

Untersuchung der Güte der τ -Lepton-Identifikation mit ATLAS bei hoher Luminosität

Bachelorarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science Physik

vorgelegt von
Matthias Kobelt



PROF. DR. MARKUS SCHUMACHER
FAKULTÄT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT
FREIBURG IM BREISGAU
2013

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	5
2	Phänomenologie und Relevanz von Tau Leptonen am LHC	6
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	6
2.2	τ -Lepton	7
2.3	Relevanz des τ -Leptons	8
2.4	Definitionen und Erläuterungen	9
3	Der ATLAS-Detektor	10
3.1	Koordinatensystem	11
3.2	Subdetektoren	12
3.3	Triggersystem	13
4	Tau-Identifikation	15
4.1	Boosted Decision Trees	15
4.2	Inputvariablen	16
4.3	Tau-ID bei 8 TeV	18
5	Analyse	20
5.1	Input-Samples	20
5.2	Identifikations- und Rekonstruktionsgüte der Standard-Tau-ID	21
5.3	Energieauflösung	26
5.4	$p_T > 20$ GeV-Schnitt	27
5.5	Untersuchung der Inputvariablen	29
5.6	Korrektur der Inputvariablen	31
5.7	Identifikationsgüte nach Korrektur der Inputvariablen	34
6	Zusammenfassung	39
	Literaturverzeichnis	41
A	Anhang	41
A.1	Input-Samples	41
A.2	Identifikations- und Rekonstruktionsgüte der Standard-Tau-ID	42
A.3	Energieauflösung	44
A.4	$p_T > 20$ GeV-Schnitt	44
A.5	Untersuchung der Inputvariablen	46

Inhaltsverzeichnis

A.6 Korrektur der Inputvariablen	53
A.7 Identifikationsgüte nach Korrektur der Inputvariablen	59
B Danksagung	60

1 Einleitung

Diese Bachelorarbeit ist eine Studie über die Leistungsfähigkeit der Tau-Identifikation (Tau-ID) am LHC (Large Hadron Collider) am CERN¹ nach der Umbauphase ab 2015. Denn nach der zweijährigen Umbauphase wird der LHC mit einer höheren Luminosität betrieben, die auch noch schrittweise gesteigert wird.

Durch die hohe Luminosität wird es wesentlich mehr überlagerte Proton-Proton-Kollisionen pro Treffen zweier Protonenpakete geben, welche im folgenden „pile-up“ genannt werden. Durch die zusätzlichen Spuren und Energiedepositionen wird die Identifikation von hadronisch zerfallenden τ -Leptonen eine große Herausforderung. Eine effiziente und reine Identifikation von τ -Leptonen ist von großer Bedeutung für die Untersuchung des entdeckten Higgs-Bosons, die Suche nach weiteren neutralen oder geladenen Higgs-Bosonen und die Suche nach neuer Physik z.B. nach den supersymmetrischen Partnern der τ -Leptonen den sogenannten „Staus“. Zunächst wird untersucht, welche Trennkraft die derzeitige Tau-ID, die für die Datennahme bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV, mit Hilfe eines „Boosted Decision Trees“ (BDT), bei einem mittleren „pile-up“ von 20 im Jahre 2012 optimiert wurde, für eine Analyse bei $\sqrt{s} = 14$ TeV und höheren „pile-up“ besitzt. Es wird untersucht wie gut die Tau-ID von 2012 unter diesen Bedingungen noch funktioniert. Dazu wird die momentane Tau-ID auf verschiedene simulierte Ereignissamples angewandt, die sowohl für $\sqrt{s}=8$ TeV als auch für $\sqrt{s}=14$ TeV simuliert wurden. Insbesondere werden die Identifikationseffizienz und die Inputvariablen des Boosted Decision Tree auf Abhängigkeiten der Größe des „pile-up“ und der Schwerpunktenergie untersucht. Außerdem wird eine Studie zur Energiekorrektur eines Fehlers in den Beiden 14 TeV-Samples durchgeführt.

Um die τ -Identifikation zu verbessern, wird für die Inputvariablen jeweils ein linearer Korrekturfaktor bestimmt und damit der BDT neu ausgeführt. Abschließend wird die Güte der Tau-ID mit Anwendung der Korrektur mit der Standardmethode verglichen.

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Europäische Organisation für Kernforschung)

2 Phänomenologie und Relevanz von Tau Leptonen am LHC

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell beschreibt die bekannten Elementarteilchen und drei der vier Wechselwirkungen. In Abbildung 2.1 sind die Teilchen mit ihren Eigenschaften aufgeführt. Sie lassen sich in mehrere Gruppen einteilen, was im folgenden erläutert werden soll. Es gibt drei Familien von Materie, das sind jeweils zwei Quarks und ein Lepton mit passendem Neutrino. Die Materie aus der wir und unsere Umwelt bestehen ist ausschließlich aus der erste dieser Familien aufgebaut. Zwei up-Quarks und ein down-Quark bilden dabei das Proton und ein up-Quark und zwei down-Quarks bilden das Neutron. Gemeinsam mit dem Elektron bilden sie die Atome. Außerdem gibt es das Elektronneutrino, welches aber nicht in unserer Materie nicht „verbaut“ ist. Die anderen beiden Familien unterscheiden sich nur darin, dass sie eine größere Masse haben, deshalb sind sie auch nicht stabil. Quarks, Leptonen und Neutrinos haben Spin 1/2 und sind somit Fermionen. Es gibt vier fundamentale Wechselwirkungen: Die elektromagnetische Kraft wird durch das Photon vermittelt, die starke Kraft durch die Gluonen und die schwache Kraft durch die W^\pm - und Z^0 -Bosonen. Diese Vermittlungsteilchen haben den Spin 1 und sind somit Bosonen. Die Gravitation kann nicht im Rahmen des Standardmodells erklärt werden. Als letztes Teilchen gibt es das Higgs-Boson im Standardmodell, es entsteht durch Anregung des Higgsfeldes. Das Higgsfeld gibt den Teilchen ihre Masse, je stärker ein Teilchen sich an dem Higgsfeld „reibt“, desto schwerer ist es.

		Drei Generationen der Materie (Fermionen)					
		I	II	III			
Masse		2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0	?	?
Ladung		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0	0
Spin		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0	0
Name		u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs Boson	
	Quarks	4,8 MeV d down	104 MeV s strange	4,2 GeV b bottom	0 g Gluon		
		<2,2 eV ν_e Elektron-Neutrino	<0,17 MeV ν_μ Myon-Neutrino	<15,5 MeV ν_τ Tau-Neutrino	0 Z ⁰ Z Boson		
	Leptonen	0,511 MeV e Elektron	105,7 MeV μ Myon	1,777 GeV τ Tau	±1 W [±] W Boson		Eichbosonen

Abb. 2.1: Die Teilchen des Standardmodells [?]

2.2 τ -Lepton

In dieser Arbeit wird die Identifikation der τ -Leptonen untersucht. Deshalb wird auf dieses ausführlicher eingegangen¹. Zwei Möglichkeiten diese in Proton-Proton-Kollisionen zu erzeugen sind in Abbildung 2.2 dargestellt: in Zerfällen von γ/Z^0 - oder W^\pm -Teilchen. Wobei q ein beliebiges Quark mit seinem Antiquark \bar{q} ist. Die restlichen Symbole sind

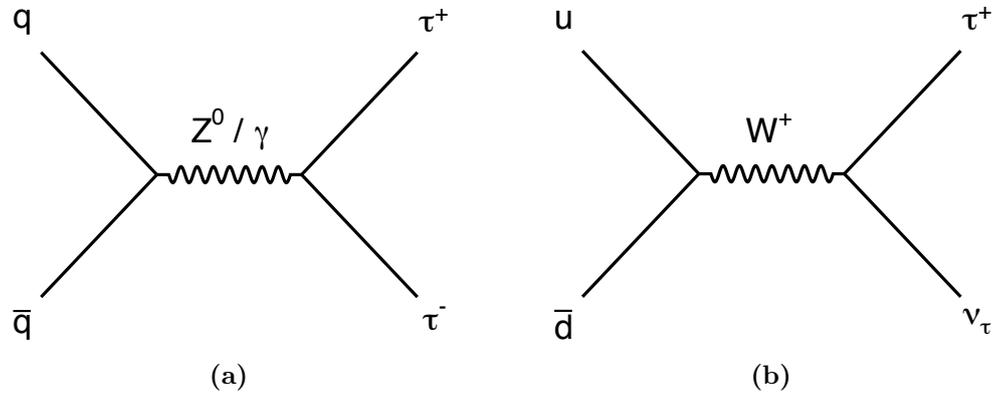


Abb. 2.2: Feynman-Diagramme zur τ -Entstehung

in Abbildung 2.1 erklärt. Es können natürlich die Quarks und Leptonen durch ihr Antiteilchen ersetzt werden, allerdings benötigt man dann ein W^- anstelle eines W^+ . In Abbildung 2.2b kann außerdem die erste Quark-Generation durch die zweite oder die dritte ersetzt werden.

Die mittlere Lebensdauer von τ -Leptonen beträgt 290,6 Femtosekunden. Bei der typischen Energie am LHC fliegen sie nur wenige Millimeter und zerfallen daher noch in der Strahlröhre. Lediglich ihre Zerfallsprodukte sind nachweisbar. Das τ -Leptonen hat eine so kurze Lebensdauer, da es mit circa 1777 MeV eine sehr große Masse hat, was circa 3500 mal die Masse des Elektrons entspricht, die circa 511 keV beträgt. Zerfallen kann das τ -Lepton auf sehr viele Arten, dabei wird zwischen leptonisch oder hadronisch und der Anzahl der geladenen Teilchen die entstehen unterschieden. Zerfälle bei der nur eine geladene Spur entsteht (85,35%), nennt man „1-prong“, Zerfälle bei denen eine gerade Anzahl geladener Teilchen entsteht sind aufgrund der Ladungserhaltung nicht möglich und Zerfälle bei denen drei (15,2%), fünf, sieben etc. geladene Teilchen entstehen werden „multi-prong“ genannt („x-prong“ bedeutet x geladene Teilchen). Allerdings ist es extrem selten (0,1%), dass fünf oder mehr geladene Teilchen entstehen. Im folgenden ist mit „3-prong“ immer „multi-prong“ gemeint. Nun werden die wichtigsten Zerfallsmöglichkeiten des τ^- diskutiert. Das τ^+ zerfällt genau gleich, nur mit umgekehrter Ladung der Zerfallsprodukte.

¹Die Informationen über τ -Leptonen in diesem Abschnitt stammen aus [?].

Leptonische „1-prong“ Zerfälle [?]:

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \quad (17,41 \pm 0,04) \% \quad (2.1)$$

$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \quad (17,83 \pm 0,04) \% \quad (2.2)$$

Leptonisch „1-prong“ zerfallende τ -Lepton können nicht rekonstruiert werden, da die Neutrinos nicht erfasst werden (Siehe Kapitel 3), somit kann man sie nicht von Elektron oder Myon unterscheiden. Deshalb werden in dieser Arbeit nur die hadronischen Zerfälle untersucht. Diese sind im Folgenden ausführlicher erläutert.

Hadronische „1-prong“ Zerfälle (insgesamt $(50,11 \pm 0,09) \%$):

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau \quad (11,53 \pm 0,06) \% \quad (2.3)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau \pi^0 \quad (25,95 \pm 0,09) \% \quad (2.4)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau \bar{K}^0 \quad (1,00 \pm 0,05) \% \quad (2.5)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau 2\pi^0 \quad (9,52 \pm 0,11) \% \quad (2.6)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau \bar{K}^0 \pi^0 \quad (0,56 \pm 0,04) \% \quad (2.7)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau 3\pi^0 \quad (1,19 \pm 0,07) \% \quad (2.8)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau 4\pi^0 \quad (0,16 \pm 0,04) \% \quad (2.9)$$

Hadronische „3-prong“ Zerfälle (insgesamt $(15,20 \pm 0,08) \%$):

$$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau \quad (9,80 \pm 0,07) \% \quad (2.10)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau \pi^0 \quad (4,76 \pm 0,06) \% \quad (2.11)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau K^0 \quad (0,023 \pm 0,020) \% \quad (2.12)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau 2\pi^0 \quad (0,508 \pm 0,032) \% \quad (2.13)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau 3\pi^0 \quad (0,023 \pm 0,006) \% \quad (2.14)$$

Das h^\pm steht hier für ein beliebiges positiv oder negativ geladenes Hadron. In den meisten Fällen sind es allerdings π^\pm -Mesonen. Die Zerfälle mit K -Mesonen sind nur angegeben um zu zeigen, dass auch andere neutrale Hadronen entstehen können als das π^0 -Meson. Das τ -Lepton zerfällt also meistens hadronisch. Um also ein τ -Lepton zu rekonstruieren muss nach Hadronen gesucht werden, die eine gemeinsamen Vertex haben der nicht gleich dem Primärvertex ist.

2.3 Relevanz des τ -Leptons

In diesem Abschnitt wird diskutiert, wieso die Identifikation von τ -Leptonen wichtig ist [?] [?] [?] [?] [?]. Dafür gibt es mehrere Gründe. Da das Higgs-Boson (H) in τ -Leptonen zerfallen kann und die Produktionsrate der H -Bosons sehr gering ist, ist es wichtig diese

τ -Leptonen zu rekonstruieren. Das Higgs-Boson kann wie folgt in τ -Leptonen zerfallen:

$$H \rightarrow \tau^+ + \tau^- \quad (2.15)$$

$$H^\pm \rightarrow \tau + \nu \quad (2.16)$$

Die τ -Identifikation ist relevant um das bereits entdeckte Higgs-artige Teilchen weiter zu untersuchen und um nach weiteren Higgs-Bosonen zu suchen.

Des weiteren kann das supersymmetrische τ -Lepton ($\tilde{\tau}$ -Sleptonen) ebenfalls in das τ -Lepton, wie folgt, zerfallen:

$$\tilde{\tau} \rightarrow \tau + LSP \quad (2.17)$$

Dabei ist mit LSP das leichteste supersymmetrische Teilchen gemeint, allerdings könnten anstatt des LSP auch andere Teilchen entstehen. Um also ein $\tilde{\tau}$ -Sleptonen zu identifizieren müsste man erst das τ -Lepton rekonstruieren. Außerdem gibt es Theorien, in denen das $\tilde{\tau}$ -Slepton das leichteste Slepton ist, somit wäre es das am häufigsten gebildete Slepton am LHC. Das heißt, die τ -Rekonstruktion wäre auch sehr wichtig um die Supersymmetrie nachzuweisen.

2.4 Definitionen und Erläuterungen

Die Signal- und Untergrundeffizienz sind wie folgt definiert [?]:

$$\epsilon_{\text{Signal}}^{\text{n-prong}} = \frac{\left(\begin{array}{l} \text{Anzahl von } \tau\text{-Kandidaten mit n rekonstruierten geladenen} \\ \text{Spuren, die den BDT passiert haben und einem wahren } \tau \\ \text{zugeordnet sind, das auch in n geladene Spuren zerfällt.} \end{array} \right)}{\left(\text{Anzahl von wahren } \tau, \text{ die in n geladene Spuren zerfallen.} \right)} \quad (2.18)$$

$$\epsilon_{\text{Untergrund}}^{\text{n-prong}} = \frac{\left(\begin{array}{l} \text{Anzahl von } \tau\text{-Kandidaten mit n rekonstruierten geladenen} \\ \text{Spuren, die den BDT passiert haben.} \end{array} \right)}{\left(\text{Anzahl von } \tau\text{-Kandidaten mit n geladene Spuren.} \right)} \quad (2.19)$$

Wobei nur hadronisch zerfallende τ -Leptonen berücksichtigt werden. Einem wahren τ zugeordnet bedeutet, dass $\Delta R < 0,2$ zwischen dem wahren τ und τ -Kandidaten gilt.

Die Rekonstruktionseffizienz ist die Anzahl der rekonstruierten τ -Kandidaten im Verhältnis zu der Anzahl der wahren Taus.

Die Anzahl der Primärvertices wird N_{Vtx} genannt.

Eine ROC-Kurve ist eine übersichtliche Darstellung zur Veranschaulichung der Reinheit. Auf der X-Achse ist die Signaleffizienz dargestellt und auf der Y-Achse die Untergrundunterdrückung ($1/\text{Untergrundeffizienz}$).

Mit „pile-up“ ist die Anzahl der uninteressanten Nebenereignisse die zur selben Zeit wie das τ -Lepton geschehen. Der „pile-up“ ist Proportional zu N_{Vtx} .

3 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist einer von den vier großen Detektoren am LHC (Large Hadron Collider) des CERN¹. Der LHC ist in erster Linie ein Proton-Proton-Beschleuniger, der aber auch Schwerionen beschleunigen kann², wobei in dieser Arbeit nur die Proton-Proton-Ereignisse betrachtet werden. Er hat einen Umfang von knapp 27km und liegt in der Nähe von Genf unter der Grenze zu Frankreich in einem um die 100m tiefen Tunnel. In Abbildung 3.1 ist das Beschleunigersystem des LHC schematisch abgebildet, die Protonen werden also nacheinander in den Beschleunigern Linac2, Booster, Protonen-Synchrotron (PS) und Super Protonen-Synchrotron (SPS) vorbeschleunigt bis sie schließlich im LHC auf ihre Endenergie gebracht werden. Bis 2012 waren das 4 TeV, nach einer zweijährigen Umbauphase des LHC werden es ab 2015 7 TeV sein. Wobei die bei einer Kollision freiwerdende Energie die Schwerpunktenergie ist, also das jeweils doppelte. Die Protonen werden nicht einzeln, sondern in „Paketen“ mit circa 100 Milliarden Protonen beschleunigt, sodass an den vier Kollisionspunkten ATLAS, ALICE, CMS und LHCb circa alle 50 ns sich zwei Pakete treffen. Dabei treffen sich nur wenige Partonen-Paare (Partonen werden die Quarks genannt aus denen die Protonen bestehen). Bis 2012 waren das maximal 30 Paare, meistens jedoch weniger. Ab 2015 wird nicht nur die Energie deutlich größer sein, sondern auch die Luminosität, dies wird dadurch erreicht, dass die Protonen-Pakete stärker komprimiert werden und es kürzere Abstände zwischen den Paketen geben wird. Dann werden circa 30 bis 60 Primärvertices (Parton-Parton-Kollisionen) pro „Paket-Paket-Treffen“ erwartet.

In Abbildung 3.2 ist eine Skizze des Atlas Detektors zu sehen, er hat einen Durchmesser von 25 m und eine Länge von 44 m bei einem Gewicht von 7000 t³. Der ATLAS-Detektor ist ein Vielzweck-Detektor, das bedeutet, er soll möglichst alle Teilchen beobachten können, die am Kollisionspunkt entstehen und deren Zerfallsprodukte. Bis auf die Neutrinos gelingt es ihm auch alle bekannten Teilchen zu detektieren, wobei diese über den fehlenden Transversalimpuls teilweise „beobachtet“ werden können. Damit so

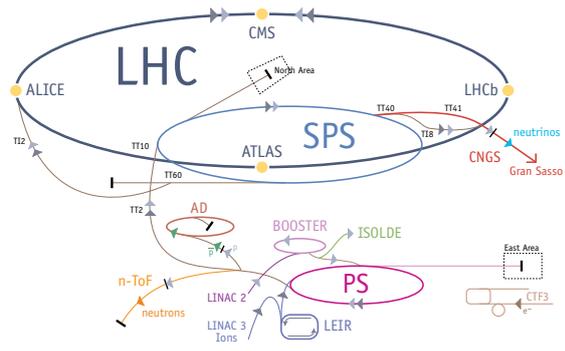


Abb. 3.1: LHC mit den Vorbeschleunigern [?]

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Europäische Organisation für Kernforschung)

²Die Informationen über den LHC sind aus [?] entnommen.

³Die Informationen über den ATLAS-Detektor sind aus [?] entnommen.

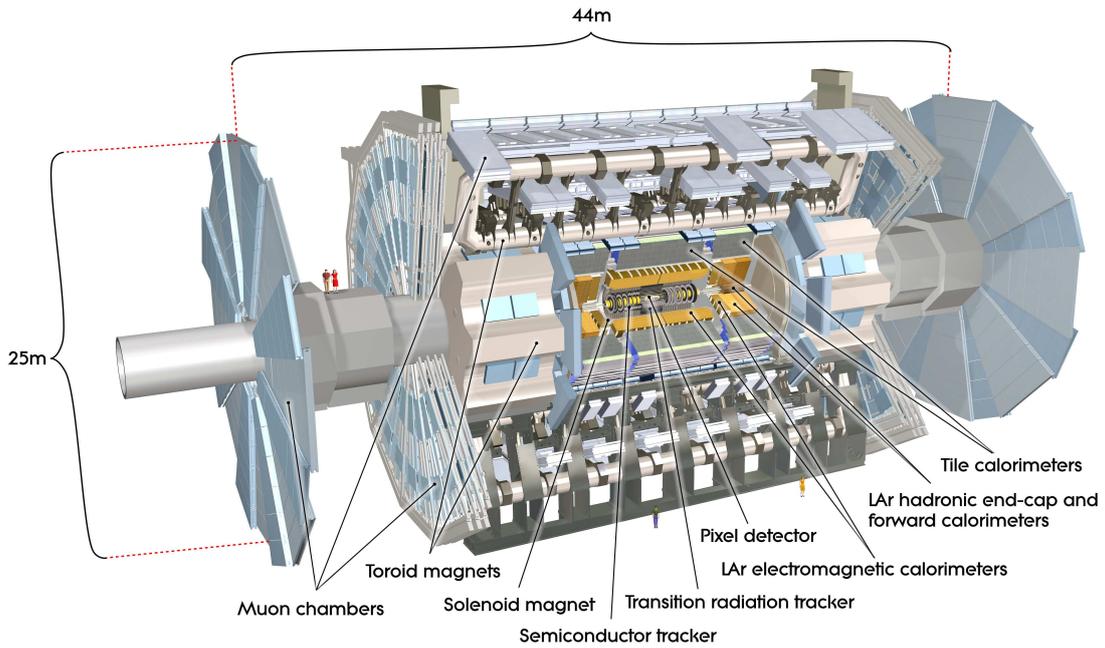


Abb. 3.2: Der ATLAS-Detektor [?], zum Größenvergleich sind vier Personen abgebildet.

viele verschiedene Teilchen detektiert werden können, besteht der ATLAS-Detektor aus mehreren Subdetektoren. Für eine bessere Verständlichkeit wird nun zuerst das ATLAS-Koordinatensystem erklärt, bevor auf die Subdetektoren näher eingegangen wird.

3.1 Koordinatensystem

Als Ursprung des Koordinatensystem ist der Kollisionspunkt gewählt. Die positive x -Achse zeigt von dort aus zum Mittelpunkt des LHC und die positive y -Achse zeigt nach oben. Die positive z -Achse ist entlang des LHC gegen den Uhrzeigersinn definiert. Der azimutale ϕ -Winkel wird radial um die Strahlrichtung gemessen, der polare θ -Winkel zur z -Achse. Allerdings wird θ meist nicht direkt benutzt, sondern stattdessen die Pseudorapidität:

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)) \quad (3.1)$$

Sie reicht von $-\infty$ bis $+\infty$. Die Pseudorapidität hat zwei Vorteile gegenüber θ . Zum eine ist der Fluss der erzeugten Teilchen näherungsweise in jedem Pseudorapiditätsintervall gleich, zum anderen ist in guter Näherung der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\eta$ lorentzinvariant. Anstatt des Impulses wird meistens der Transversalimpuls verwendet, da der Anteil der Schwerpunktennergie, den die Partonen haben nicht genau bekannt ist und somit der Gesamtimpuls einer Wechselwirkung nicht bekannt ist. In der transver-

3 Der ATLAS-Detektor

salen Ebene (x - y -Ebene) hingegen ist der Gesamtimpuls aufgrund der Impulserhaltung null. Der Transversalimpuls p_T berechnet sich wie folgt:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.2)$$

Wobei p_x der Impuls in x -Richtung und p_y der Impuls in y -Richtung ist. Der Winkelabstand zwischen zwei Spuren ΔR ist wie folgt definiert:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (3.3)$$

3.2 Subdetektoren

Der ATLAS-Detektor besteht aus vier Unterdetektoren die verschiedene Aufgaben erfüllen und von innen nach außen nacheinander zylindrisch angeordnet sind. Direkt um die Strahlröhre ist der innere Detektor, danach kommt das elektromagnetische Kalorimeter dann das hadronische Kalorimeter und schließlich ganz außen der Myon-Detektor. In Abbildung 3.3 sind für verschiedene Teilchen deren „Reaktionen“ in den Unterdetektoren dargestellt.

Der innere Detektor ist ein Spurdetektor, das heißt er nimmt die Spuren der geladenen Teilchen auf, er besteht wiederum aus drei Unterdetektoren. Direkt an der Strahlröhre ist der Pixel-Detektor, dieser besteht aus besonders feinen Siliziumpixeln, sodass eine sehr große Auflösung erreicht wird. Um den Pixel-Detektor herum ist der Silizium-Streifendetektor, dieser nimmt auch Spurpunkte auf, allerdings mit einer schlechteren Auflösung. Generell muss die Auflösung dicht an der Strahlröhre höher sein als weiter weg, um gleiche Messqualität zu erhalten. Um den Silizium-Streifendetektor herum ist der Übergangsstrahlungsdetektor, der ebenfalls Spurpunkte aufnimmt. Um den inneren Detektor herum ist ein Solenoid-Magnet, welcher ein Magnetfeld im inneren Detektor so bewirkt, sodass die geladenen Teilchen abgelenkt werden. Mithilfe der Krümmungsradien ihrer Spuren lässt sich direkt deren Impuls berechnen, da die Magnetfeldstärke an jedem Punkt bekannt ist.

Das elektromagnetische Kalorimeter umschließt den Solenoid-Magneten. Es misst die Energie von Elektronen und Photonen. Es ist ein Sampling-Kalorimeter, das heißt es besteht abwechselnd aus Absorber (Blei) und Detektorschicht (flüssiges Argon). Der Absorber ist notwendig, da die Reichweite der Elektronen und Photonen in der Detektorschicht zu groß wäre, sie müssen aber ihre gesamte Energie abgeben, wenn man sie messen möchte. Im Absorber ist ihre Strahlungslänge wesentlich kürzer, jedoch kann dort die abgegebene Energie nicht gemessen werden, deshalb wechselt man Absorber-

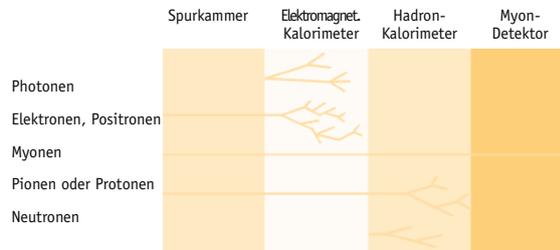


Abb. 3.3: Verschiedene Teilchen im ATLAS-Detektor [?]

und Detektorschicht ab, sodass die nicht gemessene Energieabgabe rekonstruiert werden kann. Myonen und Hadronen haben hier eine wesentlich größere Strahlungslänge, sodass sie nur wenig Energie abgeben.

Das hadronische Kalorimeter wiederum umschließt das elektromagnetische Kalorimeter. Es ist ebenfalls ein Sampling-Kalorimeter, dessen Absorber- (Stahl) und Detektorschichten (Szintillatoren) auf die Strahlungslänge von Hadronen abgestimmt sind, sodass Hadronen ihre gesamte Energie abgeben und somit diese gemessen werden kann. Myonen wiederum geben auch hier nur wenig Energie ab.

Ganz außen schließt sich die Myon-Kammer an. Große Toroidmagnete erzeugen hier Magnetfeld, das die Spur der Myonen krümmt. Es werden mit Hilfe von Driftröhren Spurpunkte der Myonen aufgenommen, womit unter anderem deren Impuls bestimmt wird. Auch hier werden diese nicht gestoppt.

Da alle Subdetektoren zylinderförmig sind, haben sie alle Endkappen, sodass möglichst der gesamte Raumwinkel abgedeckt wird. Da die Endkappen der beiden Kalorimeter um die Strahlachse herum eine zu große Lücke aufweisen, ist dort das sogenannte vorwärts Kalorimeter.

3.3 Triggersystem

Bei einer Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ist die Eventrate circa 1 GHz, sodass es unmöglich ist alle Ereignisse abzuspeichern, denn bei circa 1,3 Megabyte pro Ereignis wären das ungefähr 1300 Terabyte die pro Sekunde abgespeichert werden müssten. Deshalb gibt es ein dreistufiges Triggersystem. In der ersten Stufe wird nach wenigen charakteristischen Teilchen gesucht, um zu entscheiden ob ein Ereignis physikalisch interessant ist, wobei nur bestimmte Detektorregionen ausgelesen werden, danach sind es noch circa 75 kHz übrig. Die zweite Stufe sucht wiederum nach relevanten Teilchen, benutzt aber nun die Informationen des gesamten Detektors, danach sind es noch circa 3,5 kHz. Die dritte Stufe sortiert mit Hilfe eines Analyseprogrammes nicht interessante Ereignisse weiter aus, sodass noch circa 200 Hz übrig bleiben, was circa 260 Megabyte pro Sekunde entsprechen. In Abbildung 3.1 ist eine Übersicht über Impuls- und Energieauflösung der verschiedenen Subdetektoren und deren η -Abdeckungsbereiche zu sehen.

3 Der ATLAS-Detektor

Detektorkomponente	Auflösung	η -Abdeckungsbereich	
		Messung	Trigger
Innerer Detektor	$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0,05\% \cdot p_T \oplus 1\%$	$\pm 2,5$	
elektromagnetisches Kalorimeter	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\%$	$\pm 3,2$	$\pm 2,5$
hadr. Kalorimeter Zentral und Endkappen	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$	$\pm 3,2$	$\pm 3,2$
Vorwärts	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$	$3,1 < \eta < 4,9$	$3,1 < \eta < 4,9$
Myon-Kammer	$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 10\%$ bei $p_T = 1 \text{ TeV}$	$\pm 2,7$	$\pm 2,4$

Tabelle 3.1: Impuls- und Energieauflösung der verschiedenen Subdetektoren und deren η -Abdeckungsbereiche, wobei $\pm x$ von $-x$ bis $+x$ bedeutet und $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$ gilt.

4 Tau-Identifikation

Für die Tau-Identifikation werden nur τ -Leptonen verwendet die hadronisch Zerfallen. Der Kegel mit $\Delta R \leq 0,2$ um die „Schwerpunktsrichtung“ wird innere Kegel genannt und der „Hohlkegel“ mit $0,2 \leq \Delta R \leq 0,4$ äußere Kegel. τ -Kandidaten werden in „1-prong“ oder „multi-prong“ Ereignisse eingeteilt, abhängig von der Anzahl der geladenen Spuren im inneren Kegel. Im Folgenden werden „multi-prong“ Ereignisse immer „3-prong“ Ereignisse und geladene Spuren immer nur Spuren genannt.

4.1 Boosted Decision Trees

Der „Boosted Decision Tree“ (BDT) ist eine Kombination aus Entscheidungsbaum („Decision Tree“) und einem Mittelungsverfahren („Boosting“) [?] [?].

Ein Entscheidungsbaum entscheidet nacheinander anhand von mehreren Variablen ob ein Ereignis Untergrund oder Signal ist. Auf die erste Variable wird ein Schnitt¹ angewandt, dessen Ergebnis den Schnittwert für die zweite Variable festlegt, das Ergebnis des Schnittes auf die zweite Variable legt dann den Schnittwert für die dritte Variable fest etc., bis alle Variablen abgearbeitet sind. Der letzte Schnitt entscheidet ob das Ereignis dem Untergrund oder dem Signal zugeordnet wird, allerdings trotzdem abhängig von allen Variablen. Ein „Decision Tree“ (DT) ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Wie man in der Abbildung sieht, kann es auch sein, dass eine bestimmte Variable gar nicht benutzt wird, abhängig von den Schnitte auf die vorherigen Variable. Solch ein Entscheidungsbaum gibt immer ein eindeutiges Ergebnis aus ob ein Ereignis als Untergrund oder Signal identifiziert wurde. Ein Entscheidungsbaum muss zuerst mit simulierten Signal- und Untergrundereignissen trainiert werden, um danach auf Daten angewandt werden zu können. Dabei gibt es das Problem des Übertrainierens. Das bedeutet, dass der Entscheidungsbaum eine statistische Fluktuation des Trainings-Datensatzes „erlernt“. Wenn man ihn dann auf echte Daten anwendet, sind die Ergebnisse nicht optimal.

Dieses Problem wird durch das „Boosting“ behoben. Es wird nicht nur ein Entscheidungsbaum benutzt, sondern viele unabhängige, die jeweils 0 für Untergrund oder 1 für Signal ausgeben. Aus all diesen Ergebnissen wird der Mittelwert gebildet und so erhält

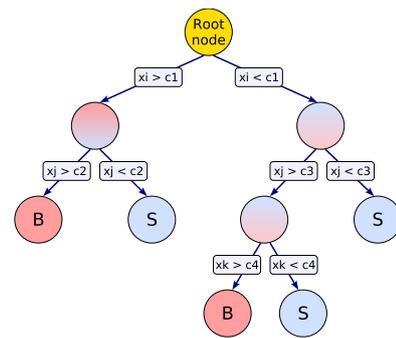


Abb. 4.1: DT [?]

¹Das bedeutet, es wird geprüft ob die Variable einen bestimmten Wert, den Schnittwert, überschreitet, und anhand dessen wird entschieden ob es signal- oder untergrundartig ist.

4 Tau-Identifikation

man eine Zahl zwischen 0 und 1, die angibt wie wahrscheinlich es ein Signalereignis war und „BDTjetscore“ genannt wird. Durch die Wahl eines minimalen Zahlenwerts, ab der die Ereignisse als Signal angesehen werden, ist es möglich die Reinheit zu steuern. Allerdings bedeutet eine größere Reinheit eine geringere Effizienz.

Es gibt drei verschiedene Reinheits- bzw. Effizienzgrade, die „BDT-Loose“, „BDT-Medium“ und „BDT-Tight“ genannt werden. Ihre Schnittwerte für den Schnitt auf „BDTjetscore“, werden so gewählt, dass bestimmte Effizienzen in der Analyse bei 8 TeV des Jahres 2012 erreicht werden. Diese sind in Tabelle 4.1 angegeben. Dementsprechend ist die Reinheit für „BDT-Tight“ am besten und für „BDT-Loose“ am schlechtesten.

Prong\BDT	„BDT-Loose“	„BDT-Medium“	„BDT-Tight“
„1-prong“	70 %	60 %	40 %
„multi-prong“	65 %	55 %	35 %

Tabelle 4.1: Geforderte Effizienzen für „BDT-Loose“, „BDT-Medium“ und „BDT-Tight“

4.2 Inputvariablen

Die Tau-Identifikation mittels BDT benutzt 11 Inputvariablen, welche im folgenden erläutert werden:

R_{track} ist der mit p_T gewichtete Abstand der Spuren des τ -Leptons, er wird wie folgt berechnet:

$$R_{track} = \frac{\sum_i^{\Delta R_i \leq 0,4} p_{T,i} \Delta R_i}{\sum_i^{\Delta R_i \leq 0,4} p_{T,i}} \quad (4.1)$$

Wobei i alle Spuren sind, die sich im inneren Kegel des τ -Kandidaten befinden.

f_{track} ist das Verhältnis aus dem Transversalimpuls $p_T^{leadtrk}$ der führenden Spur (größter p_T) des τ -Kandidaten und der gesamten transversalen Energie im inneren Kegel, es wird wie folgt berechnet:

$$f_{track} = \frac{p_T^{leadtrk}}{\sum_{j \in \{all\}}^{\Delta R_j < 0,2} E_{T,j}^{EM}} \quad (4.2)$$

Wobei $E_{T,j}$ die transversale Energie in der j -ten Zelle der Kalorimeter ist und j über alle zutreffenden Zellen des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters zählt. Für den BDT wird f_{track} wie folgt korrigiert:

$$f_{track}^{corr} = f_{track} + 0,003 \cdot N_{Vtx} \quad (4.3)$$

Wobei N_{Vtx} die Anzahl der Primärvertices ist.

4 Tau-Identifikation

f_{core} ist das Verhältnis der transversalen Energie im Kegel mit $\Delta R < 0,1$ zu der Schwerpunktsrichtung (zentrale Region) und der transversalen Energie im inneren Kegel, es wird wie folgt berechnet:

$$f_{core} = \frac{\sum_{j \in \{all\}}^{\Delta R_j < 0,1} E_{T,j}^{EM}}{\sum_{j \in \{all\}}^{\Delta R_j < 0,2} E_{T,j}^{EM}} \quad (4.4)$$

Mit der transversalen Energie $E_{T,j}$ in der j -ten Zelle des elektromagnetischen Kalorimeters, wobei j über alle zutreffende Zellen läuft. Für den BDT wird f_{core} bis jetzt wie folgt korrigiert:

$$f_{core}^{corr} = f_{core} + 0,003 \cdot N_{Vtx} \quad \text{für } p_T < 80 \text{ GeV} \quad (4.5)$$

$$f_{core}^{corr} = f_{core} \quad \text{sonst} \quad (4.6)$$

Wobei N_{Vtx} die Anzahl der Primärvertices ist.

m_{tracks} ist die invariante Masse des τ -Kandidaten. Sie wird gemeinsam über die Spuren im inneren und äußeren Kegel wie folgt bestimmt.

$$m_{tracks} = \sqrt{\left(\sum_i |\vec{p}_i|\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i\right)^2} \quad (4.7)$$

Wobei \vec{p}_i der Impuls der i -ten Spur ist und i über alle zutreffenden Spuren zählt.

S_T^{flight} bezeichnet die Signifikanz der Zerfallslänge (materialabhängige Strecke die ein Teilchen zurücklegt, bis er zerfällt) in der transversalen Ebene vom Primärvertex bis zum Sekundärvertex (a wo das τ zerfällt) für τ -Leptonen-Kandidaten mit zwei oder drei Spuren:

$$S_T^{flight} = \frac{L_T^{flight}}{\delta L_T^{flight}} \quad (4.8)$$

Wobei L_T^{flight} die rekonstruierte Zerfallslänge ist und δL_T^{flight} dessen Unsicherheit. Hierfür werden nur Spuren im inneren Kegel verwendet.

$S_{lead track}$ ist ein Maß für die Signifikanz des Stoßparameters der führenden Spur des τ -Kandidaten im inneren Kegel:

$$S_{lead track} = \frac{d_0}{\delta d_0} \quad (4.9)$$

Wobei d_0 der Abstand bei größter Annäherung zwischen der Spur und der transversalen Ebene durch den τ -Vertex ist, und δd_0 dessen Unsicherheit.

4 Tau-Identifikation

ΔR_{\max} ist das maximale ΔR zwischen der „Schwerpunktsrichtung“ des τ -Kandidaten und einer Spur im inneren Kegel.

N_{track}^{iso} ist die Anzahl von Spuren im äußeren Kegel.

π_n^0 ist die Anzahl von rekonstruierten π^0 in die der τ -Kandidat zerfallen ist.

π_{mass}^0 ist die durch die π^0 und Spuren rekonstruierte Masse des τ -Kandidaten.

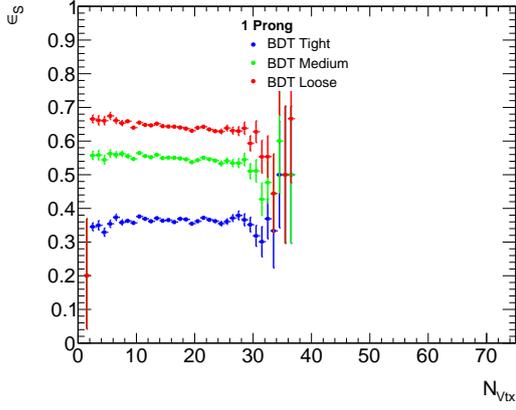
p_T^{Ratio} ist das Verhältnis des Transversalimpulses, einmal bestimmt über die π^0 und die geladenen Spuren und einmal über die gesamte deponierte Energie im Kalorimeter im Kegel mit $\Delta R < 0,2$ zur Schwerpunktsrichtung:

$$p_T^{Ratio} = \frac{p_T^{\pi^0 \text{ und geladene Spuren}}}{p_T^{\text{Energie im Kalorimeter}}} \quad (4.10)$$

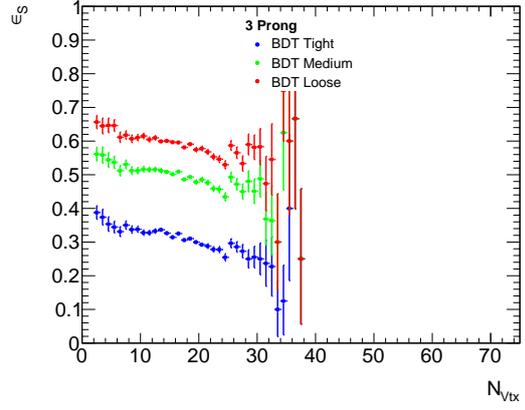
4.3 Tau-ID bei 8 TeV

Die Inputvariablen sollten unabhängig von der Anzahl der Primärvertices sein, damit das Ergebnis des BDT auch unabhängig davon ist. Man kann Inputvariablen so korrigieren, dass sie weniger stark von N_{Vtx} abhängen, wenn die Abhängigkeit ohne Korrektur für zu groß gehalten wird. Für die τ -Identifikation von 2012 werden die zwei Variablen f_{track} und f_{core} , wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, korrigiert. Im Folgenden werden die Ergebnisse der Tau-ID von 2012 kurz dargestellt. In Abbildung 4.2 sind die Identifikationseffizienzen für Signal und Untergrund dargestellt, zusätzlich sind die ROC-Kurven zu sehen. Optimal wäre, wenn die Signaleffizienzen konstant oder ansteigend mit steigenden N_{Vtx} wären und die Untergrundeffizienzen konstant oder abfallend. Man kommt hier dem Optimalen schon sehr nahe, nur dass die Signaleffizienz „3-prong“ mit steigenden N_{Vtx} weniger wird, ist nicht gut. Das wirkt sich direkt auf die ROC-Kurven aus: Bei „1-prong“ ist die Untergrundunterdrückung für alle Signaleffizienzen für $20 \leq N_{Vtx} \leq 39$ besser als für $N_{Vtx} \leq 19$, da eben für steigende N_{Vtx} die Signaleffizienz konstant ist und die Untergrundeffizienz abfällt. Bei „3-prong“ sieht man keinen Unterschied zwischen den beiden N_{Vtx} -Bereichen, da sowohl Signal- als auch Untergrundeffizienz für steigende N_{Vtx} abfallen, anscheinend in ähnlicher Stärke. Für Signaleffizienzen größer als 80% weicht das Verhalten der ROC-Kurven von diesen Beobachtungen ab, da der X-Achsenabschnitt die Rekonstruktionseffizienz darstellt, und die nicht vom BDT abhängig ist. Der Bereich für $N_{Vtx} \geq 40$ ist hier leer, da es praktisch keine Ereignisse mit mehr als 30 Primärvertices gibt.

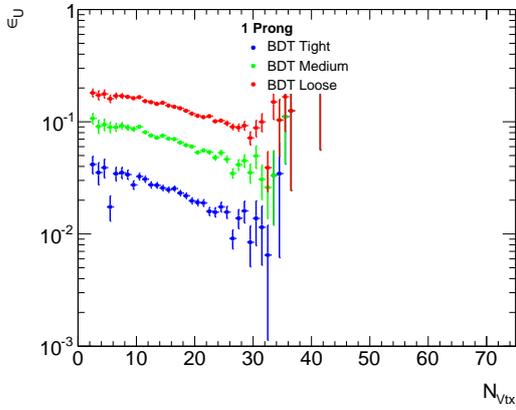
4 Tau-Identifikation



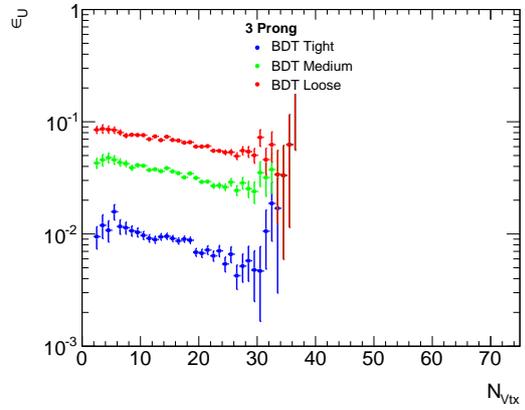
(a) Signaleffizienz, „1-prong“



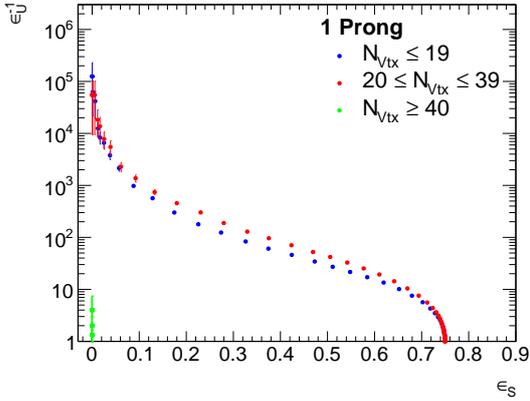
(b) Signaleffizienz, „3-prong“



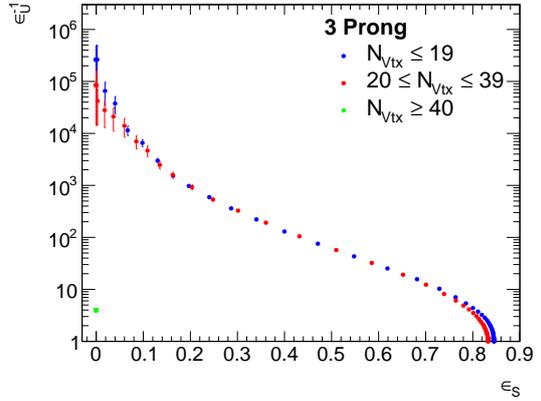
(c) Untergrundeffizienz, „1-prong“



(d) Untergrundeffizienz, „3-prong“



(e) ROC-Kurve, „1-prong“



(f) ROC-Kurve, „3-prong“

Abb. 4.2: Status der Tau-ID bei 8 TeV, $p_T > 15$ GeV

5 Analyse

In Abschnitt 5.1 werden die Input-Samples vorgestellt. Danach werden in Kapitel 5.2 die Tau-ID bei den drei verschiedenen Input-Samples bei einem Schnitt von $p_T > 15$ GeV verglichen. In Abschnitt 5.3 wird eine Energiekorrektur beschrieben und deren Wirkung dargestellt. In Abschnitt 5.4 wird kurz der aufgeführt, was sich ändert wenn man anstatt auf 15 GeV auf 20 GeV schneidet. Danach werden in Kapitel 5.5 die Inputvariablen untersucht und mit den Ergebnissen werden diese dann in Kapitel 5.6 so korrigiert, dass sie möglich unabhängig vom „pile-up“ sind. Mit diesen korrigierten Inputvariablen wird dann in Abschnitt 5.7 der BDT neu ausgeführt. In allen Kapiteln außer in Kapitel 5.4 wird der $p_T > 15$ GeV-Schnitt verwendet.

5.1 Input-Samples

In dieser Arbeit werden drei verschiedene Input-Samples verwendet. Sie sind alle simuliert. Ein Input-Sample repräsentiert die Situation in 2012 (8 TeV) und zwei weitere stellen die Situation wie sie in 2015 (14 TeV) erwartet wird dar, also mit mehr „pile-up“. In Tabelle 5.1 ist eine Zusammenfassung abgebildet. Leider ist in den beiden 14 TeV-

Signal: $Z \rightarrow \tau\tau$ (Pythia8)			
Schwerpunktenergie \sqrt{s}	Art	$\langle \mu \rangle$	Benennung in Abbildungen
8 TeV	MC12		Z8
14 TeV	MC12	54	Z14l
14 TeV	MC12	81	Z14h
Untergrund: Dijet (Pythia8, JZ1-JZ5)			
Schwerpunktenergie \sqrt{s}	Art	$\langle \mu \rangle$	Benennung in Abbildungen
8 TeV	MC12		j8
14 TeV	MC12	54	j14l
14 TeV	MC12	81	j14h

Tabelle 5.1: Informationen zu den Inputsamples

Input-Samples ein kalibrations Fehler, dessen Folgen werden später erörtert. Auch die 14 TeV-Samples wurden mit der Geometrie und den Verhältnissen von 2012 simuliert, das ist mit „Art“ gemeint. Da nicht nur die Schwerpunktenergie von 2012 zu 2015 erhöht wird, sondern auch die Luminosität, ist bei den 14 TeV-Samples das $\langle \mu \rangle$ größer als bei dem 8 TeV-Samples. $\langle \mu \rangle$ bezeichnet die mittlere Anzahl der erwarteten Wechselwirkungen pro treffen von zwei Protonen-Paketen, allerdings ist dies nicht gleich der

Anzahl der Primärvertices, da nicht alle Wechselwirkungen ordnungsgemäß rekonstruiert werden können. Für das 8 TeV-Sample wurde kein $\langle \mu \rangle$ angegeben, da die Anzahl der erwarteten Wechselwirkungen hier nicht poissonverteilt ist, sondern der den echten Daten von 2012 angepasst ist (Mittelwert ist 22) [?]. In Anhang A.1 sind die genauen Bezeichnungen der Input-Samples angegeben. Zur Simulation der Daten werden folgende Schritte durchgeführt [?]

- Ereignis Generierung: Die Kollision wird mit allen entstehenden Teilchen physikalisch simuliert.
- Detektor Simulation: Es wird simuliert welche Detektorbereiche ansprechen würden.
- „digitisation“: Die Antwort-Spannung von jedem einzelnen Pixel der Pixeldetektoren, Streifen der Streifendetektoren, Draht der Vieldrahtproportionalkammern etc. wird genau berechnet.
- Rekonstruktion: Anhand des simulierten Detektor-Outputs werden alle möglichen Spuren rekonstruiert. Die geschieht mit den selben Algorithmen wie bei echten Ereignissen.
- Als n-Tuple abspeichern (TauD3PD): Die rekonstruierten Spuren werden in Dateien abgespeichert

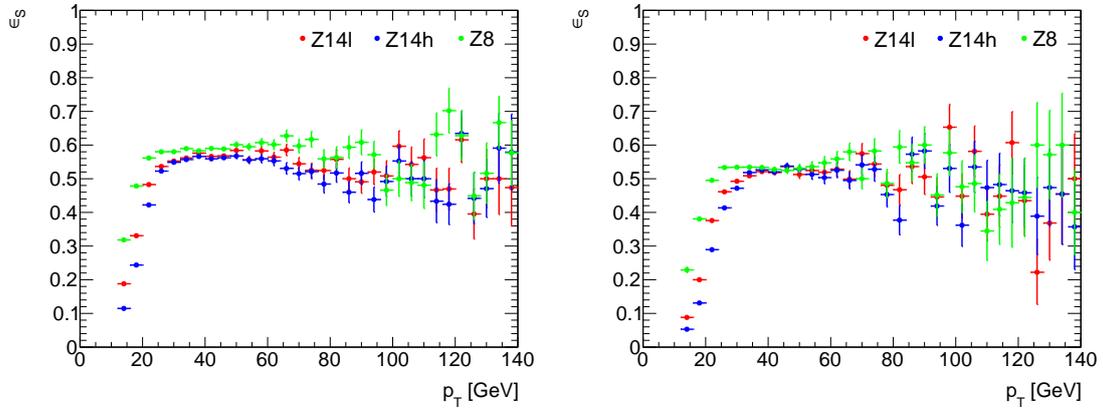
5.2 Identifikations- und Rekonstruktionsgüte der Standard-Tau-ID

In Abbildung 5.1 ist die Identifikationseffizienz der τ -Leptonen für BDT-Medium einzeln für die drei Input-Samples als Funktion vom Transversalimpuls p_T des τ -Kandidaten dargestellt. Das ist interessant, da auf diese Weise sichtbar wird, ob sich der größere „pile-up“ bei allen Transversalimpulsen gleich auswirkt. Da sich die Effizienz bei allen p_T zwischen den drei Input-Samples unterscheidet, ist die Effizienz bei allen Impulsen von $\langle \mu \rangle$, also auch vom „pile-up“, abhängig, jedoch ist die Abhängigkeit bei Impulsen kleiner circa 30 GeV sehr viel größer. So ist die Effizienz bei $p_T=15$ GeV bei dem 8 TeV-Sample fast drei mal so hoch wie bei dem 14 TeV-Sample mit mehr „pile-up“. Bei z.B. $p_T=30-50$ GeV ist der Unterschied weniger als 10 Prozent. Das bedeutet, dass es bei mehr „pile-up“ sehr viel schwieriger ist τ -Leptonen mit geringem Impuls zu identifizieren als bei weniger „pile-up“. Für τ -Leptonen mit Impuls zwischen 40 bis 60 GeV ist die Anzahl von Primärvertices nicht so beeinflussend.

Die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Pseudorapidität η ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Auch hier ist zu erkennen, dass bei höheren „pile-up“ die Effizienz schlechter ist. Es ist keine signifikante Abhängigkeit der Reduzierung der Effizienz von η zu erkennen. Die Effizienzeinbrüche bei $\eta = \pm 1,2$ entstehen aufgrund der Detektorkonstruktion.

In Abbildung 5.3 ist die Identifikationseffizienz gegen N_{Vtx} getrennt für die drei Input-Samples aufgetragen. Dies ist interessant, da auf diese Weise untersucht werden kann,

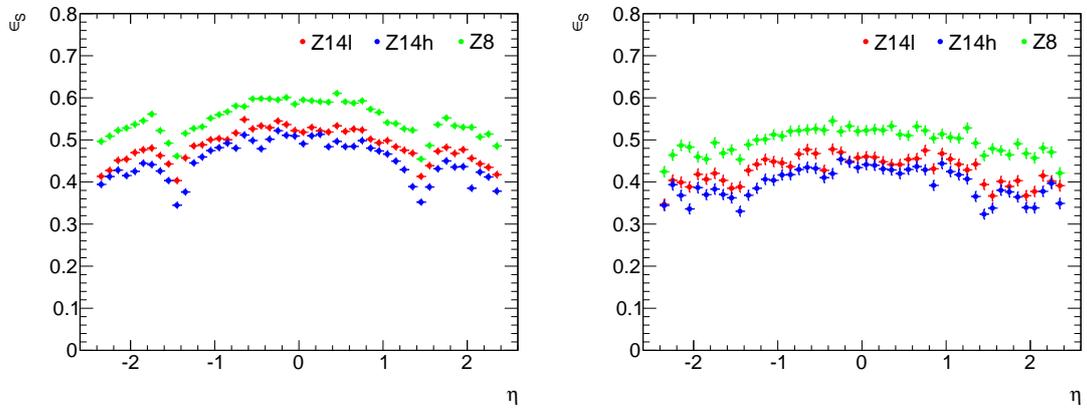
5 Analyse



(a) „1-prong“

(b) „3-prong“

Abb. 5.1: Signaleffizienz gegen p_T , BDT Medium, $p_T > 15$ GeV



(a) „1-prong“

(b) „3-prong“

Abb. 5.2: Signaleffizienz gegen η , BDT Medium, $p_T > 15$ GeV

5 Analyse

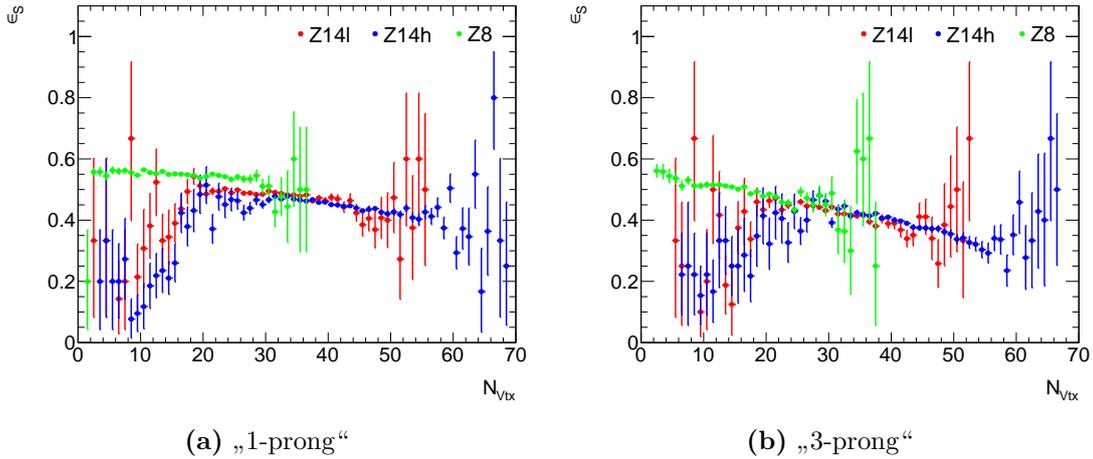


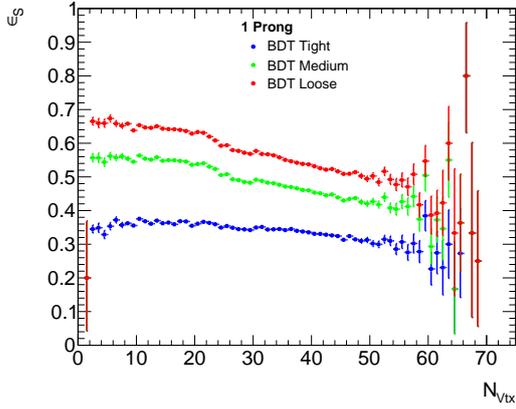
Abb. 5.3: Signaleffizienz gegen N_{Vtx} , BDT Medium, $p_T > 15$ GeV

ob die drei Input-Samples konsistent simuliert wurden. Deutlich zu sehen ist, dass die Effizienz mit steigender Anzahl von Primärvertices abnimmt. Bei „3-prong“ ist die Abhängigkeit sichtbar stärker als bei „1-prong“, außerdem sieht man einen „Versatz“ bei „1-prong“ zwischen dem 8 TeV- und den 14 TeV-Input-Samples, der bei „3-prong“ nicht auftritt. Dieser Versatz könnte darauf hinweisen, dass die Effizienz nicht nur von N_{Vtx} abhängt, sondern auch von der Schwerpunktenenergie, was jedoch sehr unwahrscheinlich ist. Viel wahrscheinlicher ist, dass der Versatz an dem Fehler in der Kalibration der beiden 14 TeV-Input-Samples liegt. Außerdem gibt es bei „3-prong“ einen „Versatz“ zwischen den beiden 14 TeV-Input-Samples, was jedoch nicht mit einer Energieabhängigkeit erklärt werden könnte, da beide Input-Samples die selbe Schwerpunktenenergie haben, also muss der Grund für den Versatz wirklich der Kalibrationsfehler sein.

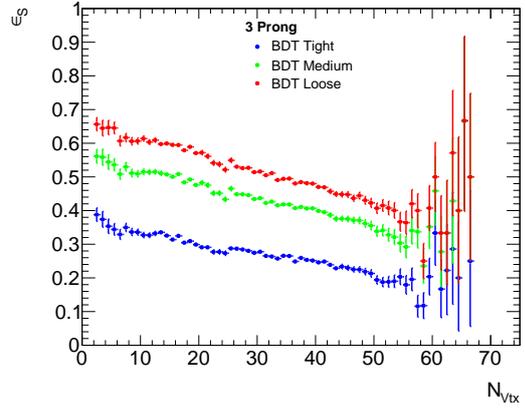
In den Abbildungen 5.4a und 5.4b ist die Identifikationseffizienz für Signal gegen N_{Vtx} dargestellt, allerdings nicht wie oben aufgeteilt in drei Kurven für die drei Input-Samples, sondern nun für alle drei gemeinsam in einer Kurve. Das ist interessant, da so am besten die Abhängigkeit der Effizienz von N_{Vtx} untersucht werden kann. Außerdem wird nun nicht nur die Effizienz für BDT-Medium dargestellt, sondern zusätzlich auch noch für BDT-Tight und BDT-Loose. Die Kante bei circa $N_{Vtx} = 25$ bei BDT-Medium und BDT-Loose ist auf den selben Effekt zurückzuführen wie der Versatz in Abbildung 5.3. Wiederum ist deutlich zu sehen, dass die Effizienz mit steigendem N_{Vtx} abnimmt und auch hier dieser Effekt bei „3-prong“ stärker ausgeprägt ist. Bei BDT-Tight und „1-prong“ ist die Effizienz nahezu konstant.

Außerdem wurde die Identifikationseffizienz bei den Untergrund-Samples untersucht. In den Abbildungen 5.4c und 5.4d ist eben diese zu sehen. Das ist in Kombination mit den Plots der Identifikationseffizienz für Signal-Samples sehr interessant, da man so beobachten kann, ob das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sich für mehr „pile-up“ verschlechtert. Bei „1-prong“ wird die Untergrundeffizienz bis circa 25 Primärvertices geringer für steigende N_{Vtx} , danach bleibt sie bis circa $N_{Vtx} = 50$ konstant bzw. steigt

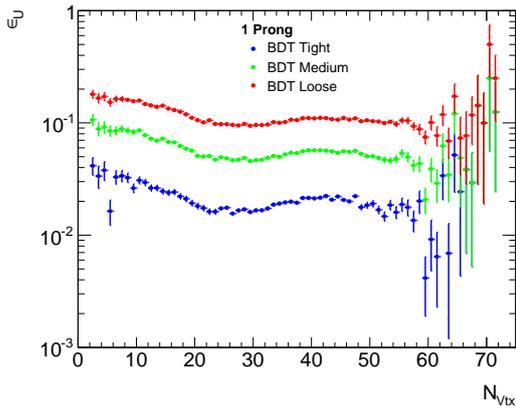
5 Analyse



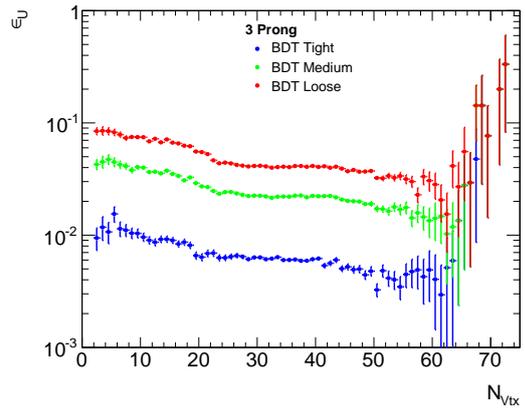
(a) Signaleffizienz gegen N_{Vtx} , „1-prong“



(b) Signaleffizienz gegen N_{Vtx} , „3-prong“



(c) Untergrundeﬃzienz gegen N_{Vtx} , „1-prong“



(d) Untergrundeﬃzienz gegen N_{Vtx} , „3-prong“

Abb. 5.4: $p_T > 15$ GeV

5 Analyse

leicht an. Ab circa 50 $N_{Vtx} = 50$ fällt sie wieder ab. Bei „3-prong“ fällt die Untergrundefizienz bis auf ein Plateau zwischen circa 25 und 40 Primärvertices für steigende N_{Vtx} monoton ab. Vergleicht man die Untergrundefizienz mit der Signaleffizienz sieht man, dass die Signaleffizienz in stärkerem Maße kleiner wird als die Untergrundefizienz, so dass es schwieriger wird τ -Leptonen mit guter Reinheit zu identifizieren. So wird zum Beispiel die BDT-Medium-Signaleffizienz von $N_{Vtx} = 20$ bis $N_{Vtx} = 50$ um circa 20 Prozent geringer, im gleichen Bereich bleibt die Untergrundefizienz fast gleich.

Zusätzlich wurde die Identifikationseffizienz für verschiedene p_T - und η -Bereiche geplottet ($20 < p_T < 35 \text{ GeV} / p_T > 35 \text{ GeV} / \eta < 1,3 / 1,3 < \eta < 1,6 / \eta > 1,6$). In Abbildung 5.5 sind beispielhaft die vier Plots für $\eta < 1,3$ zu sehen. Für p_T zwischen 20 und

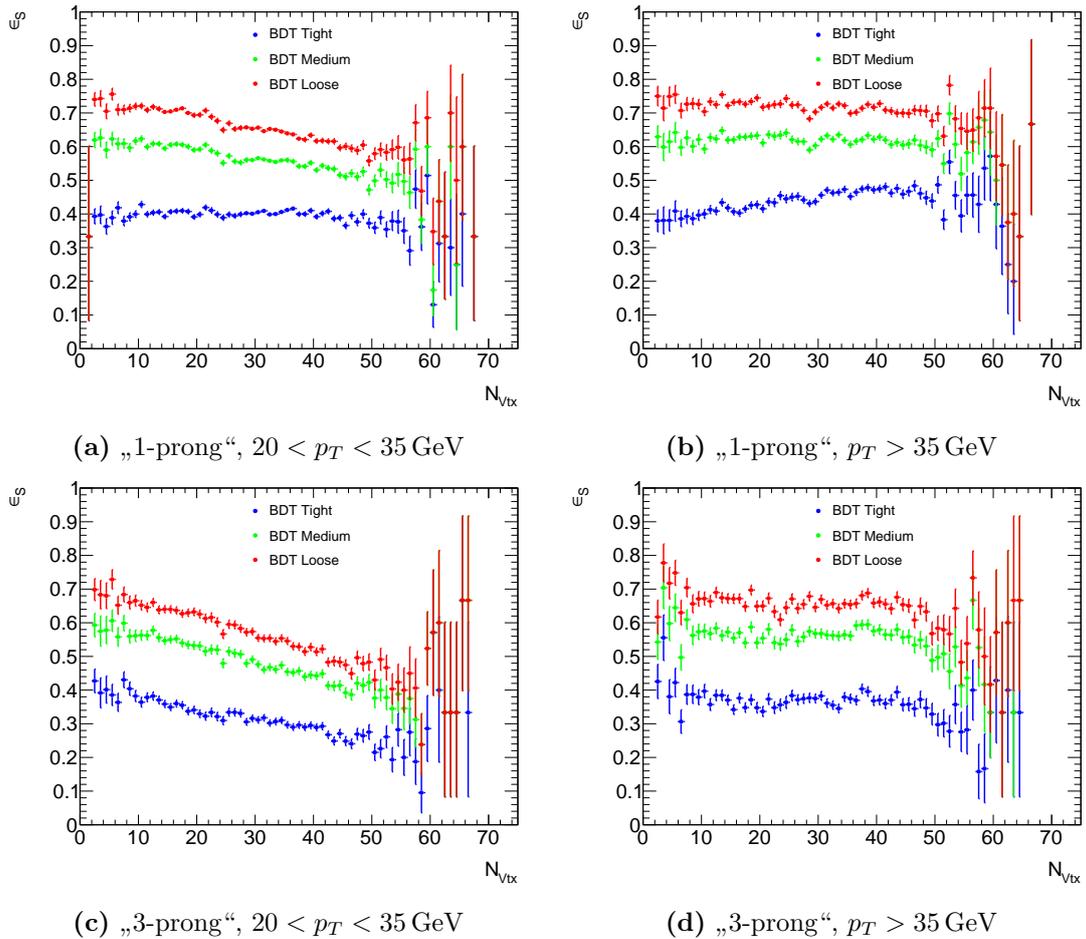


Abb. 5.5: Signaleffizienz gegen N_{Vtx} , $\eta < 1,3$

35 GeV fallen die Effizienzen von BDT-Medium und BDT-Loose mit größeren N_{Vtx} ab, dies gilt sowohl für „1-prong“ als auch für „3-prong“. Für $p_T > 35 \text{ GeV}$ sind diese Effizienzen für „1-prong“ für alle N_{Vtx} konstant und für „3-prong“ bis circa 40 Primärvertices, für größere N_{Vtx} abfallend. Die Effizienz von BDT-Tight ist für p_T zwischen 20 und

5 Analyse

35 GeV für „1-prong“ konstant und für „3-prong“ abfallend. Für $p_T > 35$ GeV und „1-prong“ steigt sie mit größeren N_{Vtx} sogar geringfügig an. Bei $p_T > 35$ GeV und „3-prong“ verhält sich die Effizienz von BDT-Tight genau so wie die von BDT-Medium und BDT-Loose. Die anderen η -Bereiche verhalten sich genau so und sind deshalb im Anhang A.2 zu finden.

In Abbildung 5.6 werden für die drei Input-Samples gemeinsam die ROC-Kurven für drei verschiedene N_{Vtx} -Bereiche, $N_{Vtx} \leq 19$, $20 \leq N_{Vtx} \leq 39$ und $N_{Vtx} \geq 40$, dargestellt, wobei ϵ_S Signaleffizienz und ϵ_U^{-1} die inverse Untergrundeffizienz sind. Theoretisch

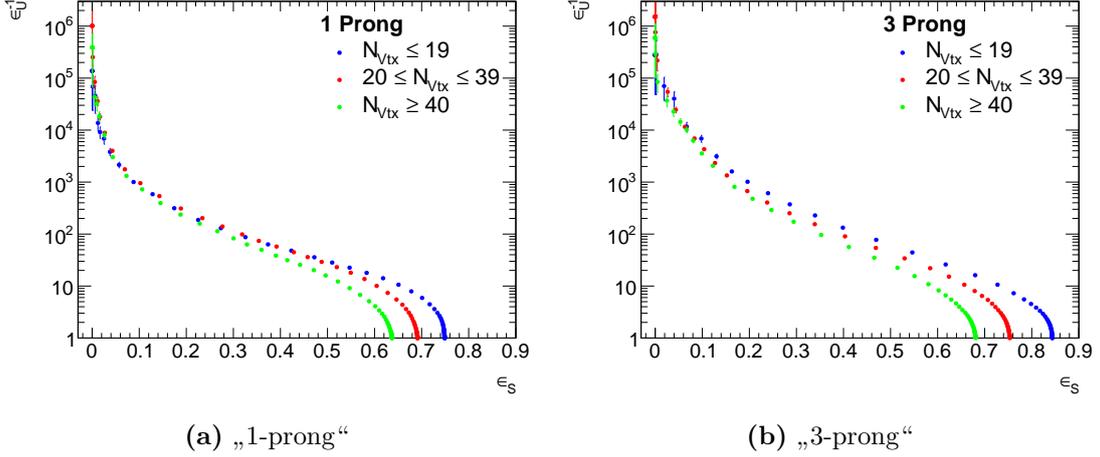


Abb. 5.6: ROC-Kurve, $p_T > 15$ GeV

erwünscht ist eine möglichst große Signaleffizienz bei möglichst kleiner Untergrundeffizienz. Aufgrund dessen ist ersichtlich, dass das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für größere N_{Vtx} schlechter wird. Dies wird für große Signaleffizienzen deutlicher als für kleine. Dies gilt für 1- und „3-prong“ gleichermaßen. So ist zum Beispiel bei „3-prong“ und $\epsilon_S = 0,5$ die inverse Untergrundeffizienz für $N_{Vtx} \geq 40$ circa 45 Prozent kleiner als bei $N_{Vtx} \leq 19$. Außerdem ist in diesen Plots nicht nur die Identifikationseffizienz sondern auch die reine Rekonstruktionseffizienz (X-Achsenabschnitt) zu erkennen. Bei „3-prong“ ist diese in allen drei N_{Vtx} -Bereichen größer als bei „1-prong“.

5.3 Energieauflösung

Die Energieauflösung ist wie folgt definiert:

$$\sigma = \frac{p_T^{rec} - p_T^{true vis}}{p_T^{true vis}} \quad (5.1)$$

Wobei p_T^{rec} der rekonstruierte Transversalimpuls eines τ -Leptons ist und $p_T^{true vis}$ der wahre Transversalimpuls. Die so definierte Auflösung ist gaußverteilt und sollte den Mittelwert null haben. Zum vergleichen der Auflösung benutzt man das σ des Gaußver-

teilung.

In den beiden 14 TeV-Input-Samples ist, wie oben schon erwähnt, ein Fehler. Durch diesen Fehler ist die Auflösung nicht symmetrisch um null, da der rekonstruierte Impuls systematisch zu klein ist. Dies ist in Abbildung 5.7a gut sichtbar. Außerdem könnte es

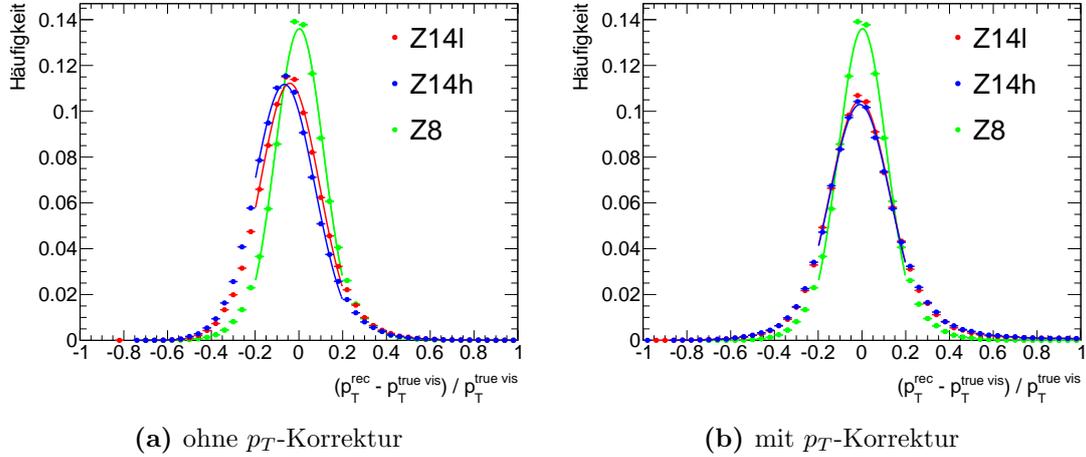


Abb. 5.7: Auflösung des Impulses, BDT-Medium, $p_T > 15$ GeV

sein, dass der Versatz in Abbildung 5.3 damit zusammenhängt. Um dies zu korrigieren wurden die drei Kurven getrennt nach BDT: Tight/Medium/Loose, P_T : 15-20/20-25/25-30/30-35/35-45/45-55/55-65/ >65 und η : <1,3/1,3-1,6/>1,6 gaußgefittet. Es wurden also 432 Fits durchgeführt, von denen jeweils der Mittelwert μ der Gauß-Verteilung gespeichert wurde. Mit Hilfe der einzelnen Mittelwerte werden die rekonstruierten Impulse korrigiert. Hierbei wird natürlich für jedes τ -Lepton abhängig von Input-Sample, BDT, η und p_T das passende μ benutzt. Die Korrektur ist in Gleichung 5.2 zu sehen,

$$p_T^{rec,korr} = p_T^{rec} - p_T^{rec} \cdot \mu \quad (5.2)$$

wobei p_T^{rec} der rekonstruierte Impuls ist. Diese Korrektur wird nun auf die beiden 14 TeV-Input-Samples angewendet und die Plots neu erstellt. In Abbildung 5.7b ist die Auflösung mit Korrektur dargestellte, deutlich zu sehen ist, dass nun alle drei Kurven ihr Maximum bei null haben. Die Hoffnung, dass sich durch die Korrektur der Versatz in Abbildung 5.3 beseitigen lässt und somit der Fehler in den 14 TeV-Input-Samples korrigieren lässt, hat sich nicht bestätigt. Die Korrektur hat fast keine Auswirkung auf die Effizienzen. In Anhang A.3 ist ein Vergleich zu sehen. Somit wird die Korrektur nicht weiter benutzt.

5.4 $p_T > 20$ GeV-Schnitt

In dieser Arbeit wird immer $p_T > 15$ GeV verwendet. In diesem Kapitel werden die Veränderungen dargestellt, wenn stattdessen auf 20 GeV geschnitten wird. In Abbildung 5.8 ist die Signaleffizienz sowohl für $p_T > 15$ GeV als auch für $p_T > 20$ GeV, getrennt

5 Analyse

für die drei Input-Samples, dargestellt. Sowohl für „1-prong“ als auch für „3-prong“ sind die Signaleffizienzen für den Schnitt auf 20 GeV besser, und zwar umso stärker je mehr Primärvertices registriert wurden. Dies liegt daran, da es um so einfacher ist eine Spur korrekt zu rekonstruieren, je mehr Energie diese Spur hat. Der Nachteil ist, dass man durch den Schnitt auf 20 GeV weniger Statistik hat, als mit dem Schnitt auf 15 GeV. Im Anhang A.4 sind noch die Signal-, Untergrundeigenschaften und die ROC-Kurven zu sehen (für alle drei Input-Samples gemeinsam). Die Untergrundeigenschaften verändert sich nicht viel, oder wird sogar etwas geringer für den 20 GeV-Schnitt. Sodass die Untergrundunterdrückung in der ROC-Kurve besser wird. Es wäre also sinnvoll den $p_T > 20$ GeV-Schnitt zu verwenden, wenn man eine so große Anzahl von Primärvertices hat.

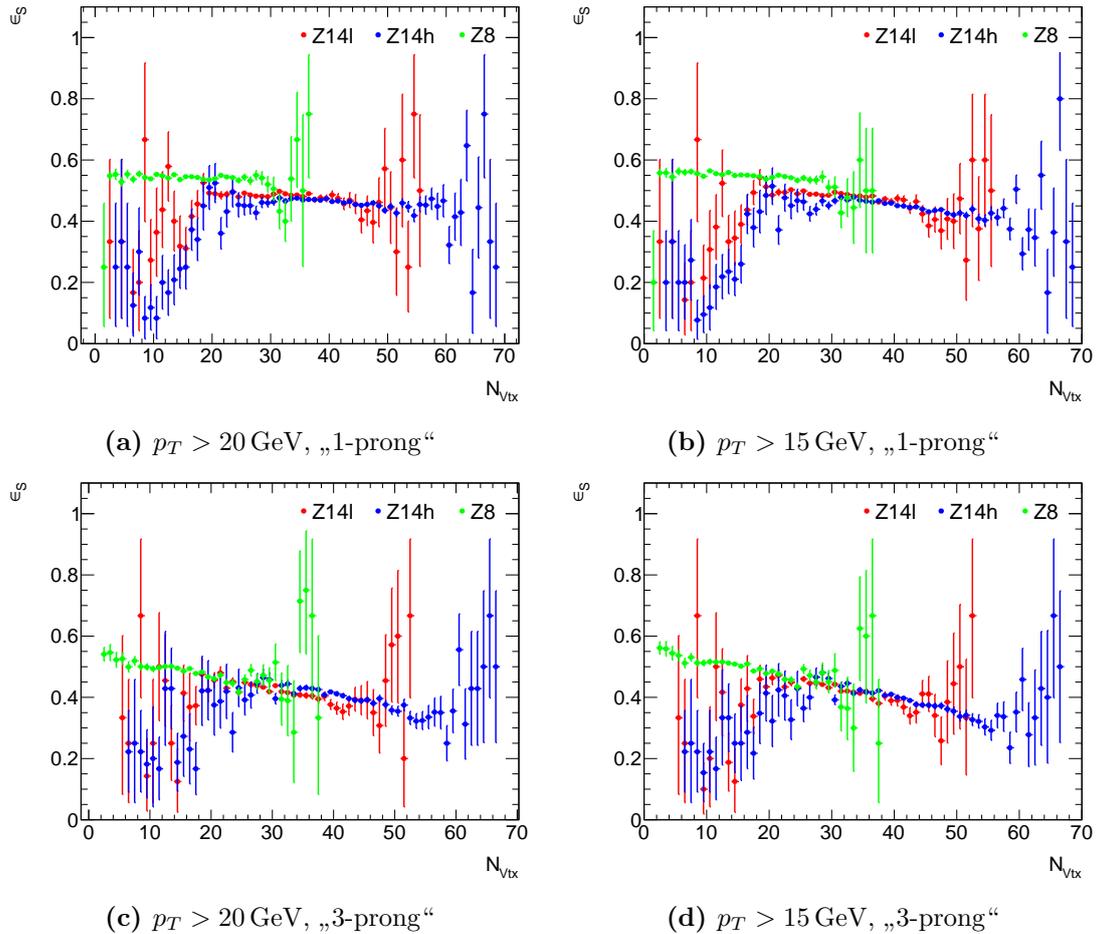


Abb. 5.8: Signaleffizienz gegen N_{Vtx} , BDT Medium

5.5 Untersuchung der Inputvariablen

In diesem Abschnitt werden die Inputvariablen des BDT auf ihre Abhängigkeit von der Anzahl der Primärvertices untersucht. Diese sollten unabhängig davon sein, damit der BDT bei allen N_{Vtx} gleiche Identifikationseffizienzen hat. Es wird also die Verteilung jeder Inputvariablen sowohl für Signal als auch für Untergrund für alle drei Input-Samples betrachtet.

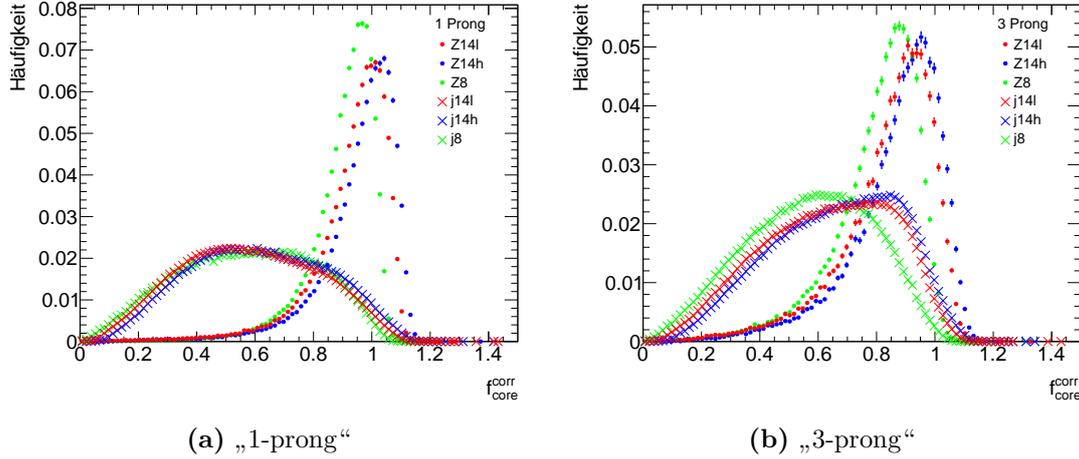


Abb. 5.9: f_{core}^{corr} -Verteilungen, $p_T > 15$ GeV

- In Abbildung 5.9 sind die Verteilungen der Inputvariablen f_{core}^{corr} für 1- und „3-prong“ zu sehen. Offensichtlich ist, dass f_{core}^{corr} nicht unabhängig vom „pile-up“ ist. Bei „1-prong“ wird bei mehr „pile-up“ der Abstand zwischen den Positionen der Maxima der Signal- und Untergrundverteilung größer, sodass eine größere Trennkraft erreicht wird. Eine quantitative Untersuchung der Änderung der Trennkraft konnte im Rahmen der Arbeit nicht erstellt werden. Bei „3-prong“ nähert sich für höhere N_{Vtx} die Untergrundverteilung sehr stark der Signalverteilung an, sodass die Trennkraft vermutlich schlechter wird. Die restlichen zehn Inputvariablen sind im Anhang A.5 zu sehen. An dieser Stelle werden die wichtigsten Erkenntnisse aus den Plots kurz zusammengefasst.
- Bei f_{track}^{corr} „1-prong“ sieht man mit dem bloßen Auge nicht wie die Trennkraft vom „pile-up“ abhängt, da sich sowohl Signalverteilung als auch Untergrundverteilung auf eine ähnliche Weise verändern. Bei „3-prong“ wird die Trennkraft mit größeren N_{Vtx} besser, da sich die Signal- und Untergrundverteilungen voneinander entfernen.
- $S_{lead\ track}$ wird nur für „1-prong“ verwendet und dort sieht man keine Abhängigkeit von N_{Vtx} .

5 Analyse

- Die Inputvariable m_{tracks} wird nur bei „3-prong“ verwendet, ob die Trennkraft besser oder schlechter wird kann man nicht mit dem bloßen Auge erkennen, da zwar die Signalverteilung dem Untergrund ähnlicher wird, die Untergrundverteilung aber ebenfalls noch deutlicher untergrundartiger wird.
- Die Inputvariable ΔR_{max} wird nur für „3-prong“ verwendet und es ist keine Abhängigkeit von der Anzahl der Primärvertices zu erkennen.
- Bei „1-prong“ von R_{track} ist es genau wie bei „3-prong“ von m_{tracks} . Bei „3-prong“ hingegen wird die Trennkraft eindeutig schlechter, da die Signalverteilung untergrundartiger und der Untergrund flacher wird.
- Bei N_{track}^{iso} wird nur „1-prong“ verwendet und die Trennkraft wird offensichtlich schlechter für mehr „pile-up“.
- Die Inputvariable S_T^{flight} wird nur für „3-prong“ verwendet und es lässt sich keine Abhängigkeit von N_{Vtx} erkennen.
- Bei π_n^0 kann man, sowohl für 1- als auch für „3-prong“, nicht so einfach entscheiden ob die Trennkraft schlechter oder besser wird, auch wenn die Variable von N_{Vtx} abhängt.
- Ebenso verhält es sich bei π_{mass}^0 .
- Bei p_T^{Ratio} wird bei „1-prong“ die Trennkraft für mehr „pile-up“ besser und bei „3-prong“ wird sie vermutlich auch besser, jedoch müsste man dies wie oben schon erwähnt, genauer untersuchen. Auch wenn der BDT-Algorithmus nicht bekannt ist, ist offensichtlich, dass er nicht unabhängig von N_{Vtx} arbeiten kann, da mehrere Inputvariablen abhängig sind.

Die Inputvariablen f_{core} und f_{track} werden bis jetzt nicht unkorrigiert für den BDT verwendet, sind aber trotzdem im Anhang dargestellt, sie verhalten sich in Bezug auf die Trennkraft ähnlich wie f_{core}^{corr} und f_{track}^{corr} .

Bisher waren nur f_{core} und f_{track} korrigiert. Diese Korrektur soll neu bestimmt und mit der bisherigen verglichen werden. Des weiteren wird geprüft, ob eine Korrektur der anderen Inputvariablen sinnvoll und notwendig ist. Die Mittelwert der unkorrigierten Inputvariablen wurden also, mit ihrer Standardabweichung, gegen die Anzahl der Primärvertices aufgetragen. Der Mittelwerte sollte unabhängig von N_{Vtx} sein, damit der BDT unabhängig von N_{Vtx} gleich gute Effizienzen für die Identifizierung liefert. In Abbildung 5.10 ist $\langle f_{core} \rangle$ gegen N_{Vtx} zu sehen (Der Fit wird erst in Kapitel 5.6 verwendet). Dadurch dass die Breite der Verteilung mit aufgetragen ist, ist in diesen Plots erkennbar, wie Signal- und Untergrundverteilung in Abhängigkeit von N_{Vtx} überlappen. Dies liefert einen Anhaltspunkt ob die Trennkraft für größere N_{Vtx} besser oder schlechter wird. Wobei diese Information alleine noch nicht ausreicht, um eine Aussage für die Trennkraft treffen zu können. Für die anderen Inputvariablen sind diese Plots ebenfalls im Anhang A.5 zu sehen. Da bei den meisten Inputvariablen der Mittelwert von N_{Vtx} abhängt werden in Kapitel 5.6 Korrekturen bestimmt.

5 Analyse

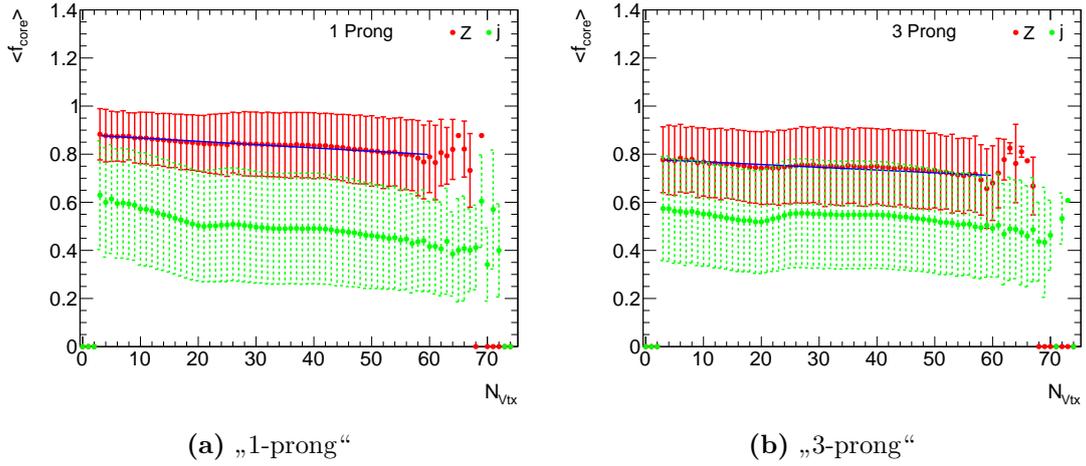


Abb. 5.10: $\langle f_{core} \rangle$ gegen N_{Vtx} , $p_T > 15$ GeV

5.6 Korrektur der Inputvariablen

Da von den meisten Inputvariablen der Mittelwert nicht unabhängig vom „pile-up“ ist, werden die Verteilungen linear gefittet und die Steigungen können dann für die Korrektur benutzt werden. Allerdings wird nun für den Fehler des Mittelwertes der Fehler des Fits auf ihn verwendet. Ein linearer Fit ist die einfachste Korrektur, es könnten auch andere, passendere Funktionen benutzt werden, jedoch müsste das genauer untersucht werden, was den Zeitrahmen dieser Bachelorarbeit sprengen würde. In Abbildungen 5.11

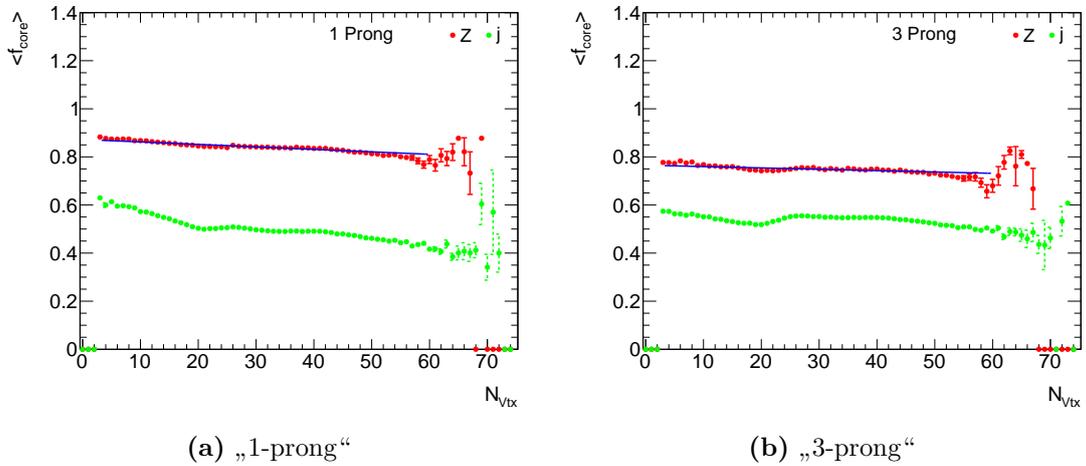


Abb. 5.11: $\langle f_{core} \rangle$ gegen N_{Vtx} , $p_T > 15$ GeV

ist $\langle f_{core} \rangle$ gegen N_{Vtx} zu sehen. f_{core} und f_{track} wurden für den bisherigen BDT zwar schon linear korrigiert, jedoch nur für N_{Vtx} bis maximal 30, hier wird aber von $N_{Vtx} = 3$ bis $N_{Vtx} = 60$ gefittet. In Abbildungen 5.12 ist beispielhaft π_{mass}^0 zu sehen. Wie man an

5 Analyse

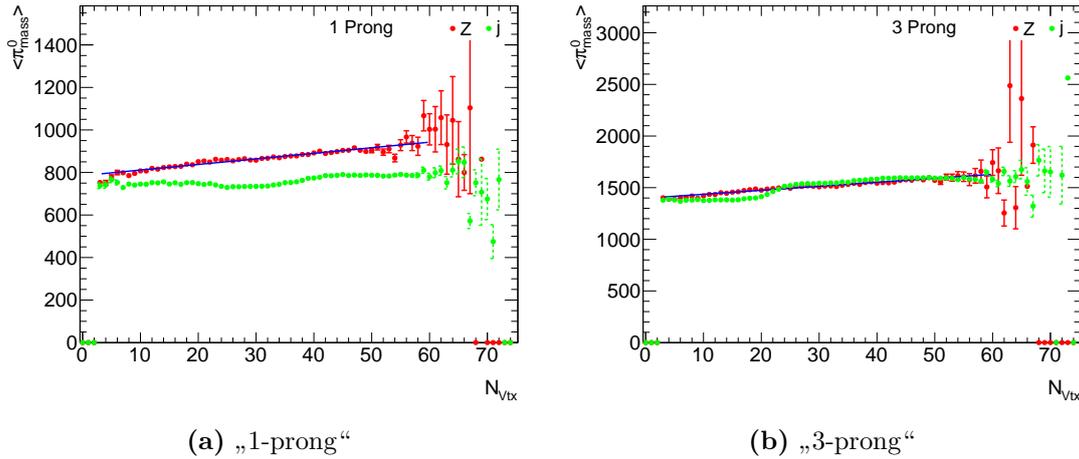


Abb. 5.12: $\langle \pi_{mass}^0 \rangle$ gegen N_{Vtx} , $p_T > 15$ GeV

diesen Plots sehen kann ist ein linearer Fit nicht perfekt, aber akzeptabel. Die restlichen Inputvariablen sind im Anhang A.6 zu finden. Die Steigungen für alle Inputvariablen sind in Tabelle 5.2 zu sehen. Mit diesen Steigungen werden nun die Inputvariablen getrennt nach 1- und „3-prong“ wie folgt korrigiert:

$$\text{Inputvariabel}_{\text{korrigiert}} = \text{Inputvariabel} - \text{Steigung} \cdot N_{Vtx} \quad (5.3)$$

Allerdings können nur die Inputvariablen korrigiert werden, die nicht ganzzahlige Werte annehmen können. Die Inputvariablen π_n^0 und N_{track}^{iso} sind immer ganzzahlig, und können somit nicht so einfach korrigiert werden, da die Steigung eine nicht Dezimalzahl ist und nach Gleichung 5.3 die korrigierte Inputvariabel dann ebenfalls eine Dezimalzahl ist, was aber bei diesen beiden Inputvariablen keinen Sinn macht. Bei $S_{leadtrack}$ ist der Fehler der Steigung größer als sie selbst, sodass diese Variabel nicht korrigiert wird, da die Steigung mit null verträglich ist. Nun sollten also zumindest die Mittelwerte der Inputvariablen unabhängig von N_{Vtx} sein. Zur Überprüfung dessen wurden für die Inputvariablen, die korrigiert wurden, noch einmal die Mittelwerte gegen N_{Vtx} dargestellt. In Abbildung 5.13 ist dies für f_{core} zu sehen, für die anderen Inputvariablen im Anhang A.6. Deutlich zu sehen ist, dass die Steigung nun wirklich sehr gering ist.

5 Analyse

Inputvariable	Steigung
$\langle f_{core} \rangle$ 1 Prong	$(-1,028 \pm 0,016) \cdot 10^{-03}$
$\langle f_{core} \rangle$ 3 Prong	$(-5,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-04}$
$\langle f_{track} \rangle$ 1 Prong	$(-2,74 \pm 0,07) \cdot 10^{-03}$
$\langle f_{track} \rangle$ 3 Prong	$(-1,71 \pm 0,07) \cdot 10^{-03}$
$\langle R_{track} \rangle$ 1 Prong	$(4,44 \pm 0,06) \cdot 10^{-04}$
$\langle R_{track} \rangle$ 3 Prong	$(1,59 \pm 0,06) \cdot 10^{-04}$
$\langle S_{leadtrack} \rangle$ 1 Prong	$(-3,6 \pm 4,7) \cdot 10^{-04}$
$\langle \Delta R_{max} \rangle$ 3 Prong	$(3,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-05}$
$\langle S_T^{flight} \rangle$ 3 Prong	$(-1,4 \pm 0,9) \cdot 10^{-03}$
$\langle \pi_{mass}^0 \rangle$ 1 Prong	$2,62 \pm 0,06$
$\langle \pi_{mass}^0 \rangle$ 3 Prong	$3,86 \pm 0,11$
$\langle p_T^{Ratio} \rangle$ 1 Prong	$(5,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-04}$
$\langle p_T^{Ratio} \rangle$ 3 Prong	$(2,03 \pm 0,05) \cdot 10^{-03}$
$\langle \pi_n^0 \rangle$ 1 Prong	$(6,74 \pm 0,09) \cdot 10^{-03}$
$\langle \pi_n^0 \rangle$ 3 Prong	$(1,008 \pm 0,014) \cdot 10^{-02}$
$\langle m_{tracks} \rangle$ 3 Prong	$5,35 \pm 0,15$
$\langle N_{track}^{iso} \rangle$ 1 Prong	$(4,45 \pm 0,06) \cdot 10^{-03}$

Tabelle 5.2: Steigung der Mittelwerte der Inputvariablen als Funktion von N_{Vtx}

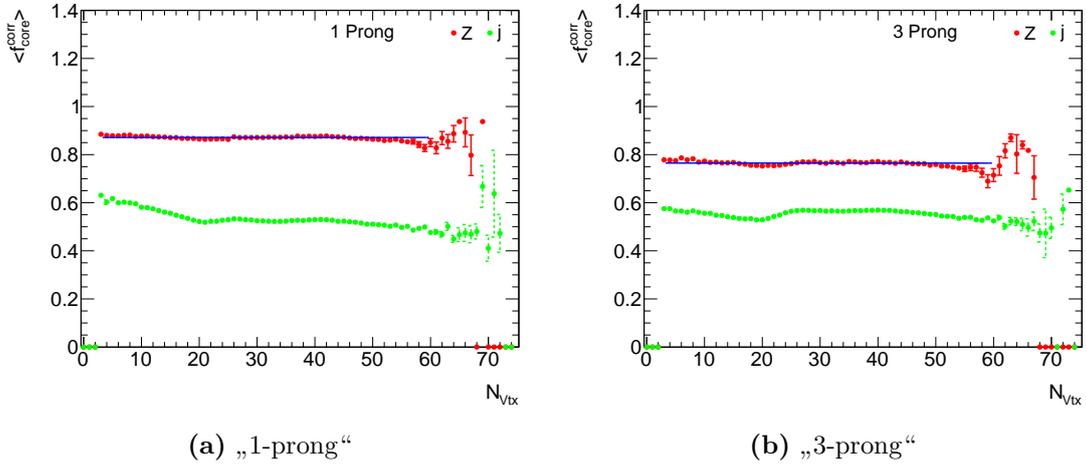


Abb. 5.13: $\langle f_{core}^{korrigiert} \rangle$ gegen N_{Vtx} , $p_T > 15$ GeV

5.7 Identifikationsgüte nach Korrektur der Inputvariablen

Nun wird die Bewertung durch den BDT mit den korrigierten Inputvariablen neu ausgeführt. Es wird erwartet, dass sich die Identifikationseffizienzen für große N_{Vtx} verbessern. Leider wird diese Erwartung nicht erfüllt. Wie in Abbildung 5.14 zu sehen ist,

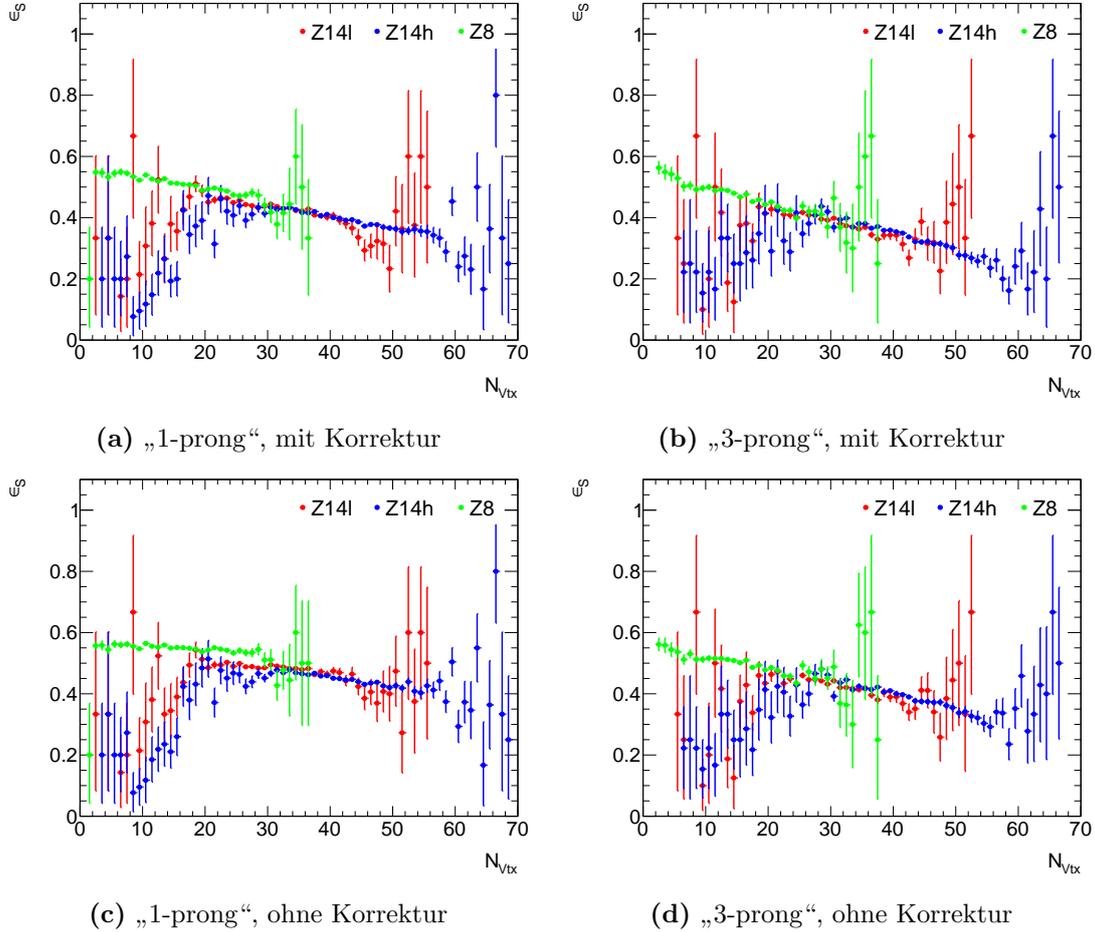


Abb. 5.14: Signaleffizienz gegen N_{Vtx} , BDT Medium, $p_T > 15$ GeV

wird die Signaleffizienz für alle N_{Vtx} schlechter, aber insbesondere für große N_{Vtx} . So ist zum Beispiel, beim 14 TeV-Sample mit mehr „pile-up“, die Effizienz bei 50 N_{Vtx} ohne Korrektur knapp 45% und mit Korrektur der Inputvariablen liegt sie bei circa 35%. In Abbildung 5.15 sind die Signal- und Untergrundeffizienzen, nur für „1-prong“ und für alle drei Input-Samples gemeinsam, zum Vergleich mit und ohne Korrektur dargestellt (für „3-prong“ verhält es sich ähnlich, siehe Anhang A.7). Man sieht, dass mit der Korrektur nicht nur für „BDT-Medium“, wie in Abbildung 5.14, sondern auch für „BDT-Tight“ und „BDT-Loose“ die Signaleffizienzen schlechter werden. Außerdem ist zu erkennen, dass auch die Untergrundeffizienzen durch die Korrektur schlechter werden. In Tabelle 5.3

5 Analyse

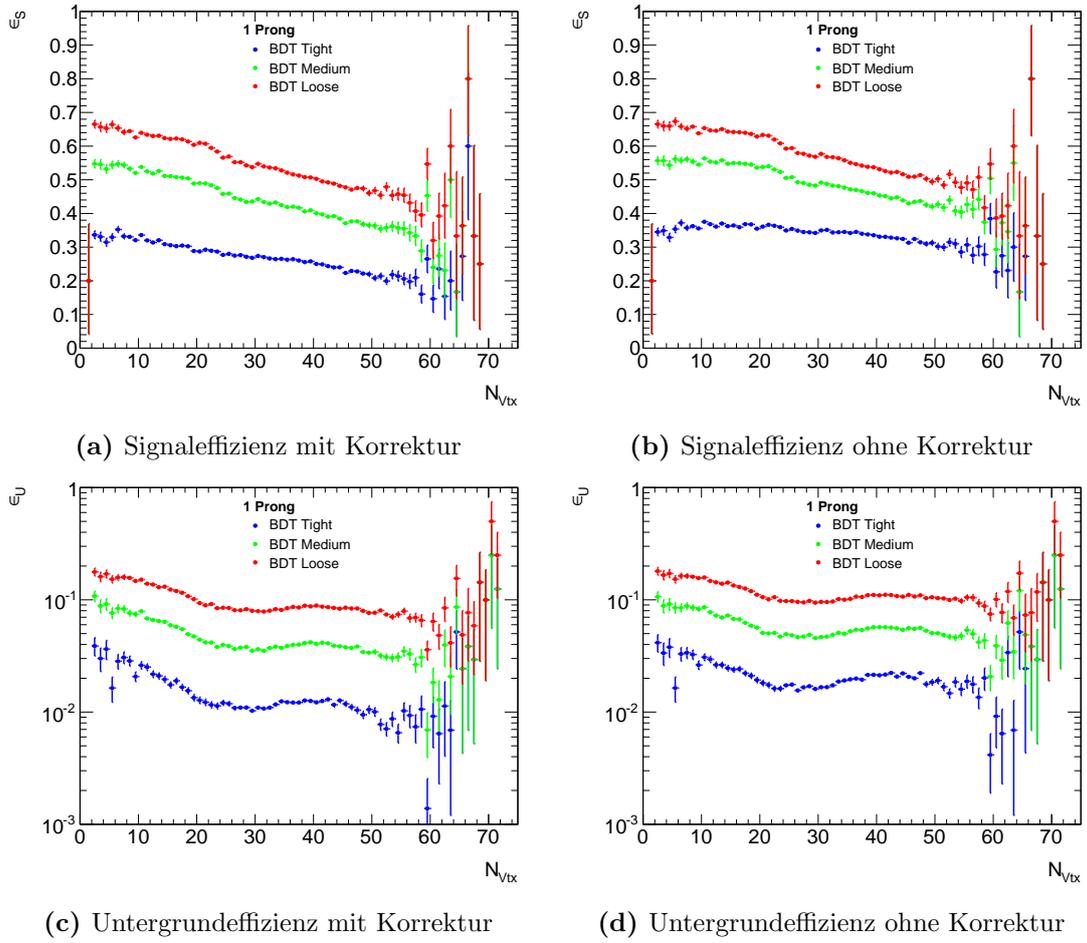


Abb. 5.15: Identifikationseffizienzen gegen N_{Vtx} , „1-prong“, $p_T > 15$ GeV

5 Analyse

Signaleffizienz			
„BDT-“	„Tight“	„Medium“	„Loose“
mit Korrektur	20 %	36 %	46 %
ohne Korrektur	30 %	42 %	50 %
Prozentuale Verringerung	33 %	14 %	8 %
Untergrundeffizienz			
„BDT-“	„Tight“	„Medium“	„Loose“
mit Korrektur	1 %	2,4 %	7,5 %
ohne Korrektur	2 %	5 %	10 %
Prozentuale Verringerung	50 %	52 %	25 %

Tabelle 5.3: Identifikationseffizienzen bei $50 N_{Vtx}$, alle Input-Samples gemeinsam, „1-prong“

werden, beispielhaft bei $N_{Vtx} = 50$, die Signal- und Untergrundeffizienzen mit und ohne Korrektur verglichen. Die Signaleffizienz wird für „BDT-Tight“ durch die Inputvariablenkorrektur deutlich stärker geringer als für „BDT-Medium“ und für „BDT-Medium“ deutlich stärker als für „BDT-Loose“. Das bedeutet, dass die Signaleffizienz umso stärker geringer wird, je kleiner sie sowieso schon ist. Die Untergrundeffizienz wird für „BDT-Tight“ und „BDT-Medium“ gleichermaßen geringer und zwar deutlich stärker als für „BDT-Medium“. Bei allen drei wird die Untergrundeffizienz stärker geringer als die Signaleffizienz, sodass man annehmen würde, dass die Reinheit besser wird. Allerdings sind die Werte in der Tabelle 5.3 nur aus Abbildung 5.15 abgelesen und deshalb nicht genau, insbesondere beim Untergrund sind die Werte sehr unsicher, da es logarithmisch aufgetragen ist, was schwierig abzulesen ist. Um die Reinheit genauer zu untersuchen werden die ROC-Kurven mit und ohne Inputvariablenkorrektur im folgenden verglichen, siehe Abbildung 5.16. Als erstes fällt auf, dass sich die X-Achsenabschnitte gar nicht verändert haben, das ist logisch, da die die Rekonstruktionseffizienzen sind, die gar nicht vom „BDT“ abhängen. Die Unterschiede mit und ohne Korrektur sollten bei $N_{Vtx} \geq 40$ am deutlichsten zu sehen sein, weshalb diese Kurve im folgenden beschrieben wird. Durch ablesen lässt sich bei „1-prong“ kein Unterschied in der Untergrundunterdrückung bei einer Signaleffizienz von 39 % erkennen. Bei „3-prong“ hingegen ist die Untergrundunterdrückung bei 42 % Signaleffizienz ohne Korrektur knapp 60 und mit Korrektur knapp 50, also etwa 17 % geringer. Bei einer Signaleffizienz von 60 % sieht man weder bei „1-prong“ noch bei „3-prong“ einen Unterschied in der Untergrundunterdrückung zwischen mit und ohne Korrektur. Da durch die Korrektur der Inputvariablen Untergrund- und Signaleffizienz sich in ähnlichen Maße verringert haben, ist also die Reinheit nicht wesentlich schlechter geworden, insbesondere bei wenig „pile-up“. Bei großen N_{Vtx} allerdings, zumindest bei „3-prong“, gibt es aber schon eine kleine Verschlechterung der Reinheit. Die Korrektur der Inputvariablen hat also nicht den erhofften Effekt bewirkt. Die Gründe hierfür sind noch nicht verstanden. Es könnte sein, dass eine lineare Fit zu einfach ist und eben nicht gut genug die Abhängigkeit von N_{Vtx} beschreibt. Vielleicht müsste man stattdessen eine polynomische Korrektur anwenden. Abschließend kann man sagen, dass

5 Analyse

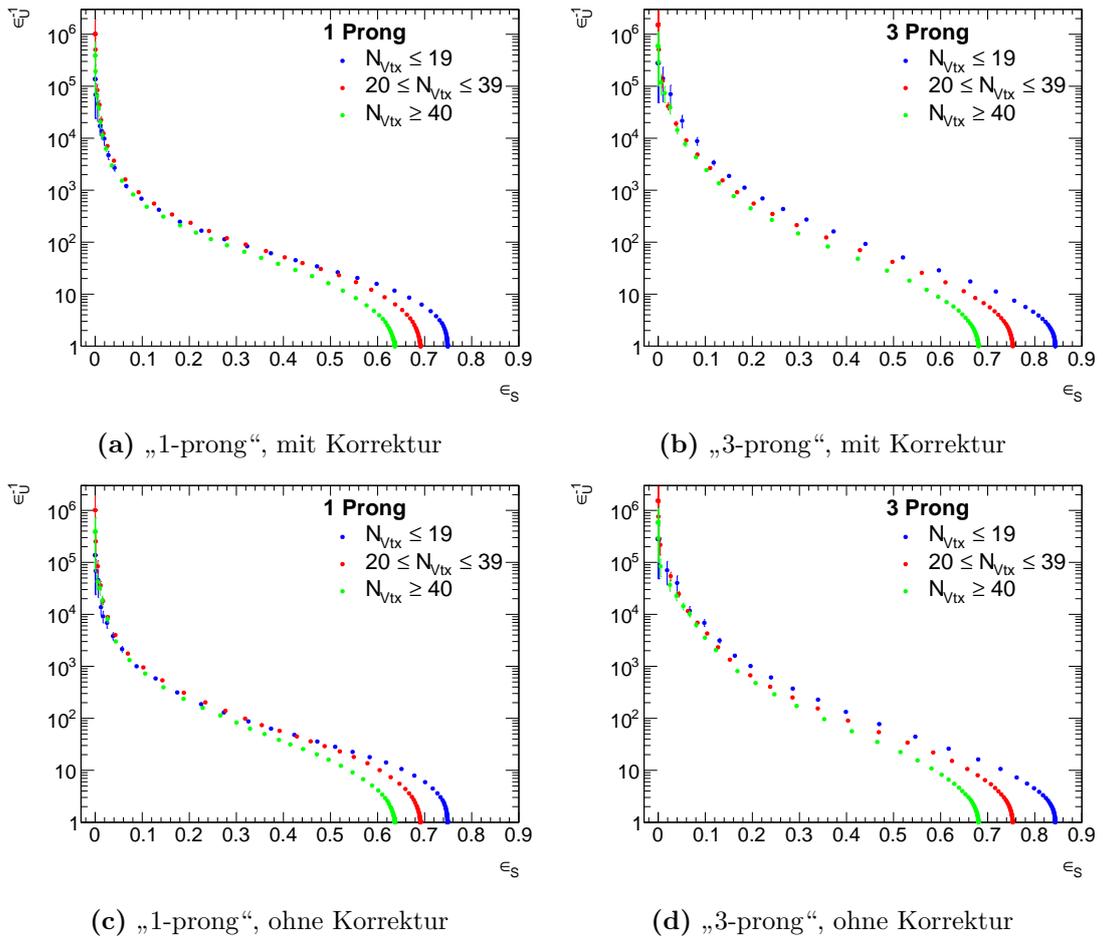


Abb. 5.16: ROC-Kurven, $p_T > 15$ GeV

5 Analyse

die Korrektur der Inputvariablen, wie sie hier durchgeführt wurde, nicht sinnvoll ist und sie nicht benutzt werden sollte. Es erscheint empfehlenswert in Zukunft den BDT mit simulierten Ereignissen bei 14 TeV und hohem „pile-up“ neu zu trainieren. Diese neue Optimierung war im Zeitrahmen der Bachelorarbeit allerdings nicht mehr möglich.

6 Zusammenfassung

Diese Arbeit ist eine Studie über die Güte der τ -Identifikation am ATLAS-Experiment in der zukünftigen Luminositätszenarien am LHC. Es wurden drei verschiedene simulierte Ereignis-Samples verwendet. Ein Sample entspricht den Bedingungen der Datennahme von 2012 ($\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, $\langle \text{„pile-up“} \rangle = 20$). Die beiden anderen wurden bei einer Schwerpunktenenergie von 14 TeV bei größerem mittlerem „pile-up“ von 54 bzw. 81 simuliert. Die beiden 14 TeV-Samples besitzen einen Fehler in der Energiekalibration.

Zunächst wurde die momentane Tau-ID bei dem 8 TeV-Sample untersucht. In dem Bereich bis 30 Primärvertices sind die Identifikationseffizienzen nur gering abhängig von der Anzahl der Primärvertices.

Daraufhin wurde die selbe Tau-ID auch bei den 14 TeV-Samples untersucht, gemeinsam mit dem 8 TeV-Sample. Dabei wurde beobachtet, dass insbesondere bei mehr als 30 Primärvertices die Signaleffizienz stark abnimmt für größere N_{Vtx} . Die Untergrundeffizienz nimmt zwar auch ab, jedoch weniger stark als die Signaleffizienz. Dadurch wird die Reinheit schlechter bei steigenden N_{Vtx} . Es wurden dann für drei verschiedene N_{Vtx} -Bereiche ROC-Kurven erstellt, in denen gut erkennbar ist, dass die Untergrundunterdrückung mit steigenden N_{Vtx} , insbesondere für große Signaleffizienzen, sinkt.

Bei den 14 TeV-Samples wurde festgestellt, dass die rekonstruierte Energie systematisch kleiner als die wahre Energie ist. Es wurde eine Korrekturfunktion entwickelt und auf die 14 TeV-Samples angewendet. Die Korrektur kann allerdings den Unterschied zwischen den 8- und 14 TeV-Samples nicht beheben.

In der gesamten Arbeit wurden τ -Leptonen mit $p_T > 15 \text{ GeV}$ verwendet. Deshalb wurde die Veränderung untersucht, wenn man nur τ -Leptonen mit $p_T > 20 \text{ GeV}$ verwendet. Die einzig wichtige Veränderung ist, dass die Abhängigkeiten der Effizienzen von N_{Vtx} wesentlich geringer werden.

Des Weiteren wurden die Input-Variablen des BDT, getrennt nach den drei Ereignis-Samples, untersucht. Sowohl die Form der Verteilung für Untergrund und Signal, als auch die Mittelwerte sind je Sample unterschiedlich. Da aber der BDT nur unabhängig von der Anzahl der Primärvertices arbeiten kann, wenn auch seine Input-Variablen unabhängig davon sind, wird versucht die Abhängigkeit zu korrigieren. Die Form der Verteilungen ist sehr schwierig zu korrigieren, sodass nur die Mittelwerte korrigiert wurden. Die Input-Variablen wurden so korrigiert, dass der Mittelwert der Signalverteilung unabhängig von N_{Vtx} ist. Leider hat diese Korrektur nicht den gewünschten Effekt bewirkt. Die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von N_{Vtx} ist noch verstärkt worden. Sowohl Signal- als auch Untergrundeffizienz werden durch die Korrektur schlechter, allerdings in ähnlichen Maße, sodass sich an der Reinheit nicht viel ändert. Vermutlich ist eine solch einfache Korrektur nicht ausreichend und man müsste zusätzlich noch die Breite der Verteilung korrigieren.

6 Zusammenfassung

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die τ -Identifikation zwar schwieriger wird bei mehr Primärvertices, jedoch selbst mit der jetzigen Tau-ID noch möglich ist. Damit man auch bei N_{Vtx} um die 50 ähnliche Effizienzen wie bei $N_{Vtx} = 20$ erreicht, muss noch eine bessere Korrektur der Inputvariablen gefunden werden oder es sollte der BDT an Hand der simulierten Ereignisse mit hohem „pile-up“ neu optimal trainiert werden. Beides war im Zeitrahmen der Bachelorarbeit leider nicht möglich.

A Anhang

A.1 Input-Samples

mc12_14TeV.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.merge.NTUP_TAU.e1836_s1499_s1504_r4326_r4371_p1443_tid01228718_00

mc12_14TeV.147901.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ1.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4326_r4371_p1443_tid01228719_00
mc12_14TeV.147901.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ1.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4326_r4371_p1443_tid01228720_00
mc12_14TeV.147902.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ2.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4326_r4371_p1443_tid01240747_00
mc12_14TeV.147902.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ2.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4326_r4371_p1443_tid01240748_00
mc12_14TeV.147903.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ3.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4326_r4371_p1443_tid01240751_00
mc12_14TeV.147903.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ3.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4326_r4371_p1443_tid01240752_00
mc12_14TeV.147904.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ4.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4326_r4371_p1443_tid01240755_00

mc12_14TeV.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.merge.NTUP_TAU.e1836_s1499_s1504_r4370_r4371_p1443_tid01240746_00

mc12_14TeV.147901.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ1.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4370_r4371_p1443_tid01241280_00
mc12_14TeV.147901.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ1.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4370_r4371_p1443_tid01241281_00
mc12_14TeV.147902.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ2.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4370_r4371_p1443_tid01240749_00
mc12_14TeV.147902.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ2.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4370_r4371_p1443_tid01240750_00
mc12_14TeV.147903.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ3.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4370_r4371_p1443_tid01240753_00
mc12_14TeV.147903.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ3.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4370_r4371_p1443_tid01240754_00
mc12_14TeV.147904.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ4.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4370_r4371_p1443_tid01240756_00
mc12_14TeV.147905.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ5.merge.NTUP_TAU.e1712_s1499_s1504_r4370_r4371_p1443_tid01240757_00

mc12_8TeV.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.merge.NTUP_TAU.e1176_s1479_s1470_r3553_r3549_p1344_tid01106037_00

mc12_8TeV.147901.Pythia8_AU2CT10_jetjet_JZ1.merge.NTUP_TAU.e1126_s1469_s1470_r3542_r3549_p1443_tid01248637_00

Abb. A.1: Namen der Input-Samples

A.2 Identifikations- und Rekonstruktionsgüte der Standard-Tau-ID

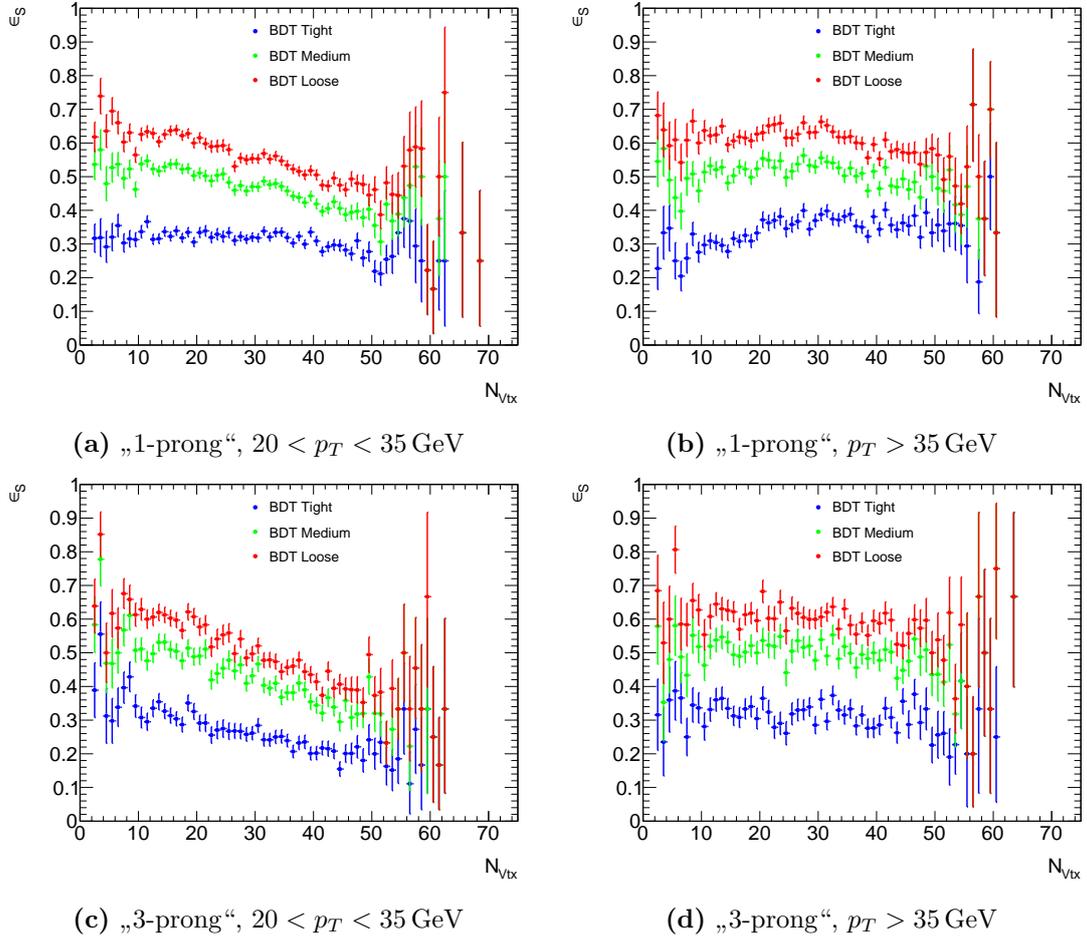


Abb. A.2: Signaleffizienz gegen N_{Vtx} , $1,3 < \eta < 1,6$

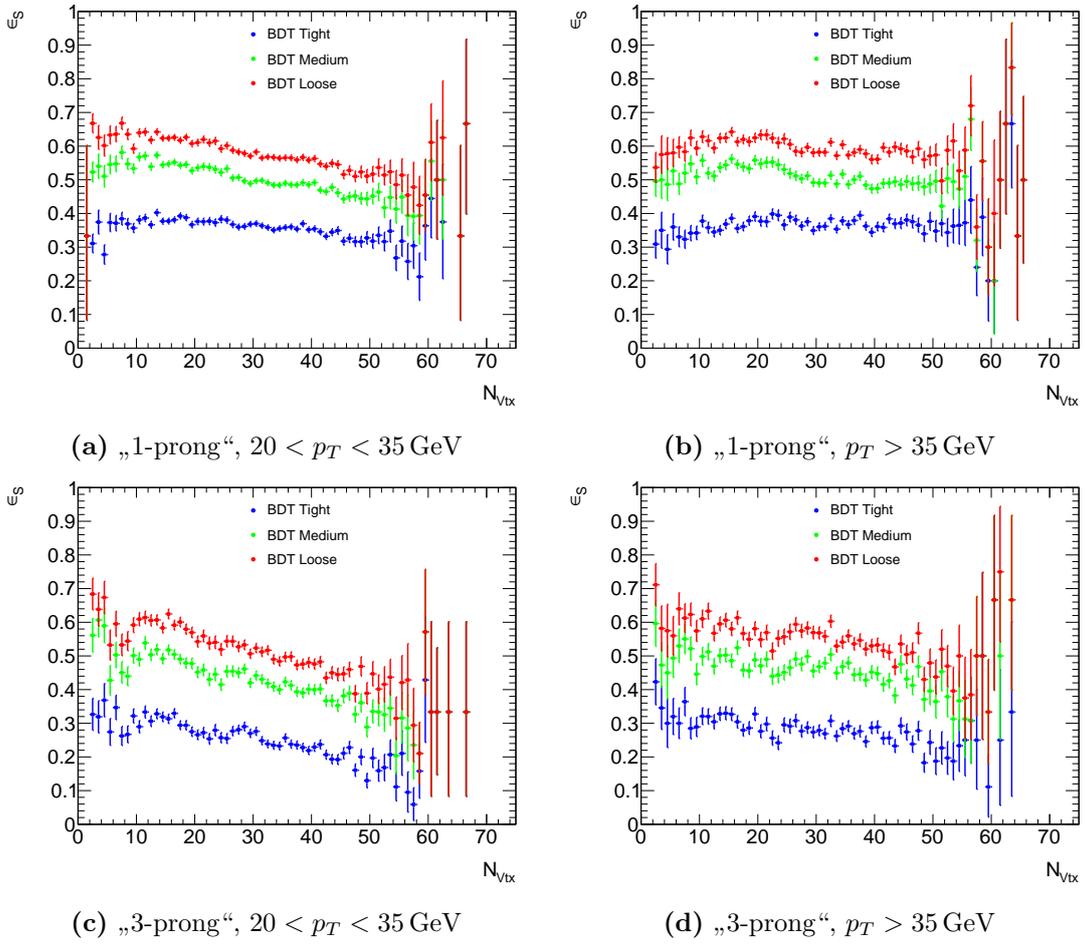


Abb. A.3: Signaleffizienz gegen N_{Vtx} , $\eta > 1,6$

A.3 Energieauflösung

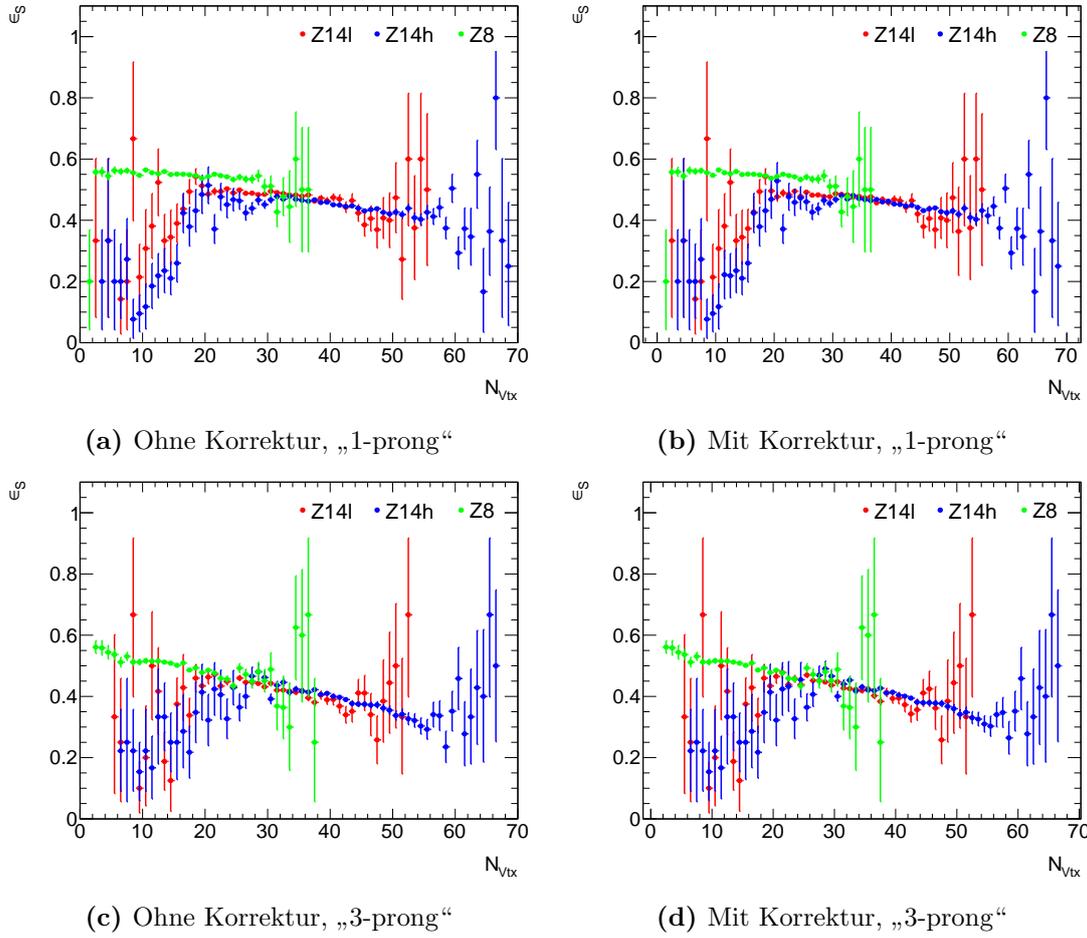
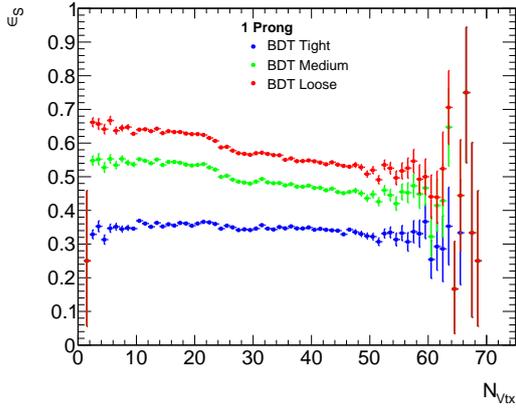


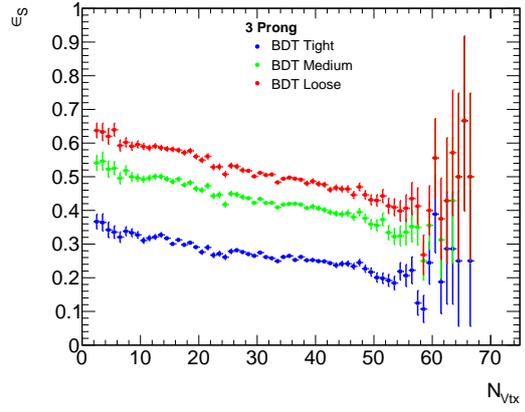
Abb. A.4: Signaleffizienz für die drei Samples getrennt, $p_T > 15$ GeV

A.4 $p_T > 20$ GeV-Schnitt

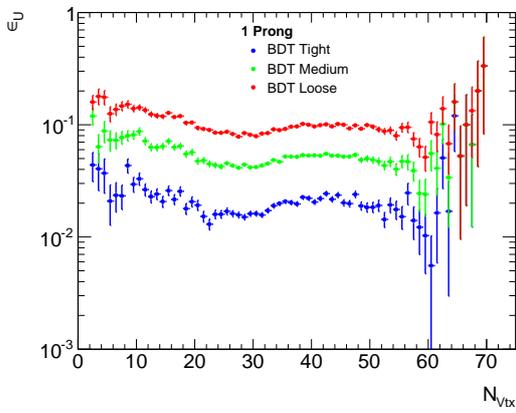
A Anhang



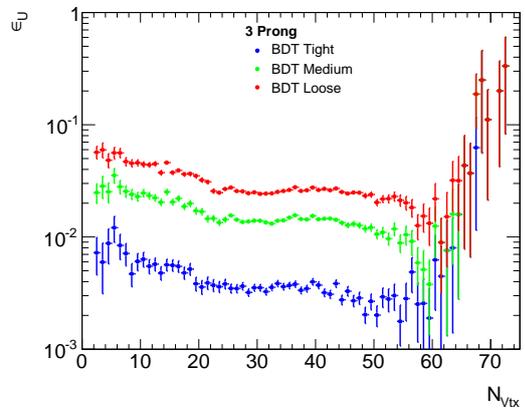
(a) Signaleffizienz, „1-prong“



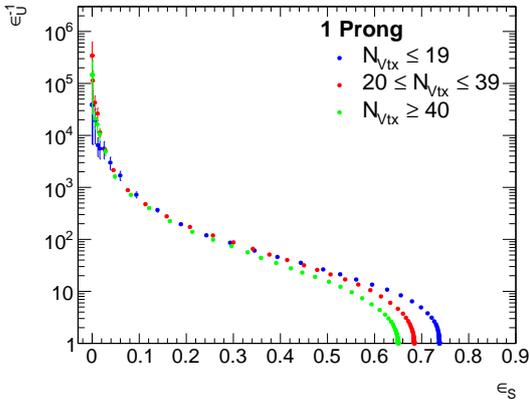
(b) Signaleffizienz, „3-prong“



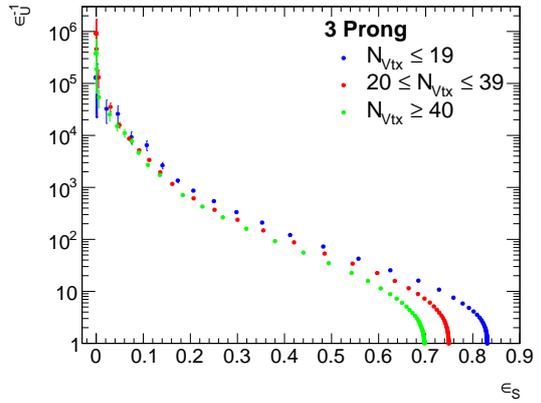
(c) Untergrundeffizienz, „1-prong“



(d) Untergrundeffizienz, „3-prong“



(e) ROC-Kurve, „1-prong“



(f) ROC-Kurve, „3-prong“

Abb. A.5: $p_T > 20 \text{ GeV}$

A.5 Untersuchung der Inputvariablen

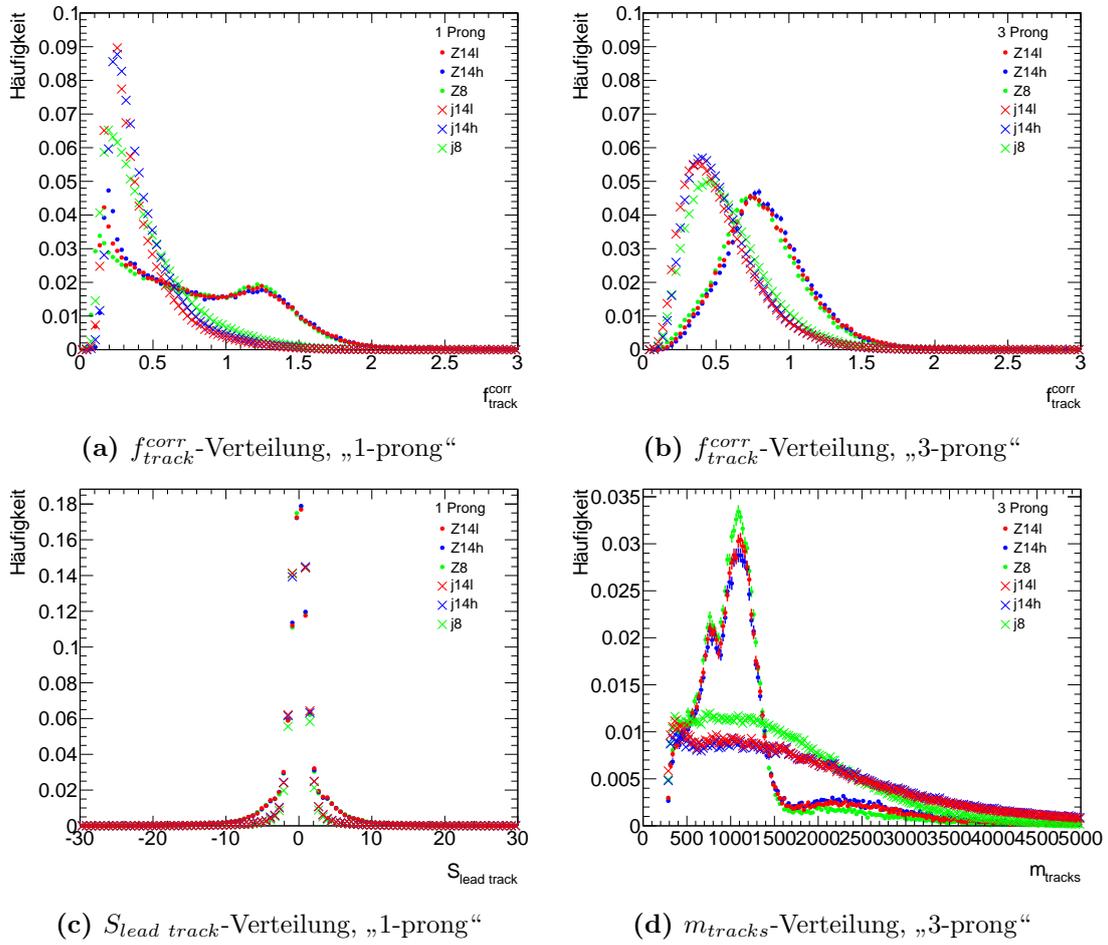


Abb. A.6: $p_T > 15\text{ GeV}$

A Anhang

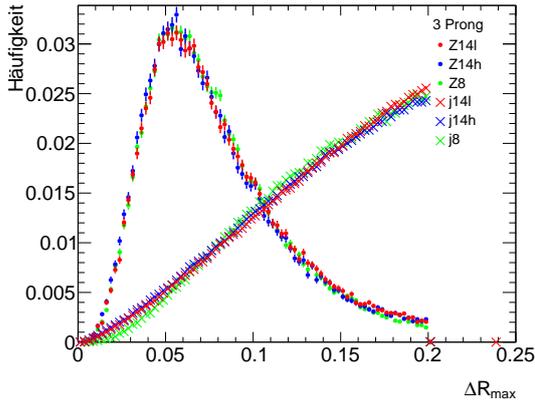
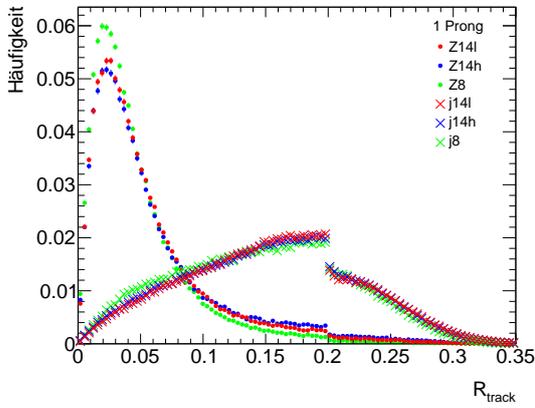
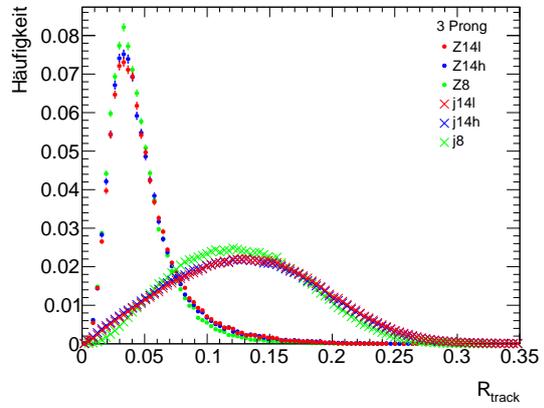


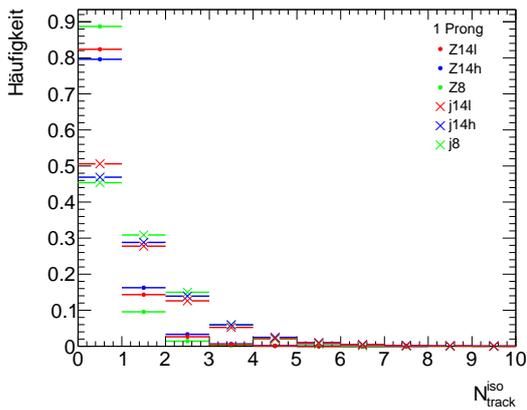
Abb. A.7: ΔR_{max} -Verteilung, „3-prong“, $p_T > 15$ GeV



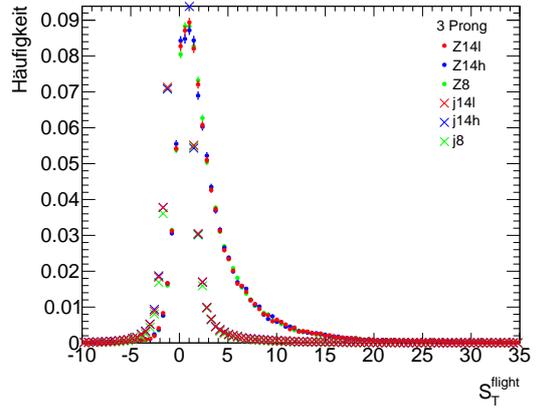
(a) R_{track} -Verteilung, „1-prong“



(b) R_{track} -Verteilung, „3-prong“



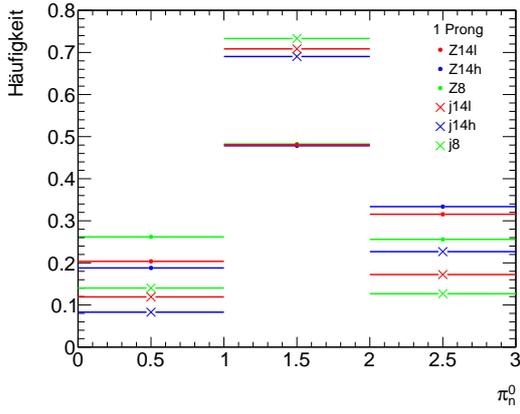
(c) N_{track}^{iso} -Verteilung, „1-prong“



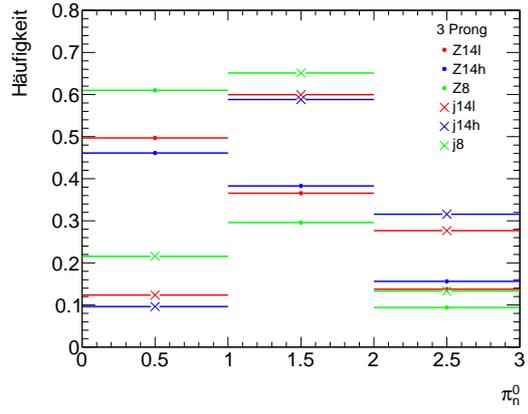
(d) S_T^{flight} -Verteilung, „3-prong“

Abb. A.8: $p_T > 15$ GeV

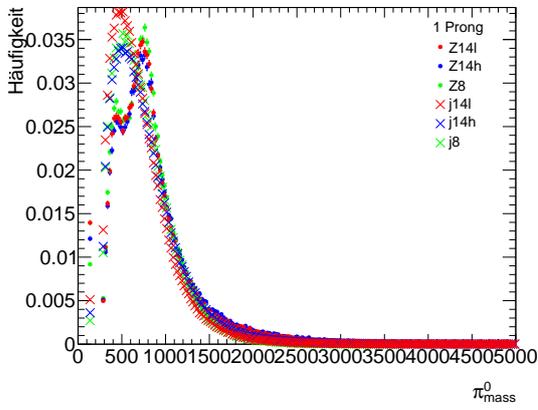
A Anhang



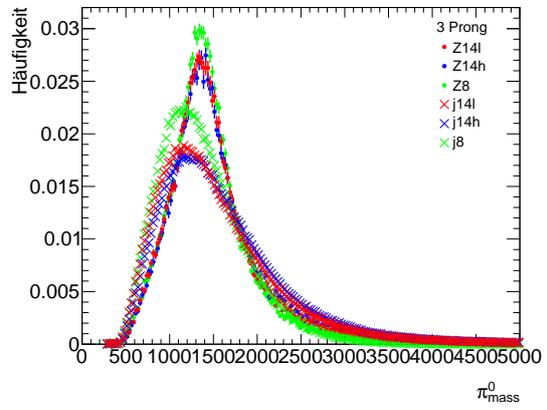
(a) π_n^0 -Verteilung, „1-prong“



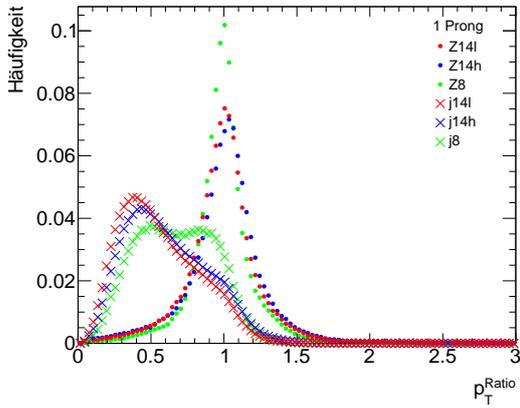
(b) π_n^0 -Verteilung, „3-prong“



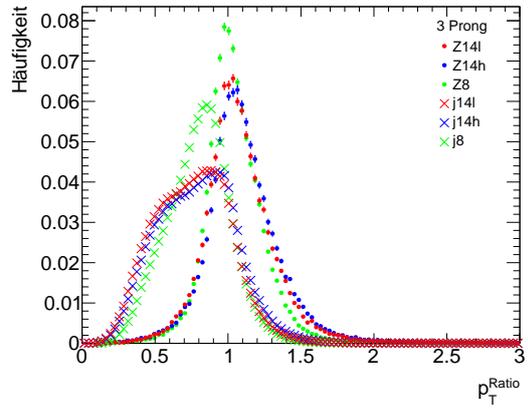
(c) π_{mass}^0 -Verteilung, „1-prong“



(d) π_{mass}^0 -Verteilung, „3-prong“



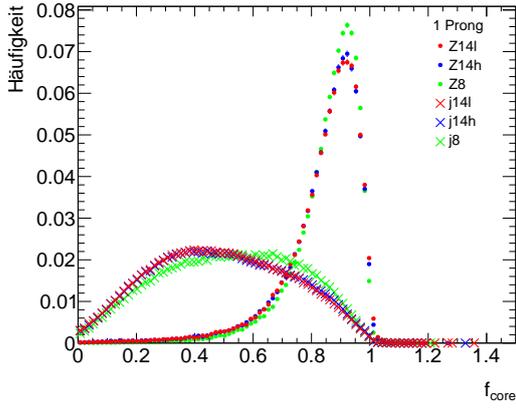
(e) p_T^{Ratio} -Verteilung, „1-prong“



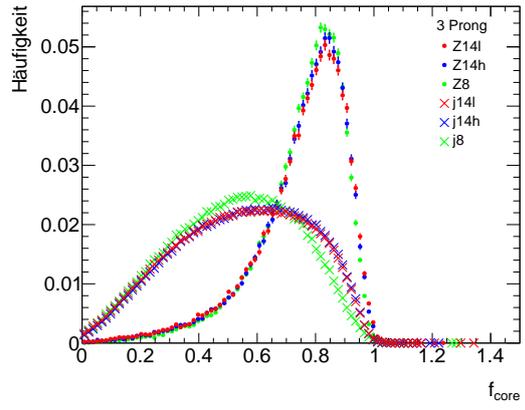
(f) p_T^{Ratio} -Verteilung, „3-prong“

Abb. A.9: $p_T > 15 \text{ GeV}$

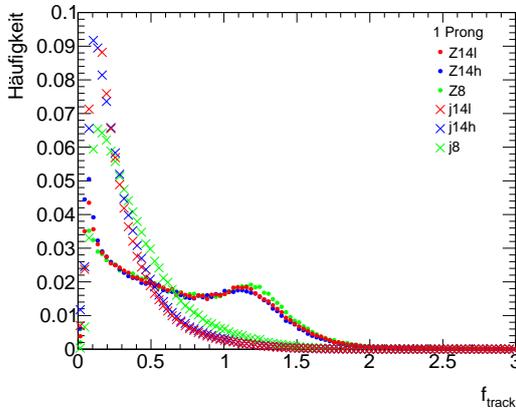
A Anhang



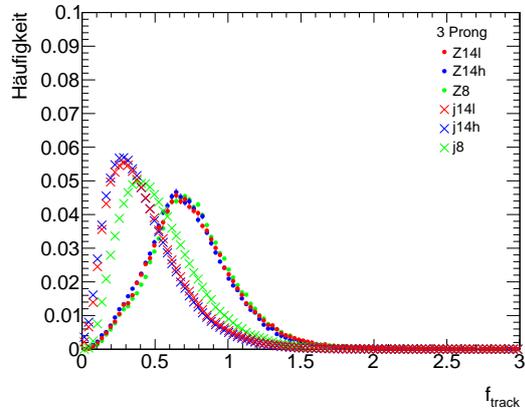
(a) f_{core} -Verteilungen, „1-prong“



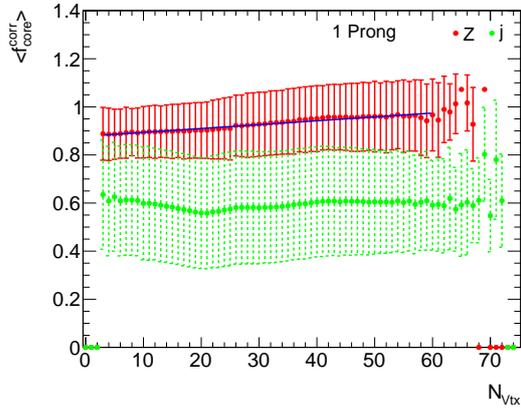
(b) f_{core} -Verteilungen, „3-prong“



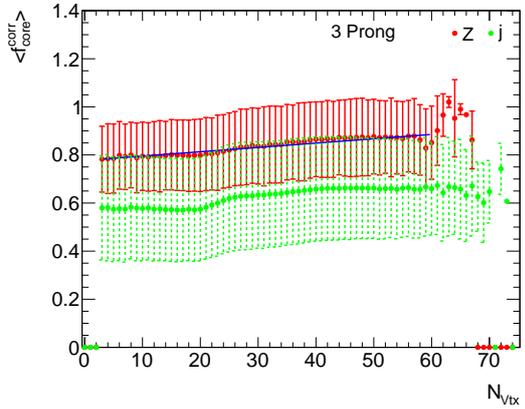
(c) f_{track} -Verteilung, „1-prong“



(d) f_{track} -Verteilung, „3-prong“



(e) $\langle f_{core}^{corr} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „1-prong“



(f) $\langle f_{core}^{corr} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“

Abb. A.10: $p_T > 15$ GeV

A Anhang

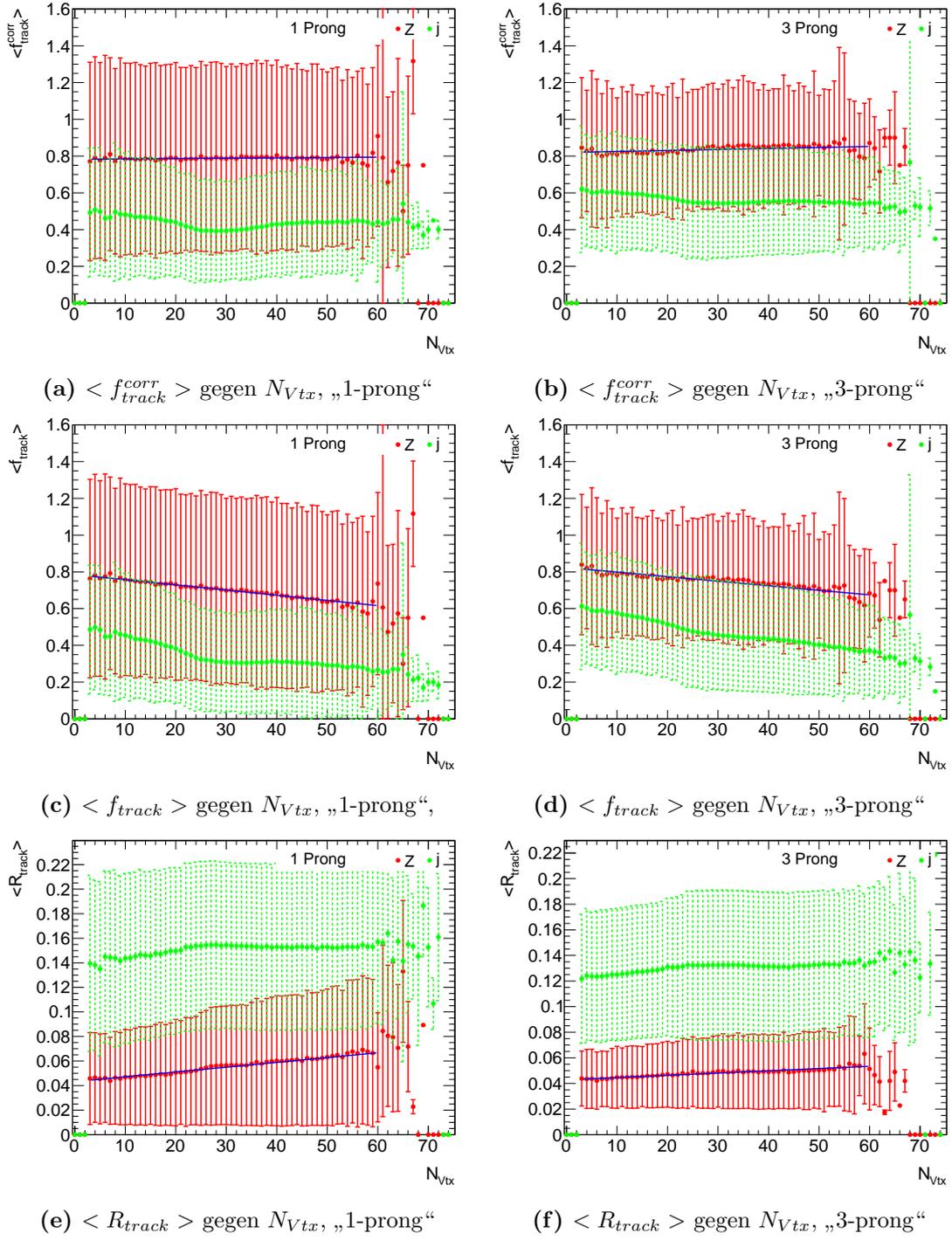
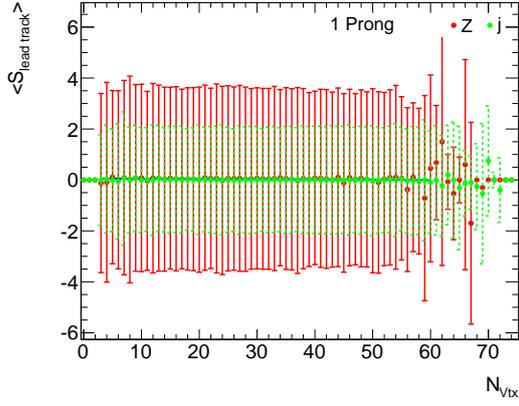
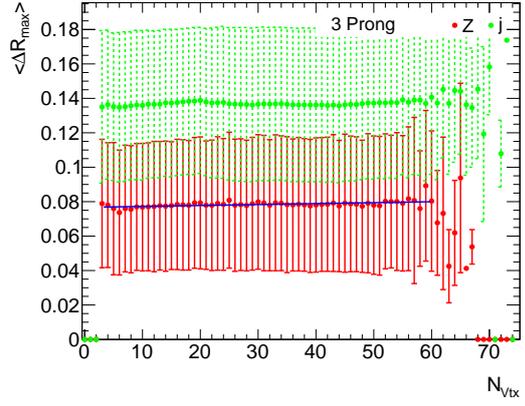


Abb. A.11: $p_T > 15$ GeV

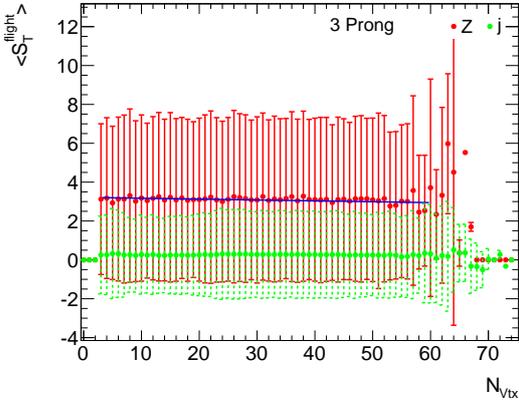
A Anhang



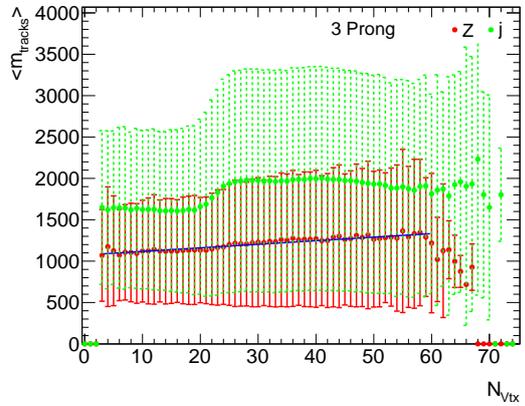
(a) $\langle S_{lead\ track} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „1-prong“



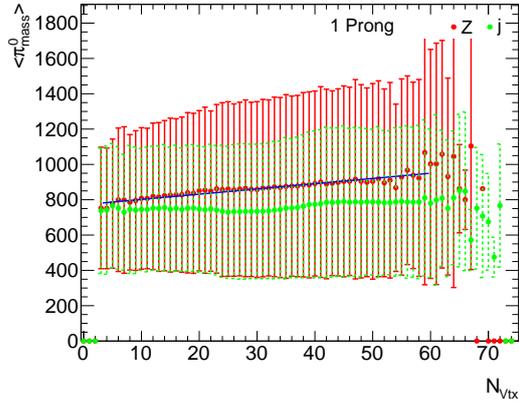
(b) $\langle \Delta R_{max} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“



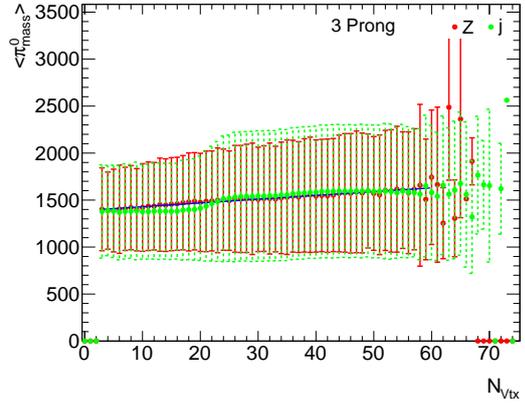
(c) $\langle S_T^{flight} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“



(d) $\langle m_{tracks} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“



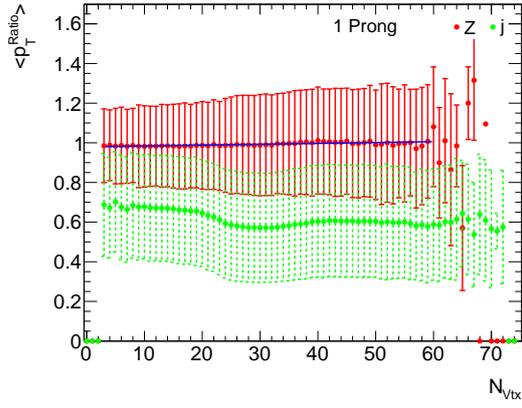
(e) $\langle \pi_{mass}^0 \rangle$ gegen N_{Vtx} , „1-prong“



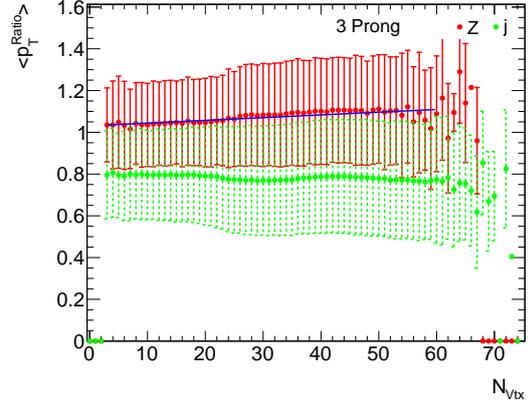
(f) $\langle \pi_{mass}^0 \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“

Abb. A.12: $p_T > 15\text{ GeV}$

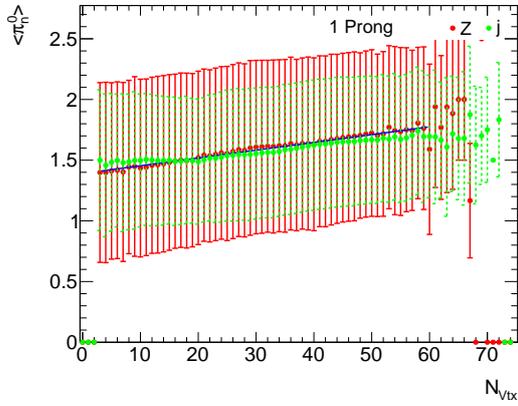
A Anhang



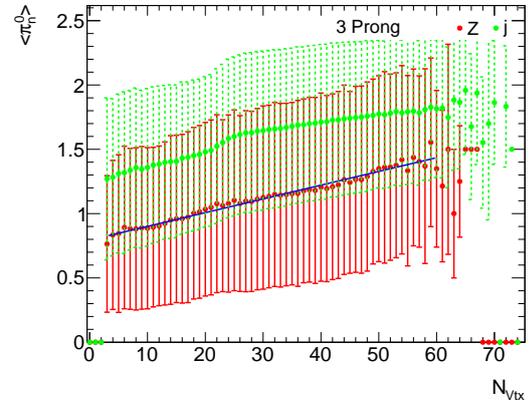
(a) $\langle p_T^{Ratio} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „1-prong“



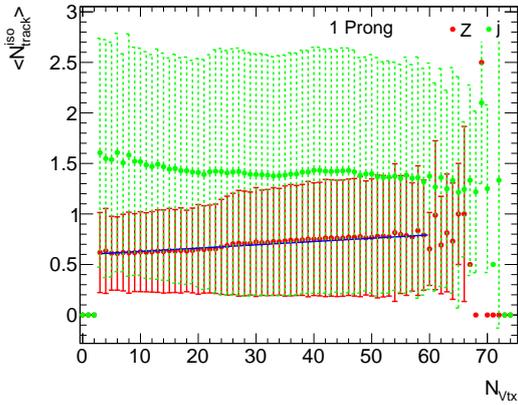
(b) $\langle p_T^{Ratio} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“



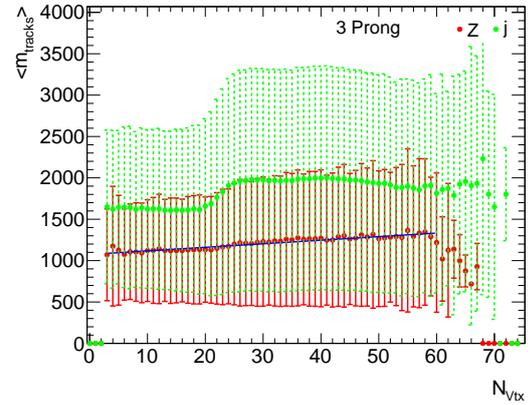
(c) $\langle \pi_n^0 \rangle$ gegen N_{Vtx} , „1-prong“



(d) $\langle \pi_n^0 \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“



(e) $\langle N_{track}^{iso} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „1-prong“



(f) $\langle N_{track}^{iso} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“

Abb. A.13: $p_T > 15$ GeV

A.6 Korrektur der Inputvariablen

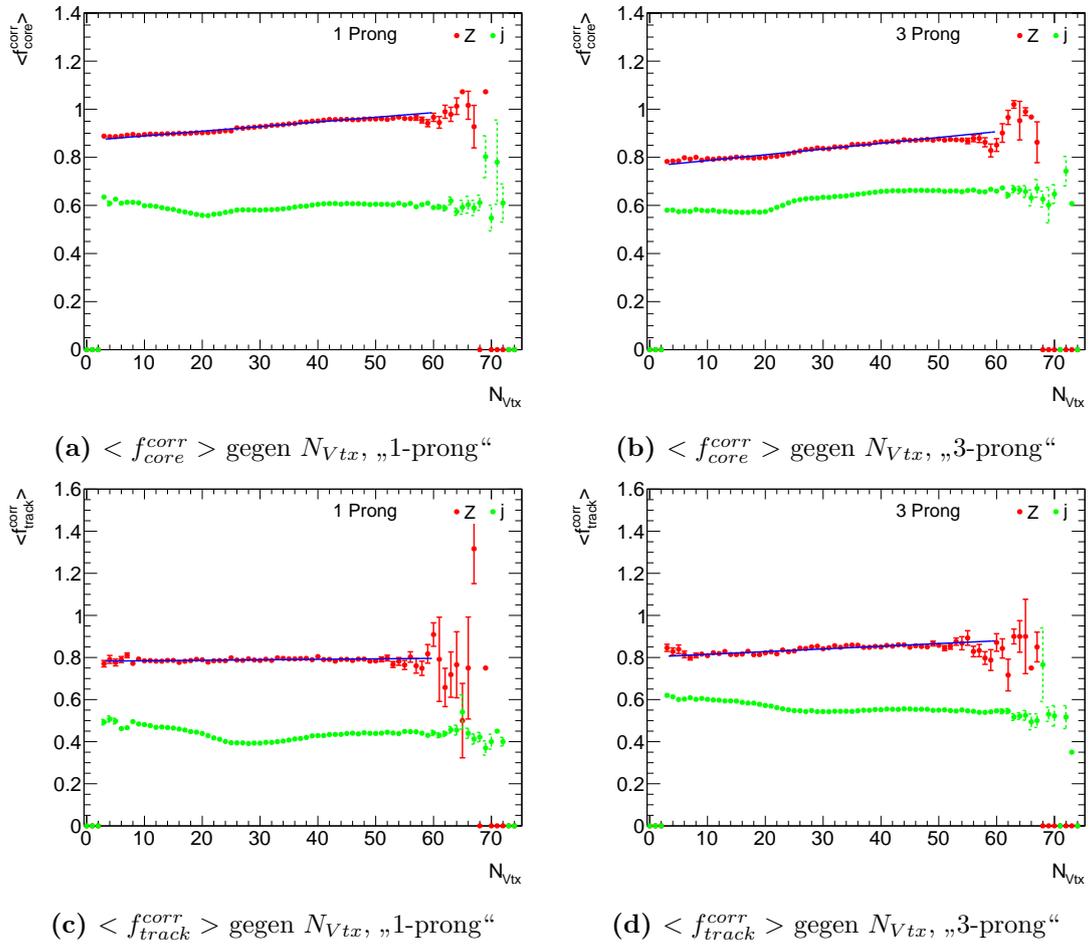


Abb. A.14: $p_T > 15$ GeV

A Anhang

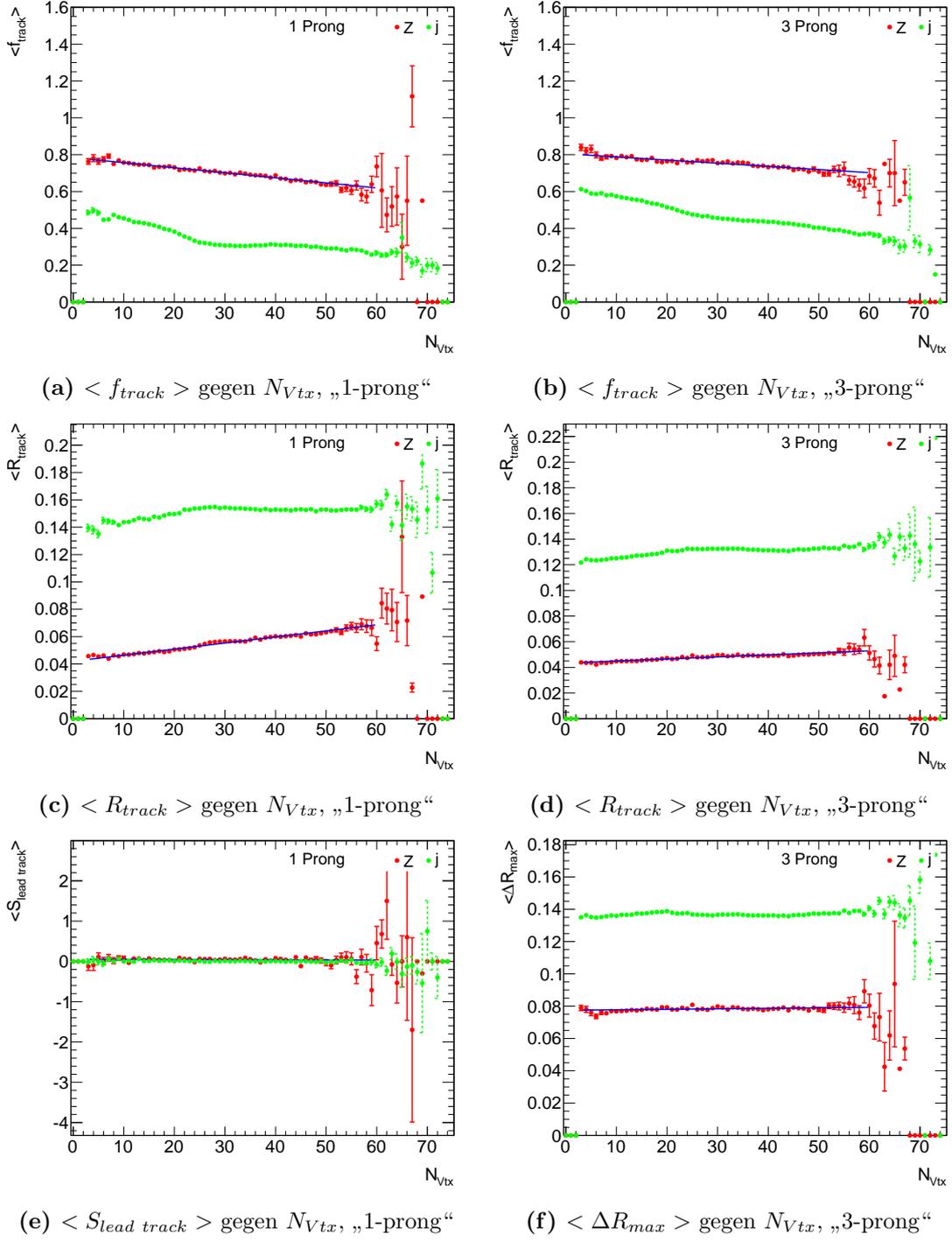


Abb. A.15: $p_T > 15$ GeV

A Anhang

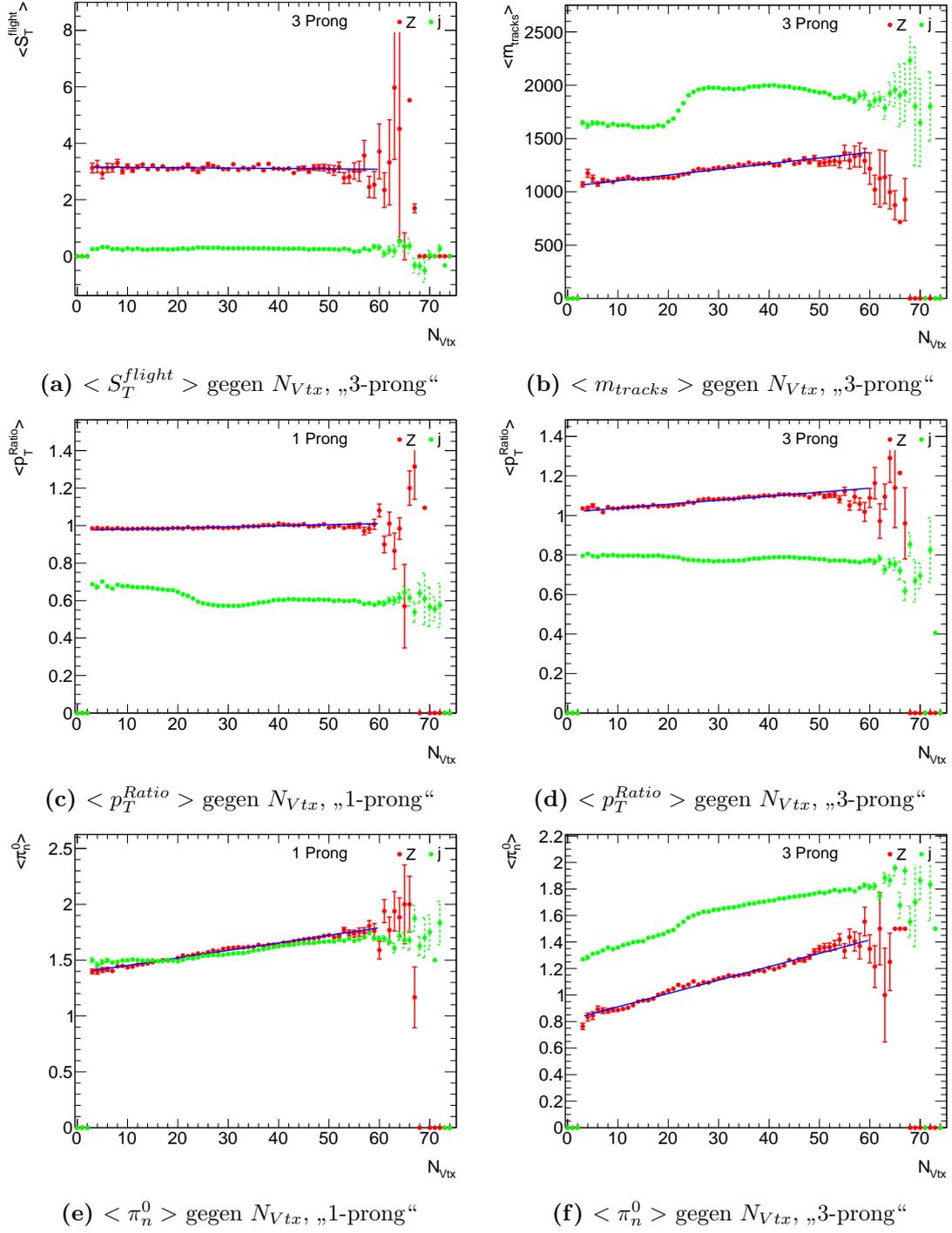


Abb. A.16: $p_T > 15$ GeV

A Anhang

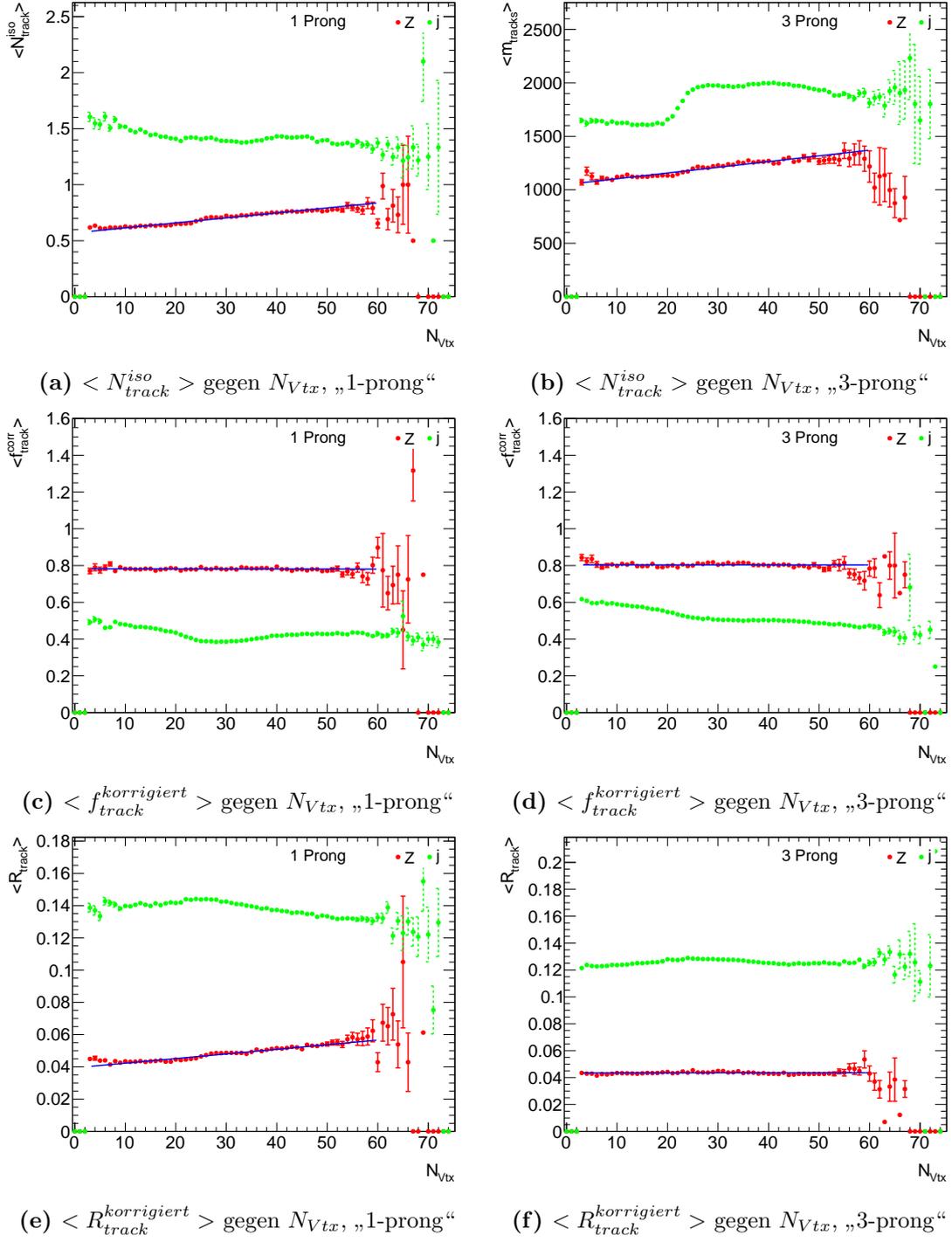


Abb. A.17: $p_T > 15$ GeV

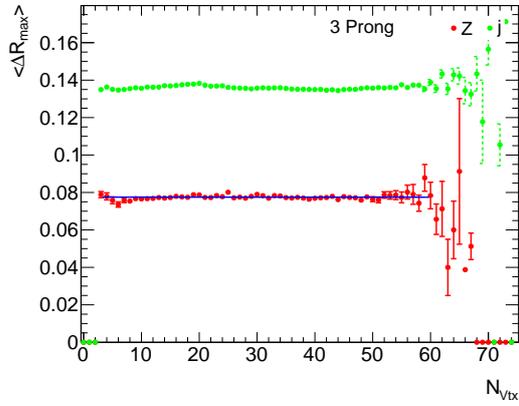
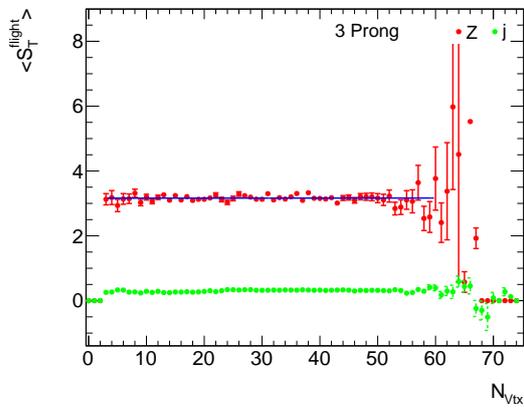
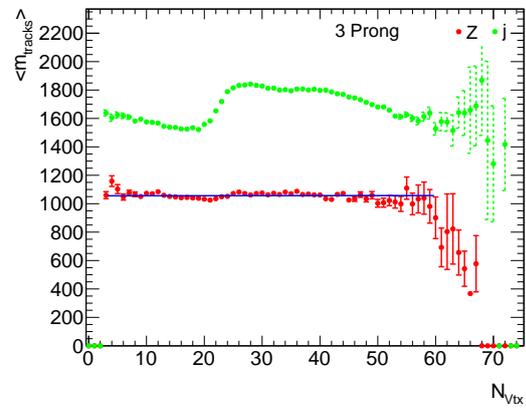


Abb. A.18: $\langle \Delta R_{\max}^{\text{korrigiert}} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“, $p_T > 15$ GeV

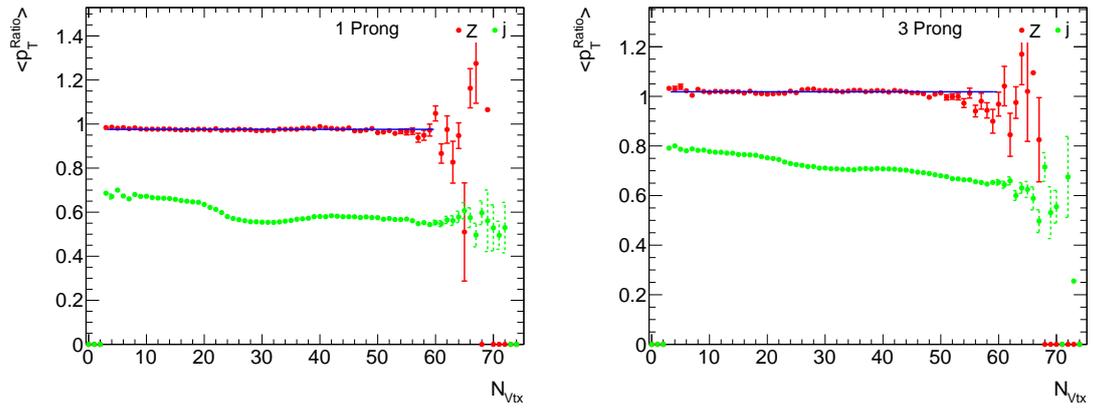


(a) $\langle S_T^{\text{flight, korrigiert}} \rangle$ gegen N_{Vtx}

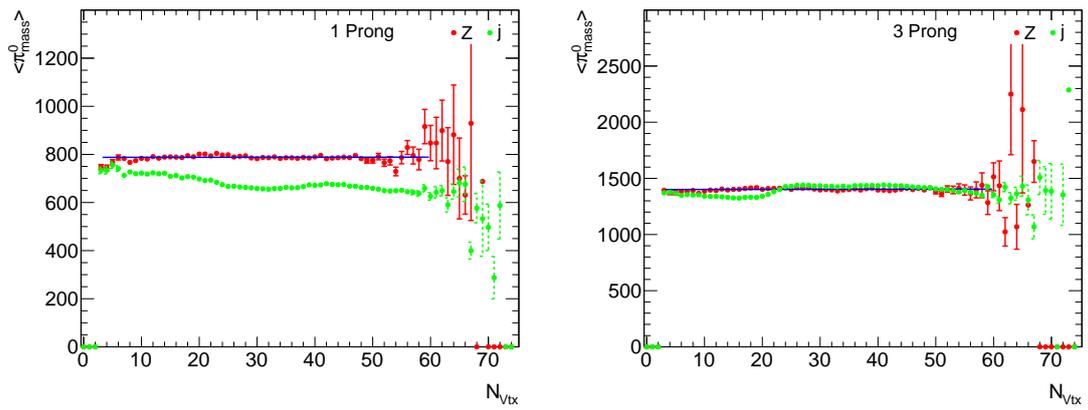


(b) $\langle m_{\text{tracks}}^{\text{korrigiert}} \rangle$ gegen N_{Vtx}

Abb. A.19: $p_T > 15$ GeV, „3-prong“



(a) $\langle p_T^{Ratio, korrigiert} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „1-prong“ (b) $\langle p_T^{Ratio, korrigiert} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“



(c) $\langle \pi_{mass}^{0, korrigiert} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „1-prong“ (d) $\langle \pi_{mass}^{0, korrigiert} \rangle$ gegen N_{Vtx} , „3-prong“

Abb. A.20: $p_T > 15$ GeV

A.7 Identifikationsgüte nach Korrektur der Inputvariablen

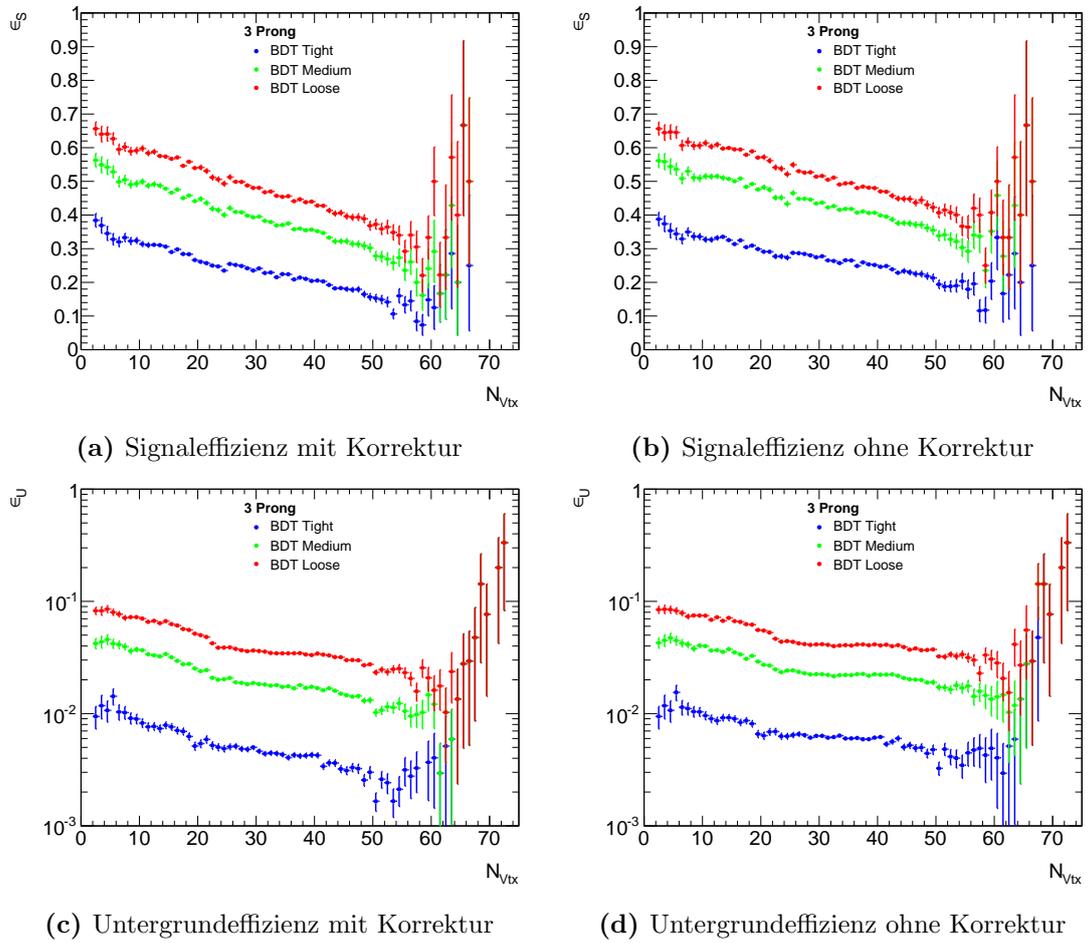


Abb. A.21: Identifikationseffizienzen gegen N_{Vtx} , „3-prong“, $p_T > 15$ GeV

B Danksagung

Die Bachelorarbeit hat mir unter anderem in der Durchführung sehr großen Spaß gemacht, auch da ich, besonders was das Programmieren betrifft, viele Freiräume für meine eigenen Ideen hatte. Dafür möchte ich mich bei Prof. Dr. Markus Schumacher und Dr. Martin Flechl besonders bedanken, diese haben mich immer sehr nett und kompetent beraten. Als Vertretung der beiden hat Dr. Stan Lai mir sehr viel geholfen, vielen Dank dafür.

Außerdem möchte ich mich bei meinen Bürokollegen bedanken, da sie mir immer bei kurzfristigen Fragen und Verwirrungen geholfen haben. Ganz besonders betrifft das Christian Schillo, der mir immer und auch zeitintensiv geholfen hat.

Des weiteren bedanke ich mich herzlich bei der gesamten Arbeitsgruppe für immer gern beantwortete Fragen. Bei Julian Glatzer und Felix Bühler bedanke ich mich für Computerhilfen. Besonders in der Schlussphase hat Vakhtang mich mit ausgewogenem Essen versorgt, das hat mich sehr gefreut, vielen Dank!

Zum Schluss möchte ich Katharina danken, dafür dass mit ihr diese stressige Zeit gleich weniger anstrengend war und für viele physikalische Verwirrungskämpfungen.

Noch einmal DANKE an Euch!