

# Kapitel 1

## Das CMS-Experiment am LHC

### 1.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Kreisbeschleuniger für Protonen und Ionen, der von der Europäischen Organisation für Kernforschung (CERN) in der Nähe von Genf an der schweiz-französischen Grenze betrieben wird. Die gegenläufigen Teilchenstrahlen werden in einem Ring von 26,7 km Umfang an vier Wechselwirkungspunkten (Interaction Points, IP) zur Kollision gebracht. Jeder dieser Wechselwirkungspunkte ist von einem komplexen Detektorsystem umgeben. Neben zwei Vielzweckdetektoren, ATLAS und CMS, gibt es einen auf Schwer-Ionen-Kollisionen spezialisierten Detektor, ALICE und einen Detektor, der hauptsächlich für Untersuchungen von b-Quarks konstruiert wurde, LHCb.

Die Protonenpakete werden in verschiedenen Systemen erzeugt und vorbeschleunigt, siehe dazu 1.1. Der Linearbeschleuniger LINAC 2, stellt zunächst Protonen mit einer Energie von 50 MeV bereit, diese werden dann in den Proton Synchrotron Booster (PSB) eingespeist. Der PSB erhöht die Energie der Protonen auf 1,4 GeV, bevor sie in das Proton Synchrotron (PS) weitergeleitet werden, wo sie dann auf 26 GeV beschleunigt werden. Als letzter Vorbeschleuniger dient das Super Proton Synchrotron (SPS), das die Energie der Protonen schließlich auf 450 GeV erhöht, bevor sie dann in den Hauptbeschleuniger LHC injiziert werden. Dort werden dann die Protonenpakete gesammelt und innerhalb von 20 Minuten auf ihre Endenergie beschleunigt. Der LHC ist für Protonenergien von 7 TeV ausgelegt, die Protonenpakete werden dabei von 1232 supraleitenden Dipolmagneten mit einer magnetischen Feldstärke von bis zu 8,3 T auf eine Kreisbahn gezwungen. Zwischen den Dipolmagneten befinden sich außerdem Magnete, die Feldkonfigurationen höherer Ordnung erzeugen, wie Quadrapole und Sextupole. Diese werden dazu verwendet, den Teilchenstrahl zu fokussieren und Abweichungen von der Sollbahn zu korrigieren.

Neben der Schwerpunktsenergie ist die Luminosität  $\mathcal{L}$  der wichtigste Kennwert eines Beschleunigers. Durch die Luminosität bestimmt sich die Ereignisrate eines Prozesses mit einem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  zu

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L} . \quad (1.1)$$

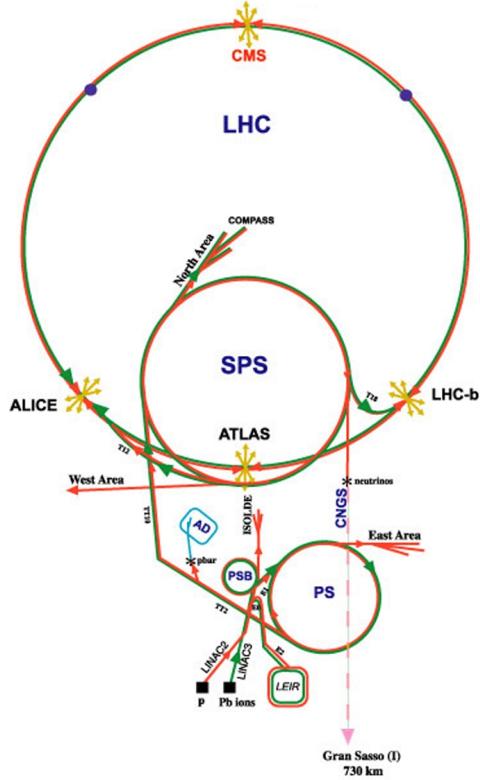


Abbildung 1.1: Schematische Skizze des LHC und seiner Vorbeschleuniger [16].

Die Luminosität hängt von der Anzahl  $N_p$  der Protonen pro Teilchenpaket, der Anzahl  $n_b$  der Pakete, der Umlauffrequenz  $f$  und dem Strahlprofil  $A$  am IP ab:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 \cdot n_b \cdot f}{A} \quad (1.2)$$

Die Designluminosität des LHC beträgt  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Die wesentlichen Charakteristika des Beschleunigers bei Designluminosität und -energie sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst.

Diese Arbeit befasst sich mit der Analyse von Daten, die im Jahre 2011 bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV genommen worden sind. In diesem Jahr wurden maximal  $1,45 \cdot 10^{11}$  Protonen zu einem Paket zusammengefasst, und maximal 1380 Pakete waren gleichzeitig im Beschleuniger vorhanden. Diese hatten einen Abstand zueinander von 50 ns. Abbildung 1.2 und 1.3 beschreiben die Entwicklung von instantaner und integrierter Luminosität des LHC im Jahre 2011. Am Ende des Jahres wurde eine integrierte Luminosität von  $5,5 \text{ fb}^{-1}$  erreicht, davon werden  $4,7 \text{ fb}^{-1}$  in dieser Arbeit zur Analyse herangezogen.

Tabelle 1.1: Design-Kenngrößen des LHC bei Proton-Proton-Betrieb [12].

Eigenschaft	Wert	Einheit
Umfang des Beschleunigers	26,66	km
Umlauffrequenz	11,2	kHz
Schwerpunktsenergie	14	TeV
Energie pro Proton	7	TeV
Energie pro Strahl	362	MJ
Strahlstrom	0,582	A
Luminosität	$1,0 \cdot 10^{34}$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Teilchenpakete pro Strahl	2808	
Protonen pro Teilchenpaket	$1,15 \cdot 10^{11}$	
Frequenz der Paketkollisionen	40	MHz
Kreuzungswinkel der Strahlen am IP	285	$\mu\text{rad}$
Radius des Strahls am IP	16,7	$\mu\text{m}$
Länge eines Teilchenpaketes	7,55	cm

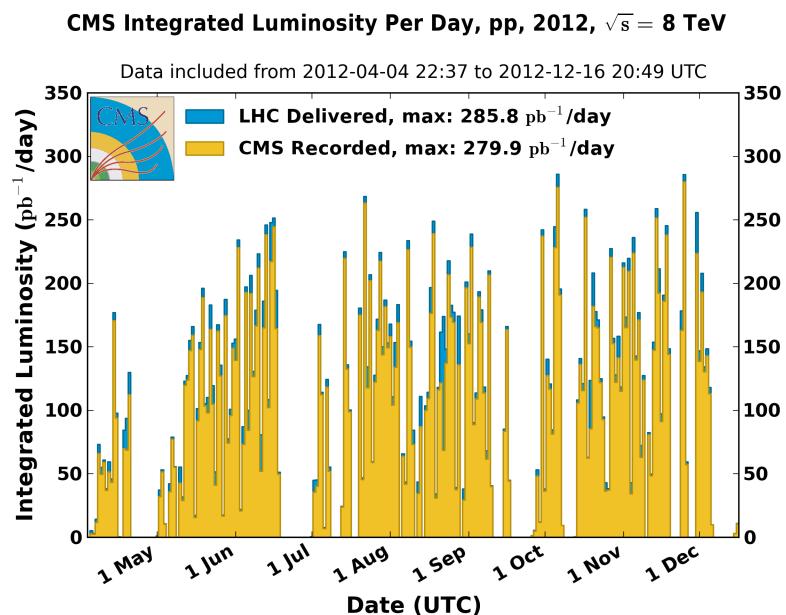


Abbildung 1.2: Zeitlicher Verlauf der maximalen Luminosität am CMS-Experiment in 2012 [1].

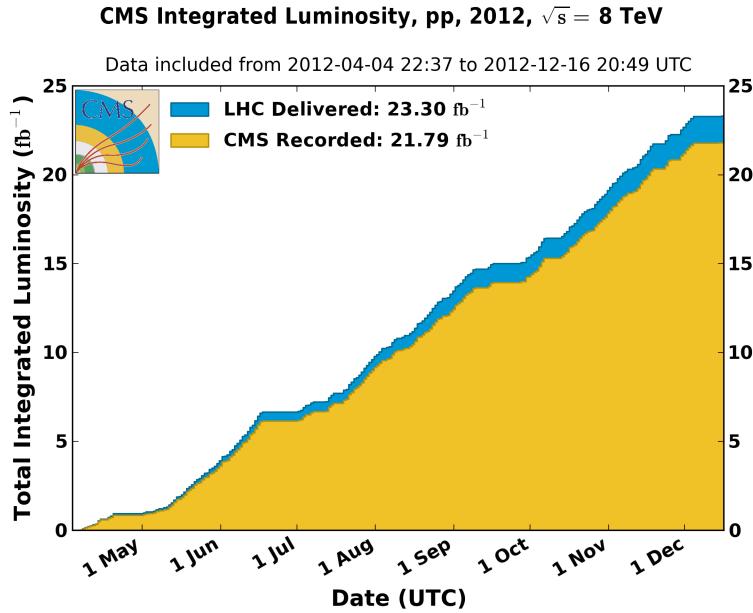


Abbildung 1.3: Zeitlicher Verlauf der totalen integrierten Luminosität am CMS-Experiment in 2012 [1].

## 1.2 Der CMS-Detektor

Der CMS-Detektor ist ein sogenannter Vielzweckdetektor, das heißt er bildet einen Kompromiss aus Generalität auf der einen sowie Spezialisierung auf besonders interessante physikalische Untersuchungen auf der anderen Seite. Der Name „Compact Muon Solenoid“ (CMS) beschreibt, auf welche Aspekte beim Design des Detektors besonderer Wert gelegt wurde.

Der CMS-Detektor ist zylindrisch aufgebaut, 21,6 m lang, hat einen Durchmesser von 14,6 m und eine Masse von 12.500 t. Trotzdem bezeichnet man den Detektor auf Grund seiner Bauweise mit wenigen Zwischenräumen zwischen den einzelnen Komponenten als „kompakt“. Dadurch wird zum einen eine optimale Ausnutzung des Magnetfeldes zur Impulsmessung gewährleistet, zum anderen verringert sich die Wahrscheinlichkeit, dass Teilchen den Detektor undetektiert durch nicht abgedeckte Gebiete verlassen.

Eine der wesentlichen Anforderungen an den CMS-Detektor ist eine sehr gute Myonrekonstruktion. Myonen geben auf Grund ihrer hohen Masse kaum Bremsstrahlung ab, bilden demnach keine elektromagnetischen Schauer und durchdringen den gesamten Detektor. Dadurch können sie sehr gut identifiziert werden. Mit seinen leistungsfahigen Spurdetektoren und das Myonkammersystem kann der CMS-Detektor diese Anforderungen sehr gut erfullen.

Das letzte namensgebende Element des Detektors ist der Solenoidmagnet, der in den Detektor integriert ist. Er erreicht eine Feldstärke von bis zu 3,8 T und kann dadurch auch bei hochenergetischen Teilchen deren Trajektorien derart verändern, dass Ladung

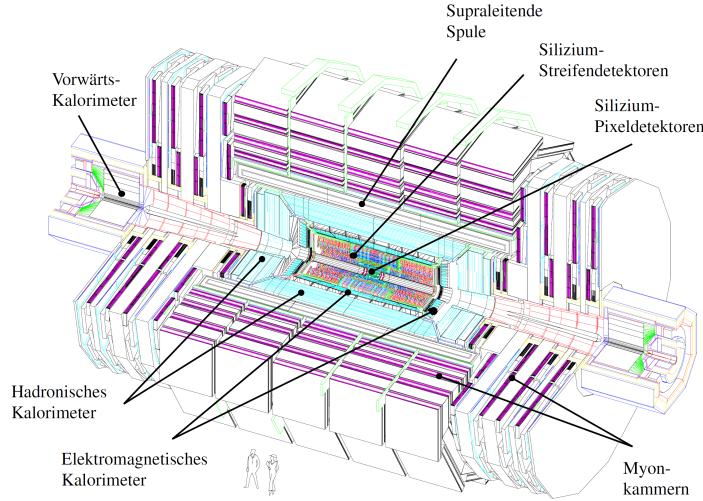


Abbildung 1.4: Schematische Skizze des CMS-Detektors [6].

und idealerweise auch der Impuls des Teilchens bestimmt werden können. So ist eine der Hauptanforderungen an den CMS-Detektor erfüllt, die Möglichkeit, die Ladung von Myonen mit einem Transversalimpuls von bis zu 1 TeV eindeutig bestimmen zu können [6].

Eine Skizze des CMS-Detektors ist in Abbildung 1.4 gezeigt. Dort ist ein Teil des Detektors entfernt, um die einzelnen Komponenten sichtbar zu machen. Der „Interaction Point“, also der Kollisionspunkt der Protonen im Zentrum des Detektors stellt den Ursprung des Koordinatensystems dar, welches von der CMS-Kollaboration genutzt wird. Dabei zeigt die x-Achse zum Mittelpunkt des Beschleunigerrings, die y-Achse nach oben und die z-Achse entsprechend eines rechtshändigen Koordinatensystems entlang der Strahlachse. Bei Angaben in Kugelkoordinaten wird der Polarwinkel  $\Theta$  mit Startwert Null auf der positiven, sowie Endwert  $\pi$  auf der negativen z-Achse verwendet. Der Azimutalwinkel  $\Phi$  ist in der x-y-Ebene senkrecht zum Strahl definiert. In der Teilchenphysik wird statt des Polarwinkels  $\Theta$  häufig die Pseudorapidität  $\eta$  genutzt, die gegeben ist durch

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\Theta}{2} \right) \right] . \quad (1.3)$$

### 1.2.1 Die Silizium-Spurdetektoren

Den innersten Kern des Detektors bilden die Spurdetektoren. Durch ihre unmittelbare Nähe zum Kollisionspunkt befindet sich nur wenig Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und der Messsensorik. Dies bewirkt eine Verringerung der Vielfachstreuung und es wird eine hochpräzise Messung ermöglicht. Aufgrund dieser genauen Spurmessun-

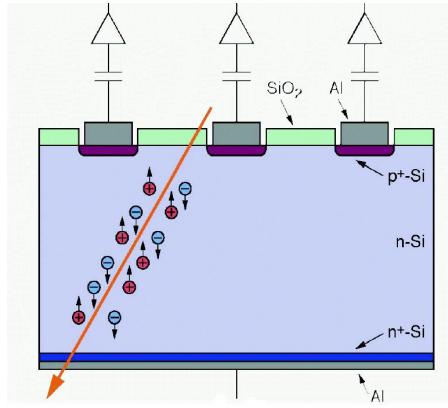


Abbildung 1.5: Skizze zur Funktionsweise eines Halbleiterdetektors [18].

gen erreicht man eine sehr gute Rekonstruktion der primären und sekundären Vertizes. Dies ist notwendig, um die O(20) Teilchenkollisionen pro Paket trennen zu können und eine gute Rekonstruktion der Sekundärvertizes zu ermöglichen, die unter anderem wichtig ist für die Identifizierung von Jets aus b-Quarks (B-Tagging).

Die Spurdetektoren bestehen aus zwei verschiedenen Systemen, dem Pixeldetektor und dem Streifendetektor. Der Pixeldetektor erreicht eine bessere Auflösung, beschränkt sich jedoch aus Kostengründen nur auf den inneren Bereich des Spurdetektors.

Die große Nähe der Silizium-Spurdetektoren zum Wechselwirkungspunkt heißt, dass die Detektoren einem sehr hohen Teilchenfluss ausgesetzt werden. Um die dadurch verursachten Schäden im Silizium-Gitter zu verringern, werden die Siliziummodule auf eine Temperatur von  $-10^\circ\text{C}$  herabgekühlt. Die Laufzeit des Pixeldetektors erreicht somit 2 Jahre bei Designluminosität, der Streifendetektor erreicht eine Lebensdauer von 10 Jahren.

### Funktionsweise eines Spurdetektors

Die Spurdetektoren im CMS-Experiment sind Silizium-Halbleiterdetektoren. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Verarmungszone eines p-n-Übergangs werden entlang seiner Spur Ladungen erzeugt. Diese fließen zur Anode bzw. Kathode ab und erzeugen dort einen elektrischen Spannungspuls, siehe Abbildung 1.5. Es lässt sich anhand des Krümmungsradius der Teilchenimpuls bestimmen:

$$F_{\text{zentripetal}} = \frac{mv^2}{r} = qvB = F_{\text{Lorentz}} \quad (1.4)$$

$$\Leftrightarrow p = qvBr \quad (1.5)$$

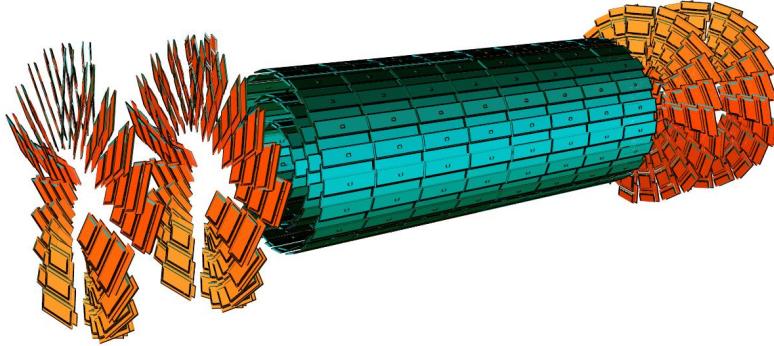


Abbildung 1.6: Schematische Skizze des Pixeldetektors. Mittig die einzelnen Module des BPIX und an deren Enden die Module des FPIX [18].

Der Spurradius  $r$  wird über die Sagitta bestimmt. Daher ist die Messgenauigkeit proportional zum Teilchenimpuls.

### **Der Pixeldetektor**

Der Pixeldetektor ist unterteilt in den Barrel Pixel(BPIX) und den Forward Pixel(FPIX), siehe Abbildung 1.6. Der BPIX besteht aus drei jeweils 53 cm langen zylindrischen Lagen mit Radien von 4,4 cm, 7,3 cm und 10,2 cm. Die beiden FPIX haben einen Durchmesser von 30 cm und bestehen aus jeweils 2 Scheiben, die bei  $|z| = 34,5$  cm und  $|z| = 46,5$  cm installiert sind. Die insgesamt 66 Millionen Pixel bedecken eine Fläche von  $1 \text{ m}^2$  und erstrecken sich bis  $|\eta| = 2,4$ . Die einzelnen Pixel haben eine Ausdehnung von  $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ . Diese ist so gewählt, dass äquivalente Auflösungen in der  $r - \Phi$ -Ebene sowie in  $z$ -Richtung erreicht werden. Durch die Lorentzkraft verteilen sich die im Silizium freigesetzten Ladungen über mehrere Pixel. Durch eine analoge Auslese der einzelnen Pixel kann dann über eine Gewichtung benachbarter Messwerte eine räumliche Auflösung von  $15 - 20 \mu\text{m}$  erreicht werden.

### **Der Streifendetektor**

Der Streifendetektor schließt sich unmittelbar an den Pixeldetektor an. Er lässt sich, wie in Abbildung 1.7 dargestellt, in vier Bereiche einteilen: Tracker Inner Barrel(TIB), Tracker Inner Disks(TID), Tracker Outer Barrel(TOB) sowie Tracker Endcap(TEC), die sich durch die Anordnung und Art ihrer Module unterscheiden. TIB und TOB sind zylindrisch um die Strahlachse angeordnet, TID und TEC bilden Endkappen senkrecht zur Strahlrichtung. Der gesamte Detektor hat einen Radius von 1,1 m bei einer Länge von 5,8 m. Damit ergibt sich eine aktive Detektorfläche von  $198 \text{ m}^2$  und eine Abdeckung

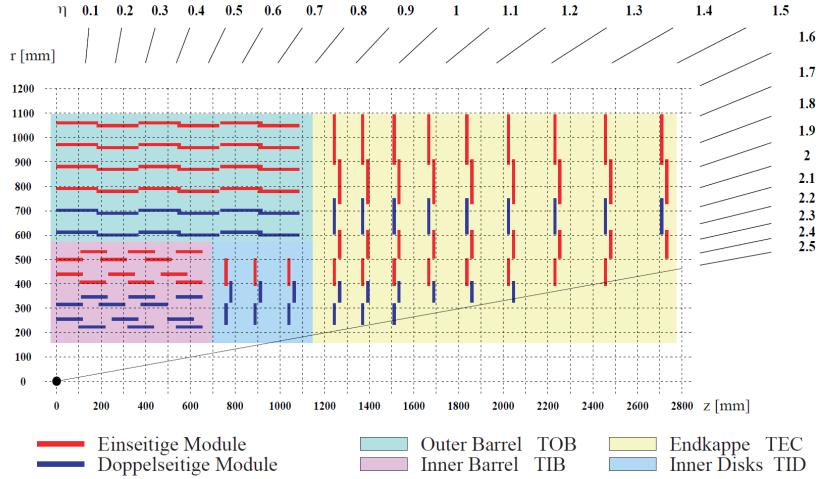


Abbildung 1.7: Schema des Streifendetektors [14].

von  $|\eta| < 2,5$ .

Insgesamt sind 9,3 Millionen Siliziumstreifen auf 15.148 Detektormodulen installiert. Neben den einseitigen gibt es auch doppelseitige Module, um die Spurauflösung zu erhöhen. Diese bestehen aus zwei einseitigen Modulen, deren Siliziumstreifen unter einem Winkelversatz von  $5,7^\circ$  Rücken an Rücken angebracht sind. Dadurch wird eine Ortsauflösung von  $23\text{--}53 \mu\text{m}$  in der  $r - \Phi$ -Ebene und  $230\text{--}530 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung ermöglicht. Die Länge der Sensoren nimmt mit steigendem Radius zu, damit ihre Okkupanz gleich bleibt. Damit wird jedoch gleichzeitig das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis verändert, dies wird durch eine ansteigende Dicke der Sensoren ausgeglichen. Diese beträgt innen  $320 \mu\text{m}$  und nimmt nach außen bis auf  $500 \mu\text{m}$  zu.

## 1.2.2 Die Kalorimeter

Das Kalorimetersystem des CMS-Experimentes setzt sich aus einem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) und einem hadronischen Kalorimeter (HCAL) zusammen. Dabei schließt sich das ECAL direkt an den Silizium-Streifendetektor an, radial dahinter angebracht ist das HCAL. In den Kalorimetern sollen alle Teilchen gestoppt und ihre Energie dabei möglichst genau vermessen werden. Davon ausgenommen sind Myonen, welche die Kalorimeter passieren und im Myonsystem näher untersucht werden sowie Neutrinos, die ausschließlich der schwachen Wechselwirkung unterliegen und so vom CMS-Detektor gar nicht direkt beobachtet werden können, sondern nur indirekt über fehlende transversale Energie.

Im ECAL werden hauptsächlich elektromagnetisch und wenig stark wechselwirkende Teilchen vermessen, also Photonen und Elektronen. Aufgabe des HCAL ist die Detektion aller stark wechselwirkenden Teilchen. Diese sind Mesonen und Baryonen, die aus Hadronisierungsprozessen hervorgegangen sind.

## Das elektromagnetische Kalorimeter

Elektronen und Photonen werden im ECAL durch zwei Prozesse ineinander umgewandelt und dabei abgebremst: Bremsstrahlung ( $e \rightarrow e\gamma$ ) und Paarbildung ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ). Es gibt mehrere Kenndaten, die einen so entstehenden Teilchenschauer beschreiben:

- Die Strahlungslänge  $X_0$  bezeichnet die Länge, nach der ein Elektron auf  $1/e$  seiner ursprünglichen Energie abgebremst wurde und ist charakteristisch für das Material, das im Kalorimeter verbaut wurde.
- Der Molière-Radius  $R_M$  beschreibt die transversale Ausdehnung des Schauers und enthält 95% der Energie des Ursprungsteilchens. Er ist in guter Näherung proportional zur Strahlungslänge.
- Der Teilchenschauer stoppt, wenn die Energie der Photonen unter die doppelte Elektronmasse und die Energie der Elektronen unter die kritische Energie  $E_C$  fällt. Für diese gilt:

$$E_C = \frac{E_0}{2^n}, \quad (1.6)$$

hierbei ist  $E_0$  die Energie des Ursprungsteilchens und  $n$  die Zahl der Strahlungslängen bis zum Unterschreiten der kritischen Energie.

Die so entstandenen Teilchen werden durch einen Szintillator detektiert und gezählt. Deren Anzahl ist proportional zur Anfangsenergie  $E_0$  des abzubremsenden Teilchens, somit ergibt sich eine Energieauflösung eines Kalorimeters von

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (1.7)$$

Im ECAL des CMS-Experimentes werden Kristalle aus Blei-Wolframat ( $PbWO_4$ ) verwendet, einem Metallglas, welches sowohl die einfallenden Teilchen effektiv abbremst als auch selbst als Szintillator dient. Es sind 61.200 Kristalle im Barrel-Bereich sowie jeweils 7.324 Kristalle in den Endkappen verbaut.  $PbWO_4$  hat aufgrund seiner hohen Dichte eine sehr kurze Strahlungslänge  $X_0 = 0,89\text{ cm}$  und einen somit kleinen Molière-Radius  $R_M = 2,2\text{ cm}$ . Es eignet sich somit sehr gut für die kompakte Bauweise des Kalorimeters. Die verwendeten Kristalle haben eine Querschnittsfläche von  $22 \times 22\text{ mm}^2$ , also in der Größenordnung des Molière-Radius, und eine Länge von 23 cm. Dies entspricht 25,8 Strahlungslängen. Das ECAL erreicht eine sehr hohe Granularität von 0,0175 rad in  $\eta$  und  $\Phi$  im Barrel-Bereich und 0,05 rad im Bereich der Endkappen. Durch diese hohe Granularität ist allerdings die Lichtausbeute pro MeV mit vier bis fünf Photoelektronen gering, so dass das Lichtsignal der Szintillatoren verstärkt werden muß und hohe Anforderungen an die verwendeten Photodioden und -trioden gestellt werden. Deswegen werden dafür im Barrel-Bereich Lawinenphotodioden (Avalanche Photodiodes, APDs)

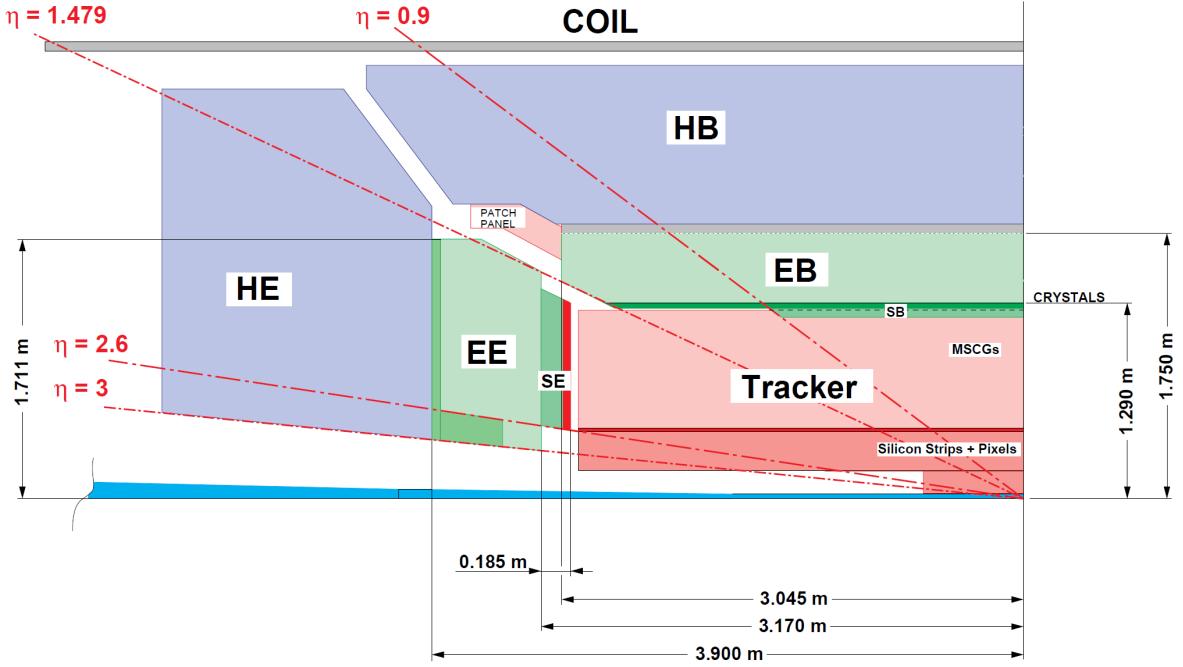


Abbildung 1.8: Anordnung des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters. Gezeigt sind jeweils der Barrel- und Endkappenbereich [16].

aus Silizium genutzt. Diese wurden speziell für CMS entwickelt. In den Endkappen sind Vakuum-Phototrioden verbaut, die eine Quanteneffizienz von 22% und eine maximale Verstärkung bis 10,2 erreichen.

Die Energieauflösung des Kalorimeters kann wie folgt parametrisiert werden:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,8\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{12\%}{E} \oplus 0,3\% \quad (E \text{ in GeV}) \quad (1.8)$$

Hier berücksichtigt der erste Term die stochastischen Schwankungen aus Gleichung 1.7, der zweite Term alle Arten von Rauschen, darunter elektronisches Rauschen und Digitalisierungseffekte. Der dritte, konstante Term schließlich berücksichtigt Kalibrationsfehler und ist dominant bei hohen Energien.

### Das hadronische Kalorimeter

Auf das ECAL folgt in radialer Richtung unmittelbar das HCAL, das zum Großteil ebenfalls noch innerhalb des Solenoidmagneten liegt. Es ist aufgeteilt in die Teile Barrel (HB), Endkappen (HE) und Vorwärtsbereich (HF), siehe Abbildung 1.8 und 1.9. Die zentralen Module decken einen Bereich von  $|\eta| \leq 3$  ab, der anschließende Vorwärtsbereich geht bis  $|\eta| = 5$ .

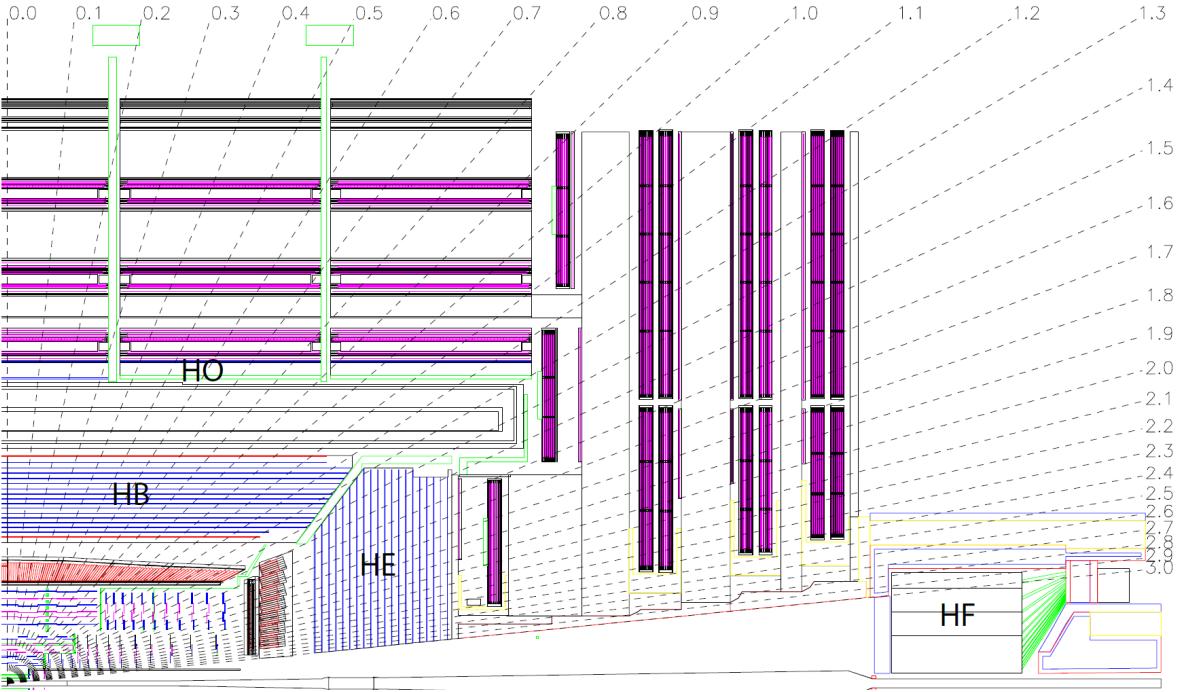


Abbildung 1.9: Übersicht des CMS-Detektors mit Outer Calorimeter (HO) und Vorwärtskalorimeter (HF) [6].

Das hadronische Kalorimeter ist als Sampling-Kalorimeter konstruiert, das absorbierende Schauermaterial ist also physikalisch vom Detektormaterial getrennt. Als Absorber wird hier Messing und als detektierendes Material Plastiksintillatoren verwendet, die mittels einer wellenlängenschiebenden Faser ausgelesen werden. Der Vorwärtsbereich des HCAL besteht aufgrund der hohen Strahlungsbelastung in Strahlrohrnähe aus einer Quarz-/Eisen-Struktur, in der die Teilchen durch Cerenkov-Licht nachgewiesen werden. Er ist 6 m hinter den Endkappen angebracht, außerhalb des Myonsystems, siehe Abbildung 1.9 und dient unter anderem der Messung fehlender transversaler Energie durch Neutrinos. Ebenso außerhalb des Solenoidmagneten befindet sich im zentralen Bereich das Outer Calorimeter (HO, Abb. 1.9). Es dient der Detektion spät aufschauernder Teilchen, die durch den Solenoiden zusätzlich abgebremst werden. Die Dicke des HCAL erreicht damit etwa 12 Strahlungslängen. Zusammen mit dem ECAL beträgt die Energieauflösung des HCAL

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1}{\sqrt{E}} \oplus 0,045 . \quad (1.9)$$

### 1.2.3 Der Solenoidmagnet

Der für den Detektor namensgebende Solenoidmagnet erzeugt ein Magnetfeld von bis zu 3,8 T. Diese hohe Feldstärke ist notwendig, um die Bahnen der bei Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV entstehenden hochenergetischen Teilchen ausreichend zu krümmen. Das Feld wird mittels einer supraleitenden Niob-Titan-Spule erzeugt. Diese ist auf 4,5 K abgekühlt und besitzt 2168 Windungen. Der umlaufende Strom von 19,5 kA erzeugt ein Feld der Energie 2,7 GJ. Es wurde Wert darauf gelegt, die massive Magnetspule so weit wie möglich außen im Detektor anzusiedeln, da sie die Messung auf Grund von Vielfachstreuung der Teilchen verfälscht. Im CMS-Detektor ist der Solenoidmagnet im Abstand von 5,9 m von der Strahlachse angebracht und erreicht eine Länge von 12,9 m.

### 1.2.4 Die Myonkammern

An den Solenoiden schließt sich das Myonsystem als letzte Detektorkomponente an. Es ist außerhalb des Solenoidmagneten in dessen Rückführjoch integriert, so dass auch hier ein Magnetfeld existiert, das jedoch dem im Inneren des Detektors entgegengerichtet ist und eine Feldstärke von 2 T aufweist. Somit wird die Myonenbahn auch hier gekrümmmt, wodurch eine Impulsmessung ermöglicht wird. Des Weiteren werden die Myonkammern durch das Rückführjoch von begleitenden elektromagnetischen Schauern und abgeschirmt. Myonen sind durch ihre vergleichsweise hohe Masse kaum ionisierend, so dass sie die inneren Detektorkomponenten annähernd ungebremst durchqueren, und damit als einzige Teilchen im Myonsystem detektiert werden. Es werden hier in Abhängigkeit von  $\eta$  drei verschiedene Arten von Gasdetektoren eingesetzt, siehe Abbildung 1.10. Beim Durchtritt eines Myons wird deren Gas ionisiert. Im Zentralbereich  $|\eta| < 0.8$  verwendet man Driftkammern (DT). Dies sind Kathodenröhren, die mit einem  $Ar/CO_2$ -Gemisch gefüllt sind. Durchfliegende Myonen ionisieren das Gas und die so entstehenden Ladungsträger fließen durch die angelegte Spannung zu den entsprechenden Elektroden ab. Bei bekannter Driftgeschwindigkeit kann die zurückgelegte Strecke berechnet werden und man erhält eine Ortsauflösung von  $250 \mu\text{m}$  pro DT und  $100 \mu\text{m}$  pro Kammer, die aus jeweils drei DTs besteht. In den Endkappen bei Pseudorapiditäten  $0.8 < |\eta| < 2.4$  befinden sich Kathodenstreifenkammern (CSC). Diese setzen sich aus jeweils sieben Lagen mit eingebrachten Kathodenstreifen zusammen, in den sechs gasgefüllten Zwischenräumen sind dazu senkrecht Anodendrähte gespannt. Dadurch wird eine feinere Segmentierung durch die kleineren Abstände zwischen Kathoden beziehungsweise Anoden erreicht. Auf Grund der so erzielten kürzeren Driftstrecke werden kürzere Reaktionszeiten von 25 ns erreicht, was dem Abstand zweier Kollisionen entspricht. Zusätzlich zu den DTs und CSCs sind im gesamten  $\eta$ -Bereich Resistive Plate Chambers (RPC) verbaut. Diese bestehen aus jeweils zwei Bakelitplatten, die gasgefüllt sind und zwischen denen eine hohe Spannung anliegt. Sie zeichnen sich durch ihre kurze Reaktionszeit aus und verbessern somit die Zuordnung der Spuren zu den Kollisionen. Ein die RPC durchquerendes Teil-

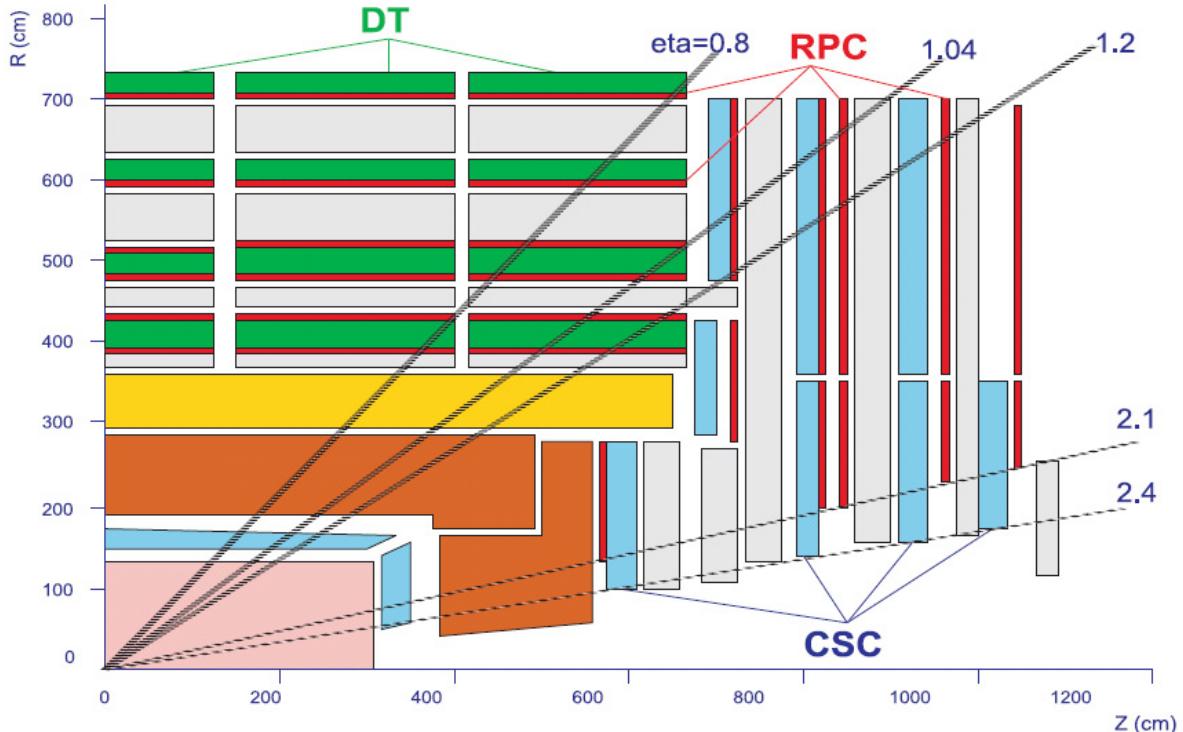


Abbildung 1.10: Das Myonsystem bei CMS [9].

chen löst eine lawinenartige Kaskade aus, die von 96 Aluminiumstreifen ausgelesen wird. Im Barrelbereich sind 370, in den Endkappen 432 RPCs verwendet. Die Impulsauflösung des Myonsystems in Kombination mit dem inneren Spurdetektor ergibt sich zu

$$\frac{\delta p_T}{p_T} = 0,04\sqrt{p_T} \quad (p_T \text{ in TeV}). \quad (1.10)$$

### 1.2.5 Das Triggersystem

Bei Design-Luminosität kommt es innerhalb des CMS-Detektors zu  $10^{10}$  Wechselwirkungen pro Sekunde. Von diesen können allerdings nur etwa  $10^2$  Ereignisse pro Sekunde zur späteren Analyse gespeichert werden. Die Zeit zwischen zwei Paketkollisionen beträgt 25 ns. Die Datenrate muss also von 40 MHz auf 100 Hz verringert werden. Zu diesem Zweck wurden zwei Triggersysteme entwickelt: der hardwarebasierte Level-1-Trigger und der softwarebasierte High-Level-Trigger (HLT).

## **Level-1-Trigger**

Der Level-1-Trigger setzt sich aus einem Myon- und einem Kalorimeter-Trigger zusammen. Er triggert die vier Elektronen, Photonen, Tau-Jets, zentralen Jets und Forward-Jets mit der höchsten transversalen Energie, die vier Myonen mit dem höchsten transversalen Impuls sowie den  $\eta$ - und  $\Phi$ -Wert dieser Objekte mit reduzierter Granularität und Auflösung des Detektors. Diese Objekte werden dann dem HLT als Startwert übergeben, wenn der Level-1-Trigger entscheidet, das Ereignis vollständig auszulesen. Für diese Entscheidung wird etwa  $1\ \mu\text{s}$  benötigt. Währenddessen werden die gesamten Detektorinformationen für  $3,2\ \mu\text{s}$  in einem Puffer zwischengespeichert. Die dem HLT übergebene Eventrate liegt im kHz-Bereich.

## **High-Level-Trigger (HLT)**

Der softwarebasierte HLT arbeitet mit komplexeren Algorithmen und nutzt die komplette Detektorinformation zur Entscheidung und Berechnung von interessanten Objekten, wie z.B. einem hochenergetischen Myon. Als Startwerte des Rekonstruktionsalgoritmus werden die oben beschriebenen Objekte des Level-1-Triggers benutzt. Dieser Algorithmus ist zwar gegenüber denen des Level-1-Triggers komplexer, im Vergleich zur späteren Nachverarbeitung der Daten aber vereinfacht, da man immer noch mit einer sehr hohen Datenrate arbeitet. Der HLT prozessiert die Daten in Pfaden. Dabei werden nach jedem Schritt die Trigger-Entscheidungen zurückgegeben und dadurch Pfade gestoppt oder sogar das ganze Ereignis verworfen. Der HLT ist also effektiv in einen N-Level-Trigger unterteilt.

Die Softwareumgebung des Triggers ist dieselbe, die auch für die Ereignisgenerierung, die Detektorsimulation und die nachfolgende Analyse benutzt wird.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen, aus denen die Materie aufgebaut ist, als Fermionen sowie die zwischen ihnen wirkenden Kräfte. In Tabelle 2.1 ist die Gruppe der Fermionen mit ihren wichtigsten Eigenschaften beschrieben, die aus sechs Leptonen und sechs Quarks besteht. Außerdem gibt es zu jedem Elementarteilchen noch ein Antiteilchen mit gleicher Masse, Spin und Isospin, jedoch negierten additiven Quantenzahlen.

Die Wechselwirkung zwischen den Fermionen wird im Standardmodell der Teilchenphysik über den Austausch von Eichbosonen mit ganzzahligem Spin. Diese Bosonen stellen die Quantisierungen der entsprechenden Felder dar: das Photon  $\gamma$  der elektromagnetischen Wechselwirkung, die  $W^\pm$ - sowie  $Z^0$ -Bosonen der schwachen Wechselwirkung sowie acht Gluonen der starken Wechselwirkung. Die jeweiligen Prozesse werden durch die Quantenelektrodynamik und die Quantenchromodynamik theoretisch beschrieben, für eine tiefergehende Erläuterung siehe [3].

Eine spezielle Position nimmt das Higgs-Boson im Standardmodell ein. Es trägt als einziges Teilchen den Spin 0 und verleiht den schwachen Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  ihre Masse. Die CMS- [8] und ATLAS-Experimente [5] am LHC präsentierten am 4. Juli 2012 die Entdeckung eines Higgs-artigen, neuen Teilchens.

### 2.2 Das Top-Quark am LHC

Das Top-Quark wurde 1973 von M. Kobayashi und T. Maskawa [11] postuliert, um die CP-Verletzung im Kaonenzersetzung zu erklären und 1995 als letztes Fermion experimentell durch das CDF-Experiment [10] sowie das DØ-Experiment [13] nachgewiesen. Der

Tabelle 2.1: Die drei Teilchenfamilien von Quarks und Leptonen mit ihren Quantenzahlen.  $Q$  bezeichnet die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung,  $T_3$  die dritte Komponente des schwachen Isospins,  $Y$  die Hyperladung [18].

	1	2	3	$Q [e]$	$T_3$	$Y$	Farbe
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ $u_R$ $d_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ $c_R$ $s_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ $t_R$ $b_R$	$2/3$ $-1/3$ $2/3$ $-1/3$	$1/2$ $-1/2$ $0$ $0$	$1/3$ $1/3$ $4/3$ $-2/3$	$rgb$ $rgb$ $rgb$ $rgb$
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$ $\nu_{e,R}$ $e_R^-$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$ $\nu_{\mu,R}$ $\mu_R^-$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$ $\nu_{\tau,R}$ $\tau_R^-$	$0$ $-1$ $-1$	$1/2$ $-1/2$ $0$	$-1$ $-1$ $0$	$-$ $-$ $-$

aktuell beste Messwert der Topmasse,

$$m_t = 173,3 \pm 0,5 \text{ (stat.)} \pm 1,3 \text{ (syst.)} \text{ GeV ,} \quad (2.1)$$

beruht auf der Auswertung von  $4.9 \text{ fb}^{-1}$  Daten, die im Jahre 2011 am LHC gesammelt wurden [7]. Das Top-Quark ist damit das schwerste Fermion.

### 2.2.1 Erzeugung von Top-Quark-Paaren

Die bei der Toppaererzeugung durch Proton-Proton-Kollisionen am LHC vorherrschenden Prozesse sind die Quark-Antiquark-Anihilation

$$q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow t(p_3) + \bar{t}(p_4) \quad (2.2)$$

sowie die Gluon-Gluon-Fusion

$$g(p_1) + \bar{g}(p_2) \rightarrow t(p_3) + \bar{t}(p_4) . \quad (2.3)$$

Hier bezeichnet  $p_i$  die Viererimpulse der jeweiligen Teilchen. Abbildung 2.1 zeigt die Feynman-Graphen niedrigster Ordnung dieser Prozesse. Anhand dieser können nun die quadrierten Matrixelemente für die beiden Produktionsmechanismen berechnet werden.. Diese Matrixelemente sind über die Anfangszustände gemittelt und über die Endzustände summiert:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 (q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}) = (4\pi\alpha_s)^2 \frac{8}{9} \left( 2 \frac{(p_1 \cdot p_3)^2 + (p_2 \cdot p_3)^2}{(p_1 + p_2)^4} + \frac{m_t^2}{(p_1 + p_2)^2} \right) , \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}|^2 (g\bar{g} \rightarrow t\bar{t}) &= (4\pi\alpha_s)^2 \left( \frac{(p_1 + p_2)^4}{24(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_3)} - \frac{3}{8} \right) \\ &\cdot \left( 4 \frac{(p_1 \cdot p_3)^2 + (p_2 \cdot p_3)^2}{(p_1 + p_2)^4} + \frac{4m_t^2}{(p_1 + p_2)^2} - \frac{m_t^4(p_1 + p_2)^4}{(p_1 \cdot p_3)^2(p_2 \cdot p_3)^2} \right) . \end{aligned} \quad (2.5)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt auf Partonniveau ergibt sich mit dem Flussfaktor  $(2(p_1 + p_2))^{-1}$  und dem Phasenraumelement für einen  $2 \rightarrow 2$ -Prozess zu:

$$d\hat{\sigma} = \frac{1}{2(p_1 + p_2)^2} \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) |\overline{\mathcal{M}}|^2 \quad (2.6)$$

Um den Wirkungsquerschnitt für Proton-Proton-Kollisionen zu bestimmen, müssen die Partondichtefunktionen  $f_i$  berücksichtigt werden, welche die im Proton enthaltenen Partonen beschreiben. Damit ergibt sich:

$$d\sigma = \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 f_1(x_1, Q^2) f_2(x_2, Q^2) d\hat{\sigma} . \quad (2.7)$$

Hier bezeichnet  $Q^2$  den Energieübertrag und  $x$  den Impulsanteil des entsprechenden Partons am Gesamtimpuls. Die Produktion von Top-Paaren erreicht genau oberhalb der doppelten Top-Masse ihr Maximum. Dies entspricht bei Schwerpunktsenergien, die am LHC erreicht werden, nur einem kleinen Impulsanteil  $x$  am Gesamtimpuls des Protons. Die Partondichteverteilung ist abhängig von diesem Impulsanteil und liefert für kleine  $x$ -Werte einen großen Gluonanteil. Daher werden am LHC Top-Paare überwiegend über Gluonfusion produziert. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Top-Paar-Produktion unter Berücksichtigung von Diagrammen zweiter Ordnung (NNLO) bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV berechnet sich zu  $163_{-10}^{+11}$  pb [17].

Abbildung 2.2 zeigt den Wirkungsquerschnitt verschiedener Prozesse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Man sieht, daß der Top-Wirkungsquerschnitt mit der Schwerpunktsenergie stärker ansteigt als wichtige Untergrundprozesse wie z.B. Z- oder QCD-Ereignisse, es ergibt sich somit ein deutlicher physikalischer Gewinn.

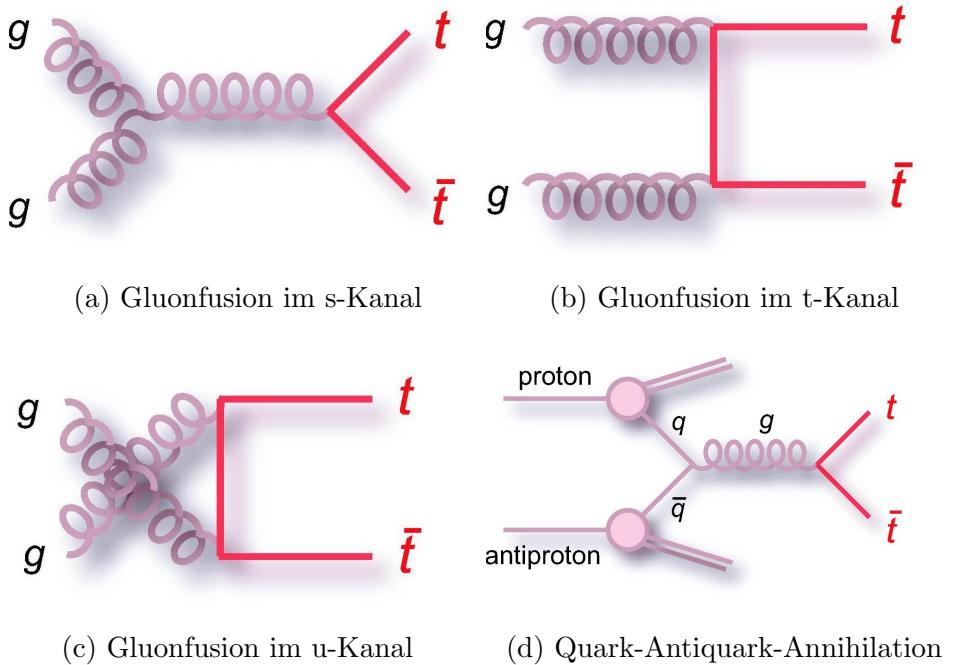


Abbildung 2.1: Produktionsmechanismen von Top-Paaren. [15]

## 2.2.2 Top-Quark-Zerfall

Das Top-Quark zerfällt über die schwache Wechselwirkung fast ausschließlich in ein W-Boson und ein b-Quark. Dieser Zerfall wird durch die CKM-Matrix beschrieben

$$B_b = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2} = |V_{tb}|^2 \quad (2.8)$$

unter der Annahme, dass drei Familien von Quarks existieren und damit der Unitarität der CKM-Matrix. Vernachlässigt man die Masse des b-Quarks und betrachtet nur die niedrigste Ordnung, so ergibt sich für die Zerfallsbreite des Top-Quarks

$$\Gamma(t \rightarrow bW) = \frac{G_F m_t^3}{\sqrt{2} 8\pi} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2 \frac{m_W^2}{m_t^2}\right). \quad (2.9)$$

Bei den aktuell gemessenen Top- und W-Massen ergibt sich somit eine Zerfallsbreite des Top-Quarks von  $\approx 1,4 \text{ GeV}$  und damit eine Lebensdauer von  $\tau_{Top} \approx 4,7 \cdot 10^{-25} \text{ s}$ . Diese liegt deutlich unterhalb der typischen Hadronisationsdauer  $\tau_{had} \propto 1/\Lambda_{QCD}$ . Tops bilden

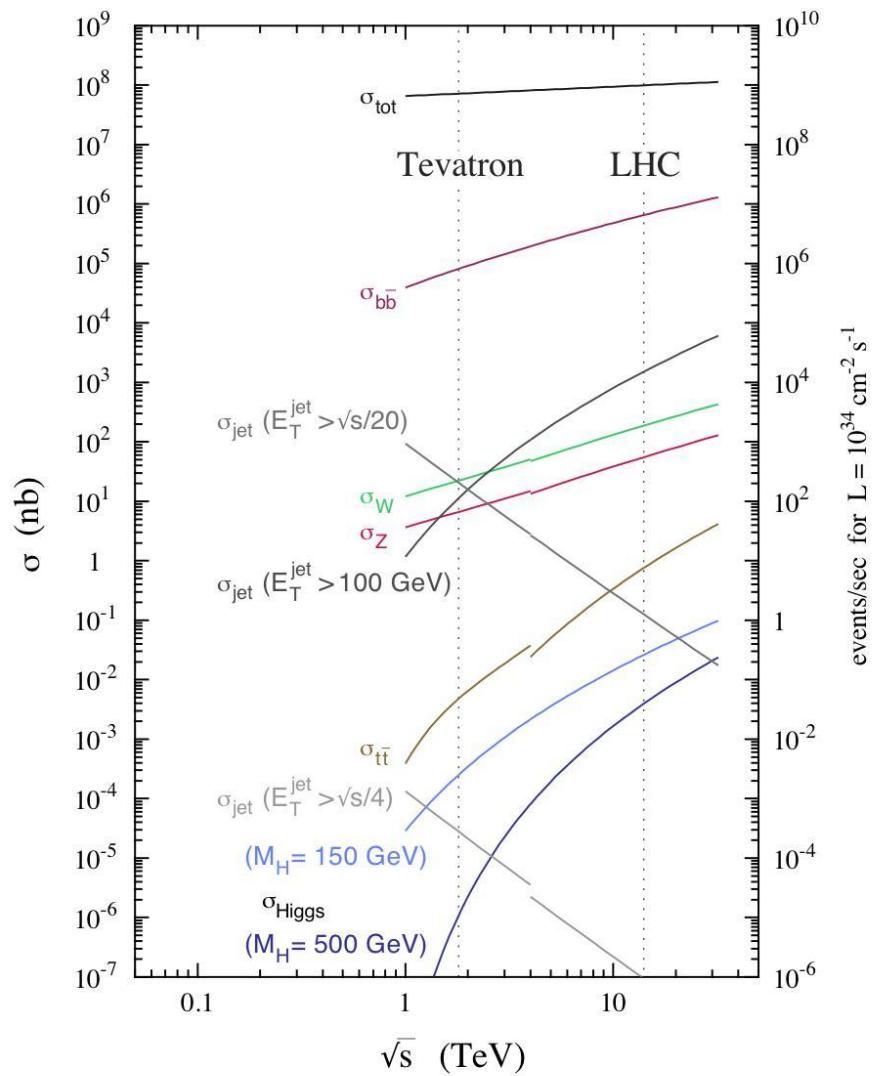


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie [4].

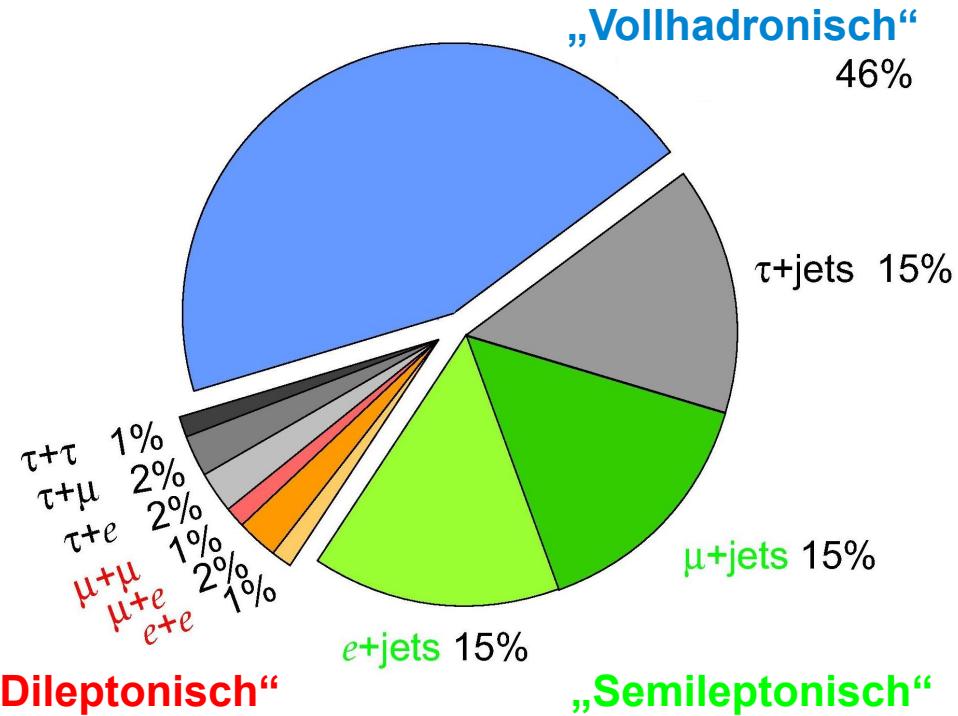


Abbildung 2.3: Verzweigungsverhältnis der verschiedenen Zerfallskanäle von Top-Paaren [15].

deswegen als einzige Quarks keine gebundenen Zustände, bevor sie zerfallen. Sie zerfallen direkt und bieten dadurch besondere Möglichkeiten zur Untersuchung des „freien“ Quarkzustandes, insbesondere auch der Kopplungen des Top-Quarks wie in Kapitel 2.3 beschrieben.

Die aus dem Zerfall des Top-Quarks entstandenen W-Bosonen zerfallen ihrerseits wiederum im Verhältnis, das in Abbildung 2.3 gezeigt ist, leptonisch oder hadronisch. Der in dieser Analyse betrachtete semileptonische Kanal mit einem Myon im Endzustand hat demnach ein Verzweigungsverhältnis von 15 %.

## 2.3 Anomale Kopplungen des Top-Quarks

Wie oben beschrieben erlaubt das Top-Quark eine direkte Untersuchung des Quark-Photon-Vertex und dessen Kopplungen. Abweichungen von Standardmodell-Vorhersagen würden auf eine anomale Struktur dieses Vertizes hindeuten und somit auch auf Physik jenseits des Standardmodells.

Die Kopplungen der Quarks können bis zu einer Skala  $\Lambda$  durch einen Satz von Opera-

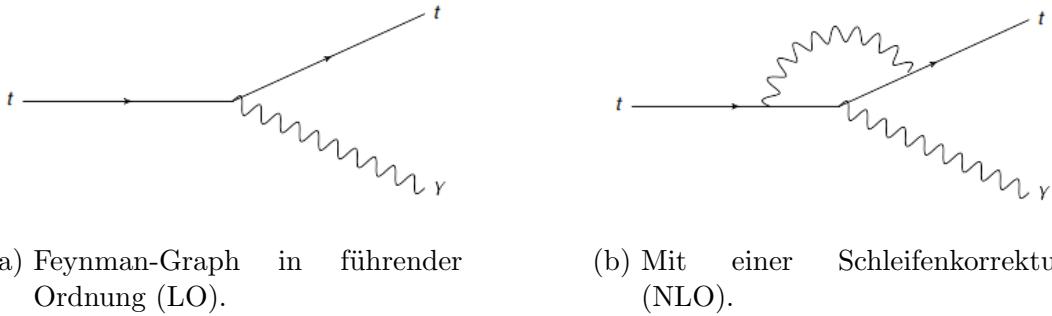


Abbildung 2.4: Der Top-Photon-Vertex [19].

toren  $O_x$ , sogenannten effektiven Operatoren, parametrisiert werden [2]. Diese sind in einer Lagragedichte enthalten, welche die Form einer Taylorentwicklung mit komplexen Koeffizienten  $C_x$  besitzt:

$$\mathcal{L}^{\text{eff}} = \sum \frac{C_x}{\Lambda^2} O_x + \dots \quad (2.10)$$

Der Top-Photon-Vertex ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Dessen Lagragedichte ergibt sich zu [2]

$$\mathcal{L}_{\gamma tt} = -eQ_t \bar{t}\gamma^\mu t A_\mu - e\bar{t} \frac{i\sigma^{\mu\nu}q_\nu}{m_t} (d_V^\gamma + id_A^\gamma \gamma_5) t A_\mu . \quad (2.11)$$

Der erste Term ist ein reiner Standardmodell-Beitrag und hängt linear von der elektrischen Ladung  $Q_t$  des Top-Quarks ab. Damit ist der  $t\bar{t} + \gamma$  Wirkungsquerschnitt proportional zu  $Q_t^2$ . Im zweiten Term entsprechen die Vektor- und Axial-Vektor-Formfaktoren  $d_V^\gamma$  und  $d_A^\gamma$  Beiträge von Schleifenkorrekturen erster Ordnung, sie beschreiben das magnetische bzw. elektrische Dipolmoment des Top-Quarks. Von den oben angesprochenen acht Operatoren  $O_x$  beinhalten  $d_V^\gamma$  und  $d_A^\gamma$  die Operatoren  $O_{uB\Phi}^{33}$  und  $O_{uW}^{33}$ . Sie parametrisieren die Abweichung von der Vorhersage des Standardmodells gemäß

$$\delta d_V^\gamma = \frac{\sqrt{2}}{e} \text{Re} [c_W C_{uB\Phi}^{33} + s_W C_{uW}^{33}] \frac{vm_t}{\Lambda^2} \quad (2.12)$$

$$\delta d_A^\gamma = \frac{\sqrt{2}}{e} \text{Im} [c_W C_{uB\Phi}^{33} + s_W C_{uW}^{33}] \frac{vm_t}{\Lambda^2} . \quad (2.13)$$

Sollten  $\delta d_V^\gamma$  bzw.  $\delta d_A^\gamma$  von Null verschiedene Werte annehmen, so wäre das ein Indikator für Phänomene jenseits des Standardmodells. Eine Messung dieser Konstanten ist möglich über die Untersuchung des magnetischen bzw. elektrischen Dipolmoments des Top-Quarks. Das magnetische Dipolmoment ist über Spinkorrelationsmessungen zugänglich, während das elektrische Dipolmoment am Top-Photon-Vertex untersucht werden kann. Abweichungen vom Standardmodell lassen sich beispielsweise am Energiespektrum des Photons ablesen, hier wird für größere Werte von  $d_A^\gamma$  ein härteres Spektrum erwartet.

# Literaturverzeichnis

- [1] CMS Luminosity - Public Results, 2013.
- [2] J.A. Aguilar-Savedra, *A minimal set of top anomalous couplings*, Nuclear Physics B **812**(1) (2009), 181–204.
- [3] Christoph Berger, *Elementarteilchenphysik*, Springer-Verlag, 1992.
- [4] Stefano Catani, *Aspects of QCD, from the Tevatron to the LHC*, arXiv:hep-ph/0005233 (2000).
- [5] The ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B **716**(1) (2012), 1–29.
- [6] The CMS Collaboration, *The CMS Experiment at the CERN LHC*, Journal Of Instrumentation **3** 08 (2008), S08004.
- [7] ———, *LHC Combination: Top Mass*, Tech. Report CMS-PAS-TOP-12-001, CERN, 2012.
- [8] The CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B **716**(1) (2012), 30–61.
- [9] E. James et al., *Muon Identification in CMS*, CMS AN **2005/047** (2005).
- [10] F. Abe et al., *Observation of top quark production in  $p\bar{p}$  collisions with the collider detector at fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74**(14) (1995), 2626–2631.
- [11] M. Kobayashi et al., *CP-Violation in the Renormalizable Theory of weak interaction*, Progress of Theoretical Physics **49**(2) (1973), 652–657.
- [12] Oliver Brüning et al., *LHC Design Report Vol. 1: The LHC Main Ring*, CERN, 2004.

- [13] S. Abachi et al., *Search for High Mass Top Quark Production in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, Phys. Rev. Lett. **74**(13) (1995), 2422–2426.
- [14] Benedikt Hegner, *Integration von Si-Streifenmodulen in den Vorwärtsbereich des zentralen CMS-Spurdetektors*, Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH Aachen, 2004.
- [15] Ann Heinson, *Useful Diagrams of Top Signals and Backgrounds*, 2009.
- [16] Felix Höhle, *Untersuchung von Spinkorrelationen im semileptonischen Top-Paar-Zerfall mit dem CMS-Experiment*, Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH Aachen, 2010.
- [17] Nikolaos Kidonakis, *Next-to-next-to-leading soft-gluon corrections for the top quark cross section and transverse momentum distribution*, Phys. Rev. D **82**(11) (2010), 114030.
- [18] Yvonne Kuessel, *Massenbestimmung von Top-quarks mit semileptonischen Top-Paar-Zerfällen am CMS-Detektor*, Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH Aachen, 2009.
- [19] Heiner Josef Antonius Tholen, *Study of the Inclusive  $t\bar{t} + \gamma$  Cross Section with the CMS Experiment*, Masterarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH Aachen, 2012.