

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

# Rekonstruktion des Zerfalls neutraler Higgs-Bosonen $A \rightarrow hZ$ im ATLAS-Detektor

vorgelegt von

Max Märker  
geboren am 22.04.1992

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN  
INSTITUT FÜR KERN- UND TEILCHENPHYSIK  
FACHRICHTUNG PHYSIK  
FAKULTÄT FÜR MATHEMATIK UND NATURWISSENSCHAFTEN

20. Oktober 2014

**Datum der Abgabe:** 21.10.2014  
**Betreuer:** Dr. Wolfgang Mader, Dipl. Phys. Lorenz Hauswald  
**Erstprüfer:** Prof. Dr. Arno Straessner  
**Zweitprüfer:** Prof. Dr. Dominik Stöckinger

## Kurzdarstellung

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit der Vereinigung der Wechselwirkungen des Standardmodells in eine große vereinheitlichte Theorie (Grand Unified Theory). Vielversprechende Kandidaten sind minimal supersymmetrische Modelle (MSSM) die neue Teilchen postulieren. Eines dieser Teilchen ist das CP-ungerade A-Higgsboson.

Ziel dieser Arbeit ist die Massenrekonstruktion der A-Bosonen im Zerfallskanal

$A \rightarrow Zh \rightarrow \tau\tau + e^+e^-/\mu^+\mu^-$  am ATLAS-Detektor zu analysieren. Die im hadronischen Zerfall der  $\tau$ -Teilchen auftretenden Neutrinos werden jedoch nicht im ATLAS-Detektor gemessen, weswegen Approximationen benötigt werden, um die Zerfallskinetik des A-Teilchens zu rekonstruieren. In der Arbeit werden die kollineare Approximation, der Missing Mass Calculator und ein neuer Minimierungsalgorithmus vorgestellt und verglichen.

## Abstract

The goal of particle physics is the unification of the interaction predicted by the current standard model of particle physics. The most promising candidates for grand unified theories are minimal supersymmetric extensions of the standard model (MSSM). The minimal supersymmetric models predict a variety of new particles. One of them is the CP-odd A-boson. The subject of this thesis is to reconstruct the mass of the A-boson which decays in the following decay channel:  $A \rightarrow Zh \rightarrow \tau\tau + e^+e^-/\mu^+\mu^-$ . Neutrinos that occur in the decay of the  $\tau$ -leptons can't be detected by the ATLAS detector. Therefore approximations are needed to reconstruct the kinematic of the A-decay. In this thesis the collinear approximation, the missing mass calculator and a new adjusted minimization algorithm are presented and compared.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das ATLAS Experiment am LHC</b>	<b>2</b>
2.1	Der LHC . . . . .	2
2.2	Der ATLAS-Detektor . . . . .	2
2.3	Koordinatensysteme im ATLAS-Detektor . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Ereignisgenerierung und Auswertung am ATLAS-Experiment</b>	<b>5</b>
<b>4</b>	<b>Massenrekonstruktionsmethoden für A Zerfälle</b>	<b>6</b>
4.1	Beschreibung des Zerfallskanals . . . . .	6
4.2	Kollineare Näherung . . . . .	7
4.2.1	Beschreibung der Rekonstruktion . . . . .	7
4.2.2	Ergebnisse und Auswertung der Rekonstruktion . . . . .	8
4.3	Massenrekonstruktion mit MMC . . . . .	11
4.3.1	Beschreibung der Rekonstruktion . . . . .	11
4.3.2	Ergebnisse und Auswertung der Rekonstruktion . . . . .	11
4.4	Massenrekonstruktion mittels Minimierungsverfahren . . . . .	14
4.4.1	Beschreibung der Rekonstruktion . . . . .	14
4.4.2	Ergebnisse und Auswertung der Rekonstruktion . . . . .	16
<b>5</b>	<b>Vergleich der Massenrekonstruktionsmethoden</b>	<b>18</b>
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>23</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>24</b>
A.1	Abhängigkeit der Massenrekonstruktion mittels kollinearere Näherung von $\Delta\phi$ . . . . .	24
A.2	Differenz der Komponenten des rekonstruierten und tatsächlichen h-Boson Viererimpuls . . . . .	25
A.3	Datensätze . . . . .	28

## Tabellenverzeichnis

4.1	Rekonstruktion mit kollinearere Näherung . . . . .	9
4.2	Rekonstruktion mit kollinearere Näherung und Selektionen auf $x_i$ und $\Delta\phi$ .	10
4.3	Rekonstruktion unter Verwendung des MMC . . . . .	11
4.4	Rekonstruktion unter Verwendung des MMC mit additiver Korrektur . . .	13
4.5	Rekonstruktion unter Verwendung des MMC mit Wichtungskorrektur . .	14
4.6	Rekonstruktion unter Verwendung des Minimierungsalgorithmus . . . . .	17
5.1	Vergleich der Methoden für $m_A = 220$ GeV . . . . .	18
5.2	Vergleich der Methoden für $m_A = 500$ GeV . . . . .	19
5.3	Vergleich der Methoden für $m_A = 1000$ GeV . . . . .	21
A.1	Liste der verwendeten Datensätze . . . . .	28

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufbau des ATLAS-Detektors . . . . .	2
4.1	Massenspektrum mit kollinearere Näherung . . . . .	8
4.2	Massenspektrum mit kollinearere Näherung und Selektionen auf $x_i$ und $\Delta\phi$	10
4.3	Massenspektrum unter Nutzung des MMC . . . . .	12
4.4	Massenspektrum unter Nutzung des MMC mit additiver Korrektur . . . .	13
4.5	Massenspektrum unter Nutzung des MMC mit Wichtungskorrektur . . . .	14
4.6	Abhängigkeit von $ F $ von $p_{1,mis,z}$ . . . . .	16
4.7	Massenspektrum unter Verwendung des Minimierungsalgorithmus . . . . .	17
5.1	Vergleich der Methoden für $m_A = 220$ GeV . . . . .	18
5.2	Vergleich der Methoden für $m_A = 500$ GeV . . . . .	20
5.3	Vergleich der Methoden für $m_A = 1000$ GeV . . . . .	21
A.1	Winkelabhängigkeit der kollinearen Approximation . . . . .	24
A.2	Differenz des rekonstruierten h-Viererimpulses für $m_A = 220$ GeV . . . . .	25
A.3	Differenz des rekonstruierten h-Viererimpulses für $m_A = 500$ GeV . . . . .	26
A.4	Differenz des rekonstruierten h-Viererimpulses für $m_A = 1000$ GeV . . . . .	27

# 1 Einleitung

Die Teilchenphysik ist ein sich rasant entwickelnder Bereich der modernen Physik. Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt auf Basis der 12 bekannten elementaren Fermionen und der 5 Eichbosonen sehr genau das Verhalten der Elementarteilchen, welche über starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung interagieren[1].

Ziel der Teilchenphysik ist es, die fundamentalen Wechselwirkungen in einer vereinheitlichten Theorie zusammenzufassen. Die ersten Schritte gelangen um 1960 mit der Vereinigung der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung [2]. Der nächste Schritt ist, eine Theorie zu finden, die die starke mit der elektroschwachen Wechselwirkung vereinigt. Solche Theorien, auch GUT (Grand Unified Theory) genannt, bedienen sich meist der Einführung supersymmetrischer Modelle. Besonders minimale supersymmetrische Modelle (MSSM) sind vielversprechende Kandidaten einer vereinheitlichten Theorie. Diese Theorien postulieren die Existenz einer neuen Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen. Das minimal supersymmetrische Modell postuliert eine Reihe von weiteren Elementarteilchen. Eines davon ist das CP-ungerade neutrale A-Higgsboson [3]. Mithilfe des LHC (Large Hadron Collider) am CERN bei Genf, dem derzeit leistungsfähigsten Teilchenbeschleuniger, sucht man nach solchen MSSM Teilchen.

Das 2012 am ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) Detektor beobachtete Higgsteilchen erweiterte das Standardmodell [4]. Der zugrunde liegende Higgsmechanismus erklärt die Masse der Elementarteilchen. Bei einer voraussichtlichen Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  ab 2015 erwartet man neue Teilchen wie das A-Higgsboson zu entdecken und deren Masse zu bestimmen.

In dieser Bachelorarbeit werden verschiedene Methoden der Massenrekonstruktion anhand simulierter Zerfallsereignisse vorgestellt und verglichen. Die Ereignisse des betrachteten Zerfallskanals  $A \rightarrow Zh \rightarrow \tau_{had}\tau_{had} + 2\nu_{\tau} + e^{+}e^{-}/\mu^{+}\mu^{-1}$  werden mithilfe des PYTHIA 8.1 Monte-Carlo-Generators [5] und dem MadGraph 5 Matrixelement-Generator [6] erzeugt. Die Massenrekonstruktionen erfolgen über die Approximation der kollinearen Näherung, durch die Nutzung des Missing Mass Calculators (MMC) [7] als auch über ein für die Zerfallsgeometrie angepasstes Minimierungsverfahren.

Die Auswertung der Verfahren erfolgt dabei über getrenntes Erklären ihrer grundlegenden Funktionsweise und anschließender Präsentation möglicher Korrekturen und der resultierenden Ergebnisse. Im Abschnitt 5 werden die unterschiedlichen Massenrekonstruktionsmethoden verglichen.

---

<sup>1</sup>Als  $\tau_{had}$  werden die hadronischen Zerfallsprodukte des  $\tau$ -Leptons bezeichnet.

## 2 Das ATLAS Experiment am LHC

### 2.1 Der LHC

Der LHC ist der weltgrößte Teilchenbeschleuniger. Er besteht aus einem unterirdischen Synchrotron mit einem Durchmesser von etwa 27 km. Das Synchrotron befindet sich in dem Tunnel des Vorläufersystems LEP (Large Electron Positron Collider) [8]. In dem Speicherring befinden sich Protonen-Bündel mit bis zu  $10^{11}$  Teilchen. Geplant ist eine Kollisionsrate von 40 Millionen Kollisionen pro Sekunde mit einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Die erwartete Luminosität für Proton-Proton Kollisionen beträgt  $L_{design, p-p} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Neben Protonen werden auch Blei-Ionen im LHC mit einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  und einer Luminosität von  $L_{design, Pb-Pb} = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  beschleunigt. Der LHC ist in 8 gebogene Abschnitte, die den Teilchenstrahl lenken, und 8 gerade Abschnitte unterteilt. Entlang der geraden Abschnitte befinden sich die großen Detektoren CMS [9], LHCb [10], ALICE [11] und ATLAS [12]. Daneben existieren auch noch kleinere Experimentalaufbauten wie TOTEM [13] und LHCf [14].

### 2.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS Detektor ist der größte Detektor am LHC. Er ist zylindrisch geformt und hat ein Durchmesser von 25 m bei einer Länge von etwa 44 m und einem Gewicht von rund 7000 t [12]. Der ATLAS-Detektor ist aus drei Schichten aufgebaut, dem inneren Detektor, dem Kalorimetersystem und dem Myonen-Detektor.

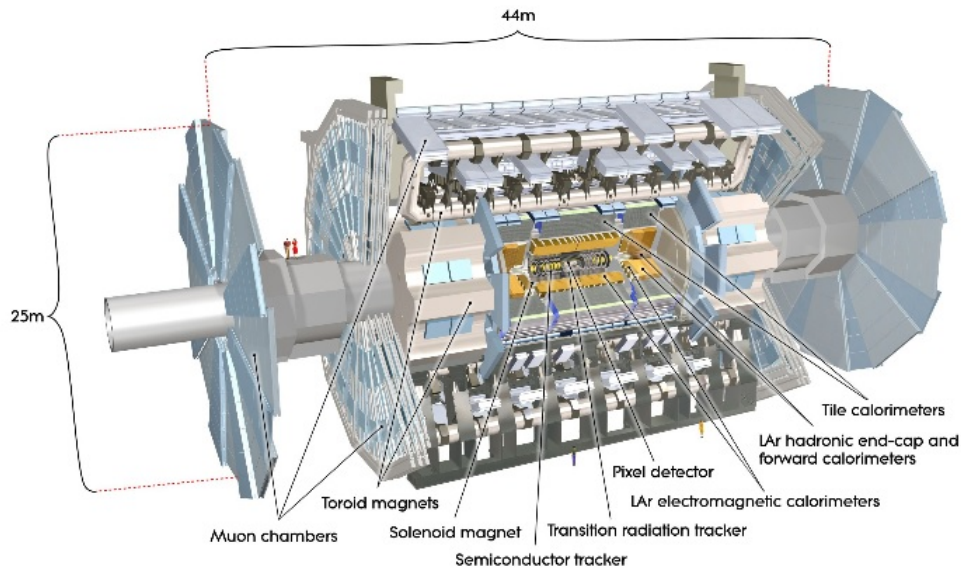


Abbildung 2.1: Aufbau des ATLAS-Detektors [12]

Der innere Detektor besteht aus weiteren Subsystemen. Der dem Teilchenstrahl am nächsten stehende Detektor ist der Pixeldetektor. Dieser besteht aus konzentrisch angeordneten Schichten kleiner Silizium-Halbleiter-Detektorplatten und können Teilchen bis auf  $10\ \mu\text{m}$  genau vermessen. Konzentrisch ummantelt wird der Pixeldetektor von einem Siliziumstreifen-Detektor mit einer geringeren Auflösung. Gemeinsam überdecken die inneren Detektoren eine  $\eta$ -Bereich von  $|\eta| < 2.5$  (siehe Abschnitt 2.3) und befinden sich in einem 2 T starken Magnetfeld. In diesem Detektorsystem kann man die Spur geladener Teilchen bestimmen und anhand ihrer Bahnkrümmung im Magnetfeld eine Aussage über Ladung und Impuls der Teilchen treffen.

Das Kalorimetersystem besteht aus einem elektromagnetischen (EM Kalorimeter) und einem hadronischen Kalorimeter. Das EM Kalorimeter ist aufgeteilt in drei Blei-Flüssig-Argon Sampling-Detektoren. Das Argon zwischen den Schichten aus Blei dient als aktives Detektormaterial, die Bleiplatten als Absorber. Das hadronische Kalorimeter besteht aus einem Plattenkalorimeter, einem LAr-Hadronic-End-Cap Kalorimeter und einem LAr-Forward Kalorimeter. Das End-Cap und LAr-Forward Kalorimeter sind beide ähnlich wie das elektromagnetische Kalorimeter aus Schichten mit Flüssig-Argon und Absorbermaterial (Kupfer und Wolfram) aufgebaut. Das Plattenkalorimeter besteht aus schichtweise angeordneten Szintillatorplatten und Stahlplatten als Absorber.

Der Myonen-Detektor bildet die äußere Hülle des Detektors. Da Myonen relativ wenig mit dem inneren Detektor wechselwirken, während die meisten Teilchen bereits in den inneren Kalorimetern absorbiert wurden, sind diese Detektoren optimiert um Myonen zu messen. Das Myonen-Detektorsystem besteht aus vier unterschiedlichen Detektortypen, dem Monitored Drift Tube Kammern, bestehend aus mehreren Lagen von Driftrohr-Detektoren, dem Cathode-Strip-Chambers, dem Resistive-Plate-Chambers und dem Thin-Gap-Chambers. Die ersten beiden Detektoren können mit hoher Auflösung die Spur der Myonen detektieren und anhand der gekrümmten Bahn der Myonen im Magnetfeld den Impuls der Teilchen bestimmen. Die anderen Detektoren dienen als Triggerdetektoren um entscheiden zu können, ob ein interessantes Myonen-Ereignis vorliegt. Mit diesem Detektorsystem ist man in der Lage die meisten Teilchen die bei den Zusammenstößen entstehen zu detektieren. Neutrinos wechselwirken jedoch nur über die schwache Wechselwirkung, interagieren so gut wie nie mit dem Detektor und sind dadurch nicht detektierbar. Ebenfalls werden Teilchen, die sehr nahe am Strahlengang des LHC vorbeifliegen oft nicht mehr vom Detektor erfasst, da die Detektoren nicht in den Strahlengang hineinreichen. Durch die Anordnung der Detektoren ist man in der Lage, den transversalen Impuls von Teilchen in einem Bereich von  $|\eta| < 4.9$  zu messen und unter Impulserhaltung die fehlende transversale Energie zu bestimmen, die durch Neutrinos und andere nicht detektierte Teilchen weggetragen wird.

### 2.3 Koordinatensysteme im ATLAS-Detektor

Um Zerfälle zu rekonstruieren ist die genaue Position der Zerfallsprodukte und ihrer Impulse notwendig. Beschrieben werden die Koordinaten in Kugel- und kartesischen Koordinatensystemen. Die z Komponente des kartesischen Koordinatensystems orientiert sich entlang der Strahlachse des Detektors. Die x und y Komponenten liegen orthogonal



zueinander in der Transversalebene des Detektors.

Die Kugelkoordinaten werden definiert durch die Koordinaten  $(r, \phi, \theta)$ , mit dem Radius  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ , dem Azimutwinkel  $\tan \phi = \frac{y}{x}$  und dem Polarwinkel  $\cos \theta = \frac{z}{r}$ . Es ist üblich, statt des Polarwinkels  $\theta$  die Pseudorapidität  $\eta$  zu verwenden:

$$\eta = -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) . \quad (1)$$

Unter Verwendung der Pseudorapidität kann daraus ein Raumwinkelement  $R$  wie folgt definiert werden:

$$R = \sqrt{\phi^2 + \eta^2} . \quad (2)$$

Daraus ergibt sich die häufig verwendete Raumwinkeldifferenz zwischen zwei Vektoren:

$$\Delta R = \sqrt{(\phi_1 - \phi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2} . \quad (3)$$

### 3 Ereignisgenerierung und Auswertung am ATLAS-Experiment

Um Rekonstruktionsalgorithmen zu testen und die Zerfallskinetik bestimmter Zerfälle zu studieren ist eine große Datenmenge der zu untersuchenden Zerfälle nötig. Diese Daten werden zu Studienzwecken mittels des Monte-Carlo Generators PYTHIA 8.1 [5] und MadGraph 5 [6] generiert. Diese Generatoren werden häufig zur Simulation von hochenergetischen Proton-Proton Kollisionen am LHC genutzt. In dieser Arbeit werden Simulationen hadronisch zerfallender A-Bosonen im Zerfallskanal  $A \rightarrow Zh \rightarrow \tau_{had}\tau_{had} + 2\nu_{\tau} + e^{+}e^{-} / \mu^{+}\mu^{-}$  untersucht. Die Anzahl der Ereignisse pro betrachteter A-Masse beträgt stets 40000 simulierte Zerfälle bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Dadurch lassen sich die Massenspektren der Rekonstruktionsmethoden auch für unterschiedliche A-Massen direkt vergleichen, da eine Normierung nicht notwendig ist.

Die Stabilität der jeweiligen Zerfallsprodukte werden durch Statuscodes angegeben. Ein Statuscode von 1 bedeutet, dass es sich um ein stabiles Teilchen handelt. Der Statuscode 2 beschreibt Teilchen, welche metastabil sind und innerhalb des Detektors zerfallen. Ein höherer Statuscode beschreibt instabile Teilchen. Die weitere Nummerierung dieser Teilchen ist generatorabhängig und nicht einheitlich festgelegt.

Analysen, die unbearbeitete Daten des Generators verwenden, werden als Generator-Level-Studie bezeichnet. Des weiteren ist es möglich das Ansprechvermögen des Detektors auf die generierten Teilchen und deren Zerfallsprodukte zu simulieren. Solche Simulationen sind jedoch meist sehr zeitintensiv.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse verschiedener Massenrekonstruktionsmethoden für A-Bosonen unterschiedlicher Masse und wird deswegen auf Generator-Level ausgeführt. Da das Verhalten der Methoden beobachtet werden soll, werden keine Ereignistrigger zum Beispiel auf  $p_T$  oder durch die Detektorgeometrie bedingte Selektionen wie auf  $|\eta|$  eingeführt. Diese Trigger oder Selektionen könnten möglicherweise interessante Bereiche verwerfen, in denen es beispielsweise zum Versagen der Rekonstruktionsmethoden kommt.

In Tabelle Anhang A.1 ist eine Liste der verwendeten Datensätze aufgeführt. Die Auswertung der einzelnen Ereignisse erfolgt mit dem Framework Rivet [15] welches eine direkte ereignisweise Analyse in C++ ermöglicht. Die Ergebnisse werden anschließend mithilfe des Analyseframework ROOT [16] in Histogramme eingetragen, bearbeitet und ausgegeben.

## 4 Massenrekonstruktionsmethoden für A Zerfälle

### 4.1 Beschreibung des Zerfallskanals

In dieser Arbeit werden mögliche Massenrekonstruktionen des hadronischen Zerfallskanals des neutralen A-Higgsbosons auf Basis einer Monte-Carlo-Studie auf Generator-Level untersucht und verglichen.

Der Zerfallskanal wird wie folgt beschrieben:

$$\begin{aligned}
 A &\rightarrow Z + h \\
 Z &\rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^- \\
 h &\rightarrow \tau_{had}\tau_{had} + 2\nu_\tau .
 \end{aligned} \tag{4}$$

Das A-Boson zerfällt in ein Z-Boson und in das ungeladene Standardmodell h-Higgsboson. Letzteres zerfällt weiter in  $\tau$ -Leptonen wobei die  $\tau$ -Leptonen in Hadronen wie  $\pi^0, \pi^\pm$  und jeweils einem  $\tau$ -Neutrino zerfallen. Die hadronischen Zerfallsprodukte werden vom Detektor gemessen, während die Neutrinos den Detektor verlassen. Da in dieser Zerfallstopologie des h-Bosons nur hadronische Zerfallsprodukte sichtbar sind, wird dieser als hadronischer Zerfallskanal bezeichnet.

Das Z-Boson ist in diesem Zerfallskanal wesentlich leichter zu rekonstruieren. Die auftretenden Leptonen können einfacher rekonstruiert werden, da sie als stabile Teilchen von den EM-Kalorimeter oder Myonen-Detektor gemessen werden können. Aus der Summe ihrer Viererimpulse ergibt sich der rekonstruierte Z Viererimpuls.

Ziel ist die Berechnung der Masse des A-Higgsbosons. Da die im h Zerfall auftretenden Neutrinos nicht im ATLAS-Detektor gemessen und ihre Impulse nicht rekonstruiert werden können, fehlen deren Viererimpulskomponenten. Die Masse des A-Bosons wird im allgemeinen berechnet durch:

$$m_A^2 = (p_{\tau_1}^\mu + p_{\tau_2}^\mu + p_Z^\mu)^2 . \tag{5}$$

Für den hadronischen Zerfallskanal der  $\tau$ -Leptonen ergeben sich somit unter Annahme vernachlässigbar kleiner Neutrinomassen 6 unbekannte Impulskomponenten der beiden Neutrinos. Die Berechnung der Masse des A-Bosons verlangt demnach eine Approximation der Neutrinoimpulse. Unter Hinzunahme der Kenntnis der h-Masse von  $m_h = 125 \text{ GeV}$  [4][17] und der  $\tau$ -Leptonenmasse von  $m_\tau = 1.78 \text{ GeV}$  [18] ergibt sich folgendes Gleichungssystem für den Zerfall des h-Bosons:

$$\begin{aligned}
 m_\tau^2 &= (p_{\tau_1,vis}^\mu + p_{\nu_{\tau,1}}^\mu)^2 \\
 m_\tau^2 &= (p_{\tau_2,vis}^\mu + p_{\nu_{\tau,2}}^\mu)^2 \\
 m_h^2 &= (p_{\tau_1,vis}^\mu + p_{\nu_{\tau,1}}^\mu + p_{\tau_2,vis}^\mu + p_{\nu_{\tau,2}}^\mu)^2 ,
 \end{aligned} \tag{6}$$

wobei  $p_{\tau,1,vis}^\mu$  und  $p_{\tau,2,vis}^\mu$  die Viererimpulse der sichtbaren hadronischen Zerfallsprodukte und  $p_{\nu_{\tau,1}}^\mu, p_{\nu_{\tau,2}}^\mu$  die der in den Zerfällen auftretenden Neutrinos sind.

Neben den Informationen über die Viererimpulse der sichtbaren Zerfallsprodukte kann ebenfalls die fehlende transversale Energie  $E_{T,miss}$  bestimmt werden. Die fehlende transversale Energie ergibt sich aus Impulserhaltung in der Transversalebene, da die Partonen im Protonenstrahl einen vernachlässigbar kleinen transversalen Impuls besitzen. Das zweikomponentige  $E_{T,miss}$  setzt sich wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} E_{T,miss,x} &= - \sum (p_{detected\ Particles}^\mu)_x \\ E_{T,miss,y} &= - \sum (p_{detected\ Particles}^\mu)_y . \end{aligned} \quad (7)$$

Die Größen  $E_{T,miss,x}$  und  $E_{T,miss,y}$  entsprechen demnach der x und y Komponente der Summe sämtlicher Vierervektoren der vom Detektor erfassbaren Teilchen  $p_{detected\ Particles}^\mu$ . Diese Teilchen sind Teilchen, welche keine Neutrinos sind, im Detektor nicht weiter zerfallen, ein  $|\eta| < 4.9$  aufweisen und ein Statuscode von 1 besitzen. Das  $E_{T,miss}$  wird demnach hauptsächlich durch Neutrinos bestimmt, welche den Detektor verlassen ohne mit ihm in Wechselwirkung zu treten.

## 4.2 Kollineare Näherung

### 4.2.1 Beschreibung der Rekonstruktion

Eine einfache Approximation zur Rekonstruktion von Neutrinos ist die kollineare Näherung [7]. Die Annahme ist, dass die Neutrinos kollinear zu den  $\tau$ -Leptonen und ihrer sichtbaren Zerfallsprodukten verlaufen und die  $\tau$ -Neutrinos die einzigen Neutrinos im Ereignis sind. Die Kollinearität ist dadurch gerechtfertigt, da das Standardmodell Higgsteilchen eine deutlich größere Masse besitzt als die  $\tau$ -Leptonen in die es zerfällt. Dies bedeutet, dass die  $\tau$ -Leptonen eine kinetische Energie besitzen, die höher ist als ihre Ruhemasse und somit einen starken Lorentz-Boost erfahren. Ihre Zerfallsprodukte sind dadurch ebenfalls in die Richtung der  $\tau$ -Leptonen geboostet. Da die Neutrinomasse vernachlässigbar klein ist, kann man davon ausgehen, dass die Neutrinos vorwiegend in Richtung ihrer Mutterteilchen weiterfliegen, also kollinear sind.

Unter der Annahme, dass das  $E_{T,miss}$  ausschließlich durch die im h-Zerfall auftretenden  $\tau$ -Neutrinos verursacht wird, ergibt sich unter Ausnutzung der Impulserhaltung in der Transversalebene:

$$p_{T,\tau_1} + p_{T,\tau_2} = p_{T,\tau_1,vis} + p_{T,\tau_2,vis} + p_{T,miss} , \quad (8)$$

wobei  $p_{T,miss}$  der Summe der Transversalkomponenten der beiden Neutrinos und damit dem  $E_{T,miss}$  entspricht:

$$p_{T,miss} = p_{T,\nu_{\tau,1}} + p_{T,\nu_{\tau,2}} .$$

Mit Einführung von kollinearen Skalierungsfaktoren  $x_i$  ( $i = 1, 2$  und  $x_i \in (0, 1)$ ) ergibt sich für die Transversalkomponente des  $\tau$ -Impulses:

$$p_{T,\tau_i} = \frac{p_{T,\tau_i,vis}}{x_i} . \quad (9)$$

Die Skalierungsfaktoren entsprechen dem Impulsanteil der sichtbaren hadronischen Zerfallsprodukte in die das  $\tau$ -Lepton zerfällt.

Im kartesischen Koordinatensystem des Detektors mit  $p_T = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix}$  ergibt sich für  $x_i$  aus (8) und (9):

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{p_{x,\tau_1,vis} \cdot p_{y,\tau_2,vis} - p_{y,\tau_1,vis} \cdot p_{x,\tau_2,vis}}{p_{y,\tau_2,vis} \cdot p_{x,miss} - p_{x,\tau_2,vis} \cdot p_{y,miss} + p_{x,\tau_1,vis} \cdot p_{y,\tau_2,vis} - p_{y,\tau_1,vis} \cdot p_{x,\tau_2,vis}} \\ x_2 &= \frac{p_{x,\tau_1,vis} \cdot p_{y,\tau_2,vis} - p_{y,\tau_1,vis} \cdot p_{x,\tau_2,vis}}{p_{x,\tau_1,vis} \cdot p_{y,miss} - p_{y,\tau_1,vis} \cdot p_{x,miss} + p_{x,\tau_1,vis} \cdot p_{y,\tau_2,vis} - p_{y,\tau_1,vis} \cdot p_{x,\tau_2,vis}} \end{aligned} \quad (10)$$

Letztendlich ergibt sich für den rekonstruierten Impuls der  $\tau$ -Leptonen:

$$\vec{p}_{\tau_i} = \frac{\vec{p}_{\tau_i,vis}}{x_i} \quad (11)$$

Unter Kenntnis der Ruhemasse der  $\tau$ -Leptonen kann man die Energiekomponente des Viererimpuls und damit den rekonstruierten Viererimpuls des  $\tau$ -Leptons berechnen. Dadurch kann die Masse des A-Bosons nach Gleichung (5) rekonstruiert werden.

#### 4.2.2 Ergebnisse und Auswertung der Rekonstruktion

Unter Benutzung der kollinearen Approximation ergibt sich das in Abbildung 4.1 gezeigte Massenspektrum für A-Bosonmassen von 220 GeV, 500 GeV und 1000 GeV.

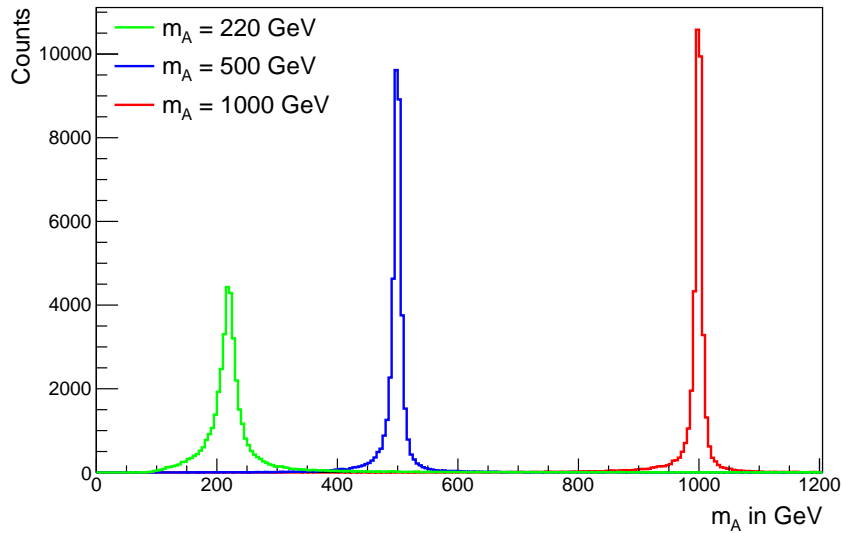


Abbildung 4.1: Massenspektrum der kollinearen Näherung für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

Der Mittelwert  $\bar{m}_A$ , Standardabweichung  $\sigma$ , relative Abweichung  $\sigma_{rel} = \frac{\sigma}{\bar{m}_A}$  und Fehlrekonstruktionsrate sind in Tabelle 4.1 eingetragen.

Als fehlerhafte Rekonstruktion werden hier Massenrekonstruktionen gewertet, welche

$m_A$ in GeV	$\bar{m}_A$ in GeV	$\sigma$ in GeV	$\sigma_{rel}$	Fehlrekonstruktion in %
220	248.6	218.6	0.879	0.1
500	504.3	119.1	0.236	0.1
1000	1001.7	136.6	0.136	0.2

Tabelle 4.1: Rekonstruktionswerte, Mittelwert und  $\sigma$  der kollinearen Näherung für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

über 5 TeV liegen. Wie in Anhang Abbildung A.1 erkennbar, versagt die kollineare Näherung, wenn die sichtbaren Zerfallsprodukte und damit auch die kollinear verlaufenden Neutrinos in entgegengesetzte Richtungen in der Transversalebene zerfallen ( $\Delta\phi \approx 0, \pi$ ). In diesem Winkelbereich hebt sich die Summe der Transversalkomponenten der Neutrinos auf. Dies macht den Algorithmus sehr anfällig für ein  $E_{T,miss}$  welches nicht ausschließlich aus den Neutrinoimpulsen besteht. Dies ist eine typische Schwäche des kollinearen Rekonstruktionsalgorithmus. Die dadurch entstehenden Fehlrekonstruktionen beeinträchtigen wichtige statistische Größen wie den Mittelwert und Standardabweichung, da diese nicht robust gegenüber Ausreißern sind. Um diese Fehlrekonstruktionen zu entfernen, bietet es sich an eine Selektion auf  $\Delta\phi > 3.1$  und  $\Delta\phi < 0.03$  einzuführen und diese möglicherweise fehlerhaft rekonstruierten Ereignisse zu verwerfen.

Ebenfalls ist es sinnvoll eine Selektion auf die in Gleichung (10) eingeführten Skalierungsfaktoren zu machen und Ereignisse zu verwerfen, bei denen mindestens einer der beiden Faktoren sich außerhalb des erwarteten Intervalls  $x_i \in (0, 1)$  befindet. Dies ist ein wichtiges Indiz um zu entscheiden, ob die Neutrinos eine Kollinearitätsbedingung erfüllen. Nach Anwendung der Selektionen ergibt sich das in Abbildung 4.2 gezeigte rekonstruierte Massenspektrum.

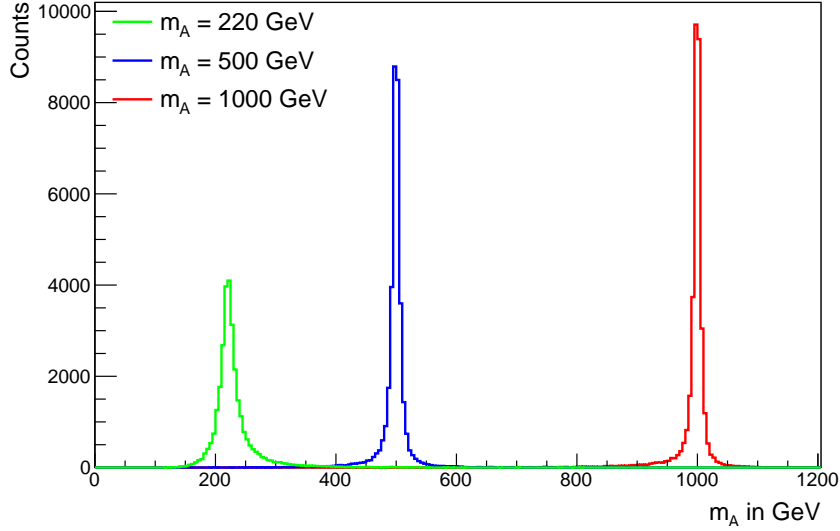


Abbildung 4.2: Massenspektrum der kollinearen Näherung mit Selektionen auf  $\Delta\phi$  und  $x_i$  für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

$m_A$ in GeV	$\bar{m}_A$ in GeV	$\sigma$ in GeV	$\sigma_{rel}$	Fehlrekonstruktion in %
220	230.7	44.5	0.193	26.3
500	498.2	33.6	0.067	14.0
1000	993.2	43.7	0.044	13.1

Tabelle 4.2: Rekonstruktionswerte, Mittelwert und  $\sigma$  der kollinearen Näherung mit Selektionen auf  $\Delta\phi$  und  $x_i$  für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

Die Selektion auf  $\Delta\phi$  und  $x_i$  haben zufolge, dass das  $\sigma$  der A-Masse sich bis auf ein Fünftel dessen ohne Selektion verringert. Jedoch wie in Tabelle 4.2 sichtbar werden vor allem bei niedrigen A-Massen viele Ereignisse als Fehlrekonstruktion eingestuft. Dies ist bedingt durch den geringeren Transversalimpuls den das h-Boson bei geringen A-Massen erhält. Dadurch treten häufiger sogenannte Back-To-Back Topologien in der Transversalebene beim h-Zerfall auf. Für eine A-Masse von 220 GeV sind die Massenspektren der Rekonstruktion mit und ohne Selektionen rechtsschief. Der Mittelwert ist für geringe A-Massen nicht erwartungstreu und weicht mit  $\Delta m \approx 10$  GeV beziehungsweise  $\Delta m \approx 28$  GeV stark vom Erwartungswert ab. Für höhere Massen ist die Erwartungstreue des Mittelwertes bis auf wenige GeV gegeben.

### 4.3 Massenrekonstruktion mit MMC

#### 4.3.1 Beschreibung der Rekonstruktion

Der Missing Mass Calculator ist eine häufig am ATLAS Experiment verwendete Rekonstruktionssoftware [7][19]. Er ist in der Lage die Masse und den Viererimpuls des h-Bosons sowohl für den leptonischen als auch den hadronischen Zerfallskanal von  $h \rightarrow \tau\tau$  zu rekonstruieren.

Der MMC betrachtet unter Hinzunahme des  $E_{T,miss}$  folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}
E_{T,miss,x} &= p_{mis,1} \sin\theta_{mis,1} \cos\phi_{mis,1} + p_{mis,2} \sin\theta_{mis,2} \cos\phi_{mis,2} \\
E_{T,miss,y} &= p_{mis,1} \sin\theta_{mis,1} \sin\phi_{mis,1} + p_{mis,2} \sin\theta_{mis,2} \sin\phi_{mis,2} \\
m_\tau^2 &= m_{mis,1}^2 + m_{vis,1}^2 + 2\sqrt{p_{vis,1}^2 + m_{vis,1}^2}\sqrt{p_{mis,1}^2 + m_{mis,1}^2} \\
&\quad - 2p_{vis,1}p_{mis,1} \cos\Delta\theta_{vm1} \\
m_\tau^2 &= m_{mis,2}^2 + m_{vis,2}^2 + 2\sqrt{p_{vis,2}^2 + m_{vis,2}^2}\sqrt{p_{mis,2}^2 + m_{mis,2}^2} \\
&\quad - 2p_{vis,2}p_{mis,2} \cos\Delta\theta_{vm2} ,
\end{aligned} \tag{12}$$

wobei  $m_\tau$  die bekannte Masse des  $\tau$ -Leptons und  $\Delta\theta_{vm}$  der Winkel zwischen den Vektoren  $p_{vis}$  und  $p_{mis}$  ist. Letzteres lässt sich durch  $\theta$  und  $\phi$  der sichtbaren und fehlenden Impulse ausdrücken.

Im Fall des hadronisch zerfallenden h-Bosons setzt sich  $p_{mis}$  nur aus den Impulsen der  $\tau$ -Neutrinos zusammen. Unter Vernachlässigung der Neutrinomassen kann  $m_{mis} = 0$  GeV gesetzt werden. Daraus ergeben sich 6 Unbekannte bei 4 Gleichungen. Bei Wahl von  $\phi_{mis,1}$  und  $\phi_{mis,2}$  ist das Gleichungssystem (12) lösbar. Diese beiden Parameter werden anhand von Wahrscheinlichkeitsdichten simulierter Ereignisse in einem Maximum-Likelihood-Verfahren ermittelt. Durch die Bestimmung des Gleichungssystems ergibt sich letztendlich der rekonstruierte Viererimpuls des h-Bosons.

#### 4.3.2 Ergebnisse und Auswertung der Rekonstruktion

Mithilfe des MMC kann der Impuls, die Energie und die Masse des h-Bosons rekonstruiert werden. Nach Gleichung (5) ergibt sich unter Hinzunahme der Z-Boson Rekonstruktion nach Abschnitt 4.2.1 die A-Boson Masse. In Abbildung 4.3 ist das rekonstruierte Massenspektrum für A-Massen von 220 GeV, 500 GeV und 1000 GeV zu sehen.

Da der MMC ursprünglich nicht für diesen Zerfallskanal vorgesehen war, ist er nicht in

$m_A$ in GeV	$\bar{m}_A$ in GeV	$\sigma$ in GeV	$\sigma_{rel}$	Fehlrekonstruktion in %
220	201.9	28.2	0.140	5.5
500	485.8	42.8	0.088	31.7
1000	987.3	51.1	0.052	25.4

Tabelle 4.3: Rekonstruktionswerte, Mittelwert und  $\sigma$  der Massenrekonstruktion unter Nutzung des MMC für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV



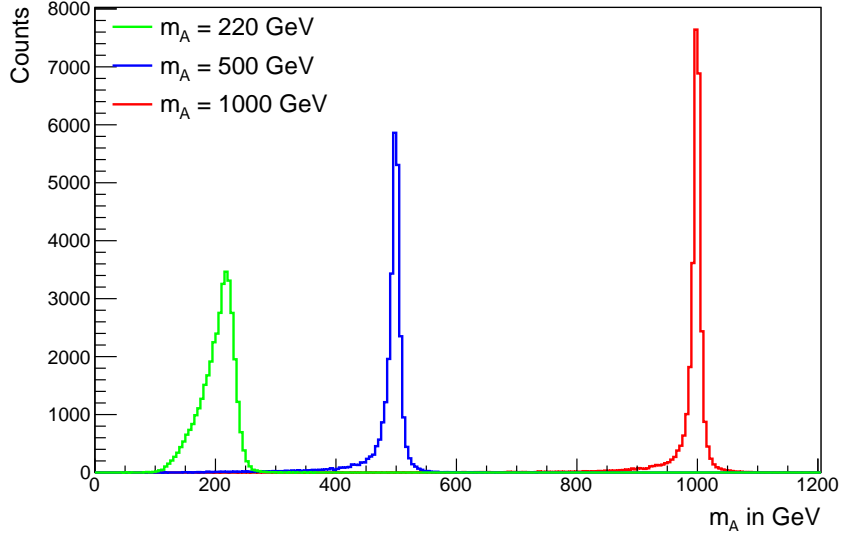


Abbildung 4.3: Massenspektrum unter Nutzung des MMC für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

der Lage die A-Bosonmasse in jeden Ereignis zu rekonstruieren. Ebenfalls berechnet der MMC die Higgsmasse, die jedoch mit  $m_h = 125$  GeV bekannt ist. Es gibt zwei Möglichkeiten die theoretische h-Masse dennoch einzubinden und den MMC zu korrigieren. Eine Möglichkeit ist die Wichtung des Vierervektors des h-Bosons:

$$p_{h,weight\ corr}^\mu = p_{h,MMC}^\mu \cdot \frac{m_h}{m_{h,MMC}} \quad (13)$$

Eine weitere Möglichkeit ist eine additive Korrektur, bei der die rekonstruierten Ruhemassen der Leptonensysteme  $m_{\ell\ell}$  der Z Zerfälle und  $m_{\tau\tau}$  der  $\tau$ -Systeme der h-Zerfälle gegen die bekannten Ruhemassen der h und Z Teilchen mit  $m_Z = 91.2$  GeV [18] ausgetauscht werden [19]:

$$m_{A,add\ corr} = m_{A,MMC} - m_{\ell\ell} - m_{\tau\tau} + m_h + m_Z \quad (14)$$

Die korrigierten Massenspektren sind in Abbildung 4.4 und 4.5 zu sehen.

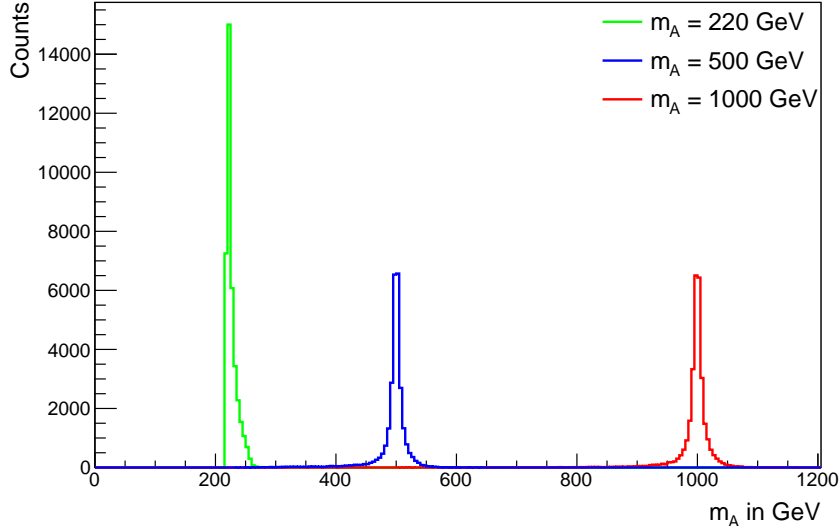


Abbildung 4.4: Massenspektrum unter Nutzung des MMC mit additiver Korrektur nach (14) für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

$m_A$ in GeV	$\bar{m}_A$ in GeV	$\sigma$ in GeV	$\sigma_{rel}$	Fehlrekonstruktion in %
220	226.7	9.0	0.04	5.5
500	494.8	29.8	0.06	31.7
1000	993.4	43.2	0.043	25.4

Tabelle 4.4: Rekonstruktionwerte, Mittelwert und  $\sigma$  der Massenrekonstruktion unter Nutzung des MMC mit additiver Korrektur für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

Nach der Korrektur der Higgsmassenrekonstruktion des MMC ist vor allem eine deutliche Verbesserung des Massenspektrums für  $m_A = 220$  GeV zu sehen.

Die additive Korrektur stellt für A-Masse von  $m_A = 500$  GeV und  $m_A = 1000$  GeV eine erwartungstreue Rekonstruktion dar. Für  $m_A = 220$  GeV zeigt sich jedoch eine abrupt abfallende linke Flanke der Verteilung. Diese entsteht dadurch, dass durch den Austausch der Masseterme nach (14) keine Zerfälle mehr zulässig sind, bei denen die A-Masse kleiner ist als die Summe der Masse ihrer Zerfallsprodukte. Die untere Grenze der möglichen A-Massen liegt bei  $m_{A,lowest} = m_h + m_Z \approx 216$  GeV.

Die Rekonstruktion mit Wichtungskorrektur weist bei allen Massen eine erwartungstreuen Mittelwert auf, besitzt jedoch eine leichte Rechtsschiefe. Im Vergleich zur Rekonstruktion mit dem MMC ohne Korrekturen verschlechtert sich  $\sigma$  bei  $m_A = 500$  GeV und  $m_A = 1000$  GeV. Diese Korrektur überkompensiert bei großen A-Massen.

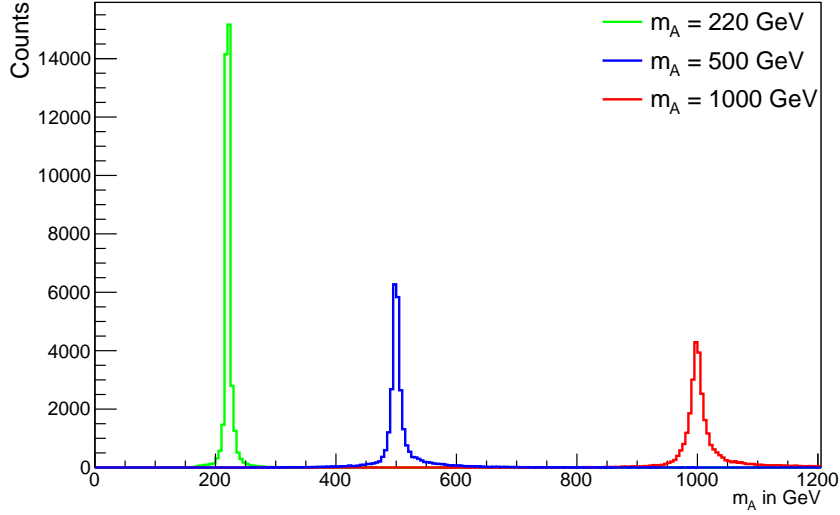


Abbildung 4.5: Massenspektrum unter Nutzung des MMC mit Wichtungskorrektur nach (13) für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

$m_A$ in GeV	$\bar{m}_A$ in GeV	$\sigma$ in GeV	$\sigma_{rel}$	Fehlrekonstruktion in %
220	221.0	9.6	0.043	5.5
500	506.3	43.2	0.085	31.7
1000	1016.1	85.5	0.084	25.4

Tabelle 4.5: Rekonstruktionswerte, Mittelwert und  $\sigma$  der Massenrekonstruktion unter Nutzung des MMC mit Wichtungskorrektur für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

## 4.4 Massenrekonstruktion mittels Minimierungsverfahren

### 4.4.1 Beschreibung der Rekonstruktion

Der MMC ist aufgrund der Wahl zweier freier Parameter in der Lage die Prozesskinematik des A-Zerfallskanals zu beschreiben, indem er den Viererimpuls des h-Bosons rekonstruiert. Wie in Gleichung (12) gezeigt, löst er das Kinematikproblem mit 6 Freiheitsgraden durch 4 Gleichungen. Neben der Gleichung für die  $\tau$ -Leptonenmassen kann jedoch zusätzlich eine weitere Gleichung der bekannten Higgsmasse hinzu genommen werden. Somit bleibt nur noch ein Freiheitsgrad übrig. Das Gleichungssystem entspricht demnach einer parametrisierten Form des Gleichungssystems (6). Als Parametrisierung wird das kartesische Koordinatensystem des ATLAS Detektors gewählt.

Daraus ergibt sich folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}
E_{T,miss,x} &= p_{1,miss,x} + p_{2,miss,x} \\
E_{T,miss,y} &= p_{1,miss,y} + p_{2,miss,y} \\
m_\tau^2 &= (p_{1,vis}^\mu + p_{1,miss}^\mu)^2 \\
m_\tau^2 &= (p_{2,vis}^\mu + p_{2,miss}^\mu)^2 \\
m_h^2 &= (p_{1,vis}^\mu + p_{1,miss}^\mu + p_{2,vis}^\mu + p_{2,miss}^\mu)^2 .
\end{aligned} \tag{15}$$

Zu einem gegebenen  $p_{1,miss,z}$  ist diese Gleichungssystem komplex lösbar. Man ist jedoch nur an den reellen Lösungen für  $p_{miss}^\mu$  dieses nichtlinearen Gleichungssystems interessiert. Eine Möglichkeit zur Lösungssuche ist, das Gleichungssystem (15) in ein Nullstellenproblem umzuformulieren:

$$\begin{aligned}
F_1 &= (p_{1,vis}^\mu + p_{1,miss}^\mu)^2 - m_\tau^2 \\
F_2 &= (p_{2,vis}^\mu + p_{2,miss}^\mu)^2 - m_\tau^2 \\
F_3 &= (p_{1,vis}^\mu + p_{1,miss}^\mu + p_{2,vis}^\mu + p_{2,miss}^\mu)^2 - m_h^2 ,
\end{aligned} \tag{16}$$

wobei  $p_{2,miss,x}$  und  $p_{2,miss,y}$  durch die ersten Gleichungen in (15) mit  $\vec{p}_{1,miss}$  zusammenhängen. Das System (15) hat demnach eine reelle Lösung wenn (16) eine reelle Nullstelle hat. Diese wird bestimmt durch finden von  $|F| = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + F_3^2} = 0 \text{ GeV}^2$ . Eine grundlegende Annahme ist, dass das  $E_{T,miss}$  ausschließlich durch die im  $\tau$ -Zerfall auftretenden  $\tau$ -Neutrinos verursacht wird. Für diesen Fall gibt es mindestens eine reelle Nullstelle, die der tatsächlichen Zerfallstopologie des A-Bosons entspricht. Da sowohl weitere Zerfälle mit Neutrinos als auch Teilchen die nahe der Strahlachse den Detektor verlassen das  $E_{T,miss}$  beeinflussen, ist diese Annahme nicht immer erfüllt. Es kann also nicht garantiert werden, dass eine reelle Nullstelle existiert. Um den Algorithmus robuste gegenüber einem  $E_{T,miss}$  zu machen, welches nicht nur durch  $\tau$ -Neutrinoimpulse verursacht wird, kann statt nach einer Nullstelle auch nach einem reellen Minimum von  $|F|$  gesucht werden. Das Minimum entspricht dann der rekonstruierten Zerfallstopologie, die der tatsächlichen am nächsten kommt.

Um aus diesem Gleichungssystem ohne weiteres Training eine Rekonstruktion der Zerfallskinetik zu erzielen, muss man annehmen, dass in einem sinnvollen Intervall von  $p_{1,miss,z}$  genau ein Minimum in  $|F|$  existiert. Dies entspricht demnach genau einer reellen Lösung, während andere Lösungen komplex sind. Diese Annahme wird sich bei Betrachtung der h-Boson Rekonstruktion als hinreichend gerechtfertigt zeigen. Um eine hinreichende Legitimation der Annahme zu erhalten, wurden Plots über das Intervall ausgegeben und ausgewertet. Alle betrachteten Plots wiesen ein ausgezeichnetes Minimum auf. Der grundlegende Verlauf eines solchen Plots ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

Der hier verwendete Algorithmus scannt  $p_{1,miss,z}$  in einem Intervall  $I_{p_{1,miss,z}} = [-800, 800] \text{ GeV}$  in erst groben und anschließend feinen Schritten ab und minimiert  $|F|$  für jeden Punkt. Die grobe Schrittweite beträgt 16 GeV und die feine 4 GeV. Zur Rekonstruktion des h-Bosons wird anschließend das  $p_{1,miss,z}$  mit dem kleinsten  $|F|$  verwendet. Dies entspricht einem  $p_{1,miss,z}$ , welches einer Nullstelle am nächsten kommt.

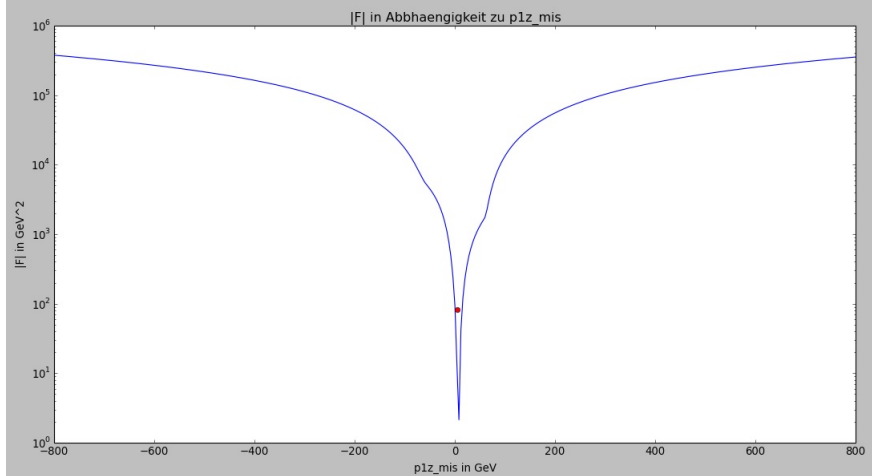


Abbildung 4.6: Abhängigkeit von  $|F|$  von  $p_{1,mis,z}$  für ein ausgewähltes Ereignis des  $m_A = 1000$  GeV Sample. Die blaue Linie ist der Verlauf von  $|F|$ . Der rote Punkt ist das berechnete  $p_{1,mis,z}$  für den  $|F|$  minimal wird. Da der Minimierungsalgorithmus aus Geschwindigkeitsgründen gröber scannt und gröber rundet erreicht er nur näherungsweise das Minimum.

#### 4.4.2 Ergebnisse und Auswertung der Rekonstruktion

Unter Verwendung des an den Zerfallskanal angepassten Minimierungsalgorithmus ergibt sich das in Abbildung 4.7 gezeigte Massenspektrum der rekonstruierten A-Masse.

Da dieser neu entwickelte Algorithmus den Viererimpuls des h-Bosons rekonstruiert, ist es nötig zu zeigen, dass alle Komponenten des Viererimpulses rekonstruiert werden. In den Abbildungen Anhang A.2, A.3 und A.4 sind Differenzen der Komponenten des rekonstruierten und tatsächlichen Viererimpulses des h-Bosons aufgetragen. Die Abbildungen zeigen für alle Massen ein Maximum bei 0 GeV. Für die Impulskomponenten liegt  $\sigma$  nahe der groben und feinen Schrittweite mit der  $p_{1,mis,z}$  durchgescannt wurde. Dies bedeutet, dass der neue Minimierungsalgorithmus unter der Annahme einer reellen Nullstelle den h-Viererimpuls rekonstruieren kann.

Die statistischen Größen sind in Tabelle 4.6 eingetragen. Wie zu erkennen ist, rekonstruiert der Algorithmus alle Ereignisse. Die relative Unsicherheit ist mit unter 4% klein. Die Verteilung der Spektren ist jedoch leicht linksschief. Für die unterschiedlichen A-Massen liefert der Mittelwert einen erwartungstreuen Schätzer, da er nur wenige GeV von der erwarteten A-Masse abweicht.

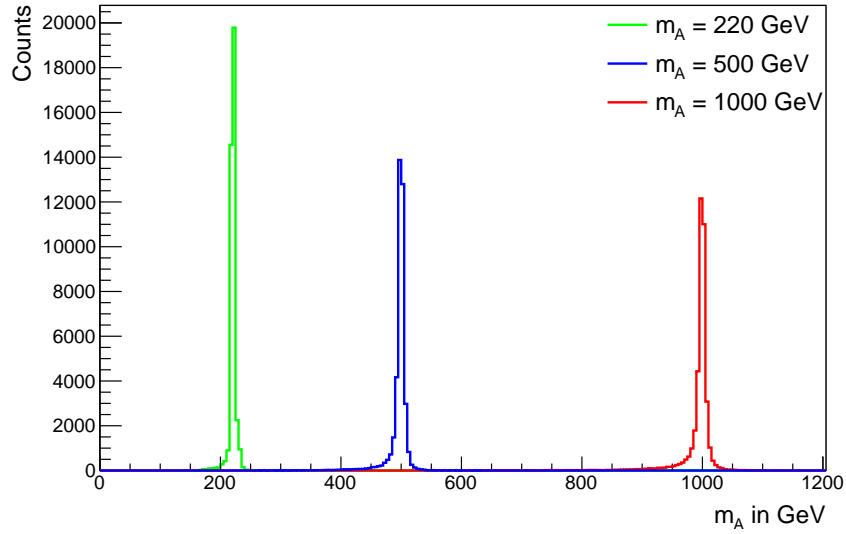


Abbildung 4.7: Massenspektrum unter Nutzung des Minimierungsalgorithmus für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

$m_A$ in GeV	$\bar{m}_A$ in GeV	$\sigma$ in GeV	$\sigma_{rel}$	Fehlrekonstruktion in %
220	220.2	6.5	0.03	0
500	496.3	18.4	0.037	0
1000	991.6	36.3	0.037	0

Tabelle 4.6: Rekonstruktionwerte, Mittelwert und  $\sigma$  der Massenrekonstruktion unter Nutzung des Minimierungsalgorithmus für A-Bosonmassen 220, 500 und 1000 GeV

## 5 Vergleich der Massenrekonstruktionsmethoden

Die hier behandelten Massenrekonstruktionsmethoden konnten die Masse des A-Bosons berechnen. Sie weisen jedoch Unterschiede in  $\sigma$  als auch im Mittelwert auf. Für unterschiedliche Ziele einer Massenrekonstruktionsanalyse werden unterschiedliche Bedingungen an den Algorithmus gestellt. Um ein hypothetisches Teilchen zu finden, bedarf es vor allem geringer fehlerhafter Rekonstruktionen und zumeist ein kleines  $\sigma$  um ein möglichst scharfes Signal zu erzeugen. Ein wahrheitsgetreuer Mittelwert wird jedoch vor allem in Analysen benötigt, in denen die Masse des Teilchen bestimmt werden soll.

Die unterschiedlichen Massenrekonstruktionsmethoden weisen unterschiedliches Verhalten in den verschiedenen Massebereichen der A-Bosonmasse auf. In Abbildung 5.1 sind die Massenspektren der Massenrekonstruktionsmethoden für  $m_A = 220$  GeV zu sehen.

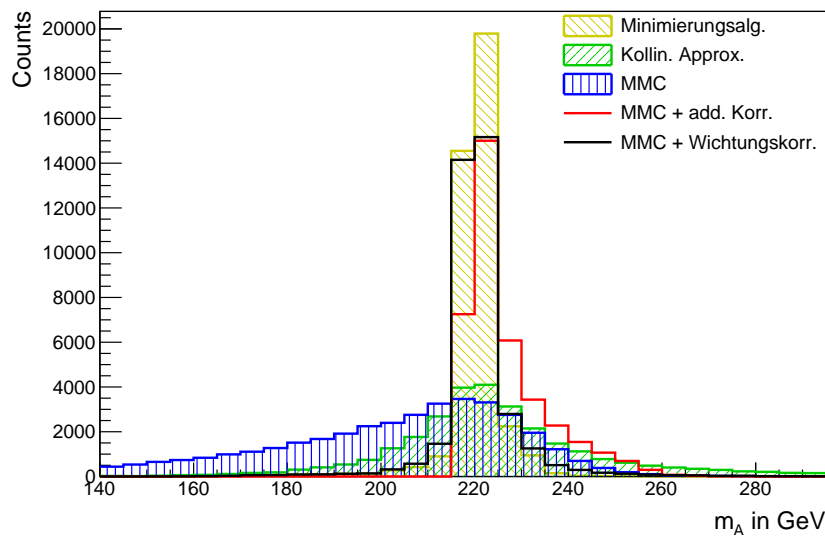


Abbildung 5.1: Massenspektren zum Vergleich der Rekonstruktionsmethoden für  $m_A = 220$  GeV

Methode	$\bar{m}_A$ in GeV	$\sigma$ in GeV	$\sigma_{rel}$	Fehlrekonstruktion in %
Kollineare Näherung	230.7	44.5	0.193	26.3
MMC	201.9	28.2	0.14	5.5
MMC + add. Korr.	226.7	9.0	0.04	5.5
MMC + Wichtungskorr.	221.0	9.6	0.043	5.5
Minimierungsalg.	220.2	6.5	0.030	0

Tabelle 5.1: Rekonstruktionswerte, Mittelwert und  $\sigma$  der Rekonstruktionsmethoden für  $m_A = 220$  GeV

Für eine A-Masse von  $m_A = 220$  GeV ist die kollineare Approximation die schlechteste

Rekonstruktionsmethode zur Rekonstruktion der Zerfallskinetik von A-Bosonen auf Basis einer Generator-Level-Studie. Die Fehlrekonstruktionsrate von 26.3% ist bedingt durch den kleineren Transversalimpuls des h-Bosons und der damit verbundenen häufiger vorkommenden Back-to-Back-Topologie in der Transversalebene im h-Zerfall. Ebenfalls ist das  $\sigma$  deutlich größer als das der anderen untersuchten Methoden. Der große Abstand von 10 GeV des Mittelwerts von der erwarteten A-Masse ist bedingt durch eine rechtsschiefe Verteilung des Massenspektrums. Dies weist auf eine nicht erwartungstreue Rekonstruktion hin.

Der MMC ohne Korrekturen weist eine wesentlich geringere Fehlrekonstruktionsrate als die kollineare Näherung auf. Ursache dafür ist möglicherweise, dass der MMC ursprünglich zur Rekonstruktion von h-Bosonen mit geringen Transversalimpuls konzipiert wurde. Dies ist bei dieser A-Masse noch überwiegend erfüllt, da die A-Masse gerade ausreicht, um das Z-h-Paar zu erzeugen. Somit erhält das h-Boson weniger zusätzlichen Impuls. Das  $\sigma$  des MMC ist dennoch sehr hoch und der Mittelwert liegt aufgrund einer links-schiefen Verteilung 18 GeV unterhalb der erwarteten Masse. Mittelwert und  $\sigma$  können mit den vorgeschlagenen Korrekturen, wie in Tabelle 5.1 gezeigt, verbessert werden. Die additive Korrektur weist von beiden Korrekturverfahren das kleinere  $\sigma$  auf, jedoch wird durch das Austauschen der Massenterme die Verteilung stark rechtsschief. Dies führt zu einer nicht erwartungstreuen Rekonstruktion. Die Wichtungskorrektur ist symmetrischer und erwartungstreuer als die additive Korrektur des MMC. Für A-Massen nahe der minimalen Masse des A-Bosons für diesen Zerfallskanal empfiehlt es sich, den MMC mit Wichtungskorrektur als Rekonstruktionsmethode zu verwenden.

Der Minimierungsalgorithmus rekonstruiert sämtliche Ereignisse und weist jedem eine Masse zu. Der Mittelwert entspricht fast genau der erwarteten A-Masse und das  $\sigma$  liegt unterhalb dessen des MMC mit Korrekturtermen. Für eine Rekonstruktion von A-Zerfällen auf Generatorlevel würde sich dieser neue Algorithmus besser eignen als der MMC oder die kollineare Näherung.

Die Massenspektren der Rekonstruktionsmethoden für Zerfälle von A-Bosonen der Masse  $m_A = 500$  GeV werden in Abbildung 5.2 aufgezeigt. Die dazugehörigen statistischen Größen befinden sich in Tabelle 5.2. Durch die höhere A-Masse sinkt die Fehlrekonstruk-

Methode	$\bar{m}_A$ in GeV	$\sigma$ in GeV	$\sigma_{rel}$	Fehlrekonstruktion in %
Kollineare Näherung	498.2	33.6	0.067	14.0
MMC	485.8	42.8	0.088	31.7
MMC + add. Korr.	494.8	29.8	0.06	31.7
MMC + Wichtungskorr.	506.3	43.2	0.085	31.7
Minimierungsalg.	496.3	18.4	0.037	0

Tabelle 5.2: Rekonstruktionswerte, Mittelwert und  $\sigma$  der Rekonstruktionsmethoden für  $m_A = 500$  GeV

tionsrate der kollinearen Näherung im Vergleich zu  $m_A = 220$  GeV, da die h-Bosonen zusätzlich Impuls durch die höhere A-Masse erhalten und sie wahrscheinlicher in transversaler Richtung geboostet sind. Die Standardabweichung und die relative Abweichung



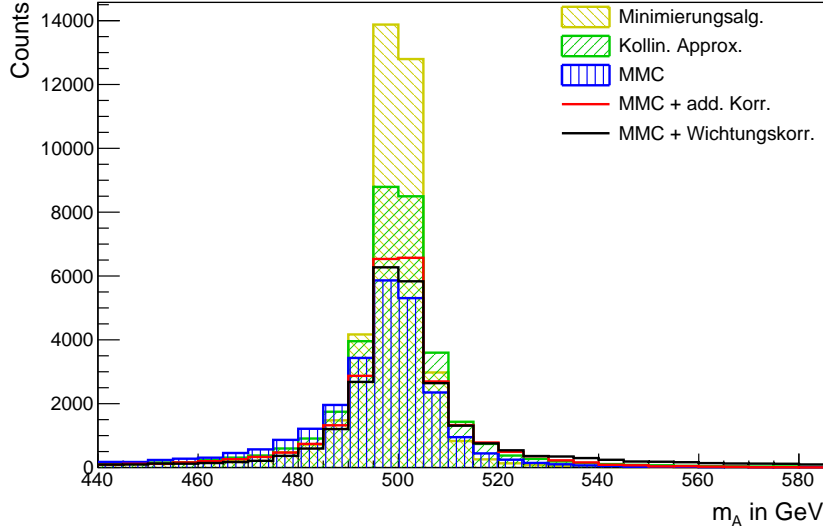


Abbildung 5.2: Massenspektren zum Vergleich der Rekonstruktionsmethoden für  $m_A = 500$  GeV

sind ebenfalls kleiner als bei geringeren A-Massen. Der Mittelwert entspricht auf wenige GeV genau dem erwarteten Wert.

Die Fehlrekonstruktionsrate des MMC steigt für eine A-Masse von 500 GeV stark an im Vergleich zum  $m_A = 220$  GeV Sample. Dies könnte dadurch begründet sein, dass der MMC ursprünglich nicht für diese Zerfallskinetik ausgelegt wurde. Der MMC verwirft mehr als doppelt so viele Ereignisse wie der Algorithmus der kollineare Näherung. Die additiv korrigierte Rekonstruktion weist das kleinste  $\sigma$  auf und ist die bevorzugte Korrektur des MMC. Der wichtungskorrigierte MMC ist vergleichbar mit dem MMC ohne Korrekturen, jedoch erwartungstreuer.

Der Minimierungsalgorithmus rekonstruiert jedes Ereignis bei erwartungstreuen Mittelwert und hat ein kleineres  $\sigma$  als alle anderen betrachteten Methoden.

Für eine A-Masse von  $m_A = 1000$  GeV ergeben sich für die unterschiedlichen Rekonstruktionsmethoden die in Abbildung (5.3) gezeigten Massenspektren. Die statistischen Größen werden in Tabelle (5.3) zusammen gefasst.

Für A-Massen von  $m_A = 1000$  GeV verringert sich die relative Abweichung der kollinearen Näherung im Vergleich der kleineren A-Massen weiter. Ebenfalls sinkt die Fehlrekonstruktionsrate. Der Mittelwert bleibt weiterhin mit wenigen GeV Abweichung vom Erwartungswert ein erwartungstreuer Schätzer.

Die Fehlrekonstruktionsrate des MMC ist bei hohen A-Massen weiterhin sehr hoch. Da der MMC das Maximum der Likelihood-Funktion über ein Fit ermittelt, ist es schwer, bestimmte Parameter zu finden, die einen fehlerhaften Fit verursachen und damit das Ereignis verwerfen. Von den Korrekturen des MMC erzielt auch die additive Korrektur den erwartungstreuesten Mittelwert bei kleinster Standardabweichung.

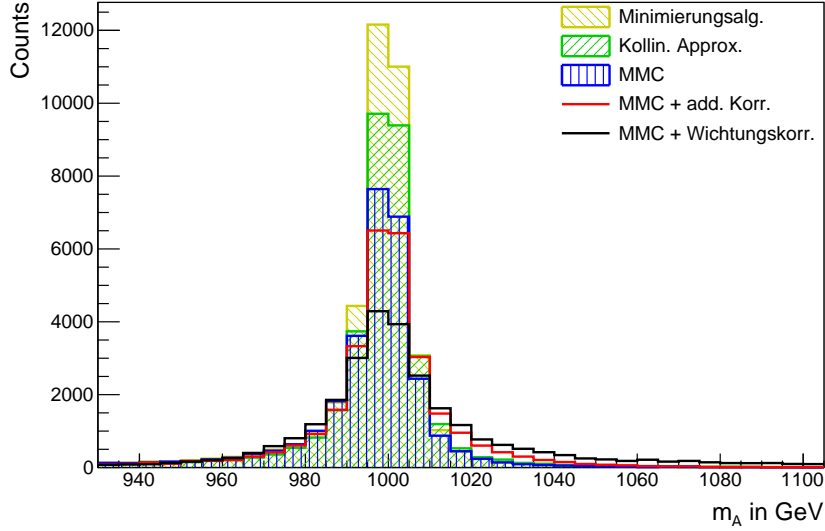


Abbildung 5.3: Massenspektren zum Vergleich der Rekonstruktionsmethoden für  $m_A = 1000$  GeV

Methode	$\bar{m}_A$ in GeV	$\sigma$ in GeV	$\sigma_{rel}$	Fehlrekonstruktion in %
Kollineare Näherung	993.2	43.7	0.044	13.1
MMC	987.3	51.1	0.052	25.4
MMC + add. Korr.	993.4	43.2	0.043	25.4
MMC + Wichtungskorr.	1016.1	85.5	0.084	25.4
Minimierungsalg.	991.6	36.3	0.037	0

Tabelle 5.3: Rekonstruktionswerte, Mittelwert und  $\sigma$  der Rekonstruktionsmethoden für  $m_A = 1000$  GeV

Aufgrund der hohen Fehlrekonstruktionsrate ist für große A-Massen die kollineare Näherung dem MMC zu bevorzugen.

Wie für die anderen A-Massen zuvor liefert der Minimierungsalgorithmus einen erwartungstreuen Mittelwert und das kleinste  $\sigma$ . Dabei werden alle Ereignisse erfolgreich rekonstruiert. Für diesen Massenbereich ist ebenfalls der Minimierungsalgorithmus im Rahmen der Rekonstruktion generierter Ereignisse besser als die kollineare Näherung und der MMC.

Die etablierten Rekonstruktionsmethoden, die kollineare Näherung und der MMC, besitzen unterschiedliche Massenbereiche in denen sie jeweils der anderen Rekonstruktionsmethode zu bevorzugen sind. Für sehr geringe A-Massen eignet sich der MMC mit Wichtungskorrektur um ein symmetrisches Massenspektrum mit kleinen  $\sigma$  zu erhalten. Für A-Massen im Bereich um  $m_A = 500$  GeV eignet sich sowohl die kollineare Näherung

mit einer hohen Rekonstruktionsrate oder der MMC mit additiver Korrektur und etwas besserer Standardabweichung. Für sehr hohe A-Massen empfiehlt es sich die kollineare Näherung zu verwenden.

Der neue Minimierungsalgorithmus rekonstruiert in allen Massenbereichen alle Ereignisse bei gleichzeitig kleinster Standardabweichung im Vergleich zum MMC oder der Rekonstruktion mit kollinearen Näherung. Der Mittelwert ist in allen Massenbereichen erwartungstreu und weicht nur wenige GeV vom Erwartungswert ab.

Die Rekonstruktionsanalyse beschränkt sich jedoch nur auf die Untersuchung von generierten A-Boson Zerfällen und ist nur im Rahmen der Generator-Level-Studie gültig. Eine wichtige Eigenschaft ist jedoch, wie Untergrundereignisse durch den jeweiligen Algorithmus moduliert werden. Ein wichtiger Untergrundprozess der fälschlicherweise als A-Boson Zerfall erfasst werden kann sind Zerfälle zweier Z-Bosonen in ein leichtes Leptonenpaar und zwei hadronisch zerfallende  $\tau$ -Teilchen:

$$Z Z \rightarrow 2e/\mu + \tau_{had} \tau_{had} + 2\nu_{\tau}$$

Das in  $\tau$ -Leptonen zerfallende Z wird dann als h-Boson betrachtet. Da der Minimierungsalgorithmus Massengleichungen benutzt ist es Wahrscheinlich, dass er diesen Untergrund in die Signalregion bei etwa 220 GeV verschiebt, da er das  $\tau$ -Leptonen zerfallende Z in die Richtung eines Teilchens mit Higgsmasse zwingt. Der Minimierungsalgorithmus wird sich demnach wahrscheinlich nicht zur Diskriminierung von Signal und Untergrund in diesem A-Massenbereich eignen. Ebenfalls bleibt offen, ob die Annahme der Existenz einer reellen Nullstelle im Raum der durchsuchten  $p_{1,mis,z}$  für Untergrundanalysen noch haltbar ist.

## 6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Verhalten unterschiedlicher Massenrekonstruktionsmethoden für den Zerfallskanal  $A \rightarrow Zh \rightarrow \tau_{had}\tau_{had} + 2\nu_\tau + e^+e^-/\mu^+\mu^-$  für simulierte A-Massen untersucht. Es konnte gezeigt werden, wo die kollineare Näherung und der MMC Schwächen besitzen und wann sie jeweils der anderen Methode bevorzugt werden sollten. Keiner der beiden Rekonstruktionsmethoden ist grundsätzlich besser.

Zudem wurde ein neuer Ansatz zur Rekonstruktion der Masse der A-Bosonen gefunden. Der neue Minimierungsalgorithmus rekonstruiert alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten simulierten Ereignisse. Für die betrachteten A-Massen rekonstruiert der Minimierungsalgorithmus ein Massenspektrum mit einem erwartungstreuen Mittelwert und gleichzeitig kleinster Standardabweichung im Vergleich mit anderen Rekonstruktionsmethoden. Dadurch konnte gezeigt werden, dass die Suche nach der reellen Lösung des Gleichungssystem (16) bereits hinreichend für die Rekonstruktion dieses Zerfallskanals ist.

Weiterführend wäre ein Vergleich der Rekonstruktionen auf Detektor- und Untergrundsimulationen notwendig, um entscheiden zu können, welche Rekonstruktionsmethode zur Rekonstruktion realer Ereignisse am besten geeignet ist. Des weiteren ist die kollineare Näherung und der MMC ebenfalls für den leptonen Zerfallskanal der  $\tau$ -Teilchen anwendbar. Der Minimierungsalgorithmus ist auf den hadronischen Zerfallskanal beschränkt, liefert jedoch die beste Massenrekonstruktion.

Die Korrekturen des MMC verringern die Standardabweichung in verschiedenen Massenbereichen. Um die Rekonstruktionsrate und damit die Performance des MMC zu verbessern, bedarf es einer Anpassung an den jeweiligen Zerfallskanal, da dieser ursprünglich für die Berechnung der Higgsmasse des Standardmodell Higgsteilchens entwickelt wurde. Der hier vorgestellte Minimierungsalgorithmus kann noch nicht selbstständig unterscheiden, ob möglicherweise weitere Minima in dem durchscannten Bereich liegen. Da die Existenz von weiteren Minima bei Untergrundereignissen, die nicht den kinematischen Gleichungen wie (16) unterliegen, nicht ausgeschlossen werden kann, ist die Erweiterung des Algorithmus um diese Fähigkeit für Untergrundanalysen wichtig. Der derzeit verwendete Minimierungsalgorithmus scannt in mehreren Schritten den Phasenraum nach Lösungen. Iterative mehrdimensionale Verfahren können die Rekonstruktionsgeschwindigkeit der neuen Methode deutlich steigern. Zu prüfen bleibt, inwieweit diese Verfahren eine Differenzierung lokaler Minima zulassen. Ein weiterer Schritt wäre eine analytische Betrachtung des Gleichungssystems (16) durchzuführen, um zu untersuchen, ob nur eine einzige reelle Nullstelle von  $|F|$  existiert. Des weiteren kann überprüft werden, ob auch andere kinematische Gleichungen, die sich zum Beispiel aus Impulserhaltung ergeben, geeignet sind, das Gleichungssystem zu erweitern und damit vollständig bestimmbar zu machen.

# A Anhang

## A.1 Abhängigkeit der Massenrekonstruktion mittels kollinearer Näherung von $\Delta\phi$

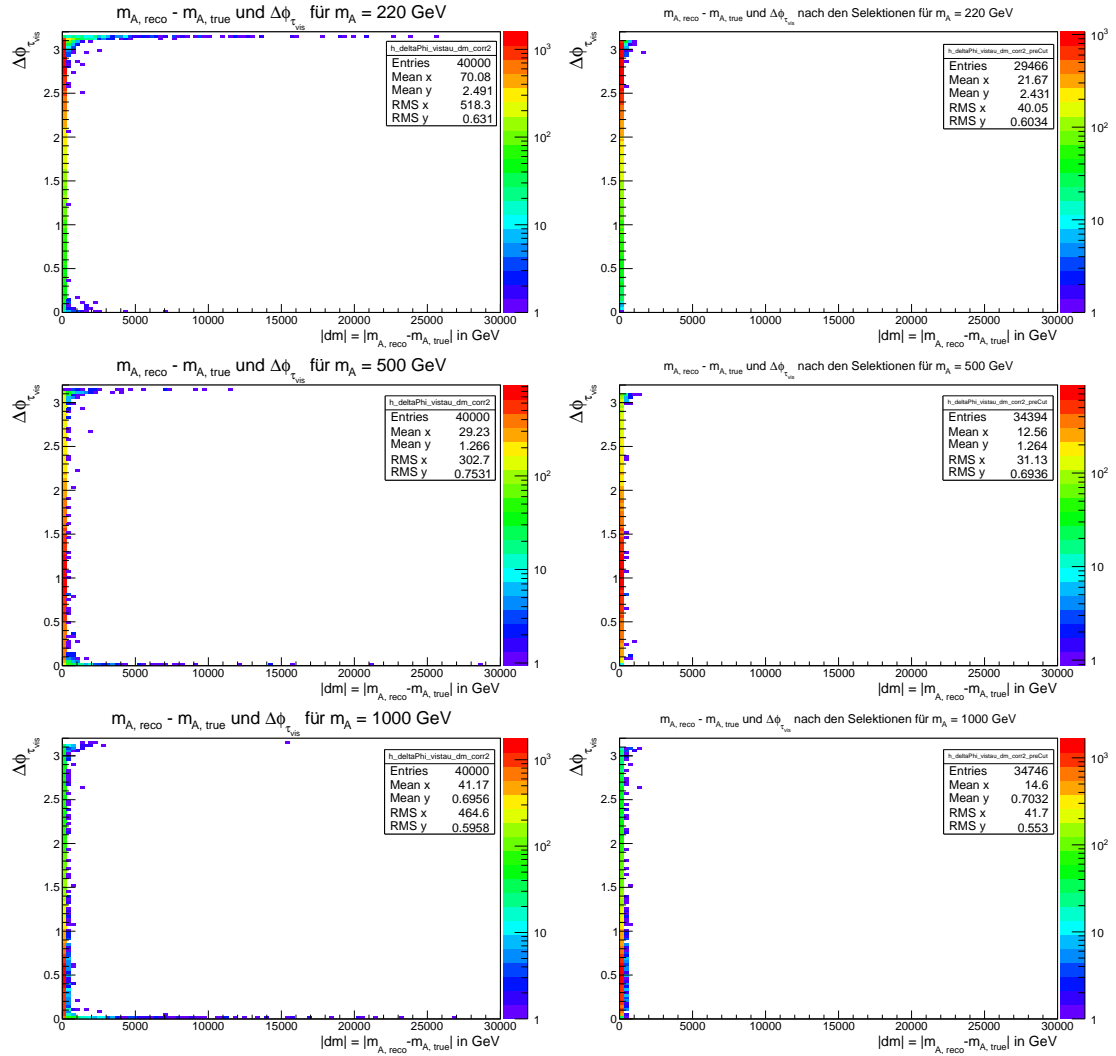


Abbildung A.1: Abhängigkeit von  $\Delta\phi$  der Massenrekonstruktion unter Nutzung der kollinearen Näherung für  $m_A = 220$  GeV,  $m_A = 500$  GeV und  $m_A = 1000$  GeV. (links vor und rechts nach den Selektionen)

## A.2 Differenz der Komponenten des rekonstruierten und tatsächlichen h-Boson Viererimpuls

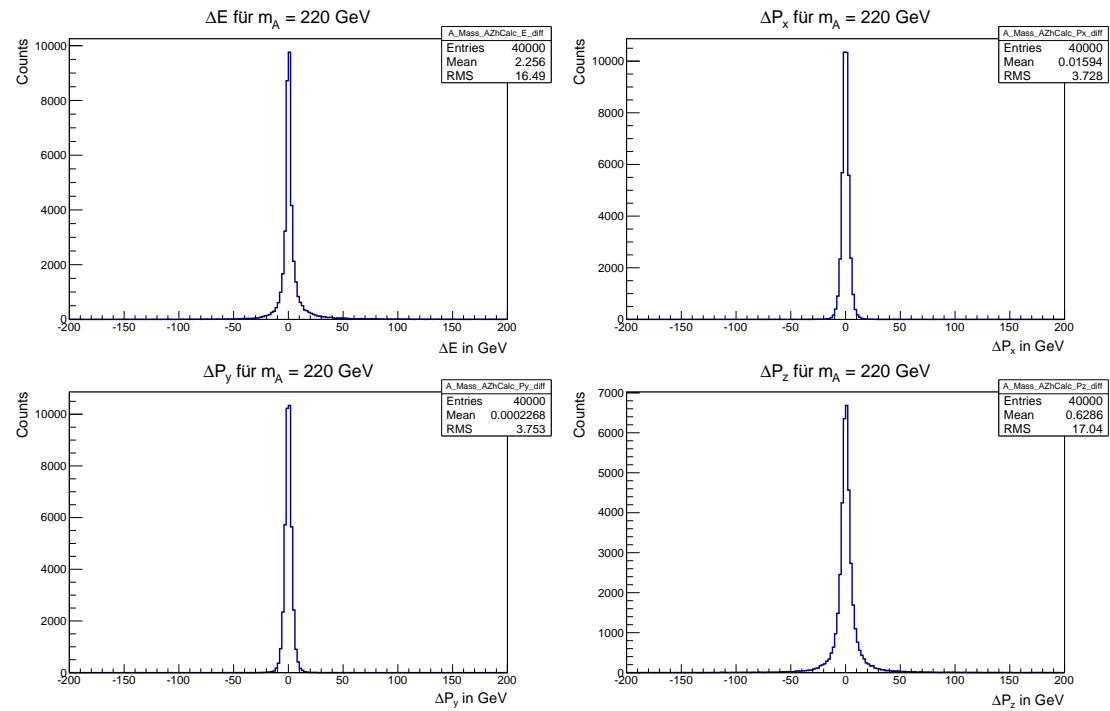


Abbildung A.2: Differenz der Komponenten des rekonstruierten und tatsächlichen h-Boson Viererimpulses für  $m_A = 220 \text{ GeV}^2$

<sup>2</sup>In ROOT entspricht der RMS der Standardabweichung

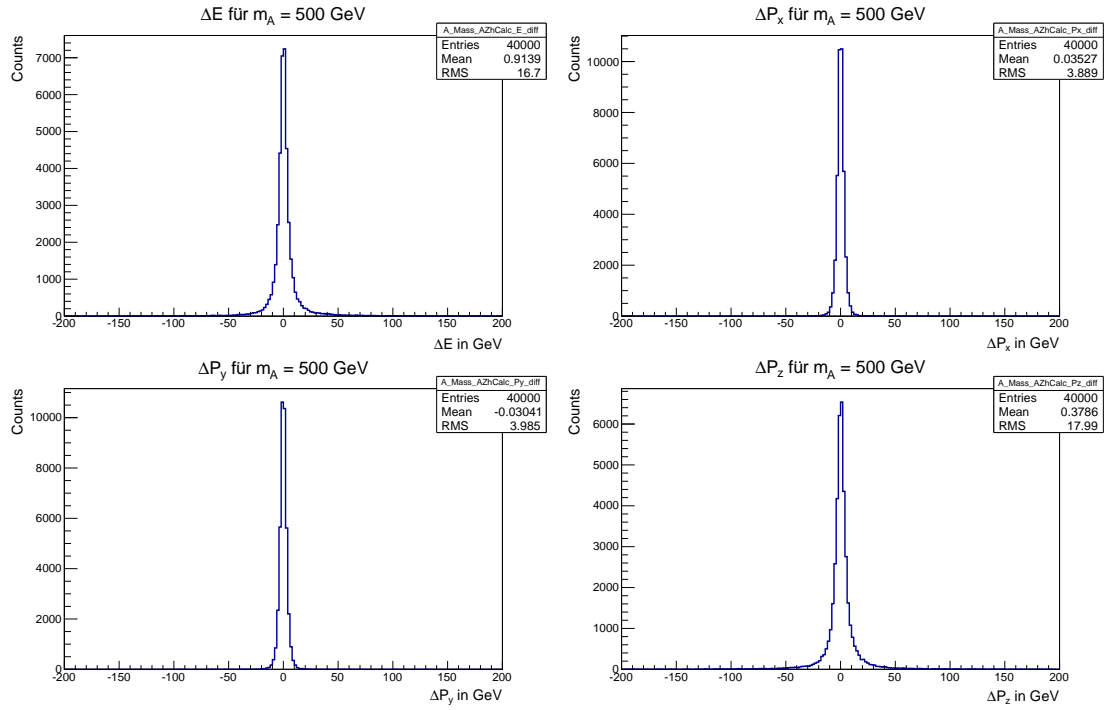


Abbildung A.3: Differenz der Komponenten des rekonstruierten und tatsächlichen h-Boson Viererimpulses für  $m_A = 500$  GeV

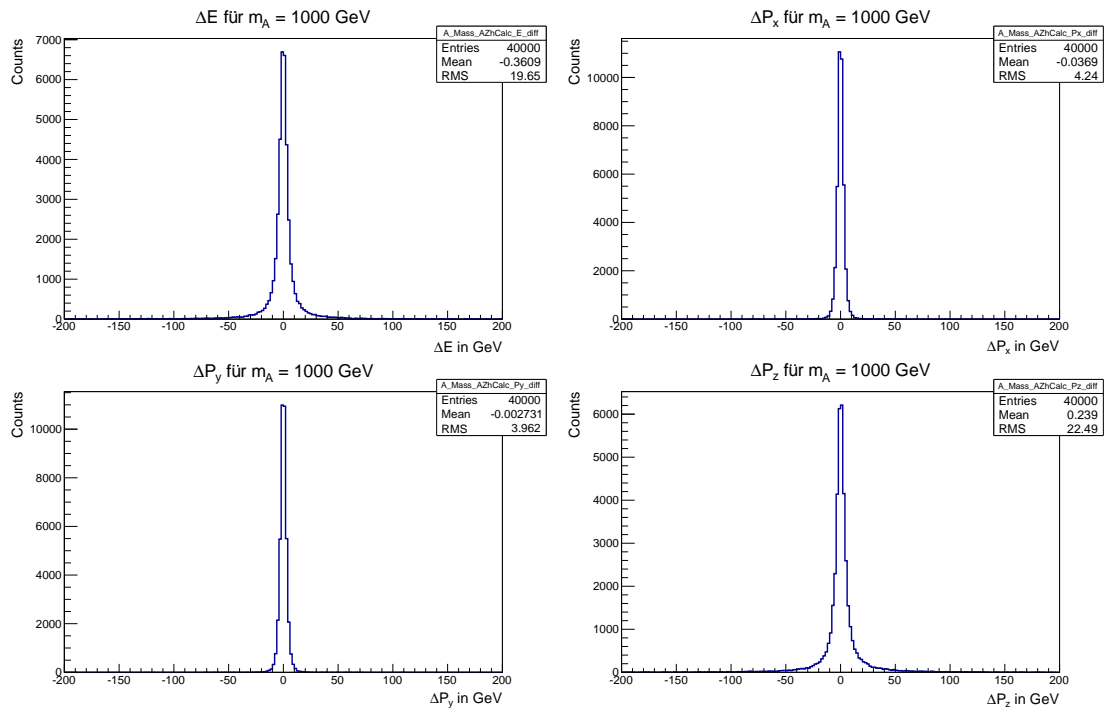


Abbildung A.4: Differenz der Komponenten des rekonstruierten und tatsächlichen h-Boson Viererimpulses für  $m_A = 1000$  GeV



### A.3 Datensätze

$m_A$ in GeV	Datensatzname
220	mc12_8TeV.189020.MadGraphPythia8_AU2CTEQ6L1_ggA220_Zh125_ltautau_hh.evgen.EVNT.e2623_tid01405379_00
500	mc12_8TeV.189027.MadGraphPythia8_AU2CTEQ6L1_ggA500_Zh125_ltautau_hh.evgen.EVNT.e2623_tid01405386_00
1000	mc12_8TeV.189029.MadGraphPythia8_AU2CTEQ6L1_ggA1000_Zh125_ltautau_hh.evgen.EVNT.e2623_tid01405388_00

Tabelle A.1: Liste der verwendeten Datensätze

## Literatur

- [1] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. New York: Wiley, 2008.
- [2] S. F. Novaes. Standard Model: An Introduction. 2000. [arXiv:hep-ph/0001283v1].
- [3] Abdelhak Djouadi. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. II: The Higgs bosons in the Minimal Supersymmetric Model. *Physics Reports, Volume 459:1-241, 2008*, 2005. [arXiv:hep-ph/0503173].
- [4] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B, Volume 716:1-29, 2012*, 2012. [arXiv:1207.7214v2].
- [5] Peter Skands Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Computer Physics Communications, Volume 178:852-867, 2008*, 2007. [arXiv:0710.3820].
- [6] Fabio Maltoni Olivier Mattelaer Tim Stelzer Johan Alwall, Michel Herquet. MadGraph 5 : Going Beyond. 2011. [arXiv:1106.0522].
- [7] A.Pranko A.Safonov A.Elagin, P.Murat. A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 654:481-489, 2011*, 2011. [arXiv:1012.4686v2].
- [8] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation 3, S08001*, 2008.
- [9] The CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation 3, S08004*, 2008.
- [10] The LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. *Journal of Instrumentation 3, S08005*, 2008.
- [11] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation 3, S08002*, 2008.
- [12] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation 3, S08003*, 2008.
- [13] The TOTEM Collaboration. The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation 3, S08007*, 2008.
- [14] The LHCf Collaboration. The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation 3, S08006*, 2008.
- [15] David Grellscheid Hendrik Hoeth Leif Lonnblad James Monk Holger Schulz Frank Siegert Andy Buckley, Jonathan Butterworth. Rivet user manual. 2013. [arXiv:1003.0694v8].

- [16] R. Brun and F. Rademakers. ROOT - An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Volume 389:81-86, 1997*, 1997.
- [17] The CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B, Volume 761:30-61, 2012*, 2012. [arXiv:1207.7235v1].
- [18] Particle Data Group. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, volume 37. IOP Publishing, July 2010. Article 075021.
- [19] M. Bauge et al. Search for an A boson decaying to Zh, with an ll $\tau\tau$  final state, in pp collision data recorded at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS experiment. Oktober 2014. ATLAS Internal Note, ATL-COM-PHYS-2014-585.



## **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Max Märker

Dresden, 20. Oktober 2014