



Untersuchung differenzieller Verteilungen für die Streuung zweier Eichbosonen $VV \rightarrow VV$ am Large Hadron Collider

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

vorgelegt von

Nico Madysa
geboren am 14.09. 1990 in Hoyerswerda

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2012

Eingereicht am 10. September 2012

1. Gutachter: Prof. Dr. Michael Kobel
2. Gutachter: Prof. Dr. Dominik Stöckinger

Zusammenfassung

Die elektroschwache Symmetriebrechung (kurz EWSB) ist ein wichtiger Test des Standardmodells der Teilchenphysik und ein Ansatzpunkt für die Suche nach Erweiterungen desselben. Am besten kann sie anhand der Streuung longitudinal polarisierter Vektorbosonen (VBS) untersucht werden. Allerdings wird sie von zahlreichen Untergrundprozessen mit demselben Endzustand überlagert; diese Untergrundprozesse können, wie die Vektorbosonstreuung, rein elektroschwach ablaufen, oder mit Beteiligung der starken Wechselwirkung.

In dieser Arbeit wird die Interferenz zwischen den rein elektroschwachen Prozessen (inklusive der VBS) einerseits und den teilweise stark ablaufenden Prozessen andererseits untersucht. Es wird versucht, den Interferenzterm durch Parametrisierung einer Ungewichtungsfunktion $1+\epsilon$ in den starken Untergrund zu integrieren, um so beide gemeinsam vom Messsignal abziehen zu können.

Es zeigt sich, dass sich bei Same-Sign-W-Prozessen durch dieses Verfahren der Interferenzterm stark reduzieren lässt. In Abhängigkeit von den angewandten Cuts und der Prozessvariablen, über der die Verteilung betrachtet wird, fällt das χ^2 der Funktion $\frac{\sigma_{\text{EWQCD}} - \sigma_{\text{EW}} - \sigma_{\text{QCD}}}{\sigma_{\text{EWQCD}}}$ auf 0,5 % bis 50 %.

Weiterhin wird in dieser Arbeit die WZ-Streuung untersucht. Allerdings kann im Rahmen der statistischen Unsicherheit keine Interferenz festgestellt werden.

Abstract

The electroweak symmetry breaking (abbr. EWSB) is a crucial test of the Standard Model and an important starting point for physics beyond the Standard Model. The EWSB is best investigated by means of longitudinally polarized vector bosons. However, this vector boson scattering (VBS) interferes with many background processes of the same final state; these background processes may be purely electroweak (just as VBS) or partially strong.

In this thesis, the interference between all purely electroweak processes (including VBS) on the one hand and all partially strong processes on the other hand is investigated. A weight change function $1+\epsilon$ is parameterized and applied to the QCD background in order to merge the QCD background and the interference. Thus, one can subtract both terms from the measurement signal.

By executing this procedure, it is possible to greatly reduce the interference in case of same-sign W scattering. Depending on the applied phase space cuts and the running process variable, the χ^2 of the function $\frac{\sigma_{\text{EWQCD}} - \sigma_{\text{EW}} - \sigma_{\text{QCD}}}{\sigma_{\text{EWQCD}}}$ after the weight change lies between 0.5 % and 50 % of the original value.

Furthermore, W/Z scattering is investigated in this thesis. However, an interference cannot be observed within the limits of statistical uncertainty.

Inhaltsverzeichnis

Theoretische Grundlagen	vii
1.1 Vektorbosonenstreuung	vii
1.2 QCD-Untergrund	viii
1.3 Interferenz zwischen EW- und QCD-Prozessen	ix
1.4 Der ATLAS-Detektor	x
1.4.1 Das ATLAS-Koordinatensystem	xi
1.4.2 Einfluss des ATLAS-Detektors auf diese Arbeit	xi
Hauptteil	xiii
2.1 Vorgehen	xiii
2.2 Same-Sign-W-Prozesse und schwache Cuts	xiii
2.3 Same-Sign-W-Prozesse und VBS-Cuts	xix
2.4 WZ-Prozesse	xxii
Zusammenfassung	xxv
Literaturverzeichnis	xxvii

Theoretische Grundlagen

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist die gegenwärtig am besten untersuchte Theorie zur Beschreibung von Elementarteilchen und ihren Wechselwirkungen. Diese Beschreibung erfolgt mithilfe der drei Eichgruppen $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$, wobei die Symmetrie der elektroschwachen Gruppe $U(1)_Y \times SU(2)_L$ durch den Higgs-Mechanismus spontan gebrochen wird.[6] Die elektroschwache Symmetriebrechung (*electro-weak symmetry breaking*, kurz EWSB) ist ein wichtiger Test des SM und ein Ansatzpunkt für die Suche nach Erweiterungen des Standardmodells.[1]

Die EWSB wird derzeit am Large Hadron Collider (LHC) bei Genf untersucht. Der LHC ist mit einem Umfang von 27 km der weltweit größte Teilchenbeschleuniger. Bis Ende 2012 werden an ihm Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV durchgeführt.[3]

1.1 Vektorbosonenstreuung

Die meisten Informationen über die EWSB erhält man durch die Streuung zweier longitudinal polarisierter W-Bosonen aneinander, weil diese nach Vorhersage des Standardmodells ohne Higgs-Mechanismus die perturbative Unitarität verletzt.[2]

Die EWSB lässt sich am besten im Energiebereich von 1 bis 2 TeV untersuchen.[4] Eine Untersuchung dieses Energiebereiches ist am Large Hadron Collider (LHC) bei Genf durchführbar.[2] Da am LHC Proton-Proton-Kollisionen stattfinden, besteht der Ausgangszustand aus zwei Partonen, die jeweils ein W- oder Z-Boson ausstrahlen müssen. Damit kann es sich nur um zwei Quarks handeln, die im Verlauf der Reaktion hadronisieren. Aus diesem Grunde besteht der Endzustand aus mindestens zwei Jets und den zwei Vektorbosonen – kurz $VVjj$. Abhängig davon, ob es sich bei den Vektorbosonen um W- oder Z-Bosonen handelt, zerfallen diese weiter zu den Endzuständen $l\nu l'\nu'jj$ (WW-Streuung) bzw. $\bar{l}l'\nu'jj$ (WZ-Streuung¹). ZZ-Streuung wird im Rahmen dieser Bachelor-Arbeit nicht behandelt.

Erschwert wird die Messung dadurch, dass die Vektorbosonstreuung überlagert wird von zahlreichen anderen Prozessen, die den gleichen Endzustand haben. Diese Untergrundprozesse können eingeteilt werden in solche, die allein über die elektroschwache Wechselwirkung, aber ohne VBS ablaufen, und solche, die teilweise über die starke Wechselwirkung ablaufen.

¹Der Endzustand $\nu\bar{\nu}l'\nu'jj$ ist ebenfalls möglich, wird hier aber nicht betrachtet, da es bei lediglich einem sichtbaren Lepton zu wenig kinematische Information gibt.

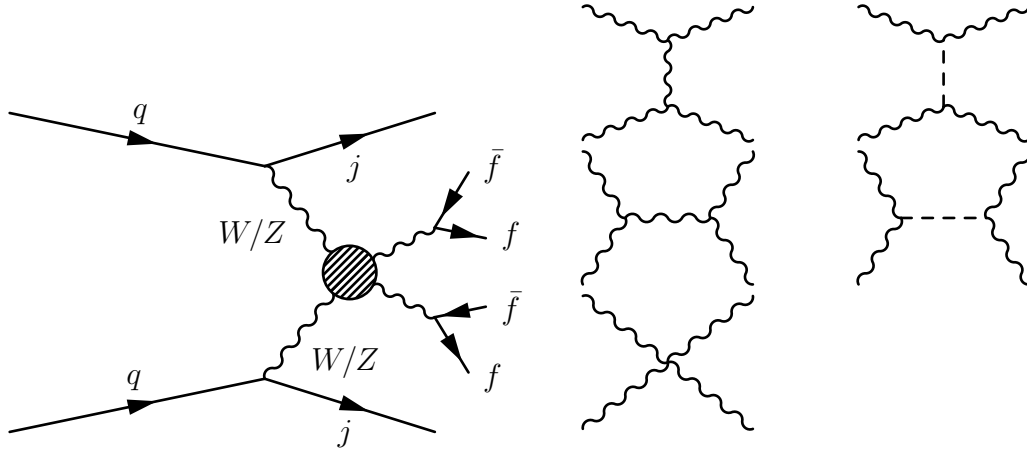


Abbildung 1.1: Feynman-Diagramme für Vektorbosonstreuung (VBS). Die fünf rechten Diagramme sind mögliche Vorgänge innerhalb des grauen Kreises.

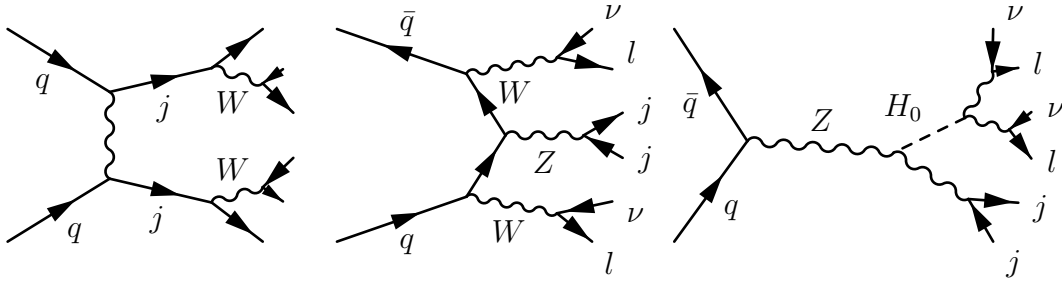


Abbildung 1.2: Rein elektroschwache Beispielprozesse für $qq \rightarrow l\nu l\nu jj$ ohne VBS.

Der rein elektroschwache Untergrund kann nur schwer vom VBS-Signal getrennt werden, weil die Terme einzeln nicht eichinvariant sind und starke Interferenzen auftreten.[4] Daher werden im Folgenden alle rein elektroschwachen Prozesse als Signal betrachtet und ihr differentieller Wirkungsquerschnitt wird mit σ_{EW} bezeichnet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt aller teilweise stark ablaufenden Prozesse heiße σ_{QCD} , der differentielle Gesamtquerschnitt σ_{EWQCD} .

1.2 QCD-Untergrund

Der größte Untergrund zur Vektorbosonenstreuung (kurz VBS) entsteht durch Prozesse, die ebenfalls $VVjj$ als Endzustand haben, aber teilweise über die starke Wechselwirkung ablaufen. Ihr Wirkungsquerschnitt ist im Allgemeinen wesentlich höher als der des eigentlichen Signals. (s.Tab. 1.1)

Wie groß der QCD-Hintergrund im Vergleich zum EW-Signal ist, hängt von den streuenden

Tabelle 1.1: Signal-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit der streuenden Bosonen.[5]

Endzustand	σ_{EW}	σ_{QCD}
$l\nu l'\nu' jj$	8 fb	9 fb
$l^+\nu l^-\bar{\nu} jj$	~ 33 fb	810 fb
$\bar{l}\bar{l}'\nu' jj$	4 fb	140 fb

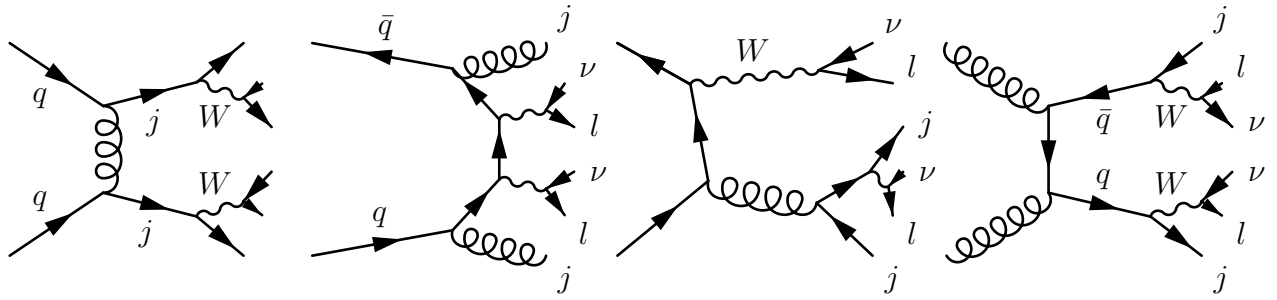


Abbildung 1.3: Drei Beispielprozesse für $qq \rightarrow \nu\nu jj$ mit starker Wechselwirkung und ein Beispiel für $gg \rightarrow \nu\nu jj$.

Vektorbosonen ab:

- Handelt es sich um zwei W-Bosonen gleichen Vorzeichens (sog. *Same-Sign-W*), so ist der QCD-Hintergrund besonders klein, weil der Ausgangszustand gg unterdrückt ist – aus ihm können in erster Ordnung nur unterschiedlich geladene Vektorbosonen hervorgehen. (vgl. Abb. 1.3, ganz rechts)
- Handelt es sich um zwei W-Bosonen unterschiedlichen Vorzeichens (*Opposite-Sign-W*), so ist zwar das Signal viermal so groß wie bei Same-Sign-W, allerdings ist der QCD-Untergrund dafür neunzigmal so groß.
- Streuen ein W- und ein Z-Boson aneinander, so sind zwar alle Untergründe außer dem QCD-Untergrund sehr klein (bspw. $t\bar{t}$), aber dafür ist das Signal nur halb so groß und der QCD-Untergrund fünfzehnmal so groß wie bei Same-Sign-W.

Aufgrund dieser Abwägungen wird sich diese Arbeit besonders auf den Same-Sign-W-Kanal konzentrieren.

1.3 Interferenz zwischen EW- und QCD-Prozessen

Da bei der Überlagerung der verschiedenen Prozesse die Streuamplituden addiert werden, man aber nur deren Betragsquadrat messen kann, entsteht durch die Überlagerung grundsätzlich ein Interferenzterm.

Bezeichnet man den differentiellen Wirkungsquerschnitt aller Prozesse, die rein elektroschwach ablaufen, mit σ_{EW} , den differentiellen Wirkungsquerschnitt aller Prozesse, an denen die starke Wechselwirkung beteiligt ist, mit σ_{QCD} und den differentiellen Gesamtquerschnitt als σ_{EWQCD} , so kann man in Formeln schreiben:

$$\sigma_{\text{EWQCD}} = \sigma_{\text{EW}} + \sigma_{\text{QCD}} + \sigma_{\text{INT}} \quad (1.1)$$

wobei σ_{INT} gerade den Interferenzterm bezeichnet.

Da es sich bei σ_{QCD} und σ_{INT} um die Wirkungsquerschnitte von Untergrundprozessen handelt, müssen sie vom Gesamtstreuquerschnitt abgezogen werden:

$$\sigma_{\text{EW}} = \sigma_{\text{EWQCD}} - \sigma_{\text{QCD}} - \sigma_{\text{INT}} \quad (1.2)$$

$$\sigma_{\text{EW}} = \sigma_{\text{EWQCD}} - \sigma_{\text{QCD}} \cdot (1 + \varepsilon) , \quad (1.3)$$

wobei ε eine kleine Korrektur sein sollte und von beliebigen Prozessvariablen abhängen kann. Um nun das EW-Signal zu bestimmen, kann man einerseits σ_{EWQCD} und andererseits den Untergrund σ_{QCD} gemessen werden. Anstatt aber jedes QCD-Event mit gleichem Gewicht zu zählen, werden sie mit dem Faktor $1 + \varepsilon$ umgewichtet und man erhält eine korrigierte QCD-Verteilung σ'_{QCD} . Im Idealfall sollte gelten:

$$\sigma'_{\text{QCD}} = \sigma_{\text{QCD}} + \sigma_{\text{INT}} , \quad (1.4)$$

und es würde genügen, σ'_{QCD} von σ_{EWQCD} abzuziehen.

Für dieses Vorgehen ist es erforderlich, eine Parametrisierung von σ_{INT} bzw. der Umgewichtungsfunktion $1 + \varepsilon$ zu finden. Dies wird dadurch erschwert, dass σ_{INT} eine Differenz zweier ähnlicher Verteilungen² ist und dadurch eine hohe relative Unsicherheit aufweist. Dies muss durch eine hohe Anzahl betrachteter Ereignisse ausgeglichen werden.

Im Idealfall sollte es ausreichen, die Funktion $1 + \varepsilon$ in Abhängigkeit einer einzigen Variablen zu betrachten und linear zu approximieren. Es wird jedoch auch geprüft werden, inwieweit das Ergebnis durch Hinzunahme eines zweiten Parameters verbessert werden kann.

1.4 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor (**A** Toroidal **LHC** **A**pparatu**S**) ist ein Mehrzweck-Teilchendetektor und ist am Large Hadron Collider am CERN installiert.^[6] Er besteht aus:

- einem inneren Detektor, um die Spuren geladener Teilchen zu bestimmen;
- einem elektromagnetischen Kalorimeter, das die Energie von Elektronen und Photonen misst;
- einem hadronischen Kalorimeter, mit dem die Energie hadronischer Teilchen bestimmt werden kann;
- einem Myon-Spektrometer, mit dem Myonen identifiziert und ihr Impuls präzise gemessen werden kann.

²Es wird erwartet:

$$\frac{\sigma_{\text{INT}}}{\sigma_{\text{EWQCD}}} \lesssim 0,1.$$

Im Folgenden wird das Koordinatensystem des Detektors eingeführt und sein Einfluss auf diese Arbeit diskutiert.

1.4.1 Das ATLAS-Koordinatensystem

Ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem wird so in den Detektor gelegt, dass die x-Achse zum Mittelpunkt des LHC-Rings und die y-Achse nach oben zeigt. Die z-Achse liegt damit parallel zur Strahlrichtung. Der Ursprung des Koordinatensystems wird in den nominalen Wechselwirkungspunkt gelegt.

Die x-y-Ebene wird als *Transversalebene* bezeichnet. Die Projektion einer Größe in die Transversalebene wird mit einem tiefgestellten T bezeichnet. So ist

$$p_T := \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (1.5)$$

der *transversale Impuls* eines Teilchens.

Der Azimutalwinkel φ eines Vektors wird zwischen der x-Achse und der Projektion des Vektors in die x-y-Ebene gemessen. Der Polarwinkel ϑ wird zwischen der z-Achse und dem Vektor gemessen.

Zusätzlich wird als weitere nützliche Größe die Pseudorapidität η eines Teilchens definiert mit

$$\eta := -\ln \tan \frac{1}{2} \vartheta, \quad (1.6)$$

da diese eine einfachere Beschreibung von QCD-Prozessen erlaubt als der Polarwinkel. Ebenfalls sei der *winkelmäßige Abstand* ΔR definiert als:

$$\Delta R := \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \varphi)^2}. \quad (1.7)$$

1.4.2 Einfluss des ATLAS-Detektors auf diese Arbeit

Die Ergebnisse dieser Arbeit basieren auf simulierten Messdaten des Monte-Carlo-Generators SHERPA (**S**imulation of **H**igh-**E**nergy **R**eactions of **P**Articles). Dieser berücksichtigt jedoch nicht den begrenzten Akzeptanzbereich des ATLAS-Detektors. Stattdessen wird dieser als Cuts in der Analyse implementiert, um solche Events auszuschließen, deren Endzustände nicht vom ATLAS-Detektor rekonstruiert werden können.

Die detektorbedingten Cuts lauten[6]:

- $|\eta_j| < 4,5$ für hadronische Jets;
- $|\eta_l| < 2,4$ für geladene Leptonen.

Hauptteil

2.1 Vorgehen

Zur Analyse wurden drei Samples bestehend aus je 1 Mio. Events des Kanals $qq \rightarrow WWjj \rightarrow l\nu l\nu jj$ verwendet, die mit SHERPA 1.4.0 erzeugt worden sind: Einmal wurden nur elektroschwache Prozesse erlaubt (σ_{EW}), einmal nur Prozesse mit Beteiligung der starken Wechselwirkung (σ_{QCD}) und einmal beide Arten (σ_{EWQCD}).

Zunächst wurde aus diesen differenziellen Verteilungen gemäß Kapitel 1.3 die Ungewichtungsfunktion,

$$1 + \varepsilon = \frac{\sigma_{\text{EWQCD}} - \sigma_{\text{EW}}}{\sigma_{\text{QCD}}}, \quad (2.8)$$

errechnet und über verschiedenen Prozessvariablen aufgetragen. Über zwei dieser Variablen wurde die Funktion dann mit einem linearen Fit approximiert: Einmal über der Gesamtmasse der beiden Tagging Jets, m_{jj} , und einmal über der Differenz ihrer Pseudorapiditäten, $\Delta\eta_{jj}$.

In der zweiten Phase des Verfahrens wurde das QCD-Sample nochmals analysiert, allerdings diesmal mit den genäherten Ungewichtungen. Je besser die lineare Approximation von $1 + \varepsilon$ ist, umso kleiner sollte bei Verwendung der neu berechneten QCD-Verteilungen die Interferenz σ_{INT} sein.

In der dritten Phase wurde nach der Ungewichtung nach einer der beiden Variablen m_{jj} und $\Delta\eta_{jj}$ noch einmal die Ungewichtungsfunktion $1 + \varepsilon$ bestimmt, jedoch in Abhängigkeit der jeweils nicht verwendeten Variablen. Diese neue Ungewichtungsfunktion wurde dann linear approximiert und anschließend wurde das QCD-Sample ein drittes Mal, nun mit beiden Ungewichtungsfunktionen, analysiert. Damit wurde geprüft, ob die Interferenz durch Beachtung einer zweiten Größe noch weiter verringert werden kann.

2.2 Same-Sign-W-Prozesse und schwache Cuts

Zur Bestimmung der Ungewichtungsfunktionen wurden die folgenden Cuts angewendet:

- Exakt zwei geladene Leptonen (e^+ und μ^+) mit $p_{\text{T},l} > 10 \text{ GeV}$ und $|\eta_l| < 5,0$;
- mindestens zwei Jets mit Algorithmus „Anti-KT“ und $\Delta R = 0,4$ sowie $p_{\text{T},j} > 10 \text{ GeV}$ und $|\eta_j| < 5,0$;

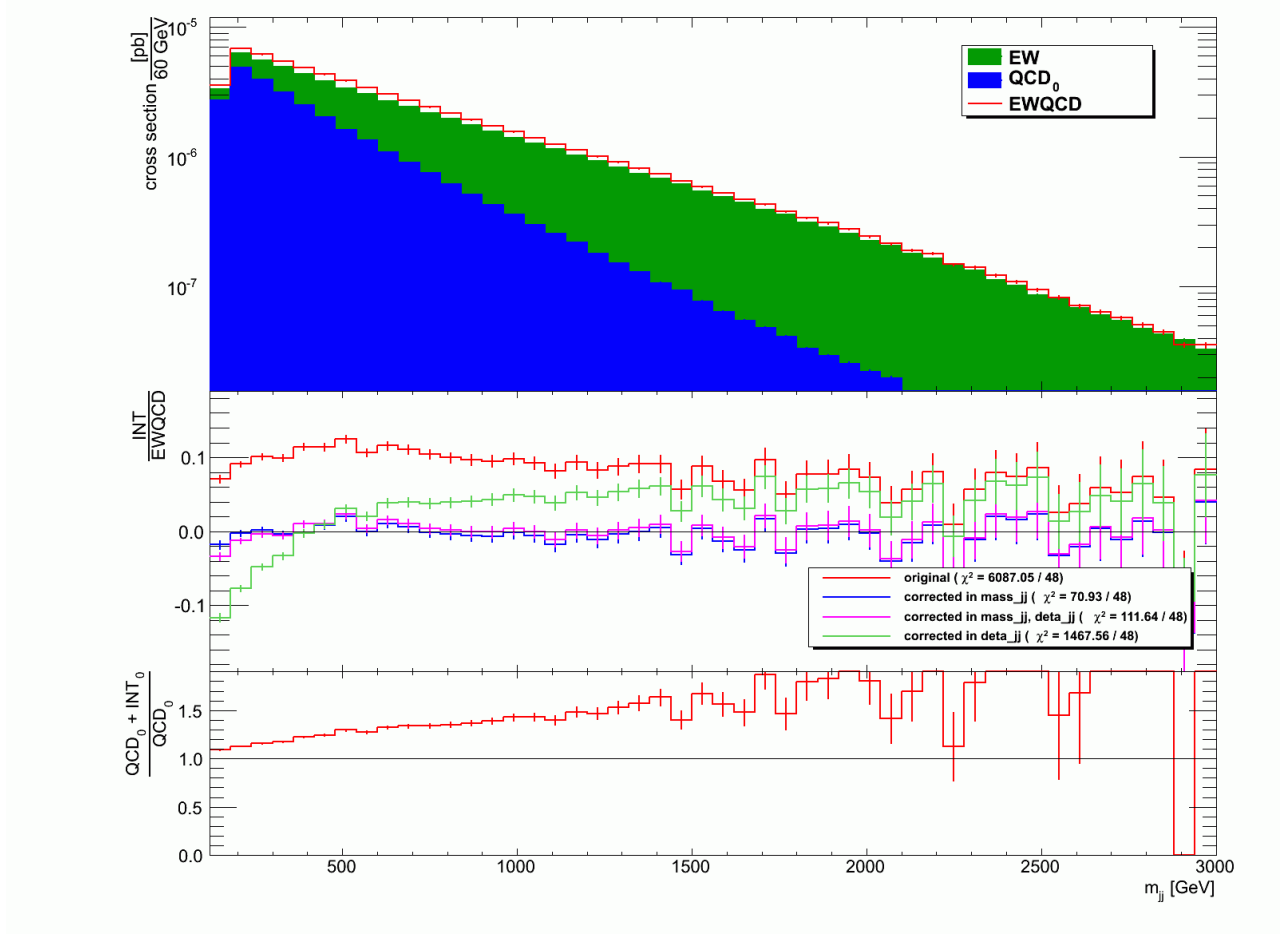


Abbildung 2.4: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über der Jetmasse m_{jj} .

- Gesamtmasse der geladenen Leptonen $m_{ll} > 20$ GeV;
- Gesamtmasse der beiden Tagging Jets $m_{jj} > 150$ GeV.

Die Ungewichtungsfunktionen ergaben sich nach linearer Approximation wie folgt:

$$1 + \varepsilon(m_{jj}) = 1,05087 + 0,0003903 \cdot m_{jj}, \quad (2.9)$$

$$1 + \varepsilon(\Delta\eta_{jj}) = 1,29038 - 0,03447 \cdot \Delta\eta_{jj}, \quad (2.10)$$

$$1 + \varepsilon(m_{jj} \times \Delta\eta_{jj}) = (1,05087 + 0,0003903 \cdot m_{jj}) \cdot (1,07219 - 0,03952 \cdot \Delta\eta_{jj}). \quad (2.11)$$

Abbildung 2.4 zeigt drei Diagramme mit den Resultaten dieser Analyse für eine Prozessgröße (m_{jj}). Das obere Diagramm zeigt die drei ursprünglichen Diagramme σ_{EW} , σ_{QCD} und σ_{EWQCD} . Das mittlere Diagramm zeigt den Interferenzterm σ_{INT} einmal unkorrigiert und einmal nach Anwendung der drei QCD-Ungewichtungen:

- nach m_{jj} ,
- nach $\Delta\eta_{jj}$,

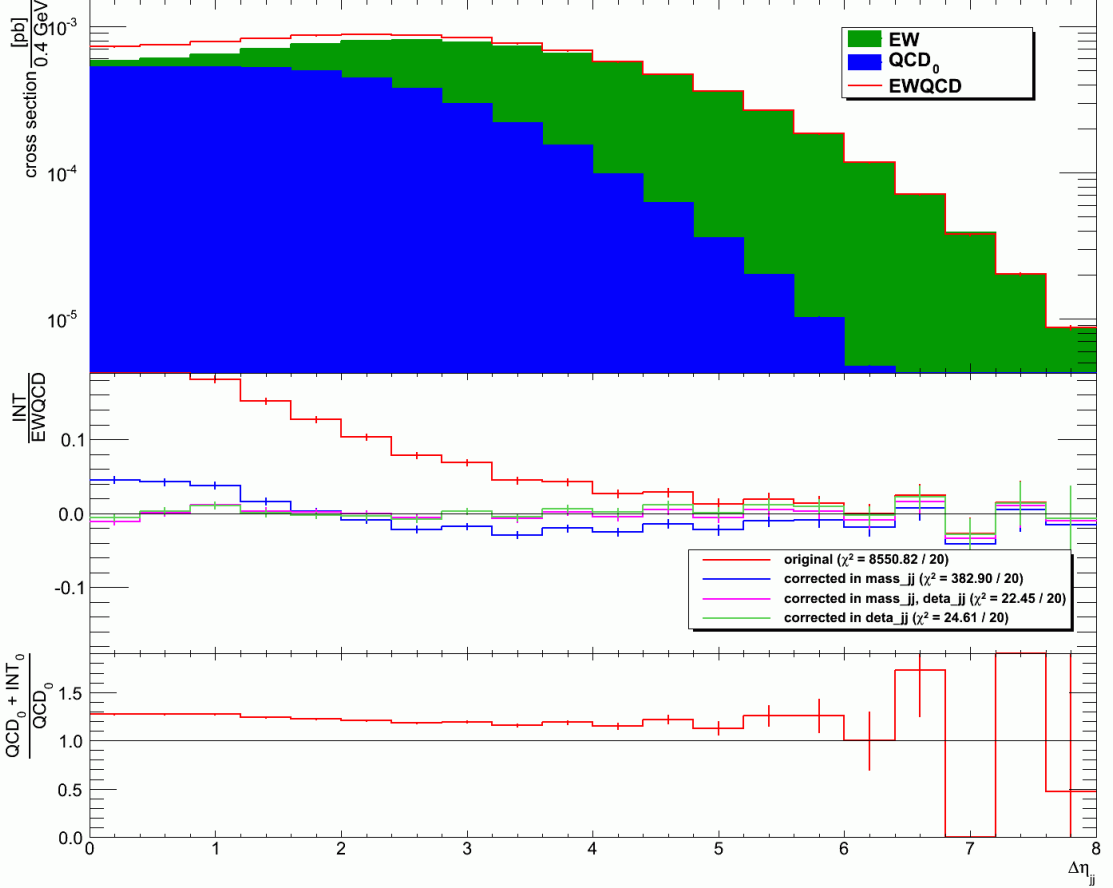


Abbildung 2.5: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über der Pseudorapiditätsdifferenz $\Delta\eta_{jj}$.

- zuerst nach m_{jj} , dann nach $\Delta\eta_{jj}$.³

Gleichzeitig steht in der Legende der Unterschied zur Nulllinie nach der χ^2 -Methode:

$$\chi^2 := \sum_i \frac{\sigma(x_i)}{\Delta\sigma(x_i)}. \quad (2.12)$$

Das untere Diagramm zeigt den Ungewichtungsfaktor $1+\varepsilon$ in Abhängigkeit von der Variablen. Die Diagramme 2.4 bis 2.7 zeigen, dass der Ungewichtungsansatz generell funktioniert. Für alle betrachteten Prozessgrößen fällt das χ^2 von $\frac{\sigma_{\text{INT}}}{\sigma_{\text{EWQCD}}}$ auf ein Sechstel oder weniger; teilweise sogar auf weniger als ein Prozent (bspw in Abbildung 2.6).

Während es trivial ist, dass die Interferenz in Abhängigkeit von m_{jj} oder $\Delta\eta_{jj}$ wesentlich kleiner wird, wenn nach derselben Größe umgewichtet wird, zeigen die Diagramme 2.4 bzw. 2.5, dass auch eine zweite Umgewichtung das Ergebnis nicht wesentlich verschlechtert. Im Falle von $\Delta\eta_{jj}$ verbessert es sich sogar.

³ Man kann auch zuerst nach $\Delta\eta_{jj}$ und dann nach m_{jj} umgewichten. Durch die Umkehrung der Reihenfolge verändern sich die Ergebnisse jedoch nur geringfügig, weswegen dieser Fall hier vernachlässigt wird.

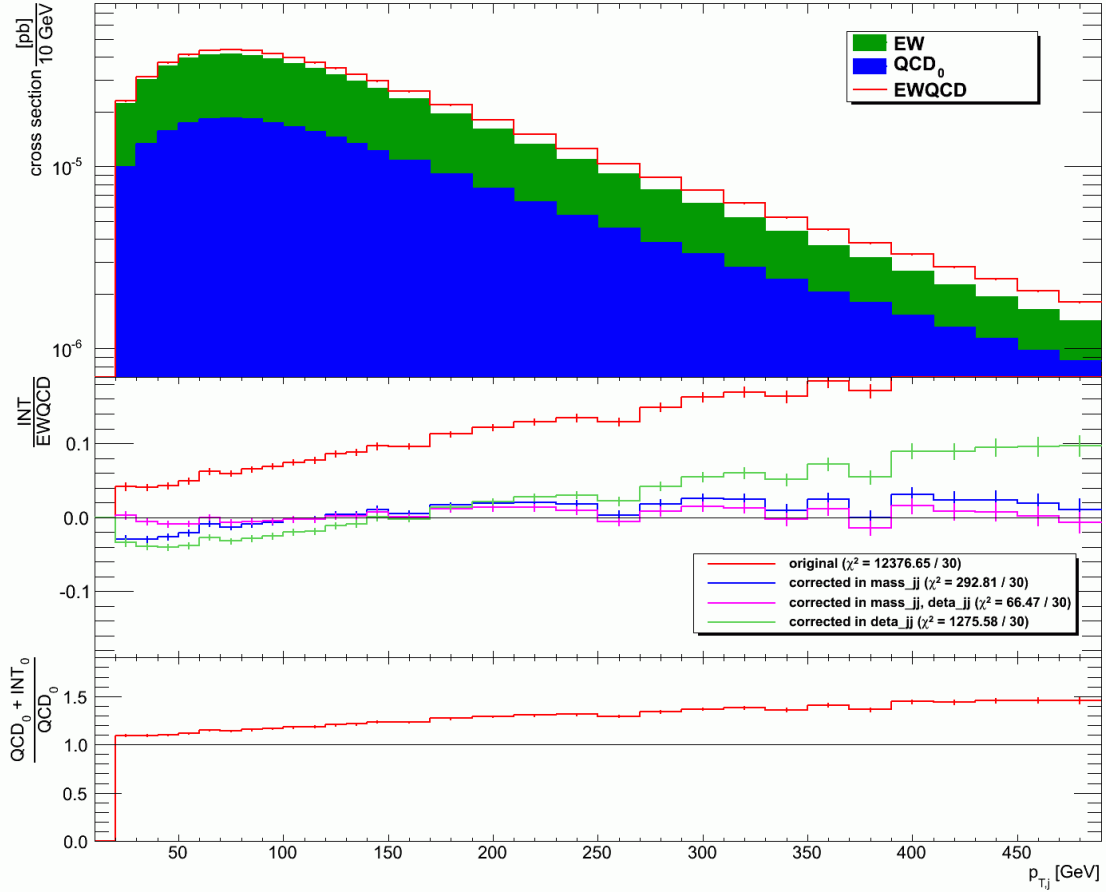


Abbildung 2.6: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über den transversalen Impulsen der Jets $p_{T,j}$.

Die Diagramme 2.6 (über $p_{T,j}$) und 2.7 (über m_{ll}) sind Beispiele für Fälle, in denen die Umgewichtung sehr gut bzw. eher schlecht funktioniert.

Die schlechtesten Ergebnisse liefert das Verfahren in den Verteilungen über ΔR_{jj} , ΔR_{ll} , η_l , $\Delta\eta_{ll}$, m_{ll} und $\Delta\varphi_{jj}$.

Den Grund, warum die Umgewichtung in der Verteilung über $\Delta\varphi_{jj}$ fehlschlägt, zeigt Abb. 2.8, unteres Diagramm: Die Umgewichtungsfunktion $1 + \varepsilon(\Delta\varphi_{jj})$ ist wesentlich parabelförmiger als über anderen Variablen, bspw. in Abb. 2.4. Damit muss eine lineare Näherung auch weniger Erfolg haben. Die Umgewichtung über ΔR_{jj} hat aus dem gleichen Grunde so wenig Erfolg, da ΔR_{jj} direkt von $\Delta\varphi_{jj}$ abhängt.

Zu guter Letzt wurde noch geprüft, ob Umgewichtungen nach anderen Prozessvariablen bessere Ergebnisse liefern. Dazu wurde einmal eine Umgewichtung nach m_{ll} und einmal nach $\Delta\varphi_{jj}$ durchgeführt, weil für diese beiden Variablen die Interferenz nach den Umgewichtungen besonders groß war. Jedoch zeigen die Abbildungen 2.9 und 2.10, dass dieses Vorgehen wenig Erfolg hat. Zwar ist die Interferenz $\sigma_{\text{INT}}(\Delta\varphi_{jj} \times m_{jj})$ kleiner als $\sigma_{\text{INT}}(m_{jj} \times \Delta\eta_{jj})$, allerdings verschlechtert sie sich bei dieser Umgewichtung in allen anderen Verteilungen.

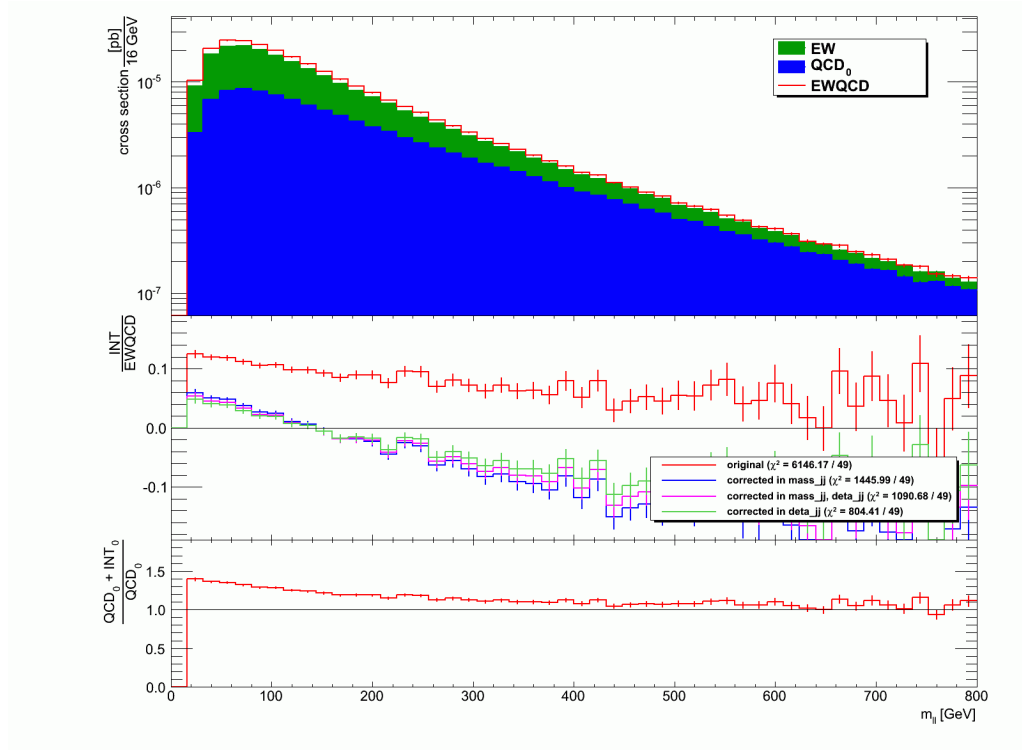


Abbildung 2.7: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über der sichtbaren Leptonmasse m_l .

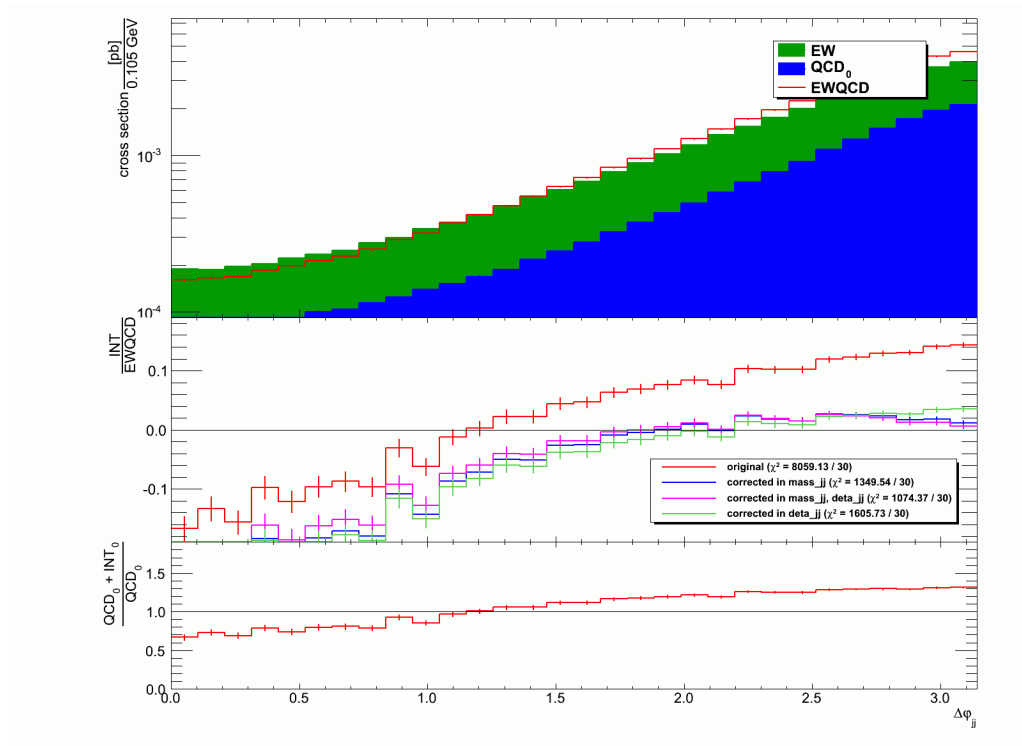


Abbildung 2.8: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über dem Winkelabstand der Jets $\Delta\varphi_{jj}$.

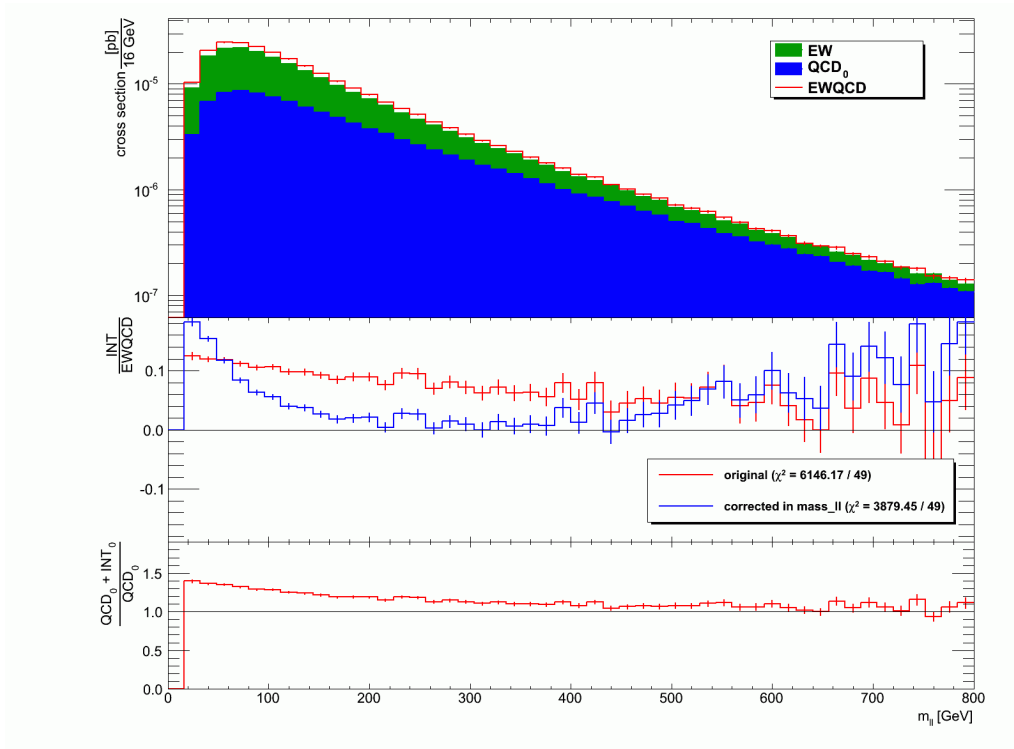


Abbildung 2.9: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über der sichtbaren Leptonmasse m_l , umgewichtet nach m_l .

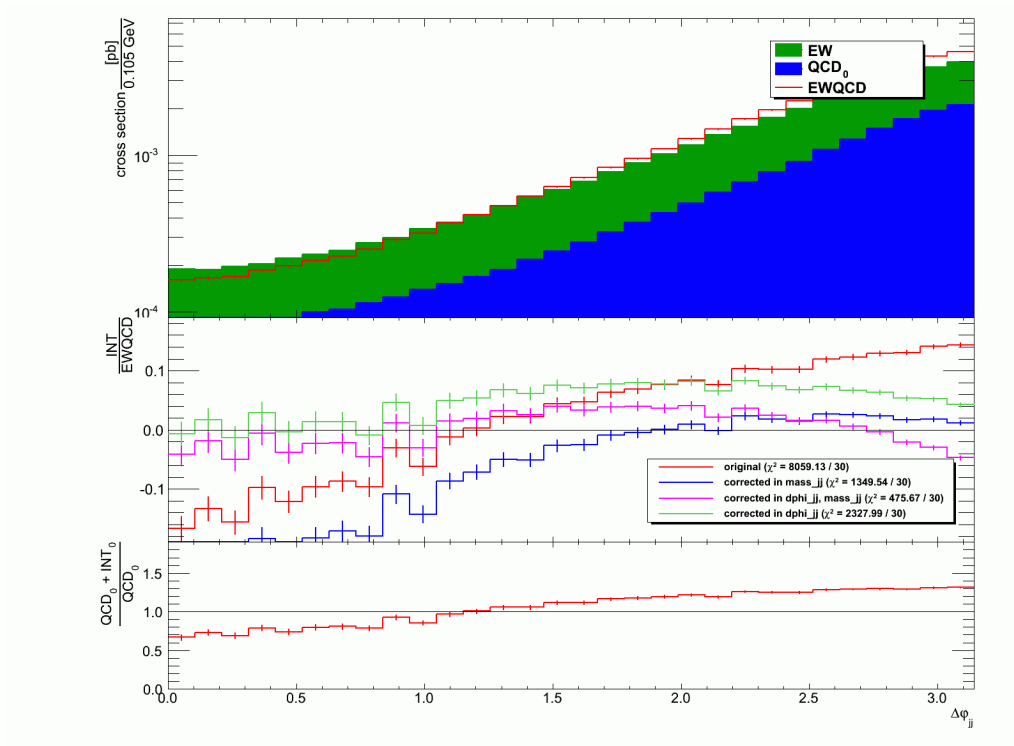


Abbildung 2.10: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über dem Winkelabstand der Jets $\Delta\varphi_{jj}$, umgewichtet nach $\Delta\varphi_{jj}$.

2.3 Same-Sign-W-Prozesse und VBS-Cuts

Dieser Abschnitt untersucht, ob die oben gewonnenen Umgewichtungsfunktionen auch im sogenannten VBS-Bereich die Interferenz zwischen σ_{EW} und σ_{QCD} entfernen.

Zur Untersuchung von Vektorbosonenstreuung werden gewöhnlich wesentlich strengere Cuts auf die Messdaten angewendet; sie lauten wie folgt:

- Exakt zwei geladene Leptonen (e^+ und μ^+) mit $\max(p_{T,l}) > 25 \text{ GeV}$, $\min(p_{T,l}) > 20 \text{ GeV}$ und $|\eta_l| < 2,4$;
- mindestens zwei Jets mit Algorithmus „Anti-KT“ und $\Delta R = 0,4$ sowie $p_{T,j} > 30 \text{ GeV}$ und $|\eta_j| < 4,5$;
- Gesamtmasse der geladenen Leptonen $m_{ll} > 20 \text{ GeV}$;
- Gesamtmasse der beiden Tagging Jets $m_{jj} > 500 \text{ GeV}$.
- Pseudorapiditätsunterschied der beiden Tagging Jets $|\Delta\eta_{jj}| > 2,4$;
- fehlende transversale Energie $E_{T,M} > 40 \text{ GeV}$.

Relativ zum Signal ist die Interferenz bei diesen Cuts wesentlich kleiner als vorher ($\frac{\sigma_{INT}}{\sigma_{EWQCD}} \approx 0,05$). Weil durch die geringeren Wirkungsquerschnitte auch die Messunsicherheit wesentlich größer ist, werden für diesen Phasenraum keine neuen Umgewichtungsfunktionen ermittelt, sondern stattdessen geprüft, inwieweit die in Abschnitt 2.3 ermittelten Funktionen anwendbar sind.

Die Abbildungen 2.11 bis 2.14 zeigen beispielhaft einige Ergebnisse. Die Interferenz fällt durch die Umgewichtung über allen untersuchten Variablen auf 10 bis 50 %. In den Variablen, in denen die Umgewichtung in Abschnitt 2.3 gute Ergebnisse liefert, sind sie auch hier gut; wo die Interferenz bei schwächeren Cuts weniger gut behoben wird, ist dies auch bei den VBS-Cuts der Fall.

Ein auffälliger Unterschied zur Betrachtung mit den schwächeren Cuts ist, dass in den meisten Fällen die Umgewichtung nach m_{jj} allein die besten Ergebnisse liefert. Wendet man anschließend eine zweite Umgewichtung über $\Delta\eta_{jj}$ an, so wird in fast⁴ allen Fällen das Ergebnis wieder verschlechtert.

Generell lässt sich jedoch sagen, dass die Interferenz durch Anwendung der Umgewichtung in allen betrachteten Variablen reduziert wird.

⁴Die einzige Ausnahme hiervon ist $\Delta\eta_{ll}$; hier wird das beste Ergebnis durch eine Umgewichtung allein nach $\Delta\eta_{jj}$ erzielt.

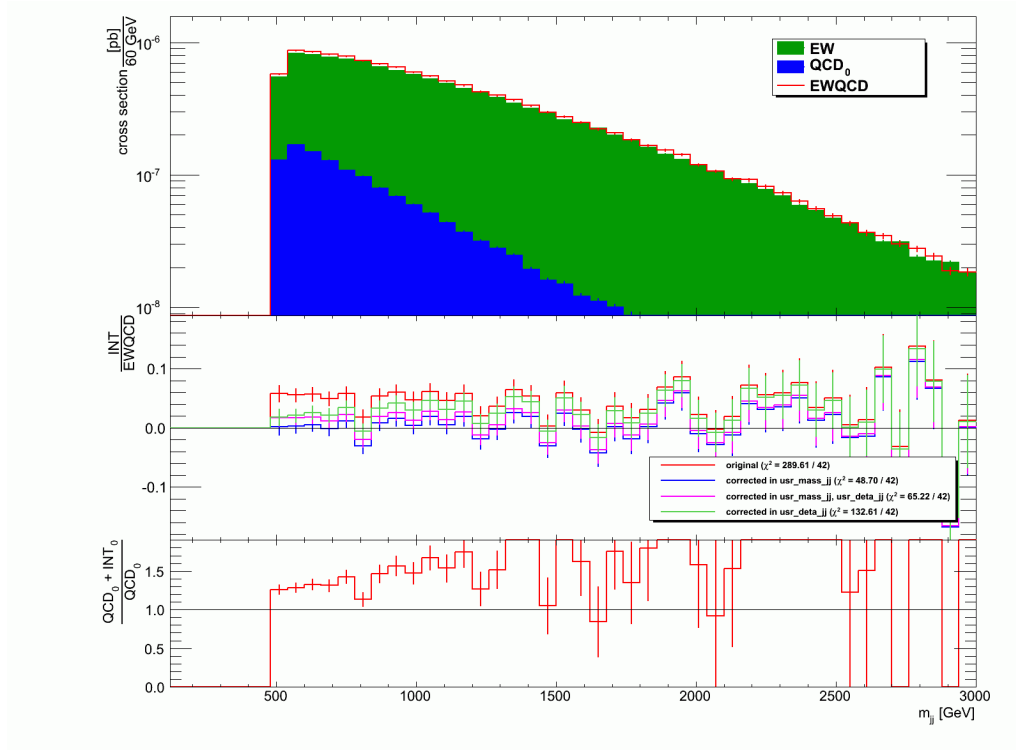


Abbildung 2.11: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über der Jetmasse m_{jj} .

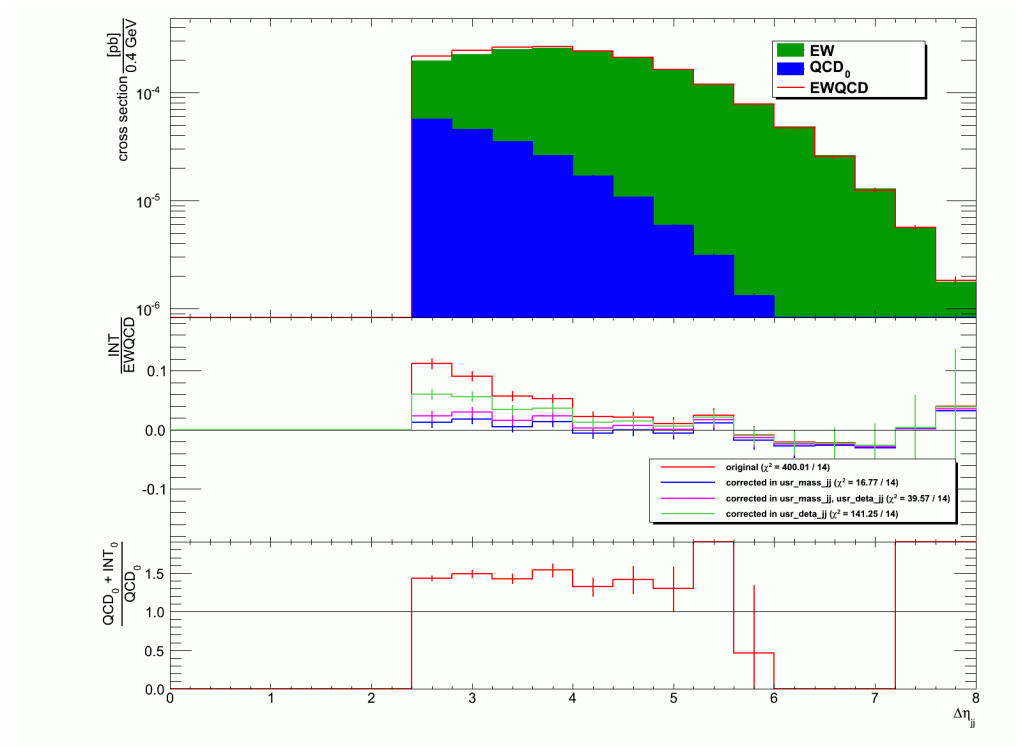


Abbildung 2.12: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über der Pseudorapiditätsdifferenz $\Delta\eta_{jj}$.

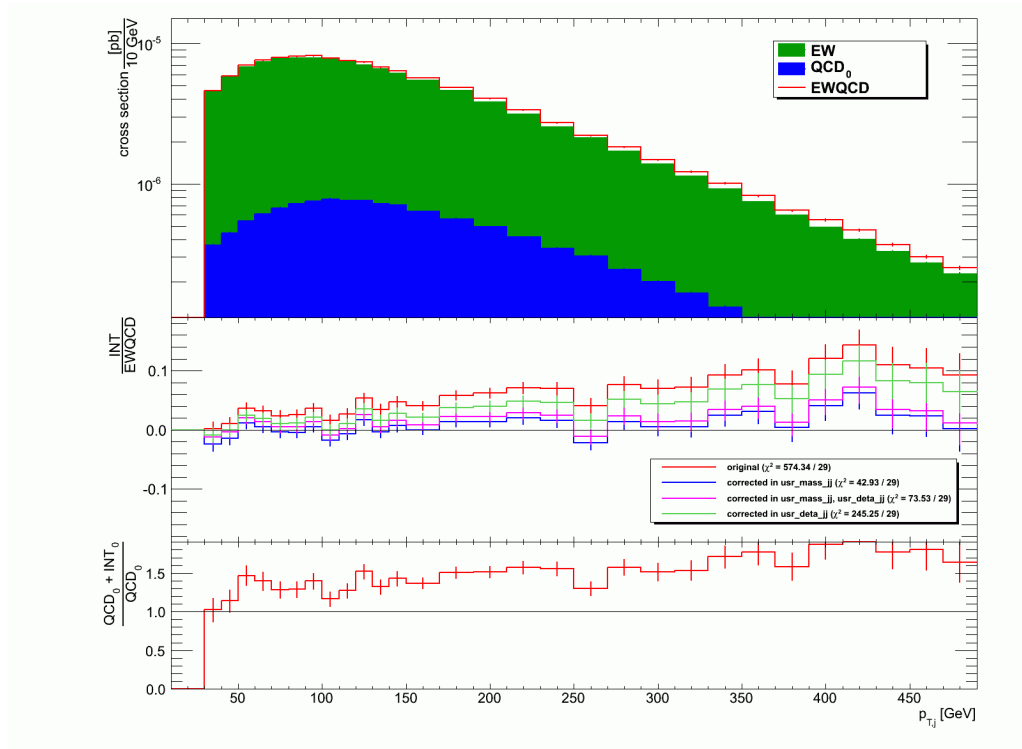


Abbildung 2.13: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über den transversalen Impuls der Jets $p_{T,j}$.

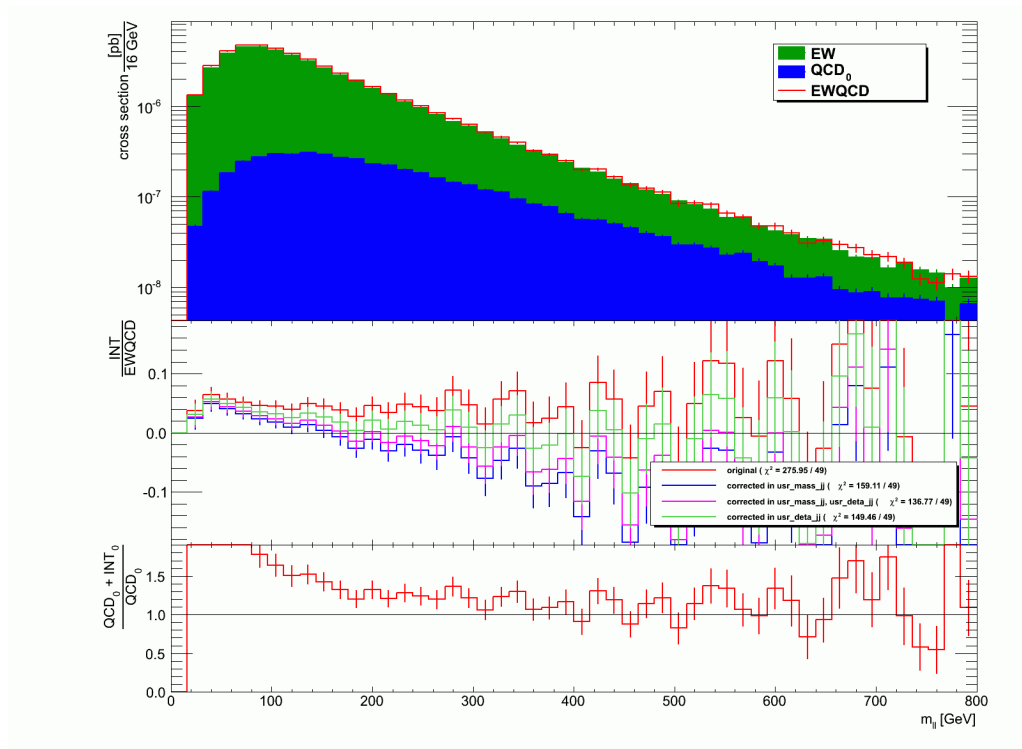


Abbildung 2.14: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über der sichtbaren Leptonmasse m_l .

2.4 WZ-Prozesse

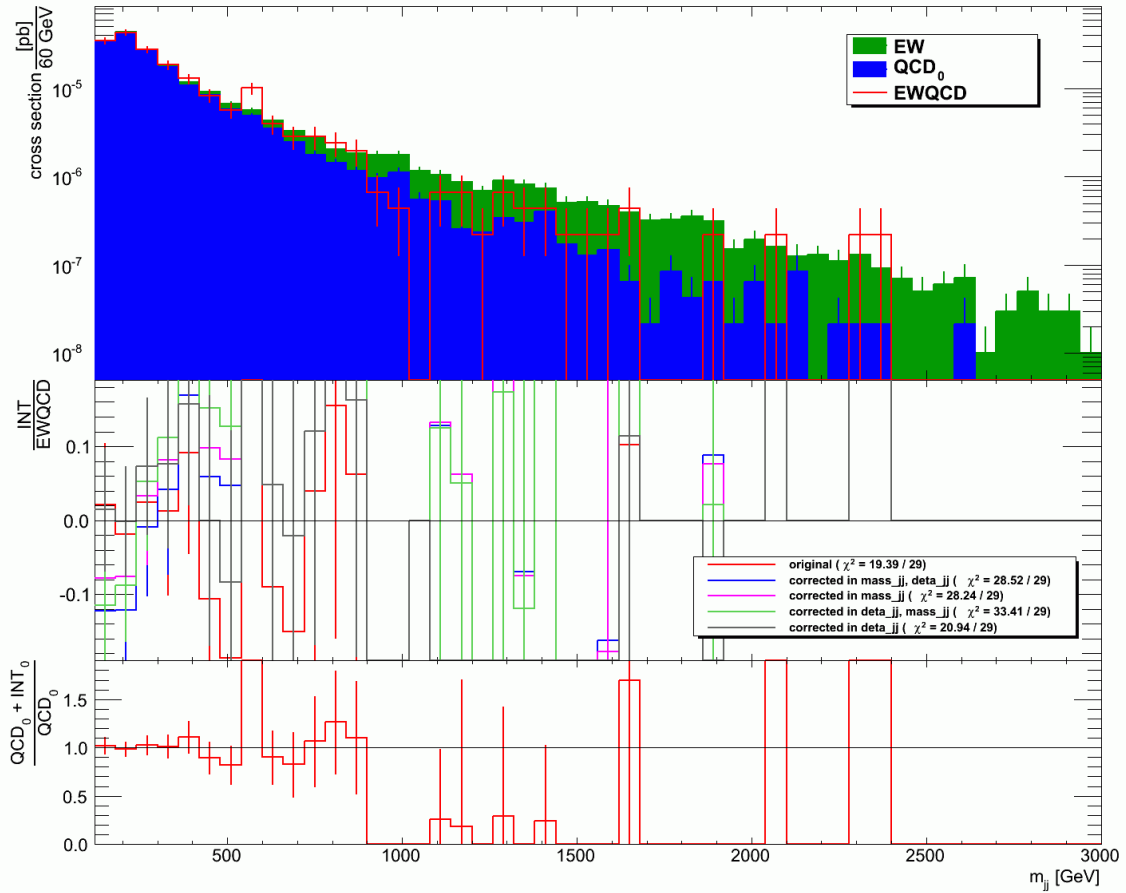


Abbildung 2.15: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über der Jetmasse m_{jj} .

Abschließend wurde noch die Interferenz zwischen σ_{EW} und σ_{QCD} bei WZ-Streuung untersucht. Hierzu wurden analog zur Untersuchung von WW-Prozessen drei Samples des Kanals $qq \rightarrow WZjj \rightarrow \bar{l}l'\nu'jj$ verwendet, die allerdings nur je 10 000 Events enthalten. Dadurch ist die Unsicherheit der Werte wesentlich größer als in den vorigen Abschnitten, was auch die Genauigkeit der Approximationen verschlechtert.

Die Abbildungen 2.15 bis 2.17 zeigen in den jeweils mittleren Diagrammen, dass der Interferenzterm große Fehlerbalken hat und starken Schwankungen unterliegt. Auch das χ^2 der verschiedenen Verteilungen ist wesentlich kleiner als in den vorigen Abschnitten. Dies deutet darauf hin, dass bereits ohne Umgewichtungen σ_{INT} sehr klein ist.

Ebenfalls ist festzustellen, dass das Umgewichtungsverfahren im Falle von WZ-Streuung fehlschlägt. Bei nahezu allen betrachteten Variablen wird die Interferenz durch die Anwendung der Umgewichtungsfunktion verstärkt.

Eine genauere Analyse, inwiefern sich der Interferenzterm σ_{INT} von Null unterscheidet, kann nur durch eine Wiederholung des Verfahrens mit größeren Samples durchgeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit kann er jedoch als vernachlässigbar klein angenommen werden.

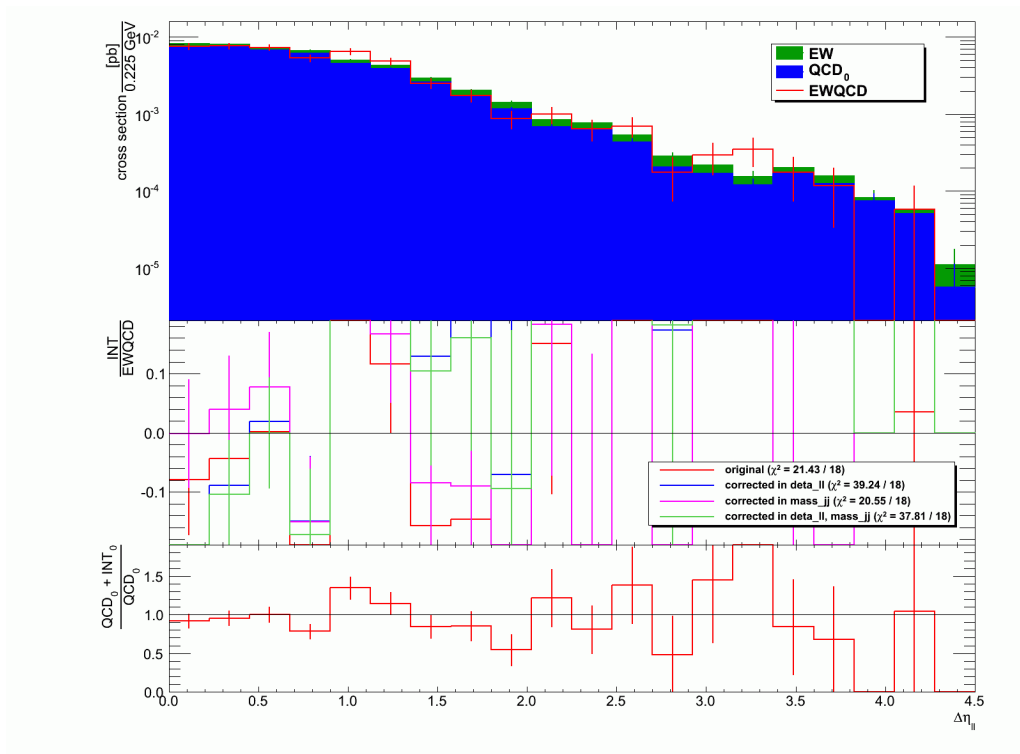


Abbildung 2.16: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über der Pseudorapiditätsdifferenz $\Delta\eta$.

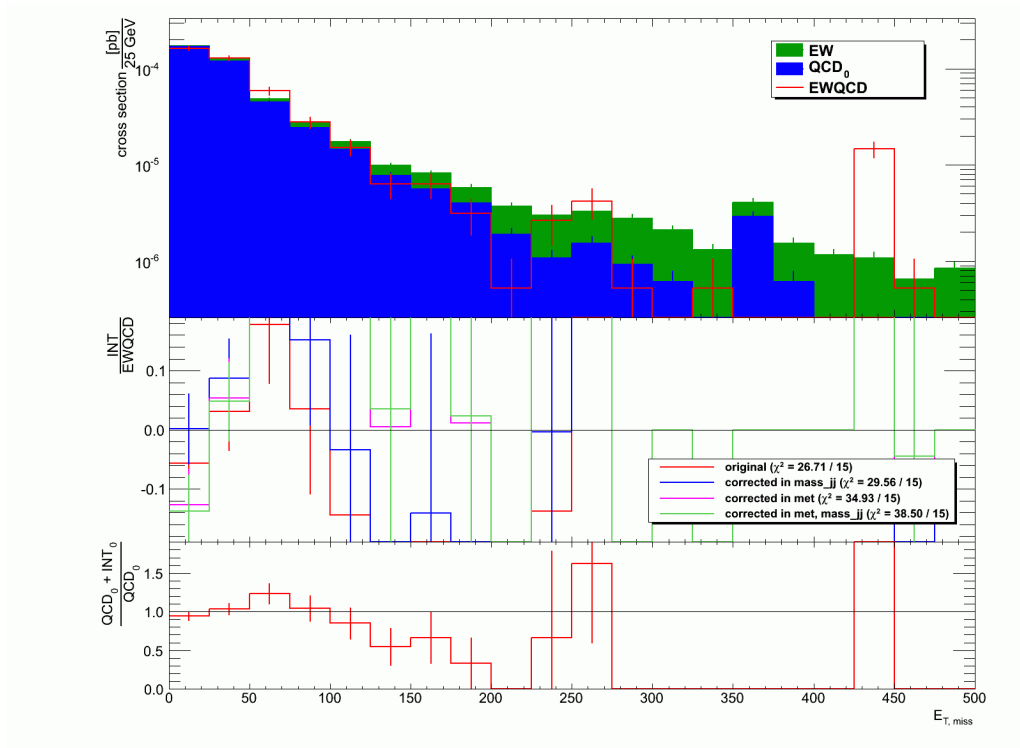


Abbildung 2.17: Differenzieller Wirkungsquerschnitt über der fehlenden transversalen Energie $E_{T,M}$.

Zusammenfassung

Für same-sign-W-Streuung konnte im Falle der schwachen Cuts das χ^2 der Interferenzverteilung σ_{INT} auf 16 % und weniger reduziert werden. Das beste Ergebnis lieferte dabei die Ungewichtung $1 + \varepsilon(m_{jj} \times \Delta\eta_{jj})$. Am schlechtesten ließ sich die Interferenz in den Verteilungen über ΔR_{jj} , ΔR_{ll} , η_l , $\Delta\eta_{ll}$, m_{ll} und $\Delta\varphi_{jj}$ beheben. Dieses Ergebnis kann auch durch andere Ungewichtungsvariablen nicht verbessert werden. Es besteht allerdings die Möglichkeit, durch Betrachtung von mehr Ereignissen und die dadurch verbesserte Statistik genauere Approximationen der Ungewichtungsfunktion $1 + \varepsilon$ zu gewinnen und dadurch die Interferenz weiter zu reduzieren.

Die gewonnenen Ungewichtungsfunktionen liefern auch bei Anwendung der strengeren VBS-Cuts noch brauchbare Ergebnisse und reduzieren σ_{INT} auf 10 bis 50 %. Am stärksten wird σ_{INT} durch Anwenden der Ungewichtungsfunktion $1 + \varepsilon(m_{jj})$ reduziert.

Im Falle von WZ-Streuung ist im Rahmen der Unsicherheit keine Interferenz vorhanden. Das Ungewichtungsverfahren ist hier weder sinnvoll noch erfolgreich.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Alboteanu, W. Kilian und J. Reuter, *Resonances and Unitarity in Weak Boson Scattering at the LHC*, [arXiv:0806.4145v1 \[hep-ph\]](#), zuletzt aufgerufen am 06.09. 2012.
- [2] K. Doroba et. al., *The $W_L W_L$ scattering at the LHC: improving the selection criteria*, [arXiv:1201.2768v2 \[hep-ph\]](#), zuletzt aufgerufen am 06.09. 2012.
- [3] Pressemitteilung des CERN vom 05.04. 2012, <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2012/PR10.12E.html>, zuletzt aufgerufen am 06.09. 2012.
- [4] A. Ballestrero, *Boson Boson Scattering Analysis*, <https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=89&resId=0&materialId=slides&confId=141983>, zuletzt aufgerufen am 06.09. 2012.
- [5] M. Kobel, *VBS issues: physics and organisation*, <https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=0&resId=1&materialId=slides&confId=180682>, zuletzt aufgerufen am 06.09. 2012.
- [6] C. Gumpert, *Measurement of the Cross Section for the Process $pp \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ and a Search for Neutral MSSM Higgs Bosons with the ATLAS Detector*, <https://cdsweb.cern.ch/record/1420926?ln=en>, zuletzt aufgerufen am 06.09. 2012.

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.

Nico Madysa

Dresden, den 10. September 2012