

Massenrekonstruktion des schweren geladenen Higgs-Bosons mit der MMC-Methode

Bachelorarbeit

zur Erlangung des Grades eines
Bachelor of Science Physik

vorgelegt von

Jonas Bartz

Freiburg im Breisgau

Themenstellung: Prof. Dr. Markus Schumacher

Fakultät für Mathematik und Physik

Albert-Ludwigs-Universität

Freiburg im Breisgau

2012

Erklärung

Hiermit versichere ich, die eingereichte Bachelorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben. Wörtlich oder inhaltlich verwendete Quellen wurden entsprechend den anerkannten Regeln wissenschaftlichen Arbeitens (lege artis) zitiert. Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht anderweitig als Bachelorarbeit eingereicht wurde.

Ort, Datum

Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Standardmodell	7
2.1	Elementarteilchen & Wechselwirkungen	7
2.2	Higgs-Mechanismus	8
2.3	Erweiterung des Standardmodells	9
2.4	Schweres geladenes Higgs-Teilchen	10
3	LHC & ATLAS	11
3.1	LHC	11
3.2	ATLAS	12
4	MMC	14
4.1	Fehlende transversale Energie	14
4.2	Transversale Masse	15
5	Massenberechnung für schwere H^+ mit Hilfe des MMC	15
5.1	Unbekannte und Zwangsbedingungen	15
5.2	Zwangsbedingung der Tauonmasse	16
5.3	Berechnung der H^+ -Masse	16
6	Ergebnisse	18
6.1	Ungewichteter Scan	18
6.2	Gewichtung $\Delta R(\tau_{\text{vis}} - \nu_2)$	20
6.3	Gewichtung $\Delta\theta(\tau - \nu_1)$	25
6.4	Vergleich mit transversaler Masse	29
6.5	Nächste Schritte	30
7	Zusammenfassung	31
8	Literaturverzeichnis	32

Abbildungsverzeichnis

1	Potentialfeld $V(\Phi)$ [8]	9
2	Feynman-Diagramm des betrachteten Prozesses [1]	10
3	Wirkungsquerschnitt \times Verzweigungsverhältnis für $gb \rightarrow tH^\pm$ und $gg \rightarrow tbH^\pm$ mit $t \rightarrow bj\bar{j}$ und $H^\pm \rightarrow \tau^{had}\nu_{\tau}$ für $\tan\beta=35$ [1]	11
4	Aufbau des LHC[10]	12
5	Aufbau des ATLAS-Detektors[9]	13
6	Ungewichteter Scan, Peak-Methode	19
7	Ungewichteter Scan, Mean-Methode	19
8	ΔR -Verteilung für zwei Scanmethoden und Generatorniveau	20
9	ΔR -Verteilung für verschiedene Massen	21
10	ΔR -Verteilung in Abhängigkeit des Impulses des Tauons	21
11	ΔR -Verteilung für verschiedene Massen für $159 \text{ GeV} < P_\tau < 166 \text{ GeV}$	22
12	Beispielfit der ΔR -Verteilung für $159 \text{ GeV} < P_\tau < 166 \text{ GeV}$	22
13	Jeder vierte Fit der P_τ -Binnung für die ΔR -Verteilung	23
14	Gewichteter Scan, Peak-Methode	24
15	Gewichteter Scan, Mean-Methode	24
16	Massenverteilung der Peak-Methode für verschiedene P_τ -Binnung der ersten Gewichtung für eine H^+ -Masse von 250 GeV	25
17	$\Delta\theta(\tau - \nu_1)$ -Verteilung für Scan -und Generator-Niveau	26
18	$\Delta\theta(\nu_1, \tau)$ in Abhängigkeit von $\Delta\phi(\nu_1, \tau)$	26
19	Beispielfit für eine Verteilung für $3.0 < \Delta\phi(\nu_1, \tau) < 3.2$	27
20	Peak-Methode, beide Gewichte	27
21	Mean-Methode, beide Gewichte	28
22	Max-Weight-Methode, beide Gewichte	28
23	Verteilung der transversalen Masse	29
24	Signal und Untergrund-Ereignisse für den Zerfall des geladenen Higgs-Bosons mit 130 GeV auf Detektorniveau mit der transversalen Masse. Die gestrichelte Linie zeigt den berechneten Wert mit der Annahme der Nichtexistenz des H^+ -Bosons. [12]	30

1 Einleitung

Ziel der Arbeit ist die Optimierung der MMC-Methode zur Massenrekonstruktion schwerer geladener Higgs-Teilchen am ATLAS-Experiment, sowie zur Trennung des Signals vom Untergrund, welcher aus anderen Zerfällen mit gleichen Endprodukten besteht. Zur Optimierung werden simulierte Signal- und Untergrund-Ereignisse betrachtet. Das schwere geladene Higgs-Teilchen konnte noch nicht nachgewiesen werden und wird u.a. von supersymmetrischen Theorien, einer Erweiterung des Standardmodells, vorhergesagt.

Zunächst soll hier auf die theoretischen Grundlagen des Standardmodells mit dem entsprechenden Higgs-Teilchen eingegangen werden. Daraufhin folgt eine kurze Beschreibung des ATLAS-Experimentes am LHC und eine Erläuterung der MMC-Methode. Zum Schluss folgen die Ergebnisse dieser Arbeit.

2 Standardmodell

Das Standardmodell beschreibt die Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen. Auch wenn das Standardmodell sich bewährt hat und viele richtige Vorhersagen getroffen hat, können einige Phänomene nicht durch das derzeitige Standardmodell erklärt werden, wie z.B. die Materie-Antimaterie-Asymmetrie und Dunkle Materie. Im Weiteren werden die einzelnen Aspekte des Standardmodells auf Grund des Umfangs nur grob skizziert. Für die Vertiefung sei hier auf die Literatur [2,3] verwiesen.

2.1 Elementarteilchen & Wechselwirkungen

Die Elementarteilchen des Standardmodells sind nach bisherigem Wissensstand punktförmige, nicht zusammengesetzte Teilchen und können in Gruppen eingeteilt werden, welche verschiedene Eigenschaften zusammenfassen(siehe Tabelle 1).

1.Generation	2.Generation	3.Generation	Eichbosonen
Up (u)	Charm (c)	Top (t)	Photon (γ)
Down (d)	Strange (s)	Bottom (b)	Gluon (g)
Elektron (e)	Myon (μ)	Tauon (τ)	Z-Boson (Z^0)
e-Neutrino (ν_e)	μ -Neutrino (ν_μ)	τ -Neutrino (ν_τ)	W-Boson (W^\pm)

Tabelle 1: roter Hintergrund: Quarks; blauer Hintergrund: Leptonen; grüner Hintergrund: Bosonen

Ein weiteres Teilchen, das in Tabelle 1 fehlt ist das Higgs-Boson. Teilchen, die einen halbzahligen Spin besitzen werden als Fermionen bezeichnet. Die elementaren Fermionen, zu denen die Quarks und Leptonen zählen, werden wiederum in Generationen eingeteilt, von denen bisher 3 nachgewiesen sind. Eine Generation besitzt jeweils Teilchen mit den gleichen Quantenzahlen wie die anderen Generationen, jedoch haben die jeweiligen Teilchen mit aufsteigender Generation eine größere Masse. Teilchen mit ganzzahligem Spin werden als Bosonen bezeichnet. Sie sind die Teilchen, die die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen vermitteln. Es gibt 4 bekannte elementare Wechselwirkungen, wobei 3 vom Standardmodell beschrieben werden. Die Gravitation wird im Standardmodell nicht beschrieben.

Elektromagnetische Wechselwirkung:

Die elektromagnetische Wechselwirkung besitzt als Ladung die elektrische Ladung und als Austauschteilchen das Photon. Da das Photon keine Masse besitzt ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung unbegrenzt. Das Teilgebiet der Quantenelektrodynamik (QED) beschäftigt sich mit dieser Wechselwirkung.

Schwache Wechselwirkung:

Die Ladung der schwachen Wechselwirkung ist die schwache Ladung. Die Austauschteilchen sind das Z-Boson und die geladenen W-Bosonen. Aufgrund der hohen Masse der Austauschteilchen ist die Reichweite dieser Wechselwirkungen sehr kurz.

Starke Wechselwirkung:

Die starke Wechselwirkung wird in der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die Ladung ist die Farbladung und das Austauscheteilchen ist das Gluon. Farbladungen tragen sowohl Quarks als auch die Gluonen. Die Form des Potentials der Wechselwirkung sorgt dafür, dass Quarks nicht einzeln vorkommen können. Sie kommen lediglich in 2er-Paaren (Mesonen) oder in 3er-Paaren (Baryonen) vor.

Die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung können zu einer Wechselwirkung vereinheitlicht werden, welche als elektroschwache Wechselwirkung bezeichnet wird.

2.2 Higgs-Mechanismus

Der Higgs-Mechanismus [3,4] beschreibt, wie die Teilchen zu einer Masse kommen. Das Standardmodell ist eine Eichtheorie mit Eichgruppen, die die Wechselwirkungen beschreiben (siehe Tabelle 2).

Eichgruppe	Ladung
$U(1)_Y$	schwache Hyperladung
$SU(2)_L$	schwacher Isospin
$SU(3)_C$	Farbladung

Tabelle 2: Eichgruppen des Standardmodells

Die daraus resultierenden Austauscheteilchen (W^\pm und Z^0) müssten masselos sein, da sie sonst die Eichinvarianz verletzen würden. Das Problem, dass sie eine Masse haben, wird gelöst, indem man die Masse nicht als Eigenschaft der Teilchen ansieht, sondern als Wechselwirkung mit einem Skalarfeld, dem Higgsfeld. Dieses Higgsfeld hat die Eigenschaft, einen Vakuumerwartungswert von ungleich Null zu haben. Dadurch kann es überall mit entsprechenden Teilchen wechselwirken und ihnen je nach Grad der Wechselwirkung eine Masse geben. Diese entsteht durch die Form dessen Potentialfeldes. Das Potentialfeld kann folgendermaßen geschrieben werden:

$$V(\Phi) = -\mu\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$$

μ und λ sind reelle Zahlen und Φ der komplexe skalare Wert des Feldes. Für feste Werte von μ und λ kann man das Higgspotential darstellen (siehe Abb. 1).

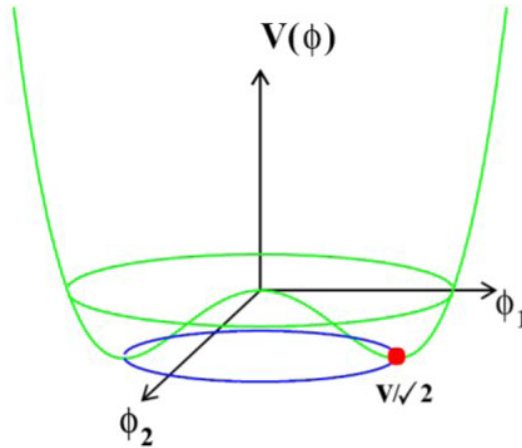


Abbildung 1: Potentialfeld $V(\Phi)$ [8]

Man kann sehen, dass der energetisch günstigste Zustand nicht bei Null liegt, sondern auf einem 2-dimensionalen Ring. Das Feld Φ nimmt also nun im Grundzustand einen Wert ungleich Null an. Im Gegensatz zum Nullwert hat dieser Wert keine Rotationssymmetrie, was der Symmetriebrechung entspricht. Eine Anregung des Feldes Φ entspricht einem physikalischen Higgsteilchen. Dieses wurde möglicherweise im Juli 2012 am LHC entdeckt [6].

2.3 Erweiterung des Standardmodells

Auch wenn das Standardmodell vieles in der Teilchenphysik erklären kann so bleiben doch einige Fragen, auf die das Standardmodell keine Antwort liefern kann. Hierzu zählen:

- große Anzahl der 18 Freiheitsgrade (z.B. Masse best. Teilchen)
- unterschiedliche Kopplungsstärken der Wechselwirkungen
- Materie-Antimaterie-Asymmetrie
- Anzahl der Generationen von Fermionen
- Dunkle Materie, die einen großen Teil der Masse im Universum ausmacht

Daher wird das Standardmodell oft nicht als komplett angesehen und auf der Basis des Standardmodells Erweiterungen postuliert. Eine Erweiterung des Standardmodells kann durch Supersymmetrie (SUSY) erfolgen [7]. Diese sagt vorher, dass zu jedem Elementarteilchen ein Superpartner existiert, der die gleichen Quantenzahlen abgesehen vom Spin besitzt. So bestehen Superpartner jeweils aus einem Boson (ganzzahliger Spin) und einem Fermion (halbzahliger Spin). Speziell das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM), welches die kleinstmögliche Anzahl an Superpartnern vorhersagt, findet große Beachtung. Diese Theorie sagt auch die Existenz des geladenen Higgsteilchen vorher, welches hier untersucht werden soll. Jedoch konnte bis jetzt kein Beweis der SUSY gefunden werden.

2.4 Schweres geladenes Higgs-Teilchen

Da die Masse des hypothetischen geladenen Higgs-Teilchen unbekannt ist, muss man in verschiedene Massenbereichen suchen. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem schweren geladenen Higgs-Teilchen, welches eine größere Masse besitzt als das Top-Quark und somit nicht aus dessen Zerfall stammen kann. Um das schwere geladene Higgs-Teilchen zu finden, ist es wichtig zu betrachten in welchen Prozessen es entstehen und zerfallen kann und in welchem Verhältnis es zu anderen Untergrundprozessen steht. Eine Zerfallskette für die Entstehung des schweren geladenen Higgs-Teilchen, die man am ATLAS-Experiment erwartet, lautet:

$$gg \rightarrow tbH^+ \quad \text{bzw.} \quad gb \rightarrow tH^+$$

Für den weiteren Zerfall des H^+ -Teilchens wird in dieser Arbeit der folgende Prozess betrachtet:

$$H^+ \rightarrow \tau\nu_1 \rightarrow \tau_{vis}\nu_2\nu_1$$

Hierbei wird der hadronische Zerfall des Tauons betrachtet, wobei die hadronischen Zerfallsprodukte mit τ_{vis} bezeichnet werden. Das erste Neutrino aus dem H^+ -Zerfall wird in der weiteren Arbeit mit ν_1 bezeichnet, das zweite Neutrino aus dem Zerfall des Tauons mit ν_2 . Das Feynman-Diagramm ist in Abbildung 2 zu sehen.

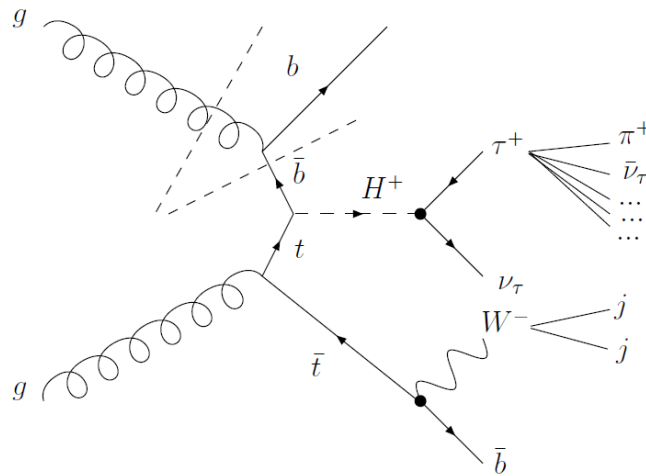


Abbildung 2: Feynman-Diagramm des betrachteten Prozesses [1]

Für den Untergrundprozess wird der Zerfall

$$t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$$

betrachtet, wobei das W^+ -Boson wie das H^+ -Boson zerfällt und das W^- -Boson in Quarks.

$$W^+W^- \rightarrow \tau\nu_1qq \rightarrow \tau_{vis}\nu_2\nu_1qq$$

Für den gesamten Prozess ist in Abbildung 3 der Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis in Abhängigkeit der Masse aufgetragen.

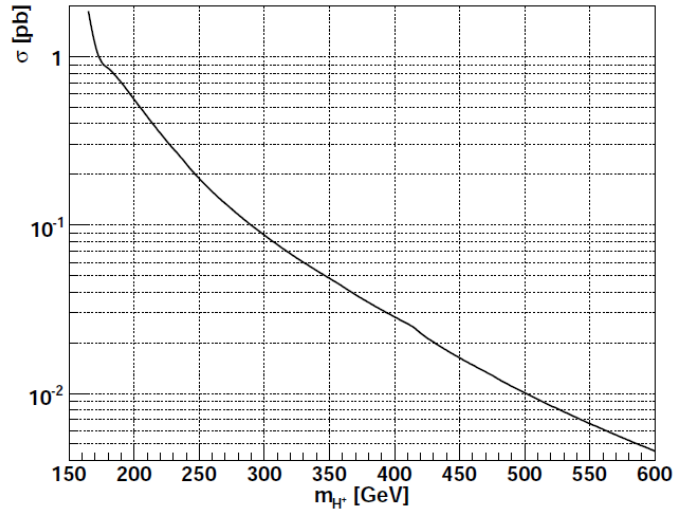


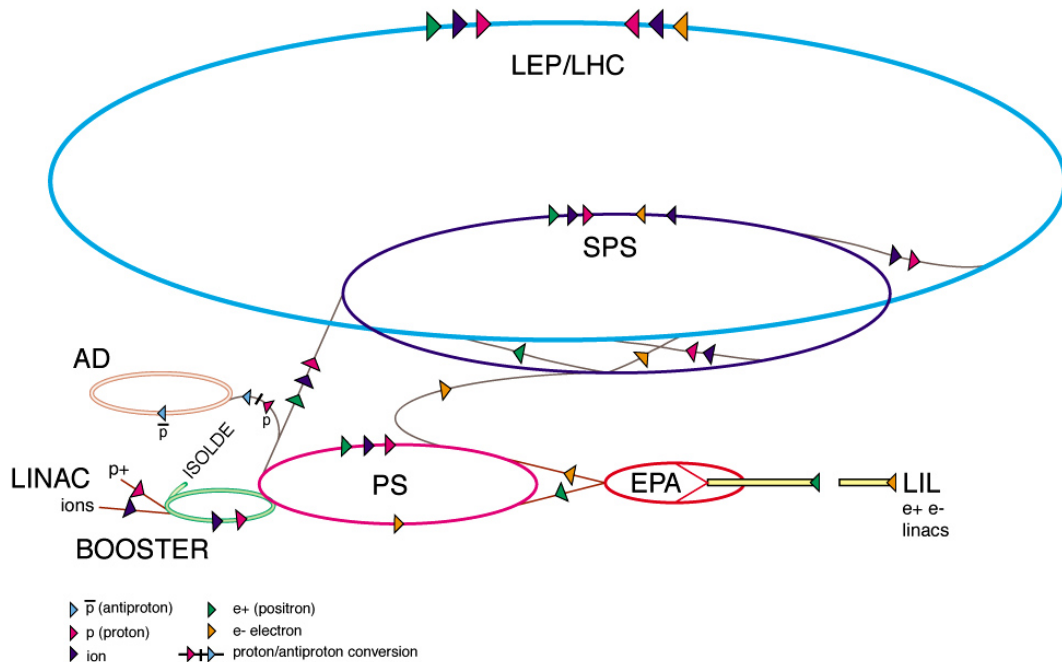
Abbildung 3: Wirkungsquerschnitt \times Verzweungsverhältnis für $gb \rightarrow tH^\pm$ und $gg \rightarrow tbH^\pm$ mit $t \rightarrow bj\bar{j}$ und $H^\pm \rightarrow \tau^{had}\nu_{\tau}$ für $\tan\beta=35$ [1]

3 LHC & ATLAS

3.1 LHC

Der LHC (Large Hadron Collider) ist ein Teilchenbeschleunigerring mit einem Umfang von etwa 26,7 km (siehe Abb. 4). Er ist Teil des Forschungszentrums CERN bei Genf in der Schweiz und wurde im September 2008 das erste Mal in Betrieb genommen. Bei der Planung wurde u.a. die Suche nach dem Higgs-Teilchen berücksichtigt. Protonen werden zunächst in einem Linearbeschleuniger und danach in einigen kleineren Beschleunigerringen auf etwa 450 GeV beschleunigt. Danach kommen sie in den eigentlichen Ring. Dort werden sie derzeit auf 4 TeV beschleunigt (September 2012). Die Beschleunigung erfolgt über elektrische Wechselfelder nach dem Synchrotron-Prinzip. Die Protonen werden von Magneten von bis zu 8.6 Tesla auf ihrer Bahn gehalten. Im Ring herrscht ein Vakuum, so dass es nicht zu ungewollten Kollisionen kommt. Es werden jeweils Pakete von Protonen erzeugt, die in entgegengesetzte Richtung fliegen um dann an speziellen Punkten zur Kollision gebracht zu werden, an denen die Detektoren aufgebaut sind.

CERN Accelerator Complex (operating or approved projects)



CENR AC_HF205_V2/2/1998

Abbildung 4: Aufbau des LHC[10]

3.2 ATLAS

Am LHC gibt es mehrere Detektoren, die für teils unterschiedliche Aufgaben gebaut sind. Der für diese Arbeit relevante Detektor ist der ATLAS-Detektor (siehe Abb. 5). Der ATLAS-Detektor ist zylindrisch um die Protonenkollision aufgebaut, um einen möglichst großen Raumbereich abzudecken und alle Teilchen zu messen. Er besteht aus vielen kleineren Detektoren. Der Aufbau der Detektoren entspricht einer Schalenstruktur. Die innerste Schicht besteht aus Pixeldetektoren, Halbleiterdetektoren und einem Übergangsstrahlungsspurdetektor (engl.: TRT). Durch Magneten werden geladene Teilchen hier auf eine gekrümmte Bahn gebracht und Spurpunkte gemessen, um so Informationen über Impuls und Art der Teilchen zu bekommen. Die zweite Schicht besteht aus zwei Kalorimetern. Das elektromagnetische Kalorimeter bestimmt Energie und Impuls von leichten elektromagnetisch-wechselwirkenden Teilchen. Das anschließende hadronische Kalorimeter bestimmt Art, Energie und Impuls von Hadronen. Die dritte Schicht besteht aus Myondetektoren, die Impuls und Richtung der Myonen bestimmen.

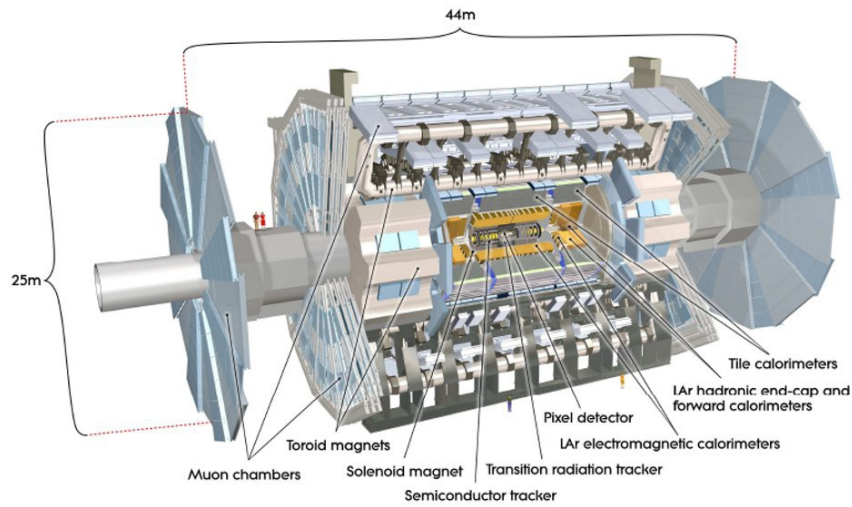


Abbildung 5: Aufbau des ATLAS-Detektors[9]

Einige Detektoren sind dafür ausgelegt, um bestimmte Eigenschaften der Teilchen bestimmen zu können, um ungewünschte Prozesse auszusortieren, welche daraufhin nicht aufgezeichnet werden. Dieses Triggern auf ausgewählte Prozesse wird verwendet um die großen Datenmengen zu reduzieren.

Das Koordinatensystem, das man für Atlas benutzt ist in Kugelkoordinaten. Die Strahlachse des Beschleunigers entspricht der Achse für den Polarwinkel θ . Der Azimutalwinkel wird mit ϕ bezeichnet. Statt des Polarwinkels wird häufig für Teilchenbeschleuniger die Pseudorapidität η benutzt.

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]$$

Diese hat den Vorteil, dass der produzierte Partikelfluss ungefähr konstant mit Bezug auf die Pseudorapidität verhält. Das Äquivalent zum 3D-Winkel zwischen zwei Vektoren entspricht hierbei ΔR :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}.$$

4 MMC

Der Missing-Mass-Calculator (MMC) ist eine Methode, um aus der Messung der Zerfallsprodukte und der fehlenden transversalen Energie die Masse des zerfallenen Teilchens zu bestimmen. Speziell bei Zerfällen mit Neutrinos gibt es Unbekannte, die eine direkte Berechnung verhindern. Beim MMC werden alle unbekanntes Komponenten, die nicht vom Detektor gemessen wurden, mit Werten ersetzt, die dann variiert werden, um so viele mögliche Endresultate für eine einzelne Messung zu bekommen. Das Durchfahren der unbekanntes Freiheitsgrade wird als Scan bezeichnet. Aus der Vielzahl der berechneten Massen wird dann mit Hilfe von Gewichtungen eine einzelne Masse pro Ereignis berechnet. Die Gewichte sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Masse mit bestimmten Scanparametern. Um das Gewicht einer Masse zu bestimmen betrachtet man dafür zunächst Zerfälle auf Generator-Niveau. Für diese Zerfälle betrachtet man die Häufigkeit von bestimmten Werten, wie z.B. die Winkeldifferenz zwischen zwei Zerfallsprodukten. Die Häufigkeit wird dann als Wahrscheinlichkeit interpretiert. Ist die Verteilung der Häufigkeit unabhängig von der zu bestimmenden Masse und verschieden von der Häufigkeitsverteilung des Scans, so kann man die Häufigkeitsverteilung sinnvoll als Gewichtung benutzen. Es können theoretisch beliebig viele Gewichtungen g_i bestimmt werden, die dann zu einer Gesamtgewichtung G_i multipliziert werden:

$$G_i = g_{i,1} \cdot g_{i,2} \cdot \dots$$

Um nun aus den gewichteten Massen eine resultierende Masse zu bestimmen gibt es verschiedene Methoden:

- Die Mean-Methode berechnet das gewichtete Mittel der Masse

$$M_{gew} = \frac{\sum G_i \cdot M_i}{\sum G_i}$$

- Die Peak-Methode füllt die Massen mit ihrem Gewicht in ein Histogramm. Das Bin mit der größten Summe der Gewichte wird als Masse ausgewählt.
- Die Maximum-Weight-Methode wählt die Masse aus, die von allen das größte Gewicht besitzt, also die wahrscheinlichste Masse ist.

4.1 Fehlende transversale Energie

Eine Zwangsbedingung, die benutzt wird um die Freiheitsgrade zu minimieren, kommt aus der fehlenden transversalen Energie (MET). Auf Grund von Impulserhaltung ist der transversale Impuls aller Teilchen aus der Protonenkollision gleich Null, da die Protonen sich längs der Strahlachse bewegen. Wenn man nun den Transversalimpuls aller Zerfallsteile außer den der Neutrinos misst, so kann man annehmen, dass der Transversalimpuls der Neutrinos genau der ist, der nötig wäre um diesen auf Null zu bringen. Die fehlende transversale Energie entspricht also näherungsweise dem Transversalimpuls der Neutrinos. Ein Problem der MET ist, dass Transversalimpulse auch Messungenauigkeiten und Messfehlern unterliegen. Zudem geht die Detektorakzeptanz nur bis ca. $|\eta| < 5$. Nicht oder falsch registrierte Teilchen können den Wert stark verfälschen.

4.2 Transversale Masse

Eine gängige Methode, um eine Masse bei Zerfällen $X \rightarrow \tau \nu$ zu berechnen, ist die transversale Masse. Diese ergibt sich aus:

$$m_T = \sqrt{2p_{T,vis}\cancel{E}_T(1 - \cos\Delta\phi_{vis,miss})} \quad [11].$$

Hierbei entspricht $p_{T,vis}$ dem transversalen Impuls der sichtbaren Zerfallsprodukte des Tauons τ_{vis} und \cancel{E}_T der fehlenden transversalen Energie. $\phi_{vis,miss}$ entspricht dem Winkel zwischen der MET und dem Transversalimpuls von τ_{vis} . Da alle Komponenten bekannt sind, lässt sich dieser Wert direkt ausrechnen.

5 Massenberechnung für schwere H^+ mit Hilfe des MMC

Der Ausgangspunkt der Rechnung besteht darin, dass τ_{vis} und MET gemessen wurden und somit bekannt sind. Die Neutrinos dagegen können nicht gemessen werden und sind somit unbekannt. Aus diesen Daten muss nun die Masse des H^+ -Teilchens berechnet werden.

5.1 Unbekannte und Zwangsbedingungen

Als erstes werden alle Unbekannte und Zwangsbedingungen gegenübergestellt um so die Anzahl der Freiheitsgrade in der Berechnung zu ermitteln (siehe Tabelle 3).

Unbekannte	#	Zwangsbedingungen	#
Viererimpuls Neutrino 1	4	Masse Neutrino 1	1
Viererimpuls Neutrino 2	4	Masse Neutrino 2	1
		Masse Tauon	1
		\cancel{E}_{Tx}	1
		\cancel{E}_{Ty}	1
Summe	8	Summe	5

Tabelle 3: Unbekannte und Zwangsbedingungen für die Berechnung

Man sieht, dass es drei Unbekannte mehr als Zwangsbedingungen gibt und es somit drei Freiheitsgrade in der Berechnung gibt. Die Freiheitsgrade werden nun mit drei Scanvariablen ausgeglichen. Die ausgewählten Scanvariablen sind in Tabelle 4 aufgelistet.

Scanvariable	Symbol
Azimutalwinkel von Neutrino 2	ϕ_2
Polarwinkel von Neutrino 2	θ_2
Polarwinkel von Neutrino 1	θ_1

Tabelle 4: Scanvariablen für die Berechnung

Als Scanvariable können Parameter der Neutrinos genommen werden, die zusammen drei neue Zwangsbedingungen bilden und somit des Gleichungssystem für die Massenberechnung lösen. Die Wahl hängt damit zusammen, dass wir vom zweiten Neutrino in etwa wissen wohin es fliegt und es somit sinnvoll gewichten können, was bei der entsprechenden Gewichtung noch einmal erläutert wird. Somit wird versucht, möglichst viele Scanparameter vom zweiten Neutrino zu nehmen. Da jedoch nicht alle Zwangsbedingungen auf das erste Neutrino wirken, wie etwa die Masse des Tauons, muss zumindest eine Scanvariable vom ersten Neutrino stammen.

5.2 Zwangsbedingung der Tauonmasse

Aus der Zwangsbedingung der Tauonmasse wird nun der Impuls des zweiten Neutrinos berechnet, mit dem später der Viererimpuls des Neutrinos zusammengesetzt wird.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{P}_\tau &= \mathbf{P}_{\nu 2} + \mathbf{P}_{\tau\text{vis}} \\
 \Rightarrow \mathbf{P}_\tau^2 &= \mathbf{P}_{\nu 2}^2 + \mathbf{P}_{\tau\text{vis}}^2 + 2\mathbf{P}_{\nu 2} \cdot \mathbf{P}_{\tau\text{vis}} \\
 \Rightarrow \mathbf{P}_\tau^2 &= \mathbf{P}_{\nu 2}^2 + \mathbf{P}_{\tau\text{vis}}^2 + 2E_{\nu 2} \cdot E_{\tau\text{vis}} - 2p_{\nu 2} \cdot p_{\tau\text{vis}} \cdot \cos(\phi_{\nu 2, \tau\text{vis}}) \\
 \Rightarrow m_\tau &= m_{\tau\text{vis}} + 2p_{\nu 2} \cdot E_{\tau\text{vis}} - 2p_{\nu 2} \cdot p_{\tau\text{vis}} \cdot \cos(\phi_{\nu 2, \tau\text{vis}}) \\
 \Rightarrow m_\tau - m_{\tau\text{vis}} &= 2p_{\nu 2} \cdot (E_{\tau\text{vis}} - p_{\tau\text{vis}} \cdot \cos(\phi_{\nu 2, \tau\text{vis}})) \\
 \Rightarrow p_{\nu 2} &= \frac{m_\tau - m_{\tau\text{vis}}}{2E_{\tau\text{vis}} - 2p_{\tau\text{vis}} \cdot \cos(\phi_{\nu 2, \tau\text{vis}})}
 \end{aligned}$$

Der Winkel $\phi_{\nu 2, \tau\text{vis}}$ ist der 3D-Winkel zwischen dem zweiten Neutrino und τ_{vis} . Der Winkel des zweiten Neutrinos ergibt sich aus den Scanvariablen ϕ_2 und θ_2 womit die Richtung des zweiten Neutrinos bestimmt werden kann.

5.3 Berechnung der H^+ -Masse

Um die Masse des H^+ zu bestimmen, müssen die beiden Viererimpulse der Neutrinos rekonstruiert werden. Es gibt die Möglichkeit, den Viererimpuls in kartesischen oder in Kugelkoordinaten anzugeben. Das erste Neutrino wird in Kugelkoordinaten angegeben (siehe Tabelle 5).

Neutrino 2		Bestimmung
Azimutalwinkel ϕ	ϕ_2	Scanvariable
Polarwinkel θ	θ_2	Scanvariable
Impulsbetrag p	$p_{\nu 2}$	bestimmt aus τ -Masse (s.o.)
Energie E	$p_{\nu 2}$	Zwangsbedingung (ZB) aus Neutrinomasse

Tabelle 5: Rekonstruktion des Viererimpulses des zweiten Neutrinos

Da angenommen wird, dass die fehlende transversale Energie von den Neutrinos kommt ($\mathcal{E}_T = p_{\nu 1, T} + p_{\nu 2, T}$), kann man nachdem man das zweite Neutrino bestimmt hat $p_{\nu 1, T} = \mathcal{E}_T - p_{\nu 2, T}$ benutzen und somit die x- und y-Komponente des ersten Neutrinos bestimmen. Das zweite Neutrino wird in kartesischen Koordinaten angegeben (siehe Tabelle 6).

Neutrino 1		Bestimmung
Impuls x-Komponente p_x	$E_{Tx} - p_{\nu 2,x}$	ZB aus E_{Tx}
Impuls y-Komponente p_y	$E_{Ty} - p_{\nu 2,y}$	ZB aus E_{Ty}
Impuls z-Komponente p_z	$p_{\nu 1,T} / \tan\theta_1$	Scanvariable θ_1
Energie E	$p_{\nu 1}$	ZB aus Neutrinomasse

Tabelle 6: Rekonstruktion des Viererimpulses des ersten Neutrinos

Somit kann nun die Masse des H^+ -Teilchens mit drei Scanvariablen bestimmt werden. Als nächstes muss nun mit Hilfe von geeigneten Scans und Gewichtungen aus der Vielzahl der berechneten Massen eine Masse bestimmt werden.

6 Ergebnisse

Im Folgenden wird nun die eigentliche Masse des H^+ -Teilchens auf Generatorniveau berechnet. Als Generatorwerte werden Zerfallssimulationen von H^+ -Teilchen mit den Massen 130 GeV, 200 GeV und 250 GeV benutzt. Generatorniveau bedeutet, dass man die Werte aus der Simulation des Zerfalls unverändert benutzt, um damit zu rechnen. Im Gegensatz dazu gibt es noch das Detektorniveau, bei dem die Werte so verändert werden, wie man es erwarten würde mit Detektoren zu messen. Die verschiedenen Massen sind wichtig um zu prüfen, ob die Gewichtungen unabhängig von der Masse sind und für die Überprüfung der Massensensitivität der Berechnung. Benutzt wird dazu die Rechnung aus dem vorigen Kapitel. Die transversale Energie und τ_{vis} werden als gemessen vorausgesetzt. Als Cut werden zwei Kriterien festgelegt. Es sollen sowohl der Transversalimpuls der sichtbaren τ -Zerfälle $P_{T,\tau_{vis}}$ als auch die MET größer als 20 GeV sein. Die Protonen-Schwerpunktsenergie der simulierten Daten beträgt 7 TeV.

6.1 Ungewichteter Scan

Zuerst werden alle Scanvariablen über den ganzen Raum in gleichmäßigen Schritten durchgefahen (siehe Tabelle 7). Die Masse eines Scans wird mit Hilfe der Mean-Methode und der Peak-Methode berechnet, wobei die Gewichtung aller Scanpunkte in diesem Fall 1 beträgt. Dieser ungewichtete Scan soll vor allem zum Vergleich mit den späteren gewichteten Scans dienen, um deren Wirksamkeit abschätzen zu können.

Scanvariable	Scanbereich	# Scanschritte
ϕ_2	$-\pi$ bis π	200
θ_2	0 bis π	100
θ_1	0 bis π	100

Tabelle 7: Scanparameter für ungewichteten Scan

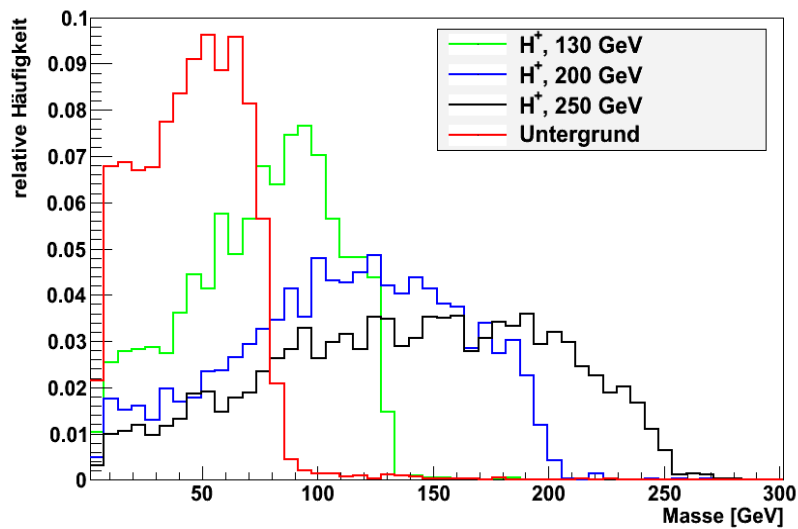


Abbildung 6: Ungewichteter Scan, Peak-Methode

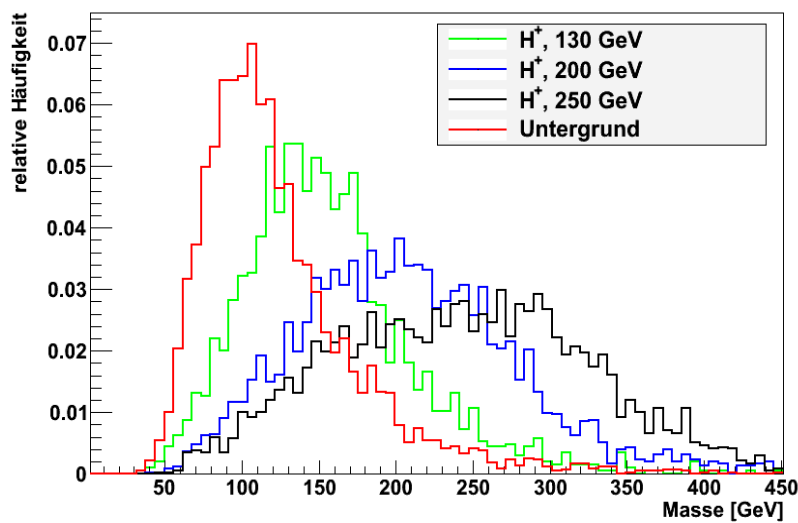


Abbildung 7: Ungewichteter Scan, Mean-Methode

Man sieht für die Peak-Methode (Abbildung 6), dass die Verteilung bei der jeweiligen generierten Masse schnell abfällt. Die Mean-Methode (Abbildung 7) hat ihr Maximum etwa um die entsprechende Masse. Solche Merkmale können benutzt werden, um die Masse zu bestimmen. Im Folgenden wird nun versucht durch Gewichtungen die Verteilungen so zu verbessern, dass die jeweilige Masse genauer bestimmt werden kann und das Signal besser vom Untergrund getrennt wird.

6.2 Gewichtung $\Delta R(\tau_{\text{vis}} - \nu_2)$

Als erstes wird $\Delta R(\tau_{\text{vis}} - \nu_2)$ als Gewicht gewählt. Aufgrund der kleinen Masse des τ -Bosons zur Masse des H^+ -Bosons erhält das τ -Boson einen großen Boost aus dem H^+ -Zerfall. Somit werden die Zerfallsprodukte τ_{vis} und ν_2 , die den Impuls erhalten müssen, im Laborsystem fast parallel zum τ in einem kleinen Winkel zueinander abgestrahlt. Für diese Gewichtung hat sich besonders die Wahl der Scanpunkte als wichtig erwiesen, daher wird hier zunächst die Scanmethode erläutert. Der Winkel und somit auch ΔR zwischen τ_{vis} und dem zweiten Neutrino ν_2 ergibt sich aus den Scanvariablen ϕ_2 und θ_2 . Diese werden nun aber nicht getrennt gleichmäßig durchgeführt, sondern es wird $\Delta R(\tau_{\text{vis}} - \nu_2)$ gleichmäßig als Scanvariable durchgeführt. Aus ΔR wird dann ϕ_2 und θ_2 berechnet. Der Vergleich der Häufigkeitsverteilung auf Generator-Niveau zur Verteilungsfunktion der Scanpunkte (siehe Abb. 8) zeigt den wesentlichen Unterschied, wobei Generator-Niveau hier bedeutet, dass auch die Viererimpulse der Neutrinos aus den Generator-Werten stammen im Gegensatz zur Scan-Verteilung.

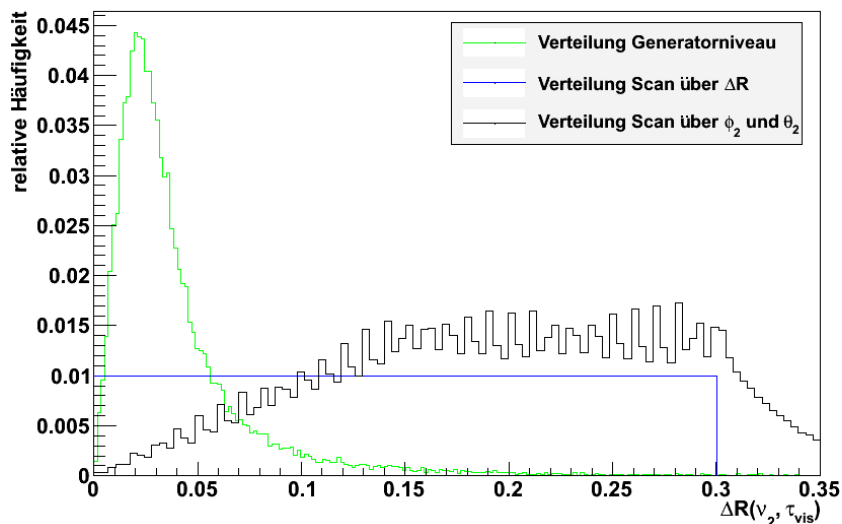


Abbildung 8: ΔR -Verteilung für zwei Scanmethoden und Generatorniveau

Die Häufigkeitsverteilung für die Scanpunkte, die gleichmäßig über ϕ_2 und θ_2 laufen, zeigt einen Anstieg zu höheren ΔR -Werten. Diese Werte werden durch die größere Häufigkeit dann durch die Peak- und Mean-Methode bevorzugt, obwohl diese keine größere physikalische Bedeutung haben. So wird hier nun der gleichmäßige Scan über ΔR verwendet. Ebenfalls in der Abbildung 6 sieht man die Diskrepanz zwischen der Häufigkeitsverteilung der Scanpunkte und der Generator-Werte. Dies lässt darauf schließen, dass sich diese Größe als Gewicht gut eignet. Als nächstes muss jedoch noch die Unabhängigkeit der Verteilung zur H^+ -Masse überprüft werden. Auch die Abhängigkeit der Verteilung zum Impuls des Tauons wird betrachtet.

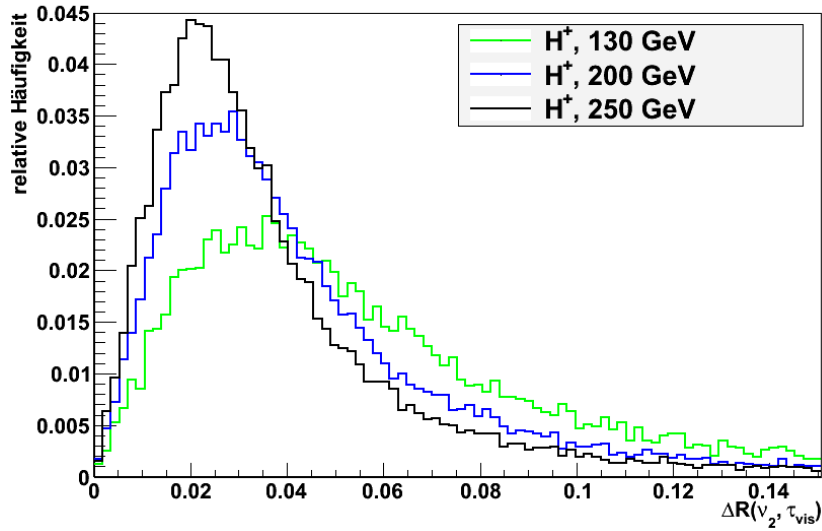


Abbildung 9: ΔR -Verteilung für verschiedene Massen

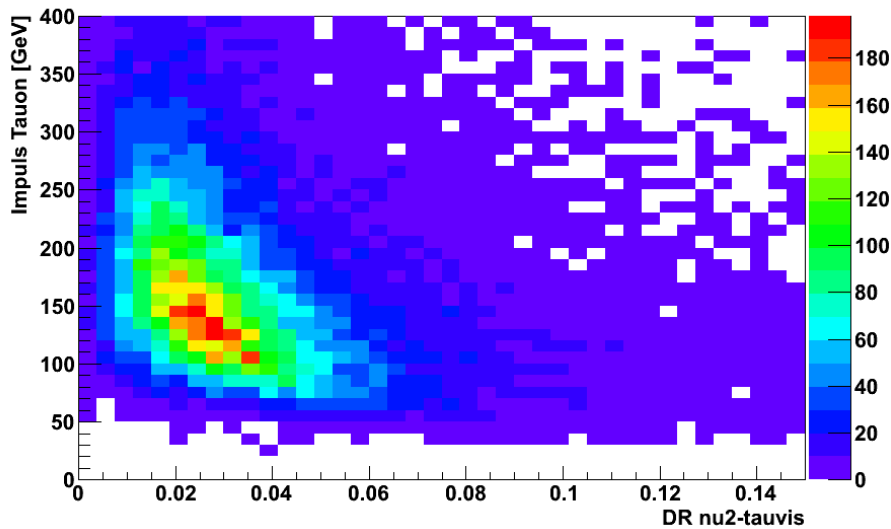
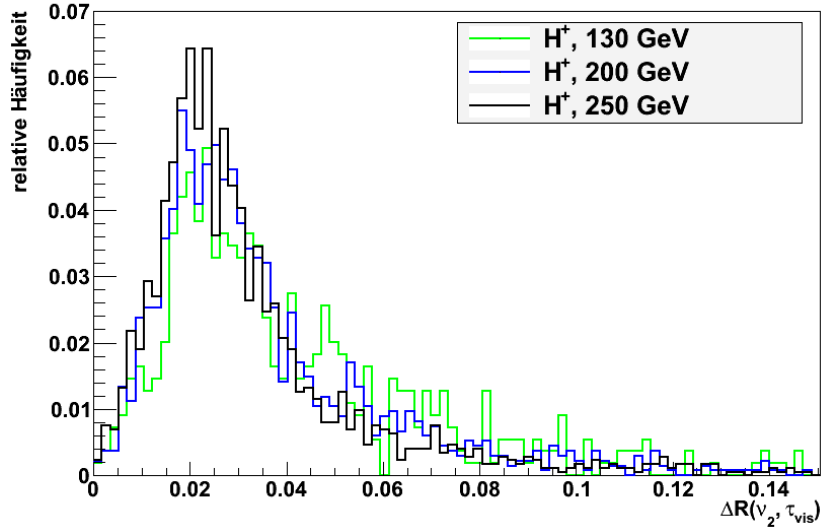


Abbildung 10: ΔR -Verteilung in Abhängigkeit des Impulses des Tauons

Wir sehen, dass die ΔR -Verteilung sowohl von P_τ (siehe Abb. 10) als auch von der H^+ -Masse (siehe Abb. 9) abhängt. Um dieser Abhängigkeit Rechnung zu tragen, werden die Verteilungen, die als Gewichtungen benutzt werden sollen, in P_τ gebinnt. Das heißt, für bestimmte Intervalle von P_τ muss nun die Verteilung separat erstellt werden. Die Einteilung erfolgt in 32 Intervallen, sodass in jedem Intervall die gleiche Anzahl an Ereignissen steckt. Um das Maximum der Verteilung entstehen so Intervalle des P_τ von etwa 5 GeV. Betrachtet man die Massenabhängigkeit der Verteilung für ein P_τ -Intervall (siehe Abb. 11), so erkennt man, dass diese durch die P_τ -Binnung reduziert wurde, da der Impuls des Tauons von der H^+ -Masse abhängt.

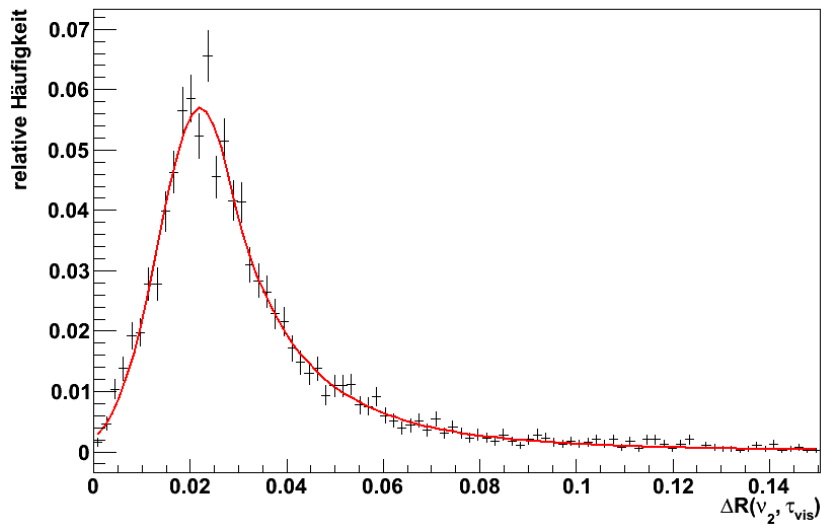

 Abbildung 11: ΔR -Verteilung für verschiedene Massen für $159 \text{ GeV} < P_\tau < 166 \text{ GeV}$

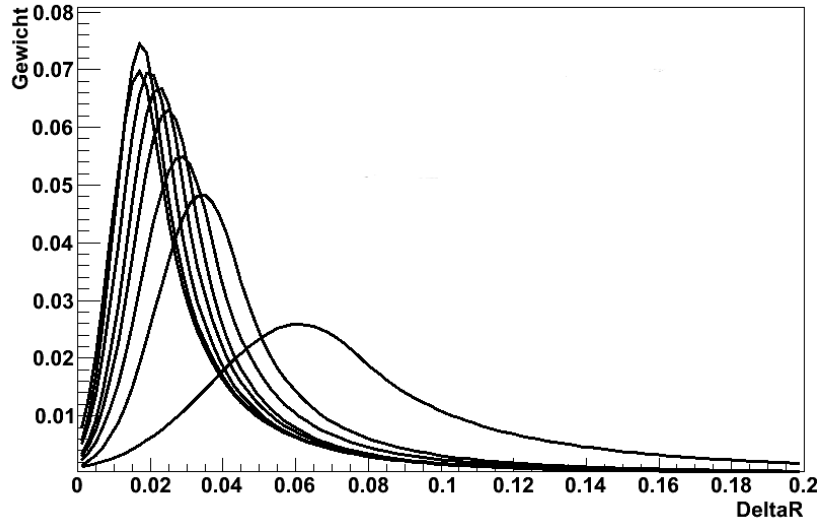
Als nächstes müssen die ΔR -Verteilungen gefittet werden, um die jeweilige Gewichtung im Scan berechnen zu können. Als Fitfunktion wurde hier die Crystal-Ball-Funktion gewählt, da sie im Vergleich zu anderen Funktionen das beste Ergebnis erzielte. Die Crystal-Ball-Funktion ist folgendermaßen definiert:

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{für } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n} & \text{für } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases}$$

mit

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \quad \text{und} \quad B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$


 Abbildung 12: Beispielfit der ΔR -Verteilung für $159 \text{ GeV} < P_\tau < 166 \text{ GeV}$

Abbildung 13: Jeder vierte Fit der P_τ -Binnung für die ΔR -Verteilung

Mit den gewonnenen Fits (siehe Abb. 12,13) und der daraus resultierenden Gewichtung kann nun die Masse des H^+ -Teilchens erneut berechnet werden. Der Scanbereich wird hierbei so klein wie möglich gewählt, so dass das Resultat nicht beeinträchtigt wird und die Rechenzeit optimiert wird. Selbes gilt für die Anzahl der Scanschritte. Der Scan über ΔR liefert zunächst kein eindeutiges Ergebnis, sondern einen 2-dimensionalen Kreis um τ_{vis} in der $\phi_2 - \theta_2$ -Ebene. So werden zusätzlich Punkte gleichmäßig auf dem Kreis gescannt. Die Scanparameter sind in Tabelle 8 zusammengefasst.

Scanvariable	Scanbereich	# Scanschritte
ΔR	0 bis 0.3	400
Werte auf ΔR -Kreis	0 bis 2π	4
θ_1	0 bis π	100

Tabelle 8: Scanparameter für gewichteten Scan

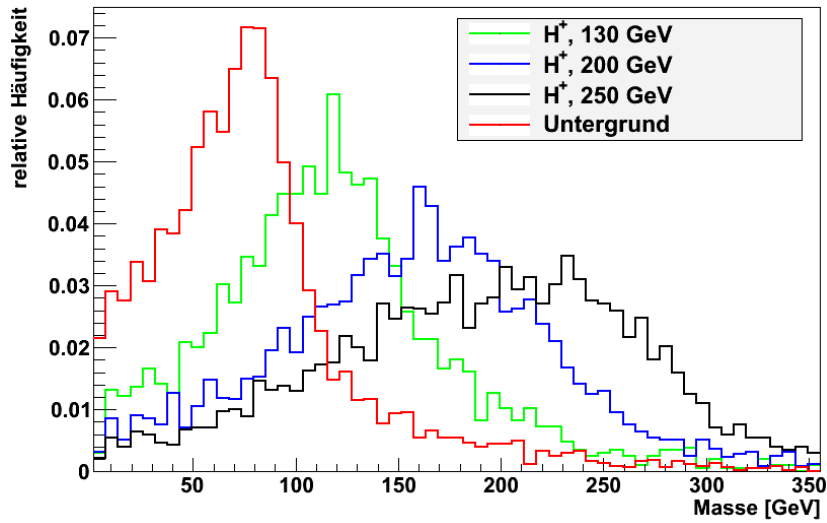


Abbildung 14: Gewichteter Scan, Peak-Methode

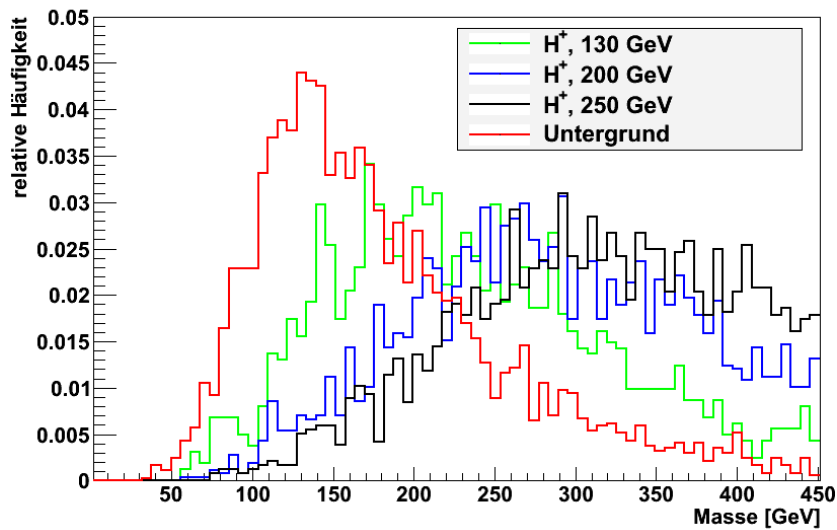


Abbildung 15: Gewichteter Scan, Mean-Methode

Wenn man nun die Massenverteilungen der Scanpunkte in Abbildung 14 und 15 betrachtet, sieht man, dass die Peak-Methode hierbei die höhere Auflösung mit besserer Signal-Untergrund-Trennung erzielt. Bei der Mean-Methode fällt auf, dass die Breite der Verteilung im Gegensatz zur ungewichteten Massenverteilung (siehe Abb. 7) zugenommen hat. Die Massenverteilung der Peak-Methode ist durch die Gewichtung zu größeren Massen verschoben. Der Peak der Verteilung ist etwas ausgeprägter als bei der ungewichteten Verteilung (siehe Abb. 6). Auffällig bei dieser Gewichtung war speziell die P_τ -Binnung der Fits. Obwohl man große Unterschiede zwischen den gebinneten Fits erkennen konnte (siehe Abb. 13) ist der Unterschied der Massenverteilung zwischen der Gewichtung gebinnter Fits und einem einzigen ungebinneten Fit klein (siehe Abb. 16). Der Grund hierfür konnte nicht gefunden

werden. Auch der Fakt, dass für jeden ΔR -Wert nur vier verschiedene ϕ_2 und θ_2 berechnet werden (siehe Tabelle 8), da die Scanpunkte für mehr Werte keine Verbesserung zeigten, erscheint merkwürdig. Eine tiefere Analyse und eine eventuelle Fehlersuche ist notwendig, jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Auf die Maximum-Weight-Methode wird hier noch verzichtet, da der Scanparameter θ_1 für jedes Gewicht durchläuft ohne dieses zu verändern und es somit 100 verschiedene Massen für die maximale Gewichtung gibt. Als nächstes soll ein zweiter Wert zur Gewichtung gesucht werden, um den Scan weiter zu optimieren.

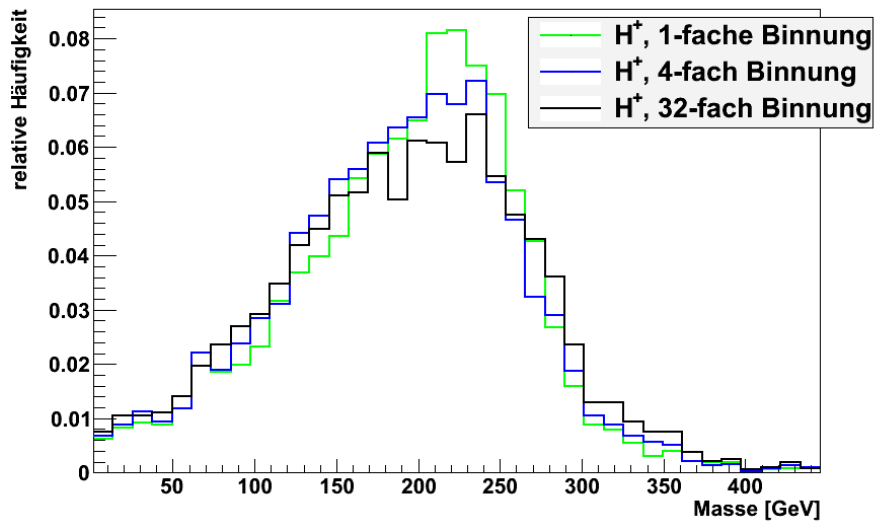


Abbildung 16: Massenverteilung der Peak-Methode für verschiedene P_τ -Binnungung der ersten Gewichtung für eine H^+ -Masse von 250 GeV

6.3 Gewichtung $\Delta\theta(\tau - \nu_1)$

Die zweite Gewichtung soll nun dazu dienen, die Scanpunkte von θ_1 zu gewichten, da die erste Gewichtung unabhängig von θ_1 ist. Die Scanparameter ϕ_2 und θ_2 wurden mit dem ersten Gewicht berücksichtigt. Hierzu wurden nun Verteilungen mit Abhängigkeit von den Eigenschaften des ersten Neutrinos betrachtet. Die beste Auflösung und Signal-Untergrund-Trennung brachte die Gewichtung der Differenz des Polarwinkels zwischen τ und erstem Neutrino. Zunächst wird die Verteilung auf Generator-Niveau mit der Scanverteilung verglichen um die Abweichungen zu betrachten. Zudem wird die Massenabhängigkeit überprüft (siehe Abb. 17).

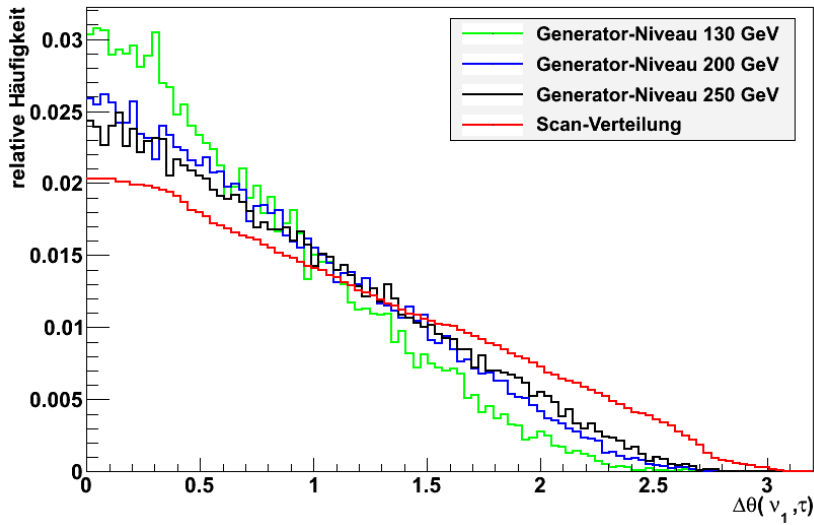


Abbildung 17: $\Delta\theta(\tau - \nu_1)$ -Verteilung für Scan -und Generator-Niveau

Man erkennt, dass die Verteilung sich nur leicht mit der H^+ -Masse ändert. Die Diskrepanz zwischen der Scan-Verteilung und der Verteilung auf Generator-Niveau ist ein Indiz für die Wirksamkeit der Gewichtung. Desweiteren werden Abhängigkeiten zu anderen Werten überprüft.

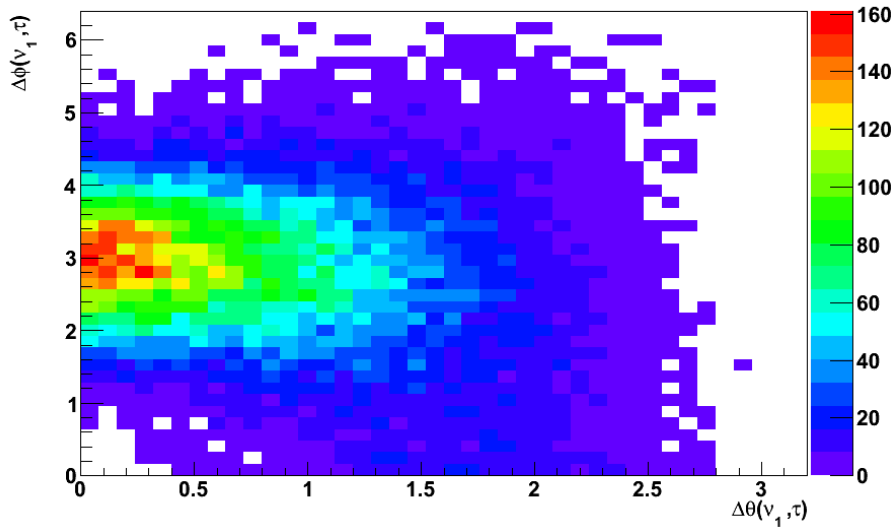


Abbildung 18: $\Delta\theta(\nu_1, \tau)$ in Abhängigkeit von $\Delta\phi(\nu_1, \tau)$

Da man eine Abhängigkeit zu $\Delta\phi(\nu_1, \tau)$ sieht (siehe Abb. 18), werden nun 32 Verteilungen $\Delta\theta(\nu_1, \tau)$ für verschiedene $\Delta\phi(\nu_1, \tau)$ erstellt. Die einzelnen Verteilungen werden mit der Gaußfunktion gefittet (siehe Abb. 19).

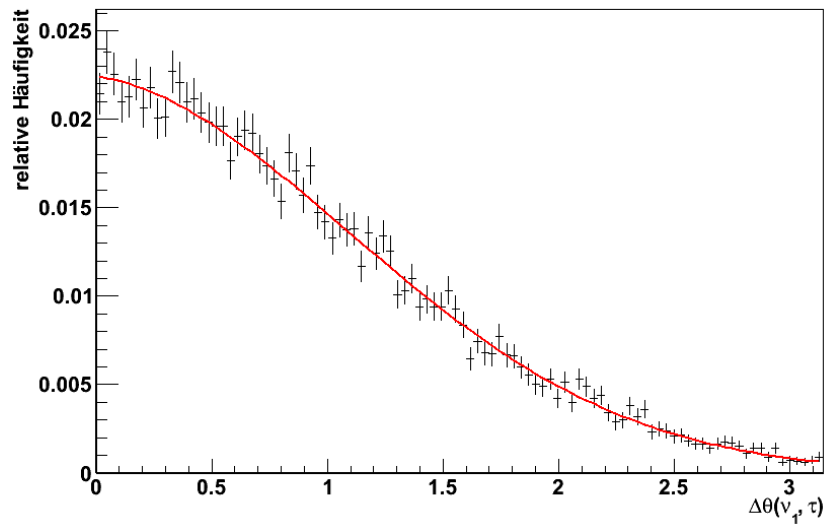


Abbildung 19: Beispielfit für eine Verteilung für $3.0 < \Delta\phi(\nu_1, \tau) < 3.2$

Dies wird nun als zweites Gewicht verwendet. Mit beiden Gewichten zusammen können neue Massenverteilungen ermittelt werden (siehe Abb. 20-22).

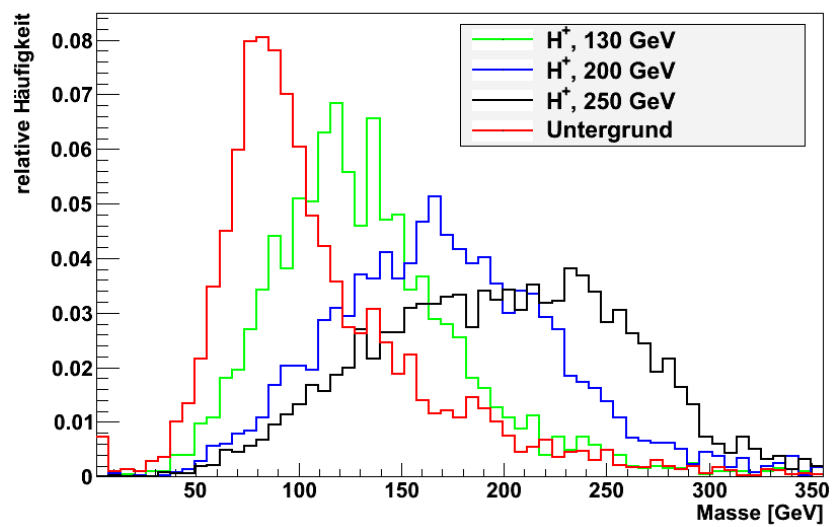


Abbildung 20: Peak-Methode, beide Gewichte

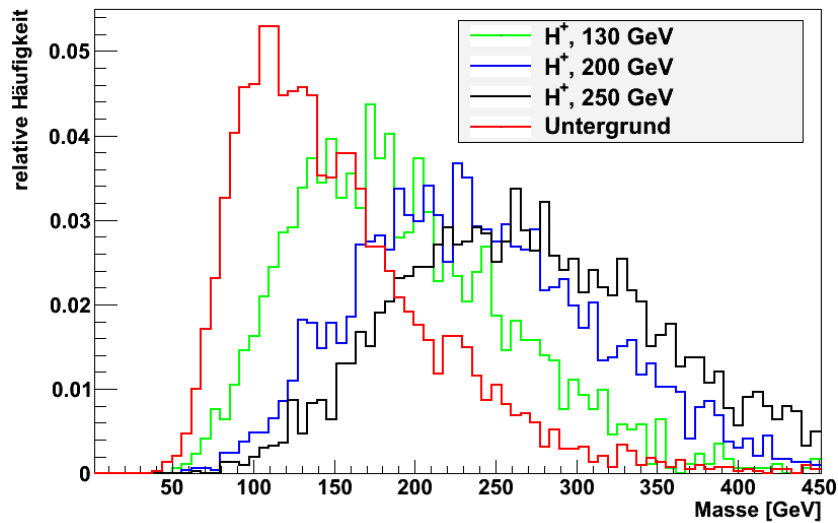


Abbildung 21: Mean-Methode, beide Gewichte

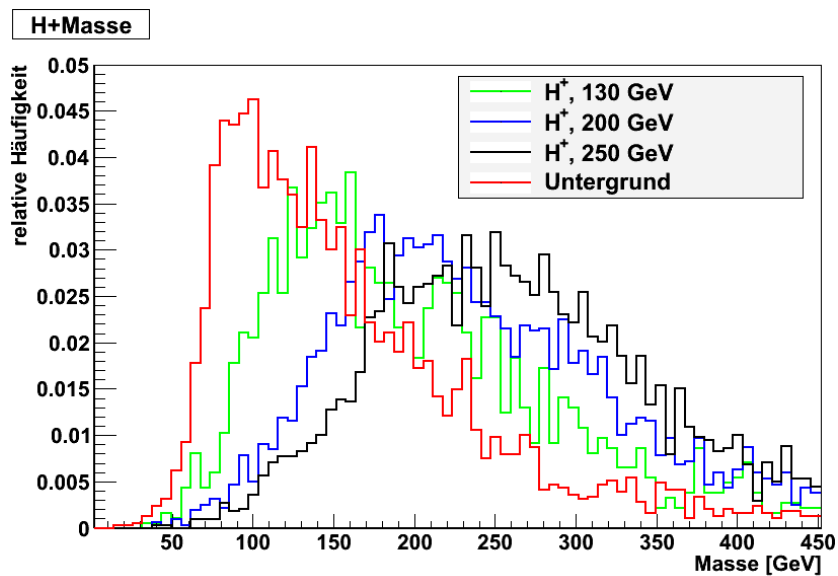


Abbildung 22: Max-Weight-Methode, beide Gewichte

Der Vergleich der verschiedenen Methoden (Abb. 20-22) zeigt, dass sich die Mean- und Max-Weight-Methoden sowohl von Position als auch von der Form ähnlich sind. Beide neigen zu etwas höheren Massen als die jeweilige H^+ -Masse. Die Peak-Methode hat eine schmalere Verteilung. Im Gegensatz zum einfachen Gewicht ist hier eine Verbesserung festzustellen. Auffällig ist, dass die Verteilung der Peak-Methode für eine H^+ -Masse von 200 GeV zu einer etwas niedrigeren Masse neigt.

6.4 Vergleich mit transversaler Masse

Wie in Kap. 4.2 beschrieben, gibt es auch die Möglichkeit die transversale Masse zu verwenden und mit der Massenbestimmung der MMC-Methode in dieser Arbeit zu vergleichen. Die Verteilung der transversalen Masse ist in Abb. 23 dargestellt.

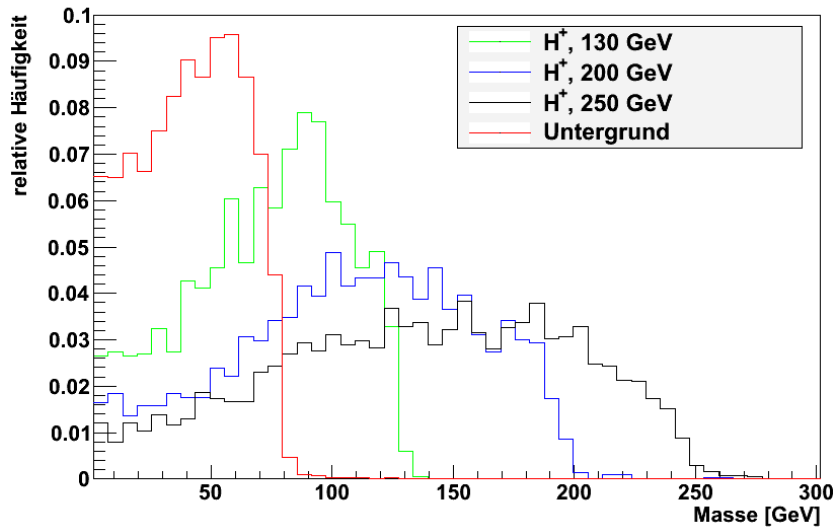


Abbildung 23: Verteilung der transversalen Masse

Betrachtet man die Verteilung der transversalen Masse, so erkennt man, dass diese eine sehr gute Signal-Untergrund-Trennung liefert. Um die Signifikanz quantitativ zu beschreiben, kann man folgende Formel für die binweise Signifikanz benutzen:

$$\Sigma = \sqrt{2((s + b)\ln(1 + \frac{s}{b}) - s)} \quad [14]$$

Wobei s der Anzahl der Signal- und b der Anzahl der Untergrundereignisse im jeweiligen Bin entspricht. Die binweisen Signifikanzen werden dann quadratisch summiert zu einer Signifikanz. Da der betrachtete Untergrund auf Generatorniveau für $m_{H^+} > 100$ GeV komplett verschwindet, ist dieser Vergleich auf Generatorniveau nicht sinnvoll möglich. Betrachtet man den Untergrund auf Detektorniveau (siehe Abb. 24) so sieht man, dass der in dieser Arbeit betrachtete Untergrund ("true τ ") nicht schon nach 80 GeV abfällt, sondern sich noch auf höhere Massen auswirkt. Zudem erkennt man in Abb. 24 weitere Untergründe. Zum einen gibt es falsch identifizierte Teilchen (Jet $\rightarrow \tau$ misid, $e \rightarrow \tau$ misid), zum anderen den QCD-Untergrund ("Multi-jets"). Diese Untergründe peaken in höheren Bins und sind relevant für größere Massen und somit auch für das schwere geladene H^+ -Boson.

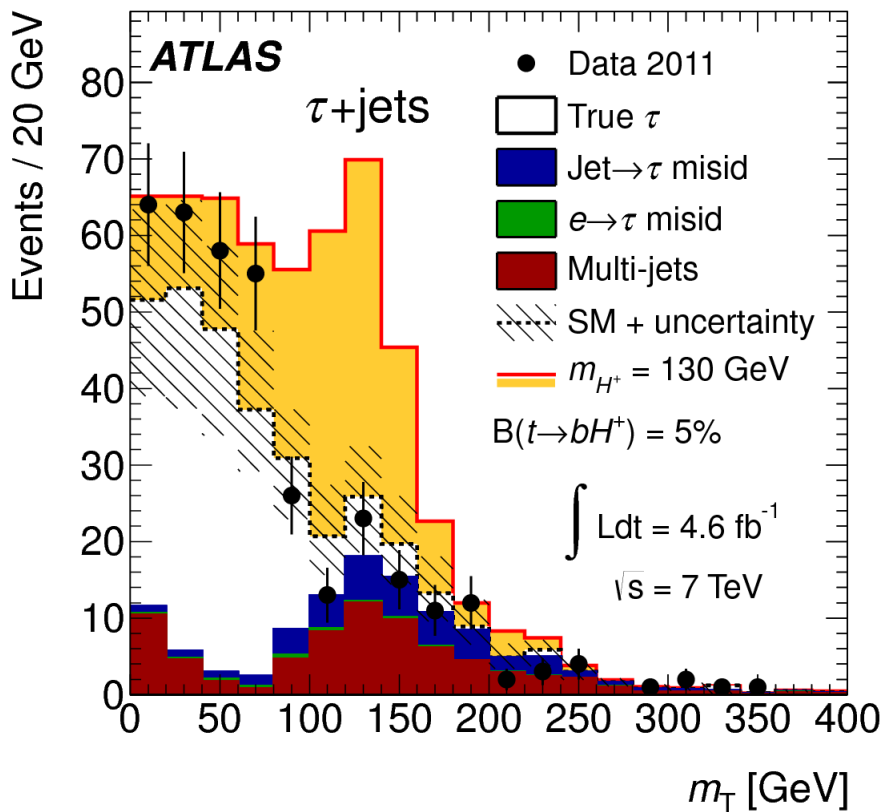


Abbildung 24: Signal und Untergrund-Ereignisse für den Zerfall des geladenen Higgs-Bosons mit 130 GeV auf Detektorniveau mit der transversalen Masse. Die gestrichelte Linie zeigt den berechneten Wert mit der Annahme der Nichtexistenz des H^+ -Bosons. [12]

6.5 Nächste Schritte

Um abschließend eine sinnvolle Aussage über die MMC-Methode für das schwere H^+ -Boson machen zu können, muss man die MMC-Methode und die transversale Masse auf Daten mit Detektorniveau anwenden und die Signifikanzen vergleichen. Dies war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Zusätzlich müsste man noch weitere Untergründe einbeziehen, wie den QCD-Untergrund. Für die MMC-Methode muss man dann weitere Scanparameter nutzen. Man wählt die MET als Scanvariable [11] und lässt diese um den gemessenen Wert laufen, wobei der Scanbereich der Unsicherheit der MET-Messung entspricht. Für die Gewichtung kann eine Gaußfunktion um den gemessenen MET-Wert genutzt werden.

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Massenrekonstruktion des schweren geladenen Higgs-Teilchen mit der MMC-Methode untersucht. Der betrachtete Signalprozess ist:

$$gg \rightarrow tbH^+ \quad \text{bzw.} \quad gb \rightarrow tH^+ \quad \text{und} \quad H^+ \rightarrow \tau\nu_1 \rightarrow \tau_{vis}\nu_2\nu_1$$

Der dazu betrachtete Untergrundprozess ist:

$$t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \quad \text{und} \quad W^+W^- \rightarrow \tau\nu_1qq \rightarrow \tau_{vis}\nu_2\nu_1qq$$

Die MMC-Methode rekonstruiert im Gegensatz zur transversalen Masse die komplette Masse. Dies hat jedoch auch einige Nachteile. Die Masse kann nicht direkt berechnet werden, da für die Berechnung die Werte der Neutrinos fehlen. Durch den Scan über die Freiheitsgrade der Massenberechnung erhält man eine Vielzahl von Massen. Für den betrachteten Prozess gibt es drei Freiheitsgrade, die durch geeignete Scanvariablen ersetzt wurden. Damit ergeben sich bis zu 160,000 Massenwerte für ein Ereignis, aus denen dann mit Gewichtungen eine Masse bestimmt wird. So mussten in dieser Arbeit zunächst die Scanparameter so optimiert werden, dass diese mit kurzer Rechenzeit ein gutes Ergebnis erzielten. Danach wurde aus einer großen Anzahl von potentiellen Größen zur Gewichtung die beiden optimalen ausgewählt. Ob die MMC-Methode mit den gewählten Scanparametern und Gewichtungen für die Suche nach H^+ einen Vorteil gegenüber der transversalen Masse bringt, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht festgestellt werden. Hierzu sind weitere Analysen auf Detektorniveau notwendig.

8 Literaturverzeichnis

- [1] Mohn B., Flechl M., Alwall J., *ATLAS Discovery Potential for the Charged Higgs Boson in $H^+ \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ Decays*, ATL-PHYS-PUB-2007-006
- [2] Herrero M.J., *The Standard Model*, arXiv:hep-ph/9812242, 1998
- [3] Griffiths D., *Introduction to Elementary Particles*, WILEY-VCH, 2008
- [4] Higgs P.W., *Broken Symmetry and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. 13, 508-509, 1964
- [5] Englert F., Brout R., *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. 13, 321-322, 1964
- [6] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B 716 (2012) 1-29
- [7] Pokorski S., *Supersymmetric Particle Models*, Encyclopedia of Mathematical Physics 2006, 140-145
- [8] Schumacher M., *Suche nach neutralen Higgs-Bosonen mit dem OPAL-Detektor am LEP2*, BONN-IR-99-19, 1999
- [9] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, 2008 JINST 3/S08003
- [10] Caron J.-L., *AC Collection. Legacy of AC. Pictures from 1992 to 2002. Ref.:HF205*, Jun 1991
- [11] Reichert A., *Missing Mass Calculator für geladene Higg-Bosonen im Zerfall $t\bar{t} \rightarrow H^+ bW^- \bar{b}$* , Bachelorarbeit, Uni Freiburg, 2012
- [12] ATLAS Collaboration, *Search for charged Higgs bosons decaying via $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ in $t\bar{t}$ events using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1204.2760v1 [hep-ex] 12 Apr 2012
- [13] ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment; Detector, Trigger and Physics*, arXiv:0901.0512v4 [hep-ex] 2009
- [14] Cowan G., Cranmer K., Gross E., Vitells O., *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, arXiv:1007.1727v2 [physics.data-an], 2010