

Fortgeschrittenen-Praktikum II

**Bestimmung der W -Boson Masse und
Entdeckung des Higgs-Bosons am
ATLAS-Experiment**

Philip Sommer, Christian Schillo

Version 1.2
05. Februar 2016

Fortgeschrittenen-Praktikum II
Physikalisches Institut
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	5
2 Theoretische Grundlagen	7
2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	9
2.2 Relativistische Kinematik	12
2.3 Streureaktionen	13
2.4 Feynmangraphen	13
2.5 Elektromagnetische Wechselwirkung	14
2.6 Starke Wechselwirkung	16
2.6.1 Hadronen	18
2.6.2 Fragmentation	18
2.6.3 QCD in Hadronkollisionen	18
2.7 Schwache Wechselwirkung	19
2.8 Die elektroschwache Wechselwirkung und das Standardmodell	20
3 Der LHC und das ATLAS-Experiment	23
3.1 Der Large Hadron Collider	23
3.2 Der ATLAS-Detektor	24
3.2.1 Der Innere Detektor	25
3.2.2 Kalorimetrie	27
3.2.3 Das Hadron-Kalorimeter (HCAL)	28
3.2.4 Das Myonspektrometer	28
3.3 Teilchenrekonstruktion	29
3.4 Weiterführende Literatur:	31
4 Physik an der Teraskala	33
4.1 Die Struktur des Protons	33
4.2 Anschauliche Beschreibung einer Hadron-Kollision	35
4.3 Der Drell-Yan-Prozess	37
4.4 Wirkungsquerschnitte interessanter Prozesse am LHC	38
5 Die schweren Eichbosonen	41
5.1 W- und Z-Boson-Produktion am LHC	41
5.1.1 Kinematik	42
5.1.2 Methoden zur W -Massen-Messung	43

Inhaltsverzeichnis

5.2	Messungen der schweren Eichbosonmassen	44
5.2.1	Präzisionsmessung der Z -Masse bei LEP	44
5.2.2	Messungen der W -Boson-Masse	45
5.3	Weiterführende Literatur	45
6	Die Suche nach dem Higgs-Boson	47
6.1	Der Higgsmechanismus im Standardmodell	47
6.2	Die Phänomenologie des Higgs-Bosons	48
6.3	Produktion des Higgs-Bosons am LHC	49
7	Statistische Methoden	53
7.1	p-Wert	53
7.2	Teststatistik	54
7.3	s/\sqrt{b} als Maß für die Signifikanz	56
7.4	Poisson-Prozess	56
7.5	Weiterführende Literatur	58
8	Versuchsteil	59
8.1	Eventdisplay - graphische Auswertung von Teilchenreaktionen	59
8.1.1	Versuchsaufgaben	59
8.1.2	Versuchsdurchführung	60
8.2	Kalibration des Elektromagnetischen Kalorimeters	60
8.2.1	Einführung	62
8.2.2	Fragen zur Vorbereitung	63
8.2.3	Versuchsaufgaben	63
8.2.4	Versuchsdurchführung	63
8.3	Teil 2: Messung der W -Masse	65
8.3.1	Einführung	65
8.3.2	Fragen zur Vorbereitung	66
8.3.3	Versuchsaufgaben	66
8.3.4	Versuchsdurchführung	66
8.4	Die Suche nach dem Higgs-Boson	68
8.4.1	Einführung	68
8.4.2	Fragen zur Vorbereitung	68
8.4.3	Versuchsaufgaben	70
8.4.4	Versuchsdurchführung	71

Kapitel 1

Einführung

Der FP II Versuch “Bestimmung der W -Boson Masse und Entdeckung des Higgs-Bosons am ATLAS-Experiment” soll in die Physik am ATLAS-Experiment eingeführen. Der ATLAS-Detektor ist ein Experiment, das Kollisionen am Large Hadron Collider (LHC) aufzeichnet. Er wurde gebaut um hochenergetische Teilchen, die in diesen Kollisionen produziert werden, nachzuweisen. Die bisherige Datennahme in den Jahren 2011 und 2012 fand bei Schwerpunktssenergien von 7 TeV bzw. 8 TeV statt. Ziel ist es diese Schwerpunktssenergie in den kommenden Jahren auf bis zu 14 TeV zu erhöhen. Die hohe Energie ist notwendig um die Substruktur der Materie zu erforschen. Dazu benötigt man kleine Wellenlängen oder nach de Broglie $\lambda = \frac{h}{p}$ einen hohen Impuls. Im Zentrum des Interesses liegt die Energieskala bis 1 TeV. Dieser Versuch soll zwei für die elektroschwache Wechselwirkung zentrale Messungen einführen. Dabei sind folgende Aufgabenblöcke zu bearbeiten:

Aufgabe 1: Eventdisplays. Machen sie sich mit dem ATLAS-Detektor vertraut und lernen Sie die Charakteristika von LHC-Kollisionen kennen, so wie sie vom Detektor aufgenommen werden. Dazu studieren sie graphische Repräsentationen von Ereignissen, sogenannte Eventdisplays, und bearbeiten einführende Aufgaben.

Aufgabe 2: Kalibration des Elektromagnetischen Kalorimeters. Elektronen stellen an Hadron-Kollisionsbeschleunigern sehr klare Signaturen von elektroschwachen Prozessen dar. Ihre Energie wird im Elektromagnetischen Kalorimeter gemessen. In diesem Versuchsteil wird das Elektromagnetische Kalorimeter des ATLAS-Detektors kalibriert.

Aufgabe 3: Messung der W -Boson-Masse. Basierend auf der Kalibration im vorhergehenden Versuchsteil wird die Masse des W -Bosons im Zerfallskanal $W \rightarrow e\nu$ gemessen.

Aufgabe 4: Suche nach dem Higgs-Boson. Von besonderem Interesse für die Physik am LHC ist das Higgs-Boson. In diesem Versuchsteil wird dieses in Endzuständen mit vier Leptonen gesucht. Die Kompatibilität der beobachteten Daten mit den Erwartungen mit und ohne Higgs-Boson wird mit statistischen Methoden quantifiziert.

Die Anleitung bietet eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der Teilchenphysik. Sie baut auf den Kenntnissen der Vorlesung “Kern- und Elementarteilchenphysik” an der Uni Frei-

Kapitel 1 Einführung

burg auf. An die Grundlagen der relativistischen Kinematik und des Standardmodells wird in Kapitel 2 erinnert. Der ATLAS-Detektor wird in Kapitel 3 vorgestellt. Kapitel 4 beschäftigt sich allgemein mit der Phänomenologie von pp -Kollisionen, in die theoretischen Grundlagen und Methoden für die Aufgabenteile 3-4 werden in den Kapiteln 5 und 6 eingeführt. Kapitel 7 befasst sich mit statistischen Methoden, insbesondere mit Hypothesentests. Eine detaillierte Versuchsanleitung befindet sich in Kapitel 8. In jedem Kapitel wird darüberhinaus weiterführende Literatur aufgeführt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Was ist ein Elementarteilchen? Betrachten Sie zunächst die Abb. 2.1, in der verschiedene Großenskalen von der makroskopischen Welt bis hin zu den atomaren und subatomaren Skalen dargestellt sind. Um immer kleinere Skalen aufzulösen benötigt man immer höhere Energien. Einige der dargestellten Objekte gelten bei niedrigen Energien als fundamentale Objekte. Wendet man immer höhere Energien auf, so erschließt sich uns eine Unterstruktur, in der selbst atomare Bausteine, wie die Protonen, noch weiter unterteilt werden können. Das heißt Protonen sind zwar Teilchen, aber keine Elementarteilchen. Die Definition, was ein Elementarteilchen ist, hängt somit mit unserem Wissensstand und unseren Experimentiermethoden zusammen. Es ist nicht auszuschließen, dass Teilchen, die wir derzeit als elementar betrachten, doch eine Substruktur besitzen. Elementarteilchen sind punktförmig. Mit derzeitigen Nachweismethoden heißt punktförmig kleiner als 10^{-18} m. Eine umfassende Theorie der Elementarteilchen muss eine Vielzahl von Phänomenen erklären:

- Das Spektrum der Hadronen und die fundamentale Einteilung in Mesonen und Baryonen.
- Das Wechselspiel der drei Kräfte, die für Teilchenreaktionen relevant sind (elektromagnetische Wechselwirkung, starke und schwache Wechselwirkung)¹
- Die Substruktur der Hadronen, vor allem der Protonen und Neutronen, wie Sie in Elektron-Hadron- oder Hadron-Hadron-Kollisionen zutage tritt.

Das Standardmodell der Elementarteilchen ist in der Lage, diese Phänomene zufriedenstellend zu erklären. Die Experimente am LHC stellen einen Test dieser Theorie bei hohen Energien dar.

¹Gravitation bezogen auf einzelne Elementarteilchen ist zu schwach, um in Teilchenwechselwirkungen eine Rolle zu spielen.

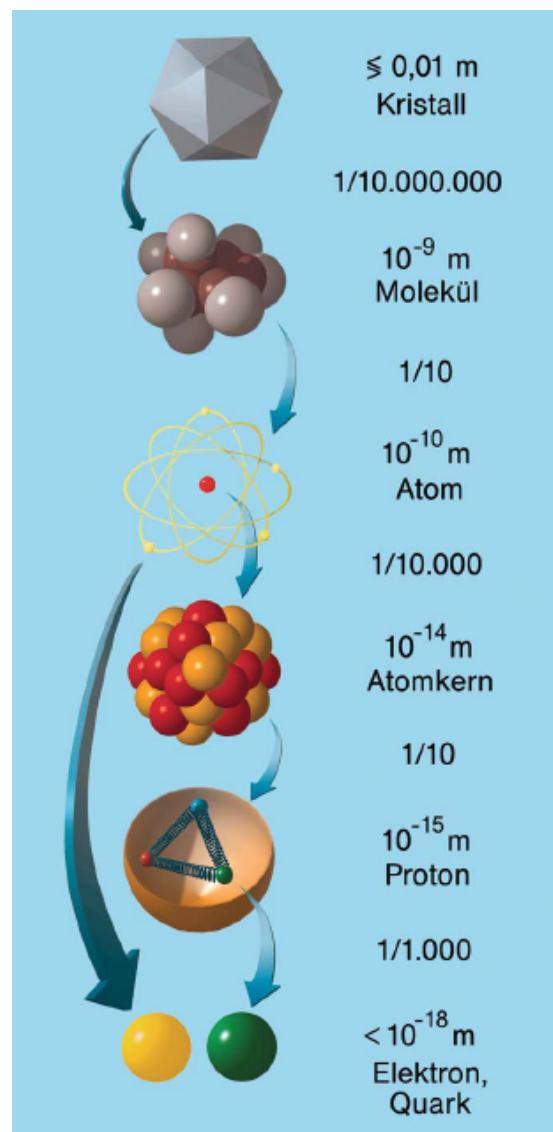


Abbildung 2.1: Vom Kristall zum Quark (Quelle: DESY Medienkatalog)

Dieser FPII Versuch und dessen Anleitung basiert auf einem Praktikumsversuch der Universität Bonn. Ein besonderer Dank gilt deshalb dem Bonner Entwicklungsteam Nicolas Möser, Jörg Meier, Jieh-Wen Tsung und Eckhard von Törne für die Bereitstellung der Unterlagen und der technischen Grundlagen.

Die folgenden Abschnitte bieten Ihnen nur einen kurzen Überblick über theoretische Grundlagen. Es wird daher empfohlen, zur Vorbereitung [18, 21] zu verwenden.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Ein wichtiges Ziel der Physik war es schon immer, nach einem einheitlichen Konzept zu suchen, um die Vielfalt der beobachteten Naturerscheinungen zu erklären. Es zeigte sich, dass sich alle physikalischen Vorgänge im Prinzip auf einige wenige Bausteine und Kräfte zurückführen lassen. Nach dem gegenwärtigen Verständnis sind die Grundelemente strukturlose Elementarteilchen, welche im Standardmodell der Teilchenphysik formuliert werden.

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine relativistische Quantenfeldtheorie und beschreibt die Physik der Elementarteilchen und ihrer fundamentalen Wechselwirkungen. Die Elementarteilchen des Standardmodells werden unterteilt in Fermionen und Bosonen. Die Fermionen, siehe Tabelle 2.1, sind punktförmige Teilchen mit Spin 1/2, die bis jetzt keine Hinweise auf eine vorhandene Substruktur zeigen. Es existieren Leptonen und Quarks, die jeweils in drei Generationen eingeteilt werden können und die unterschiedlichen *Flavor* besitzen.

Die Leptonen bestehen aus dem Elektron e , Myon μ und dem τ -Lepton, jeweils negativ ganz-
zahlig geladen², und den zugehörigen ladungsneutralen Neutrinos³ ν_e , ν_μ , ν_τ .

Quarks werden unterschieden in u , c und t mit der elektrischen Ladung +2/3 und d , s und b mit der Ladung -1/3. Zu jedem Lepton und jedem Quark existiert ein entsprechendes Antiteilchen mit komplementärer Ladung. Der Unterschied der drei Generationen liegt in der teilweise sehr verschiedenen Masse der Teilchen. Die Materie, die uns umgibt, besteht aus Quarks der ersten Generation sowie aus Elektronen.

Wechselwirkungen zwischen den Teilchen werden durch den Austausch von Eichbosonen mit Spin 1 beschrieben. Mathematisch wird die Wechselwirkung der Teilchen durch Eichsymmetrien beschrieben, wodurch das Standardmodell auch eine Eichtheorie ist. Die Eichgruppen des Standardmodells sind $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ für die Elektroschwache Theorie, welche die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung beschreibt, und $SU(3)_c$ für die starke Kraft. Die jeweiligen Ladungen dieser Symmetrien sind die (schwache) Hyperladung, der (schwache) Isospin und die Farbladung. Das Standardmodell umfasst somit drei der vier bekannten fundamentalen Wechselwirkungen.

Die elektromagnetische Kraft wirkt auf geladene Teilchen durch Austausch von Photonen γ . Da Photonen masselos sind, besitzt die elektromagnetische Kraft unendliche Reichweite.

²Die elektrische Ladung wird im Folgenden in Einheiten der Elementarladung angegeben.

³Im Standardmodell werden Neutrinos als masselos angenommen. Die Beobachtung von Neutrinooszillationen gibt jedoch einen Hinweis darauf, dass Neutrinos eine sehr kleine, von Null verschiedene Masse besitzen müssen [18]. Die Masse der Neutrinos wird im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt.

Kapitel 2 Theoretische Grundlagen

Leptonen (Spin 1/2)				
Generation	Flavor	Elektrische Ladung [e]	Masse [MeV]	
Erste	e Elektron	-1	0,511	
	ν_e Elektron-Neutrino	0	< 2 eV	
Zweite	μ Myon	-1	105,66	
	ν_μ Myon-Neutrino	0	< 0,19 MeV	
Dritte	τ τ -Lepton	-1	1776,99	
	ν_τ τ -Lepton-Neutrino	0	< 18,2 MeV	
Quarks (Spin 1/2)				
Generation	Flavor	Elektrische Ladung [e]	Masse [MeV]	
Erste	u Up	2/3	1,7-3,1	
	d Down	-1/3	4,1-5,7	
Zweite	c Charm	2/3	1290	
	s Strange	-1/3	80-130	
Dritte	t Top	2/3	172900	
	b Bottom	-1/3	4190	

Tabelle 2.1: Die Elementarteilchen des Standardmodells: Leptonen und Quarks [16].

Die schwache Kraft beschreibt eine Wechselwirkung aller Fermionen mithilfe der Eichbosonen W^\pm und Z . Diese Eichbosonen sind massiv, weshalb die schwache Kraft gemäß dem Yukawa-Potenzial eine kurze endliche Reichweite besitzt.

Die starke Kraft wirkt auf Quarks durch den Austausch von Gluonen. Die Gluonen koppeln an die Farbladung (rot, grün, blau) der Quarks. Hadronen bestehen entweder aus einem Quark-Antiquark-Paar (Mesonen) oder aus drei Quarks (Baryonen) und sind immer farbneutral. Es existieren keine freien Quarks, da das Potenzial der starken Wechselwirkung mit zunehmendem Abstand zweier Quarks linear ansteigt (*Confinement*). Das ist auch der Grund dafür, dass die Reichweite der Kraft trotz Masselosigkeit der Gluonen sehr kurz ist. Geht der Abstand zweier Quarks dagegen gegen Null, verhalten sich die Quarks wie freie Teilchen, da die starke Kopplungskonstante gering wird (*Asymptotische Freiheit*).

Die Wechselwirkungen des Standardmodells sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Die Gravitation als vierte fundamentale Kraft spielt im Mikrokosmos keine Rolle und wird im Standardmodell nicht berücksichtigt.

Der gesamte Teilchenzoo des Standardmodells ist in Abb. 2.2 zu sehen. Neben den bereits erwähnten Elementarteilchen finden Sie dort auch das Higgs-Boson, welches das letzte verbleibende Elementarteilchen im Standardmodell ist. Dessen Existenz wurde am LHC mittlerweile experimentell bestätigt. Das Higgs-Boson besitzt als einziges skalares Teilchen eine Sonderrolle im Standardmodell. Es wird in Kapitel 6 genauer besprochen.

Austauschteilchen (Spin 1)					
Wechselwirkung	Vektorboson	Elektrische Ladung [e]	Masse [GeV]	Reichweite [m]	
Elektromagnetisch	γ Photon	0	0	∞	
Schwach	W^\pm geladenes Boson	± 1	80,399	$< 10^{-15}$	
	Z neutrales Boson	0	91,188		
Stark	g 8 Gluonen	0	0	$\approx 10^{-15}$	

Tabelle 2.2: Die Elementarteilchen des Standardmodells: die Eichbosonen der fundamentalen Wechselwirkungen [16].

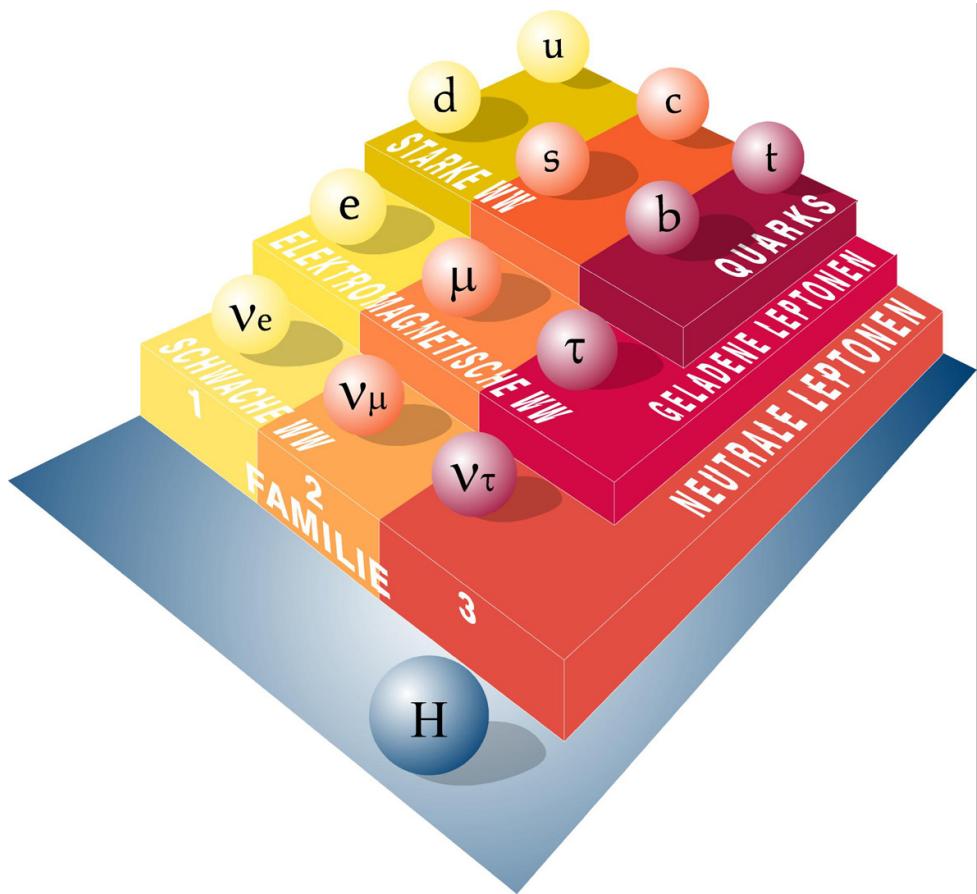


Abbildung 2.2: Die Elementarteilchen im Standardmodell.

2.2 Relativistische Kinematik

Entsprechend der Einsteinschen Gleichung $E = mc^2$ kann Energie in Materie und Materie in Energie umgewandelt werden. Die Energien, die dabei umgesetzt werden, sind typischerweise in der Größenordnung von 1 bis 1000 GeV. Das ist zwar in Joule umgerechnet nicht viel, ein GeV entspricht ungefähr $1,6 \cdot 10^{-10}$ Joule, stellt aber konzentriert auf nur ein Teilchen eine ungeheure Energie dar. Die typische Geschwindigkeit von Teilchen in unseren Experimenten liegt in der Regel nahe der Lichtgeschwindigkeit. Für jedes Bezugssystem gilt, dass sich masselose Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen. Kein Teilchen kann sich jedoch schneller als mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen. Für die Energie eines Teilchens gilt: $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ und für den Impuls: $\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$. Dabei ist m die Ruhemasse des Teilchens. Wir definieren $\beta = v/c$ und $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$. Bei gegebener Energie und Impuls berechnen sich β und γ wie folgt:

$$\beta = \frac{|\vec{p}|}{E} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{E}{m} \quad (2.1)$$

Koordinatentransformationen von einem gleichförmig bewegten Bezugssystem (Inertialsystem) in ein anderes werden durch Lorentztransformationen beschrieben. Fasst man Raum und Zeitkomponenten eines Ereignisses zu einem Orts-Vierervektor x mit den Komponenten

$$x = \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

zusammen, so kann man Lorentztransformationen in Matrixform angeben. Eine Transformation in ein bewegtes Bezugssystem mit Relativgeschwindigkeit v und einer Bewegungsrichtung entlang der x -Achse hat dann folgende Form:

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Generell transformiert sich jeder Vierervektor beim Übergang in ein anderes Inertialsystem mittels der Lorentztransformation. Der häufigste Vierervektor, den man in der Teilchenphysik antrifft, ist der Impuls-Vierervektor, oder kurz der Viererimpuls p . Er hat die Komponenten

$$p = \begin{pmatrix} E/c \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Bei Teilchenkollisionen, sowie bei Teilchenzerfällen, gilt die Erhaltung des Viererimpulses, d.h. die Summe aller Vierervektoren der Anfangszustandsteilchen ist gleich der Summe der Vierervektoren der Endzustandsteilchen. Wenn man Rechnungen in der relativistischen Kinematik durchführt, empfehlen sich häufig Rechenverfahren, in denen man das explizite Anwenden von Lorentztransformationen vermeidet und stattdessen mit Skalarprodukten von Vierervektoren rechnet, die lorentzinvariant sind. Zum Beispiel ergibt das Skalarprodukt eines Vierer-Impulses mit sich selber das Quadrat der Ruhemasse des Teilchens: $p^2 = (E/c)^2 - \vec{p}^2 = (mc)^2$. Lichtgeschwindigkeitsfaktoren kann man entsprechend der Natürliche-Einheiten-Konvention weglassen, also $E^2 - p^2 = m^2$.

Beispiel: Wir betrachten einen Z^0 -Zerfall. Das Z^0 hat eine so kurze Lebensdauer, dass es nicht im Detektor beobachtet werden kann und sofort wieder in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt. Die Vierervektoren von Elektron und Positron sind (in GeV):

$$p_{e^-} = \begin{pmatrix} 205.664 \\ 19.529 \\ -8.865 \\ -204.543 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

$$p_{e^+} = \begin{pmatrix} 63.085 \\ -26.691 \\ 30.839 \\ -48.127 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Elektron und Positron sind reelle Teilchen. Aus der Viererimpulserhaltung folgt: $p_{e^-} + p_{e^+} = p_{Z^0}$. Die invariante Masse von p_{Z^0} lässt sich somit berechnen. Wir erhalten 88,6 GeV, ein Wert, der dicht bei der nominellen Z^0 -Masse liegt.

Der Hochenergiegrenzfall Zum Schluss betrachten wir noch den Grenzfall eines Teilchens mit hoher Energie, also $E \gg m$. In den relativistischen Rechnungen kann man in diesem Fall die Masse vernachlässigen. Im relativistischen Grenzfall gilt somit $E \approx P$ und $p^2 \approx 0$. Diese Näherung vereinfacht einige relativistische Rechnungen erheblich.

2.3 Streureaktionen

Die wichtigsten Begriffe aus der Streutheorie, die in diesem Praktikumsversuch benutzt werden, sind Matrixelement, Wirkungsquerschnitt, Luminosität und integrierte Luminosität. Das Matrixelement ist eine Übergangswahrscheinlichkeit von einem Anfangszustand in einen Endzustand. Es kann mit Hilfe von Feynmanregeln aus einem sog. Feynmangraphen berechnet werden. Aus dem Matrixelement lassen sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte ableiten, die eine Wahrscheinlichkeit für physikalische Teilchenprozesse angeben. Wirkungsquerschnitte werden in barn angegeben ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$). Der Zusammenhang zwischen der mittleren Rate für das Auftreten einer bestimmten Reaktion und dem Wirkungsquerschnitt ist

$$\dot{N} = \sigma \cdot L \quad (2.7)$$

dabei ist \dot{N} die Zählrate (Streureaktionen pro Sekunde), σ der Wirkungsquerschnitt und L die Luminosität. Die Luminosität ist eine rein auf das Experiment bezogene Größe (in Einheiten von $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ angegeben), während der Wirkungsquerschnitt die eigentliche Physik enthält. Ereigniszahlen sind proportional zur integrierten Luminosität, d.h. zum zeitlichen Integral der Luminosität $\int L dt$. Daher wird die integrierte Luminosität häufig in inversen barn bzw. in inversen Femtobarn (fb^{-1}) angegeben.

2.4 Feynmangraphen

In den 1940ern entwickelte Richard Feynman auf störungstheoretischer Grundlage das mathematische Konzept, Matrixelemente für Streuprozesse durch anschauliche Diagramme, einer Art von

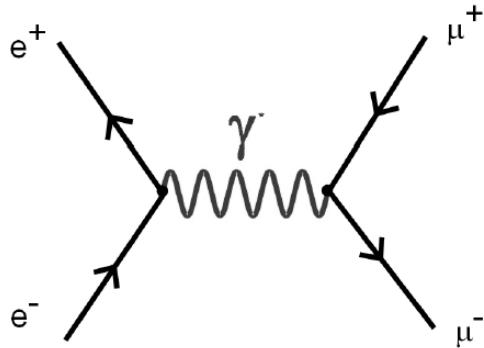


Abbildung 2.3: Beispiel für einen Feynmangraphen. Gezeigt ist der Feynmangraph für die Reaktion $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in niedrigster Ordnung Störungstheorie. Die einzige innere Linie ist die des virtuellen Photons.

Raumzeitdiagrammen, darzustellen, die aus Linien und Vertizes aufgebaut sind. Bei Feynmangraphen entspricht eine Richtung der Zeitachse. Wir folgen der Konvention, dass die Zeitachse von links nach rechts läuft. Die andere Achse ist raumartig, jedoch sollte man bei räumlichen Interpretationen von Feynmangraphen vorsichtig sein. Aus einem Feynmandiagramm kann ein algebraischer Ausdruck für das Matrixelement abgeleitet werden, wobei die sogenannten Feynmanregeln zur Anwendung kommen. Jede Linie und jeder Vertix im Diagramm entspricht einem mathematischen Term. Legt man die Viererimpulse der einlaufenden und auslaufenden Teilchen fest, so lässt sich das Matrixelement auf effiziente Weise berechnen und liefert letztendlich eine komplexe Zahl. Linien, die an einem Ende offen sind, nennt man äußere Linien. Sie entsprechen beobachtbaren Teilchen im Anfangs- oder Endzustand mit definierten Viererimpulsen. Innere Linien sind nicht beobachtbar. Da Viererimpulserhaltung an jedem Vertix gilt, lassen sich bei einer großen Anzahl von Feynmandiagrammen, den sogenannten Baumdiagrammen, die Viererimpulse der inneren Linien aus den äußeren berechnen.

In Abb. 2.3 ist ein Beispiel für einen Feynmangraphen zu sehen. In diesem Diagramm gilt für den Viererimpuls q_γ der inneren Photonlinie $q_\gamma = p_{e^-} + p_{e^+} = p_{\mu^-} + p_{\mu^+}$. Die Viererimpulse von inneren Teilchenlinien können in der Regel nicht die Massenbeziehung $M^2 = E^2 - p^2$ erfüllen. Als Faustregel gilt, dass der Betrag des Matrixelementes um so kleiner wird, je mehr die innere Linie von der Massenbeziehung abweicht. Teilchen, die inneren Linien entsprechen und nicht die Massenbeziehung erfüllen, nennt man **virtuelle Teilchen**. Sie werden häufig durch einen hochgestellten Sternchenindex gekennzeichnet, z.B. γ^* .

2.5 Elektromagnetische Wechselwirkung

Die Quantenelektrodynamik (QED) ist die älteste, im gewissen Sinne einfachste und auch die erfolgreichste Eichtheorie der Symmetriegruppe U(1). In ihr werden die Wechselwirkungen zwischen elektrisch geladenen Elementarteilchen beschrieben, wobei das Austauschteilchen das Photon ist. Die Feynmandiagramme sind alle aus dem fundamentalen Fermion-Fermion-Photon-Vertex aufgebaut. Der Feynmangraph in Abb. 2.3 hat zwei Vertizes und ist die niedrigste Näherung in der Störungsreihe (Born'sche Näherung). Um im Experiment beobachtbare Prozesse

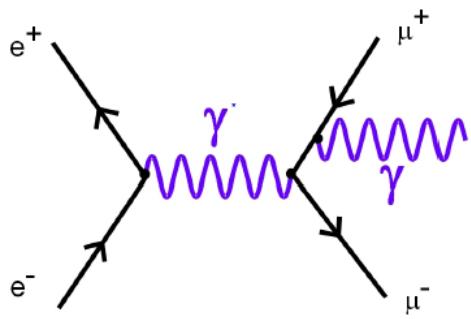


Abbildung 2.4: Beispiel für eine reelle QED-Strahlungskorrektur, Abstrahlung im Endzustand, final state radiation (FSR).

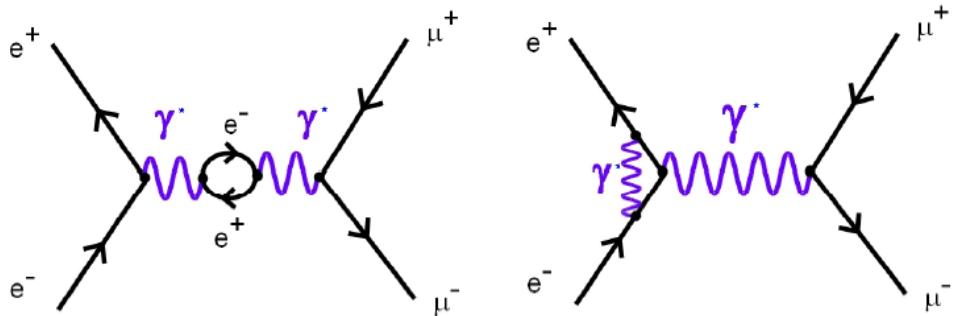


Abbildung 2.5: Beispiel für eine virtuelle QED-Strahlungskorrektur (links: Propagator-Korrektur, rechts: Vertexkorrektur).

präzise vorhersagen zu können, benötigt man in der Regel mehr als nur die Bornsche Näherung. Das erfordert die Berechnung zusätzlicher Feynmandiagrammen höherer Ordnungen, sogenannter Strahlungskorrekturen. Dabei unterscheidet man generell reelle und virtuelle Korrekturen.

Bei **reellen** Strahlungsprozessen gibt es Anfangsbremsstrahlung und Endbremsstrahlung, siehe Abb. 2.4, und die Interferenz beider Effekte. Die andere Gruppe von Strahlungskorrekturen bilden **virtuelle** Strahlungsprozesse wie z.B. Vertex- und Propagator-Korrekturen, siehe Abb. 2.5. Diese Korrekturen fügen keine neuen äußeren Teilchen zum Feynmandiagramm hinzu, führen jedoch bei der Berechnung von Matrixelementen zu schwerwiegenden Problemen.

Die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung wird durch den Wert der dimensionslosen Feinstrukturkonstanten $\alpha_{em} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \frac{e^2}{\hbar c} = 1/137$ (SI-Einheiten) bestimmt. In natürlichen Einheiten gerechnet ergibt sich $\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi}$. Wirkungsquerschnitte erster Ordnung sind proportional zu α^2 . Das Coulomb-Wechselwirkungspotential in der niedrigsten Ordnung Störungstheorie entspricht in natürlichen Einheiten $V(r) = -\alpha_{em}/r$. Höhere Ordnungen bedeuten auch zusätzliche Faktoren in α_{em} und können aufgrund des kleinen Wertes von α_{em} oft vernachlässigt werden. Die Schleifenkorrekturen führen jedoch zu einer Modifikation der Kopplungskonstante: die QED-Kopplung nimmt mit steigendem $Q^2 = |q^2| > 0$ zu, wobei q der Viererimpuls des (virtuellen) Austauschteilchens ist. Die Abhängigkeit der Kopplungskonstanten von Q^2 liegt an Vakuum-polarisationseffekten, die durch die Erzeugung virtueller e^+e^- -Paare dominiert werden und die zur Abschirmung der nackten Ladung führen. Die Kopplung lässt sich in eine Potenzreihe ent-

wickeln:

$$\alpha_{em}(Q^2) = \alpha_{em} \left[1 + \frac{\alpha_{em}}{3\pi} \log \frac{Q^2}{\mu^2} + \left(\frac{\alpha_{em}}{3\pi} \log \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \right)^2 + \dots \right] \quad (2.8)$$

wobei μ eine willkürliche Renormalisierungsskala ist. Die Bedingung, das beobachtbare Größen von μ unabhängig sind, führt zur Renormierungsgruppengleichung, die die Q^2 -Abhängigkeit von α_{em} beschreibt. Die Kopplungskonstante ist daher keine wirkliche Konstante, sondern ist abhängig von der Energieskala, an der man die Reaktion betrachtet. Man spricht von der laufenden Kopplungskonstanten, bei niedrigen Q^2 gilt $\alpha_{em} = 1/137$. An der Skala der Z-Masse gilt $\alpha_{em}(M_Z^2) \approx 1/128$.

2.6 Starke Wechselwirkung

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist als Theorie der starken Wechselwirkung ebenso wie die QED eine Eichtheorie. An die Stelle der elektrischen Ladung tritt die Farbladung, ein innerer Freiheitsgrad mit drei möglichen Zuständen rot, grün und blau, deren Benennung willkürlich festgesetzt wurde⁴. Kräfte treten nur zwischen farbgeladenen Zuständen auf. So wie in der QED sind in der QCD die Quanten des Kraftfeldes masselose Teilchen mit Spin = 1, die sogenannten Gluonen. Die Symmetriegruppe der starken Wechselwirkung ist SU(3). Sowohl Quarks als auch Gluonen unterliegen der starken Wechselwirkung. Quarks tragen eine Farbladung (Rot, Grün, Blau); Gluonen übertragen nicht nur die Farbwechselwirkung, sondern tragen selber eine Farbladung, die sich aus einem Farb- und einem Anti-Farbanteil zusammensetzt. Es gibt insgesamt neun Kombinationen von Farbe und Anti-Farbe. Eine Kombination ist jedoch insgesamt farbneutral und kann durch Wahl einer geeigneten Eichung eliminiert werden. Es gibt somit acht Gluonen, die eine Oktettdarstellung der SU(3)-Gruppe bilden. Die Rolle des Fermion-Fermion-Photon-Vertex der QED spielt in der QCD der Quark-Quark-Gluon-Vertex. Aufgrund der Farbladung der Gluonen gibt es aber noch zwei weitere fundamentale Vertizes. Einen Drei-Gluon-Vertex und einen Vier-Gluon-Vertex. Die Gluonselbstwechselwirkung hat einen großen Einfluss auf Vakuumpolarisationseffekte⁵.

An die Stelle der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α_{em} , die die Stärke der Kraft charakterisiert, tritt die QCD-Kopplungskonstante α_s . Wie in der QED, so führt auch in der QCD die Vakuumpolarisation zu einer laufenden Kopplungskonstanten $\alpha_s(Q^2)$, die vom Impulstübertrag Q^2 abhängt.

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \cdot \log(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (2.9)$$

Dabei bezeichnet Λ_{QCD} den Skalenparameter der QCD mit einem Wert, der experimentell bestimmt werden muss und alternativ zu α_s verwendet werden kann, um die Stärke der Farbkraft

⁴Ganz willkürlich ist die Namensgebung nicht, da eine Überlagerung aller drei QCD-Ladungszustände einen ungeladenen Zustand erzeugt, so wie die Überlagerung der drei Grundfarben die Farbe weiß, also farblos, ergibt.

⁵QCD-Vakuumpolarisation können entweder virtuelle Quark-Antiquark-Paare sein oder auch Gluonen, da diese selber Farbladungen besitzen.

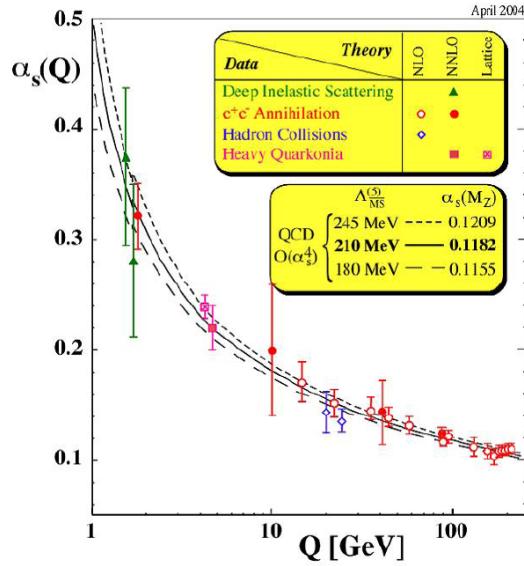


Abbildung 2.6: Das Laufen der Kopplung α_s als Funktion der Renormierungsskala Q [6].

zu charakterisieren ($\Lambda \approx 200$ MeV). N_f ist die Zahl der Quarksorten (Flavors), die in dem Prozess zu betrachten sind ($N_f = 5$ bei $E_{CM} \approx M_Z$ ⁶).

Im Gegensatz zur QED nimmt $\alpha_s(Q^2)$ mit wachsendem Q^2 ab und geht im Grenzwert sogar gegen Null. Man spricht von asymptotischer Freiheit. Dies zeigt sich auch experimentell, wenn man in tief-inelastischen Streuungen die Quarks in Hadronen untersucht. Diese verhalten sich bei hohen Impulsüberträgen wie quasifreie Teilchen. Die Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ wächst mit kleiner werdendem Q^2 und hat bei $Q^2 = \Lambda^2$ sogar eine Polstelle, d.h. bei kleinen Q^2 wird α_s so groß, dass sich die Wechselwirkung nicht mehr mit den Methoden der Störungsrechnung beschreiben lässt. Dort treten die Farbwechselwirkungen in den Hintergrund und man muss theoretische Ansätze wählen, in denen gebundene Zustände, wie z.B. Pionen, die effektiven Freiheitsgrade sind. Überträgt man die Argumentation von Impulsüberträgen Q^2 in effektive Potentiale als Funktion des Abstandes (große Abstände entsprechen kleinen Q^2 und umgekehrt), so ergibt sich, dass bei langreichweitigen QCD-Feldern die Störungstheorie zusammenbricht. Das liefert einen Erklärungsansatz für die Tatsache, dass alle Hadronen farbneutral sind, d.h. dass alle Farbfelder in das Innere von Hadronen gebannt sind und somit kurzreichweitig sind. Man spricht vom *Confinement*. Versucht man ein Quark aus einem Hadron zu stoßen, so wirken auf die Hadronen effektive Potentiale, die aufgrund des laufenden Kopplungskonstanten α_s einen langreichweiten Anteil erhalten $V(r) = \kappa \cdot r$. Je größer die Entfernung wird, desto größer wird die Feldenergie, bis diese ausreicht, aus dem Vakuum Quark-Antiquark-Paare zu erzeugen, die die Farbladung effektiv abschirmen (Vakuumpolarisationseffekte). Erklärungen für die Phänomenologie der QCD haben somit ihren Ursprung in der Skalenabhängigkeit der starken Kopplungskonstanten. Ihr Verlauf ist in Abb. 2.6 dargestellt. Man sollte sich den Wert der starken Kopplung an der Z-Massenskala merken: $\alpha_s(M_Z^2) \approx 0.12$.

⁶u,d,s,c,b aber nicht t, da das top-Quark zu schwer ist.

2.6.1 Hadronen

Die Hadronen sind gebundene Zustände aus Quarks. Gebundene Quarkzustände gibt es in der Form von $q\bar{q}$, das sind Mesonen, und Drei-Quark-Zustände, den Baryonen. Der Grund für diese Struktur ist wieder die Farbladung. Aufgrund des Confinements müssen Hadronen farbneutrale Zustände sein. Dies kann man erreichen, indem man ein rotes, grünes und blaues Quark kombiniert - das ergibt ein Baryon, oder man kombiniert ein rotes Quark mit einem anti-roten Anti-Quark, das ergibt grob gesprochen, ein Meson. Genauer gesagt ist der Farbzustand eines Mesons $\frac{1}{\sqrt{3}}(q_B\bar{q}_B + q_G\bar{q}_G + q_R\bar{q}_R)$, wobei die Indizes die (Anti-)Farben der (Anti-)Quarks angeben. Der Farbzustand eines Baryons ist $\frac{1}{\sqrt{6}}\epsilon_{ijk}q_iq_jq_k$. Dabei ist ϵ_{ijk} der total-antisymmetrische Tensor dritter Stufe. Die Bezeichnung q_1 entspricht einem roten Quark, q_2 einem grünen und q_3 einem blauen.

2.6.2 Fragmentation

Wie gehen aus hochenergetischen Quarks und Gluonen Hadronen hervor, die wir im Detektor beobachten können? Exakt lässt sich das mit Methoden der Störungsrechnung nicht ausrechnen, da dieser Prozess bei niedrigem Q^2 stattfindet und daher nicht-perturbativ ist. Man kann sich jedoch ein anschauliches Bild von diesem Prozess machen, das sich mit Hilfe von phänomenologischen Modellen weiter ausgestalten lässt. Wir betrachten zunächst einen Zustand aus Quarks und Gluonen, z.B. ein $q\bar{q}$ -Paar aus der Streureaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Diese Reaktion geschieht durch elektromagnetische Wechselwirkung und ist problemlos berechenbar. Nun betrachten wir die weitere Evolution des $q\bar{q}$ -Zustandes. Würden wir die elektromagnetische Wechselwirkung zugrunde legen, so hätten wir einen elektrischen Dipol, dessen Kopplung mit der Entfernung abnimmt. Im Falle der Quantenchromodynamik haben wir einen Farb-Dipol, bei dem die Kopplung mit zunehmender Entfernung ansteigt anstatt abzufallen. Die Feldlinien bilden kein reguläres Dipolfeld aus, sondern sind auf einen kleinen Bereich zwischen den Farbladungen beschränkt, der sogenannten Farbflussröhre, dem String. Wenn man nun versucht, zwei Quarks auseinanderzuziehen, so wird die Energiedichte im String größer, bis sie schließlich ausreicht, aus dem Vakuum durch Tunneln ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Das Farbfeld wird unterbrochen. Ein langreichweitiges Farbfeld wird so unterbunden. Die Quark-Antiquark-Paare aus dem String gehen meistens in Mesonzustände über. Der Mechanismus, um Baryonen zu erzeugen, ist komplizierter und erfordert die Erzeugung eines Diquark-Anti-Diquark-Paares aus dem Vakuum. Baryonen machen daher nur ca. 10% der Teilchen in hochenergetischen Hadronreaktionen aus.

2.6.3 QCD in Hadronkollisionen

Quarks und Gluonen kommen nicht als freie Teilchen vor, sondern nur als gebundene Zustände. Protonen sind nicht als fundamental anzusehen, sondern bestehen aus drei (Valenz-)Quarks. Die Quarks werden durch den Austausch von Gluonen zusammengehalten. Das führt zu großen Unterschieden zwischen den Streureaktionen von Lepton-Lepton gegenüber Hadron-Hadron-Kollisionen. Eine Reaktion zweier Leptonen (z.B. Elektron auf Positron) führt in der Regel nur zur Erzeugung weniger neuer Teilchen (Ausnahme sind Reaktionen wie z.B. $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$). Betrachtet man dem gegenüber die Kollision von Hadronen bei hohen Energien, so findet man praktisch keine übersichtlichen Endzustände mehr. Zwar kommt es in der Kollision zu einer

Zwei-Teilchenreaktion zweier Partonen (z.B. Quark-Quark, Quark-Gluon oder Gluon- Gluon), gleichzeitig fliegen die restlichen Bestandteile der Hadronen weiter in die ursprüngliche Richtung. Es gibt in Hadron-Hadron-Reaktionen also immer einen Vierteilchen-Endzustand.

2.7 Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung wurde erstmals im nuklearen Beta-Zerfallen beobachtet. Enrico Fermi postulierte in den Dreißiger Jahren des letzten Jahrhunderts erstmals eine Theorie der schwachen Wechselwirkung. Die Form der Wechselwirkung wurde analog zu elektromagnetischen Reaktionen angesetzt. Die nach Fermi benannte Kopplungskonstante ist jedoch anders als bei Elektromagnetismus und QCD eine dimensionsbehaftete Kopplungskonstante $G_F = 1,16637(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. Fermis Theorie liegt eine Vierpunktwechselwirkung zugrunde. Aus der Messung von Reaktionsraten schwacher Wechselwirkungen bei niedrigen Energien konnte abgeleitet werden, dass die schwache Kraft deutlich schwächer als die starke Kraft oder die elektromagnetische Wechselwirkung ist. Fermis Theorie beschrieb erfolgreich niederenergetische Wechselwirkungen, versagte jedoch bei hohen Energien. Ein einfaches Argument gegen Fermis Theorie bei hohen Wechselwirkungen beruht auf der Tatsache, dass die Fermikonstante eine Dimension aufweist.

Einige Wirkungsquerschnitte, die im Rahmen dieser Theorie berechnet werden, sind proportional zur Schwerpunktsenergie zum Quadrat, d.h. sie divergieren, wenn die Schwerpunktsenergie gegen unendlich strebt. Aus der modernen Sicht wird die Vierpunktwechselwirkung durch den Austausch eines virtuellen W -Bosons ersetzt. Beispiele für schwache Zerfälle in der modernen Sichtweise sind in Abb. 2.7 angegeben. Wie man Abb. 2.7 (a,b) entnehmen kann, koppeln W^\pm -Bosonen nicht nur an Quarks einer Generation. Die Kopplungen des W^\pm -Bosons an die einzelnen Quark-Flavors wird durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) beschrieben. Kopplungen der W^\pm -Bosonen an Quarks unterschiedlicher Generation sind unterdrückt, z.B. hat das CKM-Matrix-Element V_{cb} einen Wert von 0,04. Die Zerfallsbreite $\Gamma(b \rightarrow c)$ ist proportional zu $|V_{cb}|^2$, daher ist die Lebensdauer von B -Hadronen⁷ recht groß; sie beträgt einige hundert μm . Des Weiteren verletzt die schwache Wechselwirkung die Paritätserhaltung, wie im Wu-Experiment nachgewiesen wurde.

Im Jahr 1967 stellten Glashow, Weinberg und Salam eine Theorie der schwachen Wechselwirkung auf, die auf einer $SU(2)$ -Eichtheorie mit dimensionsloser Kopplungskonstanten g_W basiert. Die Fermikonstante ergab sich aus dieser Theorie zu

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g_W^2}{M_W^2} \quad (2.10)$$

Die Theorie beschreibt sowohl schwache als auch elektromagnetische Wechselwirkungen in einer gemeinsamen Theorie. Im Rahmen dieser elektroschwachen Theorie wurden die schweren Eichbosonen W^\pm und das Z^0 vorhergesagt, deren Massen zwischen 80 und 100 GeV liegen sollten. Die Entdeckung des W^\pm -Bosons bei einer Masse M_W von ca. 80 GeV und später die des Z^0 -Bosons mit einer Masse bei 91 GeV stellten einen spektakulären Erfolg der Theorie dar.

⁷Das sind Hadronen mit b-Quark-Flavor.

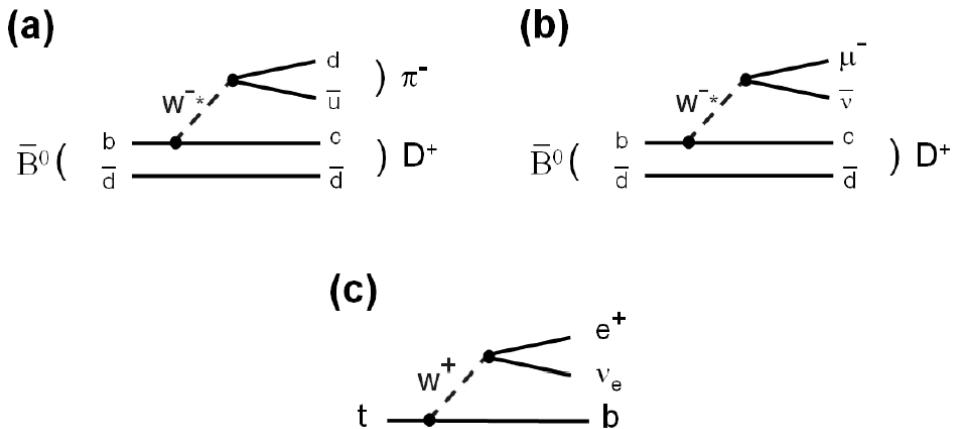


Abbildung 2.7: Beispiele für schwache Zerfälle: (a) Hadronischer Zerfall eines B-Hadrons. (b) Semi-Leptonischer Zerfall eines B-Hadrons. In beiden Fällen ist das W-Boson sehr virtuell. (c) Schwacher Zerfall eines Top-Quarks. Aufgrund der großen Masse ($175\text{GeV} \gg m_W$) zerfällt das Top-Quark in ein reelles W^\pm und ein b-Quark.

Die schwache Wechselwirkung ist eine Eichwechselwirkung mit Spin-1 Eichbosonen und der Eichgruppe $SU(2)$. In Abb. 2.8 sind die wichtigsten Vertizes der Schwachen Wechselwirkung gezeigt (Es gibt außerdem noch Vier-Eichbosonen-Vertizes).

2.8 Die elektroschwache Wechselwirkung und das Standardmodell

Die Masse der schweren Eichbosonen stellt prinzipiell ein Problem dar, da die Massenterme in der Lagrange-Dichte die Eichinvarianz der Theorie zerstören und zur Nicht-Renormierbarkeit der Theorie führen. Der Higgsmechanismus und die spontane Symmetriebrechung der elektroschwachen Symmetrie lösen dieses Problem.

Die elektroschwache Wechselwirkung entsteht aus der Vereinigung der schwachen mit der elektromagnetischen Kraft. Beide Wechselwirkungen beruhen auf lokalen Eichtheorien - $U(1)_{em}$ für die elektromagnetische und $SU(2)_L$ für die schwache Kraft. Die vereinigte Wechselwirkung mit der Eichgruppe $U(1)_Y \times SU(2)_L$ lässt sich am Beispiel des Elektrons und seines Neutrinos erörtern. Die Wellenfunktionen dieser Teilchen bestehen aus einem linkshändigen $SU(2)_L$ -Dublett ($e_L \nu_{e_L}$) und einem rechtshändigen Singulett (e_R). Y ist die schwache Hyperladung, die die Erzeugende von $U(1)_Y$ ist. Das dazugehörige Vektorfeld wird mit B_μ bezeichnet. Die Kopplungskonstanten beider Eichwechselwirkungen sind g für $SU(2)_L$ und g' für $U(1)_Y$. Zu diesen Eichgruppen gehören vier Vektorbosonen γ , Z^0 und das W^+ - und W^- -Boson. Photon und Z^0 sind Linearkombinationen der neutralen Eichfelder

$$Z_\mu^0 = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \quad (2.11)$$

$$\gamma_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \quad (2.12)$$

Die Linearkombinationen werden dabei so angesetzt, dass das Photonenfeld nicht an das Neutrino koppelt. Der Weinbergwinkel θ_W ist gegeben durch eine Kombination der $SU(2)$ -Kopplung g und Hyperladungskopplung g' , und zwar $\sin \theta_W = g'/\sqrt{g'^2 + g^2}$.

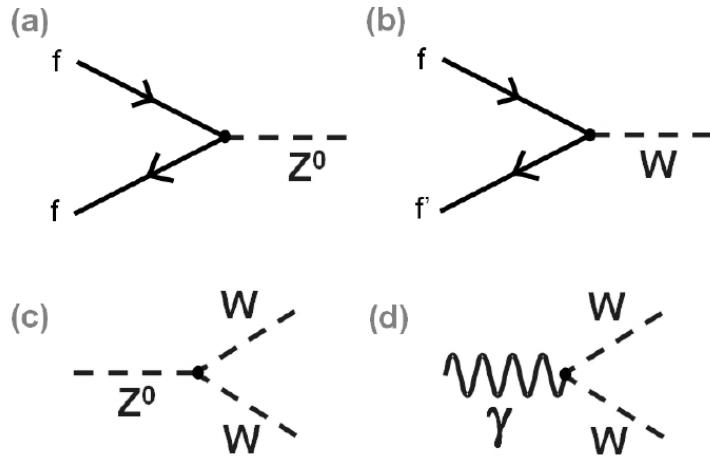


Abbildung 2.8: Die wichtigsten Vertizes der Schwachen Wechselwirkung. 'f' steht dabei für ein Fermion.

Die in dieser Lagrangedichte beschriebenen Eichbosonen sind masselos. Eine Ad-Hoc-Einführung von Massentermen der Form $m^2 W_\mu^\alpha W_\alpha^\mu$ bräche die Invarianz unter lokalen Eichtransformationen $W_\mu^\alpha \rightarrow W_\mu^\alpha + \delta_\mu \lambda$ und würde dazu führen, dass die Theorie nicht renormierbar ist. Die Lagragedichte muss nun so modifiziert werden, dass Massenterme für Eichbosonen und Fermionen auftreten und die $SU(2)_L$ -Symmetrie gebrochen ist, ohne dass die Eigenschaft der Renormierbarkeit verloren geht.

Um diese Probleme zu überwinden, wurde Mitte der 60er Jahre der **Higgsmechanismus** entwickelt. Im Rahmen dieser Theorie wird ein $SU(2)_L$ -Dublett komplexer skalarer Felder postuliert, das Higgs-Feld. Die Masse der Teilchen entsteht dann durch Wechselwirkung mit diesem Feld. Der Higgs-Mechanismus wird in Kapitel 6 behandelt.

Kapitel 2 Theoretische Grundlagen

Kapitel 3

Der LHC und das ATLAS-Experiment

Für die Beobachtung von Teilchenreaktionen bei hohen Energien sind im Allgemeinen große Beschleunigeranlagen nötig. Eine solche ist der Large Hadron Collider (LHC) am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf. Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Proton-Proton-Ringbeschleuniger. Um den Ring befinden sich vier Wechselwirkungspunkte in denen die Protonen aus zwei Richtungen zur Kollision gebracht werden. Um die Kollisionspunkte wurden große Kavernen ausgehoben, von denen jede ein Experiment beherbergt. Das größte ist der ATLAS-Detektor, der als Universalendetektor für Präzisionsmessungen des Standardmodells und die Suche nach unbekannten Teilchen und Phänomenen konzipiert wurde.

Im folgenden wird der Beschleunigerkomplex und der Detektoraufbau beschrieben. Die Beschreibung basiert auf den technischen Konstruktionsberichten Refs. [7, 3].

3.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) wurde in einem Tunnel ca. 100 m unter der Erde installiert. Die Protonen werden aus Wasserstoffatomen gewonnen und in mehreren Vorbeschleunigerstufen auf eine Energie von 450 GeV gebracht. Diese werden dann in den LHC-Ring injiziert. Die Beschleunigung erfolgt mit Hochfrequenz-Kavitäten mit einer Frequenz von ca. 400 MHz. Diese machen jedoch nur wenige Meter des insgesamt 26.7 km langen Rings aus.

Der Ring besteht aus acht bogenförmigen und acht geraden Abschnitten supraleitender Magnete. Die gebogenen Abschnitte bestehen aus vielen 14 m langen Dipolmagneten, die die Protonen auf der vorgegebenen Kreisbahn halten. Ein solcher Dipolmagnet ist in Abb. 3.1 zu sehen. Der Betrieb von zwei Strahlen von Teilchen gleicher Ladung in entgegengesetzter Richtung erfordert zwei Dipolfelder entgegengesetzter Richtung um die Teilchen auf eine Kreisbahn zu zwingen. Die gebogenen Abschnitte sind durch gerade Abschnitte unterbrochen in denen Fukussiermagnete sowie die Hochfrequenz-Kavitäten untergebracht sind.

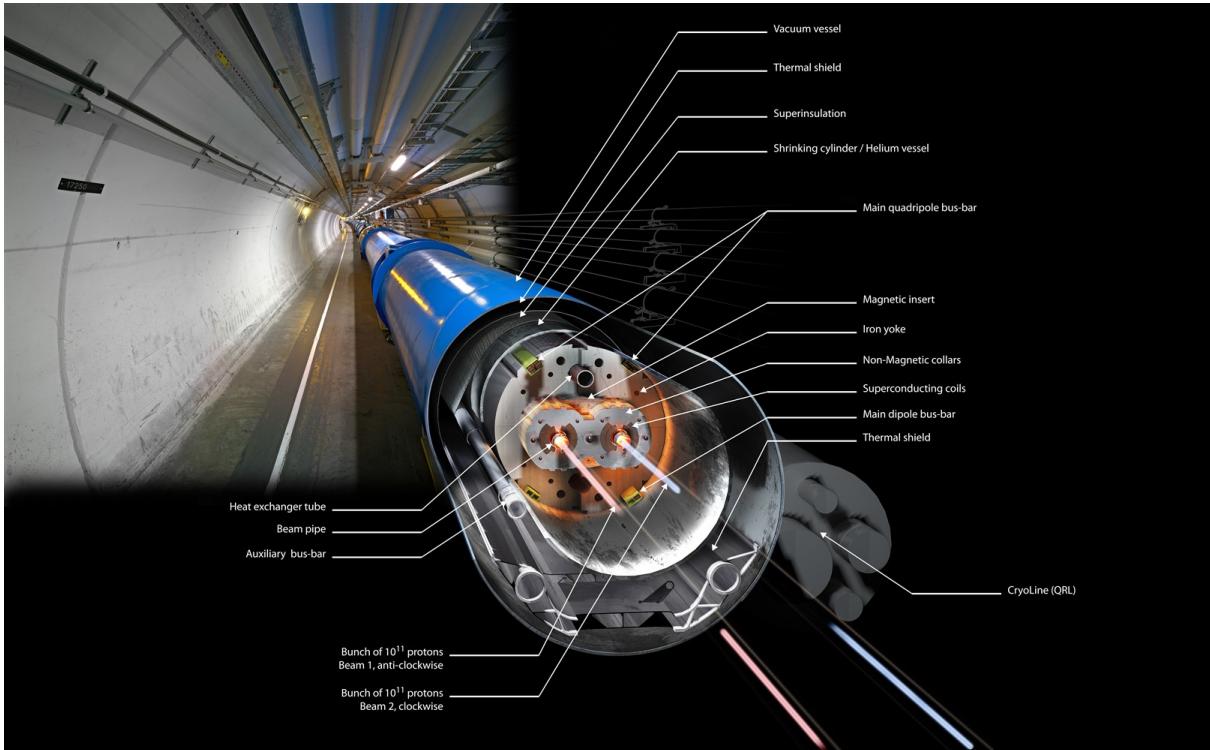


Abbildung 3.1: Profil eines LHC Dipolmagneten im Tunnel mit Beschreibung der verschiedenen Komponenten, aus Ref. [9]

Jeder der beiden Protonenstrahlen soll ab dem Jahr 2015 eine Energie von 7 TeV erreichen. Da beiden Strahlen genau entgegengesetzt aufeinandertreffen, ist der Schwerpunkt der Reaktion in Ruhe. Das Laborsystem ist daher auch das Schwerpunktssystem und die Energie im Schwerpunktssystem entspricht somit $E_{CM} = \sqrt{s} = 14$ TeV. In den Jahren 2011 und 2012 war die Energie pro Strahl jedoch auf 3.5 TeV und 4 TeV begrenzt, was einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ bzw. 8 TeV entspricht. Die Luminosität wurde dabei ständig vergrößert, im Jahr 2011 von $L = 0.1 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ auf $L = 3.9 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, im Jahr 2012 von $L = 5.4 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ auf $L = 7.4 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Über das ganze Jahr integriert wurden $L = 5.6 \text{ fb}^{-1}$ (2011) und $L = 20.3 \text{ fb}^{-1}$ (2012) vom ATLAS-Experiment aufgezeichnet.

Nach einer zeitlich begrenzten Phase bei einer niedrigen Luminosität soll diese ab 2015 schrittweise bis zur sog. Design-Luminosität von $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erhöht werden. Die Designparameter sind im Tab. 3.1 aufgeführt.

3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor wurde für die Analyse der pp -Kollisionen, die vom LHC bereitgestellt werden, konzipiert. Der Name ATLAS ist ein Akronym für **A** Toroidal **L**HC **A**pparatu**S**. Abbildung 3.2 gibt einen Überblick über den Detektor und seine Komponenten. Der Detektor ist in mehreren Lagen um den nominellen Wechselwirkungspunkt aufgebaut und symmetrisch in Vorwärts-Rückwärts-Richtung und um die Strahlachse. Im inneren befindet sich ein Spurde-

	2011	2012	ab 2015
Umfang		27 km	
Maximale Feldstärke der Ablenkagnete		8.3 Tesla	
Energie pro Strahl	3.5	4.0	7.0 TeV
\sqrt{s}	7.0 TeV	8.0 TeV	14.0 TeV
max. Luminosität [$10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	3.0	7.4	10
Integrierte Luminosität pro Jahr	5.6 fb^{-1}	20.3 fb^{-1}	100 fb^{-1}

Tabelle 3.1: Kenngrößen des LHC-Beschleunigers

tektor, der sich im inneren einer supraleitenden Magnetspule mit einem Feld von $B = 2$ Tesla befindet. Die Kombination von Spurdetektor und Magnetfeld ermöglicht eine Impulsmessung geladener Teilchen. Um die Magnetspule sind die Kalorimetersysteme angebracht, die zur Messung der Energie von Elektronen, Photonen und Hadronen dienen. Es ist in ein elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter aufgeteilt, die jeweils konzipiert sind um hochauflösende Energiesmessungen von Elektronen und Photonen durch elektromagnetische Schauer bzw. ausreichende Auflösung für die Energiemessung von hadronischen Teilchen zu erreichen. Vervollständigt wird der Detektor von einem System zur Messung von Muonimpulsen. Muonen geben aufgrund ihrer hohen Masse kaum Bremsstrahlung ab und können den inneren Detektor verlassen. Deshalb befindet sich außerhalb des Kalorimetersystems eine Kombination von Drift-Kammern mit einem weiteren Magnetensystem. Es handelt sich um ein Torus-Magneten mit einem Feld von $B = 0.5$ Tesla im Zentralbereich und $B = 1$ Tela an den Endkappen.

Der nominelle Wechselwirkungspunkt wird als Ursprung eines rechthändigen Koordinatensystems gewählt, wobei die z -Achse in Strahlrichtung zeigt. Orthogonal dazu befindet sich die x - y -Ebene, die x -Achse zeigt zur Mitte des LHC Rings, die y -Achse nach oben. Damit sind auch die Azimuthal- und Polarwinkel ϕ und θ definiert. Weitere nützliche Einheiten sind die Pseudorapidität η

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (3.1)$$

und der Abstand im Pseudorapiditäts-Azimuthalwinkel-Raum ΔR

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (3.2)$$

3.2.1 Der Innere Detektor

Der innere Detektor ist für hochauflösende Messungen des Impulses geladener Teilchen konzipiert. Er ermöglicht eine genaue Rekonstruktion des Ortes der Wechselwirkung. Er besteht aus drei unabhängigen, sich ergänzenden Subdetektoren.

Der *Pixeldetektor* besteht aus drei Lagen und drei Scheiben in den Endkappen auf jeder Seite. Es ist ein Halbleiterdetektor mit Pixeln von $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. Dieser Subdetektor hat von allen Detektorteilen die höchste räumliche Auflösung und die höchste Anzahl an Auslesekanälen. Die innerste Lage ist direkt auf das Strahlrohr geklebt und kann durch diese räumliche Nähe

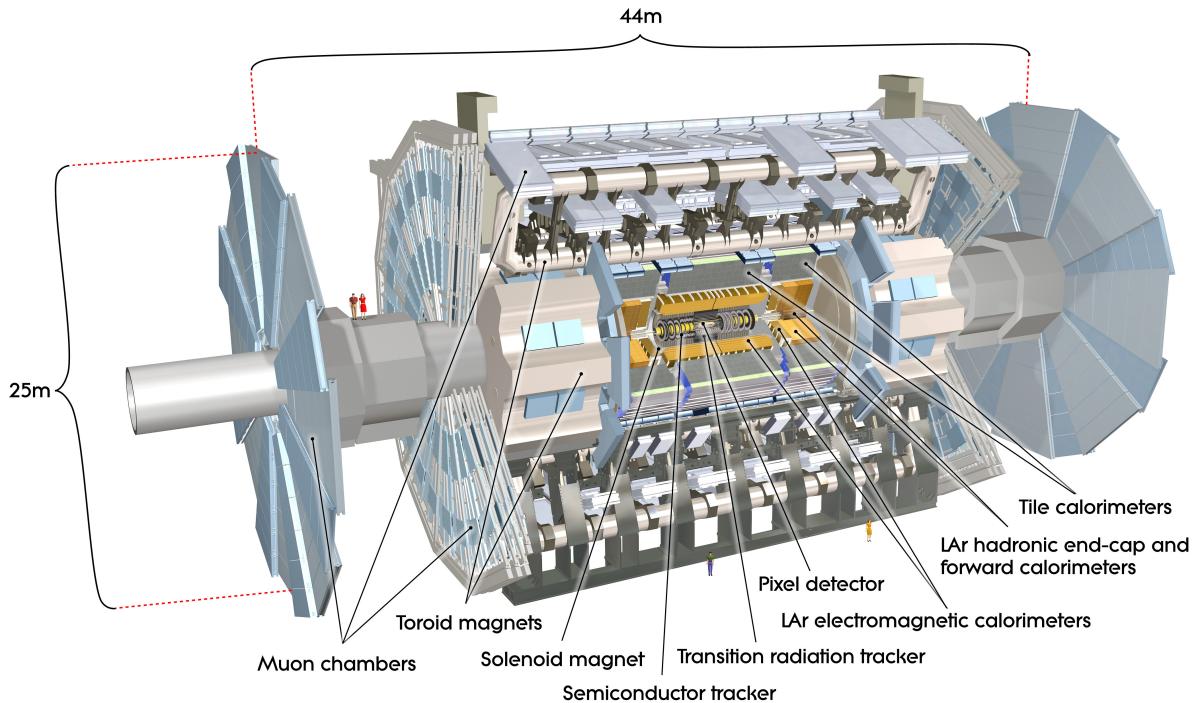


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors, aus Ref. [3].

Sekundärvertices von b -Hadronen auflösen. Der *Silizium-Halbleiterdetektor (SCT)* besteht aus Siliziumstreifensensoren, hat vier Lagen im Zentralbereich und neun Scheiben in jeder Endkappe. Eine räumliche Messung ist möglich, da jeweils Ober- und Unterseite jeder Lage um 40 mrad gegeneinander gedreht sind. Pixeldetektor und SCT decken den Bereich bis $|\eta| < 2.47$ ab. Dies bedeutet das eine Messung des Laddungsvorzeichens von geladenen Teilchen nur bis zu diesem Bereich möglich ist.

Der dritte Teil des inneren Detektors ist der *Übergangsstrahlungs-Spurdetektor (TRT)*, einer Kombination von Spurdetektor und Übergangsstrahlungsdetektor. Er besteht aus mit Xenon gefüllten Röhren und dazwischen aus Polymid-Fasern als Übergangsstrahlungselement. Da die Intensität der Übergangsstrahlung proportional zum γ -Faktor eines Teilchens ist, spielt der TRT eine wichtige Rolle bei der Identifikation von Elektronen. Der TRT reicht bis $|\eta| < 2.01$ und hat nur sehr beschränkte Auflösung in θ .

Da die Messung von Spuren nur nicht-destructiv erfolgen kann ist es wünschenswert, nur wenig Material im inneren Detektor zu verbauen. Die Menge an verbautem Material ist in Abb. 3.3 in Einheiten der Strahlungslänge von Elektronen X_0 dargestellt.

Große Teile des Silizium-Halbleiterdetektor wurden in Freiburg entwickelt, gebaut und anschließend zum Einbau nach Genf gebracht.

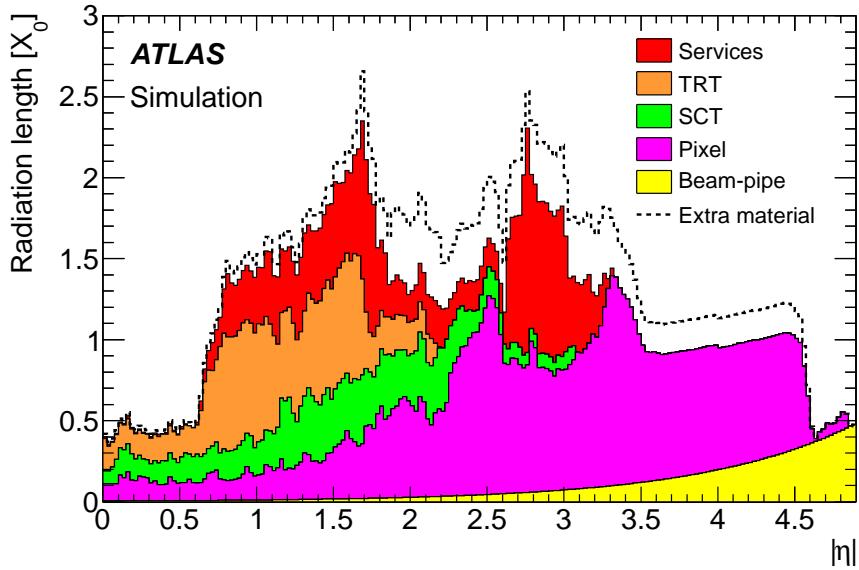


Abbildung 3.3: Menge des Materials, das ein Teilchen durchdringen muss, um das Elektromagnetische Kalorimeter zu erreichen. Die Menge des Materials ist in Einheiten der Strahlungslänge eines Elektrons X_0 gegen die Pseudorapidität aufgetragen. Aus Ref. [4].

3.2.2 Kalorimetrie

Die Kalorimeter reichen bis $|\eta| < 4.9$ und verwenden verschiedene Technologien zur Messung von Elektronen und Photonen, und Jets.

Das Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das elektromagnetische Kalorimeter dient der Erzeugung und dem Nachweis elektromagnetischer Schauer. Es besteht aus wechselnden Lagen von Blei und flüssigem Argon. Das Blei dient der Erzeugung des elektromagnetischen Schauers, das flüssige Argon als Szintillationsmaterial für die Messung der Energie. Die Lagen sind akkordeonartig angeordnet um eine Symmetrie ohne Unterbrechungen in azimuthaler Richtung zu gewährleisten. Ein einzelnes Modul aus dem Zentralbereich ist in Abb. 3.4 zu sehen.

Die einzelnen Module sind in drei Lagen aufgebaut. Die vordere Lage ist in feine Streifen in η unterteilt und ermöglicht eine diskriminierung von Photonen und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ zerfällen. Die mittlere Lage macht den größten Teil des Kalorimeters aus und ist in Zellen der Größe $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ unterteilt. Die hinterste Lage hat die selbe Granularität in ϕ , aber nur die halbe Granularität in η .

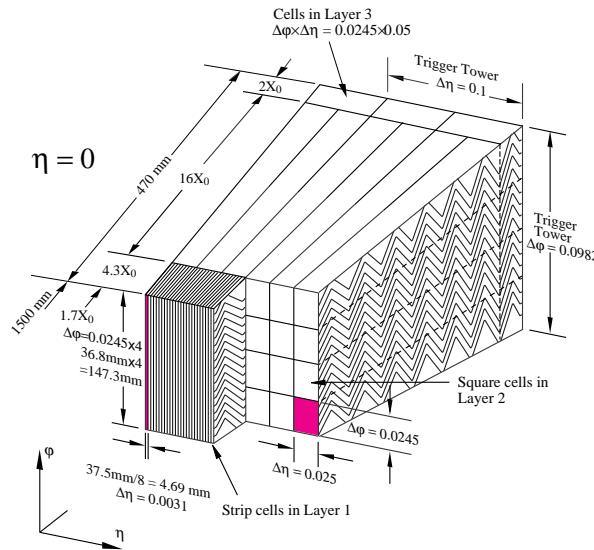


Abbildung 3.4: Ein einzelnes Modul des elektromagnetischen Kalorimeters, aus Ref. [4].

3.2.3 Das Hadron-Kalorimeter (HCAL)

Hadronische Schauer dringen tiefer in Material ein und dringen auch in das hinter dem elektromagnetischen Kalorimeter liegende hadronische Kalorimeter. Um möglichst alle Hadronen zu stoppen besteht es aus wesentlich mehr Material als das ECAL. Es besteht im Zentralbereich aus wechselnden Lagen von Stahl- und Szintillatorkacheln, in den Endkappen aus Kupferkacheln und flüssigem Argon.

Beide Kalorimeter sind sog. Sampling-Kalorimeter, d.h. sie bestehen aus abwechselnden Lagen von Absorberplatten und aktivem Material. Dies hat Konsequenzen für die Energiemessung, da ein Teil der Energie nicht im Szintillatormaterial absorbiert wird, sondern in den Absorberplatten.

3.2.4 Das Myonspektrometer

Muonen durchdringen als einzige geladene Teilchen das Kalorimetersystem. Signale außerhalb des Kalorimeters sind damit eine einzigartige Signatur für Muonen. Sie werden von mehreren Systemen von Gas-Spurdetektoren in verschiedenen Ausführungen. Die charakteristischen Räder an den Enden des ATLAS-Detektors bestehen ausschließlich aus solchen Drift-Kammern, die ebenfalls zum Teil in Freiburg entwickelt und hergestellt wurden.

Das Herzstück des Myonspektrometers jedoch sind die Torus-Magnete. Die Verwendung von Torus-Magneten bedingt eine Krümmung der Muonen in der (r, z) -Ebene statt in (r, ϕ) . Damit wird eine hohe Impulsauflösung erreicht.

3.3 Teilchenrekonstruktion

Elektronen

Elektronen zeichnen sich durch eine Spur im inneren Detektor aus der in einem elektromagnetischen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter endet. Da auch Hadronen bereits im ECAL beginnen zu Schauern wird die Lagenstruktur des ECAL genutzt um um die Form des Schauers zu bestimmen. Die Forderung an die Form der Schauer und die Qualität der Spuren kann unterschiedlich streng sein und wird für Physik-Analysen je nach zu erwartenden Untergrundprozessen gewählt. So werden in den Abschnitten 8.2, 8.3 und 8.4 jeweils unterschiedliche Forderungen gewählt.

Photonen

Photonen werden ähnlich zu Elektronen identifiziert. Genaugenommen lassen Sie sich im Kalorimeter nicht unterscheiden. Photonen hinterlassen jedoch keine Spuren im inneren Detektor.

Muonen

Wie bereits erwähnt ist ein geladenes Teilchen, dass den inneren Detektor verlässt, mit großer Wahrscheinlichkeit ein Muon. Ein Signal im Muonspektrometer kann jedoch auch von natürlicher Untergrundstrahlung in der Kaverne oder durch kosmische Strahlung ausgelöst werden. Eine Spur im Muonspektrometer sollte sich deshalb bis zum Ort der Wechselwirkung extrapoliieren lassen.

Hadronen

Aufgrund der Struktur der starken Wechselwirkung bilden sich aus einem gestreuten, hochenergetischen Quark oder Gluon sogenannte Jets. Das sind Bündel aus Hadronen, die ungefähr in die ursprüngliche Richtung des Partons fliegen und die ein bis ein paar Dutzend Hadronen umfassen können. Die experimentelle Herausforderung ist die Rekonstruktion von Jets, die sich teilweise überlappen oder sehr breit sein können. Es gibt verschiedene Jet-Rekonstruktionsalgorithmen, deren Ziel es ist, die Viererimpulse der ursprünglichen Partonen möglichst gut zu rekonstruieren.

Die Anzahl der Jets kann in Hadron-Kollisionen großsein, da es auch in der QCD Strahlungskorrekturen gibt. Die Abstrahlung reeller Gluonen entweder im Anfangs- oder im Endzustand führt zur Bildung weiterer Jets (siehe Abb. 3.5). Da die starke Kopplungskonstante recht groß ist, ist die Wahrscheinlichkeit für zusätzliche (harte) Gluonen recht hoch.

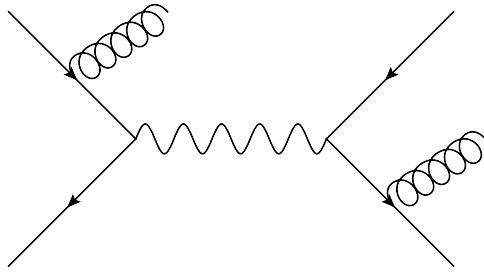


Abbildung 3.5: Feynmandiagramm mit reellen QCD-Strahlungskorrekturen.

B-Hadronen

Einen Spezialfall stellen Hadronen, die b -Quarks enthalten. Sie zeichnen sich durch eine Lebensdauer aus, die sie einen Weg von wenigen $100\ \mu\text{m}$ zurücklegen lassen bevor sie zerfallen. Der Ort des Zerfalls kann mit dem sehr fein auflösenden Pixel-Detektor aus den Zerfallsprodukten zurückverfolgt werden.

Neutrinos

Neutrinos sind die einzigen Teilchen des Standardmodells, die den Detektor ohne verlassen ohne wechselzuwirken. Sie können nur indirekt über die Energiebalance im Detektor und nur in transversale Ebene nachgewiesen werden. Die sog. fehlende Transversalenergie ist die negative vektorielle Summe aller Energiedepositionen im Detektor:

$$E_x^{\text{miss}} = - \sum_i E_i \sin \theta_i \cos \phi_i \quad (3.3)$$

$$E_y^{\text{miss}} = - \sum_i E_i \sin \theta_i \sin \phi_i \quad (3.4)$$

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2} \quad (3.5)$$

Die Messung der fehlenden Transversalenergie ist relativ ungenau da alle Messunsicherheiten im Detektor propagiert werden. Außerdem ist sie nicht zu verwechseln mit dem Transversalimpuls des Neutrinos. Entstehen mehrere Neutrinos in der Kollision ist die wahre fehlende Transversalenergie abhängig von der Winkelkorrelation beider Neutrinos.

Andere Teilchen

Weitere Teilchen, z.B. τ -Leptonen, Higgs-Bosonen, etc. zerfallen noch bevor sie mit dem Detektor wechselwirken können. Sie können nur durch ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert werden.

Pile-Up

Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung am LHC beträgt ungefähr 67 mb. Bei einer angestrebten Luminosität von bis zu $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bedeutet dies, dass im Mittel 23 Ereignisse pro Kollision zweier Teilchenpakete stattfinden. Löst ein interessantes Ereignis eines harten Streuprozesses den Trigger aus, werden folglich viele Teilchen von uninteressanten weiteren Proton-Proton-Kollisionen in diesem Ereignis detektiert werden. Diese Teilchen entsprechen keinem bestimmten physikalischen Untergrundprozess, tragen aber dennoch signifikant zum Untergrund in Form von zusätzlicher Aktivität, dem sogenannten Pile-Up, im Detektor bei.

3.4 Weiterführende Literatur:

- ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, Chapter 1 (Detector overview). JINST, 3:S08003, 2008.
- <http://youtube.com/TheATLASExperiment>

Kapitel 3 Der LHC und das ATLAS-Experiment

Kapitel 4

Physik an der Teraskala

Die mathematische Formulierung des Standardmodells muss in experimentell messbaren Observablen übertragen werden. Mit Protonen stehen nicht-elementare Teilchen am Anfang des Streuprozesses. Sie bestehen aus Quarks und Gluonen, den Partonen, von denen in der Regel jeweils eines an der sog. harten Streureaktion teilnimmt. Die restlichen Partonen fliegen nahezu ungestreut weiter. Durch die Bindung der Quarks im Proton spielt die QCD eine zentrale Rolle in Hadron-Kollisionen, auch wenn der Prozess von Interesse ein elektromagnetischer oder schwacher ist.

4.1 Die Struktur des Protons

Das Proton ist ein zusammengesetztes Teilchen. Um Wirkungsquerschnitte an Hadron-Kollisionsbeschleunigern zu berechnen, müssen alle möglichen Wechselwirkungen zwischen den Partonen berücksichtigt werden. Es zeigt sich, dass Protonen nicht nur die drei Quarks *uud* beinhaltet. Experimente bei hohen Energien beobachten eine ganze Reihe von Partonen im Proton. Dies ergibt sich durch den permanenten Austausch von Gluonen zwischen den nominellen Bestandteilen, den sog. Valenzquarks. Ein solches Gluon kann sich nun jederzeit in ein Quark-Antiquark-Paar aufspalten. Damit kann die Struktur des Protons nur probabilistisch beschrieben werden und in Proton-Proton-Wechselwirkungen können Gluonen, Quarks und Anti-Quarks wechselwirken.

Die Protonstruktur wird in Partonverteilungsfunktionen f parametrisiert. Diese können in der Regel nicht theoretisch berechnet werden und müssen vermessen werden. Dies ist in verschiedenen Experimenten am CERN und besonders am DESY geschehen.

Jede Partonsorte erhält ihre eigene PDF. Ihr Wert hängt vom Impulsübertrag zwischen Proton und „Messsonde“ Q^2 und dem Anteil des Protonimpulses, den das betreffenden Parton trägt x ab. Die Summe aller Parton-PDFs ergibt eins:

$$\sum_{q_i} \int_0^1 dx f_{q_i}(x, Q^2) x = 1 \quad (4.1)$$

wobei die Summe über alle Partonsorten i läuft, $g, u, d, c, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{c}, \bar{s}$. Aufgrund ihrer hohen

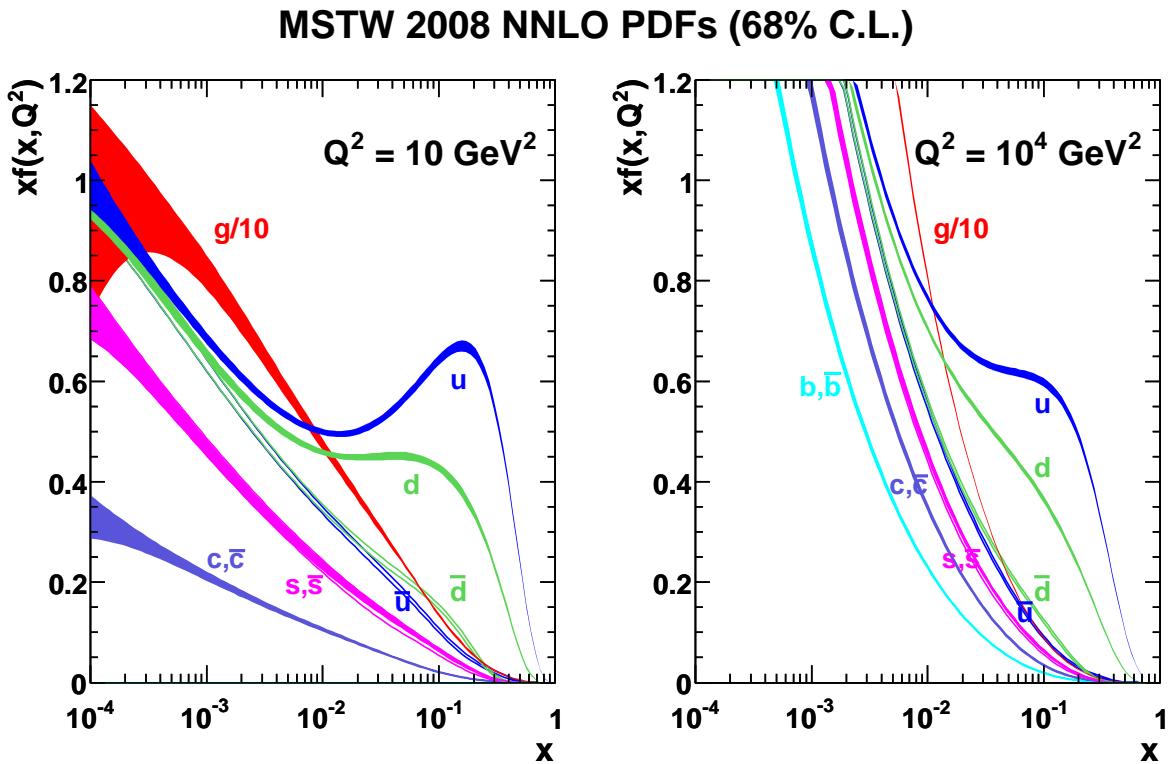


Abbildung 4.1: Die Partonverteilungsfunktionen des Protons bei einer Skala von $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ (links) und $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ (rechts). Aufgetragen ist die Impulsdichte $x f_q(x, Q^2)$. Bei niedrigen x dominiert die PDF des Gluons, bei hohen x überwiegen die PDFs der Quarks, vor allem die der Valenzzustände. Da die nominellen Bestandteile die Quarks uud sind, ist die u -Quark-PDF bei hohen x etwa doppelt so groß wie die d -Quark-PDF. Für s - und c -Quarks, die nur als See-Quarks vorkommen, gilt $f_q(x) = f_{\bar{q}}(x)$. Die PDF wurde von der MSTW Gruppe aus einer vielzahl von Daten in Ref. [20] gefittet.

Masse müssen b - und top-Quarks nicht berücksichtigt werden. Das Produkt $xf(x, Q^2)$ entspricht einer Impulsdichte. Diese ist in Abb. 4.1 zu sehen. Die Valenzstruktur spiegelt sich in einem höheren Anteil von u - und d -Quarks verglichen mit den entsprechenden Antiquarks wieder.

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung zweier Protonen in einen Endzustand Y kann dann einfach aus den Wirkungsquerschnitten für den Prozess mit den individuellen Partonen und der PDF berechnet werden:

$$d\sigma(p_1 p_2 \rightarrow Y + X) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \sum_{q_1, q_2} f_{q_1}(x_1, Q^2) f_{q_2}(x_2, Q^2) \cdot d\sigma(q_1 q_2 \rightarrow Y). \quad (4.2)$$

Hierbei läuft die Summe über alle Quarks, Anti-Quarks und Gluonen, die den Endzustand Y erzeugen können. Hadronische Endzustände, die aus den Überresten der aufgebrochenen Protonen geformt wurden sind mit X bezeichnet.

4.2 Anschauliche Beschreibung einer Hadron-Kollision

Im vorhergehenden Abschnitt wurde diskutiert, dass in Proton-Proton-Kollisionen eigentlich Partonen kollidieren. In diesem Abschnitt wird als Beispielreaktion die Produktion von zwei Jets in der harten Streureaktion besprochen. Insgesamt gibt es in der QCD acht verschiedene $2 \rightarrow 2$ -Prozesse.

$$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}, q\bar{q} \rightarrow gg, qg \rightarrow qg, \bar{q}g \rightarrow \bar{q}g, gg \rightarrow q\bar{q}, gg \rightarrow gg, qq \rightarrow qq, \bar{q}\bar{q} \rightarrow \bar{q}\bar{q} \quad (4.3)$$

Als Beispiel wird der Prozess $q\bar{q} \rightarrow gg$ betrachtet, dessen Feynmangraph in Abb. 4.2 zu sehen ist.

Bei der Kollision der beiden Protonen fliegen die meisten Partonen wechselwirkungslos aneinander vorbei. Ein Quark wechselwirkt mit einem Antiquark und bilden zwei Gluonen. Die beiden Partonen, die an der harten Reaktion teilnehmen tragen vor der Reaktion die Impulsbruchteile x_A und x_B . Die Viererimpulse der beiden Partonen vor der Streuung sind somit:

$$p_A = \begin{pmatrix} E_{\text{beam}} \cdot x_A \\ 0 \\ 0 \\ +E_{\text{beam}} \cdot x_A \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

$$p_B = \begin{pmatrix} E_{\text{beam}} \cdot x_B \\ 0 \\ 0 \\ -E_{\text{beam}} \cdot x_B \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Die Strahlrichtung liegt entlang der z -Achse und E_{beam} ist die Strahlenergie. Die Impulskomponente p_z wird als Longitudinalimpuls bezeichnet, der Transversalimpuls p_T des Teilchens ist $p_T = p_x^2 + p_y^2$. Die Viererimpulse der gestreuten Partonen bezeichnen wir mit p_C und p_D . Aus der Viererimpulserhaltung folgt $p_A + p_B = p_C + p_D$.

Wenn die beiden Gluonen mit einem signifikanten Transversalimpuls gestreut wurden, können die zwei Jets aus der Fragmentation der Gluonen im Detektor beobachtet werden. Eine schematische

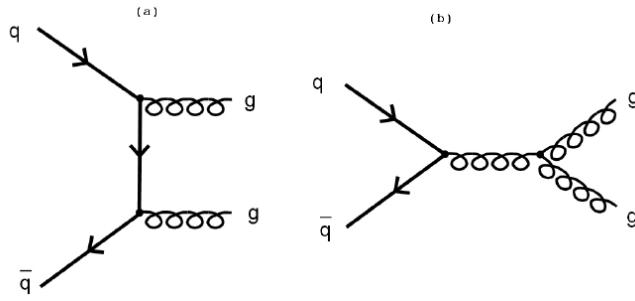


Abbildung 4.2: Feynmangraphen für den harten Streuprozess $q\bar{q} \rightarrow gg$.

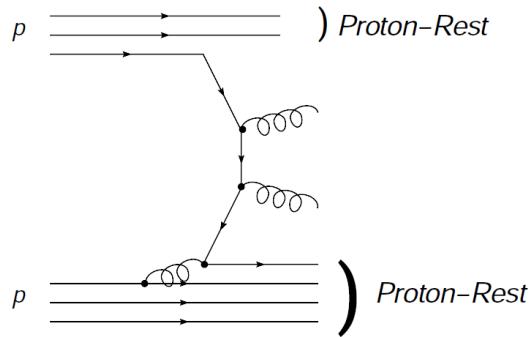


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung einer Proton-Proton-Reaktion (Zwei-Jet-Ereignis).

Darstellung der Reaktion ist in Abb. 4.3 zu sehen. Aus den Viererimpulsen der Jets lässt sich die Kinematik der Reaktion herleiten:

$$M_{jj}^2 = (p_C + p_D)^2 = E_{CM}^2 x_A x_B \quad (4.6)$$

$$E_{jet1} + E_{jet2} = E_C + E_D = E_{beam}(x_A + x_B). \quad (4.7)$$

Nach der harten Streuung fliegen die beiden Gluonen aus dem Proton heraus und fragmentieren zu Jets. Die Protonüberreste fliegen weiter in Strahlrichtung. Da sie nicht länger farbneutral sind, fragmentieren sie ebenfalls und bilden Jets. Diese Proton-Restjets liegen jedoch (fast) vollständig im Strahlrohr und werden kaum im Detektor nachgewiesen. Der beobachtbare Endzustand dieser simplen Reaktion besteht somit aus zwei Jets im Detektor. In der Praxis spielen QCD-Strahlungskorrekturen eine wichtige Rolle und verkomplizieren dieses einfache Bild. Strahlung im Anfangszustand oder Endzustand kann zur Bildung zusätzlicher Jets führen. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 4.4 zu sehen. Da die QCD-Kopplung α_s relativ groß ist, treten diese Strahlungskorrekturen sehr häufig auf.

Aus einem harten Streuprozess lassen sich zahlreiche nützliche kinematische Variablen ableiten.

- die invariante Masse des harten Streuprozesses ergibt sich zu:

$$\hat{s} = p_{\text{hard}}^2 = s x_A x_B \quad (4.8)$$

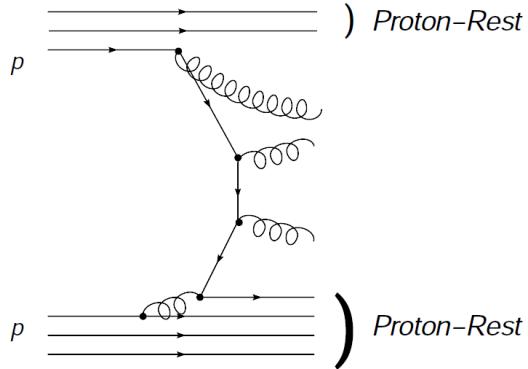


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung einer Proton-Proton-Reaktion mit einem zusätzlichen Jet aus der QCD-Abstrahlung im Anfangszustand

wobei \sqrt{s} wieder die Schwerpunktsenergie der Proton-Proton-Kollision ist. Diese ist für den Prozess eher irrelevant, viel wichtiger ist die Schwerpunktsenergie des harten Systems \sqrt{s} .

- Die Rapidität y ist definiert durch $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$. Für die Rapidität des harten Ereignisses gilt $y_{\text{hard}} = \frac{1}{2} \ln(x_A/x_B)$. Rapiditätsdifferenzen sind invariant unter Lorentzboosts entlang der z-Achse.
- Für Systeme mit einer invarianten Masse von null geht die Rapidität in die Pseudorapidität η über, hängt also nur noch vom Polarwinkel θ ab. Insbesondere für einzelne Partonen ist die Masse vernachlässigbar klein, und statt des Polarwinkels θ wird an Hadron-Kollisionsbeschleunigern fast immer die Pseudorapidität η verwendet. Die Winkelverteilung von Hadronen in Hadronkollisionen nimmt in Vorwärtsrichtung stark zu. Häufigkeitsverteilungen von Teilchen werden daher gewöhnlich nicht gegen den Polarwinkel θ sondern gegen die Pseudorapidität η aufgetragen.
- In Proton-Proton-Kollisionen ist die Gesamtenergie einer harten Reaktion keine wirklich aussagekräftige Größe, da der größte Teil der Energie die Strahlröhre entlang verschwindet. Energiebeiträge sind unbedeutender, je weiter sie in Vorwärtsrichtung liegen. Daher wird anstelle der Energie die Energie in transversaler Ebene $E_T = E \cdot \sin \theta$ betrachtet, bzw. die gesamte transversale Energie $\sum_i E_T = E_i \cdot \sin \theta_i$.

4.3 Der Drell-Yan-Prozess

Der Prototyp eines harten Streuprozesses ist die Drell-Yan-Produktion eines Leptonpaars durch Quark-Antiquark-Anihilation und Austausch eines Photons, $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \ell^+ \ell^-$. Statt des Photons kann ein schweres Eichboson W oder Z ausgetauscht werden. Der Wirkungsquerschnitt für $q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ entspricht dem Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$, wenn entsprechende Ladungs- und Farbfaktoren hinzugefügt werden:

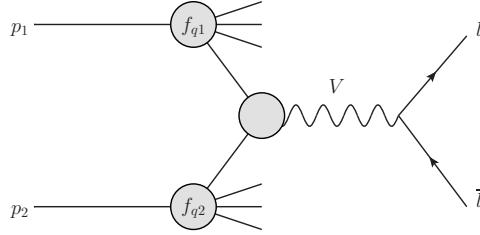


Abbildung 4.5: Die Produktion eines Lepton-Paares in einer Proton-Proton-Streuung $pp \rightarrow \ell^+ \ell^-$.

Prozess	σ [nb]
$W^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$, $\ell = e, \mu$ or τ	6.16
$W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell$, $\ell = e, \mu$ or τ	4.30
$Z \rightarrow \ell \ell$, $\ell = e, \mu$ or τ	0.99
$t\bar{t}$	0.1773

Tabelle 4.1: Wirkungsquerschnitte einiger im Versuch verwendeter Prozesse.

$$\hat{\sigma}_0 = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2}{3\hat{s}} \frac{1}{N_c} Q_q^2 \quad (4.9)$$

mit der elektrischen Ladung der Quarks Q_q , dem globalen Farbfaktor $1/N_c$, der seinen Ursprung in der Forderung hat, dass Quark und Antiquark passende Farbladung haben müssen, um einen farbneutralen Zwischenzustand zu bilden. Um den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow \mu^+ \mu^-$ zu berechnen muss Glg. 4.2 berücksichtigt werden und über die Impulsbruchteile integriert werden.

4.4 Wirkungsquerschnitte interessanter Prozesse am LHC

Die Wirkungsquerschnitte unterscheiden sich sehr stark von Prozess zu Prozess. In Abb. 4.6 sind diese für einige wichtige Prozesse gezeigt. Die Wirkungsquerschnitte überspannen einen Bereich von 10 Größenordnungen. Dies bedeutet z.B. dass die Messung der Eigenschaften des Higgs-Bosons von Untergrundprozessen erschwert wird, deren Produktionsrate um viele Größenordnungen höher sind als die des Higgs-Bosons. Diese Untergrundprozesse zu verstehen und möglichst gut zu unterdrücken stellt eine große Herausforderung für Experimentalphysiker dar.

Einen Überblick über einige im Versuch verwendete Prozesse gibt Tab. 4.1. Simulierte Daten müssen mit Hilfe dieser theoretischen Werte auf die analysierte Datenmenge umgewichtet werden. Häufig sind hier weitere Korrekturen nötig. So konnte der im Versuch verwendete simulierte $t\bar{t}$ Datensatz nur mit einer Effizienz von 0.54259 produziert werden und der theoretische Wirkungsquerschnitt muss beim Umgewichten um diesen Faktor korrigiert werden.

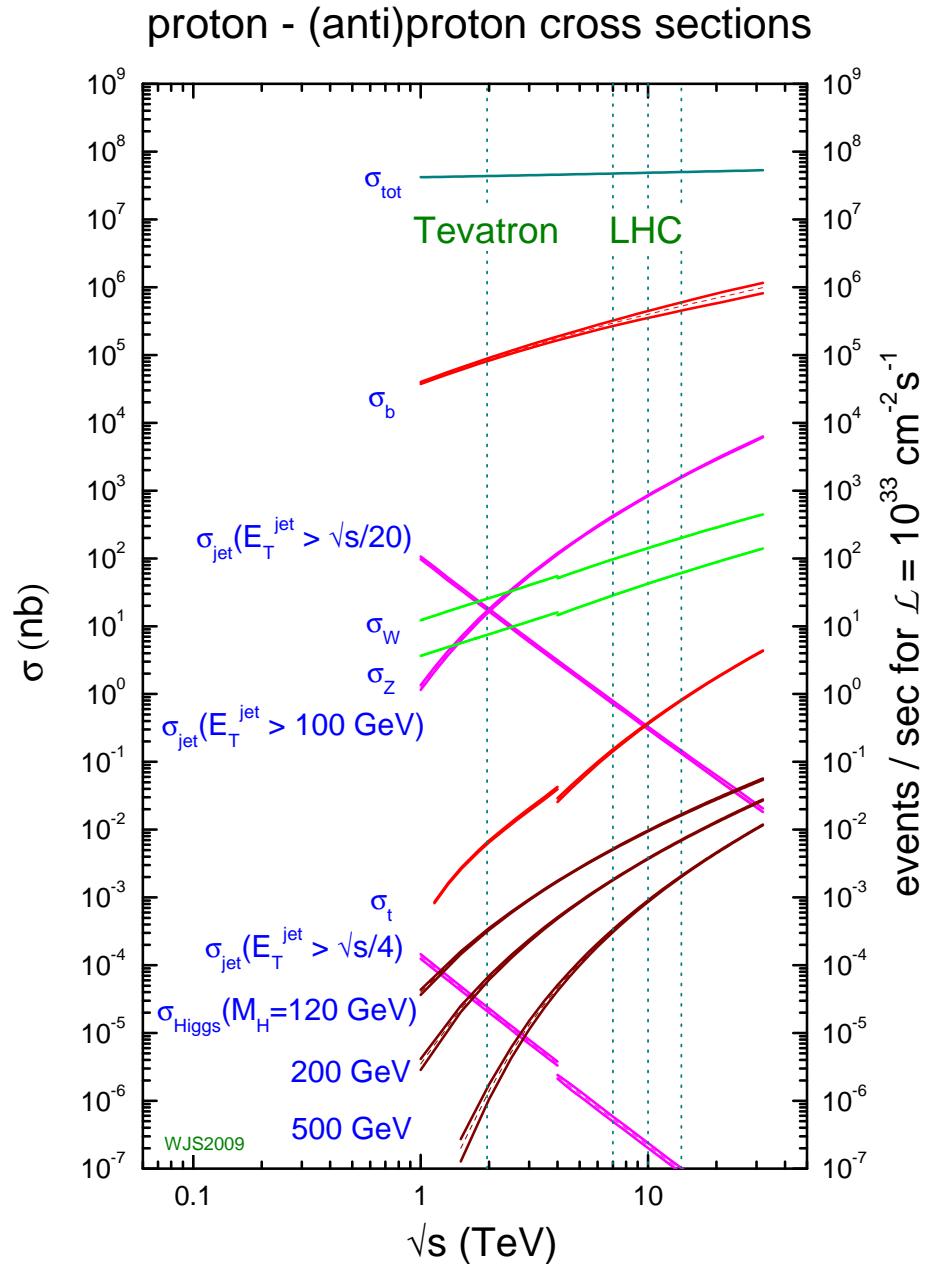


Abbildung 4.6: Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse des Standardmodells und Hadron-Kollisionsbeschleunigern als Funktion der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} . Der niedrige Energiebereich wird für $p\bar{p}$ -Kollisionen gezeigt (wie das Tevatron), der höhere Energiebereich für pp -Kollisionen, aus Ref. [8].

Kapitel 4 Physik an der Teraskala

Kapitel 5

Die schweren Eichbosonen

Die schwache Wechselwirkung tritt bei niedrigen Energien hauptsächlich in radioaktiven Zerfällen auf, so z.B. dem β^- -Zerfall $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$. Das Lepton-Neutrino-Paar entsteht dabei durch Abstrahlung eines virtuellen W -Bosons, wie bereits in Abschnitt 2.7 erklärt. Da die Impulsüberträge in nuklearen Zerfällen nur einige MeV groß sind, ist das abgestrahlte W -Boson virtuell und nur der Zerfall $W \rightarrow e\nu$ ist kinematisch erlaubt. Bei hohen Energien werden W - und Z -Bosonen als reelle Teilchen resonant erzeugt und erreichen sehr hohe Wirkungsquerschnitte.

5.1 W- und Z-Boson-Produktion am LHC

Die Produktion von W - und Z -Bosonen erfolgt in führender Ordnung im Drell-Yan-Prozess, der in Abschnitt 4.3 erklärt wurde. Daneben gibt es $2 \rightarrow 2$ -Prozesse höherer Ordnung, bei denen ein W - oder Z -Boson aus einlaufenden Quarks abgestrahlt werden.

Die produzierten W - und Z -Bosonen zerfallen entsprechend Tabelle 5.2 zum Großteil in hadronische Endzustände. Diese sind praktisch nicht vom viele Größenordnungen höheren Zweijet Untergrund unterscheidbar. Zudem ist die Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters und damit die Rekonstruktion des Ereignisses relative ungenau. Deshalb werden fast ausschließlich die Leptonischen Zerfälle verwendet.

Vor allem das Z -Boson ist als klares Signal im Detektor beobachtbar. Da auch der Drell-Yan-Prozess theoretisch sehr genau bekannt ist, wird das Z -Boson auch für Messungen der Leis-

Eigenschaft	Z -Boson	W -Boson
elektrische Ladung [e]	0	± 1
Spin [\hbar]	1	1
Zerfallsbreite [GeV]	2.495 ± 0.002	2.085 ± 0.042
Masse [GeV]	91.1876 ± 0.0021	80.385 ± 0.015

Tabelle 5.1: Eigenschaften von W - und Z -Bosonen, aus Ref. [5].

Z-Boson		W-Boson	
Zerfall	BR [%]	Zerfall	BR [%]
$\ell\ell$	3.366 ± 0.002	$\ell\nu$	10.80 ± 0.09
Jets	69.91 ± 0.06	Jets	67.60 ± 0.27
Neutrinos	20.00 ± 0.060		

Tabelle 5.2: Verzweigungsverhältnisse von W - und Z -Bosonen, aus Ref. [5].

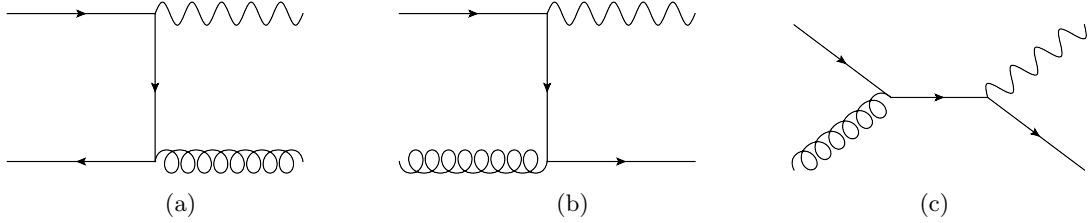


Abbildung 5.1: Der Drell-Yan-Prozess in höherer Ordnung. Die γ , W - oder Z -Bosonen werden von den einlaufenden Quarks abgestrahlt. Daneben gibt es weitere Prozesse, die in gleicher Größenordnung beitragen, hier aber nicht abgebildet sind. Alle Feynman-Graphen erster Ordnung sind in Ref. [14] zu finden.

tungsfähigkeit und zur Kalibration des Detektors verwendet.

5.1.1 Kinematik

Sowohl beim W - als auch der Z -Boson-Zerfall handelt es sich um Zweikörperzerfälle. Betrachten man den generischen Zweikörperzerfall $A \rightarrow BC$ im Ruhesystem des Mutterteilchens A, so haben beide Tochterteilchen denselben Dreier-Impulsbetrag und entgegengesetzte Impulsvektoren:

$$|\vec{p}_B| = |\vec{p}_C| = \frac{[(M_A^2 - (M_B + M_C)^2)(M_A^2 - (M_B - M_C)^2)]^{1/2}}{2M_A} \quad (5.1)$$

Vernachlässigt man die Masse der Tochterteilchen entspricht der Impuls der Tochterteilchen im Ruhesystem $\frac{1}{2}M_A$.

In einem Ereignis mit nur einem Eichboson ohne zusätzliche Jets ist der Vierer-Impuls des Bosons gegeben durch die Viererimpulse der kollidierenden Partonen $P = P_1 + P_2$, also $E_W = E_{\text{beam}} \cdot (x_1 + x_2)$, der Longitudinalimpuls ist $p_z = E_{\text{beam}} \cdot (x_1 - x_2)$.

Die Winkelverteilung der Leptonen im Ruhesystem des Bosons in Bezug auf die Achse der einlaufenden Partonen gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} = 1 + \cos^2 \theta^* \quad (5.2)$$

Der Transversalimpuls des Leptons berechnet sich dann Mithilfe einer Variablentransformation. Der Transversalimpuls ist dabei kleiner oder gleich der halben W -Masze und ist folgendermaßen

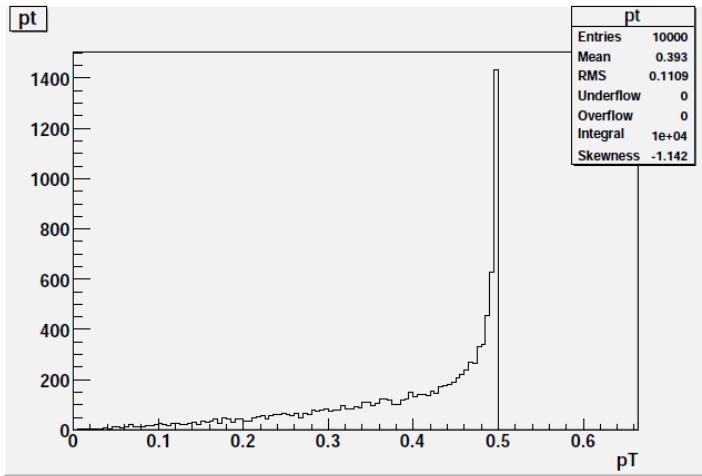


Abbildung 5.2: Transversalimpuls im isotropen Zweikörperzerfall. Sehr gut ist die Jakobispitze bei der halben Masse zu sehen.

verteilt:

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} \left| \frac{dp_T}{d \cos \theta^*} \right|^{-1} = \frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} \frac{2p_T}{M_W \frac{1}{4} M_W^2 - p_T^2} \quad (5.3)$$

Hat das Boson keinen Impuls in transversaler Richtung p_x , p_y , sondern nur in z -Richtung, ist der Transversalimpuls im Laborsystem der gleiche wie im W -Ruhesystem, da sich die beiden Systeme nur durch einen Lorentzboost entlang der Strahlachse unterscheiden und da Transversalkomponenten bei einem Boost gleich bleiben. Gleichung 5.3 kann also verwendet werden, um das p_T -Spektrum im Laborsystem abzuschätzen. Dabei ergibt sich als prominentester Aspekt ein Pol bei der halben W -Masse aufgrund des Transformationsterms von θ nach p_T . Dieser Pol wird Jakobispitze genannt¹. Eine Messung der Position der Jakobispitze stellt eine Methode zur Messung der W -Masse dar. Eine schematische Darstellung der Jakobi-Spitze ist in Abb. 5.2 zu sehen. Bei echten W -Boson-Zerfällen wird die Jakobispitze aufgrund von drei Effekten verschmiert:

- der Detektorauflösung,
- der W -Zerfallsbreite,
- des Transversalimpulses p_T^W der W -Bosonen.

Ein echtes p_T -Spektrum von Elektronen aus W -Zerfällen ist in Abb. 5.3 zu sehen.

5.1.2 Methoden zur W -Massen-Messung

Für die Selektion eines geeigneten Datensatzes muss die gesamte Ereigniskinematik berücksichtigt werden. Da eine hohe Energieauflösung der Zerfallsprodukte nötig ist um die W -Masse genau zu bestimmen wird der Zerfall in Elektronen $W \rightarrow e\nu$ verwendet.

¹ Der Term $dp_T/d \cos \theta$ entspricht einer eindimensionalen Jakobideterminante.

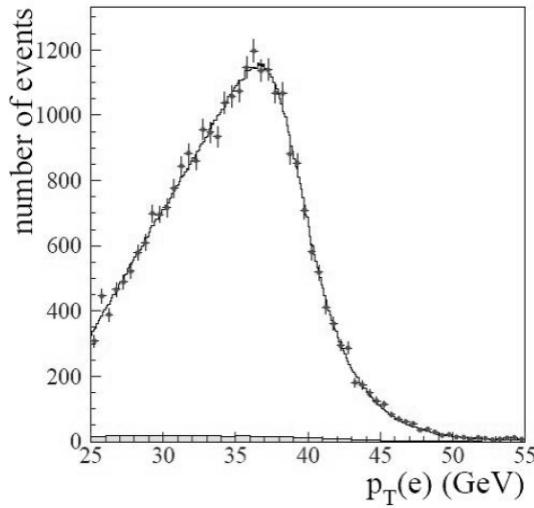


Abbildung 5.3: Das p_T -Spektrum von Elektronen aus W-Zerfällen - gemessen mit dem DØ-Detektor am Tevatron (Siehe auch Referenz [6]). Die Jakobispitze ist aufgrund der oben genannten Effekte verschmiert. Das dunkle Histogramm zeigt den Untergrund, der nur sehr gering beiträgt.

Zwar gibt es keine Prozesse die Elektronen mit höhere Produktionsraten erzeugen. Da nur ein Elektron erzeugt wird stellen QCD Prozesse, in denen ein Jet fälschlicherweise als Elektron identifiziert wird den Hauptuntergrund dar. Nur einer von 100000 Jets darf als Elektron identifiziert werden um die Messung möglich zu machen. Dies wird durch sehr strikte Anforderungen an die Form der elektromagnetischen Schauer erreicht.

Eine weitere Selektion macht von der gesamten Ereigniskinematik Gebrauch. So können Forderungen an den Transversalimpuls des Neutrinos $p_T(\nu)$ gestellt werden. Zusätzlich kann die invariante Masse des W -Bosons zumindest in transversaler Ebene rekonstruiert werden

$$M_T = \sqrt{2p_T(e)p_T(\nu)(1 - \cos(\phi_e - \phi_\nu))} \quad (5.4)$$

Prinzipiell wäre die transversale Masse M_T auch für die Messung der W -Masse geeignet. Die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} und damit die transversale Masse haben allerdings eine um ein Vielfaches schlechtere Auflösung und sind ungleich schwieriger zu simulieren als die Energie-deposition der Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter.

5.2 Messungen der schweren Eichbosonmassen

5.2.1 Präzisionsmessung der Z -Masse bei LEP

Die Masse des Z-Bosons wurde sehr genau am LEP-Beschleuniger am CERN gemessen. In jahrelanger Arbeit wurden die statistischen und systematischen Unsicherheiten auf unter ein Prozent gedrückt und liegen nun bei 2×10^{-6} . Dieses exzellente Ergebnis war möglich, da die Gesamtenergie der Strahlen bei einem symmetrischen Beschleuniger der invariante Masse des Z-Bosons

entspricht $E_{\text{beam}1} + E_{\text{beam}2} = M_Z c^2$, und da die Strahlenergie aufgrund von Untersuchungen der Elektronenspinpräzession genau vermessen werden konnten. Im Laufe der Strahlenergie-Kalibration wurden immer weitere kleine Effekte entdeckt, die einen Einfluss auf die Elektronenenergie haben, u.a. der Fahrplan des Hochgeschwindigkeitszuges TGV, der über dem Ring verkehrt und zu Kriechströmen im Beschleunigertunnel führt.

5.2.2 Messungen der W -Boson-Masse

Der Weltmittelwert für die W -Masse stammt von den Beschleunigern LEP-II und Tevatron. Die W -Masse ein relativ schlecht bekannter Parameter. Im Rahmen des Standardmodells wird vorausgesagt, dass das Massenverhältnis der schweren Eichbosonen in erster Ordnung Störungstheorie durch den Weinbergwinkel gegeben ist

$$\cos \theta_W = M_W / M_Z. \quad (5.5)$$

Diese Relation wird durch Strahlungskorrekturen beeinflusst, die durch Schleifendiagramme gegeben sind, in denen die bekannten Fermionen des Standardmodells umlaufen, aber auch das Higgs-Boson. Da die Schleifenkorrekturen mit steigender Masse des umlaufenden Teilchens kleiner werden, erlauben Messungen der Eichboson-Massen Rückschlüsse auf die Higgs-Masse. Mit Entdeckung des Higgs-Bosons kann eine genaue Messung der W -Masse die innere Konsistenz des Standardmodells überprüfen.

5.3 Weiterführende Literatur

- C. Rubbia, Nobel Lecture, Experimental Observation of the Intermediate Vector Bosons W^+ , W^- and Z^0 , http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1984/rubbia-lecture.html
- Diskussion der W -Zerfallskinematik, in C. Berger, Teilchenphysik, Springer Verlag, S. 111, Ref. [2].
- D. Glenzinski, U. Heintz, “Precision Measurements of the W -Boson Mass,” [arXiv:hep-ex/0007033] Ref.[8].
- A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, “Parton distributions and the LHC: W and Z production,” Eur. Phys. J. C 14 (2000) 133 [arXiv:hep-ph/9907231], Ref. [3].

Kapitel 5 Die schweren Eichbosonen

Kapitel 6

Die Suche nach dem Higgs-Boson

Nachdem in den sechziger Jahren der Einfluss von Spin-Null-Feldern auf Quantenfeldtheorien studiert wurde¹, die bei geeigneter Parameterwahl spontane Symmetriebrechung verursachen konnten, war es Peter Higgs [19, 15], der das Higgs-Boson als Konsequenz dieser Symmetriebrechung als erster postulierte. Da das vor den bahnbrechenden Arbeiten zur elektroschwachen Wechselwirkung geschah, war der Higgs-Mechanismus von Anfang an Teil des Standardmodells und darin verantwortlich für die Brechung der elektroschwachen Symmetrie und für die Massen der schweren Eichbosonen. Im Juli 2012 wurde dann am LHC tatsächlich ein neues Boson entdeckt, das die Eigenschaften eines Higgs-Bosons im Standardmodell und eine Masse von ca. 125 GeV besitzt².

6.1 Der Higgsmechanismus im Standardmodell

Wie in der Einleitung angedeutet, brechen Massenterme für die Eichbosonen die Eichinvarianz der elektroschwachen Theorie. Mit Hilfe des Higgsmechanismus und der spontanen Symmetriebrechung der elektroschwachen Symmetrie kann dieses Problem gelöst werden. Das Higgsfeld wird als ein $SU(2)_L$ -Dublett komplexer skalarer Felder postuliert.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}. \quad (6.1)$$

Skalar bedeutet in diesem Zusammenhang: der Spin dieses Feldes ist Null. Zunächst scheint es erstaunlich, dass ein skalares, also ein eher einfaches Feld, einen so großen Einfluss auf die schwache Wechselwirkung nehmen kann. Aber es ist gerade die Einfachheit, die dazu führt, dass man sehr viele verschiedenen Wechselwirkungsterme (Terme in der Lagrangedichte) mit dem Higgsfeld formulieren kann. Dazu gehören auch zwei sogenannte Potentialterme die proportional zum Quadrat und zur vierten Potenz des Higgsfeldes sind.

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \quad (6.2)$$

¹Nobelpreis für Yoichiro Nambu im Jahre 2008 für Untersuchungen zur spontanen Symmetriebrechung.

²Physics Letters B, Volume 716, Issue 1, 17 September 2012, Pages 1–29, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC

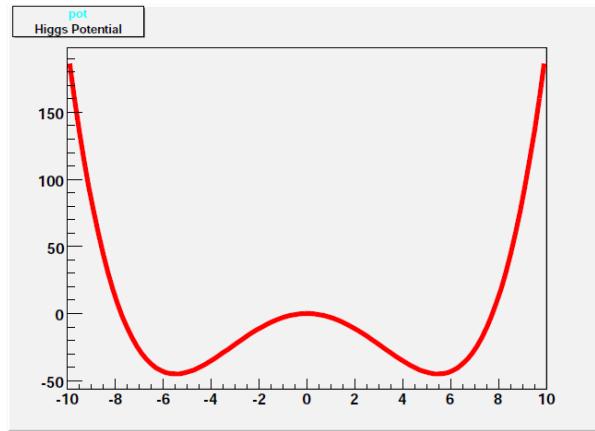


Abbildung 6.1: Das Potential des Higgs-Feldes für $\mu^2 < 0$. Man beachte, dass der Potentialterm für $|\Phi| \neq 0$ minimal wird.

Ist der Parameter μ^2 negativ, so ergibt sich der Potentialverlauf in Abb. 6.1. Wie man dem Potentialverlauf entnehmen kann, weisen die Zustände niedrigster Energie einen nicht verschwindende Feldstärke auf. Da der niedrigste Energiezustand dem Vakuum entspricht, hat das Higgsfeld somit einen Vakuumserwartungswert (VEW). Gewöhnlich wird der VEW als

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (6.3)$$

Der Wert für ρ_0 kann im Rahmen des Standardmodells aus der Fermikonstante berechnet werden und hat einen Wert von $\rho_0 = 0,246$ TeV. Dieser Wert weist letztlich der Teraskala ihre Bedeutung in der modernen Teilchenphysik zu.

Das Higgs-Feld ist ein Dublett bzgl. der schwachen Wechselwirkung, und besitzt damit eine schwache Ladung. Ein Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes führt zur Brechung der elektroschwachen Symmetrie. Das Higgsfeld wird dann um den VEW herum entwickelt. Damit werden aus den Wechselwirkungstermen der Eichbosonen mit dem Higgs-Feld Massenterme für die Eichbosonen. Ähnliches gilt für die Fermionen, da diese auch an das Higgsfeld koppeln. Die Kopplung der Eichbosonen und der Fermionen an das Higgsfeld gibt diesen Teilchen eine Masse.

6.2 Die Phänomenologie des Higgs-Bosons

Zunächst einmal muss man zwischen dem Higgs-Feld und dem Higgs-Boson unterscheiden. Das Higgsfeld ist ein komplexwertiges Dublett an Feldern, weist also insgesamt vier reelle Freiheitsgrade auf. Drei der Freiheitsgrade werden bei der Symmetriebrechung von den massebehafteten Eichbosonen absorbiert, die aufgrund der neugewonnenen Masse einen longitudinalen Polarisationsfreiheitsgrad gewinnen. Es bleibt ein Freiheitsgrad übrig, der als freies Teilchen beobachtet werden kann – das Higgs-Boson.

Da die Kopplung der Eichbosonen und der Fermionen an das Higgsfeld diesen Teilchen eine Masse gibt, kann man im Umkehrschluss ableiten, dass die Higgskopplung stärker ist, je größer

6.3 Produktion des Higgs-Bosons am LHC

die Masse der Teilchen ist. Somit koppelt das Higgs vornehmlich an schwere Quarks (vor allem das Top-Quark) und die schweren Eichbosonen. Für die Masse des Higgs-Bosons gilt in erster Ordnung

$$m_{H^0} = \sqrt{2\lambda\rho_0}. \quad (6.4)$$

Da ρ_0 durch die Masse der schweren Eichbosonen zu $\rho_0 = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246$ GeV festgelegt ist, hängt die Higgsmasse nur noch von der quartischen Kopplung λ ab, deren Wert nicht von bekannten Größen des Standardmodells abgeleitet werden kann, so daß die Masse des Higgs-Bosons ein freier Parameter der Theorie ist. Nimmt man aber eine Higgsmasse an, so lassen sich alle Higgseigenschaften berechnen. Die Vertexfaktoren für Fermionen und Eichbosonen sehen dann so aus (g ist die schwache Kopplungskonstante).

$$m_{H^0} f \bar{f} : \frac{-igm_f}{2m_W} \quad (6.5)$$

$$m_{H^0} W^+ W^- : -igm_W g^{\mu\nu} \quad (6.6)$$

$$m_{H^0} Z^0 Z^0 : \frac{-igm_Z}{\cos\theta_W} g^{\mu\nu} \quad (6.7)$$

Diese Vertexfaktoren sind auch ohne besonderen Rechenaufwand sehr nützlich. Betrachten wir z.B. ein Higgs-Boson mit einer Masse von ca. 125 GeV. Kinematisch betrachtet zerfällt das Higgs in alle Paare von Teilchen, die leichter sind als die halbe Higgs-Masse. Bei 125 GeV sind das $u, d, s, c, b, e^-, \mu^-, \tau^-$. Hinzu kommen weitere Zerfälle, die über Schleifendiagramme laufen oder Zerfälle in virtuelle Teilchen, die jedoch weniger als 20% des Verzweigungsverhältnisse ausmachen. In erster Ordnung ist das Verzweigungsverhältnis $H \rightarrow b\bar{b}$ gegeben durch

$$\frac{\Gamma_{H \rightarrow b\bar{b}}}{\Gamma_{\text{tot}}} = \frac{N_c m_b^2}{m_\tau^2 + N_c m_c^2 + N_c m_b^2} \approx 0,85 \quad (6.8)$$

Mit zunehmender Higgs-Masse gewinnen Higgs-Zerfälle in Eichbosonen immer mehr an Bedeutung und bilden für $m_{H^0} > 140$ GeV die dominanten Zerfälle. Eine Abbildung mit Verzweigungsverhältnissen des Higgs-Bosons als Funktion der Higgs-Masse ist in Abb. 6.3 gegeben. Die Zerfallsbreite des Higgs-Bosons unterhalb von $m_{H^0} = 160$ GeV ist vernachlässigbar, steigt aber danach auf einige GeV an.

6.3 Produktion des Higgs-Bosons am LHC

Der dominante Prozess für die Higgs-Produktion am LHC hat seinen Ursprung in der Kopplung des Higgs an das schwerste stark-wechselwirkende Teilchen – das Top-Quark. Der stärkste Beitrag liefert das Schleifendiagramm in Abb. 6.2 oben. Zwei Gluonen fusionieren zu einer Top-Quark-Schleife, die wiederum an das Higgs koppelt. Weitere Erzeugungsmechanismen sind ebenfalls angegeben. Ihr Beitrag ist, wie man Abb. 6.4 entnehmen kann, jedoch deutlich kleiner. Der Gluon-Fusionsprozess $gg \rightarrow H^0$ ist am relevantesten für diesen Versuch, während viele der Higgs-Suchen am LHC mit dem Vektor-Boson-Fusionskanal $qq \rightarrow qqH^0$ arbeiten (Abb. 6.2 unten).

Die Suchkanäle

Higgs-Ereignisse unterscheiden sich zum Teil erheblich. Je nach Produktionsmechanismus wird das Teilchen alleine oder assoziiert mit schweren Teilchen erzeugt. Der Zerfall des Higgs-Bosons

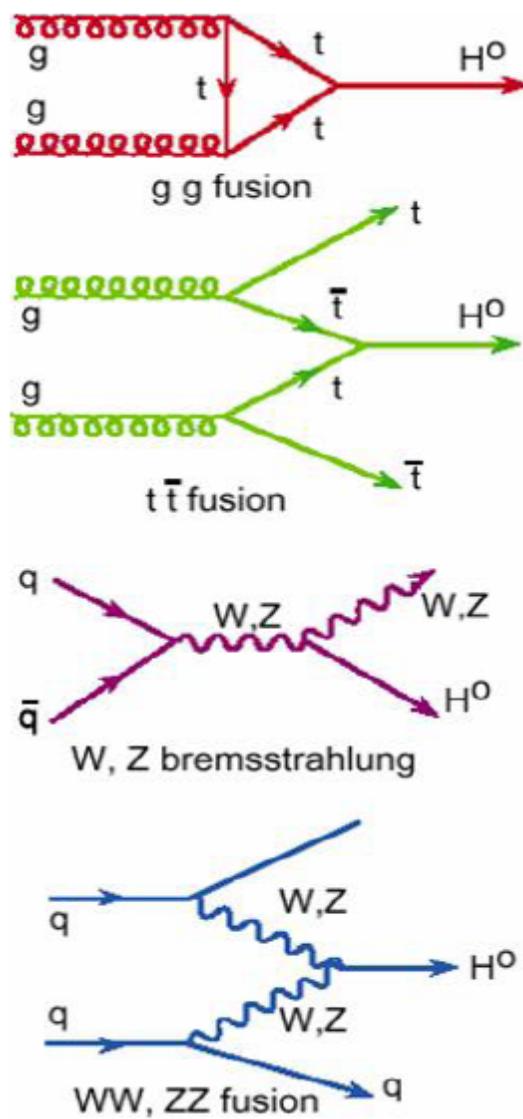


Abbildung 6.2: Higgs- Produktionsmechanismen am LHC.

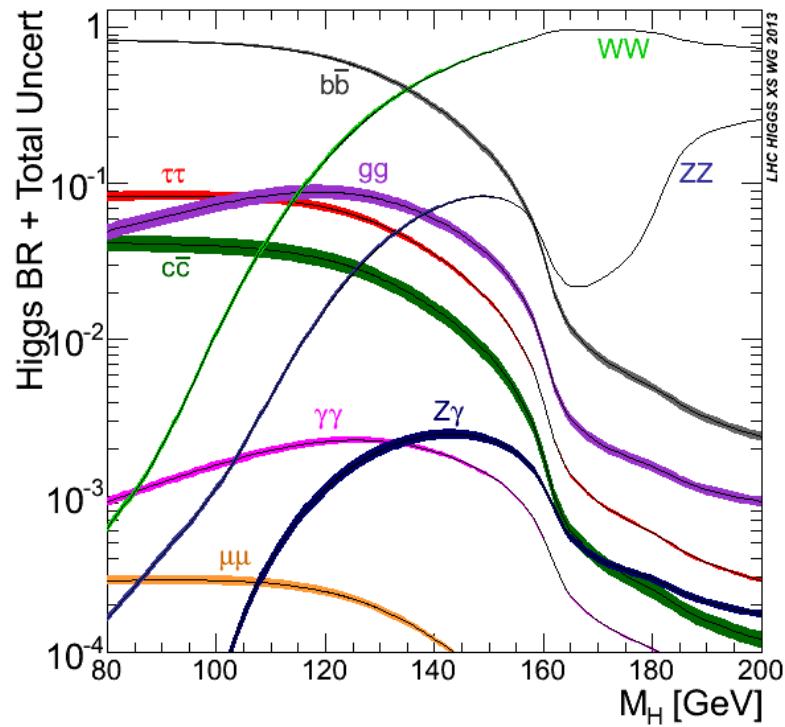


Abbildung 6.3: Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons als Funktion der Higgs-Masse.

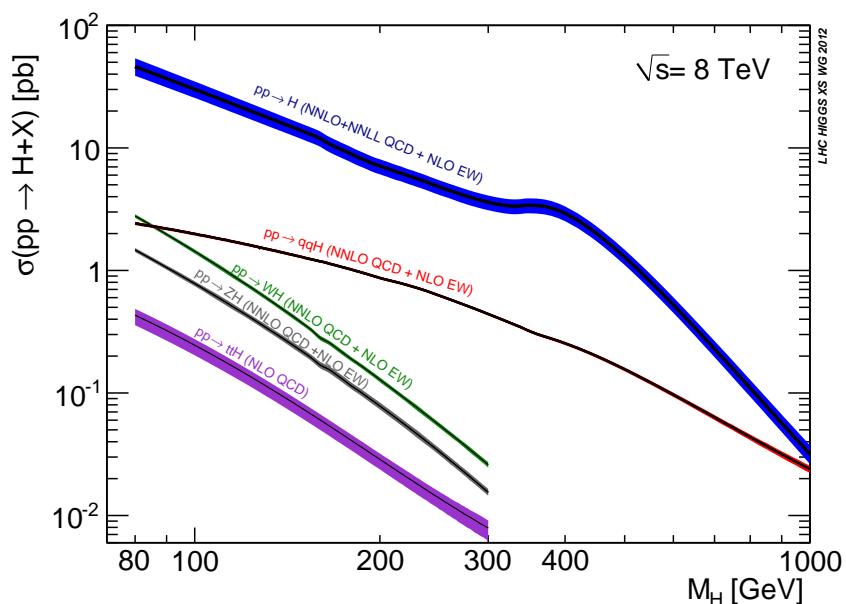


Abbildung 6.4: Wirkungsquerschnitte für verschiedene Higgs-Produktionmechanismen für 8TeV.

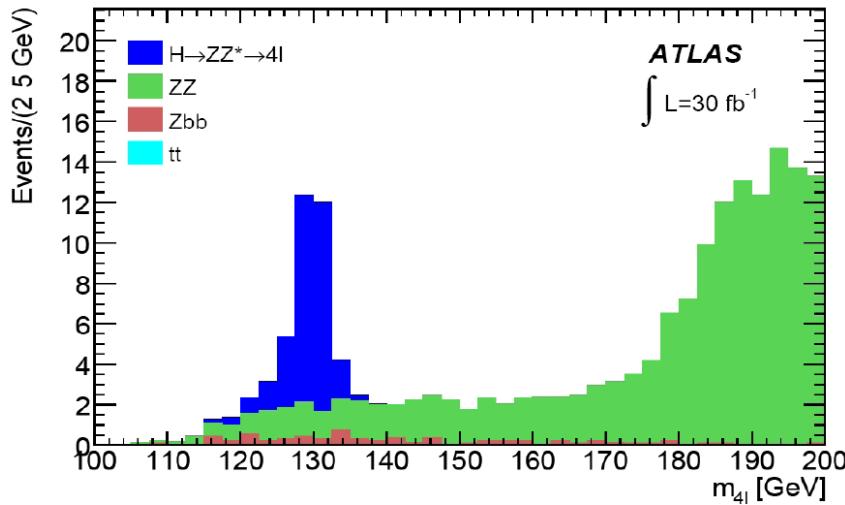


Abbildung 6.5: Die invariante 4-Lepton-Masse mit simulierten Daten eines Higgs-Bosons mit einer Masse von 130 GeV [11].

trägt weiter zur Vielfalt bei. So spaltet sich die Higgssuche in verschiedene sogenannte Suchkanäle auf. Die Kanäle ergeben sich durch Kombination eines Produktionsprozesses (z.B. Gluon-Fusion) mit der Wahl der Zerfallskanäle der Endzustandteilchen und weisen eine bestimmte Signatur im Detektor auf. Betrachten wir z.B. folgenden Prozess

$$gg \rightarrow H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^- \quad (6.9)$$

Die Signatur dieses Kanals sind die vier Leptonen im Endzustand. Unterhalb von $m_{H^0} = 180$ GeV können die Z-Bosonen nicht beide reell produziert werden, oberhalb der Schwelle ist dies jedoch möglich. Abb. 6.5 zeigt ein mögliches Higgs-Signal bei einer Masse von 130 GeV. Ein Überblick über die verschiedenen Suchkanäle findet sich in [11] und [10].

Kapitel 7

Statistische Methoden

In Experimenten der Teilchenphysik wird oft nach Prozessen gesucht, die zwar vorhergesagt aber noch nicht gefunden wurden wie im Fall der Suche nach dem Higgs-Boson, dessen Existenz von Peter Higgs und anderen schon in den 60er Jahren postuliert wurde. Da solche Prozesse meist kleine Wirkungsquerschnitte besitzen - sonst wären sie vermutlich schon lange entdeckt worden - spielen statistische Methoden eine wichtige Rolle, um quantitative Aussagen über die Verträglichkeit der Beobachtung mit den Hypothesen "nur bekannte Physikprozesse" (b-Hypothese) und "bekannte Physikprozesse plus neues Signal" (s+b-Hypothese) zu bewerten¹. Die statistische Signifikanz eines in Daten beobachteten Signals kann mit Hilfe eines *p*-Werts ausgedrückt werden. Neben der *beobachteten Entdeckungs-Signifikanz* kann auch die *erwartete Median-Signifikanz* für verschiedene Signal-Hypothesen berechnet werden. Im Folgenden soll ein Ansatz für die Berechnung der beobachteten und erwarteten Signifikanz motiviert und erläutert werden. Das Kapitel stellt eine Zusammenfassung einiger wichtiger Grundlagen dar. Zum besseren Verständnis wird empfohlen, [11], [12] und [13] zur Vorbereitung zu verwenden.

7.1 p-Wert

Im ersten Schritt betrachten wir ein reines Zählexperiment. Wir zählen n Ereignisse und erwarten laut unserer Theorie b bekannte Untergrundereignisse. Nun wollen wir wissen, wie verträglich die Anzahl der gezählten mit den erwarteten Ereignissen ist, d.h. wir testen die b-Hypothese (also $s = 0$). Dazu berechnen wir den p-Wert p_0 , der die Wahrscheinlichkeit angibt, dass man die beobachtete Ereigniszahl n oder noch unwahrscheinlichere Ereigniszahlen unter der Annahme der b-Hypothese misst - dies entspricht der blauen Fläche in Abb. 7.1.

Üblicherweise wird dieser p-Wert in Einheiten der Gaußschen Standardabweichung umgerechnet und als Signifikanz Z bezeichnet, siehe Abb. 7.2:

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p_0), \quad (7.1)$$

wobei Φ die Kummulativfunktion der Standardgaussverteilung mit Mittelwert 0 und Varianz 1 ist. In der Teilchenphysik spricht man von einer *Entdeckung* bei einer Signifikanz von mindestens

¹Bekannte Physikprozesse bezeichnen wir hier als *Untergrund* b und Signalprozesse schlicht als Signal s

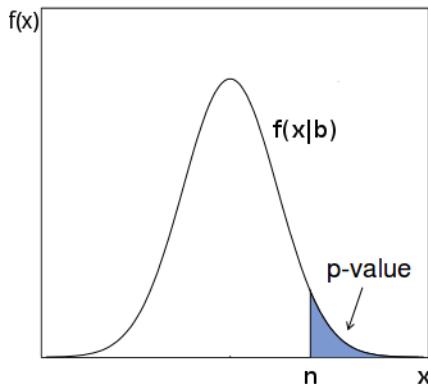


Abbildung 7.1: Graphische Darstellung des p-Wertes einer Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(x|b)$ der b-Hypothese für eine beobachtete Anzahl an Ereignissen n [13].

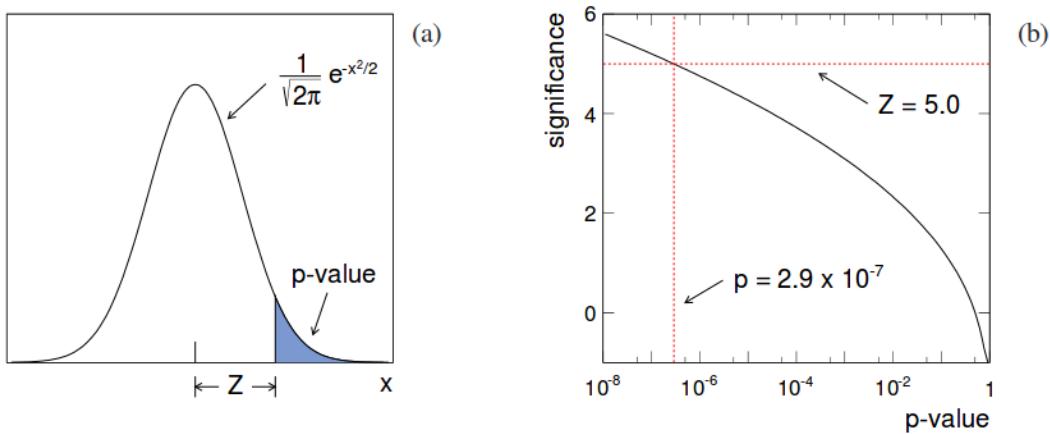


Abbildung 7.2: (a) Graphische Darstellung des p-Wertes einer Gaußschen Wahrscheinlichkeitsverteilung und der Signifikanz Z (b) Z als Funktion des p-Wertes für die Gaußschen Wahrscheinlichkeitsverteilung [13].

$Z = 5$. Für eine Entdeckung muss die Wahrscheinlichkeit, n oder mehr Ereignisse unter der Annahme der b-Hypothese zu zählen, somit kleiner sein als 2.9×10^{-7} .

7.2 Teststatistik

Um zu entscheiden, ob eine Hypothese verworfen oder akzeptiert wird, muss ein Signifikanzniveau α definiert werden. Ein Niveau von $\alpha = 5\%$ heißt, dass wir die b-Hypothese zurückweisen würden, wenn gilt $p_0 \leq \alpha$ für ein beobachtetes n . Das bedeutet aber auch, dass in 5% der Fälle die b-Hypothese verworfen wird, obwohl sie korrekt ist (*Fehler erster Art*). Neben der beobachteten Signifikanz möchte man zudem auch eine erwartete Signifikanz berechnen, indem man die b-Hypothese unter Verwendung von Pseudo-Daten testet, denen die s+b-Hypothese zugrunde liegt. Diese s+b Pseudo-Daten nennen man auch *Asimov-Daten*. Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für eine Ereigniszahl x unter der Annahme der b- und s+b-Hypothese bezeichnen wir

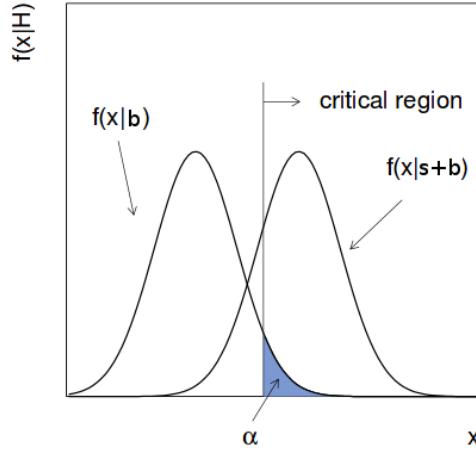


Abbildung 7.3: Wahrscheinlichkeitsverteilungen von x Ereignissen für die b - und $s+b$ -Hypothese mit einem Signifikanzniveau α . Liegt eine Messung in der *kritischen Region*, so wird die b -Hypothese verworfen [13].

mit $f(x|b)$ und $f(x|s+b)$. Sie sind in Abb. 7.3 graphisch dargestellt. Ein *Fehler zweiter Art* ist die Wahrscheinlichkeit, die b -Hypothese zu behalten, obwohl die $s+b$ -Hypothese gilt. Folglich möchte man in einem solchen Hypothesentest eine möglichst starke Trennung zwischen beiden Hypothesen erreichen, um den Fehler zweiter Art zu minimieren. Auf der Grundlage des *Neyman-Pearson-Lemma* erhält man den besten Test durch die Wahl des *Likelihood-Verhältnisses*

$$\lambda(\mathbf{n}; s) = \frac{L(\mathbf{n}; s, \hat{\theta}(s))}{L(\mathbf{n}; \hat{s}, \hat{\theta})}. \quad (7.2)$$

$L(\mathbf{n}; s, \theta) = \prod_{i=1}^m f(n_i; s, \theta)$ stellt die *Likelihood-Funktion* dar, welche ein Produkt aus Wahrscheinlichkeitsverteilungen $f(n_i; s, \theta)$ in Abhängigkeit des Signalparameters s und sonstiger Hilfsparameter θ ist. $\mathbf{n} = (n_1, \dots, n_m)$ beschreibt einen Datensatz aus unabhängigen Messungen. \hat{s} und $\hat{\theta}$ sind Schätzer, mit denen die Likelihood-Funktion maximal wird. $\hat{\theta}$ ist der bedingte Schätzer, mit dem die Likelihood-Funktion unter der Annahme eines bestimmten Signals s maximal wird.

Dieses Likelihood-Verhältnis dient dann als Grundlage für die folgende *Teststatistik* q , mit der Sie die b -Hypothese ($s = 0$) testen und eine Signifikanz berechnen werden:

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mathbf{n}; 0) & \hat{s} \geq 0 \\ 0 & \hat{s} < 0 . \end{cases} \quad (7.3)$$

Wir betrachten in diesem Versuch nur den Fall einer positiven Ereignisrate des Signalprozesses. Die Teststatistik q_0 folgt einer χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung.

Um für diese Teststatistik Signifikanzen zu berechnen, benötigt man die Wahrscheinlichkeitsverteilungen $f(q_0|b)$ und $f(q_0|s + b)$, welche in der Praxis mit Hilfe von Pseudo-Daten gewonnen werden können. Die beobachtete Signifikanz erhalten wir aus dem p-Wert unter Verwendung von $f(q_0|b)$ für unsere Messung n . Für die erwartete Signifikanz einer $s+b$ -Hypothese muss zuerst der Median von $f(q_0|s + b)$ bestimmt werden. Anschließend wird dieser dann verwendet, um

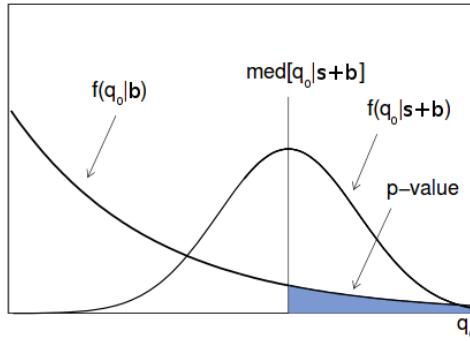


Abbildung 7.4: Graphische Darstellung des p-Wertes p_0 des Medians der Teststatistik q_0 einer $s+b$ -Hypothese [13].

den erwarteten p-Wert für $f(q_0|b)$ zu erhalten. Die erwartete Signifikanz kann natürlich für verschiedene Signal-Hypothesen berechnet werden. Die Median-Signifikanz ist in Abb. 7.4 graphisch dargestellt.

7.3 s/\sqrt{b} als Maß für die Signifikanz

Nehmen wir an, dass die Ereigniszahl n einer Poisson-Wahrscheinlichkeitsverteilung entspricht. Für sehr große Erwartungswerte $s + b$ geht die Poisson-Verteilung annähernd in eine Gaußsche Wahrscheinlichkeitsverteilung über mit dem Erwartungswert $s + b$ und der Standardabweichung $\sqrt{s + b}$. Der p-Wert ergibt sich dann für $s = 0$ und eine beobachtete Anzahl n zu:

$$p_0 = 1 - \Phi\left(\frac{n - b}{\sqrt{b}}\right) \quad (7.4)$$

Mit Gl. 7.1 berechnet sich die Entdeckungs-Signifikanz dann zu

$$Z = \frac{n - b}{\sqrt{b}} \quad (7.5)$$

Die Median-Signifikanz für ein bestimmtes Signal s ist gegeben durch

$$\text{med}[Z|s + b] = \frac{s}{\sqrt{b}} \quad (7.6)$$

7.4 Poisson-Prozess

Wir wollen nun eine Likelihood-Teststatistik für ein Zählexperiment aufstellen. Die Likelihood-Funktion folgt dann einer einfachen Poisson-Verteilung

$$L(n; s, b) = \frac{(s + b)^n}{n!} e^{-(s+b)}. \quad (7.7)$$

Hieraus kann mit Hilfe von Gl. 7.2 die Teststatistik in Gl. 7.3 berechnet werden. Nehmen wir an, der Untergrund b sei bekannt, dann ergibt sich für den Schätzer

$$\hat{s} = n - b \quad (7.8)$$

und somit

$$q_0 = \begin{cases} 2 \left(n \ln \frac{n}{b} + b - n \right) & \hat{s} \geq 0 \\ 0 & \hat{s} < 0. \end{cases} \quad (7.9)$$

Für eine hinreichend große Anzahl an Ereignissen kann gezeigt werden, dass die beobachtete Entdeckungs-Signifikanz mit Hilfe des Wilks Theorems angenähert werden kann durch $Z = \sqrt{q_0}$ [23]. In unserem Fall bedeutet das für n beobachtete Ereignisse

$$Z = \sqrt{2 \left(n \ln \frac{n}{b} + b - n \right)} \quad (7.10)$$

In [17] wurde zudem gezeigt, dass die erwartete Median-Signifikanz einer $s+b$ -Hypothese näherungsweise berechnet werden kann, indem die beobachtete Ereigniszahl n durch Asimov-Daten, d.h. den Erwartungswert $s + b$ ersetzt wird

$$Z_A = \sqrt{2 \left((s + b) \ln \left(1 + \frac{s}{b} \right) - s \right)}. \quad (7.11)$$

Gehen wir jetzt davon aus, dass die Anzahl der Untergrundprozesse b in unserer Signalregion nicht bekannt ist und wir n Ereignisse messen. Wir definieren uns zunächst eine *Kontrollregion*, die so gut wie ausschließlich Untergrundereignisse enthält, d.h. die möglichst rein ist, und zählen dort m Ereignisse. Kennen wir dann den *Transferfaktor* τ , der das Verhältnis aus der Anzahl der Untergrund-Ereignisse in der Kontrollregion geteilt durch die Anzahl der Untergrund-Ereignisse in der Signalregion angibt, sind wir in der Lage, mit Hilfe der gemessenen Daten in der Kontrollregion auf die erwartete Anzahl b zu schließen. Der Erwartungswert in der Kontrollregion ist daher τb . Der Transferfaktor wird in der Realität aus Pseudo-Daten gewonnen. Praktisch wird zur Likelihood-Funktion ein zusätzlicher Poisson-Term hinzugefügt, der die Hilfsmessung widerspiegeln soll

$$L(s, b) = \frac{(s + b)^n}{n!} e^{-(s+b)} \frac{(\tau b)^m}{m!} e^{-(\tau b)}, \quad (7.12)$$

wobei für die bedingten und unbedingten Schätzer gilt

$$\hat{s} = n - m/\tau \quad (7.13)$$

$$\hat{b} = m/\tau \quad (7.14)$$

$$\hat{\hat{b}}(s) = \frac{n + m - (1 + \tau)s + \sqrt{(n + m - (1 + \tau)s)^2 + 4(1 + \tau)sm}}{2(1 + \tau)} \quad (7.15)$$

$$\hat{\hat{b}}(0) = \frac{n + m}{1 + \tau} \quad (7.16)$$

Kapitel 7 Statistische Methoden

Hieraus ergibt sich nach Einsetzen in die Teststatistik unter Berücksichtigung der Approximation $Z = \sqrt{q_0}$ folgender Ausdruck für die Signifikanzen

$$Z = \left[-2 \left(n \ln \left[\frac{n+m}{(1+\tau)n} \right] + m \ln \left[\frac{\tau(n+m)}{(1+\tau)m} \right] \right) \right]^{1/2} \quad (7.17)$$

$$Z_A = \left[-2 \left((s+b) \ln \left[\frac{s+(1+\tau)b}{(1+\tau)(s+b)} \right] + \tau b \ln \left[1 + \frac{s}{(1+\tau)b} \right] \right) \right]^{1/2} \quad (7.18)$$

Für eine sehr große Anzahl an Untergrundereignissen kann gezeigt werden (siehe weiterführende Literatur), dass die beiden Gleichungen wieder in die bekannte Form s/\sqrt{b} übergehen.

7.5 Weiterführende Literatur

- Glen Cowan, *Discovery sensitivity for a counting experiment with background uncertainty*, FP-Ordner

Kapitel 8

Versuchsteil

Im Folgenden werden die Aufgaben formuliert, die im Rahmen des Fortgeschrittenen-Praktikums II bearbeitet werden sollen. Die technische Hilfe und detaillierte Anleitung zu jedem Aufgabenteil befindet sich im Anhang.

8.1 Eventdisplay - graphische Auswertung von Teilchenreaktionen

In diesem Versuchsteil arbeiten sie mit dem Programm ATLANTIS, das Teilchenreaktionen graphisch darstellt. Die Detektorgeometrie wird zusammen mit der Antwort des Detektors auf die ihn durchlaufenden Teilchen dargestellt. Zusätzlich werden auch rekonstruierte Objekte wie z.B. Spuren elektrisch geladener Teilchen durch das Programm angezeigt.

Machen Sie sich zunächst mit der Funktionalität des ATLAS-Eventdisplays vertraut. Sie erhalten in diesem Versuchsteil einen Einblick in den ATLAS-Detektor und in die Charakteristika der Detektorsignaturen verschiedener Teilchen.

8.1.1 Versuchsaufgaben

Funktionsweise des Eventdisplays und Hilfen finden Sie im Anhang. Bearbeiten und diskutieren Sie folgende Punkte

- Untersuchen Sie alle sechs bereitgestellten Ereignisse.
- Dokumentieren Sie die Eigenschaften der verschiedenen rekonstruierten Objekte bezüglich ihrer Signatur im Detektor.
- Studieren Sie die Ereignisse und versuchen Sie zu verstehen, welche physikalischen Prozesse zugrundeliegen.

Kapitel 8 Versuchsteil

- Versuchen Sie ein Ereignis zu finden, das ein Kandidat für den Zerfall eines Higgs-Bosons ist und berechnen Sie die invariante Masse der Zerfallsprodukte.

8.1.2 Versuchsdurchführung

In diesem Versuchsteil arbeiten Sie mit dem Eventdisplay ATLANTIS [1]. Abbildung 8.1 zeigt den Aufbau des Eventdisplays:

In der linken Hälfte sehen Sie verschiedene Projektionen des ATLAS-Detektors. Die Projektionen können in der rechten Hälfte unter *Projektions-Fenster* beliebig ein- und ausgeschaltet werden. In der Abbildung sehen Sie als Beispiel die xy-Projektion in der “Fischaugen-Ansicht”. Das bedeutet, der Innere Detektor und die Kalorimeter sind stark vergrößert dargestellt. Einige rekonstruierte Objekte sind in der Abbildung schon benannt.

Die Ansicht kann mit den *Werkzeugen* verändert werden. Dort finden Sie einen normalen und den “Fischaugen”-Zoom und ein Selektions-Werkzeug, mit dem Sie die verschiedenen Objekte anklicken können. Die Objekt-Information erscheint dann in der *Infobox*.

Im *Menü* können Sie die Erscheinung der Detektorkomponenten und der Projektionsfenster anpassen (Farben etc.). Zudem ist es möglich, Schnitte auf kinematische Größen der rekonstruierten Objekte anzuwenden.

Die Standardeinstellung liefert Ihnen direkt nach Öffnen von ATLANTIS die relevanten Ereignisse, die Sie untersuchen werden. Zum Öffnen des Programms geben Sie bitte folgende Kommandos in das Linux Terminal ein:

```
fp@computer:/home$ cd FP2_ATLAS/Atlantis
```

Damit wechseln Sie in Ihren persönlichen vom Tutor bereitgestellten Analyse Ordner und in den Unterordner für die erste Aufgabe *Eventdisplay*. Sie starten ATLANTIS mit folgendem Befehl

```
fp@computer:/home/FP2_ATLAS/Atlantis$ java -jar atlantis.jar
```

8.2 Kalibration des Elektromagnetischen Kalorimeters

Elektronen und Photonen spielen eine wichtige Rolle für Präzisionsmessungen am ATLAS-Detektor. Eine genaue Kenntnis ihrer Energie ist von äußerster Wichtigkeit für die Selektion von Prozessen und die Messung ihrer Eigenschaften.

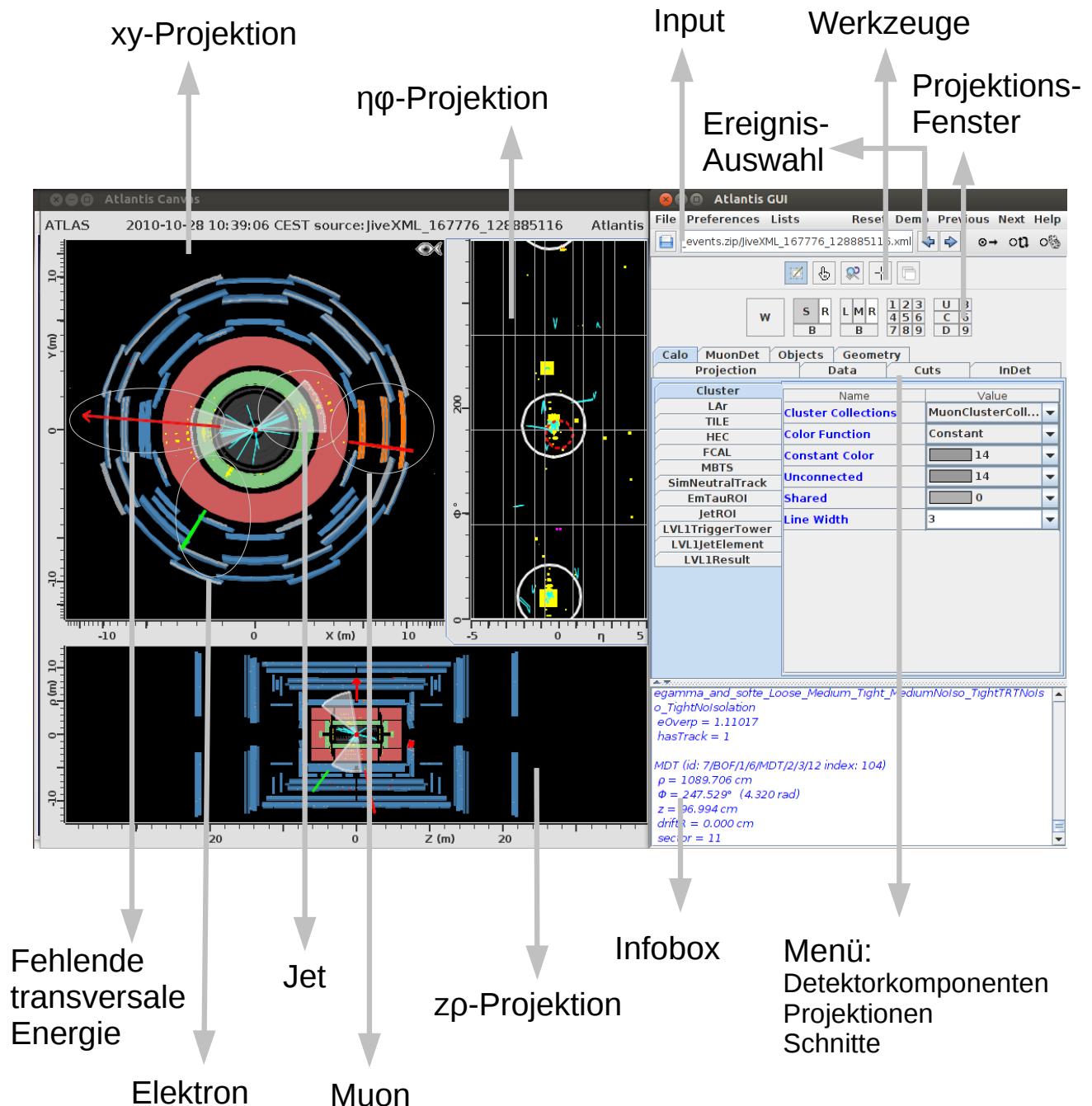


Abbildung 8.1: Screenshot ATLANTIS Eventdisplay.

8.2.1 Einführung

Die genaueste Energiemessung von Elektronen im ATLAS-Detektor ist im elektromagnetischen Kalorimeter möglich. Die Energieausbeute der einzelnen Kalorimetermodule ist leicht unterschiedlich und sie müssen deshalb kalibriert werden. Da Elektronen darüberhinaus auf ihrem Weg vom Interaktionspunkt zum Kalorimeter den Spurdetektor, die Magnetspule sowie Kühl-, Versorgungs- und Auslesesysteme durchqueren müssen, haben sie einen Teil Ihrer Energie bei Erreichen des Kalorimeters bereits verloren.

Die Abweichung der gemessenen Elektronen-Energie vom wahren Wert kann parametrisiert werden als

$$E^{\text{meas}} = E^{\text{true}}(1 + \alpha), \quad (8.1)$$

wie in Ref. [4] erklärt. Die Kalibrationskonstante α unterscheidet sich je nach Detektorregion und -modul. Experimentell wird die Kalibrationskonstante α in Zwei-Elektron-Prozessen bestimmt. Mit dem Prozess $pp \rightarrow Z \rightarrow ee$ steht ein Elektronenlieferant mit hohem Wirkungsquerschnitt zur Verfügung, dessen Eigenschaften am LEP-Experiment mit hoher Genauigkeit vermessen wurden siehe Ref. [22].

Die invariante Masse der beiden Elektronen folgt der Funktion

$$f(M_{ee}) = \frac{a}{M_{ee}^2} \left(\frac{1}{(M_{ee}^2 - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} + f_{\gamma Z}(M_{ee}) \right) \quad (8.2)$$

mit der nominellen Z -Masse M_Z und der Zerfallsbreite Γ_Z , dem willkürlich eingeführten Normierungsfaktor a und einem Term $f_{\gamma Z}$ für Interferenzeffekte mit dem Prozess $pp \rightarrow \gamma^* \rightarrow ee$. Die Funktion f heißt relativistische Breit-Wigner-Funktion.

Für die Kalibration werden der $f_{\gamma Z}$ -Term vernachlässigt. Statt Gl. 8.2 wird die nicht-relativistische Breit-Wigner-Funktion verwendet

$$f(M_{ee}) = \frac{\Gamma_Z^2/4}{(M_{ee}^2 - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2/4}. \quad (8.3)$$

Diese Näherung hat nur einen kleinen Effekt. Viel wichtiger sind die Berücksichtigung von Untergrundprozessen und Detektoreffekten. Untergrundprozesse werden durch eine fallende Exponentialfunktion parametrisiert. Detektoreffekte verschmieren die Form der invarianten Masse und werden durch Faltung der Breit-Wigner-Funktion mit einer sog. Crystal-Ball-Funktion parametrisiert. Die Kalibrationskonstante α ergibt sich aus dem Vergleich des Mittelwerts der angepassten Breit-Wigner-Funktion mit dem Literaturwert der Z -Masse.

Führen Sie diesen Versuchsteil sehr sorgfältig durch. Die Ergebnisse der Kalibration werden für die folgenden Versuchsteile benötigt. Eventuelle spätere Korrekturen der Kalibration müssen dann auf die anderen Versuchsteile propagiert werden.

8.2.2 Fragen zur Vorbereitung

Rekonstruktion der Invarianten Masse Wie lässt sich die Invariante Masse des Z -Bosons aus der Energie, der Pseudorapidität und dem Azimuthalwinkel der Zerfallsprodukte bestimmen?

Zerfall des Z -Bosons Wie groß ist der Impuls eines Elektrons aus dem Zerfall eines Z -Bosons, wenn sich das Z -Boson in Ruhe befindet?

Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters Überlegen Sie sich eine sinnvolle Unterteilung des Detektors für die Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters. Nutzen Sie Ihre Kenntnisse der Geometrie des ATLAS-Detektors.

8.2.3 Versuchsaufgaben

- Machen Sie sich mit Hilfe des Befehls `TTree::Draw()` mit den gespeicherten Variablen vertraut. Es stehen simulierte Daten für die Prozesse $Z \rightarrow ee$ und $W \rightarrow e\nu$ zur Verfügung. Darüberhinaus stehen alle Daten des Jahres 2011, die mindestens ein Elektron mit einem Transversalimpuls $p_T > 25$ GeV haben zur Verfügung.
- Erstellen Sie eine Kalibration der Elektronenenergie. Für die Analyse ist ein Code-Skeleton in Form der Datei `Calib.C` vorbereitet.

8.2.4 Versuchsdurchführung

Dieser Versuchsteil wird im Verzeichnis `ZeeFit` ausgeführt. Darin gelangen sie mit dem Befehl `cd ~/ZeeFit`. Um Ihnen die Aufgabe zu erleichtern sind einige nützliche Funktionen bereits in der Datei `Calib.C` vorbereitet.

Starten sie ROOT und kompilieren sie die Klasse `Calib`. Geben sie hierzu nacheinander

```
root
.L Calib.C+
```

in die Kommandozeile ein. Erstellen Sie nun ein neues Kalibrationsobjekt um die vorbereiteten Funktionen nutzen zu können. Geben Sie als Argument den Namen einer Datei mit Daten an. Die Daten für diesen Versuch befinden sich im Ordner `ntuple`.

```
Calib c("../ntuple/v5.data11_7TeV.all.root").
```

Dabei wird die angegebene Datei geladen und steht in der ROOT Kommandozeile auch ohne Nutzung des Kalibrationsobjekts zur Verfügung. Die Ereignisse sind in einem ROOT-Tree

Kapitel 8 Versuchsteil

namens `eventTree` gespeichert. Sie erhalten einen Überblick über die im Tree gespeicherten Variablen mit `eventTree->Show()`. Verteilungen der Variablen lassen sich mit

```
eventTree->Draw("Variablen-Name")
eventTree->Draw("Variablen-Name", "Gewicht")
```

in Histogrammen darstellen. Mit dem zweiten, optionalen Argument können Sie die Ereignisse gewichten. Dies eignet sich z.B. um simulierte Ereignisse zu skalieren. Speziell für simulierte Ereignisse ist es wichtig, dass sie hier die Variable `mc_weight` angeben, die verschiedene Korrekturen der Simulation beinhaltet.

Darüberhinaus lässt sich anstelle eines Gewichts eine logische Selektion angeben, z.B. lässt sich die Energie des führenden Elektrons in einem gewissen Pseudorapiditätsbereich plotten mit

```
eventTree->Draw("el1_cl_E", "0.5<TMath::Abs(el1_cl_eta) && TMath::Abs(el1_cl_eta)<1.0").
```

Die Datei `Calib.C` hält die Funktion `mee()` bereit, mit Hilfe derer sich die invariante Masse des Zwei-Elektronen Systems plotten lässt. Als Argumente geben sie die Transversalimpulse p_T sowie die η/ϕ -Koordinaten der Elektronen an

```
eventTree->Draw("mee(el1_cl_E/cosh(el1_cl_eta), el1_cl_eta, el1_cl_phi,
el2_cl_E/cosh(el2_cl_eta), el2_cl_eta, el2_cl_phi)");
```

Finden sie einen geeigneten Bereich um die Anpassung der invarianten Masse durchzuführen. Falls Sie simulierte Ereignisse betrachten beachten Sie bitte, dass diese nur für $M_{ee} > 40$ GeV simuliert wurden. Fitten Sie nun Ihren Datensatz mit

```
c.fit(selection,nBins,xMin,xMax,debug,applyCalib).
```

Als Argumente müssen Sie eine Selektion, die Anzahl der Unterteilungen der x -Achse, sowie das Minimum und das Maximum der x -Achse des zu fittenden Histogramms angeben. Optional können Sie für Testzwecke die Anzahl der analysierten Ereignisse begrenzen, indem sie `debug=true` setzen. Mit der Booleschen Variable `applyCalib` kann später das Ergebnis der Kalibration überprüft werden. Die Funktion gibt die gefittete Z -Masse zurück.

Verschaffen Sie sich einen qualitativen Überblick über die η - und ϕ -Abhängigkeit der rekonstruierten Z -Masse. Passen sie die Unterteilung, die Sie sich im vorhinein überlegt haben ggf. an.

Um die Kalibration durchzuführen verwenden Sie die Funktion `loop()`. Diese Funktion erstellt und speichert ein Histogramm mit den Ergebnissen (es werden die Korrekturfaktoren $1 + \alpha$ gespeichert). Standardmäßig wird die Kalibration nur differenziell in η durchgeführt. Fügen Sie der Funktion die von Ihnen gewählte Unterteilung in η zu und kompilieren Sie neu, um die Endgültige Kalibration durchzuführen. Erweitern Sie die Funktion um eine weitere Dimension um doppelt-differenziell in η und ϕ zu kalibrieren.

Überprüfen Sie das Ergebnis Ihrer Kalibration indem Sie erneut die Invariante Masse des Zwei-Elektron-Systems plotten und fitten.

Anmerkung

Bei dieser Form der Kalibration begehen Sie einen systematischen Fehler. Da Sie zur Kalibration Zwei-Elektron-Ereignisse verwenden, können Sie nicht unterscheiden, welchem der Elektronen die Kalibrationskonstante α zuzuschreiben ist. Dieser Fehler lässt sich durch eine iterative vorgehensweise minimieren. Alternativ können die Ereignisse so selektiert werden, dass sich beide Elektronen im gleichen $|\eta|$ -Bereich befinden.

8.3 Teil 2: Messung der W -Masse

Die Masse des W -Bosons ist ein Schlüsselparameter des Standardmodell. Das Standardmodell sagt den Wert der Masse des W -Bosons nicht vorher, bestimmt jedoch die Beziehung zu anderen experimentellen Observablen. Über viele Jahre war der Wert der W -Masse die größte experimentelle Unsicherheit bei der Bestimmung von theoretischen Ausschlussgrenzen für die top-Quark- und Higgs-Masse. Mit der mittlerweile erfolgten Entdeckung von top-Quark und Higgs-Boson und einer genauen Kenntnis der W -Masse kann die innere Konsistenz des Standardmodells geprüft werden.

8.3.1 Einführung

Im Gegensatz zum Z -Boson kann ein leptonisch zerfallendes W -Boson nicht voll rekonstruiert. Da das am Zerfall beteiligte Neutrino den Detektor unerkannt verlässt, kann eine Ereignisrekonstruktion an Hadron-Beschleunigern nur in transversaler Ebene erfolgen.

Somit ist experimentelles Geschick nötig um die W -Masse zu bestimmen. Da es sich beim Zerfall $W \rightarrow e\nu$ um einen Zweikörper-Zerfall handelt, lässt eine Messung des Elektron-Impulses Rückschlüsse auf die W -Masse zu. Wenn das W -Boson nicht in Ruhe produziert wird ist dieser jedoch verschmiert. Für die Messung wird der Transversalimpuls p_T verwendet, da Transversalkomponenten bei Lorentzboost entlang der Strahlachse gleichbleiben. Theoretisch ergibt sich im p_T -Spektrum ein Pol bei der halben W -Masse, die sog. Jakobispitze.

Auch dieser ist durch Detektoreffekte, die natürliche Zerfallsbreite des W -Bosons und dem Transversalimpuls der W -Bosonen verschmiert. Die genaue Messung der W -Masse erfolgt deshalb nicht durch Parametrisierung und Anpassung der Jakobispitze sondern durch Anpassung von simulierten $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen verschiedener W -Massen an Daten. Die gemessene W -Masse entspricht dem passendsten Datensatz, i.e. dem mit dem niedrigsten χ^2 .

Die Datensätze mit verschiedenen Massen werden dabei durch Umgewichten eines Datensatzes mit fester W -Masse erhalten.

8.3.2 Fragen zur Vorbereitung

W- und Z-Masse, Theorie Wie hängen W- und Z-Masse theoretisch zusammen (in führender Ordnung)?

Ereignisselektion Der wichtigste Untergrundprozess für Ein-Elektron Ereignisse kommt von QCD-Prozessen, deren Hadronische Zerfallsprodukte fälschlicherweise als Elektron identifiziert werden. Deshalb sollten für die Selektion von $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen sehr strikte Schnittkriterien angewandt werden. Überlegen Sie sich welche Signaturen den Prozess $W \rightarrow e\nu$ auszeichnen.

Untergrundprozesse Wie können die Prozesse $W \rightarrow \tau\nu$ und $Z \rightarrow \tau\tau$ als Untergründe beitragen?

8.3.3 Versuchsaufgaben

- Gewichten Sie den simulierten $W \rightarrow e\nu$ -Datensatz auf verschiedene W-Massen um. Berechnen Sie zuvor entsprechende Gewichte. Auch für diesen Aufgabenteil steht ein Code-Skeleton zur Verfügung.
- Betrachten Sie die kinematischen Variablen, die Sie sich zur Selektion von $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen überlegt haben. Wählen Sie geeignete Schnittkriterien.
- Berechnen Sie die χ^2 -Werte zwischen Daten und simulierten Daten für verschiedene W-Massen. Finden Sie die Masse mit dem niedrigsten χ^2 .
- Schätzen Sie den systematischen Fehler Ihrer Methode ab, indem Sie die Messung wiederholen und dabei die Normierung des QCD-Untergrundes variieren.

8.3.4 Versuchsdurchführung

Dieser Versuch wird im Verzeichnis `Wmass` ausgeführt. Wieder sind einige nützliche Funktionen in einer Datei `Wmass.C` vorgeschrieben. Die Messung wird auf dem Datensatz der vorherigen Aufgabe durchgeführt.

Plotten Sie zunächst die simulierte Masse des W-Systems. Hierzu stehen in den Simulierten $W \rightarrow e\nu$ -Datensätzen Informationen über die Viererimpulse der W-Zerfallsprodukte aller generierten Ereignisse vor Rekonstruktion im ROOT-Tree `truthTree` zur Verfügung (Variablen `e1Gen_*` und `nuGen_*`). Da Sie zwei verschiedene Datensätze W^+ und W^- kombinieren müssen müssen diese entsprechend des Wirkungsquerschnittes und der Luminosität skaliert werden. Informationen über die Anzahl der generierten Ereignisse finden sie im ROOT-Tree `infoTree`.

Um die $W \rightarrow e\nu$ -Datensätze für verschiedene W-Massen umzugewichten wird die generierte Masse mit einer Breit-Wigner-Funktion angepasst und der Mittelwert auf eine alternative Masse verschoben. Aus der ursprünglichen und der verschobenen Masse können Gewichte berechnet

werden. Dies ist in der Funktion `getWeights()` vorbereitet.

Wenden Sie sich nun der Schnittoptimierung zu. Wie bereits erwähnt, stellen fälschlich als Elektronen identifizierte Hadronen ein Problem in Ein-Elektronen-Ereignissen dar. Verwenden Sie zur reineren Selektion die Variable `el1_isTightPP`. Dies entspricht einem strikteren Kriterium zur Elektron-Selektion. Dieses Kriterium ist weniger effizient in der Identifikation von Elektronen, unterdrückt "falsche" Elektronen aber etwa 10-fach besser. Zwei-Elektronen-Ereignisse können durch die Forderung `el2_isMediumPP == 0` unterdrückt werden. Überlegen Sie sich, welche kinematischen Variablen Sie verwenden können um einen möglichst reinen Satz von $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen zu erhalten. Plotten Sie diese und wählen Sie geeignete Schnittwerte.

Nun können Daten und simulierte Daten geplottet werden. Es empfiehlt sich, die nötigen Befehle in ein Makro zu schreiben. Ein solches ist das vorbereitete `wmacro.C`. Es kann mit den Befehlen

```
root wmacro.C
```

aus der Kommandozeile ausgeführt werden, bzw. in der ROOT-Kommandozeile mit

```
.x wmacro.C .
```

Implementieren und verwenden Sie dafür alle zur Verfügung stehenden simulierten Datensätze. Auch die Prozesse $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $W \rightarrow \tau\nu$ und $t\bar{t}$ erfüllen teilweise die gewählten Selektionskriterien und müssen berücksichtigt werden.

Ein weiterer wichtiger Untergrundprozess ist der durch fälschlich als Elektronen identifizierte Objekte. Dieser kann nur unzureichend und in kleiner Ereigniszahl simuliert werden. Man verwendet deshalb sog. datenbasierte Untergrundabschätzungen. Mithilfe der Identifikationskriterien `mediumPP` und `tightPP` sowie der Isolation im Kalorimeter lassen sich Daten selektieren, die in diesen Prozessen stark angereichert sind. Selektieren Sie sich Daten mit der nominellen Selektion, verlangen Sie jedoch statt der nominellen Identifikationskriterien

```
el1_isTightPP --> !el1_isTightPP && el1_isolation>0.4
```

Lassen Sie sich von Ihrem Assistenten die Normierung für diese Daten nennen. Sie wurde experimentell bestimmt.

Jetzt können Sie das χ^2 zwischen Daten und Untergrundprozessen berechnen. Ändern Sie hierzu die Funktion `getChi2()` entsprechend ab. Tragen Sie anschließend die χ^2 -Werte für verschiedene W -Massen auf und bestimmen Sie die Masse mit dem kleinsten χ^2 -Wert, indem Sie eine Parabel und die Datenpunkte anpassen. Am besten eignet sich hierfür die ROOT-Klasse `TGraph`.

Eine der größten Unbekannten in dieser Messung ist die Normierung des QCD-Untergrundes. Wiederholen Sie die Messung und variieren Sie dabei den QCD-Untergrund. Wie groß ist der Effekt auf die gemessene W -Masse.

8.4 Die Suche nach dem Higgs-Boson

Eine der Hauptaufgaben des ATLAS-Detektors besteht in der Suche nach *neuer Physik*, also Physik, die bislang noch nicht zu beobachten war. Wahrscheinlich werden Ereignisse, die diese neue Physik zu Tage bringen, um viele Größenordnungen seltener sein als solche, die lediglich schon Bekanntes enthalten. Bei der Suche spielen daher auch statistische Überlegungen eine große Rolle. Auf der Suche nach neuer Physik werden Sie versuchen, das Higgs-Boson zu entdecken.

8.4.1 Einführung

Sie werden in dieser Aufgabe den Zerfall $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ untersuchen. Die Leptonen werden in diesem Fall Elektronen und Myonen sein. Neben dem relativ seltenen Zerfall des Higgs-Bosons in vier Leptonen spielen noch weitere Prozesse, hauptsächlich die Z -Paar-Produktion, die b -Quark assoziierte Z -Produktion $Z \rightarrow \ell\ell + b\bar{b}$ und auch $t\bar{t}$ -Ereignisse, welche im Folgenden als Untergrund bezeichnet werden, eine große Rolle. Z -Paare sind der einzige Physik-Prozess, der im Standardmodell vier isolierte Leptonen mit einem signifikanten Wirkungsquerschnitt produziert. Auch Top-Quark-Paare sowie $Zb\bar{b}$ -Ereignisse können zu diesem Endzustand beitragen. In diesen Ereignissen sind aber nur in seltenen Fällen alle Leptonen von Jets isoliert.

Im Juli 2012 wurde am LHC der Beweis für die Existenz eines neuen Teilchens erbracht, das mit einem Higgs-Boson im Standardmodell konsistent ist [10]. Neuere Messungen mit einem Datensatz von ca. $\int L dt = 25 \text{ fb}^{-1}$ gemessen bei 7 TeV und 8 TeV mit dem ATLAS-Experiment können diesen Befund mit noch größerer Wahrscheinlichkeit bestätigen [2]. Die Masse des neuen Higgs-artigen Bosons liegt bei ca. 125 GeV und der Spin ist mit Null verträglich.

Ihre Aufgabe besteht nun darin, eine einfache $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ Analyse zu erstellen. Sie werden zuerst simulierte ATLAS-Daten verwenden, um ihre Ereignisselektion zu optimieren. Das bedeutet, Sie müssen versuchen, möglichst viele Signalereignisse zu behalten (hohe Signaleffizienz) und möglichst viele Untergrundereignisse zu verwerfen (hohe Untergrundunterdrückung). Sie werden eine sogenannte Schnittselektion implementieren - die Wahl geeigneter Schnitte auf kinematische Größen - und diese anschließend optimieren. Sie bekommen den 8 TeV Datensatz mit einer integrierten Luminosität von ca. 21 fb^{-1} , welcher im Jahr 2012 mit dem ATLAS-Detektor aufgenommen wurde. Sie wenden nun Ihre optimierten Schnitte auf diese Daten an. Anschließend werden Sie Ihre Ergebnisse mit Hilfe statistischer Methoden auswerten und eine Signifikanz für Ihre Messung angeben, die dann möglicherweise den Beweis für die Existenz des Higgs-Bosons liefert. In Abb. 8.2 sehen Sie einen Kandidaten eines $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ Ereignisses.

8.4.2 Fragen zur Vorbereitung

- Wie groß ist die invariante Vier-Lepton-Masse mindestens, wenn die Leptonen von einem Paar reeller Z -Bosonen stammen?
- Warum finden sich dennoch Vier-Lepton-Ereignisse mit einer invarianten Masse unterhalb dieses Schwellenwertes?

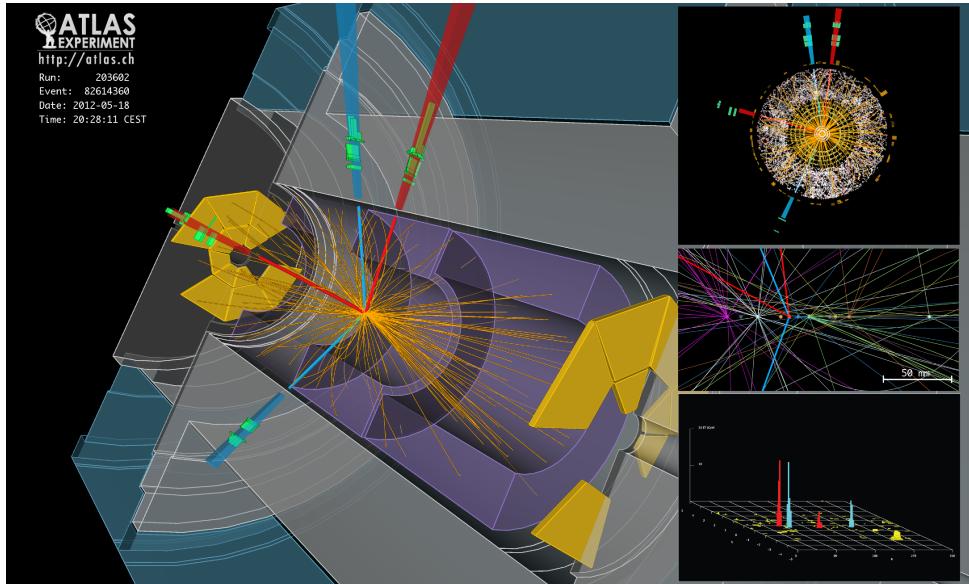


Abbildung 8.2: VP1 Eventdisplay eines 4-Elektron-Kandidaten. EventNumber: 82614360, Run-Number: 203602. $m(4\ell) = 124.6 \text{ GeV}$, $m_{12} = 70.6 \text{ GeV}$, $m_{34} = 44.7 \text{ GeV}$.
 l1: $(p_T, \eta, \phi) = (53.9 \text{ GeV}, -0.40, 1.70)$. l2: $(p_T, \eta, \phi) = (24.9 \text{ GeV}, -0.33, -1.99)$.
 l3: $(p_T, \eta, \phi) = (61.9 \text{ GeV}, -0.12, 1.45)$. l4: $(p_T, \eta, \phi) = (17.8 \text{ GeV}, -0.52, 2.84)$.
 $p_T(4\ell) = 100.8 \text{ GeV}$. $E_T^{\text{miss}} = 64.3 \text{ GeV}$. Aus Ref. [2]

- Welche Verteilung der invarianten Vier-Lepton-Masse erwarten Sie bei einem Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Z -Bosonen?
- Welche fehlende transversale Energie erwarten Sie in Ereignissen, bei denen lediglich Z -Bosonen produziert werden, welche dann ausschließlich in Elektronen oder Myonen zerfallen?
- Warum tragen $t\bar{t}$ -Ereignisse zum Untergrund in der $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ Suche bei?
- Was ist der Vorteil dieses speziellen Vier-Lepton-Endzustandes gegenüber $H \rightarrow \tau\tau$ am LHC?

In der Hochenergiephysik werden neue Teilchen gewöhnlich nicht dadurch entdeckt, dass auf einem Eventdisplay ein mit den bisher bekannten Teilchen nicht zu erklärendes Ereignis erscheint. Stattdessen werden erwartete Ereignisraten mit den tatsächlich gemessenen Raten verglichen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Überschuss an Ereignissen eine statistische Fluktuation darstellt wird in Standardabweichungen vom erwarteten Wert angegeben. Für ausreichend große Erwartungswerte ist dies die Anzahl der überschüssigen Ereignisse s geteilt durch den Fehler der erwarteten Anzahl b . Diese Zahl wird als Signifikanz bezeichnet. Eine Signifikanz von eins bedeutet somit, dass der gemessene Überschuss mit einer Wahrscheinlichkeit von 32% eine statistische Fluktuation ist. Von einer Entdeckung spricht man ab einer Signifikanz von fünf, also der Wahrscheinlichkeit von 0.00006%, dass der Überschuss nur eine statistische Schwankung darstellt.

- Machen sie folgendes Gedankenexperiment: Sie würfeln Zufallszahlen zwischen 1 und 200. Sie tragen ihre Ergebnisse in ein Histogramm mit 200 Bins ein. Nach 20.000 mal Würfeln sollten sie im Mittel 100 Einträge pro Bin haben. Wie groß ist der statistische Fehler auf diese 100 Einträge? Wie wahrscheinlich ist es also, in einem Bin 130 Einträge zu finden? Wie viele solche Bins erwarten sie im Mittel bei 200 Bins? Wie wahrscheinlich ist es also tatsächlich, ein Bin mit einer Abweichung von drei Standardabweichungen zu finden?

8.4.3 Versuchsaufgaben

Die Analyse wird mit ROOT durchgeführt werden. Alle notwendigen Informationen über den zu verwendenden Analyse- und Plotting-Code und die Datenformate inklusive der darin enthaltenen Variablen sind im Anhang enthalten.

1. Sie erhalten vom Tutor simulierte Daten für die Untergrundprozesse ZZ , WZ , $Z \rightarrow \ell\ell + b\bar{b}$ und $t\bar{t}$. Plotten Sie verschiedene kinematische Variablen der Leptonen und dokumentieren Sie die Eigenschaften und Unterschiede der verschiedenen Physikprozesse. Untersuchen Sie Lepton-Kinematiken (p_T , η , ϕ), die Lepton-Isolation, Stoßparameter (d_0 , z_0) oder die Stoßparameter-Signifikanz (d_0/σ_{d_0} , z_0/σ_{z_0}), die Anzahl der Leptonen oder Jets und die fehlende transversale Energie E_T^{miss} . Sie können zudem auch die invarianten Massen m_{12} (invariante Masse eines Zwei-Lepton-Systems, welches am nächsten an der Z -Boson-Masse liegt) und m_{34} (invariante Masse eines Zwei-Lepton-Systems, welches am zweitnächsten an der Z -Boson-Masse liegt) bestimmen. Überlegen Sie sich, welche Bedingungen die Leptonen in dem entsprechenden Zwei-Lepton-System erfüllen müssen.
2. Mit Hilfe simulierter Signalereignisse können Sie sich überlegen, welche Variablen eine Trennkraft zwischen Signalprozess- und Untergrundprozesse besitzen. Das Signal wird der Prozess $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ sein, wobei die Higgs-Boson-Produktionsmechanismen Gluon-Gluon-Fusion (ggH), Vektorboson-Fusion (VBF), die Vektorboson assoziierte Produktion (WH , ZH) und die Top-Quark assoziierte Produktion ($t\bar{t}H$) sind. Die Masse des Higgs-Bosons wurde hier in diesem Datensatz auf 125 GeV festgelegt.
3. Bestimmen Sie optimale Schnittwerte für die verschiedenen Variablen. Maximieren Sie somit das Verhältnis s/\sqrt{b} und erstellen Sie eine Schnittselektion auf simulierten Daten, um Higgs-Prozesse von Untergrundprozessen möglichst gut zu trennen.
4. Ihre bisherige Analyse war blind. Das heißt, Ihnen wurde noch nicht erlaubt in die echten Daten zu schauen. Ihr Tutor wird Ihnen nun die echten 8 TeV ATLAS Daten geben, auf die Sie Ihre Schnittselektion anwenden können. Im Anschluss müssen Sie Ihr Ergebnis statistisch auswerten. Berechnen Sie hierfür in einem gewissen Bereich der invarianten Vier-Lepton-Masse innerhalb eines Fensters von 10 GeV, das Sie in dem gewählten Bereich verschieben, die beobachtete Entdeckungs-Signifikanz und die erwartete Median-Signifikanz (entsprechende Signal-Verteilungen für die verschiedenen Higgs-Boson-Massen werden Sie vom Tutor erhalten). Definieren Sie dabei eine Kontrollregion für die Untergrund-Normierung des ZZ-Untergrundprozesses, welche Sie bei der Signifikanz Berechnung verwenden werden. Näheres zur Methodik siehe Kapitel 7
5. Haben Sie das Higgs-Boson entdeckt? Falls ja dann führen Sie eine Anpassung des Signal-

Templates and Daten durch und bestimmen Sie somit die *Signalstärke*. Dies ist der Skalierungsfaktor des Wirkungsquerschnitts der Higgs-Boson-Produktion im Standardmodell gegenüber des gemessenen Wirkungsquerschnitts.

6. Optional: Parameterisieren Sie das Signal mit einer Gauß-Verteilung und den Untergrund mit einem Polynom zweiten Grades und bestimmen Sie mit Hilfe einer Anpassung die gemessene Higgs-Boson-Massen und dessen Breite.
7. Optional: Untersuchen Sie den Signalprozess $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$, wobei der Higgs-Boson-Produktionsmechanismus nun die Vektor-Boson-Funktion ist. Welche Variablen sind besonders sensitiv auf diesen Prozess im Vergleich zur Gluon-Gluon-Fusion und den Untergrundprozessen?

8.4.4 Versuchsdurchführung

Sie werden mit simulierten und echten ATLAS-Daten für 8TeV arbeiten. In den Daten ist das elektromagnetische Kalorimeter in diesem Versuchsteil schon kalibriert. Sie haben Zugriff auf fertig rekonstruierte Objekte. Die Daten beinhalten folgende Informationen

```

Int_t          RunNumber;           // Die Datennahme erfolgt in sog. Runs
Int_t          nlep;               // Anzahl der Leptonen
                           // Leptonen wurden in Vektoren gefüllt
vector<double> *lep_E;           // Energie
vector<double> *lep_pt;          // Transversalimpuls
vector<double> *lep_eta;         // Pseudorapidität
vector<double> *lep_phi;         // Winkel in der Transversalebene
vector<double> *lep_ptiso;        // Spur-Isolation
vector<double> *lep_etiso;        // Kalo-Isolation
vector<double> *lep_charge;       // Ladung (-1 oder +1)
vector<double> *lep_id;           // ID (11==Elektron und 13==Myon)
vector<double> *lep_d0;           // transversaler Stoßparameter d0
vector<double> *lep_d0sig;         // Fehler auf d0
vector<double> *lep_z0;           // longitudinaler Stoßparameter z0
vector<double> *lep_z0sig;         // Fehler auf z0
Int_t          njet;               // Anzahl an Jets
                           // Jets in Vektorform
vector<double> *jet_E;            // Jet-Energie
vector<double> *jet_pt;           // Jet-Transversalimpuls
vector<double> *jet_eta;          // Pseudorapidität der Jets
vector<double> *jet_phi;          // Winkel Phi der Jets
Double_t        sumet;              // Skalare Summe aller Energieeinträge
Double_t        met;                // Fehlende transversale Energie
Double_t        met_phi;             // Winkel in der transversalen Ebene von MET
Float_t         mc_EvtWeight;        // Ereignis-Gewicht (relevant für simulierte Da
Int_t          m_mc_channel_number; // Prozess-ID der simulierten Daten

```

Kapitel 8 Versuchsteil

Der transversale Stoßparameter d_0 einer Spur ist gegeben durch das Minimum des in die xy-Ebene projizierten Abstands zwischen dem Primärvertex und der Spur. Die z-Position dieses Punktes bezüglich des Primärvertex wird mit z_0 bezeichnet.

Ihr Analyse-Code befindet sich in *analysis.cpp*. Sie werden innerhalb dieses Codes mit den C++ Klassen *event* und *plotter*. Die Klasse *event* ermöglicht hauptsächlich das Einlesen der Datensätze. Die Klasse *plotter* besitzt Methoden, die zur graphischen Darstellung und zur Auswertung verwendet werden können.

Ihr Analyseprogramm können Sie folgendermaßen ausführen; gehen Sie zumäckste in den Ordner *HiggsSearch* und starten Sie ROOT. Geben Sie dann diese Zeilen zum Ausführen in ROOT ein

```
root [0] .L plotter.cpp+ //Laden der Klassen
root [1] .x analysis.cpp //Ausführen der Analyse
```

In der ersten Aufgabe machen Sie sich mit der Funktionsweise des Analyseprogramms vertraut und plotten Variablen für die verschiedenen Untergrundprozesse. Zuerst müssen die Untergrundprozesse geladen werden

```
//Backgrounds
event *ZZ      = new event("samples/ZZ8TeV.root",           "ZZ");
event *WZ      = new event("samples/WZ8TeV.root",           "WZ");
event *Zee     = new event("samples/Zee8TeV.root",          "Zee");
event *Zeebb   = new event("samples/Zeebb8TeV.root",         "Zeebb");
event *Zmumu   = new event("samples/Zmumu8TeV.root",        "Zmumu");
event *Zmumubb = new event("samples/Zmumubb8TeV.root",      "Zmumubb");
event *Ztautau = new event("samples/Ztautau8TeV.root",      "Ztautau");
event *Top     = new event("samples/Top8TeV.root",           "Top");

// Get plotter and Event-Objects
plotter *plot = new plotter();

//Add all processes you are interested in
plot->Add(ZZ);
plot->Add(WZ);
plot->Add(Zee);
plot->Add(Zeebb);
plot->Add(Zmumu);
plot->Add(Zmumubb);
plot->Add(Ztautau);
plot->Add(Top);
```

Im Ereignis-Loop

```
// MAIN EVENT LOOP:
while (plot->go_on){
```

findet die Ereignisselektion statt. Im Code befinden sich Kommentare, die Ihnen helfen, die jeweiligen Befehle zu verstehen. Ihr Tutor wird den Code zu Beginn des Versuchsteils mit Ihnen ausführlich besprechen.

Es werden nacheinander Ereignisse der Prozesse geladen, die Sie hinzugefügt haben.

```
event* ev = plot->GetNextEvent()
```

Die Grundstruktur einiger wichtiger Schnitte ist im Analyseprogramm schon implementiert und soll von Ihnen im Laufe des Versuchsteils modifiziert und angepasst werden. Die Klasse *event* bietet Ihnen die Möglichkeit mit fertigen Lepton-Vierervektoren (TLorentzVector) zu arbeiten. Die Leptonen sind im Vektor *lepSort* enthalten und schon absteigend nach p_T sortiert. Sie können beispielsweise folgendermaßen auf das führende Lepton zugreifen

```
double pt_lep0 = ev->lepSort[0].Pt();
double phi_lep0 = ev->lepSort[0].Phi();
double eta_lep0 = ev->lepSort[0].Eta();
double E_lep0 = ev->lepSort[0].E();
```

Auf ähnliche Weise kann auch die Ladung und die Identifikation des Leptons (Elektron oder Muon) abgefragt werden (*lepSortCharge*, *lepSortId*).

Um eine Variable in ein Histogramm zu füllen, schreiben Sie

```
plot->Fill(pt_lep0,weight);
```

Die Variable *weight* ist im Analyse-Code definiert und dort erklärt. Sie ist notwendig um die Untergrundprozesse korrekt auf die Luminosiät und deren Wirkungsquerschnitte zu normieren.

In den ersten beiden Aufgaben 1 und 2 können Sie die Ereignisselektion beibehalten und mit folgenden Methoden der Klasse *plotting* die entsprechende Variable graphisch darstellen.

```
//Exercise 1 & 2
plot->DrawCanvas();
plot->StackHistograms(false);
```

Für Aufgabe 2 müssen Sie zusätzlich zu den Untergrundprozessen auch die verschiedenen Higgs-Prozesse ggH, VBFH, WH, ZH und ttH für die Masse von $m_H = 125$ GeV laden.

In Aufgabe 3 scannen Sie Variablen und bestimmen den Schnittwert für maximales s/\sqrt{b} . Sie können zwischen einem oberen Schnitt und einem unteren Schnitt entscheiden und die Trennkraft zwischen Signal und Gesamtuntergrund oder einzelnen Untergrundprozessen testen.

Kapitel 8 Versuchsteil

```
//Excercise 3
plot->ScanHistograms("All",false); //lower cut
plot->ScanHistograms("All",true); //upper cut
plot->ScanHistograms("Top/ZZ/...",true); //specific background process
```

Sobald die Schnittselektion von Ihrem Tutor abgesegnet wurde, können Sie in echte Daten schauen. Fügen Sie hierfür die Daten zu den Ereignissen und betrachten Sie die Ihre Verteilungen mit den Befehlen aus den ersten beiden Aufgaben.

In Aufgabe 4 kommentieren Sie zur Vereinfachung die fünf Higgs-Prozesse für $m_H = 125$ GeV aus und stattdessen die zusammengefassten Signalprozesse für verschiedene Massen ein (der entsprechende Block ist schon im Code vorhanden).

```
event *Signal110 = new event("samples/Signal1108TeV.root", "Signal110");
plot->Add(Signal110);
...
```

Es geht nun um den beobachteten und erwarteten p-Wert. Die Methode *PValue* berechnet den p-Wert einer einfachen Poisson-Wahrscheinlichkeitsverteilung, die Sie sich direkt ausgeben lassen können. Dabei wird ein Fenster mit einer Breite von 10 GeV in der invarianten Vier-Lepton-Massenverteilung im Bereich von 105 bis 175 GeV verschoben (Schrittweite 10 GeV) und Ereignisse gezählt.

Ihre Aufgabe besteht nun darin, eine veränderte Form der Gleichungen 7.17 und 7.18 abzuleiten, in denen der Untergrund aus zwei Komponenten $b = b_1 + b_2$ besteht. b_1 ist der Untergrund aus ZZ-Prozessen, der als nicht bekannt angenommen wird, und b_2 alle restlichen Prozesse, dessen Vorhersage als bekannt angenommen wird. Für die Bestimmung des Transferfaktor τ benötigen Sie eine möglichst reine Kontrollregion für ZZ-Prozesse, in der Sie die Ereignisse zählen. Der Transferfaktor berechnet sich dann aus dem Verhältnis der erwarteten Ereignisse in der Kontrollregion und den erwarteten Ereignissen im jeweiligen Fenster für den Untergrund der ZZ-Prozesse.

```
//Excercise 4
plot->PValue(true); \\observed p-value
plot->PValue(false); \\expected p-value
```

In den folgenden Aufgabenteilen benötigen Sie nicht mehr alle Massenpunkte für den Signalprozess. Kommentieren Sie deshalb erneut die fünf Signalprozesse für $m_H = 125$ GeV ein und die zusammengefassten Signalprozesse für verschiedene Massenpunkte aus. Um die Signalstärke zu bestimmen, führen Sie

```
//Excercise 5
plot->FractionFit(90,150); // Fit range specified
```

aus. Durch die Anpassung eines Templates für den Gesamtuntergrund und eines Templates für den Signalprozess bei $m_h = 125$ GeV an Daten erhalten Sie die gefittete Signalstärke an diesem Massenpunkt.

Für die Untergrund- und Signal-Parameterisierung verwenden Sie die Methode

```
//Exercise 6  
plot->StackHistograms(true); //true means do signal and background fit
```

Die Anpassung geschieht mit einer Gauß-Verteilung für das Signal und einem Polynom zweiten Grades für den Untergrund. Die Signalmasse und deren Breite kann direkt aus dem Fit abgelesen werden.

In der letzten Aufgabe 7 können erneut die Methoden

```
plot->DrawCanvas();  
plot->StackHistograms(false);
```

aufgerufen werden. Betrachten Sie hier besonders Jet-Variablen, da diese sehr charakteristisch für die VBF-Topologie sind.

Die hier vorgestellten Methoden sind in *plotter.cpp* definiert und sollten bei Bedarf modifiziert werden.

Im Anschluss an den Versuch wird Ihnen Ihr Tutor aktuelle öffentliche Ergebnisse zur Higgs-Suche zeigen und erläutern.

Kapitel 8 Versuchsteil



Abbildung 8.3: The Particle Zoo: Higgs Boson <http://www.particlezoo.net/>

Literaturverzeichnis

- [1] Atlantis - event display for atlas. <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlantis/>.
- [2] Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the four lepton decay channel with the ATLAS detector using 25 ifb of proton-proton collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2013-013, CERN, Geneva, Mar 2013.
- [3] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [4] Georges Aad et al. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. *Eur.Phys.J.*, C72:1909, 2012.
- [5] J. Beringer et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, Jul 2012.
- [6] S. Bethke. arXiv: hep-ex/0407021.
- [7] O. Brüning et al. LHC design report, 2004. CERN-2004-003-V-1, CERN-2004-003-V-2, CERN-2004-003-V-3.
- [8] John M. Campbell, J. W. Huston, and W. J. Stirling. Hard Interactions of Quarks and Gluons: A Primer for LHC Physics. *Rept. Prog. Phys.*, 70:89, 2007.
- [9] CERN. Cross section of an LHC dipole in the tunnel. CERN-AC-1107167, Jul 2011.
- [10] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the {ATLAS} detector at the {LHC}. *Physics Letters B*, 716(1):1 – 29, 2012.
- [11] G. Cowan. *Statistical data analysis*. Oxford, Oxford University Press (1997) p 216.
- [12] G. Cowan. Statistics for searches at the lhc. arXiv:1307.2487v1 [hep-ex] 9 Jul 2013.
- [13] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells. *Using the Profile Likelihood in Searches for New Physics*. arXiv:1007.1727v1 [physics.data-an].

Literaturverzeichnis

- [14] R.Keith Ellis, W.James Stirling, and B.R. Webber. *QCD and collider physics*, volume 8. 1996.
- [15] F. Englert and R. Brout. *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*. Phys. Rev. Lett. 13: 321-322 (1964).
- [16] K. Nakamura et al. (Particle Data Group). *The Review of Particle Physics*. J. Phys. G 37, 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition.
- [17] Eilam Gross Glen Cowan, Kyle Cranmer and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J., C* 71, 2011.
- [18] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2nd revised edition edition.
- [19] P.W. Higgs. *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*. Phys. Rev. 145: 1156-1163 (1966).
- [20] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *Eur. Phys. J.*, C63:189, 2009.
- [21] P. Schmüser. *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, zweite, neubearbeitete auflage edition.
- [22] Precision electroweak measurements on the z resonance. *Physics Reports*, 427(5–6):257 – 454, 2006.
- [23] S.S. Wilks. The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. *Ann. Math. Statist.*, 9:60–2, 1938.