

Untersuchung der Jetrekonstruktion bei ATLAS im Vorwärtsbereich

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

vorgelegt von

Tim Herrmann
geboren am 22.09.1991 in Dresden

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2014

Eingereicht am 28. Mai 2014

1. Gutachter: Prof. Dr. Kobel
2. Gutachter: Prof. Dr. Straessner

Zusammenfassung

Mit den 2012 vom ATLAS-Detektor gesammelten Daten, die eine integrierte Luminosität von $20,3 \text{ fb}^{-1}$ aufweisen, wird die Jetkalibration im Vorwärtsbereich untersucht. Dazu wird das 'in situ'-Verfahren für den Zerfall $p + p \rightarrow Z + \text{Jet}$ genutzt, wobei der Jet das Testteilchen und das Z-Boson das Referenzteilchen ist. Beim 'in situ'-Verfahren wird der transversale Impuls des Testteilchens mit dem sehr genau gemessenen transversalen Impuls des Referenzteilchens verglichen. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass die simulierten Daten gut mit den aufgezeichneten Daten übereinstimmen. Das ist eine wichtige Voraussetzung dafür, dass die Kalibration in Vorwärtsrichtung bereits gut ist. Um diese Vermutung zu untermauern, werden die Datenauswahl für das 'in situ' Verfahren weiter optimiert und verbleibende systematische Unsicherheiten diskutiert. Auch die erhaltenen Werte des 'in situ' Verfahrens deuten darauf hin, dass die Kalibration bereits stimmt.

Abstract

The calibration of the jets in the forward region is checked using the data collected with ATLAS in the 2012 run which has an integrated luminosity of 20.3 fb^{-1} . The 'in situ' technique is used for the decay $p + p \rightarrow Z + \text{jet}$, where the jet is the probe particle and the Z-boson is the tag particle. This technique compares the transverse momentum of the tag particle with the probe particle. It is shown, that the simulated data describe the collected data well. This is a sign for an already good calibration. In order to improve the calibration, the method is optimized and residual systematic errors on the measurement are discussed. The results of the 'in situ' technique also seem to show, that the calibration is already good.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Eigenschaften des Z-Bosons	3
3	Experimenteller Aufbau	5
3.1	LHC	5
3.2	ATLAS Detektor	5
3.2.1	Koordinatensystem des ATLAS-Detektors	5
3.2.2	Aufbau des ATLAS-Detektors	6
3.2.3	Teilchen und deren Rekonstruktion	6
3.2.4	Datenspeicherung	8
4	Untersuchung des rekonstruierten transversalen Impulses von Jets	9
4.1	Methode und Vorgehen	9
4.2	Selektion des Prozesses	10
4.2.1	Objektselektionen	10
4.2.2	Ereignisselektion	12
4.3	Übrige Untergrundprozesse	14
4.3.1	Jets von anderen Wechselwirkungen (Pile Up)	15
4.3.2	Mehr als ein Jet bei Z-Produktion	15
4.4	Korrektur des kombinatorischen Untergrundes	16
4.5	Bildung des Grenzwertes $\Delta\Phi_{jZ} \rightarrow \pi$	18
4.6	Systematische Messunsicherheiten	19
5	Diskussion und Zusammenfassung	21
5.1	Einfluss der $p_{T,Z}$ -Verteilung	21
5.2	Einfluss des $p_{T,\text{Jet}}$ -Schnittes und des $p_{T,Z}$ -Schnittes	23
5.3	Ausblick	24
6	Anhang	25
6.1	Effekte von Schnitten auf $p_{T,Z}$ und $p_{T,\text{Jet}}$	25
	Literaturverzeichnis	27

1 Einleitung

Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider (LHC) am CERN in Genf wird durchgeführt, um das Standardmodell der Teilchenphysik zu überprüfen und um nach neuen physikalischen Phänomenen zu suchen [1].

Mit den bisherigen Daten vom LHC konnte die Existenz eines Teilchens nachgewiesen werden, welches die Eigenschaften eines Higgs-Teilchens des Standardmodells zeigt. Auch der Zerfallskanal $H \rightarrow b\bar{b}$, bei dem zwei Jets entstehen, hat zur Entdeckung des neuen Teilchens beigetragen [2, 3]. Wenn es die im Standardmodell vorhergesagte Drei- und Vier-Eichbosonkopplung gibt, so kann sie auch nachgewiesen werden. Mit den bisherigen Daten konnte die elektroschwache Produktion von $W^\pm W^\pm jj$, die eine Vier-Eichbosonkopplung enthält, mit einer Sicherheit von $3,6 \sigma$ bereits nachgewiesen werden [4].

Der Gültigkeitsbereich der Quanten Chromo Dynamic (QCD) des Standardmodells kann durch Hochpräzisionsmessungen ebenfalls überprüft werden. Der Spin und die Kopplungsstärke des Top-Quarks aus dem Standardmodell können mit den Daten des LHC weiter untersucht werden.

Bei allen Überprüfung des Standardmodells ist es wichtig, dass der transversale Impuls von Jets möglichst genau bestimmt wird. Um die Kalibration dieser Jets geht es in dieser Arbeit.

2 Eigenschaften des Z-Bosons

Das Z-Boson ist ein Teilchen des Standardmodells mit einem Spin von 1, keiner elektrischen Ladung und keiner Farbladung. Es ist ein Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung. Die Masse des Z-Bosons beträgt $m_Z = 91,1875 \pm 0,0021 \text{ GeV}$ [5] und die mittlere Zerfallsbreite ist $\Gamma_Z = 2,4952 \pm 0,0023 \text{ GeV}$ [5]. Daraus ergibt sich die mittlere Lebensdauer: $T_Z = \frac{1}{\Gamma_Z} = 4 \cdot 10^{-10} \text{ eV}^{-1} = 2,6 \cdot 10^{-25} \text{ s}$.

Das Z-Boson zerfällt zu 20% in zwei Neutrinos und zu je 3,4% zerfällt es in zwei Elektronen e , zwei Myonen μ und zwei Taus τ . Der hadronische Zerfall in zwei Quarks ist mit 70% am wahrscheinlichsten [6].

3 Experimenteller Aufbau

3.1 LHC

Der LHC ist ein Proton-Proton Teilchenbeschleuniger, der am Forschungszentrum CERN bei Genf steht. Dem LHC sind mehrere Beschleuniger vorgeschaltet, um die Protonenstrahlen auf jeweils 4 TeV zu beschleunigen, sodass sich bei einer Kollision eine Schwerpunktsenergie von 8 TeV ergibt. Der 26,7 km lange Tunnel, in dem sich der LHC befindet, wurde zwischen 1984 und 1989 ursprünglich für den Large Electron Positron-Beschleuniger (LEP) gebaut. An vier Punkten werden die Protonenstrahlen gekreuzt, sodass es dort zu inelastischer Proton-Proton Streuung kommt. An diesen Punkten stehen die Detektoren ATLAS, CMS, LHCb und ALICE. ATLAS und CMS messen die gleichen Eigenschaften, verwenden aber teilweise verschiedene Detektortechnologien und werden von zwei getrennten Kollaborationen betrieben, um die unabhängig voneinander gemessenen Ergebnisse überprüfen zu können [7].

3.2 ATLAS Detektor

3.2.1 Koordinatensystem des ATLAS-Detektors

Um Koordinaten im ATLAS-Detektor zu beschreiben, wird ein kartesisches Koordinatensystem verwendet. Die x-Achse zeigt in Richtung Ringmitte, die y-Achse zeigt nach oben und die z-Achse zeigt in Strahlrichtung, sodass ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht.

Um Raumrichtungen im ATLAS-Detektor zu beschreiben, werden die Variablen Φ und η verwendet. Der Polarwinkel Φ gibt den Winkel der Raumrichtung zur x-Achse senkrecht zur Strahlachse an. Die Pseudorapidität η ist als

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

definiert und ist ein Maß für den Winkel zur Strahlachse, wobei θ der Winkel zur Strahlachse ist. Die Pseudorapidität wurde so gewählt, da $\Delta\eta$ für masselose Teilchen unabhängig von Boosts in z-Richtung ist. Dies ist notwendig, da zwar der Impuls der Protonen bekannt ist, aber nicht der Impulsanteil der Partonen. Die wechselwirkenden Partonen unterliegen deshalb einem unbekannten Boost in z-Richtung.

3.2.3.1 Elektronen

Aussehen im Detektor Elektronen hinterlassen Spuren im Spurdetektor und im elektromagnetischen Kalorimeter, wo sie den Hauptteil ihrer Energie deponieren. Teilweise deponieren sie noch einen kleinen Teil ihrer Energie im hadronischen Kalorimeter, wenn sie hochenergetisch sind.

Rekonstruktion Die rekonstruierten Spuren im Spurdetektor werden verlängert und die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter im Raumwinkelbereich $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2}$ von 0,05 um die Spur herum aufaddiert. Wenn es mehr als 2,5 GeV sind und die gemessene Energie im Spurdetektor und im elektromagnetischen Kalorimeter etwa übereinstimmt wird das Objekt als Elektronkandidat markiert.

Außerdem werden die Elektronen abhängig von der Anzahl der Treffer in Qualitätsstufen loose, medium und tight eingeteilt [8, Seite 3,4].

3.2.3.2 Myonen

Aussehen im Detektor Myonen hinterlassen in allen Detektoren Spuren, wobei sie im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter relativ wenig Energie deponieren. Sie sind die einzigen Teilchen, welche die Myonenkammern erreichen und können somit sehr gut von anderen Teilchen unterschieden werden. Aufgrund der Energiedeponierung im Spurdetektor und im elektromagnetischen Kalorimeter werden Myonen meist auch als Elektronkandidaten markiert.

Rekonstruktion Die Spuren im Spurdetektor und im Myon System werden unabhängig voneinander rekonstruiert. Wenn es danach Spuren im Spurdetektor und im Myon System gibt, die zusammenpassen, dann werden sie als Combined-Myonen markiert [9].

In der hier vorgestellten Analyse wird 'Combined-Myon' als eine Bedingung an Myonen gestellt.

3.2.3.3 Jets

Aussehen im Detektor Da Quarks nicht einzeln existieren können, entstehen bei der Abstrahlung eines Quarks viele weitere Quarks, die sich zu Mesonen und Baryonen verbinden. Dies führt zur Bildung von Teilchenschauern (Jets), welche schließlich detektiert werden. Dieses Phänomen wird als 'Confinement' bezeichnet.

Jets hinterlassen Spuren im Spurdetektor, im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter. Den Hauptteil ihrer Energie verlieren sie im hadronischen Kalorimeter. Da Elektronen und Myonen auch Energie in allen drei Detektoren deponieren können, werden Elektronen und Myonen auch als Jetkandidaten markiert.

Rekonstruktion Der Propagator für die Abstrahlung eines Teilchens mit dem Impuls q und der Masse m aus einem Teilchen 1 mit dem Impuls p_1 , welches in Teilchen 2 mit dem Impuls p_2 unter Abstrahlung von q zerfällt, ist $\sim \frac{1}{q^2 - m^2}$. Da die Masse m gegenüber dem Impuls q vernachlässigbar ist, kann man den Propagator zu $\sim \frac{1}{q^2}$ vereinfachen.

Der abgestrahlte Impuls q lässt sich zu $q^2 = (p_1 - p_2)^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta)$ vereinfachen, wenn man annimmt, dass die Masse von Teilchen 1 und 2 vernachlässigbar sind.

Der resultierende Propagator $\sim \frac{1}{2E_1E_2(1 - \cos\theta)}$ ist besonders groß für $\theta \rightarrow 0$, also Teilchenabstrahlung in Bewegungsrichtung, und für niederenergetische Teilchenabstrahlung (E_2). Daraus folgt, dass die berechnete Energie eines guten Jetclusteralgorithmus unabhängig von abgestrahlten niederenergetischen Teilchen und Teilchen in gleicher Raumrichtung sein sollte. Ein Algorithmus, der von beiden Größen unabhängig ist, ist der meist verwendete 'AntiKt' [10].

Zum Clustern der Einträge im hadronischen Kalorimeter zu Jets werden folgende Größen bestimmt:

- $d_{i,j} := \min(p_i^k, p_j^k) \frac{\Delta R_{i,j}}{R}$: der kombinierte energetische und räumliche Abstand von allen Jets untereinander
- $d_i := p_i^k$: die transversalen Impulse der einzelnen Einträge

Bei k und R handelt es sich um Parameter des Algorithmus. Beim verwendeten 'AntiKt4'-Algorithmus sind $k=-2$ ('anti' - k_t') und $R=0,4$. Das p_i und p_j sind die transversalen Impulse der Einträge im hadronischen Kalorimeter. Die Variable $\Delta R_{i,j} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\Phi_i - \Phi_j)^2}$ ist der Raumwinkelabstand zwischen dem Eintrag i und dem Eintrag j des hadronischen Kalorimeters. Die Werte d_i und $d_{i,j}$ werden aufsteigend sortiert. Wenn der kleinste Wert ein $d_{i,j}$ ist, dann werden die zwei Viererimpulse von i und j addiert. Anschließend werden der neue d_i Wert und alle Kombinationen $d_{i,j}$ in die Liste eingefügt. Wenn der kleinste Wert ein d_i ist, dann werden dieser als Jetkandidat markiert und alle Einträge mit diesem Jet aus der Liste gelöscht.

3.2.4 Datenspeicherung

Im ATLAS Detektor wurden 2012 20,3 fb⁻¹ an Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV aufgezeichnet [11]. Während der Datennahme geschehen ca. 0,4 Milliarden Kollisionen pro Sekunde. Die Speichertechnik am ATLAS-Detektor erlaubt aber nur eine Speicherrate von 200 Hz. Um die Datenmenge zu reduzieren, gibt es ein dreistufiges Triggersystem, welches festlegt, welche Ereignisse aufgezeichnet werden. Das Triggersystem besteht aus dem Level 1 Trigger, dem Level 2 Trigger und dem Event Filter [1].

Der in dieser Arbeit verwendete Datensatz fordert ein Lepton mit einem transversalen Impuls von mindestens 25 GeV und ein zweites Lepton von mindestens 15 GeV. Es werden nur Jets rekonstruiert, die einen transversalen Impuls von mindestens 10 GeV aufweisen.

4 Untersuchung des rekonstruierten transversalen Impulses von Jets

Ziel dieser Arbeit ist es, die Genauigkeit des gemessenen transversalen Impulses von Jets im Vorwärtsbereich ($2,5 < |\eta| < 4,5$) zu überprüfen und gegebenenfalls eine Korrektur zu finden.

4.1 Methode und Vorgehen

Zur Kalibration wird der Zerfall $p + p \rightarrow Z + \text{Jet}$ genutzt, bei welchen das Z-Boson in zwei Myonen oder zwei Elektronen zerfällt. In Abbildung 4.1 ist das zugehörige Feynman-Diagramm dargestellt. Die zwei streuenden Protonen haben vor dem Zusammenstoß keinen transversalen Impuls. Aufgrund der Impulserhaltung $\sum_i \vec{p}_{T,i} = 0$ muss der transversale Impuls des Z-Bosons $\vec{p}_{T,Z}$ gleich dem negativen transversalen Impuls des Jets $\vec{p}_{T,\text{Jet}}$ sein. Für den Betrag des transversalen Impulses $p_{T,i} := |\vec{p}_{T,i}|$ bedeutet dies: $p_{T,\text{Jet}} = p_{T,Z}$.

Der transversale Impuls der Leptonen ℓ wird sehr genau gemessen [8], [9] und damit auch der transversale Impuls des Z-Bosons $\vec{p}_{T,Z} = \vec{p}_{T,\ell_1} + \vec{p}_{T,\ell_2}$. Aufgrund der Messgenauigkeit von $p_{T,Z}$ wird davon ausgegangen, dass $p_{T,Z}$ dem wahren transversalen Impuls entspricht. Bei einer perfekten Kalibration von $p_{T,\text{Jet}}$ gilt $p_{T,\text{Jet}} = p_{T,Z}$.

Für die weitere Analyse wird die Größe

$$\kappa := \left\langle \frac{p_{T,\text{Jet}}}{p_{T,Z}} \right\rangle$$

definiert, welche das über viele Ereignisse ($\sim 10^6$) gemittelte Verhältnis von $p_{T,\text{Jet}}$ zu $p_{T,Z}$ angibt. Bei einer perfekten Kalibration gilt: $\kappa = 1$. Wenn der gemessene transversale Impuls der Jets im Mittel zu hoch gemessen wird, gilt $\kappa > 1$. Wenn der gemessene transversale Impuls der Jets im Mittel zu niedrig gemessen wird, gilt $\kappa < 1$.

Statt des Z-Bosons kann auch ein virtuelles Photon γ^* mit einer ähnlichen invarianten Masse entstehen. Da das Verfahren auch mit einem solchen virtuellen Photon funktioniert, ist mit Z sowohl ein Z-Boson als auch ein virtuelles Photon gemeint.

Bei dem verwendeten Verfahren handelt es sich um das sogenannte 'in situ'-Verfahren, bei dem ein Testobjekt mit einem Referenzobjekt verglichen wird. Das Testteilchen ist hier der Jet und

das Referenzteilchen das Z-Boson.

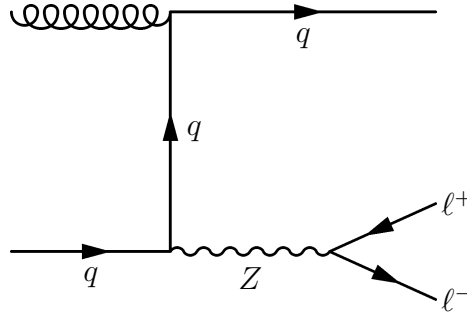


Abbildung 4.1: Feynman-Diagramm des Zerfalls $p + p \rightarrow Z + \text{Jet} \rightarrow \ell^+ + \ell^- + \text{Jet}$ mit e oder μ als Lepton ℓ

Die Analyse wird mit dem Framework sFrame [12], Common Analysis Framework [13] und ROOT [14] erstellt. Um den Beitrag verschiedener Prozesse abzuschätzen, werden neben den Originaldaten (Daten) simulierte Daten aus Monte Carlo (MC) Generatoren verwendet. Für die Integration des Matrixelementes wird Alpgen verwendet und für die Partonschauer Herwig/Jimmy.

Zunächst wird mit einer Selektion versucht, den Prozess, bei dem ein Z-Boson und mindestens ein Jet entsteht, möglichst gut vom Untergrund zu isolieren ohne zu viele Ereignisse des Prozesses zu verlieren. Danach werden noch verbleibende Untergrundeffekte diskutiert und anschließend korrigiert. Abschließend wird das Ergebnis zusammengefasst, diskutiert und ein Ausblick gegeben.

4.2 Selektion des Prozesses

Um den Prozess $p + p \rightarrow Z + \text{Jet}$ zu isolieren, werden Selektionskriterien an die gesammelten Ereignisse gestellt. Diese Bedingungen können sich auf Objekte wie Myonen, Elektronen oder Jets beziehen. Durch diese sogenannte Objektselektion werden bestimmte Objektkandidaten für die weitere Analyse ausgewählt. Bei der Ereignisselektion werden dagegen Bedingungen an das jeweilige Ereignis gestellt. Bei Nichterfüllung der Kriterien wird das Ereignis verworfen.

4.2.1 Objektselektionen

In Tabelle 4.1 sind die Bedingungen an die Objektkandidaten aufgelistet.

Myonselektion: Vom Event Filter werden nur Ereignisse aufgezeichnet, die zwei Leptonen mit mindestens 15 GeV beinhalten. Es wird $|\eta| < 2,5$ gefordert, da nur in diesem Winkelbe-

Elektronobjektselektion	Myonobjektselektion	Jetobjektselektion
$p_T > 15 \text{ GeV}$		
$ \eta < 1,37$	$p_T > 15 \text{ GeV}$	
oder $1,52 < \eta < 2,47$	$ \eta < 2,5$	$p_T > 20 \text{ GeV}$
<i>isTightPlusPlus</i>	$Z0 < 0,5$	$ \eta < 4,5$
$Z0 < 0,5$	$D0sig < 3$	$\forall e : \Delta R(j, e) > 0,3$
$D0sig < 3$	$ET_{ISO} < 0,07$	$\forall \mu : \Delta R(j, \mu) > 0,3$
$\forall \mu : \Delta R(\mu, e) > 0,3$	$PT_{ISO} < 0,07$	<i>TopoEM</i>
$ET_{ISO} < 0,14$	<i>combined – Myon</i>	
$PT_{ISO} < 0,06$		

Tabelle 4.1: Selektionskriterien der Myonobjekte, Elektronobjekte und Jetobjekte

reich Spuren im Spurdetektor gemessen werden und diese Spuren für die 'combined-Myonen' erforderlich sind.

Der Abstand des Startpunktes der Spur des Myonkandidaten darf nur 0,5 cm in Strahlrichtung vom Startpunkt des Ereignisses entfernt sein. Außerdem darf der Abstand der Startpunkte senkrecht zur Strahlachse maximal dreimal so groß sein wie die Messunsicherheit des Abstandes. Diese Bedingungen sind relativ weit gefasst, da die Prozessselektion sehr gut durch andere Kriterien gesteuert werden kann.

Durch die Isolationsbedingungen $ET_{ISO} < 0,07$ und $PT_{ISO} < 0,07$ wird sichergestellt, dass Jets nicht als Myonkandidaten gekennzeichnet werden. Sie bedeuten, dass maximal 7% der transversalen Energie bzw. Impulses in einem äußeren Kegel von $\Delta R < 0,3$ um die rekonstruierte Spur herum liegen darf.

Elektronselektion: Analog zu den Myonkandidaten werden die Bedingungen $p_T > 15 \text{ GeV}$, $D0sig < 3$, $Z0 < 0,5$, $ET_{ISO} < 0,14$ und $PT_{ISO} < 0,06$ an die Elektronkandidaten gestellt. Aufgrund des Übergangsbereichs des zylinderförmigen Teils und der Endkappen des Kalorimeters wird $|\eta| < 1,37$ oder $1,52 < |\eta| < 2,47$ gefordert. Es soll sich bei dem Elektronkandidaten mit hoher Wahrscheinlichkeit um ein Elektron handeln, weshalb die Einordnung *isTightPlusPlus* gefordert wird. Da Myonen auch als Elektronkandidaten markiert werden könnten, werden nur Elektronkandidaten verwendet, die einen Raumwinkelabstand zu allen Myonen von mindestens 0,3 aufweisen.

Jetselektion: Vom Event Filter werden nur Jets ab einem transversalen Impuls von 10 GeV rekonstruiert. Außerdem entstehen viele niederenergetische Jets aus anderen Wechselwirkungspunkten innerhalb eines Ereignisses, weshalb die Jetkandidaten $p_{T,j} > 20 \text{ GeV}$ aufweisen sollen. Der Raumwinkelbereich wird mit $|\eta| < 4,5$ relativ weit gefasst, um die Jets auch im

Vorwärtsbereich kalibrieren zu können. Um Elektronen und Myonen nicht als Jetkandidaten auszuwählen, wird ein Raumwinkelabstand von 0,3 der Jetkandidaten zu allen Leptonkandidaten gefordert. Dass dies nötig ist, wird in der Verteilung in Abbildung 4.2 deutlich, wo die Bedingung $\forall \mu : \Delta R(j, \mu) > 0,3$ weggelassen wurde. Im Bereich kleiner ΔR gibt es einen Peak. Einträge von Leptonen werden also manchmal fälschlicherweise als Jetkandidat eingeordnet. In der Abbildung sind die Untergrundprozesse, bei denen nicht ein Z-Boson (welches in zwei geladene Leptonen zerfällt) auftritt, in 'andere Prozesse' zusammengefasst. Die Prozesse, bei denen zwischenzeitlich ein Z-Boson entsteht, sind nach der Anzahl der Jets aufgelöst. Es wird in Prozesse mit null, eins, zwei oder mehr als zwei Jets unterschieden.

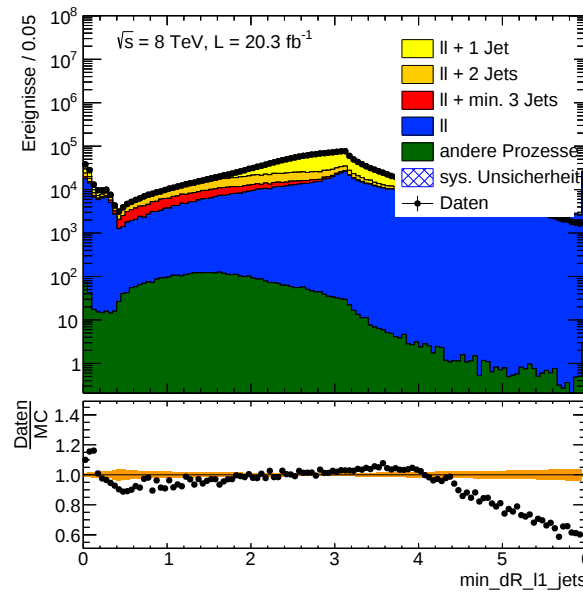


Abbildung 4.2: Verteilung der kleinsten Raumwinkelabstände $\Delta R = \sqrt{(\Delta\Phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ zwischen dem Lepton mit dem höchsten transversalen Impuls und allen Jets mit $p_{T,j} > 10$ GeV (oben). Die schraffierten Bereiche geben die systematischen Unsicherheiten der Standardmodellerwartung an. Im unteren Diagramm ist das Verhältnis von Daten relativ zur Standardmodellerwartung aufgetragen. Das orangene Band gibt die systematischen Unsicherheiten der Standardmodellerwartung an.

4.2.2 Ereignisselektion

Es werden Ereignisse selektiert, die folgende Bedingungen erfüllen:

1. $N_{Lep} = 2$, ee oder $\mu\mu$, $p_{T,\ell 1} > 25$ GeV
2. entgegengesetztes Vorzeichen: $q_{\ell 1} \cdot q_{\ell 2} < 0$
3. Z-Massenfenster: $81 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 101 \text{ GeV}$

4. $N_{\text{Jets}} \geq 1$

Die Bedingung $p_{T,\ell 1} > 25$ GeV wird durch den Event Filter verursacht. Der verwendete Event Filter speichert nur Ereignisse ab, bei denen es ein Lepton mit einem transversalen Impuls von mindestens 25 GeV und ein zweites Lepton mit einem transversalen Impuls von mindestens 15 GeV gibt. Die Verteilungen der transversalen Impulse der Leptonen nach diesem Schnitt ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Mit $t\bar{t}$ sind alle Untergrundprozesse zusammengefasst, bei denen zwischenseitlich ein Top-Antitop-Paar entsteht. Die Kategorie $W^\pm W^\mp$ umfasst alle übrigen Prozesse, bei denen zwei W-Bosonen mit entgegengesetzter elektrischer Ladung entstehen. Mit $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \mu\mu$ und $Z \rightarrow \tau\tau$ sind die Prozesse beinhaltet, bei denen zwischenzeitlich ein Z-Boson entsteht und dieses in zwei Elektronen, zwei Myonen oder zwei Taus zerfällt. Beim untersuchten Prozess entstehen zwei Leptonen gleichen Typs und unterschiedlicher Ladung, deshalb wird $N_{\text{Lep}} = 2$, die Detektion von zwei Elektronenobjekten oder zwei Myonobjekten und $q_{\ell 1} \cdot q_{\ell 2} < 0$ gefordert.

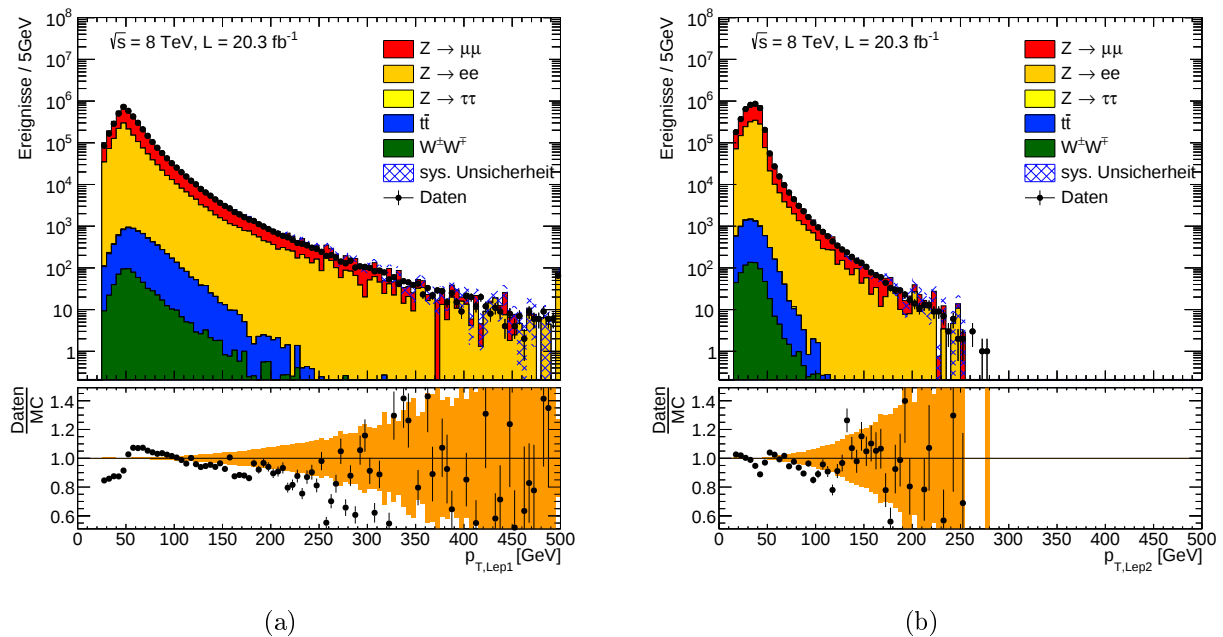


Abbildung 4.3: Verteilung des transversalen Impulses des Leptons mit dem höchsten transversalen Impuls $p_{T,\ell 1}$ (a, oben) bzw. mit dem zweithöchsten transversalen Impuls $p_{T,\ell 2}$ (b, oben), nach der Forderung $p_{T,\ell 1} > 25$ GeV und $p_{T,\ell 2} > 15$ GeV. Die schraffierten Bereiche geben die systematischen Unsicherheiten der Standardmodellervorhersage an. Im unteren Diagramm ist das Verhältnis von Daten relativ zur Standardmodellervorhersage aufgetragen. Das orangefarbene Band gibt die systematischen Unsicherheiten der Standardmodellervorhersage an.

Mit dem Z-Massenfenster wird die invariante Masse der Leptonen auf die Z-Bosonmasse ± 10 GeV festgelegt. Vor dem Schnitt auf das Z-Massenfenster ist eine deutliche Resonanz bei 91 GeV zu sehen, die sich mit dem Faktor 1000 vom Untergrund abhebt (siehe Abb. 4.4(a)). Das Z-Massenfenster wurde so gewählt, dass zum einen viele Ereignisse für eine statistisch

relevante Aussage durchgelassen werden und dass zum anderen nicht zu viele Ereignisse von anderen Prozessen mitgenutzt werden.

Bei der verwendeten Methode wird ein Jet benötigt, weshalb mindestens ein Jet ($N_{\text{Jets}} \geq 1$) gefordert wird. In Abbildung 4.4(b) ist die Verteilung vor dem Schnitt auf die Anzahl der Jets dargestellt. Es fällt auf, dass es einen deutlichen Unterschied zwischen Daten und Monte Carlo Simulation gibt. Dies liegt an Pile Up Effekten (siehe Kapitel 4.3.1), die in Monte Carlo Simulationen nicht richtig modelliert werden. Durch die später folgende Korrektur des kombinatorischen Untergrundes verschwindet dieser Unterschied.

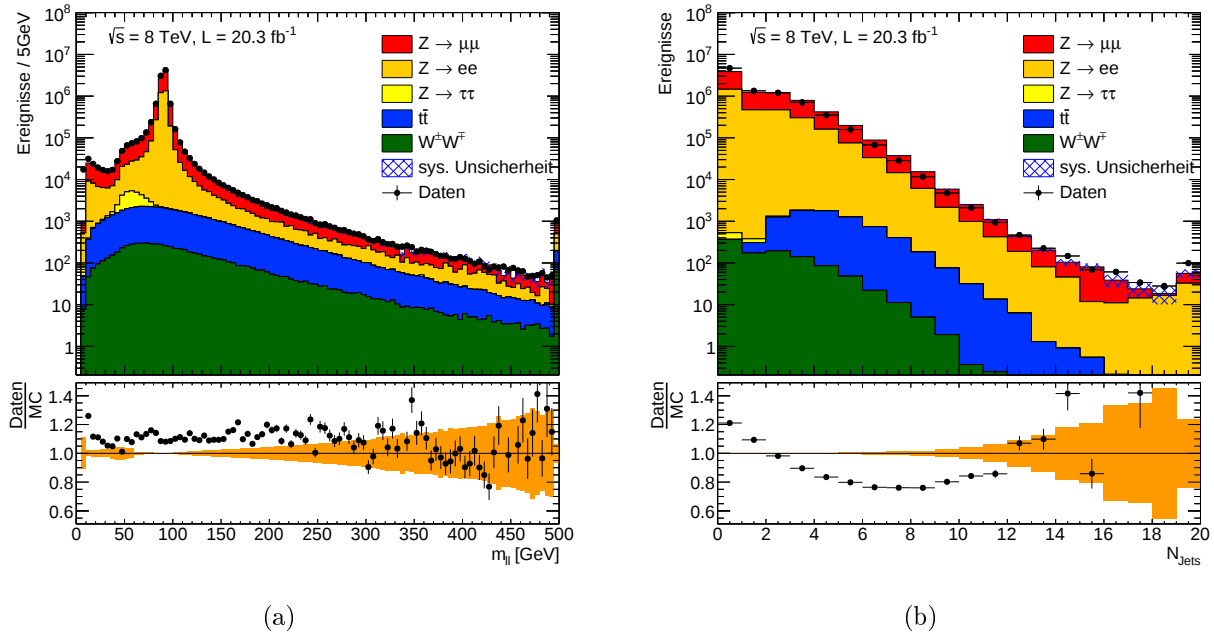


Abbildung 4.4: Verteilung der invarianten Masse der zwei Leptonen mit dem höchsten transversalen Impuls (a, oben) und Verteilung der Anzahl der Jets mit $p_{T,j} > 10 \text{ GeV}$ (b, oben). Die schraffierten Bereiche geben die systematischen Unsicherheiten der Standardmodellerwartung an. Im unteren Diagramm ist das Verhältnis von Daten relativ zur Standardmodellerwartung aufgetragen. Das orangene Band gibt die systematischen Unsicherheiten der Standardmodellerwartung an.

4.3 Übrige Untergrundprozesse

Nach der Selektion liegt ein Signal:Untergrund-Verhältnis von 510:1 vor.

Die κ -Verteilung in Abhängigkeit von $p_{T,\text{Jet}}$ und η_{Jet} vom Jet mit dem höchsten transversalen Impuls 'Jet1' ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Prozesse, bei denen zusätzliche Jets eine Rolle spielen, wurden bei der Selektion nicht als Untergrund eingeordnet. In diesem Kapitel geht es um die Einordnung dieser Untergrundeffekte und der Findung einer Korrektur.

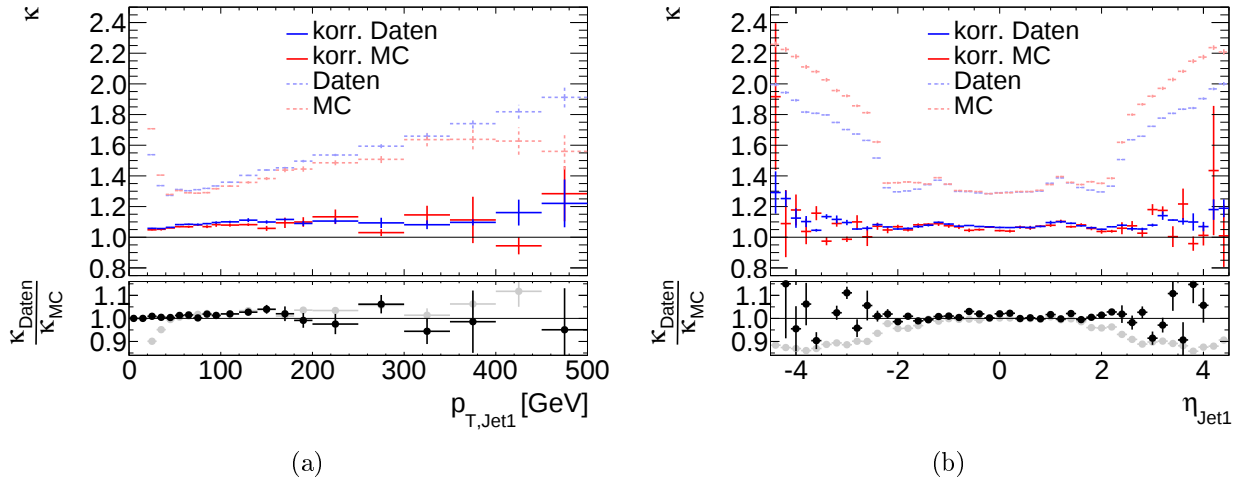


Abbildung 4.5: Jetkalibration κ in Abhängigkeit des transversalen Impulses (a) und der Raumrichtung η (b) des Jets (oben). Die Jetkalibration nach der Selektion ist gestrichelt dargestellt. Durchgezogen ist die Jetkalibration mit zwei zusätzlichen Korrekturen dargestellt. Es wurden Einflüsse des kombinatorischen Untergrundes berücksichtigt und der Grenzwert $\Delta\Phi_{jZ} \rightarrow \pi$ gebildet.

4.3.1 Jets von anderen Wechselwirkungen (Pile Up)

Durch die hohe Luminosität kommt es im Durchschnitt zu 20,7 inelastischen Wechselwirkungen pro Ereignis [11]. Dadurch besteht die Möglichkeit, dass der Jet mit dem höchsten transversalen Impuls nicht von der Streuung mit dem Z-Boson stammt, sondern von einer anderen Streuung. In diesem Fall ist die Richtung des Jets unabhängig von der Richtung des Z-Bosons. Mit der Korrektur des kombinatorischen Untergrundes in Abschnitt 4.4 wird diese Art von Untergrund abgezogen, bei der die Richtung des Jets nicht mit der Richtung des Z-Bosons korreliert ist.

Die Verwendung eines fälschlicherweise selektierten Jets tritt vor allem bei kleinen $p_{T,Z}$ auf, weil hauptsächlich niederenergetische Jets durch andere Prozesse erzeugt werden. Die fälschlicherweise verwendeten Jetobjekte haben einen höheren transversalen Impuls als die eigentlichen Jets. Der κ -Wert wird dadurch überschätzt. Dies erklärt den Anstieg von κ für kleine $p_{T, \text{Jet}}$ in Abbildung 4.5(a).

Hohe $|\eta_{\text{Jet}}|$ sind stark mit kleinen $p_{T, \text{Jet}}$ korreliert (siehe Abb. 4.6). Dies erklärt den Anstieg von κ für hohe $|\eta_{\text{Jet}}|$ in Abbildung 4.5(b).

4.3.2 Mehr als ein Jet bei Z-Produktion

Bei dem Prozess $p + p \rightarrow Z + \text{Jets}$ können beliebig viele Jets entstehen. Die vorgefundene Häufigkeitsverteilung sieht man in Abbildung 4.4(b).

Ereignisse mit mehreren Jets zeichnen sich dadurch aus, dass der Jet und das Z-Boson in der

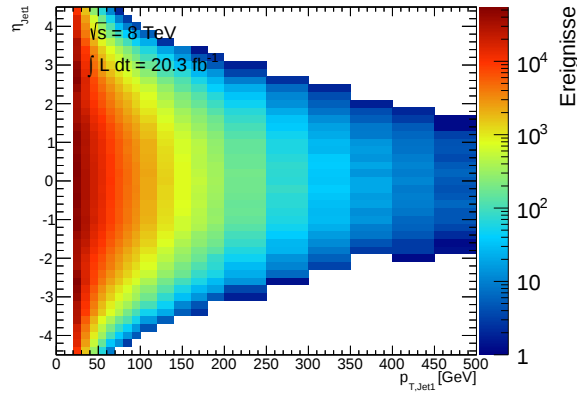


Abbildung 4.6: Korrelation von $p_{T,\text{Jet}}$ und η_{Jet}

transversalen Ebene nicht mehr in entgegengesetzter Richtung abgestrahlt werden. Dies kann ausgenutzt werden, um mit dem Grenzübergang $\Delta\Phi_{jZ} \rightarrow \pi$ in Kapitel 4.5 diese Untergrundprozesse herauszurechnen.

Wenn sich der transversale Impuls gleichmäßig auf die Jets verteilt, dann sind die Richtungen des Jets mit dem höchsten transversalen Impuls und des Z-Bosons nahezu unkorreliert. Dies wird ebenfalls durch eine Korrektur des kombinatorischen Untergrundes in Abschnitt 4.4 berücksichtigt.

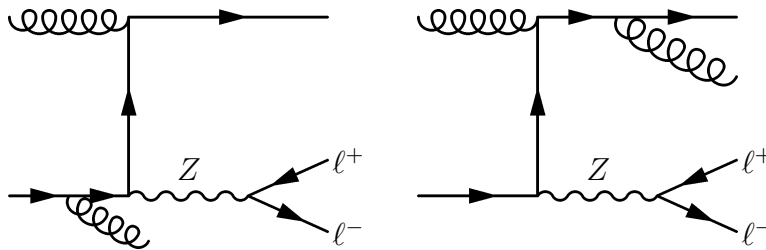


Abbildung 4.7: Zwei mögliche Feynman-Diagramme des Zerfalls $p + p \rightarrow Z + 2 \text{ Jets} \rightarrow \ell^+ + \ell^- + 2 \text{ Jets}$ mit e oder μ als Lepton ℓ

4.4 Korrektur des kombinatorischen Untergrundes

Mit der Korrektur des kombinatorischen Untergrundes sollen die Ereignisse abgezogen werden, bei denen die Richtung in der transversalen Ebene von Jet und Z-Boson nicht korreliert sind. Die Anzahl der Ereignisse ist für $\Delta\Phi_{jZ} < \frac{\pi}{5}$ etwa konstant (siehe Abb. 4.10). Es wird angenommen, dass sich in dem Bereich $\Delta\Phi_{jZ} < \frac{\pi}{5}$ nur Ereignisse aus dem konstanten Untergrund befinden. Dieser konstante Untergrund wird für alle $\Delta\Phi_{jZ}$ abgezogen.

Technisch umgesetzt wird die Korrektur durch eine Kontrollregion $\Delta\Phi_{jZ} < \frac{\pi}{5}$, deren jeweilige Ereigniszahl bei allen Bins der Histogramme abgezogen wird. Zunächst wird eine Kontrollregion $\Delta\Phi_{jZ} < \frac{\pi}{5}$ definiert. Innerhalb dieser Kontrollregion wird der Anteil der Ereignisse aus den Kanälen, die unabhängig von $\Delta\Phi_{jZ}$ sind, aufaddiert. Dann wird angenommen, dass die Ereignisse in $\Delta\Phi_{jZ}$ gleichmäßig verteilt sind. Abschließend wird der konstante Untergrund im gesamten $\Delta\Phi_{jZ}$ -Bereich abgezogen.

Damit die Korrektur verwendet werden kann, darf der konstante Untergrund in $\Delta\Phi_{jZ}$ nicht mit $p_{T,\text{Jet}}$ oder η_{Jet} korreliert sein. In den folgenden zwei Abbildungen ist die Ereignisverteilung von $\Delta\Phi_{jZ}$ über $p_{T,\text{Jet}}$ und η_{Jet} aufgetragen. Wie man in Abbildung 4.8 sieht, sind die zwei Größen nicht korreliert.

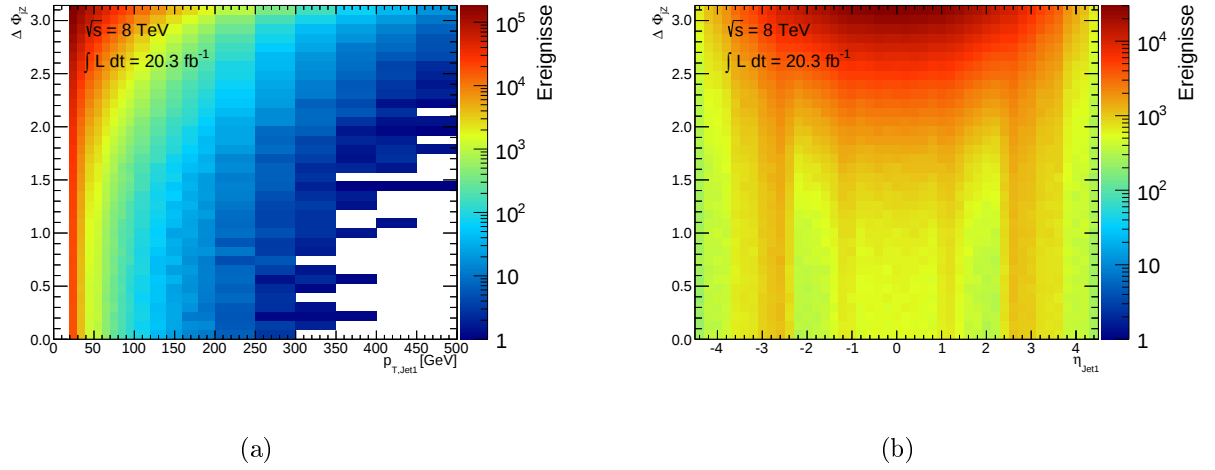


Abbildung 4.8: Ereignisverteilung nach der Selektion in Abhängigkeit vom transversalen Impuls des Jets (a) bzw. von der Pseudorapidität des Jets (b) und vom Winkel zwischen Jet und Z-Boson.

In Abbildung 4.9 sind die Verteilungen von $\Delta\Phi_{jZ}$ über $p_{T,\text{Jet}}$ und η_{Jet} nach der Korrektur aufgetragen. Nach der Korrektur sind die Daten gleichmäßig verteilt.

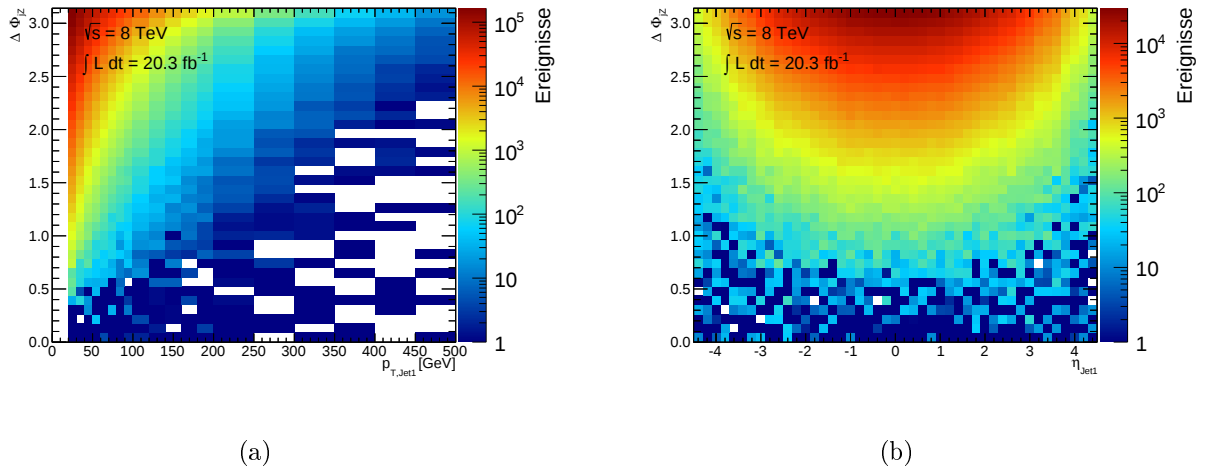


Abbildung 4.9: Ereignisverteilung nach der Korrektur des kombinatorischen Untergrundes in Abhängigkeit vom transversalen Impuls des Jets (a) bzw. von der Pseudorapidität des Jets (b) und vom Winkel zwischen Jet und Z-Boson.

4.5 Bildung des Grenzwertes $\Delta\Phi_{jZ} \rightarrow \pi$

In Abbildung 4.10 ist die Verteilung vom Azimutalwinkel zwischen Jet und Z-Boson, nach der Anzahl der Jets aufgelöst, dargestellt. Ab $\Delta\Phi_{jZ} > 2,5$ wird der Einfluss des Prozesses mit einem Jet dominant. Für diesen Bereich wird im Folgenden der Grenzwert $\Delta\Phi_{jZ} \rightarrow \pi$ gebildet.

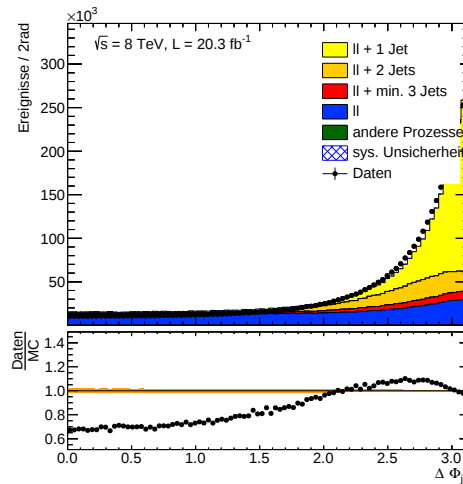


Abbildung 4.10: Verteilung vom Azimutalwinkel zwischen Jet und Z-Boson. Die Histogramme der Monte Carlo Simulation sind nach der Anzahl der Jets, die neben zwei Leptonen aus dem Zerfall eines Z-Bosons entstehen, unterteilt. Die schraffierten Bereiche geben die systematischen Unsicherheiten der Standardmodellerwartung an. Im unteren Diagramm ist das Verhältnis von Daten relativ zur Standardmodellerwartung aufgetragen. Das orangefarbene Band gibt die systematischen Unsicherheiten der Standardmodellerwartung an.

Zur Bildung des Grenzwertes wird $\kappa(\Delta\Phi_{jZ})$ mit einer Funktion genähert. Aufgrund der gege-

benen Abhängigkeit wird eine quadratische Funktion zur Näherung verwendet.

In Abbildung 4.11 sind die Näherungen für die Bins bei $91 \text{ GeV} < p_{T,\text{Jet}} < 101 \text{ GeV}$ (a) und $3,3 < \eta_{\text{Jet}} < 3,5$ (b) dargestellt.

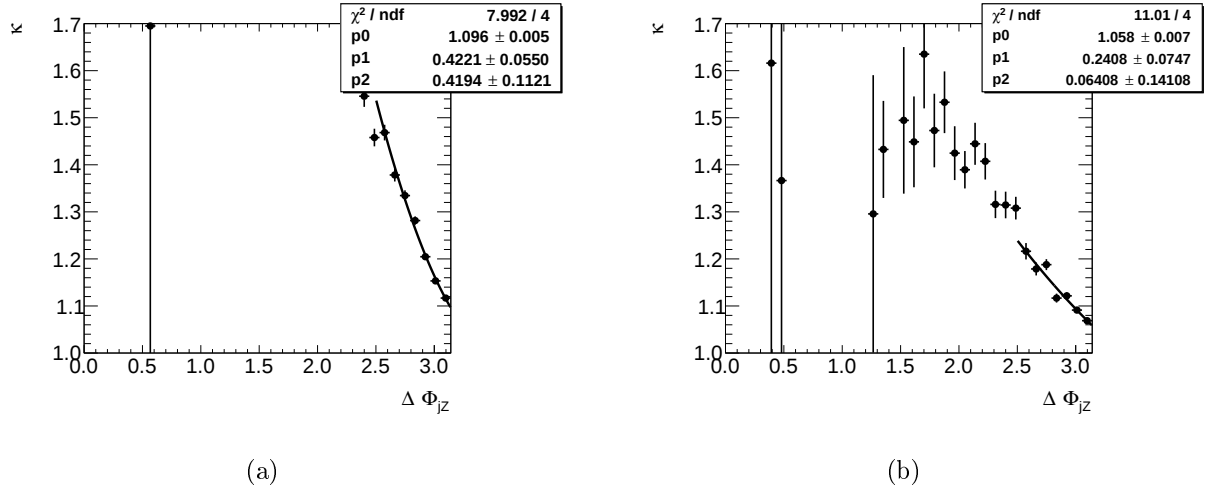


Abbildung 4.11: Genäherte Funktionen $p0 + p1 \cdot (\pi - \Delta \Phi_{jZ}) + p2 \cdot (\pi - \Delta \Phi_{jZ})^2$ für die Bins bei $91 \text{ GeV} < p_{T,\text{Jet}} < 101 \text{ GeV}$ (a) und $3,3 < \eta_{\text{Jet}} < 3,5$ (b) der korrigierten κ -Werte in Abbildung 4.5.

Mit der Grenzwertbildung und der Korrektur kombinatorischen Untergrundes ergibt sich das korrigierte Ergebnis, welches in Abbildung 4.5 als 'korr. Daten' bzw. 'korr. MC' dargestellt ist. Es gibt eine sehr gute Übereinstimmung der Daten mit der Standardmodellerwartung.

4.6 Systematische Messunsicherheiten

Verschiedene systematische Messunsicherheiten beeinflussen das korrigierte Ergebnis in Abbildung 4.5. Dazu gehören Detektordefekte und die Messungenauigkeit der Leptonimpulse, welche in diesem Kapitel genauer untersucht werden.

Detektordefekte Detektordefekte werden durch lokale Abweichungen des κ -Wertes der aufgezeichneten Daten von der Monte Carlo Simulation deutlich. Wie in Abbildung 4.12 zu sehen ist, gibt es keine lokalen Abweichungen. Es liegen also keine Detektordefekte vor, die die Kalibration merklich beeinflussen. Aufgrund der geringen Ereigniszahl unterliegt die Messung bei hohen η -Werten starken statistischen Schwankungen. Um den Effekt nicht zu stark werden zu lassen, wurden mehrere Bins für hohe Pseudorapiditäten zusammengefasst.

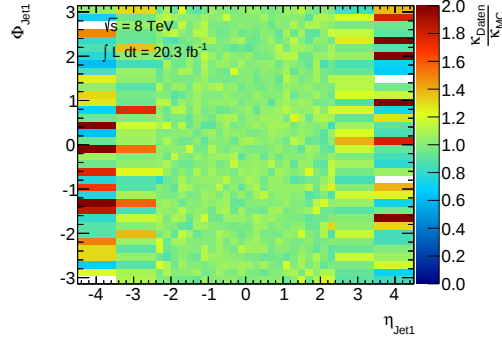


Abbildung 4.12: $\frac{\kappa_{\text{Daten}}}{\kappa_{\text{MC}}}$ in Abhängigkeit von η und Φ des Jets nach der Korrektur des kombinatorischen Untergrundes.

Messungenauigkeit der Leptonimpulse Als Voraussetzung für die Methode wurde angenommen, dass $p_{T,\ell 1}$ und $p_{T,\ell 2}$ sehr genau gemessen werden. In Abbildung 4.13 sind die systematischen Messunsicherheiten der Leptonen für MC rot dargestellt und die statistischen Messunsicherheiten grün. Die systematischen Messunsicherheiten sind deutlich kleiner als die statistischen und deshalb vernachlässigbar. Die systematischen Messunsicherheiten wurden berücksichtigt, indem die transversalen Impulse der Leptonen nach oben und nach unten variiert wurden.

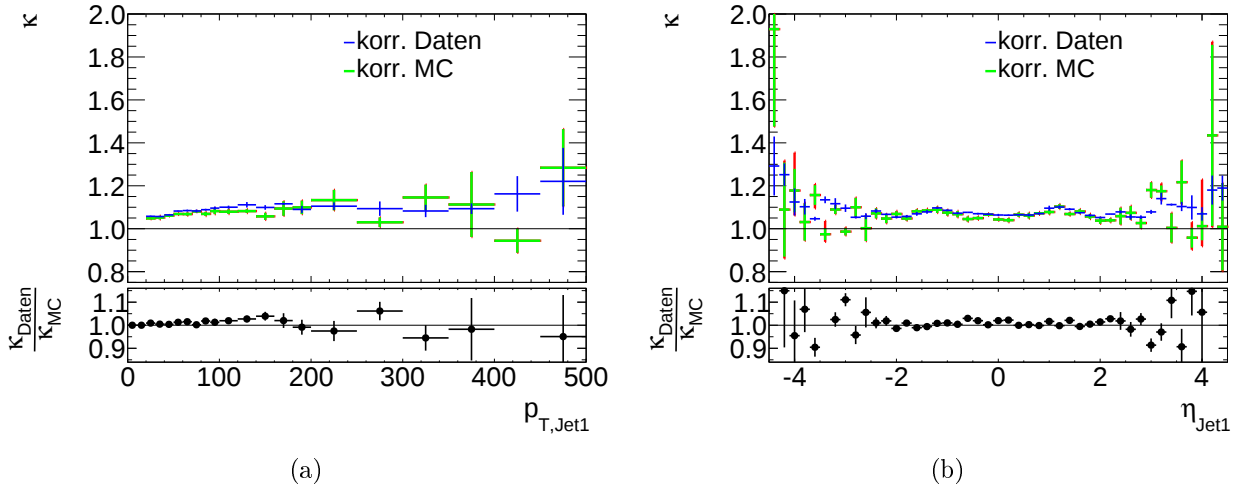


Abbildung 4.13: Statistische und systematische Messunsicherheiten von κ (oben) in Abhängigkeit von $p_{T,\text{Jet}}$ (a) und η_{Jet} (b). Die Effekte der systematischen Messunsicherheiten der Messung von $p_{T,\ell}$ sind für Monte Carlo Daten (MC) rot dargestellt. Die statistischen Messunsicherheiten sind grün dargestellt. Im unteren Diagramm ist das Verhältnis von κ der Daten zu κ der Monte Carlo Simulation aufgetragen.

5 Diskussion und Zusammenfassung

Der Jetkalibrationsparameter κ ist in der Vorwärtsrichtung sowie in der Zentralregion gut kalibriert. Die Daten von 2012 und die simulierten Daten stimmen sehr gut überein, weshalb die derzeitige Kalibration, die teilweise mit den simulierten Daten vorgenommen wurde, richtig sein sollte.

Die Schnitte auf Z0 und D0sig könnten noch etwas strenger gewählt werden, um die beobachteten Pile Up Effekte zu verringern.

Einige nicht korrigierte Effekte beeinflussen noch die κ -Verteilung. Zunächst wird im Kapitel 5.1 der Einfluss der $p_{T,Z}$ -Verteilung diskutiert und anschließend in Kapitel 5.2 der Einfluss des $p_{T,\text{Jet}}$ -Schnittes und des $p_{T,Z}$ -Schnittes.

Mögliche Korrekturen sind nicht ohne weiteres bei anderen Analysen anwendbar, da die Korrektur davon abhängt, mit welcher Häufigkeit die verschiedenen transversalen Impulse des Jets auftreten. So sieht die Korrektur eines niederenergetischen Jets bei einer Analyse, bei der hauptsächlich hochenergetische Jets erwartet werden, anders aus als bei einer Analyse, bei der hauptsächlich niederenergetische Jets erwartet werden.

5.1 Einfluss der $p_{T,Z}$ -Verteilung

Für ein festes $p_{T,Z}$ sind die $p_{T,\text{Jet}}$ Poisson-verteilt (siehe Abb. 5.2(a)). Als Kalibration wird eine lokal lineare Funktion angenommen. Unter diesen Umständen gibt es eine starke Korrelation zwischen $p_{T,Z}$ -Verteilung und κ . So ist es bei der gegebenen $p_{T,Z}$ -Verteilung (Abb. 5.1) wahrscheinlicher, dass ein $p_{T,\text{Jet}}$ von einem kleineren $p_{T,Z}$ als von einem größeren $p_{T,Z}$ stammt (siehe Abb. 5.2(b)). Die κ -Werte werden also überschätzt, was die Abweichung des korrigierten Ergebnisses in Abbildung 4.5 erklärt.

Wenn man unter anderem fordert, dass der Zusammenhang zwischen dem gemessenen transversalen Impuls der Jetobjekte und dem tatsächlichen Impuls der Jets lokal linear ist, dann kann die folgende $p_{T,Z}$ -Korrektur angewendet werden:

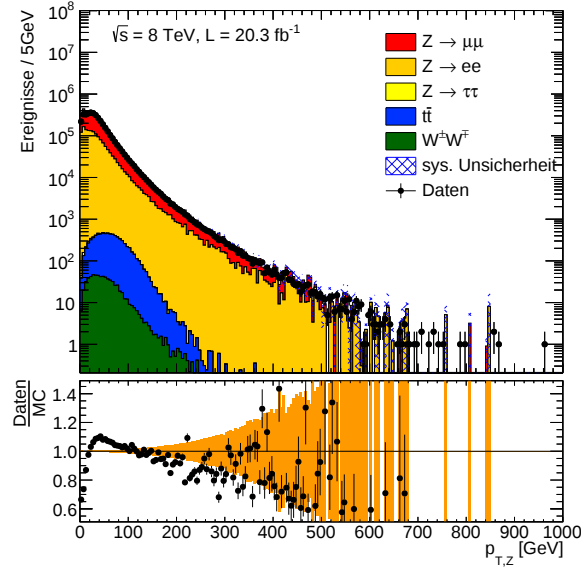


Abbildung 5.1: Verteilung des transversalen Impulses des Z-Bosons (oben). Die schraffierten Bereiche geben die systematischen Unsicherheiten der Standardmodellerwartung an. Im unteren Diagramm ist das Verhältnis von Daten relativ zur Standardmodellerwartung aufgetragen. Das orangene Band gibt die systematischen Unsicherheiten der Standardmodellerwartung an.

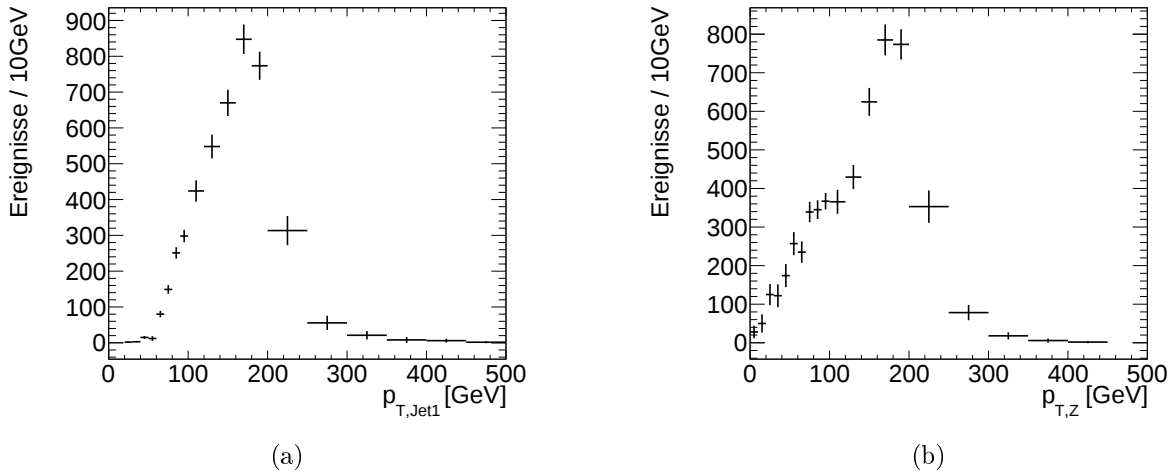


Abbildung 5.2: Verteilung der Daten für $180 \text{ GeV} < p_{T,\text{Jet}} < 200 \text{ GeV}$ abhängig von $p_{T,Z}$ (a) und für $180 \text{ GeV} < p_{T,Z} < 200 \text{ GeV}$ abhängig von $p_{T,\text{Jet}}$ (b).

Vor der Mittelung zu κ müsste jeder Bineintrag durch die Anzahl der Ereignisse mit dem jeweiligen $p_{T,Z}$ -Wert dividiert werden. Zusammen mit der Forderung, dass es exakt einen Jet im Ereignis gibt, und der Korrektur des kombinatorischen Untergrundes ergibt sich die Kalibration in Abhängigkeit von p_T und η des Jets mit dem höchsten transversalen Impuls in Abbildung 5.3.

Es gibt einen impliziten $p_{T,Z}$ -Schnitt, der mit hohen Pseudorapiditäten korreliert ist. Dadurch gibt es im Vorwärtsbereich nach der $p_{T,Z}$ -Korrektur mehr Ereignisse mit kleinem $p_{T,Z}$. Dadurch

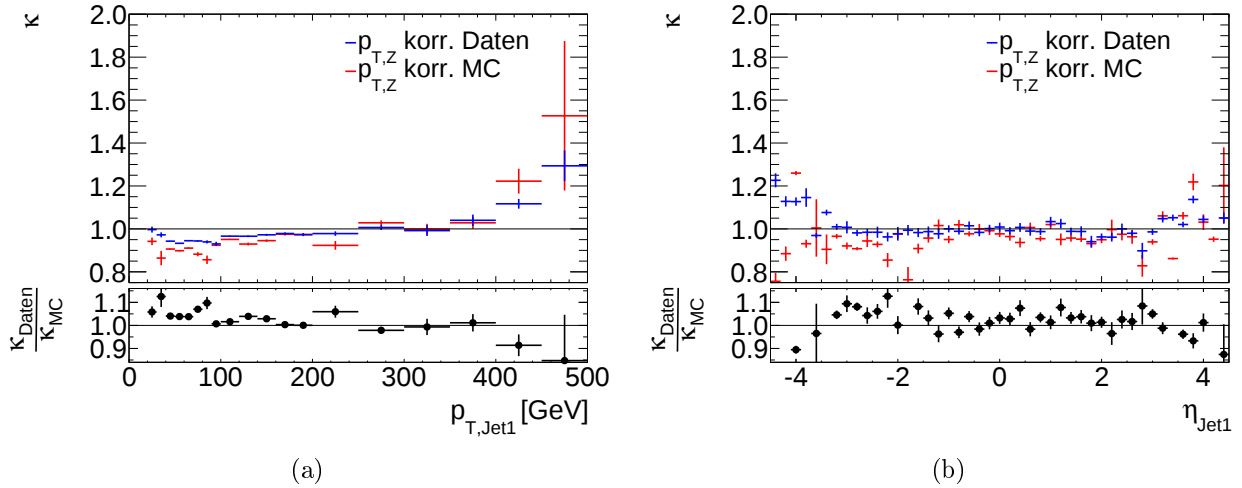


Abbildung 5.3: Jetkalibration nach der Korrektur des kombinatorischen Untergrundes und der Korrektur der $p_{T,Z}$ -Verteilung.

wird κ überschätzt. Im Rahmen der verbleibenden systematischen Unsicherheiten ist keine Abweichung von einer perfekten Kalibration nachweisbar.

5.2 Einfluss des $p_{T,\text{Jet}}$ -Schnittes und des $p_{T,Z}$ -Schnittes

In Abbildung 5.4 ist die Ereignisverteilung in Abhängigkeit des transversalen Impulses des Z-Bosons und des Jets dargestellt. Es wurde der Schnitt $p_{T,\text{Jet}} > 20$ GeV angewendet. Außerdem gibt es einen impliziten Schnitt auf $p_{T,Z}$ durch die Schnitte $p_{T,\ell1} > 25$ GeV und $p_{T,\ell2} > 15$ GeV. Wenn man sich zum Beispiel die Verteilung für $p_{T,Z} = 30$ GeV ansieht, so gibt es vor der Mittelung zur Erlangung von κ keine Quotienten kleiner $\frac{2}{3}$, da es keine $p_{T,\text{Jet}} < 20$ GeV gibt. Die Jetkalibration in Abhängigkeit von $p_{T,Z}$ wird dadurch überschätzt.

Der Einfluss auf die Verteilungen ist im Anhang im Kapitel 5.3 dargestellt.

Diese systematische Unsicherheit könnte korrigiert werden, indem die fehlenden $p_{T,\text{Jet}}$ -Werte der $p_{T,\text{Jet}}$ -Verteilung für ein festes $p_{T,Z}$ durch eine Poissonverteilung genähert werden.

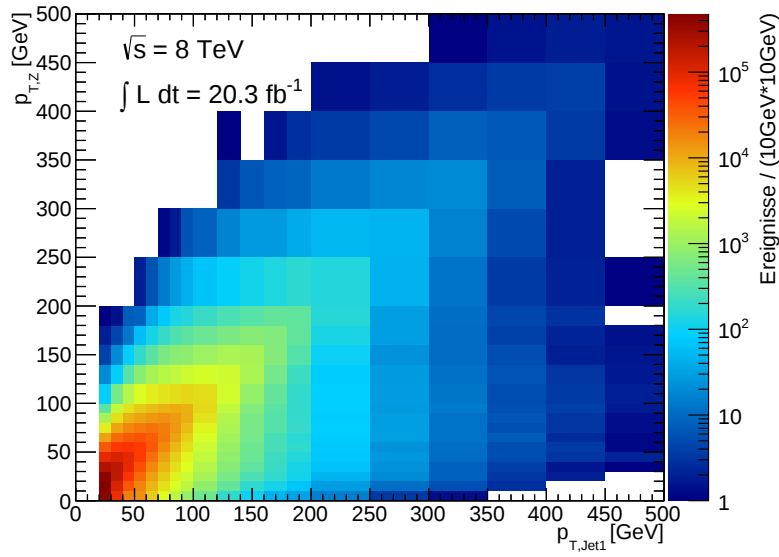


Abbildung 5.4: Ereignisverteilung in Abhängigkeit des transversalen Impulses des Z-Bosons und des Jets.

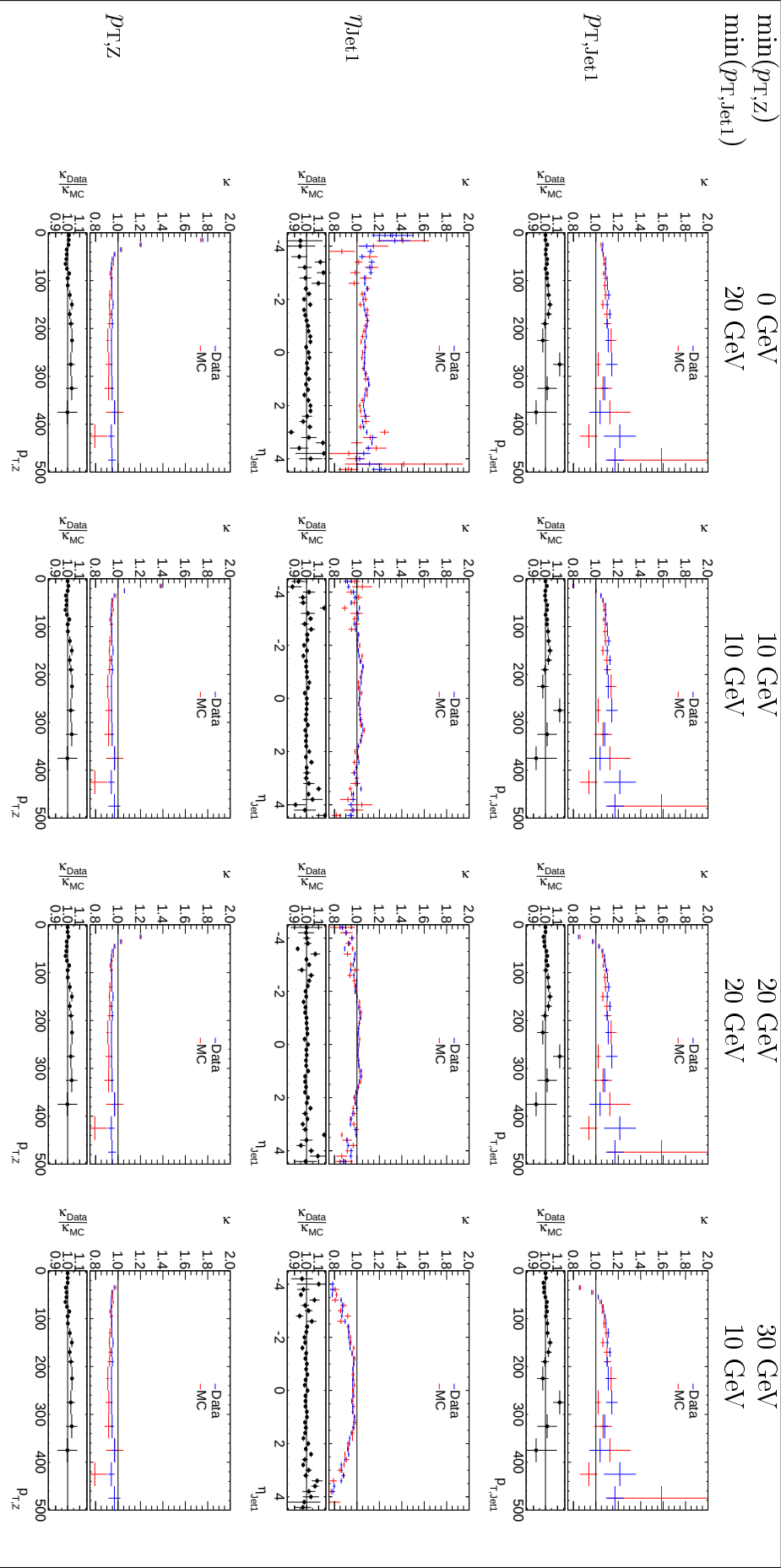
5.3 Ausblick

Zur Verbesserung des Ergebnisses könnte die $p_{T,Z}$ -Korrektur weiter verfeinert werden. Alternativ könnte, über eine Anpassung mit einer Poissonverteilung, die Kalibration abhängig von $p_{T,Z}$ betrachtet werden.

Die erhaltenen Ergebnisse für die Jetkalibration in Vorwärtsrichtung könnten mit dem Prozess Z nach Jet + Jet mit dem 'in situ'-Verfahren weiter verfeinert werden, bei dem das Referenzteilchen ein Jet aus dem Zentralbereich ist und das Testteilchen ein Jet aus Vorwärtsrichtung.

6 Anhang

6.1 Effekte von Schnitten auf $p_{T,Z}$ und $p_{T,Jet}$



Die Diagramme beinhalten die Korrektur des kombinatorischen Untergrundes und den Grenzübergang $\Delta\Phi \rightarrow \pi$. Es wurden nur die Daten des $\mu\mu$ -Kanals verwendet.

Literaturverzeichnis

- [1] The ATLAS Collaboration et al, **The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider**, JINST 3 S08003, 2008
- [2] ATLAS Collaboration, **Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC**, arXiv:1207.7214 [hep-ex], 31.8.2012
- [3] The ATLAS Collaboration, **Search for the $b\bar{b}$ decay of the Standard Model Higgs boson in associated (W|Z)H production with the ATLAS detector**, ATLAS-CONF-2013-079, 25.7.2013
- [4] ATLAS collaboration, **Evidence for Electroweak Production of $W^\pm W^\pm jj$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector**, arXiv:1405.6241 [hep-ex], 23.5.2014
- [5] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group, the SLD electroweak, heavy flavour groups, **Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance**, arXiv:hep-ex/0509008v3, 27.2.2006
- [6] **list Z Boson**, <http://pdg.lbl.gov/2011/listings/rpp2011-list-z-boson.pdf>, aufgerufen am 21.5.2014
- [7] Lyndon Evans and Philip Bryant, **LHC Machine**, JINST 3 S08001, 2008
- [8] ATLAS Collaboration, **Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton–proton collision data**, arXiv:1404.2240v2 [hep-ex], 16.4.2014
- [9] ATLAS Collaboration, **Muon reconstruction efficiency and momentum resolution of the ATLAS experiment in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV in 2010**, arXiv:1404.4562 [hep-ex], 17.4.2014
- [10] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, Gregory Soyez, **The anti- k_t jet clustering algorithm**, arXiv:0802.1189 [hep-ph], 21.4.2008

- [11] **LuminosityPublicResults**,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>, aufgerufen
am 21.5.2014
- [12] Analyseframework **sframe**, <http://sourceforge.net/projects/sframe/>
- [13] Analyseframework **CommonAnalysisFramework**
[svn.cern.ch/repos/atlasinst/Institutes/Dresden/SoftwarePackage/](https://svn.cern.ch/repos/atlasinst/Institutes/Dresden/SoftwarePackage/CommonAnalysisFramework/trunk)
[CommonAnalysisFramework/trunk](https://svn.cern.ch/repos/atlasinst/Institutes/Dresden/SoftwarePackage/CommonAnalysisFramework/trunk)
- [14] Analyseframework **ROOT** root.cern.ch

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.

Tim Herrmann

Dresden, Mai 2014