beschreibt der Higgs-Mechanismus nicht, warum die Teilchen exakt diese Masse haben, sondern nur wie.

4.4 Das Higgs-Potential

Das Higgs-Potential ist eine Veranschaulichung des Higgs-Feldes. Es stellt die im Feld gespeicherte Energie, also die potenzielle Energie des Feldes, dar [37]. Das Higgs-Potential kann durch eine Funktion definiert werden. In vereinfachter Form lautet diese Funktion

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 . \quad (4.1)$$

Vor der Abkühlung des Universums hatte das Higgs-Potential, zweidimensional gesehen, die Form einer Parabel (siehe Abbildung 4.2). Mit dem Abkühlen änderte sich vor allem μ so, dass das Potential seine heutige Form erhielt. Genauer gesagt waren beide Parameter in dem Bereich $0 < \mu^2$ und $0 < \lambda$. Nach der Abkühlung gilt für μ und λ : $\mu^2 < 0 < \lambda$.

Damit hat das Higgs-Potential heute zwei Minima [38].

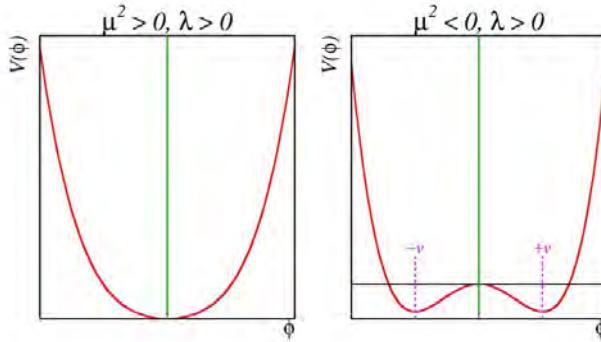


Abb. 4.2: Die zweidimensionale Form des Higgs-Potentials vor dem Abkühlen des Universums (links) sowie danach (rechts) mit den jeweiligen Eingrenzungen von μ^2 und λ [39].

4.4.1 Die Entwicklung des Higgs-Potentials

Wie bereits in Kapitel 2.3 erläutert, sind Teilchen Anregungen von Feldern um ihren Grundzustand, auch Vakuumerwartungswert genannt. Damit lässt sich das Higgs-Potential in eine andere Form umformen, in der das Higgs-Feld explizit sichtbar ist, denn es gilt

$$\phi = v + H . \quad (4.2)$$

Dabei ist v der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes und H das Higgs-Boson, also die Anregung des Feldes.

Dafür bestimmt man zunächst die beiden Minima, für den Fall $\mu^2 < 0 < \lambda$

$$\begin{aligned} V(\phi) &= \mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4, \\ V'(\phi) &= 2\mu^2\phi + 4\lambda\phi^3, \\ \phi_0 &= \pm \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Da man wählt $\phi_0 = +\phi_0$, nennt man das den Vakuumerwartungswert v .

Wenn man nun $\phi = \phi_0 + H$ mit $\phi_0 = \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}} = v$ und $H = \text{Higgsfeld}$ in (4.1) einsetzt, erhält man durch Ausklammern und Zusammenfassen

$$V(H) = \mu^2v^2 + \lambda v^4 + 2\mu^2vH + 4\lambda v^3H + \mu^2H^2 + 6\lambda v^2H^2 + 4\lambda vH^3 + \lambda H^4. \quad (4.4)$$

Um eine Gleichung mit nur zwei Parametern zu erhalten, kann man $\mu = v \cdot \sqrt{2\lambda}$ einsetzen. Dadurch erhält man

$$V(H) = \frac{3}{4}v^4\lambda + 2v^3\lambda H + 2v^2\lambda H^2 + \lambda vH^3 + \frac{\lambda}{4}H^4. \quad (4.5)$$

Hier kann man auch die Symmetriebrechung erkennen. Gleichung (4.1) ist eine gerade Funktion, wodurch sie achsensymmetrisch zur y-Achse ist. Die Gleichungen (4.4) und (4.5) sind durch die H^3 -Terme allerdings nicht mehr gerade, wodurch hier auch keine Symmetrie mehr besteht.

Wenn man in Gedanken eine Kugel auf das heutige Higgs-Potential legt, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, gibt es zwei Möglichkeiten, wie sich die Kugel verhalten wird:

1. Man legt die Kugel zufällig genau auf den Mittelpunkt des Potentials, wodurch sie dort liegen bleibt. Hiermit ist die Symmetrie erhalten.
2. Da das System nach dem Zustand der geringsten Energie strebt, ist die wahrscheinlichere Möglichkeit, dass die Kugel vom Mittelpunkt aus hinunterrutscht, zum Tiefpunkt des Potentials. Damit ist das System im Gesamten nicht mehr symmetrisch und die Symmetrie damit gebrochen.

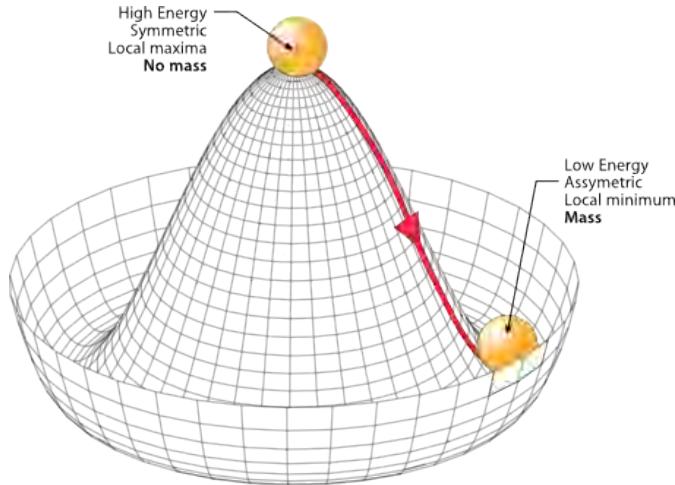


Abb. 4.3: Eine dreidimensionale Darstellung des Higgs-Potentials mit einem Ball darauf. Er dient zur Veranschaulichung der Symmetriebrechung [40].

Die Symmetriebrechung durch den Higgs-Mechanismus bringt außerdem veränderte Bedingungen für den Ladungserhaltungssatz der schwachen Wechselwirkung mit sich. Das führt nun dazu, dass die schwache Ladung bei Interaktionen mit dem Higgs-Teilchen nicht mehr erhalten ist. Trotzdem gibt es auch Wechselwirkungen mit dem Higgs-Teilchen, bei denen die schwache Ladung erhalten ist.

4.5 Kopplung von Higgs-Bosonen aneinander

Die Gleichung (4.5) kann man auch wie folgt schreiben

$$V(H) = \frac{1}{2}m_H^2 H^2 + \lambda_3 v H^3 + \lambda_4 H^4 . \quad (4.6)$$

Wie im vorherigen Kapitel eingeführt ist auch hier H das Higgs-Feld selbst und v ist sein Vakuumerwartungswert. Dieser war vor der Symmetriebrechung null. Als das Universum abkühlte, veränderte er sich, sodass er einen Wert von 246 GeV annahm.

Der erste Term ist der Massenterm des Higgs-Bosons. Er gibt dem Higgs-Boson seine Masse. Die beiden anderen Terme beschreiben die sogenannte Higgs-Selbstkopplung. Das heißt, dass ein Higgs-Boson an ein anderes koppeln kann. Das funktioniert, weil Higgs-Bosonen an Teilchen mit einer Masse koppeln. Da das Higgs selbst eine Masse hat, ist es auch möglich, dass sie aneinander koppeln. Der zweite Term steht für die trilineare Selbstkopplung. Diese findet statt, wenn drei Higgs-Bosonen aneinander koppeln beziehungsweise miteinander wechselwirken, dargestellt in Abbildung 4.4 (a).

Der letzte Term beschreibt die quartische Higgs-Selbstkopplung. Hier koppeln vier Higgs-Bosonen an einem Vertex aneinander (siehe Abbildung 4.4 (b)).

Vergleicht man Gleichung (4.6) mit der vereinfachten Modellannahme des SM (4.5), so

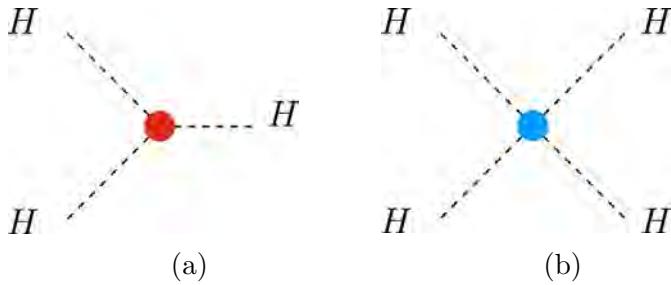


Abb. 4.4: Vertices mit trilinearer (a) beziehungsweise quartischer (b) Higgs-Selbstkopplung. Hier sind die Kopplungen proportional zu λ_3 beziehungsweise zu λ_4 [41].

erkennt man zunächst, dass die Masse des Higgs-Bosons m_H durch $m_H^2 = 4v^2\lambda$ genau definiert wird. Außerdem entsteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen $\lambda_{3,4}$ und λ

$$\lambda = \lambda_3 = \lambda_4 . \quad (4.7)$$

Daher macht es eigentlich keinen Sinn, hier zwischen λ_3 und λ_4 zu unterscheiden. Allerdings wird insbesondere in Kapitel 5.2 die Unterscheidung zwischen diesen beiden Koppelungsparametern wichtig.

4.6 Kopplung des Higgs-Feldes an Fermionen

Da auch die Materie um uns herum eine Masse hat, müssen auch die Fermionen eine Masse besitzen. Das erfolgt, wie auch bei den Bosonen, durch Kopplung an das Higgs-Feld. Dabei gilt für alle Fermionen ψ

$$\mathcal{L}_{\text{Masse Fermionen}} = -\lambda_e \bar{\psi}_e \psi_e \phi - \lambda_\mu \bar{\psi}_\mu \psi_\mu \phi - \dots . \quad (4.8)$$

wobei die Felder der Antiteilchen mit $\bar{\psi}$ bezeichnet werden. Da gilt $\phi = \phi_0 + H = v + H$, kann man statt $\phi, v + H$ einsetzen. Damit ergibt sich

$$\mathcal{L}_{\text{Masse Fermionen}} = -\lambda_e \bar{\psi}_e \psi_e v - \lambda_e \bar{\psi}_e \psi_e H - \lambda_\mu \bar{\psi}_\mu \psi_\mu v - \lambda_\mu \bar{\psi}_\mu \psi_\mu H - \dots . \quad (4.9)$$

Hierbei gibt $-\lambda_e \bar{\psi}_e \psi_e v$ den Elektronen ihre Masse und $-\lambda_e \bar{\psi}_e \psi_e H$ bestimmt die Kopplung an das Higgs-Feld (siehe Abbildung 4.5). Daher gilt

$$m_{\text{Fermion}} = -\lambda_{\text{Fermion}} v . \quad (4.10)$$

Somit ist die Masse eines Fermions proportional zum Vakuumerwartungswert v und zur Kopplung λ_{Fermion} an das Higgs-Boson. Diese Kopplung heißt Yukawa-Kopplung λ_{Fermion} . Sie ist dementsprechend umso größer, je größer auch die Masse des Fermions ist (siehe Abbildung 4.5). Genauer gesagt koppelt das Higgs-Boson umso stärker an Fermionen, je höher ihre Masse ist.

Wenn man diese Gleichung nun mit der Gleichung für die Masse des Higgs-Bosons

$$m_H^2 = 4v^2 \lambda \quad (4.11)$$

vergleicht, so stellt man fest, dass beide Formeln die gleiche Struktur besitzen. Die Masse der jeweiligen Teilchen ist immer proportional zu der Kopplung λ an das Higgs-Feld.

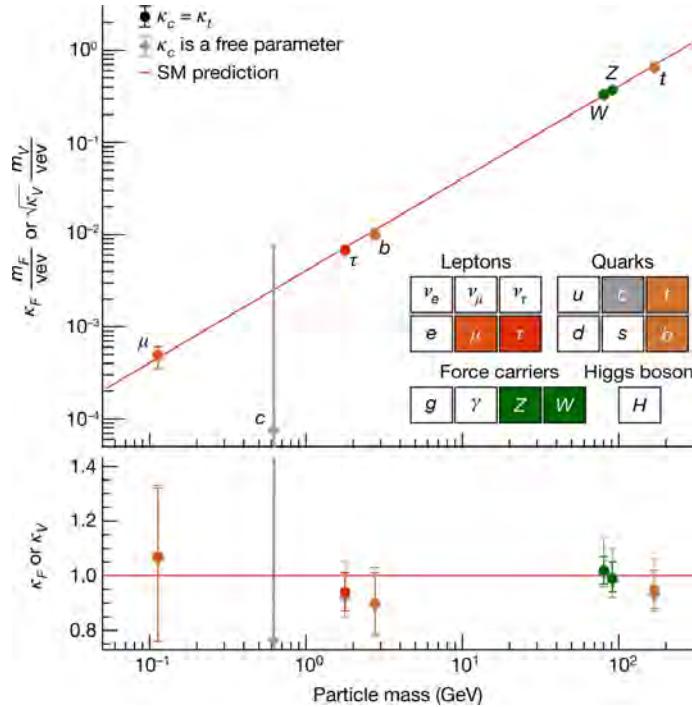


Abb. 4.5: Die Kopplung von Elementarteilchen in Abhängigkeit ihrer Masse. Deutlich zu erkennen ist, dass die Kopplung proportional zur Masse des Teilchens ist. Diese Kopplung an das Higgs-Boson nennt man auch die Yukawa-Kopplung λ_{Fermion} , nach dem japanischen Physiker Hideki Yukawa, der diese postulierte [42].

4.7 Störungstheorie

Teilchenphysikalische Prozesse werden durch Methoden der Quantenfeldtheorie beschrieben. Der Erfolg des Standardmodells basiert auf der störungstheoretischen Behandlung dieser Quantenfeldtheorien. Im Folgenden soll die Störungstheorie mit Hilfe von exponentiellen Funktionen erläutert werden, welche insbesondere auch in der Quantenfeldtheorie eine Rolle spielen.

In der Quantenfeldtheorie können Prozesse durch Funktionen der Form e^x beschrieben werden. Allerdings sind die Terme in x keine „normalen“ mathematischen Elemente. Stattdessen stehen in x komplexe physikalische Elemente, wie beispielsweise Felder. Daher lassen sich diese Gleichungen im Kontext der Quantenfeldtheorie nicht lösen.

Man kann aber eine neue Funktion definieren, die sich der originalen Funktion anschmiegt und sich in der Quantenfeldtheorie berechnen lässt. Diese Näherung erfolgt durch eine Reihenentwicklung, auch Taylor-Entwicklung genannt, um $x = 0$ mit der Form

$$\begin{aligned} f(x) |_{x=0} &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} f^{(n)}(0) x^n \quad \text{oder auch} \\ f(x) |_{x=0} &= f(0) + \frac{1}{1!} f'(0)x + \frac{1}{2!} f''(0)x^2 + \frac{1}{3!} f'''(0)x^3 + \dots . \end{aligned} \tag{4.12}$$

Die neue Funktion schmiegt sich an das Original an und ist deshalb nur eine Annäherung. Außerdem werden die Terme immer kleiner, da mit größer werdenden x der Term $\frac{1}{x!}$ immer kleiner wird. Daher werden oft nur die ersten Terme dieser Annäherung berücksichtigt, da der Rest zu klein ist, um einen signifikanten Unterschied zu machen.

Der erste Term der Entwicklung, der einen Wert ungleich Null hat, nennt man „leading order“ (LO). Dieser Term ist am wenigsten durch Potenzen von x unterdrückt.

Kapitel 5

Forschung am Higgs-Teilchen

Trotz dass das Higgs-Boson seit seiner Entdeckung schon sehr gut erforscht wurde, gibt es noch sehr viele offene Fragen und Eigenschaften, die noch ungeklärt sind. Beispielsweise sind die Kopplungskonstanten von Higgs an andere Teilchen uneingeschränkt und nicht kalkulierbar. Außerdem erklärt der Higgs-Mechanismus zwar, wie Teilchen ihre Massen bekommen, aber nicht, warum. Zudem ist nicht klar, welche Masse Neutrinos haben und wie genau sie diese Masse erhalten.

In diesem Kapitel soll daher die Arbeitsweise von Teilchenphysikern nachvollzogen werden. Dazu werden zunächst die Zerfallskanäle des Higgs-Bosons mit Hilfe seiner Kopplung an Elementarteilchen hergeleitet. Darauf folgend wird die Higgs-Paarproduktion erläutert und das Phänomen der quartischen Higgs-Selbstkopplung bei diesem Prozess untersucht.

5.1 Zerfall des Higgs-Teilchens

Aufgrund seiner hohen Masse zerfällt das Higgs-Teilchen nach etwa 10^{-22} Sekunden in andere Teilchen. Diese Zeitspanne ist viel zu kurz, um das Teilchen aufzuzeichnen. Um aber einen Nachweis dafür zu haben, dass dieses Teilchen existiert, muss man es aufzeichnen können.

Dazu nutzt man den Zerfall. In der Theorie kann man vorhersagen, auf wie viele Arten das Higgs-Boson zerfallen kann. Diese verschiedenen Arten nennt man „Zerfallskanäle“. Welche es gibt, wird in Kapitel 5.1.2 dargestellt.

Diese Zerfallskanäle kann man auch in den Detektoren des LHC sehen. Das war auch 2012 für den Nachweis, dass es das Higgs-Boson wirklich gibt, essenziell. Wie das genau funktioniert, wird in Kapitel 5.1.3 erläutert.

5.1.1 Cross Section und Branching Ratio

Beim Lesen wissenschaftlicher, teilchenphysikalischer Artikel stößt man vor allem im Englischen oft auf die Begriffe Cross Section und Branching Ratio. Beide haben eine große

Bedeutung in der Teilchenphysik, weshalb die Begriffe hier zum besseren Verständnis erklärt werden.

Die Cross Section ist der Erwartungswert eines Prozesses unter bestimmten Bedingungen, beispielsweise in einem Detektor. Man kann sie in zwei Schritten berechnen. Im ersten Schritt berechnet man aus allen Feynman-Diagrammen, die zum Gesamtprozess beitragen, die Amplituden. Die Kopplungskonstanten an den Vertices haben auf diese Amplituden einen Einfluss. Je kleiner die Kopplungskonstanten sind, desto kleiner ist auch die Amplitude und damit auch die Cross Section. Das ist noch analytisch möglich, das heißt, dass man die Amplituden noch selbst ausrechnen kann. Im zweiten Schritt integriert man über alle möglichen Endzustände und Impulse. Dieser Schritt ist nicht mehr analytisch lösbar und muss numerisch, also mit Computern, gelöst werden. Das Endergebnis ist die Cross Section.

Die Branching Ratio ist die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Zerfallskanal. Dazu nutzt man die „decay rate Γ “. Sie gibt an, wie viele Zerfälle es in einem bestimmten Zerfallskanal gibt; die Branching Ratio ist die Cross Section für den Prozess $H \rightarrow X_f$, wobei X_f ein Endzustand ist. Für die Branching Ratio eines bestimmten Higgs-Zerfalls X_f gilt also

$$\text{BR}(H \rightarrow X_f) = \frac{\Gamma(H \rightarrow X_f)}{\sum_f \Gamma(H \rightarrow X_f)} . \quad (5.1)$$

5.1.2 Mögliche Zerfallskanäle

Da das Higgs-Boson aufgrund seiner Masse keine lange Lebensdauer hat, zerfällt es sehr schnell. Dabei kann es viele verschiedene Zerfallskanäle geben. Diese kann man sich über die Kopplung des Higgs-Feldes an Fermionen und Bosonen herleiten.

Direkte Zerfälle

Da das Higgs-Boson nur an Teilchen mit Masse koppelt, kann es direkt nur in Teilchen zerfallen, die eine Masse besitzen. Das sind alle Fermionen sowie die Bosonen der schwachen Wechselwirkung. Da beim Zerfall auch die Ladungserhaltung der elektrischen Ladung zu beachten ist, muss ein Higgs-Boson in ein Paar aus Teilchen und Antiteilchen oder zwei Z-Bosonen zerfallen, wie in Abbildung 5.1. Diese Zerfälle sind alle LO für den jeweiligen Zerfallskanal.

Zerfälle durch Loops

Des Weiteren kann ein Higgs-Boson auch über einen sogenannten „Loop“ zerfallen. Hierbei formen Teilchen eine geschlossene Form innerhalb eines Feynman-Diagramms. Solche Loops kann man nicht detektieren, da sie ausschließlich aus „virtuellen Teilchen“ bestehen. Das sind Teilchen, die zwar in einem Diagramm vorhanden sind, aber nicht zum

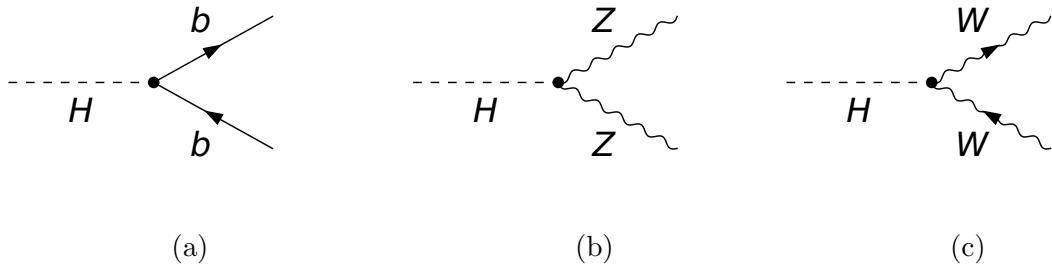


Abb. 5.1: Der direkte Zerfall eines Higgs-Bosons. Der Prozess $H \rightarrow b\bar{b}$ in (a) ist der häufigste Zerfall eines Higgs-Teilchens. Bei diesen direkten Zerfällen lässt sich die Brechung der Ladungserhaltung beobachten. Das Higgs hat eine schwache Ladung von $-\frac{1}{2}$, während beispielsweise die schwache Ladung der Z-Bosonen 0 beträgt. Der Zerfall in zwei Z- oder W-Bosonen wird in der Regel als $H \rightarrow ZZ^*$ und $H \rightarrow WW^*$ notiert. Denn eines der Zerfallsprodukte ist „off shell“ (siehe Kapitel A.4) (Erstellt mit FeynArts 3 [43]).

Ausgangs- oder Endzustand beitragen, denn Loops „zerfallen“ in ein oder mehrere andere Teilchen.

Auch zu dem Zerfall des Higgs-Bosons tragen Prozesse mit Loops bei. Durch Loops gibt es weitere Möglichkeiten für alle Zerfälle, wie in Abbildung 5.2 für verschiedene Zerfallskanäle dargestellt.

Außerdem gibt es einige Prozesse, die ohne Loops nicht möglich sind (siehe Abbildung

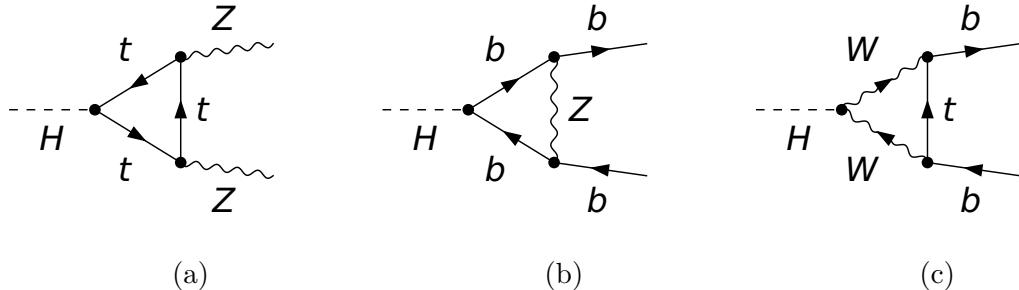


Abb. 5.2: Der indirekte Zerfall eines Higgs-Bosons in zwei Z-Bosonen (a) oder zwei Bottom-Quarks (b) und (c). Beide Prozesse gibt es auch auf LO. Daher sind diese Prozesse beide NLO, da sie einen Loop und daher auch mehrere Kopplungen haben (Erstellt mit FeynArts 3 [43]).

5.3). Dazu gehören der Zerfall in zwei Photonen oder in zwei Gluonen. Da das Higgs-Boson nicht an diese Teilchen koppelt, ist dieser Zerfall nur durch Loops möglich. Daher sind diese Prozesse, trotz dass sie Loops haben, LO.

Der Zerfall $HH \rightarrow bb$ wird beschrieben durch

$$\mathcal{L} = \dots + \lambda \bar{\psi} \psi H + \dots . \quad (5.2)$$

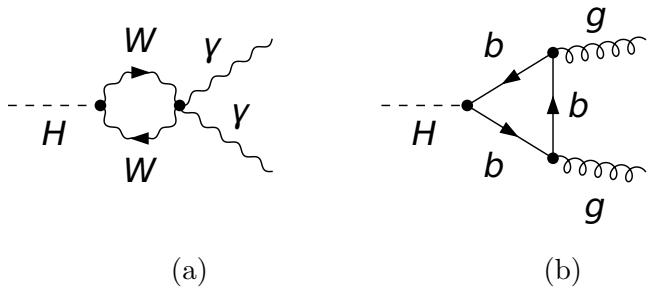


Abb. 5.3: Der indirekte Zerfall eines Higgs-Bosons in zwei Photonen (a) oder zwei Gluonen (b) (Erstellt mit FeynArts 3 [43]).

Aus Kapitel 4.5 gilt mit $m_H = 125$ GeV und $v = 246$ GeV

$$\lambda = \frac{m_H^2}{4v^2} = 0.0645 \ll 1 . \quad (5.3)$$

Daher kann man Gleichung (5.2) um $\lambda = 0$ entwickeln (siehe Kapitel 4.7). Durch diese Entwicklung ergibt sich

$$e^{\mathcal{L}} = 1 + \lambda \bar{\psi} \psi H + \frac{\lambda^2}{2} (\bar{\psi} \psi)^2 H^2 + \frac{\lambda^3}{6} (\bar{\psi} \psi)^3 H^3 + \dots . \quad (5.4)$$

Daraus kann man sich ableiten, welche Feynman-Diagramme für diesen Prozess möglich sind und welche am meisten dazu beitragen. Hierzu kann man zunächst ablesen, wie viele Vertices es bei den einzelnen Prozessen gibt. Diese Anzahl wird durch λ^x angegeben. Dabei steht x für die Anzahl an Vertices. Außerdem kann man ablesen, welche und wie viele Teilchen an dem Prozess beteiligt sind. Hier wird diese Anzahl durch das Symbol für das Teilchen hoch x angegeben, wobei auch hier x wieder für die Anzahl steht.

Wenn man nun die Prozesse aus Gleichung (5.4) ableitet, lässt sich für den Term $\lambda\bar{\psi}\psi H$ folgendes feststellen. Es gibt einen Vertex, da λ^1 . Zudem gibt es zwei Fermionen, in diesem Fall Bottom-Quarks, da $\bar{\psi}\psi$, sowie aufgrund von H^1 auch ein Higgs-Boson. Hierbei werden an jedem Vertex die Teilchen gezählt. Daraus kann man schließen, dass dieser der Prozess (a) in Abbildung 5.4 sein muss. Da das außerdem der erste Term ist, dem ein Prozess zugeordnet werden kann, heißt dieser zugeordnete Prozess LO.

Zudem kann man noch die anderen Terme von (5.4) betrachten. Man wird bemerken, dass es für den Term $\frac{\lambda^2}{2}(\bar{\psi}\psi)^2H^2$ keinen möglichen Prozess gibt; für den Term $\frac{\lambda^3}{6}(\bar{\psi}\psi)^3H^3$ aber schon, diese Prozesse werden als NLO bezeichnet. Einer dieser Teilprozesse wird in Abbildung 5.4 (b) dargestellt und trägt damit zu dem Prozess auf NLO bei.

Aber im Lagrangian stehen nicht nur die Terme für die Kopplung des Higgs an Fermionen, sondern auch von Higgs-Bosonen aneinander

$$\mathcal{L} = \dots + \lambda_{\text{Fermionen}} \bar{\psi} \psi H + \lambda_{\text{Higgs}} H^3 + \dots . \quad (5.5)$$

Daher gibt es für den Zerfall des Higgs Bosons auch den Term $\lambda^2 H^2 (\bar{\psi}\psi)^2 \cdot \lambda H^3$. Dieser beschreibt einen Teilprozess auf NLO, der in Abbildung 5.4 (c) abgebildet wird.

Zusammenfassend sind nun einige Zerfälle mit ihren Branching Ratios in Tabelle 5.1

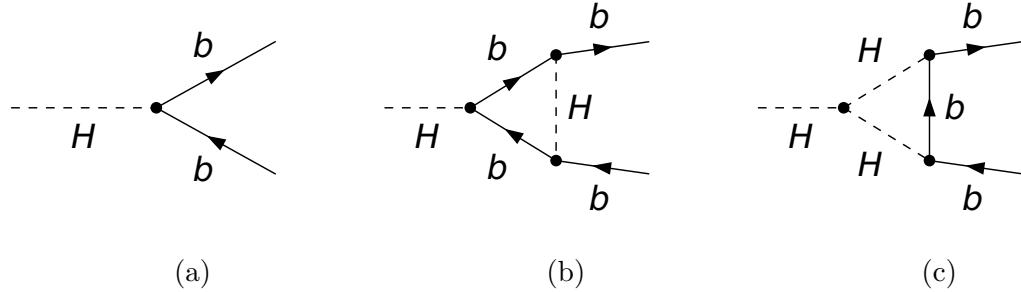


Abb. 5.4: Der Zerfall eines Higgs-Bosons in zwei Bottom-Quarks auf LO und auf NLO, mit einem Loop. Diagramm (a) zeigt den direkten Zerfall, die Diagramme (b) und (c) zeigen Zerfälle über Loops (Erstellt mit FeynArts 3 [43]).

aufgeführt.

Zerfallskanal	Branching Ratio [%]
$H \rightarrow b\bar{b}$	57.5 ± 1.9
$H \rightarrow W^+W^-$	21.6 ± 0.9
$H \rightarrow gg$	8.56 ± 0.86
$H \rightarrow \tau\bar{\tau}$	6.30 ± 0.36
$H \rightarrow c\bar{c}$	2.90 ± 0.35
$H \rightarrow ZZ^*$	2.67 ± 0.11
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.228 ± 0.011

Tabelle 5.1: Die Higgs-Zerfallskanäle mit ihrer jeweiligen Branching Ratio [44].

5.1.3 Detektion des Higgs-Bosons im ATLAS-Detektor

Wie kann man ein Teilchen entdecken, das viel zu kurz existiert, um detektiert zu werden? Das ist die Frage, die sich die Forschenden an Teilchenbeschleunigern gestellt haben müssen, als die Existenz des Higgs-Bosons nachgewiesen werden sollte. Darauf gibt es eine relativ einfache Antwort. Das Higgs-Boson kann nämlich über seine Zerfalls-Produkte nachgewiesen werden. Dazu sucht man nach Kollisionen, die die gleichen Endzustände haben wie die, die man vom Higgs-Boson erwartet. Bei diesen Ereignissen berechnet man die invariante Masse der gemessenen Teilchen und füllt ein Histogramm mit diesen Werten.

Die invariante Masse M ergibt sich aus

$$M^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 \cdot E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) . \quad (5.6)$$

Hierbei ist E die Energie der jeweiligen Teilchen, m ihre jeweilige Masse und \vec{p} ihre Impulse [45]. Aus dieser Verteilung der invarianten Masse erhält man Abbildung 5.5, in der der Zerfall $H \rightarrow ZZ^*$ mit vier Leptonen im Endzustand dargestellt ist.

Nun kann man zunächst den sogenannten „Untergrund“ erkennen. Das sind die Prozesse, die auch ohne das Higgs-Boson im Detektor stattfinden und zu gleichen Detektorsignaturen wie das Signal führen. Zusätzlich dazu gibt es, im besten Fall, an einer bestimmten Stelle einen Überschuss an Daten, einen „Peak“. Das sind die Prozesse, die durch das Higgs-Boson entstanden sein könnten. Bei einer genügend großen Abweichung dieser Daten im Peak kann man damit ein Standardmodell ohne Higgs-Boson falsifizieren.

Nun kann man sich weiterhin fragen, welcher Zerfallskanal am geeignetsten ist, um ein Higgs-Boson zu detektieren. Dabei muss man beachten, dass die Kopplung an leichte Teilchen nur extrem schwach ist (siehe Kapitel 4.6) und ein Zerfall in diese Teilchen daher sehr unwahrscheinlich ist. Somit kann man damit den Zerfall in leichtere Fermionen, also die Teilchen erster und auch teilweise zweiter Generation ausschließen. Weiterhin sollte man die Spuren des Zerfalls gut im Detektor sehen und vom Untergrund unterscheiden können. Die Zerfälle in Quarks und Gluonen eignen sich nicht gut, da Quarks und Gluonen andauernd durch Untergrundprozesse erzeugt werden. Dadurch sind die Higgs-Zerfälle in diese Teilchen nur schwer detektierbar aufgrund dieses großen Untergrunds [46]. Bei dem Zerfall $H \rightarrow \tau\tau$ können diese Leptonen zum einen in Hadronen zerfallen, welche aufgrund des hohen Untergrundes schwer nachzuweisen sind, zum anderen in zwei Neutrinos und ein Elektron. Diese Zerfälle konnten schon beobachtet werden, allerdings stellt die Detektion aufgrund der Neutrinos eine Herausforderung dar. Bei dem $H \rightarrow WW^*$ Zerfall können die W^\pm -Bosonen zum einen in Quarks zerfallen. Diese Zerfälle lassen sich aufgrund des hohen Untergrundes kaum beobachten. Zum anderen zerfallen W^\pm -Bosonen aber auch leptonisch, also in Leptonen. Dieser Zerfall in W^\pm -Bosonen eignet sich gut, da sich die Leptonen sehr gut rekonstruieren lassen und die Neutrinos durch den fehlenden Transversalimpuls nachgewiesen werden können. Außerdem ist ein Zerfall in zwei Photonen sehr gut erkennbar. Allerdings hat dieser Prozess nur eine sehr geringe Branching Ratio (siehe Tabelle 5.1). Dafür kann man aber den Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ^*$ sehr gut identifizieren und die Teilchen rekonstruieren. Für die Entdeckung des Higgs-Bosons wurde letztendlich eine Kombination aus den Prozessen $H \rightarrow ZZ^*$, $H \rightarrow WW^*$ und $H \rightarrow \gamma\gamma$ genutzt und konnte durch diese Zerfallskanäle auch die Entdeckung sichern.

Heute lassen sich durch die großen Datensätze aus den Runs des LHC komplexere und seltener Prozesse beobachten, wie der Zerfall $H \rightarrow b\bar{b}$ oder Hinweise auf $H \rightarrow \mu\mu$. Außerdem können durch diese großen Datenmengen Eigenschaften, wie die Masse, noch genauer

bestimmt werden.

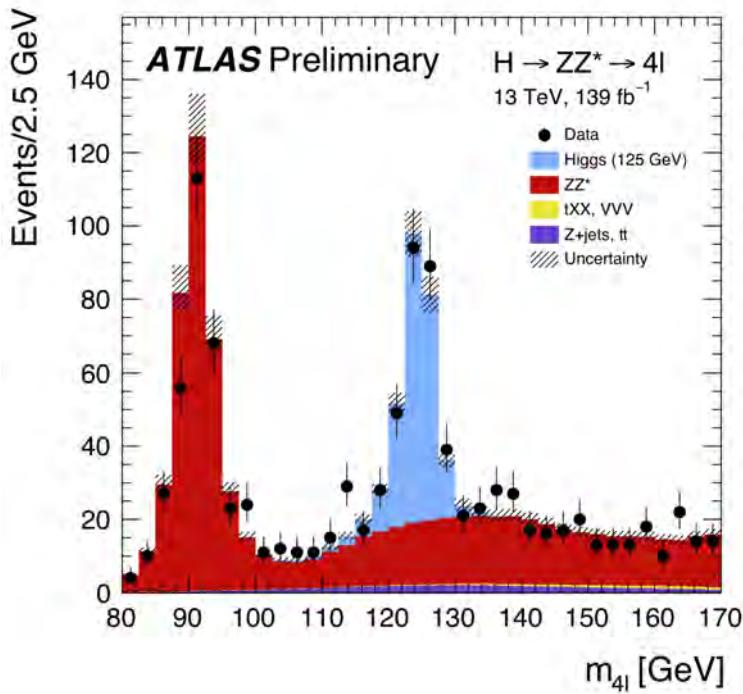


Abb. 5.5: Ein Diagramm, dass zwar ungefähr acht Jahre nach der Entdeckung des Higgs-Bosons erstellt wurde, allerdings ist hier das Signal des Higgs-Bosons sehr eindeutig zu erkennen. Dargestellt ist der Zerfall in zwei Z-Bosonen, die wiederum in jeweils zwei Myonen oder zwei Elektronen zerfallen. Man kann insgesamt zwei Peaks erkennen, einer bei 90 GeV, der Z-Bosonen zuzuordnen ist, und ein weiterer Peak bei 125 GeV, der dem Higgs-Boson zugeordnet werden kann [47].

5.1.4 Datenüberschuss bei 95 GeV im Di-Photon-Kanal

Das Standardmodell ist die Theorie, die die Teilchenphysik aktuell am besten beschreibt. Vieles, was beobachtet wird, ist konsistent mit dieser Theorie. Trotzdem gibt es immer noch offene Fragen, die das Standardmodell nicht erklären kann. Daher wird nach Ereignissen gesucht, die Abweichungen zeigen und damit einen Einblick in mögliche Theorien geben, die über das Standardmodell hinaus gehen. Aus diesem Grund wird auch noch nach der Entdeckung des Higgs-Bosons weiter nach Higgs-ähnlichen Teilchen gesucht, denn das gefundene Boson ist auch konsistent mit Szenarien, die über das Standardmodell hinaus gehen, auch beyond standardmodel (BSM) Szenarien genannt, [48]. Daher laufen auch heute noch Suchen nach Teilchen, die uns Einblick in diese BSM-Szenarien geben können. So wird unter anderem auch nach weiteren Skalarbosonen gesucht. Denn aus einigen BSM-Theorien geht hervor, dass es noch andere Higgs-Bosonen geben könnte [49]. So sagt beispielsweise die Theorie der Supersymmetrie voraus, dass es nicht nur zusätzliche Higgs-Bosonen im Standardmodell geben sollte, sondern auch zu jedem Teilchen des Standardmodells einen Partner. Der Spin dieser Partner unterscheidet sich um $\frac{1}{2}$

von dem der Standardmodell-Teilchen. Die Partner der Fermionen haben also einen Spin von 0, während die Partner der Bosonen einen Spin von $\frac{1}{2}$ haben [50].

So werden auch weitere Higgs-ähnliche Teilchen in solchen Theorien vorhergesagt. Daher wird in den Zerfallskanälen des Higgs-Bosons nach Auffälligkeiten gesucht, die Hinweise auf solche Teilchen geben könnten. Beispielsweise wird in der Verteilung der invarianten Masse der Zerfallskanäle nach weiteren Peaks gesucht.

So wurde 2019 bei CMS ein Überschuss an Daten bei 95 GeV im Di-Photon-Kanal gefunden, siehe Abbildung 5.6 [51]. Dieser Überschuss wurde außerdem auch bei ATLAS beobachtet [52] sowie in den WW , $\tau\bar{\tau}$ und $b\bar{b}$ Zerfallskanälen [53].

Dieser Peak kann nun von verschiedenen Prozessen verursacht werden. In Abbildung 5.7

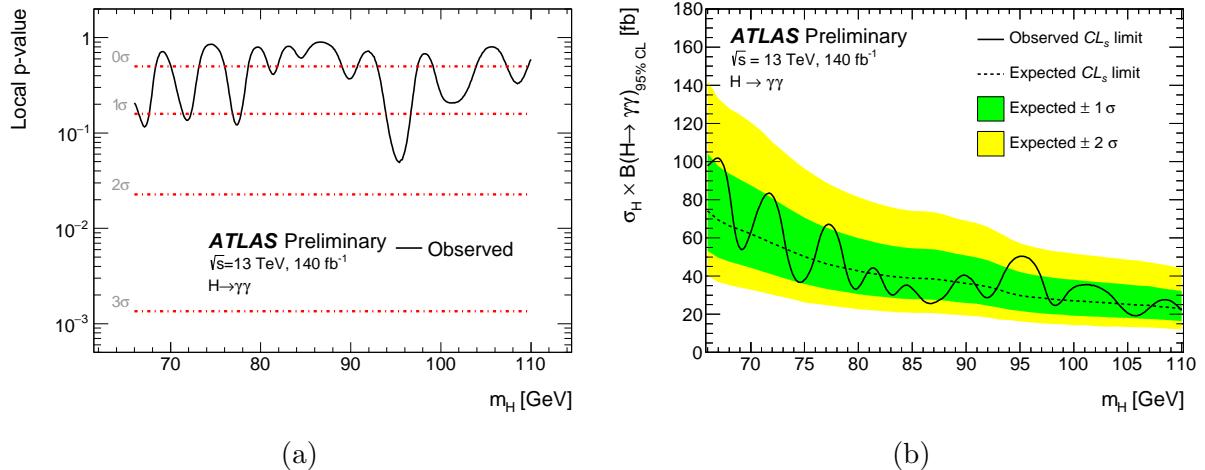


Abb. 5.6: Zwei Diagramme, die den Datenüberschuss bei 95 GeV zeigen. In Diagramm (a) ist dargestellt, wie stark die Daten vom Untergrund abweichen. Je tiefer der Graph, desto größer ist auch die Abweichung. Zu erkennen ist, dass die Daten bei etwa 95 GeV stärker vom Untergrund abweichen. Diagramm (b) zeigt, die Verteilung der Daten. Auch hier kann man bei 95 GeV eine leichte Abweichung erkennen [52].

sind einige dieser Prozesse dargestellt. Aus diesen Prozessen sollen im Folgenden neue Teilchen mit ihren Eigenschaften hergeleitet werden. Da im Standardmodell aktuell nur das Higgs-Boson als Skalarboson bekannt ist, wäre es möglich, dass weitere skalare Teilchen existieren könnten. Daher wird angenommen, dass die neuen Teilchen Skalarbosonen sind, also einen Spin von null haben. Zudem orientieren wird sich hier an den Vorgaben des Standardmodells für die Werte von der elektrischen und schwachen Ladung orientiert, sowie dem Prinzip der Ladungserhaltung.

Generell kann man sagen, dass jedes potentielle Higgs-Boson eine schwache Ladung besitzen soll, um mit den Teilchen, die ebenfalls eine schwache Ladung besitzen, interagieren zu können. Es wird angenommen, dass die Werte dieser Ladung sowohl ± 0.5 als auch ± 1 betragen können, also die Werte des Standardmodells. Zudem werden hier ausschließlich elektroschwache Prozesse betrachtet, weshalb die starke Ladung vorerst keine Rolle spielt.

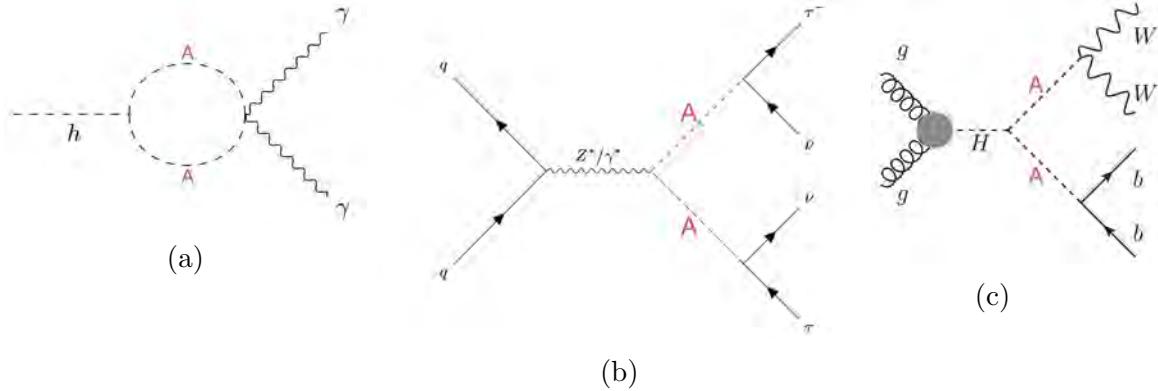


Abb. 5.7: Mögliche Prozesse, bei denen potentiell BSM-Higgs-Bosonen entstehen könnten, die im Folgenden vorerst als A -Bosonen bezeichnet werden. Prozess (a) zeigt den Zerfall eines Higgs-Bosons in zwei A -Bosonen, die wiederum zusammen in zwei Photonen zerfallen. Dieser Prozess trägt zum Di-Photonen-Kanal bei und könnte unter anderem zu dem Datenüberschuss bei 95 GeV beitragen. Prozess (b) zeigt den Zerfall eines Z -Bosons in zwei A -Bosonen, welche jeweils in ein Lepton und ein Neutrino zerfallen. Dieser Zerfall würde zum $H \rightarrow \tau\tau$ Kanal beitragen. In Prozess (c) zerfällt ein Higgs-Teilchen in zwei A -Bosonen. Diese A -Bosonen zerfallen nun entweder in zwei W -Bosonen oder zwei Leptonen. Diese Zerfälle würden sowohl zum $H \rightarrow WW^*$ Kanal als auch zum Di-Lepton-Kanal beitragen [53, 54].

In Abbildung 5.7 (a) kann man erkennen, dass neue Teilchen in Teilchen-Antiteilchen-Paaren auftreten können, denn ein wichtiges Prinzip der Teilchenphysik ist, dass es zu jedem Teilchen ein Anti-Teilchen geben muss. So könnten die neuen Teilchen eine elektrische Ladung von ± 1 haben. Außerdem sind auch ihre schwachen Ladungen entgegengesetzt.

Aus Abbildung 5.7 (b) kann entnommen werden, dass neue Teilchen auch ähnlich wie W -Bosonen sein könnten. Also müssen die Teilchen jeweils eine elektrische Ladung von ± 1 und eine schwache Ladung haben.

Die neuen Teilchen in Abbildung 5.7 (c) sind wiederum elektrisch neutral geladen und haben ähnliche Eigenschaften, wie das Higgs-Boson, da es sowohl in zwei Photonen als auch zwei Fermionen zerfallen kann.

Für die Existenz weiterer Higgs-Bosonen gibt es bereits einige theoretische Vorhersagen, wie die Supersymmetrie oder das zwei Higgs-Doublet-Modell. Beide Theorien sagen voraus, dass es vier weitere Higgs-Bosonen gibt. Zwei dieser Teilchen haben die gleichen Eigenschaften, wie das bereits entdeckte Higgs-Boson und unterscheiden sich nur in ihrer Masse. Ein weiteres Teilchen ist elektrisch geladen.

Vor allem zu den elektrisch geladenen Higgs-Bosonen würden die Prozesse (a) und (b) aus Abbildung 5.7 sehr gut passen, da beide Diagramme zwei Teilchen, die entgegengesetzt geladen sind, voraussetzen. Zu (c) würden wiederum Higgs-ähnliche Bosonen gut passen, da hierfür ein neues Teilchen elektrisch neutral sein muss.

Nun müsste man genaue Werte für die Kopplungskonstanten der neuen Teilchen klären.

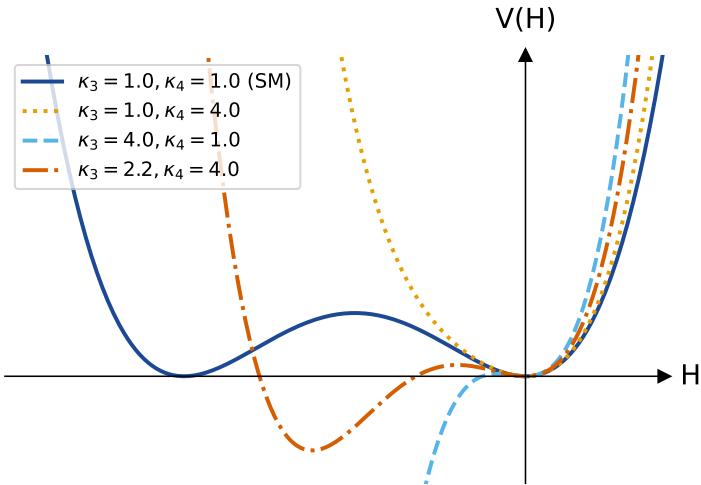


Abb. 5.8: Andere Formen des Higgs-Potentials durch Variation der Werte von κ_3 und κ_4 . Das vom Standardmodell vorhergesagte Higgs-Potential wird durch die dunkelblaue Funktion dargestellt. Die anderen Funktionen entstehen, indem man κ_3 und/oder κ_4 andere Werte zuweist (zur Verfügung gestellt von Brian Moser).

Damit könnte man überprüfen, ob diese Prozesse auch numerisch die Peaks wirklich erklären könnten. Außerdem muss man sicherstellen, dass diese Teilchen keine anderen Prozesse beeinflussen, die schon sehr genau gemessen wurden und bei denen keine Abweichung festgestellt wurde. Damit würde das neue Teilchen ausgeschlossen werden.

Allerdings sollte bedacht werden, dass dies starke Vereinfachungen sind und man durch die Natur der Theorien eigentlich viel mehr beachten müsste. Trotzdem ist es eine gute Anschauung um die Vorgehensweise von Wissenschaftlern, die versuchen, plausible Szenarien zu konstruieren.

5.2 Di-Higgs-Produktion

Die Higgs-Paarproduktion ist ein Prozess, bei dem zwei Higgs-Bosonen in dem gleichen Streuprozess entstehen. Das Ziel der Erforschung der Di-Higgs-Produktion ist, das Higgs-Potential genauer auszumessen. Nach heutigem Stand ist nur einen sehr kleinen Bereich um das Minimum des Potentials bekannt. Man weiß daher nicht, ob das Higgs-Potential die Form hat, die im Standardmodell angenommen wird (Abbildung 5.8). Die Higgs-Paarproduktion ist ein Prozess, der sensitiv auf das Potential ist. Das Higgs-Potential ist die zentrale Vorhersage des Brout-Englert-Higgs-Mechanismus, daher ist es wichtig diese Vorhersage auch experimentell zu untersuchen.

Verschiedene Feynman Diagramme können zu zwei Higgs-Bosonen im Endzustand führen:

1. Zwei Teilchen, am häufigsten Top-Quarks, strahlen ein Higgs-Boson aus, wie in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Bosonen sind dann zwar unabhängig voneinander

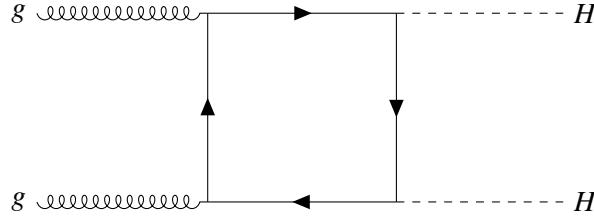


Abb. 5.9: Di-Higgs-Produktion ohne Higgs-Selbstkopplung, da beide Higgs-Bosonen unabhängig voneinander entstanden sind [55].

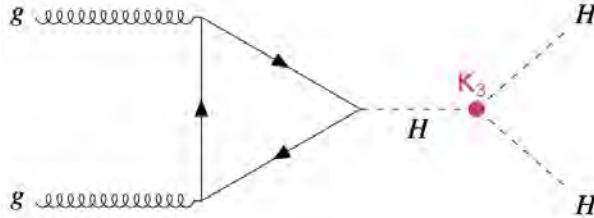


Abb. 5.10: Di-Higgs-Produktion mit trilinearer Higgs-Selbstkopplung [55].

entstanden, aber dennoch in derselben Kollision. Daher sind solche Prozesse Di-Higgs-Produktionen.

2. Ein Higgs-Boson teilt sich in zwei andere Higgs-Teilchen auf oder bei Kopplung von mehreren Higgs-Bosonen an einem Vertex aneinander, was in Abbildung 5.10 dargestellt wird.

Es ist anzunehmen, dass Di-Higgs-Produktion am CERN vorkommt, allerdings ist die Cross Section dieser Prozesse so gering, dass der aktuelle Datensatz nicht ausreicht, um ein Signal mit ausreichender Signifikanz messen zu können. Es können aber auf höhere Selbstkopplungsstärken Limits gesetzt werden, indem die aktuellen Daten mit simulierten Daten des Untergrundes und Simulationen des Signals bei erhöhter Kopplungsstärke verglichen werden. Die aktuellen Limits von κ_3 sind dabei $-1,0 < \kappa_3 < 6,6$ [55].

5.3 Der Einfluss von λ_4 auf Di-Higgs Prozesse am LHC

Es gibt Prozesse der Di-Higgs-Produktion, bei denen vier Higgs-Bosonen miteinander interagieren (siehe Abbildung 5.11). An diesem Vertex koppeln sie mit dem Kopplungsparameter λ_4 aneinander. Genau diesen Parameter findet man auch in Gleichung (4.6). Somit ist dieser Prozess vom Higgs-Potential abhängig. Wenn man nun die Di-Higgs-Produktion mit quartischer Higgs-Selbstkopplung untersucht, kann man Rückschlüsse auf die Form des Higgs-Potentials ziehen (siehe auch Abbildung 5.8). Bis jetzt wurde allerdings nur der

Einfluss von λ_3 auf die Cross Section der Di-Higgs-Produktion am LHC berücksichtigt. Aber auch λ_4 hat eine Wirkung darauf.

In den folgenden Berechnungen wird statt λ , κ oder auch $\Delta\kappa$ verwendet. Der Zusammenhang dieser Parameter wird durch

$$\kappa_j = \frac{\lambda_j}{\lambda_j^{\text{SM}}} = 1 + \Delta\kappa_j \quad (j \in 3; 4) . \quad (5.7)$$

dargestellt. Außerdem gibt es zwischen λ , der Cross Section σ und der Signalstärke μ den Zusammenhang

$$\frac{\sigma}{\sigma^{\text{SM}}} = \mu = a \cdot \kappa_\lambda^2 + b \cdot \kappa_\lambda + c . \quad (5.8)$$

Es gibt bereits eine Publikation, in der der Einfluss der quartischen Higgs-Selbstkopplung untersucht wurde, allerdings nur für zukünftige Teilchenbeschleuniger, wie den High Energy LHC oder FCC [56]. Diese Publikation konnte für die Verifizierung unseres Setups genutzt werden.

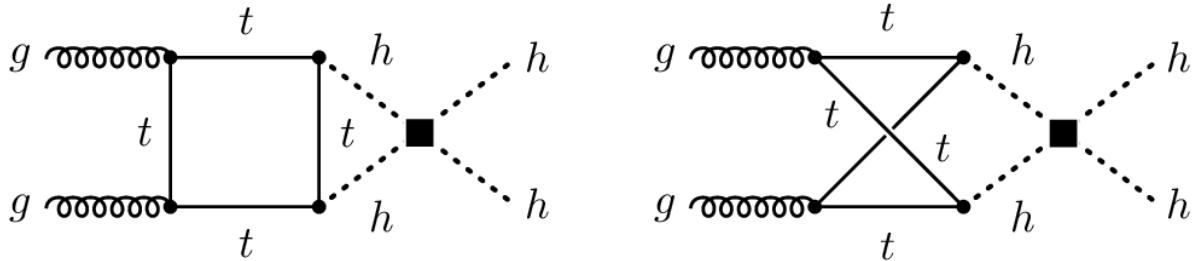


Abb. 5.11: Zwei mögliche Prozesse der Di-Higgs-Produktion mit quartischer Selbstkopplung (schwarzes Quadrat). Trotz dass es hier zwei Loops gibt, sind diese Diagramme dennoch LO in QCD, also auf Prozesse der starken Wechselwirkung bezogen [56].

5.3.1 Das Setup

Da unklar ist, ob die vom LHC aufgezeichneten Daten von Di-Higgs-Prozessen stammen, wird ihr Einfluss mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen des Signals untersucht. Die Signalstärke kann als Funktion von κ_3 und κ_4 dargestellt und mit den aktuellen ATLAS Limits verglichen werden. Dafür wird ein POWHEG-Modell von Luca Rotolli genutzt, einem der Autoren der Publikation [56]. Dieses Modell generiert mit Hilfe einer Wahrscheinlichkeitsverteilung potentielle Ereignisse, die auch so im LHC stattfinden könnten und errechnet die Cross Section von Di-Higgs-Produktion mit quartischer Higgs-

Selbstkopplung. Dieser ergibt sich aus der Summe aller Einzelprozesse ins Quadrat

$$\sigma \sim \left\{ \begin{array}{c} \text{Diagram 1: } g \text{ (wavy)} \rightarrow H \text{ (dashed)} \rightarrow H \text{ (dashed)} \rightarrow g \text{ (wavy)} \\ \text{Diagram 2: } g \text{ (wavy)} \rightarrow H \text{ (dashed)} \rightarrow H \text{ (dashed)} \rightarrow H \text{ (dashed)} \\ \text{Diagram 3: } g \text{ (wavy)} \rightarrow t \text{ (solid)} \rightarrow h \text{ (dashed)} \rightarrow K_4 \text{ (blue circle)} \rightarrow h \text{ (dashed)} \rightarrow t \text{ (solid)} \rightarrow g \text{ (wavy)} \\ \text{Diagram 4: } g \text{ (wavy)} \rightarrow t \text{ (solid)} \rightarrow h \text{ (dashed)} \rightarrow K_3 \text{ (red circle)} \rightarrow h \text{ (dashed)} \rightarrow t \text{ (solid)} \rightarrow g \text{ (wavy)} \end{array} \right\}^2 + \text{Diagram 5: } g \text{ (wavy)} \rightarrow t \text{ (solid)} \rightarrow h \text{ (dashed)} \rightarrow K_3 \text{ (red circle)} \rightarrow h \text{ (dashed)} \rightarrow t \text{ (solid)} \rightarrow g \text{ (wavy)} . \quad (5.9)$$

Durch Ausklammern von Gleichung (5.9) erhält man ein Polynom in κ_3 und κ_4

$$\sigma \sim p_0 + p_1 \kappa_3 + p_2 \kappa_4 + p_3 \kappa_3^2 + p_4 \kappa_3 \kappa_4 + p_5 \kappa_4^2 + p_6 \kappa_3^2 \kappa_4 + p_7 \kappa_3 \kappa_4^2 + p_8 \kappa_3^2 \kappa_4^2 , \quad (5.10)$$

genauer gesagt

$$\mu = q_0 + q_1 \kappa_3 + q_2 \kappa_4 + q_3 \kappa_3^2 + q_4 \kappa_3 \kappa_4 + q_5 \kappa_4^2 + q_6 \kappa_3^2 \kappa_4 + q_7 \kappa_3 \kappa_4^2 + q_8 \kappa_3^2 \kappa_4^2 . \quad (5.11)$$

Mit Hilfe der generierten Daten kann nun ein Polynomfit durchgeführt werden, durch den man eine Formel der Form (5.11) erhält, die sich auch visuell darstellen lässt.

Davor muss das Setup zunächst verifiziert werden. Dafür werden Werte auf der Energie des High Energy LHCs von 27 TeV generiert, da die quartische Higgs-Selbstkopplung für diesen Collider schon in der Publikation [56] erforscht wurde. Mit den erhaltenen Werten für den Wechselwirkungsquerschnitt kann nun der Polynomfit durchgeführt und mit der Gleichung aus diesem Paper verglichen werden.

Die Gleichung aus Veröffentlichung [56] lautet

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow hh)_{\text{HE-LHC}} = & 131 \left[1 - 0,73 \Delta \kappa_3 + 1,9 \cdot 10^{-3} \Delta \kappa_4 \right. \\ & + 0,24 (\Delta \kappa_3)^2 + 4,9 \cdot 10^{-4} \Delta \kappa_3 \Delta \kappa_4 + 2,7 \cdot 10^{-5} (\Delta \kappa_4)^2 \\ & - 1,3 \cdot 10^{-3} (\Delta \kappa_3)^2 \Delta \kappa_4 - 1,8 \cdot 10^{-5} \Delta \kappa_3 (\Delta \kappa_4)^2 \\ & \left. + 8,8 \cdot 10^{-6} (\Delta \kappa_3)^2 (\Delta \kappa_4)^2 \right] \text{fb} . \end{aligned} \quad (5.12)$$

Sie stellt die Cross Section σ des Prozesses auf NLO dar.

Für die von uns erstellte Gleichung ergibt sich aus den generierten Werten

$$\begin{aligned} \mu(pp \rightarrow hh)_{\text{HE-LHC}} = & 1 - 0,72 \Delta \kappa_3 + 1,9 \cdot 10^{-3} \Delta \kappa_4 \\ & + 0,23 (\Delta \kappa_3)^2 + 6,0 \cdot 10^{-4} \Delta \kappa_3 \Delta \kappa_4 + 3,0 \cdot 10^{-5} (\Delta \kappa_4)^2 \\ & - 1,2 \cdot 10^{-3} (\Delta \kappa_3)^2 \Delta \kappa_4 - 2,0 \cdot 10^{-5} \Delta \kappa_3 (\Delta \kappa_4)^2 \\ & + 8,7 \cdot 10^{-6} (\Delta \kappa_3)^2 (\Delta \kappa_4)^2 . \end{aligned} \quad (5.13)$$

Sie stellt die Signalstärke μ auf LO dar.

Nun können die Gleichungen (5.12) und (5.13) aufgrund von Gleichung (5.8) verglichen werden. Dabei fällt auf, dass beide Formeln verhältnismäßig gut übereinstimmen, wenn man bedenkt, dass die Polynome unterschiedlicher Ordnung der Störungstheorie (siehe Kapitel 4.7) sind.

5.3.2 Durchführung des Grid-Scans und Fitting von κ_3 und κ_4

Da das Setup verifiziert wurde, kann nun die eigentliche Parameterisierung bei LHC Energie durchgeführt werden. Dazu wird zuerst ein Grid-Scan durchgeführt, mit dessen Werten dann durch den Polynomfit eine Gleichung für μ erzeugt wird.

Um einen Grid-Scan durchzuführen, werden verschiedene Wertekombinationen für κ_3 und κ_4 eingesetzt und die Energie der kollidierenden Teilchen auf LHC-Run2-Energie von 6,5 TeV pro Protonenstrahl gesetzt. Das Modell gibt nun die Cross Sections für die verschiedenen Werte-Paare aus, durch welche für jede Kombination die Signalstärke μ berechnet werden kann.

Nun kann man mit κ_3 , κ_4 und μ einen Polynomfit durchführen, der die Koeffizienten dieser Gleichung ausgibt. Dadurch erhalten wir

$$\begin{aligned} \mu(pp \rightarrow hh)_{\text{LHC}} = & 1 - 0,77\Delta\kappa_3 + 1,7 \cdot 10^{-3}\Delta\kappa_4 \\ & + 0,26(\Delta\kappa_3)^2 + 7,5 \cdot 10^{-4}\Delta\kappa_3\Delta\kappa_4 + 3,0 \cdot 10^{-5}(\Delta\kappa_4)^2 \\ & - 1,5 \cdot 10^{-3}(\Delta\kappa_3)^2\Delta\kappa_4 - 2,0 \cdot 10^{-5}\Delta\kappa_3(\Delta\kappa_4)^2 \\ & + 9,7 \cdot 10^{-6}(\Delta\kappa_3)^2(\Delta\kappa_4)^2. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Mit dieser Gleichung kann man nun Abbildung 5.12 erstellen, welche die Signalstärke μ in Abhängigkeit von den Kopplungsmodifizieren κ_3 und κ_4 darstellt.

5.3.3 Vergleich mit den ATLAS-Run2-Daten

ATLAS erwartet, $\mu < 2,9$ mit 95% CL mit den Run 2 Daten auszuschließen [58]. Das heißt, dass Werte über 2,9 für μ mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden können. Diesen Wert wird im Folgenden genutzt, um unsere Simulationen mit diesen Messungen zu vergleichen.

Um festzustellen, welche Werte von κ_3 und κ_4 von den momentan besten Messungen der Di-Higgs-Prozesse ausgeschlossen werden, verwenden wir eine χ^2 -Verteilung als Teststatistik. Sie ergibt sich durch

$$\chi^2 = \left(\frac{x - \mu(\kappa_3, \kappa_4)}{\sigma} \right)^2. \quad (5.15)$$

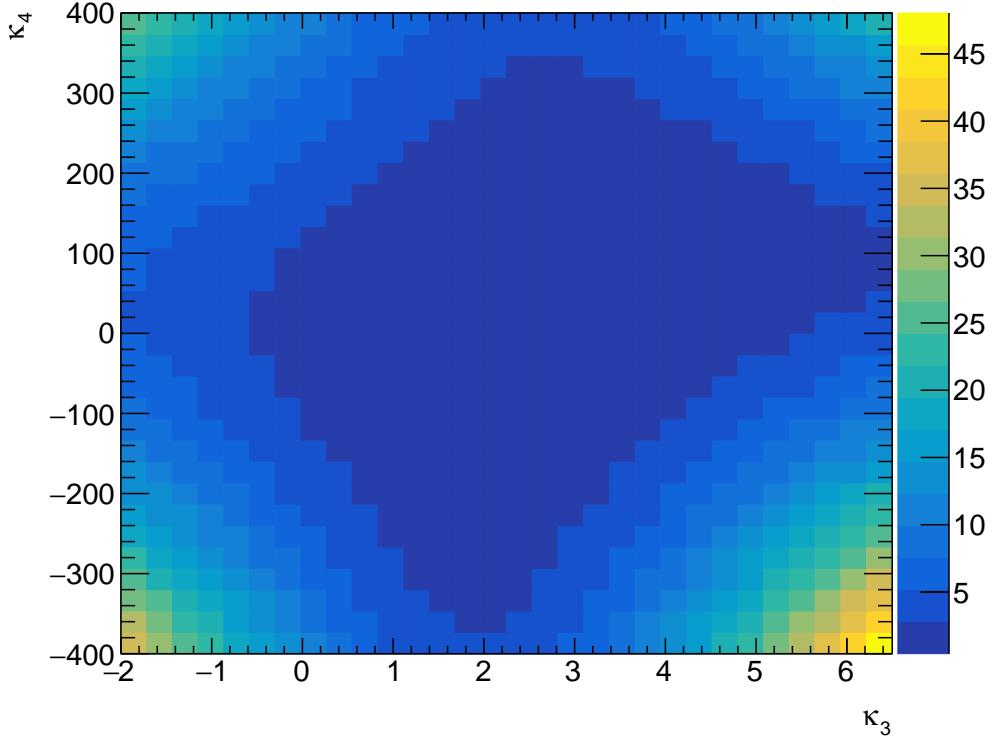


Abb. 5.12: μ in Abhängigkeit von κ_3 und κ_4 , je dunkler die Farbe, desto kleiner ist μ . Im Standardmodell gilt $\mu = 1$ (Erstellt mit dem ROOT Framework für Datenanalyse [57]).

Hierbei ist $\mu(\kappa_3, \kappa_4)$ die Parameterisierung, die wir durch den Fit erhalten haben, x ist ein Messwert und σ ist die Unsicherheit auf den Messwert. Dieser kann aus dem Limit aus der Veröffentlichung [58] berechnet werden, in unserem Fall gilt $\sigma = \frac{\mu}{2} = 1,45$. Außerdem gilt für x der Standardmodell-Wert $x = 1.0$, da eine Simulation verwendet wurde. An dieser Funktion werden auch die confidence levels (CL) festgelegt. Für 95% CL gilt $\chi^2 = 2 \cdot 0,49$ und für 68% CL gilt $\chi^2 = 2 \cdot 1,92$.

Mit den Messwerten von ATLAS kann nun χ^2 als Funktion von κ_3 und κ_4 gezeichnet werden (siehe Abbildung 5.13). Hier sind die CLs von κ_3 und κ_4 dargestellt. Das heißt, dass alle Werte, die innerhalb der durchgezogenen Linie liegen, erlaubt sind, alle Werte außerhalb nicht mehr.

Gut darin zu erkennen ist, dass man κ_4 gar nicht einschränken kann, denn das obere und untere Limit sind viel zu groß. Bei Absolutbeträgen über 65 würde die Kopplung zu groß werden und zu Streuwahrscheinlichkeiten, die größer als 1 wären, führen. Das lässt sich darauf zurückführen, dass der Prozess $pp \rightarrow hh$ nur wenig sensitiv auf κ_4 ist, weshalb auch die Limits extrem schwach sind. Dafür lässt sich aber κ_3 relativ gut einschränken, denn auch hier würden nur Absolutbeträge kleiner als 6,5 theoretisch Sinn ergeben.

Außerdem kann man die χ^2 -Funktion in Abhängigkeit von κ_3 für zwei verschiedene Annahmen über κ_4 zeichnen. Man kann κ_4 nämlich als Variable oder als Konstante in die Funktion einsetzen. Beide Möglichkeiten werden in Abbildung 5.14 gezeigt. Außerdem

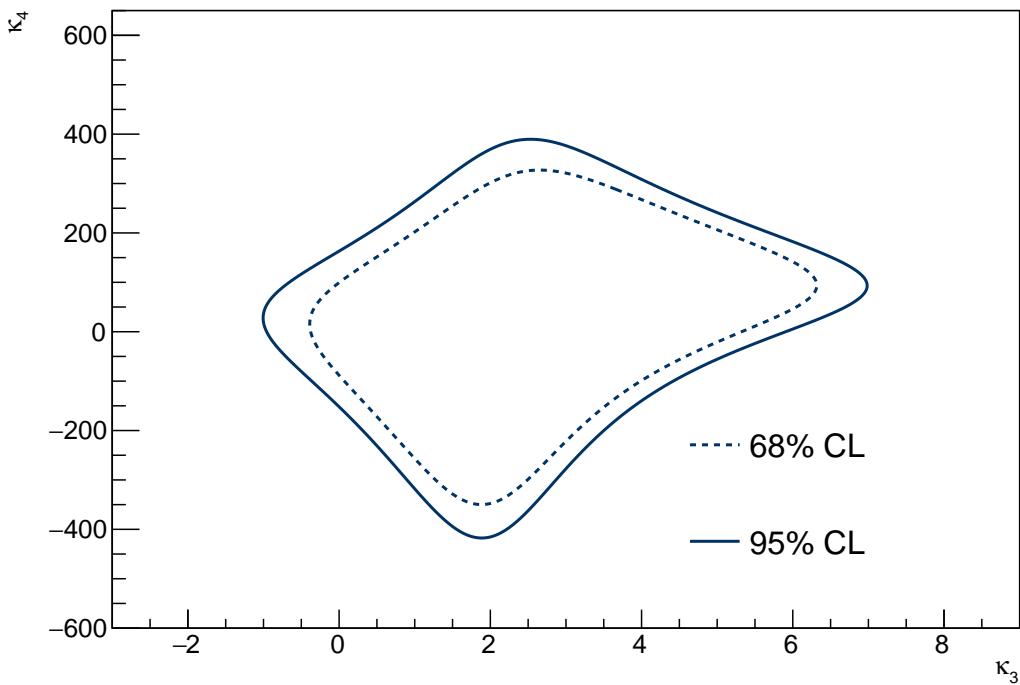


Abb. 5.13: Die Limits von κ_3 und κ_4 , wenn $\mu < 2,9$ mit 95% CL beziehungsweise 68% CL. Hierbei sind alle Wertekombinationen, die außerhalb der eingeschlossenen Fläche liegen, ausgeschlossen (Erstellt mit dem ROOT Framework für Datenanalyse [57]).

sind die Limits mit 68% CL und 95% CL dargestellt. Alle Werte darüber können ausgeschlossen werden.

Man kann erkennen, dass man κ_3 stärker einschränken kann, wenn $\kappa_4 = 1$. Allerdings wird das Modell aber durch freie Wahl von κ_4 deutlich unabhängiger von Annahmen über die theoretische Struktur der zugrundeliegenden Theorie.

Zusammengefasst kann man sagen, dass aktuell die Sensitivität auf κ_4 nur sehr begrenzt ist. Dank dieser Parameterisierung ist es aber trotzdem möglich, κ_3 mit Hilfe von κ_4 einzuschränken, ohne Annahmen über diesen Parameter machen zu müssen. Dadurch erhält unser Limit eine größere Unabhängigkeit von den Annahmen des Standardmodells. Das ist wichtig, um in Zukunft Aussagen über Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen, treffen zu können.

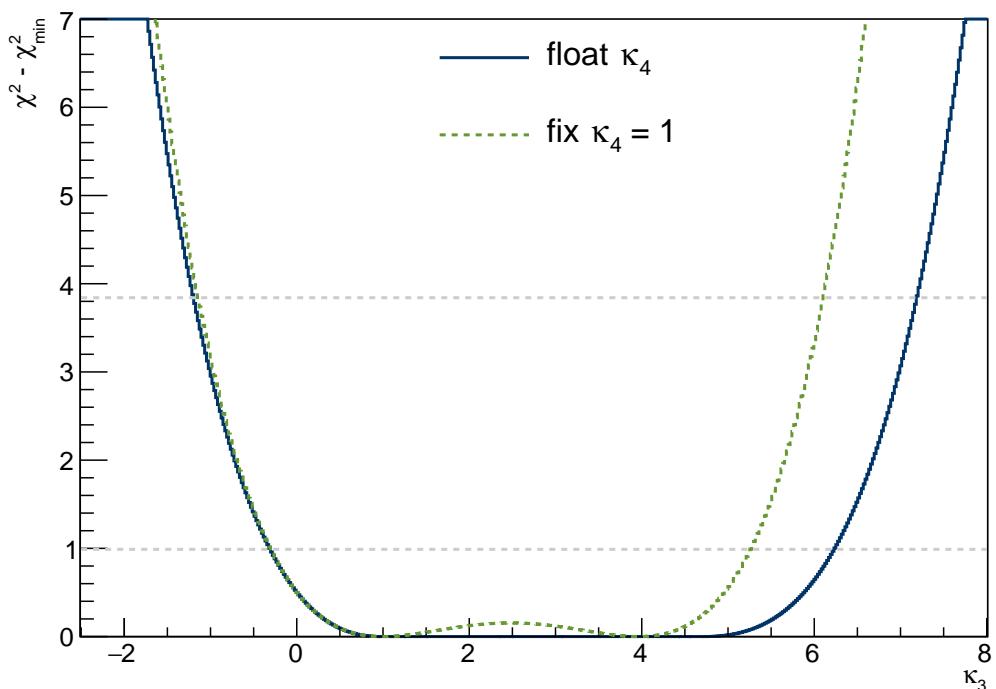


Abb. 5.14: Die Limits von κ_3 , wenn $\kappa_4 = 1$ (grün) und wenn κ_4 in jedem κ_3 -Punkt frei gewählt wird, um χ^2 zu minimieren (blau). Diese Beiträge von κ_4 sind viel kleiner, da sie störungstheoretisch eine höhere Ordnung haben. Aus diesem Grund wird der Einfluss von κ_4 oft nicht berücksichtigt (Erstellt mit dem ROOT Framework für Datenanalyse [57]).

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Grundlagen der Teilchenphysik auf Schul-Niveau tiefgehend erläutert und ein grundlegendes Verständnis für diese Gesetze geschaffen. Dabei konnte auf Konzepte wie Felder im Zusammenhang mit Teilchen und Symmetrien genauer eingegangen werden. Insbesondere wurde der Higgs-Mechanismus mit dem Higgs-Potential und die damit einhergehende Symmetriebrechung umfassend erklärt. Zudem wurde anhand (vereinfachter) Formeln genauer erläutert, wie das Higgs-Boson mit Fermionen und auch sich selbst wechselwirkt. Dadurch konnte ein Zusammenhang zwischen der Masse der Teilchen und ihrer Kopplung an das Higgs-Feld hergeleitet werden.

Mit Hilfe dieser Zusammenhänge war es möglich, Rückschlüsse auf die Zerfallskanäle des Higgs-Bosons sowohl auf LO als auch auf NLO zu treffen. Außerdem konnten dadurch auch bestimmte Teilprozesse der Zerfälle auf NLO nachvollzogen werden.

Drüber hinaus war es möglich, durch das Wissen über den ATLAS-Detektor und seine verschiedenen Systeme zur Detektion von Teilchen, die verschiedenen Zerfallskanäle nach ihrer Detektierbarkeit und Auflösung zu beurteilen. Daraus ließ sich schlussfolgern, dass die Kanäle $H \rightarrow ZZ^*$, $H \rightarrow WW^*$ und $H \rightarrow \gamma\gamma$ am besten geeignet sind, um ein Higgs-Boson zu detektieren. Diese Zerfallskanäle wurden auch 2012 für die Entdeckung des Higgs genutzt. Somit wurden die theoretischen Hintergründe der Higgs-Suche am CERN nachvollzogen.

Des Weiteren wurde die Beobachtung eines Datenüberschusses bei 95 GeV im Di-Photon-Zerfallskanal des Higgs-Bosons erläutert und sich mit einer möglichen Erklärung dafür auseinandergesetzt. Dafür wurde sich mit der Higgs-BSM-Physik beschäftigt und Eigenschaften möglicher neuer Teilchen mit Hilfe von Feynman Diagrammen hergeleitet. Diese neuen Teilchen konnten bereits existierenden Theorien wie der Supersymmetrie oder dem zwei Higgs-Doublet-Modell zugeordnet werden.

Zudem wurde der Prozess der Higgs-Paarproduktion eingeführt und genauer erklärt. Mit Hilfe dessen war es möglich, diesen Prozess mit einer Simulation, wie sie auch in der aktuellen Forschung verwendet werden, nachzuvollziehen. Dabei lag der Fokus insbesondere auf der quartischen Higgs-Selbstkopplung, mit dem Ziel den Einfluss dieser Kopplung auf

den Higgs-Paarproduktionsmechanismus erforschen zu können. Die Daten der Simulation wurden mit den Limits von ATLAS verglichen. Dabei war es möglich, durch diese Limits der Signalstärke von ATLAS auch die zu erwartenden Limits auf die Kopplungsparameter zu berechnen. Es stellte sich heraus, dass κ_3 , der Kopplungsparameter der trilinearen Higgs-Selbstkopplung, sich zwar gut einschränken ließ, bei κ_4 , der Kopplungsparameter der quartischen Higgs-Selbstkopplung, war eine Einschränkung allerdings nicht möglich aufgrund der limitierten Sensitivität auf diesen Parameter. Stattdessen konnten die Limits von κ_3 in Abhängigkeit von κ_4 betrachtet werden. Zwar werden diese Limits ein wenig schlechter, wenn κ_4 frei gewählt werden darf, dafür ist es aber mit unserer Parameterisierung möglich, unabhängig vom Standardmodell Aussagen über κ_3 treffen zu können. Diese Auswertung wurde nach wissenschaftlichen Standards durchgeführt, weshalb die Ergebnisse in einem Meeting der ATLAS Di-Higgs-Gruppe vorgestellt werden durften. Derartige Suchen bilden die Grundlage für umfassendere Suchen zu BSM-Physik. Der nächste große Meilenstein der Teilchenphysik ist somit Hinweise auf BSM-Physik zu finden, da Phänomene beobachtet werden, die noch nicht beschrieben werden können, wie beispielsweise Dunkle Materie. Diese Dinge zu finden und auch theoretisch erklären zu können, ist aktuell die größte Motivation für die teilchenphysikalische Forschung. Damit sind solche Analysen unabdingbar für die aktuelle Forschung und Fundament für zukünftige Entdeckungen.

Ein besonderes Merkmal dieser Arbeit ist, dass Schüler und Studierende bereits an QFT-Formalismen herangeführt werden, deren mathematische Grundlagen erst später im Physikstudium erlernt werden. Somit ermöglicht sie interessierten Schülern oder auch Physikstudierenden ohne bisherige Kenntnisse in der Teilchenphysik beziehungsweise der Quantentheorie sehr einfach, einen Zugang zu aktueller Forschung am Beispiel des Higgs-Bosons zu bekommen. Damit könnte diese Arbeit im Rahmen des Netzwerk Teilchenwelt gegebenfalls weiter ausgebaut und in deren Programm als einen Workshop für Fortgeschrittene integriert werden.

Anhang A

A.1 Herleitung des Zusammenhangs von Masse und Lebensdauer

Den Zusammenhang zwischen Masse und Lebensdauer von Teilchen kann man mit Hilfe der Heisenbergschen Unschärferelation illustrieren, die besagt, dass man Ort sowie Impuls eines Teilchens nicht gleichzeitig genau bestimmen kann, sondern nur mit einer bestimmten Unsicherheit. Das Produkt der beiden Unsicherheiten muss immer größer gleich dem planckschen Wirkungsquantum h geteilt durch 4π sein. Daraus ergibt sich

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{h}{4\pi}. \quad (\text{A.1})$$

Diese ist äquivalent zu der Formel $\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{4\pi}$. Da gilt: $E = mc^2$, sind Masse und Energie äquivalent, somit ist auch ΔE äquivalent zur Masse. Um nun immer das gleiche Produkt aus $\Delta E \cdot \Delta t$ zu erhalten, muss bei einer höheren Masse eine geringere Zeit eingesetzt werden. Deshalb haben Teilchen mit einer höheren Masse eine kürzere Lebenszeit. Bei einer geringeren Masse kann man somit eine längere Zeit einsetzen. Daher leben leichtere Teilchen länger.

A.2 Feynman-Diagramme

Feynman-Diagramme wurden nach dem Physiker Richard Feynman benannt. Sie stellen teilchenphysikalische Prozesse, die sonst mit komplizierten mathematischen Formeln dargestellt werden müssten, einfach und anschaulich dar.

Grundsätzlich ist ein Feynman-Diagramm aus Linien aufgebaut. Sie stellen Teilchen dar. Da es verschiedene Arten von Teilchen gibt, gibt es auch unterschiedliche Arten von Linien (siehe Abbildung A.1). An Stellen, wo diese Linien aufeinandertreffen, sind sogenannte Vertices. An diesen Stellen wirken die Wechselwirkungen. An jedem dieser Vertices müssen alle Erhaltungssätze erfüllt sein. Wenn allerdings das Higgs-Teilchen an der Wechselwirkung beteiligt ist, kann die Ladung der schwachen Wechselwirkung auch nicht erhalten



Abb. A.1: Die verschiedenen Arten von Linien, die es in Feynman-Diagrammen gibt, mitsamt der zugeordneten Teilchen (selbst erstellt mit Feynman diagram maker [11], inspiriert von Netzwerk Teilchenwelt [3]).

sein (siehe auch Kapitel 4).

Aus den Linien und Vertices kann man nun, unter Beachtung der Ladungserhaltung, Feynman-Diagramme zusammensetzen.

A.3 Spin

Der Spin ist eine Eigenschaft von Elementarteilchen. Man kann ihn als Analogie zum Eindrehimpuls dieser Teilchen sehen [59]. Dadurch gilt bei jedem teilchenphysikalischen Prozess auch die Erhaltung des Spins. Er kann nur bestimmte Werte, Vielfache des reduzierten planckschen Wirkungsquantum \hbar , annehmen, das heißt, er ist gequantelt. Mögliche Werte des Spins sind ganzzahlig oder halbzahlig, also $\frac{1}{2}\hbar$, $1\hbar$, $1\frac{1}{2}\hbar$, $2\hbar$, ... $\frac{n}{2}\hbar$. Aktuell sind nur Teilchen mit einem Spin von $0\hbar$, $\frac{1}{2}\hbar$ und $1\hbar$ bekannt.

Dadurch lassen sich die Teilchen des Standardmodells weiter systematisieren, denn Fermionen haben einen halbzahligen Spin, also $\frac{1}{2}$, und Bosonen haben einen ganzzahligen Spin. Diese lassen sich noch einmal unterteilen in Vektorbosonen mit einem Spin von 1 und Skalarbosonen, die einen Spin von 0 besitzen [60].

A.4 On und Off Shell

Wenn ein Teilchen zerfällt, dann gilt sowohl Energie-, als auch Impulserhaltung. Das heißt es gilt für den Zerfall $H \rightarrow ZZ^*$

$$E_H = E_{Z_1} + E_{Z_2} \text{ mit } E = \sqrt{m^2 + p^2} . \quad (\text{A.2})$$

Da sich das Higgs-Boson in Ruhe befindet und daher keinen Impuls besitzt, gilt

$$m_H = \sqrt{m_Z^2 + p_{Z_1}^2} + \sqrt{m_Z^2 + p_{Z_2}^2} . \quad (\text{A.3})$$

Da die Masse von zwei Z -Bosonen größer als die Masse des Higgs-Bosons ist, kann dieser Zusammenhang nicht erfüllt werden. Daher muss eines der Z -Bosonen off shell sein. Das wird mit * gekennzeichnet.

Auch bei dem Prozess $H \rightarrow WW^*$ ist eines der W -Bosonen off shell, da auch hier aufgrund ihrer Masse der Zusammenhang

$$m_H = \sqrt{m_W^2 + p_{W_1}^2} + \sqrt{m_W^2 + p_{W_2}^2} \quad (\text{A.4})$$

nicht erfüllt werden kann.

Literatur

- [1] Netzwerk Teilchenwelt. *Über uns*. URL: <https://www.teilchenwelt.de/ueber-uns/ueberblick/> (Zugriff am 18.01.2023).
- [2] Akademischer Verlag Spektrum. *Lexikon der Physik - natürliche Einheiten*. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/natuerliche-einheiten/10136> (Zugriff am 15.05.2023).
- [3] M. Kobel u. a. *Unterrichtsmaterial ab Klasse 10 - Teilchenphysik: Ladungen, Wechselwirkungen und Teilchen*. Netzwerk Teilchenwelt, 2022.
- [4] LEIFIphysik. *Die vier fundamentalen Wechselwirkungen*. URL: <https://www.leifiphysik.de/kern-teilchenphysik/teilchenphysik/grundwissen/die-vier-fundamentalen-wechselwirkungen> (Zugriff am 07.04.2022).
- [5] LEIFIphysik. *Elektromagnetische Wechselwirkung*. URL: <https://www.leifiphysik.de/kern-teilchenphysik/teilchenphysik/grundwissen/elektromagnetische-wechselwirkung> (Zugriff am 07.04.2022).
- [6] LEIFIphysik. *Starke Wechselwirkung*. URL: <https://www.leifiphysik.de/kern-teilchenphysik/teilchenphysik/grundwissen/starke-wechselwirkung-0> (Zugriff am 07.04.2022).
- [7] LEIFIphysik. *Schwache Wechselwirkung*. URL: <https://www.leifiphysik.de/kern-teilchenphysik/teilchenphysik/grundwissen/schwache-wechselwirkung> (Zugriff am 07.04.2022).
- [8] Julia Woithe, Jeff Wiener und Frederik Van der Veken. „Let's have a coffee with the Standard Model of particle physics!“ In: *Physics Education* 52 (März 2017), S. 34001–34010. DOI: 10.1088/1361-6552/aa5b25.
- [9] Akademischer Verlag Spektrum. *Lexikon der Physik - Eichbosonen*. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/eichbosonen/3672> (Zugriff am 04.07.2022).
- [10] Akademischer Verlag Spektrum. *Lexikon der Physik - Vektorbosonen*. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/vektorbosonen/15107> (Zugriff am 07.04.2022).
- [11] Aidan Randle-Conde. *Feynman diagram maker*. URL: <https://www.aidansean.com/feynman/> (Zugriff am 15.10.2023).

- [12] Akademischer Verlag Spektrum. *Lexikon der Physik - Feld*. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/feld/4834> (Zugriff am 28.04.2023).
- [13] Natalie Wolchover. *What is a particle?* URL: <https://quantamagazine.org/what-is-a-particle-20201112/> (Zugriff am 11.06.2023).
- [14] Manon Bischoff. *Die fabelhafte Welt der Mathematik - Das Noether-Theorem: Die Schönheit in der Physik erkennen*. URL: <https://www.spektrum.de/kolumne/das-noether-theorem-jede-symmetrie-eine-erhaltungsgroesse/2060313> (Zugriff am 06.02.2023).
- [15] CERN. *About CERN*. URL: <https://home.cern/about> (Zugriff am 28.03.2023).
- [16] CERN. *The Large Hadron Collider*. URL: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider> (Zugriff am 04.04.2022).
- [17] The ATLAS Collaboration. *Detector & Technology - The ATLAS Detector*. URL: <https://atlas.cern/Discover/Detector> (Zugriff am 04.04.2022).
- [18] CERN. *CERN's accelerator complex*. URL: <https://home.cern/science/accelerators/accelerator-complex> (Zugriff am 18.04.2023).
- [19] Welt der Physik. *Häufige Fragen zum LHC*. URL: https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/experimente/teilchenbeschleuniger/cern-lhc/lhc-faq/#Welchen_Energieverbrauch_hat_der_LHC (Zugriff am 04.04.2022).
- [20] Wikipedia. *Schwerpunktsenergie*. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Schwerpunktsenergie> (Zugriff am 11.06.2023).
- [21] CERN. *A vacuum as empty as interstellar space*. URL: <https://home.cern/science/engineering/vacuum-empty-interstellar-space> (Zugriff am 27.12.2022).
- [22] Georges Aad u. a. „Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC“. In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), S. 1–29. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020). arXiv: [1207.7214 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1207.7214).
- [23] Serguei Chatrchyan u. a. „Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC“. In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), S. 30–61. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). arXiv: [1207.7235 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1207.7235).
- [24] Patrick Koppenburg. *New particles discovered at the LHC*. URL: <https://www.nikhef.nl/~pkoppenb/particles.html> (Zugriff am 29.01.2023).
- [25] Welt Maschine. *ATLAS - A Toroidal LHC ApparatuS*. URL: https://www.weltmaschine.de/cern_und_lhc/experimente_am_lhc/atlas/ (Zugriff am 04.04.2022).
- [26] The ATLAS Collaboration. *The Inner Detector*. URL: <https://atlas.cern/Discover/Detector/Inner-Detector> (Zugriff am 04.04.2022).

- [27] The ATLAS Collaboration. *Calorimeter*. URL: <https://atlas.cern/Discover/Detector/Calorimeter> (Zugriff am 04.04.2022).
- [28] The ATLAS Collaboration. *Muon Spectrometer*. URL: <https://atlas.cern/Discover/Detector/Muon-Spectrometer> (Zugriff am 04.04.2022).
- [29] Karl Jakobs. *ATLAS – ein Schlüsselexperiment zum Verständnis von Kräften und Materie*. URL: <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/experimente/teilchenbeschleuniger/cern-lhc/lhc-experimente/atlas/> (Zugriff am 04.04.2022).
- [30] The ATLAS Collaboration. *Explore the ATLAS Schematics*. URL: <https://atlas.cern/Resources/Schematics> (Zugriff am 22.05.2023).
- [31] The ATLAS Collaboration. *New ATLAS measurement of the Higgs Boson mass*. URL: <https://atlas.cern/updates/briefing/new-atlas-measurement-higgs-boson-mass> (Zugriff am 19.01.2023).
- [32] The ATLAS Collaboration. *ATLAS measures Higgs boson mass with unprecedented precision*. URL: <https://atlas.cern/Updates/Briefing/Run2-Higgs-Mass> (Zugriff am 19.01.2023).
- [33] Georges Aad u. a. „Combined measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ decay channels with the ATLAS detector using $\sqrt{s} = 7, 8$ and 13 TeV pp collision data“. In: (Aug. 2023). arXiv: 2308.04775 [hep-ex].
- [34] Maike Pollmann. *Der higgs-Mechanismus – von einer Idee zum Nobelpreis*. URL: <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/bausteine/higgs/higgs-mechanismus/> (Zugriff am 20.06.2022).
- [35] The ATLAS Collaboration. *The Higgs Boson: A landmark discovery*. URL: <https://atlas.cern/Discover/Physics/Higgs> (Zugriff am 05.01.2023).
- [36] Akademischer Verlag Spektrum. *Lexikon der Physik - Higgs-Mechanismus*. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/higgs-mechanismus/6721> (Zugriff am 05.01.2023).
- [37] Mark Neubauer. *Higgs Boson Physik*. URL: https://www.marksneubauer.com/projects/4_project/ (Zugriff am 08.06.2023).
- [38] Akademischer Verlag Spektrum. *Lexikon der Physik - Higgs-Potential*. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/higgs-potential/6722> (Zugriff am 05.01.2023).
- [39] Dominik Weiβ. „Search for Diboson Production in 4 Tau Final States with the ATLAS Detector“. Masterarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2021.
- [40] Fred Bellaiche. *What's this Higgs boson anyway ?* URL: <http://www.quantum-bits.org/?p=233> (Zugriff am 28.07.2023).

- [41] M. Gonzalez-Lopez, M. J. Herrero und P. Martinez-Suarez. „Testing anomalous $H - W$ couplings and Higgs self-couplings via double and triple Higgs production at e^+e^- colliders“. In: *Eur. Phys. J. C* 81.3 (2021), S. 260. DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09048-1. arXiv: 2011.13915 [hep-ph].
- [42] The ATLAS Collaboration. „A detailed map of Higgs boson interactions by the ATLAS experiment ten years after the discovery“. In: *Nature* 607.7917 (1. Juli 2022), S. 52–59. DOI: 10.1038/s41586-022-04893-w.
- [43] Thomas Hahn. „Generating Feynman diagrams and amplitudes with FeynArts 3“. In: *Comput. Phys. Commun.* 140 (2001), S. 418–431. DOI: 10.1016/S0010-4655(01)00290-9. arXiv: hep-ph/0012260.
- [44] Georges Aad u. a. „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“. In: *JHEP* 08 (2016), S. 045. DOI: 10.1007/JHEP08(2016)045. arXiv: 1606.02266 [hep-ex].
- [45] Wikipedia. *Invariant Mass*. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Invariant_mass (Zugriff am 03.11.2023).
- [46] Eleonora Rossi. „Measurement of Higgs-boson self-coupling with single-Higgs and double-Higgs production channels“. Diss. Universita degli Studi Roma Tre, Okt. 2020. arXiv: 2010.05252 [hep-ex].
- [47] The ATLAS Collaboration. *Exploring the Higgs boson “discovery channels”*. URL: <https://atlas.cern/updates/briefing/exploring-higgs-discovery-channels> (Zugriff am 26.09.2023).
- [48] Thomas Biekötter, Sven Heinemeyer und Georg Weiglein. „The CMS di-photon excess at 95 GeV in view of the LHC Run 2 results“. In: *Phys. Lett. B* 846 (2023), S. 138217. DOI: 10.1016/j.physletb.2023.138217. arXiv: 2303.12018 [hep-ph].
- [49] The CMS Collaboration. *Higgs Boson*. URL: <https://cms.cern/physics/higgs-boson> (Zugriff am 05.01.2023).
- [50] CERN. *Supersymmetry*. URL: <https://home.cern/science/physics/supersymmetry> (Zugriff am 16.10.2023).
- [51] Albert M Sirunyan u. a. „Search for a standard model-like Higgs boson in the mass range between 70 and 110 GeV in the diphoton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ and 13 TeV“. In: *Phys. Lett. B* 793 (2019), S. 320–347. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.03.064. arXiv: 1811.08459 [hep-ex].
- [52] *Search for diphoton resonances in the 66 to 110 GeV mass range using 140 fb⁻¹ of 13 TeV pp collisions collected with the ATLAS detector*. Techn. Ber. Geneva: CERN, 2023. URL: <https://cds.cern.ch/record/2862024>.

- [53] Saiyad Ashanujjaman u. a. „ $SU(2)_L$ triplet scalar as the origin of the 95 GeV excess?“ In: (Juni 2023). arXiv: 2306.15722 [hep-ph].
- [54] Andreas Crivellin und Bruce Mellado. „Anomalies in Particle Physics“. In: (Sep. 2023). arXiv: 2309.03870 [hep-ph].
- [55] *Combination of searches for non-resonant and resonant Higgs boson pair production in the $b\bar{b}\gamma\gamma$, $b\bar{b}\tau^+\tau^-$ and $b\bar{b}b\bar{b}$ decay channels using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector.* Techn. Ber. Geneva: CERN, 2021. URL: <https://cds.cern.ch/record/2786865>.
- [56] Wojciech Bizoń, Ulrich Haisch und Luca Rottoli. „Constraints on the quartic Higgs self-coupling from double-Higgs production at future hadron colliders“. In: *JHEP* 10 (2019), S. 267. DOI: 10.1007/JHEP10(2019)267. arXiv: 1810.04665 [hep-ph].
- [57] R. Brun und F. Rademakers. „ROOT: An object oriented data analysis framework“. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 389 (1997). Hrsg. von M. Werlen und D. Perret-Gallix, S. 81–86. DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00048-X.
- [58] Georges Aad u. a. „Constraints on the Higgs boson self-coupling from single- and double-Higgs production with the ATLAS detector using pp collisions at $s=13$ TeV“. In: *Phys. Lett. B* 843 (2023), S. 137745. DOI: 10.1016/j.physletb.2023.137745. arXiv: 2211.01216 [hep-ex].
- [59] DUDEN Learn Attack. *Schülerlexikon - Spin - Atommodell einfach erklärt!* URL: <https://learnattack.de/schuelerlexikon/physik/spin> (Zugriff am 06.06.2023).
- [60] Akademischer Verlag Spektrum. *Lexikon der Physik - Spin.* URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/spin/13617> (Zugriff am 06.06.2023).

Selbstständigkeitserklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und alle Formulierungen, die wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Quellen entnommen wurden, kenntlich gemacht habe. Verwendete Informationen aus dem Internet können dem betreuenden Fachlehrer vollständig im Ausdruck zur Verfügung gestellt werden, einschließlich der genauen Angabe der Internetadresse. Sofern sich – auch zu einem späterem Zeitpunkt – herausstellt, dass die Arbeit oder Teile davon nicht selbstständig verfasst wurden, die Zitationshinweise fehlen oder Teile ohne Quellennachweis aus dem Internet entnommen wurden, so wird die Arbeit abgewertet oder auch nachträglich mit null Punkten gewertet.

Ich erkläre mich damit einverstanden, dass die vorliegende Arbeit für schulische Zwecke benutzt werden kann.

Ort, Datum

Unterschrift