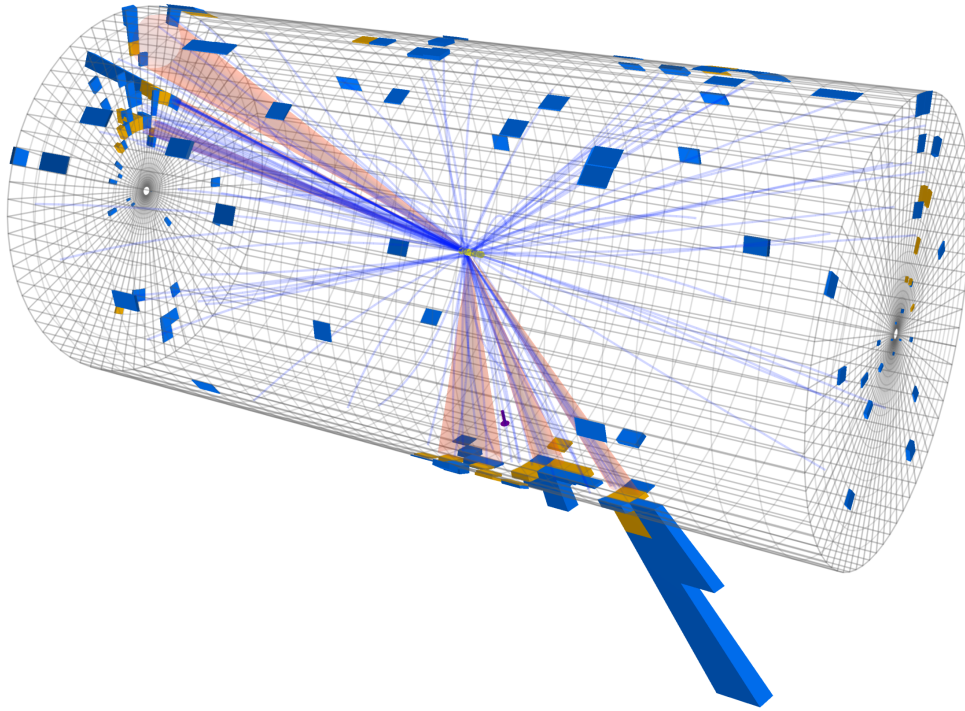


Studium von Top-Quark-Paaren am LHC



Alexander Fröhlich, Arne Reimers

Universität Hamburg

Praktikum für Fortgeschrittene

2019

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	7
2.2	Physik des Top-Quarks	9
2.2.1	Top-Quark-Produktion am LHC	10
2.2.2	Masse und Zerfall des Top-Quarks	12
3	Der LHC und das CMS-Experiment	17
3.1	Der Large Hadron Collider	17
3.2	Teilchen-Identifizierung im Detektor	18
3.3	Jets und Jet Energie Korrekturen	21
4	Datensatz und Monte-Carlo-Simulation	23
5	Vorbereitung (vor Praktikumsbeginn)	25
6	Aufgaben	27
6.1	Event Displays mit dem iSpy Webinterface	27
6.2	Einführung in das Analyse-Framework	28
6.3	Aufgabe 1: Eigenschaften von Top-Quark-Ereignissen	28
6.3.1	Aufgabe 1.1:	28
6.3.2	Aufgabe 1.2	28
6.4	Aufgabe 2: Messung des Wirkungsquerschnitts	29
6.5	Aufgabe 3: Rekonstruktion der Top Quark Masse	30
6.5.1	Methode zur Rekonstruktion	30
6.5.2	Messung der rekonstruierten Top Quark Masse	32
7	Auswertung	35

1 Einleitung

Es ist das Ziel der Elementarteilchenphysik, die elementaren Bausteine der Natur sowie die fundamentalen Gesetze ihrer Wechselwirkung zu entdecken und zu untersuchen. Man glaubt heute, dass die uns bekannte Materie aus einigen wenigen Sorten von Teilchen zusammengesetzt ist, zwischen denen als elementar angesehene Kräfte herrschen. Um in diese Welt der kleinsten Strukturen einzudringen, werden hohe Teilchenenergien benötigt. Der zur Zeit größte und leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger den die Menschheit je gebaut hat, ist der LHC. Hier werden Protonen zur Kollision gebracht, um die Eigenschaften der elementaren Teilchen genau zu studieren oder völlig neue Teilchen zu entdecken. Am LHC stehen dafür bislang unerreichte Energien zur Verfügung, was nie gekannte Präzision bei der Vermessung des massereichsten bekannten Teilchens, des Top-Quarks, ermöglicht.

Sie werden bei diesem Versuch eine Messung mit realen Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV vom CMS Detektor aufgenommen wurden, durchführen. Sie sollen selbstständig den Produktionswirkungsquerschnitt von Top-Quark-Paaren ermitteln und auch die Top-Quark-Masse rekonstruieren. Dabei wenden Sie aktuelle Methoden der experimentellen Teilchenphysik an und lernen die gründliche Behandlung von statistischen und systematischen Unsicherheiten. Am Ende können sie Ihr Ergebnis mit offiziell am LHC gemessenen Werten vergleichen!

Eine Messung an Collider-Experimenten besteht im Allgemeinen aus mehreren Komponenten. Die Zerfallsprodukte eines Kanals werden von dem Detektor gemessen, sodass anschließend Techniken benötigt werden um die Zerfallsobjekte der richtigen Zerfallskaskade zuzuordnen. In diesem Versuch wenden wir uns dem Zerfall von Top-Quark-Paaren zu, wie schematisch in Abbildung 1 dargestellt. Ihre Aufgabe wird es sein, diesen Zerfallsbaum mit Hilfe einer Analyse-Software zu rekonstruieren und von anderen Standard-Modell-Prozessen zu unterscheiden.

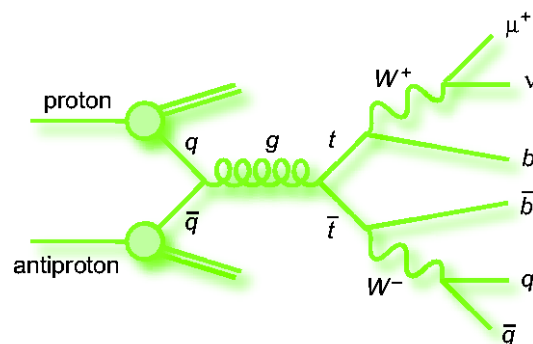


Abbildung 1: Feynman-Diagramm eines Top-Antitop-Zerfalls. Der gezeigte Endzustand enthält zwei Quarks, zwei b-Quarks, ein Myon sowie ein Neutrino.

Für die Versuchsdurchführung stellen wir Ihnen einen Unix-Rechner und ein Analyse-Framework basierend auf Python zur Verfügung. Dieses Framework ist selbstverständlich noch sehr unvollständig und wird während der Versuchsdurchführung von Ihnen vervoll-

ständig und erweitert.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wollen wir Ihnen den theoretischen Hintergrund, der für diesen Versuch relevant ist, vermitteln. Dazu fassen wir die relevantesten Aspekte des Standardmodells (SM) der Teilchenphysik, das die fundamentalen Bestandteile und Wechselwirkungen der Natur beschreibt, in Abschnitt 2.1 zusammen. Eine detaillierte Einführung finden Sie in der entsprechenden Fachliteratur [1, 2]. Da das Top-Quark in diesem Versuch eine besondere Rolle spielt, wird es in Abschnitt 2.2 noch einmal gesondert eingeführt und diskutiert.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik bildet den wichtigsten theoretischen Rahmen für die Phänomene der Teilchenphysik und der große Erfolg des Modells ist beeindruckend. So wurden viele Vorhersagen des Standardmodells durch zahlreiche Experimente sehr genau bestätigt. Insbesondere die Entdeckung vorhergesagter Elementarteilchen verdeutlicht dessen Mächtigkeit. Und dennoch deckt das SM in seiner jetzigen Form nicht alle Beobachtungen ab. So ist unter anderem die Gravitation nicht im SM enthalten. Des Weiteren gibt es Hinweise auf dunkle Materie und dunkle Energie, die weder direkt durch ein Experiment beobachtet werden konnten, noch durch das SM vorhergesagt sind.

Nach heutigem Wissensstand setzt sich die gesamte sichtbare Materie unseres Universums aus den fundamentalen Teilchen des Standardmodells zusammen. Diese unterteilt man nach ihrem Spin in Fermionen (Spin-1/2) und Bosonen (Spin-1).

Innerhalb der Fermionen unterscheidet man zwischen geladenen ($Q = -1$) und neutralen ($Q = 0$) Leptonen, sowie up-artige ($Q = 2/3$) und down-artige ($Q = -1/3$) Quarks. Abschließend werden die verschiedenen Leptonen und Quarks jeweils nach aufsteigender Masse in Paaren zusammengefasst und bilden die drei Generationen der Elementarteilchen. Zusätzlich dazu enthält das Standardmodell zu jedem Teilchen ein Antiteilchen mit den selben Eigenschaften, aber umgekehrter Ladung. Eine Auflistung der Fermionen ist in Tabelle 1 zu finden.

		Generationen		
		1.	2.	3.
Leptonen	Neutral ($Q = 0$)	ν_e	ν_μ	ν_τ
	Geladen ($Q = -1$)	e	μ	τ
Quarks	up-artig ($Q = +\frac{2}{3}$)	u	c	t
	down-artig ($Q = -\frac{1}{3}$)	d	s	b

Tabelle 1: Fermionen des SM mit ihrer Ladung (Q) [3].

Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen werden durch die Eichbosonen vermittelt. Dazu gehören das Photon (γ), die geladenen W-Bosonen (W^\pm), das neutrale Z^0 -Boson, sowie die 8 Gluonen. Eine Übersicht der Bosonen und deren Eigenschaften findet sich in Tabelle 2.

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch den Austausch virtueller Photonen vermittelt. Photonen koppeln zu Teilchen mit elektrischer Ladung, sind jedoch selbst elektrisch neutral und können folglich nicht mit sich selbst wechselwirken. Die zugrundeliegende Theorie ist die Quantenelektrodynamik (QED), die auf der $U(1)_Q$ -Symmetriegruppe basiert.

Die schwache Wechselwirkung wird über die W^\pm - und Z^0 -Bosonen übertragen. Diese vermitteln zwischen den Fermionen mit schwachem Isospin T_3 . Durch die hohen Massen der W-Bosonen von $m_W = 80,4 \text{ GeV}/c^2$ und der Z-Masse von $m_Z = 91,2 \text{ GeV}/c^2$ ist die Reichweite der Wechselwirkung sehr gering. Im Bestreben die Kräfte des Standardmodells zu Vereinheitlichen gelang es die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung miteinander zu verknüpfen. Es resultiert die elektroschwache Theorie, die auf der $SU(2)_L \times SU(1)_Y$ -Symmetrie beruht. Die Quantenzahl $Y = 2(Q - T_3)$ ist dabei die Hyperladung.

Ein wichtiges Phänomen der elektroschwachen Wechselwirkung ist die Möglichkeit der Quarks durch Kopplung an ein W-Boson nicht nur in ein Quark der selben Generation, sondern auch anderer Generationen überzugehen. Jedes Quark trägt eine sogenannte *Flavour*-Quantenzahl mit sich, weshalb man auch von Flavour-ändernden geladenen Strömen spricht. Die Übergangswahrscheinlichkeit eines Quark-Flavours zu einem anderen wird über die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)-Matrix beschrieben, die wie folgt lautet [3]:

$$\mathbf{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,974 & 0,225 & 0,004 \\ 0,225 & 0,973 & 0,041 \\ 0,009 & 0,040 & 0,999 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Für geladenen Leptonen wurde bisher kein solcher Übertritt der Generationen beobachtet. Jedoch konnte in den letzten Jahren mit Hilfe verschiedener großer Neutrino-Experimente die Neutrinooszillation nachgewiesen werden. Der oszillierende Übergang der Neutrinos in den drei Generationen ist der entscheidende Hinweis darauf, dass Neutrinos eine Masse besitzen.

Masselose Gluonen stellen die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung dar. Sie koppeln an die *Farbladung*, die in den Zuständen blau, rot und grün sowie den entsprechenden Anti-Zuständen auftreten. Die zugrundeliegende Theorie ist die Quantenchromodynamik

Eichboson	Masse [GeV]	Wechselwirkung	Materieteilchen
8 Gluonen	0	stark	Quarks
W^\pm - und Z^0 -Bosonen	$m_W = 80,4$ $m_Z = 91,2$	schwach, elektromagnetisch	Quarks, Leptonen
Photon	0	elektromagnetisch	Quarks, geladene Leptonen

Tabelle 2: Die Eichbosonen des SM mit ihren Massen, Wechselwirkungen und den Materieteilchen, an die sie koppeln.

(QCD) mit ihrer Symmetriegruppe $SU(3)_C$ ¹. Aus der Gruppe der Leptonen tragen lediglich Quarks Farbladung. Darüber hinaus trägt das Gluon selbst Farbladung mit sich, sodass eine Selbstwechselwirkung unter Gluonen möglich ist. Können somit bei hohen Energien und damit kleinen Abständen der Quarks und Gluonen noch als quasi-freie Teilchen behandelt werden, ist dies mit anwachsendem Abstand nicht mehr möglich. Kommt es in Folge einer Teilchenkollision zur Separierung von Quarks und Gluonen wächst der einzige freie Parameter (α_s) und die Energie des Farbfeldes stetig an. Sie steigt solange an, bis es energetisch günstiger ist ein neues Quark-Antiquark Paar zu bilden. Dies wiederholt sich so lange, bis die Energie des Feldes nicht mehr ausreicht um ein neues Paar zu bilden. Diesen Prozess bezeichnet man als Hadronisierung und den entstehenden kollimierten Teilchenschauer als Jet.

2.2 Physik des Top-Quarks

Seit seiner Entdeckung im Jahr 1995 am Proton-Antiproton-Beschleuniger Tevatron, spielt das Top-Quark eine bedeutende Rolle in der Teilchenphysik. Das liegt insbesondere daran, dass es mit einer Masse von $m_t = 173,34 \pm 0,76$ GeV [4] das Schwerste aller Quarks ist. Während am Tevatron Top-Quarks bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1,96$ TeV² erzeugt wurden, ist seit 2010 eine Produktion bei 7 TeV bzw. 8 TeV durch den Large Hadron Collider (LHC) möglich. Bereits 2011 wurden über 800 000 Top-Quark-Paare am LHC erzeugt, was die Möglichkeit offenbart, die Eigenschaften des Top-Quarks sehr präzise zu untersuchen. Darüber hinaus ermöglicht es zahlreiche Suchen nach neuer Physik jenseits des Standardmodells, bei der Top-Quarks eine wichtige Rolle spielen.

Im Folgenden geht es um die Erzeugung von Top-Quark-Paaren, sowie um deren Zerfall – vorrangig unter den Voraussetzungen des LHC – und darüber hinaus um das Top-Quark jenseits des SM. Ein umfangreicher Überblick zur Physik des Top-Quarks kann in [5, 6] gefunden werden.

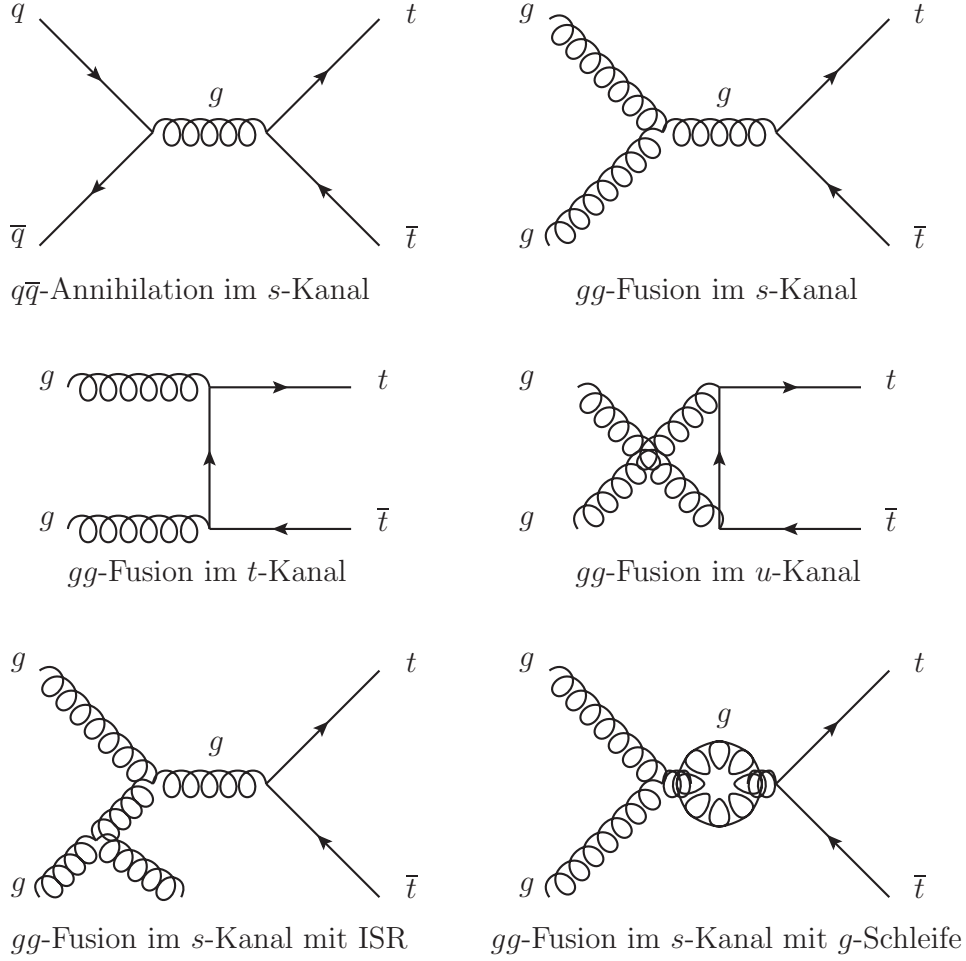


Abbildung 2: Feynman-Diagramme zur $t\bar{t}$ -Produktion in verschiedenen Kanälen. In den ersten beiden Reihen wird die $t\bar{t}$ -Produktion in führender Ordnung gezeigt. In der dritten Reihe ist, aufgrund der ISR bzw. g -Schleife, die $t\bar{t}$ -Produktion in der nächst-führenden Ordnung zu sehen.

2.2.1 Top-Quark-Produktion am LHC

Die Produktion von Top-Quark-Paaren im SM wird hauptsächlich über die starke Wechselwirkung vermittelt. Top-Quark-Paare können sowohl in Quark-Antiquark-Annihilationen als auch in Gluon-Gluon-Fusionen produziert werden. Abbildung 2 veranschaulicht diese Prozesse. Zur Erzeugung eines $t\bar{t}$ -Paares muss die Schwerpunktsenergie der wechselwirkenden Partonen \hat{s} mindestens der doppelten Top-Quark-Masse (≈ 350 GeV) entsprechen. Aus diesem Grund müssen Partonen, unter der Annahme von $x_1 = x_2$, den Impulsbruchteil

$$x_{1,2} \geq \frac{350 \text{ GeV}}{1,96 \text{ TeV}} \approx 0,2 \text{ (Tevatron)}, \quad x_{1,2} \geq \frac{350 \text{ GeV}}{8 \text{ TeV}} \approx 0,04 \text{ (LHC)} \quad (2)$$

¹ C steht für *colour* und meint in diesen Zusammenhang die Farbzustände der starken Wechselwirkung.

²Bei der Entdeckung des Top-Quarks entsprach die Schwerpunktsenergie am Tevatron $\sqrt{s} = 1,8$ TeV. Erst 2001 wurde die Schwerpunktsenergie auf 1,96 TeV erhöht.

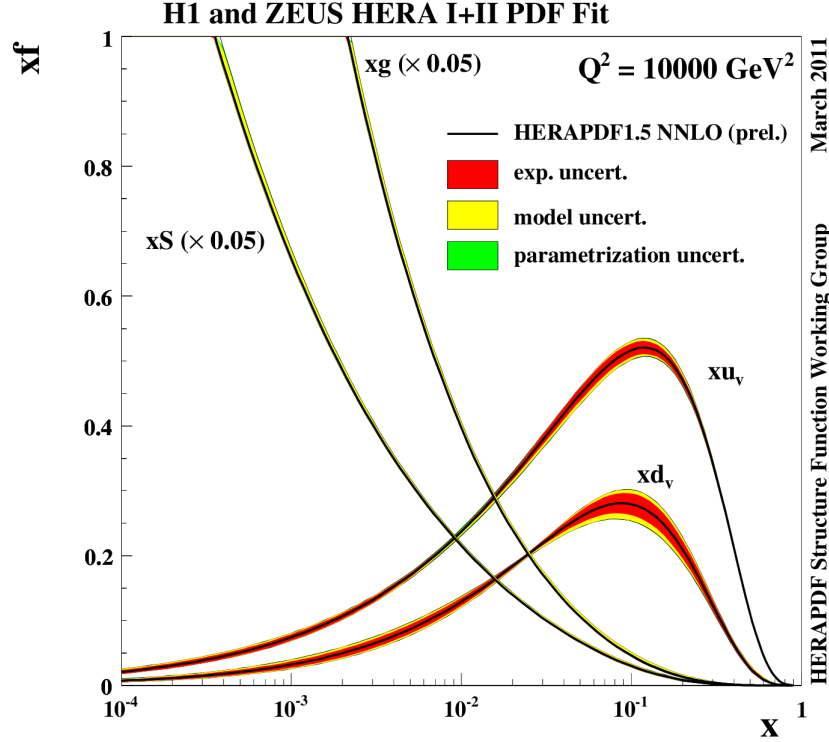


Abbildung 3: Parton-Dichte-Funktionen (PDFs) des Protons als Funktion des Impulsbruchteils x . Für einen Viererimpulsübertrag von $Q^2 = 10000 \text{ GeV}^2$ sind die PDFs der Valenzquarks (u_v, d_v), Seequarks (S) und Gluonen (g) abgebildet [7].

besitzen, um $t\bar{t}$ -Paare erzeugen zu können. Abbildung 3 ist zu entnehmen, dass die Valenzquarks bei einem Impulsbruchteil von 0,2 in den PDFs dominant sind. Deshalb überwiegt die Quark-Antiquark-Annihilation zur $t\bar{t}$ -Paar-Produktion am Tevatron zu einem Anteil von ungefähr 85 %. Am LHC liegt ein ähnlicher Anteil zugunsten der Gluon-Gluon-Fusion vor. Die dortige Schwerpunktsenergie von 8 TeV erlaubt zur $t\bar{t}$ -Produktion kleinere Impulsbruchteile, bei denen die Gluondichten steil ansteigen.

Am LHC wird bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ein inklusiver $t\bar{t}$ -Wirkungsquerschnitt von $229^{+24}_{-26} \text{ pb}$ in NLO [8] und $246^{+9}_{-11} \text{ pb}$ in NNLO vorhergesagt [9]. In Abbildung 4 ist der $t\bar{t}$ -Produktionswirkungsquerschnitt in genäherter NNLO-Präzision eingezeichnet. Die Messwerte bei $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ mit dem D0- und CDF-Experiment sowie bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ mit dem CMS-Experiment stimmen gut mit der Vorhersage überein.

Zusätzlich zu der $t\bar{t}$ -Produktion können über die schwache Wechselwirkung einzelne Top-Quarks erzeugt werden. Die Produktionskanäle in niedrigster Ordnung sind Abbildung 5 zu entnehmen. Der t -Kanal, bei dem das Top-Quark über die Fusion eines W -Bosons und eines b -Quarks erzeugt wird, ist dabei der dominante Prozess. Der inklusive Wirkungsquerschnitt des t -Kanals beträgt $87,2 \text{ pb}$ am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV.

Da u -Quarks die dominanten Valenzquarks in den PDFs bei pp -Beschleunigern sind, ist die Top-Quark-Produktion im t -Kanal ladungsasymmetrisch. Es hat des Weiteren zur Folge, dass die Produktion von Top-Quarks (56,4 pb) der Produktion von Antitop-Quarks (30,7 pb) mit einem Verhältnis von ungefähr 2:1 überwiegt. Im s -Kanal liegt mit dem Zerfall in ein Top und ein Antibottom (3,79 pb) und deren Antiteilchen (1,76 pb) der analoge Sachverhalt vor.

Die assoziierte Produktion (tW -Kanal) einzelner Top-Quarks ist ladungssymmetrisch, weil im Anfangszustand ein Gluon und ein (Anti)b-Quark enthalten ist. Für beide Zustände beträgt der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt 11,1 pb [10].

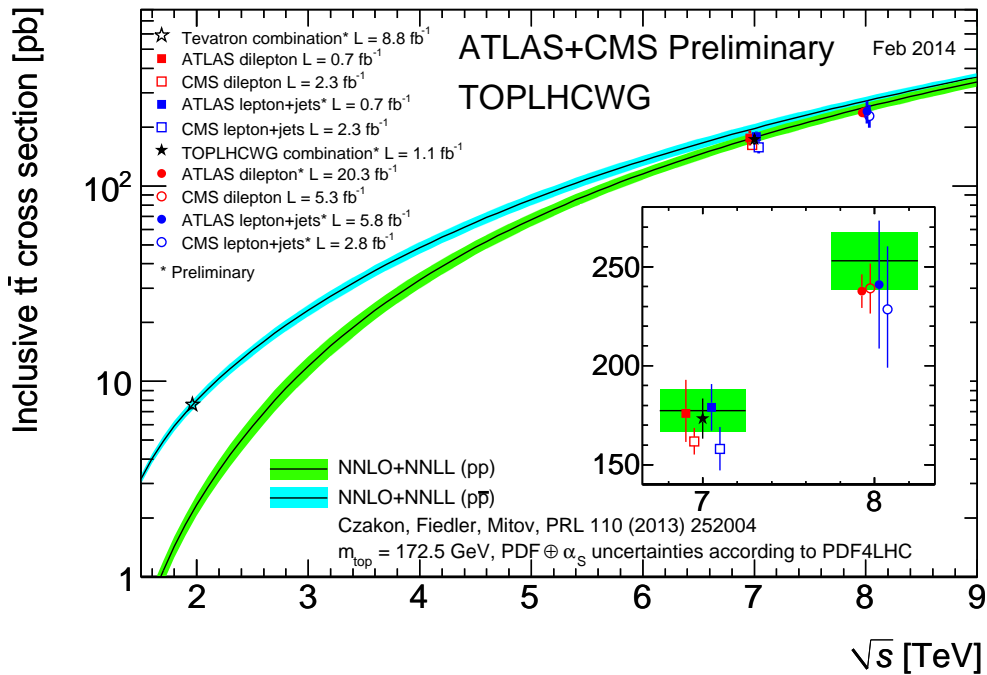


Abbildung 4: Der $t\bar{t}$ -Produktionswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie. Eingezeichnet sind die Messungen am Tevatron bei $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, sowie die Messungen des CMS- und ATLAS-Experiments am LHC bei 7 TeV und 8 TeV in verschiedenen Zerfallskanälen [11].

2.2.2 Masse und Zerfall des Top-Quarks

Die Polmasse des Top-Quarks ist ein fundamentaler Parameter des SM. Direkte Messungen am Tevatron ergeben einen Wert von $m_t = 173,2 \pm 0,9$ GeV [12]. Mit einer Unsicherheit von 0,5 % ist die Top-Quark-Masse damit sehr präzise vermessen.

Das Top-Quark kann im SM ausschließlich in ein down-artiges Quark und ein W -Boson zerfallen. Die jeweilige Zerfallsrate ist proportional zum Quadrat der Elemente der CKM-Matrix $|V_{tq}|^2$ ($q = d, s, b$), sodass der Zerfall in ein W -Boson und ein b -Quark mit ca.

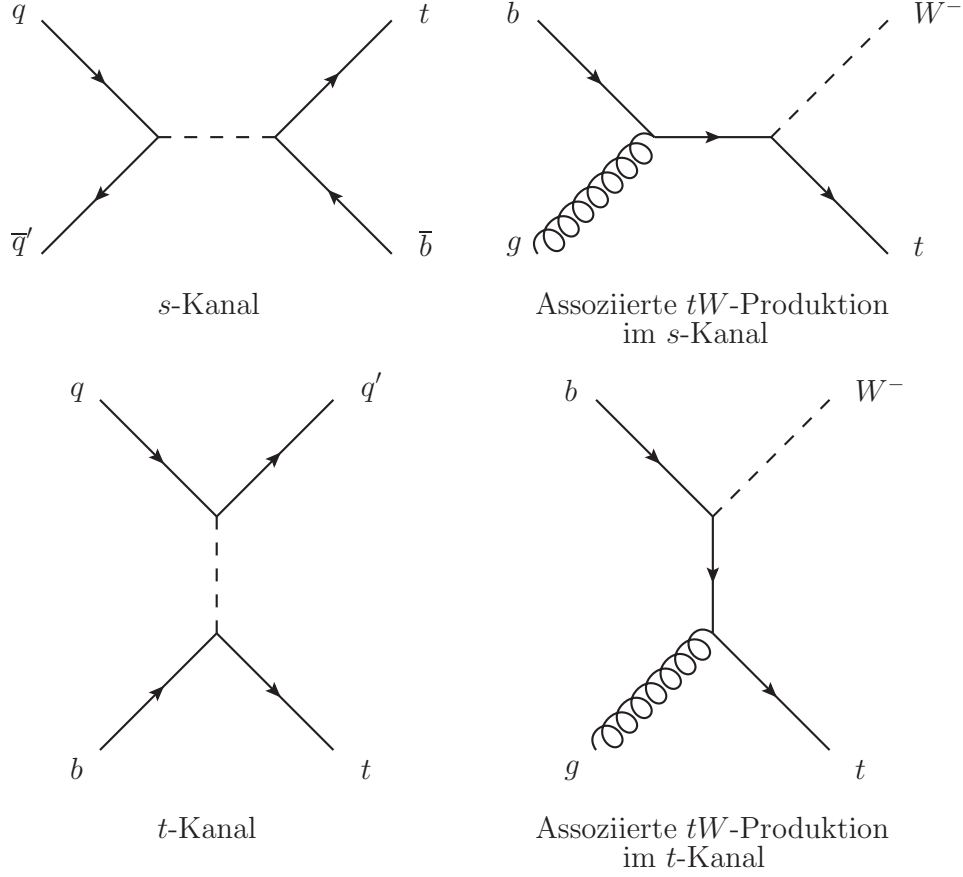


Abbildung 5: Feynman-Diagramme zur Produktion einzelner Top-Quarks in führender Ordnung.

99,9% dominiert (vgl. Gleichung (1)). Die totale Zerfallsbreite Γ_t des Top-Quarks im SM ist $\Gamma_t = 1,33 \text{ GeV}$ [13]. Die große Zerfallsbreite des Top-Quarks hat eine sehr kurze Lebensdauer von $\tau_t = \frac{1}{\Gamma_t} \approx 5 \cdot 10^{-25} \text{ s}$ zur Folge. Die Zeitskala, die Quarks zur Hadronisierung benötigen, liegt in der Größenordnung $\tau_{\text{had}} \sim 10^{-24} \text{ s}$. Top-Quarks zerfallen demzufolge bevor sie hadronisieren können, sodass keine gebundenen $t\bar{t}$ -Zustände (*Toponium*) existieren.

Entsprechend des Zerfalls eines Top-Quarks hat der Zerfall eines $t\bar{t}$ -Paares, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$, zwei W-Bosonen und b-Quarks im Endzustand. Die W-Bosonen zerfallen anschließend entweder in ein geladenes Lepton und das zugehörige Neutrino oder in ein $q\bar{q}$ -Paar. Der Zerfall in Quark-Paare, die Top-Quarks enthalten, ist aus kinematischen Gründen verboten, da die Masse des Top-Quarks die Masse des W-Bosons übersteigt. Der Zerfall des W-Bosons lässt somit drei Zerfallskanäle für den $t\bar{t}$ -Zerfall zu, die in Abbildung 6 dargestellt sind. Die Verzweungsverhältnisse der $t\bar{t}$ -Zerfallskanäle sind in Tabelle 3 zu finden.

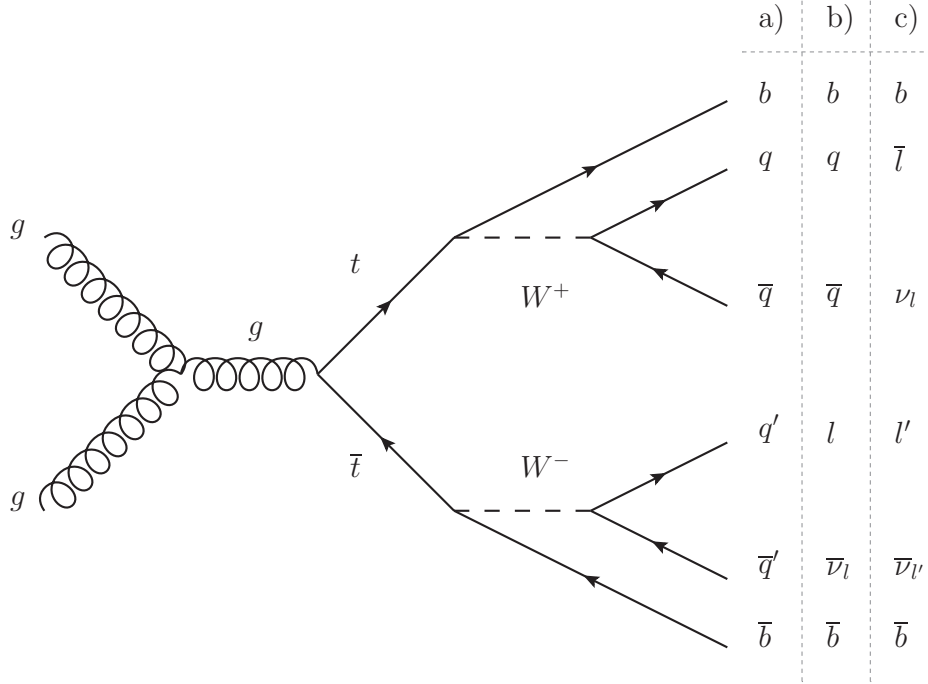


Abbildung 6: Feynman-Diagramm zur $t\bar{t}$ -Produktion in führender Ordnung durch gg -Fusion. Gezeigt ist außerdem der weitere Zerfall im voll hadronischen (a)), semileptonischen (b)) und dileptonischen (c)) Kanal.

Voll hadronischer Kanal

Die größte Zerfallsrate mit 45,7 % liegt vor, wenn beide W -Bosonen hadronisch zerfallen:

$$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'q''\bar{q}'''$$

Neben der großen Zerfallsrate hat dieser Kanal den Vorteil, dass alle Teilchen im Endzustand (zumindest prinzipiell) gemessen werden können. Dem entgegen steht ein sehr großer hadronischer Untergrund, der die Rekonstruktion von Quarks zum entsprechenden $t\bar{t}$ -Ereignis erschwert.

Semileptonischer Kanal

Die zweitgrößte Rate (43,8 %) für einen Endzustand liegt vor, wenn eines der W -Bosonen hadronisch und das andere leptonisch zerfällt:

$$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'l\bar{\nu}_l$$

In der Praxis wird der semileptonische Kanal auf ein Elektron oder Myon im Endzustand beschränkt, weil das τ -Lepton weiter in Neutrinos und Hadronen bzw. Myonen und Elektronen zerfällt, ehe es detektiert werden kann³. Die Zerfallsrate für diesen Kanal reduziert

³Prozesse, bei denen das τ -Lepton in ein Myon oder Elektron zerfällt werden jedoch mit berücksichtigt.

sich damit auf 29,8 %. Dessen ungeachtet vereint der semileptonische Zerfallskanal die Vorteile einer großen Zerfallsrate und eines überschaubaren Untergrundes. Die Hauptuntergrundquellen sind W- und Z-Bosonen in Verbindung mit Jets (sogenannte *W-* bzw. *Z-Jets*), einzelne Top-Quarks sowie QCD-Ereignisse. Des Weiteren wird die Rekonstruktion eines $t\bar{t}$ -Ereignisses dadurch erschwert, dass das Neutrino nicht detektiert wird.

Für diesen Praktikumsversuch wird der semileptonische $t\bar{t}$ -Zerfallskanal mit einem Myon (Myon+ Jets-Kanal) im Endzustand betrachtet.

Dileptonischer Kanal

Der dileptonische Zerfallskanal hat mit 10,5 % die kleinste Zerfallsrate. Beide W-Bosonen zerfallen leptonisch, sodass zwei verschieden geladene Leptonen sowie zwei Neutrinos im Endzustand vorliegen:

$$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l\bar{l}'\nu_{l'}$$

Da die geladenen Leptonen verhältnismäßig leicht vom Untergrund unterschieden werden können, hat der dileptonische Zerfallskanal die reinste Signatur. Aufgrund der fehlenden Energie der beiden Neutrinos jedoch, kann die Struktur des $t\bar{t}$ -Ereignisses nur sehr schwer rekonstruiert werden. Des Weiteren besteht die bereits für den semileptonischen Zerfallskanal beschriebene Problematik, dass es sich bei einem geladenen Lepton oder beiden geladenen Leptonen um ein τ -Lepton bzw. zwei τ -Leptonen handelt. Schließt man τ -Leptonen im Endzustand aus, reduziert sich die Zerfallsrate auf 4,6 %.

Kanal	Rate [%]	Kanal	Rate [%]
Dileptonisch	$10,50 \pm 0,12$	ee	$1,16 \pm 0,02$
		$\mu\mu$	$1,12 \pm 0,02$
		$\tau\tau$	$1,27 \pm 0,03$
		$e\mu$	$2,27 \pm 0,04$
		$e\tau$	$2,42 \pm 0,05$
		$\mu\tau$	$2,38 \pm 0,05$
Semileptonisch	$43,80 \pm 0,40$	$e+\text{Hadronen}$	$14,53 \pm 0,19$
		$\mu+\text{Hadronen}$	$14,29 \pm 0,21$
		$\tau+\text{Hadronen}$	$15,21 \pm 0,28$
Voll hadronisch	$45,70 \pm 0,26$		

Tabelle 3: $t\bar{t}$ -Zerfallskanäle und ihre Verzweigungsverhältnisse nach dem Zerfall der beiden W-Bosonen [3].

3 Der LHC und das CMS-Experiment

Um das Standardmodell zu überprüfen und Hinweise auf Physik jenseits des Modells zu erhalten, bedient man sich in der Teilchenphysik oft großer Beschleuniger. Der zurzeit weltweit leistungsstärkste Beschleuniger ist der LHC. Er befindet sich am CERN und liefert dort den vier großen Experimenten Teilchenkollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu $\sqrt{s} = 14$ TeV. Darunter auch dem CMS Universaldetektor, dessen aufgenommene Daten, aus dem Jahr 2011, Sie in diesem Versuch analysieren. Im Folgenden Kapitel werden der LHC [14], sowie die Identifizierung von Teilchen mit dem CMS-Detektor beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise eines Detektors, sowie der Identifizierung von Teilchen ist [15, 16] zu entnehmen.

3.1 Der Large Hadron Collider

Der LHC ist mit einem Umfang von 26,7 km der bislang größte von Menschen gebaute Teilchenbeschleuniger. Der Tunnel, in dem Protonen zu einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV beschleunigt werden, liegt in 100 m Tiefe am CERN⁴-Gelände und dessen Umgebung.

Die durch Ionisation von Wasserstoff erzeugten Protonen [17] durchlaufen eine Reihe von verschiedenen Vorbeschleunigern, bevor die Protonen in zwei gegenläufige Röhren des LHC injiziert werden (Abbildung: 9). Diese Vorbeschleunigerreihe besteht aus einem Linearbeschleuniger (LINAC 2), dem Proton Synchrotron (PS) und dem Super Proton Synchrotron (SPS). Die Protonen werden am PS auf 25 GeV und anschließend am SPS auf 450 GeV beschleunigt, ehe sie in den LHC eingespeist und an vier festgelegten Punkten zur Kollision gebracht werden. Diese Kollisionspunkte sind von den folgenden Detektoren ummantelt:

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment)
- ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)
- CMS (Compact Muon Solenoid)
- LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment)

Die Multifunktionsdetektoren ATLAS [18] und CMS sind so konstruiert, dass eine Vielzahl von Standardmodell-Messungen und darüber hinaus Suchen nach Physik jenseits des Standardmodells möglich sind. Außerdem konnten die ATLAS- und CMS-Experimente bereits die Existenz des Higgs-Bosons nachweisen.

Im Gegensatz zu den Multifunktionsdetektoren sind ALICE [19] und LHCb [20] für speziellere Aufgaben konstruiert. So werden bei ALICE Blei-Ionen zur Kollision gebracht, um ein Quark-Gluon-Plasma zu erzeugen und zu untersuchen. Beim LHCb-Experiment wird

⁴Europäische Organisation für Kernforschung. Formal **Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire**.

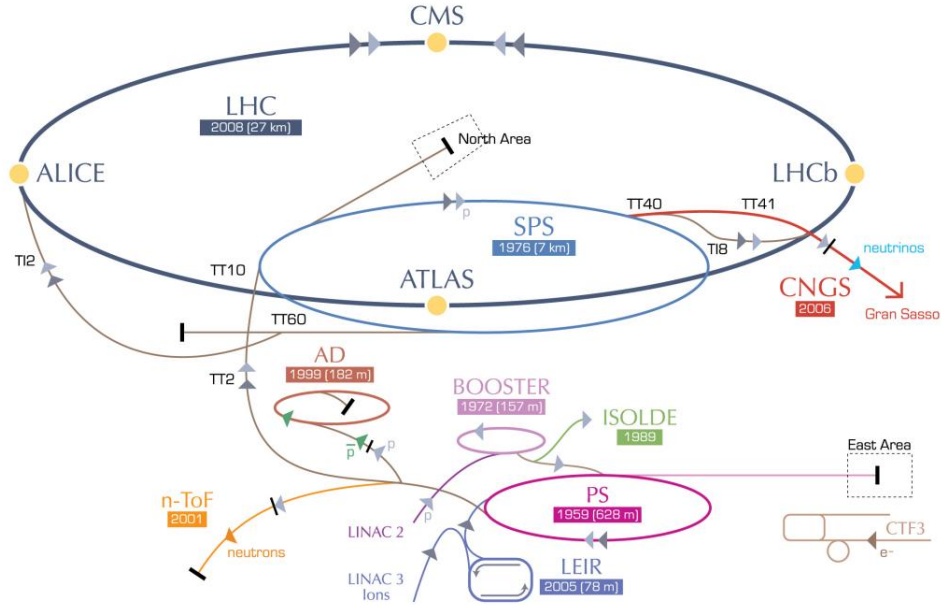


Abbildung 7: Beschleunigerkomplex des CERN, inklusive der vier größten Experimente des LHC [21].

die CP-Verletzung von B-Mesonen untersucht.

Einer der großen Vorteile des LHC im Vergleich zu vorherigen Experimenten ist seine hohe Luminosität. Die Luminosität beschreibt die Anzahl der Teilchenbegegnungen pro Zeit und Fläche und ergibt sich aus

$$L = \frac{n_b N_p^2 f}{\sigma_x \sigma_y}, \quad (3)$$

wobei n_b die Anzahl der Bündel im Teilchenstrahl, N_p die Anzahl der Protonen im Bündel und f die Umlauffrequenz der Bündel ist. Die Größen σ_x und σ_y entsprechen der effektiven Ausdehnung des Strahls in x- und y-Richtung.

Als Designparameter für den LHC sind dabei $n_b = 2808$ Bündel mit $N_p = 1,15 \cdot 10^{11}$ Protonen pro Bündel, eine Umlauffrequenz $f = 11,25 \text{ kHz}$ und darüber hinaus eine Luminosität von $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ vorgesehen. Als ein Maß für die Gesamtzahl von Kollisionen und der damit gesammelten Gesamtdatenmenge wird die integrierte Luminosität $L_{\text{int}} = \int L dt$ eingeführt. In diesem Praktikumsversuch untersuchen Sie einen Datensatz mit einer integrierten Luminosität von 50 pb^{-1} .

3.2 Teilchen-Identifizierung im Detektor

Bei den Kollisionen der Protonen entstehen etliche neue Teilchen, die in alle Richtungen auseinander fliegen und mit Hilfe eines Detektors vermessen werden. In Kapitel 2.1 haben wir die Teilchen des Standard-Modells aufgelistet. Nicht alle diese Teilchen können direkt im Detektor beobachtet werden. So zerfallen beispielsweise die Bosonen (W, Z und

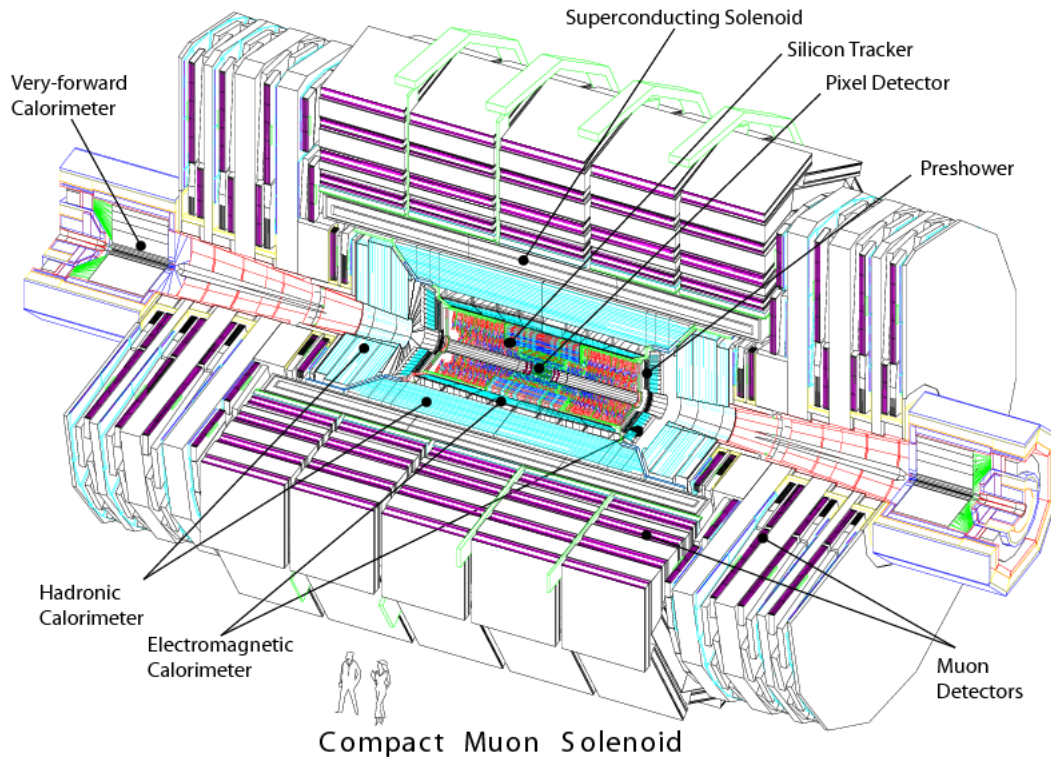


Abbildung 8: Der CMS-Detektor [22].

Higgs) viel zu schnell, sodass lediglich die Zerfallsprodukte beobachtet und vermessen werden können. Identifizierbar sind z.B. Elektronen, Myonen sowie Photonen. Freie Quarks konnten bislang nicht beobachtet werden, jedoch werden sie als Bündel von Teilchen, sogenannten Jets identifiziert.

Ein aus heutiger Sicht gewöhnlicher Detektor besteht aus mehreren Komponenten. Diese Komponenten sind in verschiedenen Lagen *ziebelschalenförmig* umeinander angeordnet. Der CMS-Detektor ist neben dem ATLAS-Detektor einer der beiden Multifunktionsdetektoren am LHC. Ein schematischer Überblick des CMS-Detektors mit den meisten seiner Komponenten ist Abbildung 8 zu entnehmen. Die namensgebende Komponente ist der supraleitende Solenoid, welcher ein Magnetfeld von bis zu $B = 4\text{ T}$ parallel zum Teilchenstrahl generiert. Die weiteren Komponenten werden im Folgenden beschrieben.

- **Spurdetektor.** Im Inneren des CMS-Detektors befinden sich sogenannte Spurdetektoren aus Silizium, die die Messung von Ladung, Richtung und Impuls von geladenen Teilchen zur Aufgabe haben. Ausserdem wird der Entstehungsort der geladenen Teilchen bestimmt. Dies ist insbesondere von Bedeutung um Mesonen zu identifizieren. Das b-Quark bzw. b-Mesonen spielen dabei eine besondere Rolle, weil sie eine vergleichsweise lange Lebensdauer haben. Diese Mesonen legen aufgrund ihrer Lebensdauer im Mittel einen Weg von einigen Millimetern zurück, ehe sie in leichtere Teilchen zerfallen und können so von anderen Mesonen unterschieden werden.

- **Kalorimeter.** In den Kalorimetern des CMS-Detektors wird die Energie der entstandenen Teilchen bestimmt. Beim Zusammenstoß der Teilchen mit Materie entstehen neue Teilchen und Photonen, dessen Energie anschließend vermessen wird. Unterschieden wird dabei zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter. Das elektromagnetische Kalorimeter (bestehend aus 80.000 Bleiwolframat-Kristallen) misst die Energie von Elektronen und Photonen mit hoher Präzision, indem diese Teilchen im Material einen elektromagnetischen Schauer erzeugen. Das daran anschließende hadronische Kalorimeter dient der Energiemessung der Hadronen, wie z.B. der Protonen oder Neutronen. Hier sind abwechselnd Lagen aus einem Material mit hoher Dichte (beim CMS-Detektor handelt es sich um Messing) als Absorbermaterial sowie Plastik-Szintillatoren als aktives Medium angebracht.
- **Myondetektor.** Die einzigen geladenen Teilchen, die in den Kalorimetern nicht absorbiert werden können und diese durchdringen, sind Myonen. Zur Vermessung der Myonen ist der Magnet von sogenannten Myon-Kammern umgeben. Diese Kammern sind mit Gas gefüllt. Das Gas wird von den geladenen Myonen ionisiert und lösen so ein elektrisches Signal aus.

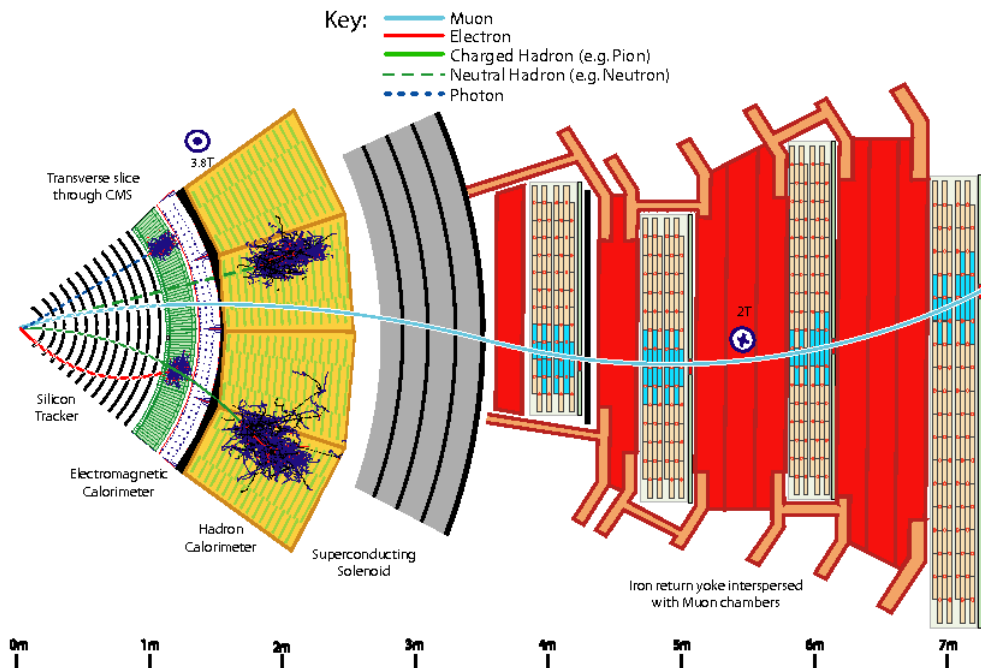


Abbildung 9: Querschnitt durch den CMS-Detektor. Darstellung der verschiedenen Komponenten und deren Beitrag zur Teilchenidentifikation. [23].

3.3 Jets und Jet Energie Korrekturen

Als Jets bezeichnet man ein Bündel von Hadronen, welches in Richtung des Ursprungs-Quarks fliegt (siehe Hadronisierung). Die Eigenschaften von Jets hängen im wesentlichen von diesen Quarks ab. Leichte Quarks, also das Up-, Down - und Strange-Quark, erzeugen Jets, die kaum zu unterscheiden sind. Dies ist nicht der Fall für schwere Quarks wie dem b-Quark. Dieses formt mit einem zusätzlichen Quark aus der Umgebung ein B-Meson. Auf Grund der langen Lebenszeit von einem b-Quark, die durch die unterdrückten Zerfallsmöglichkeiten in leichtere Quarks entsteht (siehe die CKM-Matrix in Gl. 1), kann das B-Meson einige μm im Detektor zurücklegen bevor dieses einen Jet erzeugt. Die Auflösung von dem CMS Detektor ist so hoch, dass der Abstand von dem Kollisionspunkt und dem Ursprung eines b-Jets sichtbar wird. Mittlerweile gibt es komplexe Algorithmen, die sich viele verschiedene Jeteigenschaften wie diese zu nutzen machen um einen b-Jet zu identifizieren. Wie jedes experimentell rekonstruierte Objekt müssen auch Jets kalibriert werden. Die von der CMS-Gruppe bestimmten Korrekturen der Jet Energieskala berücksichtigen zusätzliche Energiebeiträge aus weiteren Proton-Proton Kollisionen (Pile-up), die Response des Detektors sowie weitere Detektoreffekte. Eine detaillierte Behandlung der Korrekturen findet sich in [24]. Diese Jet Energie Korrekturen (JEC) sind für viele Analysen von großer Bedeutung und zumeist eine der wichtigsten systematischen Unsicherheiten.

4 Datensatz und Monte-Carlo-Simulation

Die Kollisionsrate der Protonen ist am LHC extrem hoch, sodass nicht alle Ereignisse gespeichert werden können. Ein Trigger-System selektiert deshalb interessante Ereignisse und reduziert damit die totale Rate an Ereignissen. Der Trigger, der für diese Analyse benutzt wurde selektiert Ereignisse, die isolierte Myonen mit einem Transversalimpuls von $p_T > 24$ GeV beinhalten. Das Sample mit echten Daten, die mit dem CMS-Detektor und dem Trigger aufgenommen wurden, hat 469384 Ereignisse. Dieses entspricht einer integrierten Luminosität von 50 pb^{-1} . Weitere Details sind in Tabelle 4 zu finden.

Diese Tabelle beinhaltet darüber hinaus Informationen über die simulierten Samples. Die Anzahl der simulierten Ereignisse kann erheblich kleiner oder größer sein als für 50 pb^{-1} benötigt, da die Ereignisse aus Simulationen entsprechend gewichtet werden können. Dieses Gewicht ist als **EventWeight** - Variable in jedem simulierten Sample gespeichert. Damit die simulierten Samples jeweils einer integrierten Luminosität von 50 pb^{-1} entsprechen, müssen alle Ereignisse mit ihrem **EventWeight** gewichtet ("multipliziert") werden.

Datei-Name	Prozess	#Ereignisse	WQS
data.root	Daten	469384	
ttbar.root	sim. $t\bar{t}$ -Signal	36941	165 pb
wjets.root	sim. W+Jets Untergrund	109737	31300 pb
dy.root	sim. Drell-Yan Untergrund	77729	15800 pb
ww.root	sim. WW Untergrund	4580	43 pb
wz.root	sim. WZ Untergrund	3367	18 pb
zz.root	sim. ZZ Untergrund	2421	6 pb
single_top.root	sim. Single Top Untergrund	5684	85 pb
qcd.root	sim. QCD Multijet Untergrund	142	10^8 pb

Tabelle 4: Daten und simulierte MC-Samples.

Wie Sie des Weiteren der Tabelle entnehmen können, enthält das QCD-Multijet-Sample nur noch sehr wenige getriggerte Ereignisse, obwohl der Produktions-Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess sehr groß ist. Dieser Untergrund wird bereits aufgrund des Triggers stark reduziert, da dort ein isoliertes Myons verlangt wird.

Alle (ROOT-)Dateien sind in Unterordnern des HEPTutorial.tar.gz - Pakets zu finden.

5 Vorbereitung (vor Praktikumsbeginn)

Wie üblich beginnt auch dieser Praktikumsversuch mit einer Vorbesprechung, in der zunächst der theoretische Hintergrund der Analyse diskutiert wird. Im Folgenden finden Sie einen Fragenkatalog, der Ihnen einen Eindruck des Erwartungshorizonts vermittelt.

Physik des Top-Quarks

- Wann und wo wurde das Top-Quark entdeckt?
- Wie schwer ist das Top-Quark? Wie schwer ist es verglichen mit den anderen Teilchen des Standard-Modells?
- Wie werden Top-Quarks (sowohl einzeln als auch in Paaren) am Large-Hadron-Collider erzeugt?
- Wie zerfallen Top-Quarks? Was versteht man unter dem voll-hadronischen, semi-leptonischen und dileptonischen Zerfallskanal?
- Welche Zerfallsprodukte des Top-Quarks können mit einem Detektor tatsächlich gemessen werden?
- Welche anderen (Untergrund)Prozesse ergeben im Detektor womöglich dieselbe Signatur wie ein $t\bar{t}$ -Ereignis?

Detektor-Physik

- Wie misst man den Impuls eines geladenen Teilchens?
- Wie wird die Energie von Elektronen und Photonen gemessen?
- Wie wird die Energie von Hadronen gemessen?
- Warum wird ein separates Myon-System benötigt? Wie funktioniert es?

Wichtige Größen an modernen Collidern

- Was ist die (integrierte) Luminosität? Wie ist sie definiert?
- Was versteht man unter dem Transversalimpuls p_T ?
- Wie ist die Pseudorapidität η definiert? Warum wird diese Größe gegenüber dem Polarwinkel θ bevorzugt?
- Was versteht man unter fehlender transversaler Energie und woher kommt sie?
- Was versteht man unter dem sogenannten b-tagging?

Direkte Vorbereitung

- Bearbeiten Sie die Aufgabe in Kapitel 6.5.1 (1.)

6 Aufgaben

Für die Durchführung des Versuchs wird Ihnen ein Unix-Rechner zur Verfügung gestellt. Sie loggen sich auf einem Gast-Konto ein. Die benötigte Software befindet sich bereits auf dem Rechner. Öffnen Sie eine Konsole und erstellen Sie sich einen Ordner, z.B.:

```
mkdir mydir
cd mydir
```

In diesem Ordner führen Sie den Versuch durch und speichern alle Ergebnisse.

6.1 Event Displays mit dem iSpy Webinterface

Das iSpy Webinterface ermöglicht es die Prozesse während einer Kollision und die Signale im Detektor darzustellen. Sie finden das Program unter der Webseite <https://ispy-webgl.web.cern.ch/>

```
cp -r /opt/fp/cmsShow-8.1 .
cp -r /opt/fp/sources .
```

Sie betrachten im Folgenden ein Sample mit 400 simulierten $t\bar{t}$ -Ereignissen. Öffnen Sie das $t\bar{t}$ -Sample wie folgt:

```
cd cmsShow-8.1
./cmsShow ../sources/ttbar.root
```

Machen Sie sich nun mit der Software vertraut:

- betrachten Sie verschiedene Ereignisse
- machen Sie sich klar, welche Anzeigen welche Objekte darstellen
- betrachten Sie Ereignisse in der Rho-Z-Achse sowie im 3D-Tower.

Versuchen Sie nun jeweils ein Ereignis für den voll-hadronischen, semi-leptonen und dileptonen Zerfallskanal zu klassifizieren. Benutzen Sie daraufhin die Filter-Funktion. Passen Sie diese so an, dass möglichst ausschließlich $t\bar{t}$ -Ereignisse im semi-leptonischen Zerfallskanal betrachtet werden. Speichern Sie (mindestens) ein Event-Display für Ihre Auswertung!

Betrachten Sie nun Event-Displays aus einem Single-Top-Sample:

```
./cmsShow ../sources/singletop.root
```

Können Sie Unterschiede feststellen, die Ihnen bei der Selektion von $t\bar{t}$ -Ereignissen helfen? Speichern Sie für Ihre Auswertung ein Event-Display mit einem Single-Top-Ereignis.

6.2 Einführung in das Analyse-Framework

Unser Analyse-Framework ist bereits voll funktionsfähig, jedoch macht es bislang nicht viel. Setzen Sie das Analyse-Framework auf und führen Sie es ein erstes Mal aus:

- entpacken Sie dazu das Paket `TopWQS.tar.gz` mit `'tar -xf sources/TopWQS.tar.gz'` in Ihren Ordner
- kompilieren Sie mit `'make'`. Das Kompilieren erstellt Ihnen eine ausführbare Datei **example.x**
- nun kann das Framework ausgeführt werden mit `'./example.x'`

Das Programm schreibt bereits Output-Dateien (wie z.B. **nocuts.pdf**), die Verteilungen der Analyse beinhalten. Öffnen Sie die Dateien mit einem PDF-Viewer, wie z.B. **xpdf/okular**. Im Folgenden arbeiten Sie hauptsächlich in den Dateien `'MyAnalysis.C'`, `'MyAnalysis.h'` und `'example.C'`. Öffnen Sie diese mit einem Editor, z.B. Emacs, mit `'emacs MyAnalysis.C'`. Machen Sie sich zu Beginn mit dem Code vertraut.

6.3 Aufgabe 1: Eigenschaften von Top-Quark-Ereignissen

In der Datei **nocuts.pdf** finden Sie verschiedene Verteilungen, wie z.B. die Anzahl der Myonen, Muon p_T , Anzahl der Jets, etc. in einem Ereignis.

6.3.1 Aufgabe 1.1:

- Betrachten Sie die bereitgestellten Histogramme und machen Sie sich mit ihnen vertraut.
- Finden Sie heraus, wie viele Ereignisse in den Daten mehr als ein isoliertes und rekonstruiertes Myon haben. Aus welchen Prozessen stammen diese zusätzlichen Myonen? Betrachten Sie dazu die jeweiligen Monte-Carlo-Samples.

6.3.2 Aufgabe 1.2

In diesem Aufgabenteil beginnen wir mit den ersten Schritten hinsichtlich einer realen Messung mit Top-Quark-Ereignissen. Dazu müssen wir verstehen, wie man Top-Quark-Ereignisse effizient selektiert und gleichzeitig den Anteil von Ereignissen ohne Top-Quarks (sogenannte Untergrund-Ereignisse) reduziert.

- Fordern Sie von nun an für alle Verteilungen mindestens ein isoliertes Myon.
- Versuchen Sie Variablen zu finden, die besonders sensitiv sind um zwischen Signal und Untergrund zu unterscheiden. Geeignete Variablen könnten z.B. die Anzahl von

Jets, der Transversalimpuls des 1., 2., 3. Jets, der Transversalimpuls von Myonen, fehlende transversale Energie, die Anzahl von b-Jets (b-tagging), der Transversalimpuls des 1., 2. b-Jets sowie Winkelverteilungen (η) von (b-)Jets und Myonen sein. Vergleichen Sie dafür in den Histogrammen Signal mit Untergrund!

- Wenden Sie Schnitte auf verschiedene Variablen an um das Verhältnis aus Signal zu Untergrund zu verbessern. Wie viele Signal-Ereignisse verlieren Sie durch die Anwendung ihrer Selektion (Signal-Effizienz) und wie viele Ereignisse aus Untergrund-Prozessen? Welcher Untergrund ist besonders unangenehm? Lassen Sie sich sowohl die Effizienzen, als auch die Reinheit nach jedem Schnitt anzeigen. (Hinweis: fügen Sie eine Variable, z.B. einen **float**, ein, die der Anzahl ihrer selektierten Ereignisse entspricht. Addieren Sie dazu das **EventWeight** auf Ihre eingeführte Variable nach der vollen Selektion für jedes Ereignis mit dem “+=“ Operator.)
- Es empfiehlt sich iterativ vorzugehen, d.h. Sie wenden z.B. einen Schnitt auf mindestens 2 Jets an und überprüfen, was dieser Schnitt für Folgen hat, indem Sie sich wieder alle Verteilungen, sowie Reinheit und Effizienz ansehen. Dann wenden Sie sich der nächsten Variable (bzw. dem nächsten Schnitt) zu und verfahren genauso. Speichern Sie die Histogramme vor und nach den Schnitten.

6.4 Aufgabe 2: Messung des Wirkungsquerschnitts

Ziel dieser Aufgabe ist die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Top-Antitop-Quark-Produktion am LHC. Die benötigten Größen bestimmen Sie dazu Schritt für Schritt:

- Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts benötigen Sie die Akzeptanz (Signaleffizienz) ϵ . Die Akzeptanz beinhaltet die Tatsache, dass wir uns auf den semileptonischen Zerfallskanal mit einem Myon im Endzustand beschränken. Dieses Verzweigungsverhältnis ist bekannt und kann aus der Simulation genommen werden. Darüber hinaus beinhaltet die Akzeptanz alle Selektions-Schnitte, die Sie in Aufgabe 2 eingeführt haben.

Sie berechnen die Akzeptanz aus dem Verhältnis der Anzahl selektierter Top-Quark-Ereignisse (nach allen Schnitten) und der Anzahl aller generierten Top-Quark-Ereignisse.

- Der Wirkungsquerschnitt wird mit Hilfe echter Daten berechnet. Allerdings beinhalten die Daten, auch nach Anwendung Ihrer Selektion, noch Untergrund-Ereignisse, die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts nicht mitgezählt werden dürfen. Wir vertrauen der Simulation insofern, als dass sie die korrekte Anzahl von Untergrund-Ereignissen nach der Selektion vorhersagt. Bestimmen Sie die Anzahl an Top-Antitop-Quark-Ereignissen in den Daten, indem Sie die erwartete Anzahl von Untergrund-Ereignissen von den Daten-Ereignissen subtrahieren.

- Nun können Sie den Wirkungsquerschnitt mit folgender Formel bestimmen: $\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N^{data} - N^{bg}}{\epsilon \cdot L}$. Geben Sie einen Fehler auf Ihre Messung an! (Hinweis: Nehmen Sie für die Luminosität einen Fehler von 5% an)
- Durch die Anwendung von Jet Energie Korrekturen (JEC) ist es zudem notwendig, einen systematischen Fehler zu bestimmen. Wiederholen Sie dazu die Berechnung des Wirkungsquerschnitts und variieren Sie dabei die Jet Energie Korrekturen (up/-down).
- Vergleichen Sie ihr Resultat mit einem offiziellen Ergebnis von ATLAS oder CMS (z.B. <http://arxiv.org/pdf/1108.3773.pdf>)

6.5 Aufgabe 3: Rekonstruktion der Top Quark Masse

Im letzten Teil des Versuches werden Sie die Top-Quark-Masse rekonstruieren. Hierfür werden, wie auch schon im vorherigen Teil, Top-Antitop-Ereignisse verwendet. Zunächst wird Ihnen hier die Methode vorgestellt, im Anschluss legen Sie selbst Hand an und optimieren eine bereits in Grundzügen vorhandene Rekonstruktion.

6.5.1 Methode zur Rekonstruktion

Um die Top-Quark-Masse zu rekonstruieren, werden wir, wie gehabt, Ereignisse mit zwei Top Quarks verwenden. Dabei nehmen wir an, dass dieses System von Top Quarks semi-leptonisch zerfällt und ein Myon und fehlende transversale Energie (hervorgerufen durch das nicht-detektierte Neutrino) sowie Jets im Endzustand hervorruft. Das System aus beiden Top Quarks soll rekonstruiert und der Mittelwert beider rekonstruierter Top-Quark-Massen verwendet werden. Die Rekonstruktion verläuft in drei Schritten, die im Folgenden erläutert werden.

1. **Rekonstruktion des Neutrinos:** Unter der Annahme, dass das Neutrino die einzige Quelle fehlender transversaler Energie ist, und dass Myon und Neutrino von einem realen W-Boson erzeugt wurden, kann eine Formel für die z-Komponente des Neutrino-Viererimpulses gefunden werden. Die transversalen Komponenten erhält man direkt aus der Messung der fehlenden Transversalenergie und die Masse verschwindet im Standardmodell.

Aufgabe: Machen Sie sich klar, dass aus der Annahme von

$$(P_W)^2 = (P_\mu + P_\nu)^2, \quad (4)$$

wobei P den Viererimpuls eines gegebenen Teilches darstellt, und

$$E_T^{\text{miss}} = p_{T, \nu}, \quad (5)$$

wobei E_T^{miss} die fehlende Transversalenergie bezeichnet, die z-Komponente des Neutrino-Viererimpulses gegeben ist durch:

$$p_{z,\nu}^\pm = \frac{\mu p_{z,\mu}}{p_{T,\mu}^2} \pm \sqrt{\frac{\mu^2 p_{z,\mu}^2}{p_{T,\mu}^4} - \frac{E_\mu^2 p_{T,\nu}^2 - \mu^2}{p_{T,\mu}^2}}, \quad (6)$$

wobei $\mu = M_W^2/2 + p_{T,\mu} p_{T,\nu} \cos\Delta\phi$ und p_μ und p_ν die Dreierimpulse von Muon und Neutrino kennzeichnet.

Diese Gleichung kann 0, 1 oder 2 reelle Lösungen haben. Falls keine reelle Lösung existiert, wird stattdessen der Realteil der komplexen verwendet. Im Falle von 2 Lösungen wird das im Folgenden beschriebene Procedere für jede Lösung wiederholt.

Damit ist der gesamte Viererimpuls des Neutrinos rekonstruiert und wir fahren mit dem zweiten Schritt fort:

2. **Rekonstruktion des Top-Antitop-Quark Systems:** Wir nehmen an, dass die Quarks aus dem Top Quark Zerfall (ein b-Quark aus dem leptonischen, drei Quarks, wovon eines ein b-Quark ist, aus dem hadronischen Top Quark) als Jets von Detektor registriert werden. Die einfachste Annahme wäre also, dass wir die "richtigen" vier Jets finden müssen, um alle Teilchen beider Zerfälle zu identifizieren.

Es kann jedoch vorkommen, dass zwei Quarks in einer sehr ähnlichen Richtung produziert werden und deshalb auch nur als ein einziger Jet im Detektor gemessen werden. Ebenso kann (z.B. durch Gluon-Abstahlung im Endzustand) ein zusätzlicher Jet produziert werden, der für die Rekonstruktion der beiden Top Quarks berücksichtigt werden muss. Wir betrachten also alle Fälle, in denen die Top Quarks aus mindestens 3, höchstens jedoch 5 Jets rekonstruiert werden können. Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass immer ein Jet vom leptonischen Top Quark erzeugt wird und zwei bis vier vom hadronischen.

Nun zur eigentlichen Arbeit: Das Ereignis habe N Jets. Dann werden N leptonische Top Quark Kandidaten gebildet, jeweils aus dem Viererimpuls des Muons, des Neutinos und eines Jets:

$$P_t^{\text{lep}} = P_\mu + P_\nu + P_{\text{jet}}. \quad (7)$$

Für jeden leptonischen Kandidaten verbleiben $N - 1$ Jets, die für das hadronische Top Quark zur Verfügung stehen. Wie oben diskutiert werden daraus alle möglichen Permutationen von 3, 4 oder 5 Jets gebildet und zum hadronischen Top Quark Kandidaten erklärt:

$$P_t^{\text{had}} = \sum_i P_{\text{jet}, i}, \quad (8)$$

wobei die Summe über alle Jets in der betrachteten Permutation läuft. Für jeden leptonischen Kandidaten wird also eine Vielzahl hadronischer Kandidaten gebildet.

Außerdem machen wir uns das Vorkommen von Jets mit b-Tag zunutze. Wenn mindestens ein Jet als b-Jet identifiziert wurde, muss er für eines von beiden Top Quarks verwendet werden. Sollten mindestens zwei b-Jets vorhanden sein, muss jedes Top Quark einen enthalten. Alle Kandidatenpaare, die diese Bedingung nicht erfüllen, werden verworfen. Im letzten Schritt wird aus allen verbliebenen Kandidatenpaaren das beste ausgewählt.

3. **Auswahl des besten Paares:** Wir wählen das Paar als unsere finalen rekonstruierten Top Quarks aus, bei dem die Differenz der rekonstruierten Massen minimal ist - wie es bei einem tatsächlichen Paar von Top Quarks der Fall sein sollte. Falls die Massendifferenz 10 GeV übersteigt, wird die Paarung verworfen. Die rekonstruierte Top Quark Masse ergibt sich aus dem arithmetischen Mittel der beiden individuellen rekonstruierten Massen:

$$M_t^{\text{rec}} = \frac{M_t^{\text{lep}} + M_t^{\text{had}}}{2}. \quad (9)$$

6.5.2 Messung der rekonstruierten Top Quark Masse

Nun sollen Sie die obigen Schritte in der Praxis anwenden und optimieren. Die Analysesoftware enthält bereits alle nötigen Funktionen, um die Schritte 1 - 3 aus dem vorigen Kapitel durchzuführen.

- Verifizieren Sie, dass die Funktionen `MyAnalysis::ReconstructTTbar` und `MyAnalysis::SelectBestTTbarHypothesis` die Schritte 1-2 und 3 repräsentieren und verstehen Sie den Aufbau der Funktionen.
- Fordern Sie in einer neuen Selektion mindestens 3 Jets in jeden Ereignis. Setzen Sie die Variable `"m_top_avg"` gemäß der in Gleichung 9 gegebenen Definition. Falls Sie Erfolg haben, wird das letzte Histogramm in der Liste nun mit dieser Variable gefüllt werden.
- Optimieren Sie diese Selektion, bei der Sie größtenteils Top-Antitop-Ereignisse selektieren, ohne unnötig viele Ereignisse zu verwerfen. *Hinweis: Sie sollten nicht mehr als eine oder zwei andere Variablen (zusätzlich zur Anzahl an Jets) verwenden. Überlegen Sie, welche Variablen für die im vorigen Kapitel beschriebene Rekonstruktion hilfreich war!*
- Modifizieren Sie die Art der Rekonstruktion, indem Sie die Mindestzahl der im hadronischen Top Quark verwendeten Jets variieren (ganzzahlige Werte zwischen 2 und 4). Hierfür können sie das Argument der Funktion `MyAnalysis::ReconstructTTbar`

verwenden, das im Moment auf 3 eingestellt ist. Bei welcher Mindestanzahl erscheint der Peak bei der Top Quark Masse am schärfsten? Was könnte Grund dafür sein?

- **BONUS:** Sie können ebenso die maximal zulässige Massendifferenz zwischen hadronischer und leptonischer rekonstruierter Top Quark Masse variieren. Finden Sie heraus, wie, und probieren Sie unterschiedliche Werte aus! Was beobachten Sie? Können Sie einen besseren Wert als 10 GeV finden?
- Legen Sie sich auf eine Kombination aus Selektion und Mindestanzahl an Jets fest, die Sie im Folgenden verwenden. Erläutern Sie Ihre Wahl

Ihr gemessener Wert der Top Quark Masse wird in diesem Versuch ermittelt, indem eine Gaußkurve an die Verteilung der rekonstruierten Top Quark Masse gefittet wird. Der Mittelwert der Kurve entspricht der Masse, die Unsicherheit auf den Mittelwert entspricht der statistischen Unsicherheit Ihrer Messung. Wie auch bei der Messung des Wirkungsquerschnitts betrachten wir die Unsicherheit auf JEC als systematische Unsicherheit.

Für die Messung wird die Verteilung in Daten abzüglich der Untergründe verwendet. Dies wurde bereits für Sie implementiert.

- Modifizieren Sie den Code in der Datei `example.C` und aktivieren Sie den Fit! Experimentieren Sie mit der oberen und unteren Grenze des Fits, beachten Sie jedoch, dass stets nur der zentrale Teil der Verteilung gefittet werden sollte.
- Ermitteln Sie den Wert und die statistische Unsicherheit der mit Ihrer Selektion und Methode (s.o.) ermittelten rekonstruierten Top Quark Masse.
- Wiederholen Sie die Selektion und den Fit für eine variierte JEC (up, down). Die größere Differenz von der im vorigen Schritt ermittelten Masse entspricht der systematischen Unsicherheit Ihrer Messung.
- Vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit einer offiziellen Messung der Top Quark Masse am LHC, z.B. dem "World Average": <https://arxiv.org/abs/1403.4427>!

7 Auswertung

Allgemeiner Hinweis: Achten Sie bitte auf sinnvolle Bild- und Tabellenbeschriftungen und fügen Sie, wenn notwendig, Quellenangaben hinzu. Wir empfehlen einführende Kapitel (wie das Theorie- und Detektor-Kapitel) bereits vor Praktikumsbeginn zu schreiben.

Ihr Protokoll sollte den folgenden Inhalt umfassen:

1. Einleitung
2. kurze Einführung in das Standard-Modell und insbesondere in die Physik des Top-Quarks
3. kurze Einführung zum Large-Hadron-Collider sowie den Komponenten des CMS-Detektors zur Teilchenidentifizierung (max. 3 Seiten)
4. Auswertung der Aufgaben
 - Charakterisierung von Top-Antitop- bzw. Single-Top-Ereignissen (inkl. Event-Displays)
 - Auflistung und Erläuterung Ihrer Schnitte (inkl. der von Ihnen erstellen Graphiken, vor und nach den Schnitten)
 - Ergebnis für $\sigma_{t\bar{t}}$, inklusive Fehlerbetrachtung (statistisch und systematisch) und einem Vergleich mit einem offiziellen Ergebnis von CMS und/oder ATLAS
 - Rekonstruktion des $t\bar{t}$ -Systems und Bestimmung der Masse
 - Diskussion des Versuches
5. Zusammenfassung / Fazit

Literatur

- [1] David J Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. TextBook Physics. Wiley, New York, NY, 1987.
- [2] C Berger. *Elementarteilchenphysik: von den Grundlagen zu den modernen Experimenten; 2. Auflage*. Springer, Berlin, 2005.
- [3] Particle Data Group Collaboration. Review of Particle Physics, 2012-2013. Review of Particle Properties. *Phys. Rev. D*, 86(1):010001, 2012.
- [4] First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass. 2014.
- [5] Werner Bernreuther. Top quark physics at the LHC. *J.Phys.*, G35:083001, 2008.
- [6] Frank-Peter Schilling. Top Quark Physics at the LHC: A Review of the First Two Years. *Int.J.Mod.Phys.*, A27:1230016, 2012.
- [7] H1 and Zeus Collaboration. PDF fits including HERA-II high Q^2 data (HERAPDF1.5). *H1prelim-10-142*, *ZEUS-prel-10-018*.
- [8] Matteo Cacciari, Michal Czakon, Michelangelo Mangano, Alexander Mitov, and Paolo Nason. Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation. *Phys.Lett.*, B710:612–622, 2012.
- [9] Michal Czakon, Paul Fiedler, and Alexander Mitov. The total top quark pair production cross-section at hadron colliders through $O(\alpha_s^4)$. *Phys.Rev.Lett.*, 110:252004, 2013.
- [10] Nikolaos Kidonakis. Differential and total cross sections for top pair and single top production. pages 831–834, 2012.
- [11] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsTOPSummaryPlots>.
- [12] CDF and D0 Collaboration. Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark using up to 5.8 fb⁻¹ of data. 2011.
- [13] M. Jezabek and Johann H. Kuhn. QCD Corrections to Semileptonic Decays of Heavy Quarks. *Nucl.Phys.*, B314:1, 1989.
- [14] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008.
- [15] K. Kleinknecht. *DETECTORS FOR PARTICLE RADIATION. (IN GERMAN)*. 1984.
- [16] C. Grupen. *Particle Detectors*. 1996.

- [17] The CERN Hadron Ion Sources. <http://linac2.home.cern.ch/linac2/sources/source.htm>, Januar 2014.
- [18] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [19] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08002, 2008.
- [20] Jr. Alves, A. Augusto et al. The LHCb Detector at the LHC. *JINST*, 3:S08005, 2008.
- [21] Christiane Lefèvre. The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN. <http://cdsweb.cern.ch/record/1260465>, Dec 2008.
- [22] S. Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008.
- [23] CMS Collaboration. Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector. Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector. *JINST*, 12(CMS-PRF-14-001. CMS-PRF-14-001-004. 10):P10003. 82 p, Jun 2017. Replaced with the published version. Added the journal reference and DOI. All the figures and tables can be found at <http://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/PRF-14-001> (CMS Public Pages).
- [24] CMS Collaboration. Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV. *JINST*, 12(02):P02014, 2017.