

$t\bar{t}$ Untergrundanalyse für die inklusive 1-Lepton SUSY Suche



Diplomarbeit der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Sebastian Becker
geboren in Mainz

München, den 21.01.2010

Erstgutachterin: Prof. Dr. Dorothee Schaile

Zweitgutachter: Prof. Dr. Martin Faessler

*“It was the call of workers who organized;
women who reached for the ballot; a President
who chose the moon as our new frontier; and
a King who took us to the mountaintop and
pointed the way to the Promised Land.*

Yes we can”

Barack Obama

Kurzfassung

Mit dem Large Hadron Collider (LHC) werden höhere Kollisionen in höheren Energieregionen möglich als jemals zuvor. Experimentalphysiker erhoffen sich, endlich das letzte noch unbekanntes Teilchen des Standardmodells, das Higgs-Boson, zu finden. Darüber hinaus möchte man verschiedene Modelle testen, die das Standardmodell der Teilchenphysik erweitern. Für die Suche nach dem Higgs-Boson und nach neuer Physik wird der große Universaldetektor ATLAS eingesetzt. In dieser Diplomarbeit wurden die Analysen mit simulierten Monte-Carlo-Daten durchgeführt.

Eine vielversprechende Theorie, welche das Standardmodell erweitern könnte, ist die Supersymmetrie (SUSY). Für die Suche nach Supersymmetrie ist der 1-Lepton Kanal, bei dem man genau ein Lepton, mehrere hochenergetische Jets und viel fehlende Transversalenergie erwartet, sehr gut geeignet. Ein wichtiger Untergrund für diesen Kanal sind $t\bar{t}$ -Ereignisse, bei denen beide Top-Quarks leptonisch zerfallen, aber nur ein Lepton rekonstruiert wird. In dieser Diplomarbeit werden Ereignisse studiert, bei denen das zweite Lepton auf Grund eines zu niedrigen Transversalimpulses nicht rekonstruiert wird. Weiterhin wird untersucht, wie man aus dileptonischen Ereignissen mit zwei rekonstruierten Leptonen diesen Untergrund zum 1-Lepton SUSY Kanal abschätzen kann. Dazu wird ein Mechanismus entwickelt, mit dem man aus einem normalen dileptonischen Datensatz einen neuen erstellen kann, der speziell diesen Untergrund simuliert. Im Folgenden wird dann noch diskutiert, wie gut man diesen neuen Datensatz mit Ereignissen vergleichen kann, die diese Eigenschaften auch ohne den Mechanismus erfüllen.

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	11
1.1	Standardmodell	11
1.2	Grenzen des Standardmodells	13
1.3	Einführung der Supersymmetrie	14
2	LHC und das ATLAS-Experiment	17
2.1	Der Large-Hadron-Collider (LHC)	17
2.2	Das ATLAS-Experiment	18
2.2.1	Der innere Detektor	19
2.2.2	Die Kalorimeter	20
2.2.3	Das Myon-Spektrometer	20
2.2.4	Der Trigger	21
3	Die Suche nach Supersymmetrie	22
3.1	Erstellung von Ereignissen mit ATLAS-Software	22
3.2	Ereignisrekonstruktion und neue Variablen	23
3.3	Kriterien zur besseren Objektidentifikation und Vorauswahl	26
3.4	Der 1-Lepton SUSY-Kanal	28
4	$t\bar{t}$ Untergrundanalyse	31
4.1	Der $t\bar{t}$ Zerfall	31
4.2	$t\bar{t}$ in der 1-Lepton-SUSY-Analyse	33
4.3	Kinematische Eigenschaften dileptonischer Ereignisse	34
4.3.1	Pseudorapidität	34
4.3.2	ΔR	36
4.3.3	Das Top Ruhesystem	37
4.3.4	Winkelbeziehungen	38
4.4	Erstellung eines Kontrolldatensatzes	46
4.4.1	Rekonstruktion	46
4.4.2	Der Mechanismus der Rotation	48
4.4.3	Analyse des rotierten Datensatzes	51
4.4.4	Gewichtung	52
4.4.5	b-Quark und E_T^{miss} nach der Rotation	56

5	Analyse von Spinkorrelationen	59
5.1	Spinanalyse im Top-Zerfall	59
5.2	Spinkorrelation eines ganzen $t\bar{t}$ -Ereignisses	67
6	Zusammenfassung	74

1 Theorie

1.1 Standardmodell

Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, die Konstituenten der Materie und deren Wechselwirkungen zu verstehen. Das Standardmodell [1][2] ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, die renormierbar und in sich konsistent ist. Es beschreibt die bekannten Elementarteilchen und alle Wechselwirkungen außer der Gravitation. Neben Masse und Ladung ist eine weitere wichtige Eigenschaft der Spin der Elementarteilchen, durch welchen man die Teilchen in zwei Gruppen einteilen kann. Teilchen mit halbzahligem Spin nennt man Fermionen. Ihre Verteilung in einem quantenmechanischen System ist durch die Fermi-Dirac-Statistik gegeben, welche aus dem Ausschlussprinzip von Pauli folgt. Aus Fermionen besteht unsere bekannte Materie. Teilchen mit ganzzahligem Spin heißen Bosonen. Sie unterliegen der Bose-Einstein-Statistik. Bosonen sind die Vermittler der Wechselwirkungen.

Alle bekannten Naturkräfte lassen sich durch vier Wechselwirkungen beschreiben: Die starke, elektromagnetische, schwache und gravitative Kraft. Diese vier Kräfte unterscheiden sich zum Teil sehr deutlich in ihrer Stärke, siehe Tabelle 1.1.

Wechselwirkung	Größenordnung
Stark	10^1
Elektromagnetismus	10^{-2}
Schwach	10^{-5}
Gravitation	10^{-40}

Tabelle 1.1: Stärke der dimensionslosen Kopplungskonstanten der verschiedenen Wechselwirkungen

Die starke Wechselwirkung wird durch acht unterschiedliche, masselose Gluonen vermittelt, welche an die Farbladung der Teilchen koppeln. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch das masselose Photon vermittelt. Dieses wechselwirkt mit Teilchen welche eine elektrische Ladung haben. Die schwache Wechselwirkung wird über massive Eichbosonen vermittelt. Es gibt zwei geladene und ein neutrales dieser Austauschpartikeln, W^\pm und Z^0 . Sie koppeln an den schwachen Isospin oder die Hyperladung von Teilchen. Eines der großen Ziele der Elementarteilchenphysik ist es, die fundamentalen Naturkräfte zu vereinheitlichen. Das Standardmodell vereinheitlicht bereits Elektromagnetismus und schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung.

Bei den elementaren Fermionen unterscheidet man zunächst zwischen Leptonen und Quarks. Es gibt jeweils sechs Leptonen und Quarks, die sich auf drei Familien von Isospindubletts aufteilen. Bei den Leptonen sind dies Elektron, Myon, Tauon mit jeweils einem dazugehörigem Neutrino:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

Die Quarks lauten nach größer werdender Masse sortiert: Up, Down, Strange, Charm, Bottom, Top:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Die Quarks haben im Gegensatz zu den Leptonen auch eine Farbladung und können dadurch auch mit Gluonen wechselwirken, während die Leptonen nur durch die schwache und elektromagnetische Kraft beeinflusst werden. Die Neutrinos wurden lange Zeit im Standardmodell als masselos gehandhabt, aber die Beobachtung fehlender Energie beim Betazerfall und von Neutrinooszillationen deuten auf eine Neutrinomasse hin welche auch in das Standardmodell integriert werden muss.

Zu jedem Fermion im Standardmodell existiert zusätzlich noch ein Antiteilchen. Dies sind Teilchen mit exakt gleicher Masse und Spin, aber entgegengesetzter Ladung, Farbladung, Isospin, Leptonenzahl und Baryonenzahl. Dies sind die Zustände, die zu den Lösungen der Diracgleichung mit negativer Energie gehören. Da Bosonen nicht dem Pauli-Prinzip unterliegen, kann das Antiteilchen auch im selben Ladungsmultiplett enthalten sein. So sind zum Beispiel W^+ und W^- die Antiteilchen zum jeweils anderen und Z^0 und das Photon γ sind ihr eigenes Antiteilchen.

Das Standardmodell beruht auf dem Eichprinzip. Theorien, die lokale Eichinvarianz besitzen, sind renormierbar. Das Standardmodell wird durch die Symmetriegruppe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ beschrieben. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ist dabei die Symmetriegruppe der elektroschwachen Wechselwirkung, deren Erzeugende der schwache Isospin und die Hyperladung sind. $SU(3)_C$ hingegen ist die Symmetriegruppe der starken Wechselwirkung, deren Erzeugende die Farbladung ist.

Die starke Wechselwirkung zeichnet sich dadurch aus, dass es keine stabilen Zustände mit Farbladung geben darf. Die potentielle Energie der starken Wechselwirkung steigt für wachsenden Abstand zwischen zwei Quarks immer weiter an. Versucht man farbgeladene Quarks aus einem Verbund zu lösen, wird ein Quark-Antiquarkpaar erzeugt, sobald die potentielle Energie den Schwellwert dafür überschreitet. Durch einen dadurch entstehenden geringeren Abstand der Quarks zueinander sinkt die potentielle Energie wieder ab. Mit diesen erzeugten Quarks kann sich das alte Quark verbinden und wieder ein farbneutrales, so genanntes Hadron bilden. Der Prozess der Entstehung neuer Quarks bei der Trennung eines bestehenden Quarkverbundes und die anschließende Bildung neuer Hadronen wird Hadronisierung genannt. Hadronen aus zwei Quarks nennt man Mesonen, bestehen sie aus drei Quarks, spricht man von Baryonen. Der Einschluss von Quarks in farbneutralen Zuständen wird Quarkconfinement genannt.

In Feldtheorien mit lokaler Eichinvarianz müssen die Eichbosonen masselos sein. Um den W- und Z-Bosonen eine Masse zuzuordnen zu können und die Renormierbarkeit zu erhalten wird in der elektroschwachen Wechselwirkung die spontane Symmetriebrechung eingeführt. Dieser Ansatz zur Beschreibung der Wechselwirkungen führt zur Postulierung des Higgs-Bosons mit Spin Null und einer von Null verschiedenen Masse, welche jedoch nicht durch die Theorie vorhergesagt wird.

1.2 Grenzen des Standardmodells

Das Standardmodell ist in allen bisher durchgeführten Experimenten mit großem Erfolg bestätigt worden. Allerdings kann auch das Standardmodell nicht alle Aspekte der fundamentalen Wechselwirkungen und Elementarteilchen beschreiben und muss zu diesem Zweck erweitert werden.

Das Standardmodell beschreibt bereits die Vereinheitlichung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung. Ein weiterer Schritt ist die Vereinheitlichung mit der starken Wechselwirkung durch so genannte GUTs (Grand Unified Theories), für die sich zum Beispiel $SU(5)$ oder $SO(10)$ als Symmetriegruppen für eine vereinheitlichte Wechselwirkung eignen. Damit könnten die drei energieabhängigen Kopplungskonstanten ab einer Massenskala von $\sim 10^{16} \text{ GeV}$ zu einer einzigen verschmolzen werden. Warum aber so riesige Sprünge in den Massenskalen von vereinheitlichten Theorien zu den fundamentalen Kopplungstärken vorhanden sind, konnte bisher nicht geklärt werden. Dies bezeichnet man als Hierarchieproblem. Darüber hinaus kann durch das Standardmodell kein einheitlicher Schnittpunkt der drei laufenden Kopplungskonstanten bei der GUT-Skala beschrieben werden.

Auch GUT Modellen fehlt immer noch die Einbeziehung der Gravitation. Sie ist für heute erreichbare Energieskalen und auch noch weit darüber hinaus einfach zu unbedeutend klein, um eine Rolle zu spielen. Erst ab der Planck-Skala bei $\sim 10^{19} \text{ GeV}$ wird die Gravitation stark genug um Einfluss zu nehmen. Ab dieser Skala bekommt man allerdings Probleme mit der Beschreibung durch Quantenfeldtheorien, denn die Gravitation ist nicht renormierbar.

Das Standardmodell basiert auf 18 freien Parametern, die nur durch experimentelle Messungen bestimmt werden können und nicht durch die Theorie festgelegt werden. Fügt man als erste Erweiterung des Standardmodells noch die massiven Neutrinos ein, welche oszillieren können, werden es sogar noch 7 mehr. Das würde dann sämtliche Fermionmassen, die Mischungsparameter der CKM-Matrix für Quarks und Neutrinos, sowie die Kopplungskonstanten α , α_S und G_F und die Massen des Z- und Higgs-Bosons umfassen. Ein weiteres Problem das durch die hohe Massenskala auftritt sind die Korrekturterme zur Higgsbosonmasse. Im Gegensatz zu Fermionen wachsen die führenden Terme quadratisch an. Wenn man eine Gültigkeit bis zur GUT-Skala fordert muss die Higgsmasse dadurch auf 24 Nachkommastellen genau bekannt sein. Diese hohe Genauigkeit erscheint unrealistisch für natürliche Parameter. Man bezeichnet dies als Fine Tuning Problem. Dann ist natürlich ein weiteres Problem, dass das Higgs-Boson bisher noch nicht experi-

mentell nachgewiesen werden konnte. Findet man es nicht, muss man die elektroschwache Wechselwirkung durch eine andere Theorie beschreiben.

In kosmologischen Beobachtungen der Rotation von Galaxien und der Expansion des Universums hat man allerdings festgestellt, dass nur 5% des Universums aus sichtbarer baryonischer Materie besteht, 72% sind dunkle Energie und weitere 23% sind dunkle Materie. Was zur Folge hat, dass 95% der Energiedichte des Universums nicht aus Materie besteht, die mit dem Standardmodell beschrieben werden kann.

1.3 Einführung der Supersymmetrie

Einige der Probleme des Standardmodells lassen sich durch eine supersymmetrische Erweiterung [3][4][5] beheben. Bestimmte Schleifenintegrale mit umlaufenden Bosonen und Fermionen unterscheiden sich im Vorzeichen. So können Divergenzen, zum Beispiel beim Fine Tuning Problem, aufgehoben werden. Bei der Supersymmetrie (SUSY) erweitert man das Teilchenspektrum um genau diese zusätzlichen Spinzustände. Die Generatoren der Supersymmetrie verwandeln Fermionen in Bosonen und Bosonen in Fermionen. Die Standardmodellteilchen sind als SUSY-Partner untereinander aber ausgeschlossen. Das heißt man ordnet jedem elementaren Fermion ein neues Spin-0-Teilchen zu, so genannte Sleptonen und Squarks, bzw. Sfermionen. Am Namen des jeweiligen Fermions wird beim SUSY-Partner ein "S" als Präfix hinzugefügt. Den elementaren Bosonen wird ein neues Fermion mit Spin $\frac{1}{2}$ zugeordnet so genannte Gauginos. Je nach elektrischer Ladung mischen sich diese zu Charginos und Neutralinos. Bei den SUSY-Partnern der Bosonen wird am Ende des Namens "ino" angehängt.

Einen Sonderfall stellt das Higgs-Boson dar, zu dessen Beschreibung in der Supersymmetrie ein komplexes Isodublett nicht ausreicht. Man benötigt zur Vermeidung von Divergenzen durch Dreiecksanomalien jeweils ein Isodublett mit $Y = +1$ und eins mit $Y = -1$:

$$\begin{pmatrix} H_1^+ \\ H_1^0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} H_2^0 \\ H_2^- \end{pmatrix}$$

Durch den Higgsmechanismus erhält man dann noch fünf beobachtbare Higgsfelder: h^0 , H^0 , A , H^+ , H^- . Die dazugehörigen Higgsinos entsprechen aber den ursprünglichen Higgs-Dubletts \tilde{H}_1^+ , \tilde{H}_1^0 , \tilde{H}_2^0 , \tilde{H}_2^- . Mit den Gauginos bilden diese dann ähnlich zur Mischung von Photon und Z^0 aus B und W^0 die physikalischen Massezustände. Die Charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ mischen sich aus Winos und den geladenen Higgsinos zusammen. Die verbleibenden neutralen Higgsinos, das Zino und das Photino ergeben die Neutralinos $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$. Auf diese Art hat man das Standardmodell um möglichst wenige neue Teilchen erweitert, man nennt dies Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM).

Die SUSY Teilchen unterscheiden sich bei dieser Definition nur in der Spinquantenzahl von ihren Partnerteilchen. Alle anderen Quantenzahlen sind gleich. Dieses Modell ist aber in der Natur nicht möglich, da man keine entarteten Massepaare von Teilchen und Superteilchen finden kann. Das heißt man muss zusätzlich einen Brechungsmechanismus für die Supersymmetrie einführen.

Im MSSM könnten viele Prozesse einen Protonzerfall bewirken. Um dies zu verhindern, führt man eine neue Symmetrie ein die so genannte R-Parität, die durch eine multiplikative Quantenzahl beschrieben wird. Mit der Baryonenzahl B , der Leptonenzahl L und dem Spin S ist sie folgendermaßen definiert:

$$R_P = (-1)^{3(B-L)+2S}$$

Durch diese Definition wird jedem Standardmodellteilchen $R_P = +1$ zugeordnet und jedem SUSY-Teilchen $R_P = -1$. Die Annahme der Erhaltung von Baryonen- und Leptonenzahl im MSSM ist gleichbedeutend mit der Erhaltung der R-Parität an jedem Vertex. Durch die Erhaltung werden SUSY-Teilchen nur in gerader Anzahl produziert und zusätzlich muss auch das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) stabil sein. Dieses Teilchen ist vor allem wenn es farblich und elektrisch neutral ist, ein sehr gut geeigneter Kandidat für dunkle Materie, die nach kosmologischen Beobachtungen nur über Gravitation mit der sichtbaren Materie wechselwirkt.

Die Brechung der Supersymmetrie ist im MSSM nicht durch spontane Symmetriebrechung möglich, der Mechanismus ist ein aktuelles Forschungsthema. Ein phänomenologischer Ansatz, um die Brechung zu parametrisieren, hat 124 freie Parameter. Im minimalen Supergravitationsmodell (mSUGRA) [3] kann man die Zahl der freien Parameter auf 5 reduzieren. Diese sind:

- $M_{\frac{1}{2}}$: Die Masse der Gauginos, vereinheitlicht an der GUT-Skala
- M_0 : Die Masse der Sfermionen (also Spin-0 Teilchen) an der GUT-Skala
- A_0 : Die trilineare Kopplung
- $\tan(\beta)$: Das Verhältnis der zwei Higgs-Vakuumserwartungswerte
- $sign|\mu|$: Das Vorzeichen des Higgsino-Massenterms

Durch das MSSM lässt sich auch das Problem lösen, dass sich die laufenden Kopplungskonstanten bei der GUT-Skala nicht in einem Punkt treffen, denn im MSSM können im Gegensatz zum normalen Standardmodell die drei Symmetriegruppen $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ und $U(1)$ tatsächlich vereinigt werden (siehe Bild 1.1).

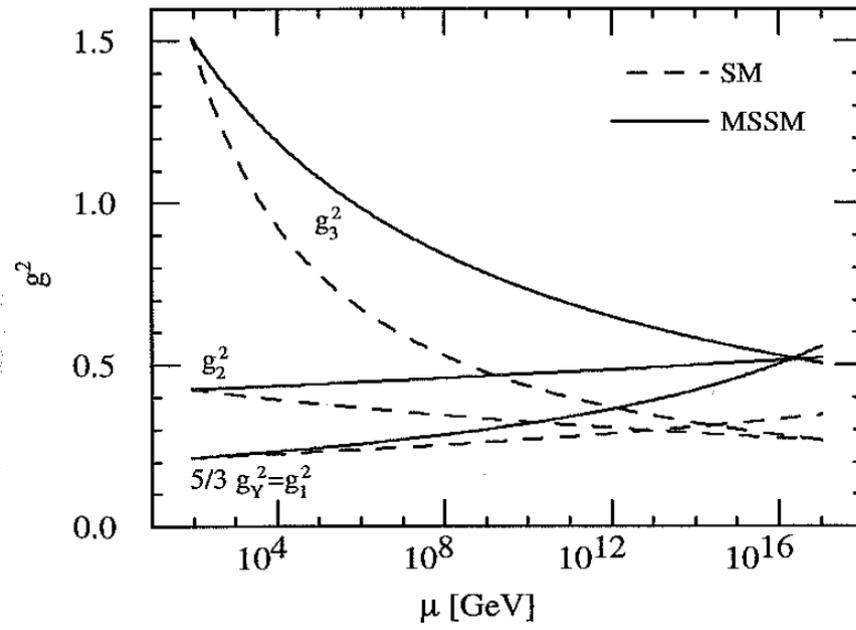


Abbildung 1.1: Die laufenden, quadrierten Kopplungsstärken der $U(1)$, $SU(2)_L$ und $SU(3)_C$ Gruppe oberhalb der Z-Massenskala im Standardmodell (gestrichelt) und im MSSM (durchgezogen) [3]

2 LHC und das ATLAS-Experiment

2.1 Der Large-Hadron-Collider (LHC)

Am europäischen Kernforschungszentrum CERN [6] in der Nähe von Genf wurde im November 2009 endlich der Betrieb des Large Hadron Colliders (LHC) wieder aufgenommen. Der Ringbeschleuniger wurde in einem Tunnel von 27 km Umfang gebaut, indem sich bis zum Baubeginn des LHC der Large-Electron-Positron (LEP) Beschleuniger befand, in dem Elektronen und Positronen beschleunigt und miteinander kollidiert wurden. Im LHC werden stattdessen Protonen mit einer wesentlich höheren Schwerpunktsenergie von bis zu $\sqrt{s} = 14$ TeV beschleunigt. Dies ist möglich, da der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung für die sehr viel schwereren Protonen bei einer Beschleunigung im Kreis sehr viel geringer ausfällt. Mit dieser Schwerpunktsenergie werden alle bisherigen Experimente um eine Größenordnung in der Energieskala übertroffen.

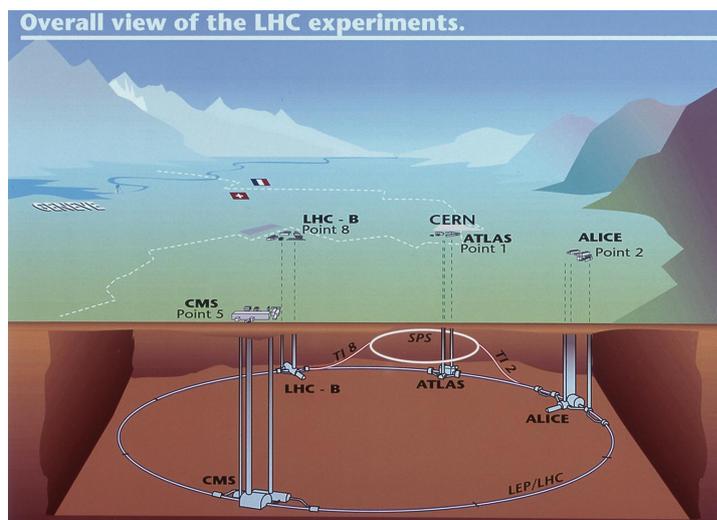


Abbildung 2.1: Darstellung des LHC am CERN und die Position der einzelnen Detektoren [7]

Durch die zwei in entgegengesetzte Richtung im Ring beschleunigten Protonenstrahlen mit 7 TeV werden alle 25 ns Bündel mit 10^{11} Protonen in den Ring injiziert. Die Bündel haben einen sehr engen Querschnitt von $15\mu\text{m}$ und es soll eine Luminosität von bis zu $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht werden.

An verschiedenen Kollisionspunkten rund um den Beschleunigerring sind Detektoren, die für verschiedene Aufgaben spezialisiert sind, positioniert. Für allgemeine Messungen in dieser Energieskala sind die beiden großen Multifunktionsdetektoren ATLAS und CMS gebaut worden, auf Kollisionen schwerer Ionen ist der ALICE Detektor spezialisiert worden und für genaue Messungen von B-Physik wurde das LHCb Experiment vorgesehen.

2.2 Das ATLAS-Experiment

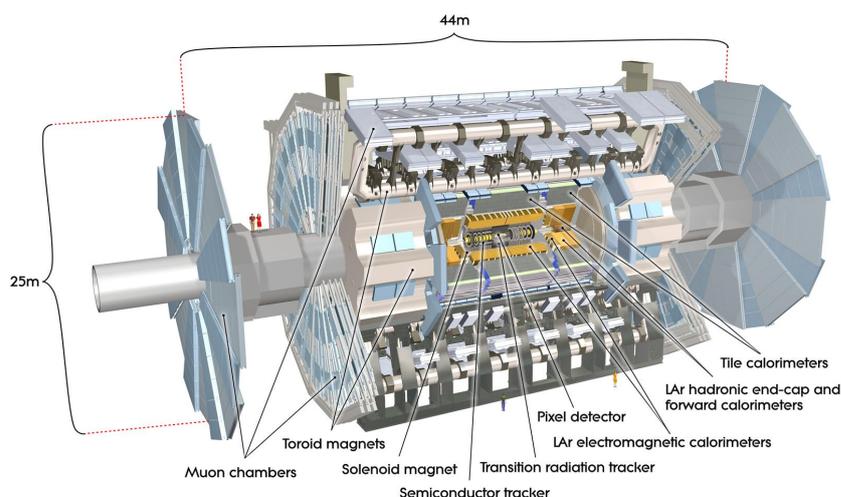


Abbildung 2.2: Der ATLAS-Detektor [7]

In dieser Diplomarbeit werden Datensätze behandelt, die eine Messung von Kollisionen am LHC mit dem ATLAS¹ [7][8] Detektor simulieren. Der Detektor ist 44m lang, hat einen Durchmesser von 22 m und wiegt etwa 7000 t (damit wäre ein Zylinder dieser Größe schwimmfähig). Um eine breite Palette an Teilchen mit diesem Universaldetektor messen zu können, ist der Detektor um den vorgesehenen Wechselwirkungspunkt der beiden Protonenstrahlen in Schichten aufgebaut, die je nach Art und Entfernung zum Mittelpunkt unterschiedliche Teilchen nachweisen können. Dabei unterscheidet man den zylindrischen “Barrel”-Bereich im Zentrum, der vor allem den transversalen Raumwinkelbereich zur Strahlachse abdeckt und die Endkappen, die den Kollisionspunkt in Richtung der Strahlachse einhüllen. Der Detektor ist vorwärts-rückwärts-symmetrisch vom Kollisionspunkt entlang der Strahlachse gebaut. Die X-Achse eines rechtshändigen Koordinatensystems wurde in Richtung Mittelpunkt des LHC-Rings festgelegt, und die Y-Achse zeigt nach oben. Die Z-Achse wurde dann entsprechend entlang der Strahlachse definiert.

In der Hochenergiephysik wird häufig die Pseudorapdität $\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$ statt dem

¹A Toroidal LHC Apparatus

Polarwinkel θ verwendet. In guter Näherung entspricht sie bei hohen Energien der Rapidität y , für die der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dy}$ invariant unter einem Lorentz-Boost ist. Sie nimmt den Wert 0 an für eine Richtung senkrecht zur Strahlachse und wird zu $\pm\infty$ parallel dazu.

Daneben wird für die Berechnung von Kegeln um einen bestimmten Richtungsvektor oder für den Winkelabstand im Raum die Variable $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ verwendet. Ein Viererimpulsvektor wird für Teilchen, die im ATLAS-Detektor gemessen wurden, mit den Größen Transversalimpuls p_T , Pseudorapidität η , Azimuthalwinkel ϕ und der Masse m angegeben.

Es folgt nun eine Beschreibung von innen nach außen der verschiedenen Detektorschichten.

2.2.1 Der innere Detektor

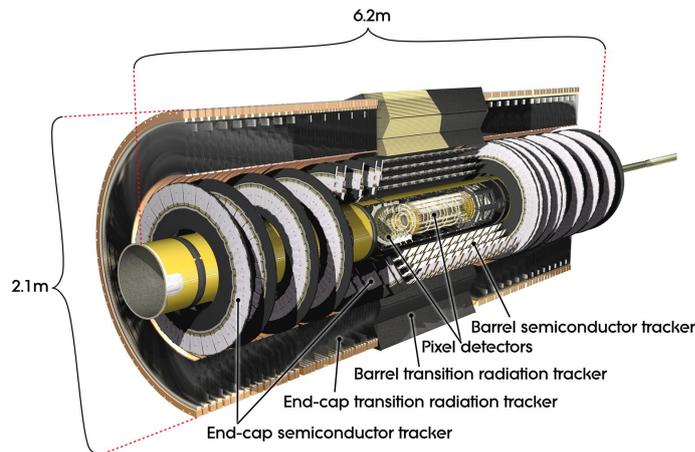


Abbildung 2.3: Die Schichten des inneren ATLAS-Detektors [7]

Der gesamte innere Detektor befindet sich in einem Solenoidmagneten mit einem Magnetfeld entlang der Strahlachse von $B = 2T$. Durch dieses Magnetfeld werden geladene Teilchen, die sich rechtwinklig dazu bewegen auf eine Kreisbahn gelenkt, an deren Krümmung man den Impuls und die Ladung ablesen kann. Direkt um den Wechselwirkungspunkt wurde der Pixeldetektor gebaut, dieser besteht aus drei Schichten von Siliziumpixelzählern, die eine Auflösung in Strahlrichtung von $66 \mu m$ haben und sogar $12 \mu m$ senkrecht dazu. Um den Pixeldetektor liegen weitere acht Schichten von Siliziumstreifen zählern, welche den Semi-Conductor-Tracker (SCT) bilden. Diese bieten eine Auflösung von $16 \mu m$ in die XY-Ebene und $580 \mu m$ in Z-Richtung. Diese beiden Detektorteile decken einen Polarwinkelbereich von $|\eta| < 2.5^2$ ab. Die letzte Schicht des

²In dieser Diplomarbeit wird die englische Schreibweise für Dezimalzahlen verwendet, d.h. "Punkt" statt "Komma"

inneren Detektors liefert weitere 36 Spurpunkte mit $170 \mu\text{m}$ Genauigkeit. Er besteht aus gasgefüllten Driftröhren und wird Transition-Radiation-Tracker (TRT) genannt. Dieser Teil reicht nur bis zu $|\eta| < 2$.

2.2.2 Die Kalorimeter

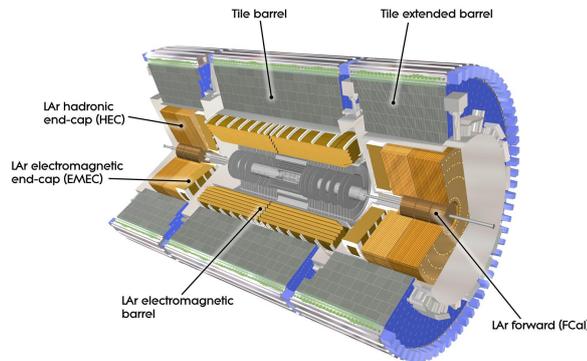


Abbildung 2.4: Die Kalorimeter Schichten des ATLAS-Detektors [7]

Der Kalorimeterteil des ATLAS-Detektors teilt sich in zwei unterschiedliche Schichten auf. Näher zum Wechselwirkungspunkt liegt das elektromagnetische Kalorimeter, welches für die Messung der Energie von hauptsächlich elektromagnetisch zerfallenden Teilchen genutzt wird. Als Sampling-Material wird flüssiges Argon verwendet und die Absorberplatten bestehen aus Blei. Das elektromagnetische Kalorimeter hat eine Dicke von 24 Strahlungslängen und deckt einen Bereich von $|\eta| < 3.2$ ab. Die Auflösung beträgt $\Delta E/E = 10\%/\sqrt{E/GeV}$

Die nächste Schicht bildet das hadronische Kalorimeter, es ist für die Messung der Energie der hauptsächlich hadronisch zerfallenden Teilchen vorgesehen, die das elektromagnetische Kalorimeter passiert haben, und bietet dafür eine Dicke von 11 Absorptionslängen. Es besteht im Zentralbereich aus Szintillationszählern mit Eisenabsorbieren und im Endkappenbereich werden als Absorptionsmaterial Kupfer und Wolfram und flüssiges Argon wieder als Sampling-Material verwendet. Mit einer Auflösung von $\Delta E/E = 50\% - 100\%/\sqrt{E/GeV}$ wird auch wieder $|\eta| < 3.2$ abgedeckt.

2.2.3 Das Myon-Spektrometer

Die äußerste Schicht bildet das Myonspektrometer, das nur noch von Myonen und Neutrinos erreicht werden kann, da alle anderen Teilchen kurzlebiger sind oder vorher absorbiert würden. In einem toroidalen Magnetfeld sind zwei Schichten bestehend aus je drei Lagen von Driftröhren aufgebaut, die den größten Bereich des Raumes abdecken. Dieser Teil wird mit Monitored Drift Tubes (MDT) bezeichnet. In der Nähe der Strahlachse werden wegen der Untergrundstrahlung stattdessen Multidraht-Proportionalkammern so

genannte Cathode-Strip-Chambers (CSC) eingesetzt. Diese beiden Detektorarten werden für die Präzisionsmessung der Koordinaten verwendet. Für die Messung der Myontriggung kommen im Barrelbereich Resistive-Plate-Chambers (RPC) zum Einsatz und im Endkappenbereich werden Thin-Gap-Chambers (TGC) verwendet.

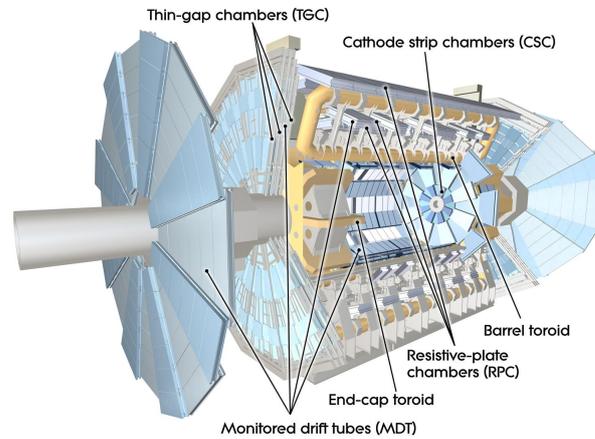


Abbildung 2.5: Das Myon-Spektrometer am ATLAS-Detektor [7]

2.2.4 Der Trigger

Da sich die Strahlbündel alle 25 ns treffen ergibt sich eine Kollisionsrate von 40 MHz. Da aber die Speicherung der Ereignisdaten auf eine Rate von 200 Hz beschränkt ist muss die Messrate durch verschiedene Trigger vorher reduziert werden. Dazu wird ein dreistufiges Trigger-System verwendet. Die erste Triggerstufe (L1) ist ein Hardware basierter Trigger. Dieser reduziert die Ereignisrate auf 75 KHz und definiert Regionen in denen physikalisch interessante Merkmale auftreten. Dabei werden nur Teile der gesamten Detektorinformationen verwendet. Die anderen beiden Triggerstufen sind Software basiert. Im zweiten Trigger-Level (L2) wird die vorher interessante Region mit einer Selektionssoftware untersucht. Auch die Daten der noch nicht verwendeten Detektorteile werden nun durch die Software genauer in Augenschein genommen und es wird eine weitere Auswahl getroffen, sodass die Rate auf 3.5 KHz sinkt. Im Ereignisfilter, der letzten Trigger-Stufe, wird die Rate weiter auf nur noch 200 Hz gesenkt und die Daten werden nun für eine Physikanalyse gespeichert.

3 Die Suche nach Supersymmetrie

Das LHC-Experiment ist sehr gut für die Suche nach Supersymmetrie geeignet, deshalb wurden Analysen mit Monte-Carlo-Simulationen vorbereitet. Mit diesen kann man den ATLAS-Detektor simulieren und testen, wie Teilchen durch diesen gemessen werden. Dadurch kann man Auswahlkriterien für Messungen schon vor dem eigentlichen Start optimieren, und Datenanalysen vorbereiten. In diesem Kapitel wird eine Einführung gegeben, wie man für die Suche nach Supersymmetrie mit simulierten Daten vorgehen muss, um eine geeignete Selektion von Ereignissen zu bekommen. Es wird der 1-Lepton-Kanal eingeführt, der Bestandteil der Analyse dieser Diplomarbeit ist. Da der Beschleuniger zu Beginn nicht mit seiner Nominalenergie von 14 TeV laufen wird, wurden Monte-Carlo-Daten mit 10 TeV für diese Diplomarbeit verwendet.

In dieser Diplomarbeit wird während der Analyse häufig die Rede von Leptonen sein. Dies bezieht sich aber nur auf Elektronen und Myonen bzw. die dazugehörigen Neutrinos. Taus werden extra behandelt, da sie im ATLAS Detektor nicht so rekonstruiert werden können wie die zwei anderen Teilchen. Das Tau ist das schwerste Lepton und hat nur eine sehr kurze Lebensdauer, daher hat es nur eine sehr kurze Zerfallsstrecke und kann nicht als einzelnes Teilchen in den verschiedenen Detektorkomponenten rekonstruiert werden. Es zerfällt vielmehr in kurzer Entfernung zum Hauptwechselwirkungspunkt und erzeugt dann auch Jets oder leichtere Leptonen.

3.1 Erstellung von Ereignissen mit ATLAS-Software

Um Ereignisse zu simulieren, die man mit dem ATLAS-Detektor sehen könnte, wird das Athena Software Gerüst verwendet. Dies stellt den Rahmen für die Generierung, Simulation und Analyse von Monte-Carlo-Ereignissen dar. Aber auch echte Daten werden mit der Athena Software weiterverarbeitet. Um Monte-Carlo-Ereignisse zunächst zur Simulation zu erstellen sind in Athena verschiedene Generatorwerkzeuge implementiert. Diese berechnen durch die in der Theorie vorgegebenen Feynmanregeln die möglichen Zerfallsprozesse aus der Proton-Proton-Kollision, die am LHC stattfindet. Auch für die noch nicht experimentell bestätigten Theorien kann man so Zerfallsprozesse simulieren. Für den in dieser Diplomarbeit verwendeten SUSY Datensatz wurde der HERWIG Generator [9] verwendet, für die $t\bar{t}$ -Datensätze MC@NLO [10] bzw. TopReX [11] für den Datensatz mit Spinkorrelation.

Als nächsten Schritt durchlaufen diese Ereignisse eine Simulation des ATLAS-Detektors. Es wird also simuliert wie der generierte Zerfallsprozess im Experiment tatsächlich detektiert werden kann. Hierzu wird das Softwarepaket GEANT4 [12] verwendet. Dieses

simuliert Energieablagerungen in bestimmten Volumina. Auf diese Simulation wird die Detektorantwortfunktion angewendet, so erhält man Signale, wie im echten Detektor. Das bedeutet, dass alle weiteren Schritte sowohl mit simulierten, wie auch mit echten Daten durchgeführt werden.

Diese werden weiter bearbeitet, um zum Beispiel einzelne Teilchenspuren zu identifizieren. Am Ende erhält man den Datensatz im ESD (Event Summary Data) Format, welches detaillierte Informationen der Rekonstruktion des Ereignisses enthält. Dies kann man noch weiter zusammenfassen, um den Speicheraufwand zu verringern und die Zugänglichkeit für die Analyse zu verbessern, dies wird dann AOD (Analysis Object Data) Format genannt.

Man kann entweder die Daten in diesem Format analysieren oder man bearbeitet die Datensätze zunächst so, wie man sie für die jeweilige Analyse weiterverwenden möchte, und speichert dies dann in Ntupeln ab. Zur Analyse solcher Ntupel gibt es das Datenanalyse Softwareframework ROOT [13]. Es beinhaltet einen C++ Interpreter und viele Pakete und Werkzeuge, die speziell für die Analyse von Daten in der Hochenergiephysik geeignet sind.

Für simulierte Daten besteht die Möglichkeit des Vergleichs von generierten Ereignissen und den im Detektor rekonstruierten Daten. So kann man die Algorithmen zur Rekonstruktion verbessern, oder man kann abschätzen, ob rekonstruierte Spuren tatsächlichen Teilchen entsprechen, oder mit welcher Effizienz bestimmte Teilchen rekonstruiert werden.

3.2 Ereignisrekonstruktion und neue Variablen

In dieser Diplomarbeit wurden Datensätze analysiert, die als Ntupel generiert wurden und mit ROOT bearbeitet werden können. In diesem Format sind bereits einzelne Zerfallssubjekte und physikalische Größen rekonstruiert worden. Für die 1-Lepton SUSY Analyse sind vor allem zusammengefasste Teilchen in Bündeln so genannte Jets wichtig, wie sie zum Beispiel durch Kollisionsprozesse auftreten, bei denen Quarks entstehen, die quasi sofort hadronisieren müssen, so dass eine große Zerfallskaskade von Hadronen entsteht. Dann ist für die Suche nach Supersymmetrie eine weitere wichtige Variable die fehlende Transversalenergie, da man erwartet LSPs in SUSY Ereignissen nur indirekt über diese Größe mit dem Detektor nachweisen zu können. Auch Elektronen und Myonen sind in diesen Ntupeln bereits rekonstruiert worden. Für die 1-Lepton Analyse werden aber auch noch zusätzliche Größen benötigt, welche nicht automatisch rekonstruiert wurden und erst bei der Verarbeitung des Ntupels berechnet werden müssen.

- **Jetrekonstruktion**

Für die Jetrekonstruktion wird der Cone4Tower Algorithmus [14] verwendet. Dabei wurde eine "Kegelgröße" von $\Delta R = 0.4$ gewählt, es handelt sich wegen der Definition von η nicht wirklich um einen Kegel in normalen Kugelkoordinaten. Als Startpunkt werden Teilchen mit hohem Transversalimpuls p_T benutzt und danach wird iterativ nach stabilen Rekonstruktionen für Jets mit dieser Kegelgröße gesucht.

Dabei soll die Achse des Kegels mit der Richtung der Summe der Viererimpulsvektoren, die man dem Jet als Einzelobjekt zuordnet, am Ende der Rekonstruktion übereinstimmen.

- **Fehlende Transversalenergie E_T^{miss}**

Durch diese Variable versucht man indirekt Teilchen in einem Zerfallsereignis nachzuweisen, die nicht vom Detektor gemessen werden können, da sie elektrisch neutral sind, also nicht im inneren oder Myondetektor gefunden werden können, und auch mit der Materie in den Kalorimetern nicht oder nur schwach wechselwirken. Diese Eigenschaft trifft zum Beispiel auf Neutrinos zu, aber eben auch auf die LSPs. Vor der Kollision haben die beiden Protonen keinen Impuls transversal zur Strahlachse, das heißt, dass auch die Summe der Impulse aller Zerfallsteilchen wieder 0 ergeben sollte. Hierzu wird die gesamte transversale Energie, die während des Ereignisses in den Kalorimeterzellen abgelagert wurde, vektoriell summiert und zusätzlich alle Myonen addiert, da diese nur einen kleinen Teil ihrer Energie auf die Materie im Kalorimeter übertragen. Die Summe ist die Transversalenergie aller sichtbaren Teilchen. Der gleiche Vektor in entgegengesetzte Richtung ergibt dann die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} , die benötigt wird, um die Transversalimpulserhaltung zu gewährleisten. Der Algorithmus zur Berechnung von E_T^{miss} heißt MET_Reffinal. Zu dieser Variable tragen für den Detektor nicht nachweisbare Teilchen bei, aber auch elektronisches Rauschen oder mangelnde Abdeckung des vollständigen Raumwinkels durch den Detektor.

- **Elektronrekonstruktion**

Der Standardalgorithmus egamma [15] zur Berechnung von Elektronen benutzt Bündel (Cluster) von Energie im Elektromagnetischen Kalorimeter als Start zur Rekonstruktion und versucht dann in weiteren Schritten auch noch eine Teilchenspür aus dem inneren Detektor an diesen Bereich anzupassen (Trackmatching). Zur Elektronenidentifikation wird eine große Zahl von Variablen verwendet, je nach dem wie effizient die Elektronen bestimmt werden sollen, unterscheidet man verschiedene Qualitätskriterien. "Loose" Elektronen werden nur durch Kalorimeterinformationen bestimmt, "Medium" Elektronen beinhalten eine verbesserte Auswahl im Kalorimeter und beziehen auch Spureigenschaften mit ein und "Tight" Elektronen benutzen noch mehr Variablen dieser beiden Detektorkomponenten bzw. auch Variablenschnitte, die den inneren Detektor und das Kalorimeter kombinieren. Je besser die Qualitätskriterien sind, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, dass Objekte fälschlicherweise als Elektronen rekonstruiert werden (Fake Rate), was natürlich sehr gut ist, aber durch die genauere Auswahl gehen auch mehr echte Elektronen verloren. In dieser Diplomarbeit erfüllen rekonstruierte Elektronen immer mindestens das "Medium" Kriterium.

- **Myonrekonstruktion**

Myonen werden mit dem STACO (STATistical COmbination) Algorithmus [16] rekonstruiert. Hierbei wird versucht, eine Teilchenspür aus dem inneren Detektor mit einer Teilchenspür aus dem Myonspektrometer abzugleichen. Die Teilchenspuren

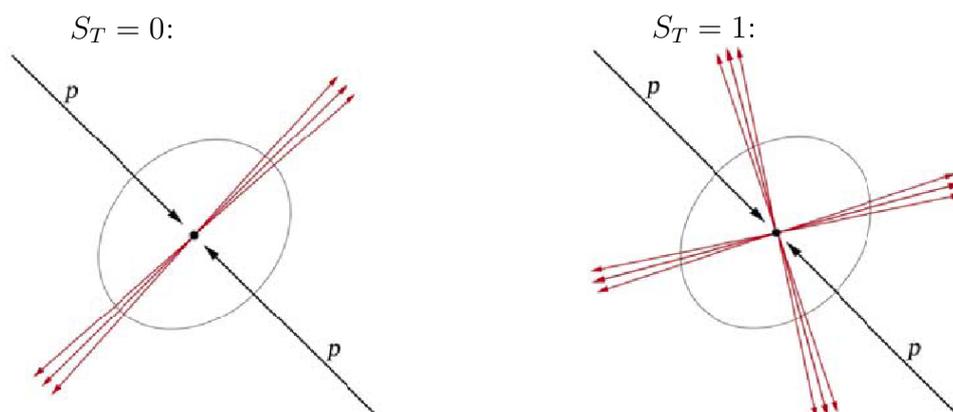
im inneren und äußeren Detektorteil wurden dabei vorher unabhängig voneinander rekonstruiert. Für diese Anpassung verlangt man, dass die Spuranpassung (χ^2) kleiner als 100 sein soll. Passen mehrere Spuren aus dem inneren Detektor zu einer aus dem Myondetektor, wird nur die Kombination ausgewählt, die am besten passt.

- **Transversale Sphärizität**

Sphärizität [17] ist ein Maß für die Isotropie eines Ereignisses im dreidimensionalen Raum. Die Transversale Sphärizität S_T beschreibt dies nur in der Ebene senkrecht zur Strahlachse. Sie ist definiert durch:

$$S_T = \frac{2\lambda_2}{(\lambda_1 + \lambda_2)}$$

wobei $\lambda_{1/2}$ die Eigenwerte des 2×2 Sphärizitätstensors $S_i^j = \sum_k p_{ki} p^{kj}$ sind. In den Tensor fließen die Impulsvektoren p aller Jets mit $|\eta| < 2.5$ und $p_T < 20$ GeV ein und zusätzlich noch aller ausgewählten Leptonen. k ist der Laufindex der über die Gesamtzahl der Leptonen und Jets geht. i und j nehmen die Werte 1 bis 2 an, also die X- oder Y-Komponente des jeweiligen Impulsvektors. Das ergibt für den Wertebereich: $0 \leq S_T \leq 1$, wobei 0 einem Ereignis entsprechen würden, wo die Teilchen nur in zwei exakt entgegengesetzte Richtungen fliegen, während 1 einem komplett isotropen Ereignis entspräche. SUSY Ereignisse tendieren dazu relativ sphärisch zu sein ($S_T \approx 1$), da die anfänglichen schweren Teilchen annähernd in Ruhe produziert werden, und ihre lange Zerfallskaskade Teilchen in viele verschiedene Richtungen emittiert wird. QCD Ereignisse hingegen werden von so genannten “back-to-back” Ereignissen dominiert ($S_T \approx 0$).



- **Transversale Masse**

Die transversale Masse M_T [17] ist definiert durch:

$$M_T = \sqrt{2 \cdot (E_T^{lep} E_T^{miss}) \cdot (1 - \cos \phi(lep, E_T^{miss}))}$$

wobei ϕ der Winkel zwischen der Richtung des E_T^{miss} -vektors und dem führenden Lepton ist. Diese Variable ist nützlich, wenn ein Teilchen in der Zerfallskette in ein sichtbares und ein unsichtbares Teilchen zerfällt, zum Beispiel $W \rightarrow e\nu$. Falls es keine weiteren Beiträge zu E_T^{miss} gibt, gilt für die transversale Masse: $M_T < M_W$

- **Effektive Masse**

Die effektive Masse M_{eff} [17] ist ein Maß für die gesamte Aktivität in einem Ereignis. Mit den vier Jets, die das höchste p_T innerhalb von $|\eta| < 2.5$ haben, und allen identifizierten Leptonen ist sie definiert durch:

$$M_{eff} = \sum_{i=1}^4 p_T^{jet,i} + \sum_{i=1} p_T^{lep,i} + E_T^{miss}$$

Diese Variable ist nützlich um SUSY- von Standardmodellereignissen zu unterscheiden. Zusätzlich hat sie noch die interessante Eigenschaft, dass die M_{eff} -Verteilung für SUSY Ereignisse einen Höchstwert erreicht, der sehr stark mit der Masse des SUSY-Teilchenpaares korreliert ist, die bei der Proton-Proton-Kollision erzeugt wurden. Daher kann man diese Variable dazu benutzen, die Massenskala der SUSY-Ereignisse zu quantifizieren.

3.3 Kriterien zur besseren Objektidentifikation und Vorauswahl

Für die Suche nach Supersymmetrie wird vor den eigentlichen Schnitten, die für den 1-Lepton Kanal angewendet werden, der Datensatz noch durch so genannte Teilchenidentifikationskriterien eingeschränkt. Man möchte vor Anwendung der Selektionskriterien oder zur Optimierung dieser Ereignisse, die für SUSY in Frage kommen genauer rekonstruieren bzw. Ungenauigkeiten bei der Rekonstruktion oder im Detektor weiter ausklammern. Hierzu werden die Standardkriterien aus der CSC-Note (Computing System Challenge) [18] verwendet und eine Vorauswahl (Preselection) getroffen.

Man erwartet in SUSY Ereignissen relativ viele Jets, die daher auch häufiger nahe beieinander liegen können, deshalb wurde bereits für die Rekonstruktion ein schmaler Kegel gewählt. Weiterhin muss man beachten, dass Elektronen im Kalorimeter auch einen Schauer durch ihren Zerfall erzeugen, der auch als Jet identifiziert wird, deshalb wird bei einem Abstand von $\Delta R < 0.2$ zwischen einem Elektron und einem Jet der Jet verworfen, also wenn sich das Elektron im Zentrum des Jets mit einer Kegelgröße von $\Delta R = 0.4$ befindet. Es wird durch dieses "Overlap removal" also vermieden, dass ein Objekt zweimal gezählt wird. Des weiteren werden Jets ausgeschlossen, die einen flachen Winkel zur Strahlachse haben, da man annimmt, dass SUSY-Jets vermehrt im Zentralbereich des Detektors auftreten werden, während im Vorwärtsbereich vermehrt Jets aus der Abstrahlung des Ausgangszustands (Initial State Radiation) anzutreffen sein werden. Man

wählt nur Jets aus mit $|\eta| < 2.5$

Um Fehler durch die schlechte Auflösung von E_T^{miss} zu unterdrücken, verlangt man, dass die drei führenden Jets vom E_T^{miss} -Vektor separiert sind. Dazu verwirft man Ereignisse, die einen minimalen Azimuthalwinkel von $\Delta\phi < 0.2$ zum E_T^{miss} -Vektor unterschreiten.

Um isolierte Elektronen auszuwählen, verlangt man in einem Kegel von $\Delta R < 0.2$ um das Elektron eine transversale Energie, die nicht mit dem Elektron assoziiert ist, von weniger als 10 GeV. Man bezeichnet dies als transversale Isolationsenergie (ETcone(0.2)). In der Region $1.37 < |\eta| < 1.52$ (Crack Region) ist die Effektivität der Elektronenidentifikation durch den Detektoraufbau stark verringert. Hier ist ein Übergang im elektromagnetischen Kalorimeter und es befindet sich sehr viel Material vor dem Kalorimeter. Man verwirft das ganze Ereignis, wenn man ein Elektron in dieser Region findet. Wie weiter oben beschrieben, werden insgesamt nur "medium" Elektronen verwendet. Dann nimmt man auch für die Elektronenmessung nur Elektronen, die nicht zu nah an der Strahlachse sind $|\eta| < 2.5$. Neben dem Overlap Removal, welches Jets verwirft, wenn Elektronen im Zentrum des Jets gefunden werden, führt man zusätzlich noch ein, dass Elektronen verworfen werden, wenn sie weiter außen im Jet sind $0.2 < \Delta R < 0.4$, da man annimmt, dass diese Elektronen ein Zerfallsprodukt eines Teilchens im Jet sind und nicht unabhängig von diesem.

Auch Myonen in "Vorwärtsrichtung" werden mit dem Schnitt $|\eta| < 2.5$ verworfen. Des Weiteren fordert man genau so wie bei den Elektronen eine transversale Isolationsenergie von höchstens 10 GeV in einem Kegel von $\Delta R < 0.2$ um das Myon. Ebenso wie bei den Elektronen werden auch Myonen innerhalb eines Jets ausgeschlossen, da aber hier kein Overlap Removal durchgeführt wurde, gilt dies für den ganzen Jetbereich $\Delta R < 0.4$.

Zuletzt wird zusätzlich zu den Standards zur Teilchenidentifikation noch als weitere Einschränkung für die Ereignisse eine Vorauswahl "Preselection" gefordert, dass es mindestens ein Lepton mit $p_T > 10$ GeV und mindestens zwei Jets mit $p_T > 10$ GeV geben soll. Dies soll zunächst dafür sorgen, dass man wirklich nur sinnvolle Ereignisse der simulierten $t\bar{t}$ und SUSY Datensätze benutzt. Allerdings werden diese beiden Schnitte im späteren Verlauf der Analyse fallengelassen, wenn vor allem Ereignisse mit niedrigem p_T analysiert werden.

Zusammenfassung der Vorauswahl:

- **Jets:**
 $|\eta| < 2.5$;
 $\Delta R < 0.2$ zum Elektron \Rightarrow Jet;
- **E_T^{miss} :**
 E_T^{miss} -Vektor $\Delta\phi < 0.2$ zu 3 führenden Jets \Rightarrow Ereignis;
- **Elektronen:**
 $|\eta| < 2.5$;
 medium Elektronen;
 $1.37 < |\eta| < 1.52$ Crack Region \Rightarrow Ereignis;

$$ET_{cone}(0.2) < 10 \text{ GeV};$$

$$0.2 < \Delta R < 0.4 \text{ zum Jet} \Rightarrow \text{Elektron};$$

- **Myonen:**

$$|\eta| < 2.5;$$

$$ET_{cone}(0.2) < 10 \text{ GeV};$$

$$\Delta R < 0.4 \text{ zum Jet} \Rightarrow \text{Myon};$$

- **Gesamt:**

$$1 \text{ Lepton mit } p_T > 10 \text{ GeV};$$

$$2 \text{ Jets mit } p_T > 10 \text{ GeV};$$

3.4 Der 1-Lepton SUSY-Kanal

Da sich diese Diplomarbeit mit der Analyse des $t\bar{t}$ Zerfalls als Untergrund zu SUSY Ereignissen beschäftigt, wird keine genaue Schnitthanalyse mit sämtlichen möglichen Standardmodellprozessen und allen für ATLAS ausgesuchten SUSY-Parameterkombinationen betrieben. Auch die Auswahlregeln selbst wurden aus der CSC-Note [18] übernommen und nur geringfügig für die Analyse angepasst.

Um zu analysieren wie man SUSY Ereignisse am besten selektieren kann, wurden zunächst einige sinnvolle Kombinationen der fünf freien Parameter im mSUGRA Modell festgelegt, die in der gesamten ATLAS-Kooperation verwendet werden. Zu diesen Kombinationen wurden dann mit ATHENA Datensätze produziert, die mit SUn (n: Nummer) benannt wurden. In dieser Diplomarbeit wird nur der Punkt SU4 im SUSY-Parameterraum behandelt. Dieser zeichnet sich durch möglichst niedrige Massen nahe an der Grenze zu dem Bereich aus, der schon durch das TEVATRON-Experiment ausgeschlossen wurde.

$$SU4: \quad m_0 = 200 \text{ GeV}; \quad m_{\frac{1}{2}} = 160 \text{ GeV}; \quad A_0 = 400 \text{ GeV}; \quad \tan \beta = 10; \quad \mu > 0$$

Man unterscheidet verschiedene Zerfallsmöglichkeiten von supersymmetrischen Ereignissen, die man versucht, mit jeweils eigenen Schnitten aus diesen Datensätzen zu selektieren. In diesen verschiedenen Modi oder Kanälen wird die Anzahl der Leptonen (nur e und μ s.o.) in den 0-,1-,2- und 3-Lepton-Kanal unterschieden, daneben betrachtet man noch den b-Jet- und Tau-Kanal. In dieser Diplomarbeit werden die Auswahlkriterien für genau ein Lepton mit mehreren hochenergetischen Jets und viel fehlender Energie betrachtet. Es handelt sich dabei um eine inklusive Suche nach Supersymmetrie, was soviel bedeutet, dass der Zerfall, aus dem das Lepton ursprünglich stammt, nicht näher spezifiziert wird.

Die Ntupel sind für die frühe Phase des LHC Experiments mit $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ erstellt worden, dazu wählt man folgende Schnitte (Cuts) für den 1-Lepton-Kanal:

-
1. Genau ein isoliertes Lepton mit $p_T > 20 \text{ GeV}$, dies soll natürlich den vorher definierten Auswahlkriterien entsprechen.
Keine zusätzlichen Leptonen mit $p_T > 10 \text{ GeV}$, dadurch beschränkt man sich exklusiv auf den 1-Lepton-Kanal und hat keine Überschneidungen mit dem 0-,2- oder 3-Leptonen-Kanälen.

 2. Mindestens vier Jets mit $p_T > 40 \text{ GeV}$,
davon soll mindestens ein Jet $p_T > 100 \text{ GeV}$ haben.

 3. Fehlende Transversalenergie, $E_T^{miss} > 80 \text{ GeV}$ und $E_T^{miss} > 0.2 \cdot M_{eff}$

 4. Transversale Sphärizität, $S_T > 0.2$

 5. Transversale Masse, $M_T > 100 \text{ GeV}$

 6. Effektive Masse, $M_{eff} > 600 \text{ GeV}$

Die ersten drei Schnitte stellen das Mindestmaß für die Suche nach Supersymmetrie dar. Der vierte Schnitt reduziert falsch rekonstruierte Dijet Ereignisse. Mit dem vierten Schnitt filtert man den Untergrund auf Ereignisse, deren hohe fehlende Energie aus einem $W \rightarrow l\nu$ Zerfall stammt. Zuletzt wählt man noch Ereignisse aus, die Endzustände mit hoher Masse haben. Da in dieser Diplomarbeit der Hintergrund zu diesen Auswahlregeln untersucht werden soll, und da diese Schnitte bereits sehr effektiv den $t\bar{t}$ Untergrund reduzieren, wurde der letzte Schnitt zur Erhöhung der Statistik auf $M_{eff} > 500 \text{ GeV}$ abgesenkt.

Übrig bleiben Ereignisse mit vielen hochenergetischen Jets, die im Falle von Supersymmetrie durch die lange Zerfallskaskade von SUSY-Teilchen zustande kommen. Weiterhin haben solche Ereignisse eine gute Isotropie und viel fehlende Energie durch die erwarteten zwei LSPs. Möglichkeiten für Untergrund durch Zerfälle, die nur Standardmodellteilchen involvieren, sind : $t\bar{t}$, W, Z, Diboson und QCD. Nachdem aber alle Schnitte angewendet wurden, bleiben davon hauptsächlich nur noch $t\bar{t}$ -Ereignisse übrig.

Cut	SU4	Cuteff.	$t\bar{t}$	Cuteff.
N	24341.3	-	92306.7	-
Lepton p_T	14778.3	60.7%	70273.3	76.1%
Jets p_T	5132.6	34.7%	8355	11.9%
E_T^{miss}	1906.5	37.1%	988.8	11.8%
S_T	1593.5	83.6%	786.7	79.6%
M_T	758.7	47.6%	68.3	8.7%
M_{eff}^{600}	673.9	88.8%	35.4	51.8%
M_{eff}^{500}	756.5	99.7%	58.3	85.4%

Tabelle 3.1: Schnitttabelle des 1-Lepton-Kanals mit Effizienz der einzelnen Schnitte auf Signal und Untergrund. Einträge normalisiert für eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} .

Für SU4 ergibt sich dann mit diesem Untergrund eine statistische Signifikanz S/\sqrt{B} von 99.1, wobei S: Signal, B: Untergrund. Diese bezieht aber noch nicht die anderen zum Teil nicht ganz verschwindenden Untergrundarten und die statistischen Unsicherheiten mit ein.

Wenn Supersymmetrie mit der Zerfallstopologie des SU4 Punktes existiert, wird es durch das LHC möglich, die SUSY Ereignisse relativ gut vom Untergrund zu unterscheiden, selbst bei deutlich niedrigeren Energien als 14 TeV, deutlich geringerer integrierter Luminosität als 1 fb^{-1} oder mit geringerem Wirkungsquerschnitt als SU4.

4 $t\bar{t}$ Untergrundanalyse

In diesem Kapitel wird der Hauptuntergrund zum 1-Lepton-SUSY-Kanal genauer analysiert. Dabei wird untersucht, warum $t\bar{t}$ Ereignisse, die zwei Leptonen im Endzustand haben, die Auswahlregeln für nur ein Lepton passieren. Darüber hinaus wird ein Mechanismus entwickelt, der aus identifizierten dileptonischen Ereignissen einen Kontrolldatensatz erzeugt, mit dem der Untergrund von dileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignissen mit nur einem identifizierten Lepton abgeschätzt werden kann. Es wird untersucht, wie man den Untergrund zum 1-Lepton-SUSY-Kanal dadurch besser abschätzen kann.

Für die Analyse ist es wichtig zwischen Daten auf Generatorebene (Truth) und rekonstruierten Daten (Reco) zu unterscheiden. Auf Generatorebene hat man die genauen Informationen über Teilchen und deren Beziehung untereinander, d.h. welche Teilchen in welche zerfallen sind usw.. In rekonstruierten Daten ist dies nicht der Fall. Es wurden Teilchen und Jets wie im vorigen Kapitel beschrieben rekonstruiert. Dies ist aber auch mit einer nicht zu unterschätzenden Unsicherheit behaftet, manche Teilchen werden mit mehrfacher Identifikation gefunden, manche Teilchen werden gar nicht gefunden.

4.1 Der $t\bar{t}$ Zerfall

Das Top-Quark zeichnet sich durch eine sehr große Masse von $171.2 \pm 2.1 \text{ GeV}$ [19] gegenüber den anderen Quarks aus. Es ist schwerer als die möglichen Zerfallsprodukte eines schwachen Prozesses:

$$t^+ \rightarrow b^- + W^+$$

Die Zerfallsbreite für diesen Prozess ist wegen der Masse so groß, dass die daraus resultierende Zerfallszeit von $< 10^{-24} \text{ s}$ sogar kürzer ist als die für Hadronisierung übliche Zeit von $\sim 10^{-23} \text{ s}$ [1]. Das Top-Quark zerfällt also bevorzugt im Gegensatz zu allen anderen Quarks schon bevor Hadronen gebildet werden können über die schwache Wechselwirkung. Über die Kopplung mit der CKM-Matrix ist auch ein Zerfall in s- und d-Quarks möglich aber sehr unwahrscheinlich.

Bei der Messung erhält man keinen Top-Jet, sondern wird die Signaturen der dem Jet zugeordneten Teilchen im Detektor messen. Das b-Quark wird hadronisieren und einen Jet bilden. Das W-Boson aus dem ersten Schritt, zerfällt nun weiter in entweder ein Quark-Antiquark-Paar mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 2/3 oder es zerfällt in ein Lepton und das dazugehörige Neutrino mit 1/3 Wahrscheinlichkeit (hier ist natürlich das τ auch mit eingeschlossen).

Für ein ganzes Ereignis mit zwei Top-Quarks ergeben sich so folgende Möglichkeiten, wie man sie auch im Bild 4.1 sieht:

	$\bar{c}s$				all-hadronic
	$\bar{u}d$	electron+jets	muon+jets	tau+jets	
τ^-	$e\tau$	$\mu\tau$	$\tau\tau$	tau+jets	
μ^-	$e\mu$	$\mu\mu$	$\mu\tau$	muon+jets	
e^-	ee	$e\mu$	$e\tau$	electron+jets	
W decay	e^+	μ^+	τ^+	$u\bar{d}$	$c\bar{s}$

Abbildung 4.1: Kombinationsmöglichkeiten eines $t\bar{t}$ Zerfalls [20]

- Die größte Kategorie mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa $4/9 = 44,4\%$ sind die hadronischen Zerfälle, bei denen die W-Bosonen aus beiden Top-Zerfällen in Quark-Antiquark-Paare zerfallen. Mit den beiden b-Quarks ergibt sich ein Endzustand aus sechs Quarks, die als Jets rekonstruiert werden.
- Als weitere Kategorie definiert man Ereignisse, die mindestens ein τ enthalten. Tau-Ereignisse haben auf Grund des Neutrinos stets fehlende Energie, zum Teil auch hadronische Zerfälle und sind sehr viel schwieriger zu identifizieren als Myonen und Elektronen. $t\bar{t}$ -Zerfälle, die Taus enthalten, sind ein wichtiger Untergrund für die Suche nach Supersymmetrie aber nicht Thema dieser Arbeit.
- Zuletzt gibt es noch den dileptonischen Zerfall, bei dem beide W-Bosonen in Leptonen zerfallen. Man erhält also einen Endzustand mit zwei unterschiedlich geladenen Leptonen und zwei b-Jets. Diese Kategorie wird im folgenden weiter untersucht.

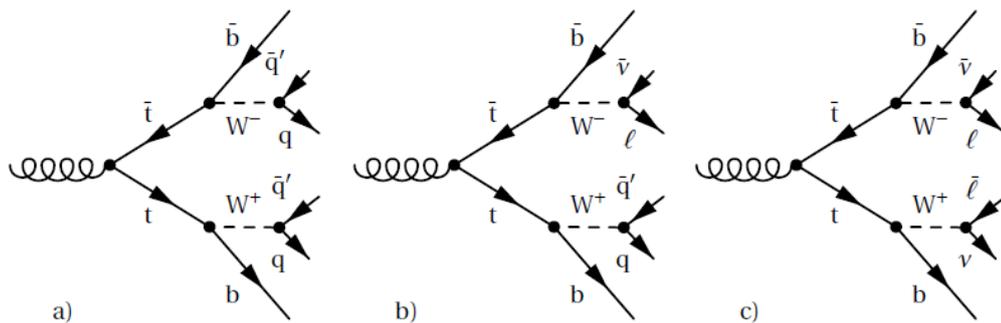


Abbildung 4.2: $t\bar{t}$ Zerfälle: a) hadronisch, b) semileptonisch, c) dileptonisch [20]

4.2 $t\bar{t}$ in der 1-Lepton-SUSY-Analyse

Nun wird untersucht, wie die Schnitte der SUSY Analyse tatsächlich auf den in der Analyse verwendeten MC@NLO $t\bar{t}$ Datensatz (5200 mit vollen Truth-Informationen) [10] wirken. Zu erwarten wäre, dass vor allem semileptonische Zerfälle die Schnitte passieren, da sie theoretisch genau wie gefordert ein Lepton und vier Jets aufweisen. Zusätzlich erwartet man auch τ -Ereignisse, bei denen ein Top leptonisch in ein Elektron oder Myon zerfällt und das andere in ein τ . Dieses wiederum zerfällt hadronisch weiter, wodurch so auch für die signifikanten Endzustände gesorgt wird.

Im vorliegenden Datensatz ist die gesamte Zerfallskette der Top-Quarks in den Truth-Informationen enthalten. So kann man die Tochterteilchen des W-Bosons aus dem primären Top-Zerfall zuordnen und auf die Kategorie des Ereignisses schließen. Im Datensatz sind allerdings keine hadronischen Zerfälle des W-Bosons enthalten. Es wird erwartet, dass diese durch die SUSY-Schnitte fast vollständig aussortiert werden können. Es ergibt sich nach dem 6. Schnitt $M_{eff} > 500$ GeV folgende Verteilung:

- semileptonisch (e, μ): 24.3%
- dileptonisch (e, μ): 28.6%
- τ (wenigstens eins): 46.4%
- undefiniert: <1%

Semileptonische Ereignisse werden bei guter Rekonstruktion durch den M_T -Schnitt unterdrückt. Interessant bei dieser Auflistung ist aber vor allem, dass so viele dileptonische Zerfälle die 1-Lepton Schnitte passieren können. Es muss also genauer untersucht werden, was bei der Rekonstruktion des Ereignisses passiert ist, dass ein Lepton nicht erkannt wird.

Da in der frühen Phase der Analyse mit einem kleineren Datensatz und noch vor Erniedrigung des letzten Schnitts tatsächlich nur eine Hand voll Ereignisse zu den jeweiligen Kategorien übrig waren, war es nur möglich einzelne Ereignisse zu analysieren. Die aus der genauen Einzelanalyse gewonnenen Informationen wurden dann auf Daten mit mehr Statistik verallgemeinert.

- Ein Teil der rekonstruierten Leptonen wird durch das in der Vorauswahl angewendete Overlap Removal entfernt. Bei diesen Ereignissen existiert ein Jet, der in die fast gleiche Richtung wie das Lepton geht. Die Overlap Removal Prozedur nimmt im Falle von Myonen prinzipiell an, dass das Myon ein Zerfallsprodukt der Teilchen des Jets ist. Bei Elektronen wird diese Annahme nur gemacht, wenn sie im äußeren Bereich des Jets liegen ($0.2 < \Delta R < 0.4$). Aber auch wenn das Elektron sich im Zentrum des Jets befindet ($\Delta R < 0.2$) treten zum Teil Probleme auf. Diese Elektronen haben zum Teil einen eher niedrigen Transversalimpuls p_T , was dadurch zustande gekommen sein kann, dass Teile der Kalorimeterenergie nur dem

überlappenden Jet zugeordnet wurden. Außerdem erfüllen sie dadurch auch zum Teil nicht mehr das “Medium”-Kriterium.

- Eine weitere Möglichkeit für falsch identifizierte Leptonen ist die so genannte “Crack Region” $1.37 < |\eta| < 1.52$. In der Vorauswahl wird zwar das ganze Ereignis verworfen, sollte ein Elektron in diesem Winkelbereich liegen, aber es kann natürlich passieren, dass ein generiertes Elektron in diesen Detektorbereich fliegt und dann gar nicht gefunden wird.
- Dann besteht natürlich auch die Gefahr, dass Leptonen zu flach zur Strahlachse emittiert werden $|\eta| > 2.5$. Die Spurdetektoren gehen nur bis zu einem Wert von $|\eta| = 2.5$. Damit kann man höchstens noch in den Kalorimetern Informationen über die Leptonen erhalten und die Teilchen werden bei der Vorauswahl aussortiert.
- Ein Hauptaugenmerk wird aber in dieser Diplomarbeit auf die Ereignisse gerichtet, welche die 1-Lepton Schnitte überleben, weil ein Lepton einen zu niedrigen Transversalimpuls p_T hat. Der Ausschluss für mehr als ein Lepton gilt für $p_T < 10$ GeV. Betrachtet man die Truth-Daten, beobachtet man, dass zusätzlich auch dileptonische Ereignisse die Schnitte passieren, bei denen ein Lepton bis zu 4 GeV oberhalb von 10 GeV liegt. Auch hier spielt die allgemeine Fehlrekonstruktion eine Rolle, denn die Schwankungen in p_T zwischen Truth- und Reco-Daten sind auch in Bereichen mit höherem p_T beobachtbar. Zählt man die Ereignisse zusammen, welche ein Lepton mit $p_T < 20$ GeV haben und die Schnitte passieren, machen sie $\sim 40\%$ der dileptonischen Hintergrundereignisse aus. Die Grenze mit 20 GeV wurde hierbei auf Grund des ersten Schnitts der SUSY-Suche gewählt.

4.3 Kinematische Eigenschaften dileptonischer Ereignisse

In diesem Abschnitt soll die Kinematik des Top-Zerfalls untersucht werden und es soll geklärt werden, unter welchen Bedingungen es möglich ist, Leptonen mit so niedrigem p_T zu erzeugen. Dazu werden verschiedene Winkel untersucht, die zum einen die Lage im Laborsystem beschreiben, zum anderen aber auch die Lage zwischen einzelnen Teilchen.

4.3.1 Pseudorapidität

Zunächst wird die Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ im Laborsystem noch einmal genauer untersucht. Man erwartet eine gewisse Korrelation mit η , da die Größe des Transversalimpulses über den Neigungswinkel zur Strahlachse mit dem Gesamtimpuls verbunden ist.

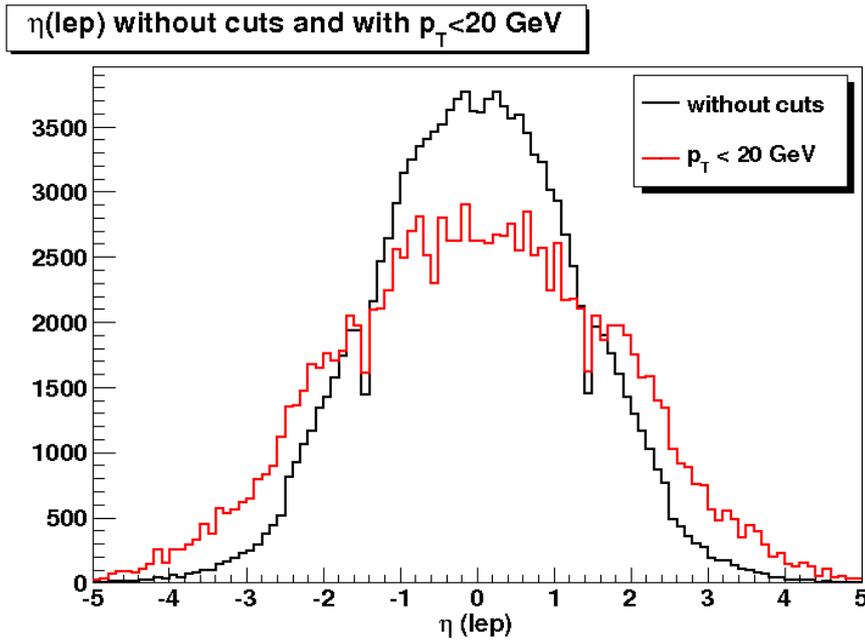


Abbildung 4.3: Pseudorapiditätsverteilung von Leptonen im ATLAS-Detektor für den gesamten p_T -Bereich (schwarz) und für Leptonen mit $p_T < 20$ GeV

Im Abbildung 4.3 ist die Verteilung für Leptonen mit $p_T < 20$ GeV auf die Gesamtverteilung normiert worden. Man sieht eine kleine Lücke im η -Bereich der Crack Region, wo Elektronen nur schlecht gemessen werden können. Es zeigt sich tatsächlich, dass für $\eta \rightarrow 0$ die Anzahl an Leptonen mit niedrigem p_T abnimmt, da hier der Gesamtimpuls dem Transversalimpuls entspricht. Aber es gibt bei den $t\bar{t}$ Zerfällen noch genügend Leptonen, die senkrecht zur Strahlachse ($\eta = 0$) mit niedrigem Gesamtimpuls emittiert werden.

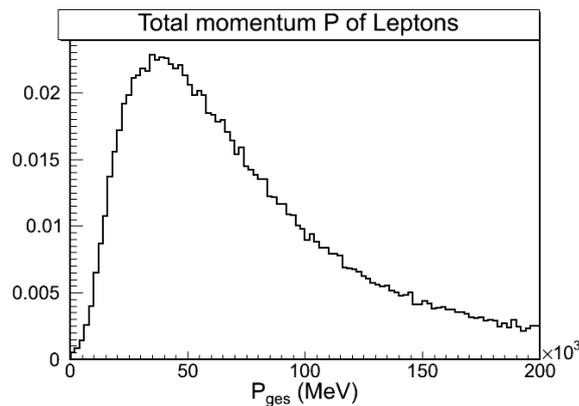


Abbildung 4.4: Verteilung des Gesamtimpulses für Leptonen in $t\bar{t}$ Zerfällen

Die Pseudorapidity η ist also keine sehr selektive Variable, um Ineffizienzen in dileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignissen zu erklären. Wenn man sich die Verteilung der Ereignisse mit Anwendung der SUSY-Schnitte betrachtet, erkennt man dies auch (siehe Abb. 4.5).

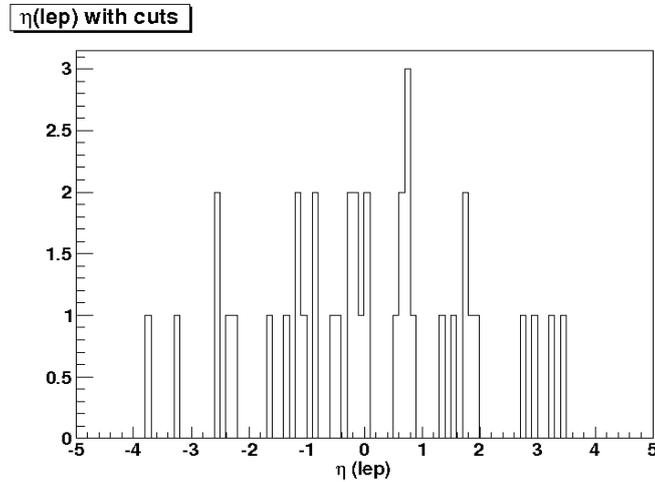


Abbildung 4.5: Pseudorapidity η der Leptonen nach Anwendung der SUSY-Schnitte

4.3.2 ΔR

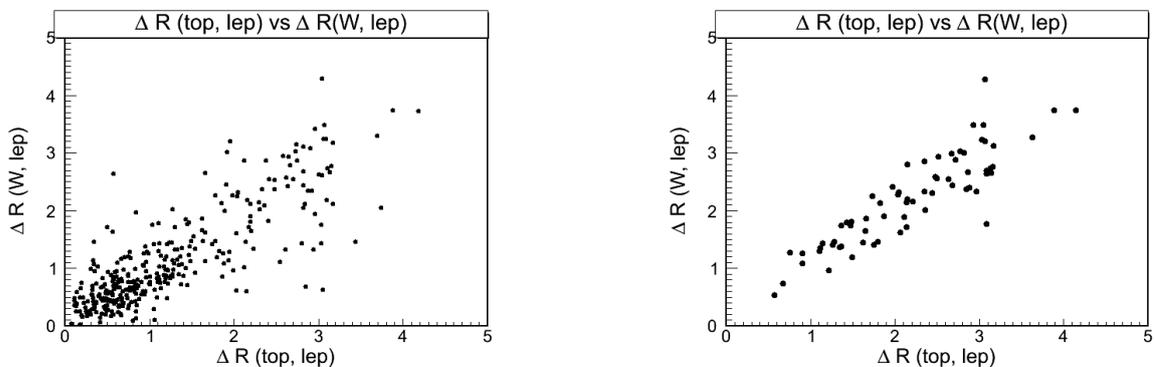


Abbildung 4.6: Darstellung des Winkelabstands ΔR zum Lepton, an der X-Achse Top-Quark zum Lepton, an der Y-Achse W-Boson zum Lepton; links: alle Leptonen nach SUSY Schnitten, rechts: nur Leptonen mit $p_T < 20$ GeV aus dileptonischen Zerfällen

Als nächstes wird die Beziehung zwischen den Richtungen der Leptonen und deren Mutterteilchen in der Zerfallskette betrachtet. Wie im Abschnitt über den $t\bar{t}$ -Zerfall erklärt wurde, ist das Lepton aus dem Zerfall eines W-Bosons hervorgegangen und dies

wiederum aus einem der Top-Quarks. Dank der Truth-Daten sind auch zu diesen eigentlich nicht messbaren Teilchen Daten vorhanden, sodass man zum Beispiel auch mit den Viererimpulsvektoren dieser Teilchen rechnen kann. Als erstes betrachtet man nun den Winkelabstand der Richtungsvektoren voneinander. Hierzu wird ΔR zwischen dem Lepton und dem Top-Quark bzw. dem W-Boson berechnet (siehe Bild 4.6).

Auch ohne eine genaue quantitative Auswertung vorzunehmen, erkennt man, dass die Richtung der Leptonen mit niedrigem p_T häufig deutlich stärker von der Richtung der Mutterteilchen abweicht. Der Bereich $\Delta R < 1$ ist fast gar nicht bevölkert, wobei in diesem aber für beliebiges p_T ein Großteil der Leptonen liegt. Im linken Bild sind die Leptonen mit niedrigem p_T natürlich auch in der Darstellung vorhanden.

4.3.3 Das Top Ruhesystem

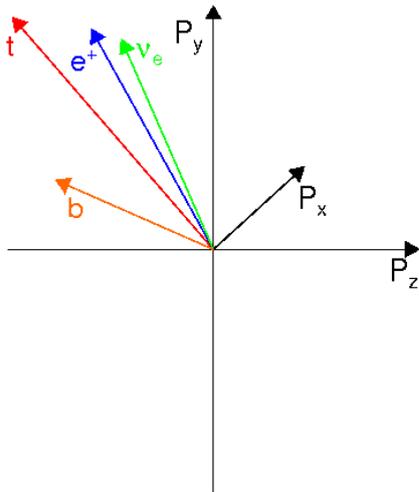


Abbildung 4.7: Laborsystem

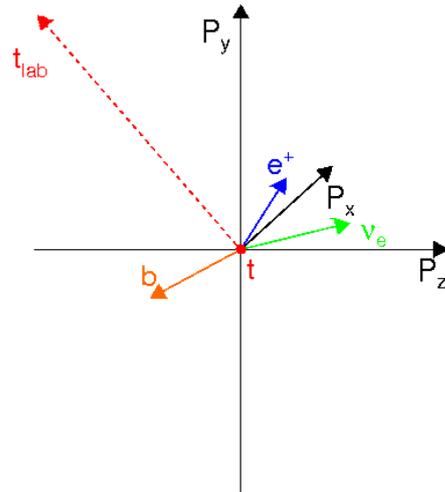


Abbildung 4.8: Top-Ruhesystem

Je größer die Winkel zwischen dem Top-Quarks und dem daraus hervorgehenden Lepton ist, desto niedriger ist das p_T des Leptons. Dies resultiert aus der Tatsache, dass das Top nicht in Ruhe zerfällt. Betrachtet man den Zerfall im Schwerpunktsystem des Top, so darf keine Richtung bevorzugt sein für einen hohen oder niedrigen Leptonimpuls. Leptonen, die im Ruhesystem des Top in die gleiche Richtung emittiert werden wie die ursprüngliche Flugrichtung des Top im Laborsystem, bekommen durch einen Boost in das Laborsystem, in dem der Impuls letztendlich gemessen wird, einen höheren Impuls. Leptonen, die stattdessen in Rückwärtsrichtung zum Top produziert wurden, erhalten einen niedrigeren Impuls, da sich Boost und Impuls teilweise gegenseitig aufheben. So ergibt sich im Laborsystem doch eine Abhängigkeit der Richtungsbeziehung vom gemess-

senen Impuls. Man kann also für Teilchen folgern, die mit niedrigem p_T im Detektor gemessen wurden, dass sie im Ruhesystem des Top eher in Rückwärtsrichtung zum Impuls des Top-Quarks im Laborsystem produziert worden sind

Für den Wechsel zwischen Inertialsystemen wird ein Lorentz-Boost auf die Viererimpulsvektoren angewendet. Für den Zerfall $t \rightarrow b + l + \nu$ wird dabei zunächst ein Boostvektor aus dem Vierervektor des Top bestimmt:

$$p_{top} = (E, \vec{p}) \quad \Rightarrow \quad \vec{b} = (p_x/E, p_y/E, p_z/E)$$

Mit einem solchen Boostvektor kann eine Lorentz-Transformation auf einen beliebigen Vierervektor x vom geboosteten System S' in das ursprüngliche System S geschrieben werden als:

$$\vec{p} = \vec{p}' + \frac{\gamma - 1}{\beta^2} \cdot (\vec{b} \cdot \vec{p}') \cdot \vec{b} + \gamma \cdot E' \cdot \vec{b}$$

$$E = \gamma (E' + \vec{b} \cdot \vec{p}')$$

Dabei ist $\beta = \frac{|\vec{p}|}{E}$ und $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ der Lorentzfaktor.

Nun kann man die Winkelbeziehungen zwischen der Top-Richtung im Laborsystem und der Richtung der Zerfallsteilchen im Top-Ruhesystem genauer untersuchen.

4.3.4 Winkelbeziehungen

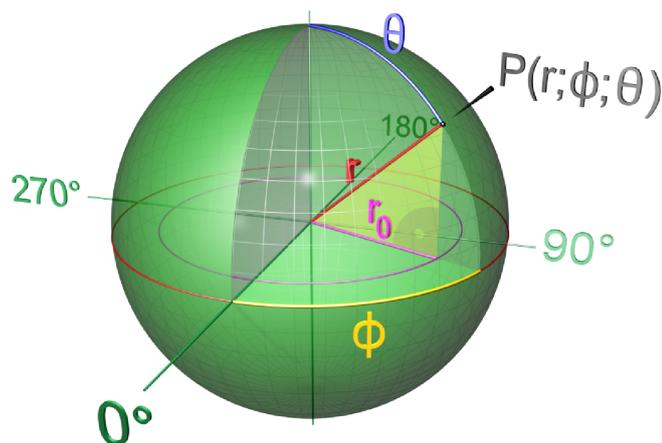


Abbildung 4.9: Kugelkoordinaten

Für die Korrelation vom Leptonimpuls mit den verschiedenen Richtungen des Top-Quarks und des Leptons werden nun zwei Größen untersucht:

- Die erste Größe ist der direkte Winkel im Raum zwischen dem Top-Quark im Laborsystem und dem geboosteten Lepton im Top-Ruhesystem:

$$\theta^* := \angle(top, lep_{boost})$$

Dieser Winkel liegt in keiner ausgezeichneten Ebene, die man am Laborsystem festmachen könnte sondern in der Ebene, die durch die beiden Richtungsvektoren aufgespannt wird.

Zur Veranschaulichung kann man in der Darstellung der Kugelkoordinaten (Bild 4.9) den Polarwinkel θ zwischen Z-Achse (im Bild nach oben) und Punkt P mit θ^* vergleichen. In Kugelkoordinaten ist das Differential für den Raumwinkel folgendermaßen definiert:

$$d\Omega = \sin \theta \, d\theta \, d\phi = d \cos \theta \, d\phi$$

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung abhängig von θ^* ist also nicht flach, sondern bekommt die Form von $\sin \theta^*$. Dies zeigt sich wenn man die Darstellung von θ^* im $t\bar{t}$ -Datensatz ohne Schnitte betrachtet (Bild 4.10).

Damit man eine flache Verteilung erhält, von der man Abweichungen durch Anwendung verschiedener Schnitte besser ablesen kann, wendet man den Kosinus auf den Winkel an wie in der Substitution im Raumwinkeldifferential:

$$\cos(\theta^*) = \frac{\vec{p}_t \cdot \vec{p}'_l}{|\vec{p}_t| |\vec{p}'_l|}$$

Damit erhält man eine flache Verteilung und man kann nun beginnen nach physikalischen Korrelationen zu suchen.

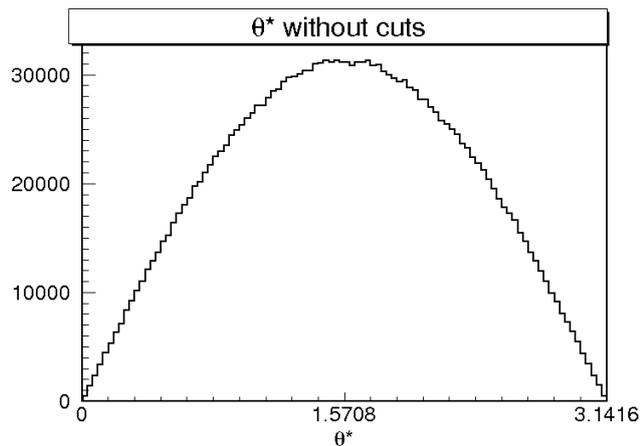


Abbildung 4.10: θ^* -Verteilung der Leptonen ohne Schnitte (im Bogenmaß)

- Die zweite Variable, die untersucht wurde, ist die Differenz der Azimutalwinkel in der Ebene rechtwinklig zur Strahlachse zwischen der Top-Richtung im Laborsystem und dem geboosteten Lepton im Top-Ruhsystem.

$$\Delta\phi := \angle(top, lep_{boost})_{azimuthal}$$

Als Koordinatensystem im Top-Ruhsystem wählt man weiterhin die gleichen Achsen wie im Laborsystem. Das heißt, dass die Strahlachse weiterhin die Z-Achse bleibt und der Azimutalwinkel ϕ in der Ebene senkrecht dazu verläuft.

$\phi = 0$ liegt auf der X-Achse, und die Y-Achse ist bei $\phi = +90^\circ$ definiert. Für Winkelbeziehungen betrachtet man die Differenz von ϕ -Winkeln der jeweiligen Teilchen. Die Vektoren, die diesen Differenzwinkel aufspannen sind die Projektion der eigentlichen Teilchenvektoren in die XY-Ebene. Da man aber auch nur Transversalimpulse untersucht, die ebenfalls einer solchen Projektion der Gesamtimpulsvektoren entsprechen, ist es durchaus sinnvoll sich diese Variable anzuschauen. In Abbildung 4.11 ist beispielhaft ein Top-Quark (rot) und ein Lepton (blau) im Laborsystem dargestellt. Im Top-Ruhsystem ist das geboostete Lepton mit seiner veränderten Richtung beispielhaft ohne genaue Berechnung des Lorentz-Boost dargestellt und der Winkel $\Delta\phi$ zwischen diesem und der ursprünglichen Top-Richtung, welche als gestrichelter Vektor eingezeichnet ist. Die ganze Darstellung bezieht sich sowohl im Labor- als auch im Top-Ruhsystem auf die XY-Ebene.

Diese Variable hat den Vorteil, dass die Ebene bekannt ist, in der der Winkel liegt.

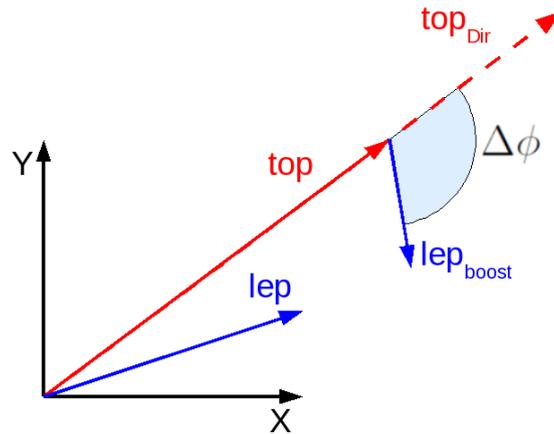


Abbildung 4.11: Darstellung der XY-Ebene im Laborsystem mit Lorentz-Boost in das Top-Ruhsystem und der dort möglichen Berechnung von $\Delta\phi$

Jetzt wird untersucht, wie sich die Verteilung ändert, wenn man die SUSY-Schnitte anwendet und nur die Leptonen mit $p_T < 20$ GeV betrachtet.

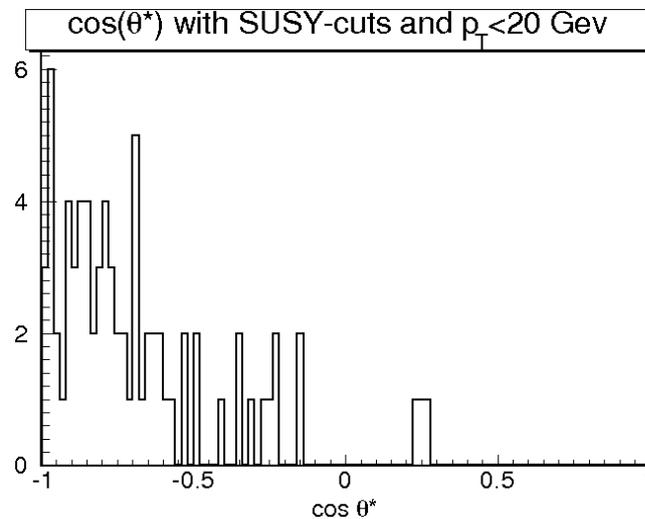


Abbildung 4.12: $\cos(\theta^*)$ -Verteilung nach SUSY-Schnitten für Leptonen mit $p_T < 20$ GeV

Hier ist ganz klar zu erkennen, dass fast alle Leptonen unterhalb von 20 GeV in der rückwärts zum Top gerichteten Halbkugel liegen. Die Theorie wird also bestätigt, dass durch das nicht in Ruhe zerfallende Top Unterschiede im Transversalimpuls für Teilchen

entstehen, die in unterschiedlichen Richtungen im Topruhesystem erzeugt werden. Wurden sie in Rückwärtsrichtung zum Top im Ruhesystem erzeugt, wird der Impuls teilweise durch den Boost in das Laborsystem annulliert. Das sind die Teilchen die hier noch übrig sind.

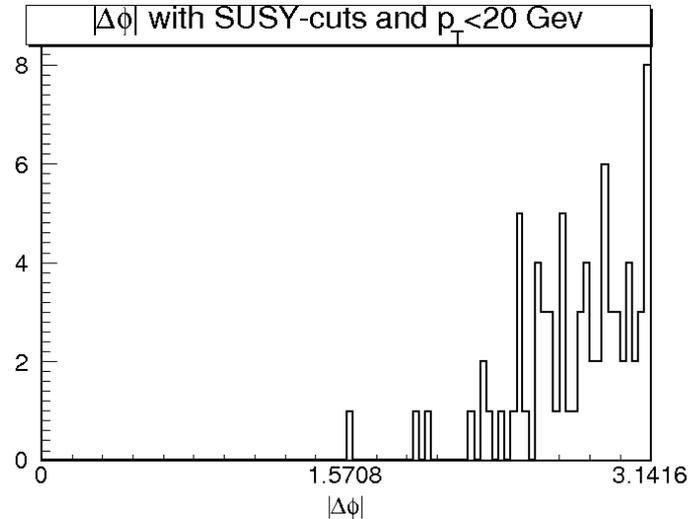


Abbildung 4.13: $\Delta\phi$ -Verteilung nach SUSY-Schnitten für Leptonen mit $p_T < 20$ GeV

Das selbe zeigt sich hier auch für die Projektion in die XY-Ebene. Teilchen mit niedrigem p_T tendieren dazu eine sehr große Winkeldifferenz $\Delta\phi$ zu haben. Die Folgerung aus der Theorie bestätigt sich auch hier.

Nun wird umgekehrt getestet wie gut sich ein Schnitt auf eine der beiden Winkelgrößen auf die p_T -Verteilung auswirkt.

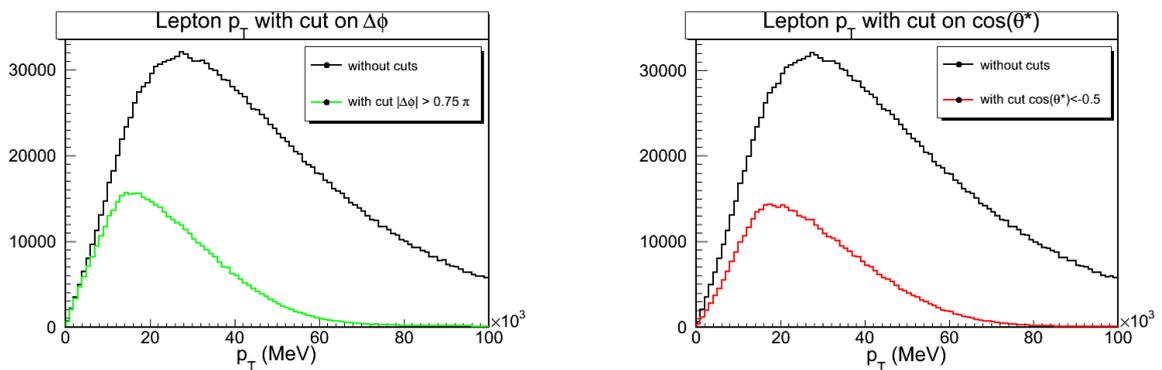


Abbildung 4.14: Vergleich der p_T -Verteilung mit und ohne Schnitt auf $|\Delta\phi| > 0.75\pi$ (links), bzw. $\cos(\theta^*) < -0.5$ (rechts)

Bei beiden Diagrammen wurde ein Schnitt auf 75% des Definitionsbereichs der jeweiligen Variable durchgeführt. Man erkennt deutlich, dass die Verteilungen bei einem niedrigeren p_T Wert ihr Maximum erreichen und bei diesen Schnitten ab 60 GeV fast alle Leptonen aussortiert werden. Ein Gegenteil mit einem Schnitt auf nur vorwärts gerichtete Leptonen ergibt dann auch genau das Gegenteil, und die Leptonen mit niedrigerem p_T werden aussortiert.

Die Kurve mit dem Schnitt auf $|\Delta\phi|$ wählt im sehr niedrigen p_T Bereich fast alle Leptonen aus, sie schmiegt sich sehr eng an die Gesamtverteilung an. Mit 25.43 GeV liegt auch der Mittelwert dieser Selektion niedriger als der Schnitt auf $\cos(\theta^*)$ mit 28.16 GeV. Die Anzahl der Ereignisse in den jeweiligen Verteilungen ist nach den Schnitten ungefähr gleich.

Als nächstes wird ein genauerer Vergleich mit unterschiedlichen Schnitten gemacht. Verglichen wurde die Fähigkeit zur Auswahl eines bestimmten p_T Bereichs für 75%, 90% und 95% des Definitionsbereichs der beiden Variablen. Dies entspricht dann folgenden Schnitten:

- $\Delta\phi > 0.75\pi / 0.9\pi / 0.95\pi$
- $\cos\theta^* < -0.5 / -0.8 / -0.9$

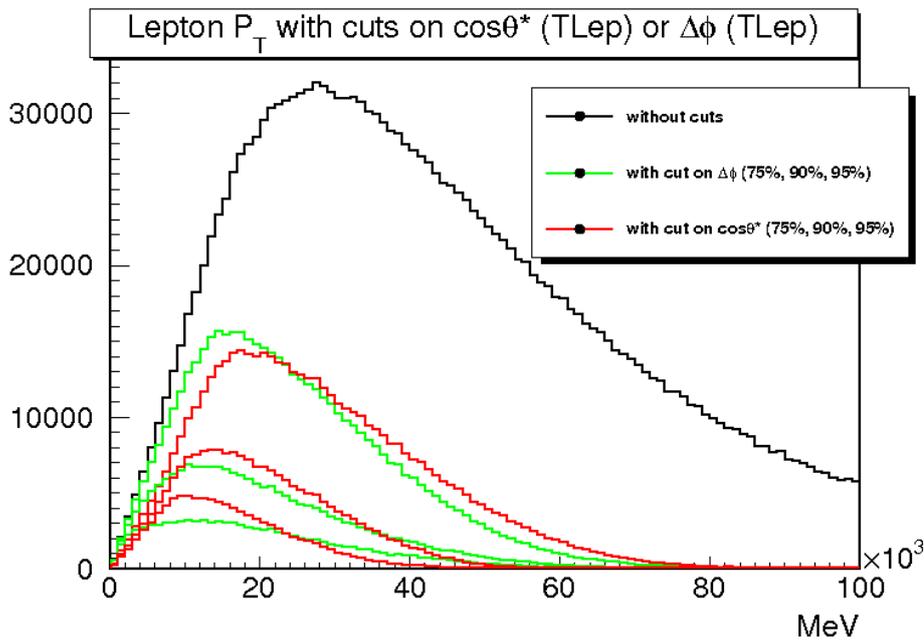


Abbildung 4.15: Darstellung der p_T -Verteilung ohne Schnitte (schwarz), mit verschiedenen Schnitten auf $\Delta\phi$ (grün) und mit verschiedenen Schnitten auf $\cos\theta^*$ (rot)

In der Tabelle 4.1 werden die Mittelwerte und die Anzahl der durch den Schnitt ausgewählten Ereignisse dargestellt. In diesem Fall wurden für die Analyse die Truth-Informationen aus einem $t\bar{t}$ -TopReX [11] Datensatz verwendet. Dieser Datensatz weist eine Statistik mit 2000000 Ereignissen auf. Die Mittelwerte in Tabelle 4.1 wurden für einen Bereich von 0 bis 200 GeV berechnet. Im Histogramm 4.15 geht der Wertebereich allerdings zur Übersichtlichkeit nur von 0 bis 100 GeV.

Schnitt	p_T (Mittelwert) [GeV]	# (Ereignisse)
$t\bar{t}$ gesamt	50.51	1990514
$\Delta\phi > 0.75\pi$	25.43	497393
$\cos\theta^* < -0.5$	28.16	497887
$\Delta\phi > 0.9\pi$	21.86	199504
$\cos\theta^* < -0.8$	20.16	199291
$\Delta\phi > 0.95\pi$	21.15	99942
$\cos\theta^* < -0.9$	16.36	99397

Tabelle 4.1: Auswertung des Mittelwerts und der Anzahl der Ereignisse in der p_T -Verteilung eines Leptons in einem $t\bar{t}$ -Zerfall für Schnitte auf 75%, 90% und 95% der Definitionsbereiche von $\Delta\phi$ und $\cos\theta^*$

Es fällt auf, dass für Schnitte auf $\Delta\phi$ die Auswahl der Leptonen mit sehr niedrigem p_T besser gelingt. Unterhalb von 5-10 GeV wird deutlich weniger von der Gesamtverteilung weggeschnitten, als bei dem Schnitt auf $\cos\theta^*$. Auch der ‘‘Peak’’ liegt bei einem niedrigeren p_T . Allerdings sinkt der Mittelwert für stärkere Einschränkungen von $\cos\theta^*$ besser als bei $\Delta\phi$. Durch den Schnitt auf letztere Variable werden Leptonen im höheren p_T -Bereich deutlich schlechter unterdrückt, was zu dem höheren Mittelwert führt.

Durch die Projektion in die XY-Ebene, die man für die Berechnung von $\Delta\phi$ durchführen muss, geht natürlich die genaue Information über die Richtung zwischen Top-Quark und seinem Zerfallsprodukt verloren. Trotz allem bleibt auch für die Projektion die Aussage gültig, je weiter das Lepton von der Richtung des Top im Ruhesystem entfernt liegt, desto niedriger wird der Transversalimpuls im Laborsystem.

Für die weitere Analyse und den Rotationsmechanismus (siehe Abschnitt 4.4.2) wird, auch wenn sie die Kinematik nicht vollständig beschreibt, die Variable $\Delta\phi$ verwendet. Ein größerer Anteil der Leptonen mit sehr niedrigem p_T , wie oben beschrieben, spricht dafür. Aber auch der Rotationsmechanismus selbst war ein weiterer Grund sich für $\Delta\phi$ zu entscheiden. Durch eine Rotation im Ruhesystem in der XY-Ebene ändert sich zunächst nur der Winkel ϕ eines Vierervektors in Kugelkoordinaten und die restliche Anpassung wird durch den Lorentz-Boost zurück ins Laborsystem erledigt, während sich für eine Änderung von $\cos\theta^*$ der gesamte Vierervektor ändern muss.

Im Folgenden wird noch einmal ein genauerer Blick auf die Beziehung zwischen p_T und dem Winkel $\Delta\phi$ geworfen:

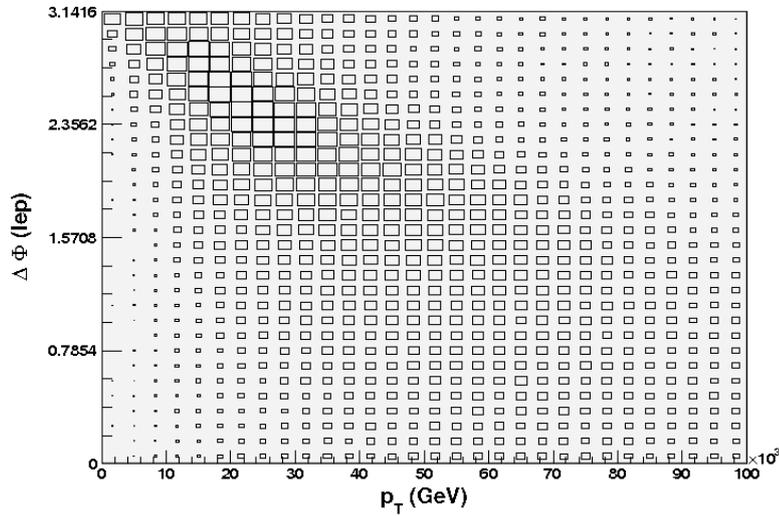


Abbildung 4.16: Transversalimpuls des Leptons aufgetragen gegen den Winkel $\Delta\phi$ zwischen Lepton und Top. Die Fläche der Kästchen entspricht der Anzahl der Ereignisse

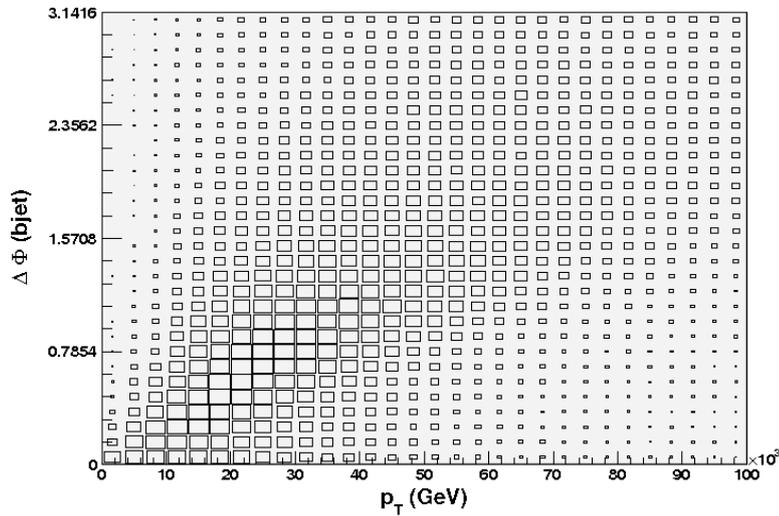


Abbildung 4.17: Transversalimpuls des Leptons aufgetragen gegen den Winkel $\Delta\phi$ zwischen b-Jet und Top. Die Fläche der Kästchen entspricht der Anzahl der Ereignisse

Man sieht im Bild 4.16 noch einmal die Korrelation zwischen Winkel und Transversalimpuls. Für niedrige Impulse kommen fast nur sehr große Winkel jenseits der 90° in Frage. Wenn man sich nocheinmal den Dreikörperzerfall $t \rightarrow l + \nu + b$ vor Augen führt, ist in Ereignissen, in denen das Lepton nicht rekonstruiert wird, das einzige in rekonstruierten Daten messbare Teilchen das Bottom-Quark als b-Jet. Wenn man sich dessen Verteilung (Abb. 4.17) ansieht, so ist die Zerfallsrichtung für Leptonen mit niedrigem p_T eher in Vorwärtsrichtung (Achtung! In Bild 4.17 ist das p_T des Leptons aufgetragen nicht des b-Jets). Diese Verteilung spiegelt die Tatsache wieder, dass sich die drei Teilchen (das Neutrino kann im Detektor höchstens indirekt über fehlende Energie nachgewiesen werden) im Ruhesystem des Top vektoriell zu 0 addieren müssen.

4.4 Erstellung eines Kontrolldatensatzes

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie man Ereignisse mit zwei identifizierten Leptonen nutzen kann, um den Untergrund von Ereignissen abzuschätzen in denen ein Lepton einen zu niedrigen Transversalimpuls hat. Hierzu wird ein Mechanismus entwickelt, mit dem man dileptonische $t\bar{t}$ -Ereignisse so verändern kann, dass ein Lepton einen Transversalimpuls unterhalb von 20 GeV bekommt.

Hierzu wird die Variable $\Delta\phi$ zwischen dem Lepton im Top-Ruhesystem und dem Top im Laborsystem verwendet, die im letzten Abschnitt untersucht wurde. Bisher wurde untersucht, wie Leptonimpuls und Winkel zusammenhängen. Nun kann man versuchen, das Lepton, welches zunächst in das Top-Ruhesystems geboostet wurde, in der XY-Ebene, in der sich der Winkel $\Delta\phi$ aufspannt, so zu rotieren, dass es nach einem Lorentz-Boost zurück in das Laborsystem einen niedrigeren Transversalimpuls p_T als vorher bekommt.

4.4.1 Rekonstruktion

Bei der Analyse der Winkel im Top-Ruhesystem wurden bis zu diesem Punkt in dieser Diplomarbeit nur Daten auf Generatorniveau verwendet. Um die entwickelten Methoden und Analysen auch auf echte Daten anwenden zu können, müssen rekonstruierte Daten verwendet werden. Vor allem muss aber das Top, in dessen Ruhesystem geboostet werden soll, rekonstruiert werden. Der Viererimpulsvektor ergibt sich durch Addition all seiner Zerfallsteilchen. Diese Addition stellt sich jedoch als schwierig heraus, da nicht alle Teilchen im Endzustand der Zerfallskette gemessen werden können. Im Folgenden wird der Vierervektor des Top-Quarks auf verschiedene Arten bestimmt. In Abbildung 4.18 wird die Richtungsabweichung ΔR zwischen dem Truth-Top und dem aus den Zerfallsteilchen rekonstruierten Top-Quark für zwei dieser unterschiedlichen Rekonstruktionsmöglichkeiten des Top-Quarks gezeigt.

- Zunächst wird der Vierervektor des Top aus den Truth-Vierervektoren all seiner primären Zerfallsteilchen rekonstruiert: $p(t_{recon1}) = p(b_{truth}) + p(lep_{truth}) + p(\nu_{truth})$. Aber bereits hier zeigt sich im Bild 4.18 eine Abweichung. Man sollte eigentlich

für diese Art der Rekonstruktion erwarten, dass es keine Abweichung gibt, also $\Delta R = 0$ für alle Ereignisse gilt. Die Abweichung kommt durch eine mögliche Gluonabstrahlung während des Zerfallsprozesses zustande. Das abgestrahlte Gluon fehlt in der Summe der Viererimpulse der primären Zerfallsteilchen, und es ergibt sich eine Abweichung im Gegensatz zum ursprünglichen Truth-Top. Diese physikalische Möglichkeit ist im MC@NLO (5200) Datensatz [10] integriert und im Bild 4.18 dargestellt, im TopReX [11] Datensatz wurde nur der schwache Top-Zerfall simuliert, sodass hier die Addition der drei Impulse exakt den Truth-Impuls des Top wiedergibt.

- Der nächste Schritt um an eine realistische Darstellung des Top zu gelangen ist die Auslassung des Neutrinos, da es nicht im Detektor gefunden werden kann $p(t_{recon2}) = p(b_{truth}) + p(lep_{truth})$. Dies verschlechtert die Rekonstruktion des Top-Quarks schon sehr deutlich im Bild 4.18. Es fehlt eins der drei Teilchen aus der primären Zerfallskette. Die Verteilung hat kein Maximum mehr bei $\Delta R = 0$, da auf jeden Fall ein Teil des Impulsvektors fehlt.
- Das nächste Teilchen was nicht als solches gefunden werden kann ist das Bottom-Quark. Es hadronisiert bevorzugt, und man kann im Detektor nur einen Jet finden. Zunächst werden hier die Jets aus den Truth-Informationen mit dem Truth-b abgeglichen, um einen der Jets dem Bottom-Quark als b-Jet zuzuordnen. Mit diesem kann man nun das Top auch wieder rekonstruieren $p(t_{recon3}) = p(b_{jet}) + p(lep_{truth})$.
- Auch in der vorigen Rekonstruktionsvariante werden immer noch Generatordaten verwendet, die in gemessenen Datensätzen nicht vorliegen. Weitere Schritte wären es rekonstruierte Leptonen zu nehmen zunächst mit, später ohne Anpassung an das generierte Lepton. Das gleiche muss man auch mit dem b-Jet machen und die Kopplung an Truth-Daten aufgeben. Hier ergibt sich als zusätzliches Problem, dass man dann auch nicht mehr mit Sicherheit sagen kann, ob es sich um einen b-Jet handelt oder nicht. Es existieren zwar auch für b-Jets Rekonstruktionsalgorithmen, oder man kann vermuten, dass in einem dileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfall die Jets mit dem höchsten p_T zu den Bottom-Quarks gehören werden, aber diese Methoden sind auch unsicher.

Durch den Verlust dieser Informationen ist nun auch nicht mehr klar ob das Lepton und der b-Jet zum gleichen Zerfallsprozess gehören. Das Lepton kann man wegen der Ladung noch einem bestimmten Top zuordnen (ein t zerfällt in ein positives Antileptonen, ein \bar{t} in ein negatives Lepton siehe auch Bild 4.2), aber mit dem b-Jet ist dies nicht möglich. So wird die Rekonstruktion nicht nur ungenauer, sondern es kann auch passieren, dass man völlig falsche Teilchen benutzt.

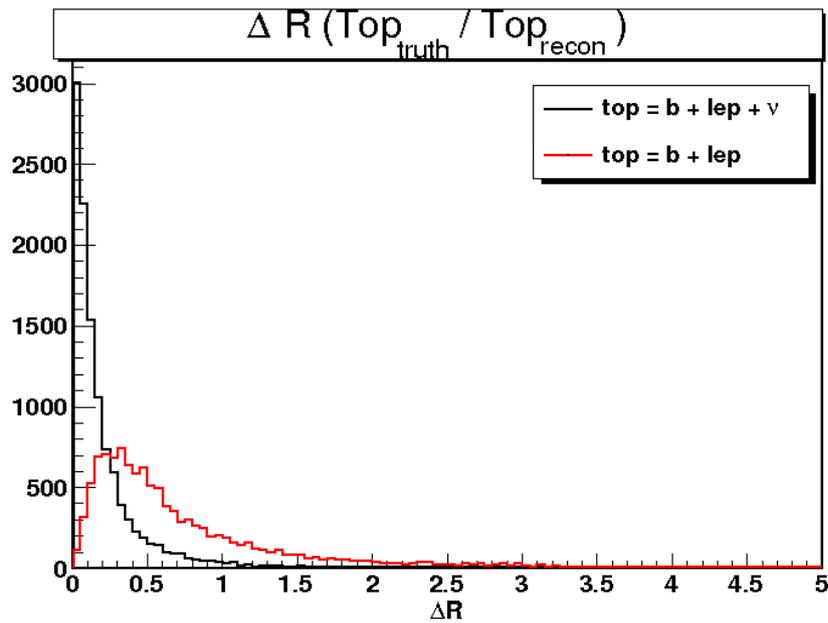


Abbildung 4.18: Abweichung ΔR der Vierervektoren des auf verschiedene Weise rekonstruierten Top-Quarks zu dem des Truth-Top

4.4.2 Der Mechanismus der Rotation

Um Verwirrungen zu vermeiden, die durch verschiedene Größen verursacht werden könnten, die im Folgenden auftauchen, wird mit $\Delta\phi^{vor}$ immer der Winkel in der XY-Ebene zwischen der Richtung des Top im Laborsystem und einem seiner Zerfallsteilchen¹ im Top-Ruhesystem bezeichnet, bei dem noch nichts durch den im Folgenden beschriebenen Mechanismus geändert wurde.

Im ersten Schritt wird also untersucht für welche Winkel $\Delta\phi$ der Leptontransversalimpuls kleiner als 20 GeV ist. Ausgehend von $\Delta\phi = 0^\circ$ wird in $\frac{\pi}{100}$ -Schritten überprüft, ob der Leptontransversalimpuls bei einer Änderung der ϕ -Komponente des Vierervektors des Leptons im Top-Schwerpunktsystem also einer Rotation zum jeweiligen Winkel und anschließendem Boost zurück in das Laborsystem kleiner als 20 GeV wird. Findet man einen Winkel, ab dem der Transversalimpuls zum ersten Mal kleiner als 20 GeV wird, so wird dieser mit $\Delta\phi^{min(20)}$ bezeichnet. Dies ist also der minimale Winkel, der in der XY-Ebene im Top-Ruhesystem zwischen diesem Lepton und dem Top erreicht werden muss, damit $p_T < 20$ GeV gilt. Das bedeutet, auch für noch größere Winkel, die also noch weiter in Rückwärtsrichtung liegen, gilt dies.

¹Meistens wird das Lepton gemeint, es kann sich aber auch um das Bottom handeln. Welches Teilchen gemeint ist, ergibt sich aus dem Zusammenhang

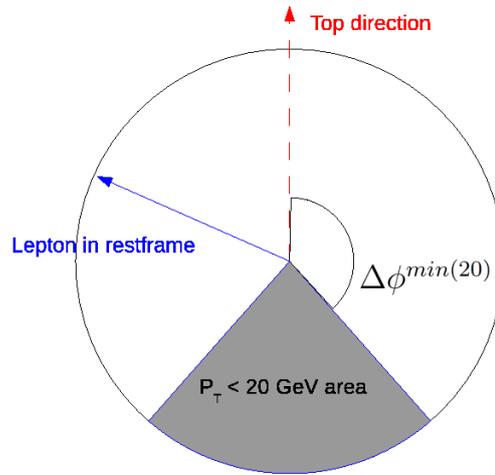


Abbildung 4.19: Darstellung der XY-Ebene, in der rotiert werden soll, Top-Richtung im Laborsystem nach oben, mit einem beliebigen Lepton und einem möglichen $\Delta\phi^{min(20)}$ ab dem $p_T < 20$ GeV wird

Es gibt für die Leptonen mehrere Möglichkeiten wie ihr $\Delta\phi^{min(20)}$ beschaffen ist:

1. Das Lepton hatte ursprünglich schon einen Transversalimpuls unterhalb von 20 GeV, dann wird $\Delta\phi^{min(20)}$ kleiner bis maximal genauso groß wie $\Delta\phi^{vor}$, also der Winkel vor der Berechnung.
2. Ein Spezialfall von 1. ist die Möglichkeit, dass es völlig unabhängig von der Kombination von Boost und Richtung immer unter 20 GeV liegt. Dann ist das $\Delta\phi^{min(20)} = 0^\circ$.
3. Der Transversalimpuls des Leptons lag ursprünglich oberhalb von 20 GeV und es wird eine Möglichkeit für eine Rotation gefunden, durch die das p_T unter 20 GeV fallen kann. In dem Fall wird $\Delta\phi^{min(20)}$ größer als $\Delta\phi^{vor}$. Dies ist die Gruppe von Leptonen, auf die dieser Mechanismus hauptsächlich abzielt.
4. Der Transversalimpuls des Leptons ist im Top-Ruhsystem schon so groß bzw. der Lorentz-Boost ist so klein, dass selbst ein Lorentz-Boost in die entgegengesetzte Richtung das p_T im Laborsystem nicht kleiner als 20 GeV werden lässt. Diese Ereignisse werden vernachlässigt.

In Abbildung 4.19 ist die XY-Ebene im Top-Ruhesystem dargestellt. Eingetragen sind die Richtungen des Top-Quarks im Laborsystem und eines beispielhaften Leptons im Top-Ruhesystem. Für dieses Beispiel wurde der dritte Fall ausgewählt, bei dem $\Delta\phi^{min(20)}$ größer als $\Delta\phi^{vor}$ wird. Dargestellt wurde $\Delta\phi^{min(20)}$ nur auf der rechten Seite des Tops, aber ab der gleichen Winkeldifferenz auf der linken Seite wird p_T ebenfalls kleiner als 20 GeV. Das führt zu dem Winkelsegment genau gegenüber der Toprichtung, in welchem $p_T < 20$ GeV erreicht wird.

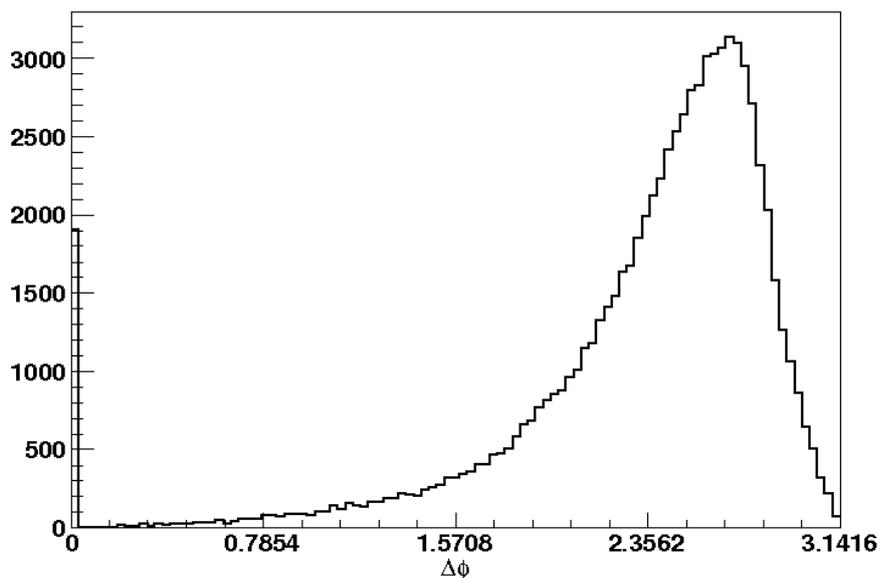


Abbildung 4.20: Verteilung von $\Delta\phi^{min(20)}$ für leptonic Top-Zerfälle

Die Verteilung von $\Delta\phi^{min(20)}$ (Bild 4.20) ist nicht flach, da auch die Verteilung von p_T nicht flach verläuft. Ein großer Teil der Leptonen hat bei $t\bar{t}$ -Zerfällen einen so hohen Impuls, dass erst in deutlich rückwärtigen Winkelbereichen im Top-Ruhesystem durch Annihilation von Impuls und Lorentz-Boost $p_T < 20$ GeV erreicht werden kann. Man sieht im Histogramm (4.20) auch eine Häufung bei $\Delta\phi^{min(20)} = 0^\circ$, welche durch die Leptonen vom Fall 2. zustande kommt.

Um jetzt einen dileptonischen $t\bar{t}$ -Datensatz zu erstellen, in dem ein Lepton einen Transversalimpuls von weniger als 20 GeV hat, wird zufällig ein Wert im Winkelbereich größer als $\Delta\phi^{min(20)}$ gewählt, also in der grauen Zone in Bild 4.19. Die ϕ -Komponente des Leptons wird nun so geändert, dass der neue Wert für $\Delta\phi$ angenommen wird. Dieser Wert wird ab jetzt mit $\Delta\phi^{rot}$ bezeichnet. Dies ist jetzt die eigentliche Rotation. Die Differenz von $\Delta\phi^{vor}$ zum neuen Wert $\Delta\phi^{rot}$ ist der Winkel um den das Lepton letztendlich im Top-Ruhesystem in der XY-Ebene rotiert wird. Dieser wird zur besseren Unterscheidung mit α bezeichnet: $\alpha = \Delta\phi^{rot} - \Delta\phi^{vor}$

Wenn die Rotation nur auf das Lepton angewendet wird, ändert sich der komplette Zerfallsprozess. Die Addition der Vierervektoren ergibt im ursprünglichen Top-Ruhesystem nicht mehr 0. Das heißt, dass das aus seinen Zerfallsteilchen rekonstruierte Top geändert wird. Das sollte aber vermieden werden, da man das anfängliche $t\bar{t}$ -Quarkpaar erhalten möchte. Um dies zu bewerkstelligen muss man auch das b-Quark bzw. den b-Jet rotieren um die Vektorsumme im Ruhesystem zu erhalten. Hierzu boostet man auch das Bottom bzw. den dazu gehörigen Jet in das Top-Ruhesystem, und rotiert um den gleichen Winkel α . So ergibt die Vektorsumme wieder 0 und das Top bleibt erhalten.

4.4.3 Analyse des rotierten Datensatzes

Nun werden die Eigenschaften dieses neuen Datensatzes genauer untersucht. Dazu wird als erstes ein Blick auf die neue p_T Verteilung im Datensatz geworfen

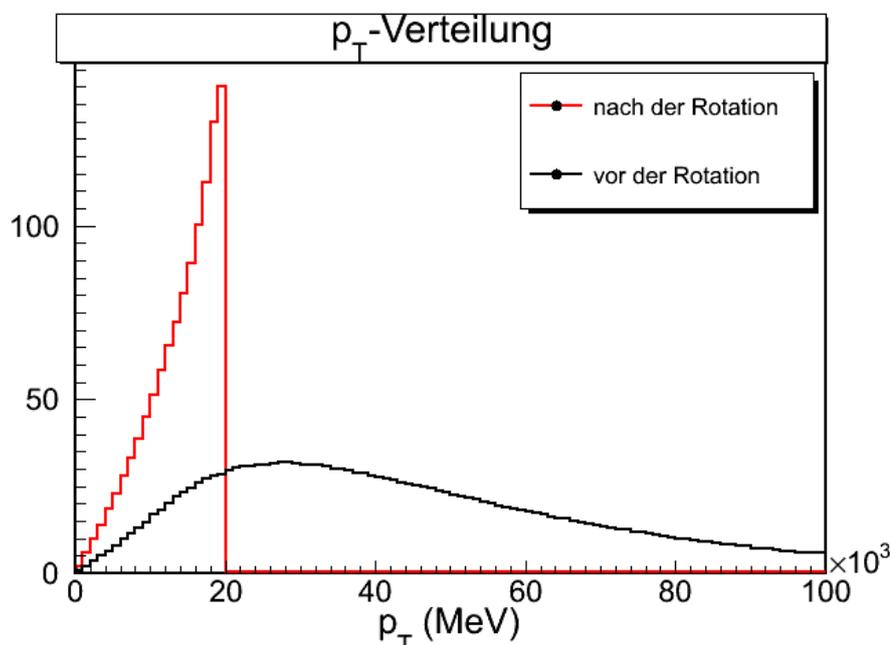


Abbildung 4.21: p_T -Verteilung vor (schwarz) und nach (rot) der Rotation

Man sieht hier für den neuen Datensatz, dass im Bereich unter 20 GeV genauso wie im vorher eine von 0 GeV zu 20 GeV ansteigende Menge an Leptonen vorhanden ist, nur ist die Zahl der Leptonen insgesamt in diesem Bereich stark erhöht worden. Über die Form der Verteilung unter 20 GeV wird im Folgenden noch eingegangen.

Oberhalb von 20 GeV liegen im neuen Datensatz keine Leptonen mehr. Ereignisse mit Leptonen, die dem 4. Fall der Rotation entsprechen, für die also keine mögliche Rotation gefunden werden kann, damit p_T kleiner als 20 GeV wird, werden aus diesem Datensatz

entfernt.

Auch die Betrachtung in Bild 4.22 von $\Delta\phi^{vor}$ für Leptonen mit Transversalimpuls kleiner als 20 GeV im Gegensatz zu $\Delta\phi^{rot}$ zeigt, dass die Anzahl stark zugenommen hat, und dass die meisten der Leptonen wegen dem niedrigen p_T in einem Bereich mit hohem $\Delta\phi$ angesiedelt sind. Bei den zum gleichen Top gehörenden b-Jets liegen die rotierten b-Jets eher in Vorwärtsrichtung im Top-Ruhesystem. Dies entspricht der Korrelation zwischen der Richtung des b-Jets und dem Leptonimpuls, die bereits im Bild 4.17 gezeigt wurde.

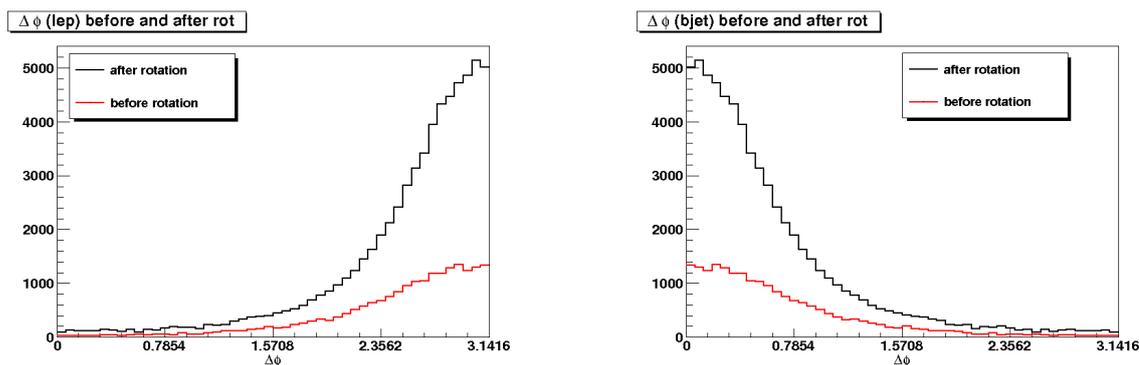


Abbildung 4.22: $\Delta\phi$ -Verteilung von Leptonen (links) und b-Jets (rechts) vor der Rotation ($\Delta\phi^{vor}$) und nach der Rotation ($\Delta\phi^{rot}$) für Leptonen niedrigem p_T

Diese Darstellungen sind aber noch nicht sehr ergiebig für die Untersuchung des neuen Datensatzes. Man muss die Verteilungen auf die gleiche Gesamtintegralgröße skalieren und dann einen Vergleich der Verteilungskurve ziehen.

4.4.4 Gewichtung

Vor dem Vergleich wird aber noch eine Gewichtung für den neuen Datensatz motiviert. Je nach dem was für ein $\Delta\phi^{min(20)}$ für ein Lepton gefunden wird, unterscheidet sich die Größe des Winkelbereichs aus dem später zufällig ein Wert ausgewählt wird der dann durch die Rotation dem Lepton zugewiesen wird. In einem kleineren Bereich ist die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Wert größer als in einem Bereich, der durch ein kleines $\Delta\phi^{min(20)}$ eine große Auswahl für eine neue Richtung im Top-Ruhesystem zulässt. Weil alle Leptonen, für die überhaupt ein $\Delta\phi^{min(20)}$ gefunden wird, durch die Rotation in die Rückwärtsrichtung rotiert werden können, aber für kleiner werdende $\Delta\phi^{rot}$ auch nur ein kleiner werdender Bruchteil so rotiert werden kann, dass p_T niedriger als 20 GeV wird, ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung nicht gleichmäßig und größere Winkel werden bevorzugt.

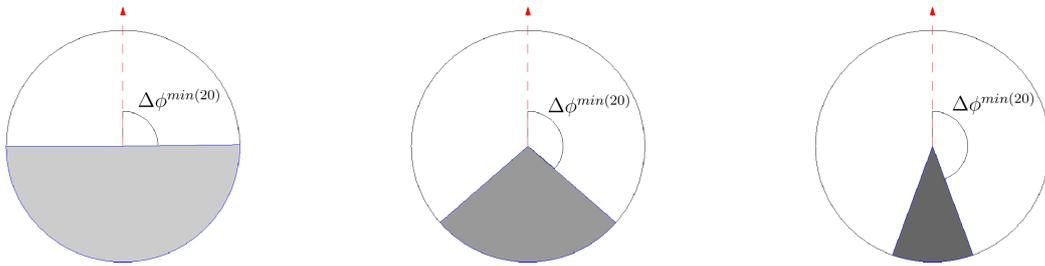


Abbildung 4.23: Darstellung von verschiedenen Möglichkeiten für $\Delta\phi^{min(20)}$, dabei von links nach rechts steigende Wahrscheinlichkeit einen bestimmten Winkel im jeweiligen Bereich mit $p_T < 20$ GeV auszuwählen.

Um diese unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten auszugleichen führt man eine Gewichtung ein, die größere Winkelbereiche für $p_T < 20$ GeV stärker gewichtet als kleinere. Man benutzt als Gewicht den Bruchteil des gesamten $\Delta\phi$ -Wertebereichs, für den sich $p_T < 20$ GeV ergibt, also $\frac{\pi - \Delta\phi^{min(20)}}{\pi}$.

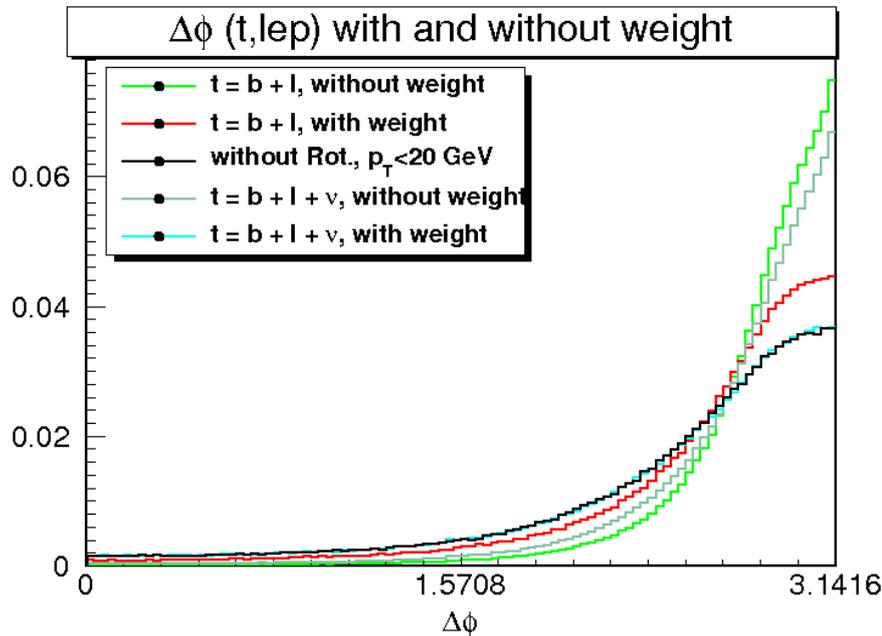


Abbildung 4.24: $\Delta\phi^{vor}$ -Verteilung und $\Delta\phi^{rot}$ -Verteilungen für Rotationen im Ruhesystem zweier unterschiedlich rekonstruierter Tops mit und ohne Gewichtung

Jetzt kann ein Vergleich der Datensätze vor und nach der Rotation durchgeführt werden. Zunächst wird dazu die Verteilung von $\Delta\phi^{vor}$ des unrotierten Datensatzes (schwarz) mit der Verteilungen von $\Delta\phi^{rot}$ verglichen (siehe Bild 4.24). Der erste Vergleich wird für eine Rotation durchgeführt, bei der das Top-Quark, in dessen Ruhesystem rotiert wurde, durch alle drei Zerfallsteilchen rekonstruiert wurde $p(t_{recon1}) = p(b_{truth}) + p(lep_{truth}) + p(\nu_{truth})$. Die Kurve mit Gewichtung (blau) entspricht sehr genau der Kurve des unrotierten Datensatzes, während sich die Verteilung ohne Gewichtung (dunkelgrün) sehr deutlich davon unterscheidet. Die Kurve liegt in der Nähe der Rückwärtsrichtung deutlich über der unrotierten, und ab $\Delta\phi^{rot} \approx 0.8\pi$ ist es umgekehrt und die Kurve liegt für kleinere Werte unterhalb der ursprünglichen Kurve. Als nächstes wird für den Vergleich das Top im rotierten Datensatz etwas schlechter aber dafür realistischer rekonstruiert, indem das Neutrino weggelassen wurde $p(t_{recon2}) = p(b_{truth}) + p(lep_{truth})$. Die Verteilung mit Gewichtung (rot) entspricht nicht genau der ohne Rotation, hat aber immernoch die gleiche Form, und die Kurve liegt nicht zu weit von der erwarteten entfernt. Ohne Gewichtung (grün) ist auch hier der Abstand zur unrotierten Kurve deutlich größer, und der Abstand übersteigt bzw. unterschreitet in den jeweiligen Wertebereichen den der Kurve mit der ersten Rekonstruktion sogar noch.

Zu beachten ist die Verwendung des mit TopReX [11] generierten Ausgangsdatsatzes für die Histogramme, wodurch die erste Variante der Rekonstruktion keine Abweichungen durch Gluonabstrahlung enthält.

Die Verteilungen von $\Delta\phi^{rot}$ ohne Gewichtung zeigen sehr deutlich, dass für beide möglichen Rekonstruktionsarten des Top-Quarks für höhere Werte von $\Delta\phi^{rot}$ durch die höhere Wahrscheinlichkeitsdichte mehr Leptonen erzeugt werden und zusätzlich bei kleineren $\Delta\phi^{rot}$ -Regionen weniger. Wendet man die Gewichtung an, wird dieser Effekt für beide möglichen Top-Rekonstruktionen verringert. Im Fall der präzisen Top-Rekonstruktion mit allen drei Zerfallsteilchen erreicht die Verteilung die gleiche Form wie die ohne Rotation, was demonstriert, dass die Methode bei perfekter Kenntnis des Top-Zerfalls exakt funktionieren würde. Die Verteilung des Datensatzes, bei dem für die Rotation das Top-Ruhesystem nur aus b-Quark und Lepton rekonstruiert wird, erreicht auch mit Gewichtung nicht ganz die Form des ursprünglichen Datensatzes. Es werden noch immer mehr Leptonen als in der erwarteten Verteilung mit sehr hohem $\Delta\phi^{rot}$ erzeugt, und im Bereich von ungefähr $\Delta\phi^{rot} < 0.8\pi$ existieren dafür weniger als angenommen. Dies liegt daran, dass der Impuls des Top-Quarks hier um den Beitrag des Neutrinos geringer ist als sonst. Somit fällt der Boost in das und aus dem Ruhesystem kleiner aus und ein Lepton muss weiter von der Top-Richtung weg rotiert werden, damit dessen Transversalimpuls unter 20 GeV liegen kann.

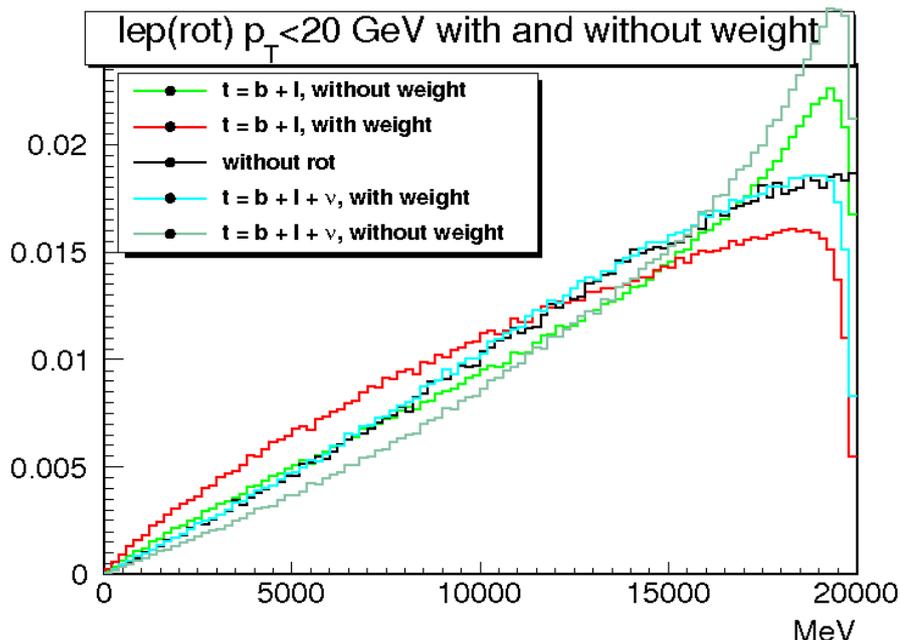


Abbildung 4.25: p_T -Verteilung des Leptons ohne Rotation und für Rotationen im Ruhesystem zweier unterschiedlich rekonstruierter Tops mit und ohne Gewichtung

Als nächstes wird die p_T -Verteilung des Leptons ohne und mit Rotation verglichen (siehe Abb. 4.25). Für die erste Möglichkeit der Rekonstruktion eines Top-Quarks aus allen drei Zerfallsteilchen ergibt sich auch für die p_T -Verteilung des Leptons wieder das Bild, dass mit Gewichtung (blau) die erwartete Verteilung (schwarz) annähernd reproduzieren kann, während ohne Gewichtung (dunkelgrün) die Verteilung von der Kurve ohne Rotation deutlich abweicht. Ungewichtete Leptonen tendieren eher zu höherem p_T nahe der 20 GeV und ab etwa 15 GeV sinkt die Anzahl der Leptonen in der skalierten Verteilung des rotierten Datensatzes unter die erwartete. Dies liegt daran, dass höhere Werte nahe der 20 GeV Grenze erreicht werden wenn die Rotation nur wenig über den Minimalwinkel $\Delta\phi^{min(20)}$ hinausgeht. Ein sehr niedriges p_T kann nur erreicht werden, wenn die zufällig ausgewählte Richtung weiter von $\Delta\phi^{min(20)}$ entfernt liegt. Dies ist aber nur für Leptonen möglich, bei denen $\Delta\phi^{min(20)}$ selbst eher klein ist. Dies sind gerade die Werte die durch die Gewichtung verstärkt werden sollen.

Bei der Rotation mit schlechterer Top-Rekonstruktion aus Bottom-Quark und Lepton, zeigt sich in der p_T -Verteilung ein Unterschied. Die Verteilung ohne Gewichtung (grün) liegt näher an der erwarteten Kurve als die Verteilung mit Gewichtung (rot). Es zeigt sich durch die Gewichtung die selbe Tendenz wie bei der anderen Top-Rekonstruktion, dass nämlich der Bereich nahe 20 GeV abgeschwächt wird, und der Bereich mit niedrigem p_T gestärkt wird, aber da die ungewichtete Verteilung schon nahe der Verteilung ohne Rotation liegt, führt der an sich richtige Prozess der Gewichtung in diesem Fall eher zu einer Verschlechterung.

Für alle Verteilungen mit Rotation bricht die Zahl der Ereignisse ganz kurz vor 20 GeV stark ein. Das liegt an einem behebbaren technischen Problem der Aufsummierung der $\frac{\pi}{100}$ Schritte zur Bestimmung von $\Delta\phi^{min(20)}$, die bis zu einer Schrittweite über dem tatsächlichen Wert liegen kann.

4.4.5 b-Quark und E_T^{miss} nach der Rotation

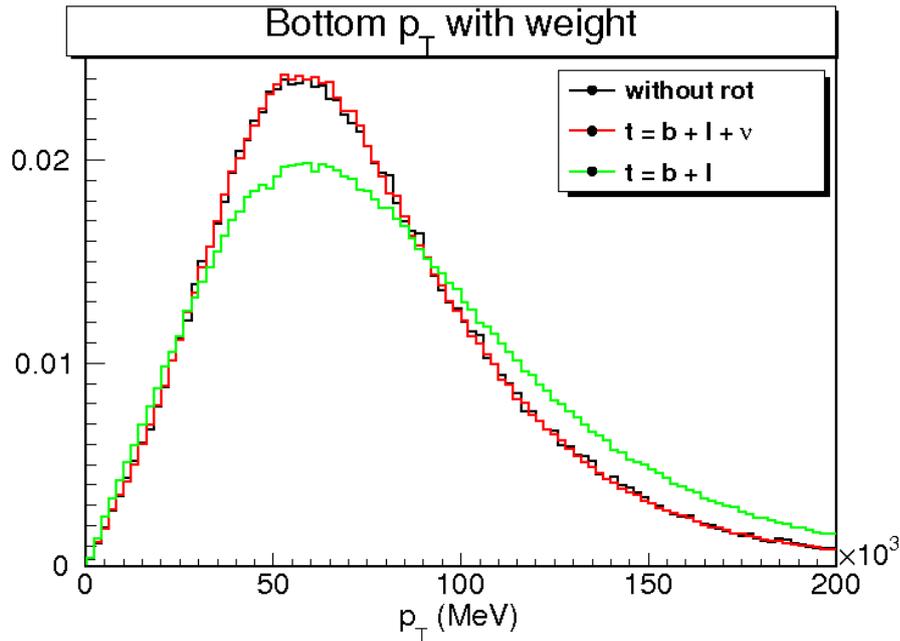


Abbildung 4.26: p_T -Verteilung des b-Quarks ohne Rotation und nach verschiedenen Rotationen mit Gewichtung

Da auch das b-Quark rotiert wurde, sollte man dieses genauso nach der Rotation untersuchen. Es wird, wie in der Analyse von Top-Zerfällen ohne Rotation gezeigt wurde, für niedrigere Leptonimpulse eher in Vorwärtsrichtung zum Top in dessen Ruhesystem liegen, also ein kleines $\Delta\phi$ haben. Durch die Rotation um den Winkel α wird diese Tendenz auch für b-Quarks erzeugt, die der Zerfallspartner solcher Leptonen sind, die vor der Rotation noch keinen niedrigen Transversalimpuls hatten.

In Bild 4.26 sieht man, dass nach einer Skalierung auf das gleiche Flächenintegral die Verteilung nach einer Rotation mit Top-Rekonstruktion aus allen drei Zerfallsteilchen (rot) sehr gut mit der Verteilung ohne Rotation (schwarz) übereinstimmt wenn man die Gewichtung $\frac{\pi - \Delta\phi^{min(20)}}{\pi}$ benutzt.

Für die gewichtete Verteilung des rotierten Datensatzes mit der Rekonstruktion des Top-Quarks ohne das Neutrino (rot) zeigt sich eine Tendenz zu höheren Impulsen. Dies liegt an den Richtungen der Zerfallsteilchen im Ruhesystem dieses Top-Quarks. Rekonstruiert

man das Top ohne das Neutrino sind im Ruhesystem Lepton und b-Quark in genau entgegengesetzte Richtungen positioniert (back-to-back). Dadurch wird bei einer Rotation des Leptons hin zu einem größeren $\Delta\phi$ der Winkel zwischen b-Quark und Top auf jeden Fall kleiner und durch den Boost zurück in das Laborsystem wird der Transversalimpuls größer. Dieser Effekt tritt stärker als bei einer Rekonstruktion mit drei Teilchen auf, wenn Lepton und b-Quark back-to-back liegen. Bei der Rekonstruktionsart mit drei Teilchen könnte das b-Quark auch noch einen größeren Winkel zum Top haben als das Lepton zur Rückwärtsrichtung des Tops, oder es könnte sich in bestimmten Konstellationen sogar vom Top durch die Rotation wieder entfernen, in dem Fall würde also $\Delta\phi^{rot}$ vom b-Quark größer als $\Delta\phi^{vor}$.

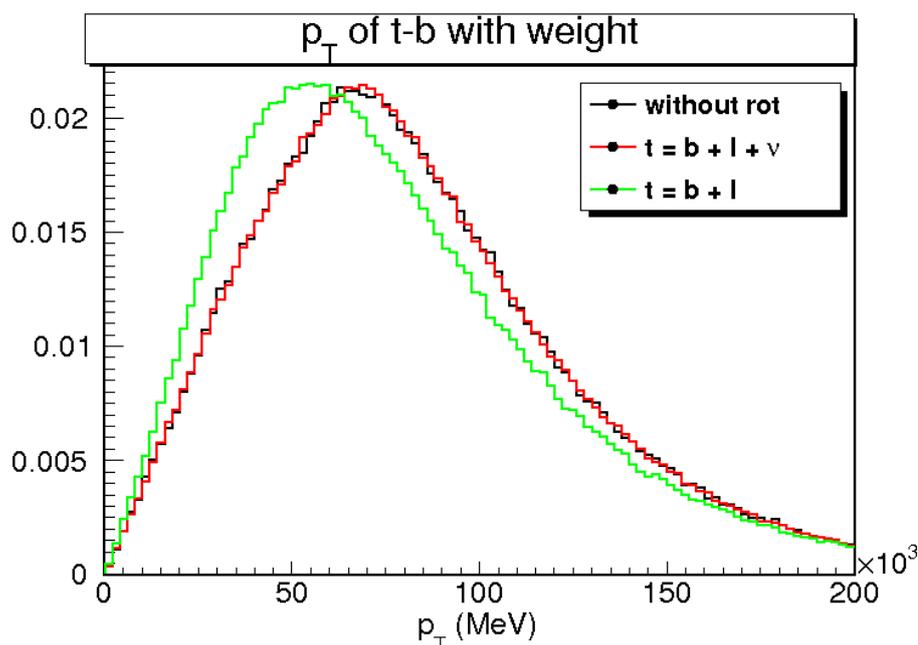


Abbildung 4.27: p_T -Verteilung der Differenz der Vierervektoren von Top- und Bottom-Quark ohne Rotation und nach verschiedenen Rotationen mit Gewichtung

Eine weitere Größe, die noch untersucht werden sollte, ist die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} . Für viele Prozesse kann sich diese aus mehreren im Detektor nicht gemessenen Teilchen zusammensetzen. Im dileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfall treten zwei Neutrinos auf, daher wird hier nur der Beitrag des einzelnen Top-Quarks untersucht, bei dessen Zerfallsteilchen die Rotation angewendet wird. Da sich der Impuls des Top-Quarks aus der Summe der Impulse der drei Zerfallsteilchen zusammensetzt, kann man die fehlende Transversalenergie, die aus der Summe vom nicht gefundenen Lepton mit niedrigem p_T und dem Neutrino bestehen muss, durch die Differenz von Top- und Bottom-Quark rekonstruieren. Dies ist auch nach der Rotation noch der Fall, da statt dem vollen Impuls in die

Differenz auch das rotierte b-Quark mit eingeht.

$$p_t = p_b + p_{lep} + p_\nu$$
$$\Rightarrow p_t - p_b = p_{lep} + p_\nu =: E_T^{miss}(\text{eines Top-Quarks})$$

Für die Verteilung ohne Rotation (schwarz) wurden einfach die Truth-Werte von Top und Bottom subtrahiert. Für die Verteilungen mit Rotation wurde der Vierervektor des Top mit Truth-Information verwendet und das Bottom wurde in den verschiedenen rekonstruierten Top-Ruhesystemen rotiert wie bisher. Im Bild 4.27 ist die Gewichtung wie bisher angewendet worden. Auch hier sieht man die Übereinstimmung der Verteilungen wenn man für die Rotation das Top mit allen drei Zerfallsteilchen rekonstruiert (rot). Für die Rekonstruktion ohne Neutrino (grün) ergibt sich hier wegen der Bottom-Verteilung, die mehr Teilchen bei höherem p_T beinhaltet, eine Verteilung mit niedrigerem Transversalimpuls.

Durch die Rotation wird auch die ursprüngliche Korrelation der Spins der Teilchen beeinflusst. Da für diese Analyse etwas mehr Aufwand betrieben werden muss, wird diesem Thema das ganze nächste Kapitel gewidmet.

5 Analyse von Spinkorrelationen

Bei der Analyse der Auswirkungen des Rotationsmechanismus muss auch untersucht werden, wie der Spin des Top mit dem der Zerfallsteilchen zusammen hängt und welchen Einfluss die Rotation darauf nimmt. Im darauf folgenden Schritt wird in der Analyse auch diskutiert, wie sich im größeren Rahmen die Spins im ganzen dileptonischen $t\bar{t}$ -Systems beeinflussen, und ob sich durch die Rotation viel ändert [21][22][23][24][25]. Für die Analyse wurden $t\bar{t}$ -Datensätze verwendet, die mit dem TopReX [11] Generator erstellt wurden, da im Gegensatz zum MC@NLO (5200) Datensatz [10] hier auch Spinkorrelationen für die Simulation berücksichtigt wurden.

Das Problem das sich auftut, ist die Tatsache, dass durch den Spin des Top-Quarks die Richtungen der Zerfallsteilchen beeinflusst werden. Wie im vorigen Kapitel beschrieben wurde, hängt die Zerfallsrichtung sehr stark auch mit dem Transversalimpuls zusammen. Der Schnitt $p_T < 20$ GeV selektiert Tops mit unterschiedlichem Spin mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit. Der Spin des ersten Top-Quarks ist mit dem Spin des zweiten Top-Quarks aus dem $t\bar{t}$ -Ereignis korreliert, der dann wiederum das p_T der Zerfallsteilchen (Lepton₂ und Bottom₂) beeinflusst.

Diese Korrelationskette wird zerstört, wenn statt einer Selektion von Leptonen mit $p_T < 20$ GeV die Rotation durchgeführt wird. Also muss überprüft werden, in wie weit die Zerfallsprodukte des zweiten Top-Quarks durch den Schnitt $p_T < 20$ GeV bzw. durch die Rotation und Gewichtung unterschiedlich beeinflusst werden.

5.1 Spinanalyse im Top-Zerfall

Ein Problem das zuerst geklärt werden muss, ist die Tatsache, dass man den Spin nicht so einfach messen kann, erst recht nicht den von Teilchen, die man nicht einmal direkt messen kann. Um Rückschlüsse auf den Spin des Top ziehen zu können, wird nun zuerst der Top-Zerfall unter Berücksichtigung der Spin- und Helizitätserhaltung untersucht.[26][27]

Das Top-Quark als Fermion hat einen Spin von $\frac{1}{2}$. Die dritte Komponente des Spins m_S kann die Werte $+\frac{1}{2}$ und $-\frac{1}{2}$ annehmen. Ein Teilchen mit Spin parallel zur Flugrichtung ist rechtshändig. Ist der Spin antiparallel spricht man von einem linkshändigen Teilchen. Es existieren also zwei Helizitätszustände des Top-Quarks $t_{R/L}$, die zu unterschiedlichen Zerfällen führen werden.

Das Top-Quark zerfällt in ein Bottom-Quark und ein W-Boson. Das b-Quark hat auch wieder die zwei Möglichkeiten $\pm\frac{1}{2}$, die die dritte Komponente des Spins annehmen können. Das W-Boson hat einen ganzzahligen Spin von 1, was zu drei Möglichkeiten für die

dritte Komponente führt $m_S = 1, 0, -1$.

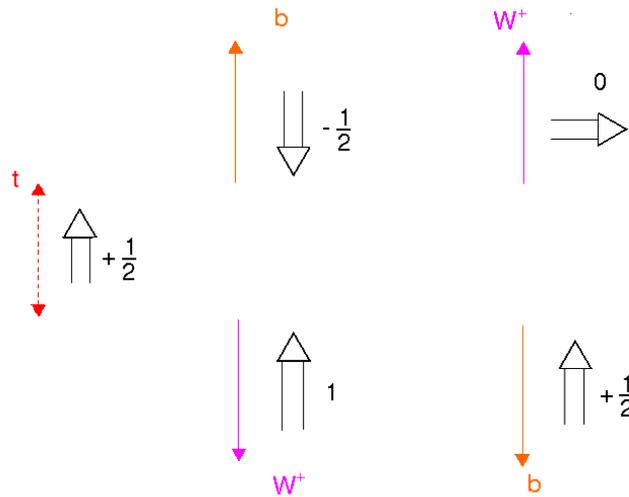


Abbildung 5.1: Unterschiedliche Zerfallsmöglichkeiten des Top-Quarks durch die Spinkombination der Zerfallsteilchen

Da der Drehimpuls eine Erhaltungsgröße ist, und die schwache Wechselwirkung punktförmig ist, müssen die Spins der Zerfallsprodukte zusammen auch wieder den Spin des Tops ergeben. Zu beachten ist dabei aber, dass die schwache Wechselwirkung immer linkshändig ist. Desweiteren sollte auch die Helizität nach Möglichkeit erhalten bleiben. Sie ist aber für massive Teilchen keine genaue Erhaltungsgröße. So ergeben sich zwei Möglichkeiten pro Spinnmöglichkeit des Tops für die Spinkombination von W und b.

1. $b: m_S = -\frac{1}{2}; \quad W: m_S = 1;$
2. $b: m_S = +\frac{1}{2}; \quad W: m_S = 0;$

Im Bild 5.1 wird der Top-Zerfall im Schwerpunktsystem des Tops dargestellt. Der Zweikörperzerfall muss für die Impulserhaltung im Schwerpunktsystem "back-to-back" ablaufen. Angedeutet durch den Doppelpfeil bei der Top-Richtung, die die ursprüngliche Richtung im Laborsystem anzeigen soll, sind die zwei möglichen Polarisationszustände des Top-Quarks. Die Koordinatenachse, die das Vorzeichen für die Spins festlegt, ist in beiden Fällen nach oben definiert. Für den bevorzugten Zerfall in linkshändige Bottom-Quarks sind die Richtungen der Teilchen und damit die Händigkeiten des W-Bosons vorgegeben. Die Richtungen der Zerfallsteilchen und der Spins dieser ändern sich bei einer Änderung der Top-Polarisation nicht im Verhältnis zur Spinrichtung des Top-Quarks. Es ergeben sich also die zwei folgenden Kombinationen: b_L, W_L und b_L, W_0 .

Die Möglichkeit b_R, W_R mit W in Vorwärtsrichtung ist wegen der Drehimpulserhaltung und der bevorzugten Linkshändigkeit des b -Quarks unterdrückt. Die Bedingung der Linkshändigkeit gilt aber nur exakt für masselose Teilchen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Die Bevorzugung der linkshändigen Polarisation wird schwächer für kleinere Werte von β .

Um zu den Endprodukten eines leptonen Zerfalls zu gelangen, muss man nun den weiteren Zerfall des W -Bosons mit diesen beiden Polarisationen betrachten. Hierzu betrachtet man nun dessen Ruhesystem, in dem Lepton und Neutrino auch wieder in entgegengesetzte Richtungen zerfallen werden. Für das Schwerpunktsystem des W -Bosons wird aus dem Top-Ruhesystem mit dem dort vorhandenen W geboostet. Hier sind beide Zerfallsteilchen Fermionen mit halbzahligen Spin. Zu beachten ist aber vor allem, dass das Neutrino immer linkshändig sein muss.

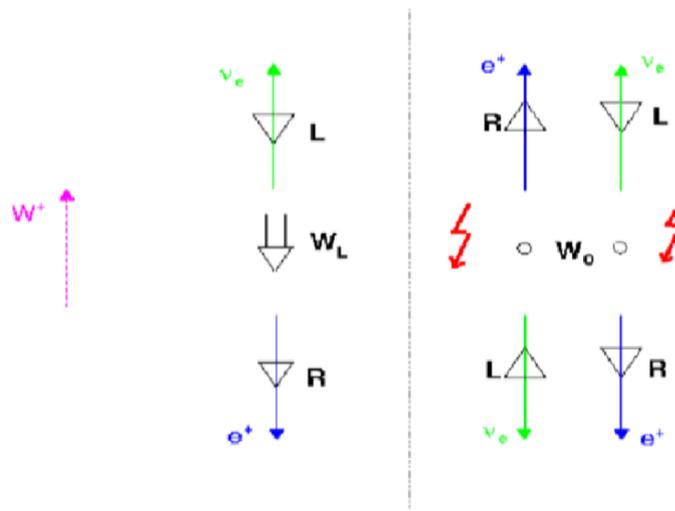


Abbildung 5.2: Bevorzugte Zerfallsmöglichkeit von W_L (links) und nicht erlaubte Zerfallsmöglichkeiten von W_0 (rechts)

Im Bild 5.2 ist auf der linken Seite der Zerfall des linkshändigen W_s dargestellt. Die Spins von Lepton und Neutrino müssen zusammenaddiert den Spin des W -Bosons reproduzieren, und zusätzlich muss das Neutrino linkshändig sein. Dies legt die im Bild dargestellten bevorzugten Zerfallsrichtungen fest, bei denen das Neutrino im W -Ruhesystem die gleiche Richtung hat wie das W im Top-Ruhesystem und das Lepton die entgegengesetzte. Für W_L ist für das Lepton also die Rückwärtsrichtung zum W -Boson bevorzugt. Für den Zerfall des longitudinal polarisierten W -Bosons mit $m_S = 0$, kurz W_0 , ist der Zerfall entlang der Achse, auf der die W -Richtung im Top-Ruhesystem liegt, nicht möglich. Dies kann man auf zwei Arten begründen, eine davon ist auch im Bild dargestellt. Dabei handelt es sich um den normalen linkshändigen Zerfall, bei dem aber die Spinerhaltung verletzt wäre, wenn die Leptonen in eine der skizzierten möglichen Richtungskombinationen zerfallen würden. Die Spinerhaltung könnte zwar gewährleistet

werden, indem die im Bild dargestellten Positronen auch linkshändig produziert würden, aber dann wäre der Prozess helizitätsunterdrückt. Der dargestellte Zerfall in ein links- und ein rechtshändiges Teilchen kann aber in Raumrichtungen, die nicht auf der W-Richtungsachse liegen stattfinden. Für W_0 ist für das Lepton die Vorwärts- und Rückwärtsrichtung unterdrückt.

Im Folgenden wird der Zusammenhang der Spins und Spinkorrelationen mit den Vierervektoren der Zerfallsprodukte diskutiert. Im vorhergehenden Kapitel wurde gezeigt, dass aus dem Top-Zerfall nur das Lepton und das b-Quark über einen b-Jet nachgewiesen werden können. Des Weiteren kann auch das Top aus den Zerfallsteilchen rekonstruiert werden. In dieser Diplomarbeit wird allerdings nicht versucht, möglichst alle Truth-Informationen wegzulassen, da die Spinkorrelationen ohnehin schon schwierig nachzuweisen sind. Für die Analyse von Spinkorrelationen wurden verschiedene Datensätze verwendet, die mit dem TopReX-Generator [11] erstellt wurden, der auch Spinkorrelationen berücksichtigt. Für die Überprüfung der Definitionskriterien standen vier Datensätze mit festgelegtem Spin der einzelnen Top-Quarks zur Verfügung (RR, RL, LR, LL) und für die Analyse der Spinkorrelation wie sie bei $t\bar{t}$ -Ereignissen, die am LHC produziert werden, wurde ein Datensatz mit und zum Vergleich ein Datensatz ganz ohne Spins verwendet.

Der Spin selber steht nicht als Truth-Information von einzelnen Ereignissen zur Verfügung, aber man kann für die Beziehung zwischen den Teilchen wieder die Winkel zwischen ihnen berechnen und dann versuchen Rückschlüsse auf den Spin zu ziehen. Hierzu boostet man Lepton, b-Quark und W-Boson in das Top-Ruhesystem. Da der Zerfall des Top-Quarks in W und b ein Zweikörperzerfall ist, reicht es den Winkel zwischen dem b-Quark im Top-Ruhesystem und dem Top im Laborsystem zu verwenden $\theta(t, b)$. Des weiteren wird im späteren Verlauf auch noch der Winkel zwischen dem Lepton im Ruhesystem und dem Top im Laborsystem $\theta(t, Lep)$, der schon im vorigen Kapitel zur Anwendung kam, wichtig. Nun wird das Lepton in das Ruhesystem des W-Bosons geboostet, und danach wird der Winkel zwischen diesem Lepton und dem W-Boson im Top-Ruhesystem berechnet $\theta(W, Lep)$. Für das Neutrino gilt das gleiche wie für das W-Boson, wegen dem Zweikörperzerfall gilt $\cos(\theta(W, Lep)) = -\cos(\theta(W, \nu))$

Zur besseren Übersicht werden die drei Winkel umbenannt:

$$\begin{aligned} x &\equiv \cos(\theta(W, Lep)) \\ y &\equiv \cos(\theta(t, b)) \\ \cos \theta^* &\equiv \cos(\theta(t, Lep)) \end{aligned}$$

Jetzt wird versucht, die unterschiedlichen Zerfallsoptionen für ein Top-Quark nur durch die Variablen x und y darzustellen.

- **W_L** : In diesem Fall ist die Rückwärtsrichtung für das Lepton zum W bevorzugt. Der Kosinus des Winkels sollte also bevorzugt bei -1 liegen, und für weiter davon

entfernte Leptonen sollte die Wahrscheinlichkeit abnehmen. Man nimmt an das sich für x die folgende Wahrscheinlichkeitsverteilung ergibt: $\frac{d\sigma}{dx} \sim (1-x)^2$ (links im Bild 5.3)

Wenn ein Top-Quark in ein W_L zerfällt, sollte bei einem rechtshändigen Top das Bottom in Vorwärtsrichtung im Ruhesystem gehen $y \rightarrow +1$. Bei einem linkshändigen Top-Zerfall wird wie im Bild 5.1 nur die Richtung des Top gedreht und $y \rightarrow -1$.

- **W_0 :** Bei einem Zerfall von W_0 ist die Vorwärts- und Rückwärtsrichtung für das Lepton unterdrückt, die Wahrscheinlichkeit für Leptonen nimmt jedoch mit größerer Abweichung des Winkels zur W-Richtungsachse zu. Die Formel für die Wahrscheinlichkeitsverteilung sieht folgendermaßen aus: $\frac{d\sigma}{dx} \sim (1-x^2)$ (siehe in Bild 5.3 rechts) Für y ergibt sich der umgekehrte Fall zum W_L , für rechtshändige Tops gilt $y \rightarrow -1$, und für linkshändige $y \rightarrow +1$.

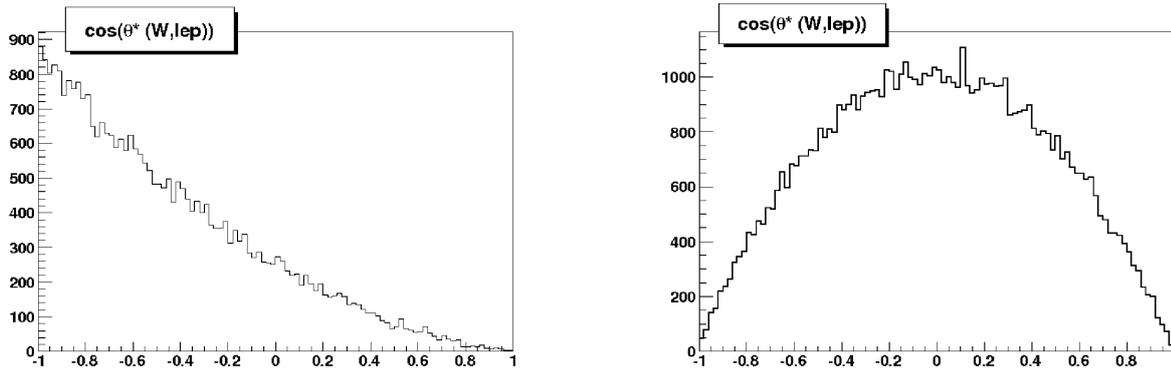


Abbildung 5.3: Reproduktion der Wahrscheinlichkeitsverteilungen von W_L (links) und W_0 in einem TopReX [11] Datensatz

Wenn man sich die Verteilungen für x und y in einem $t\bar{t}$ -Datensatz ohne Schnitte ansieht (Bild 5.4), ist es noch nicht möglich, eine genaue Aussage über den Top-Zerfall zu machen. Die Verteilung für x ist eine Überlagerung von W_L und W_0 (siehe auch Bild 5.3). Die Verteilung für y zeigt eine Bevorzugung von rückwärts gerichteten Bottoms. Im Folgenden wird erläutert, dass die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall in W_L oder W_0 unterschiedlich ist. Kennt man den bevorzugten Prozess, kann man mit der y -Verteilung bereits die Polarisation des Top-Quarks bestimmen.

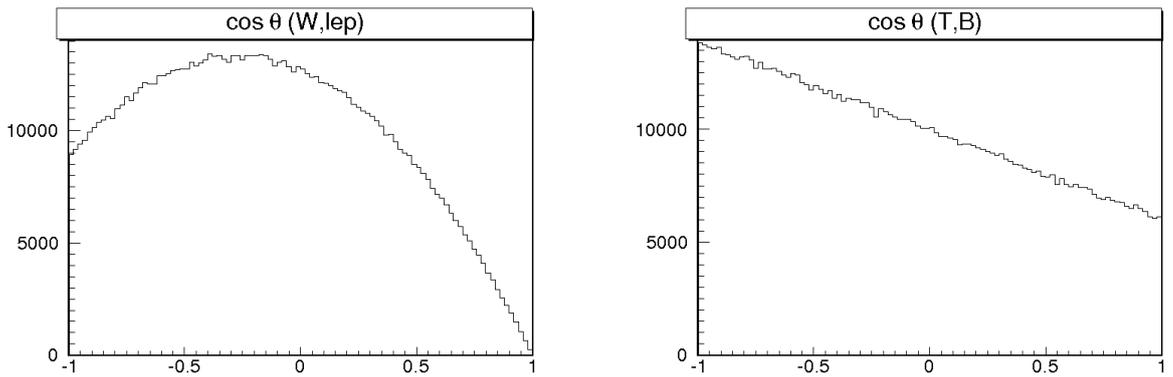


Abbildung 5.4: Verteilung von x (links) und y (rechts) für den Zerfall eines Top-Quarks mit noch zu bestimmender Händigkeit

Durch die unterschiedlichen Zerfallsrichtungen vom b -Quark je nach W -Polarisation, kann man die Zerfallsmöglichkeiten gut separieren. Man betrachtet also die Verteilung von x mit einer Einschränkung auf die b -Richtung im Top-Ruhesystem von entweder $y \rightarrow -1$ oder $y \rightarrow +1$.

Für den hier gewählten Datensatz ergibt sich für $y \rightarrow -1$ die Verteilung von W_0 : $(1-x^2)$ (Bild 5.3 rechts), und für Ereignisse mit $y \rightarrow +1$ lässt sich die W_L -Verteilung $(1-x)^2$ (Bild 5.3 links) reproduzieren. Für vorwärts gerichtete b -Quarks die Verteilung W_L zu erhalten bedeutet, dass es sich um ein rechtshändiges Top handeln muss. Somit wurden die typischen Signaturen von x und y für ein rechtshändiges Top bestimmt. Für ein linkshändiges Top sieht die x -Verteilung genauso aus wie bei einem rechtshändigen, aber die y -Verteilung sieht genau umgekehrt aus, was bedeutet, dass nur die Variable y geeignet dafür ist, den Spin eines Tops zu bestimmen.

Im nächsten Schritt soll bestimmt werden, welche Art des Top-Zerfalls den größeren Wirkungsquerschnitt hat. Aus den Verteilungen im Bild 5.4 konnte man ablesen, dass für rechtshändige Top-Quarks die Rückwärtsrichtung im Ruhesystem für das Bottom bevorzugt ist. Bei einem rechtshändigen Top-Zerfall mit $y \rightarrow -1$ entsteht vermehrt W_0 . Der Wirkungsquerschnitt ist also für diesen Prozess größer.

Um dies auch quantitativ zu berechnen wird für den Wirkungsquerschnitt eines Tops mit bestimmter Händigkeit folgende Formel mit zu bestimmenden Parametern P_i aufgestellt:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = P_0 [(1-x)^2 \cdot (1 + P_2 \cdot y) + P_1 \cdot (1-x^2) \cdot (1 + P_3 \cdot y)]$$

Der linke Term in der eckigen Klammer beschreibt den Wirkungsquerschnitt für den Zerfall in W_L und b , die Wahrscheinlichkeitsverteilung von x wird mit einer linearen Verteilung für y multipliziert. Für ein rechtshändiges Top sollte die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in W_L bei $y = 1$ am größten sein und für $y = -1$ verschwinden, daher wird der Parameter P_2 bei $+1$ liegen, für linkshändige ist es genau umgekehrt, und P_2

wird zu -1. Der rechte Term steht für den Wirkungsquerschnitt des Zerfalls mit W_0 . Hier erwartet man für rechtshändige Tops, dass die Wahrscheinlichkeit für W_0 bei $y = -1$ am größten ist und für $y = +1$ verschwindet. Um dies auch in der Formel widerzuspiegeln, wird bei rechtshändigen Tops $P_3 \approx -1$ sein und bei linkshändigen $+1$.

Der Parameter P_0 ist eine Größe zur Normierung der gesamten Gleichung und der Parameter P_1 gibt letztendlich den Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten an. Hier gilt noch zu beachten, dass das Integral über $1 - x^2$ nur halb so groß ist wie das Integral über $(1 - x)^2$, daher steckt im Parameter P_1 noch die Multiplikation mit 2 zur Normierung.

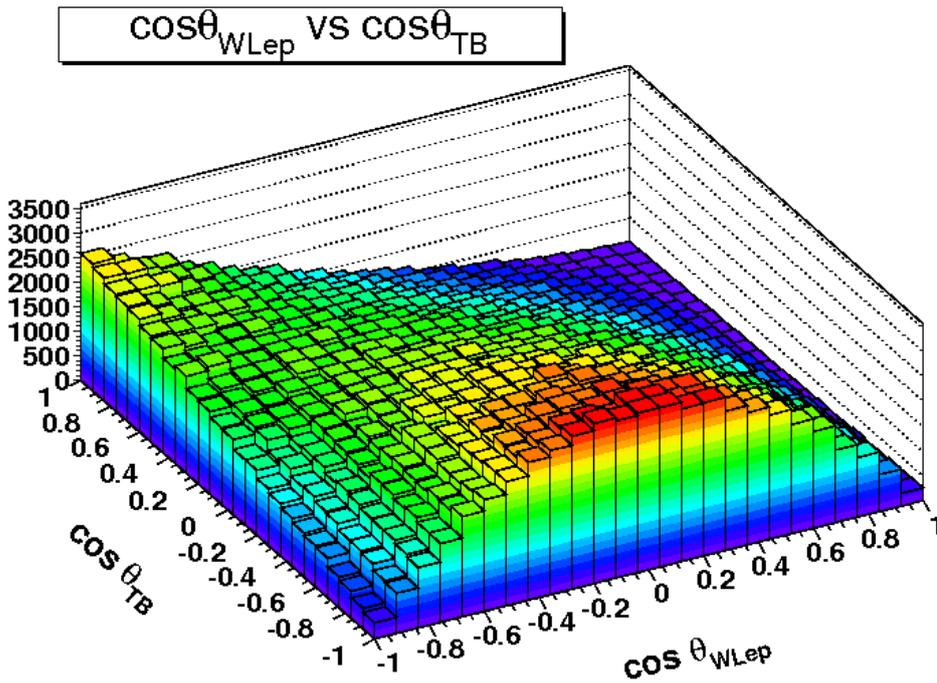


Abbildung 5.5: Flächendarstellung von x gegen y

Um diese Formel zu quantifizieren, muss man eine Angleichung mit einer zweidimensionalen Darstellung der x - und y -Verteilung durchführen. Dabei dienen die Variablen P_i als "Fitparameter". In Bild 5.5 ist die Verteilung für ein rechtshändiges Top dargestellt. Man sieht sehr deutlich noch einmal die Verteilung von W_L bei $y \rightarrow +1$ (hinten links), die Verteilung von W_0 bei $y \rightarrow -1$ (vorne rechts) und nun auch den Übergang im Bereich dazwischen. Wenn die Angenommene Formel für den Wirkungsquerschnitt auf diese Verteilung angepasst wird, ergibt sich, wie erwartet $P_2 \approx 1$ und $P_3 \approx -1$. Für P_1 ergibt sich ein Wert von etwa 5, was nach der Division durch 2 das folgende Verhältnis für die Wahrscheinlichkeiten eines Top-Zerfalls in b und W_L oder b und W_0 ergibt:

$$\Rightarrow W_0 \approx 70\% \quad W_L \approx 30\%$$

Dieses Verhältnis wurde für alle 8 möglichen Top-Verteilungen aus den 4 Datensätzen mit den Polarisationen t_{Rt_R} , t_{Rt_L} , t_{Lt_R} und t_{Lt_L} berechnet und bestätigt auch die theoretischen Werte dafür.

Es ist allerdings ziemlich schwierig die Polarisation des Top-Quarks allein aus x und y zu bestimmen. Da die Verteilung von y zwar eindeutig ist, aber für einzelne Leptonen Winkel im ganzen Wertebereich gefunden werden können, würde ein Schnitt auf y nahe bei 1 oder -1 zwar mehr der Top-Ereignisse mit der gewünschten Polarisation auswählen, aber die Effizienz wäre sehr schlecht, da die y -Verteilung auf der unwahrscheinlicheren Seite nur bis auf ungefähr die Hälfte der Ereignisse absinkt.

Hier erweist sich nun $\cos\theta^*$ als sehr nützlich, denn betrachtet man dessen Verteilung für ein rechtshändiges Top-Quark in Bild 5.6, so sieht man eine sehr viel klarere Verteilung. Für rechtshändige Top-Quarks ist die Wahrscheinlichkeit am größten ein Lepton mit $\cos\theta^* \rightarrow 1$ zu finden und es existieren fast keine Leptonen mit $\cos\theta^* \rightarrow -1$. Für ein linkshändiges sieht die Verteilung genau umgekehrt aus. Dadurch, dass das Minimum einer Polarisationsverteilung fast bei 0 liegt und genau beim Maximum der anderen Verteilung liegt, kann man durch einen Schnitt, bei dem man nur Ereignisse nahe von 1 oder -1 für $\cos\theta^*$ auswählt, besser als mit y rechtshändige von linkshändigen Tops unterscheiden.

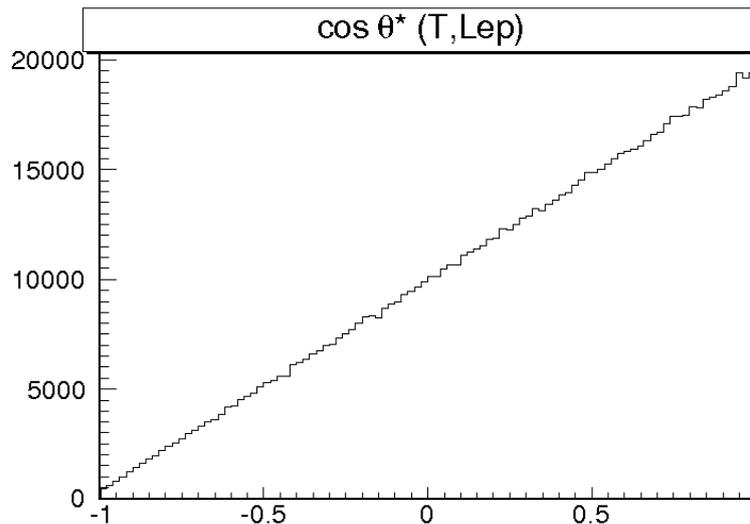


Abbildung 5.6: $\cos\theta^*$ -Verteilung eines rein rechtshändigen Topdaten-satzes

Wie aber schon für $\cos\theta^*$ im vorigen Kapitel gezeigt wurde, sind alle diese Winkelvariablen sehr stark abhängig vom Transversalimpuls der jeweiligen Teilchen, sodass sie sich zwar sehr gut für eine einfache Analyse von Polarisationen eignen, aber sobald un-

terschiedliche Impulse mit einbezogen werden, sieht die Analyse nicht mehr so klar aus. Dies wird sich aber auch noch im nächsten Abschnitt zeigen.

5.2 Spinkorrelation eines ganzen $t\bar{t}$ -Ereignisses

Nach der Klassifizierung eines Top-Zerfalls mit Spin im vorherigen Abschnitt, wird nun der Datensatz betrachtet, indem $t\bar{t}$ -Ereignisse mit einer Verteilung simuliert wurden, wie sie auch am LHC durch die Proton-Proton-Kollision erzeugt werden. Nun ist nicht mehr ganz klar, welche Polarisation die beiden Top-Quarks haben, es wird sich eine Verteilung ergeben die eine Mischung aller vier möglichen Kombinationen $t_R t_R$, $t_R t_L$, $t_L t_R$ und $t_L t_L$ darstellt.

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass sich $\cos\theta^*$ der Kosinus des Winkel zwischen dem Top im Laborsystem und dem Lepton im Top-Ruhesystem gut dafür eignet die Polarisation zu bestimmen. Um nun die Polarisationskombination zu bestimmen, wählt man linkshändige Antitop-Teilchen aus, indem man einen Schnitt von $\cos\theta^*(t_2, lep_2) < -0.9$ wählt. Mit diesem Schnitt auf den Datensatz betrachtet man nun die Verteilung von $\cos\theta^*(t_1, lep_1)$ des ersten Tops.

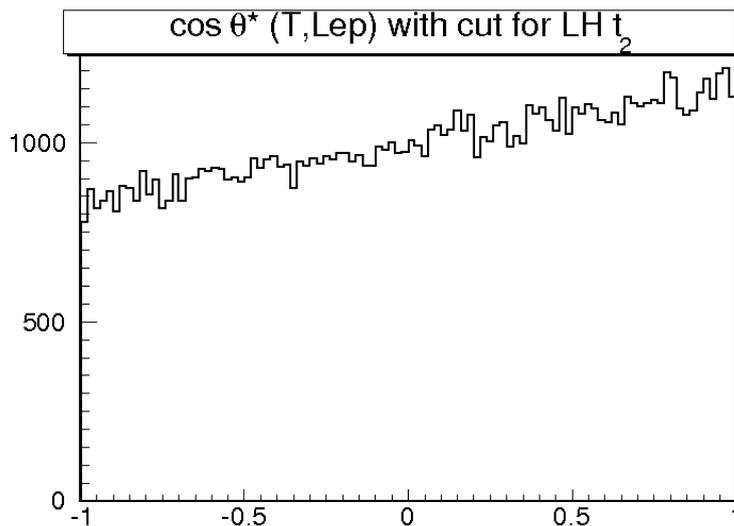


Abbildung 5.7: $\cos\theta^*$ -Verteilung des ersten Top-Quarks eines Datensatzes mit Polarisationsverhältnis wie am LHC und Schnitt auf linkshändige Antitops des $t\bar{t}$ -Ereignisses

Es zeigt keine klare Verteilung mehr wie bei reinen Datensätzen. Es existieren etwas mehr Leptonen in Vorwärtsrichtung mit diesem Schnitt, was darauf hindeutet, dass am LHC mehr $t\bar{t}$ -Paare mit unterschiedlich polarisierten Top-Quarks produziert werden, also $t_R t_L$ und $t_L t_R$, aber dass auch der Anteil von $t_R t_R$ und $t_L t_L$ sehr groß ist.

Um dies genauer zu analysieren, wird jetzt auf die Produktion eines $t\bar{t}$ -Ereignisses eingegangen. Es gibt zwei verschiedene Arten wie solche Ereignisse bei Hadronbeschleunigern erzeugt werden können, einmal durch die Fusion von zwei Gluonen und zum anderen durch die Annihilierung von zwei Quarks. Die Feynmandiagramme zu diesen beiden Prozessen sind in Bild 5.8 dargestellt.

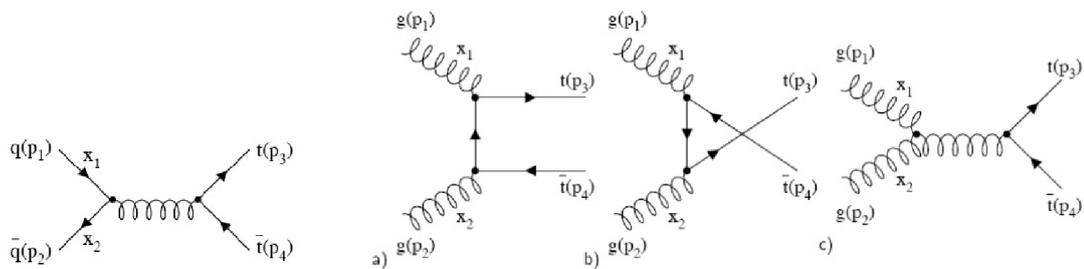


Abbildung 5.8: Feynmandiagramme für die Produktion von $t\bar{t}$ durch Quarks (links) und durch Gluonen (rechts)

Da am LHC Antiquarks im Gegensatz zum Tevatron nur als See Quarks vorkommen, ist der Wirkungsquerschnitt für $t\bar{t}$ -Paare aus Gluonen viel größer als der durch Quarks. Die Art der Topproduktion ist im TopReX [11] Datensatz in den Truth-Informationen enthalten. Es zeigt sich eine mehr als viermal häufigere Produktion aus Gluonen als aus Quarks.

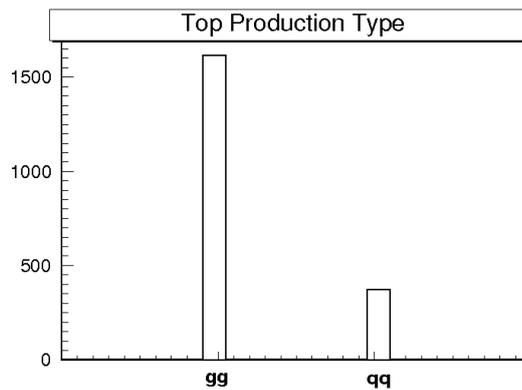


Abbildung 5.9: $t\bar{t}$ -Produktionstypen für LHC Datensatz

Die Kombination der Polarisierungen eines $t\bar{t}$ -Paares hängt auch mit dem Produktionstyp zusammen. In Bild 5.10 links werden reine Datensätze mit unterschiedlicher Polarisierung t_{Rt_L} zusammen mit t_{Lt_R} untersucht, dort zeigt sich ein deutlicher Unterschied beim

Produktionstyp im Gegensatz zu Datensätzen mit gleich polarisierten Tops $t_R t_R$ zusammen mit $t_L t_L$ (rechts). Zu beachten ist, dass im linken Bild die Skala an der y-Achse logarithmisch ist, was bedeutet, dass die Produktionsrate durch Quarks in diesem Fall fast völlig vernachlässigbar ist.

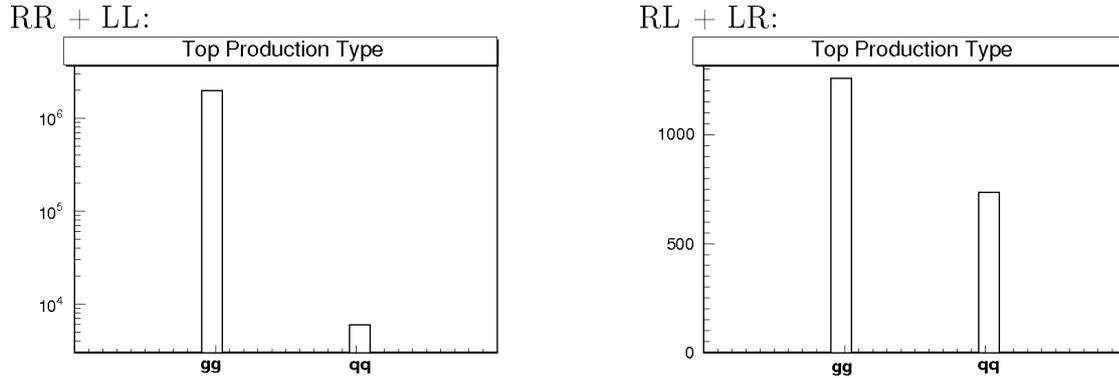


Abbildung 5.10: $t\bar{t}$ -Produktionstypen für Datensätze mit RR + LL Polarisation (links) und RL + LR Polarisation (rechts)

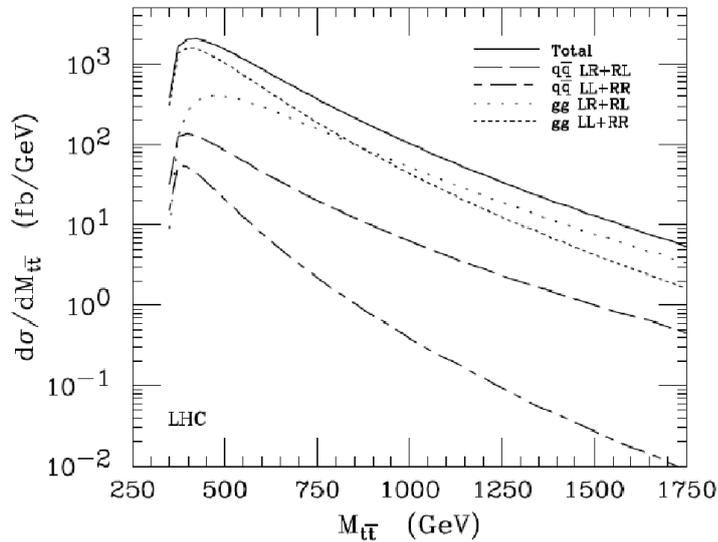


Abbildung 5.11: Differentieller Wirkungsquerschnitt für $t\bar{t}$ -Produktion am LHC abhängig von $M_{t\bar{t}}$ aufgeteilt in die verschiedenen Produktionstypen und Polarisationskombinationen LL+RR und RL+LR [21]

Die Verzweigungsrate für die verschiedenen $t\bar{t}$ -Produktionstypen hängt also nach Abbildung 5.11 auch von der Ruhemasse des gesamten $t\bar{t}$ -Systems $M_{t\bar{t}}$ ab. Dieser Zusammenhang lässt sich allerdings nicht so ganz mit dem TopReX [11] Datensatz reproduzieren. Für die Überprüfung wurde wieder auf das zweite Top ein Schnitt von $\cos\theta^*(t_2, lep_2) < -0.9$ angewendet, es werden also linkshändige Antitops ausgewählt, und der Datensatz für $\cos\theta^*(t_1, lep_1)$ je nach Produktionstyp ausgewertet.

$M_{t\bar{t}}=355\text{GeV}$:

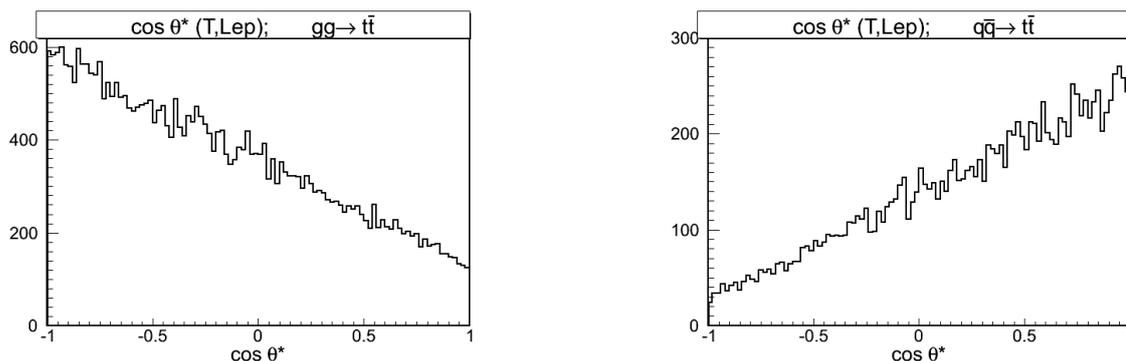


Abbildung 5.12: $\cos\theta^*$ -Verteilung bei $M_{t\bar{t}}=355\text{GeV}$ und reiner $t\bar{t}$ Produktion aus Gluonen (links) oder Quarks (rechts)

$M_{t\bar{t}}=450\text{GeV}$:

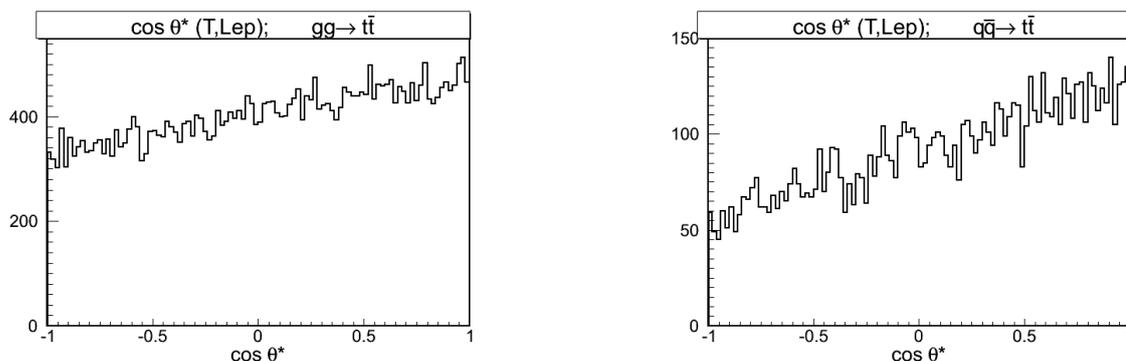


Abbildung 5.13: $\cos\theta^*$ -Verteilung bei $M_{t\bar{t}}=450\text{GeV}$ und reiner $t\bar{t}$ Produktion aus Gluonen (links) oder Quarks (rechts)

Bei $M_{t\bar{t}}=355\text{ GeV}$ (Abb. 5.12) sieht man noch die Bestätigung des Wirkungsquerschnitts in Bild 5.11. Für Quarkproduktion wird zu einem linkshändigen Antitop vermehrt ein rechtshändiges Top ausgewählt, es überwiegt also die unterschiedliche Polarisation. Für Gluonen zeigt sich für die Auswahl eines linkshändigen Antitop auch eher

die Verteilung eines linkshändiges Top, sodass hier wie erwartet die gleiche Polarisation überwiegt.

$M_{t\bar{t}}=600\text{GeV}$:

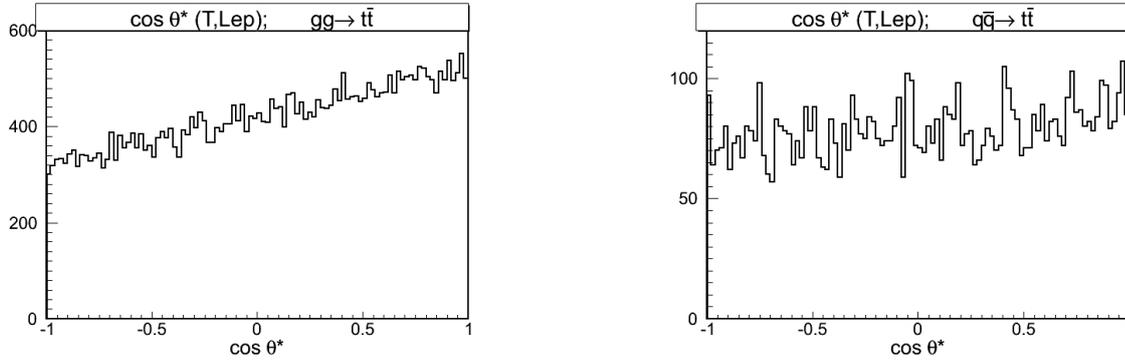


Abbildung 5.14: $\cos \theta^*$ -Verteilung bei $M_{t\bar{t}}=600\text{GeV}$ und reiner $t\bar{t}$ Produktion aus Gluonen (links) oder Quarks (rechts)

$M_{t\bar{t}}=900\text{GeV}$:

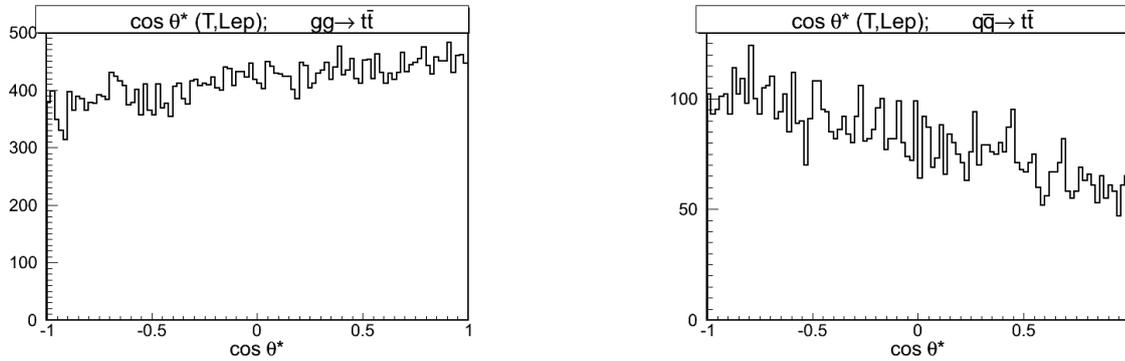


Abbildung 5.15: $\cos \theta^*$ -Verteilung bei $M_{t\bar{t}}=900\text{GeV}$ und reiner $t\bar{t}$ Produktion aus Gluonen (links) oder Quarks (rechts)

Ab $M_{t\bar{t}}=450\text{ GeV}$ (Abb. 5.13) jedoch lässt sich die Erwartung von [21] jedoch nicht mit dem vorliegenden Datensatz bestätigen. Für Quarks stimmt noch die Auswahl der unterschiedlichen Polarisation, aber sie nimmt mit steigendem $M_{t\bar{t}}$ immer weiter ab und kehrt sich ab $M_{t\bar{t}}=900\text{ GeV}$ (Abb. 5.15) sogar um in vermehrt gleiche Polarisation, was eigentlich in keinem Massenbereich passieren sollte. Für Gluonen zeigt sich ab 450 GeV eine Bevorzugung der unterschiedlichen Polarisation, die erst ab einem Wert von etwa 850

GeV überhand nehmen sollte. Geht man noch höher kehrt sich der Effekt sogar noch einmal um und es überwiegt bei 1500 GeV (Abb. 5.16) leicht wieder die gleiche Polarisation.

$M_{t\bar{t}}=1500\text{GeV}$:

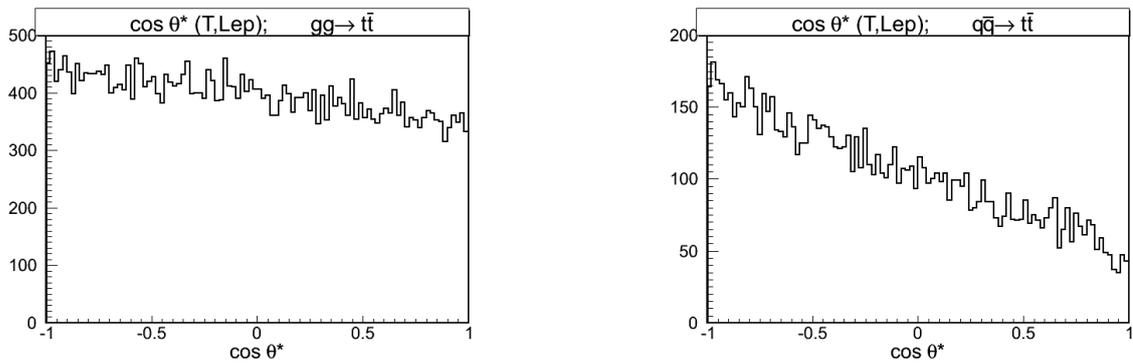


Abbildung 5.16: $\cos \theta^*$ -Verteilung bei $M_{t\bar{t}}=1500\text{GeV}$ und reiner $t\bar{t}$ Produktion aus Gluonen (links) oder Quarks (rechts)

Mit all diesen korrelierten Variablen ist es schwierig überhaupt eine Verbindung der Spins zwischen den beiden Tops zu erkennen. Erstellt man nun mit dem Rotationsmechanismus einen Datensatz der für ein Lepton nur Transversalimpulse kleiner als 20 GeV zulässt, kann man durch die starke Korrelation von $\cos \theta^*$ mit p_T für das dazugehörige Top keine Spinbetrachtungen mehr durchführen. Aber man kann noch den Spin des anderen Top-Quarks untersuchen. Vergleicht man nun den rotierten Datensatz mit dem unveränderten, indem man aus dem unveränderten Datensatz auch nur Leptonen mit $p_T < 20$ GeV auswählt. Durch die Rotation werden mehr Leptonen ausgewählt, die ursprünglich eher in Vorwärtsrichtung zum Top lagen, also eher zu Tops gehören, die eine rechtshändige Polarisation haben. Sie bekommen zwar nun durch die Rotation einen neuen Winkel θ^* , der größer ist, aber die alte Korrelation zum zweiten Top bleibt bestehen. Betrachtet man nun, wie im Bild 5.17, $\cos \theta^*$ des zweiten Tops, erkennt man einen leichten Unterschied zwischen dem rotierten Datensatz und dem ursprünglichen Datensatz mit Schnitt $p_T < 20$: Ohne Rotation liegt $\cos \theta^*$ für Leptonen mit niedrigem Transversalimpuls eher in Rückwärtsrichtung, und man wählt durch den Schnitt auf p_T eher linkshändige Tops aus. Da die unterschiedliche Polarisation im LHC Datensatz leicht überwiegt, ergibt sich für $\cos \theta^*$ vom zweiten Top eine ganz leichte Tendenz zum rechtshändigen Top. Im Bild 5.17 liegt der Mittelwert leicht rechts von 0. Da durch die Rotation mehr rechtshändige erste Tops ausgewählt werden, wird dieser Effekt weitestgehend aufgehoben, und die Verteilung ist annähernd flach. Auch durch die Gewichtung $\left(\frac{\pi - \Delta\phi^{min(20)}}{\pi}\right)$ lässt sich der Unterschied nur minimal kompensieren.

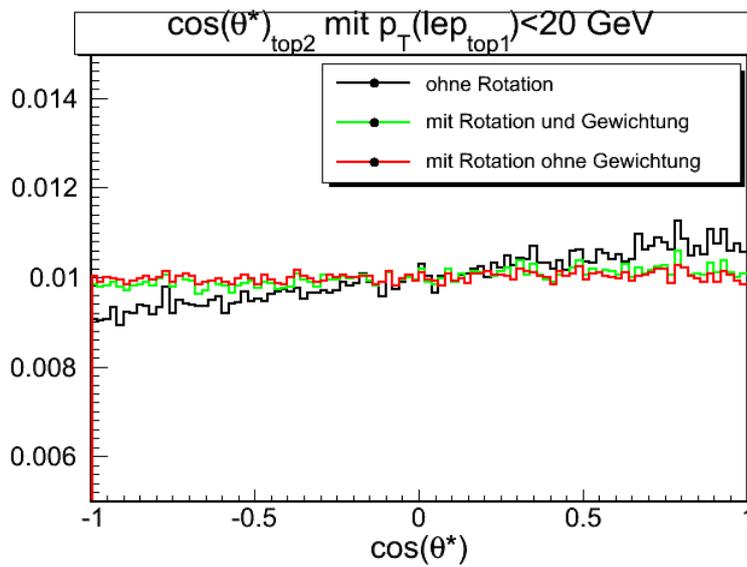


Abbildung 5.17: $\cos \theta^*$ des zweiten Tops für Leptonen des ersten Tops mit $p_T < 20$ vor der Rotation (schwarz) und nach der Rotation (rot) und zusätzlich mit Gewichtung (grün)

Über Spinkorrelationen werden also die Leptonen des zweiten Tops durch die Rotation beeinflusst. Da aber in die Spinkorrelationen eines $t\bar{t}$ -Paares, was am LHC produziert wird, sehr viele Faktoren mit einfließen, fällt der Effekt sehr gering aus.

6 Zusammenfassung

Die eigentliche Analyse dieser Diplomarbeit beginnt, nachdem die Schnitte für den 1-Lepton SUSY-Kanal angewendet wurden. Der $t\bar{t}$ -Untergrund zu diesem SUSY-Kanal wurde genauer untersucht. Dabei ist neben den erwarteten semileptonischen und τ Zerfallskategorien vor allem der dileptonische Zerfall mit einem Beitrag von 28.6% zum gesamten Untergrund durch $t\bar{t}$ -Ereignisse aufgefallen, der eigentlich durch die Auswahl von nur einem Lepton für den SUSY-Kanal unterdrückt sein sollte.

Die Untersuchung des dileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfalls ergab verschiedene Eigenschaften, die ein Ereignis haben könnte, damit es als semileptonisches identifiziert wird. Die Analyse wird spezialisiert auf die Möglichkeit, dass ein Lepton durch einen zu niedrigen Transversalimpuls p_T nicht detektiert wird bzw. den SUSY-Schnitt für die Ausschließung von mehr als einem Lepton passiert.

Damit die kinematischen Eigenschaften eines Leptons aus einem Top-Zerfall verstanden werden und erklärt werden kann, wie ein niedriger Transversalimpuls von unter 20 GeV für ein Lepton zu Stande kommen kann, wurden verschiedene Variablen analysiert, die mit dem ATLAS Detektor gemessen werden.

Für eine Vertiefung dieser Analyse wurden im nächsten Schritt Variablen der Kinematik untersucht, die zunächst nur mit der Truth-Information eines simulierten Ereignisses berechnet werden können, da man die Information über den Viererimpulsvektor des Top-Quarks benötigt. Um also genauere Informationen über die Abhängigkeit des Transversalimpulses eines Leptons von der Zerfallskette eines Top-Quarks zu erhalten, wurde das Lepton mittels eines Lorentz-Boostes in das Schwerpunktsystem des Top-Quarks gebracht. Nun wurde der Winkel zwischen der Top-Richtung im Laborsystem und dem Lepton im Top-Ruhesystem θ^* und der Winkel zwischen den Projektionen dieser beiden Richtungen in die XY-Ebene $\Delta\phi$ untersucht. Dabei ist aufgefallen, dass Leptonen mit einem niedrigen Transversalimpuls ($p_T < 20$ GeV) im Top-Ruhesystem fast ausschließlich einen sehr großen Winkel zur Top-Richtung haben. Es eignen sich sowohl $\cos\theta^*$ als auch $\Delta\phi$ für eine Auswahl solcher Leptonen.

Nach diesen Voralysen wurde ein Mechanismus entwickelt, mit dem man aus einem dileptonischen $t\bar{t}$ -Datensatz solche Ereignisse simulieren kann, die wegen eines zu niedrigen Transversalimpulses eines Leptons als semileptonische identifiziert würden. Dazu wurde die Richtung der Leptonen im Top-Ruhesystem so in der XY-Ebene rotiert, dass sie im Laborsystem ein p_T von unter 20 GeV erhalten. Die b-Quarks, als zweites sichtbares Zerfallsprodukt, mussten um den selben Winkel rotiert werden, um das Top und dessen Ruhesystem nicht zu verändern.

Der Datensatz, der durch diesen Mechanismus erstellt wurde, wurde nun mit einem Datensatz ohne Rotation verglichen um abzusichern, dass die Verteilungen von p_T , $\Delta\phi$ und E_T^{miss} auch nach der Rotation einem physikalischen Datensatz annähernd entsprechen.

Dazu war es nötig eine unterschiedliche Gewichtung für die rotierten Ereignisse einzuführen, mit der die Angleichung an unrotierte Datensätze sehr viel besser gelingt. Außerdem wurde überprüft, wie sich die rotierten Daten ändern, wenn man für das bei der Rotation verwendete Top statt der Truth-Information eine Rekonstruktion aus b-Quark und Lepton verwendet.

Ob und wie die Rotation auch die Spinkorrelation zum zweiten Top-Quark in einem $t\bar{t}$ -Ereignis beeinflusst, wurde im letzten Kapitel der Diplomarbeit beschrieben. Zunächst wurde der Zerfall eines Topquarks beschrieben und durch bestimmte Variablen quantifizierbar gemacht. Am besten eignet sich auch hier wieder die Variable $\cos\theta^*$. Danach wurde für einen simulierten Datensatz mit $t\bar{t}$ -Ereignissen mit Spinkorrelation und den Eigenschaften, die durch die Produktion am LHC vorgegeben werden, die Beziehung zwischen dem ersten und dem zweiten Top-Quark und deren Zerfallsteilchen untersucht. Die Befürchtung, dass die durch die Spinkorrelation gegebene Abhängigkeit des Leptons des zweiten Top-Quarks vom Lepton des ersten Tops dazu führt, dass durch den Rotationsmechanismus nicht mehr der gleiche Zusammenhang zum zweiten Top für Leptonen des ersten Tops mit $p_T < 20$ GeV besteht, konnte dadurch aufgehoben werden, dass in der Spinkorrelation so viele Faktoren eine Rolle spielen, wodurch die Rotation in der ohnehin schwer erkennbaren Korrelation fast keine Änderung hervorruft.

Mit so einem durch die Rotation erstellten Datensatz ist es nun möglich den Untergrund durch dileptonische Ereignisse besser abzuschätzen.

Literaturverzeichnis

- [1] C. Berger: Elementarteilchenphysik, Springer, 2002
- [2] D. H. Perkins: Introduction to High Energy Physics, Addison Wesley, 1987
- [3] M. Drees, R. M. Godbole, P. Roy: Theory and Phenomenology of Sparticles, World Scientific, 2005
- [4] S. P. Martin: A Supersymmetry primer, 2008, hep-ph/9709356
- [5] R. N. Mohapatra: Unification and Supersymmetry, Springer, 1996
- [6] CERN-Homepage: <http://www.cern.ch>
- [7] ATLAS-Homepage: <http://www.atlas.ch/>
- [8] ATLAS-Collaboration, G Aad et. al.: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST **3** (2008) S08003, <http://www.iop.org/EJ/abstract/1748-0221/3/08/S08003>
- [9] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour and B.R. Webber: HERWIG 6.5, JHEP 0101 (2001) 010 [hep-ph/0011363]; hep-ph/0210213.
- [10] S. Frixione and B.R. Webber: Matching NLO QCD computations and parton shower simulations, JHEP **0206** (2002) 029, arXiv:hep-ph/0204244
- [11] S. R. Slabospitsky, L. Sonnenschein: TOPREX GENERATOR (VERSION 3.25), 2002, arXiv:hep-ph/0201292v1
- [12] S. Agostinelli et al. Geant4: A simulation toolkit, Nucl. Instrum. Meth. A506:250-303, 2003, <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [13] R. Brun, F. Rademakers: ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch/>.
- [14] Jet reconstruction with the Cone algorithm: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JetAlgorithms>
- [15] Standard electron reconstruction with the eGamma algorithm: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/ElectronReconstruction>

- [16] Muon reconstruction with the STACO algorithm:
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MuonRecoPedia>
- [17] The ATLAS Collaboration: Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector Trigger and Physics, 2008, CERN-OPEN-2008-020.
- [18] ATLAS Collaboration: SUSY CSC5 Note: Prospects for SUSY discovery based on inclusive searches with the ATLAS detector at the LHC (Long Version), 2008, ATL-COM-PHYS-2008-063
- [19] C. Amster et. al., Review of Particle Physics, Physics Letters **B667**, 1 (2008)
- [20] Raphael Mameghani: Semi- and Dileptonic Top Pair Decays at the ATLAS Experiment, Doktorarbeit, LS Schaile, 2008
- [21] G. Mahlon and S. Parke: Angular correlations in top quark pair production and decay at hadron colliders, Physical Review **D53** (1996) 4886–4896, arXiv:hep-ph/9512264
- [22] Benedikt Christopher Hegner, Dissertation, Universität Hamburg, 2008,
http://cms.desy.de/e48948/e49688/hegner_benedikt_phd.pdf
- [23] W. Bernreuther, A. Brandenburg, P. Uwer: Transverse Polarization of Top Quark Pairs at the Tevatron and the Large Hadron Collider, Physics Letters **B368** (1996) 153
- [24] A. Brandenburg: Spin-spin correlations of top quark pairs at hadron colliders, Phys. Lett. **B388** (1996) 626–632
- [25] T. Stelzer and S. Willenbrock: Spin correlation in top-quark production at hadron colliders, Physics Letters **B374** (1996) 169–172
- [26] Raimund Ströhmer: Private Unterhaltungen
- [27] F. Halzen, A. D. Martin: Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley & Sons, 1984
- [28] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, H. Mühlig: Taschenbuch der Mathematik, Harri, 2001

Danksagungen:

Am Ende dieser Diplomarbeit und damit auch meines gesamten Physikstudiums möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mit zu deren Gelingen beigetragen haben, insbesondere bei:

- Prof. Dr. Dorothee Schaile für die Möglichkeit mitten im Semester von Bonn nach München zu wechseln und überhaupt für die sehr herzliche Aufnahme bereits beim allerersten Besuch am Lehrstuhl. Sie hat es mir ermöglicht eine Diplomarbeit in der ATLAS Kooperation zu erstellen und hat mir darüber hinaus auch die Möglichkeit gegeben weiter für die Gruppe zu arbeiten und zu promovieren. Sie ist mit verantwortlich für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre, die ich an diesem Lehrstuhl vorgefunden habe. Dann danke ich ihr auch für die sehr hilfreichen und lehrreichen Korrekturvorschläge kurz vor der Abgabe der Diplomarbeit. Zu guter Letzt möchte ich mich natürlich auch für das Erstellen des Erstgutachtens meiner Arbeit bei ihr bedanken.
- Prof. Dr. Martin Faessler für die Erstellung des Zweitgutachtens zu meiner Diplomarbeit.
- Prof. Dr. Raimund Ströhmer für die sehr gute, intensive und lehrreiche Betreuung während der Diplomarbeit. Auch bei der Korrektur der eigentlichen Arbeit hat er mir wichtige Hinweise und Verbesserungsvorschläge gegeben. Er hat sich viel Zeit für mich genommen und den Inhalt dieser Diplomarbeit entscheidend beeinflusst. Ich wünsche ihm viel Erfolg bei seiner Professorenstelle, die er kurz nach dem Ende meiner Arbeit in Würzburg antreten wird.
- Dipl.-Phys. Julien de Graat, Dipl.-Phys. Christian Kummer und Dr. Cedric Serfon für die sehr angenehme Arbeitsumgebung in unserem gemeinsamen Büro. Sie haben mir auch sehr oft bei Problemen mit der Programmierung oder Analyse aushelfen können. Außerdem möchte ich mich bei ihrer Gesellschaft bedanken, die immer sehr aufmunternd und angenehm war.
- Den Mitgliedern der SUSY-Arbeitsgruppe am Lehrstuhl: Prof. Dr. Dorothee Schaile, Prof. Dr. Raimund Ströhmer, Dipl.-Phys. Julien de Graat, Dipl.-Phys. Christian Kummer, Dr. Cedric Serfon, Dr. Cristina Galea, Dr. Marie-Helene Genest, Dr. Federica Legger, Dipl.-Phys. Jonas Will und Dr. Xuai Zhuang. Im wöchentlichen Meeting gaben sie alle wichtige Anregungen und Hilfestellungen, die der Entwicklung dieser Arbeit sehr zu Gute gekommen sind. Besonders ist dabei Dr. Marie-Helene

Genest hervor zu heben, da sie die Datensätze für den ganzen Lehrstuhl produziert hat.

- Dr. Raphael Mameghani für die Hilfestellungen bezüglich der $t\bar{t}$ -Datensätze und Physik dahinter.
- Den Teilnehmern an geselligen Treffen und sportlichen Unternehmungen die über die Arbeit und Physik hinaus gehen. Dies sind Stefanie Adomeit, Jona Bortfeldt, Christoph Bußenius, Johannes Ebke, Johannes Elmsheuser, Albert Engl, Julien de Graat, David Heereman, Klaus Herrmann, Anton Kopatsch, Christian Kummer, Thomas Langer, Markus Lichtnecker, Raphael Mameghani, Thomas Müller, Benjamin Ruckert, Alexander Ruschke, Dan Vladoiu, Jonas Will und Andre Zibell.
- Stefanie Adomeit für die Gesellschaft während der sehr stressigen Zeit kurz vor der Abgabe unserer Diplomarbeiten. Ohne sie wäre diese Zeit zum Teil sehr einsam gewesen.
- Allen bisher noch nicht erwähnten Mitgliedern des Lehrstuhls Schaile. Ich glaube nicht, dass es sehr viel andere Arbeitsgruppen geben kann, an denen man sich besser aufgehoben fühlen kann als unseren. Ich hoffe ich konnte im vergangenen Jahr ein bisschen dazu beitragen, die angenehme Atmosphäre zu untermauern.
- Meinen Bonner Mitstreitern während des Studiums Elmar Stärk, Johannes Steinmetz und vor allem bei Philipp Spiekermann. Ich möchte mich bei ihm und den zwei anderen für die Zusammenarbeit bei vielen Vorlesungen, Praktika und Prüfungen bedanken. Weiterhin möchte ich mich auch bei Philipp für das Korrekturlesen von Teilen meiner Arbeit bedanken.
- Meiner Familie und dabei vor allem meinen Eltern Dorothee und Johannes Becker. Sie haben mir durch ihre Erziehung, ihre finanzielle Unterstützung und den Rückhalt in unserem Zuhause den Abschluss eines Hochschulstudiums überhaupt erst ermöglicht. Aber auch bei der gesamten Großfamilie möchte ich mich bedanken, da es nicht selbstverständlich ist, dass man sich so gut miteinander versteht.

Selbstständigkeitserklärung:

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Ort, Datum

Unterschrift

