

## Bachelorarbeit

# Studien zu der Tau Trigger Effizienz am ATLAS Detektor

# Studies of the Tau Trigger Efficiency at the ATLAS Detector

angefertigt von

**Richard Schröter**

aus Kassel

am II. Physikalischen Institut

**Arbeitsnummer:** II.Physik-UniGö-BSc-2019/04

**Bearbeitungszeit:** 15. April 2019 bis 26. Juli 2019

**Erstgutachter/in:** Prof. Dr. Stan Lai

**Zweitgutachter/in:** Priv.-Doz. Dr. Jörn Große-Knetter



## Abstract

Die Skalierungsfaktoren und Effizienzen des Tau-Triggers wurden in Abhängigkeit  $p_T$  für Daten aus 2017 und 2018 bestimmt. Dabei wurde zwischen Tau-Hadronen mit drei bzw. einer Spur unterschieden. Anschließend wurde nach der Ursache für niedrigen Effizienzen bei Events mit 3 Spuren gesucht und die Modellierung der L1-Trigger-Variablen könnte als Grund gefunden werden.

## Abstract

The scale factors and efficiencies of the Tau-Trigger were calculated as a function of  $p_T$  for 2017 and 2018 Data. The cause for the low efficiencies of the Tau-Trigger at 3-prongs was searched for and traced to in the poor modelling of the L1-Trigger-Variables.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das Standardmodell der Teilchenphysik</b>	<b>3</b>
2.1	Fundamentale Teilchen und Wechselwirkungen . . . . .	4
2.2	Der Higgs-Mechanismus . . . . .	5
2.3	Das Tau-Lepton . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>9</b>
3.1	Der Large Hadron Collider (LHC) . . . . .	9
3.2	Der ATLAS-Detektor . . . . .	10
3.3	Das Tau-Trigger System . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Messung der Effizienz des Tau-Triggers</b>	<b>15</b>
4.1	Tag-and-Probe Methode für $Z \rightarrow \tau\tau$ . . . . .	16
4.2	Signalregion . . . . .	18
4.3	Untergrund Abschätzung . . . . .	18
4.3.1	Die OS-SS-Methode . . . . .	18
4.3.2	Komponenten der Untergrundmodellierung . . . . .	20
4.3.3	Skalierung der Komponenten . . . . .	20
<b>5</b>	<b>Ergebnisse der Effizienz Messung</b>	<b>23</b>
5.1	Effizienzen und Skalierungsfaktoren 2018 . . . . .	23
5.2	Vergleich zu 2017 . . . . .	24
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>31</b>



# Nomenklatur

## Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
max	maximal



# 1 Einleitung

Die Teilchenphysik ist eines der fundamentalsten Forschungsgebiete das es gibt. Es wurden schon einige bahnbrechende Entdeckungen gemacht, die mit Nobelpreisen ausgezeichnet wurden. Viele davon wurden an Teilchenbeschleunigern wie dem LHC am CERN gemacht. Der LHC ist der leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger der Welt und deshalb sehr wichtig in der Teilchenphysik. So kann am LHC zum Beispiel der Zerfall eines Higgs-Bosons in zwei Tau-Leptonen beobachtet werden. Aber auch viele andere interessante Prozesse am LHC haben hadronisch zerfallende Tau-Leptonen im Endzustand, weshalb es wichtig ist diese nachweisen zu können.

Um die Ereignisse heraus zu filtern, welche Tau-Leptonen enthalten, werden sogenannte Tau-Trigger benutzt. Das Ziel dieser Arbeit ist es die Effizienz des Tau-Triggers am ATLAS Detektor zu messen und daraus Skalierungsfaktoren zu ermitteln, die die Simulationen dieser Tau-Leptonen verbessern. Im Rahmen dessen wird die Tag-and-Probe-Methode verwendet um Ereignisse auszuwählen, die mit  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + \tau_{had-vis} + 3\nu$  Zerfällen angereichert sind. Durch Anwendung des Myon-Triggers in der Ereigniselektion kann man unverfälschte Auslöseswahrscheinlichkeiten des Tau-Triggers messen.



## 2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist die präziseste Theorie zur Beschreibung aller bisher entdeckten Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkung miteinander. Im Standardmodell wird die Wechselwirkung zwischen Teilchen durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben. Allerdings lassen sich nur drei der vier bisher bekannten Wechselwirkungen beschreiben: Die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung [1]. Die Gravitation als vierte Wechselwirkung konnte bisher noch nicht ins Standardmodell eingebaut werden. Da sie durch die geringen Massen der Elementarteilchen allerdings um ein vielfaches kleiner ist als die anderen drei Kräfte, kann sie vernachlässigt werden. In Abbildung 2.1 ist eine Übersicht über die Elementarteilchen zu sehen.

Drei Generationen  
der Materie (Fermionen)

	I	II	III		
Masse →	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0	125,09 GeV
Ladung →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> Photon	<b>H</b> Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>d</b> down	95 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>s</b> strange	4,18 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>b</b> bottom	0 0 1 <b>g</b> Gluon	
	<2 eV 0 $\frac{1}{2}$ <b>ν<sub>e</sub></b> Elektron- Neutrino	<0,19 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b>ν<sub>μ</sub></b> Myon- Neutrino	<18,2 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b>ν<sub>τ</sub></b> Tau- Neutrino	91,2 GeV 0 1 <b>Z<sup>0</sup></b> Z Boson	
	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>e</b> Elektron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>μ</b> Myon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>τ</b> Tau	80,4 GeV ±1 1 <b>W<sup>±</sup></b> W Boson	Eichbosonen
Leptonen					

Abb. 2.1: Die Elementarteilchen des Standardmodells [2].

Abhängig von ihren Eigenschaften wechselwirken die Teilchen mittels anderer Kräfte miteinander.

## 2.1 Fundamentale Teilchen und Wechselwirkungen

Die elektromagnetische Wechselwirkung kann nur zwischen geladenen Teilchen ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ,  $W^{+/-}$  und allen Quarks) wirken und wird vom Photon übertragen. Das Photon selbst trägt keine Ladung und da es auch keine Masse besitzt, hat es eine unendliche Reichweite.

Die schwache Wechselwirkung wird von  $Z$ -,  $W^+$ - und  $W^-$ -Bosonen übertragen. Dabei wirken die  $W^+$ - und  $W^-$ -Bosonen auf alle Fermionen mit linkshändiger Chiralität und das  $Z$ -Boson auf alle Fermionen. Da diese Austauscheteilchen eine Masse besitzen, hat die schwache Wechselwirkung nur eine begrenzte Reichweite.

Die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung sind die acht verschiedenen Gluonen. Sie können nur mit Teilchen koppeln die eine Farbladung besitzen (alle Quarks und andere Gluonen). Es gibt dabei drei verschiedene Farbladungen, die mit rot, grün und blau bezeichnet werden, wobei die entsprechenden Antifarben der Antiquarks antirrot, antigrün und antiblau sind. Als gebundene Zustände treten nur farblose Kombinationen von

Quarks auf, also zwei Quarks mit Farbe und Antifarbe, welche dann ein Meson bilden oder drei (Anti-)Quarks mit drei unterschiedlichen (Anti-)Farben welche dann ein (Anti-)Baryon bilden. Die starke Wechselwirkung wird bei steigendem Abstand stärker, bis die Kraft so groß ist, dass neue Quarks entstehen können, weshalb Quarks nicht isoliert vorkommen können (confinement). Dadurch hat auch die starke Wechselwirkung nur eine begrenzte Reichweite.

## 2.2 Der Higgs-Mechanismus

Die elektroschwache Lagrangedichte kann aus der schwachen Wechselwirkung und erneut durch die kovariante Ableitung hergeleitet werden und ist [6]:

$$\mathcal{L}_{EW} = \bar{\psi}_l \gamma^\mu \left( i\partial_\mu - \frac{g}{2} \vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - g' Y B_\mu \right) \psi_l + \bar{\psi}_r \gamma^\mu (i\partial_\mu - g' Y B_\mu) \psi_r \quad (2.1)$$

$$- \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

Dabei steht  $T$  für die Pauli-Matrizen,  $Y$  für den Generator der  $U(1)_Y$ -Eichsymmetriegruppe,  $W$  für drei Vektorbosonen,  $B$  für ein viertes Vektorboson und  $g$  sowie  $g'$  sind experimentell bestimmte Kopplungskonstanten.

Die elektroschwache Theorie sagt drei masselose Bosonen vorher, jedoch wurde experimentell nachgewiesen, dass die  $Z$ - und  $W^\pm$ -Bosonen eine Masse besitzen. Durch das Einfügen eines zusätzlichen Massenterms für die Eichbosonen würden die Eichfelder nicht mehr eichinvariant sein. Um dieses Problem zu lösen wurde der Higgs-Mechanismus [7] entwickelt. Dabei wird ein Dublett von komplexen Skalarfeldern eingeführt [8]:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

und zusammen mit dem Higgs-Potential:

$$V(|\phi|) = -\frac{1}{2}\mu^2|\phi|^2 + \frac{\lambda}{4}|\phi|^4 \quad (2.3)$$

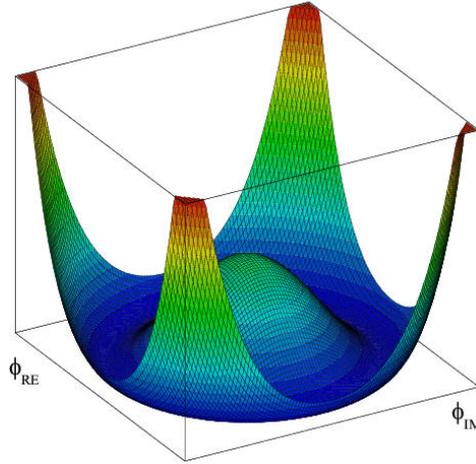
ergibt sich die Lagrangedichte nun zu [8]:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) + \frac{1}{2}\mu^2|\phi|^2 - \frac{\lambda}{4}|\phi|^4 \quad (2.4)$$

Die Form des Higgs-Potentials hängt von den Parametern  $\lambda$  und  $\mu^2$  ab. Von den unterschiedlichen möglichen Fällen ist jedoch der bevorzugt, bei dem das Potential ein Mi-

## 2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

nimum hat. Dieser Zustand niedrigster Energie wird der Grundzustand genannt und ist beim Higgs-Potential durch die Rotationssymmetrie entartet. Dies ist für  $\lambda > 0$  und  $\mu^2 < 0$  erfüllt, wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist. Dieses Minimum ist für die spontane Symmetriebrechung verantwortlich und somit auch für die Massen der Elementarteilchen.



**Abb. 2.2:** Das Higgs-Potential für den Fall  $\lambda > 0$  und  $\mu^2 < 0$  mit einem rotationssymmetrischen Minimum [9].

Mithilfe der Lage dieses Minimums bei  $\phi_0 = v/\sqrt{2}$ , wobei  $v$  der experimentell bestimmbare Vakuumerwartungswert ist und der unitären Eichung, kann das komplexe Skalarfeld geschrieben werden als:

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Durch Einsetzen dieses Feldes in die Lagrangedichte aus Gleichung 2.4 und Austauschen der Ableitung durch eine kovariante Ableitung, wie bereits bei Gleichung 2.1, können die Massenterme der Bosonen abgelesen werden [6]:

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{1}{2}vg \\ M_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \\ M_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (2.6)$$

Außerdem kann eine Relation für die Masse des Higgs-Bosons hergeleitet werden [6]:

$$m_{Higgs} = \sqrt{2\lambda v^2} \quad (2.7)$$

Experimentell wurde für das Higgs-Boson eine Masse von  $m_{Higgs} = 125.09 \pm 0.24$  GeV bestimmt [3]. Außerdem sind die wichtigsten Zerfallskanäle und ihre Verzweigungsverhältnisse in Tabelle 2.1 aufgelistet:

Zerfall	Verzweigungsverhältnis
$H \rightarrow bb$	57.8 %
$H \rightarrow WW^*$	21.6 %
$H \rightarrow gg$	8.6 %
$H \rightarrow \tau\tau$	6.4 %
$H \rightarrow c\bar{c}$	2.9 %
$H \rightarrow ZZ^*$	2.7 %
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.2 %

**Tab. 2.1:** Die vorhergesagten Verzweigungsverhältnisse der wichtigsten Zerfallskanäle des Higgs-Bosons [4] für eine Masse von  $m_H = 125$  GeV.

## 2.3 Das Tau-Lepton

Das Tau-Lepton wurde 1975 von Martin L. Perl und seinen Mitarbeitern am SLAC entdeckt [10]. Es ist mit einer Masse von  $m = (1776.82 \pm 0.16)$  MeV das schwerste Lepton und hat damit als einziges Lepton die Möglichkeit hadronisch zu zerfallen [5]. Beim hadronischen Zerfall wird unterschieden, ob es im Endzustand ein oder drei geladene Teilchen gibt. Die Verzweigungsverhältnisse der möglichen Zerfallskanäle des Tau-Leptons sind in Tabelle 2.2 zu sehen. Dabei sind die ersten drei hadronischen Zerfälle mit einem geladenen Teilchen im Endzustand und 3-prong für die mit drei geladenen Teilchen. Außerdem wird in 68% der hadronischen Zerfälle zusätzlich noch mindestens ein neutrales Pion produziert [15].

Zerfall	Verzweigungsverhältnis	Kategorie
$\tau \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$	$(17.8 \pm 0.04) \%$	leptonisch
$\tau \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$	$(17.4 \pm 0.04) \%$	
$\tau \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$	$(25.5 \pm 0.09) \%$	hadronisch
$\tau \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$	$(10.8 \pm 0.06) \%$	
$\tau \rightarrow \pi^- + 2\pi^0 + \nu_\tau$	$(9.3 \pm 0.11) \%$	
$\tau \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$	$(9.0 \pm 0.06) \%$	
$\tau \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \pi^0 + \nu_\tau$	$(2.7 \pm 0.08) \%$	

**Tab. 2.2:** Die Verzweigungsverhältnisse der wichtigsten Zerfallskanäle des Tauons [5].

# 3 Experimenteller Aufbau

## 3.1 Der Large Hadron Collider (LHC)

Die experimentellen Daten wurden am Large Hadron Collider (LHC) am CERN gemessen. Der LHC ist ein Synchrotron mit einem Umfang von ca. 27 km und damit der größte der Welt. Es wurden ab 2010 Proton-Proton Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV bzw. ab 2012 mit 8 TeV erreicht, nach einem Upgrade ab Mitte 2015 sogar mit 13 TeV. Der ATLAS Detektor ist einer der vier großen Detektoren und wird, genau wie der CMS Detektor für Vielzweck-Experimente genutzt [11]. In Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau des Beschleunigerkomplexes im Jahr 2013 zu sehen.

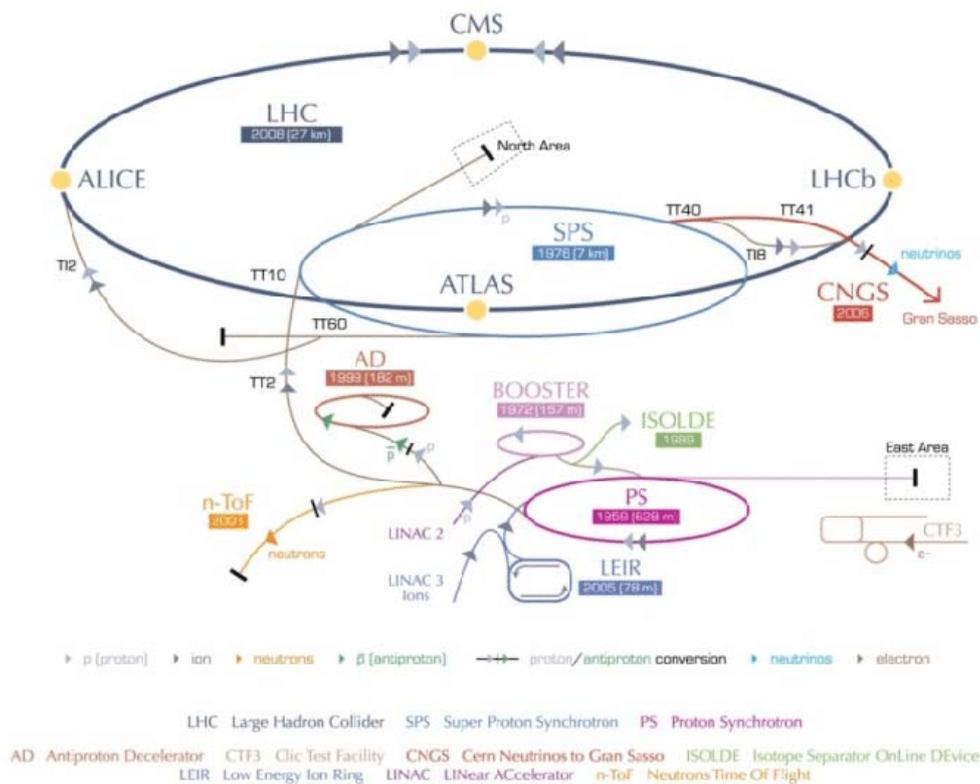
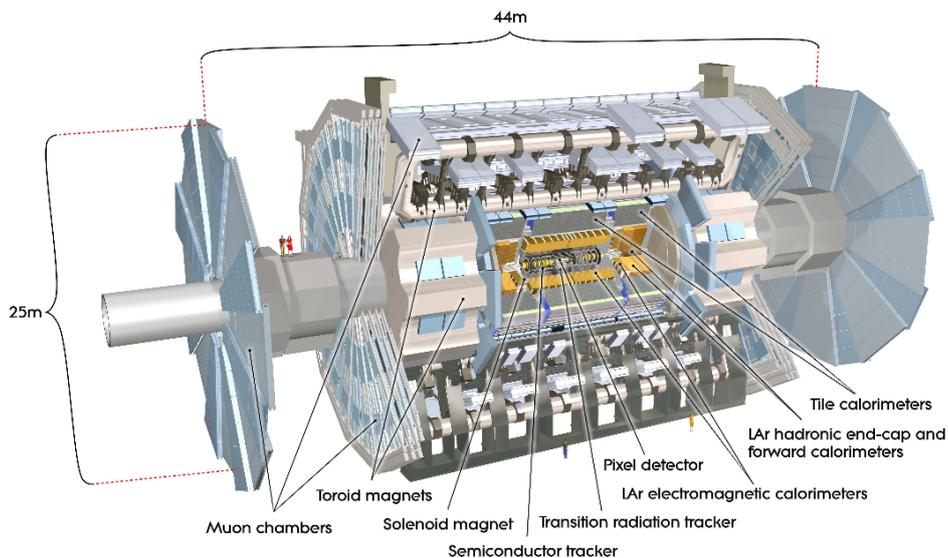


Abb. 3.1: Der schematische Aufbau des Beschleunigerkomplexes am CERN [12].

## 3.2 Der ATLAS-Detektor

Das Koordinatensystem welches am ATLAS Detektor benutzt wird, besitzt eine zylindrische Symmetrie. Der Ursprung liegt an der Stelle wo die beiden Protonenstrahlen aufeinander treffen und die Strahlrichtung liegt entlang der z-Achse. Die Ausbreitung auf der x-y-Ebene wird mithilfe zweier Winkel  $\theta$  und  $\phi$  beschrieben. Da die Energie der Kollisionen variieren kann, ist es aber nötig eine Größe einzuführen, die unabhängig von Boosts in z-Richtung ist. Dazu wird die Pseudorapidität definiert mit  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ . Der Abstand zwischen zwei Teilchen kann nun wie folgt beschrieben werden:  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ . Der ATLAS Detektor besteht aus mehreren Teildetektoren wie man in Abbildung 3.2 sehen kann. Von Innen nach Außen gehend kommen zuerst die Spurdetektoren, dann die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter und zum Schluss der Myon-Detektor. Das zur Bahnkrümmung benutzte Magnetfeld ist im Inneren ein Solenoidfeld und im äußeren Bereich ein Toroidfeld.



**Abb. 3.2:** Ein Überblick über den Aufbau des ATLAS-Detektors [11].

Der erste Teil des inneren Detektors sind mehreren Schichten von Halbleiter-Pixeldetektoren, wobei die beste Auflösung mit Silizium als Halbleiter erreicht wurde. In diesen hinterlassen geladene Teilchen Elektron-Loch-Paare sodass ein elektrischer Strom in einer bestimmten Region gemessen werden kann. Durch das Anordnen mehrerer Schichten aus diesen Detektoren kann die Spur der Teilchen rekonstruiert werden. Es wird ein Bereich von  $|\eta| < 2.5$  abgedeckt.

Als nächstes kommen die Halbleiter-Streifendetektoren (SCT), welche den gleichen Pseudorapiditätsbereich abdecken. Sie werden auch benutzt um die Spur der Teilchen und

ihren Impuls zu bestimmen, haben aber eine geringere Auflösung.

Der letzte Spurdetektor vor den Kalorimetern ist der Transition Radiation Tracker (TRT) welcher einen Bereich von  $|\eta| < 2$  abdeckt. Dieser nutzt aus, dass geladene Teilchen Photonen abstrahlen wenn sie die Grenze zwischen zwei Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes passieren. Diese Strahlung wird Übergangsstrahlung genannt. Er besteht aus Driftröhren die größtenteils mit Xenon gefüllt sind und liefert weitere Spurinformatioenen [11].

Danach kommt das elektromagnetische Kalorimeter welcher zur Energiemessung von geladenen Teilchen genutzt wird und einen Bereich von  $|\eta| < 4.9$ . Es besteht abwechselnd aus aktiven und passiven Schichten (sampling). Als aktives Material wird dabei flüssiges Argon und als passives Material Blei benutzt. Durch Paarbildung und Bremsstrahlung bilden sich elektromagnetische Schauer in den passiven Schichten und in den aktiven Schichten wird das resultierende Signal gemessen.

Darauf folgend kommen die hadronischen Kalorimeter welche die Energie von ungeladenen Hadronen messen. Die Hadronen bilden hadronische Schauer (Jets) und werden durch einen ähnlichen Aufbau gemessen wie beim elektromagnetischen Kalorimeter aber aus anderen Materialien.

Die Kalorimeter decken einen Bereich von  $|\eta| < 4.9$  ab. Außerdem kann es in beiden Kalorimetern vorkommen, dass Teilchen aus den Schauern bereits im Absorber-Material gestoppt werden, was dazu führt, dass die gemessene Energie immer etwas niedriger ist als die ursprüngliche Energie des Teilchens.

Zum Schluss kommen die Myon-Kammern, welche den Vorteil haben, dass bis auf Myonen und Neutrinos so gut wie alle Teilchen bereits von den Kalorimetern absorbiert worden sind. Für den Bereich kleiner Pseudorapiditäten ( $|\eta| < 2.0$ ) werden Monitor Drift Tubes (MDTs) benutzt welche, sich teilweise überlappend, zylindrisch um die Strahlachse angeordnet sind. An den Enden (end-caps) werden Cathode Strip Chambers (CSCs) benutzt, welche den Bereich  $2.0 < |\eta| < 2.7$  abdecken [11]. In Tabelle 3.1 sind die Auflösungen der unterschiedlichen Detektor Komponenten zu sehen.

## 3.3 Das Tau-Trigger System

Am LHC treffen alle 25 ns Proton-Bündel aufeinander was einer Ereignis-Rate von 40 MHz entspricht. Jedoch ist nur ein kleiner Teil dieser Ereignisse interessant. Das Ziel des Trigger-Systems am ATLAS ist es, die Ereignisse zu filtern ohne dabei interessante Ereignisse zu verlieren. Tau-Leptonen sind häufig ein Vorzeichen für interessante Prozesse. So

### 3 Experimenteller Aufbau

Detektor Komponente	Auflösung
Spurdetektor	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\%p_T \oplus 1\%$
em. Kalorimeter	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$
had. Kalorimeter "barrel" and "end-caps"	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$
vorwärts	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$
Myon-Kammern	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ bei $p_T = 1$ TeV

**Tab. 3.1:** Die Auflösungen der unterschiedlichen Komponenten des ATLAS Detektors [11].

liefert zum Beispiel der  $H \rightarrow \tau\tau$  Zerfall das beste Signal für die Messung der Kopplung des Higgs-Bosons an Leptonen [13]. Aus diesem Grund wird vom Trigger-System unter anderem nach Ereignissen mit Tau-Leptonen gesucht.

Das Trigger-System am ATLAS Detektor besteht aus zwei unterschiedlichen Ebenen, die mit L1 und HLT (High Level Trigger) bezeichnet werden. L1 ist Hardware-basiert, wohingegen HLT Software-basiert ist. Die Identifikation von Tau Kandidaten in L1 erfolgt durch Auswertung der Kalorimeter Informationen. Es werden Türme mit einer Größe von  $\Delta\eta\Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  auf dem hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeter definiert. Für jeden Tau Kandidaten wird eine Kernregion und eine Isolationsregion, welche sich um der Kernregion befindet, definiert. Die Kernregion ist immer 22 Türme groß und die Summe der transversalen Energien der zwei nächsten Türme im elektromagnetischen Kalorimeter muss einen Mindestwert erfüllen. Zusätzlich können Anforderungen an die Isolationsregion gestellt werden [14, 15].

Der HLT Tau-Trigger wird in drei Schritte aufgeteilt, wobei diese so sortiert sind, dass die rechnerisch aufwendigen Schritte am Ende durchgeführt werden, nachdem bereits Kandidaten von den vorigen Schritten aussortiert wurden. Dies reduziert die CPU-Auslastung, welche ein großes Problem darstellt. Im ersten Schritt (*calo-only preselection*) wird die Energie erneut berechnet, allerdings wird dieses Mal ein Term abgezogen um Pileup auszugleichen. Außerdem müssen die Tau Kandidaten wieder ein Minimum für die transversale Energie erfüllen.

Im nächsten Schritt (*two-stage fast tracking*) werden zusätzlich zu den Kalorimeter-Informationen auch die Spur-Informationen berücksichtigt. Dabei wird zuerst die Spur mit dem höchsten transversalen Impuls innerhalb eines schmalen Kegels mit  $\Delta R = 0.1$  um den Tau-Kandidaten gesucht (führende Spur). Danach werden Spuren in einem größeren Kegel mit  $\Delta R = 0.4$  um den Tau-Kandidaten gesucht, wobei diese von der selben Stelle auf der Strahllinie ausgehen müssen wie die führende Spur. Außerdem dürfen innerhalb der Kernregion nur eine bis drei Spuren vorkommen und in der Isolationsregion

maximal eine.

Im letzten Schritt werden die zuvor gesammelten Informationen benutzt um weitere Pileup-Korrekturen für die Variablen der Tau-Kandidaten zu berechnen und anschließend werden diese dann in einen online Boosted Decision Tree (BDT, siehe Kapitel 4) eingegeben. Dieser nutzt die selben Variablen wie ein offline BDT, nur dass für die Berechnung der Lebensdauer der Ursprung in der Strahllinie und nicht der primäre Vertex genommen wird, da dieser nicht online bestimmt werden kann.



# 4 Messung der Effizienz des Tau-Triggers

Das Ziel dieser Analyse ist die Messung der Effizienz des Tau-Triggers sowohl für Daten als auch für Simulationen. Aus dem Vergleich dieser beiden Effizienzen können dann Skalierungsfaktoren (SFs) berechnet werden, welche dazu dienen die Simulationen an die Daten anzupassen. Die Skalierungsfaktoren können dann bei beliebigen anderen Analysen mit  $\tau_{had}$  im Endzustand angewendet werden, um die Simulationen zu verbessern. Die Effizienz  $\epsilon$  des Tau-Triggers wird wie folgt bestimmt:

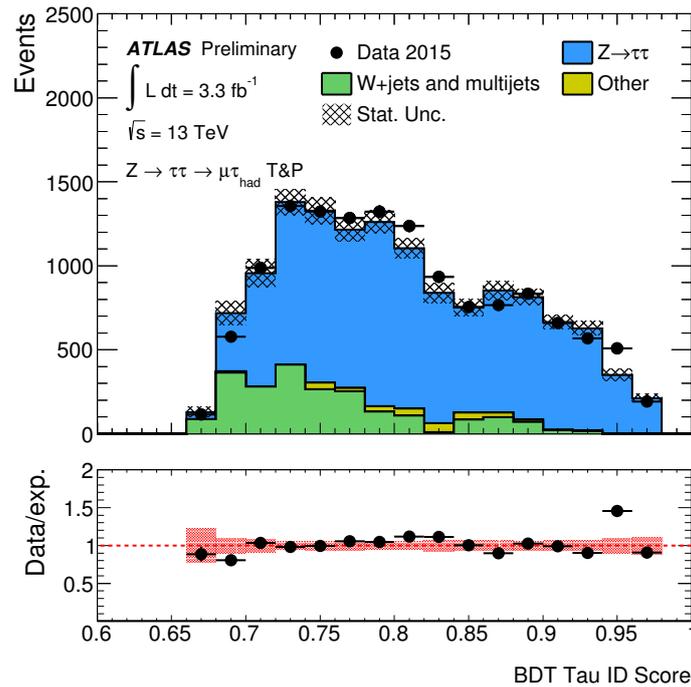
$$\epsilon = \frac{\text{\#Events mit ID } \tau \text{ \& Trigger}}{\text{\#Events mit ID } \tau} \quad (4.1)$$

Und für den Skalierungsfaktor gilt dann:

$$SF = \frac{\epsilon(\text{Data})}{\epsilon(\text{MC})}, \quad (4.2)$$

wobei  $\epsilon(\text{Data})$  für die Effizienz des Tau-Triggers bei echten Ereignissen und  $\epsilon(\text{MC})$  für die Effizienz des Tau-Triggers für simulierte Ereignisse steht.

Der Zähler von Gleichung 4.1 entspricht der Anzahl an Ereignissen, die sowohl von dem Tau-Trigger, als auch von einem nachträglich angewendeten Tau-Identifikations Algorithmus (Tau-ID) akzeptiert wurden. Dieser Tau-ID wird dafür benutzt, um Untergrund von anderen Jets, zum Beispiel verursacht durch Gluonen oder Quarks, zu unterdrücken. Dazu werden Boosted Decision Tree (BDT) Methoden benutzt, welche maschinelles Lernen durch Simulationen von in diesem Fall  $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$  Events nutzen um die Identifikation von Tau-Leptonen zu optimiert [15]. Abhängig davon, wie gut ein Tau Kandidat die verschiedenen Kriterien die vom BDT überprüft werden erfüllt, bekommt er eine Wertung. Je nachdem welche Einstellung für den Tau-ID ausgewählt wird: locker, mittel oder streng, werden nur Tau Kandidaten mit einer bestimmten Wertung akzeptiert [15]. In Abbildung 4.1 sind alle offline Tau Kandidaten zu sehen, die die offline mittlere Einstellung erfüllt haben. Die Ereignisse wurden durch einen ein-Myon-Trigger ausgewählt.



**Abb. 4.1:** Die BDT Tau-Identifikations Wertungen von Tau Kandidaten, die die mittlere Einstellung erfüllen [16].

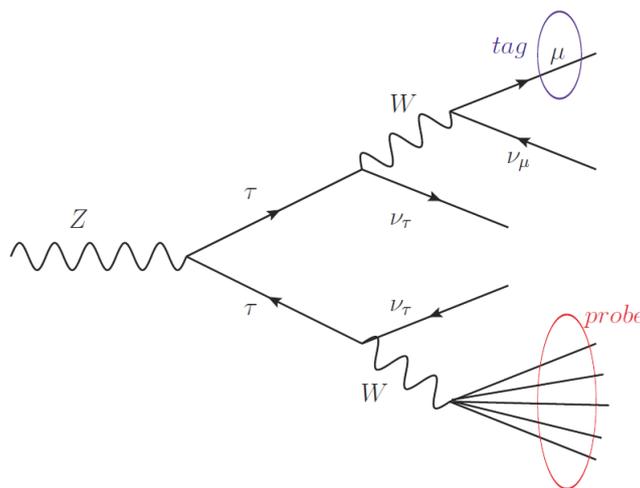
Für den Nenner aus Gleichung 4.1 muss nur der Tau-ID erfüllt sein, da es gerade darum geht, auch die Ereignisse mit Tau-Kandidaten zu zählen, welche nicht vom Tau-Trigger erkannt wurden. Deshalb nutzen wir die Tag-and-Probe Methode, um  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + \tau_{\text{had-vis}} + 3\nu$  Ereignisse zu finden.

## 4.1 Tag-and-Probe Methode für $Z \rightarrow \tau\tau$

Die Tag-and-Probe Methode wird verwendet um  $Z \rightarrow \tau_{\text{had}}\tau_{\mu}3\nu$  Events zu finden. Dabei wird nach Ereignissen gesucht, bei denen sowohl ein Myon, als auch ein hadronisch zerfallender Tau Kandidat im Endzustand auftaucht. In Abbildung 4.2 ist das entsprechende Feynman-Diagramm zu sehen.

Um dies zu erreichen wird eine Reihe von Kriterien angewandt, die Vorauswahl ("Preselection") genannt werden. Die Reihenfolge dieser Kriterien ist so gewählt, dass die starken Einschränkungen zu Beginn angewendet werden um die Berechnungszeit zu verkürzen. Das erste Kriterium verlangt, dass ein Myon entweder eine gewisse Energieschwelle übertritt (Name: mu50) oder eine geringere Energieschwelle erreicht, aber ein zusätzliches Isolationskriterium erfüllen muss (mu26\_ivarmedium). Dabei ist das Isolationskriterium abhängig von dem transversalen Impuls des Myons. Im offline Myon-Trigger erkannt

wurde und dass dieses mit dem online rekonstruierten Myon geometrisch übereinstimmt (MuonHLT). Als nächstes wird zum zweiten mal ein BDT zur Tau-Identifikation benutzt, welcher offline im Gegensatz zu dem online BDT den Vorteil hat den primären Vertex bestimmen zu können. Dadurch werden mehr fälschlicherweise akzeptierte Tau-Kandidaten ausgefiltert. Darauf folgt ein ähnliches Kriterium für das Myon, welches auch den Vorteil der offline Variablen nutzt um mehr falsche Myon-Kandidaten herauszufiltern. Außerdem wird gesagt, dass sowohl die Tau-Kandidaten als auch die Myon-Kandidaten eine Pseudorapidität von höchstens  $\eta = 2,47$  für Tau und  $\eta = 2,5$  für das Myon haben dürfen. Das liegt daran, dass die Spurdetektoren nur diesen Bereich abdeckt und somit keine Tau-Leptonen für diesen Bereich rekonstruiert werden können. Des Weiteren wird ein Kriterium auf den transversalen Impuls der Myon-Kandidaten angewendet um so im stabilen Bereich der Myon-Trigger-Effizienz anzukommen, da für höhere Energien kleine Schwankungen der Simulation weniger Einfluss haben. Schließlich wird zur Verringerung des Untergrunds noch verlangt, dass der transversale Impuls der Tau-Kandidaten über 25 GeV liegen muss. Anschließend wird gesagt, dass der Tau-Kandidat eine Ladung von  $q = \pm 1$  haben muss, da das Tau sonst fehlerhaft rekonstruiert wurde. Außerdem soll der Tau-Kandidat entweder genau drei Spuren oder genau eine Spur enthalten, da dies die wahrscheinlichsten Fälle für echte Tauonen sind. Zum Schluss wird noch gefordert, dass keine b-Jets die durch b-tagging gefunden wurden enthalten sind. Dies Verhindert dass die gleichen Ereignisse wie bei einer anderen Analyse, die aber das selbe Ziel haben, benutzt werden, sodass die Ergebnisse beider am Ende statistisch kombiniert werden können.



**Abb. 4.2:** Das Feynman-Diagramm des  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + \tau_{had-vis} + 3\nu$  Zerfalls, wobei das Myon als 'Tag' und das hadronisch zerfallende Tau als 'Probe' markiert wurden.

## 4.2 Signalregion

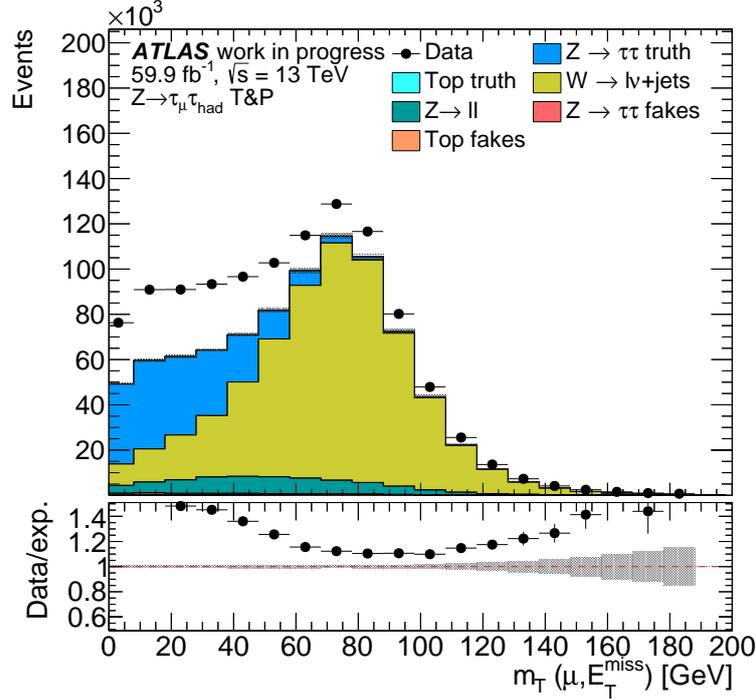
Die Signalregion soll dabei helfen Ereignisse heraus zu filtern, die mit  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + \tau_{had-vis} + 3\nu$  Zerfällen angereichert sind. Dazu werden verschiedene Kriterien durchlaufen, die einerseits Untergrund unterdrücken sollen aber ohne dabei das erwünschte Signal zu stark zu verringern. Das erste Kriterium schließt die Events aus, bei denen Elektronen oder andere Myonen auftauchen. Alle Prozesse mit Elektronen oder anderen Myonen im Endzustand sind gewollt, sodass diese Einschränkung so gut wie nur Untergrund unterdrückt. Eine weitere Voraussetzung ist, dass das Myon und das Tau unterschiedliche Vorzeichen haben müssen. Dadurch werden Ereignisse unterdrückt, die entweder nicht aus  $Z \rightarrow \tau\tau$  Zerfällen kommen oder bei denen die Ladung des Tauons fehlerhaft rekonstruiert wurde. Außerdem wird gesagt, dass die transversale Masse der Neutrinos und des Myons  $m_T = \sqrt{m_\mu^2 + m_{miss}^2 + 2(E_T^{miss} E_T^\mu - \vec{p}_{T,miss} \vec{p}_{T,\mu})}$  kleiner als 50 GeV sein soll. Anhand von Abbildung 4.3 kann man sehen, dass  $m_T$ -Schnitt so gewählt wurde, dass möglichst viele W+Jet-Untergrundprozesse (gelb) aussortiert werden ohne dabei viel vom Signal (blau) zu verlieren. Ein weiteres Kriterium der Signalregion, um den W+Jet-Untergrund zu verringern ist, dass  $\sum \cos \Delta\phi = \cos(\phi_{MET} - \phi_\tau) + \cos(\phi_{MET} - \phi_\mu) > -0.5$  gelten soll. Dabei wird ausgenutzt, dass die Zerfallsprodukte bei W+Jet-Ereignissen in einem anderen Winkel zueinander stehen als bei echten Ereignissen und  $\sum \cos \Delta\phi$  von W+Jet-Ereignissen somit negativ ist. Die Wirkung ist in Abbildung 4.4 veranschaulicht. Abschließend werden alle Events, für die die sichtbare Masse von Tau und Myon  $m_{vis}(\tau, \mu)$  zusammen nicht im Intervall [45 GeV, 80 GeV] liegt, verworfen. Dadurch werden insbesondere die hochenergetischen W+Jet Untergründe unterdrückt, wie man in Abbildung 4.5 sehen kann.

## 4.3 Untergrund Abschätzung

Der Untergrund besteht größtenteils aus QCD, W-Boson+Jets, Z-Boson+Jets und Top Ereignissen. Bis auf die QCD Ereignisse können die meisten dieser Prozesse durch Monte-Carlo-Simulationen (MC) beschrieben werden. Für QCD gibt es diese jedoch nicht, es muss eine andere Methode benutzt werden.

### 4.3.1 Die OS-SS-Methode

Bei der OS-SS Methode werden die Ereignisse nach dem Verhältnis zwischen der Ladung der beiden Taus unterteilt. Dabei steht OS für "opposite sign" und steht für den Anteil der Ereignisse, bei denen  $\tau_{had}$  und  $\tau_\mu$  entgegengesetzte Ladungen tragen und SS analog für "same sign" also den Anteil an Ereignissen bei denen  $\tau_{had}$  und  $\tau_\mu$  das gleiche Vorzeichen

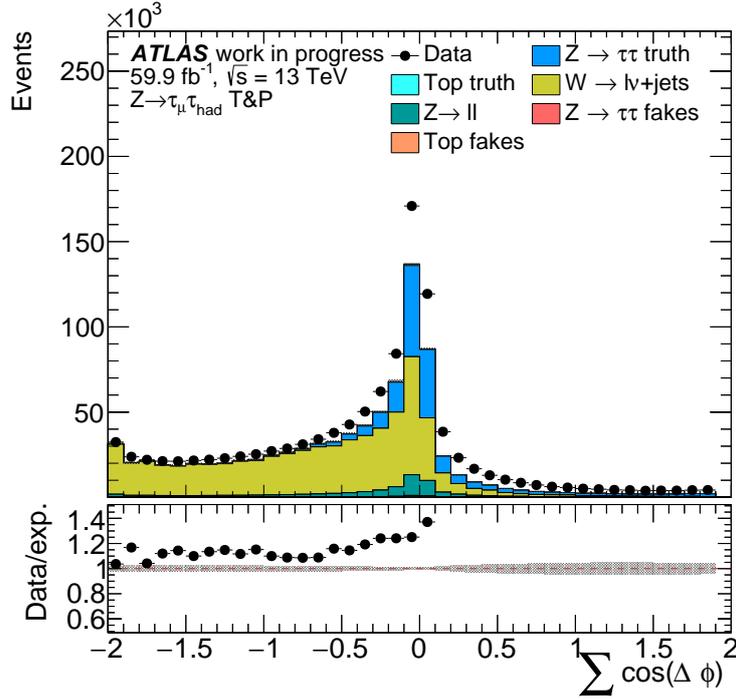


**Abb. 4.3:** Events aus der Vorauswahl in Abhängigkeit von der transversalen Masse, wobei noch keine Annäherung für den QCD-Untergrund berechnet wurde, sodass die Daten nur durch MC-Simulationen modelliert werden.

haben. Der vorliegende Zerfallskanal  $Z \rightarrow \tau_{had}\tau_\mu$  ist ladungsasymmetrisch, das heißt es gibt mehr Ereignisse bei denen die beiden Tau-Leptonen eine entgegengesetzte Ladung haben. In QCD-Ereignissen, dem Haupt-Untergrundprozess in unserer Selektion, werden QCD-Jets von der Rekonstruktionssoftware fälschlicherweise als  $\tau_{had}$  klassifiziert. Da die Myonen in den meisten solchen Ereignissen innerhalb eines QCD-Jets zusammen mit vielen anderen elektrisch geladenen Zerfallsprodukten entstehen, ist die Ladungskorrelation zwischen dem Myon und dem  $\tau_{had}$  sehr gering. Deswegen werden in etwa so viele QCD-Ereignisse mit Tag und Probe gleicher Ladung wie mit unterschiedlicher Ladung erwartet. Mit dieser Voraussetzung kann nun  $N_{Data}^{SS}$ , also der SS-Anteil der Daten-Ereignisse, benutzt werden um die Untergrundprozesse der QCD abzuschätzen:

$$N_{QCD}^{OS} = r_{QCD} \cdot (N_{Data}^{SS} - N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{SS} - k^{SS} \cdot N_W^{SS} - k^{SS} \cdot N_{Top}^{SS}) \quad (4.3)$$

Da die Ladungs-Symmetrie der QCD Fakes aber nicht perfekt ist, wird ein Skalierungsfaktor  $r_{QCD}$  berechnet, welcher dies ausgleicht (siehe Kapitel 4.3.3). Weil dieses Konzept jedoch nicht bei den anderen Untergrundprozessen angewendet werden kann, müssen die



**Abb. 4.4:** Events aus der Vorauswahl in Abhängigkeit von der sichtbaren Masse, wobei noch keine Annäherung für den QCD-Untergrund berechnet wurde, sodass die Daten nur durch MC-Simulationen modelliert werden.

SS-Anteile dieser vorher abgezogen werden. Dabei ist  $k^{SS}$  ein Korrekturfaktor der genau wie  $r_{QCD}$  in 4.3.3 genauer erklärt wird.

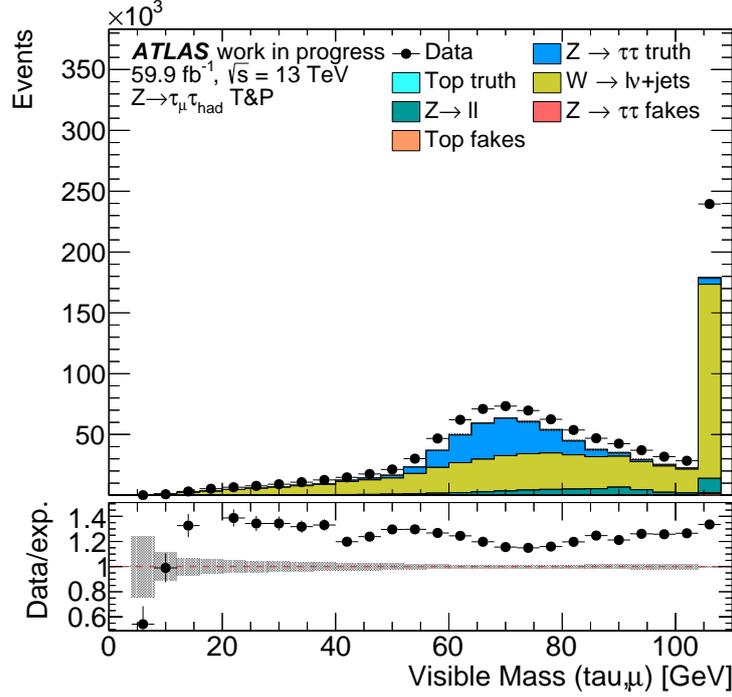
### 4.3.2 Komponenten der Untergrundmodellierung

Die erste Komponente der Untergrundmodellierung wurde bereits in Gleichung 4.3 definiert. Zusammen mit den MC Simulationen für die anderen Untergrundprozesse kann nun der Term für die vollständige Modellierung der Daten  $N_{Data}^{SS}$  geschrieben werden als:

$$\begin{aligned}
 N_{Data}^{OS} = & r_{QCD} \cdot \left( N_{Data}^{SS} - N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{SS} - k^{SS} \cdot N_W^{SS} - k^{SS} \cdot N_{Top}^{SS} \right) \\
 & + N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{OS} + k^{OS} \cdot N_W^{OS} + k^{OS} \cdot N_{Top}^{OS}
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

### 4.3.3 Skalierung der Komponenten

Wie bereits oben erwähnt gibt es den  $r_{QCD}$ -Faktor welcher dazu dient, den  $OS_{QCD}$ -Anteil so zu skalieren, dass er als  $N_{QCD}^{OS}$ -Anteil genutzt werden kann. Um  $r_{QCD}$  zu berechnen werden Ereignisse die mit QCD angereichert sind, benutzt um das Verhältnis zwischen



**Abb. 4.5:** Events aus der Vorauswahl in Abhängigkeit von  $\sum \cos \Delta\phi$ , wobei noch keine Annäherung für den QCD-Untergrund berechnet wurde, sodass die Daten nur durch MC-Simulationen modelliert werden.

$N^{OS}$  und  $N^{SS}$  Ereignissen zu ermitteln. Um QCD angereicherte Ereignisse zu bekommen wird eine Kontrollregion benutzt, die der Signalregion sehr ähnlich ist. Lediglich das Myon-Isolations-Kriterium wird invertiert, um zu nutzen, dass in QCD-Jets häufig viele geladene Teilchen entstehen. In dieser Region kann dann  $r_{QCD}$  wie folgt berechnet werden:

$$r_{QCD} = \frac{N_{Data}^{OS} - N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{OS} - k^{OS} \cdot N_W^{OS} - k^{OS} \cdot N_{Top}^{OS}}{N_{Data}^{SS} - N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{SS} - k^{SS} \cdot N_W^{SS} - k^{SS} \cdot N_{Top}^{SS}} \quad (4.5)$$

Eine weitere Skalierung kann mit dem  $k^{OS/SS}$ -Faktor vorgenommen werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass Jets als Taus falsch identifiziert werden, variiert zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulationen. Um diesen Effekt auszugleichen, wird  $k^{OS/SS}$  auf die jeweiligen Monte-Carlo-Ereignisse angewendet um diese an die Daten anzupassen. Auch für die Berechnung von  $k^{OS/SS}$  wird eine Kontrollregion definiert um möglichst viele Ereignisse mit W+Jet-Fakes zu bekommen. In dieser Region kann dann  $k^{OS}$  bestimmt werden:

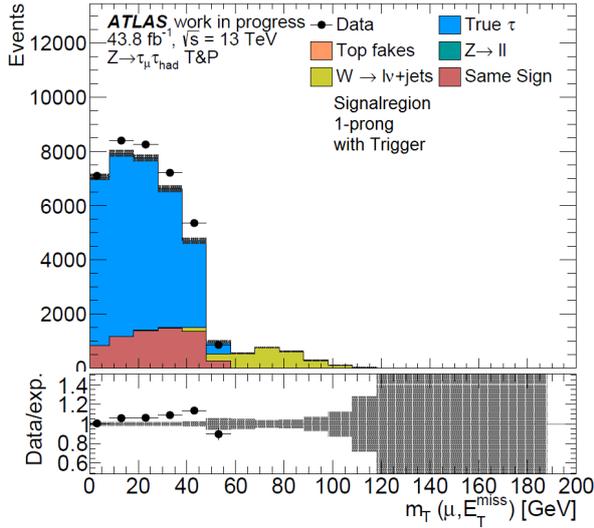
$$k^{OS} = \frac{N_{Data}^{OS} - N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{OS} - N_{Top}^{OS}}{N_W^{OS}} \quad (4.6)$$

#### 4 Messung der Effizienz des Tau-Triggers

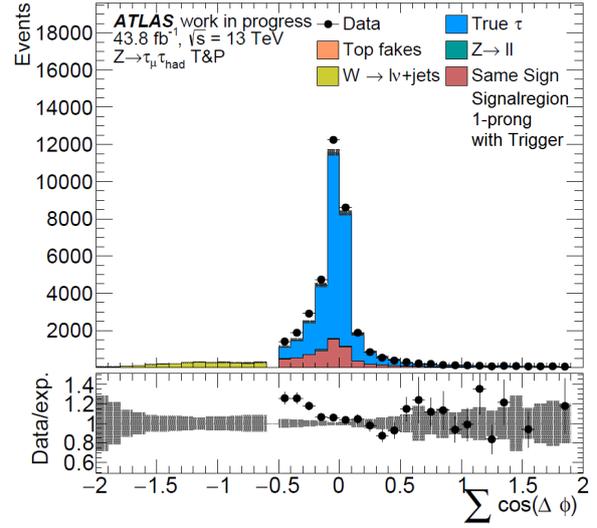
und  $k^{SS}$  analog dazu:

$$k^{SS} = \frac{N_{\text{Data}}^{SS} - N_{Z \rightarrow \tau\tau}^{SS} - N_{\text{Top}}^{SS}}{N_{\text{W}}^{SS}} \quad (4.7)$$

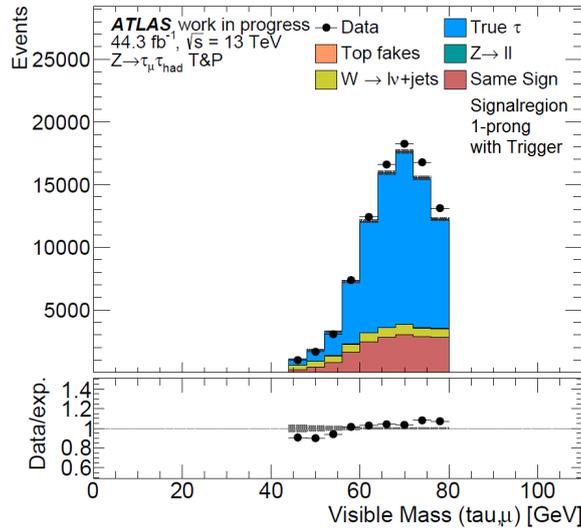
Nach dem Anwenden der Signalregion und mit vollständig modelliertem Untergrund ergibt sich die Abbildung 4.6 für die transversale Masse, Abbildung 4.7 für  $\sum \cos \Delta\phi$  und Abbildung 4.8 für die sichtbare Masse.



**Abb. 4.6:** Die Ereignisse in der SR mit einer Spur und mit angewandtem Tau-Trigger.



**Abb. 4.7:** Die Ereignisse in der SR mit einer Spur und mit angewandtem Tau-Trigger.



**Abb. 4.8:** Die Ereignisse in der SR mit einer Spur und mit angewandtem Tau-Trigger.

# 5 Ergebnisse der Effizienz Messung

## 5.1 Effizienzen und Skalierungsfaktoren 2018

In diesem Kapitel werden die ermittelten Effizienzen und Skalierungsfaktoren basierend auf Daten, die 2018 gesammelt wurden. Es wurde eine Luminosität von  $L = 59.9 \text{ fb}^{-1}$  und eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  erreicht.

Der erste Schritt bei der Berechnung der Effizienz des Triggers ist der Vergleich zwischen den Ereignissen, die vom Tau-Trigger akzeptiert wurden, mit der Gesamtzahl an Ereignissen. Dabei wird zwischen den Ereignissen unterschieden, bei denen für das  $\tau_{had}$  eine oder drei Spuren gemessen wurden. In den Abbildungen 5.1 und 5.2 sind die Ereignisse mit einer Spur einmal mit und einmal ohne Tau-Trigger zu sehen und in den Abbildungen 5.3 und 5.4 dasselbe für drei Spuren. Dabei sind die Daten durch schwarze Punkte und die Untergrundabschätzungen sowie die Simulationen für das Signal farbig markiert. Die Ereignisse werden auf der Y-Achse in Abhängigkeit des transversalen Impulses auf der X-Achse dargestellt.

Anschließend wird die Effizienz des Tau-Triggers aus den soeben beschriebenen Abbildungen berechnet. Dazu wird wie in Gleichung 4.1 beschrieben die Anzahl der Events mit Tau-Trigger durch die Anzahl der Events ohne Trigger geteilt. Dies wird für die Daten und MC-Simulationen getrennt durchgeführt. Dabei wird bei den Daten vorher die Simulation des Untergrunds abgezogen. Nun kann wie in Gleichung 4.2 beschrieben der Skalierungsfaktor bestimmt werden. In Abbildung 5.5 Kann man die beiden Effizienzen (MC-Simulation in rot und Daten in blau) sowie den Skalierungsfaktor für eine Spur sehen (kleiner Graph unten). In Abbildung 5.6 sieht man das Gleiche für  $\tau_{had}$ -Kandidaten drei Spuren. Dabei fällt bei dem Skalierungsfaktor für drei Spuren auf, dass nicht nur die Effizienzen sehr gering sind, sondern auch, dass sich die Effizienzen für kleine transversale Impulse deutlicher voneinander unterscheiden als bei den SFs für eine Spur.

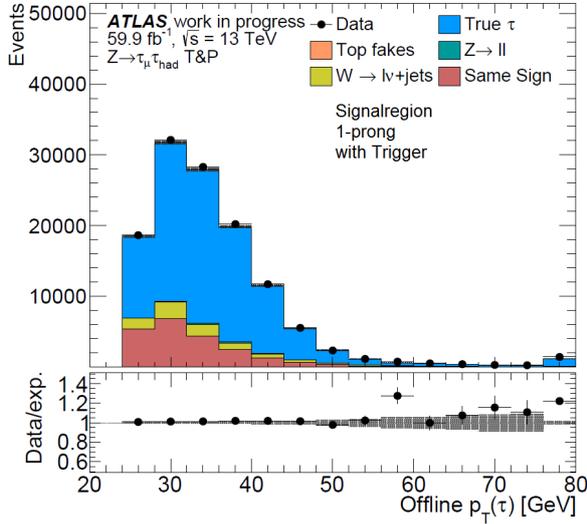
Um genauer erkennen zu können, woher dieser Unterschied kommt, kann man als nächstes den Tau-Trigger in seine einzelnen Schritte aufteilen und somit herausfinden, bei welchem Schritt die größte Abweichung zu finden ist. Dies wurde in den Abbildungen 5.7 und 5.8 jeweils für  $\tau_{had}$ -Kandidaten mit einer Spur und drei Spuren gemacht. Die Reihenfolge der

einzelnen Schritte ist wie in Abschnitt 3.3 beschrieben und in den genannten Abbildungen dementsprechend von oben nach unten. Man kann erkennen, dass der L1-Trigger im Verhältnis zu den anderen drei Schritten bei den Ereignissen mit  $\tau_{had}$ -Kandidaten mit drei Spuren größere Differenzen zwischen Daten und MC-Simulationen hat als bei den Kandidaten mit einer Spur. Allerdings trägt auch der zweite Schritt dazu bei, dass zumindest für kleine transversale Impulse  $p_T$  der Skalenfaktor von 1 abweicht. Dies lässt sich darauf zurückzuführen, dass dieser Schritt an genau diesem Wert von  $p_T$  einen Schnitt auf den transversalen Impuls ausführt. Dadurch können kleine Ungenauigkeiten in der Simulation einen größeren Einfluss auf die Effizienz haben.

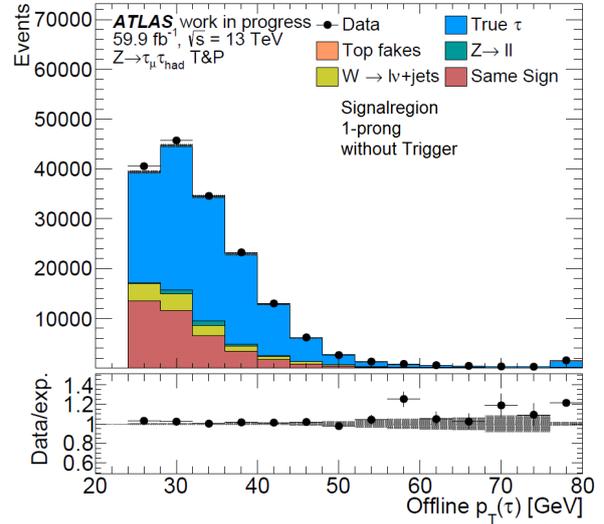
Um dem weiter auf den Grund zu gehen, werden die L1-Variablen  $\tau_{core}$  und  $\tau_\eta$  betrachtet. In den Abbildungen 5.9 und 5.10 ist  $\tau_{core}$  für Kandidaten mit einer Spur und mit drei Spuren dargestellt.  $\tau_{core}$  steht dabei für die Energie innerhalb einer Kernregion wie sie in Abschnitt 3.3 beschrieben wurde.  $\tau_\eta$  steht für die Pseudorapidität eines Tau-Kandidaten im L1 und ist in der Abbildung 5.11 für eine Spur und in Abbildung 5.12 für drei Spuren dargestellt. Wie erwartet werden diese Variablen insbesondere für Tau-Kandidaten mit 3 Spuren ziemlich schlecht modelliert und erklären somit die Abweichung der Skalierungsfaktoren von 1.

## 5.2 Vergleich zu 2017

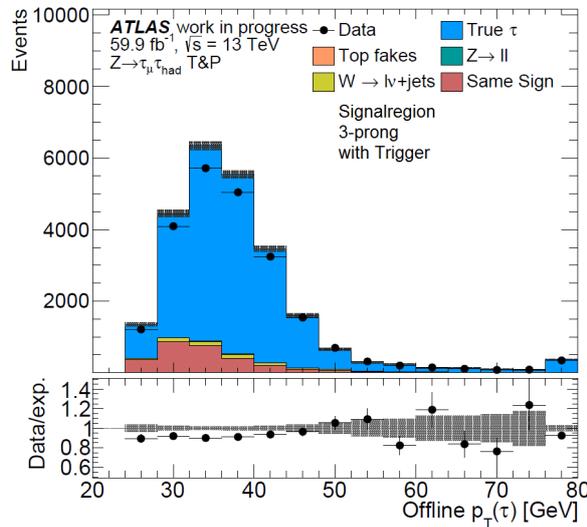
Die Effizienzen und Skalierungsfaktoren für 2017 und 2018 Daten lassen sich analog berechnen. Vergleichen von Abbildung 5.13 mit 5.5 zeigt, dass die Skalierungsfaktoren für eine Spur in den Jahren 2017 und 2018 sehr nahe an 1 geblieben sind. Für 3 Spuren kann jedoch beobachtet werden, dass die Skalierungsfaktoren in Abbildung 5.6 etwas kleiner sind als die in Abbildung 5.14.



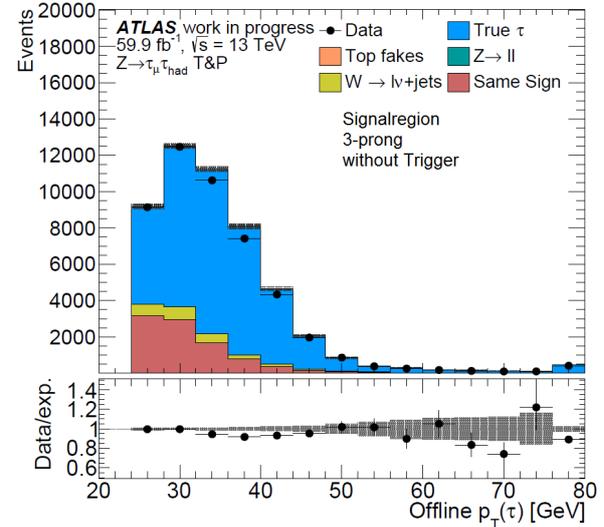
**Abb. 5.1:** Die Ereignisse in der SR mit einer Spur und mit angewandtem Tau-Trigger in Abhängigkeit.



**Abb. 5.2:** Die Ereignisse in der SR mit einer Spur und ohne den Tau-Trigger angewandt.



**Abb. 5.3:** Die Ereignisse in der SR mit drei Spuren und mit angewandtem Tau-Trigger.



**Abb. 5.4:** Die Ereignisse in der SR mit drei Spuren und ohne den Tau-Trigger angewandt.

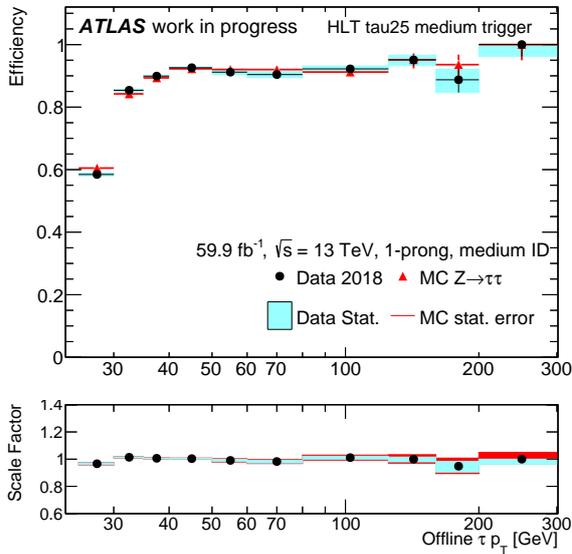


Abb. 5.5: Die Effizienzen für Daten und MC-Simulation für Ereignisse mit einer Spur.

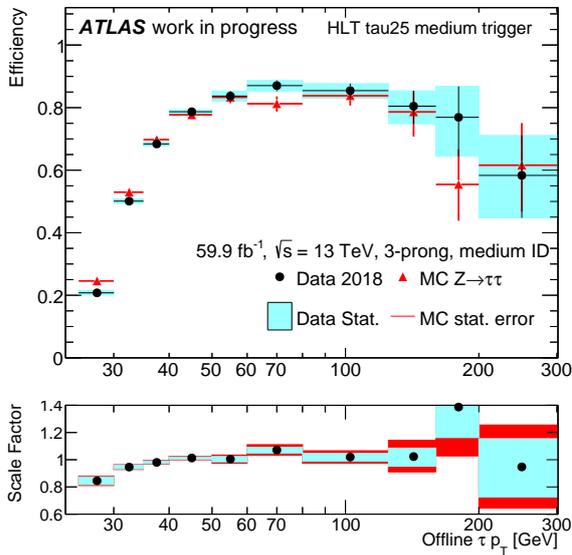


Abb. 5.6: Die Effizienzen für Daten und MC-Simulation für Ereignisse mit drei Spuren.

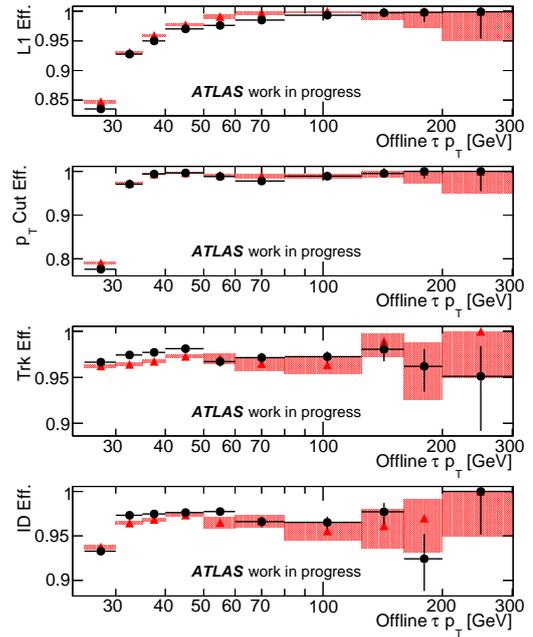


Abb. 5.7: Abbildung 5.5 aufgeteilt in die unterschiedlichen Schritte des Tau-Triggers.

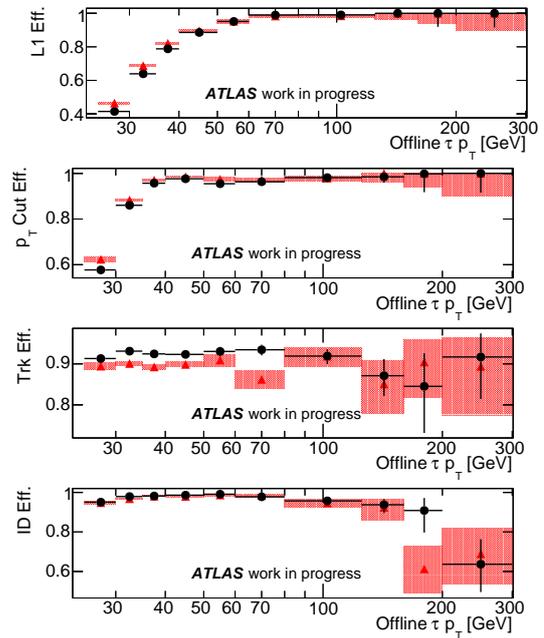


Abb. 5.8: Abbildung 5.6 aufgeteilt in die unterschiedlichen Schritte des Tau-Triggers.

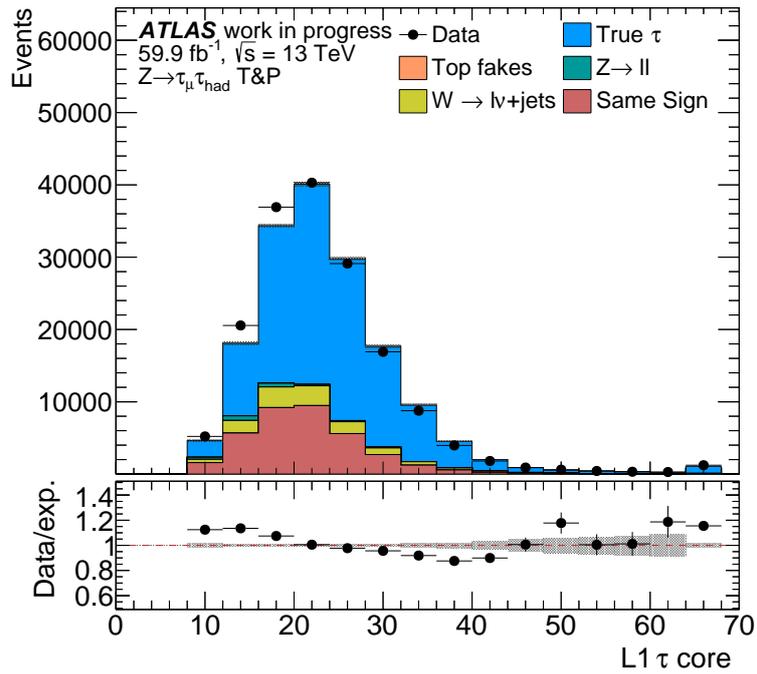


Abb. 5.9: Die Modellierung der L1 Variable  $\tau_{\text{core}}$  für Taus mit einer Spur.

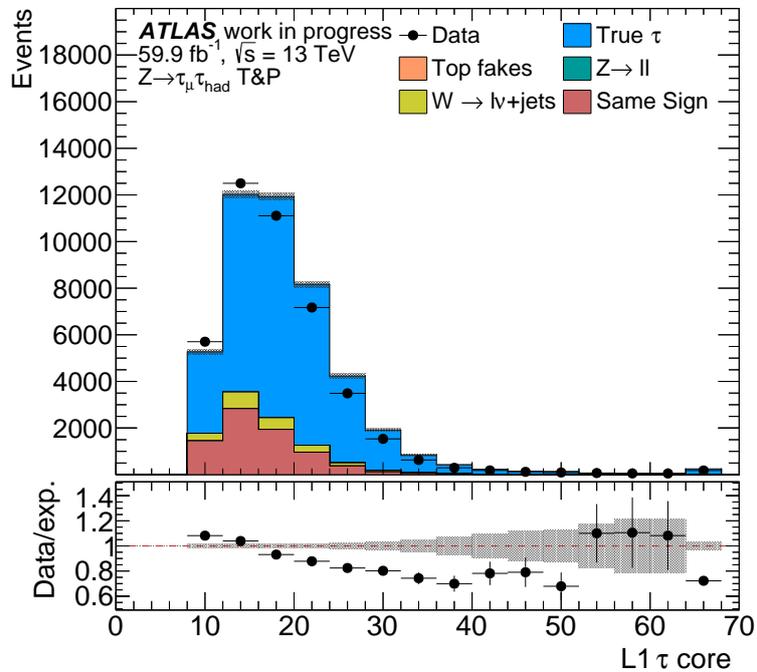


Abb. 5.10: Die Modellierung der L1 Variable  $\tau_{\text{core}}$  für Taus mit drei Spuren.

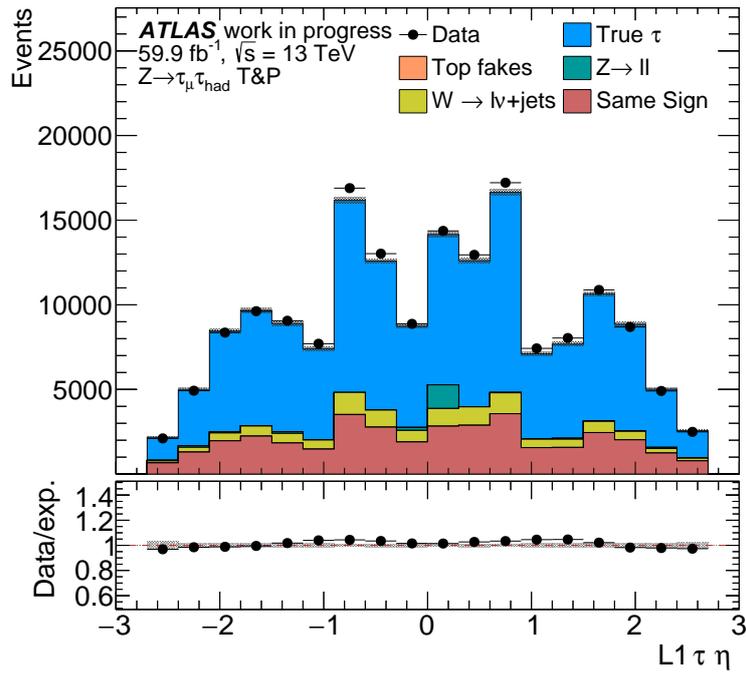


Abb. 5.11: Die Modellierung der L1 Variable  $\tau_\eta$  für Taus mit einer Spur.

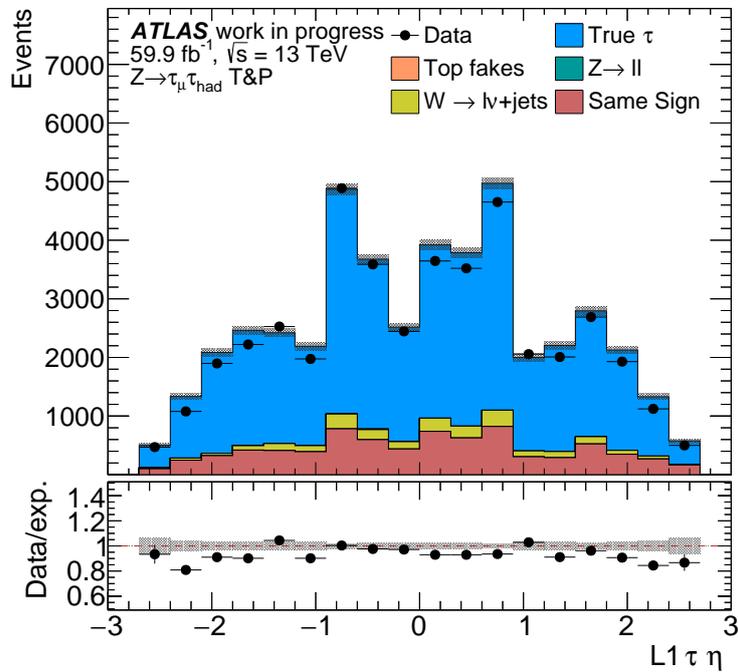


Abb. 5.12: Die Modellierung der L1 Variable  $\tau_\eta$  für Taus mit drei Spuren.

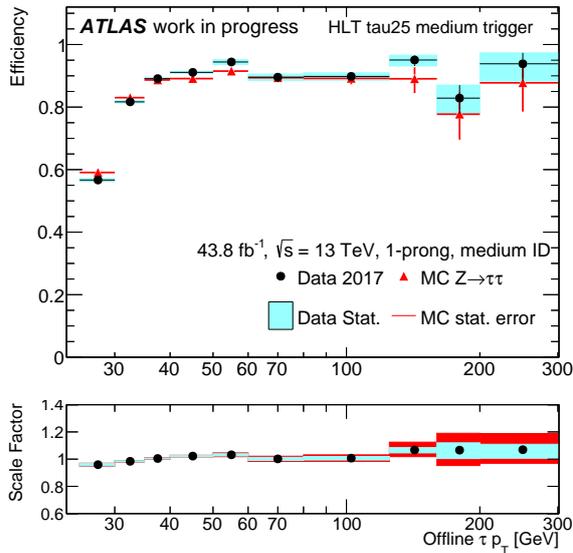


Abb. 5.13: Die Effizienzen für Daten und MC-Simulation für Ereignisse mit einer Spur.

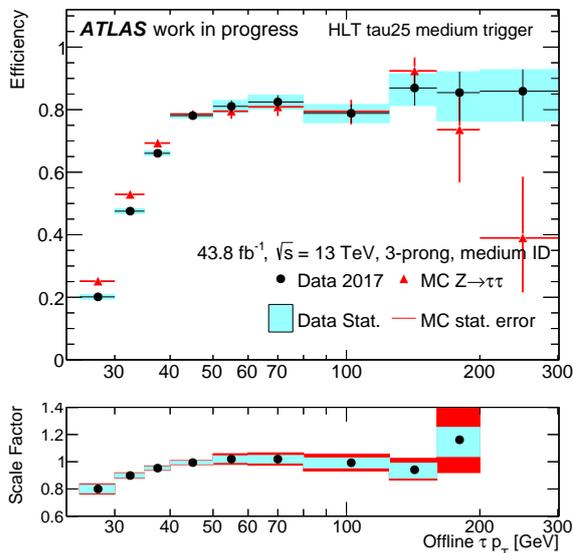
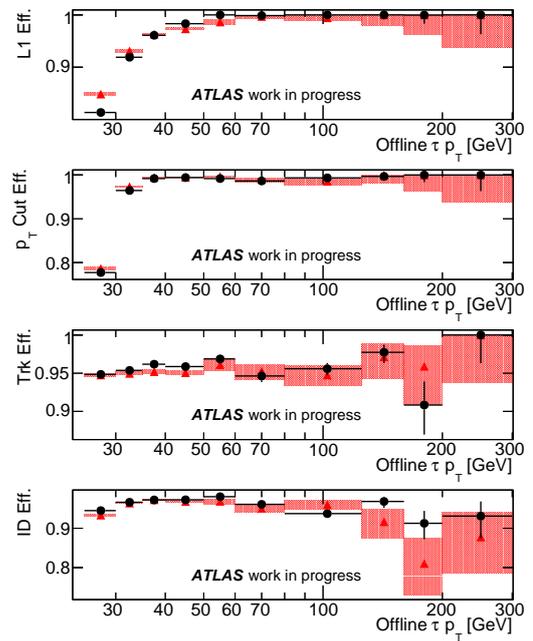
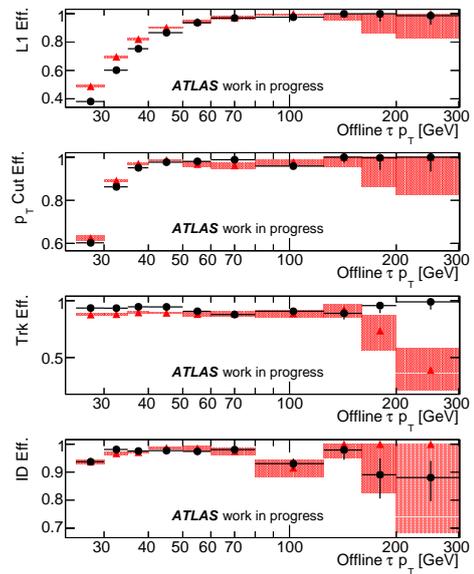


Abb. 5.14: Die Effizienzen für Daten und MC-Simulation für Ereignisse mit drei Spuren.





## 6 Zusammenfassung

Es wurde die Tag-and-Probe Methode für  $Z \rightarrow \tau\tau$  genutzt um die Effizienzen und Skalenfaktoren des "tau25\_medium"-Trigger in Abhängigkeit von  $p_T$  und Pileup zu bestimmen. Dabei hat sich herausgestellt, dass die Skalenfaktoren für die Ereignisse mit drei Spuren deutlich stärker von 1 abweichen als die Skalenfaktoren für Ereignisse mit einer Spur. Die Ursache dafür konnte zurückverfolgt werden auf den L1-Trigger und die Modellierung der L1-Variablen.

Der Vergleich zwischen den Jahren 2017 und 2018 hat gezeigt, dass die Skalierungsfaktoren für Ereignisse mit 3 Spuren minimal kleiner geworden sind und für eine Spur weiterhin sehr nahe an 1 sind. Die berechneten Skalierungsfaktoren können zukünftig mit SFs aus anderen Kanälen statistisch kombiniert werden.



# Literaturverzeichnis

- [1] C. Berger, *Elementarteilchenphysik - Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten*. Springer DE, Berlin, 2014.
- [2] *Standard Model of Particle Physics*, 27. August 2010, veröffentlicht unter der Creative Commons Attribution 3.0 Unported Lizenz
- [3] Atlas, Cms Collaborations, *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, Phys. Rev. Lett. **114**, 191803 (2015)
- [4] LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties: Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group*, CERN-2013-004, Genf (2013)
- [5] K. A. Olive, et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C38**, 090001 (2014)
- [6] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons (1984)
- [7] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**:508–509, (1964)
- [8] D. J. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Wiley-VCH (2008)
- [9] *Mecanismo de Higgs PH*, 12. Januar 2007, veröffentlicht unter der Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported Lizenz
- [10] M. L. Perl, et al., *Evidence for Anomalous Lepton Production in  $e^+e^-$  Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1489 (1975)
- [11] The ATLAS Collaboration et al, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST3 S08003 (2008)

- [12] *CERN accelerator complex*, November 2013, veröffentlicht unter der Creative Commons Attribution 3.0 Unported Lizenz
- [13] The ATLAS Collaboration, *Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector*, JHEP **04** (2015) 117
- [14] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Tau Trigger in Run 2*, ATLAS-CONF-2017-061 (2017)
- [15] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the tau lepton reconstruction and identification performance in the ATLAS experiment using pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, ATLAS-CONF-2017-029 (2017)
- [16] Atlas Experiment - Public Results, December 2015, *ePerformance plots for LHCC 2015*

# Danksagung

Das Arbeiten mit den Leuten am II. physikalischen Institut war eine wertvolle Erfahrung. Ich hatte eine spannende Zeit und habe viele interessante Dinge über das wissenschaftliche Arbeiten gelernt.

Ich möchte insbesondere Prof. Dr. Stan Lai dafür danken, dass er mir die Chance gegeben hat in seiner Arbeitsgruppe meine Bachelorarbeit zu schreiben. Die wöchentlichen Gespräche und Gruppentreffen waren sehr aufschlussreich und haben mir geholfen einen guten Einblick in Tätigkeiten der Arbeitsgruppe zu bekommen.

Außerdem möchte ich mich sehr bei meinen Betreuern Serhat Oerdek und Kieran Amos bedanken. Sie hatten immer Zeit für meine Fragen und haben sehr viel Geduld mit mir gezeigt. Serhat hat es geschafft, so gut wie jede Fehlermeldung bei der ich mir nicht mehr weiter helfen konnte, innerhalb kürzester Zeit zu lösen.

Großer Dank geht auch an meine Eltern und meine Schwester, auf die ich mich jederzeit verlassen kann wenn es mir nicht so gut geht. Ohne das Wissen euch im Rücken zu haben wäre ich nicht so weit gekommen.

Zuletzt möchte ich mich noch bei meinen Freunden bedanken, die es immer schaffen mich aufzumuntern wenn es mir mal nicht so gut geht.

Vielen Dank euch allen!

**Erklärung**

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 24. Oktober 2019

(Richard Schröter)