

TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DRESDEN

---

# Optimierte Erkennung von hadronischen Tau-Zerfällen mit dem verbesserten ATLAS-Kalorimetertrigger

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

vorgelegt von

Juliane Volkmer  
geboren am 06.05.1995 in Radebeul

Institut für Kern- und Teilchenphysik  
Fachrichtung Physik  
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften  
Technische Universität Dresden  
2016

Eingereicht am 6. Juni 2016

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

## **Zusammenfassung**

Im Rahmen des Phase-I-Upgrades des LHC im Jahre 2018 soll unter anderem auch das Trigger-System des ATLAS-Detektors verbessert werden. Speziell ist geplant, dass der Trigger die ihm zur Verfügung gestellten Daten des Detektors in höherer Auflösung erhält. Wie das zur Unterscheidung des Triggers zwischen Taus und hadronischem Untergrund genutzt werden kann, wurde bereits untersucht. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich damit, welche zusätzlichen Einflüsse verschiedene Filteralgorithmen zur Rekonstruktion der im Detektor deponierten Energien auf diese Unterscheidung haben.

## **Abstract**

In the course of the Phase-I-Upgrade of the LHC in 2018, amongst others the ATLAS-detector's trigger system shall be improved. In particular it is planned, to provide the detector's data to the trigger in higher resolution. In which way this can be used for the trigger's discrimination between taus and hadronic underground already has been researched. This thesis deals with additional influences at this discrimination through the usage of different filter algorithmes for the reconstruction of the energies deposited in the detector.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	2
2.2	Der Large Hadron Collider . . . . .	4
2.3	Der ATLAS-Detektor . . . . .	5
2.3.1	Allgemeines . . . . .	5
2.3.2	Das Trigger-System . . . . .	6
2.3.3	Das Kalorimeter-System . . . . .	7
2.3.4	Energierückrekonstruktion mit Hilfe verschiedener Filter . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Erkennung hadronischer Tau-Zerfälle mit Hilfe verschiedener Filteralgorithmen zur Energierückrekonstruktion</b>	<b>13</b>
3.1	Generelle Vorgehensweise . . . . .	13
3.2	Untersuchung allgemeiner Eigenschaften der Filter sowie der zu unterscheidenden Teilchen . . . . .	17
3.3	Schauerprofilvariablen . . . . .	20
3.3.1	Allgemeines . . . . .	20
3.3.2	Schauerprofilvariable $f_{\text{core}}$ . . . . .	21
3.3.3	Schauerprofilvariable $r_{\text{BarrelTile}}$ . . . . .	26
3.3.4	Schauerprofilvariable $r_{\text{EM}}$ . . . . .	30
3.3.5	Schauerprofilvariable $r_{\text{Tile3Barrel3}}$ . . . . .	34
3.3.6	Schauerprofilvariable $\rho_{\text{oi}}$ . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>42</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>46</b>
A.1	Variablen zur Berechnung der Schauerprofilvariable $f_{\text{core}}$ . . . . .	46
A.2	Variablen zur Berechnung der Schauerprofilvariable $r_{\text{BarrelTile}}$ . . . . .	48
A.3	Variablen zur Berechnung der Schauerprofilvariable $r_{\text{Tile3Barrel3}}$ . . . . .	50
A.4	Variablen zur Berechnung der Schauerprofilvariable $\rho_{\text{oi}}$ . . . . .	52



**Abbildungsverzeichnis**

**54**

**Tabellenverzeichnis**

**56**

**Literaturverzeichnis**

**57**



# 1 Einleitung

Bereits vor über 2 000 Jahren formulierte der griechische Philosoph Demokrit die Idee, dass die uns umgebende Materie aus kleinen, unteilbaren Einheiten, sogenannten Atomen, bestehe [2]. Heute beschäftigt sich die Teilchenphysik mit - nach heutigem Wissensstand - tatsächlich existierenden kleinsten „Materiebausteinen“, den Elementarteilchen, sowie deren Wechselwirkungen. Eine wichtige Rolle zur weiteren Erforschung dieses Gebietes spielt dabei der Teilchenbeschleuniger LHC<sup>1</sup>. Die bei Teilchenkollisionen entstehenden neuen Teilchen werden dort, unter anderem mit Hilfe des ATLAS-Detektors, untersucht, um so neue Erkenntnisse zu gewinnen.

Die Datenmenge, welche pro Sekunde am LHC erzeugt wird, ist vergleichbar mit „der einer Digitalkamera von 70 Megapixeln, die pro Sekunde 40 Millionen Bilder schießt“ [3]. Im Rahmen des für 2018 geplanten Phase-I-Upgrades soll diese Anzahl der pro Sekunde entstehenden Informationen noch weiter erhöht werden. Ziel ist es, auch sehr selten stattfindende Ereignisse untersuchen zu können. Die Datenmenge ist zu groß, um sie vollständig zu speichern und auszuwerten. Deshalb sind die Detektoren am LHC mit Trigger-Systemen ausgestattet, welche die für die Forschung interessanten Informationen aus den Daten selektieren und die Datenmenge dadurch wesentlich reduzieren.

Um der durch das Upgrade entstehenden gesteigerten Datenmenge Herr zu werden, soll auch der Trigger des ATLAS-Detektors verbessert werden. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird anhand von Simulationen untersucht, inwiefern sich mit so einem verbesserten Trigger-System Tau-Leptonen von anderen Teilchen unterscheiden lassen. Speziell geht es in dieser Arbeit darum, wie sich verschiedene Methoden zur Rekonstruktion der im Detektor deponierten Energien auf die Fähigkeit zur Tau-Erkennung des Triggers auswirken.

Ist eine der Methoden besser geeignet als die bisher verwendete? Oder liefert die bisherige Energierekonstruktion schon optimale Ergebnisse bei der Tau-Erkennung? Das soll geklärt werden.

---

<sup>1</sup>Large Hadron Collider

# 2 Grundlagen

## 2.1 Das Standardmodell



Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine Theorie, die sowohl alle bekannten Elementarteilchen als auch drei fundamentale Wechselwirkungen zwischen diesen beschreibt. Bei den Teilchen unterscheidet man zwischen Fermionen mit halbzahligem Spin und Bosonen mit ganzzahligem Spin<sup>1</sup>. Anschaulich werden Fermionen auch als Materieteilchen bezeichnet. Bosonen werden Austauschteilchen genannt, da sie die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen vermitteln.

Man unterscheidet

- die schwache Wechselwirkung, vermittelt durch  $W^+$ -,  $W^-$ - und  $Z$ -Bosonen,
- die elektromagnetische Wechselwirkung, vermittelt durch Photonen, und
- die starke Wechselwirkung mit Gluonen als den zugehörigen Austauschteilchen.

Eine Beschreibung der vierten fundamentalen Wechselwirkung, der Gravitation, liefert das Standardmodell nicht.

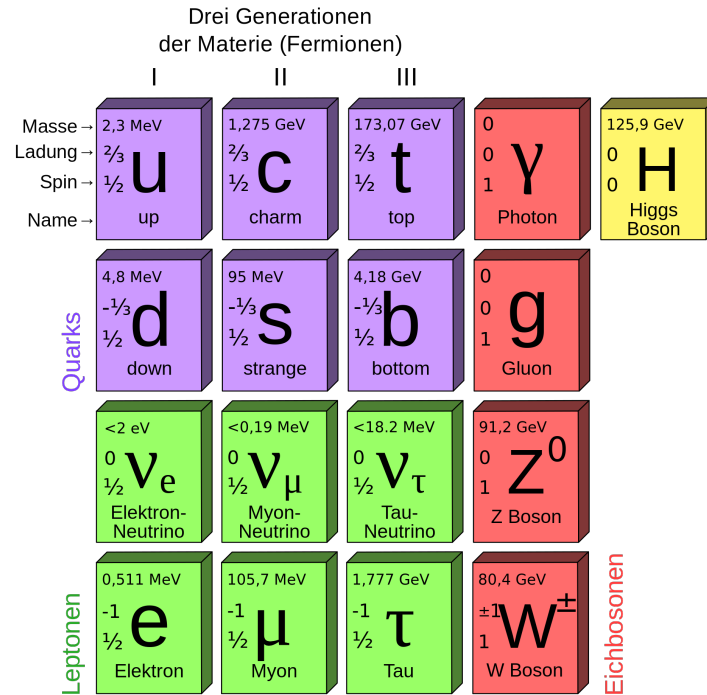
Eine Übersicht der Teilchen des Standardmodells bietet Abbildung 2.1. Wie dort zu sehen ist, unterteilt man die Fermionen einerseits in drei Generationen: Zur ersten Generation gehören mit Elektronen, Elektron-Neutrinos, Up- und Down-Quarks vergleichsweise massereiche Teilchen. Die entsprechenden Teilchen der Generationen zwei und drei ähneln ihren leichten Äquivalenten, sind jedoch schwerer und dadurch kurzlebiger. So besteht die gesamte sichtbare Materie aus Teilchen der ersten Generation.

Andererseits gliedert man die Fermionen danach, über welche der Wechselwirkungen sie interagieren: Neutrinos wechselwirken nur schwach. Elektronen, Myonen und Taus sind elektrisch geladen und interagieren deshalb zusätzlich zur schwachen Wechselwirkung auch elektromagnetisch. Quarks hingegen nehmen an allen drei fundamentalen Wechselwirkungen des Standardmodells teil. Die nicht stark wechselwirkenden Fermionen werden auch unter dem Begriff „Leptonen“ zusammengefasst.

Zu jedem Fermionentyp existiert zusätzlich ein entsprechendes Antifermion. Die Ladungswerte von Antiteilchen haben das entgegengesetzte Vorzeichen von denen der zugehörigen Teilchen. Ansonsten gleichen sich Teilchen und Antiteilchen jedoch.

---

<sup>1</sup>Eigendrehimpuls



**Abbildung 2.1:** Übersicht der Teilchen des Standardmodells [1].

Als Hadronen werden aus Elementarteilchen zusammengesetzte Partikel, wie zum Beispiel Protonen, bezeichnet, die durch die starke Wechselwirkung „zusammengehalten“ werden. Dazu zählen Pionen  $\pi$ , welche sich aus Up- und Down-Quarks bzw. deren Antiteilchen zusammensetzen.

Das Standardmodell beschreibt außerdem ein Higgs-Boson, welches eine Erklärung für die Massen der Elementarteilchen liefert [8].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich insbesondere mit Tau-Leptonen. Diese Elementarteilchen der dritten Generation mit einer elektrischen Ladung von -1 und einer Masse von 1 777 MeV zerfallen sehr schnell. Ihre mittlere Lebensdauer beträgt  $290 \cdot 10^{-15}$  s. Deshalb müssen sie über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Eine Übersicht der häufigsten Zerfallskanäle des Taus bietet Abbildung 2.2.

Das Tau-Lepton ist von Interesse, da unter anderem Higgs-Bosonen über  $H \rightarrow \tau\tau$  in Taus zerfallen und so nachgewiesen werden können. Zusätzlich existieren Theorien außerhalb des Standardmodells, die weitere Teilchen vorhersagen, deren Existenz durch die bei ihrem Zerfall entstehenden Taus bewiesen werden könnte [14, 15].

<b>leptonische Zerfälle</b>	$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$(17,41 \pm 0,04)\%$
	$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$(17,83 \pm 0,04)\%$
<b>hadronische Zerfälle</b>	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(25,52 \pm 0,09)\%$
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	$(10,83 \pm 0,06)\%$
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$(9,80 \pm 0,07)\%$
	$\tau^- \rightarrow \pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$	$(9,30 \pm 0,11)\%$
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(4,62 \pm 0,06)\%$

Abbildung 2.2: Ausgewählte Zerfallskanäle des Tau-Leptons [15].

## 2.2 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider ist der größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger der Welt. Der 27 km lange Ring aus supraleitenden Magneten und Beschleunigungsstrukturen gehört zur Europäischen Organisation für Kernforschung (CERN<sup>2</sup>) und ist seit September 2008 in Betrieb. Er dient der Erzeugung und genauen Untersuchung bekannter und noch unbekannter Elementarteilchen und Materiezustände.

Zwei Strahlen aus Protonen oder schweren geladenen Ionen, welche bereits verschiedene Vorbeschleuniger durchlaufen haben, werden dazu gegenläufig in die zwei Strahlrohre des LHC eingespeist. Dort werden sie weiter beschleunigt. Durch die Magnete werden sie dabei auf ihrer Bahn gehalten. An vier Punkten des LHC kreuzen sich die zwei Strahlen, was zu Kollisionen der Protonen bzw. Ionen mit Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  führt. Mit Hilfe der vier sich an diesen Orten befindlichen Experimente ATLAS<sup>3</sup>, ALICE<sup>4</sup>, CMS<sup>5</sup> und LHCb<sup>6</sup> werden die dabei entstehenden Teilchen detektiert und die entsprechenden Daten ausgewertet.

Die Luminosität<sup>7</sup> des LHC liegt bisher bei  $\mathcal{L} = 0,67 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ . Um jedoch auch sehr seltene Ereignisse ausreichend genau, also mit einer genügend großen Statistik, zu untersuchen, soll die Luminosität weiter erhöht werden. Dies ist im Rahmen des für 2018 gesetzten Phase-I-Upgrades geplant. Danach werden Luminositäten von bis zu  $2,2 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$  erwartet [16, 3].

<sup>2</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>3</sup>ursprünglich für A Toroidal LHC ApparatuS, wird aber nicht mehr als Akronym verwendet

<sup>4</sup>A Large Ion Collider Experiment

<sup>5</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>6</sup>Large Hadron Collider beauty

<sup>7</sup>ein Maß für die Menge der Kollisionen pro Zeit und Fläche

## 2.3 Der ATLAS-Detektor

### 2.3.1 Allgemeines

Eines der vier großen Experimente am LHC ist ATLAS (vgl. Abbildung 2.3). Der 25 m hohe und 44 m lange Detektor ist zwiebelschalenartig um den Kollisionspunkt herum aufgebaut. Der Innere Detektor, welcher der Strahlachse am nächsten liegt, besteht aus supraleitenden Pixel- und Streifendetektoren sowie einem Übergangsstrahlungsdetektor. Er dient der Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen und der Bestimmung der zugehörigen Impulse.

Um den Inneren Detektor ist ein Kalorimeter-System angeordnet. In Kapitel 2.3.3 wird auf diese Kombination aus elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter, welche für den Nachweis elektromagnetisch bzw. stark wechselwirkender Teilchen genutzt wird, näher eingegangen.

Die Myon-Detektoren bilden den äußersten Teil des Experimentes. Wie der Name schon sagt, dienen diese drei Schichten aus hoch präzisen Spurkammern dem Nachweis von Myonen.

Zur Impulsmessung ist der gesamte Aufbau außerdem von einem Magnetfeld durchsetzt, welches durch insgesamt vier Spulen erzeugt wird. So beträgt die magnetische Flussdichte im äußeren Bereich des Detektors ca. 0,5 T und im Inneren Detektor sogar 2 T.

Auch ein Trigger-System ist Teil des Experimentes. Dieses ist in Kapitel 2.3.2 näher beschrieben.

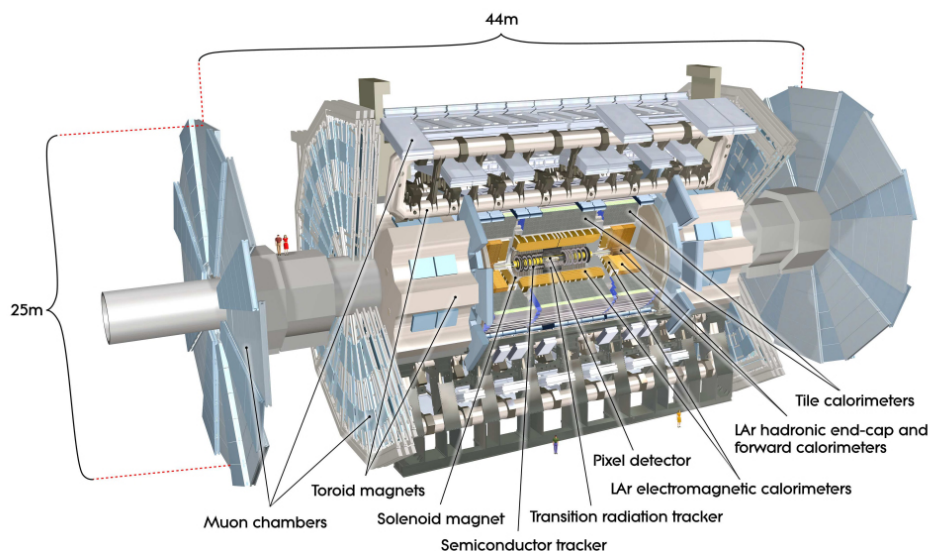


Abbildung 2.3: Aufbau des ATLAS-Detektors [4].

Wissenschaftliche Ziele des ATLAS-Detektors sind Präzisionsmessungen von Parametern des Standardmodells, die Untersuchung des Higgs-Mechanismus sowie die Suche nach einer Physik jenseits des Standardmodells [4].

Für Ortsangaben im ATLAS-Detektor kann ein kartesisches Koordinatensystem definiert werden: Die  $z$ -Achse entspricht der Strahlachse.  $x$ - und  $y$ -Achse liegen entsprechend senkrecht dazu, wobei die  $x$ -Achse in Richtung des Mittelpunktes des LHC zeigt. Häufiger wird jedoch ein Koordinatensystem aus Pseudorapidität  $\eta$  und Azimutalwinkel  $\Phi$  verwendet.  $\Phi$  ist dabei der Winkel in der Ebene senkrecht zur Strahlachse, gemessen ausgehend von der  $x$ -Achse.  $\eta$  ist folgendermaßen definiert:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right). \quad (2.1)$$

$\theta$  ist dabei der Winkel in der  $y$ - $z$ -Ebene, gemessen ausgehend von der Strahlachse. In Tabelle 2.1 sind zur Veranschaulichung einige Beispielwerte für  $\theta$  und das entsprechende  $\eta$  dargestellt.

**Tabelle 2.1:** Beispielwerte für  $\theta$  und  $\eta$ .

$\theta$	$90^\circ$	$70^\circ$	$45^\circ$	$10^\circ$	$5^\circ$	$0^\circ$
$\eta$	0	0,36	0,88	2,44	3,13	$\infty$

Über  $\theta$  und  $\eta$  wird außerdem der Abstand zwischen zwei Punkten im Detektor als

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\theta)^2} \quad (2.2)$$

definiert.

Im Folgenden werden Angaben der Form  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,1 \times 0,3$  der Einfachheit halber nur noch als  $0,1 \times 0,3$  geschrieben.

Häufig wird außerdem mit der transversalen Energie gearbeitet, welche in Anlehnung an den transversalen Impuls über folgende Gleichung definiert ist:

$$E_T = E \cdot \sin(\theta). \quad (2.3)$$

### 2.3.2 Das Trigger-System

Das Trigger-System wird benötigt, um aus der riesigen bei einer Kollision entstandenen Datenmenge interessante Ereignisse auszuwählen, deren Daten dann gespeichert werden können. Der Trigger arbeitet in drei Stufen: dem Level-1-Trigger, dem Level-2-Trigger und dem Eventfilter, wobei jede Stufe die Menge der vom vorherigen Level akzeptierten Daten weiter reduziert.



Der Level-1-Trigger soll innerhalb eines Zeitrahmens von  $2\ \mu\text{s}$  die Datenrate um den Faktor 400 reduzieren. Dazu stehen ihm Daten verminderter Genauigkeit des Myondetektors und der Kalorimeter zur Verfügung. Er ist unterteilt in den Trigger des Kalorimeters und den Myontrigger. Hardwaremäßig realisiert wird dies alles hauptsächlich durch ASICs<sup>8</sup> und FPGAs<sup>9</sup>.

Mit Hilfe des Level-2-Triggers soll die Datenrate wiederum um den Faktor 100 reduziert werden. Dazu erhält er Daten der vom Level-1-Trigger als interessant eingestuften Regionen in voller Auflösung.

Der Eventfilter schließlich reduziert die Datenrate um einen weiteren Faktor 10 auf eine Höchststrate von 100 Hz. Ihm stehen die kompletten am Detektor vorhandenen Informationen zur Verfügung, sodass er die Ereignisse vollständig rekonstruieren kann [12].

### 2.3.3 Das Kalorimeter-System

Einen Eindruck von der Struktur des ATLAS-Kalorimeter-Systems gewährt Abbildung 2.4. Grob unterteilen lässt es sich in das elektromagnetische Flüssig-Argon-Kalorimeter<sup>10</sup> und das hadronische Kalorimeter. Das elektromagnetische LAr-Kalorimeter wiederum ist unterteilt in Barrel- und Endkappenkalorimeter. Das hadronische Kalorimeter setzt sich zusammen aus dem Tile-Kalorimeter, Endkappenkalorimetern und dem LAr-Vorwärtskalorimeter. Während der Barrel mit seiner hohen Auflösung optimal für Präzisionsmessungen von Elektronen und Photonen geeignet ist, sorgen die restlichen weniger feingliedrigen Teile dafür, dass auch strahlachsennahe Teilchen detektiert und Jets<sup>11</sup> rekonstruiert werden können [4].

Sowohl das elektromagnetische als auch das hadronische Kalorimeter sind Sampling-Kalorimeter. Sie sind also aus sich abwechselnden Schichten von Absorber- und Nachweissmaterial aufgebaut. Trifft ein hochenergetisches Teilchen auf das Absorbermedium, entstehen Schauer von Sekundärteilchen. Diese Sekundärteilchen wiederum ionisieren das aktive Medium in der Nachweisschicht. Die so entstandenen Elektronen driften zu den in der Nachweisschicht angeordneten Elektroden. Der Strom, der dabei gemessen werden kann, wird genutzt, um die deponierte Energie zu rekonstruieren (vgl. Kapitel 2.3.4) [15].

Das aktive Medium des elektromagnetischen Kalorimeters ist flüssiges Argon, das verwendete Absorbermaterial Blei. Um möglichst den gesamten Raumwinkel abzudecken, sind die Elektroden akkordeonbalgförmig angeordnet. Zu sehen ist dies in Abbildung 2.5.

---

<sup>8</sup>Application Specific Integrated Circuits

<sup>9</sup>Field Programmable Gate Arrays

<sup>10</sup>häufig auch LAr-Kalorimeter mit LAr für Liquid Argon

<sup>11</sup>Teilchen-Schauer, welche hauptsächlich im Rahmen des Confinements, dem Phänomen, dass Teilchen mit einer starker Ladung nicht isoliert auftreten können, und dem damit verbundenen Hadronisieren von Quarks entstehen

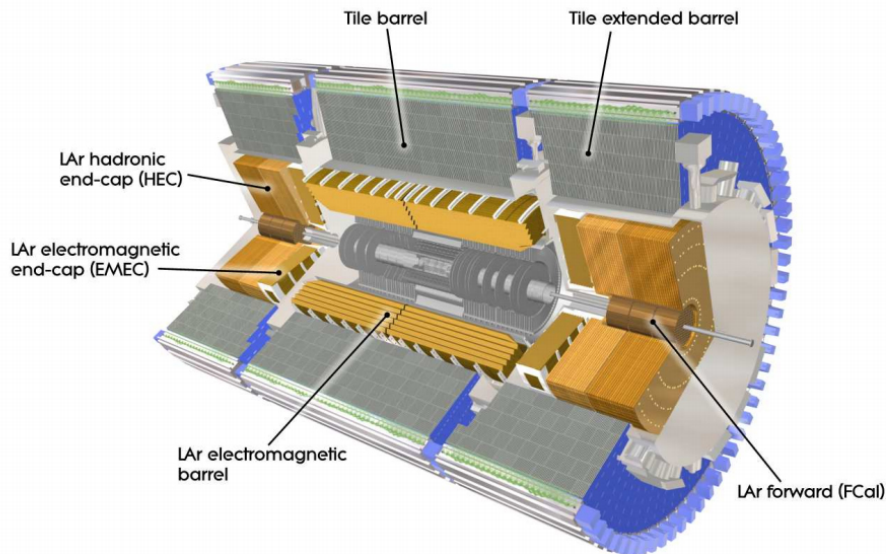


Abbildung 2.4: Struktur des Kalorimeter-Systems [4].

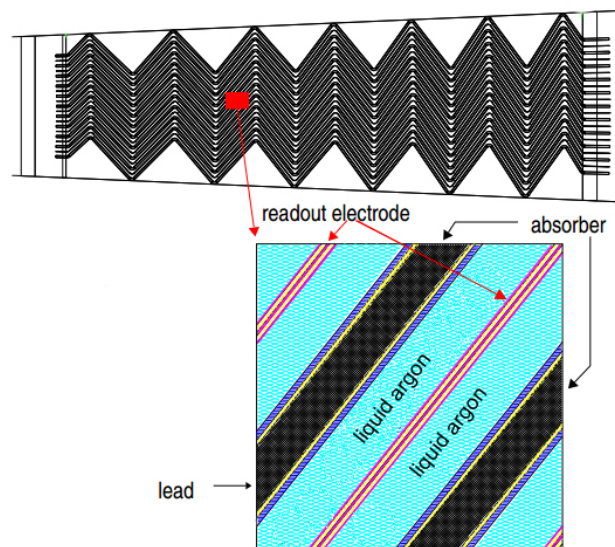


Abbildung 2.5: Akkordeonbalgförmige Anordnung der Elektroden sowie schichtweiser Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters [5].

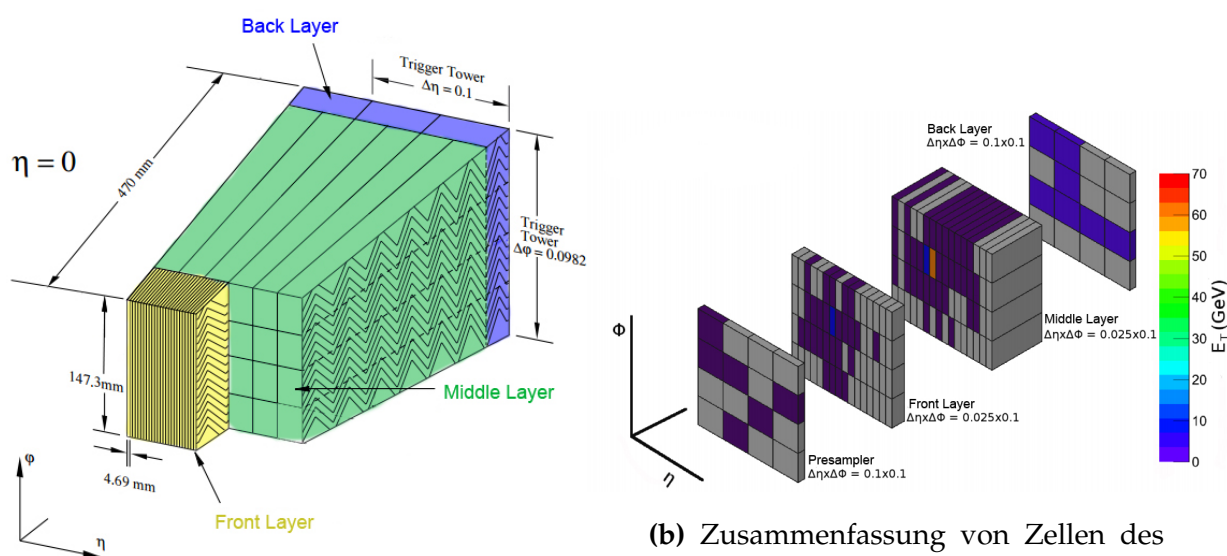
Das Barrel-Kalorimeter untergliedert sich außerdem in vier Schichten<sup>12</sup>: den Presampler sowie die Front-, Middle- und Back-Layer (vgl. Abbildung 2.6 a). Diese einzelnen Layer erreichen unterschiedliche Auflösungen. So messen die Zellen, in die die Schichten unterteilt sind,  $0,025 \times 0,1$  im Presampler,  $0,003125 \times 0,1$  im Front-Layer,  $0,025 \times 0,025$  im Middle-Layer und  $0,05 \times 0,025$  im Back-Layer.

Wie schon in Kapitel 2.3.2 erwähnt, erhält der Level-1-Trigger die Daten der Kalorimeter nicht in voller Auflösung. Stattdessen werden immer mehrere Zellen aus allen Layern zu

<sup>12</sup>auch Layer

Trigger Tower der Ausdehnung  $0,1 \times 0,1$  zusammengefasst, deren Informationen dann nur als Ganzes dem Level-1-Trigger zugänglich gemacht werden.

Im Rahmen des Phase-I-Upgrades soll sich dies ändern. Um der erhöhten Luminosität und somit auch der größeren Datenmenge gerecht zu werden, muss das Trigger-System noch effizienter arbeiten. Dafür sollen dem Level-1-Trigger unter anderem Daten mit höherer Auflösung zur Verfügung gestellt werden. Die Zellen der Layer werden dann nicht mehr zu Trigger Tower sondern zu kleineren Superzellen zusammengefasst (vgl. Abbildung 2.6 b). Diese Superzellen messen  $0,1 \times 0,1$  im Presampler,  $0,025 \times 0,1$  im Front-Layer,  $0,025 \times 0,1$  im Middle-Layer und  $0,1 \times 0,1$  im Back-Layer.



(a) Zusammensetzung des Barrel-Kalorimeters aus verschiedenen Schichten verschiedener Granularitäten sowie Aufbau der Tile Tower (vor dem Phase-I-Upgrade).

(b) Zusammenfassung von Zellen des Barrel-Kalorimeters zu Superzellen (nach dem Phase-I-Upgrade) [16].

**Abbildung 2.6:** Zusammensetzung des Barrel-Kalorimeters aus Zellen und Schichten sowie Zusammenfassung von Zellen vor und nach dem Phase-I-Upgrade.

Beim hadronischen Kalorimeter werden Szintillator-Platten als aktives Medium und Stahl als Absorbermedium verwendet. Die Tile-Trigger Tower, deren Daten vor wie nach dem Phase-I-Upgrade an den Level-1-Trigger übermittelt werden, sind  $0,1 \times 0,1$  groß [16, 4].

## 2.3.4 Energierekonstruktion mit Hilfe verschiedener Filter

Wie bereits in Kapitel 2.3.3 erwähnt, erzeugen hochenergetische Teilchen, die auf das LAr-Kalorimeter treffen, einen Strom von Elektronen im flüssigen Argon. Dieser Strom wird gemessen und zur Rekonstruktion der im Detektor deponierten Energie genutzt.

Aufgrund des Driftverhaltens der Elektronen und Ionen hat das Signal eine Dreiecksform (vgl. Abbildung 2.7). Die Amplitude des Pulses ist proportional zur deponierten transversalen Energie. Um daraus den entsprechende absoluten Wert der Energie zu bestimmen, die zur Triggerentscheidung genutzt werden kann, durchläuft das Signal verschiedene Verarbeitungsschritte: Es wird unter anderem verstärkt und durch Hoch- und Tiefpässe umgeformt, die Informationen der einzelnen Zellen werden zu Superzellen aufsummiert und das Signal wird digitalisiert. Das so erhaltene Signal ist vergleichbar mit dem in Abbildung 2.7 rot dargestellten.

Um hieraus endgültig die Energie zu rekonstruieren, können verschiedene Algorithmen verwendet werden, sogenannte Filter.

Der Optimalfilter ist der zur Zeit am Detektor verwendete Filter. Er ist darauf ausgelegt, das Rausch-Signal-Verhältnis zu optimieren. Beispiele für die Veränderung eines Signals durch diesen Filtertyp sind in Abbildung 2.8 a zu sehen: Das rote Signal wird zu dem blauen umgeformt.

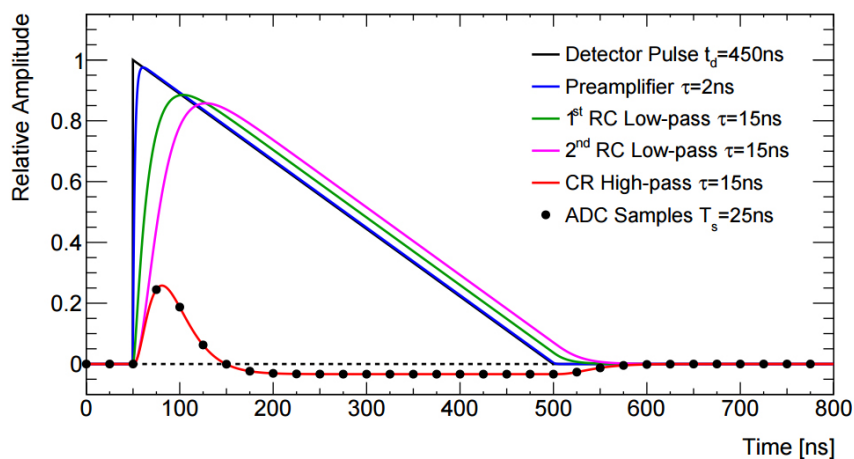
Der Optimalfilter wird in Verbindung mit einem Maximumfinder genutzt. Dieser bestimmt das Maximum des Optimalfilter-Signals und gibt dann einen einzelnen Peak genau dieser Höhe aus (vgl. Abbildung 2.8 a). Dieser Peak ist das Ausgangssignal; er steht für die rekonstruierte Energie.

Ein weiterer Filtertyp ist der Wiener Filter. Dieser ist besonders geeignet, um die Abweichung zwischen dem gewünschten und dem realen Ausgabesignal zu minimieren. Das Signal, welches er erzeugt, besteht im Allgemeinen aus einem einzelnen Peak oder diesem Peak und ein oder zwei zusätzlichen halb so hohen Peaks. Diese Zusatzpeaks werden von verschiedenen erweiternden Algorithmen des Wiener Filters genutzt.

So kann der Wiener Filter zum Beispiel ebenfalls mit einem Maximumfinder verwendet werden. Der Wiener Filter gibt dafür ein Signal aus zwei kleinen und einem großen Peak in deren Mitte aus. Der Maximumfinder bestimmt den größten Peak als das Maximum und erzeugt ein entsprechendes Signal (vgl. Abbildung 2.8 b).

Für den Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur ist der Filter so konfiguriert, dass er einen Peak und einen darauf folgenden halb so hohen Peak ausgibt (vgl. Abbildung 2.8 c). Der Algorithmus für die Vorwärtskorrektur verarbeitet nun sowohl die Form der eigentlichen Peaks als auch das darauf folgende Unterschwingen. So wird erreicht, dass auch Energien aus Ereignissen, die in kurzem zeitlichen Abstand im Detektor stattfinden, trotz Unterschwingens möglichst korrekt rekonstruiert werden.

Beim Wiener Filter mit Thresholder (vgl. Abbildung 2.8 d) schließlich erzeugt der eigentliche Filter einen Einzelpeak. Der Thresholder gibt diesen Peak aus, falls die Höhe des Peaks einen bestimmten Schwellwert überschreitet. Je nachdem, wie dieser Schwellwert gewählt wird, können verschiedene Probleme auftreten: Ist der Schwellwert zu niedrig, wird auch Rauschen als Signal gewertet. Ist der Wert jedoch zu hoch gewählt, kann es passieren,

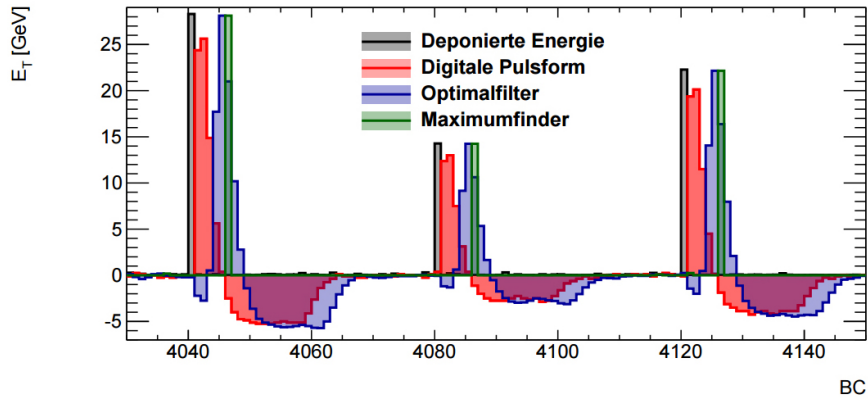


**Abbildung 2.7:** Pulsformen des Signals direkt aus dem LAr-Kalorimeters (schwarz) und nach einigen Umformungen (rot); die restlichen Kurven stellen Zwischenstadien der Umformung dar [11].

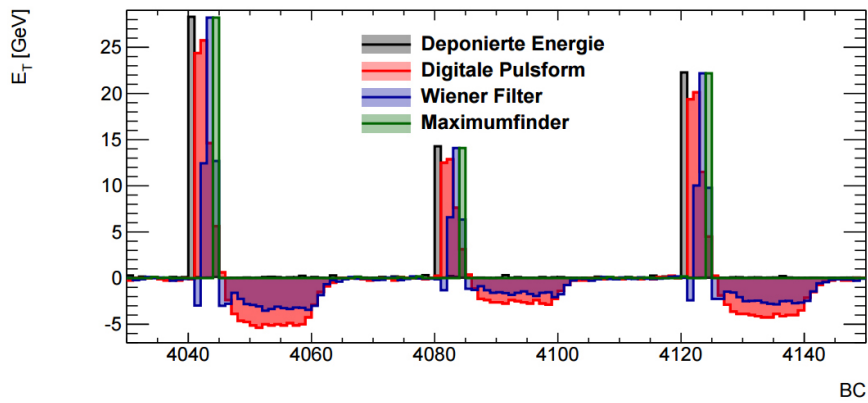
dass eigentlich vorhandene Signale nicht als solche erkannt werden und somit für die Datenauswertung verloren gehen [11].

In den Diagrammlegenden dieser Arbeit werden folgende Abkürzungen für die Filter verwendet:

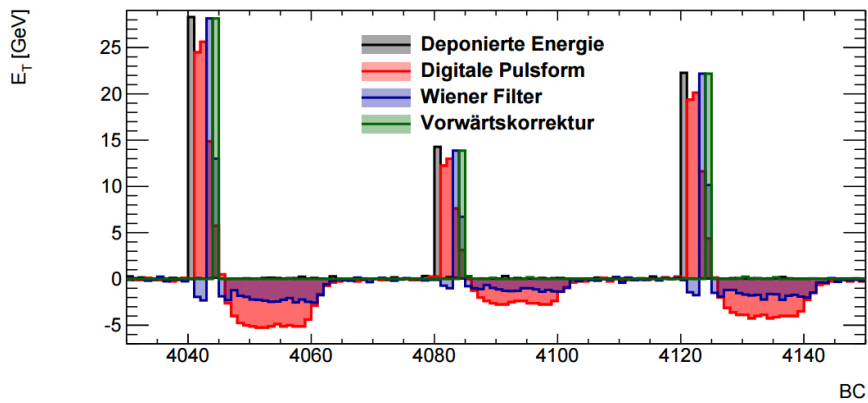
- of\_max für den Optimalfilter mit Maximumfinder,
- wf\_max für den Wiener Filter mit Maximumfinder,
- wffc für den Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur und
- wf\_threshold für den Wiener Filter mit Threshold.



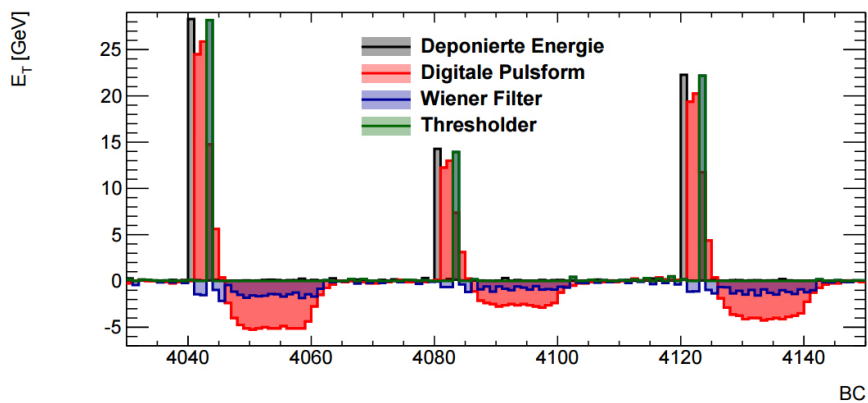
(a) Pulsumformung durch den Optimalfilter mit Maximumfinder.



(b) Pulsumformung durch den Wiener Filter mit Maximumfinder.



(c) Pulsumformung durch den Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur.



(d) Pulsumformung durch den Wiener Filter mit Threshold.

**Abbildung 2.8:** Pulsumformung durch die verschiedenen Filter [11].

# 3 Erkennung hadronischer Tau-Zerfälle mit Hilfe verschiedener Filteralgorithmen zur Energierekonstruktion

## 3.1 Generelle Vorgehensweise

In dieser Arbeit geht es darum, die Erkennung von hadronisch zerfallenen Tau-Leptonen mit Hilfe des verbesserten ATLAS-Kalorimetertriggers auf Level-1-Ebene zu untersuchen. Das besondere Augenmerk soll dabei darauf liegen, welche Auswirkungen die Nutzung verschiedener Filteralgorithmen hat. Ziel ist es zu erkennen, ob sich bestimmte Filter besser eignen, Taus von Elektronen und vor allem Jets zu unterscheiden.

Wenn man Teilchen identifizieren möchte, muss man sich besonders mit Strukturen beschäftigen, die den gesuchten Teilchen ähnliche Signaturen im Detektor erzeugen. Schließlich sind diese am kompliziertesten von den eigentlich gesuchten Teilchen zu unterscheiden. Für die Taus sind das zum einen Elektronen und zum anderen hadronische Untergrund-Jets. Im Folgenden werden diese hadronischen Untergrundjets der Einfachheit halber als „Jets“ und die beim Zerfall von Taus entstandenen hadronischen Jets als „Taus“ bezeichnet. Um vergleichen zu können, wie Elektronen, Jets und Taus im Detektor „aussehen“, stehen simulierte Datensätze dieser Teilchen zur Verfügung. Diese werden folgendermaßen erzeugt:

Mit Hilfe eines Monte Carlo Eventgenerators werden Dateien hergestellt, welche Informationen über einzelne, theoretisch im Detektor mögliche, Taus, Jets bzw. Elektronen enthalten. Konkret werden sowohl Daten zu Taus geliefert, welche bei einem  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignis mit  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  entstehen könnten, als auch zu welchen, die nach einem Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau$  mit  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  möglich wären. So ist eine breite Energieverteilung der untersuchten Taus gegeben. Die Jet-Dateien gehören zu simulierten Proton-Proton-Kollisionen mit jeweils zwei entstandenen Jets, von denen der energiereichere einen transversalen Impuls zwischen 20 GeV und 80 GeV hat. Diese Jet-Dateien wurden gewählt, um Energien zu erhalten, die denen der Taus ähneln. Für die Erzeugung der Elektron-Dateien schließlich wurde eine Par-



tikelkanone verwendet. Die simulierten Elektronen besitzen transversale Impulse zwischen 20 GeV und 50 GeV.

Aus den so erzeugten Datensätzen werden anschließend mittels GEANT4<sup>1</sup> und einem detaillierten Modell des ATLAS-Detektors die zugehörigen im Detektor deponierten Energien simuliert. Im Rahmen dessen werden außerdem zu Taus oder Jets gehörige in Zellen deponierte Energien mittels des Anti- $k_t$ -Algorithmus mit dem Parameter  $R = 0,4$ , welcher in [9] näher erläutert ist, als zusammengehörig gekennzeichnet und als Anti- $k_t(4)$ -truth-Jet gespeichert. AREUS<sup>2</sup> ermittelt daraus für das Barrel-Kalorimeter im Bereich  $|\eta| < 1,3$  die entsprechenden rekonstruierten Energien. Für jeden der vier Filteralgorithmen wird dabei eine gesonderte Datei erzeugt. In diesen Dateien sind zusätzlich zu den Informationen über rekonstruierte Energien im Barrel-Kalorimeter auch Daten zum Tile-Kalorimeter vorhanden. Da dieses nicht zum LAr-Kalorimeter gehört, werden hier jedoch nicht die gleichen Filteralgorithmen angewendet. Stattdessen werden die durch GEANT4 berechneten deponierten Energien für das Tile-Kalorimeter durch AREUS nur mit Rauschen überlagert.

Die nun vorhandenen Dateien durchlaufen noch ein zusätzliches Programm, welches aus den Tau-Jets die hadronischen auswählt. Tritt unter den Zerfallsprodukten eines Taus kein Lepton auf, werden alle Anti- $k_t(4)$ -truth-Jets mit einem maximalen Abstand zum Tau von  $\Delta R = 0,2$  als bei hadronischen Tau-Zerfällen entstanden klassifiziert [15].

Dem Level-1-Trigger des Kalorimeters stehen für seine Triggerentscheidung ausschließlich die für jede Superzelle und jeden Tile Tower rekonstruierte Energie zur Verfügung. Mit Hilfe von aus diesen Energien berechenbarer Parameter, die möglichst weit auseinanderliegende Werte für Taus bzw. Jets und Elektronen annehmen, sollen Taus vom Untergrund getrennt werden. Da dies auf FPGAs bzw. ASICs implementiert werden soll und außerdem sehr schnell stattfinden muss, ist es notwendig, die zugehörigen Rechenoperationen möglichst einfach zu halten.

Entsprechende Variablen wurden bereits in [15] ausführlich auf ihre Trennkraft hin untersucht; allerdings wurden dort ausschließlich vom Optimalfilter mit Maximumfinder rekonstruierte Energien betrachtet.

Um solche Variablen auch für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Filter aus den Tau-, Jet- und Elektron-Dateien zu berechnen, werden zunächst alle Anti- $k_t(4)$ -truth-Jets und alle Elektronen mit einem transversalen Impuls kleiner als 20 GeV aussortiert. Die schon in [15] genutzten Variablen beziehen sich alle auf die energiereichsten Superzellen bzw. den energiereichsten Tile Tower innerhalb der Anti- $k_t(4)$ -truth-Jets bzw. Elektronen-Schauer. Diese müssen also noch bestimmt werden.

Dazu wird in einem Bereich von  $0,4 \times 0,4$  um die jeweiligen Achsen der Anti- $k_t(4)$ -truth-Jets bzw. Elektronen in jedem Layer und im Tile-Kalorimeter jeweils nach Zellen gesucht, für

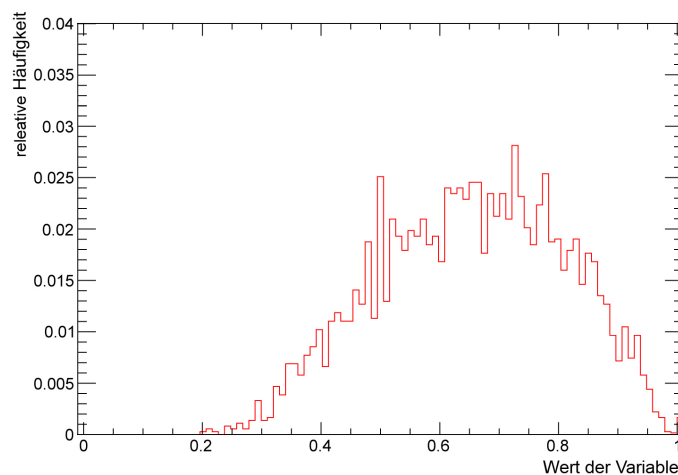
<sup>1</sup>Geometry-and-Tracking-Plattform 4, für nähere Ausführungen siehe [7]

<sup>2</sup>ATLAS Readout Upgrade Simulation, für nähere Ausführungen siehe [10]



die die rekonstruierte Energie 1 GeV überschreitet. Ist der entsprechende Energieeintrag zusätzlich das lokale Maximum der Energiedeposition in dem Zellenbereich, gilt die jeweilige Superzelle bzw. der jeweilige Tile Tower als heißeste Superzelle bzw. energiereichster Tile Tower.

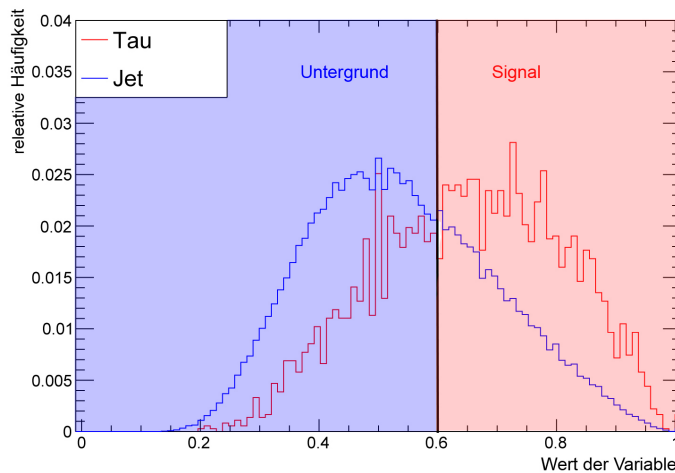
Danach können die eigentlichen Variablen berechnet werden. Das geschieht mit Hilfe eines Programmes, welches für jede Datei, also zum Beispiel die Jet-Datei, deren Energie mit dem Optimalfilter mit Maximumfinder rekonstruiert wurde, alle Ereignisse durchläuft und für jedes dieser Ereignisse alle Variablen berechnet. Die Ermittlung der Variablen erfolgt für jeden der vier Layer gesondert. Pro Variable und Layer erhält man dann für diese Jet-Datei ein Histogramm, wie beispielsweise das in Abbildung 3.1. Dieses zeigt auf, wie häufig die Variable verschiedene Werte annimmt. Ein Vergleich zweier solcher Diagramme für zum Beispiel Jets und Taus liefert schon einen ersten Eindruck von der Trennkraft der jeweiligen Variable.



**Abbildung 3.1:** Beispiel für ein typisches im Rahmen dieser Arbeit erstelltes Histogramm.

Um anhand der Variablen zwischen Teilchenarten zu unterscheiden, können einfache Schnitte genutzt werden: Nimmt eine Variable zum Beispiel für Taus häufig höhere Werte an als für Jets, ist es sinnvoll, im Bereich zwischen den beiden Verteilungen einen Schwellenwert festzulegen (vgl. Abbildung 3.2). Alle Ereignisse, für die die Variable einen größeren Wert annimmt als den Schwellenwert, werden als Tau gewertet; alle Ereignisse mit Werten kleiner als der Schwellenwert werden zu Jets gezählt.

Diese Methode zur Unterscheidung der Teilchenarten liefert jedoch nur begrenzt richtige Ergebnisse. Sobald sich die Variablenverteilungen zweier verschiedener Teilchensorten überschneiden, werden zwangsläufig einige der Ereignisse falsch kategorisiert. Durch Verändern des Schwellenwertes kann dabei variiert werden, welcher Anteil der Taus wirklich als solche erkannt werden.



**Abbildung 3.2:** Beispiel für einen Schnitt: Die schwarze Linie stellt die Schnittgrenze dar; alle Ereignisse rechts dieser Grenze werden als Taus, also Signal, und alle Ereignisse links davon als Jets, also Untergrund, gewertet.

Liegt zum Beispiel der Schnittwert in Abbildung 3.2 weiter links, bedeutet dies, dass ein höherer Prozentsatz der Taus auch als solche klassifiziert wird. Allerdings werden dann auch zunehmend Jets als vermeintliche Taus erkannt. Die Signal-Erkennung wird also besser, die Untergrundunterdrückung jedoch gleichzeitig schlechter. Mit Formeln ausdrücken kann man diese zwei Größen folgendermaßen:

Signaleffizienz

$$\epsilon_{\text{Signal}} = \frac{\text{Anzahl der als Signal klassifizierten Signalereignisse}}{\text{Gesamtanzahl der Signalereignisse}}, \quad (3.1)$$

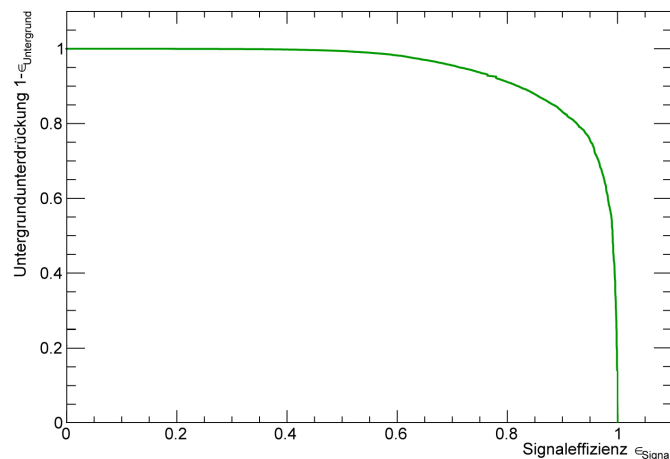
Untergrundunterdrückung

$$1 - \epsilon_{\text{Untergrund}} = 1 - \frac{\text{Anzahl der als Untergrund klassifizierten Untergrundereignisse}}{\text{Gesamtanzahl der Untergrundereignisse}}. \quad (3.2)$$

Eine Untergrundunterdrückung  $1 - \epsilon_{\text{Untergrund}} = 1$  bei einer Signaleffizienz von  $\epsilon_{\text{Signal}} = 1$  wäre optimal. Sowohl jedes Signal- als auch jedes Untergrundereignis würden richtig eingeordnet. Bei sich überschneidenden Verteilungen ist dies jedoch nicht möglich.

Berechnet man für jeden sinnvollen Schnittwert sowohl  $\epsilon_{\text{Signal}}$  als auch  $1 - \epsilon_{\text{Untergrund}}$ , kann man ein Diagramm erstellen, welches den Zusammenhang zwischen Untergrundunterdrückung und Signaleffizienz der Variable zeigt (vgl. Abbildung 3.3).

Eine gute Trennkraft besitzt eine Variable, wenn die entsprechende Kurve in diesem Dia-



**Abbildung 3.3:** Beispiel für ein Diagramm der Untergrundunterdrückung in Abhängigkeit der Signaleffizienz.

gramm möglichst stark „nach oben gewölbt“ ist, wie das in Abbildung 3.3 der Fall ist. Hier werden zum Beispiel bei 60 % erkannten Signalereignissen fast 100 % der Untergrundeignisse unterdrückt, bei einer Signaleffizienz von 90 % immerhin noch ca. 85 %. Unterscheidet sich eine Variable für Signal- und Untergrundeignisse gar nicht, ergibt sich eine Effizienzkurve der Form  $f(x) = 1 - x$ .

Anhand solcher Diagramme soll entschieden werden, welche der Variablen in Verbindung mit welchen Filtern am besten geeignet sind, um Taus vom Elektronen- und Jet-Untergrund zu trennen.

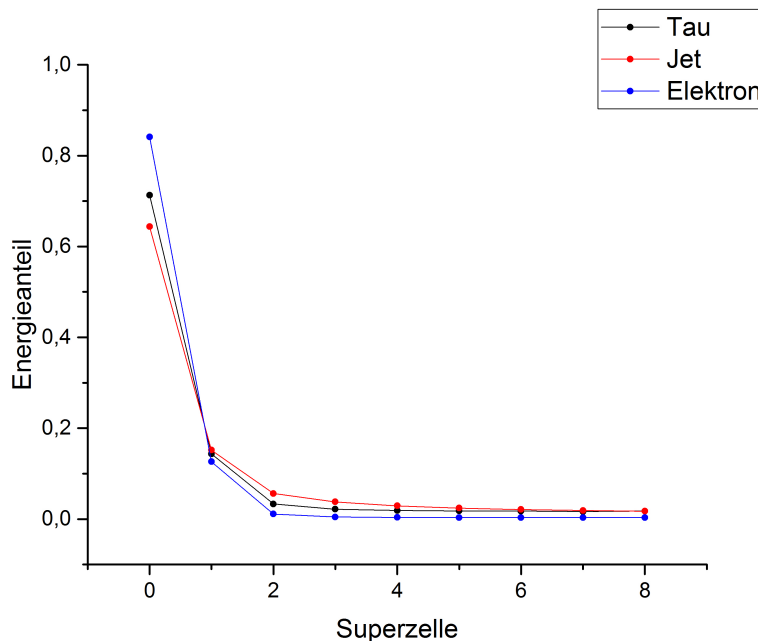
## 3.2 Untersuchung allgemeiner Eigenschaften der Filter sowie der zu unterscheidenden Teilchen

Um zu verstehen, wie sich einzelne Variablen verhalten und woher ihre Trennkraft kommt sowie was für einen Einfluss die Filter darauf haben, ist es notwendig, die Eigenheiten der verschiedenen Teilchen im Detektor sowie generelle Auswirkungen der Filter auf die rekonstruierten Energien zu kennen.

So sind die bei Tau-Zerfällen entstehenden Teilchen-Schauer im Durchschnitt stärker kollimiert als Jets. Außerdem deponieren Taus einen größeren Anteil ihrer Energie im Tile-Kalorimeter, als Jets das tun. Das liegt daran, dass die Tau-Schauer weniger Teilchen enthalten als die Jets. Die in etwa, zumindest im Rahmen dieser Arbeit, gleich großen Gesamtenergien verteilen sich somit bei den Tau-Jets auf weniger Teilchen. Dadurch haben die beim hadronischen Tau-Zerfall entstehenden Pionen vergleichsweise hohe Energien, welche sie erst im Tile-Kalorimeter deponieren. Die Energiedeposition der Taus im Barrel-Kalorimeter

ist mitunter sogar so geringfügig, dass für ca. 40% der Taus gar keine heißeste Superzelle gefunden werden kann.

Im Vergleich zu Elektronen sind die Tau-Schauer breiter (vgl. Abbildung 3.4). Zusätzlich dient auch hier zur Unterscheidung, dass Taus im Durchschnitt prozentual wesentlich mehr Energie im Tile-Kalorimeter deponieren als die Elektronen [6, 15].

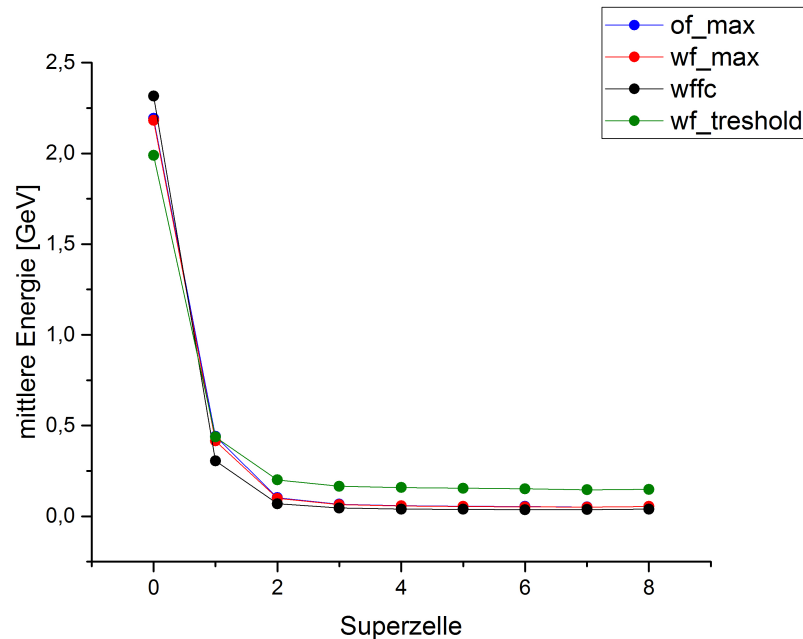


**Abbildung 3.4:** Mittlere in bestimmten Superzellen deponierte Energie der verschiedenen Teilchen; Zelle 0 ist die heißeste Superzelle, Zelle 1 die Superzelle daneben (in  $\eta$ -Richtung), Zelle 2 die übernächste Superzelle und so weiter; die Energie ist jeweils auf die Gesamtenergie, also die Summe der Energien in den 9 Superzellen, normiert; die eigentlich diskreten Punkte sind zur besseren Übersichtlichkeit miteinander verbunden; verwendeter Filter: Optimalfilter mit Maximumfinder.

Wie in Abbildung 3.5 zu sehen, unterscheiden sich die vom Wiener Filter mit Maximumfinder und Optimalfilter mit Maximumfinder rekonstruierten Energien kaum. Zwischen den rekonstruierten Energien der Wiener Filter mit verschiedenen Zusatzalgorithmen gibt es jedoch deutliche Unterschiede.

Der Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur gibt höhere Energien für die heißeste Superzelle aus als die Filter mit Maximumfinder. Schon für die Zelle daneben und alle noch weiter von der energiereichsten Superzelle entfernten Zellen liegt er jedoch unter den Werten für die Filter mit Maximumfinder.

Der Wiener Filter mit Thresholder verhält sich entgegengesetzt. Für die heißeste Superzelle gibt er niedrigere, für die restlichen Zellen höhere Energien aus als die Maximumfinder-Filter.

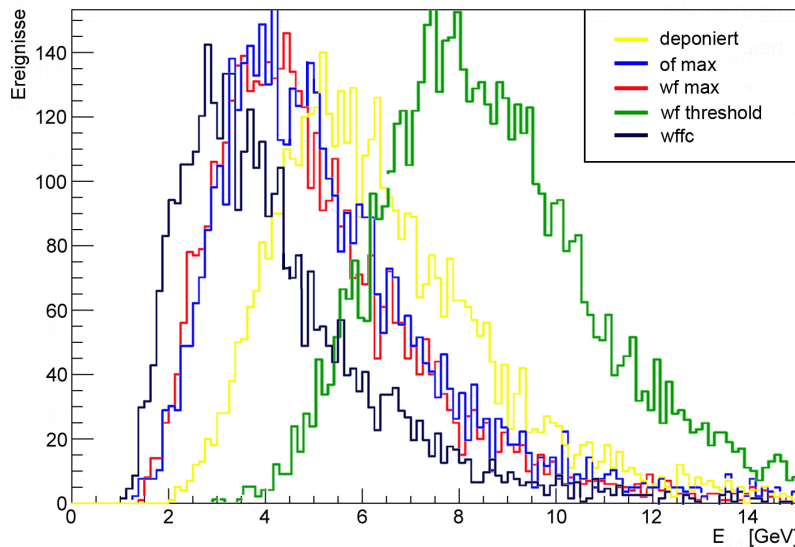


**Abbildung 3.5:** Mittlere in bestimmten Superzellen deponierte Energie, rekonstruiert durch die vier verschiedenen Filter; Zelle 0 ist die heißeste Superzelle, Zelle 1 die Superzelle daneben (in  $\eta$ -Richtung), Zelle 2 die übernächste Superzelle und so weiter; die eigentlich diskreten Punkte sind zur besseren Übersichtlichkeit miteinander verbunden; verwendete Teilchenart: Taus.

Alle vier Graphen nähern sich für weit von der heißesten Superzelle entfernte Zellen einem bestimmten Energiewert an. Dieser liegt für Taus für die Filter mit Maximumfinder bei 0,11 GeV, bei dem Filter mit Vorwärtskorrektur bei 0,08 GeV und bei dem Threshold-Filter bei 0,30 GeV. Dies deutet auf eine unterschiedlich hohe Rauschtoleranz der Filter hin. Während der Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur am wenigsten Rauschen als Signal deutet, wertet der Wiener Filter mit Thresholder einen vergleichsweise großen Anteil des Rauschens als Signal. So gibt er auch in den weit von der heißesten Superzelle entfernten Bereichen, in denen die Schauer keine Energie mehr deponieren, noch vergleichsweise hohe Energiewerte aus.

Dass sich die Graphen kreuzen, ist ein Hinweis darauf, dass die Filter bei verschiedenen Energien unterschiedlich effizient arbeiten, also unterschiedlich große Anteile der Signalereignisse erkennen. Der Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur beispielsweise erreicht seine volle Effizienz durch schärfere Kriterien bei der Pulsauswahl erst bei höheren Energien als die Maximumfinder-Filter. Solch eine hohe Energie kann zum Beispiel in der heißesten Superzelle vorhanden sein. Dort gibt dieser Filter dementsprechend hohe Energien aus. Dass die ausgegebene Energie im Mittel sogar die höchste der drei Filter ist, kann eine Folge der Korrektur des Unterschwingens sein. In diesem Fall würde der Filter mit Vorwärtskorrektur im Bereich der heißesten Superzelle am genauesten arbeiten [13].

Einen Eindruck davon, welcher Filter der real deponierten Energie auf einer größeren Energiebandbreite am nächsten kommt, liefert Abbildung 3.6. Die beiden Filter mit Maximumfinder kommen der deponierten Energie relativ nahe, während der Vorwärtskorrektur-Filter eher zu niedrige Energien ausgibt und der Threshold-Filter eher zu hohe. Aber auch die Maximumfinder-Filter rekonstruieren tendenziell zu niedrige Energiewerte.



**Abbildung 3.6:** Vergleich der durch verschiedene Filter rekonstruierten Energien mit der real deponierten Energie für einen Bereich  $0,3 \times 0,3$  um die heißeste Superzelle; verwendete Teilchenart: Taus.

## 3.3 Schauerprofilvariablen

### 3.3.1 Allgemeines

Wie schon erwähnt, wurden Schauerprofilvariablen zur Trennung zwischen Taus und dem Untergrund bereits in [15] für den Optimalfilter mit Maximumfinder untersucht. Für die vorliegende Bachelorarbeit wurden die dort aufgeführten Variablen vollständig übernommen.

Obwohl die Variablen immer für alle Layer berechnet werden, sind im Folgenden nur die Ergebnisse der im Middle-Layer berechneten Variablen vorgestellt. Dieser ist der Layer mit der größten Dicke und damit auch der Layer, in dem die meiste Energie deponiert wird. So stellt er eine bessere Statistik bereit, als es die anderen Layer tun würden.

Außerdem gibt es bei der Interpretation der genutzten Variablen etwas zu beachten: Die Variablen sind zwar für jeden der vier Layer gleich definiert, durch unterschiedliche Größen der Superzellen in den jeweiligen Layern weichen die Bedeutungen dieser Definitionen jedoch voneinander ab.

Soll zum Beispiel die deponierte Energie in einem Bereich  $0,1 \times 0,1$  um den Mittelpunkt der heißesten Superzelle aufsummiert werden, geschieht dies für den Presampler und den Back-Layer exakt der Definition entsprechend: Die Superzellen sind hier selbst je  $0,1 \times 0,1$  groß. Das Ergebnis ist also schlicht die Energie der heißesten Superzelle.

Die Superzellen des Middle- und des Front-Layers jedoch messen jeweils  $0,025 \times 0,1$ . Ein Bereich von  $0,1 \times 0,1$  um den Mittelpunkt der heißesten Superzelle lässt sich mit Hilfe solcher Zellen gar nicht bilden. Deshalb erfolgt das Summieren hier in Wirklichkeit über einen Bereich von  $0,125 \times 0,1$ .

Noch gravierender sind die Auswirkungen der unterschiedlichen Zellgrößen bei Variablen, bei denen Abstände nicht in  $\eta$  und  $\Phi$ , sondern in Zellen angegeben sind.  $\rho_{oi}$  (vgl. Kapitel 3.3.6) ist solch eine Variable. Der kleinere zur Berechnung von  $\rho_{oi}$  benötigte Bereich, später auch A genannt, ist über einzelne Superzellen definiert. Die drei Zellen, die dort in  $\eta$ -Richtung benötigt werden, haben so zum Beispiel im Middle-Layer eine Ausdehnung von  $\Delta\eta = 0,075$  und im Back-Layer von  $\Delta\eta = 0,3$ . Da in dieser Arbeit jedoch ausschließlich mit den Variablen des Middle-Layers gearbeitet wird, hat das keine weiteren Auswirkungen.

Im Folgenden wird dies so gehandhabt: Im Text sind die Variablen-Definitionen allgemein für alle Layer angegeben, also zum Beispiel einfach mit  $0,1 \times 0,1$  für einen betrachteten Bereich (vgl. zum Beispiel Gleichung 3.3). Die zugehörigen Bilder (vgl. zum Beispiel Abbildung 3.7) zeigen jedoch die speziell auf den Middle-Layer zugeschnittenen Gebiete.

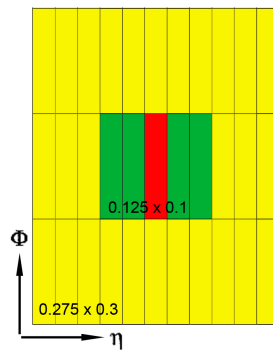
Bis auf eine Ausnahme wurde für die Berechnung der Variablen immer die für die Zellen rekonstruierte transversale Energie genutzt. Im Folgenden wird diese oft einfach als Energie bezeichnet. Wenn von deponierter Energie geschrieben wird, ist damit die durch die Filter rekonstruierte in den Zellen deponierte Energie gemeint.

### 3.3.2 Schauerprofilvariable $f_{\text{core}}$

Die Schauerprofilvariable  $f_{\text{core}}$  ist ein Parameter, der für die Schichten des elektromagnetischen Kalorimeters berechnet wird. Sie nutzt die unterschiedlich starke Kollimation der verschiedenen Teilchen-Schauer aus. Konkret berechnet man das Verhältnis der in einem kleinen Bereich um die jeweilige heißeste Superzelle deponierten Energie zu der in einem größeren Bereich (vgl. Abbildung 3.7). Der kleinere Bereich misst  $0,1 \times 0,1$ , der größere  $0,275 \times 0,3$ :

$$f_{\text{core}} = \frac{E_{T \ 0,1 \times 0,1 \text{ (Barrel)}}}{E_{T \ 0,275 \times 0,3 \text{ (Barrel)}}}. \quad (3.3)$$

Die Verteilungen dieser Variable für Jets und Taus kann man in den Abbildungen 3.8 b und c vergleichen. Wie erwartet, nimmt  $f_{\text{core}}$  für Taus tendenziell höhere Werte an als für Jets. Tau-Schauer sind also stärker kollimiert; nah an der heißesten Superzelle wird für Taus



**Abbildung 3.7:** Darstellung der Superzellenbereiche, über die bei der Berechnung von  $f_{\text{core}}$  für den Middle-Layer summiert wird; rot dargestellt ist die heißeste Superzelle.

prozentual mehr Energie deponiert als für Jets.

Wie viel Energie konkret in den Bereichen  $0,1 \times 0,1$  und  $0,3 \times 0,3$  deponiert wurde, zeigt Abbildung A.1 im Anhang. Generell können alle Verteilungen der einzelnen zur Berechnung der Schauerprofilvariablen benötigten Größen im Anhang nachgeschlagen werden.

Weiterhin fällt auf, dass  $f_{\text{core}}$  für den Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur eher höhere und für den Threshold-Filter eher niedrigere Werte im Vergleich zu den Maximumfinder-Filtern annimmt. Dies lässt sich gut mit den in Kapitel 3.2 gemachten Betrachtungen erklären.

Der Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur gibt im Bereich der heißesten Superzelle besonders viel Energie aus, in den äußeren Bereichen jedoch vergleichsweise wenig. So nimmt  $f_{\text{core}}$ , das Verhältnis aus Energie im inneren zum äußeren Bereich, hohe Werte an. Bei dem Wiener Filter mit Thresholder ist es genau anders herum: Für die energiereichste Superzelle ist die von ihm rekonstruierte Energie vergleichsweise niedrig und in den weiter außen liegenden Bereichen vergleichsweise hoch.  $f_{\text{core}}$  nimmt deshalb für diesen Filter niedrigere Werte an als für die anderen Filteralgorithmen.

Wie gut die Variable dazu geeignet ist, abhängig vom verwendeten Filter Taus von Jets zu unterscheiden, verdeutlicht Abbildung 3.8 a. Für die Maximumfinder-Filter und den Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur erfüllt diese Schauerprofilvariable ihren Zweck gut. Bei 80 % Signaleffizienz können beispielsweise immerhin ca. 45 % des Untergrundes unterdrückt werden.

Die Trennkraft der drei Filter unterscheidet sich dabei nur unwesentlich. Das war insofern zu erwarten, da sich auch die Verteilungen von  $f_{\text{core}}$  von Jets und Taus für diese drei Filter kaum unterscheiden. Der vierte Filteralgorithmus jedoch, der Threshold-Filter, sticht heraus.  $f_{\text{core}}$ , berechnet mit den Energien dieses Filters, besitzt praktisch gar keine Trennkraft. Die Verteilungen der Variable für den Treshold-Filter sind für Jets und Taus im Wesentlichen gleich.

Taus deponieren einen prozentual geringeren Anteil ihrer Energie im Middle-Layer, als Jets es tun. Die rekonstruierten Energiewerte für Taus sind hier also kleiner als für Jets. Diese



haben zwar breitere Schauerverteilungen als Taus, aber der Wiener Filter mit Thresholder rekonstruiert auch für Taus in Bereichen, die weiter von der energiereichsten Zelle entfernt sind, durch seine schlechte Rauschunterdrückung vergleichsweise hohe Energien.

Da die Energien, die das eigentliche Tau deponiert hat, klein sind, haben die zusätzlich durch den Filter zustande kommenden Energien besonders viel Einfluss. Die Werte der Jets sind durch die hier insgesamt höher liegenden Energien weniger stark von diesem Effekt beeinflusst. Der Threshold-Filter sorgt deshalb dafür, dass die beiden Verteilungen von  $f_{\text{core}}$  so nah zusammenrücken und eine Unterscheidung der zwei Teilchenarten unmöglich wird.

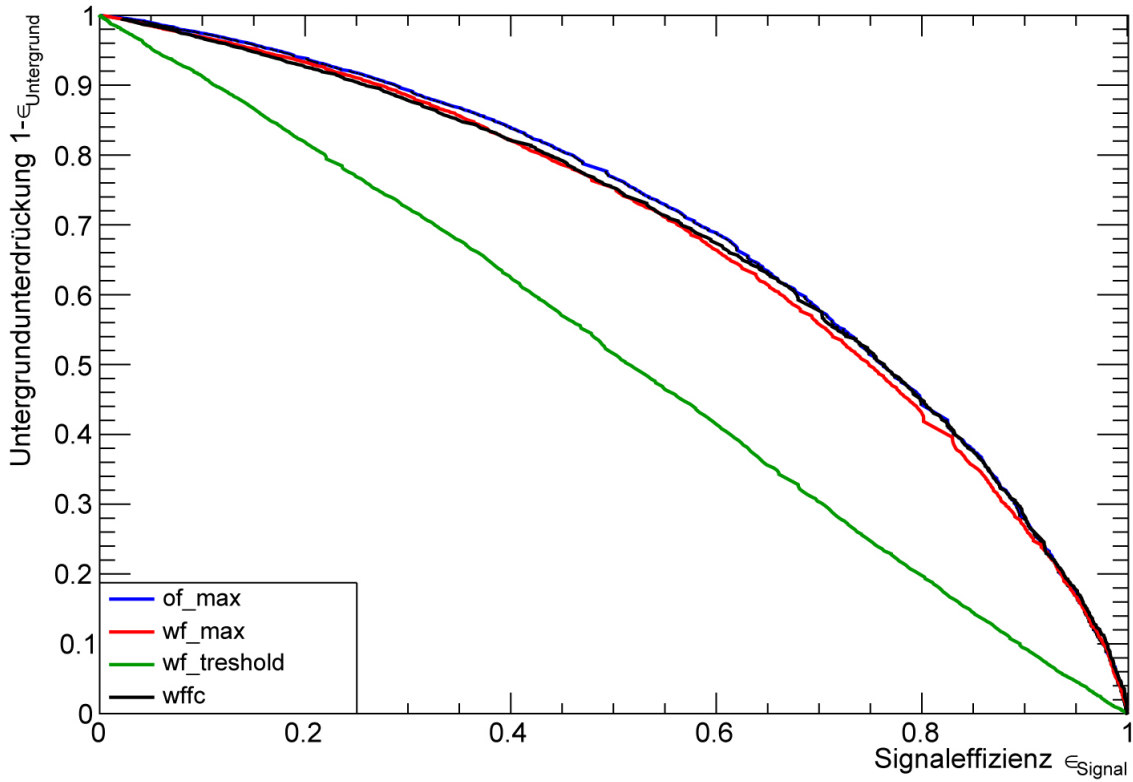
Elektronen-Schauer sind wie erwartet stärker kollimiert als die der Taus.  $f_{\text{core}}$  nimmt für Elektronen höhere Werte an als für die schwereren Verwandten (vgl. Abbildungen 3.9 b und c).

Eine Trennung zwischen Elektronen und Taus fällt generell leichter als die zwischen Jets und Taus. So erreicht auch  $f_{\text{core}}$  für erstere zwei Teilchensorten wesentlich bessere Trenneffizienzen als für Taus und Jets (vgl. Abbildung 3.9 a). Interessant ist hier, dass nun der Threshold-Filter besonders zielführend ist, während der Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur schlechter abschneidet als die restlichen Filter.

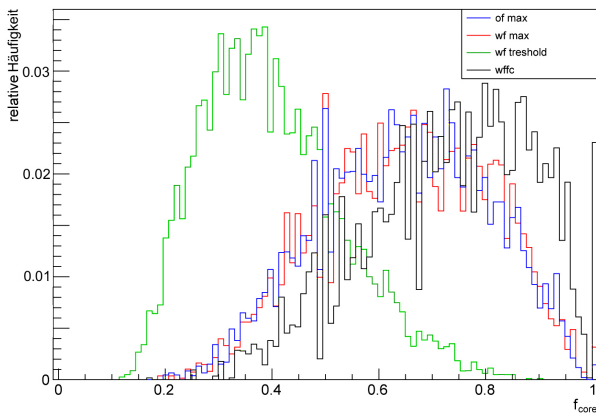
Elektronen deponieren einen wesentlich größeren Anteil ihrer Energie im Middle-Layer des elektromagnetischen Kalorimeters als Taus, deren Schauer ja bis ins hadronische Kalorimeter vordringen. So ist auch die absolute, im Middle-Layer deponierte Energie für Elektronen signifikant größer als für Taus (vgl. Abbildung A.2).

Der Effekt, der bei Taus und Jets zu der Nutzlosigkeit des Threshold-Filters geführt hat, sorgt nun hier für seine besondere Güte. Die schlechte Rauschunterdrückung des Filters hat auf die sowieso hohen Energien der Elektronen kaum einen Einfluss. Die Energien der Taus in großen Bereichen um die heißeste Superzelle werden dagegen erneut stark durch den Filter erhöht. Der Filter lässt den Tau-Schauer noch breiter aussehen, als er eigentlich schon ist. Da die Elektronen-Schauer stark kollimiert sind, führt das dazu, dass sich die zwei Teilchensorten mit Hilfe dieses Filters besonders gut unterscheiden lassen.

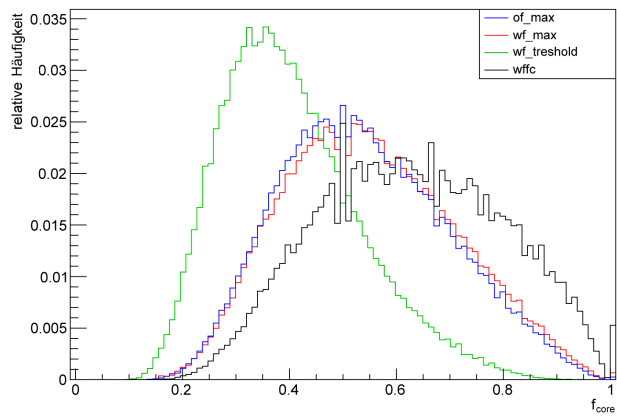
Bei dem Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur treten denen beim Threshold-Filter genau entgegengesetzte Effekte auf (vgl. Kapitel 3.2). Dadurch ist dieser Filteralgorithmus entsprechend schlechter zur Trennung von Taus und Elektronen mit der Variable  $f_{\text{core}}$  geeignet.



(a) Untergrundunterdrückung der Schauerprofilvariable  $f_{\text{core}}$  für Taus als Signal und Jets als Untergrund.

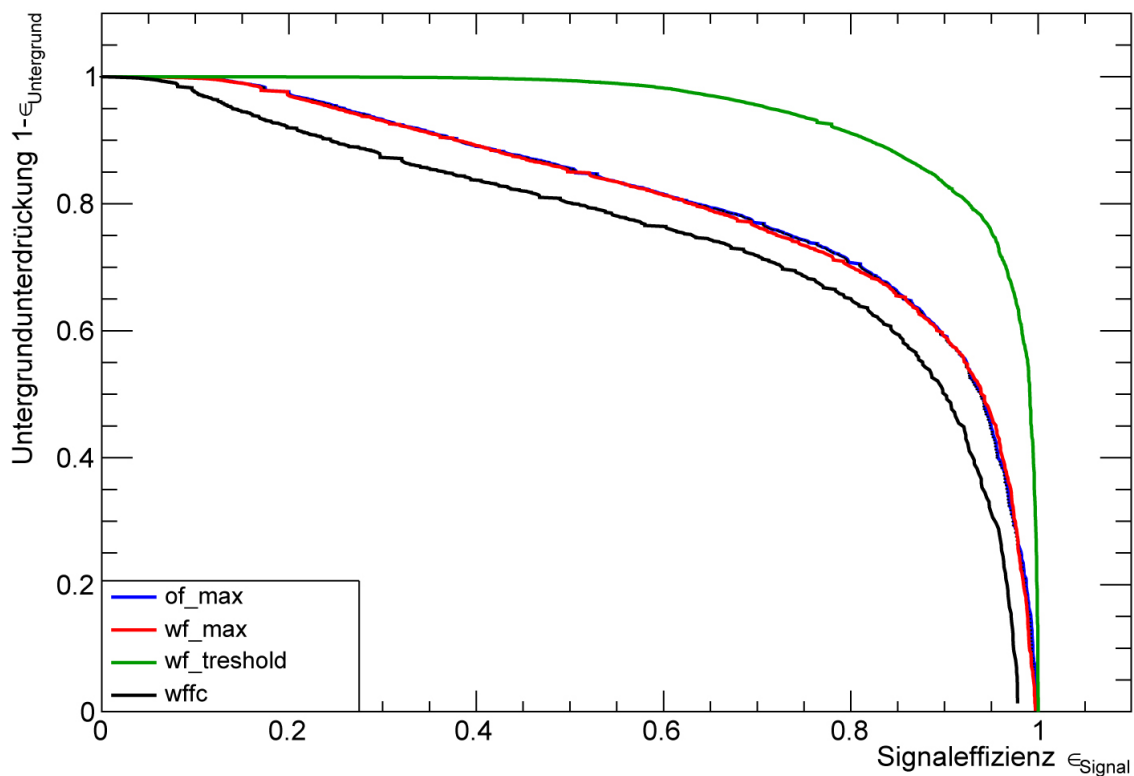


(b) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $f_{\text{core}}$  für Taus.

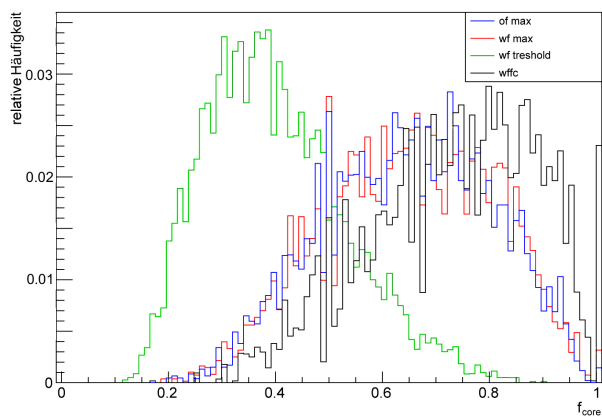


(c) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $f_{\text{core}}$  für Jets.

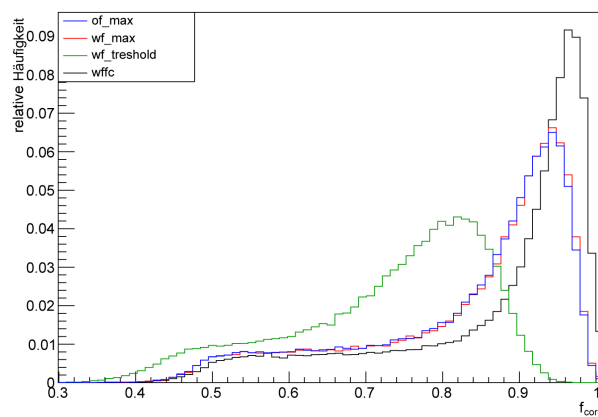
**Abbildung 3.8:** Trennfähigkeit der Schauerprofilvariable  $f_{\text{core}}$  von Taus und Jets; Vergleich zwischen den vier Filtern.



(a) Untergrundunterdrückung der Schauerprofilvariable  $f_{core}$  für Taus als Signal und Elektronen als Untergrund.



(b) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $f_{core}$  für Taus.



(c) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $f_{core}$  für Elektronen.

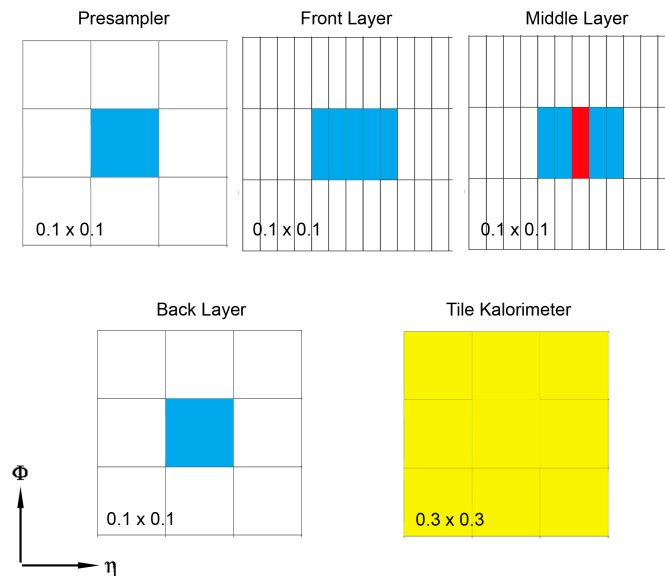
**Abbildung 3.9:** Trennfähigkeit der Schauerprofilvariable  $f_{core}$  von Taus und Elektronen; Vergleich zwischen den vier Filtern.

### 3.3.3 Schauerprofilvariable $r_{\text{BarrelTile}}$

Die Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  nutzt aus, dass die Taus, Jets und Elektronen unterschiedliche Anteile ihrer Energie im hadronischen Kalorimeter deponieren. Sie wird folgendermaßen berechnet:

$$r_{\text{BarrelTile}} = \frac{\sum_{\text{Layer}} E_{0,1 \times 0,1} (\text{Barrel})}{\sum_{\text{Layer}} E_{0,1 \times 0,1} (\text{Barrel}) + E_{T \ 3 \times 3 \ \text{TileTower}}} \quad (3.4)$$

Dabei ist  $\sum_{\text{Layer}} E_{0,1 \times 0,1} (\text{Barrel})$  die Energie - dieses eine Mal wirklich die Energie und nicht die transversale Energie - in einem Bereich  $0,1 \times 0,1$  um die heißeste Superzelle, aufsummiert über alle vier Layer des Barrel-Kalorimeters.  $E_{T \ 3 \times 3 \ \text{TileTower}}$  ist die Energie im Tile-Kalorimeter in einem  $3 \times 3$  Tile Tower großen Block um den Tile Tower, der der heißesten Superzelle am nächsten liegt (vgl. Abbildung 3.10). Im Wesentlichen wird also das Verhältnis gebildet aus der im Barrel-Kalorimeter deponierten Energie und der insgesamt deponierten Energie. Die heißeste Superzelle wird dabei immer im entsprechenden Layer des elektromagnetischen Kalorimeters gesucht.



**Abbildung 3.10:** Darstellung der Superzellenbereiche, über die bei der Berechnung von  $r_{\text{BarrelTile}}$  für den Middle-Layer aufsummiert wird; rot dargestellt ist die heißeste Superzelle, die, da die Berechnung für den Mittel-Layer stattfindet, auch in diesem Layer gesucht wurde.

Signifikant bei den Verteilungen der Variablen ist sowohl bei Taus als auch bei Jets ein Peak bei  $r_{\text{BarrelTile}} = 1$  (vgl. Abbildungen 3.11 b und c). Bei beiden Verteilungen enthält dieser Peak ca. 40 % der Ereignisse. Das bedeutet, dass jeweils 40 % der Taus und Jets gar keine Energie im Tile-Kalorimeter deponieren (vgl. auch Abbildungen A.3 c und d). Die im Barrel-Kalorimeter

deponierte Energie ist dann gleich der Gesamtenergie, das entsprechende Verhältnis also gleich eins.

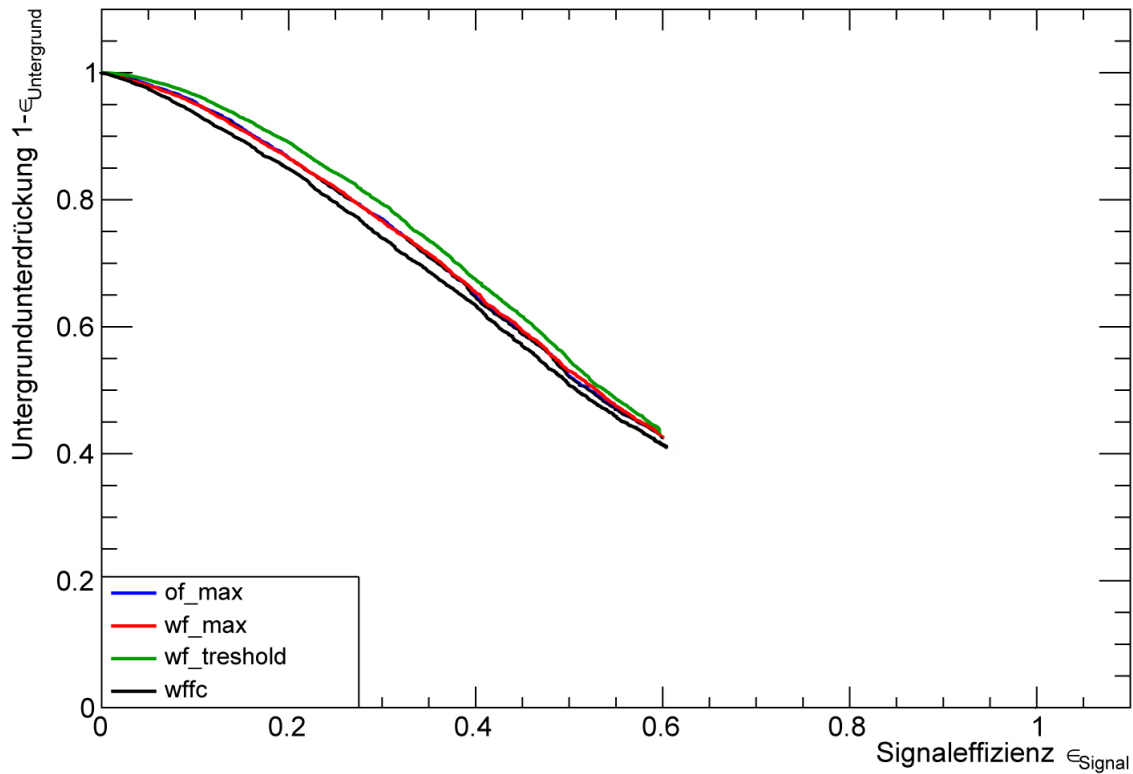
Da diese Peaks das signifikanteste Merkmal der Verteilungen sind und sich außerdem für Taus und Jets im Wesentlichen nicht unterscheiden, ist die Trennkraft von  $r_{\text{BarrelTile}}$  sehr niedrig (vgl. Abbildung 3.11 a). Weiterhin auffällig ist, dass die Effizienzkurve bei ca.  $\epsilon_{\text{Signal}} = 0.6$  abbricht. Das liegt ebenfalls an den Peaks bei  $r_{\text{BarrelTile}} = 1$ : Für 40 % der Signalereignisse nimmt  $r_{\text{BarrelTile}}$  den Wert eins an. Setzt man den Schnitt so, dass Ereignisse mit  $r_{\text{BarrelTile}} = 1$  als Untergrund gewertet werden, kann die Signaleffizienz deshalb nie 60 % übersteigen. Zählt man Ereignisse mit  $r_{\text{BarrelTile}} = 1$  jedoch als Signal, steigt die Signaleffizienz schlagartig auf 100 %. Werte zwischen 60 % und 100 % kann die Signaleffizienz so nicht annehmen. Analog verhält es sich mit der Untergrundunterdrückung.

Auch die verschiedenen Filter ändern nichts an der schlechten Leistung der Schauerprofilvariable. Die zur Berechnung der Variable benutzten Energien werden für die  $T_{3 \times 3 \text{ TileTower}}$  schlicht nicht mit Hilfe der Filteralgorithmen bestimmt, sondern nur durch Kauschen verwischt (vgl. Kapitel 3.1). Die Energien  $E_{T_{3 \times 3 \text{ TileTower}}}$  unterscheiden sich dementsprechend für die unterschiedlichen Filter nur unwesentlich (vgl. Abbildungen A.3 c und d). Für alle Filter gilt also, dass in 40 % der Fälle sowohl bei Jets als auch bei Taus keine Energie im Tile-Kalorimeter deponiert wird und  $E_{T_{3 \times 3 \text{ TileTower}}}$  den Wert null annimmt. Die dann entstehende Formel

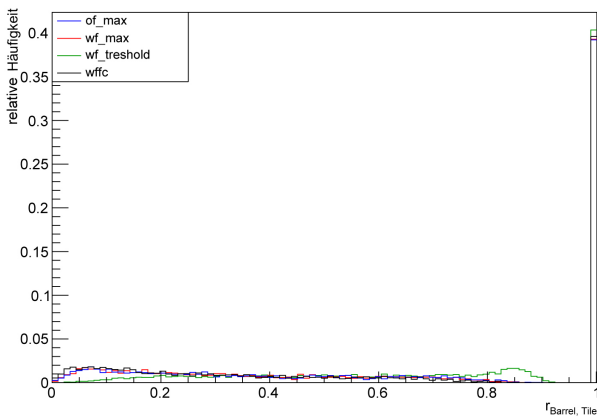
$$r_{\text{BarrelTile}} = \frac{\sum_{\text{Layer}} E_{0,1 \times 0,1 \text{ (Barrel)}}}{\sum_{\text{Layer}} E_{0,1 \times 0,1 \text{ (Barrel)}}} \quad (3.5)$$

ergibt offensichtlich unabhängig von den konkreten durch die Filter rekonstruierten Energien im Barrel-Kalorimeter eins. So haben die Verteilungen für  $r_{\text{BarrelTile}}$  bei allen Filtern gleichermaßen diesen Peak bei eins und die Trennkraft der Filter unterscheidet sich im Wesentlichen nicht.

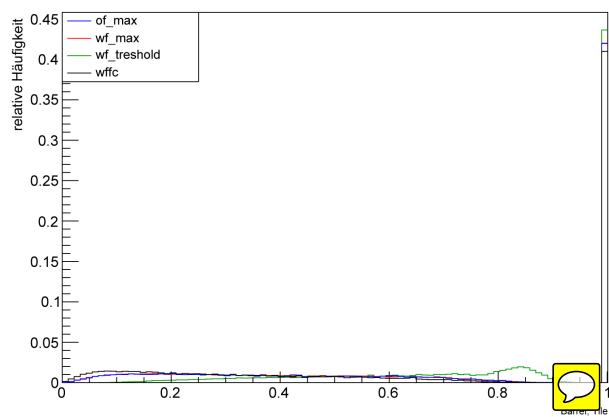
Auch für Elektronen hat die Verteilung von  $r_{\text{BarrelTile}}$  so einen Peak bei  $r_{\text{BarrelTile}} = 1$ . Allerdings ist er hier in etwa doppelt so hoch wie bei Taus (vgl. Abbildungen 3.9 b und c). So können sehr hohe Werte für die Untergrundunterdrückung erreicht werden, indem die Ereignisse mit  $r_{\text{BarrelTile}} = 1$  zum Untergrund gezählt werden (vgl. Abbildung 3.12 a). Allerdings kann auch hier der Wert für die Signaleffizienz 60 % nicht übersteigen. Auch zur Unterscheidung von Taus und Elektronen ist  $r_{\text{BarrelTile}}$  also, unabhängig vom genutzten Filteralgorithmus, nicht besonders gut geeignet.



(a) Untergrundunterdrückung der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  für Taus als Signal und Jets als Untergrund.

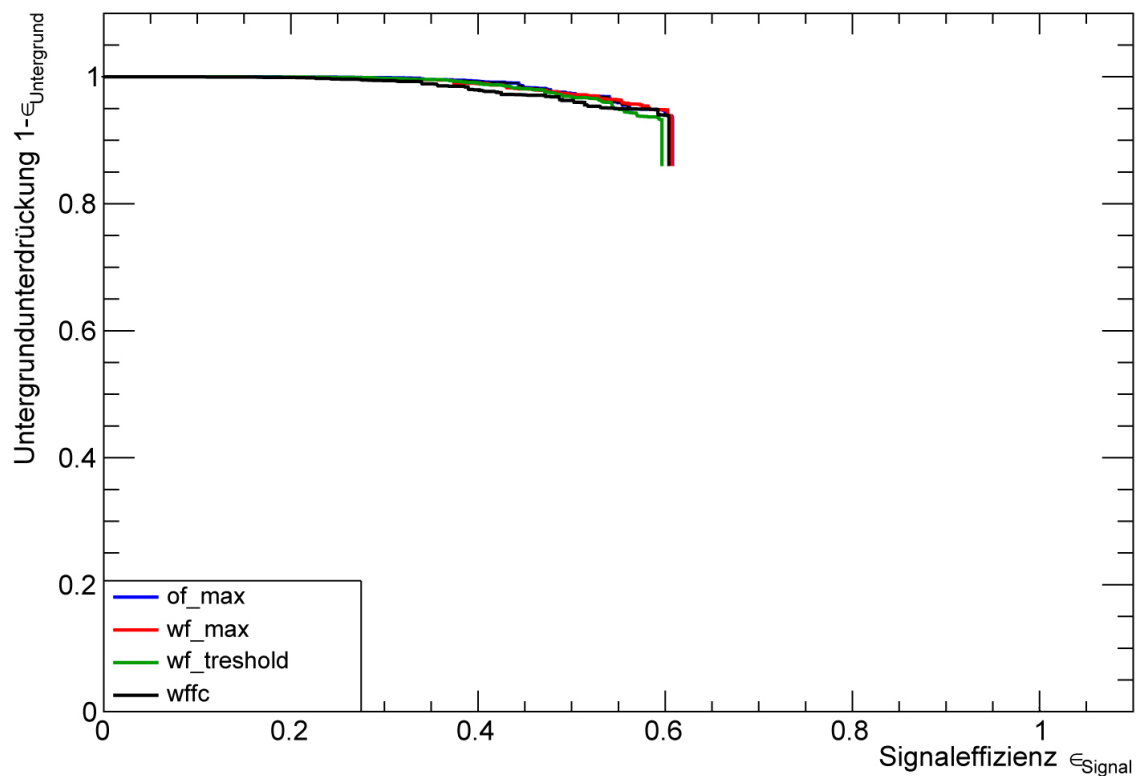


(b) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  für Taus.

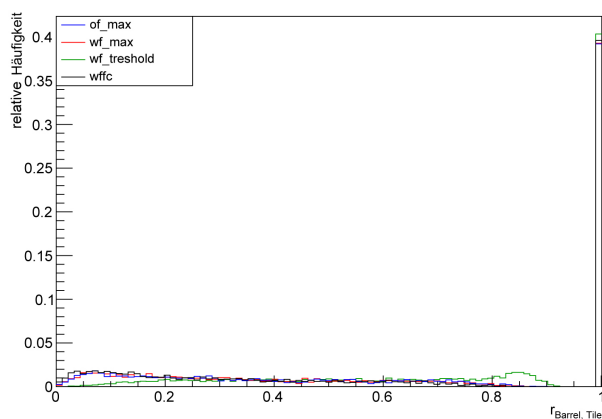


(c) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  für Jets.

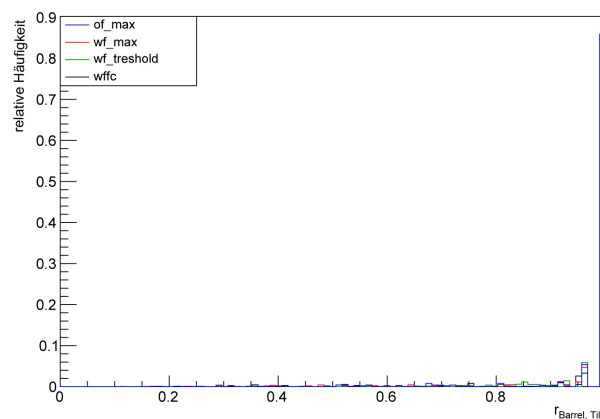
**Abbildung 3.11:** Trennfähigkeit der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  von Taus und Jets; Vergleich zwischen den vier Filtern.



(a) Untergrundunterdrückung der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  für Taus als Signal und Elektronen als Untergrund.



(b) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  für Taus.



(c) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  für Elektronen.

**Abbildung 3.12:** Trennfähigkeit der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  von Taus und Elektronen; Vergleich zwischen den vier Filtern.

### 3.3.4 Schauerprofilvariable $r_{EM}$

$r_{EM}$  ist eine weitere Schauerprofilvariable, bei der ausschließlich Energien des Barrel-Kalorimeters zur Berechnung genutzt werden. Sie ist der energiegewichtete Abstand von der heißesten Superzelle für jedes Ereignis innerhalb eines Bereiches  $\Delta R < 0,3$  um diese energiereichste Zelle, wird also folgendermaßen berechnet:

$$r_{EM} = \frac{\sum_{\Delta R < 0,3} E_T \text{ (Barrel)} \cdot \Delta R}{\sum_{\Delta R < 0,3} E_T \text{ (Barrel)}}. \quad (3.6)$$

Wie schon  $f_{core}$  ist  $r_{EM}$  eine Variable, welche die unterschiedliche Breite der verschiedenen Teilchenschauer ausnutzt. Tau-Schauer sind stärker kollimiert als die von Jets; in niedrigerem Abstand von der heißesten Superzelle wird also mehr Energie deponiert. Dementsprechend sollte  $r_{EM}$  für Taus niedrigere Werte annehmen als für Jets. Trotzdem unterscheiden sich die entsprechenden Verteilungen für die zwei Typen von Ereignissen kaum (vgl. Abbildungen 3.13 b und c). Das spiegelt sich auch im zugehörigen Effizienzdiagramm wieder (vgl. Abbildung 3.13 a).

Vor allem die zwei Filter mit Maximumfinder besitzen keine Trennkraft. Der Filter mit Vorwärtskorrektur ist leicht besser. Das kommt daher, dass der Filter hohe Energien besonders hoch rekonstruiert, niedrige Energien dagegen unterdrückt. Dadurch werden die weit von der heißesten Superzelle entfernten, eher niedrigen, Energien nicht vollständig rekonstruiert während die Energie in der energiereichsten Zelle selbst als besonders hoch eingestuft wird. Auf die insgesamt niedrigen Energien der Taus im Barrel-Kalorimeter hat dieses Filterverhalten einen vergleichsweise großen Einfluss und die Tau-Schauer erscheinen im Vergleich zu den Jets noch stärker kollimiert, als sie es ohnehin schon sind. Dieser Effekt trat bereits bei  $f_{core}$  auf.

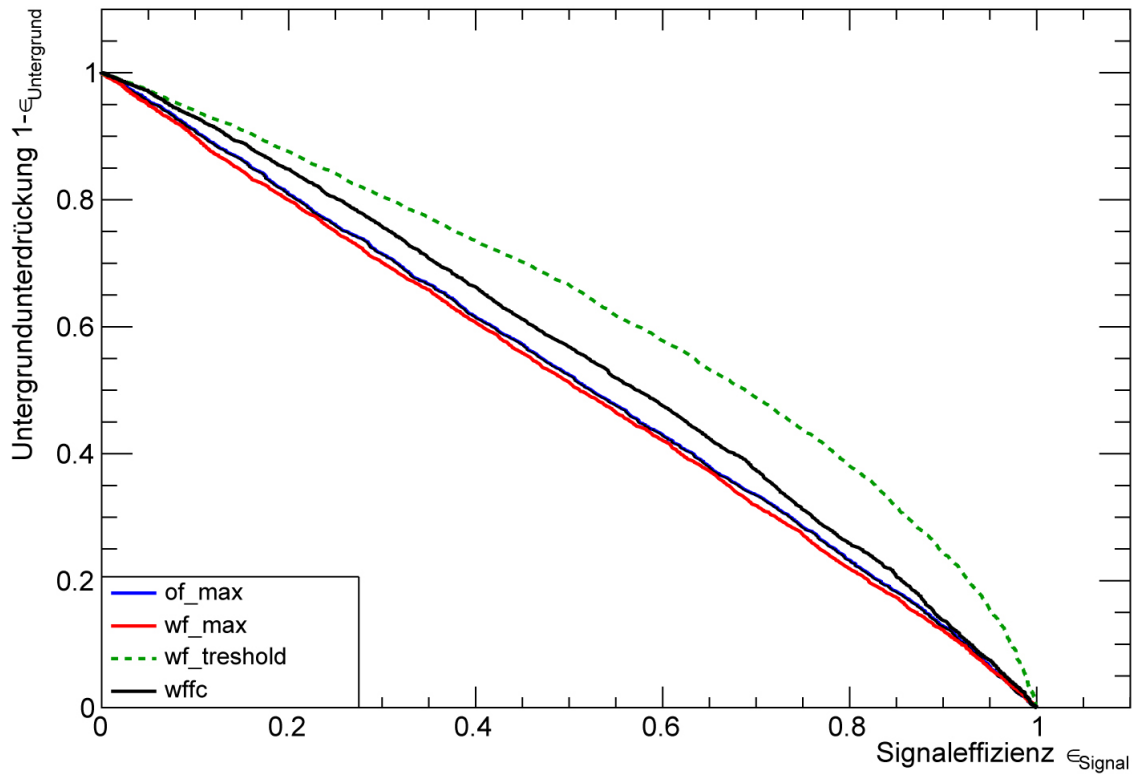
Interessant ist, was mit dem Wiener Filter mit Thresholder geschieht: Wie schon in Kapitel 3.3.2 beschrieben, unterliegt dieser Filter dem entgegengesetzten Effekt wie der Vorwärtskorrektur-Filter. Mit ihm erscheint der Tau-Schauer weniger stark kollimiert. Bei  $f_{core}$  hat dies dazu geführt, dass Taus und Jets in etwa gleich breit erschienen und nicht mehr trennbar waren. Hier werden durch Taus verursachte Schauer so stark verbreitert rekonstruiert, dass sie sogar weniger stark kollimiert erscheinen als die Jets.

Um Signal und Untergrund sinnvoll voneinander zu trennen, müssen die Schnitte für den Threshold-Filter deshalb andersherum gesetzt werden als für die restlichen Filteralgorithmen. Für den Threshold-Filter werden also alle Ereignisse mit einem  $r_{EM}$  größer als der Schnittwert als Taus gewertet, während bei den anderen Filtern  $r_{EM}$  kleiner als der Schnittwert sein muss, damit ein Ereignis zu den Taus gezählt wird. Wird dies so gehandhabt, trennt der Wiener Filter mit Thresholder Jets und Taus mit Hilfe von  $r_{EM}$  sogar besser voneinander als die anderen Filter.

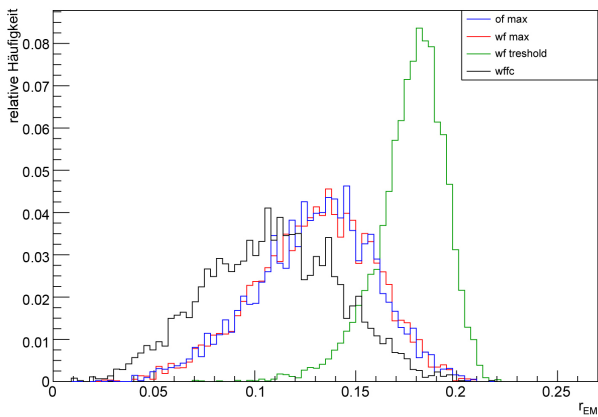


Auch das Verhalten dieser Variable bei der Trennung von Taus und Elektronen lässt sich mit den schon in Kapitel 3.3.2 angestellten Überlegungen erklären. Elektronen-Schauer sind stärker kollimiert als die der Taus. Das spiegelt sich auch in den entsprechenden Verteilungen der Variable  $r_{EM}$  wieder (vgl. Abbildungen 3.14 b und c). Die Variable nimmt für Taus im Mittel höhere Werte an als für Elektronen. Der Threshold-Filter verbreitert die Schauer scheinbar; der Filter mit Vorwärtskorrektur verschmälert sie leicht. Diese Effekte wirken sich auf die Taus wieder stärker aus als auf die Elektronen. Dadurch lässt der Threshold-Filter Taus im Vergleich zu Elektronen noch breiter und der Vorwärtskorrektur-Filter sie weniger breit erscheinen.  $r_{EM}$  trennt die zwei Teilchenarten mit allen Filtern gut, der Filter mit Threshold wirkt dabei jedoch besonders gut und der Vorwärtskorrektur-Filter vergleichsweise schlecht (vgl. Abbildung 3.14 a).

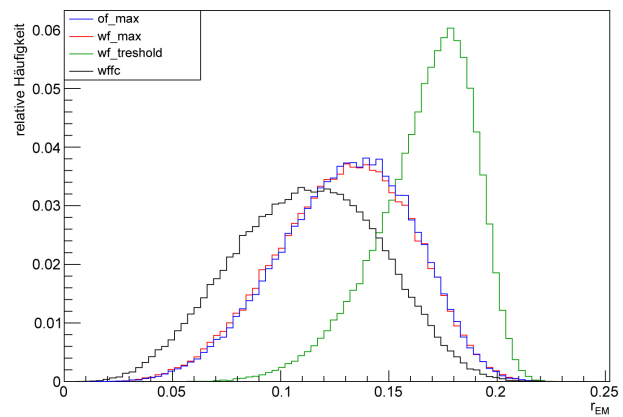
Die Variable, welche ja ähnlich ausgelegt ist wie  $f_{core}$ , trennt Taus besser von Elektronen aber schlechter von Jets, als  $f_{core}$  es tut.



(a) Untergrundunterdrückung der Schauerprofilvariable  $r_{EM}$  für Taus als Signal und Jets als Untergrund, für den gestrichelten Graphen wurden die Schnitte andersherum gesetzt als bei den restlichen Graphen.

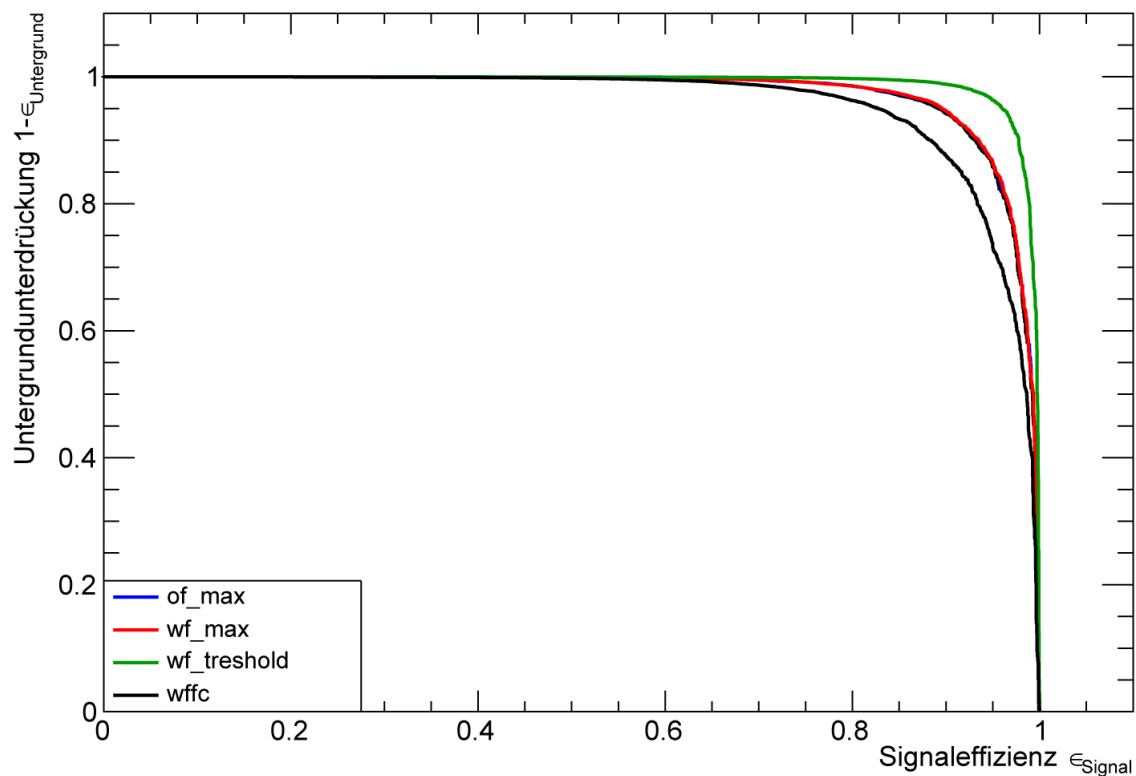


(b) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{EM}$  für Taus.

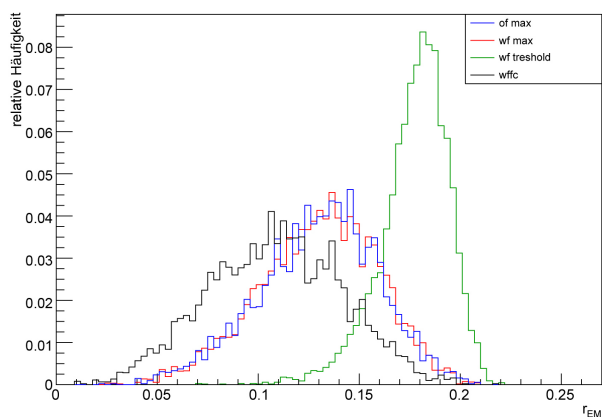


(c) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{EM}$  für Jets.

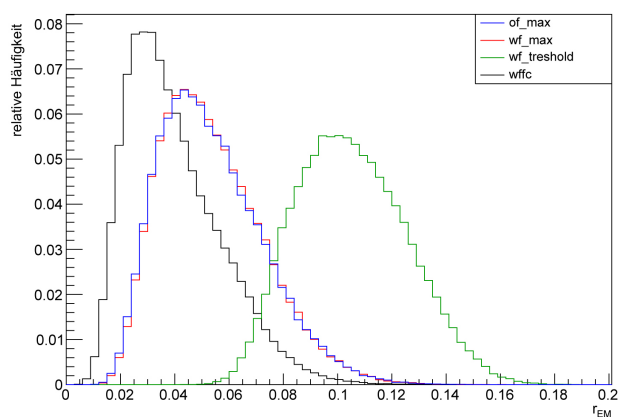
**Abbildung 3.13:** Trennfähigkeit der Schauerprofilvariable  $r_{EM}$  von Taus und Jets; Vergleich zwischen den vier Filtern.



(a) Untergrundunterdrückung der Schauerprofilvariable  $r_{EM}$  für Taus als Signal und Elektronen als Untergrund.



(b) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{EM}$  für Taus.



(c) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{EM}$  für Elektronen.

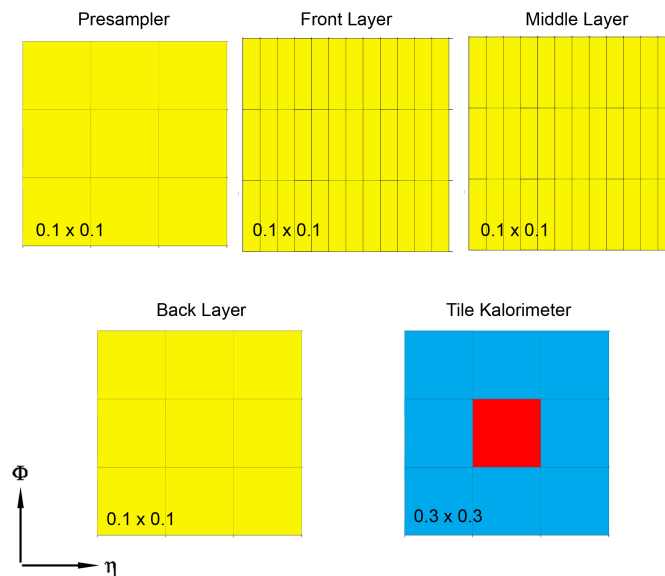
**Abbildung 3.14:** Trennfähigkeit der Schauerprofilvariable  $r_{EM}$  von Taus und Elektronen; Vergleich zwischen den vier Filtern.

### 3.3.5 Schauerprofilvariable $r_{\text{Tile3Barrel3}}$

$r_{\text{Tile3Barrel3}}$  ist der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  sehr ähnlich:

$$r_{\text{Tile3Barrel3}} = \frac{E_{T \ 3 \times 3 \ \text{TileTower}}}{E_{T \ 3 \times 3 \ \text{TileTower}} + \sum_{\text{Layer}} E_{T \ 0,3 \times 0,3 \ (\text{Barrel})}} \quad (3.7)$$

Der Energiebereich, über den im Tile-Kalorimeter summiert wird, ist der gleiche. Für das Barrel-Kalorimeter wurde ein größerer,  $0,3 \times 0,3$  messender Block gewählt (vgl. Abbildung 3.15). Der große Unterschied besteht jedoch darin, dass für  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  das Verhältnis aus der Energie im Tile-Kalorimeter und der Gesamtenergie gebildet wird, nicht aus der Energie im Barrel-Kalorimeter und der Gesamtenergie, wie es bei  $r_{\text{BarrelTile}}$  der Fall ist. Außerdem dient diesmal nicht die heißeste Superzelle sondern der energiereichste Tile Tower als Ausgangspunkt der Berechnung.



**Abbildung 3.15:** Darstellung der Superzellenbereiche, über die bei der Berechnung von  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  für den Middle-Layer aufsummiert wird; rot dargestellt ist die heißeste Superzelle.

Welche Werte  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  für Taus bzw. Jets annimmt, zeigen die Abbildungen 3.16 b und c. Für Jets ist  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  im Mittel deutlich kleiner als für Taus. Entsprechend gut lässt sich über diese Variable zwischen den zwei Ereignissen unterscheiden (vgl. Abbildung 3.16 a). Dass  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  für Taus größer ist als für Jets zeigt, dass Taus einen größeren Prozentsatz ihrer Energie im Tile-Kalorimeter deponieren.

Dadurch, dass bei dieser Variable statt von der energiereichsten Superzelle vom heißesten Tile Tower ausgegangen wird, umgeht man die bei  $r_{\text{BarrelTile}}$  auftretenden Probleme. Der energiereichste Tile Tower enthält per Definition Energie, der Bereich von  $3 \times 3$  Tile Towern um den heißesten Tower also auch. Der zur Berechnung der Variable genutzte Wert für die

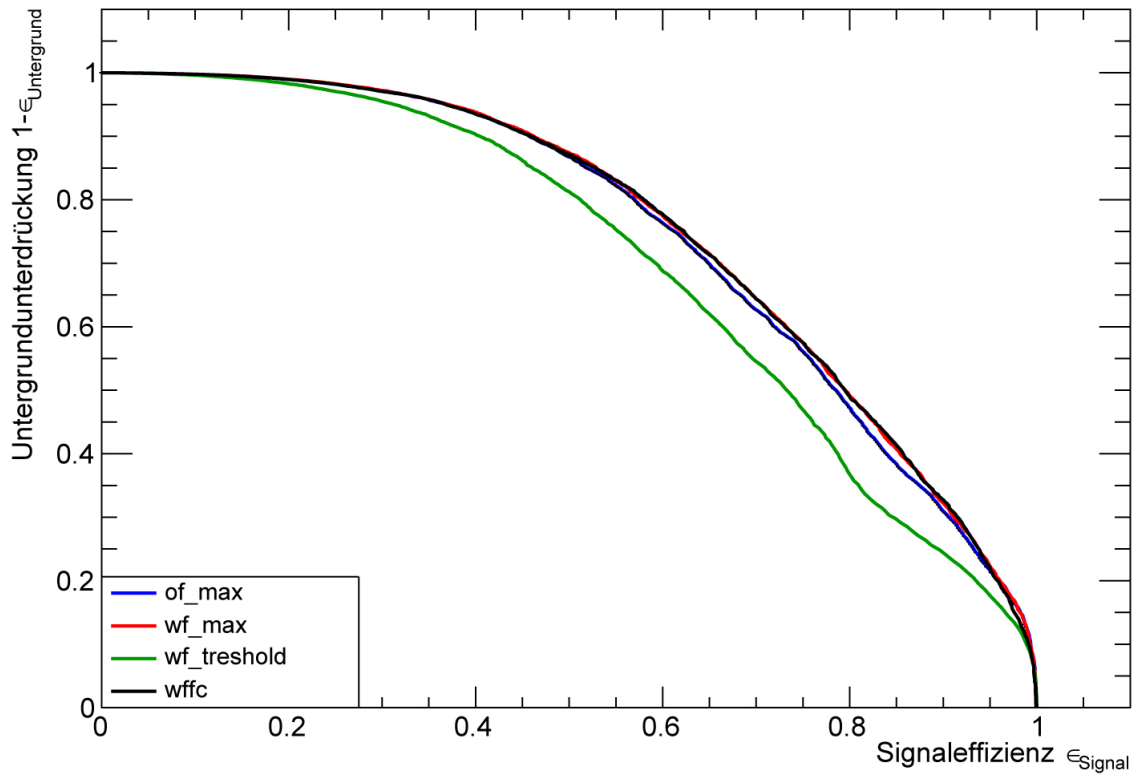
im Tile-Kalorimeter deponierte Energie wird somit, anders als bei  $r_{\text{BarrelTile}}$  nie exakt null (vgl. Abbildungen A.5 a und b). Dadurch entsteht in den Verteilungen der Variable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  kein solcher Peak, wie er bei  $r_{\text{BarrelTile}}$  auftritt. Die Signaleffizienz kann alle Werte zwischen null und eins annehmen; es erfolgt kein Abbruch der Kurve (vgl. Abbildung 3.16 a). Die Trennfähigkeit ist sogar sehr gut.

Allerdings sollte man dieses Ergebnis kritisch betrachten. Wenn für ein Event keine Energie im Tile-Kalorimeter deponiert wird, kann auch kein heißester Tile Tower gefunden werden. Wird kein heißester Tile Tower gefunden, kann  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  für das Event nicht berechnet werden. So trennt die Variable zwar gut zwischen Taus und Jets, die bis ins Tile-Kalorimeter vordringen; die restlichen Ereignisse, die bei  $r_{\text{BarrelTile}}$  den Peak bei eins bilden, werden jedoch gar nicht ausgewertet.

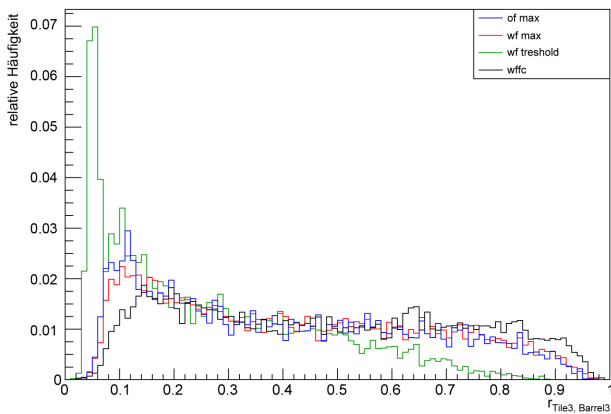
Wie schon bei den vorherigen Variablen aufgetreten, rekonstruiert der Threshold-Filter  $E_{T \ 3 \times 3 \ \text{TileTower}}$  zu hoch, was die entsprechenden Verteilungen für Jets und Taus näher zusammenrücken lässt und die Trennkraft verschlechtert.

Wie zu erwarten, nimmt  $r_{\text{BarrelTile}}$  auch für Elektronen im Mittel niedrigere Werte an als für Taus (vgl. Abbildungen 3.17 b und c). Das zugehörige Effizienzdiagramm zeigt eine gute Trennkraft (vgl. Abbildung 3.17 a). Allerdings ist auch dieses Diagramm mit Vorsicht zu betrachten. Schließlich deponieren ca. 80 % der Elektronen keine Energie im Tile-Kalorimeter (vgl. Kapitel 3.3.3). Für 80 % der Elektronen kann also die Variable gar nicht berechnet werden; mindestens 80 % der untersuchten Elektronen werden gar nicht klassifiziert und fließen in vorliegendes Effizienzdiagramm nicht ein.  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  ist also zur Trennung von Taus und Elektronen nicht unbedingt empfehlenswert.

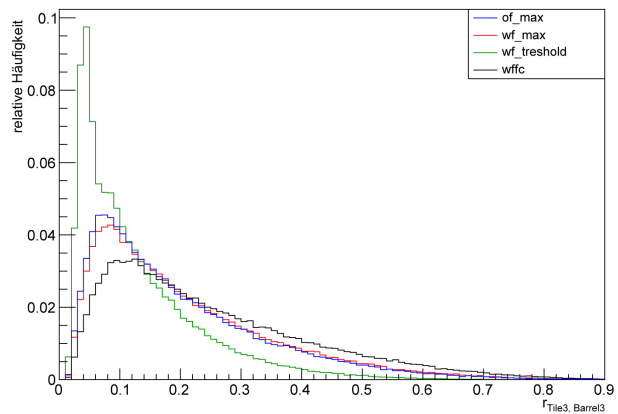
Interessant ist außerdem, dass die Effizienzkurve für den Threshold-Filter die Kurven der anderen Filter kreuzt.



(a) Untergrundunterdrückung der Schauerprofilvariable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  für Taus als Signal und Jets als Untergrund.

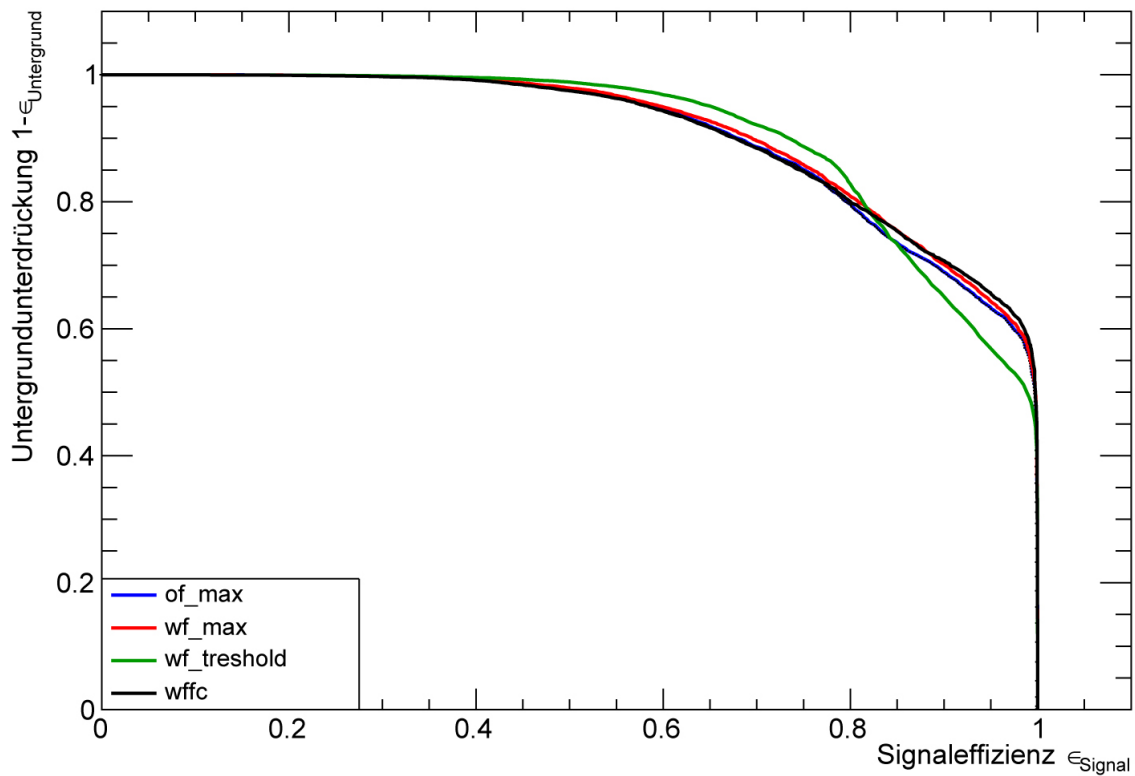


(b) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  für Taus.

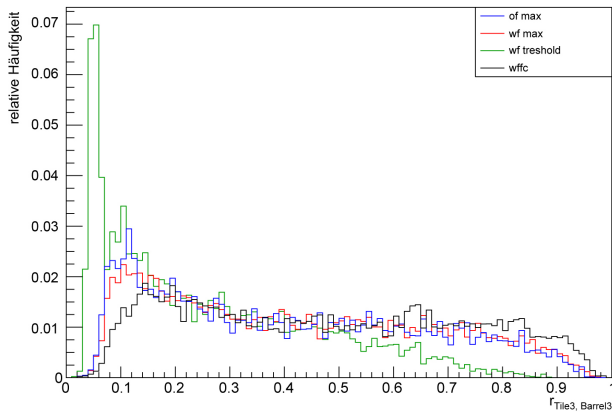


(c) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  für Jets.

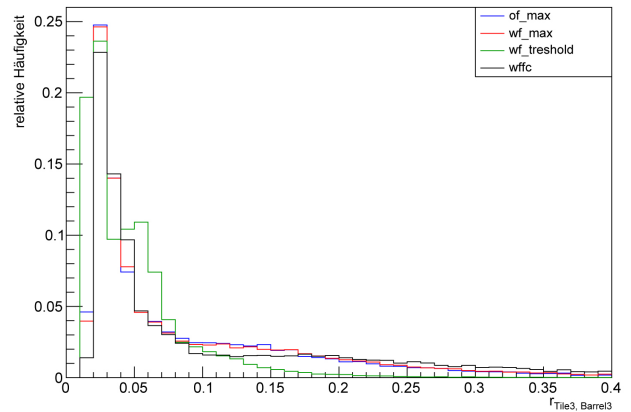
**Abbildung 3.16:** Trennfähigkeit der Schauerprofilvariable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  von Taus und Jets; Vergleich zwischen den vier Filtern.



(a) Untergrundunterdrückung der Schauerprofilvariable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  für Taus als Signal und Elektronen als Untergrund.



(b) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  für Taus.



(c) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  für Elektronen.

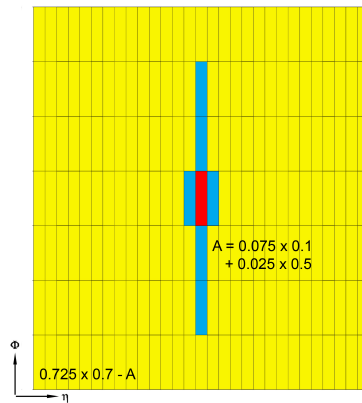
**Abbildung 3.17:** Trennfähigkeit der Schauerprofilvariable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  von Taus und Elektronen; Vergleich zwischen den vier Filtern.

### 3.3.6 Schauerprofilvariable $\rho_{oi}$

Die Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  schließlich bezieht erneut nur Energien des Barrel-Kalorimeters in ihre Berechnung ein. Wie schon  $f_{core}$  und  $r_{EM}$  soll durch sie die unterschiedlich starke Kollimation der verschiedenen Teilchen-Schauer genutzt werden. Konkret wird  $\rho_{oi}$  folgendermaßen bestimmt:

$$\rho_{oi} = \frac{E_{T\ 0,7 \times 0,7\ (\text{Barrel})} - E_{T\ A\ (\text{Barrel})}}{E_{T\ A\ (\text{Barrel})}}. \quad (3.8)$$

Dabei ist A ein Bereich, welcher sich aus der heißesten Superzelle selbst, jeweils zwei zusätzlichen Zellen in die Richtungen von + und  $-\Phi$  sowie jeweils einer Zelle in + und  $-\eta$ -Richtung zusammensetzt (vgl. Abbildung 3.18).



**Abbildung 3.18:** Darstellung der Superzellenbereiche, über die bei der Berechnung von  $\rho_{oi}$  für den Middle-Layer aufsummiert wird; rot dargestellt ist die heißeste Superzelle.

Die entsprechenden Verteilungen der Variable für Taus und Jets sowie das zugehörige Effizienzdiagramm sind in Abbildung 3.19 zu sehen. Die Verteilungen sind nahezu gleich. Entsprechend schlecht ist die Trennkraft  $\rho_{oi}$ s. Durch die schon bei  $f_{core}$  und  $r_{EM}$  aufgetretenen Effekte unterscheidet sich die Trennkraft der verschiedenen Filter dabei leicht.

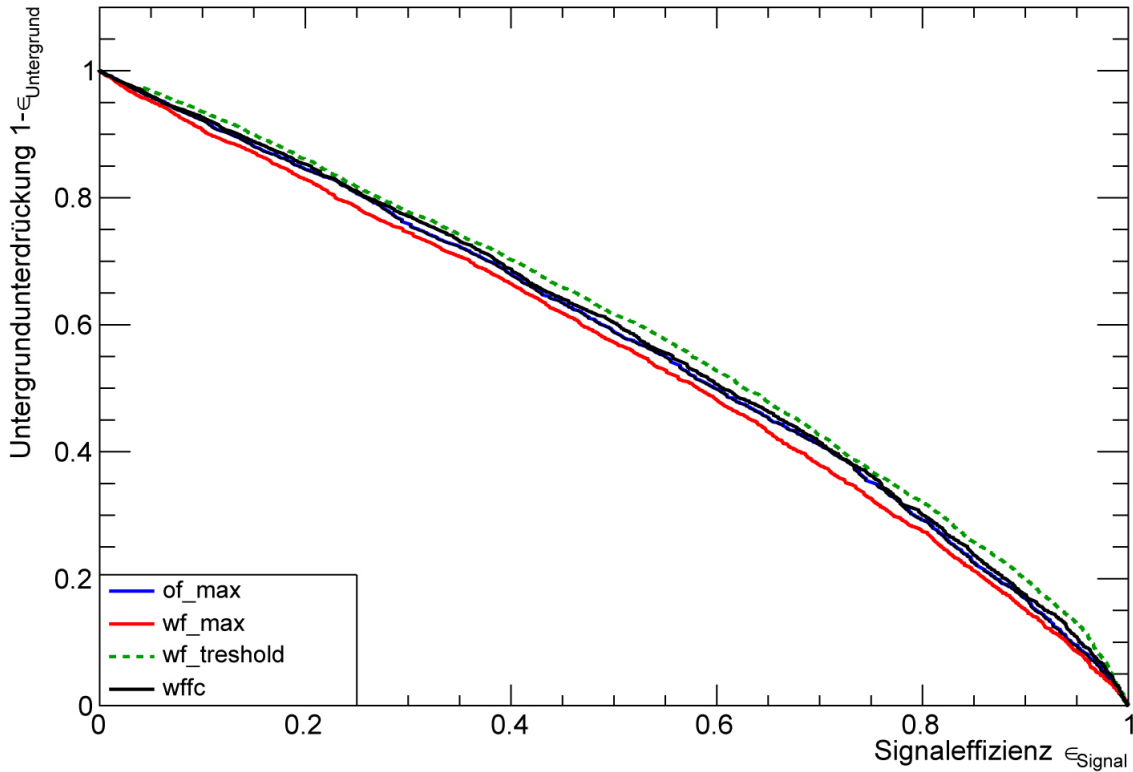
Ursache für das schlechte Wirken dieser Variable sind die zu groß gewählten Bereiche, in denen die Energie aufsummiert wird. Die Unterschiede zwischen den Taus und Jets treten vornehmlich in der heißesten Superzelle und in kleinen Bereichen um diese hervor. Diese Bereiche werden jedoch im Wesentlichen durch A einfach zusammengefasst. Die Information über die „Unterschiedlichkeit“ geht dabei verloren.

Dass sich die Effizienzen der Filter im Vergleich zu  $f_{core}$  und  $r_{EM}$  so schwach voneinander unterscheiden, kann ebenfalls auf den sehr groß gewählten Bereich  $E_{T\ 0,7 \times 0,7\ (\text{Barrel})}$  zurückgeführt werden. Während in den zuvor genutzten Bereichen, wie  $0,3 \times 0,3$ , aufgrund ihrer niedrigen deponierten Energie hauptsächlich Taus durch die Effekte der Filter beeinflusst wurden, ist nun die Menge niedriger deponierter Energien, die in die Berechnung einbezo-

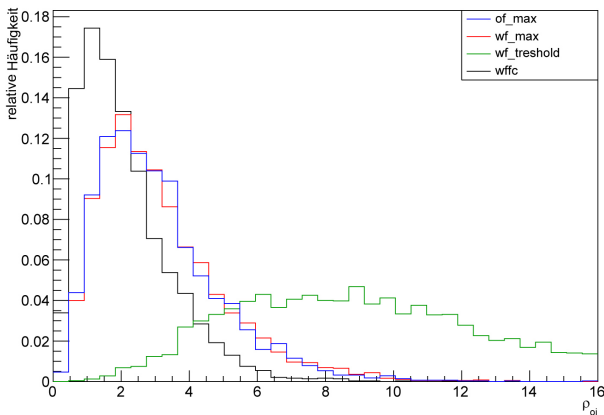


gen werden, auch für Jets so groß, dass die verschiedenen Filteralgorithmen das Ergebnis stark beeinflussen. Da so die Verteilungen von  $\rho_{oi}$  für Jets und Taus gleichermaßen stark durch die genutzten Filteralgorithmen beeinflusst werden, die Verteilungen sich durch bestimmte Filter also nicht mehr so stark angleichen bzw. voneinander entfernen, unterscheidet sich die Trennkraft bei Verwendung verschiedener Filter kaum.

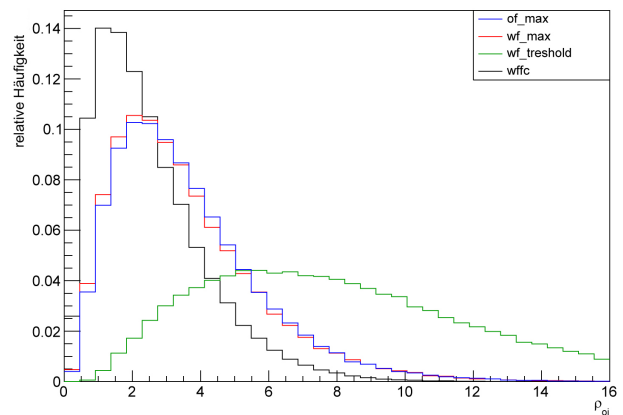
Bei der Unterscheidung von Taus und Elektronen wirkt die Nutzung so großer Bereiche, über die die Energie summiert wird, sehr gut.  $\rho_{oi}$  nimmt für die stärker kollimierten Elektronen-Schauer wesentlich niedrigere Werte an als für Taus, was zu einer sehr hohen Trennkraft führt (vgl. Abbildung 3.20). Die Filter haben den gewohnten Einfluss.



(a) Untergrundunterdrückung der Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  für Taus als Signal und Jets als Untergrund; für den gestrichelten Graphen wurden die Schnitte andersherum gesetzt als bei den restlichen Graphen.

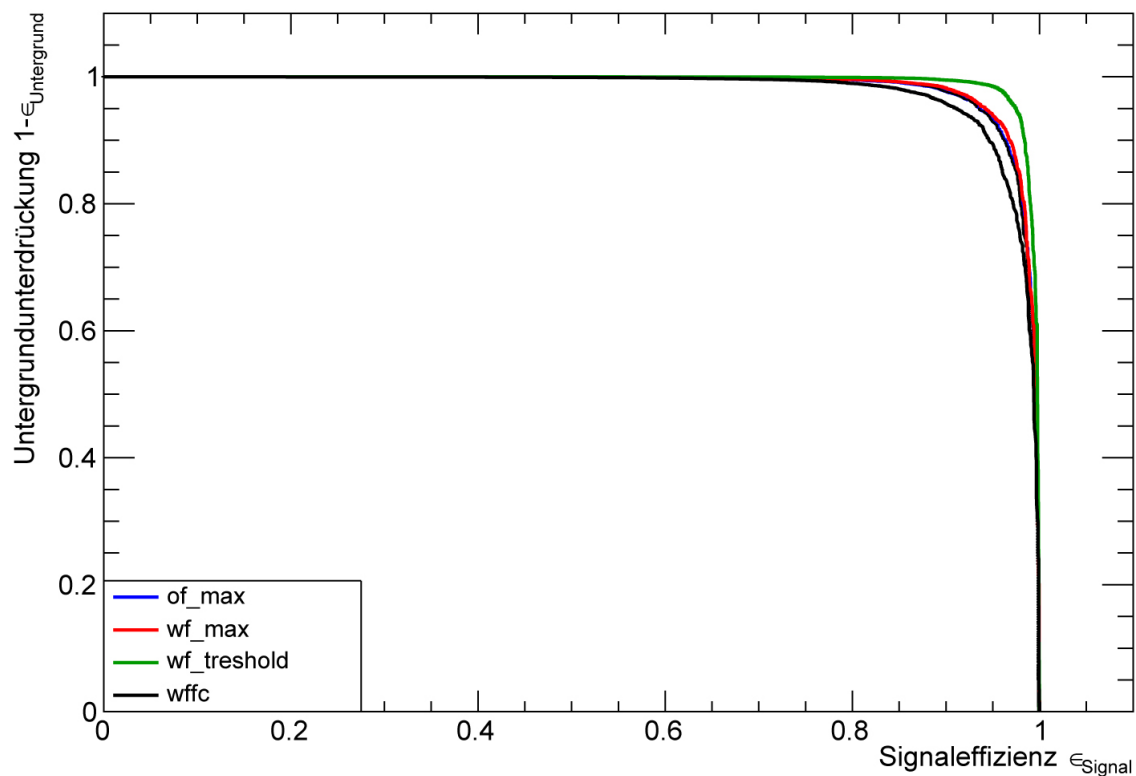


(b) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  für Taus.

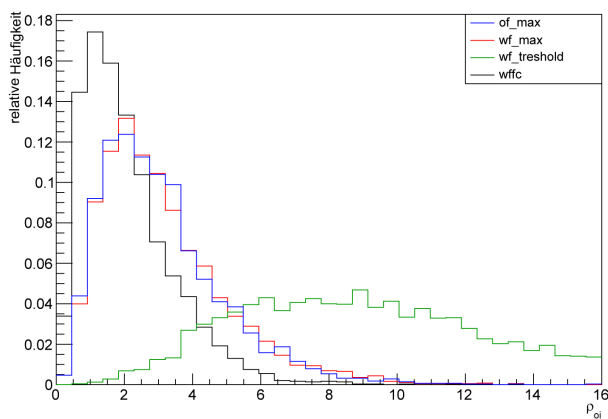


(c) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  für Jets.

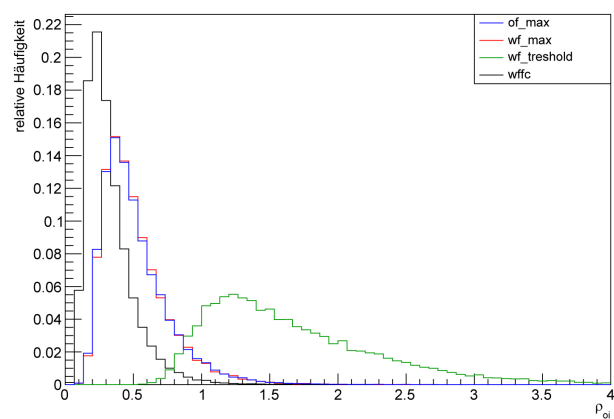
**Abbildung 3.19:** Trennfähigkeit der Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  von Taus und Jets; Vergleich zwischen den vier Filtern.



(a) Untergrundunterdrückung der Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  für Taus als Signal und Elektronen als Untergrund.



(b) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  für Taus.



(c) Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  für Elektronen.

**Abbildung 3.20:** Trennfähigkeit der Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  von Taus und Elektronen; Vergleich zwischen den vier Filtern.

## 4 Zusammenfassung und Ausblick

Dafür, dass die Filter alle dafür konzipiert sind, die im Kalorimeter deponierte Energie möglichst realitätsnah zu rekonstruieren, unterscheidet sich ihre Leistung bei der Erkennung von Taus doch relativ stark. Die verschiedenen Effizienzkurven der mit Hilfe der Filter berechneten Variablen können in den Abbildungen 4.1 und 4.2 noch einmal miteinander verglichen werden.

An der Reihenfolge der Variablen, die am besten zur Erkennung von Taus geeignet sind, ändern die Filter im Wesentlichen nichts. Wie schon in [15] beschrieben, sorgen  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  und  $f_{\text{core}}$  für eine hohe Trennkraft bei der Unterscheidung von Jets und Taus. Für die Trennung der Taus von den Elektronen hingegen sind  $\rho_{\text{oi}}$  und  $r_{\text{EM}}$  besonders geeignet. Elektronen lassen sich dabei im Allgemeinen besser von hadronisch zerfallenen Taus unterscheiden als Jets.

Die zur Trennung der Taus vom Untergrund genutzten Variablen unterscheiden sich für den Optimalfilter und den Wiener Filter mit Maximumfinder kaum. Dementsprechend gleich verlaufen die jeweiligen Effizienzkurven. Unterschiede im Vergleich zu diesen Filteralgorithmen treten beim Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur, vor allem aber bei dem mit Thresholder auf.

Für die Trennung von Taus und Elektronen bringt der Wiener Filter mit Thresholder Verbesserungen im Vergleich zum bisher genutzten Filteralgorithmus mit sich. Die zwei höchsten auftretenden Trennkraft für Elektronen und Taus stammen von den jeweils mit dem Threshold-Filter berechneten Variablen  $\rho_{\text{oi}}$  und  $r_{\text{EM}}$  (vgl. Abbildung 4.2). Vor allem die Wirkung der Schauerprofilvariable  $f_{\text{core}}$  wird durch Nutzung dieses Filters enorm verbessert. Eine signifikante Verschlechterung der Trennkraft durch diesen Filter tritt für keine der Variablen auf.

Der Wiener Filter mit Vorwärtskorrektur ist dagegen zur Trennung von Taus und Elektronen vergleichsweise ungeeignet. Seine Trennkraft liegt für alle Variablen bis auf  $r_{\text{BarrelTile}}$  unter der der anderen Filteralgorithmen.

Bei der Unterscheidung von Taus und Jets verhält es sich anders. Die beste Trennkraft stellen hier die mit dem Maximumfinder bzw. der Vorwärtskorrektur berechneten Variablen  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  und  $f_{\text{core}}$  bereit. Insgesamt gleichen sich die Leistungen dieser drei Filter bei

der Unterscheidung von Taus und Jets im Wesentlichen.

Der Threshold-Filter fällt dabei jedoch ab. Für die zwei eigentlich wichtigsten, trennkraftigsten Variablen  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  und  $f_{\text{core}}$  liefert er im Vergleich zu den anderen Filtern schlechte Ergebnisse. Für die restlichen drei betrachteten Variablen, vor allem für  $r_{\text{EM}}$ , kann er leichte Verbesserungen erzielen. Diese sind aber teilweise nur minimal. Außerdem sind die resultierenden Trennkraften zwar besser als die der anderen Filter, aber eben immer noch nicht gut.

Der Wiener Filter mit Thresholder arbeitet zwar besser bei der Unterscheidung von Taus und Elektronen, aber die Trennung dieser zwei Teilchensorten ist sowieso vergleichsweise gut zu verwirklichen, auch mit den anderen Filtern. Bei der Unterscheidung von Taus und Jets hingegen, wo eine Steigerung der Trennkraft wichtiger wäre, schneidet der Threshold-Filter schlecht ab. Der Filter mit Vorwärtskorrektur liefert bei der Unterscheidung von Taus und Jets zwar ähnliche Ergebnisse wie die Filter mit Maximumfinder, verschlechtert jedoch die Trennkraft der Variablen zur Unterscheidung der Taus von Elektronen.

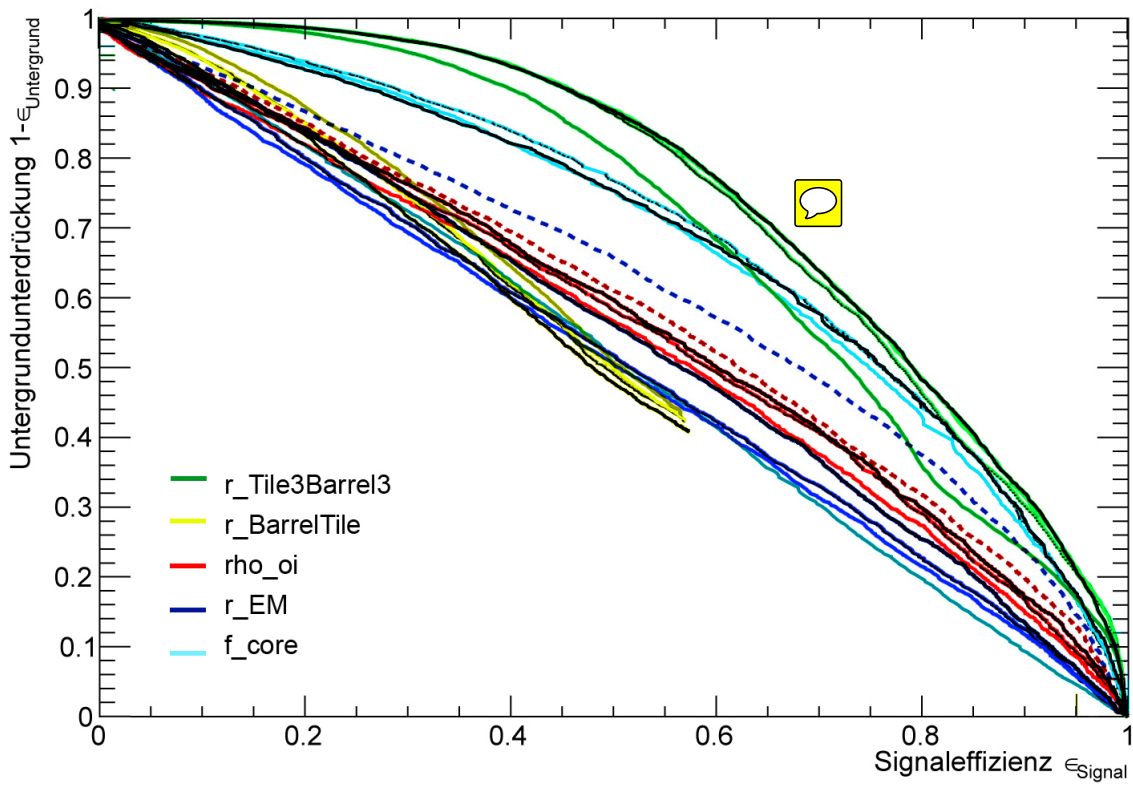
So kann zusammenfassend festgestellt werden, dass der zur Zeit genutzte Filter, der Optimalfilter mit Maximumfinder, eine gute Wahl für die Erkennung von Tau-Leptonen ist. Der Wiener Filter mit Maximumfinder würde allerdings gleich gute Ergebnisse liefern.

Für weitere Untersuchungen zur Erkennung von Taus im Rahmen des verbesserten LAr-Triggers wäre es von Interesse, die dem Trigger durch das Phase-I-Upgrade zur Verfügung stehende höhere Auflösung der Daten noch besser auszunutzen. Vor allem ein Einbeziehen aller Layer des elektromagnetischen Kalorimeters in die Berechnung der Variablen könnte nützlich sein. Im Rahmen dessen wäre es sinnvoll, die Variablen, vor allem  $\rho_{oi}$ , für alle Layer einheitlicher zu gestalten.

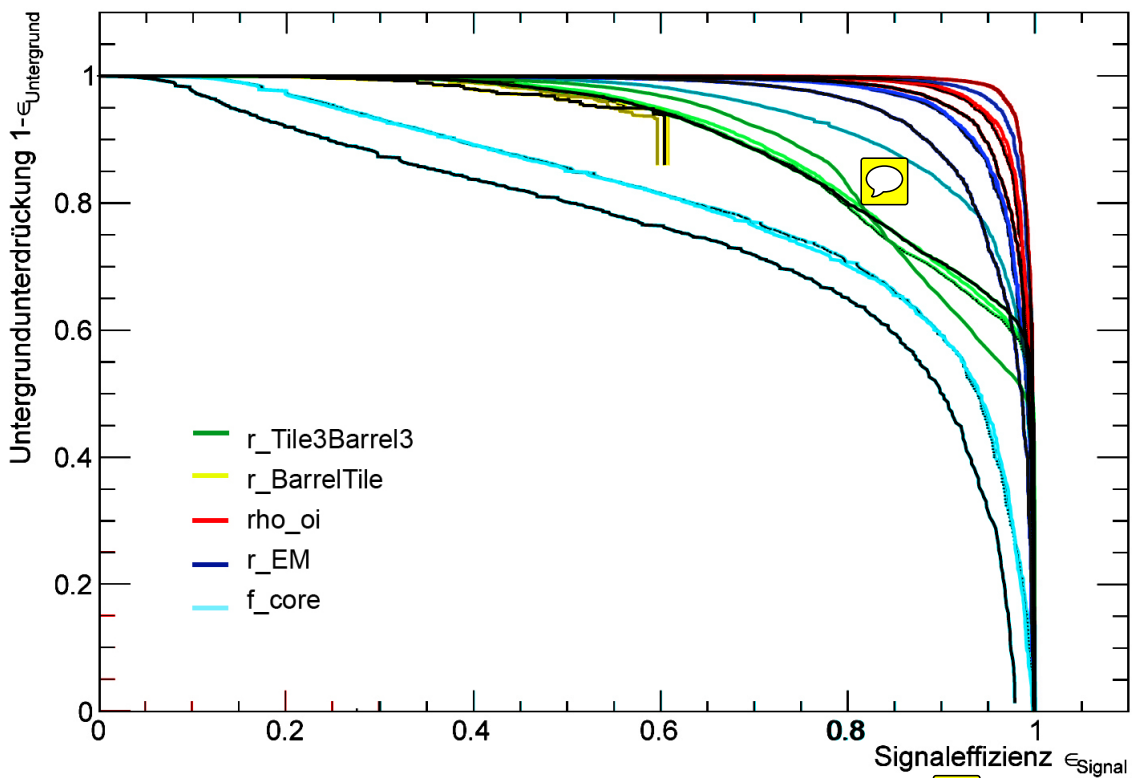
Da außerdem die verschiedenen Filteralgorithmen einen recht großen Einfluss auf die Werte der berechneten Variablen haben, wäre es auch interessant zu sehen, welchen Einfluss die Verwendung rekonstruierter, und nicht nur verwischter, Energien der Tile Tower hätte.

Außerdem könnten die Trennkraften der Variablen noch einmal in Bezug darauf untersucht werden, für wie viele der betrachteten Ereignisse die Variable überhaupt berechnet wird, bzw. für welchen Prozentsatz der Ereignisse gar nicht entschieden wird, ob es sich um ein Tau handelt oder nicht. Würde dies in die Effizienzdiagramme einbezogen, schnitte zum Beispiel  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  möglicherweise gar nicht mehr so gut ab.

Vielleicht können so noch bessere Wege zur Erkennung von Taus gefunden und damit Fortschritte auf dem Weg der Untersuchung des Allerkleinsten erzielt werden.

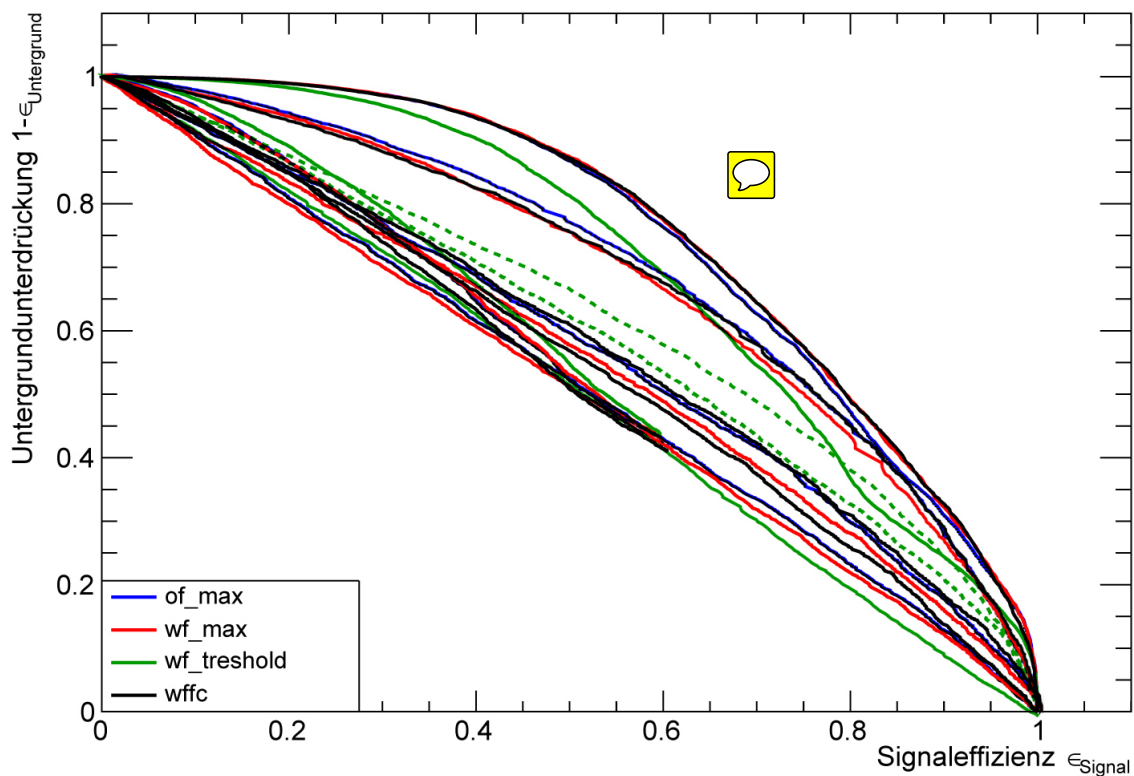


(a) Trennung zwischen Taus und Jets.

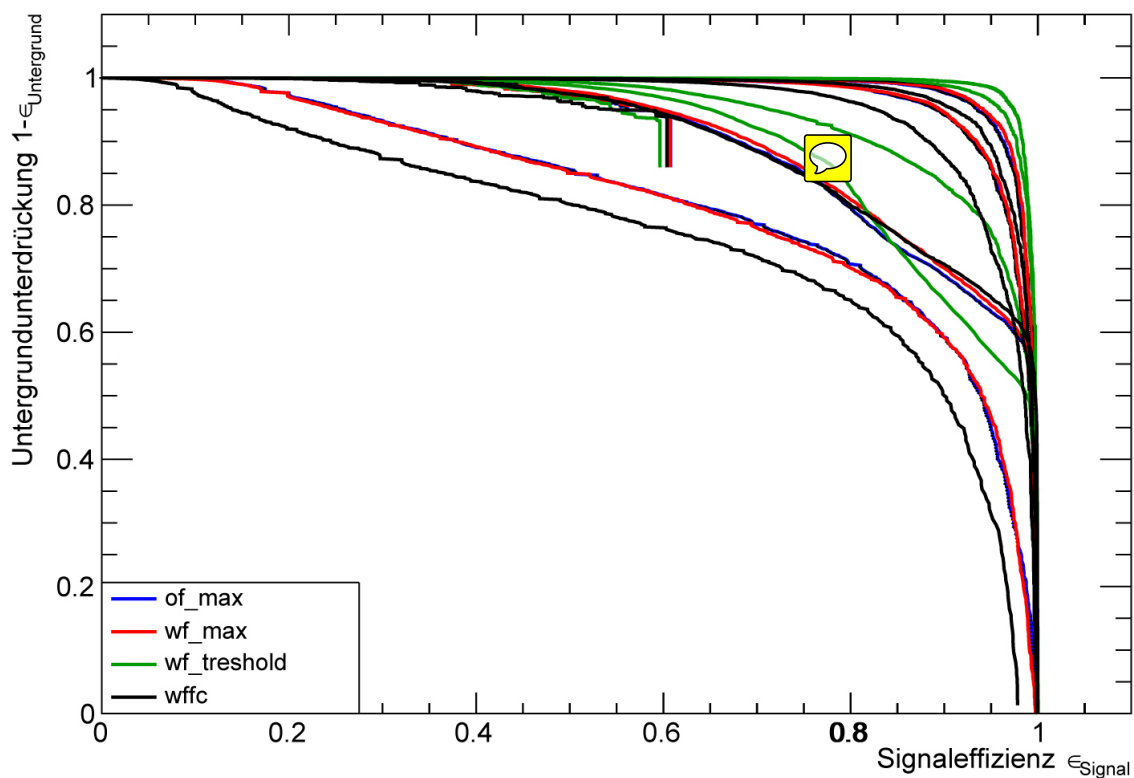


(b) Trennung zwischen Taus und Elektronen.

Abbildung 4.1: Vergleich der Trennkraft aller Variablen für alle Filter.



(a) Trennung zwischen Taus und Jets.




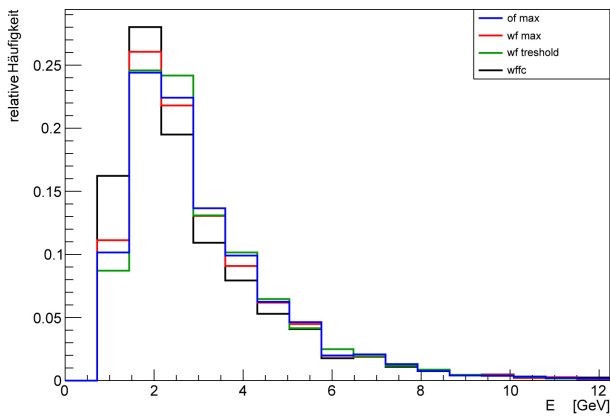
(b) Trennung zwischen Taus und Elektronen. 

Abbildung 4.2: Vergleich der Wirkungsweise aller Filter für alle Variablen.

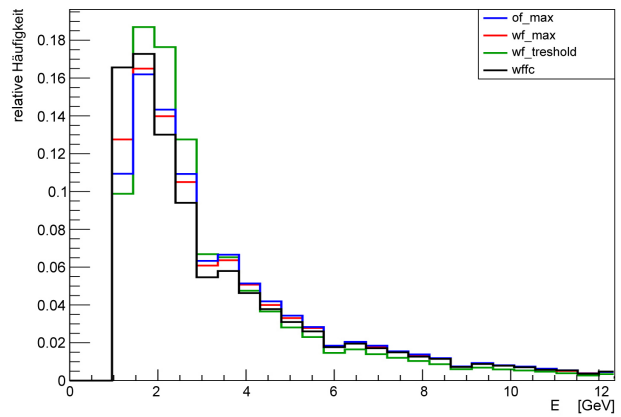
# A Anhang

## A.1 Variablen zur Berechnung der Schauerprofilvariable

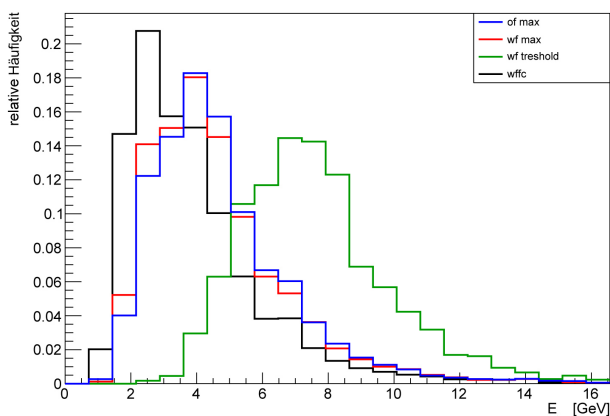
$$f_{\text{core}}$$



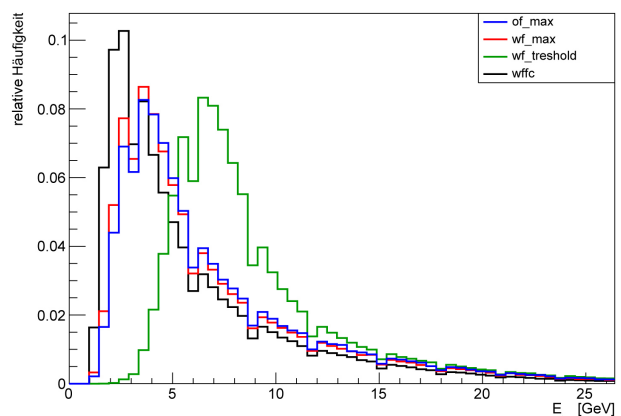
(a) Transversale Energie im Bereich  $0,125 \times 0,1$  um die heißeste Superzelle; Taus.



(b) Transversale Energie im Bereich  $0,125 \times 0,1$  um die heißeste Superzelle; Jets.



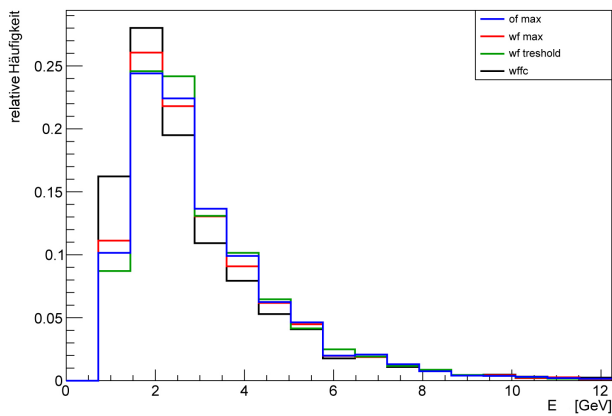
(c) Transversale Energie im Bereich  $0,275 \times 0,3$  um die heißeste Superzelle; Taus.



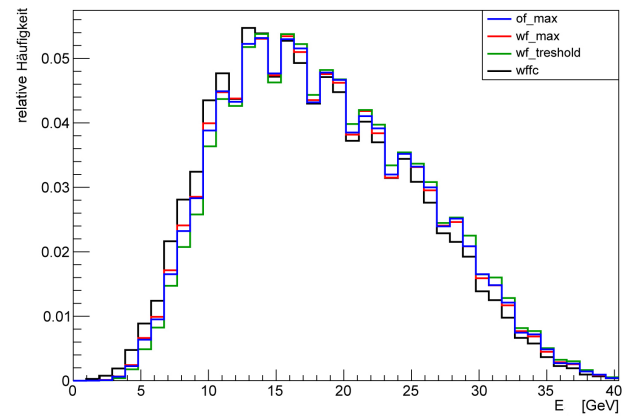
(d) Transversale Energie im Bereich  $0,275 \times 0,3$  um die heißeste Superzelle; Jets.

**Abbildung A.1:** Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Variablen, welche für die Berechnung der Schauerprofilvariable  $f_{\text{core}}$  benötigt werden; Vergleich Jets und Taus.

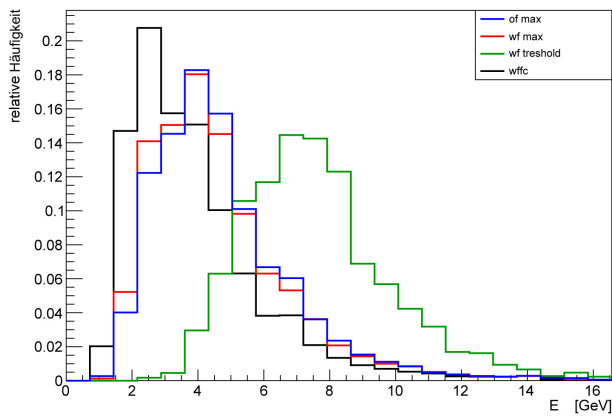




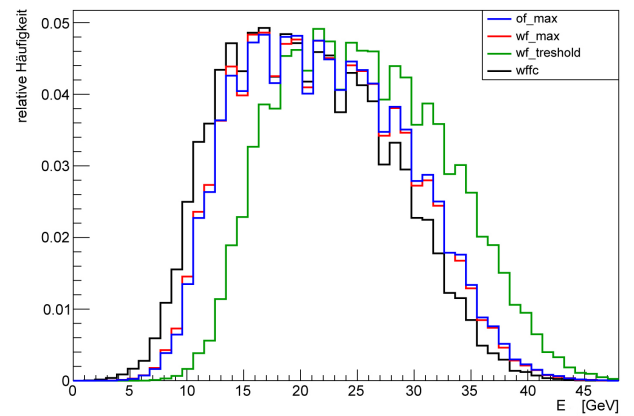
(a) Transversale Energie im Bereich  $0,125 \times 0,1$  um die heißeste Superzelle; Taus.



(b) Transversale Energie im Bereich  $0,125 \times 0,1$  um die heißeste Superzelle; Elektronen.



(c) Transversale Energie im Bereich  $0,275 \times 0,3$  um die heißeste Superzelle; Taus.

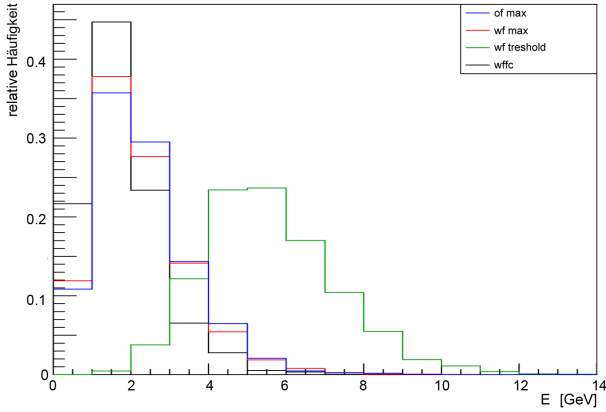


(d) Transversale Energie im Bereich  $0,275 \times 0,3$  um die heißeste Superzelle; Elektronen.

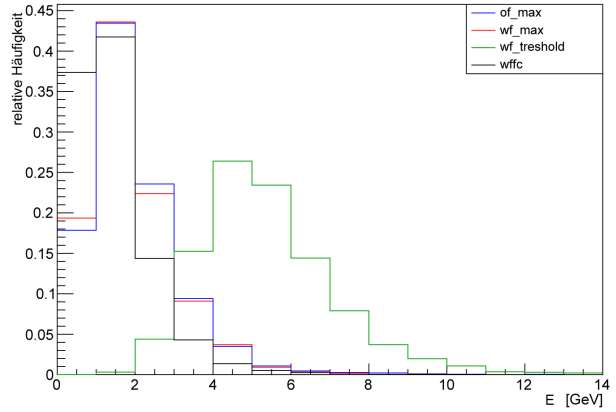
**Abbildung A.2:** Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Variablen, welche für die Berechnung der Schauerprofilvariable  $f_{core}$  benötigt werden; Vergleich Elektronen und Taus.

## A.2 Variablen zur Berechnung der Schauerprofilvariable

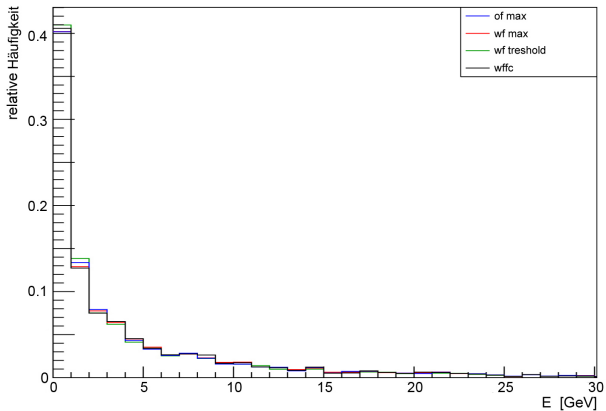
$r_{\text{BarrelTile}}$



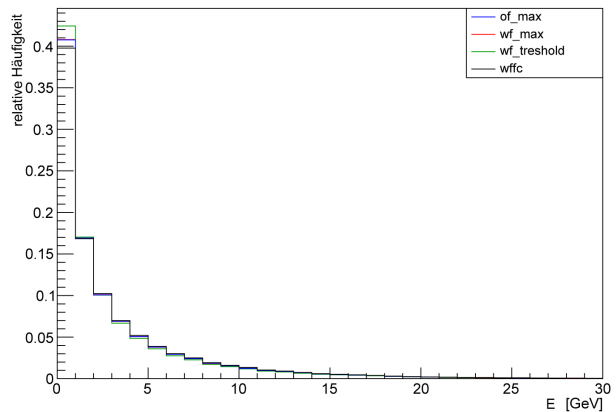
(a) Energie im Barrel-Kalorimeter im Bereich  $0,125 \times 0,1$  um die heißeste Superzelle (aufsummiert über alle Layer); Taus.



(b) Energie im Barrel-Kalorimeter im Bereich  $0,125 \times 0,1$  um die heißeste Superzelle (aufsummiert über alle Layer); Jets.

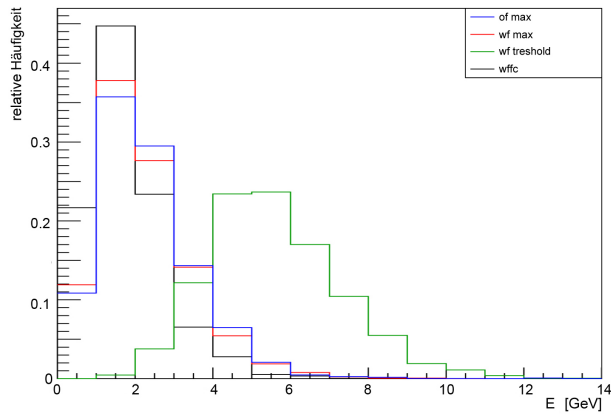


(c) Transversale Energie in  $3 \times 3$  Tile Tower um die heißeste Superzelle; Taus.

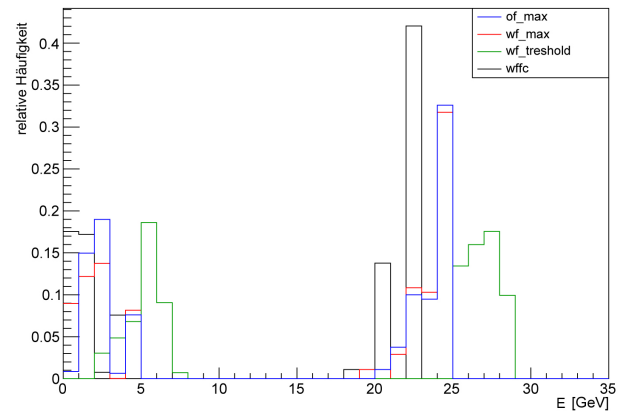


(d) Transversale Energie in  $3 \times 3$  Tile Tower um die heißeste Superzelle; Jets.

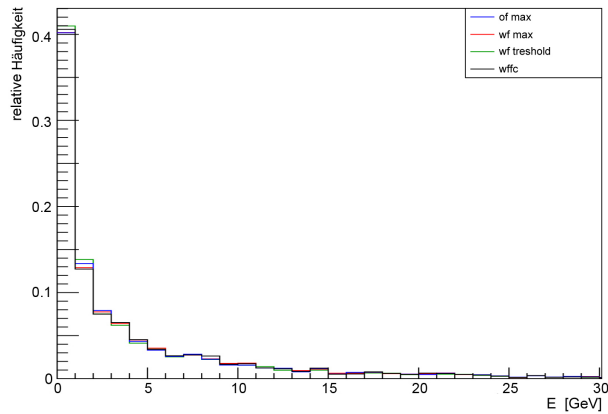
**Abbildung A.3:** Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Variablen, welche für die Berechnung der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  benötigt werden; Vergleich Jets und Taus.



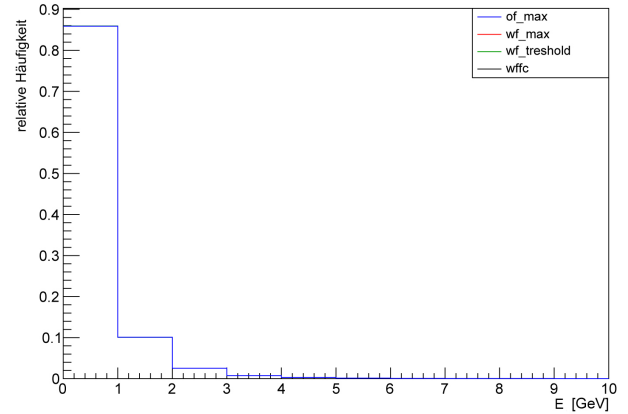
(a) Energie im Barrel-Kalorimeter im Bereich  $0,125 \times 0,1$  um die heißeste Superzelle (aufsummiert über alle Layer); Taus.



(b) Energie im Barrel-Kalorimeter im Bereich  $0,125 \times 0,1$  um die heißeste Superzelle (aufsummiert über alle Layer); Elektronen.



(c) Transversale Energie in  $3 \times 3$  Tile Tower um die heißeste Superzelle; Taus.

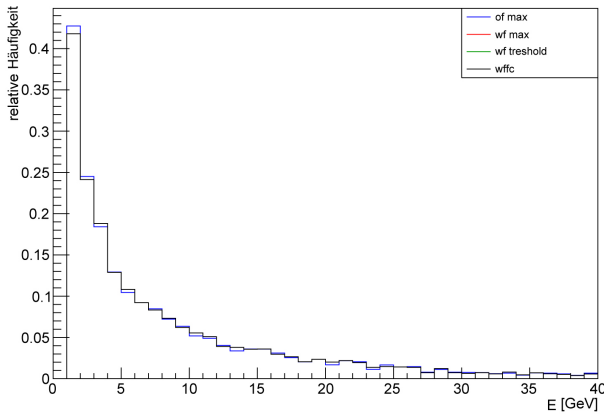


(d) Transversale Energie in  $3 \times 3$  Tile Tower um die heißeste Superzelle; Elektronen.

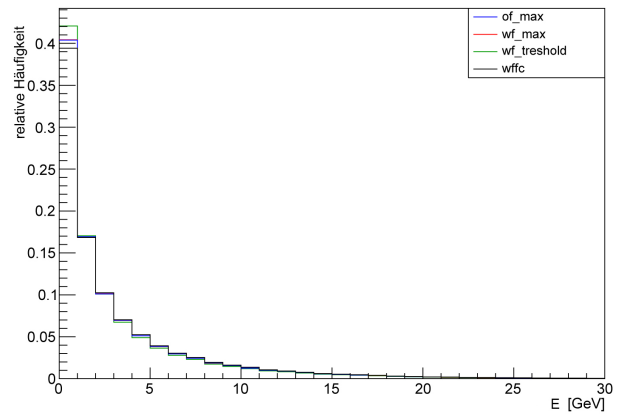
**Abbildung A.4:** Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Variablen, welche für die Berechnung der Schauerprofilvariable  $r_{\text{BarrelTile}}$  benötigt werden; Vergleich Elektronen und Taus.

## A.3 Variablen zur Berechnung der Schauerprofilvariable

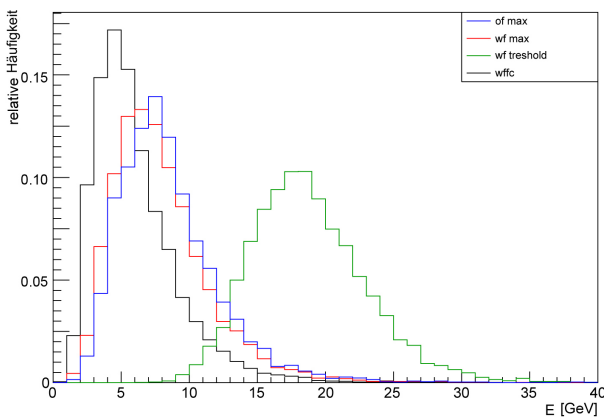
$r_{\text{Tile3Barrel3}}$



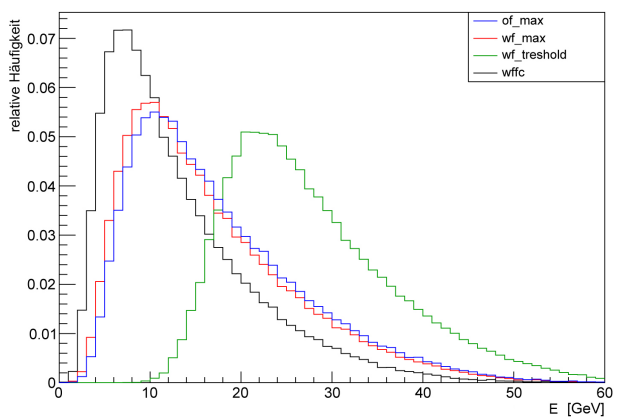
(a) Transversale Energie in  $3 \times 3$  Tile Towern um den heißesten Tile Tower; Taus.



(b) Transversale Energie in  $3 \times 3$  Tile Towern um den heißesten Tile Tower; Jets.

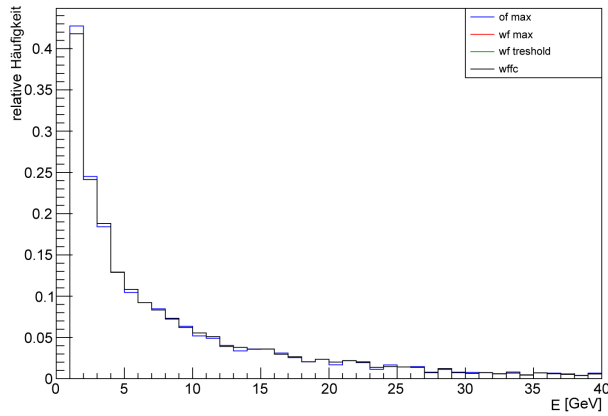


(c) Transversale Energie im Barrel-Kalorimeter im Bereich  $0,3 \times 0,3$  um den heißesten Tile Tower (aufsummiert über alle Layer); Taus.

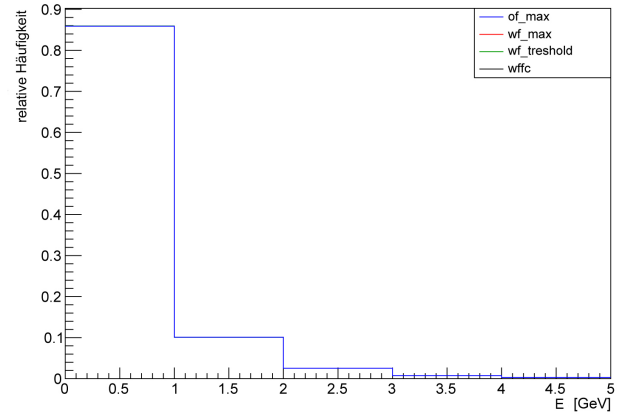


(d) Transversale Energie im Barrel-Kalorimeter im Bereich  $0,3 \times 0,3$  um den heißesten Tile Tower (aufsummiert über alle Layer); Jets.

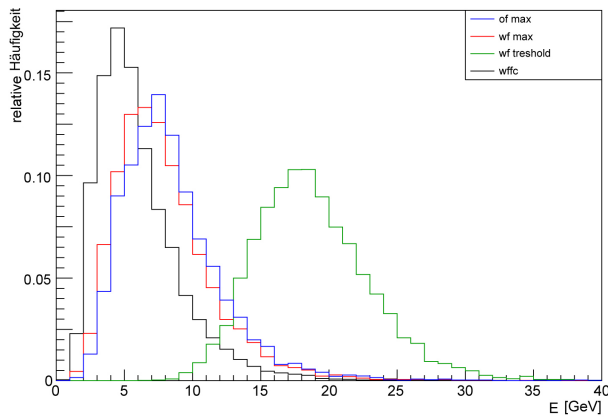
**Abbildung A.5:** Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Variablen, welche für die Berechnung der Schauerprofilvariable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  benötigt werden; Vergleich Jets und Taus.



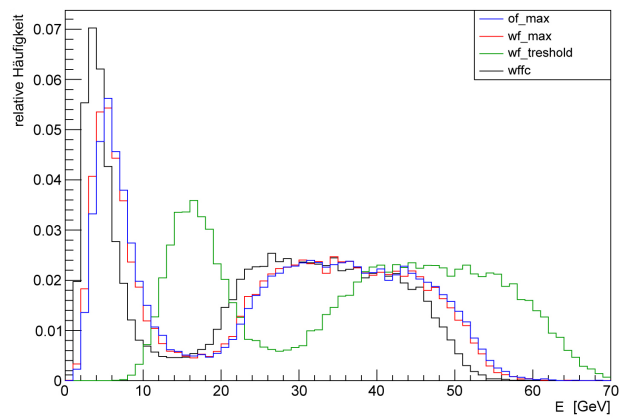
(a) Transversale Energie in  $3 \times 3$  Tile Towern um den heißesten Tile Tower; Taus.



(b) Transversale Energie in  $3 \times 3$  Tile Towern um den heißesten Tile Tower; Elektronen.



(c) Transversale Energie im Barrel-Kalorimeter im Bereich  $0,3 \times 0,3$  um den heißesten Tile Tower (aufsummiert über alle Layer); Taus.

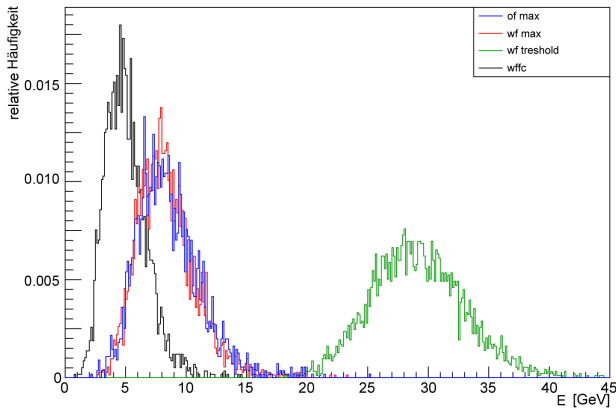


(d) Transversale Energie im Barrel-Kalorimeter im Bereich  $0,3 \times 0,3$  um den heißesten Tile Tower (aufsummiert über alle Layer); Elektronen.

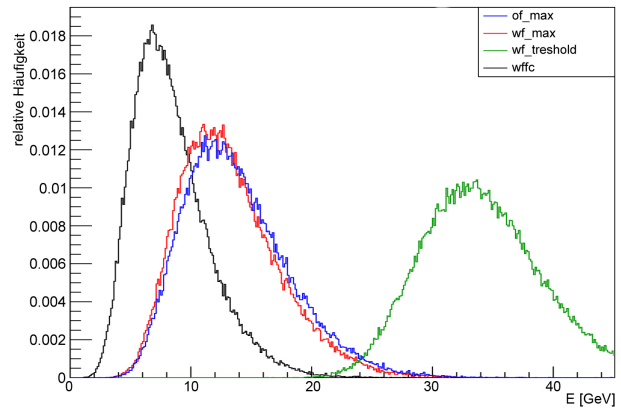
**Abbildung A.6:** Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Variablen, welche für die Berechnung der Schauerprofilvariable  $r_{\text{Tile3Barrel3}}$  benötigt werden; Vergleich Elektronen und Taus.

## A.4 Variablen zur Berechnung der Schauerprofilvariable

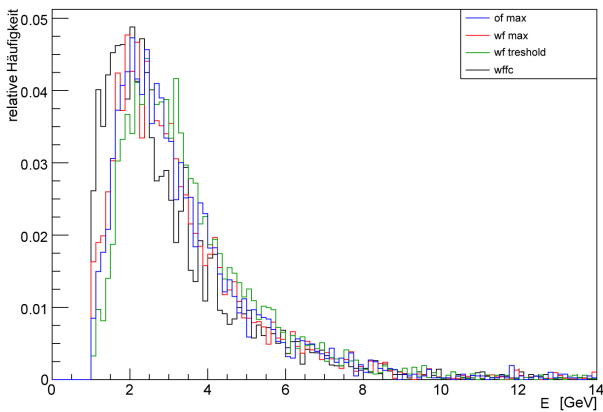
$\rho_{oi}$



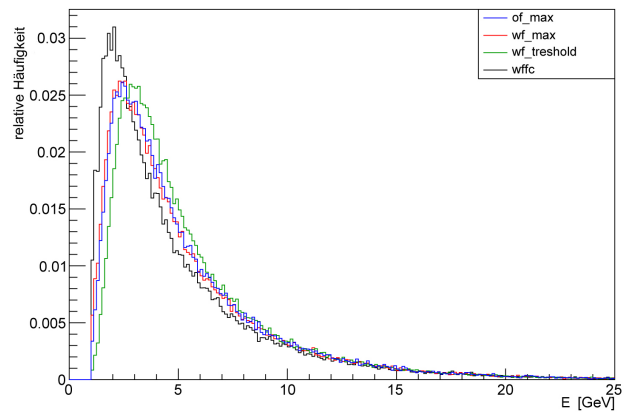
(a) Transversale Energie im Bereich  $0,725 \times 0,7$  ohne den Bereich A um die heißeste Superzelle; Taus.



(b) Transversale Energie im Bereich  $0,725 \times 0,7$  ohne den Bereich A um die heißeste Superzelle; Jets.

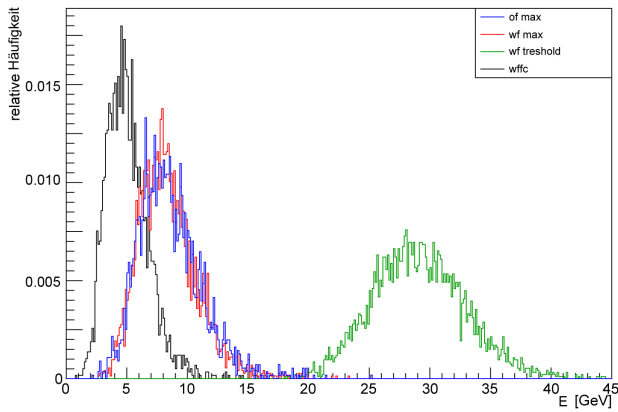


(c) Transversale Energie in Bereich A ( $0,075 \times 0,1 + 0,025 \times 0,5$ ) um die heißeste Superzelle; Taus.

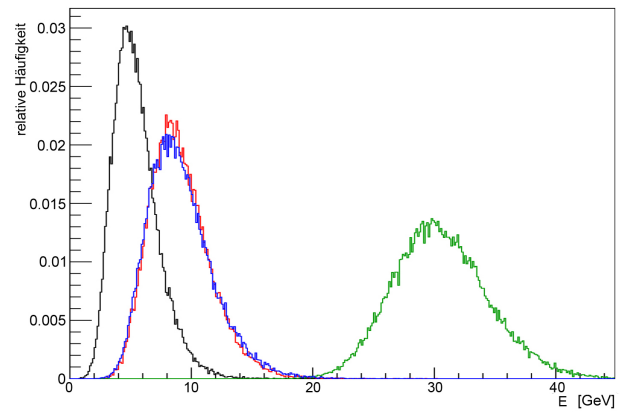


(d) Transversale Energie in Bereich A ( $0,075 \times 0,1 + 0,025 \times 0,5$ ) um die heißeste Superzelle; Jets.

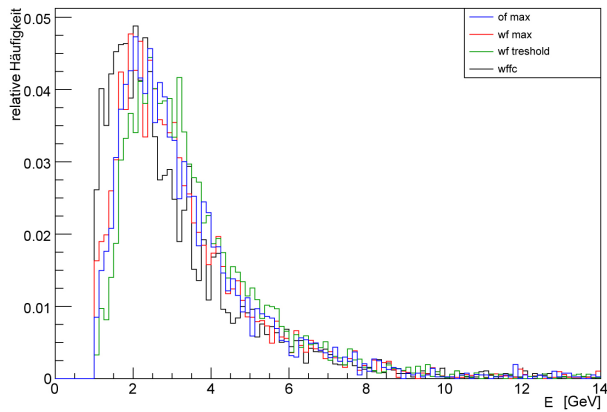
**Abbildung A.7:** Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Variablen, welche für die Berechnung der Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  benötigt werden; Vergleich Jets und Taus.



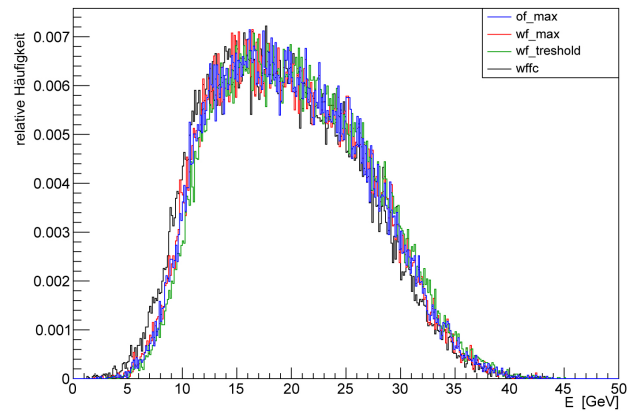
(a) Transversale Energie im Bereich  $0,725 \times 0,7$  ohne den Bereich A um die heißeste Superzelle; Taus.



(b) Transversale Energie im Bereich  $0,725 \times 0,7$  ohne den Bereich A um die heißeste Superzelle; Elektronen.



(c) Transversale Energie in Bereich A ( $0,075 \times 0,1 + 0,025 \times 0,5$ ) um die heißeste Superzelle; Taus.



(d) Transversale Energie in Bereich A ( $0,075 \times 0,1 + 0,025 \times 0,5$ ) um die heißeste Superzelle; Elektronen.

**Abbildung A.8:** Relative Häufigkeiten verschiedener Werte der Variablen, welche für die Berechnung der Schauerprofilvariable  $\rho_{oi}$  benötigt werden; Vergleich Elektronen und Taus.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Übersicht der Teilchen des Standardmodells . . . . .	3
2.2	Ausgewählte Zerfallskanäle des Tau-Leptons . . . . .	4
2.3	Aufbau des ATLAS-Detektors . . . . .	5
2.4	Struktur des Kalorimeter-Systems . . . . .	8
2.5	Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters . . . . .	8
2.6	Trigger Tower und Superzellen . . . . .	9
2.7	Pulsformen . . . . .	11
2.8	Pulsumformung durch die Filter . . . . .	12
3.1	Beispiel für typisches im Rahmen dieser Arbeit erstelltes Histogramm . . . . .	15
3.2	Beispielschnitt . . . . .	16
3.3	Beispiel für ein Diagramm der Untergrundunterdrückung in Abhängigkeit der Signaleffizienz . . . . .	17
3.4	Vergleich der Schauerformen verschiedener Teilchen . . . . .	18
3.5	Vergleich der durch verschiedene Filter rekonstruierten mittleren Energien . . . . .	19
3.6	Vergleich der durch verschiedene Filter rekonstruierten Energien mit der real deponierten Energie . . . . .	20
3.7	Berechnung von $f_{\text{core}}$ . . . . .	22
3.8	Trennfähigkeit $f_{\text{core}}$ zwischen Taus und Jets . . . . .	24
3.9	Trennfähigkeit $f_{\text{core}}$ zwischen Taus und Elektronen . . . . .	25
3.10	Berechnung von $r_{\text{BarrelTile}}$ . . . . .	26
3.11	Trennfähigkeit $r_{\text{BarrelTile}}$ zwischen Taus und Jets . . . . .	28
3.12	Trennfähigkeit $r_{\text{BarrelTile}}$ zwischen Taus und Elektronen . . . . .	29
3.13	Trennfähigkeit $r_{\text{EM}}$ zwischen Taus und Jets . . . . .	32
3.14	Trennfähigkeit $r_{\text{EM}}$ zwischen Taus und Elektronen . . . . .	33
3.15	Berechnung von $r_{\text{Tile3Barrel3}}$ . . . . .	34
3.16	Trennfähigkeit $r_{\text{Tile3Barrel3}}$ zwischen Taus und Jets . . . . .	36
3.17	Trennfähigkeit $r_{\text{Tile3Barrel3}}$ zwischen Taus und Elektronen . . . . .	37
3.18	Berechnung von $\rho_{\text{oi}}$ . . . . .	38
3.19	Trennfähigkeit $\rho_{\text{oi}}$ zwischen Taus und Jets . . . . .	40
3.20	Trennfähigkeit $\rho_{\text{oi}}$ zwischen Taus und Elektronen . . . . .	41



---

4.1	Vergleich der Trennkraft aller Variablen für alle Filter . . . . .	44
4.2	Vergleich der Wirkungsweise aller Filter für alle Variablen . . . . .	45
A.1	Notwendige Variablen für $f_{\text{core}}$ , Vergleich Jets und Taus . . . . .	46
A.2	Notwendige Variablen für $f_{\text{core}}$ , Vergleich Elektronen und Taus . . . . .	47
A.3	Notwendige Variablen für $r_{\text{BarrelTile}}$ , Vergleich Jets und Taus . . . . .	48
A.4	Notwendige Variablen für $r_{\text{BarrelTile}}$ , Vergleich Elektronen und Taus . . . . .	49
A.5	Notwendige Variablen für $r_{\text{Tile3Barrel3}}$ , Vergleich Jets und Taus . . . . .	50
A.6	Notwendige Variablen für $r_{\text{Tile3Barrel3}}$ , Vergleich Elektronen und Taus . . . . .	51
A.7	Notwendige Variablen für $\rho_{\text{oi}}$ , Vergleich Jets und Taus . . . . .	52
A.8	Notwendige Variablen für $\rho_{\text{oi}}$ , Vergleich Elektronen und Taus . . . . .	53

# Tabellenverzeichnis

2.1 Beispielwerte für $\theta$ und $\eta$ . . . . .	6
---	---

# Literaturverzeichnis

- [1] *Elementarteilchen des Standardmodells*, [https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell#/media/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles-de.svg](https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell#/media/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg), Datum des Aufrufes: 28. Mai 2016.
- [2] *Leifi-Physik: Teilchenphysik - Von Demokrit zu Gell-Mann*, [http://www.leifiphysik.de/kern-  
teilchenphysik/teilchenphysik/geschichte](http://www.leifiphysik.de/kern-<br/>teilchenphysik/teilchenphysik/geschichte), Datum des Aufrufes: 28. Mai 2016.
- [3] *LHC*, <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=home>, Datum des Aufrufes: 25. Mai 2016.
- [4] AAD, G. et al.: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST 3 S08003, 2008.
- [5] AAD, G. et al.: *Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons*. arXiv:1002.4189v3 [physics.ins-det], 2010.
- [6] AAD, G. et al.: *Identification and energy calibration of hadronically decaying tau leptons with the ATLAS experiment in pp collisions at  $\sqrt{s}=8\text{TeV}$* . arXiv:1412.7086 [hep-ex], 2015.
- [7] AGOSTINELLI, S. et al.: *GEANT4 - a simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250–303, 2003.
- [8] BLECK-NEUHAUS, J.: *Elementare Teilchen : Moderne Physik von den Atomen bis zum Standard-Modell*. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [9] CACCIARI, M., G. SALAM und G. SOYEZ: *The anti-k<sub>t</sub> jet clustering algorithmen*. arXiv:0802.1189v2 [hep-ph], 2008.
- [10] GROHS, J.: *Simulation of the future Phase-1 Trigger Readout Upgrade of the Liquid-Argon Calorimeter of the ATLAS Detector at the LHC*, 2015.
- [11] HILS, M.: *Simulation der Energierekonstruktion der verbesserten Flüssigargon-Kalorimeter-Auslese bei ATLAS*, 2015.
- [12] KAISER, D.: *Der Readout-Merger des Präprozessors des ATLAS Level-1 Kalorimeter Triggers*. HD-KIP-05-02, 2002.

- [13] KREBS, S.: *Optimierung der Elektronidentifikation der zukünftigen Trigger-Auslese der ATLAS-Flüssigargon-Kalorimeter*, 2014.
- [14] OLIVE, K. et al.: *Particle Data Group*. Chin. Phys. C, 38, 090001, 2015.
- [15] WIEL, C.: *Simulation der Energierekonstruktion der verbesserten Flüssigargon-Kalorimeter-Auslese bei ATLAS*, 2016.
- [16] WINGERTER-SEEZ, I., M. ALEKSA, W. CLELAND, Y. ENARI, M. FINCKE-KEELER, L. HERVAS, F. LANNI, S. MAJEWSKI und C. MARINO: *ATLAS Liquid Argon Calorimeter Phase-I Upgrade Technical Design Report*. CERN-LHCC-2013-017. ATLAS-TDR-022, 2013.

## **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Juliane Volkmer  
Dresden, Juni 2016