

# Studien des Top-Antitop-Untergrundes in SUSY-Suchen durch vollständige kinematische Rekonstruktion bei CMS

von  
Johannes Hellmund

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der  
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften  
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

August 2010

erstellt im  
III. Physikalischen Institut A  
Prof. Dr. Thomas Hebbeker



Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Aachen, den

# Kurzdarstellung

Diese Arbeit beschreibt die vollständige kinematische Rekonstruktion von Top-Quark-Paaren durch ihre Zerfallsprodukte unter der Bedingung, dass ein Top-Quark semileptonisch in ein Myon und das andere hadronisch zerfällt. Als Datensätze stehen Monte-Carlo-Daten zur Verfügung, so dass auf die Generator-Informationen zugegriffen werden kann. Der entwickelte Algorithmus wird dann auf die SUSY-Modelle LM0 und LM1 angewandt und es wird gezeigt, wie mögliche supersymmetrische Teilchen vom Top-Untergrund abgegrenzt werden können.



# Abstract

This work studies the complete kinematic reconstruction of top quark pairs through their decay products under the constraint that one top-quark decays semileptonically into one myon and the other top-quark decays hadronically. Monte-Carlo data are used so one has access to the generator information. The developed algorithm is then applied to the SUSY models LM0 and LM1, and it is shown how possible supersymmetric particles can be separated from the top background.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>1</b>
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	1
1.2	Supersymmetrie . . . . .	2
<b>2</b>	<b>LHC und CMS</b>	<b>7</b>
2.1	LHC . . . . .	7
2.2	CMS . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Analyse</b>	<b>11</b>
3.1	Datensätze . . . . .	11
3.2	Ereignis Selektion . . . . .	11
3.3	Rekonstruktion . . . . .	13
3.3.1	Funktionsweise des $p_z$ -Algorithmus . . . . .	14
3.3.2	Anwendung des $p_z$ -Algorithmus . . . . .	15
3.3.3	LM0 & LM1 und ihre Abgrenzung gegenüber dem Untergrund . .	18
3.4	Aussicht . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>25</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>27</b>



# 1 Theoretische Grundlagen

In dieser Arbeit werden natürliche Einheiten verwendet, das bedeutet  $\hbar = c = 1$ . Die Energie wird in Elektronvolt eV angegeben, dies ist die kinetische Energie eines Elektrons nach Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung von 1 V, ein Elektronvolt entspricht  $1.60210^{-19}\text{J}$ . Die Umrechnung in SI-Einheiten erfolgt mit  $\hbar c = 197 \text{ MeVfm}$ . Die Energie eines Teilchens ist gegeben durch  $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2 \Leftrightarrow E^2 = m^2 + p^2$ . Somit ergibt sich  $[\text{Energie}] = [\text{Masse}] = [\text{Impuls}]$ .

## 1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das im 20. Jahrhundert entwickelte Standardmodell [1][2] dient dazu, drei der vier bekannten Wechselwirkungen von Materie zu beschreiben. Dies sind im einzelnen die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung. Nach diesem Modell ist Materie aus Elementarteilchen nämlich Leptonen und Quarks aufgebaut, wobei die Leptonen die Elementarladung  $e = 1.60210^{-19}\text{C}$  tragen und die Quarks je nach Typ  $+\frac{2}{3}e$  oder  $-\frac{1}{3}e$ . Ausserdem existiert zu jedem Teilchen ein zugehöriges Antiteilchen. Dieses hat die gleichen Eigenschaften, allerdings ist das Vorzeichen der Ladung umgedreht. Die Quarks tragen noch eine Farbladung und unterliegen allen Wechselwirkungen im Gegensatz zu den Leptonen, die, da sie keine Farbladung tragen, nicht von der starken Wechselwirkung betroffen sind. Zusätzlich werden alle Teilchen in drei Generationen eingeordnet wie in Tabelle 1.1 zu sehen. Diese Einteilung erfolgt grob nach ihren Massen in 'leicht', 'mittel' und 'schwer'. Ausserdem können Quarks derselben Familie durch die schwache Wechselwirkung ineinander umgewandelt werden. Das Gleiche gilt auch für die Leptonen. Quarks und Leptonen haben einen halbzahligen Spin.

	1. Generation	2. Generation	3. Generation
Quarks	Up (u)	Charm (c)	Top (t)
	Down (d)	Strange (s)	Bottom (b)
Leptonen	Electron (e)	Muon ( $\mu$ )	Tau ( $\tau$ )
	Elektron-Neutrino ( $\nu_e$ )	Myon-Neutrino ( $\nu_\mu$ )	Tau-Neutrino ( $\nu_\tau$ )

**Tabelle 1.1:** Fermionen des Standardmodells.

Die Wechselwirkung der Materieteilchen erfolgt mit Hilfe von den in Tabelle 1.2 dargestellten Bosonen, welche einen ganzzahligen Spin haben. Die Feldtheorie zur Beschrei-

Wechselwirkung	Teilchen
schwach	$W^\pm$ $Z$
stark	$g$
elektromagnetisch	$\gamma$

**Tabelle 1.2:** Bosonen des Standardmodells

bung der elektromagnetischen Wechselwirkung ist die Quantenelektrodynamik (QED), und das ihr zugeordnete Austauscheteilchen ist das Photon  $\gamma$ , das an alle Teilchen koppelt, die eine elektrische Ladung besitzen.

In der schwachen Wechselwirkung koppeln die Austauscheteilchen unterschiedlich stark an links- oder rechtshändige Teilchen. Dies ist die sogenannte Paritätsverletzung, welche nur in der schwachen Wechselwirkung vorkommt. An Prozessen mit geladenen Strömen ( $W^\pm$ ) nehmen nur linkshändige Teilchen bzw. rechtshändige Antiteilchen teil, für Prozesse mit neutralen Strömen ( $Z^0$ ) gilt auch die Paritätsverletzung allerdings ist diese nicht so stark ausgeprägt wie beim  $W$ . Die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung kann man in der Quantenflavordynamik (QFD) vereinigen, in der einige Probleme, die in der Theorie der schwachen Wechselwirkung auftauchen, vermieden werden (Voraussage von zu großen Wirkungsquerschnitte bei hohen Schwerpunktsenergien). Dies geschieht mit Hilfe der Eichgruppe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Die starke Wechselwirkung wird über die Quantenchromodynamik (QCD) und die Eichgruppe  $SU(3)_C$  beschrieben. In ihr wird den Quarks die oben schon erwähnte Farbladung zugeordnet. Die Farbladungen sind Rot, Grün und Blau sowie deren Antifarbe. Das Gluon trägt selbst eine Farbladung und eine Antifarbladung und koppelt deshalb an alle Quarks sowie an sich selbst. In der QFD selbst sind die Austauscheteilchen alle masselos. Bei  $W$  und  $Z$  wurden aber Massen von 80.4 GeV bzw. 91.2 GeV nachgewiesen. Um diese Massen zu erklären wurde ein weiteres Eichfeld, das Higgs-Feld, eingeführt. Die Konsequenz ist ein weiteres neutrales Eichboson, das man Higgs-Teilchen nennt. Dieses Teilchen wurde allerdings bisher noch nicht gefunden.

## 1.2 Supersymmetrie

Das Standardmodell ist experimentell sehr gut bestätigt, dennoch werden viele beobachtete Effekte nicht von ihm erklärt. Dazu gehört zum Beispiel die bis jetzt noch nicht direkt nachgewiesene aber aus astronomischen Messungen vorausgesagte „Dunkle Materie“. Da es gelungen ist die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung in der

QFD zu vereinigen, stellt sich zudem die Frage, ob es eine große Vereinigung gibt, in die auch die QCD einbezogen werden kann. Daher gibt es viele Versuche das Standardmodell zu erweitern um die nicht beschriebenen Phänomene zu berücksichtigen. Eine dieser Erweiterungen ist die Idee der Supersymmetrie [2], in der man jedem Fermion ein supersymmetrisches Boson und umgekehrt jedem Boson ein supersymmetrisches Fermion zuordnet. Da man dies nicht mit den bekannten Elementarteilchen machen kann, postuliert man in der MSSM <sup>1</sup>, die die minimale Erweiterung des Standardmodells darstellt, und mit allen bisherigen Experimenten im Einklang ist, die in Tabelle 1.3 dargestellten Teilchen.

Teilchen	Spin	SUSY-Partner	Spin
$\nu_e$	1/2	$\tilde{\nu}_e^L$	0
$e^-$	1/2	$\tilde{e}_L^-, \tilde{e}_R^-$	0
$u$	1/2	$\tilde{u}_L, \tilde{u}_R$	0
$d$	1/2	$\tilde{d}_L, \tilde{d}_R$	0
$\gamma, Z, h, H, A$	1, 0	$\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$	1/2
$W^\pm, H^\pm$	1, 0	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$	1/2
$g$	1	$\tilde{g}$	1/2

**Tabelle 1.3:** Elementarteilchen und ihre SUSY-Partner [3]

Außerdem wird eine neue multiplikative Quantenzahl, die R-Parität  $R = (-1)^{3B+L+2S}$ , eingeführt. B steht für Baryonenzahl, L für Leptonenzahl und S für den Spin. Für normale Teilchen gilt  $R = +1$ , für ihre supersymmetrischen Partner dagegen  $R = -1$ . Zur Unterscheidung von den normalen Teilchen bekommen die SUSY-Teilchen mit ganzzahligem Spin ein „S-“ vorangestellt (Elektron→Selektron, etc.) und die SUSY-Fermionen erhalten ein „-ino“ angehängen (Photon→Photino, etc.). Die geladenen supersymmetrischen Eichteilchen („Gauginos“) mischen zu den Charginos ( $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ ) und die Ungeladenen mischen zu den Neutralinos ( $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ ). Mit Hilfe dieser Supersymmetrie gelingt es, alle im Standardmodell beschriebenen Kräfte in der Grand Unified Theory (GUT) zu vereinigen. Wenn man nun davon ausgeht, dass die R-Parität eine Erhaltungsgröße ist, so müsste es ein SUSY-Teilchen geben das nicht mehr weiter zerfallen kann. Das sogenannte „Leichteste Supersymmetrische Teilchen“<sup>2</sup> wäre damit ein Kandidat für die bereits erwähnte Dunkle Materie. Dieses Teilchen wurde bisher noch nicht gefunden, allerdings kann eine untere Massengrenze von 46 GeV festgelegt werden [4]. Das Modell,

<sup>1</sup>engl. Minimal Supersymmetric Extension of the Standard Model

<sup>2</sup>engl. Lightest Supersymmetric Particle, kurz LSP.

das die minimale Erweiterung des Standardmodells darstellt, heißt MSUGRA (Minimal Supergravity) und beinhaltet die folgenden energieabhängigen Parameter:

- $m_0$ , die gemeinsame Masse für alle Sfermionen an der GUT-Skala ( $= 10^{16}\text{GeV}$ ).
- $m_{\frac{1}{2}}$ , welche die gemeinsame Masse für alle Gauginos an der GUT-Skala ist.
- $m_A$ , die Masse des dritten neutralen Higgs  $A$ .
- $\mu$ , der Higgsino-Massenparameter.
- die universelle trilineare Kopplung (Sfermion-Sfermion-Higgs)  $A_0$  an der GUT-Skala ist.
- das Verhältnis der Higgs-Vakuum-Erwartungswerte  $\tan(\beta)$  der beiden Higgs-Dubletts

Es ist allerdings so, dass  $\tan(\beta)$  und  $m_A$  nicht unabhängig voneinander sind und das man zwar den Betrag von  $\mu$  aus anderen Parametern bestimmen kann, aber nicht das Vorzeichen. Somit bleiben die fünf unabhängigen Parameter  $m_0$ ,  $m_{\frac{1}{2}}$ ,  $\text{sign}(\mu)$ ,  $A_0$  und  $\tan(\beta)$ . Durch geeignete Variation dieser Parameter wurden mehrere theoretische Modelle entwickelt, die experimentell überprüft werden müssen. Die in dieser Arbeit betrachteten Modelle sind explizit LM0 und LM1, deren Parameter in Tabelle 1.4 dargestellt sind. Diese sind von besonderem Interesse, da sie kurz ausserhalb der Reichweite älterer Beschleuniger sind wie LEP und Tevatron.

	$m_0$	$m_{1/2}$	$A_0$	$\tan\beta$	$\text{sign}(\mu)$	$m(\text{LSP})$	$m(\tilde{g})$	$m\tilde{L}$
LM0	200	160	-400	10	+	60	409	415
LM1	60	250	0	10	+	96	603	552

**Tabelle 1.4:** Parameter der SUSY-Szenarien LM0 und LM1 [5]. Die Massen sind in GeV angegeben.

Eine wichtige Signatur in vielen SUSY-Suchen sind ein einzelnes Lepton, mehrere Jets mit hohem Transversalimpuls und fehlende Energie, die nicht im Detektor nachgewiesen wird, die auf ein oder mehrere unbekannte Teilchen hindeutet. Ein Beispiel ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Ein dominanter Untergrundprozess am LHC ist dabei die Top-Quark-Produktion. Top-Quarkpaare entstehen am LHC hauptsächlich durch QCD-Prozesse, bei denen ein Quark und ein Antiquark, oder zwei Gluonen, zu einem Gluon annihilieren, das dann in zwei Top-Quarks zerfällt.

$$q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow t\bar{t} \quad gg \rightarrow g \rightarrow t\bar{t} \quad (1.1)$$

Dieses zerfällt zu 99% in ein W-Boson und ein b-Quark [4]. Die Signatur ist dann vom weiteren Zerfall des W abhängig. Die Verzweigungsverhältnisse des Top-Quarks sind in

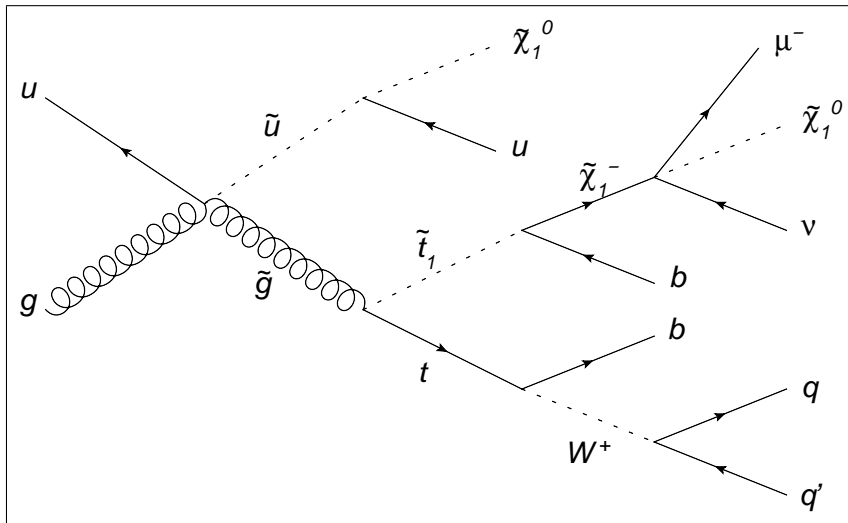


Abbildung 1.1: Beispielhafte SUSY-Zerfallskette.

Abbildung 1.2 dargestellt. Um mögliche SUSY-Teilchen zu finden, ist es daher notwendig, alle Ereignisse, die durch Top-Zerfälle entstehen, zu erkennen und auszuschließen.

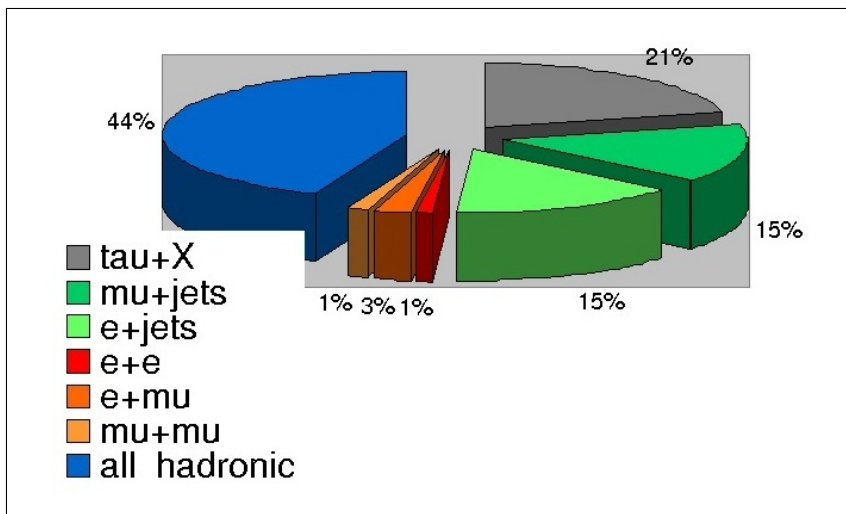


Abbildung 1.2: Verzweungsverhältnisse für den Zerfall von Top-Quarks [6].



## 2 LHC und CMS

### 2.1 LHC

Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN ist ein Proton-Proton-Collider und mit einer zukünftigen Schwerpunktsenergie von 14 TeV der größte Teilchenbeschleuniger der Welt. Seine voraussichtliche Luminosität wird bei  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  liegen. Die Protonstrahlen werden dabei mit supraleitenden Magneten, die ein Magnetfeld von bis zu 8.3 T erzeugen, auf ihrer Bahn gehalten. Es gibt vier große Detektoren, an denen Messungen durchgeführt werden. Dies sind im Einzelnen ATLAS<sup>1</sup>, ALICE<sup>2</sup>, LHCb<sup>3</sup> und CMS<sup>4</sup>. Das LHCb-Experiment untersucht Teilchen die b-Quarks enthalten. Am ALICE-Detektor werden Blei-Ionen zur Kollision gebracht, um damit ein theoretisch vorhergesagtes Quark-Gluon-Plasma zu erzeugen und dieses zu untersuchen. Von diesem Plasma erhofft man sich neue Erkenntnisse über den Zustand des Universums Millionstel Sekunden nach dem Urknall. Am ATLAS-Detektor versucht man ebenso wie am CMS das Higgs-Teilchen nachzuweisen. Der Grund dieser Redundanz ist, dass kein anderer Teilchenbeschleuniger der Welt so leistungsfähig ist wie der LHC und deshalb auch nicht den Nachweis des Higgs-Bosons bestätigen oder gegebenenfalls verwerfen könnte. Daher unterscheiden sich die beiden Detektoren im Aufbau um auszuschließen, dass ein experimenteller Fund ein Fehler war. Da sich diese Arbeit mit der SUSY-Suche am CMS-Detektor beschäftigt, wird im Folgenden kurz auf den Aufbau und die Funktionsweise desselben eingegangen.

### 2.2 CMS

Der CMS-Detektor ist 21 Meter lang, hat einen Durchmesser von 15 Metern und wiegt 12500 Tonnen. Man unterscheidet den Barrelbereich und die Endkappen. Um den Impuls bzw. die Ladung der zerfallenden Teilchen bestimmen zu können, ist der gesamte

---

<sup>1</sup>A Toroidal LHC Apparatus

<sup>2</sup>A Large Ion Collider Experiment

<sup>3</sup>Large Hadron Collider beauty

<sup>4</sup>Compact Muon Solenoid

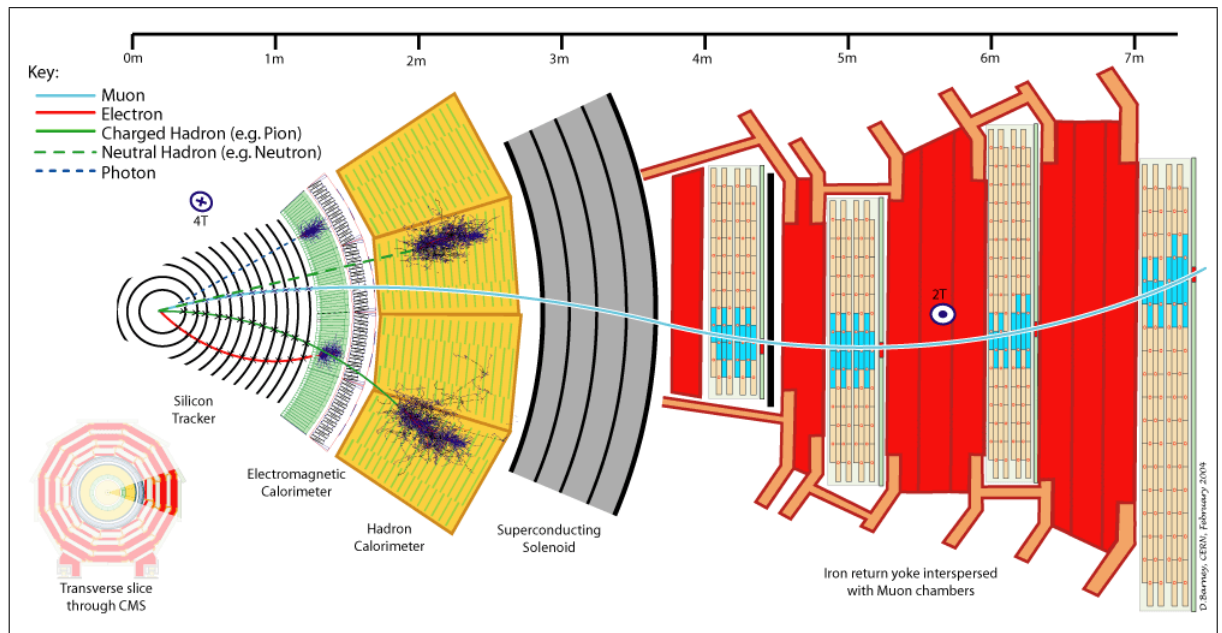


Abbildung 2.1: Schnitt durch den CMS Detektor [7].

Detektor von einem starken Magnetfeld durchsetzt. Die Komponenten, mit denen dann die Teilchenbahn rekonstruiert wird, lassen sich in die folgenden Bereiche einteilen:

- Spurdetektor  
Der Spurdetektor ist der erste Bereich, durch den die entstehenden Teilchen fliegen. Er besteht zum einen aus dem Pixeldetektor, welcher eine Ortsauflösung von  $10\ \mu\text{m}$  besitzt, und dem Siliziumstreifendetektor, der eine Genauigkeit von  $100\ \mu\text{m}$  ermöglicht. Die hohe Auflösungsgenauigkeit ist erforderlich, um Sekundärvertices, die sehr nah am Primärvertex entstehen können, voneinander abzugrenzen.
- Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)  
Das ECAL dient dazu, die Energie von Photonen und Elektronen zu messen. Als Szintillatormaterial dient  $\text{PbWO}_4$ , von dem sich im Barrelbereich 61200 Kristalle und in den Endkappen jeweils circa 8000 Kristalle befinden. Das Elektron oder Photon wird in den Kristallen vollständig abgebremst und erzeugt einen Teilchenschauer durch Paarbildung und Bremsstrahlung. Dabei werden um so mehr Teilchen gebildet, je höher die Energie des einfliegenden Elektrons ist. Der Schauer wird dann von dem Szintillatormaterial absorbiert, das dadurch angeregt wird und diese Anregungsenergie durch Emission von Photonen wieder abgibt. Die Energie dieser Photonen kann nun mittels Photodioden gemessen werden.
- Hadronisches Kalorimeter (HCAL)  
Das HCAL besteht abwechselnd aus einer Absorberschicht Kupfer oder Stahl und



einem Szintillatormaterial. Hier werden die hadronischen Komponenten der Zerfälle als Jets rekonstruiert. Die Absorberschicht dient der Abgabe von Energie, die dann in Form von Elektronen, Photonen und anderen Teilchen in der Szintillationsschicht nachgewiesen wird. Über die Energie-Impuls-Bilanz im gesamten Kalorimeter wird ausserdem die fehlende Energie gemessen.

- Myonendetektor

Der äußerste Bereich des Detektors dient (wie der Name schon andeutet) dazu, Myonen nachzuweisen. Diese hinterlassen zwar ein Signal im Spurdetektor aber wenig Energie im ECAL und HCAL. Sie sind, abgesehen von einigen anderen Teilchen wie Neutrinos und thermischen Neutronen, die einzigen Teilchen, die das Myonensystem durchdringen, da die meisten anderen zuvor zerfallen oder absorbiert werden. Die Rekonstruktion erfolgt durch mehrere Typen von Gasdetektoren, nämlich Driftröhren, Kathodenstreifenkammern und Widerstandsplattenkammer, wobei letztere in den Endkappen zum Einsatz kommen und die Driftröhren im Barrelbereich.

Zur Veranschaulichung der einzelnen Bereiche siehe Abbildung 2.1. Das verwendete Koordinatensystem ist folgendermaßen aufgebaut [8]. Von oben betrachtet entgegen dem Uhrzeigersinn verläuft die z-Achse entlang des Strahlrohres, die y-Achse zeigt senkrecht nach oben und die x-Achse in den Mittelpunkt des Beschleunigerringes. Des Weiteren gibt es den Winkel  $\phi$  der in der x-y-Ebene (Transversalebene) liegt und von der x-Achse aus entgegen dem Uhrzeigersinn gemessen wird. Die Pseudorapazität  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$  ist eine Alternative zum Winkel  $\theta$ , der in der y-z-Ebene liegt und von der z-Achse aus bestimmt wird.  $\eta$  wird benutzt, da Differenzen in  $\eta$  im Gegensatz zu  $\theta$  bei masselosen oder relativistischen Teilchen invariant unter einer Lorentztransformation sind.



# 3 Analyse

## 3.1 Datensätze

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten sind keine echten Daten des CMS-Experimentes sondern Monte-Carlo-Simulationen, die mit Pythia 6 bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV erstellt worden sind. In diesen Simulationen werden Ereignisse, die durch Proton-Proton-Kollisionen entstehen, mit Hilfe der Arbeitsumgebung CMSSW 3.6.1 nachgebildet und der Nachweis dieser Teilchen in einem virtuellen Detektor simuliert. Um diese Daten verwenden zu können, werden alle wichtigen Informationen über die entstandenen Teilchen wie Impuls, Energie, Entstehungsvortex und Zerfallsvortex, etc. in Root-Trees geschrieben und diese mit dem Analyseprogramm ROOT [9] ausgewertet. Der Root-Tree besteht aus Tupeln, in denen die Informationen des jeweiligen Ereignisses gespeichert sind. Der zur Rekonstruktion entwickelte Quellcode stammt in Grundzügen von C. Maggass [10]. Als Datensätze werden explizit ein LM0- bzw. ein LM1-Datensatz und ein Top-Quark-Antitop-Quark-Datensatz, welcher dem Standardmodell entspricht, genutzt. Die Parameter der SUSY-Modelle sind in Tabelle 1.4 im vorigen Abschnitt abgebildet. Da diese nicht die gleiche Anzahl an Ereignissen beinhalten, werden die später gezeigten Histogramme auf eins normiert, um qualitative Aussagen über die Separation der jeweiligen Modelle gegenüber dem Untergrund machen zu können.

## 3.2 Ereignis Selektion

Es werden nur Ereignisse berücksichtigt für die gilt, dass sie sowohl ein Myon, fehlende Transversalenergie (Met) und mindestens drei Jets enthalten. Für die Teilchen gelten dabei die folgenden Auswahlkriterien, die ebenso wie die anderen der CMS Note [5] entnommen sind.

- $p_T \geq 10$  GeV
- $|\eta| \leq 2.1$
- $\text{TrkHits} \geq 11$
- $\chi^2/\text{ndof} < 10$

- $|d_0| < 0.2$  cm
- $\text{TrkIso} < 6$  GeV
- $\text{ECALIso} < 6$  GeV
- $\text{HCALIso} < 6$  GeV

Um die Trackerisolation ( $\text{TrkIso}$ ) eines Teilchens zu bestimmen, definiert man um die rekonstruierte Flugrichtung einen Kegel mit  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.3$ . Dann wird die gesamte Energie innerhalb dieses Kegels aufsummiert, die nicht dem Teilchen zugeordnet wird. Dasselbe gilt für die ECAL-Isolation ( $\text{ECALIso}$ ) und die HCAL-Isolation ( $\text{HCALIso}$ ). Die relative Isolation ( $\text{RelIso}$ ) ist wie folgt definiert:

$$\text{RelIso} \equiv \frac{1}{p_T} \sum (E_T^{\text{ECAL}} + E_T^{\text{HCAL}} + E_T^{\text{Tracker}})$$

Sie ist die gesamte transversale Energiedeposition im Detektor, analog zur  $\text{TrkIso}$  ohne die Energie des Teilchens selbst, geteilt durch den Transversalimpuls des Teilchens. Das Kriterium  $\text{TkHits}$  stellt sicher, dass der Spurdetektor mindestens 11 Hits, die in Flugrichtung des Teilchens liegen, registriert hat. Das  $\chi^2$ -Kriterium bezieht sich auf die Bahnrekonstruktion im Spurdetektor, bei der eine Spur an die Hits im Spurdetektor angepasst wird. Der Betrag des Impact-Parameter  $d_0$  ist der kürzeste Abstand der angepassten Spur zum Primärvertex.

Die fehlende Transversalenergie muss des Weiteren über 20 GeV liegen und es existiert ein Elektronen-Veto um Dilepton-Ereignisse auszuschließen. Elektronen können allerdings auch innerhalb von Jets, zum Beispiel durch ein  $\pi^\pm$  erzeugt werden. Da sie später entstehen, hinterlassen sie unter Umständen keine Energie im Spurdetektor und haben des Weiteren eine viel niedrigere Energie, als Elektronen die aus einem W-Zerfall hervorgegangen sind. Um sicherzustellen, dass solche Ereignisse nicht verworfen werden, erfolgt das Veto nur, falls Elektronen gefunden werden, die folgende Eigenschaften haben:

- $p_T \geq 10$  GeV
- $|\eta| \leq 2.5$
- $|d_0| < 0.2$  cm
- $\sum \text{RelIso} < 0.1$
- $\text{ElectronID} == \text{RobustTight}$
- $\text{TrkHits} \geq 11$
- $\chi^2/\text{ndof} < 10$

Jets treten am CMS-Detektor häufig durch QCD-Prozesse auf, da hier keine Elementarteilchen aufeinander geschossen werden, sondern Protonen die aus zwei Up-Quarks und einem Down-Quark besteht. Um einen Jet zu registrieren, gelten die Kriterien:

- $p_T \geq 30 \text{ GeV}$
- $|\eta| \leq 2.4$
- Hadronic Energy Fraction  $\geq 0.1$

Auch die Jets werden mittels eines Kegels mit  $\Delta R < 0.4$  rekonstruiert. Da die Rekonstruktion des Jets mittels Signalen aus dem ECAL und dem HCAL erfolgt, bedeutet die „Hadronic Energy Fraction“ den relativen Anteil der Energiedeposition im HCAL bezüglich der gesamten Energie des Jets.

### 3.3 Rekonstruktion

Von den in dieser Arbeit betrachteten Topquarks zerfällt eins hadronisch in ein b-Quark und ein W, das dann in zwei Quarks zerfällt. Das andere Top-Quark zerfällt semileptonisch in ein b-Quark und ein W, welches dann in ein Myon und das dazugehörige Neutrino zerfällt. Das entsprechende Feynmandiagramm ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Dabei ist natürlich zu beachten, dass auch Ereignisse, bei denen alle diese Teilchen durch ihre Antiteilchen ersetzt werden, zu berücksichtigen sind. Im Detektor werden mindes-

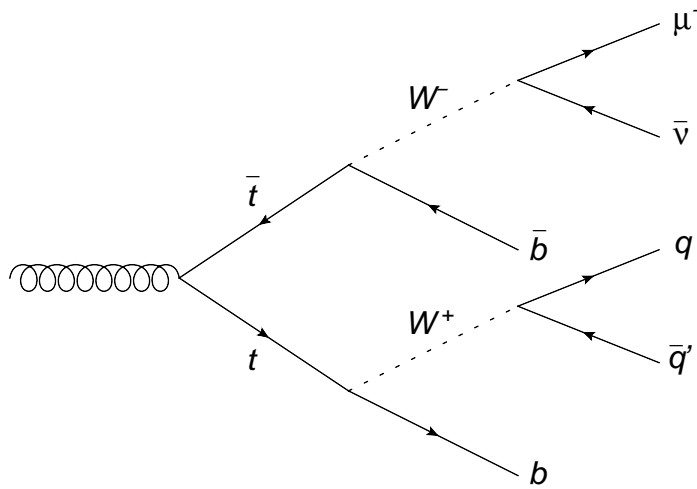


Abbildung 3.1: Feynmandiagramm des Top-Zerfalls.

tens vier Jets, ein Myon sowie fehlende Energie durch das Neutrino nachgewiesen. Um nun das hadronisch zerfallene Top-quark zu rekonstruieren, werden zunächst alle Jets

paarweise miteinander kombiniert und ihre invariante Masse gebildet. Die Jets, deren Kombination der W-Masse am nächsten liegt, werden markiert und erneut mit einem weiteren der verbliebenen Jets kombiniert. Der Jet, der zusammen mit den beiden bereits markierten am nächsten an der Topmasse liegt, wird ebenso markiert. Die Kennzeichnung erfolgt, um eventuell doppelte Zuweisungen zu vermeiden.

Bei dem leptonisch zerfallenen Top-Quark wird zuerst das W, das in ein Myon und ein Neutrino zerfällt, rekonstruiert. Da das Neutrino für die fehlende Energie im Detektor verantwortlich ist, kann man für den Impuls  $p_x$  in x-Richtung und  $p_y$  in y-Richtung des Neutrinos jeweils die fehlende Energie  $E_x$  und  $E_y$  des Detektors annehmen. Um die z-Komponente des Neutrinoimpulses zu bestimmen wird der im nächste Abschnitt beschriebene Algorithmus verwendet. Das so rekonstruierte W wird mit den restlichen  $N - 3$  Jets kombiniert, hierbei repräsentiert  $N$  die Anzahl der Jets. Wieder wird der Jet als b-Jet ausgewählt, dessen Kombination mit Muon und Neutrino der Topmasse am nächsten kommt. Ein b-Tagging, bei dem mittels eines Algorithmus versucht wird zu entscheiden, ob ein Jet von einem b-Quark erzeugt wurde, findet nicht statt.

### 3.3.1 Funktionsweise des $p_z$ -Algorithmus

Um den z-Impuls des Neutrinos zu rekonstruieren, berechnet man das Betragsquadrat der Summe der Vierervektoren des Myons und des Neutrinos, wobei man das Ergebnis gleich der Ruhemasse des W setzt. Da außer dem z-Impuls alle Parameter bekannt sind, lässt sich diese Gleichung lösen.

$$(p_\mu + p_\nu)^2 = m_W^2 \quad (3.1)$$

$$\Leftrightarrow E_\mu \sqrt{p_{x_\nu}^2 + p_{y_\nu}^2 + p_{z_\nu}^2} = \frac{1}{2}(m_W^2 - m_\mu^2) + p_{x_\mu}p_{x_\nu} + p_{y_\mu}p_{y_\nu} + p_{z_\mu}p_{z_\nu} \quad (3.2)$$

$$a := \frac{1}{2}(m_W^2 - m_\mu^2) \quad (3.3)$$

$$b := p_{x_\mu}p_{x_\nu} + p_{y_\mu}p_{y_\nu} \quad (3.4)$$

$$E_T^2 := p_{x_\nu}^2 + p_{y_\nu}^2 \quad (3.5)$$

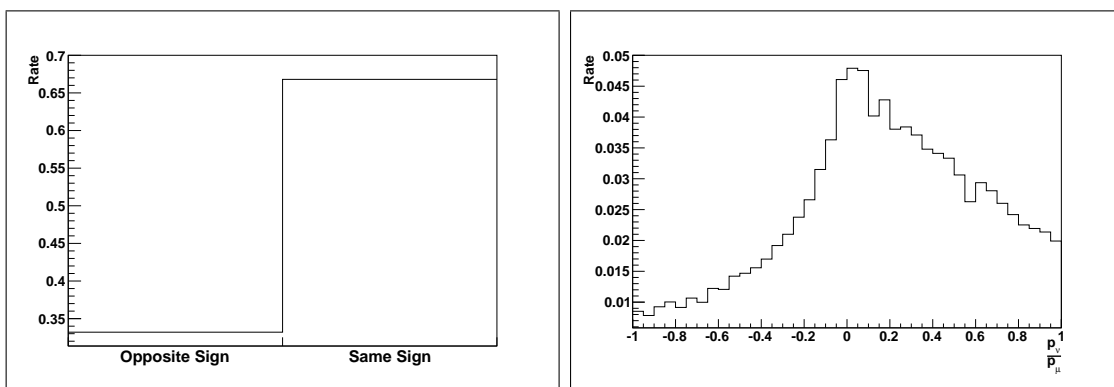
$$\Rightarrow p_{z_\nu}^2 - 2(a + b) \frac{p_{z_\mu}}{E_\mu^2 - p_{z_\mu}^2} p_{z_\nu} + \frac{E_\mu^2 E_T^2}{E_\mu^2 - p_{z_\mu}^2} - \frac{(a + b)^2}{E_\mu^2 - p_{z_\mu}^2} = 0 \quad (3.6)$$

$$\Rightarrow p_{z_\nu} = (a + b) \frac{p_{z_\mu}}{E_\mu^2} \pm \sqrt{\frac{(a + b)^2}{(E_\mu^2 - p_{z_\mu}^2)^2} E_\mu^2 - \frac{E_\mu^2 E_T^2}{E_\mu^2 - p_{z_\mu}^2}} \quad (3.7)$$

Hierbei handelt es sich um eine quadratische Gleichung, die keine oder zwei Lösungen haben kann, je nachdem, ob die Diskriminante negativ oder positiv ist. Falls die Gleichung keine Lösung hat, wird der Algorithmus erneut ausgeführt, aber die Ruhemasse des W um ein GeV erhöht und falls dies auch kein Ergebnis bringt, wird die W-Masse ein weiteres Mal um ein GeV erhöht. Dies ist zulässig, da die Unsicherheiten der Detektorauflösung bezüglich der fehlenden Energie größer sind. Führt dies immer noch nicht zu einem Ergebnis, wird der z-Impuls des Neutrinos auf null gesetzt, das Event aber nicht verworfen solange die invariante Masse der beiden Teilchen kleiner als 100 GeV ist. Umgekehrt ist es nicht sinnvoll die Ruhemasse des W zu verringern, da dies in keinem Fall dazu führt, dass sich die Gleichung lösen lässt. Dies liegt daran, dass die W-Masse mit vierter Potenz in die Gleichung eingeht und wenn die Diskriminante bereits negativ ist, wird sie durch eine Verminderung der W-Masse nur noch kleiner.

### 3.3.2 Anwendung des $p_z$ -Algorithmus

Um den Algorithmus zu testen, wird die Rekonstruktionsmethode in diesem Abschnitt nur auf Ereignisse angewendet, in denen die Top-Quarks ohne Umwege in die oben beschriebenen Produkte zerfallen. Dazu wird auf der Generatorebene überprüft, ob die Entstehungsvertices des Myons und des Neutrinos mit dem Zerfallsvertex eines W übereinstimmen. Dann wird erneut der Entstehungsvortex des W und des b-Quark mit dem Zerfallsvertex des Top-Quarks verglichen. Das Gleiche geschieht mit dem hadronisch zerfallenen Top-Quark und dem zugehörigen W und den daraus entstehenden Quarks. Für den erwünschten Fall, dass sich Gleichung 3.6 lösen lässt, muss man sich entscheiden, welche der beiden möglichen Lösungen bevorzugt wird. Dazu betrachten wir im Einzelnen die Plots in Abbildung 3.2. In zwei von drei Fällen fliegt das Neutrino in die

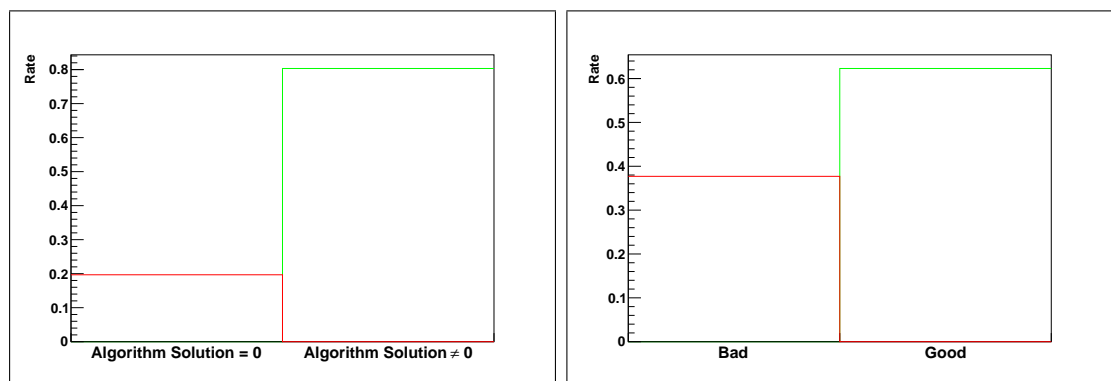


**Abbildung 3.2:** Links dargestellt ist der Zusammenhang des Vorzeichens des z-Impulses vom Myon und Neutrino. Rechts sieht man den Bruchteil des z-Impulses des Neutrinos vom Myon. Beide Histogramme sind mit Generatordaten erstellt.

gleiche Hemisphäre wie das Myon. Außerdem beträgt der z-Impuls des Neutrinos in etwa 60% der Fälle weniger als die Hälfte des z-Impulses des Myons. Daher wird wie folgt verfahren:

- haben die Lösungen unterschiedliche Vorzeichen, so wird diejenige verwendet, die das gleiche Vorzeichen wie der z-Impuls des Myons hat.
- haben beide Lösungen das gleiche Vorzeichen wird die betragsmäßig kleinere verwendet.

Für die idealen Zerfälle, also Zerfälle wie in Abbildung 3.1, bedeutet dies, dass der Algorithmus in 80% der Fälle eine numerische Lösung erhält (siehe Abbildung 3.3 links), und sich ausserdem zu 60% (siehe Abbildung 3.3 rechts) für die physikalisch bessere Lösung entscheidet. Besser heißt, dass der Wert verwendet wird, der näher am wirkli-



**Abbildung 3.3:** Rekonstruktion des z-Impulses des Neutrinos. „Good“ bedeutet hier, dass sich durch die oben genannten Kriterien der Algorithmus für die physikalisch bessere Lösung entschieden hat, „Bad“ heißt entsprechend, dass sich für die ungünstigere Lösung entschieden wurde.

chen z-Impuls des Neutrinos liegt. In Abbildung 3.4 ist die Differenz des berechneten z-Impulses und des wahren z-Impulses dargestellt. Man kann erkennen, dass die Rekonstruktion gleich häufig zu hoch oder zu niedrig erfolgt, was für die Auswahlkriterien spricht, so dass diese keine Verschiebung in eine bestimmte Richtung erzeugen. Des Weiteren weichen etwa 50% der errechneten Lösungen weniger als 60 GeV vom richtigen Wert ab. In Abbildung 3.4 rechts ist die Differenz der rekonstruierten Met und der generierten Met dargestellt, was damit die Detektorauflösung für die fehlende Transversalenergie widerspiegelt. Man sieht, dass diese Verteilung schmäler ist als die Verteilung der z-Impulsdifferenz. Der Algorithmus zur z-Impulsrekonstruktion arbeitet demnach noch nicht optimal. Um die Kriterien eventuell verbessern zu können, wird im Ausblick auf einige Ansätze näher eingegangen.

Das leptonisch zerfallene W zerfällt allerdings nicht immer direkt in ein  $\mu$  und ein Neutrino, sondern auch zu etwa 10% in ein  $\tau$  inklusive  $\bar{\tau}$ -Neutrino, wobei das  $\tau$  dann in



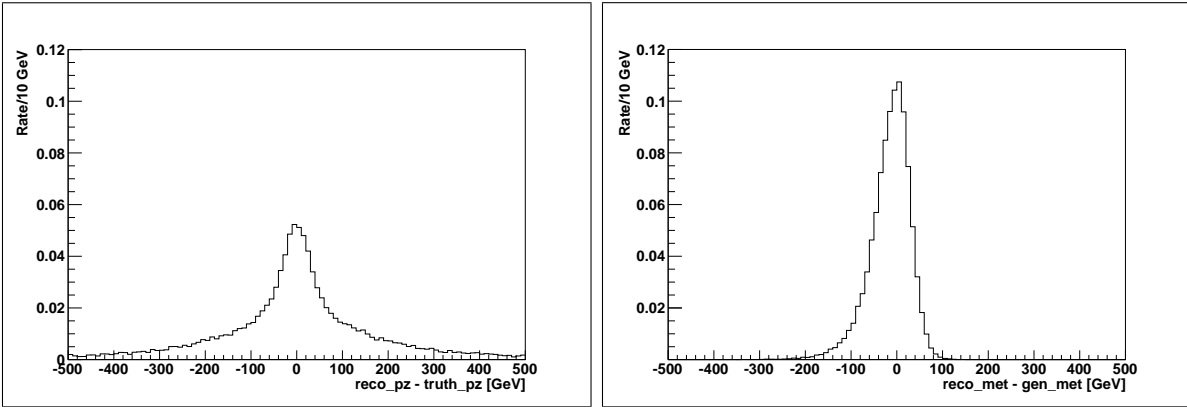


Abbildung 3.4: Links dargestellt ist die Differenz der rekonstruierten Lösung für den z-Impuls und des tatsächlichen z-Impulses. Rechts sieht man die Differenz der rekonstruierten Met und der tatsächlichen Met.

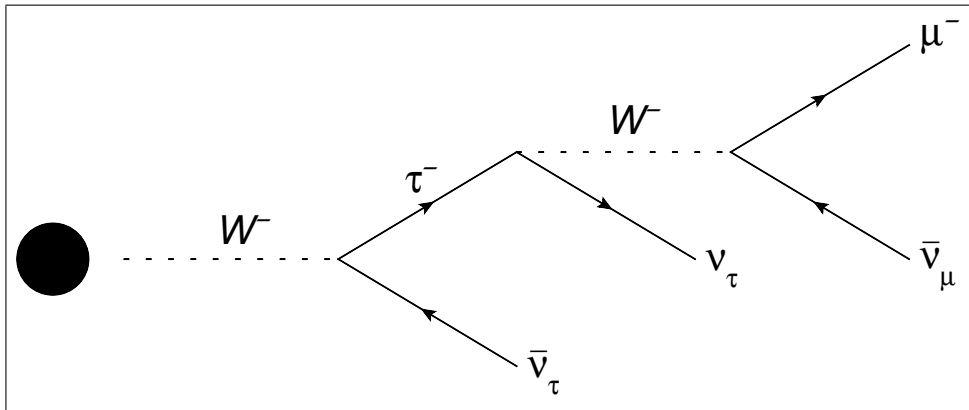
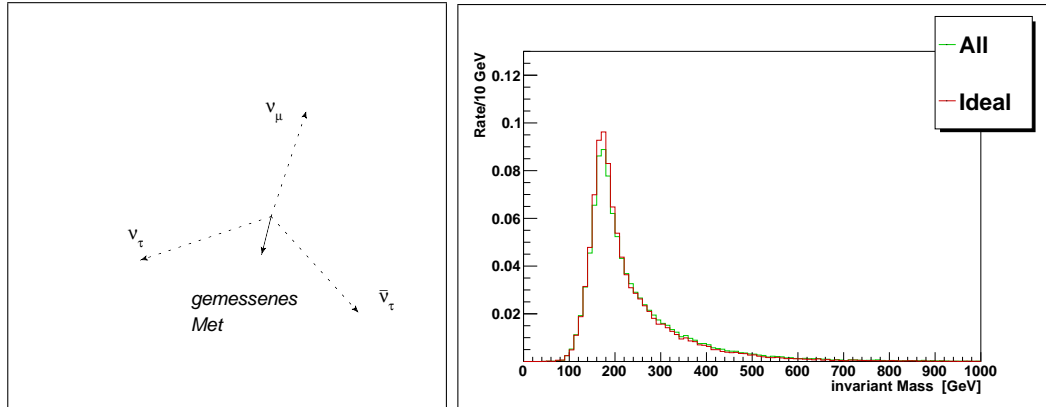


Abbildung 3.5: Entstehung von drei Neutrinos und einem  $\mu$  durch das  $\tau$ .

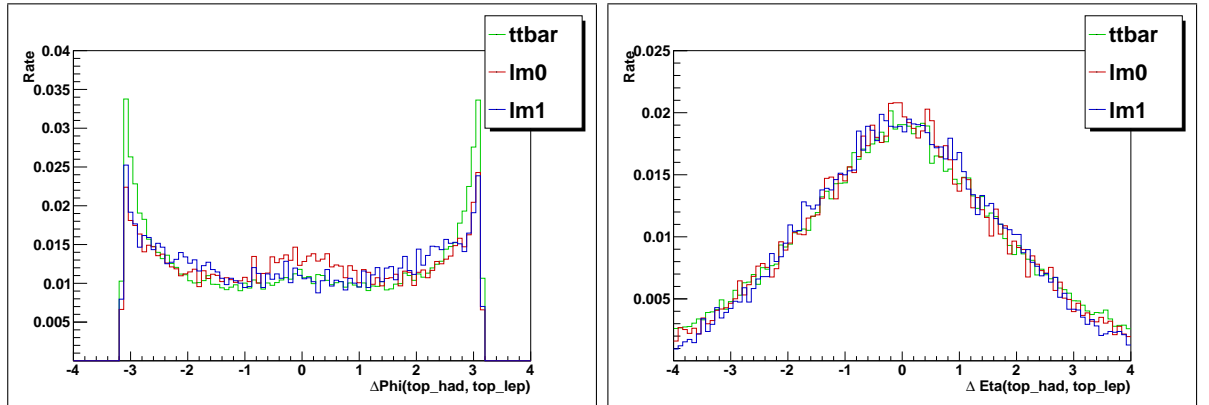
ein  $\mu$  und sein zugehöriges Neutrino zerfällt [4]. Das zugehörige Feynmandiagramm ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Auch hier gilt wieder, dass alle Teilchen durch ihre Antiteilchen ersetzt werden können. Da die Rekonstruktion davon ausgeht, dass genau ein Neutrino existiert und nicht drei, ist die errechnete Lösung des Algorithmus falsch. Dies liegt daran, dass die entstehenden Neutrinos nicht alle in dieselbe Richtung fliegen und sich damit die Impulse zumindest teilweise aufheben (siehe Abbildug 3.6). Somit fällt die im Detektor berechnete Met zu niedrig aus. Damit die berechnete Schwerpunksennergie des Myons und des „Neutrinos“ dennoch gleich der W-Masse ist, muss dem Neutrino demnach ein höherer z-Impuls zugeordnet werden. Als Konsequenz erfolgt die Massenrekonstruktion des zugehörigen Top-Quarks zu hoch, siehe Abbildung 3.6 rechts.



**Abbildung 3.6:** Links die schematische Darstellung der Verfälschung der fehlenden Transversalenergie durch zusätzliche Neutrinos. Rechts die Rekonstruktion der Top-Quarkmasse des leptonisch zerfallenden Top-Quarks einmal nur durch direkten Zerfall und einmal inklusive möglicher  $\tau$ .

### 3.3.3 LM0 & LM1 und ihre Abgrenzung gegenüber dem Untergrund

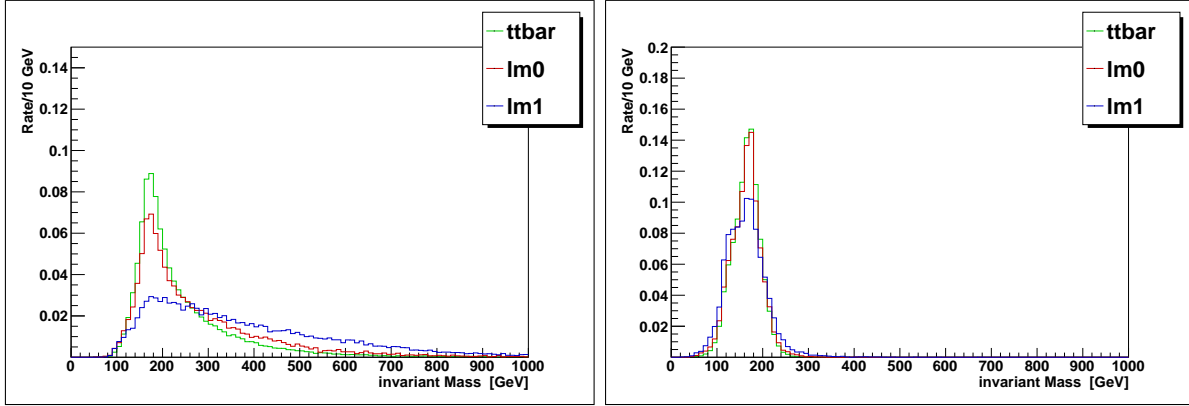
Um die SUSY-Ereignisse vom Untergrund abzugrenzen, gibt es unterschiedliche Vorgehensweisen. Da die beiden Top-Quarks aufgrund ihrer hohen Masse hauptsächlich unter einem Winkel von nahezu  $180^\circ$  zerfallen, ist es naheliegend, die Winkelverteilung  $\Delta\phi$  und die Pseudorapidity  $\Delta\eta$  in Abbildung 3.7 zu betrachten. Dieser naive Ansatz ist aller-



**Abbildung 3.7:** Das linke Histogramm zeigt eine Verteilung für den Winkel  $\Delta\phi$ , unter dem die rekonstruierten Top-Quarks auseinanderfliegen. Rechts ist die Verteilung für  $\Delta\eta$  zu sehen.

dings nicht zielführend, da sich die unterschiedlichen Verteilungen sehr ähneln und keine Differenzierung voneinander erkennbar ist. Auch die rekonstruierten Top-Quarkmassen

(Abbildung 3.8) sind zur Separation nicht hilfreich. Eine weitere Möglichkeit, die erfolg-

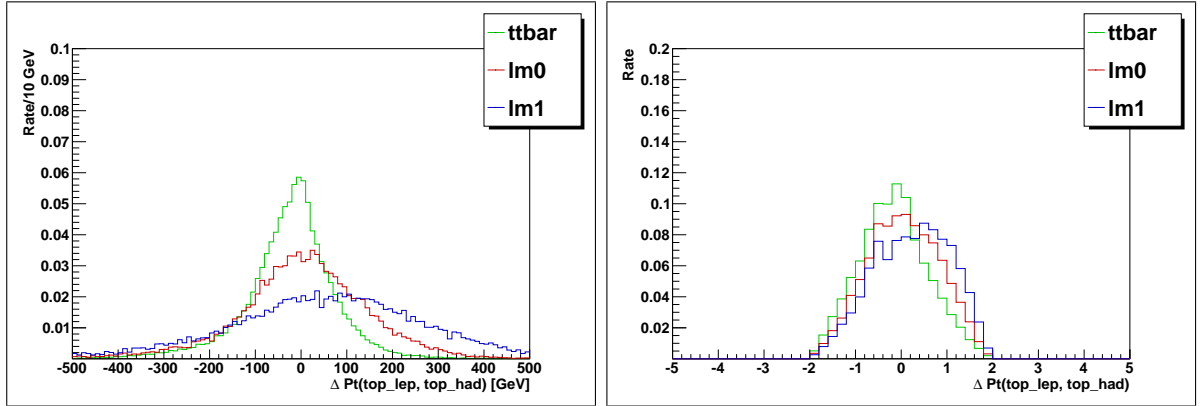


**Abbildung 3.8:** Hier sieht man links die rekonstruierte Masse des semileptonisch zerfallenen Top-Quarks und rechts die des hadronisch zerfallenen Top-Quarks. Da auf der hadronischen Seite kaum fehlende Energie auftritt, wird die Breite der Verteilung von der Detektorauflösung dominiert. Auf der linken Seite ist der Einfluss des Neutrinos bzw. der SUSY-Teilchen zu erkennen, die für eine Verschmierung zu höheren Massen als theoretisch erwartet sorgen.

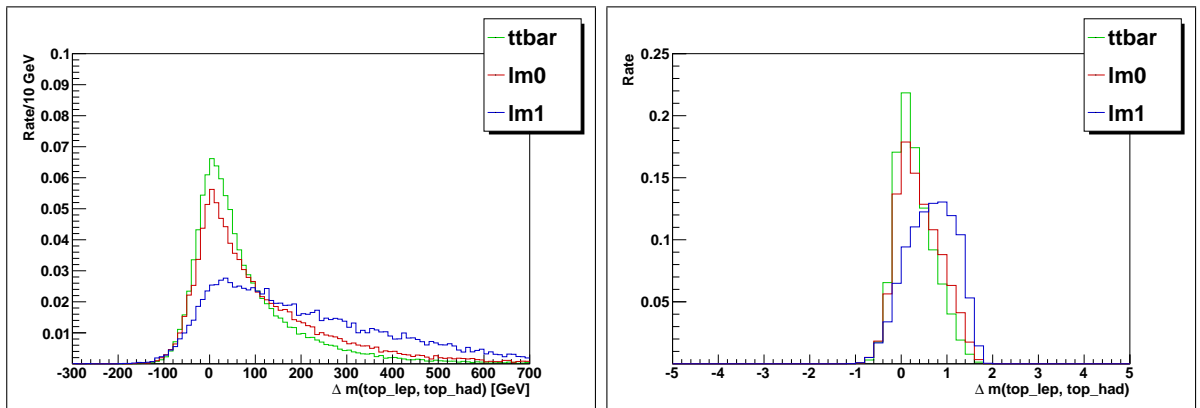
reicher ist, besteht darin, die in Abbildung 3.9 links dargestellte Differenz der Transversalimpulse der Top-Quarks zu betrachten. Für LM1 stellt man eine leichte Verschiebung vom Untergrund fest, die noch deutlicher wird wenn man die Verteilung für  $\frac{(p_{t_{lep}} - p_{t_{had}})}{\frac{1}{2}(p_{t_{lep}} + p_{t_{had}})}$  betrachtet (siehe Abbildung 3.9 rechts). Hier ist eine deutliche Abgrenzung von LM1 gegenüber  $ttbar$  zu erkennen. Auch für die Differenz der rekonstruierten Top-Quarkmassen ist in Abbildung 3.10 eine Verschiebung zu erkennen, allerdings fällt diese „subtiler“ aus im Vergleich zu den Transversalimpulsdifferenzen. Links abgebildet ist die einfache Differenz der Top-Quarkmassen, rechts dargestellt für  $\frac{(m_{t_{lep}} - m_{t_{had}})}{\frac{1}{2}(m_{t_{lep}} + m_{t_{had}})}$ .

Dabei stellt man fest, dass im  $ttbar$ -Datensatz die Masse des leptonisch zerfallenen Top-Quarks durch die oben beschriebenen  $\tau$ -Zerfälle wie schon erwähnt zu hoch rekonstruiert wird. Des Weiteren sieht man, dass durch den Beitrag der SUSY-Teilchen zur Met, die Verteilung auch noch Beiträge bei hohen Massen aufweist. Für das LM0-Szenario ist für diese Verteilungen nur eine sehr geringe Separation vom Untergrund erkennbar.

Ähnlich ist dies für die Transversalimpulse des b-Quarks und W-Bosons, die aus dem semileptonisch zerfallenen Top-Quark entstehen. Hier lässt sich des Weiteren auch eine Verschiebung von LM0 feststellen, wobei wieder gilt, dass LM1 stärker separiert wird (siehe Abbildung 3.11). Für die Differenzen der Transversalimpulse der rekonstruierten Myonen und Neutrinos, in Abbildung 3.12 dargestellt, ist der Effekt noch größer. Dies ist verständlich, da die fehlende Energie im Detektor direkt als Neutrinoimpuls verwendet wird, sodass sich die Modelle LM0 & LM1 vom  $ttbar$ -Hintergrund absetzen. Man kann



**Abbildung 3.9:** Links ist die Verteilung für  $(p_{t_{lep}} - p_{t_{had}})$  zu sehen, das rechte Histogramm zeigt die Verteilung für  $\frac{(p_{t_{lep}} - p_{t_{had}})}{\frac{1}{2}(p_{t_{lep}} + p_{t_{had}})}$ .



**Abbildung 3.10:** In diesen Histogrammen sind analog zu Abbildung 3.9 die Differenzen der rekonstruierten Top-Quarkmassen aufgetragen. Links für  $(m_{t_{lep}} - m_{t_{had}})$ , rechts dargestellt für  $\frac{(m_{t_{lep}} - m_{t_{had}})}{\frac{1}{2}(m_{t_{lep}} + m_{t_{had}})}$ .

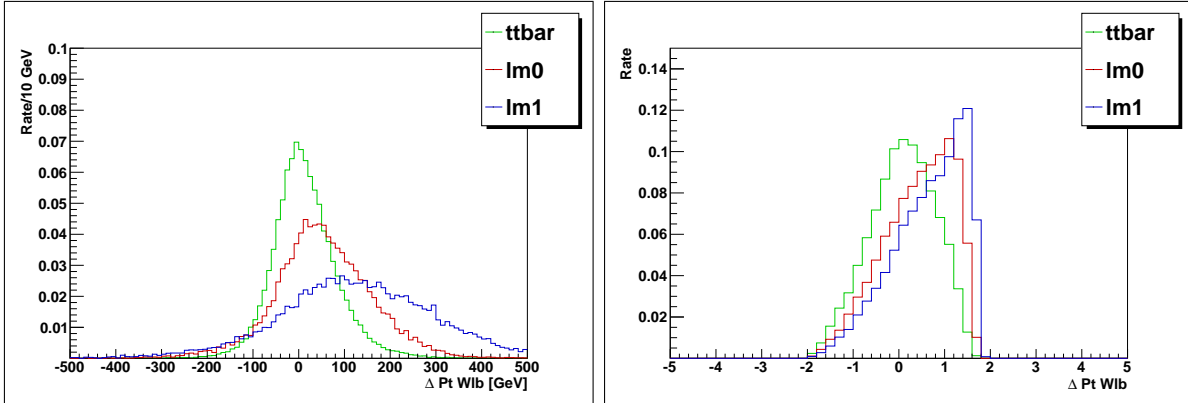


Abbildung 3.11: Differenz der Transversalimpulse des W und des b-Quarks wie in Abbildung 3.10.

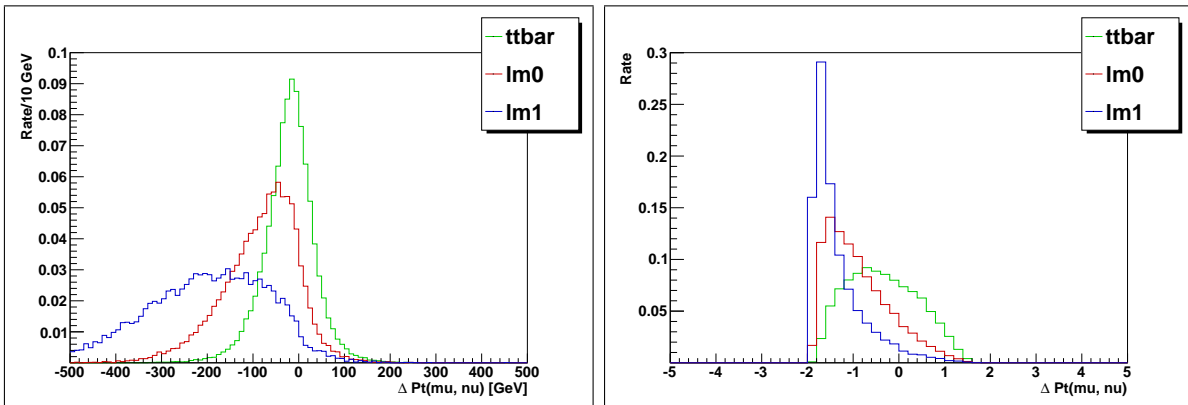
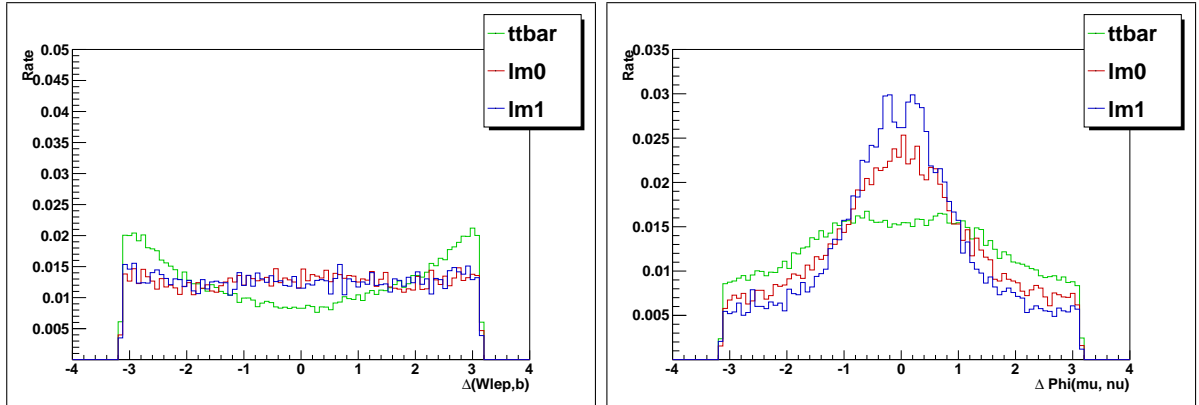


Abbildung 3.12: Differenz der Transversalimpulse des Myons und des Neutrinos wie in Abbildung 3.10. Links abgebildet ist die einfache Differenz, recht noch zusätzlich geteilt durch die halbe Summe. Da hier direkt die fehlende Transversalenergie als Neutrinoimpuls eingeht, ist eine sehr gute Abtrennung der SUSY-Szenarien vom Untergrund möglich.



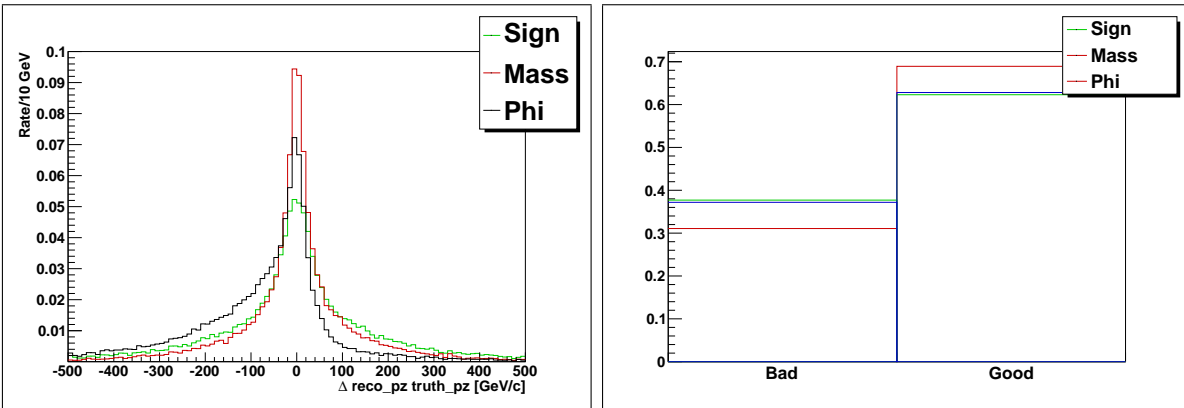
**Abbildung 3.13:** Links die  $\Delta\phi$ -Verteilung des W und des b-Quarks aus dem leptonic Top-Quarkzerfall. Rechts die  $\Delta\phi$ -Verteilung des Myons und Neutrinos, durch den direkten Einfluss der fehlenden Energie auf den Transversalimpuls des Neutrinos ist die  $ttbar$ -Verteilung flacher als die bei LM0 und LM1.

nun ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ( $S/B$ ) bestimmen, indem man die Flächen der einzelnen Verteilungen dividiert. Verlangt man eine Signaleffizienz von 75%, so liegen die relevanten Flächen, da sich das Signal nach links verschiebt, für LM0 bei  $-80$  GeV bis  $-500$  GeV, und für LM1 zwischen  $-100$  GeV und  $-500$  GeV. So erhält man für LM1 ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von circa 12.0 und für LM0 von etwa  $S/B = 1.8$ . Will man diesen Wert für LM0 verdoppeln, also  $S/B = 3.6$  so hat man nur noch eine Resteffizienz von 45%. Für das rechte Histogramm erhält man bei gleicher Signaleffizienz nur ein  $S/B = 5.0$  für LM1, und  $S/B = 1.6$  für LM0. Hier fällt bei einer Verdopplung des  $S/B$ -Verhältnisses die Signaleffizienz für LM0 auf 40% und für LM1 auf etwa 60% ab.

Betrachtet man den Winkel  $\Delta\phi$  der Teilchenbahnen des W und b-Quarks in der Abbildung 3.13 links, so sieht man, dass diese im  $ttbar$ -Datensatz die Tendenz haben, in entgegengesetzte Richtungen wegzufiegen. In den beiden anderen Datensätzen ist die Verteilung hingegen sehr flach, was an den zusätzlichen SUSY-Teilchen liegt. Da diese annähernd gleichverteilt in alle Raumrichtungen fliegen, verzerren sie damit auch die Flugbahn des rekonstruierten W-Bosons. Analog ist dies im rechten Histogramm für das Myon und das Neutrino zu sehen. Hier ist ebenfalls ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bestimmt worden, im Intervall -1 bis 1. Für LM0 ergibt sich bei einer Signaleffizienz von über 50% ein  $S/B = 1.3$ . Für LM1 beträgt die Signaleffizienz circa 60% mit  $S/B = 1.6$ .

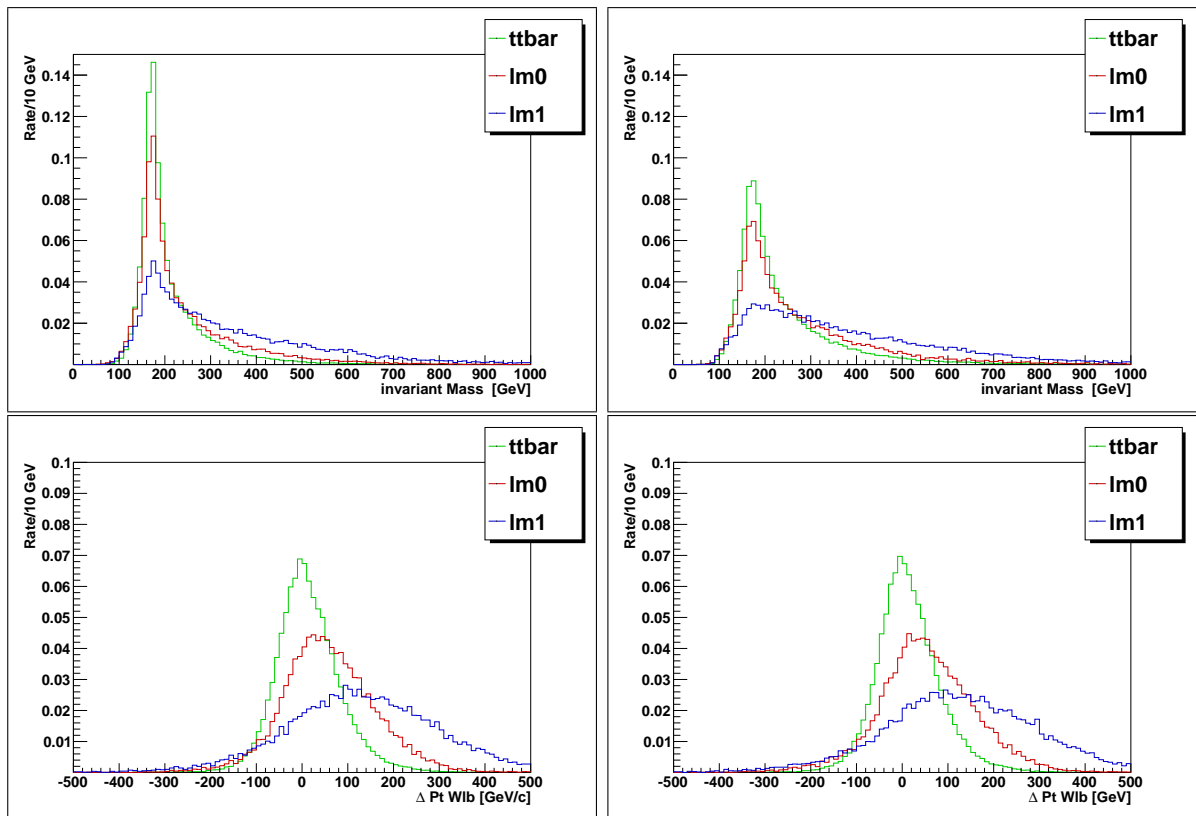
### 3.4 Aussicht

Eine mögliche Optimierung des Rekonstruktionsalgorithmus besteht darin, die Auswahlkriterien so zu verändern, dass die gewählte Lösung dafür sorgt, dass die ursprünglichen Top-Quarks möglichst Rücken an Rücken auseinanderfliegen. Dabei würde diejenige Lösung bevorzugt, für die das resultierende  $\Delta\phi$  der Top-Quarks möglichst groß wird. Eine weitere Möglichkeit wäre, die Massendifferenz der Top-Quarks zu minimieren, um sicherzustellen, dass ihre Masse nahe der wahren Top-Masse von 171 GeV liegt. In Abbildung 3.14 ist links die Abweichung des rekonstruierten z-Impulses vom tatsächlichen z-Impuls des Neutrinos für die jeweiligen Auswahlkriterien dargestellt. Rechts ist, wie bereits im vorherigen Kapitel, dargestellt wie oft sich der Algorithmus für die tatsächlich bessere Lösung entscheidet. In beiden Abbildungen schneidet der Ansatz, welcher die Abweichung von der Topmasse minimiert, am besten ab.



**Abbildung 3.14:** Die veränderten Lösungskriterien im Überblick. Links sieht man die Abweichung des rekonstruierten z-Impulses des Neutrinos vom wahren z-Impuls. Rechts sieht man, wie häufig sich der Algorithmus für die bessere Lösung entscheidet. Das erfolgversprechendste Kriterium scheint die Minimierung der Topmasse zu sein, da diese die geringste Abweichung vom wahren Wert ergibt und sich etwa 5% häufiger als die anderen beiden Kriterien für die bessere Lösung entscheidet.

In den folgenden Abbildungen wird deshalb noch kurz auf eine mögliche Separation mit dem Kriterium der Minimierung der Massendifferenz eingegangen. Betrachtet man Abbildung 3.15 links oben, so geht dies mit einer schlechteren Separation durch die Massendifferenzen einher. Auch die ohnehin schon gute Separation in den Verteilungen von  $W_{lep}$  und  $b_{lep}$  ändert sich nur sehr geringfügig (siehe Abbildung 3.15 links unten). Für die Differenz des Transversalimpulses des Myons und des Neutrinos ist keine Änderung auszumachen, daher ist hier keine erneute Abbildung dargestellt.



**Abbildung 3.15:** Links oben sieht man die Rekonstruktion der Top-Quarkmasse und links unten die Differenz des Transversalimpulses von W und b-Quark aus dem semi-leptonisch zerfallenen Top-Quark nach Veränderung des Auswahlkriteriums. Auf der rechten Seite erfolgte die Rekonstruktion mit dem ursprünglichem Auswahlverfahren. Wie erwartet rücken oben links die Top-Quarkmassen näher an den theoretischen Wert, bei der Differenz des Transversalimpulses ist nur eine minimale Veränderung gegenüber dem ersten Kriterium zu erkennen.



## 4 Zusammenfassung

Durch die vollständige Rekonstruktion lässt sich prinzipiell der Top-Quark-Untergrund von SUSY-Signalen trennen. Dabei ist eine Separation von  $lm1$  leichter als von  $lm0$ . Dies funktioniert vor allem mit Impuls- und Massenverteilungen besser als mit Winkelinformationen. Es ist auch leichter, eine Separation mittels der Teilchen zu erreichen, die auf der leptonischen Zerfallsseite auftreten. Besonders gut funktioniert dies mit den Transversalimpulsen des  $W_{lep}$  und  $b_{lep}$  und mit den Transversalimpulsen des Neutrinos und des Myons. Eine Separation durch die Transversalimpulsdifferenz der beiden Top-Quarks weist deutlicher auf SUSY-Vorkommen hin als Massendifferenzen derselben. Eine Winkelverteilung die eine gewisse Unterscheidung erlaubt, ist die  $\Delta\phi$ -Verteilung des Myons und des Neutrinos. Allerdings ist diese im Vergleich zu den anderen eher gering. Durch die Änderungen des Entscheidungskriteriums sollte es möglich sein, die bisherigen Ergebnisse noch zu verbessern, was der nächste Schritt hinsichtlich dieser Herangehensweise wäre.



# Literaturverzeichnis

- [1] Peter Schmüser, „Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker“, 2. Auflagen, Springer Verlag, 2008
- [2] Christoph Berger, „Elementarteilchenphysik“, 2.Auflage, Springer Verlag, 2006
- [3] Thomas Hebbeker, Vorlesungsskript „Elementarteilchenphysik“, Sommersemester 2010
- [4] Particle Data Group, „Review of Particle Physics“, Physics Letters B667, 1 2008.  
<http://pdg.lbl.gov>
- [5] Search for Single-Lepton SUSY Signatures (RA4): Background Determinations
- [6] [http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/displays/top/branching\\_pie\\_illus.gif](http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/displays/top/branching_pie_illus.gif)
- [7] D.Barney, CERN, February 2004,  
[http://cms.web.cern.ch/cms/Resources/Website/Media/Videos/Animations/files/CMS\\_Slice.gif](http://cms.web.cern.ch/cms/Resources/Website/Media/Videos/Animations/files/CMS_Slice.gif)
- [8] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/CMSConventions>
- [9] R. Brun, F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework.  
<http://root.cern.ch>
- [10] Dr. Carsten Magass, Private Communications, Juni 2010



# Anhang

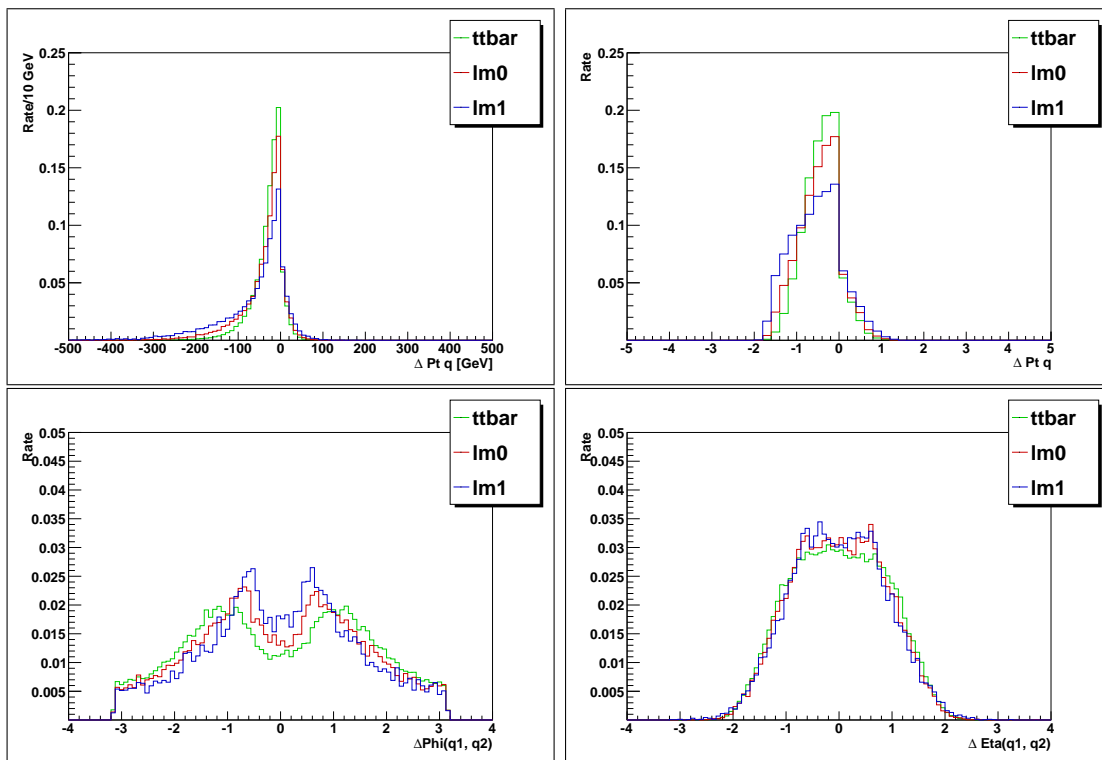


Abbildung 4.1: Impulsdifferenz der Quarks des hadronisch zerfallenen Top-Quarks sowie ihre  $\Delta\phi$ - und  $\Delta\eta$ -Verteilung.

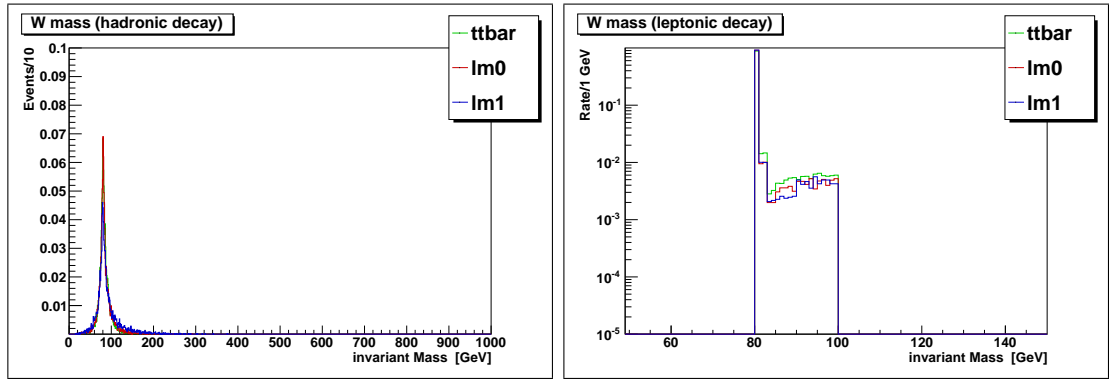


Abbildung 4.2: Die rekonstruierten W-Massen.

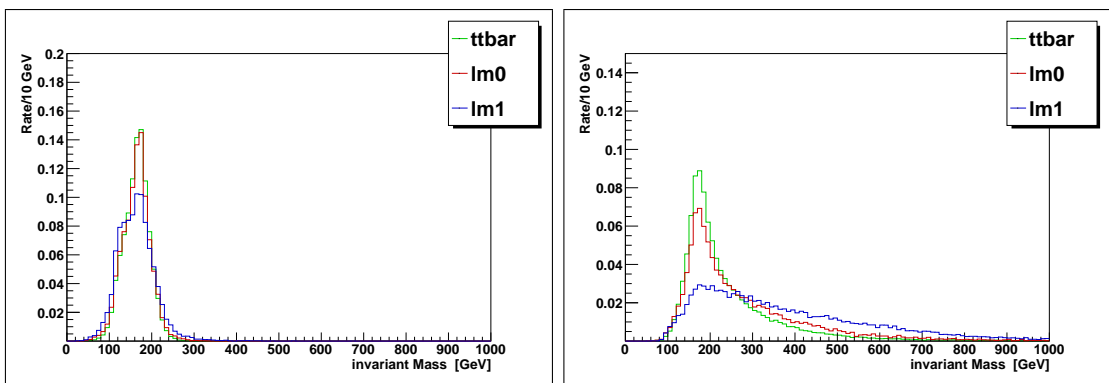


Abbildung 4.3: Die rekonstruierten Top-Quarkmassen.

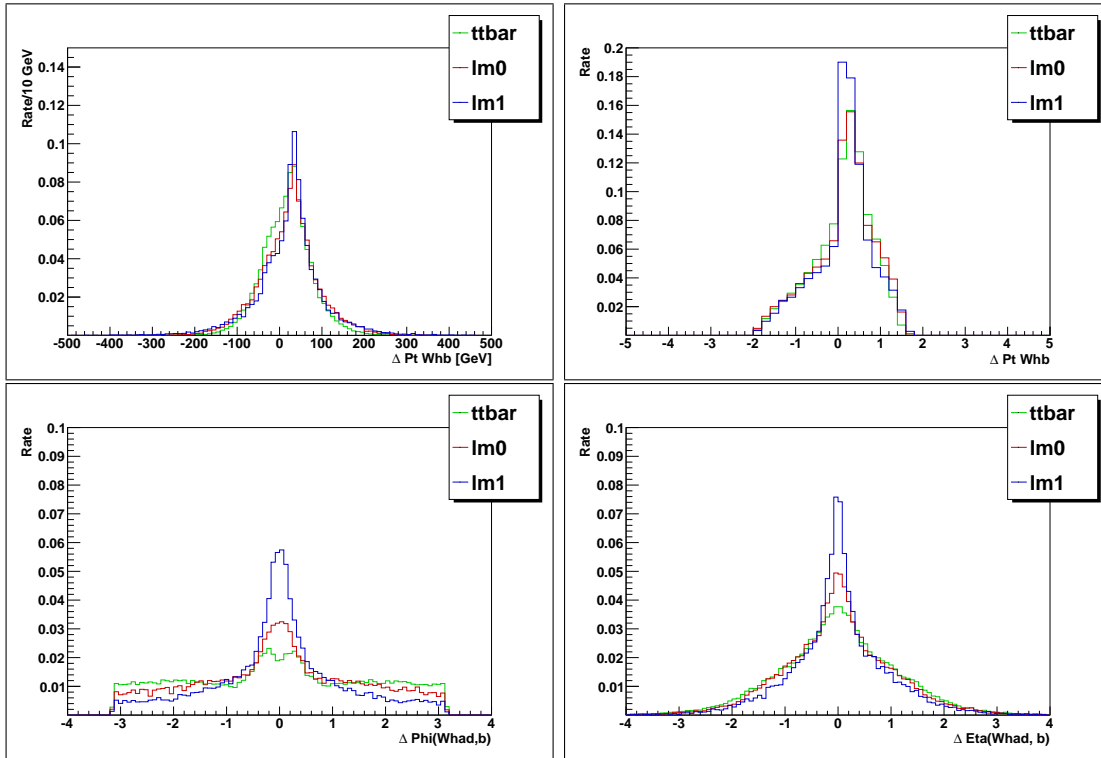


Abbildung 4.4: Impulsdifferenz des W und des b-Quarks des hadronisch zerfallenen Top-Quarks sowie ihre  $\Delta\phi$ - und  $\Delta\eta$ -Verteilung.

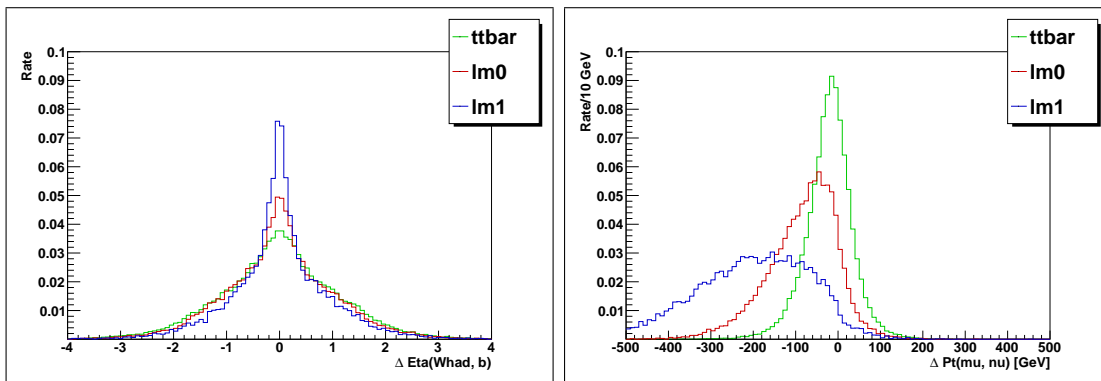


Abbildung 4.5: Links die  $\Delta\eta$ -Verteilung des W und b-Quarks des leptonisch zerfallenen Top-Quarks. Rechts Differenz des Transversalimpulses von Myon und Neutrino nach Änderung des Auswahlkriteriums.