

Bachelorarbeit

zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

Rekonstruktion des Massenspektrums von neutralen Higgsbosonen

David Kirchmeier

geboren am 11.04.1990 in Cottbus

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN

INSTITUT FÜR KERN- UND TEILCHENPHYSIK

FACHRICHTUNG PHYSIK

FAKULTÄT MATHEMATIK UND NATURWISSENSCHAFTEN

21. Mai 2012



Eingereicht am: 21.05. 2012

1. Gutachter: Prof. Dr. M. Kobel
2. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. A. Straessner

Kurzdarstellung

Seit der Vorhersage des Higgsbosons ist dessen Suche ein zentrales Ziel in der Teilchenphysik. Ein vielversprechender Zerfallskanal für die Suche nach neutralen Higgsbosonen nach dem minimalen supersymmetrischen Standardmodell ist $h/H/A \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\mu + 4\nu$. Im voll leptonischen Endzustand gibt es vier Neutrinos, die vom ATLAS-Detektor nicht gemessen werden können. Daher ist eine Rekonstruktion der Zerfallskinematik notwendig, um auf die Masse des Higgsbosons schließen zu können.

In dieser Arbeit werden die sichtbare Masse, die effektive Masse, die spätprojizierte transversale und die frühprojizierte transversale Masse, die kollineare Näherung und der Missing Mass Calculator vorgestellt und verglichen. Es zeigt sich, dass keine Massenrekonstruktion als die universell Beste gelten kann. Es gibt große Unterschiede, je nach Masse des Higgsbosons, hinsichtlich der Massenspektren, der Ereignisabhängigkeiten und der Trennkraft von Untergrundprozessen.

Der Missing Mass Calculator stellt sich als nicht gut geeignet für diesen Zerfallskanal heraus. Für Higgsbosonmassen im Bereich $90 \text{ GeV} < m < 110 \text{ GeV}$ können die frühprojizierte transversale Masse und die effektive Masse verwendet werden. Für den Massenbereich $110 \text{ GeV} < m < 130 \text{ GeV}$ eignet sich die spätprojizierte Masse und für $130 \text{ GeV} < m < 150 \text{ GeV}$ ist besonders die sichtbare Masse geeignet.

Abstract

Since the prediction of the Higgs boson, its search is a central goal in particle physics. A promising decay channel of the search for neutral Higgs bosons predicted by minimal supersymmetric extension to the Standard Model is $h/H/A \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\mu + 4\nu$. In the fully leptonic final state there are four neutrinos, which can not be measured by the ATLAS detector. Therefore a reconstruction of decay kinematics is necessary in order to be able to determine the mass of the Higgs boson.

In this thesis the visible mass, the effective mass, the late-projected invariant mass, the early-projected invariant mass, the collinear approximation and the Missing Mass Calculator are presented and compared. It became apparent that no mass reconstruction can be referred to as the best. There are large differences, depending on the mass of the Higgs boson, in terms of the mass spectra, of dependencies on event variables and in separation of background processes.

The Missing Mass Calculator turns out to be not well suited for this decay channel. For Higgs boson masses in the range $90 \text{ GeV} < m < 110 \text{ GeV}$, the early-projected mass and the effective mass can be used. For $110 \text{ GeV} < m < 130 \text{ GeV}$ the late-projected mass and the Missing Mass Calculator are suitable. And for $130 \text{ GeV} < m < 150 \text{ GeV}$ the visible mass is very appropriate.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das ATLAS-Experiment	3
2.1	Der innere Detektor	4
2.2	Das Kalorimetersystem	4
2.3	Das Myonspektrometer	4
2.4	Das Triggersystem	5
3	Die Massenrekonstruktionsmethoden	7
3.1	Motivation	7
3.2	Notation	7
3.3	Die sichtbare Masse	9
3.4	Die effektive Masse	9
3.5	Die spätprojizierte und die frühprojizierte transversale Masse	9
3.6	Der Missing Mass Calculator	11
3.7	Die kollineare Näherung	12
4	Vergleich der Massenrekonstruktionsmethoden	13
4.1	Ereignissimulation und Selektion	13
4.2	Vergleich der Massenspektren	13
4.3	Abhängigkeit von Eventvariablen	15
5	Kalibrierung der Massenrekonstruktionsmethoden	21
6	Untergrundtrennkraft	23
6.1	Die Untergrundprozesse	23
6.2	Quantifizierung der Trennkraft	23
7	Zusammenfassung	29

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist eine sehr erfolgreiche Theorie zur Beschreibung der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen in der mikroskopischen Welt. Die Vorhersagen des Standardmodells konnten in vielen Experimenten mit hoher Präzision geprüft und bestätigt werden. Allein das Higgsboson, welches den Ursprung der Massen erklären soll, konnte noch nicht nachgewiesen werden.

Große Hoffnungen werden in den Large Hadron Collider (LHC) am CERN gesetzt. Mit den hier erzeugten hohen Schwerpunktsenergien und Kollisionsraten ist es den Forschern der ATLAS- und CMS-Experimente möglich, das Higgsboson nachzuweisen.

Theoretische Überlegungen legen nahe das Standardmodell durch spezielle Symmetrieforderungen zu erweitern. Eine vielversprechende Theorie ist hierbei das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM). Für die Suche nach SM- und MSSM-Higgsbosonen eignet sich dabei besonders der Zerfallskanal $h/H/A \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\mu + 4\nu$, da er ein gutes Signal-Untergrund-Verhältnis zeigt.

Die direkte Bestimmung der Masse eines Higgsbosons ist aus diesem Zerfallsprozess jedoch nicht möglich, da die vier Neutrinos für die Detektoren nicht messbar sind. Um trotzdem auf die Higgsbosonmasse schließen zu können ist die Einführung von Massenrekonstruktionsmethoden notwendig.

In dieser Bachelorarbeit werden die Konzepte verschiedener Massenrekonstruktionsmethoden vorgestellt und verglichen. Im Speziellen sind die betrachteten Rekonstruktionen die sichtbare Masse, die effektive Masse, die spätprojizierte transversale und die frühprojizierte transversale Masse, die kollineare Näherung und der Missing Mass Calculator. Außerdem wird gezeigt, ob systematisch auftretende Abweichungen durch eine Kalibrierung korrigiert werden können. Abschließend wird bewertet, inwiefern die drei wichtigsten Untergrundprozesse Z , $t\bar{t}$ und WW von der Higgsmassenverteilung separiert werden können.

Kapitel 2

Das ATLAS-Experiment

Der Large Hadron Collider (LHC) am Forschungszentrum CERN ist der weltweit größte Teilchenbeschleuniger, mit bisher unerreicht hohen Teilchenenergien. Hier treffen alle 25 ns Pakete von 10^{11} Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV aufeinander. Es sollen Schwerpunktsenergien bis zu 14 TeV realisiert werden. Mit solch hohen Energien und einer Luminosität von bis zu $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ wird es den Physikern des ATLAS-Experiments [1] ermöglicht, bereits bekannte Größen der Teilchenphysik genauer zu untersuchen, die Suche nach dem Standardmodell Higgsboson fortzusetzen und nach neuer Physik jenseits des Standardmodells zu suchen.

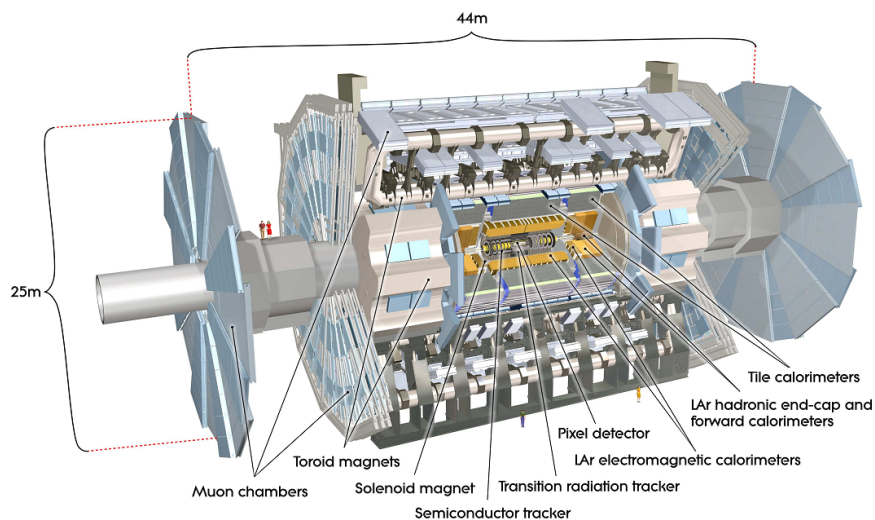


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Aufbaus des ATLAS-Detektors

Der ATLAS-Detektor ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Zur Teilchendetektion werden Spurdetektoren, elektromagnetische und hadronische Kalorimeter und Myonspektrometer verwendet. Sie sind symmetrisch um die Strahlachse, in der sogenannten Barrelregion und senkrecht zur Strahlachse in den Endkappen angeordnet. Die geplanten Leistungsmerkmale des ATLAS-Detektors sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Tabelle 2.1: Geplante Leistungsmerkmale des ATLAS-Detektors

Detektorkomponente	Auflösung	η -Abdeckung	
		Messung	Trigger
Spurdetektion	$\sigma_{p_T}/p_T = 0,05\% \ p_T \oplus 1\%$	$\pm 2,5$	
elektromag. Kalorimeter	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0,7\%$	$\pm 3,2$	$\pm 2,5$
hadronisches Kalorimeter			
Barrel und Endkappen	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3,2$	$\pm 3,2$
Vorwärtsrichtung	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3,1 < \eta < 4,9$	$3,1 < \eta < 4,9$
Myonspektrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\% \text{ at } p_T = 1 \text{ TeV}$	$\pm 2,7$	$\pm 2,4$

2.1 Der innere Detektor

Der innere Detektor ist von einem supraleitenden Zylinderspulenmagneten umgeben, der ein 2 T starkes Magnetfeld erzeugt. Die hohe Spurdichte im Inneren des Detektors stellt hohe Anforderungen an die Auflösung des Spurdetektors. Für eine genaue Spurerkennung und Impulsmessung werden im Inneren Pixeldetektoren und Silizium-Streifendetektoren verwendet. Die weiter außen liegenden Übergangsstrahlungsdetektoren ermöglichen die Elektronenidentifikation und verbessern die Spur- und Vertexbestimmung.

2.2 Das Kalorimetersystem

Mit dem Kalorimetersystem kann ein Bereich von $|\eta| < 4,9$ abgedeckt werden.¹ Zur Energiebestimmung von elektromagnetisch wechselwirkenden Elektronen und Photonen werden diese in Bleiplatten abgebremst. Die Energie der entstehenden Teilchenschauer wird dann mit flüssigem Argon als aktives Detektormaterial gemessen.

Eine Jetrekonstruktion² kann mit dem hadronischen Kalorimeter durchgeführt werden. Im Barrelbereich schließt das hadronische Kalorimeter direkt an das elektromagnetische Kalorimeter an. Es wird Stahl als Absorbermaterial verwendet und Szintillatorplatten zur Energiemessung. In den Endkappen wird Kupfer zur Bremsung eingesetzt und flüssiges Argon zur Detektion. In Vorwärtsrichtung kommt eine Kombination aus Kupfer, Wolfram und flüssigem Argon zur Anwendung.

Ein Durchdringen von elektromagnetischen und hadronischen Schauern bis in das Myonspektrometer muss durch die Kalorimeter verhindert werden. Mit einer Dicke von etwa zehn Wechselwirkungslängen λ in der Barrelregion und neun λ in den Endkappen kann eine zuverlässige Energiebestimmung und Myondetektion gewährleistet werden.

2.3 Das Myonspektrometer

Das Myonspektrometer bildet den äußersten Teil des ATLAS-Detektors. Diesen Detektorteil erreichen nur noch Neutrinos, die nicht gemessen werden können und Myonen mit $p_T > 3 \text{ GeV}$. Das Myonsystem wird sowohl zur Präzisionsmessung hochenergetischer Myonen $p_T \approx 1 \text{ TeV}$, als auch zur Triggerung verwendet.

¹ Die Pseudorapidität η ist über den Polarwinkel θ definiert mit $\eta = \ln \tan(\theta/2)$.

² Ein Jet ist ein Teilchenschauer von Hadronen, die kollimiert in eine Richtung gestreut werden

Drei große Magnetsysteme zwingen die Myonen auf gekrümmte Bahnen, bestehend aus acht Luftspulenmagneten in der Barrelregion und jeweils acht kleineren Magnetspulen in den Endkappen. Die Myonkammern sind in drei Lagen zylindrisch um die Strahlachse und senkrecht zur Strahlachse in den Endkappen angeordnet. Zur Präzisionsmessung werden im Bereich $|\eta| < 2,7$ Driftröhren verwendet und zusätzlich bei hohen Pseudorapiditäten $2,0 < \eta < 2,7$ Vieldrahtproportionalzählkammern.

Für die Triggerung werden TGC-Kammern (engl.: *Thin Gap Chambers*) in den Endkappen verwendet, die auch auf dem Vieldrahtkammer-Prinzip basieren. Im Barrelbereich werden RPC-Kammern (engl.: *Resistive Plate Chambers*) genutzt, die nur aus zwei parallelen, planaren Elektroden mit einem hohen elektrischen Widerstand bestehen.

2.4 Das Triggersystem

Bei einer Kollisionsrate von 1 GHz am LHC ist es wichtig, schon vor der Ereignisaufzeichnung eine Selektion durchzuführen, denn die Schreibelektronik erlaubt zur Datenspeicherung nur eine Rate von 200 Hz. Das Triggersystem ist unterteilt in einen Level-1-Trigger (L1), einen Level-2-Trigger (L2) und einen Eventfilter. Die beiden Letzteren werden oft zum High-Level-Trigger zusammengefasst.

Der L1-Trigger sucht nach Signaturen mit einem hohen Transversalimpuls oder hohen fehlenden transversalen Impulsen. Es werden dabei Daten aus den Myonsystem und den Kalorimetersystemen verwendet. Die Ereignisrate kann hierbei auf 75 kHz gesenkt werden. Zu jedem Ereignis, das den L1-Trigger passiert, werden eine oder mehrere interessante Regionen definiert, die in den High-Level-Trigger näher untersucht werden.

In der L2-Selektion wird in den interessanten Regionen die gesamte Detektorauflösung ausgenutzt. Mit einer Rechenzeit von 40 ms kann die Datenrate auf 3,5 kHz reduziert werden. Als letztes wird mit dem Eventfilter die Datenrate auf 200 Hz reduziert und zur weiteren Analyse gespeichert.

Kapitel 3

Die Massenrekonstruktionsmethoden

3.1 Motivation

In der vorliegenden Bachelorarbeit wird der Zerfallskanal $H/h/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ untersucht. Dies ist ein wichtiger Kanal für die Suche nach dem Higgsboson, welches vom Standardmodell (SM) bzw. dem minimalen supersymmetrischen Standardmodell (MSSM) der Teilchenphysik vorhergesagt wird.

Da Neutrinos vom Detektor nicht gemessen werden können, ist es nicht möglich die invariante Masse des Higgsbosons aus den Energiebeiträgen der einzelnen Leptonen direkt zu bestimmen. Es müssen verschiedene Annahmen oder Näherungen gemacht werden, um die Masse des Higgsboson auch ohne die Information der Energie der Neutrinos zu rekonstruieren. Im folgenden Kapitel wird eine Auswahl der vielen möglichen Massenrekonstruktionsmethoden vorgestellt.

3.2 Notation

Für die folgenden Massenrekonstruktionsmethoden werden eine Reihe von Größen benötigt, die hier definiert werden sollen. Die wichtigsten Variablen sind nochmals in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Als Erstes wird die generelle Topologie eines Ereignisses bei Zusammenstößen in einem Hadronenbeschleuniger beschrieben. Dabei wird die Charakterisierung so allgemein gehalten, dass sie auch auf andere Teilchenerzeugungen und Zerfälle angewandt werden kann, als den hier beschriebenen Higgszerfall.

Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, wechselwirken zwei Teilchen miteinander und gehen über in eine Reihe von N kurzlebigen Elternteilchen, deren Massen bestimmt werden soll. Die Elternteilchen zerfallen weiter in Tochterteilchen, die für den Detektor sichtbar oder unsichtbar sein können. Sie werden jeweils eindeutig einem Elternteilchen zugeordnet. Alle sichtbaren Teilchen, die vor der eigentlichen Elternteilchenerzeugung entstehen, werden hier als Nebenstrom bezeichnet. Der Vierervektor eines sichtbaren Teilchens i wird mit P_i^ν bezeichnet und der eines unsichtbaren Teilchens j mit Q_j^ν . Die zugehörigen transversalen Vektoren (mit $P_z = 0$ bzw. $Q_z = 0$) werden mit kleinen Buchstaben p_{iT}^ν bzw. q_{jT}^ν bezeichnet. Im Folgenden werden auch zusammengesetzte Größen benötigt, die fettgedruckt

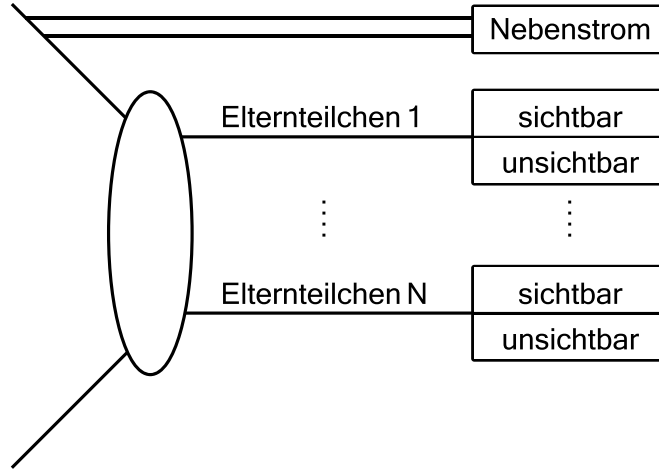


Abbildung 3.1: Zerfallstopologie: Beim Hadronenzusammenstoß entstehen N Elternteilchen, die wiederum in sichtbare und unsichtbare Teilchen zerfallen, sowie der sichtbare Nebenstrom.

dargestellt werden. Es sind

$$\mathbf{P}_a^\nu \equiv \sum_{i=1}^{N_{Va}} P_i^\nu \quad \text{und} \quad \mathbf{Q}_a^\nu \equiv \sum_{i=1}^{N_{Ia}} Q_i^\nu \quad (3.1)$$

die Summen der Impulse aller N_{Va} sichtbaren und N_{Ia} unsichtbaren Teilchen, die jeweils aus dem Zerfall eines Elternteilchens a stammen.

Im hier besprochenen Zerfallskanal $H/h/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ gibt es nur ein Elternteilchen: das Higgsboson. Es zerfällt in zwei τ -Leptonen, die aufgrund ihrer kurzen Lebenszeiten sofort weiter zerfallen und somit im Detektor nur über ihre Zerfallsprodukte identifiziert werden können. Das Elektron und das Myon hinterlassen sichtbare Einträge im Detektor, während die Neutrinos unsichtbar bleiben. Die einzelnen Impulse der unsichtbaren Neutrinos können nicht gemessen werden, sehr wohl aber die Summe der fehlenden Impulse in der transversalen Ebene $\vec{p}_T$. Unter der Annahme, dass es keine anderen unsichtbaren Teilchen gibt als aus dem Elternteilchenzerfall und dass $\vec{u}$ alle sichtbaren Impulse enthält, die aus diesem Zerfall stammen, folgt aus der Impulserhaltung allgemein

$$\vec{p}_T \equiv \sum_{i=1}^{N_I} \vec{q}_{iT} = -\vec{u}_T - \sum_{i=1}^{N_V} \vec{p}_{iT} \quad (3.2)$$

und speziell für den hier betrachteten Zerfallskanal

$$\vec{p}_T \equiv \sum_{i=1}^4 \vec{q}_{iT} = -\vec{u}_T - \vec{p}_{eT} - \vec{p}_{\mu T}. \quad (3.3)$$

Der Nebenstrom umfasst Jets, die z. B. bei der b -Quark-assozierten Higgsproduktion entstehen. Für die Impulsverteilung der vier Neutrinos gibt es also lediglich eine bekannte Zwangsbedingung, die dem Experiment zugänglich ist. Hier liegt die größte Schwierigkeit für die Massenrekonstruktionsmethoden gegenüber Zerfallskanälen mit weniger Neutrinos.

3.3 Die sichtbare Masse

Da die Neutrinoenergien für den ATLAS-Detektor unsichtbar sind, ist es die einfachste Herangehensweise nur die messbaren Impulsbeiträge zu betrachten. Für die sogenannte sichtbare Masse werden nur die für den Detektor sichtbaren Viererimpulse aufsummiert und die invariante Masse gebildet.

$$m_{\text{vis}} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N_V} P_i^\nu\right)^2}. \quad (3.4)$$

Dies ergibt für den betrachteten Zerfallskanal mit Elektronen und Myonen als Endprodukte

$$m_{\text{vis}} = \sqrt{(P_e^\nu + P_\mu^\nu)^2}. \quad (3.5)$$

Es werden keine Näherungen gemacht und nur die gut zugänglichen Elektron- und Myonimpulse berücksichtigt. Damit wird erwartet, dass diese Massenrekonstruktion schmale Verteilungen liefert, die allerdings wegen der fehlenden Neutrinoenergien weit von der tatsächlichen Masse abweichen. Die sichtbare Masse wurde zum Beispiel in der Untersuchung des Zerfalls $Z \rightarrow \tau\tau$ [2] verwendet und bei der Suche nach MSSM Higgsbosonen [3, 4].

3.4 Die effektive Masse

Für die effektive Masse wird zusätzlich zu den Viererimpulsen der sichtbaren Teilchen der Viererimpuls des fehlenden transversalen Impulses $\cancel{p}_T^\nu$ berücksichtigt. Es ergibt sich allgemein

$$m_{\text{eff}} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N_V} P_i^\nu + \cancel{p}_T^\nu\right)^2} \quad (3.6)$$

und im betrachteten Zerfallskanal

$$m_{\text{eff}} = \sqrt{(P_e^\nu + P_\mu^\nu + \cancel{p}_T^\nu)^2}. \quad (3.7)$$

Im Gegensatz zur sichtbaren Masse wird demnach die zusätzliche Information der fehlenden transversalen Energie genutzt. Somit könnte die rekonstruierte Higgsmasse näher am wahren Wert liegen. Mit der fehlenden transversalen Energie wird allerdings eine sehr fehlerbehaftete Größe mit einbezogen, die auch stark von der Zerfallstopologie abhängt. Dieser Umstand führt zu breiteren Massenverteilungen.

3.5 Die spätprojizierte und die frühprojizierte transversale Masse

Mit den transversalen Massen sollen im Folgenden Schwellenmassen definiert werden, die eine obere Schranke für die Masse liefern. Das bedeutet, es werden keine Verteilungen um

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Variablen im Überblick

P^ν	Viererimpuls sichtbarer Teilchen
Q^ν	Viererimpuls unsichtbarer Teilchen
$\mathbf{P}^\nu = \sum_i P_i^\nu$	Viererimpulssumme der sichtbaren Teilchen
$\mathbf{Q}^\nu = \sum_i Q_i^\nu$	Viererimpulssumme der unsichtbaren Teilchen
q_T^ν	transversaler Viererimpuls der sichtbaren Teilchen
p_T^ν	transversaler Viererimpuls der sichtbaren Teilchen
$\not{p}_T^\nu$	Vierervektor des fehlenden transversalen Impuls
$\vec{u}_T$	Transversalimpuls der Teilchen im Nebenstrom
M_i	Masse des i-ten sichtbaren Teilchens
$\mathcal{M}_a$	invariante Masse der sichtbaren Teilchen vom a-ten Elternteilchen
$\mathcal{M}_a$	Summe der Massen der unsichtbaren Teilchen

den wahren Massenwert erwartet, sondern möglichst ein steiler Abfall der Verteilung an der Stelle des wahren Wertes. Es soll somit eine bessere Trennkraft von Untergrundprozessen erreicht werden. Die hier vorgestellten transversalen Massen werden in [5] definiert.

Ganz allgemein kann aus den summierten Vierervektoren $\mathbf{P}_a^\nu$ und $\mathbf{Q}_a^\nu$ die invariante Masse $\mathcal{M}_a$ des a -ten Elternteilchens konstruiert werden mit

$$\mathcal{M}_a \equiv \sqrt{(\mathbf{P}_a^\nu + \mathbf{Q}_a^\nu)^2}. \quad (3.8)$$

Das Problem der unbekannten Vierervektorsumme $\mathbf{Q}_a^\nu$ soll durch den Übergang in die transversale Ebene gelöst werden. Beim Übergang zu transversalen Massen ergeben sich zwei Möglichkeiten: die zusammengesetzten Vierervektoren $\mathbf{P}_a^\nu$ und $\mathbf{Q}_a^\nu$ können in die transversale Ebene projiziert werden, indem entweder zuerst die Einzelvektoren aufsummiert und dann in Gesamtheit projiziert werden (spätprojiziert) oder es können auch die einzelnen Vierervektoren erst projiziert und danach aufsummiert werden (frühprojiziert). In den folgenden Gleichungen wird dieser Unterschied durch die Reihenfolge von a und T symbolisiert (aT für spätprojiziert und Ta für frühprojiziert). Es ergibt sich für die spätprojizierte transversale Masse eines Elternteilchens

$$\mathcal{M}_{aT} \equiv \sqrt{(\mathbf{p}_{aT}^\nu + \mathbf{q}_{aT}^\nu)^2} \quad (3.9)$$

und für die frühprojizierte Masse eines Elternteilchens

$$\mathcal{M}_{Ta} \equiv \sqrt{(\mathbf{p}_{Ta}^\nu + \mathbf{q}_{Ta}^\nu)^2}. \quad (3.10)$$

Um nun eine Abschätzung nach oben zu erhalten wird im Folgenden von den N Elternteilchen nur noch das Schwerste betrachtet. Die Schwellenmasse wird gebildet, indem von allen denkbaren Impulskombinationen diejenige gewählt wird, die zu einer kleinstmöglichen Elternmasse führt und die Zwangsbedingung $\sum \vec{q}_{iT} = \vec{\not{p}}_T$ erfüllt.

$$M_{NT} \equiv \min_{\sum \vec{q}_{iT} = \vec{\not{p}}_T} \left[\max_a [\mathcal{M}_{aT}] \right] \quad (3.11)$$

$$M_{TN} \equiv \min_{\sum \vec{q}_{iT} = \vec{\not{p}}_T} \left[\max_a [\mathcal{M}_{Ta}] \right] \quad (3.12)$$

Da es im hier betrachteten Zerfallskanal nur ein Elternteilchen existiert $N = 1$, haben die obigen Minimierungen eine analytische Lösung [5]. Es ergibt sich allgemein für die

spätprojiziert transversale Masse

$$M_{1T} = \sqrt{\left(\sqrt{\mathbf{M}_1^2 + \mathbf{p}_{1T}^2} + \sqrt{\mathbf{M}_1^2 + \mathbf{p}_T^2}\right)^2 - u_T^2} \quad (3.13)$$

und für die frühprojizierte transversale Masse

$$M_{T1} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N_V} \sqrt{M_i^2 + \vec{p}_{iT}^2} + \sqrt{\mathbf{M}_1^2 + \mathbf{p}_T^2}\right)^2 - u_T^2} \quad (3.14)$$

wobei $\mathbf{M}_1$ und $\mathbf{M}_1$ die summierten Massen der N_V sichtbaren bzw. N_I unsichtbaren Teilchen sind.

$$\mathbf{M}_1 \equiv \sqrt{\mathbf{E}_1^2 - \vec{\mathbf{p}}_{1T}^2 - \mathbf{p}_{1z}^2} \quad (3.15)$$

$$\mathbf{M}_1 \equiv \sum_{i=1}^{N_I} M_i \quad (3.16)$$

Werden nun die für den Zerfallskanal $H/h/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ relevanten Größen eingesetzt, ergibt sich für die spätprojiziert transversale Masse

$$M_{1T} = \sqrt{\left(\sqrt{(P_e^\nu + P_\mu^\nu)^2 + (|\vec{p}_{eT}| + |\vec{p}_{\mu T}|)^2 + |\mathbf{p}_T|^2}\right)^2 - u_T^2} \quad (3.17)$$

und für die frühprojizierte transversale Masse

$$M_{T1} = \sqrt{(|\vec{p}_{\mu T}| + |\vec{p}_{eT}| + |\mathbf{p}_T|)^2 - u_T^2}. \quad (3.18)$$

Die Massen der Leptonen werden dabei vernachlässigt.

3.6 Der Missing Mass Calculator

Der Missing Mass Calculator wurde als neue Methode zur Massenrekonstruktion vorgeschlagen [6], der für alle Zerfälle in τ -Paare die gesamte Ereignistopologie rekonstruieren kann.¹ Er beruht auf der Minimierung einer Likelihoodfunktion im erlaubten Zerfallsphasenraum eines τ -Leptons. Der Missing Mass Calculator kann sowohl auf hadronische, als auch auf leptonische τ -Zerfälle angewendet werden.

Für den voll leptonischen Zerfall des τ -Paares gibt es acht Unbekannte: die drei Raumkomponenten der zwei unsichtbaren Neutrinos aus dem Higgszerfall und jeweils eine unbekannte invariante Masse aus den leptonischen τ -Zerfällen. Zu den acht Unbekannten gibt es allerdings nur vier Zwangsbedingungen, die die Erhaltung der zwei Komponenten des transversalen fehlenden Impulses und der beiden τ -Massen sicherstellen.

$$\mathbf{p}_{Tx} = q_1 \sin \theta_1 \cos \phi_1 + q_2 \sin \theta_2 \cos \phi_2 \quad (3.19)$$

$$\mathbf{p}_{Ty} = q_1 \sin \theta_1 \sin \phi_1 + q_2 \sin \theta_2 \sin \phi_2 \quad (3.20)$$

$$M_{\tau_1}^2 = \mathbf{m}_1^2 + m_e^2 + 2\sqrt{p_e^2 + m_e^2}\sqrt{q_1^2 + \mathbf{m}_1^2} - 2p_e q_1 \cos \Delta\theta_{e1} \quad (3.21)$$

$$M_{\tau_2}^2 = \mathbf{m}_2^2 + m_\mu^2 + 2\sqrt{p_\mu^2 + m_\mu^2}\sqrt{q_2^2 + \mathbf{m}_2^2} - 2p_\mu q_2 \cos \Delta\theta_{\mu 2} \quad (3.22)$$

¹ In dieser Arbeit wurde der MissingMassCalculator-00-00-06 verwendet

Hierbei sind $p_{e,\mu}$ und $q_{1,2}$ wieder die Impulse der sichtbaren und unsichtbaren Teilchen, wobei in $q_{1,2}$ jeweils zwei Neutrinos zusammengefasst werden. Die invarianten Massen $m_{1,2}$ der Neutrinos aus den zwei τ -Leptonen, die Polar- und Azimutalwinkel Winkel $\theta_{1,2}$, $\phi_{1,2}$ der unsichtbaren Neutrinos und die eingeschlossenen Winkel der Impulse der sichtbaren Leptonen mit den kombinierten Neutrinoimpulsen $\Delta\theta_{e1,\mu2}$ sind unbekannt. $M_{\tau_{1,2}} = 1,777 \text{ GeV}/c^2$ ist die invariante Masse der einzelnen τ -Leptonen. Für jedes hadronisch zerfallende τ reduziert sich die Anzahl der Unbekannten um eins, da die invariante Masse des einzelnen Neutrinos $m_{1/2}$ dann Null gesetzt werden kann.

Über die restlichen freien Parameter der Winkelverteilung der Neutrinos muss nun im Missing Mass Calculator gelaufen werden. Dafür wird für jedes Ereignis die wahrscheinlichste Neutrinowinkelverteilung berechnet und damit auch die resultierende Higgsmasse erhalten.

3.7 Die kollineare Näherung

Besonders wegen ihrer häufigen Verwendung [7, 8] wird in dieser Arbeit auch die kollineare Näherung betrachtet. Sie wurde für die Suche nach einem Higgsboson im Zerfall in ein τ -Paar im Zusammenhang mit einem großen transversal fehlenden Impuls in [9] vorgeschlagen.

Bei der kollinearen Näherung werden die Annahmen gemacht, dass die gesamte fehlende transversale Energie nur von Neutrinos stammt und dass die Neutrinos kollinear zu den zugehörigen τ -Leptonen produziert werden. Damit können die Formeln (3.19) und (3.20) vereinfacht werden. Es ergibt sich, dass die invariante Masse des Systems mit

$$m_{\text{col}} = \frac{m_{\text{vis}}}{\sqrt{x_1 x_2}} \quad \text{und} \quad x_{1,2} = \frac{p_{e,\mu}}{p_{e,\mu} + q_{1,2}} \quad (3.23)$$

berechnet werden kann. Die kollineare Näherung liefert allerdings nur sinnvolle Ergebnisse bei hohen fehlenden transversalen Energien, zum Beispiel durch einen zusätzlichen Jet mit einem hohen transversalen Impuls. Dies schränkt die Anzahl an verwertbaren Ereignissen erheblich ein.

Kapitel 4

Vergleich der Massenrekonstruktionsmethoden

4.1 Ereignissimulation und Selektion

In diesem Kapitel werden die Massenspektren verglichen, welche von den verschiedenen Massenrekonstruktionen geliefert werden. Die verwendeten Ereignisdaten wurden mit dem SHERPA-Monte-Carlo-Simulator [10] generiert für ein Higgsboson mit $\tan \beta = 20$ ¹ aus einer b -Quark-assozierten Produktion. Die untersuchten Higgsbosonmassen liegen zwischen 90 GeV und 150 GeV. In der Ereignisselektion wurden nur Zerfälle verwendet mit folgenden Eigenschaften:

- Vertizes haben mindestens 3 Spuren
- Trigger auf Elektronen und Myonen mit $p_T(e) > 10 \text{ GeV}$, $p_T(\mu) > 6 \text{ GeV}$
- Elektronen mit Qualitätskriterien² und $p_T(e) > 15 \text{ GeV}$
- Myonen mit Qualitätskriterien und $p_T(\mu) > 10 \text{ GeV}$
- genau ein Elektron und ein Myon mit entgegengesetzter Ladung $q(e) \cdot q(\mu) < 0$

4.2 Vergleich der Massenspektren

Eine gute Massenrekonstruktion zeichnet sich durch eine schmale Massenverteilung aus, also durch eine kleine relative Breite

$$\sigma_{\text{rel}} \equiv \frac{RMS}{\mu}. \quad (4.1)$$

¹ Das MSSM sagt ein Higgsdublett voraus. $\tan \beta$ ist das Verhältnis der zwei Vakuumerwartungswerte der Higgsdubletts.

² Mit Qualitätskriterien sind Eigenschaften der Spuren gemeint wie z. B. Isolation, Übereinstimmung mit Vertizes und passende Energiedeposition.

Dies ist der quadratische Mittelwert RMS als Maß für die Schärfe des Peaks, gewichtet mit dessen Mittelwert μ . Es zeigt sich in Kapitel 5, dass sich gute Massenrekonstruktionsmethode weniger durch eine genaue Rekonstruktion des generierten Massenwertes auszeichnet, als vielmehr durch ihre Schärfe.

In Abbildung 4.1 werden die Resultate beispielhaft für ein Higgsboson mit $m = 120 \text{ GeV}$ verglichen und in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Ereigniszahlen auf Eins normiert.

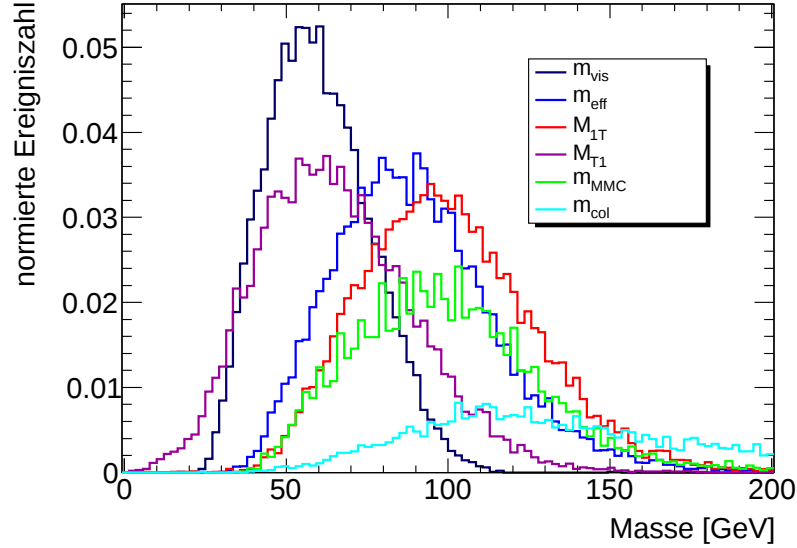


Abbildung 4.1: Vergleich der Massenspektren für ein Higgsboson mit $m = 120 \text{ GeV}$: Die sichtbare Masse liefert sehr schmale Massenverteilungen mit einer hohen Abweichung vom generierten Massenwert. Die spätprojizierte Masse und der Missing Mass Calculator liefern Massenverteilungen mit geringer Abweichung. Die relative Breite von M_{1T} ist ähnlich klein, wie die der sichtbaren Masse. Das Massenspektrum der kollinearen Näherung ist sehr breit mit langen Ausläufern zu hohen Massen.

Tabelle 4.1: Parameter der Massenspektren eines Higgsbosons mit $m = 120 \text{ GeV}$ für verschiedene Massenrekonstruktionsmethoden

	Mittelwert $\mu [\text{GeV}]$	Abweichung $b [\text{GeV}]$	relative Breite σ_{rel}
m_{vis}	$60,1 \pm 0,1$	$59,9 \pm 0,1$	$0,265 \pm 0,002$
m_{eff}	$89,6 \pm 0,2$	$30,4 \pm 0,2$	$0,277 \pm 0,002$
m_{col}	$173,3 \pm 1,3$	$-53,3 \pm 1,3$	$0,606 \pm 0,010$
M_{1T}	$100,1 \pm 0,2$	$19,9 \pm 0,2$	$0,269 \pm 0,002$
M_{T1}	$65,3 \pm 0,2$	$54,7 \pm 0,2$	$0,373 \pm 0,003$
m_{MMC}	$99,0 \pm 0,3$	$21,0 \pm 0,3$	$0,281 \pm 0,003$

Besonders auffällig ist der hohe und schmale Peak der sichtbaren Masse. Hier wurden die wenigsten Annahmen gemacht und nur zwei Vierervektoren gingen ein. Dementsprechend konnte die schmalste Verteilung erreicht werden, die aber auf Grund der fehlenden Informationen auch am stärksten vom wahren Massenwert abweicht.

Die effektive Masse hat mit einem Mittelwert von 89,6 GeV eine kleinere Abweichung von der generierten Masse von 120 GeV. Sie hat allerdings, wegen des mit einbezogenen fehlenden transversalen Impulses p_T , eine höhere relative Breite. Die Messung des fehlenden transversalen Impulses ist aus zwei Gründen besonders fehlerbehaftet. Erstens gehen zur Berechnung von p_T mehrere verschiedene Messgrößen ein, die jeweils fehlerbehaftet sind und zweitens wird p_T oft unterschätzt. In einem Großteil der Ereignisse werden die Zerfallsprodukte in genau entgegengesetzte Richtungen produziert. Die Vektorsumme der Leptonenimpulse heben sich dann genau auf und die fehlende Energie wird auf Null geschätzt.

Verschwindendes p_T führt besonders bei der kollinearen Näherung zu schlechten Messergebnissen. Für kleine p_T neigt sie dazu die Higgsmasse stark zu überschätzen, weswegen zusätzliche Selektionen für die kollineare Näherung gemacht werden müssen. Es wurden alle Zerfälle mit einem Winkel $|\phi| > (\pi - 0,1)$ zwischen Elektron und Myon, sowie Ereignisse mit $x_1 < 0$ oder $x_2 < 0$ verworfen. Dabei gingen etwa noch die Hälfte der Ereignisse für die Analyse verloren. Trotzdem liefert die kollineare Näherung die schlechtesten Ergebnisse. Die Masse wird stark überschätzt, mit langen Ausläufern zu hohen Massen. Dies führt zu einer so breiten Verteilung, dass eine weitere Untersuchung z. B. auf Untergrundtrennkraft wenig Sinn machen würde. Die in früheren Studien oft verwendete kollineare Näherung ist hier noch aufgeführt, um die Schärfe der anderen Massenrekonstruktionsmethoden zu verdeutlichen.

Bei der frühprojizierten Masse M_{T1} werden die transversalen Impulse $p_{T_{e,\mu}}$ skalar aufsummiert. Es gehen Informationen über die Richtungen und z -Komponenten der Impulse verloren. Dies hat eine hohe Abweichung von der generierten Masse zur Folge. Die relative Breite ist durch den niedrigen Mittelwert ebenfalls hoch. Aufgrund der Detektorauflösung wird für die frühprojizierte bzw. spätprojizierten Schwellenmassen kein schneller Abfall der Verteilung erreicht. Ähnlich den anderen Massenrekonstruktionen ist die Verteilung symmetrisch.

Gute Ergebnisse können mit der spätprojizierten Masse M_{1T} erreicht werden. Trotz den Detektorauflösungseffekten gibt eine kleine relative Breite und eine geringe Abweichung vom generierten Massenwert. Die spätprojizierte Masse liefert mit $\sigma_{\text{rel}} = 0,269$ fast so scharfe Massenspektren wie die sichtbare Masse.

Bei der Berechnung des Massenspektrums mit dem Missing Mass Calculator kann nicht zu jedem Ereignis eine Masse gefunden werden. Etwa ein Drittel der Ereignisse müssen verworfen werden. Das resultierende Massenspektrum hat entsprechend weniger Einträge und eine höhere relative Breite. Die Berechnung mit dem Missing Mass Calculator ist sehr rechenintensiv mit einer Rechenzeit von etwa 1 s pro Ereignis.

4.3 Abhängigkeit von Eventvariablen

Eine weitere wichtige Eigenschaft einer guten Massenrekonstruktion ist die Robustheit gegenüber einigen Ereignisvariablen. Das heißt die gelieferten Ergebnisse sollten möglichst unabhängig von gewissen Ereignisgrößen sein. Es wurde die Abhängigkeit vom fehlenden

transversalen Impuls p_T , vom Impuls des Hauptjets³, vom Pileup⁴ μ und vom Winkelabstand ΔR zwischen den Leptonen untersucht. In den Abbildungen 4.2 bis 4.5 sind jeweils die Mittelwerte der Massenverteilung in Abhängigkeit der Ereignisgröße dargestellt.

Es ist zu erwarten, dass bei steigendem fehlenden Transversalimpuls, die Impulse von Elektron und Myon sinken. Dass dies nicht der Fall ist, ist in Abbildung 4.2 zu erkennen, denn die sichtbare Masse sinkt mit p_T nur sehr gering. Zu erwarten wäre ein linearer Abfall, wenn der Impuls der Neutrinos exakt messbar wäre. Es zeigt sich, dass der fehlende Impuls, oft unterschätzt wird. Dies führt bei der sichtbaren Masse zu einer geringen Abhängigkeit von p_T und zu schmalen Massenspektren, aber auch zu einer linearen Abhängigkeit bei m_{eff} , M_{1T} und M_{T1} von kleinen fehlenden Transversalimpulsen. Eine genauere Untersuchung der linearen Abhängigkeiten könnte zeigen, ob diese korrigierbar sind. Für den Missing Mass Calculator ergibt sich eine komplizierte Abhängigkeit vom fehlenden transversalen Impuls. Ab $p_T \approx 40 \text{ GeV}$ ist die Verteilung aber konstant.

Die meisten Massenrekonstruktionen haben eine starke Abhängigkeit vom Impuls des Hauptjets, nur die frühprojizierte Masse M_{T1} bleibt weitgehend konstant. Besonders auffällig ist der hohe Peak bei kleinen Jetimpulsen für alle Massenrekonstruktionsmethoden.

Im LHC werden stets Pakete von Protonen beschleunigt. Der Effekt, dass mehrere Teilchen aus unterschiedlichen Proton-Proton-Wechselwirkungen detektiert werden, wird Pileup genannt und μ gibt die Zahl der beteiligten Protonen an. In Abbildung 4.4 ist zu erkennen, dass alle Massenrekonstruktionsmethoden nur eine geringe Abhängigkeit vom Pileup haben. Es ist also anzunehmen, dass auch bei einer Erhöhung der Luminosität am LHC, die Massenrekonstruktionen nicht verändert werden müssen.

Zuletzt wurde noch die Abhängigkeit vom Winkelabstand $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ zwischen den Leptonen untersucht.⁵ Hier gibt es große Schwankungen von bis zu 300 GeV bei den Schwellenmassen M_{1T} und M_{T1} und vergleichsweise kleinere Abhängigkeiten mit Änderungen von bis zu 100 GeV bei m_{vis} , m_{eff} und m_{MMC} .

³ der Jet mit dem höchsten Impuls

⁴ Mit Pileup wird der Effekt bezeichnet, wenn gleichzeitig mehrere Teilchen detektiert werden, die aus unterschiedlichen Proton-Proton-Wechselwirkungen stammen.

⁵ ϕ ist der Azimuthalwinkel, $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ die Pseudorapidität und θ der Polarwinkel

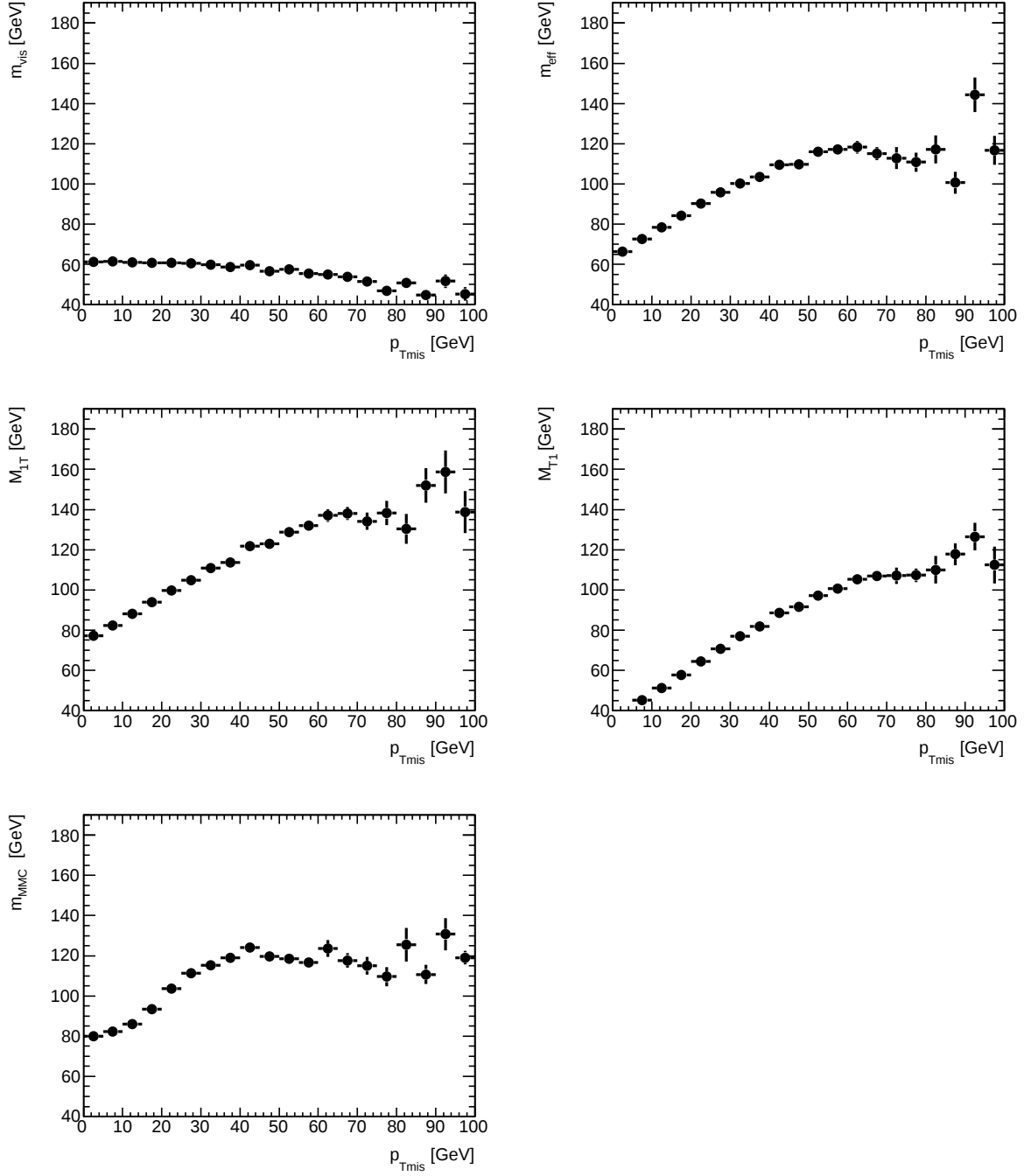


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der Massenrekonstruktionsmethoden vom p_T für ein Higgsboson mit $m = 120$ GeV: Die sichtbare Masse m_{vis} zeigt eine geringe Abhängigkeit. M_{1T} , M_{T1} und m_{eff} steigen linear mit kleinen p_T und gehen bei hohen p_T in eine konstante Verteilung über. Der Missing Mass Calculator liefert ab $p_T \approx 40$ GeV eine konstante Verteilung.

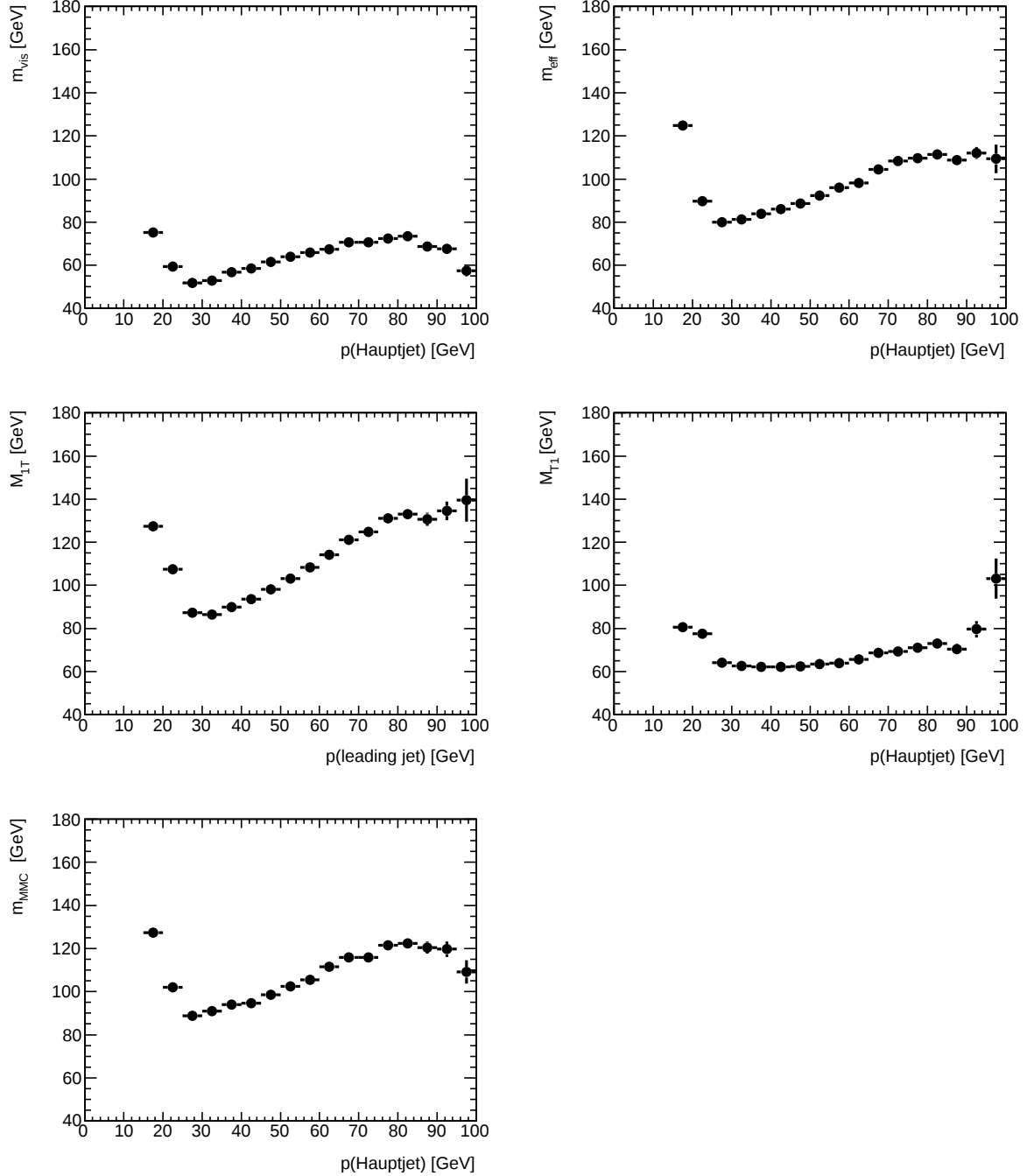


Abbildung 4.3: Abhängigkeit der Massenrekonstruktionsmethoden vom Impuls des Hauptjets für ein Higgsboson mit $m = 120$ GeV: Die geringsten Abhängigkeiten ergeben sich für M_{T1} und m_{vis} . Die Massen m_{eff} , M_{1T} und m_{MMC} fallen bei kleinen Impulsen schnell ab und steigen dann langsam wieder an.

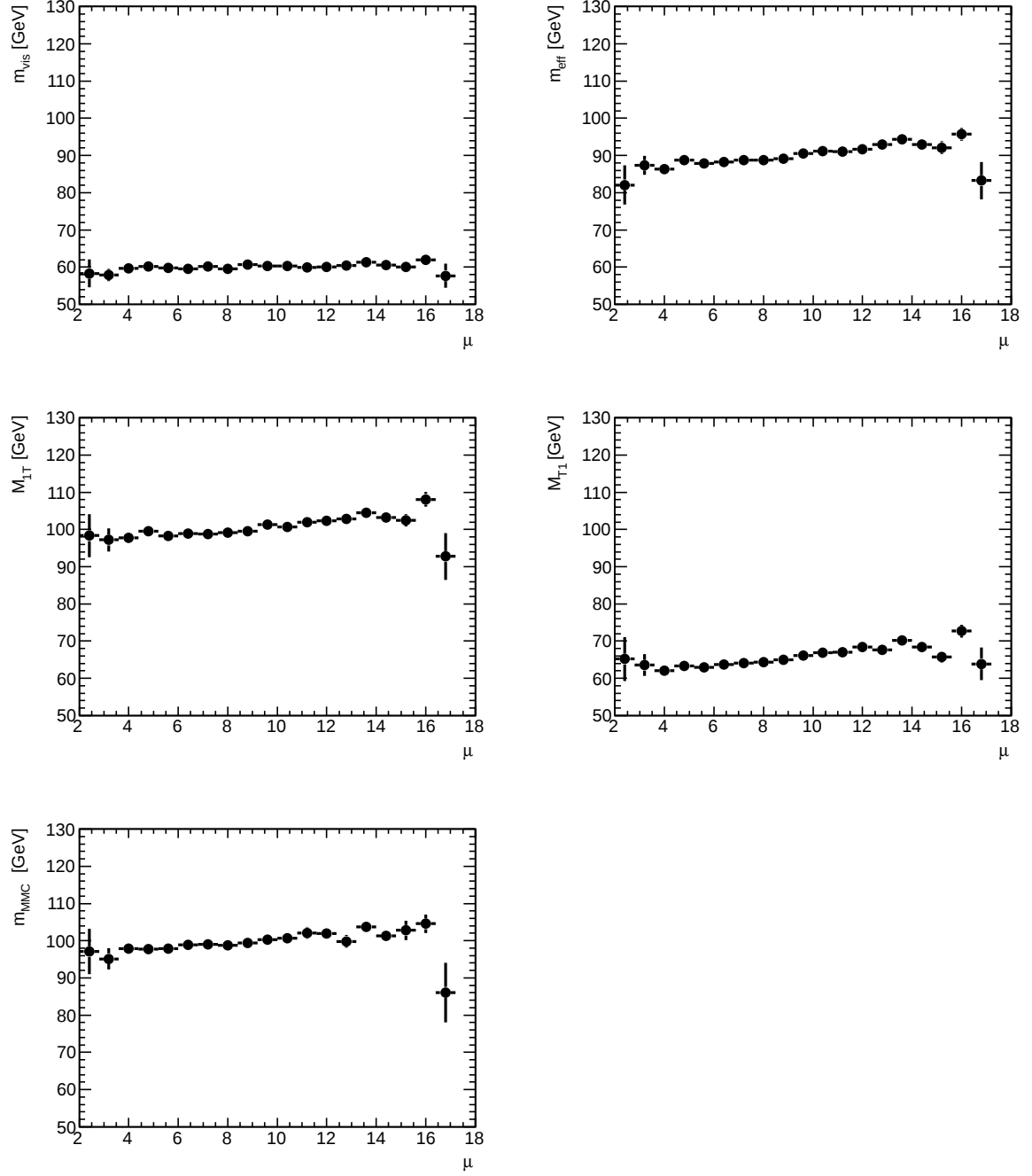


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Massenrekonstruktionsmethoden vom Pileup μ für ein Higgsboson mit $m = 120$ GeV: Die Abhängigkeit ist für die betrachteten Massenrekonstruktionsmethoden sehr klein. Es werden auch bei einer Erhöhung der Luminosität am LHC konstante Werte erwartet.

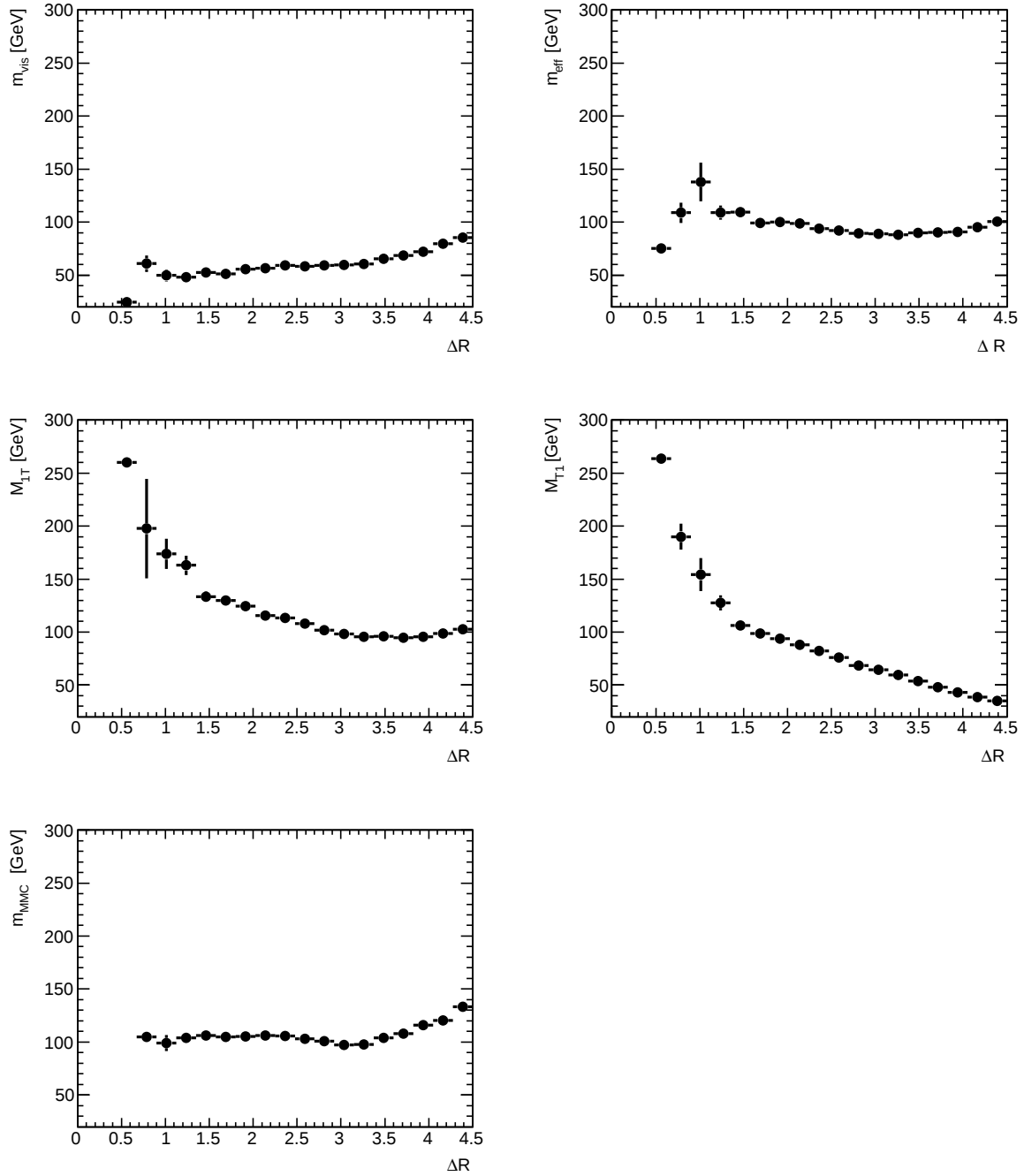


Abbildung 4.5: Abhängigkeit der Massenrekonstruktionsmethoden vom Winkelabstand ΔR zwischen den Leptonen für ein Higgsboson mit $m = 120 \text{ GeV}$: m_{vis} , m_{eff} und m_{MMC} sind nur schwach von der Winkelverteilung abhängig. M_{1T} und M_{T1} fallen besonders bei kleinen ΔR schnell ab. M_{T1} sinkt auch für höhere ΔR linear.

Kapitel 5

Kalibrierung der Massenrekonstruktionsmethoden

Im Abschnitt 4.2 wurde bereits erwähnt, dass sich eine gute Massenrekonstruktionsmethode besonders durch schmale Verteilungen auszeichnet und weniger durch eine genaue Rekonstruktion des generierten Massenwertes. In diesem Kapitel wird gezeigt, dass eine Kalibrierung für alle betrachteten Massenrekonstruktionsmethoden möglich ist. Das heißt, dass auch mit Rekonstruktionsmethoden mit einer hohen Abweichung vom generierten Massenwert auf die wahre Masse geschlossen werden kann. Für die Kalibrierung wurden Monte-Carlo-simulierte Datensätze für Higgsbosonen mit Massen zwischen 90 GeV und 150 GeV verwendet.

In Abbildung 5.1 ist unter anderem die Veränderung der Massenverteilung der sichtbaren Masse für unterschiedliche Datensätze dargestellt. Die anderen Massenrekonstruktionen verhalten sich ähnlich. Bei steigender generierter Masse steigt auch der rekonstruierte Wert und die relative Breite bleibt in etwa gleich. In Abbildung 5.1 werden weiterhin die rekonstruierten Massenwerte in Abhängigkeit der generierten Masse dargestellt. Es ist für alle Massenrekonstruktionen eine deutliche lineare Abhängigkeit im untersuchten Massenbereich zu erkennen.

In Tabelle 5.1 sind die Werte der linearen Kalibrierung zusammengefasst. Die Unsicherheit des Anstiegs der Geraden ist mit etwa 1%, bei allen Massenrekonstruktionen sehr klein. Die sichtbare Masse hat trotz der hohen Abweichung vom Mittelwert die kleinste Unsicherheit im Anstieg der Geraden, da durch die schmalen Verteilungen der sichtbaren Masse die Mittelwerte eine sehr kleine Unsicherheit haben.

Tabelle 5.1: Ergebnisse der linearen Anpassung $m_{\text{reko}} = a \cdot m_{\text{gen}} + b$

	Anstieg a	Verschiebung b [GeV]
m_{vis}	$0,365 \pm 0,003$	$16,2 \pm 0,4$
m_{eff}	$0,492 \pm 0,005$	$30,4 \pm 0,6$
M_{1T}	$0,546 \pm 0,006$	$34,2 \pm 0,7$
M_{T1}	$0,368 \pm 0,005$	$21,2 \pm 0,6$
m_{MMC}	$0,604 \pm 0,007$	$26,2 \pm 0,8$

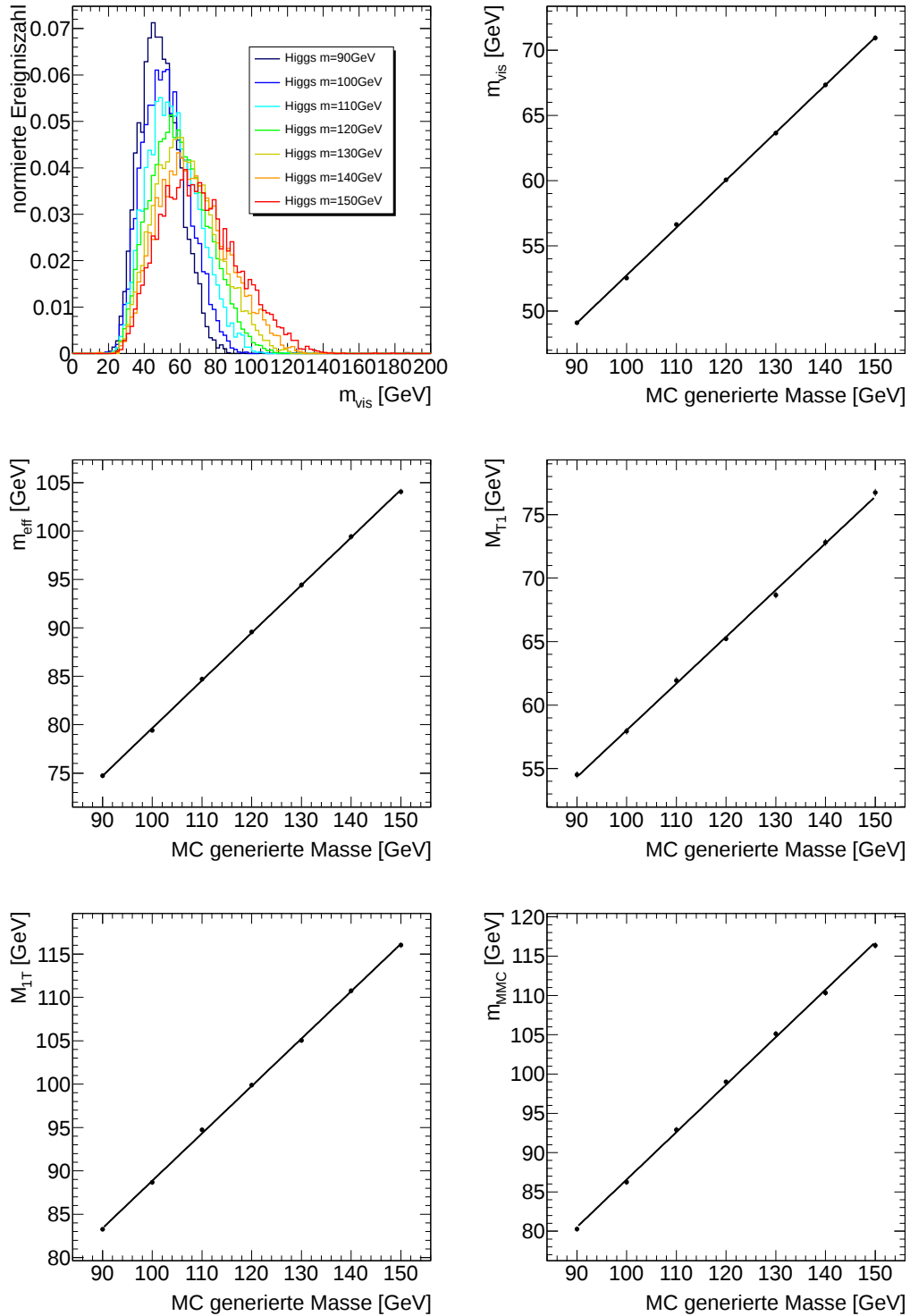


Abbildung 5.1: Verlauf der Massenspektren zwischen 90 GeV und 150 GeV: Die Verteilungen werden breiter, die relative Breite bleibt dabei aber gleich. Mit steigender generierter Masse steigt die rekonstruierte Masse linear.

Kapitel 6

Untergrundtrennkraft

6.1 Die Untergrundprozesse

In diesem Kapitel wird die Untergrundtrennkraft der Massenrekonstruktionsmethoden untersucht. Für den Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ gibt es im wesentlichen drei weitere relevante Zerfälle mit einem Elektron und einem Myon entgegengesetzter Ladung im Endzustand: den Zerfall des Z -Bosons, von $t\bar{t}$ und von W^+W^- . Die Z -Zerfälle wurden mit dem PYTHIA-Monte-Carlo-Simulator [11] erzeugt. Die Zerfälle von $t\bar{t}$ wurden mit MC@NLO [12] simuliert, sowie die anschließende Hadronisation mit JIMMY [14] und die WW -Zerfälle wurden mit dem HERWIG-Simulator [13] generiert.

In Abbildung 6.1 sind die Massenspektren dargestellt, die sich für ein Higgsboson mit $m = 120 \text{ GeV}$ und dessen Untergrundprozesse ergeben. Es ist zu erkennen, dass für alle Massenrekonstruktionen der Z -Untergrund schwer zu separieren ist. Für $t\bar{t}$ und WW ergeben sich deutliche Unterschiede zwischen den Massenrekonstruktionsmethoden. Beispielsweise liegen die Maxima der $t\bar{t}$ - und WW -Untergrundprozesse bei der sichtbaren Masse direkt im Massenspektrum des Higgsbosons. Beim Missing Mass Calculator sind sie hingegen stark unterdrückt.

6.2 Quantifizierung der Trennkraft

Für eine genauere Untersuchung soll die Trennkraft des Untergrunds quantifiziert werden. Für eine Teilchenentdeckung ist besonders wichtig, dass viele Signalereignisse bei der Trennung erhalten bleiben, während bei einer Messung der Untergrund möglichst gut unterdrückt werden soll. Zur Quantifizierung wurden folgende Größen verwendet:

$$\Sigma \equiv \frac{S}{\sqrt{B}} \quad (6.1)$$

$$\varepsilon_S \equiv \frac{S}{S_{\text{ges}}} \quad (6.2)$$

$$\varepsilon_B \equiv \frac{B}{B_{\text{ges}}}. \quad (6.3)$$

Für die Signifikanz Σ wurde nach einem Schnitt in der Massenverteilung gesucht, bei dem das Verhältnis aus Signalereignissen S und der Wurzel aus der Anzahl an Untergrunder-

eignissen B in der Signalregion am größten wird. Eine Massenrekonstruktion, die zu einer hohen Signifikanz führt, ist gut geeignet für eine Entdeckung.

Die Untergrundnachweiswahrscheinlichkeit ε_B gibt an, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Ereignis aus der Gesamtzahl an Untergrundereignissen B_{ges} in der Signalregion liegt. Analog ist die Signalnachweiswahrscheinlichkeit ε_S die Wahrscheinlichkeit ein Signalereignis aus S_{ges} zu messen. Für eine Präzisionsmessung ist es wichtig, wenige Untergrundsignale zu messen. Dementsprechend sollte ε_B möglichst klein sein. Im Folgenden wird mit ε_B der Wert angegeben, der sich für die Untergrundnachweiswahrscheinlichkeit ergibt, wenn noch 90% des Gesamtsignals nach dem Schnitt erhalten bleibt, $\varepsilon_S > 0,9$.

Tabelle 6.1: Trennkraft für Higgsboson mit $m = 120 \text{ GeV}$ mit Z , $t\bar{t}$ und WW

	Higgsboson und Z		Higgsboson und $t\bar{t}$		Higgsboson und WW	
	Signifikanz Σ	Untergrund $\varepsilon_B(\varepsilon_S > 0,9)$	Signifikanz Σ	Untergrund $\varepsilon_B(\varepsilon_S > 0,9)$	Signifikanz Σ	Untergrund $\varepsilon_B(\varepsilon_S > 0,9)$
m_{vis}	1,03	0,81	1,33	0,49	1,36	0,46
m_{eff}	1,00	0,86	2,21	0,20	1,94	0,26
M_{1T}	1,04	0,81	1,88	0,26	1,59	0,37
M_{T1}	1,00	0,87	2,42	0,18	1,77	0,34
m_{MMC}	0,88	0,82	2,26	0,44	1,29	1,93

In den Abbildungen 6.2 und 6.3 ist der Verlauf von Σ und ε_B für verschiedene Higgsbosonmassen dargestellt. Tabelle 6.1 fasst die Trennkraft der Rekonstruktionsmethoden für ein Higgsboson mit $m = 120 \text{ GeV}$ zusammen.

Bei der Normierung der Massenspektren des MMC wurden auch die Ereignisse mitbezogen zu denen keine Masse berechnet werden konnte, denn für die Signifikanz ist es ausschlaggebend wieviele Signal- und Untergrundereignisse noch zur Verfügung stehen. Beim MMC gibt es je nach Datensatz große Unterschiede in der Anzahl der Ereignisse, für die eine Masse gefunden werden kann. Bei den Higgsdatensätzen konnte je nach Higgsbosonmasse für etwa 69% der Ereignisse eine Masse berechnet werden. Bei dem Z -Datensatz ist der Anteil 71%, und für $t\bar{t}$ und WW nur 23% und 25%. Dies führt dazu, dass die $t\bar{t}$ - und WW -Untergrundprozesse stark unterdrückt werden, aber auch zu einer kleineren Anzahl an Higgszerfallereignissen in der Signalregion.

Bei Higgsmassen bis etwa 120 GeV ist es mit keiner Massenrekonstruktion möglich das Signal vom Z -Untergrund zu separieren. Die Signifikanz ist für die meisten Rekonstruktionsmethoden Eins, d. h. der gesamte Untergrund liegt im Signalbereich. Beim MMC liegt durch den Verlust von Signaldaten die Signifikanz sogar unter Eins.

Bei höheren Higgsmassen trennen sich zunehmend die Peaks von Higgsignal und Z -Untergrund. Besonders die schmale sichtbare Masse führt dann zu einer hohen Signifikanz. Sie hat allerdings für die beiden anderen Untergrundprozesse eine geringe Trennkraft. Auffällig ist auch die spätprojizierte Masse M_{1T} . Sie liefert sowohl für Z -Trennung, als auch für die Trennung von $t\bar{t}$ - und WW relativ gute Werte.

In Hinblick auf eine Präzisionsmessung ist auch wieder die Z -Untergrundtrennung bei kleinen Higgsmassen schwer. Der Anteil des Z -Untergrunds sinkt bei allen Rekonstruktionsmethoden nur langsam. Für $t\bar{t}$ - und WW -Trennung liefern besonders die effektive Masse m_{eff} und die frühprojizierte Masse M_{T1} niedrige Untergrundnachweiswahrscheinlichkeiten.

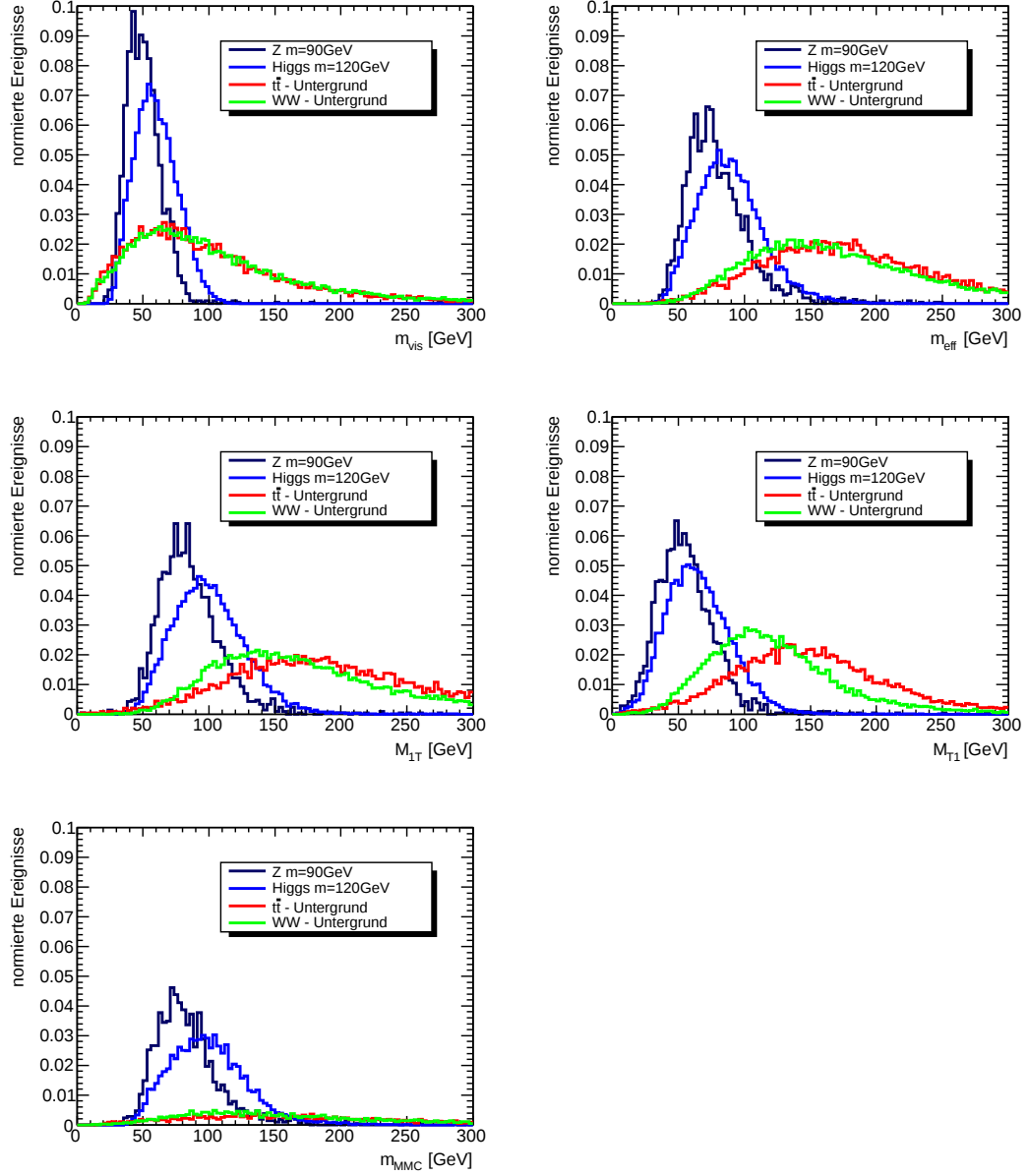


Abbildung 6.1: Massenspektren vom Higgsboson ($m = 120$ GeV) und der Untergrundprozesse: Der Peak des Z-Untergrunds liegt bei allen Massenrekonstruktionen sehr nah am Higgspeak. Für $t\bar{t}$ und WW sind deutliche Unterschiede zwischen den Massenrekonstruktionmethoden zu erkennen. Die Maxima der Untergrundprozesse liegen bei m_{vis} direkt im Massenspektrum des Higgsbosons. Beim MMC sind $t\bar{t}$ und WW stark unterdrückt.

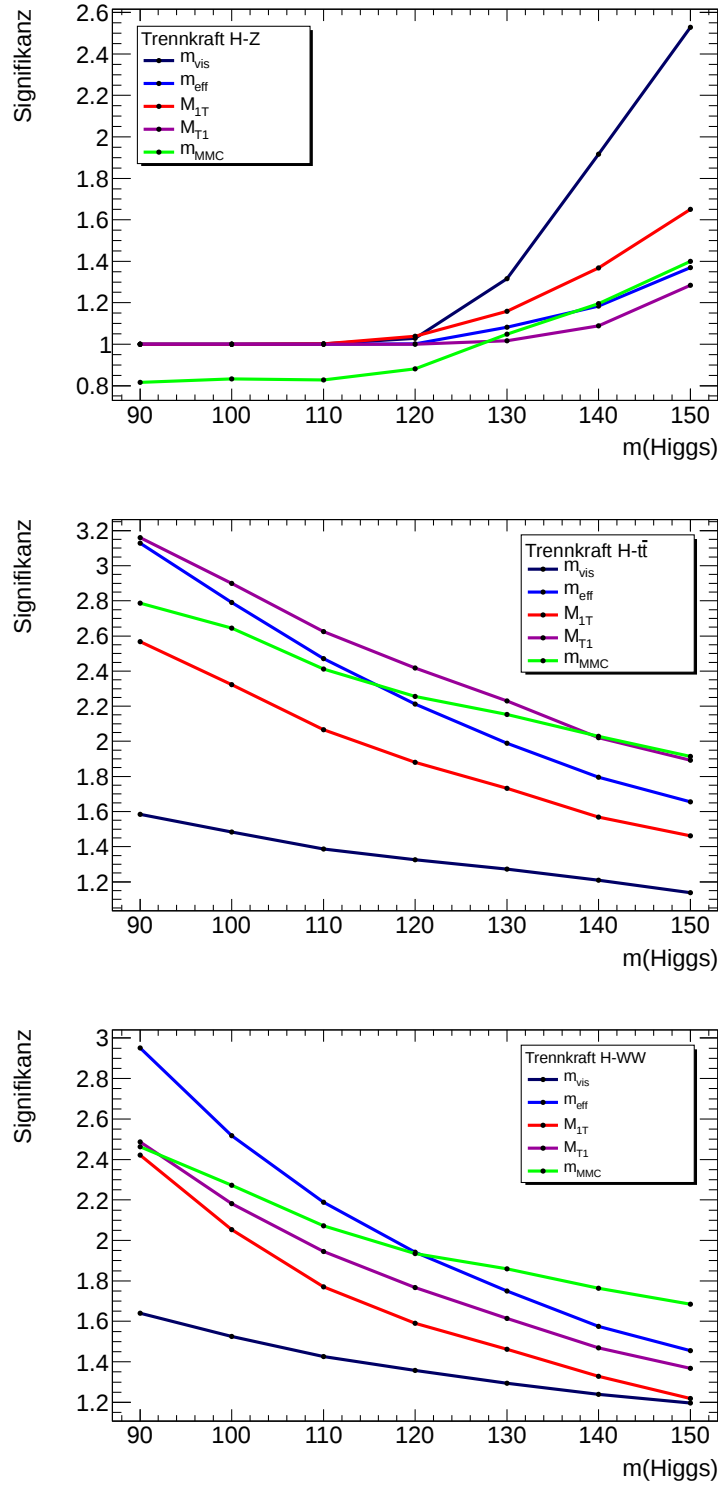


Abbildung 6.2: Signifikanzen bei der Trennung eines Higgssignals von Z -, $t\bar{t}$ - und WW -Untergrund: Die Z -Trennung ist bei Higgsmassen bis etwa 120 GeV nicht möglich. Danach steigen die Signifikanzen langsam an. Mit steigender Higgsmasse kommen die Signale dem $t\bar{t}$ - und WW -Untergrund näher, wodurch die Signifikanz sinkt.

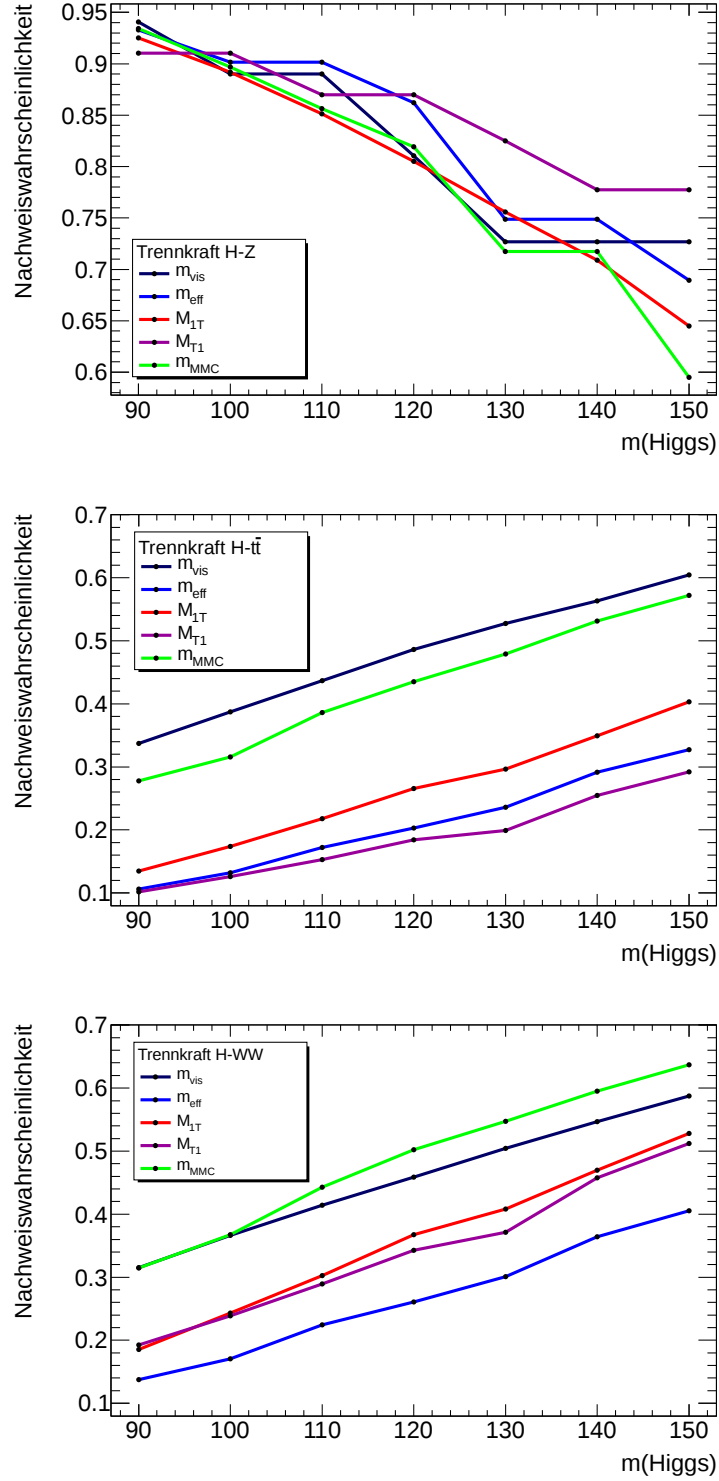


Abbildung 6.3: Untergrundnachweiswahrscheinlichkeit bei der Trennung eines Higgssignals von Z -, $t\bar{t}$ - und WW -Untergrund: Hohe Anteile von Z -Untergrundereignissen sind nicht zu vermeiden. Bei steigenden Higgsmassen sinkt die Z -Nachweiswahrscheinlichkeit und erhöht sich die Nachweiswahrscheinlichkeit von $t\bar{t}$ - und WW -Untergrund.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wurden Massenrekonstruktionsmethoden für die Suche nach neutralen MSSM-Higgsbosonen im Zerfallskanal $h/H/A \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\mu + 4\nu$ untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass es eine Reihe von möglichen Rekonstruktionsmethoden gibt, die in unterschiedlichen Anwendungsgebieten gute Ergebnisse liefern. Es soll betont werden, dass es keine Rekonstruktion gibt, die universell als die Beste bezeichnet werden kann. Je nach Anwendung und Zerfallskanal muss nach einer geeigneten Massenrekonstruktion gesucht werden.

Es wurde gezeigt, dass die kollineare Näherung im voll leptonischen $\tau\tau$ -Zerfall zu sehr breiten Massenspektren mit langen Ausläufern führt, was die Verwendung neuer Massenrekonstruktionen notwendig macht. Die möglichst einfache Herangehensweise der sichtbaren Masse führt zu sehr schmalen Massenverteilungen mit einer hohen Robustheit gegenüber sich ändernden Ereignisvariablen. Es konnte gezeigt werden, dass die sichtbare Masse trotz der hohen Abweichung vom generierten Massenwert mithilfe einer Kalibrierung die exakte Masse mit hoher Genauigkeit liefern kann. Für eine Higgsentdeckung ist die Trennung des $t\bar{t}$ - und WW -Untergrunds nur sehr schwer möglich. Allerdings verbessert sich die Trennkraft vom Z -Untergrund bei hohen Higgsmassen stark. Die sichtbare Masse eignet sich also besonders gut für die Untergrundtrennung für Higgsbosonen mit Massen über 130 GeV.

Der Missing Mass Calculator wurde in neueren Veröffentlichungen häufig verwendet. Allerdings hat er besonders im hier betrachteten Zerfallskanal aufgrund der vier unbekannten Neutrinos einige Nachteile. Es ergibt sich eine sehr lange Rechenzeit und der Verlust von Ereignisdaten, zu denen kein Ergebnis gefunden werden konnte. Die geringere Abweichung vom generierten Massenwert ist kein wirklicher Vorteil, da eine Kalibrierung für alle Massenrekonstruktionen möglich ist. Insbesondere in der Trennung vom Z -Untergrund konnte der MMC nicht überzeugen. Der Wegfall an Ereignisdaten führte dazu, dass andere Massenrekonstruktionen bessere Signifikanzen liefern konnten.

Die frühprojizierte Masse wirkt mit der breiten Massenverteilung in der Region der sichtbaren Masse zunächst nicht überzeugend. Aufgrund der Detektorauflösung kann auch der erwartete schnelle Abfall der Massenverteilung nicht beobachtet werden, woraus eine entsprechend schlechte Trennkraft vom Z -Untergrund resultiert. Die frühprojizierte Masse zeichnet sich allerdings durch eine sehr gute Trennung des $t\bar{t}$ - und WW -Untergrunds aus. Sie könnte durch die geringe Untergrundnachweiswahrscheinlichkeit beispielsweise für genauere Messungen zwischen 90 und 110 GeV eingesetzt werden, da hier der Z -

Untergrund für alle Massenrekonstruktionsmethoden ohnehin irreduzibel ist.

Ähnliches gilt für die effektive Masse. Durch die Detektorauflösung des fehlenden transversalen Impulses ist die Massenverteilung vergleichsweise breit. Trotzdem können gute Signifikanzen und Untergrundnachweiswahrscheinlichkeiten bei der Trennung der $t\bar{t}$ - und WW -Untergrundprozesse erreicht werden.

Mit der spätprojizierten Masse wurde eine selten beachtete Massenrekonstruktionsmethode verwendet, die ähnliche Massenspektren liefert wie der Missing Mass Calculator mit einer wesentlich kürzeren Rechenzeit und ohne Datenverlust. Die Verteilungen sind fast so schmal wie die der sichtbaren Masse. In der Z -Untergrundtrennung werden gute Signifikanzen geliefert und die Trennung des $t\bar{t}$ - und WW -Untergrunds ist mit der spätprojizierten Masse wesentlich besser möglich als mit der sichtbaren Masse. Zwischen 110 und 130 GeV ist der Unterschied in der Z -Trennkraft zwischen M_{1T} und m_{vis} klein, wohingegen größere Unterschiede in der Trennung von $t\bar{t}$ - und WW bestehen. Ein Einsatz der spätprojizierten transversalen Masse ist daher in diesem Massenbereich gut denkbar.

Die in dieser Bachelorarbeit vorgestellten Massenrekonstruktionsmethoden sind nur ein Auszug der möglichen Herangehensweisen. Es ist sicher möglich noch weitere Rekonstruktionnsmethoden zu definieren und zu untersuchen, oder die Vorgestellten noch zu verbessern. Beispielsweise könnte geprüft werden, ob eine Korrektur des fehlenden transversalen Impulses möglich ist. Die Schärfe der Massenspektren könnte somit noch erhöht werden.

Die Konzepte der hier vorgestellten Massenrekonstruktionen sind ebenso auch nicht nur auf den hier untersuchten Zerfallskanal beschränkt und können übertragen werden. Es ist dann möglich die jeweilige Analyse durch eine speziell angepasste Massenrekonstruktionsmethode zu verbessern.

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS Collaboration: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 S08003 (2008)
- [2] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Measurement of the Z to tau tau cross section with the ATLAS detector, Phys. Rev. D **84** (2011) 112006 [arXiv:1108.2016 [hep-ex]].
- [3] ATLAS Collaboration: *Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to $\tau^+\tau^-$ pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Experiment*, ATLAS-CONF-2011-132 (2011).
- [4] CMS Collaboration: *Search for Neutral Higgs Boson Production and Decay to Tau Pairs* CMS-PAS-HIG-10-002 (2010).
- [5] A. J. Barr, T. J. Khoo, P. Konar, K. Kong, C. G. Lester, K. T. Matchev and M. Park, *Guide to transverse projections and mass-constraining variables*, Phys. Rev. D **84** (2011) 095031 [arXiv:1105.2977 [hep-ph]].
- [6] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko and A. Safonov, *A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to $\tau\tau$* , Nucl. Instrum. Meth. A **654** (2011) 481 [arXiv:1012.4686 [hep-ex]].
- [7] ATLAS Collaboration: G. Aad *et al.*, Expected Performance of the ATLAS Experiment – Detector, Trigger and Physics, arXiv:0901.0512 [hep-ex].
- [8] CMS Collaboration: G.L. Bayatian *et al.* *CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance*, J. Phys. G **34**,995 (2007)
- [9] R.K. Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate and J.J. Van der Bij, *Higgs decay to $\tau^+\tau^-$ – possible signature of intermediate mass Higgs bosons at high energy hadron colliders* Nucl. Phys. B297, 221 (1988).
- [10] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, A. Schaliche, S. Schumann and J. C. Winter, *SHERPA 1.alpha, a proof-of-concept version*, JHEP **0402** (2004) 056 [arXiv:hep-ph/0311263].
- [11] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852 [arXiv:0710.3820 [hep-ph]].
- [12] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **0206** (2002) 029 [hep-ph/0204244].

- [13] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101** (2001) 010 [arXiv:hep-ph/0011363].
- [14] J. M. Butterworth and M. H. Seymour, *JIMMY4: Multiparton Interactions in Herwig for the LHC*, October, 2004. <http://projects.hepforge.org/jimmy/>.