



GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT
GÖTTINGEN

Fakultät für
Physik 

Praktikumsprotokoll

Spezialisierungspraktikum in der Kern- und Teilchenphysik

angefertigt von

Philip Marszal

aus Kassel

am II. Physikalischen Institut

Praktikumszeitraum: 2. März 2015 bis 31. März 2015

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. L hc	3
2.1. Teilchenbeschleuniger	3
2.1.1. Idee	3
2.1.2. Der L HC	3
3. Detektorphysik	5
3.1. Der ATLAS-Detektor	5
3.1.1. Teilchen in Materie	5
3.2. Silizium Detektor	7
3.3. Kalorimeter	7
3.3.1. Prinzip	7
3.4. Gas-Detektoren	8
3.4.1. Lawinen-Bildung	8
3.4.2. Driftkammer	10
3.5. Teilchen Identifikation	11
4. Theoretische Grundlagen	13
4.1. Das Standardmodell	13
4.2. Quantenchromodynamik	13
4.2.1. Allgemeines	13
4.2.2. Die starke Kopplungskonstante α_s	14
4.2.3. Partonen Verteilungen (PDF)	14
4.3. Jet-Physik	14
4.3.1. Hadronisation	14
4.3.2. Transversale Masse	15
4.4. Top-Quark Physik	15
4.5. Vorhersage des Top-Quarks	15
4.6. Produktion von Top-Quarks	15

Inhaltsverzeichnis

4.7. Entdeckung und Eigenschaften	16
4.8. Higgs-Boson Physik	17
4.8.1. Der Higgs-Mechanismus	17
4.8.2. Entdeckung	17
5. Werkzeuge	19
5.1. Werkzeuge	19
5.2. ROOT Data Analysis Framework	19
5.3. Grid-Computing	19
6. Ergebnisse	21
7. Diskussion	23
8. Zusammenfassung	25
A. Anhang	27

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
A	Querschnittsfläche	m^2
c	Geschwindigkeit	m/s

Griechische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
α	Winkel	$^\circ$; —
ϱ	Dichte	kg/m^3

Indizes

Index	Bedeutung
m	Meridian
r	Radial

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
max	maximal

1. Einleitung

Um sich mit den komplexen Themen einer Bachelorarbeit im Bereich Teilchenphysik auseinandersetzen zu können, ist ein grundlegendes Verständnis der Theorie und experimentellen Methoden der Hochenergie-Physik notwendig. Im Verlauf des Spezialisierungspraktikums wurden Themen von den Anfängen der Quantenchromodynamik (QCD), über das Standardmodell, bis hin zu ´Beyond the Standardmodel´ bearbeitet. Es wurde sich intensiv damit beschäftigt wie man Vorgänge der Teilchenphysik experimentell messen kann. Im letzten Teil des Spezialisierungspraktikums, wurden fundamentale Werkzeuge für die Analyse von experimentellen Daten aus Kollisionsexperimenten (insbesondere des LHC am CERN) behandelt.

2. L hc

2.1. Teilchenbeschleuniger

2.1.1. Idee

Teilchenbeschleuniger sind das notwendige Werkzeug um zu verstehen woraus Materie, auf kleinster Ebene aufgebaut ist. Möchte man ein Sandkorn auflösen so benötigt man eine Lupe um etwas zu erkennen. Um ein Bakterium aufzulösen braucht man ein Mikroskop. Um Proteine aufzulösen braucht man ein Elektronenmikroskop. Und um ein Proton aufzulösen braucht man einen Teilchenbeschleuniger. Die Tendenz geht nicht nur zu räumlich größeren Geräten, sondern zu immer kleineren Wellenlängen der Teilchen mit denen man versucht das gesuchte aufzulösen. Nach dem Prinzip der Materiewellen, benötigt man einen immer größeren Impuls. Dies wird erreicht indem man geladene Teilchen mithilfe von elektrischen Feldern beschleunigt. Die hochenergetischen Teilchen werden dann zur Kollision bebracht, wobei sie durch inelastische Stöße Einsicht in die Physik der Teilchen bieten.

2.1.2. Der L hc

Der L HC ist ein Proton-Proton-Collider am CERN in Genf. Er basiert auf dem Synchrotronprinzip, wonach die Magnetfelder, die den Protonstrahl auf ihrer Kreisbahn halten, abhängig von der Energie der Protonen erhöht werden. Er hat einen Umfang von ca. 27 km und liegt zwischen 45 m und 170 m unter der Erdoberfläche [1]. Mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV im Jahre 2012 und einer geplanten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{13}$ TeV ab 2015, ist er der hochenergetischste Teilchenbeschleuniger der Welt. Ziel des L HC s ist die Suche nach dem Higgs-Boson und der Physik jenseits des Standardmodells. Außer Protonen beschleunigt er auch Blei-Kerne, aus deren Kollisionen Erkenntnisse über die frühen Phasen der Entstehung des Universums gezogen werden können.

3. Detektorphysik

3.1. Der A tlas-Detektor

3.1.1. Teilchen in Materie

Bethe-Bloch Um den Aufbau des A TLAS-Detektors zu verstehen müssen wir zunächst verstehen wie Teilchen mit Materie interagieren. Geladene Teilchen die sich durch Materie bewegen verlieren durch Interaktionen mit den Atomen an Energie. Diese Interaktionen umfassen Bremsstrahlung bei hohen Energien, Ionisation bei mittleren Energien und Anregung von Atomen bei geringen Energien. Der Energieverlust in Abhängigkeit von der Energie des Teilchens ist in Abb. 3.1 dargestellt. Für schwere geladene Teilchen, wie z.B. das Muon wird der Energieverlust durch Ionisation durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben[2]. Der Energieverlust durch Ionisation hängt dabei nicht von der Masse des Teilchens ab und ist nur durch die Materialbeschaffenheit und die Geschwindigkeit und Ladung des Teilchens eindeutig bestimmt. Um diesen Mittelwert ist der Energieverlust nach der Landau-Verteilung verteilt.

Elektronen und Photonen Photonen und Elektronen verlieren ihre Energie in Materie hauptsächlich durch Bremsstrahlung (Elektronen), und Paarerzeugung (Photonen). Weil ein Elektron durch Bremsstrahlung Photonen aussendet und ein Photon durch Paarerzeugung Elektronen erzeugt sind beide Vorgänge eng miteinander verbunden. Eine Materialkonstante, die eine wichtige Rolle spielt ist die Strahlungslänge X_0 . Sie entspricht der Länge nachdem ein Elektron in Materie alles bis auf $1/e$ seiner Energie abgegeben hat[2]. Gleichzeitig ist es $7/9$ der mittleren freien Weglänge eines Photons in diesem Material. Die aufeinander folgende Bremsstrahlung und Paarerzeugung von Photonen und Elektronen führt zu einer Teilchenkaskade. Die Teilchenkaskade endet, wenn die kritische Energie E_c erreicht wird. Dies ist die Energie der Elektronen bei der der Energieverlust durch Ionisation überwiegt, somit fast keine Bremsstrahlung mehr auftritt.

3. Detektorphysik

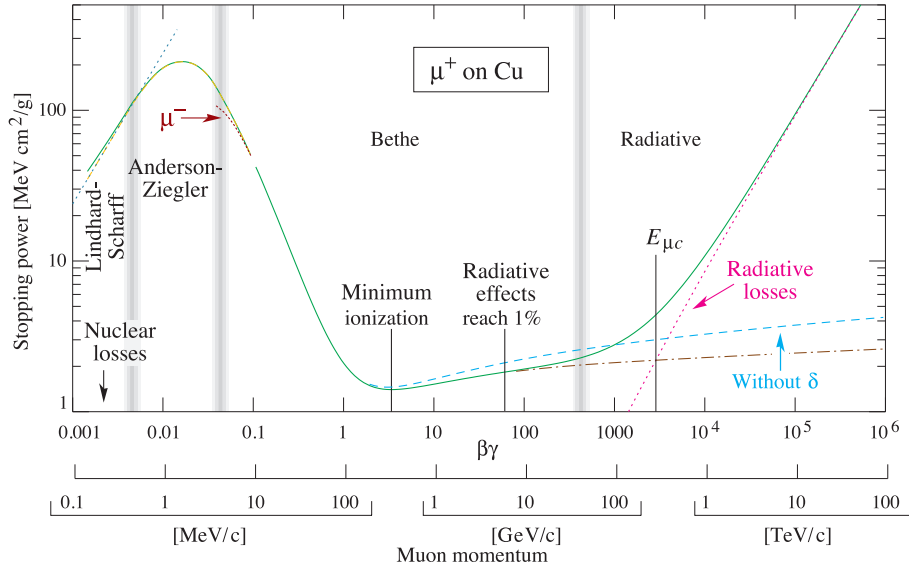


Abb. 3.1.: Energieverlust pro Strecke (Stopping power) aufgetragen gegen den Impuls eines Muons. Der Verlust durch Ionisation findet in einem Bereich von 10 MeV und 100 GeV statt[2].

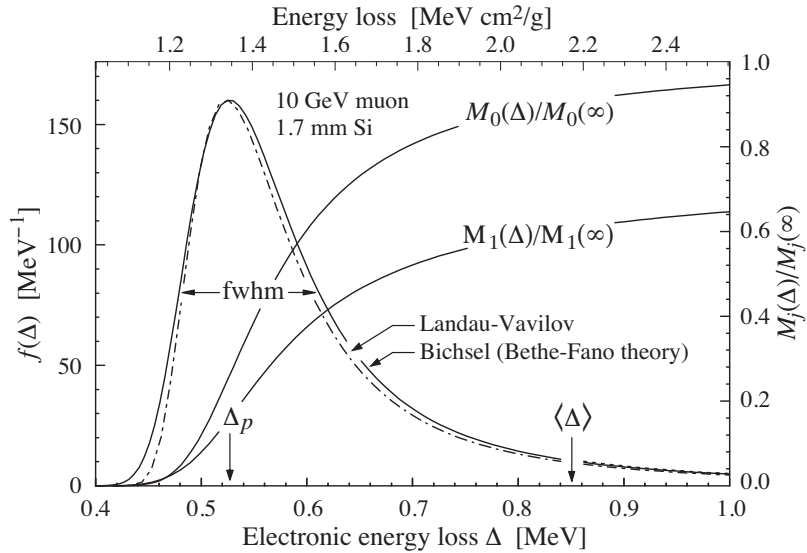


Abb. 3.2.: Landau-Verteilung des nach Bethe-Bloch berechneten Energieverlusts.[2]

3.2. Silizium Detektor

Die innerste Schicht des A TLAS-Detektors ist der Spurdetektor. Er setzt sich aus drei verschiedenen Halbleiterdetektoren zusammen: Dem innersten Pixel-Detektor, dem Silizium-Streifen-Detektor und dem Übergangsstrahlungsdetektor[3]. Ihre Funktionsweise ähnelt sich jedoch. Trifft ein geladenes Teilchen auf eine Zelle eines Halbleiter-Detektors, so ionisiert es die Atome des Kristalls, die frei werdenden Elektronen werden in das Leitungsband des Halbleiters absorbiert. Was man detektiert, ist der Strom der dadurch erzeugt wird. Durch δ -Elektronen, Elektronen die durch den Stoß genug Energie bekommen um selbst Atome zu ionisieren, ist es möglich ein Signal in mehreren Pixeln zu erhalten. In diesem Fall verbessert sich die Auflösung, da man aus der Signalstärke der einzelnen Pixel den Eintrittsort des ursprünglichen ionisierenden Teilchens genauer bestimmen kann als es das Signal eines einzelnen Pixel erlauben würde. Die Spur eines Teilchens kann gemessen werden, da ein ionisierendes Teilchen Hits in aufeinanderfolgenden Schichten des inneren Detektors hinterlässt. Dabei wird der innere Detektor von einem Magnetfeld in Richtung der Strahlachse durchsetzt, sodass die Teilchenbahnen gekrümmt sind. Aus der Krümmung lässt sich der Impuls eines geladenen Teilchens bestimmen. Der Aufbau des inneren Detektors ist in Abb. ?? zu sehen.

3.3. Kalorimeter

3.3.1. Prinzip

Die nächstäußere Schicht des A TLAS sind die beiden Kalorimeter. Das elektromagnetische (EM) Kalorimeter innen und das hadronische Kalorimeter außen. In den Kalorimetern wird die kinetische Energie eines Teilchens gemessen. Das EM Kalorimeter misst die Energie von geladenen Teilchen, vor allem Elektronen, und Photonen. Die Wechselwirkungen von Elektronen und Photonen mit Materie wurden bereits in 3.1.1 beschrieben. Das hadronische Kalorimeter detektiert die bei der Interaktion von Hadronen mit Materie entstehenden Elektronen, auf dieselbe Weise. Dabei wird berücksichtigt, dass nur ein Teil der Energie des Hadrons durch einen elektromagnetischen Schauer deponiert wird. Bei einem Sampling-Kalorimeter wechseln sich Absorberschichten, die den Schauer erzeugen, und Messschichten, die die deponierte Energie messen, ab, wohingegen bei homogenen Kalorimetern das Absorbermaterial gleichzeitig das signalerzeugende Material ist (z.B. durch Cherenkov-Strahlung in Bleiglas). Die Messschichten können zum einen wie Ionisationskammern aufgebaut sein, zum anderen können aber auch Szintillatoren verwendet werden die durch ionisierende Strahlung Licht erzeugen, welches dann gemessen werden

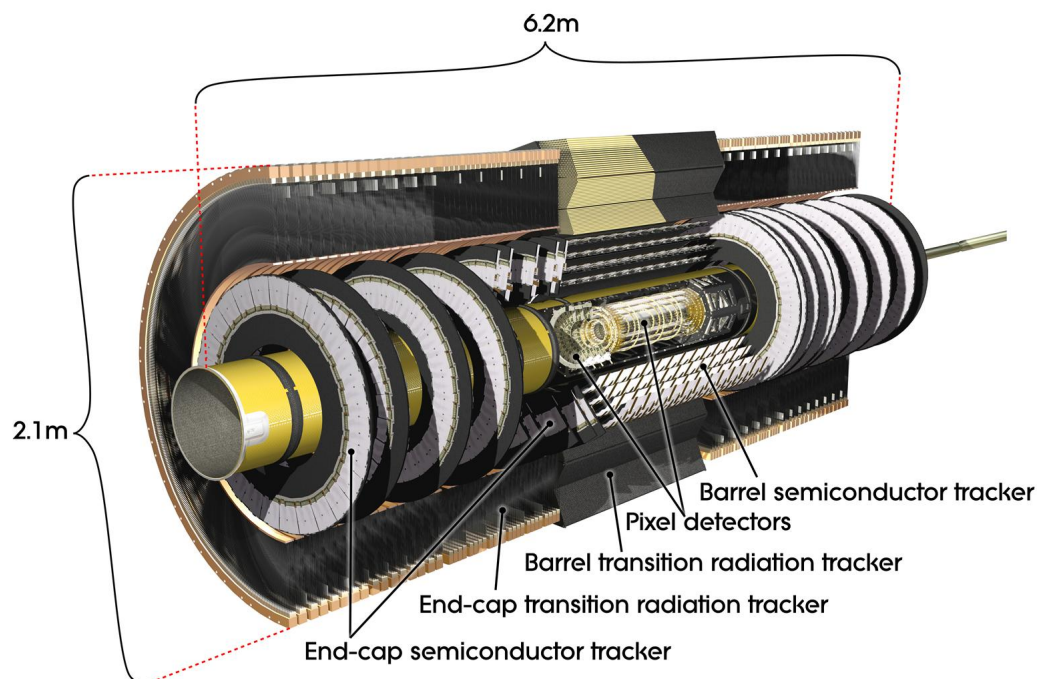


Abb. 3.3.: Aufbau der Halbleiterdetektoren des ATLAS-Detektors. Pixel-detectors (Pixel-Detektor), Barrel- und Endcap-transition-radiation-tracker (Übergangsstrahlungsdetektoren), Barrel- und Endcap-semiconductor-tracker (Silizium-Streifen-Detektor) [3].

kann. Der erste Fall findet im EM Kalorimeter des ATLAS Anwendung[4] und der zweite Fall im hadronischen Kalorimeter desselben[5]. Die Materialien, die beim hadronischen Kalorimeter verwendet werden, müssen so gewählt sein, dass in etwa die gleiche Energie des einfallenden Hadrons über elektromagnetische Schauer deponiert wird wie über hadronische, um eine möglichst genaue Bestimmung der Energie zu gewährleisten. Aus der Position des Schauermaximums lässt sich die kinetische Energie des einfallenden Teilchen bestimmen. Die relative Auflösung wird dabei mit steigender kinetischer Energie besser. In Abb. ?? ist der Aufbau des EM Kalorimeters zu sehen.

3.4. Gas-Detektoren

3.4.1. Lawinen-Bildung

Hinter den Kalorimetern des ATLAS befinden sich die Myondetektoren. Es handelt sich dabei um Ionisationskammern. Ionisationskammern bestehen im Allgemeinen aus einer Anode und einer Kathode zwischen denen sich ein Gas als Ionisationsmedium befindet.

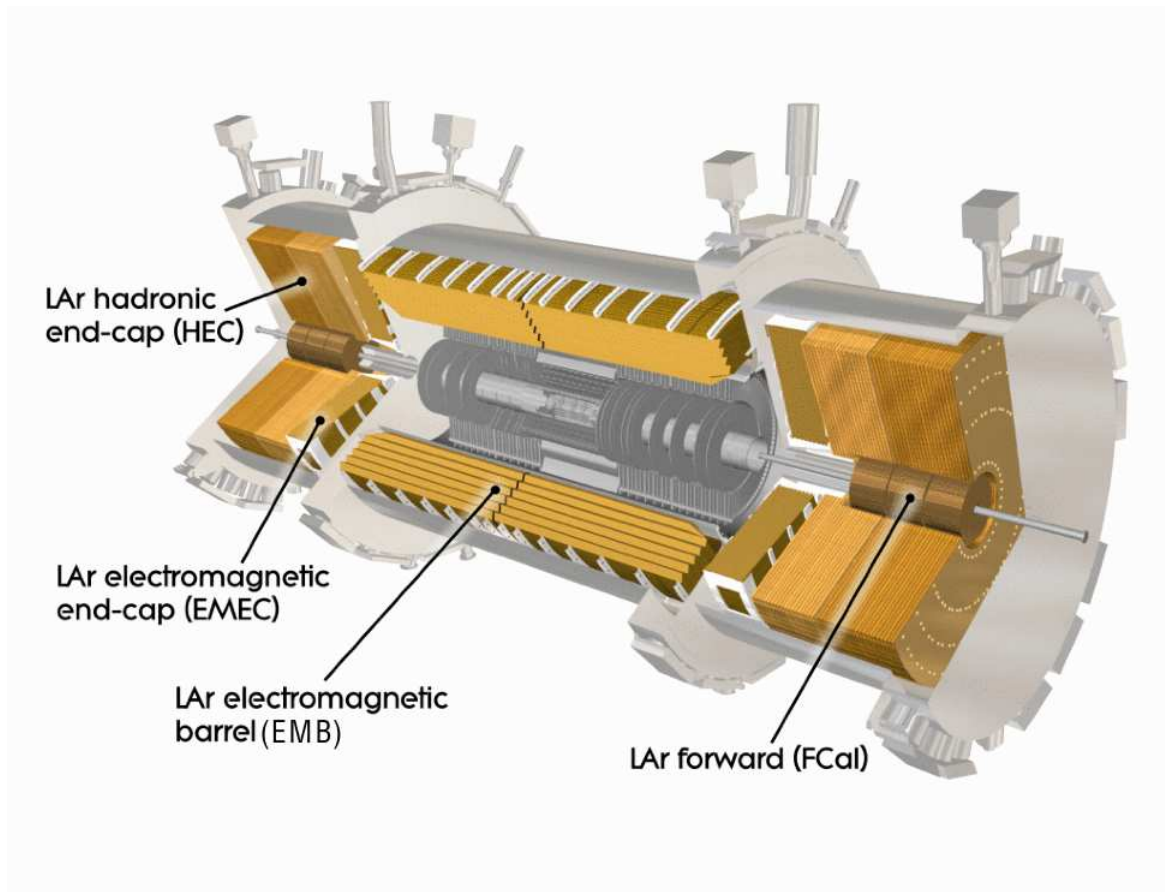


Abb. 3.4.: Das elektromagnetische Kalorimeter des ATLAS-Detektors. Das signalerzeugende Material ist flüssiges Argon (liquid Argon (LAr)) [4]. Das Kalorimeter besteht aus einem Mantel-Teil (Barrel) und Endplatten (Endcap) um möglichst viel Fläche abzudecken.

Trifft ein ionisierendes Teilchen in die Kammer, so schlägt es Elektronen aus den Gasmolekülen heraus. Diese Elektronen werden durch die Spannung zwischen Anode und Kathode beschleunigt, sodass sie selbst wieder genug kinetische Energie haben um selbst Moleküle zu ionisieren. Ein einfallendes Teilchen produziert auf diese Weise eine Elektronen-Lawine, die als messbarer Strom zwischen Anode und Kathode nachgewiesen werden kann. In Abhängigkeit von der angelegten Spannung ist das Signal entweder proportional zu der durch das ursprünglich einfallende Teilchen verursachten Ionisation, oder für jedes Teilchen gleich. Der letztere Fall tritt zum Beispiel beim Geiger-Müller-Zählrohr auf, bei dem lediglich gemessen wird ob ein ionisierendes Teilchen im Zählrohr aufgetroffen ist oder nicht. Für die Teilchenphysik sind vor allem Detektoren von Nutzen, die ein zur Ionisation proportionales Signal liefern, da in diesem Fall zwischen Teilchen unterschieden werden kann.

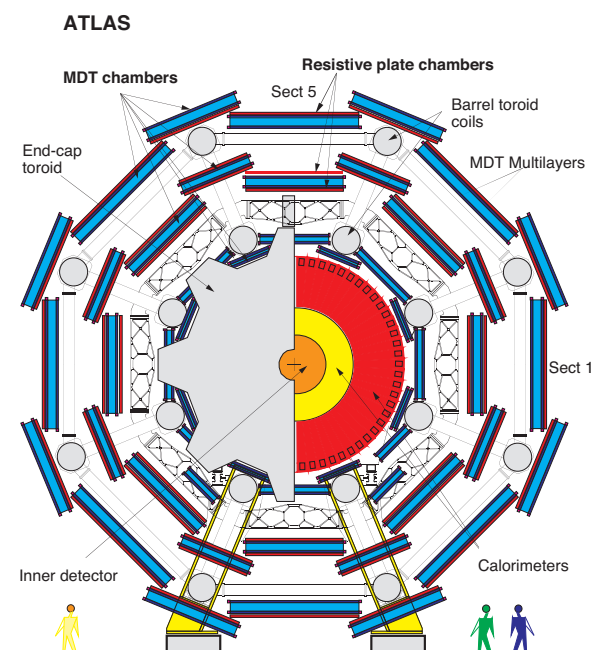


Abb. 3.5.: Anordnung der Muon-Detektoren im ATLAS-Experiment. Platten bestehend aus Lagen von Driftröhren (MDT-Chambers) sind blau dargestellt[6].

3.4.2. Driftkammer

Die Muondetektoren des ATLAS sind Driftröhren. Diese sind eine spezielle Art von Driftkammern. Driftkammern nutzen eine konstante Driftgeschwindigkeit der durch Ionisation freiwerdenden Elektronen aus, um aus dem Zeitpunkt des durch die Elektronen entstehenden Signals den genauen Abstand des Teilchendurchgangs von der Anode zu bestimmen. Voraussetzung dafür ist ein möglichst homogenes elektrisches Feld und die Kenntnis über den Zeitpunkt des Eintreffens des ionisierenden Teilchens. Driftröhren sind längliche Driftkammern, bei denen ein Anodendraht von einem Kathodenmantel umgeben ist. Zwischen Draht und Mantel befindet sich das Medium. Im ATLAS werden Driftröhren dabei leicht versetzt geschichtet eingesetzt, sodass eine gute Auflösung in den beiden Achsen senkrecht zu den Driftröhren möglich wird[6]. Den Auftreffort des Teilchens in der Achse parallel zu den Driftröhren kann man über die Stärke des Signals an beiden Enden des Driftröhres bestimmen. Die Ionisationslawine fließt in beide Richtungen des Anodendrahtes ab, die Stärke des Signals jedoch hängt von der zurückgelegten Strecke ab. Aus dem Verhältnis der Signale lässt sich berechnen an welcher Stelle des Drahtes die Ionisation stattgefunden hat. In den Muonkammern des ATLAS herrscht ein toroidales Magnetfeld, sodass Myonen immer in Richtung der Strahlachse abgelenkt werden[6]. Auch aus ihrer Bahn lässt sich ihr Impuls bestimmen. In Abb. 3.5 ist die Anordnung von aus Driftröhren zusammengesetzten Platten am ATLAS-Detektor zu sehen.

3.5. Teilchen Identifikation

Teilchen können auf verschiedene Weisen identifiziert werden. Am einfachsten ist die Identifikation durch ihre Interaktion mit dem Detektor. Geladene Teilchen hinterlassen eine Spur im Spurdetektor, und erzeugen einen Schauer im elektromagnetischen(EM) Kalorimeter. Anhand der Krümmung der Spur kann die Ladung und der Impuls des Teilchens bestimmt werden. Auf diese Weise werden Elektronen detektiert. Photonen bilden keine sichtbare Spur im Spurdetektor, erzeugen jedoch einen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter, können also auf diese Weise identifiziert werden. Geladene Hadronen wie z.B. das π^+ -Meson, hinterlassen sowohl eine Spur im Spurdetektor als auch einige Hits im EM Kalorimeter. Zusätzlich erzeugen sie einen Schauer im hadronischen Kalorimeter. Neutrale Hadronen wie das Neutron hinterlassen keine Spur im Spurdetektor, und sind auch im EM Kalorimeter nicht messbar. Allerdings erzeugen sie einen Schauer im hadronischen Kalorimeter. Somit sind sie auf diese Weise nachweisbar. Ein Problem stellt das Myon dar, was trotz Ladung, nicht durch die Kalorimeter gestoppt wird. Myonen werden durch spezielle Myonenkammern detektiert, die die äußersten Bestandteile eines Detektors bilden. Bei den Myonenkammern handelt es sich um Ionisationskammern. Beim ATLAS-Detektor sind dies Drifttubes. Außer den Myonen hinterlassen keine anderen Teilchen Spuren in den Myonkammern, da sie bereits in den Kalorimetern gestoppt wurden. Neutrinos können nicht detektiert werden, da sie nur schwach wechselwirken. Deswegen können Neutrinos nur aus der transversalen Impulserhaltung rekonstruiert werden, wobei deren Energie als *missing transverse energy* \cancel{E}_T bezeichnet wird.

Andere Möglichkeiten Teilchen zu identifizieren umfassen den Energieverlust eines Teilchens ins Materie, wobei die Ladung des Teilchens aus der Bethe-Bloch-Formel bestimmt werden kann, Time-of-Flight Detektoren, die die Zeit messen die ein Teilchen braucht um sich von einem Interaktionspunkt zu einem zweiten zu bewegen, und Cherenkov-Detektoren.

4. Theoretische Grundlagen

4.1. Das Standardmodell

Das Standardmodell(SM) beschreibt alle bekannten Elementarteilchen und die zwischen ihnen herrschenden Wechselwirkungen. Die Elementarteilchen sind dabei in drei verschiedene Gruppen aufgeteilt: Quarks, Leptonen und Eichbosonen. Quarks und Leptonen sind Fermionen während Eichbosonen offensichtlich Bosonen sind. Die drei grundlegenden Wechselwirkungen, die durch das SM beschrieben werden sind: die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation wird jedoch nicht durch das SM beschrieben. Jede Wechselwirkung verfügt über Austauschteilchen. Diese Teilchen sind die zur Kraft gehörenden Eichbosonen. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen, die Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft sind die Photonen und die Austauschteilchen der schwachen Kraft sind die massiven W^\pm - und Z^0 -Bosonen. Die Fermionen des Standardmodells werden durch die Wechselwirkungen denen sie unterliegen charakterisiert. Neutrinos, die zu den Leptonen gehören, wechselwirken nur schwach, geladene Leptonen, wie z.B. das Elektron, wechselwirken schwach und elektromagnetisch. Quarks nehmen an jeder Wechselwirkung teil, insbesondere der starken Wechselwirkung[7].

4.2. Quantenchromodynamik

4.2.1. Allgemeines

Bei der Kollision von Hadronen spielt die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen die entscheidende Rolle. Dabei handelt es sich um die starke Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD). Analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung wird sie durch eine Ladung bestimmt. Dies ist die Farbladung. Es gibt insgesamt sechs Farben: rot, grün, blau und die dazugehörigen Antifarben. Allerdings können bei geringen Energien nur farbneutrale Teilchen existieren, bei denen sich alle Farben zu weiß addieren. Dies wird als Confinement bezeichnet[7].

4.2.2. Die starke Kopplungskonstante α_s

So wie die elektromagnetische Wechselwirkung, wird auch die Stärke der starken Wechselwirkung durch eine Kopplungskonstante bestimmt. Bei der elektromagnetischen Kraft wird eine theoretisch unendliche Ladung, durch Teilchen-Antiteilchen-Paare, die spontan entstehen und sich wieder vernichten, abgeschirmt. Dies führt zu dem Effekt, dass die Kopplungskonstante α_{em} bei steigenden Energien (d.h. geringerem Abstand zur Ladung) größer wird, weil weniger Abschirmung vorhanden ist[7]. Dasselbe Phänomen gibt es bei der Farbladung. Jedoch wird die Abschirmung durch Quark-Antiquark-Paare von einer Verstärkung der Ladung durch Gluonen übertroffen. Aus diesem Effekt folgt das Confinement und die asymptotische Freiheit der Quarks, die besagt dass die Kraft zwischen Quarks bei steigender Energie abnimmt. Auch Hadronisation hängt mit dem Verhalten der starken Wechselwirkung bei unterschiedlichen Energien zusammen.

4.2.3. Partonen Verteilungen (PDF)

Bei der Untersuchung von Hadron-Kollisionen ist es für die theoretische Behandlung nötig die Partonenverteilung innerhalb der Hadronen zu kennen, da diese sich direkt auf die Wirkungsquerschnitte der aller Reaktionen auswirkt. Diese Gerade der Impuls der einzelnen Partonen spielt eine wichtige Rolle. Die Partonverteilungen für Protonen lassen sich über die Strukturfunktionen der inelastischen Streutheorie herleiten[7]. Sie sind durch Integro-Differential-Gleichungen gegeben und müssen numerisch berechnet werden.

4.3. Jet-Physik

4.3.1. Hadronisation

Bei Kollisionen in Teilchenbeschleunigern wie dem LHC am CERN, entstehen zunächst freie Quarks. Allerdings sind freie Quarks in der Natur nicht nachzuweisen, da die starke Kopplungskonstante, bei wachsendem Abstand zwischen zwei Teilchen mit Farbladung, wächst. Ein einzelnes Quark hätte demnach ein unendliches Potential. Das Phänomen, dass Quarks nicht einzeln vorkommen wird als *Confinement* bezeichnet. Wenn nun bei einer Reaktion zwei Quarks entstehen, die entgegengesetzte Impulse haben bzw. sich auseinander bewegen, so steigt das Potential zwischen den Quarks an bis genug Energie im Potential ist um ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen[8]. Die beiden entstehenden Quarks bilden nun mit den beiden ursprünglichen Quarks stabile Hadronen. Dieser Prozess wird als Hadronisation bezeichnet. Aus einem einzelnen Quark entstehen dabei eine

große Anzahl an Hadronen. Im Detektor werden deshalb Quarks als Hadronenschauer, auch Jets genannt, sichtbar. Beim Detektieren spielt das b -Quark eine besondere Rolle, da die Zeit, die das b -Quark zur Hadronisation braucht, im Vergleich zu allen anderen Quarks besonders lang ist und deshalb vom b -Quark stammende Jets (b -Jets) identifiziert werden können.

4.3.2. Transversale Masse

Mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung lässt sich die Ruhemasse eines Teilchens aus seinem Vierer-Impuls p^μ berechnen. Auf diese Weise lässt sich aus zwei im Detektor gemessenen Teilchen die Ruhemasse des Mutterteilchens berechnen. So lässt sich zum Beispiel die Ruhemasse des Top-Quarks bestimmen, indem man die Lorentzimpulse der Zerfallsprodukte (b -Jet + W -Zerfallsprodukte) misst, addiert und die Minkowski-Norm betrachtet. Wenn jedoch Neutrinos eine Rolle spielen, wie in dem Zerfall des W -Bosons zu einem geladenen Lepton und einem Neutrino, muss man die Masse über die transversale Masse M_T bestimmen. Dies ist die Masse die sich nur aus den transversalen Impulsen berechnet. Das Maximum der transversalen Masse ist dann die Ruhemasse des Mutterteilchens. Dies findet Anwendung in Messungen der W -Masse.

4.4. Top-Quark Physik

4.5. Vorhersage des Top-Quarks

Die Existenz des Top-Quarks wurde vorhergesagt um die Brechung der CP -Symmetrie zu erklären. Hiernach ist eine Brechung dieser nur möglich, wenn in den Matrixelementen eine komplexe Phase auftaucht. Dafür ist es notwendig, dass die Dimension der CKM-Matrix, die einen Faktor im Matrixelement beschreibt, mindestens drei beträgt. Daher muss mindestens eine dritte Generation von Quarks existieren[9].

4.6. Produktion von Top-Quarks

Die Entstehung von Top-Quarks ist abhängig von den kollidierenden Teilchen und der Schwerpunktsenergie der Kollision. Bei Elektron-Positron-Kollisionen wie am L EP würden Top-Quark-Paare hauptsächlich durch Annihilation zu einem Photon oder Z^0 -Boson entstehen. Am L EP geschah dies jedoch aufgrund zu geringer Schwerpunktsenergie nicht. Am T EVATRON war der vorherrschende Produktionsprozess die Annihilation von zwei

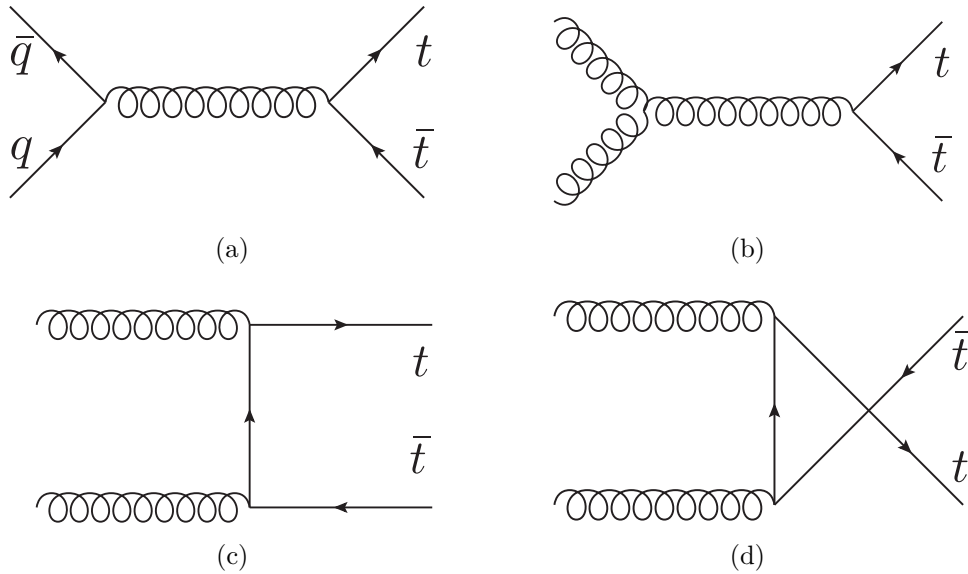


Abb. 4.1.: $t\bar{t}$ Erzeugung über die starke Wechselwirkung. (a) Annihilation (vorherrschend bei Proton-Antiproton-Kollisionen bei geringen Energien), (b)-(d) über Gluonen (vorherrschend bei Hadron-Hadron-Kollisionen bei großen Energien)[10].

leichten Quarks. Der Grund dafür ist, dass bei der Schwerpunktsenergie des T EVATRON s die ursprünglichen Konstituenten der Protonen und Antiprotonen im Gegensatz zu den See-Quarks und Gluonen eine große Rolle spielen. Bei hoher Schwerpunktsenergie dominiert die Produktion über Gluonen wie in Abb. (b)-(d) zu sehen[10]. Der Grund dafür liegt in der Energieabhängigkeit der PDF. Diese Prozesse finden am L HC statt. Der Zerfall eines Top-Quarks findet in nahezu jedem Fall über die schwache Wechselwirkung zu einem b -Quark statt.

4.7. Entdeckung und Eigenschaften

Quellen sind vor allem PDG Das Topquark wurde erstmals 1995 am T EVATRON in den Detektoren DØ und CDF nachgewiesen[11]. Mit einer Ruhemasse von $173.34 \pm 0.27(\text{stat.}) \pm 0.71(\text{sys.})$ GeV ist es das schwerste Elementarteilchen [12]. Seine Zerfallsbreite ist 2.0 ± 0.5 GeV und seine Lebensdauer ist damit ca. $5 \cdot 10^{-25}$ s (berechnet aus [13]). Diese geringe Lebensdauer liegt deutlich unter der Zeit die das Top-Quark zur Hadronisation brauchen würde. Damit ist es das einzige Quark, das zerfällt bevor es Hadronisieren kann. Dies macht es besonders leicht die Masse des Top-Quarks über seine Zerfallsprodukte zu bestimmen.

4.8. Higgs-Boson Physik

4.8.1. Der Higgs-Mechanismus

Das Higgs-Boson ist das neuste Teilchen des Standardmodells. Es wurde 1964 von Peter Higgs *et al.* zusammen mit dem Higgs-Mechanismus postuliert[14]. Der Higgs-Mechanismus erklärt, warum W^\pm - und Z^0 -Bosonen im Gegensatz zu Photonen und Gluonen eine Ruhemasse besitzen. Nach der allgemeinen Eichtheorie können Austauschbosonen keine Masse haben. Um dies zu erklären führten Higgs *et al.* das Weak-Symmetry-Breaking ein, nach welchem das Potential im Lagrangian über zwei Minima verfügt. Wenn man nun das Potential um eines der Minima entwickelt, so tauchen durch die Entwicklung neue Felder auf von denen eines das Higgs-Feld darstellt[7]. Das andere Feld spiegelt sich nur als komplexe Phase wieder und kann aufgrund der lokalen Eichinvarianz absorbiert werden. Die Existenz eines Higgs-Feldes suggeriert die Existenz eines massiven neutralen skalaren Bosons, welches Higgs-Boson genannt wird. Über die sogenannte Yukawa-Kopplung koppelt das Higgs-Boson auch an Fermionen, und erzeugt auch deren Masse.

4.8.2. Entdeckung

Im Jahr 2012 wurde am LHC in Genf ein neutrales Skalarboson mit einer Masse von $125.36 \pm 0.37(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.})$ GeV entdeckt [15]. Damit stimmt es in seinen Eigenschaften mit dem gesuchten Higgs-Boson überein. Es wurde zunächst über die Zerfallskanäle $H \rightarrow 4\ell$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow e\nu\mu\nu$ und Zerfallskanäle zu ZZ^* , WW^* , $\tau^+\tau^-$ und $b\bar{b}$ gemessen. In Abb. 4.2 sind Ergebnisse der Suche nach dem Higgs-Boson aus den kombinierten Daten für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{7}$ und $\sqrt{8}$ TeV zu sehen.

4. Theoretische Grundlagen

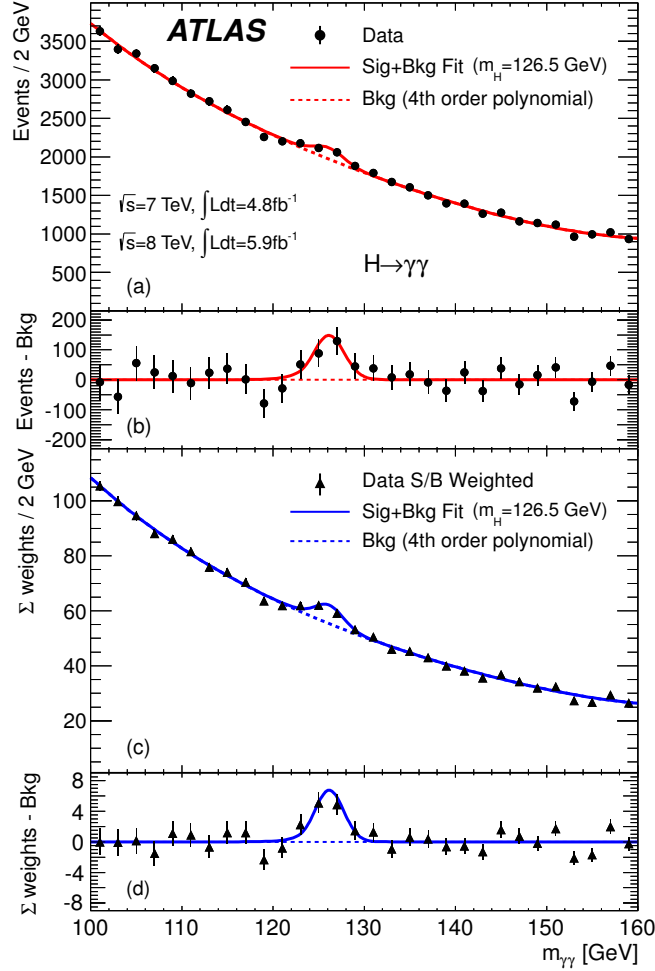


Abb. 4.2.: Ergebnisse der Suche nach dem Higgs-Boson aus [15] in dem $H \rightarrow \gamma\gamma$ -Kanal. Es ist Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von der invarianten Masse der entstehenden Photonen dargestellt. Gemessene Daten sind durch Punkte gekennzeichnet. Die gestrichelte Linie zeigt den aus Simulationen entnommenen Hintergrund. Die durchgezogenen Linien sind ein Fit für erwartete Hintergrund-Ereignisse zusammen mit durch ein 126.5 GeV schweres Higgs-Boson erzeugte Ereignisse. Die beiden schmalen Plots zeigen die Anzahl der Ereignisse nachdem der Hintergrund von den Messungen abgezogen wurde. Die zweite Hälfte des Plots zeigt die Daten nachdem die Ereignisse gewichtet wurden.

5. Werkzeuge

5.1. Werkzeuge

5.2. ROOT Data Analysis Framework

5.3. Grid-Computing

6. Ergebnisse

7. Diskussion

8. Zusammenfassung

A. Anhang

Literaturverzeichnis

- [1] L. Evans, P. Bryant, *LHC Machine*, Journal of Instrumentation **3(08)**, S08001 (2008)
- [2] K. Olive, et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C38** (2014)
- [3] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration*, The European Physical Journal C **70(3)**, 787 (2010)
- [4] ATLAS Collaboration, *Monitoring and data quality assessment of the ATLAS liquid argon calorimeter*, JINST **9**, P07024 (2014)
- [5] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Tile Calorimeter Calibration and Performance*, EPJ Web Conf. **60**, 20051 (2013)
- [6] ATLAS Collaboration, *Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with cosmic rays*, European Physical Journal C **70**, 875 (2010)
- [7] F. Halzen, A. Martin, *Quark & Leptons: an introductory course in modern particle physics*, Wiley India Pvt. Limited (2008)
- [8] X. Artru, *Classical string phenomenology. How strings work*, Physics Reports **97(2-3)**, 147 (1983)
- [9] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, in L. Wolfenstein, editor, *CP Violation*, pages 199 – 204, Elsevier, Amsterdam (1989)
- [10] B. Lemmer, *Measurement of Spin Correlations in $t\bar{t}$ Events from pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the Lepton + Jets Final State with the ATLAS Detector*, PhD Thesis (2014)
- [11] CDF, DØ Collaborations, *Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995)

- [12] ATLAS, CDF, CMS, DØ, *First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass*, ATLAS Conf (2014)
- [13] A. Quadt, *Top quark physics at hadron colliders*, European Physical Journal C **48**, 835 (2006)
- [14] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys.Rev.Lett. **13**, 508 (1964)
- [15] G. Aad, et al. (ATLAS), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716**, 1 (2012)