

Untersuchung des Untergrundes bei der Suche nach neuer Physik mit geboosteten Tau-Leptonen-Paaren bei ATLAS

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science

vorgelegt von
ALESSANDRO DARIO GABRIEL DOLCE
geboren am 03.06.1995 in Frankfurt a.M.

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2017

Eingereicht am 16.02.2017

1.Gutachter: Prof. Dr Arno Straessner

2.Gutachter: Prof. Dr Michael Kobel

Abstract

The Standard Model of Particle Physics is a very successful theory but it has several shortcomings. Theories which extend the Standard Model often predict the existence of new particles with high mass. Thereby the probability of boosted topologies in the final state is increased. This thesis specifically studies di-taus decays. A new di-tau reconstruction and identification has been introduced recently to separate signal from background. In this thesis the di-tau reconstruction, which has been trained against QCD background, is applied to other backgrounds, e.g. top-quark pairs. This multivariate analysis, a boosted decision trees, assigns every di-tau candidate a score, on which a cut is applied to obtain the highest possible significance. The best result has been achieved with a cut score of 0.86, where the signal efficiency is 25 % and the background efficiency is 0.054 %.

Zusammenfassung

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist die erfolgreichste Theorie die uns derzeit bekannt ist um Teilchen und ihre Wechselwirkungen zu beschreiben. Trotzdem weiß man aus experimentellen Untersuchungen, dass das Standardmodell unvollständig ist. Theorien, die das Standardmodell erweitern, setzen oft die Existenz neuer schwerer Teilchen voraus. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit von geboosteten Topologien in den Endzuständen. In dieser Arbeit wurden speziell geboostete Di-Tau Endzustände untersucht. Die hierfür entwickelte Di-Tau Rekonstruktion und Identifikation, die zur Unterdrückung des QCD Untergrunds optimiert wurde, wird in dieser Arbeit in Hinblick auf ihre Trennkraft gegenüber anderen Untergrundprozessen, wie z.B. Top-Quark-Paaren, untersucht. Die hierfür verwendete multivariate Analyse, einem Boosted Decision Tree, soll Signal von Untergrund trennen. Es soll ein optimaler Schnitt auf deren Ausgabewert gefunden werden, der eine hohe Signifikanz für die Entdeckung neuer Physik ermöglicht. Das beste Resultat wurde bei einem Schnitt von 0.86 mit einer Signaleffizienz von 25 % und einer Untergrundeffizienz von 0.054 % erreicht.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1. Einleitung | 8 |
| 2. Das Standardmodell der Teilchenphysik | 9 |
| 3. Der LHC und der ATLAS Detektor | 10 |
| 3.1. Der LHC | 10 |
| 3.2. Der ATLAS Detektor | 11 |
| 4. Tau Rekonstruktion und Identifikation | 14 |
| 4.1. Clustering Jet Algorithmus | 14 |
| 4.2. Single Tau Rekonstruktion | 15 |
| 4.3. Di-Tau Rekonstruktion | 15 |
| 4.4. Boosted Decision Trees | 16 |
| 5. Untergründe | 18 |
| 5.1. Drell-Yan-Prozesse | 18 |
| 5.2. Der W^\pm -Boson Zerfall | 18 |
| 5.3. Diboson | 18 |
| 5.4. Top-Paar Untergrund | 19 |
| 5.5. Multi-Jet | 19 |
| 6. Signifikanz | 20 |
| 7. Resultate | 23 |
| 7.1. Di-Tau p_T Verteilungen | 23 |
| 7.2. JetBDT Verteilungen | 26 |
| 7.3. Effizienzen | 28 |
| 7.4. Signifikanzen | 33 |
| 7.5. Schnitt auf Di-Tau p_T Verteilungen | 36 |
| 8. Ausblick | 39 |
| A. Natürliche Einheiten | 40 |
| B. Sample ID | 40 |
| C. Jet BDT Variablen | 40 |

1. Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik kann fast alle physikalischen Beobachtungen erklären. Es ist allerdings unvollständig, da es die Gravitation nicht beschreibt und auch innerhalb der Teilchenphysik einige offene Fragen lässt, wie z.B. das Hierarchieproblem, wieso es genau drei Generationen der Fermionen gibt und andere. Weiterführende Theorien könnten einige dieser Fragen beantworten. Ein Lösungsansatz wäre die Gravitation in extra Dimensionen zu beschreiben, die dabei auftretenden Kaluza-Klein (KK) Gravitonen [7] würden dann über verschiedenen Zerfallskanäle in Leptonen und Quarks zerfallen. Da Gravitonen sehr schwer sind koppeln sie mit hoher Wahrscheinlichkeit an Higgs-Bosonen. Ein wichtiger Zerfallskanal von Higgs-Bosonen ist der Endzustand mit zwei Tau-Leptonen. Aufgrund der großen Massenunterschiede treten dabei geboostete Topologien auf. Die herkömmliche Single-Tau Rekonstruktions- und Identifikations-Methoden bei verstärkten Topologien stößt dann an ihre Grenzen. Dies tritt bei Transversalimpulsen ab 500 GeV^1 an ihre Grenzen [2]. Deswegen wurde ein Di-Tau Rekonstruktionsalgorithmus entwickelt und der Di-Tau JetBDT (Boosted Decision Trees²) auf die Trennung von Signal und QCD Untergrund trainiert [3]. Das Ziel dieser Arbeit wird sein den JetBDT auf anderen Untergründen zu testen, um seine Effizienz zu überprüfen. Der bestmögliche Di-Tau JetBDT Schnitt soll gefunden werden, um in Zukunft bei Suchen nach neuer Physik möglichst hohe Signifikanzen erreichen zu können. In Kapitel 2 wird das Standardmodell der Teilchenphysik in Groben zügen zusammengefasst. Der LHC und der ATLAS Detektor werden in Kapitel 3 vorgestellt. In Kapitel 4 soll kurz die Rekonstruktion der Tau Leptonen und die funktionsweise der Cluster Algorithmen erläutert werden. In Kapitel 5 werden die verschiedenen Untergrundprozesse beschrieben, die in dieser Arbeit zur Analyse der Signifikanz untersucht wurden. Die Herkunft und Bedeutung der Signifikanz wird in Kapitel 6 erläutert. Die Resultate dieser Arbeit, die Trennung des Signals von dem Untergrund mittels des JetBDTs werden in Kapitel 7 gezeigt. Kapitel 8 gibt eine kurze Zusammenfassung mitsamt Ausblick.

¹In dieser Arbeit werden Natürlich Einheiten verwendet, siehe Anhang A

²Di-Tau JetBDTs werden in Kapitel 4 erklärt

2. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell (SM) [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19] ist die beste Theorie im Bereich der Teilchenphysik die wir zum heutigen Zeitpunkt haben. Sie fasst wesentlich Erkenntnisse zusammen, beschreibt alle bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkung. Der Nachweis des Higgs-Bosons, das für die Theorie fehlende Teilchen, wurde 2013 am CERN erbracht [8, 9].

Das Standardmodell berücksichtigt sowohl die Quantenmechanik, sowie die Relativitätstheorie und die Quantenchromodynamik. Da ihre fundamentalen Objekte Felder sind, ist sie eine Quantenfeldtheorie. Sie beschreibt drei Wechselwirkungen: Die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die elektromagnetische Wechselwirkung; nur die Gravitation konnte noch nicht in die Theorie eingebaut werden.

Die Elementarteilchen können in zwei Gruppen aufgeteilt werden: Fermionen, mit halbzahligen Spin, und Bosonen, mit ganzzahligen Spin. Fermionen können wiederum in Quarks und Leptonen aufgeteilt werden. Quarks haben eine Farbladung (rot, grün oder blau) und unterliegen also der starken Wechselwirkung. Das entsprechende Wechselwirkungsteilchen ist das Gluon, das in acht verschiedenen Weisen auftreten kann, da es sowohl Farbladung als auch eine Antifarbe trägt. Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik mit der zugrunde liegenden $SU(3)_C$ Eichgruppe beschrieben. Aufgrund des Confinements kann ein Teilchen mit Farbladung nicht isoliert vorkommen, so kommen Quarks und Gluonen nur in Bindungszustände vor. Diese Bindungszustände sind farbneutral und können in Mesonen (Farbe plus Antifarbe) und Baryonen (drei verschiedenen Farbenladungen) unterteilt werden.

Die elektromagnetische Wechselwirkung interagiert mit der elektrischen Ladung über ein masseloses Austauscheteilchen, dem Photon. Träger dieser Wechselwirkung sind Quarks und geladene Leptonen. Ihre Feinstrukturkonstante α ist um gut zwei Größenordnungen kleiner als die der starken Wechselwirkung.

Die letzte von dem SM beschriebene Wechselwirkung ist die schwache Wechselwirkung. Sie wird zusammen mit der elektromagnetischen zur elektroschwachen Wechselwirkung vereint, die dann als $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Eichgruppe beschrieben wird. Ihre Austauscheteilchen sind das neutrale Z^0 Boson und die geladenen W^\pm Bosonen, die an einen schwachen Isospin I_Z (welches jedes linkshändige Fermion hat) und einer Hyperladung Y koppeln [20].

Im Gegensatz zu den anderen beiden Wechselwirkungen, sind die Austauscheteilchen Z^0 und W^\pm massebehaftet. Diese expliziten Massenterme führen dazu dass die Lagrange-Dichte nicht mehr invariant unter lokaler Eichtransformation ist. Zur Lösung des Problems wurde das Higgs-Feld eingeführt [21, 22, 23, 24, 25], welches an massebehaftete Teilchen koppelt und so zu einer spontanen Symmetriebrechung führt. Das Higgs-Boson ist dann eine Anregung des Higgs-Feldes, welches als Teilchen wahrgenommen wird.

3. Der LHC und der ATLAS Detektor

3.1. Der LHC

Der Large Hadron Collider (LHC) [6] ist ein Teilchenbeschleuniger der am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf betrieben wird. Er besteht aus zwei supraleitenden ringförmigen Strahlröhren, in denen zwei Hadronenstrahlen in entgegengesetzter Richtung umlaufen. Der LHC hat einem Umfang von 26.7 km und befindet sich zwischen 45 und 170 Metern unter der Erdoberfläche, in demselben Tunnel, in dem sich schon der Large Electron Positron Collider(LEP) befunden hat [27]. Er wurde gebaut, um nach neuer Physik zu suchen und das Standardmodell bei hohen Energien zu testen. Dabei werden bei Protonenkollisionen derzeit noch Schwerpunktennergien von 13 TeV erreicht. Um dabei physikalisch seltene Prozesse zu erforschen ist eine hohe Ereignisrate $\frac{dN}{dt}$ erforderlich. Diese hängt vom Wirkungsquerschnitt σ des Prozesses und der Luminosität L ab:

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \tag{1}$$

Bei Protonenkollisionen werden Luminositäten von bis zu $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht. Am LHC kollidieren auch schwere Blei-Ionen mit einer Energie von 2.8 TeV pro Nukleon und einer Luminosität von bis zu $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

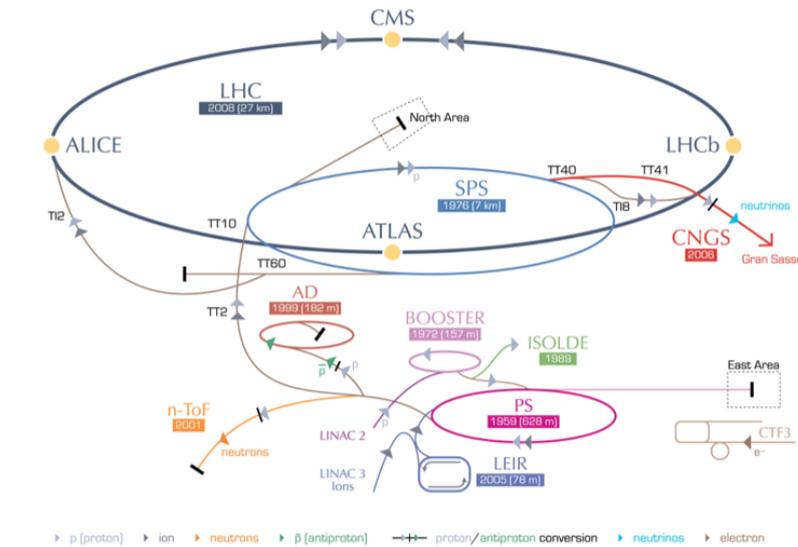


Abbildung 1: Der beschleuniger Komplex am LHC [26]

Der LHC ist der größte Beschleuniger am CERN, es existieren noch einige weitere, wie der Komplex auf Abbildung 1 zeigt. Um einzelne Protonen zu erhalten werden

Wasserstoffatome ionisiert. Diese werden in einem Linearbeschleuniger (Linac2) auf eine Energie von 50 MeV gebracht, wonach sie eine ganze Reihe weiterer Beschleunigern durchlaufen, und zwar den Proton Synchrotron Booster (PSB), das Proton Synchrotron (PS) und das Super Proton Synchrotron (SPS). An deren Ende werden sie mit einer Energie von 450 GeV in den Haupttring des LHC geführt, getrennt in entgegengesetzter Richtung und auf Energie bis zu 7 TeV gebracht. Der LHC ist in acht Bögen aufgeteilt, in denen die Protonenstrahlen von den magnetischen Dipolen gebeugt werden, und in 8 langen Geraden. Auf vier dieser Geraden können die gegenläufigen Strahlenpakete kollidieren. An jeder dieser Stellen befindet sich ein großer Detektor, ALICE [28], ATLAS [6], CMS [5] and LHCb [29]. Dabei sind ATLAS und CMS Mehrzweck Detektoren, die den Großteil der Experimente bei hohen Luminositäten abdecken. ALICE ist auf die Untersuchung von Schwerionenphysik und der LHCb auf die Untersuchung von Zerfällen von Hadronen, die ein Bottom- oder Charm-Quark enthalten, spezialisiert.

3.2. Der ATLAS Detektor

ATLAS [4](Akronym für **A** Toroidal LHC **A**pparatu**S**) ist einer von zwei Mehrzweckdetektoren am LHC und der größte bislang gebaute Teilchendetektor auf der Welt. Er wiegt ca. 7000 t bei einer Länge von 46 m und einem Durchmesser von 25 m. Er ist in einer Zwiebschalenstruktur angeordnet, wobei jede Schicht auf bestimmte Teilchen spezialisiert ist. Der Detektor ist Spiegelsymmetrisch. In Abbildung 2 ist eine schematische Darstellung zu sehen. ATLAS besteht aus vier Hauptkomponenten: dem inneren Detektor, dem Kalorimetersystem, den Myon-Detektoren und den Vorwärtsdetektoren. Dazu kommt ein torodiales Magnetsystem, um über die Krümmung der Flugbahn geladener Teilchen deren Impuls zu bestimmen. Dabei existiert ein einheitliches Koordinatensystem. Der Koordinatenursprung ist auf den Ort der Proton-Proton-Kollision in dem Mittelpunkt des Detektors gesetzt. Die z-Achse liegt auf der Strahlachse, die x-Achse zeigt in den Mittelpunkt des LHC Rings und die y-Achse also zur Erdoberfläche. Somit ist die x-y-Ebene transversal zum Strahl und transversale Variablen sind Projektionen auf ihr, wie der Transversalimpuls p_T und die Transversalenergie E_T . Die Koordinaten x, y und z werden transformiert in den Azimutwinkel ϕ , den Winkel um die Strahlachse, sowie die Rapidität y für massebehaftete Teilchen, bzw die Pseudorapidität η für masselose Teilchen, die definiert sind als:

$$\begin{aligned}\eta &= -\log\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \\ y &= \frac{1}{2}\log\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right)\end{aligned}\tag{2}$$

wobei θ der Polarwinkel ist. Bei $E \gg m$ wird hier $y \approx \eta$. Distanzen ΔR zwischen verschiedenen Teilchen werden oft in der Azimutwinkel-Pseudorapidität-Ebene angegeben. Sie lässt sich wie folgt berechnen:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}\tag{3}$$

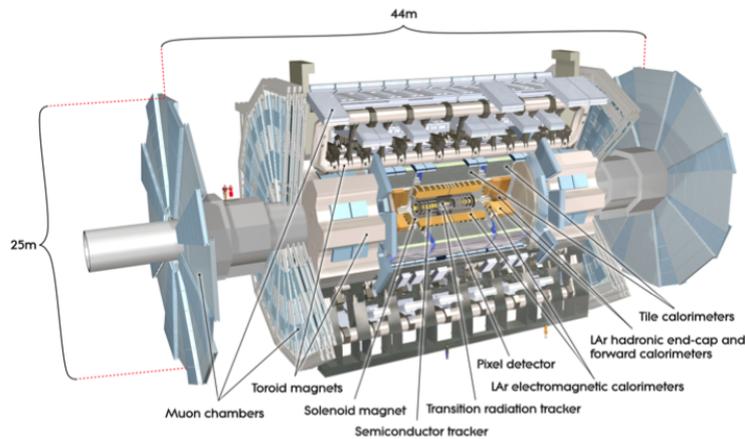


Abbildung 2: Skizze des ATLAS Detektors [4]

Mit dem inneren Detektor können mit hoher Genauigkeit und Ortsauflösung Impulse, Energie und Vertices von Teilchen rekonstruiert werden. Er kann so zwischen Elektronen und Hadronen unterschieden. Er besteht aus einem Pixeldetektor, einem Silizium-Streifendetektor (SCT) und einem Übergangsstrahlungsspurdetektor (TRT). Der ganze innere Detektor befindet sich zudem in einem 2 T starken magnetischem Feld, das die Messung der Ladung und des Impulses von geladen Teilchen ermöglicht.

Das Kalorimetersystem besteht aus zwei Teilen, dem inneren elektromagnetischen und dem äußeren hadronischen Kalorimeter. Es ist für die Energiemessung und die exakte Positionsbestimmung zuständig. Der gesamte innere, und Teile des äußeren, nutzen Argon als sensibles Material. Dazu werden im äußeren noch Szintillatoren genutzt, um die hadronischen Schauer zu erfassen. Es existiert noch ein Vorwärtsdetektor, der Teilchen, die nah an der Strahlachse abgelenkt wurden, erfassen kann. Dieser misst sowohl elektromagnetische, als auch hadronische Prozesse. In den Kalorimetern entstehen Teilchenschauer durch Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial. Im elektromagnetischen Kalorimeter bestehen diese aus Photonen und Elektronen. Im Hadronischen bestehen sie in der Regel aus Proton, Neutron oder Pion. Die Kalorimeter wurden so gebaut, dass die Teilchenschauer vor den Myon-Detektoren gestoppt werden.

Die letzte Schicht ist der Myon-Detektor. Myonen können einzeln gemessen werden, da sie aufgrund ihrer hohen Masse trotzdem Magneten nicht sonderlich von ihrer Flugbahn abweichen. Die Spuren die sie in den vorherigen Detektoren hinterlassen, werden dann mit den späteren Messungen am Myon-Detektor zusammengefügt. Dieser besteht aus einem Magneten, drei Schichten von Spurverlaufskammern, für eine hohe Orts- und Impulsauflösung und einem eigenem Trigger-System.

Die Vorwärtsdetektoren decken hingegen die Vorderseite des Detektors ab. Zwei von ihnen, LUCID (Luminosity measurement using Cerenkov Integrating Detector) und ALFA (Absolute Luminosity for ATLAS), messen die Luminosität. Das dritte, ZDC (Zero-Degree Calorimeter), misst neutrale Teilchen in Vorwärtsrichtung, also Schwereionen-

Kollisionen sowie Protonen-Kollisionen.

Der initiale physikalische Prozess kann meist aus einer Kombination der gewonnenen Informationen bestimmt werden. Da bei der hohen Rate an Kollision es nicht möglich ist jedes Ereignis zu speichern, wird ein dreistufiges Triggersystem eingerichtet wurde, das die interessanten Informationen rausfiltern soll. Dies geschieht auf der ersten Ebene (L1) über hohe fehlende Transversalimpulse, hohe absolute Transversalimpulse oder leptonischen Teilchen, die mit hohem Impuls hadronisch Zerfallen. Die zweite Ebene (L2) arbeitet mit der vollen Detektorinformation, in der von L1 bestimmten interessante Region, und die dritte ist ein purer Ereignisfilter. So hat man am Ende die Datenmenge pro Sekunde von 1GHz auf 200Hz gefiltert [4].

4. Tau Rekonstruktion und Identifikation

Das Tau-Lepton ist das schwerste der bekannten Leptonen, mit einer Masse von 1.777 GeV und einer Ladung von $|Q|=1$ [30]. Es zerfällt nahezu unmittelbar mit einer mittleren Lebensdauer von 2.9×10^{-13} s [30]. Dadurch ist es nicht möglich das Tau-Lepton direkt zu messen, anstelle dessen wird es über seine Zerfallsprodukte indirekt nachgewiesen. Dabei kann es leptonisch ($\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau^3$, bzw $\tau^+ \rightarrow l^+ \nu_l \bar{\nu}_\tau$ für das Antiteilchen) und hadronisch ($\tau^- \rightarrow \text{hadronen } \nu_\tau$) zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von 35 % (leptonisch) und 65 % (hadronisch). Da Neutrinos im Detektor nur schwer nachweisbar sind, nur über den fehlenden Transversalimpuls, so entstanden leichte Leptonen nicht von solchen unterscheiden, die in anderen Prozessen direkt erzeugt wurden. Bei 85.3 % der hadronischen Zerfälle wird ein geladenes Meson produziert, in 14.6 % der Fälle werden drei geladene Mesonen produziert [10], an dem Beispiel der Pionen sehe der Zerfall dann folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \pi^- \nu_\tau (n \cdot \pi^0) \\ \tau^- &\rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau (n \cdot \pi^0) \end{aligned} \tag{4}$$

Im folgenden wird das Rekonstruktionsverfahren etwas erläutert.

4.1. Clustering Jet Algorithmus

Tau-Leptonen werden vor allem über ihren hadronischen Zerfall rekonstruiert. Die Rekonstruktion erfolgt somit über den hadronischen Zerfall der Taus. Ihr zugrunde liegt das Bilden der hadronischen Schauer im Kalorimeter. Dort werden die Elemente zu Clustern zusammengefügt [?]. Dort wird bei einem gemessenen Teilchen nach einem Nachbarn gesucht, falls dieser dann eine Mindestenergie, deutlich mehr als des erwartete Rauschen, übertrifft, werden die Ereignisse zu einem Cluster zusammengezählt. Diese Rekonstruktion gilt für Jets und fehlende Transversalimpulse. Die Rekonstruktion für Jets funktioniert auf zwei Arten: den Kegel-Algorithmus und den sequenziellen Cluster-Algorithmus. Der Kegel-Algorithmus arbeitet mit der Idee, dass Jet-Teilchen ihre Energie innerhalb eines Radius R in der Rapidität-Azimut-Ebene abgeben. Der Algorithmus sucht dann diejenigen Kegel, deren Viererimpuls auf der Kegelachse liegen. Bei dem sequenziellen Cluster-Algorithmus werden die Ereignisse immer paarweise zusammengezählt, über ihre Distanzen zueinander. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten, wofür die Distanz d_{ij} zwischen den zwei Ereignissen i und j und d_{iB} zwischen Ereignissen j und dem Strahl Mittelpunkt B (Beam) spricht. Wenn für ein Ereignis i der d_{ij} gilt, wird er zu j gezählt, falls d_{iB} kleiner ist, wird er zum Strahl gezählt. Diese Prozedur wird fortgeführt bis keine Teilchen mehr übrig sind oder bestimmte Kriterien erfüllt werden. Es gibt verschiedene Arten die Distanzen zu berechnen, die von verschiedenen Algorithmen genutzt werden. Die bekanntesten sind: kt [33, 34], Cambridge/Aachen [35, 36] and anti- k_t [37].

³ l steht hier für ein leichtes Lepton

$$\begin{aligned}
d_{ij} &= \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta^2}{R^2} \\
d_{iB} &= k_{ti}^{2p}
\end{aligned}
\tag{5}$$

mit $\Delta^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$, dem Winkel zwischen den Teilchen in der Rapidität-Azimuthal-Ebene, k_t , dem Transversalimpuls und R als Distanzparameter.
[Clustering Algorithms]

4.2. Single Tau Rekonstruktion

Single Tau Rekonstruktion basiert auf einem anti- k_t Algorithmus mit einem Distanz Parameter 0.4. Dabei werden einige Schnitte auf die Kandidaten angewendet. Dem Kollisionspunkt müssen mindestens drei Spuren zugewiesen werden und der Jet muss ein p_T von mindestens 10 GeV und die Pseudorapidität $|\eta| < 2.5$ [10] aufweisen. Die Spuren werden zu einem Tau Kandidaten zugeordnet, wenn sie der Bedingung genügen, dass $R < 0.2$. Falls $R > 0.2$ aber $R < 0.4$, dem Isolationbereich, werden sie zu Isolationsspuren gezählt. Um zwischen Tau-Signal und Jets, die aus Quarks und Gluonen bestehen, zu unterscheiden, werden mehrere Variablen ausgewählt. Die BDTs (boosted decision tree, auf deutsch Entscheidungsverstärker Bäume) wurden so trainiert, dass sie die bestmögliche Separation zwischen Signal und Untergrund ergeben. Gehemmte BDTs können auch zwischen 1-prong und 3-prong Zerfällen unterscheiden.

4.3. Di-Tau Rekonstruktion

Die Single Tau Rekonstruktion funktioniert solange sehr gut bis die anfängliche Proton-Proton-Kollision nicht zu hochenergetisch werden. Bei hohen Energien haben die Teilchen höhere Impulse, der Winkel zwischen den beiden Tau-Leptonen verkleinert sich dementsprechend. Die Teilchen können mit $\Delta R < 0.4$ einfach nicht mehr aufgelöst, also die beiden Jets voneinander unterschieden werden. Als Lösung für dieses Problem werden die Jets nicht mehr einzeln, sondern zusammen als Di-Taus gezählt [2]. Dabei wird ein deutlich größerer anti- k_t Radius von 1 gesetzt, in dem Subjets mit einem Radius von 0.2 gesucht werden. Ein Di-Tau Kandidat muss immer mindestens zwei Subjets beinhalten, die in Leading, den energetisch höchstem, und Subleading unterteilt werden. Jeder Subjet soll dabei mindestens eine Spur beinhalten. Außerdem muss ein Di-Tau Kandidat, ähnlich wie in der Single Tau Rekonstruktion, ein p_T von mindestens 15 GeV und die Pseudorapidität $|\eta| < 2.5$ [2] haben. Spuren können unterteilt werden in: 1) Spuren die sich in Subjets befinden und die Kriterien⁴ erfüllen, 2) Isolationsspuren die zwar die Kriterien erfüllen, sich aber nicht in einem Subjet befinden 3) Spuren, die die Kriterien nicht erfüllen

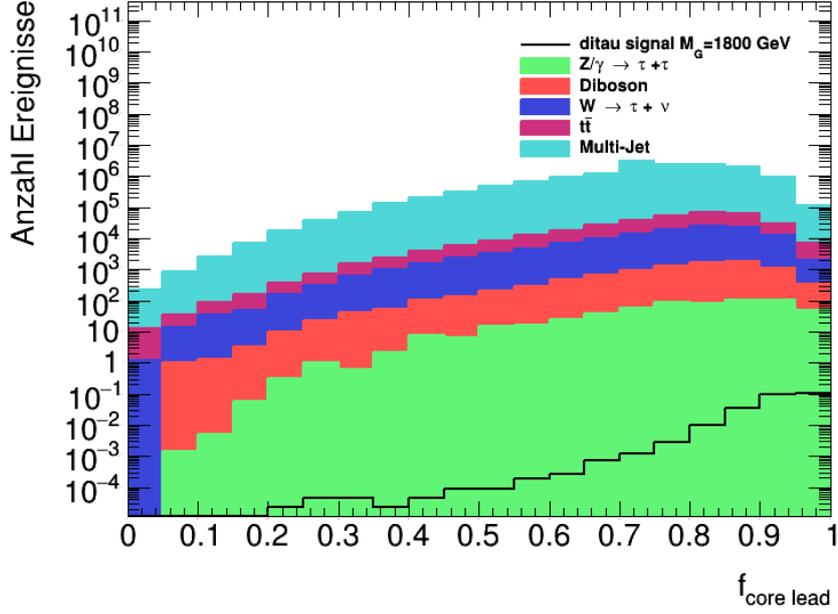


Abbildung 3: Die Verteilung von $f_{core\ lead}$ für alle Untergründe und das Signal

4.4. Boosted Decision Trees

Der BDT [?, 2] wird, bevor er benutzt wird, erst auf schon klassifizierten Untergrund und Signal trainiert. Der BDT hat eine rekursive Funktionsweise, dabei wird immer wieder ein optimaler Schnitt für eine Variable gemacht. Das Event wird so klassifiziert und wird in weitergegeben, um einen Schnitt mit einer anderen Variablen zu machen [3]. Das passiert solange, bis eine vorher bestimmte Stopp-Kondition erfüllt ist. Dabei kann eine Variable öfters verwendet werden. Außerdem können einige Variablen höher gewichtet werden als andere, um Signifikanten Variablen mehr Einfluss auf den JetBDT zu verleihen. Für diese Bachelor- Arbeit werden die für den BDT benutzten Variablen im Anhang aufgelistet und aufgezeichnet. Die meisten Variablen hängen von der Spurzahl, Impulsverhältnissen oder Winkelverhältnissen ab. Außerdem können einige Variablen höher gewichtet werden als andere, um Signifikanten Variablen mehr Einfluss auf den JetBDT zu verleihen. Eine dieser wesentlichen Variablen wird beispielhaft erklärt. Der Transversalimpuls eines Subjets in der Region $\Delta R < 0.1$ durch den gesamten Transversalimpuls des Subjets heißt $f_{core\ lead}$, falls es sich um den energetisch größeren Subjet handelt. Es ist eine der Entscheidende Variablen bei der Zusammensetzung des Jet BDT. In Abbildung 3 wird die Verteilung gezeigt.

$$f_{core\ lead} = \frac{\sum_{cells}^{\Delta R < 0.1} p_T}{\sum_{cells}^{\Delta R < 0.2} p_T} \quad (6)$$

⁴Kriterien sind der Transversalimpuls, Pseudorapidität und eine

Der Graph zeigt wie das sowohl der Untergrund, als auch das Signal die meiste Energie in dem Kern rund um den Jet Mittelpunkt liegt und nicht so stark streut, wie es beim schwächeren Jet der Fall ist (siehe Anhang).

5. Untergründe

Bei Hadronen Kollision am LHC, mit Energien von 13 TeV, entstehen sehr viele verschiedenen Zerfallsprozesse. In diesem Kapitel werden jene Untergründe vorgestellt die Di-Taus vortäuschen können. Dies kann entweder physikalische Gründe haben, diese Ereignisse sind irreduzibel da sie echte Di-Taus darstellen, oder rekonstruktions Gründe, wenn Ereignisse unkorrekt zugeordnet werden, diese nennen sich fake Taus. Es existieren relevante Untergründe, die für diese Arbeit nicht ausgewählt worden sind, da sie garnicht oder nur geringfügig Di-Tau Kandidaten produzieren.

5.1. Drell-Yan-Prozesse

Der Drell-Yan-Prozess beschreibt die Annullierung zweier Quarks, von unterschiedlichen Hadronen stammend, unter der Bildung eines Photons oder eines Z-Bosons [39]. Das Boson zerfällt dann wiederum in ein Lepton-Antilepton-Paar. Bei der Bildung eines Tau-Paares ist dieser Zerfall für die Monte-Carlo Analyse relativ problematisch. Für die Suche nach neuer Physik im Di-Tau Endzustand stellt dies einen irreduziblen Untergrund da. Der hier interessante Prozess ist also

$$Z/\gamma \rightarrow \tau^- + \tau^+ \quad (7)$$

Das Verzweigungsverhältnis vom Tau-Paar Zerfall eines Z-Boson liegt bei ca. 3.4% [30]

5.2. Der W^\pm -Boson Zerfall

Bei Protonen Kollisionen können geladene W^\pm -Boson auf verschiedene Weisen entstehen. Im Gegensatz zu den ungeladen Z-Bosonen, tragen W^\pm -Boson eine elektrische Ladung die somit auch nach dem Zerfall erhalten bleibt. Sie zerfallen vorallem hadronisch (67.4% [30]), zu etwa 11.4% aber auch zu einem Tau und Neutrino

$$W^\pm \rightarrow \tau^\pm + \nu_\tau \quad (8)$$

Da hier nur ein Tau produziert wird kann dieser Zerfall kein Di-Tau Kandidat liefern. Allerdings kann bei der Rekonstruktion der Taus ein Hadron Jet, hier vorallem ein Bottom-Quarks, fälschlicherweise als Tau rekonstruiert werden. Das führt dann zu einem Di-Tau Kandidaten. Dieser Untergrund sollte im optimalen Fall komplett von echten Taus trennbar sein.

5.3. Diboson

Dibosonen sind gemeinsam entstandene Paare von Bosonen. Dabei kann im Prinzip aus jedem Boson ein Paar gebildet werden, allerdings werden später vor allem Z- und W^\pm -Boson untersucht. Diese können auf viele verschiedene Arten entstehen, brauchen aber

relativ hohe Energien [40] (wie die am LHC oder am Tevatron). Die Zerfallsmöglichkeiten der einzelnen Bosonen werden dabei aber nicht eingeschränkt, sie können also beliebig leptonisch und hadronisch zerfallen. Ein Beispielszerfall wäre dabei

$$W^+ + W^- \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau + qq \quad (9)$$

Die Diboson können ein irreduziblen Untergrund darstellen, über ein Z-Boson Zerfall, ähnlich wie die Drell-Yan-Prozesse. Sie können aber auch ähnlich wie der einzelne W-Boson Zerfall ein echtes Tau erstellen und eines faken.

5.4. Top-Paar Untergrund

Das Top-Quark nimmt eine Sonderrolle, zumindest für diese Untersuchung, unter den Quarks ein [38]. Da es eine sehr hohe Masse von 172.4 GeV [30] hat, ist es nicht stabil. Es zerfällt bevor es hadronisieren könntemit einer mittleren Lebensdauer von 5×10^{-25} s. Es entsteht fast immer über die starke Wechselwirkung [42] als Top-Antitop-Paar. Der praktisch einzige signifikante Zerfall ist in ein W^\pm -Boson und ein Down-Type-Quark [30]. Das W^\pm -Boson kann dann, wie eben beschrieben, wieder in ein Tau-Neutrino-Paar zerfallen. Der Zerfall vom Top-Quark in ein Tau-Lepton könnte also folgendermaßen aussehen

$$t \rightarrow W^\pm + b/s/d \rightarrow \tau^\pm + \nu_\tau + b/s/d \quad (10)$$

Dieser Untergrund erzeugt ein nur Tau, das ander ist bei diesem Untergrund wieder ein fake Tau, meist ein Bottom-Quark.

5.5. Multi-Jet

Jets sind Teilchenschauer [41], die dadurch entstehen, dass durch die hohen Energien Quarks auseinandergerissen werden. Aufgrund der starken Wechselwirkung steigt die Wechselwirkungsenergie, bis sie groß genug ist, um ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Jets tauchen also immer paarweise auf und umso höher die Anfangsenergie, umso mehr Jets können auch entstehen. Der JetBDT wurde gegen diesen Untergrund trainiert. Di-Taus Kandidaten können nur welche sein die fehl identifiziert wurden.

6. Signifikanz

Diese Arbeit gilt dem Versuch, den Untergrund b von dem Signal s so genau wie möglich zu trennen, beziehungsweise ein Jet-BDT Schnitt zu finden der möglichst viele Signallereignisse bei möglichst wenig Untergrund übrig lässt. Dieser Wert ist die Signifikanz. Er geht aus einem Likelihood-Quotienten-Test hervor [43]. Dabei werden die bekannten Untergrund Ereignisse als Nullhypothese gesetzt (diese Prämisse, die als Untergrund bekannt ist, wird die Einzige bei diesem Analyseverfahren sein). Diese wird gegen die Alternativhypothese, die Signal und Untergrund beinhaltet, getestet. Die Signifikanz Z lässt sich dann durch den p -Wert ausdrücken als

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p) \quad (11)$$

wobei Φ das Quantil der Normalverteilung ist. In [43] wird das ausgeführt, hier wird nur ein besonderer Fall gezeigt, und zwar wenn der mittlere Untergrund b mit einer unwesentlichen Unsicherheit bekannt ist, also als Konstant angesehen werden kann. Die Likelihood-Funktion wird dann

$$L(\mu) = \frac{(\mu s + b)^n}{n!} \cdot e^{-(\mu s + b)} \quad (12)$$

wobei b und s der erwartete Untergrund und Signal sind, μ ein Parameter für die Stärke des Signals ist und n der zu messende festgelegte Messwert für jedes Ereignis des Signalsamples. Sein Erwartungswert ist gerade $E(n) = \mu s + b$. Die Teststatistik ergibt sich aus

$$q_0 = -2 \ln \lambda(\mu) = -2 \ln \frac{L(0)}{L(\hat{\mu})} \quad (13)$$

wobei λ der Likelihood-Quotient ist und $\hat{\mu} = n - b$. $\hat{\mu}$ ist hier, und später, auch noch nicht negativ, da sich sonst die Teststatistik q_0 einfach zu Null ergibt, also damit auch die Signifikanz. Wir werden jetzt die Annahme treffen, dass wir viel Untergrund b haben, dieser Fall wird später noch genauer besprochen. Nun können wir die asymptotische Formel

$$Z_0 = \sqrt{q_0} \quad (14)$$

verwenden, die Likelihood-Funktion einsetzen und wir erhalten

$$Z_0 = \sqrt{2(n \cdot \ln \frac{n}{b} + b - n)} \quad (15)$$

Um den Mittelwert der Signifikanz approximieren - und da unsere Messergebnisse s und b sind - werden wir die Signalannahme ($\mu = 1$) treffen, so dass sich $n = s + b$ ergibt. Das fügen wir ein und erhalten

$$\text{med}[Z_0|1] = \sqrt{2((s+b) \cdot \ln(1 + \frac{s}{b}) - s)} \quad (16)$$

Bei Entwicklung des Logarithmus erhalten wir

$$\text{med}[Z_0|1] = \frac{s}{\sqrt{b}}(1 + O(s/b)) \quad (17)$$

Also sehen wir das genau bei $s \ll b$ wie sich die Signifikanz vereinfacht zu $Z_0 \approx \frac{s}{\sqrt{b}}$. In Abbildung 4 wird das Verhalten von Z_0 für verschieden große Signale s und $\mu = 1$ aufgezeichnet, also dem Signalfall. Die durchgezogene Linie ist die Signifikanz, die gepunktete die Approximation s/\sqrt{b} und die Punkte sind der exakte Mittelwert aus der Monte-Carlo-Simulation. Die verschiedenen Einträge sind für jeweils verschieden starke Signale $s = 2; 5; 10$.

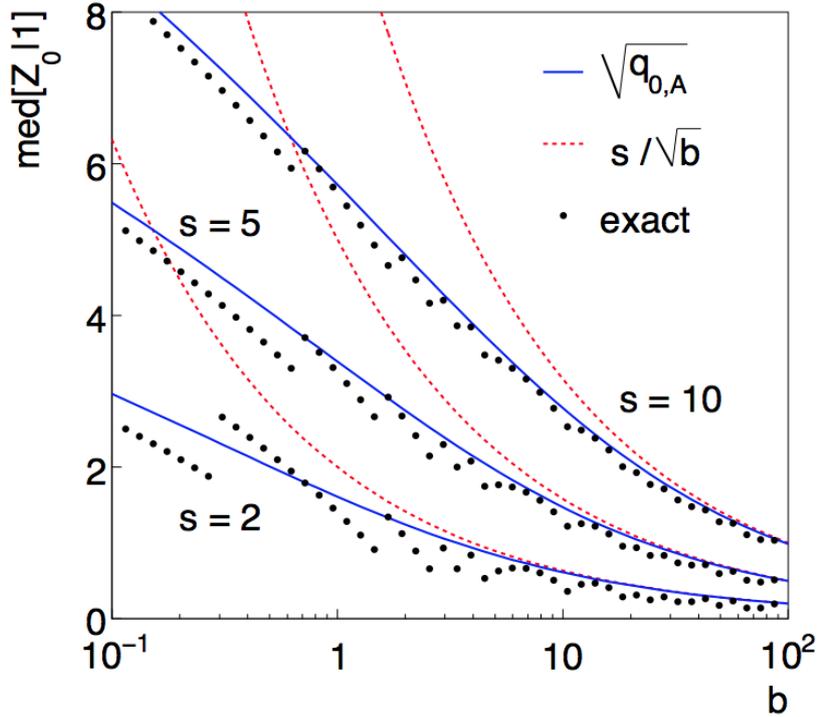


Abbildung 4: Unterschiedliches Signifikanzverhalten der Formeln 16 und 17 bei verschiedenen Signalstärken über die Größe des Untergrundsamples [43]

An der Abbildung 4 erkennt man, dass bei genug Untergrund die Approximation s/\sqrt{b} sich an die Gleichung 09asd annähert. Dabei sind schon 100 Ereignisse komplett

ausreichend. Nur eben bei niedrigen b -Werten steigt die Diskrepanz. Für die Struktur der exakten Punkte ist die diskrete Verteilung der Daten verantwortlich. So erkennt man das auch die Gleichung (16) nicht exakt ist, bzw. nicht exakt sein kann, aber doch eine gute Annäherung darstellt. Die meisten Untergründe, mit denen in dieser Bachelor-Arbeit Analyse betrieben wird, sind zwar sehr groß, also deutlich über diesen 100 Ereignissen, dennoch wird die Gleichung (16) verwendet, um eventuelle Probleme auszuschließen.

7. Resultate

In diesem Kapitel werden die Resultate der Arbeit vorgestellt. Das Ziel war dabei einen Jet BDT Schnitt zu finden der eine möglichst hohe Signifikanz hat und untersuchen wie sich der auf den QCD Untergrund trainierte Jet BDT bei anderen Untergründen verhält. Dabei wurde die Gleichung (16) genutzt um den bestmöglichen JetBDT Schnitt Wert zu errechnen. Als Signal s wurde ein Monte Carlo generierter Graviton Zerfall $G \rightarrow hh \rightarrow bb\tau\tau$ betrachtet für die drei verschiedenen Graviton Massen 1800 GeV, 2000 GeV und 2250 GeV. Auch das Verhalten der verschiedene Massen wird beobachtet werden. Der Untergrund b wird verschieden Samples der im Untergund Kapitel beschriebenen Zerfälle genommen. Die Monte Carlo Samples die für diese Arbeit verwendet wurden sind im Anhang aufgelistet. Dabei wird bei einigen Untergründen nochmal unter mehreren p_T Werten unterschieden, sodass auch beobachtet werden kann welche rekonstruierten Impulse sich besonders gut und welche sich eher schlecht wegschneiden lassen. Bei den Top-Paaren wurde nur unterschieden zwischen einem Samples das nur hadronische Zerfälle aufgenommen hat und einem welches nur nicht hadronische Zerfälle rekonstruiert hat. Bei den Dibosonen wurde unter sieben verschiedenen Zerfällen unterschieden, die vorallem auf den verschiedenen Kombinationen der Z- und W^\pm -Boson beruht.

Die Aufnahme der einzelnen Samples werden nicht zu genau den gleichen Bedingungen am ATLAS Detektor erstellt. Um die Ereignissen gegeneinander zu vergleichen müssen sie dann gewichtet werden, das passiert über den Wirkungsquerschnitt. In das Gewicht fließt der Wirkungsquerschnitt σ der Zerfälle ein, ein k-Faktor, der filter Effizienz Wert f , die Luminosität L und die Anzahl der gemessenen Ereignisse n . Der Filter Effizienz Wert berücksichtigt den Ausschluss von uninteressanten Ereignisse die schon während der Ereignis Generation verworfen wurden. Der k-Faktor ist eine Korrektur die Schleifen höherer Ordnung berücksichtigt. Die Samples sind auf die 36 fb^{-1} der Luminosität gewichtet, stand oktober 2016. Die Gewichtung ergibt sich zu

$$\frac{\sigma \cdot f \cdot k}{n} \cdot L$$

Als Signalereignisse wurden für diese Studie diejenigen ausgewählt in denen mindestens ein h in ein Tau-Lepton zerfällt.

7.1. Di-Tau p_T Verteilungen

Abbildung 5 zeigt die Di-Tau p_T Verteilung der verschiedenen Untergründe, nach der Gewichtung. Der Multi-Jet Untergrund macht gut 80% des gesamten Spektrums aus, wird später also auch den größten Einfluss auf den Signifikanz Wert haben. Die Drell-Yan-Prozesse sind aufgrund des relativ kleinen Verzweigungsverhältnisses von 3.3% und dem schon geringen Wirkungsquerschnitts der Z-Boson kleiner. Unterhalb von 200 GeV und oberhalb von 800 GeV beobachtet man größere Fluktuationen aufgrund mangelnder Statistik. Das gilt aber nicht nur für die Drell-Yan-Prozesse sonder für fast jeden Untergrund.

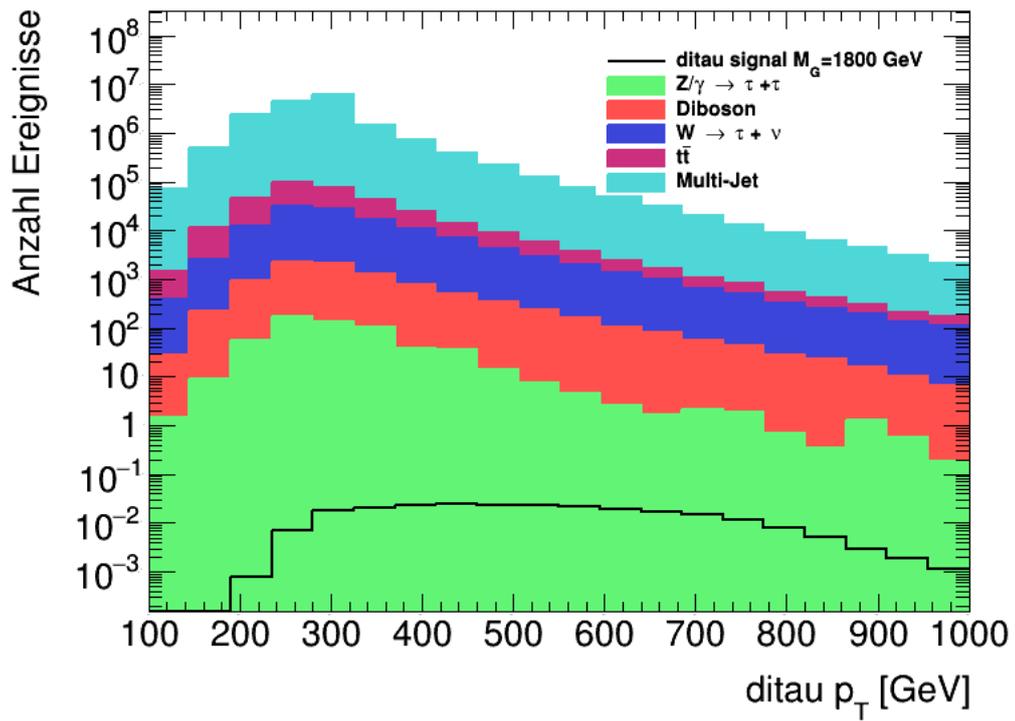


Abbildung 5: Di-Tau p_T Verteilungen der gesamten Untergründe und des Signal mit der Graviton Masse von 1800 GeV

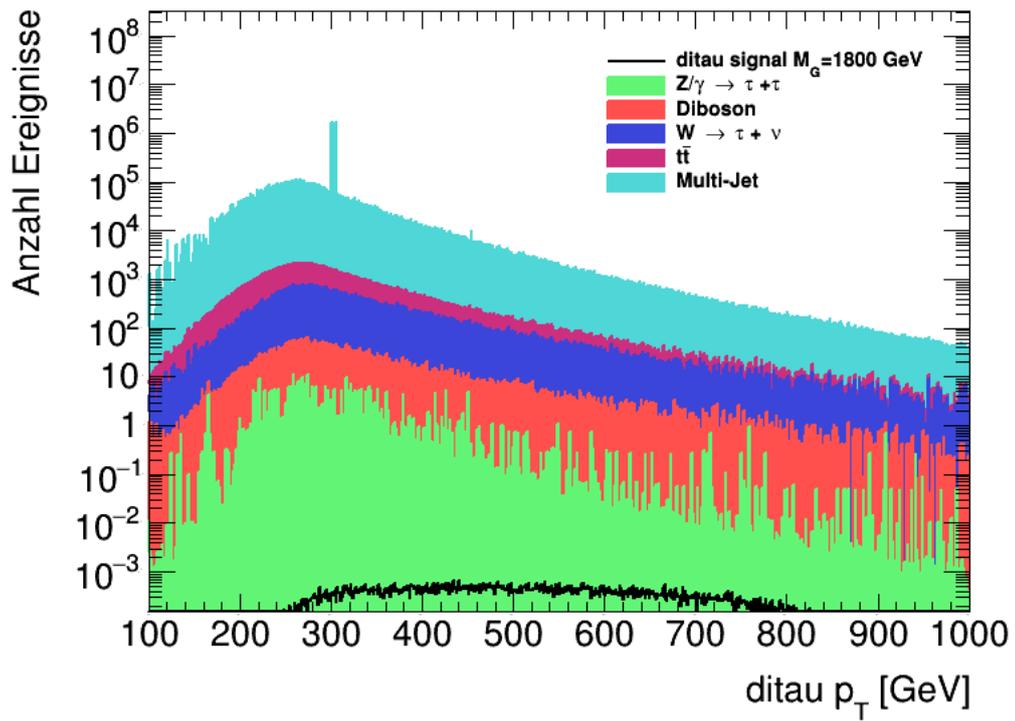


Abbildung 6: Di-Tau p_T Verteilungen der gesamten Untergründe und des Signal mit der Graviton Masse von 1800 GeV in 1000 Bins unterteilt

Das wird vor allem in Abbildung 6 sichtbar. Wo anstelle von, angenehmer zu Betrachten, 20 Bins, die Werte in 1000 Bins unterteilt wurden. Es werden, zu Gunsten einer ausreichend guten Präzision, für jede weitere Berechnung die Werte in tausend Bins unterteilt. Bei den W^\pm -Bosonen, Top-Paar und den Dibosonen ist die Fluktuation ab 200 GeV klein, da sie sich auch bei niedrigeren Impulsen auch stabil bilden. Der Multi-Jet Untergrund allerdings hat dort Probleme, denn damit Quarks aufeinander gerissen werden hohe Energie benötigt. Aus dem selben Grund ist der Multi-Jet Untergrund bei hohen Impulsen auch sehr stabil.

Auf eine Besonderheit der Abbildungen 5 und 6 muss unbedingt noch eingegangen werden. Und zwar bei Di-Tau $p_T = 300$ GeV macht der Multi-Jet Untergrund einen riesigen Sprung. Das liegt daran das ein Sample der Multi-Jets, und zwar das mit den Impulsen zwischen 60 und 160 GeV nur 5 Einträge bei diesem Wert hat. Dies sollte auch eigentlich nicht geschehen und dank der Gewichtung werden diese Ereignisse komplett übergewichtet, so dass gut 10^6 Ereignisse mehr eingetragen wurden als es hätten sein sollen. Diese werden allerdings keinen Einfluss auf den finalen Schnitt haben, da alle diese 5 Einträge wie wir sehen werden ein Jet BDT von unter 0.7 haben, sich also in Regionen befinden in denen das Signal noch sehr wenige Ereignisse verzeichnet. Bei der Entfernung des verantwortlichen Samples, würde dieser unverhältnismäßige Eintrag verschwinden.

7.2. JetBDT Verteilungen

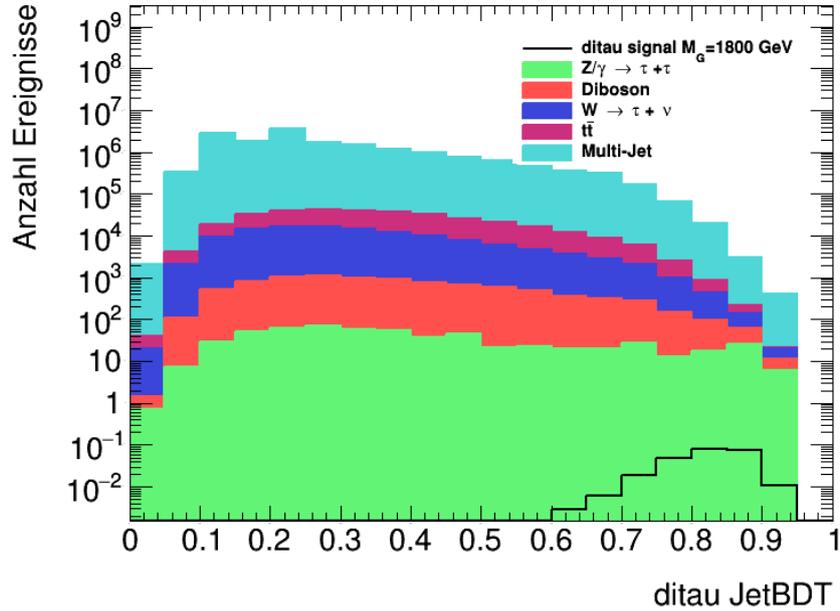


Abbildung 7: Di-Tau JetBDT Verteilung der gesamten Untergründe und des Signal mit der Graviton Masse von 1800 GeV

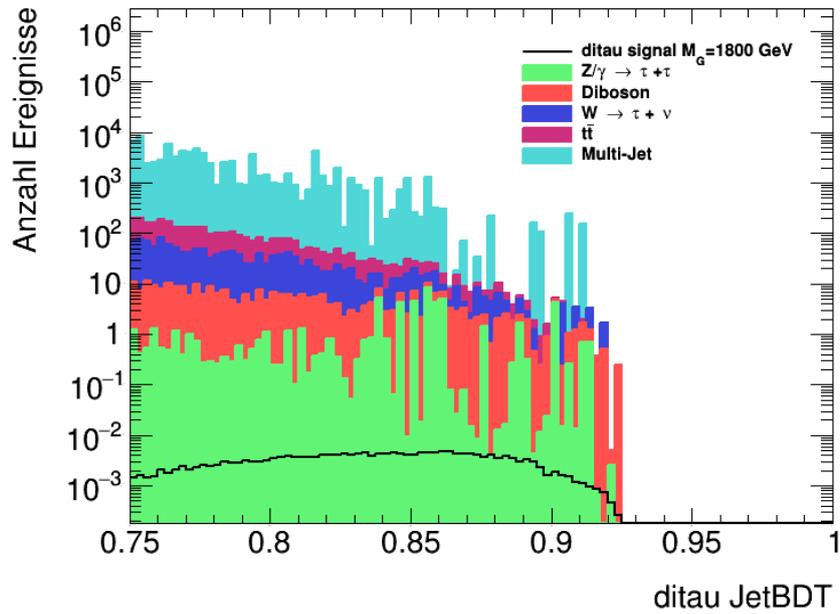


Abbildung 8: Di-Tau JetBDT Verteilung der gesamten Untergründe und des Signal mit der Graviton Masse von 1800 GeV im JetBDT Bereich von 0.7 bis 1

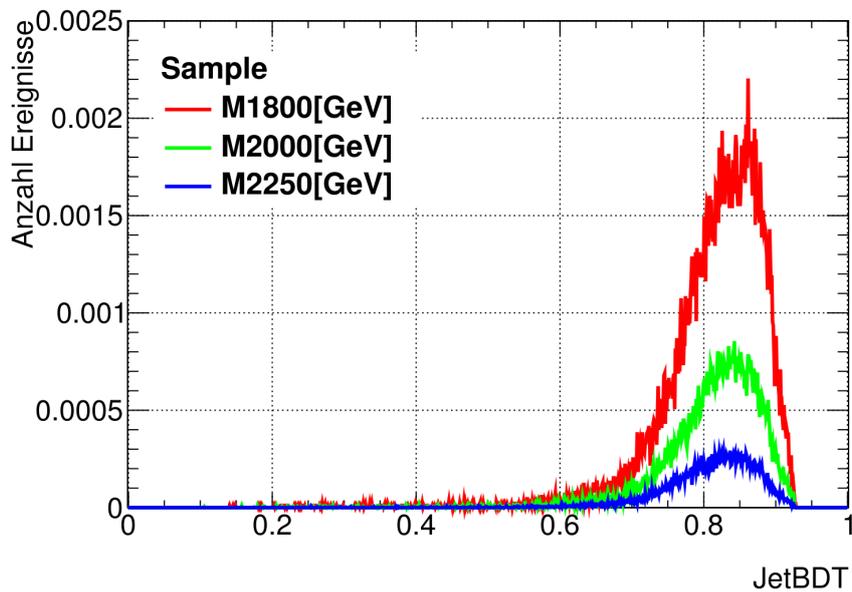


Abbildung 9: Di-Tau JetBDT Verteilung der verschiedenen Signal Samples für $M_G = 1800$ GeV, 2000 GeV und 2250 GeV mit der Monte Carlo TruthHadHad Variable

Abbildungen 7 und 8 zeigen die JetBDT Verteilung des Untergrundes und des Signal-samples der Masse $M_G = 1800$ GeV. Die Untergründe haben vorzugsweise einen kleinen JetBDT Wert, außer beim irreduziblen Drell-Yan, der ein Peak bei 0.85 hat und erst zusammen mit Signal abfällt. Der Grund dafür ist das der Zerfall eines Z-Boson in ein Tau-Paar sehr ähnlich zu dem Signal Di-Tau ist, erzielt dementsprechend auch teilweise sehr hohe JetBDT Werte. Wir werden später sehen das die Schnitt Effizienz für die Drell-Yan-Prozesse auch die schlechteste sein wird. In Abbildung 8 erkennt man, dass bei JetBDT Werten von über 0.9 die Statistik für Multi-Jet, W-Boson und Top-Paar Untergrund ausgeht. Nur der Diboson Untergrund ist, aus ähnlichen Gründen, neben dem Drell-Yan Untergrund noch vorhanden. Er kann auch hadronisch in ein Tau-Paar Zerfallen und täuschen somit das Signal vor. Ab einem JetBDT Wert von 0.93 geht die Statistik komplett aus.

Die Abbildungen 9 zeigt die JetBDT Verteilung der drei verschiedenen Signalsamples. Einmal mit der Einschränkung der TruthHadHad Variable, einmal ohne. Zwischen den einzelnen Signalsamples existiert kaum qualitativer Unterschied. Die Steigung beginnt zu einem ähnlichen Zeitpunkt, das Maximum, die Breite, der Wert bei dem die Verteilung abfällt sind ähnlich. Es wird aufgrund dessen die Signifikanz exemplarisch für nur ein Sample gezeigt werden. Dabei wird das Sample der Masse $M_G = 1800$ GeV ausgewählt. Die Unsicherheit an der Spitze stört dabei nicht besonders, da sie im Verhältniss zur Größe des Samples, ähnlich groß zu den anderen Signal Samples ist.

7.3. Effizienzen

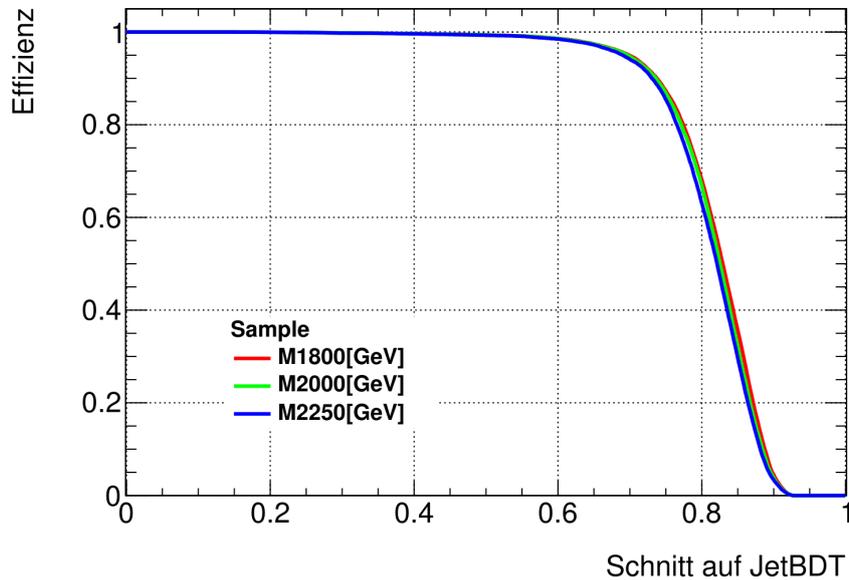


Abbildung 10: Signal Effizienz der verchiedenen Signal Samples für $M_G = 1800$ GeV, 2000 GeV und 2250 GeV

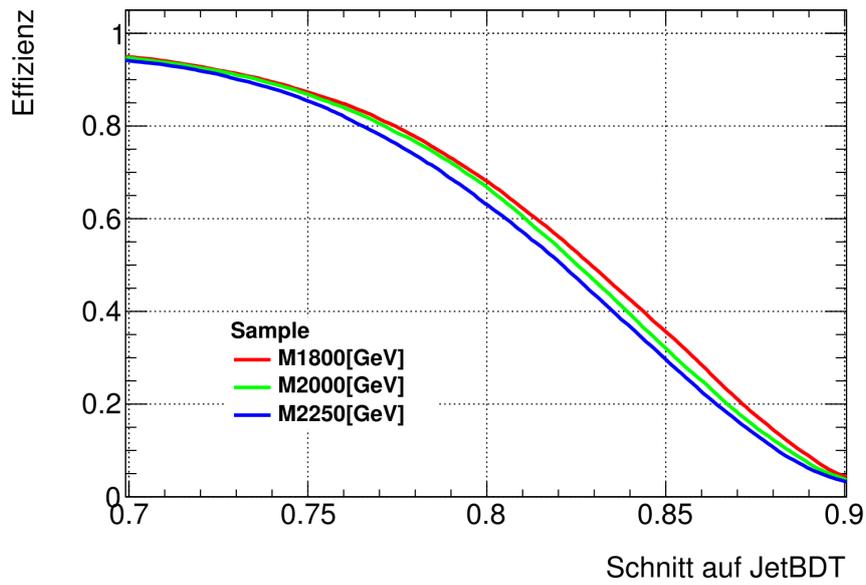


Abbildung 11: Signal Effizienz der verschiedenen Signal Samples für $M_G = 1800$ GeV, 2000 GeV und 2250 GeV zwischen den JetBDT Wert 0.7 und 0.9

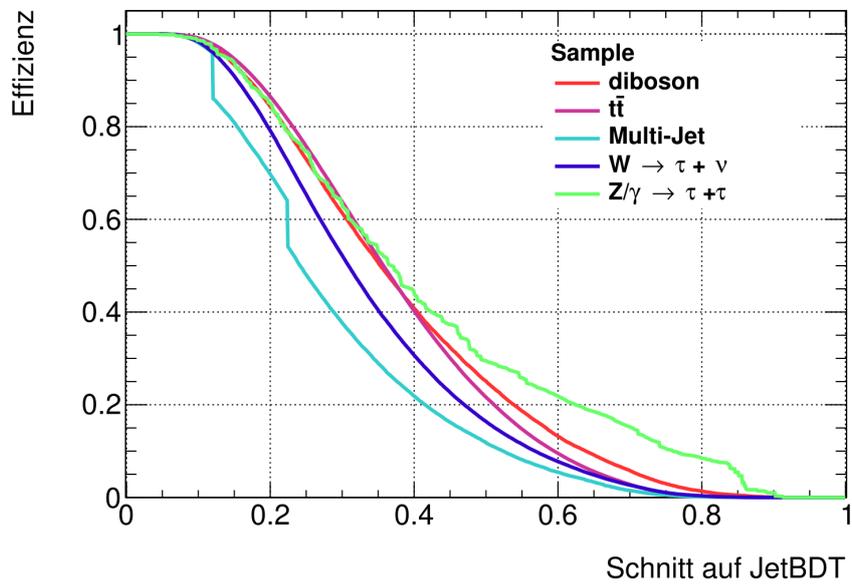


Abbildung 12: Untergrund Effizienz der verschiedenen Untergründe

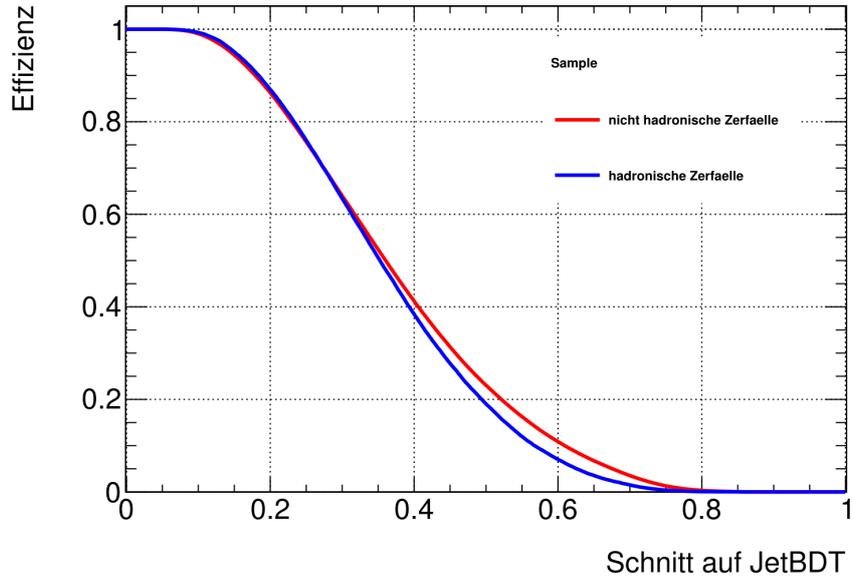


Abbildung 13: Untergrund Effizienz der verschiedenen Top-Paar Samples

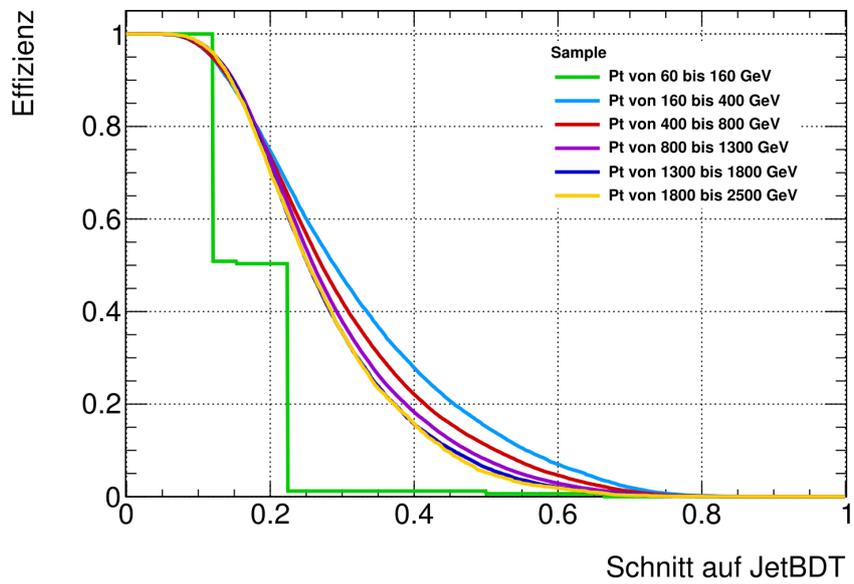


Abbildung 14: Untergrund Effizienz der verschiedenen Multi-Jet Samples

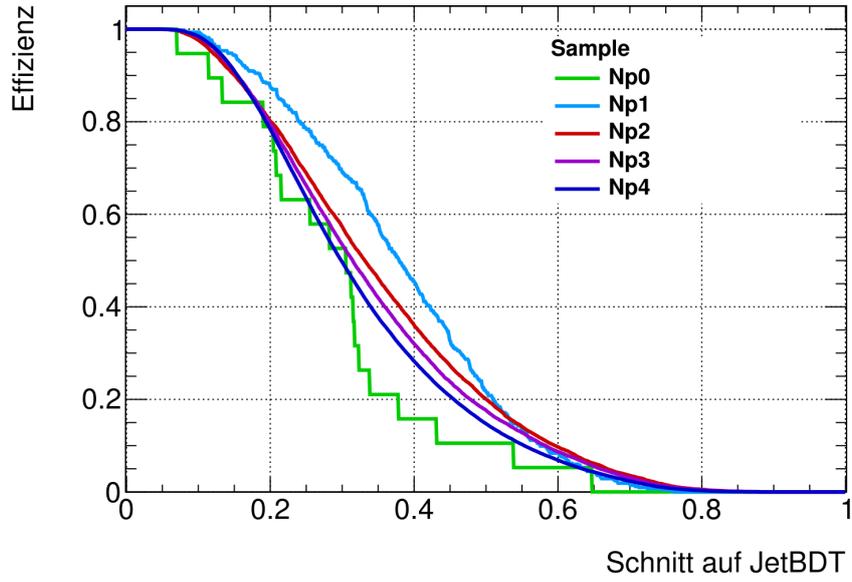


Abbildung 15: Untergrund Effizienz der verschiedenen $W^\pm \rightarrow \tau + \nu$ Samples

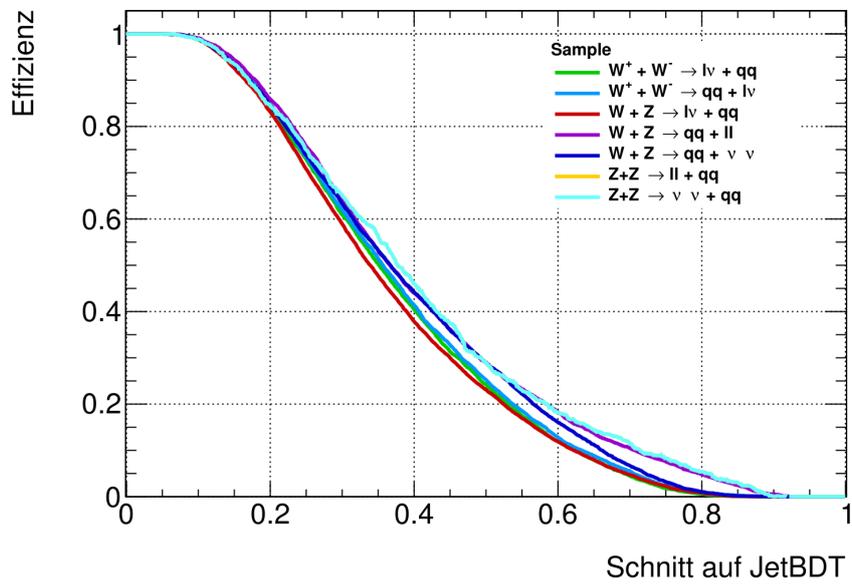


Abbildung 16: Untergrund Effizienz der verschiedenen Diboson Samples

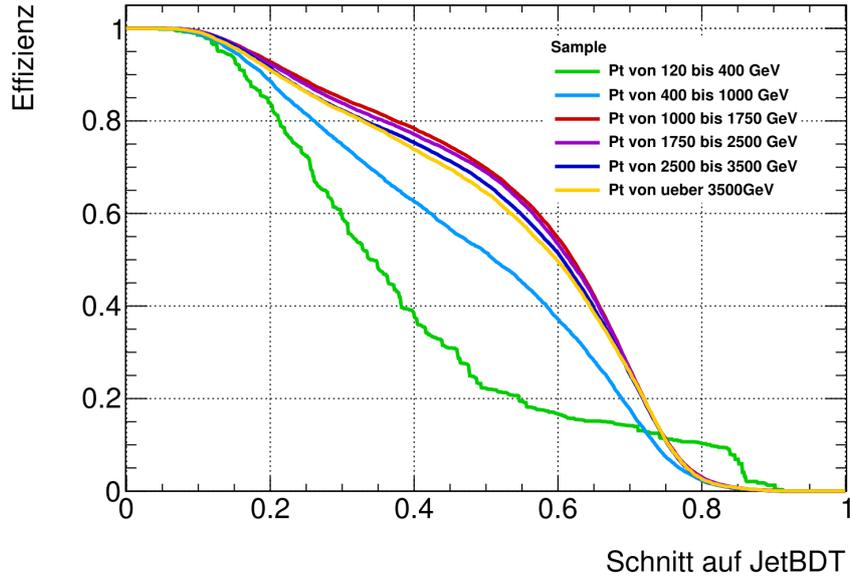


Abbildung 17: Untergrund Effizienz der verschiedenen Drell-Yan Samples

Um die JetBDT-Verteilungen analysieren zu können werden die Effizienzen aufgezeichnet. Der Effizienzwert 1 steht dabei dafür, dass 100 % der Ereignisse durch den Schnitt kommen würden. In Abbildung 10 erkennt man in welchem Bereich der vermeindliche finale Schnitt liegen sollte, da ab dem Wert 0.9 die Signaleffizienz fast 0 ist. Eine Verteilung bei der zwar kein Untergrund, dafür auch kaum Signal, ist kein wünschenswertes Ergebnis. Abbildung 11 zeigt nochmal im besonderen den interessanten Bereich. Jede Kommastelle, in dem Bereich, des JetBDT macht fast 7 % des gesamten Signals aus. Die Effizienz Kurven der verschiedenen Signale unterscheiden sich geringfügig, da das Training auf aller drei Signalmassen angewand wurde, sollten sie das allerdings nicht. Hier müsste man nochmal in die Samples schauen um den Grund dafür herraus zu finden.

Die Untergrundeffizienz wird in Abbildung 12 dargestellt. Die Drell-Yan-Prozesse haben bei hohen JetBDT Werten noch die höchste Effizienz, dann die Dibosonen, während beim Multi-Jet Untergrund wieder das Sample mit den niedrigen p_T aufgrund der geringen Statistik zu starken fluktuationen führt. Besonders gut sollten sich die gerade Multi-Jets und der $W \rightarrow \tau + \nu$ Zerfall wegschneiden lassen.

Abbildung 13, 14, 15, 16 und 17 zeigen jeweils die einzelnen Samples aus denen sich die Untergründe zusammensetzten. Beim Top-Paar Untergrund zeigt sich, dass das Sample welche die leptonischen Zerfälle beinhaltet, bei dem auch ein Tau vorkommen kann, natürlich eher das Signal vortäuscht als das Sample bei dem das Top-Paar nur hadronisch zerfällt. Die Effizienz der einzelnen Multi-Jet Samples zeigt das Sample welches nur 5 Einträge hat, und so den gesamten Untergrund etwas verfälscht. Außerdem sieht man dass die Samples ab einem p_T Wert von 300 GeV eine immer höhere Effizienz haben, da sie zunehmend Signal ähnlicher werden. Das Größte dabei das Sample welches bis 400 GeV geht, umso größer dann die Energie, umso kleiner die Effizienz. Die einzelnen

Samples des W^\pm -Boson Zerfall zeigen das gleiche Schema auf. Wobei noch zu beachten ist, dass unter 300 GeV einfach zu wenige Ereignisse aufgenommen werden, so dass dort die Statistik ausgeht, was sich in den Fluktuationen der Linien bemerkbar macht.

7.4. Signifikanzen

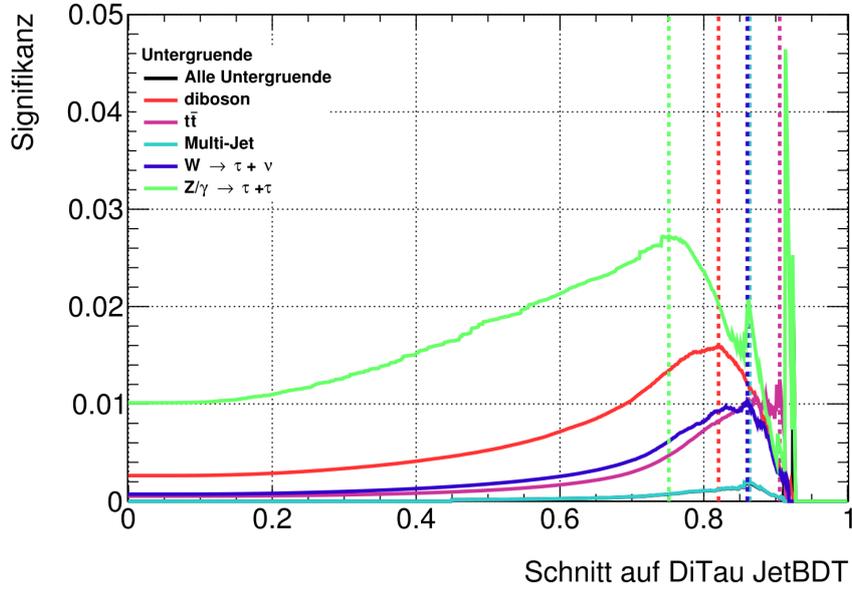


Abbildung 18: Signifikanz Verteilung für Signal $M_G = 1800 \text{ GeV}$ über die verschiedenen Untergründe

Nun wird die Signifikanz eines möglichen Gravitationssignals als Funktion des Cuts auf den JetBDT getrennt für die einzelnen Untergründe studiert. Abbildung 18 zeigt die Signifikanzverteilung der verschiedenen Untergründe, dabei ist für die Höhe die Anzahl der Untergrundereignisse maßgeblich. So sehen wir die Untergründe in umgekehrter Reihenfolge im Gegensatz zu den Di-Tau p_T Graphen. Die gepunkteten Linien laufen durch das Maximum des Graphen. Sie kennzeichnen den Wert der höchsten Signifikanz. Dabei ist anzumerken dass der Wert der Signifikanz nur als Vergleich genommen werden kann, nicht aber sein absoluter Wert. Sobald ein Untergrund keinen Eintrag mehr hat, wird die Signifikanz auf null gesetzt. Das ist auch der Grund für den unverhältnismäßigen Anstieg der Signifikanz über den Drell-Yan-Prozessen, da dort gerade noch ein Eintrag existiert, so dass die Signifikanz nicht auf null gesetzt wurde.

Die Frage stellt sich warum gerade bei den Untergründen die am Signal ähnlichsten sind, die höchste Signifikanz so einen niedrigen JetBDT Wert haben. Das liegt eben gerade auch daran. Da der Drell-Yan-Prozess das Signal teilweise vortäuscht, kommt es weniger auf die Untergrund Effizienz und mehr auf die Signal Effizienz an, diese beträgt bei der grünen gestrichelten Linie, also beim Jet BDT Wert von 0.75 eben noch knapp

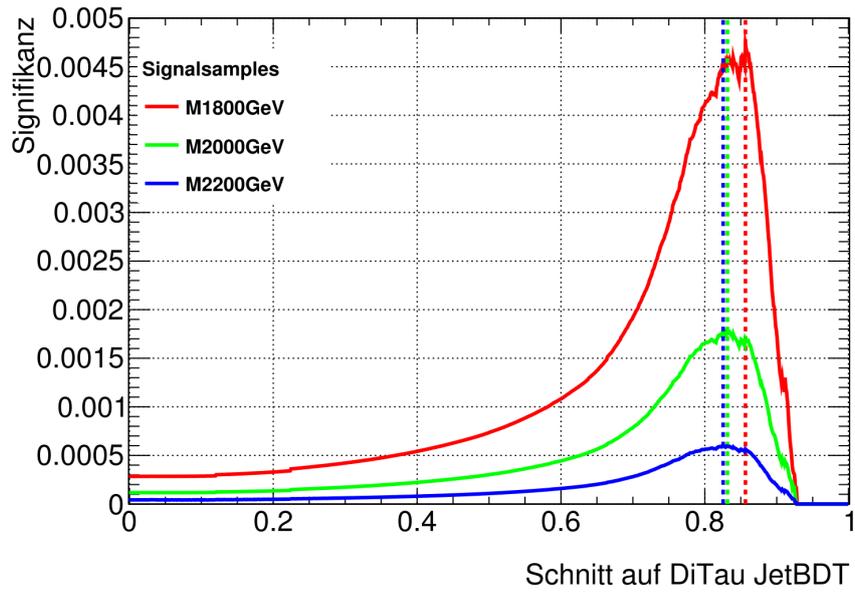


Abbildung 19: Signifikanz Verteilung der verschiedenen Signalsamples für $M_G = 1800$ GeV, 2000 GeV und 2200 GeV jeweils über den kompletten Untergrund

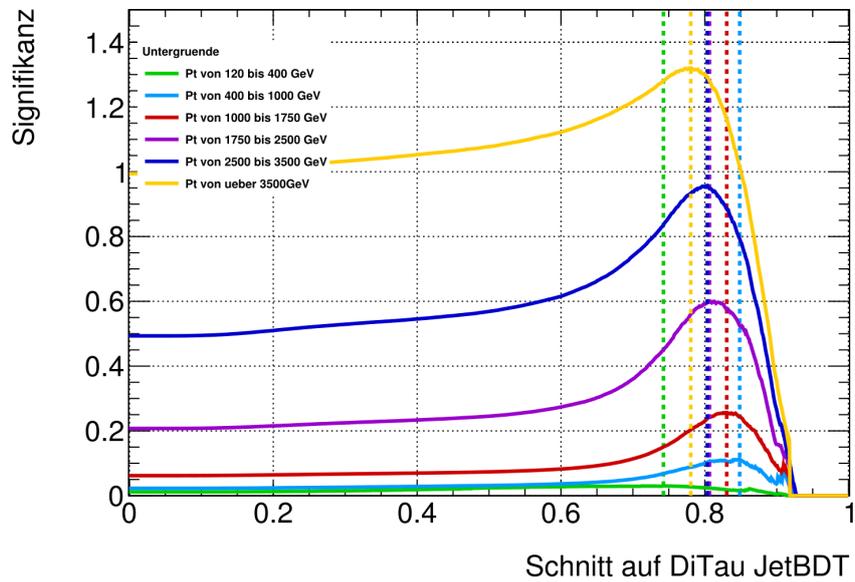


Abbildung 20: Signifikanz Verteilung für Signal $M_G = 1800$ GeV über die verschiedenen Untergrund Samples der Drell-Yan-Prozesse

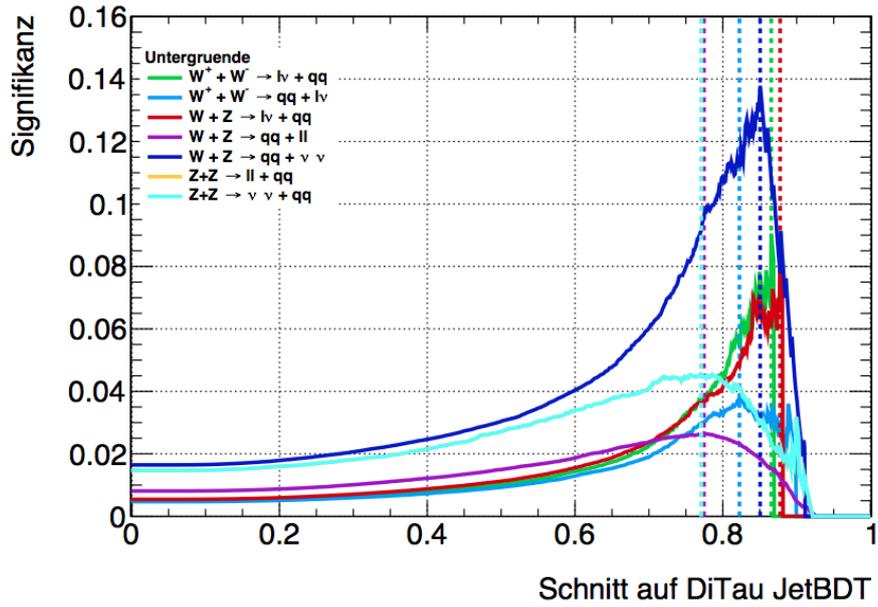


Abbildung 21: Signifikanz Verteilung für Signal $M_G = 1800$ GeV über die verschiedenen Untergrund Samples der Dibosonen

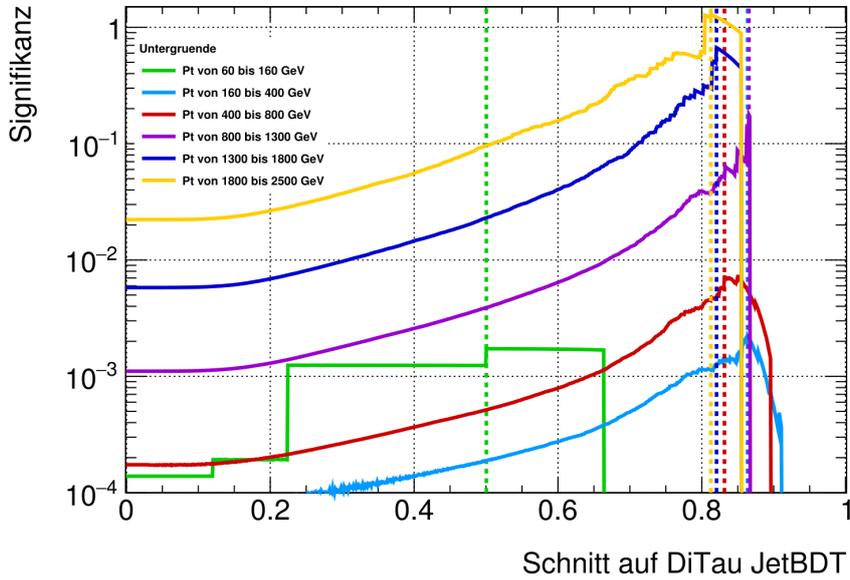


Abbildung 22: Logarithmische Signifikanz Verteilung für Signal $M_G = 1800$ GeV über die verschiedenen Untergrund Samples der Multi-Jets

86 %. Gleiches Argument, nur etwas abgeschwächt, gilt auch für den Diboson Endzustand bei dem die Signaleffizienz immerhin noch knapp 56 % beträgt.

Der Drell-Yan Signifikanz Graph weist noch eine Besonderheit auf. Die Verteilung scheint, im Gegensatz zu den anderen Verteilungen, fast linear zu steigen, anstelle von einer Kurve die am Ende hochgeht. Das liegt an der relativ gleichmäßigen JetBDT Verteilung des Drell-Yan JetBDT. Es wird also, ungeachtet der Signalverteilung, eine lineare Anzahl an Ereignissen weggeschnitten bei steigender Signifikanz.

Abbildung 19 zeigt die Signifikanz der drei verschiedenen Signale bei allen gegebenen Untergründen. Das Maximum liegt bei dem JetBDT Wert von 0.86 für das Sample mit $M_G = 1800 \text{ GeV}$ und auf ca. 0.82 für $M_G = 2000 \text{ GeV}$, 2200 GeV . Der Signifikanzwert unterscheidet sich bei allen drei Signalen nur geringfügig zwischen dem JetBDT Wert von 0.82 und 0.86. Die Signaleffizienz beträgt bei einem JetBDT Wert von 0.86 25.8 % und bei 0.82 55 %.

Es wird bei einigen Untergründen noch auf einzelne Samples eingegangen. In Abbildung 20 ist zu erkennen, dass bei steigendem p_T die Signifikanz größer wird. Diese Struktur lässt sich über den sinkenden Wirkungsquerschnitt bei hochenergetischen Ereignissen erklären. Das macht sich vor allem bei dem Sample der höchsten Impulswerte, dort ist die Signifikanz 1 bei einem JetBDT Wert von 0. Die Impulswerte, die die meisten Einträge hat, bestimmen dann auch den Graphen der Drell-Yan-Prozesse. Der JetBDT Wert des besten Schnitts ist bei beiden 0.75. Dieser ist auch am signalähnlichsten, während die anderen Samples JetBDT Schnittwerte haben, die mit den anderen Untergründen vergleichbar sind. Bei der Dibosonverteilung in Abbildung 21 sticht ein Sample heraus, das den Zerfall $W^\pm + Z^0 \rightarrow qq + ll$ hat. Es hat den kleinsten Signifikanzwert, beeinflusst also am stärksten die gesamte Dibosonverteilung, und der Schnitt ist deutlich niedriger als bei den anderen. Außerdem ist die Steigung, im Vergleich zu den anderen Samples, zumindest, linear. Es weist also signalähnliche Eigenschaften auf, dies ist also das Sample, welches die Dibosonen am zweit-signalähnlichsten aussehen lässt. Der Zerfall in ein Hadronen-Paar und ein Leptonen-Paar würde dies auch vermuten lassen. Als Gegenstück zu den signalähnlichen Untergründen ist in Abbildung 22 die Signifikanzverteilung für den Multi-Jet Untergrund aufgezeichnet. Das sehr hoch gewichtete Sample mit nur fünf Ereignissen ist wieder zu erkennen. Die drei Kurven mit den höchsten Impulsen brechen früh ab. Dort läuft schon die Statistik aus. Der Multi-Jet Untergrund hat kaum signalähnliche Ereignisse. Der JetBDT wurde auch auf den QCD Untergrund trainiert.

7.5. Schnitt auf Di-Tau p_T Verteilungen

Auf die Graphen der Di-Tau p_T Verteilung wurde einmal der optimale JetBDT Schnitt von 0.86 und zwei Vergleichsschnitte (bei JetBDT Werten von 0.8 und 0.9) angewandt, um zu prüfen, wie viele Ereignisse übrig blieben und wie ihre Verteilung aussieht. Dabei kommt es vor allem bei den höheren Schnitten zum Problem bei der Statistik.

Die Tabelle 1 zeigt, was schon vermutet werden konnte. Beim optimalen Schnitt bleiben nur wenige Ereignisse überhaupt noch übrig. Am uneffizientesten lässt sich der Drell-Yan Untergrund wegschneiden, während vor allem die Multi-Jets und der W^\pm -Boson Zerfall sich hervorragend wegschneiden lassen, da dies der mit Abstand größte

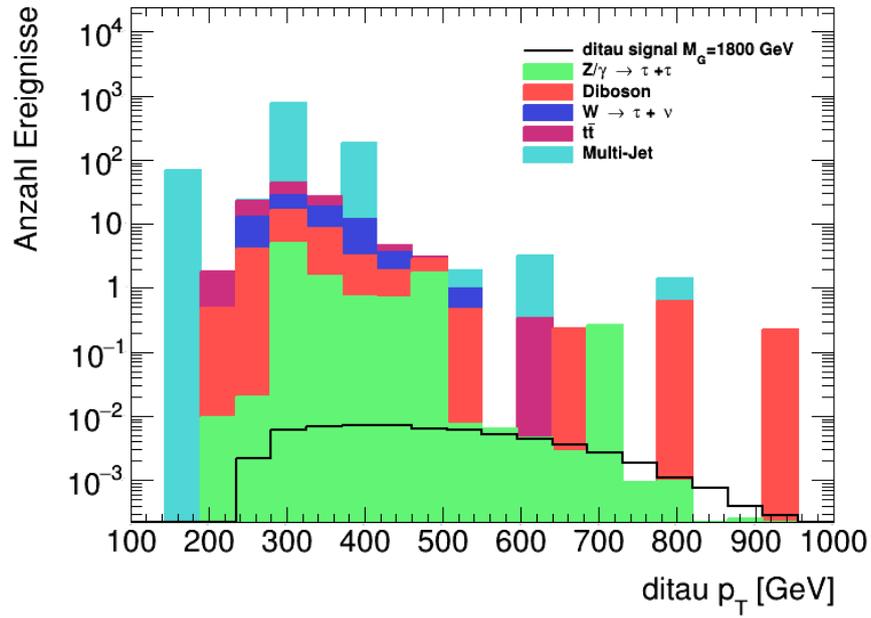


Abbildung 23: Die Di-Tau p_T Verteilungen geschnitten bei dem JetBDT Wert von 0.86.

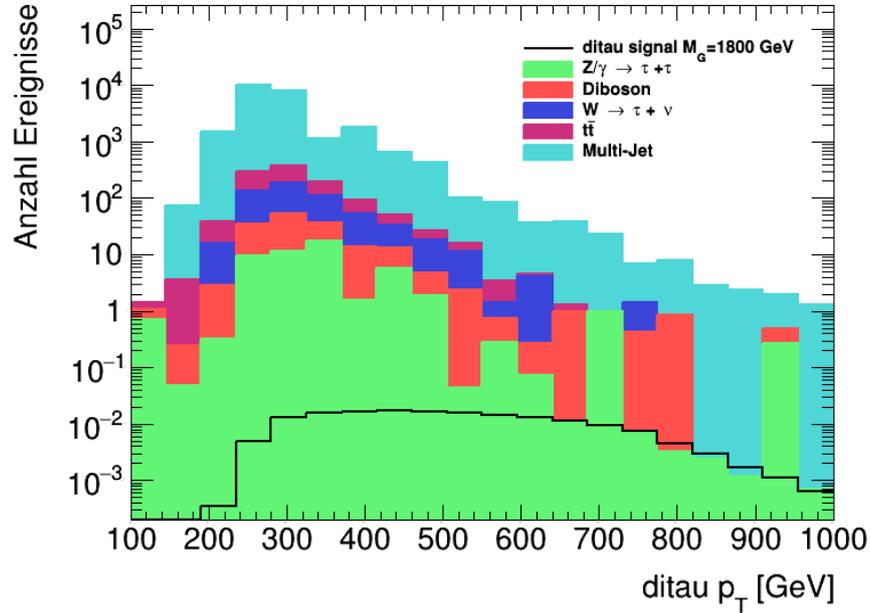


Abbildung 24: Die Di-Tau p_T Verteilungen geschnitten bei dem JetBDT Wert von 0.8.

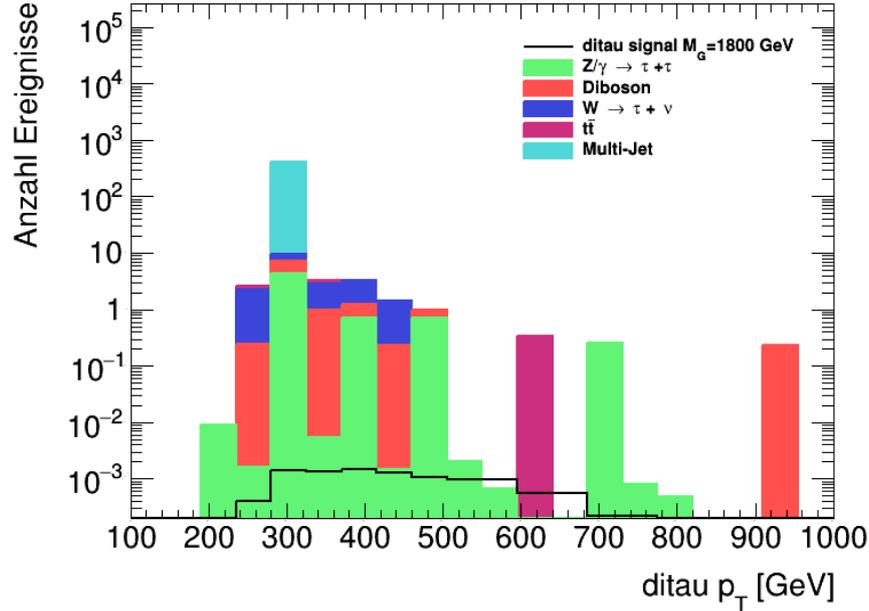


Abbildung 25: Die Di-Tau p_T Verteilungen geschnitten bei dem JetBDT Wert von 0.9.

Tabelle 1: Vergleich der Samples vor und nach dem Schnitt

| Sample | Anz. Ereignisse Vorher | Anz. Ereignisse Nachher | Eff. [%] |
|------------------------------------|------------------------|-------------------------|----------|
| Signal | 0.24 | 0.06 | 25.8 |
| DY | 591.9 | 10.1 | 1.7 |
| Diboson | 8674.1 | 29.1 | 0.33 |
| $t\bar{t}$ | 115990 | 41.9 | 0.36 |
| $W^\pm \rightarrow \tau^\pm + \nu$ | 217565 | 37.4 | 0.017 |
| Multi-Jet | $1.6 \cdot 10^6$ | 965 | 0.059 |
| Komplett | $1.9 \cdot 10^6$ | 1083 | 0.054 |

Untergrund ist wirkt sich das auch stark auf den kompletten Untergrund aus.

Die Abbildung 24 zeigt wie Entscheidend es ist den Schnitt nicht zu früh zu anzusetzen. Ein Schnitt der nur auf den JetBDT Wert von 0.8 gelegt wird lässt im Gegensatz zur Abbildung 23 sehr viele Ereignisse übrig.

Abbildung 25 zeigt die Di-Tau p_T Verteilungen bei einem JetBDT Schnitt von 0.9. Daraus resultiert zwar ein Graph mit kaum Untergrund, aber eben auch mit nur einer Signal Effizienz von knapp 7%.

8. Ausblick

Das Ziel der Arbeit war es Signal und Untergrund der Di-Taus bestmöglich zu trennen. Dazu wurde der aus [2] und [3] vorher weiter optimierte Di-Tau JetBDT, der ausschließlich auf QCD Untergrund trainiert wurde, benutzt und auch auf andere Untergründe angewandt. Mithilfe der Signifikanzformel (16) wurde dann der optimale Schnitt auf den Di-Tau JetBDT Wert für jeden Untergrund einzeln und für den kombinierten Untergrund gesucht. Für die kombinierten Untergründe wurde die maximale Signifikanz mit einer Signaleffizienz von 25 % und einer Untergrundeffizienz von gerade einmal 0.054 % erreicht. Dieses Ergebnis war zu erwarten da der Di-Tau Jet BDT auf den QCD Untergrund trainiert worden ist und dieser knapp 80 % des gesamten Untergrunds ausmacht. Das positive Ergebnis dieser Arbeit beruht eher in der Erkenntnis, dass der Di-Tau JetBDT auch sehr gut anderen Untergründe vom Signal trennen kann. Der direkte Vergleich von Abbildung 24 mit Abbildung 5, also der Di-Tau p_T Verteilung mit und ohne Jet BDT Schnitt, hebt hervor wie erfolgreich die Trennung funktioniert hat. Es wurden zwar die wichtigsten, allerdings auch nicht alle möglichen Untergründe berücksichtigt, weswegen die Arbeit mit diesen noch komplettiert werden könnte, wie zum Beispiel $Z \rightarrow e + e$. Diese würden aber keinen wesentlichen Einfluss auf den optimalen Schnitt haben, da ihre Ereignissrate im Vergleich zu den untersuchten Zerfällen klein ist. Der nächste Schritt zur Optimierung der Trennung wäre eine Wiederholung des BDT Trainings mit den kombinierten Untergründen und anhand dieser Resultate den Prozess weiter zu verbessern. Das heißt vor allem die Auswahl und Gewichtung der Variablen aus denen der Entscheidungs-Baum besteht zu überprüfen. Das neue JetBDT Training würde man wieder auf verschiedenen Untergründen und Signalen testen, so wie das hier gemacht worden ist. Man könnte den Optimierungsprozess Signal und Untergrund voneinander zu trennen iterativ nennen. Das JetBDT Training könnte auch hinsichtlich der Signaleffizienzen in verbessert werden in der für jede Massenhypothese ein eigenes Training durchgeführt wird.

A. Natürliche Einheiten

In dieser Arbeit wurden die Natürliche Einheiten als Einheitssystem gewählt. Dabei werden die Vakuum Lichtgeschwindigkeit, das planksche Wirkungsquantum und die Boltzmann-Konstant auf 1 gesetzt

$$c = k_B = \hbar = 1$$

Alle physikalischen Einheiten lassen sich so über die Potenz der Energie ausgedrückt werden. Als Energieeinheit wird üblicherweise in der Teilchenphysik das Elektronenvolt verwendet, welches in Joule umgerechnet werden kann via

$$1 \text{ eV} = 1.602\,176\,565 \times 10^{-19} \text{ J}$$

B. Sample ID

In Tabelle 2 und 3 sind die in der Arbeit verwendeten Monte-Carlp Sample IDs aufgelistet.

C. Jet BDT Variablen

Die Variablen die in den Jet BDT eingehen werden in Abbildungen 26 bis 40 aufgelistet und aufgezeichnet, nähere Beschreibungen dazu finden sich in [3].

Signal

user.dkirchme.mc15_13TeV.303366.RS_G_hh_bbt_hh_c10_M1800.recon.AOD.e4438_s2608_r6869_v02_EXT0
 user.dkirchme.mc15_13TeV.303367.RS_G_hh_bbt_hh_c10_M2000.recon.AOD.e4438_s2608_r6869_v01_EXT0
 user.dkirchme.mc15_13TeV.303368.RS_G_hh_bbt_hh_c10_M2250.recon.AOD.e4438_s2608_r6869_v02_EXT0

Untergrund

mc15_13TeV.410000.PowhegPythiaEvtGen_P2012_ttbar_hdamp172p5_nonallhad.merge.AOD.e3698_s2608_s2183_r7725_r7676
 mc15_13TeV.410007.PowhegPythiaEvtGen_P2012_ttbar_hdamp172p5_allhad.merge.AOD.e4135_s2608_s2183_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361091.Sherpa_CT10_WplvWmqq_SHv21_improved.merge.AOD.e4607_s2726_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361092.Sherpa_CT10_WpqqWmlv_SHv21_improved.merge.AOD.e4607_s2726_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361093.Sherpa_CT10_WlvZqq_SHv21_improved.merge.AOD.e4607_s2726_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361094.Sherpa_CT10_WqqZll_SHv21_improved.merge.AOD.e4607_s2726_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361095.Sherpa_CT10_WqqZvv_SHv21_improved.merge.AOD.e4607_s2726_r7772_r7676
 mc15_13TeV.361096.Sherpa_CT10_ZqqZll_SHv21_improved.merge.AOD.e4607_s2726_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361023.Pythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_jetjet_JZ3W.merge.AOD.e3668_s2576_s2132_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361024.Pythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_jetjet_JZ4W.merge.AOD.e3668_s2576_s2132_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361025.Pythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_jetjet_JZ5W.merge.AOD.e3668_s2576_s2132_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361026.Pythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_jetjet_JZ6W.merge.AOD.e3569_s2608_s2183_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361027.Pythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_jetjet_JZ7W.merge.AOD.e3668_s2608_s2183_r7725_r7676
 mc15_13TeV.361097.Sherpa_CT10_ZqqZvv_SHv21_improved.merge.AOD.e4607_s2726_r7772_r7676
 mc15_13TeV.361022.Pythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_jetjet_JZ2W.merge.AOD.e3668_s2576_s2132_r7725_r7676
 mc15_13TeV.301022.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYmumu_250M400.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301002.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYee_250M400.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301003.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYee_400M600.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301004.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYee_600M800.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301005.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYee_800M1000.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301007.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYee_1250M1500.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.361531.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_Wtaunu_Np1.merge.AOD.e3898_s2608_s2183_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301006.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYee_1000M1250.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301040.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_120M180.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301041.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_180M250.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301042.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_250M400.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301043.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_400M600.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301044.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_600M800.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301045.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_800M1000.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301046.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_1000M1250.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301047.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_1250M1500.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301048.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_1500M1750.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
 mc15_13TeV.301049.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_1750M2000.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676

mc15_13TeV.301050.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_2000M2250.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
mc15_13TeV.301051.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_2250M2500.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
mc15_13TeV.301052.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_2500M2750.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
mc15_13TeV.301053.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_2750M3000.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
mc15_13TeV.301054.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_3000M3500.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
mc15_13TeV.301055.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_3500M4000.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
mc15_13TeV.301056.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_4000M4500.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
mc15_13TeV.301057.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_4500M5000.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
mc15_13TeV.301058.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_DYtautau_5000M.merge.AOD.e3649_s2576_s2132_r7772_r7676
mc15_13TeV.361532.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_Wtaumu_Np2.merge.AOD.e3898_s2608_s2183_r7772_r7676
mc15_13TeV.361530.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_Wtaumu_Np0.merge.AOD.e3898_s2608_s2183_r7772_r7676
mc15_13TeV.361533.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_Wtaumu_Np3.merge.AOD.e3898_s2608_s2183_r7772_r7676
mc15_13TeV.361534.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_Wtaumu_Np4.merge.AOD.e3898_s2608_s2183_r7772_r7676

Tabelle 3: ID der verwendeten Monte Carlo Samples

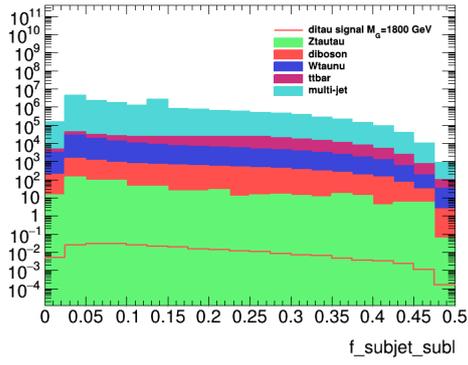


Abbildung 26: $f_{subjet\ subl}$

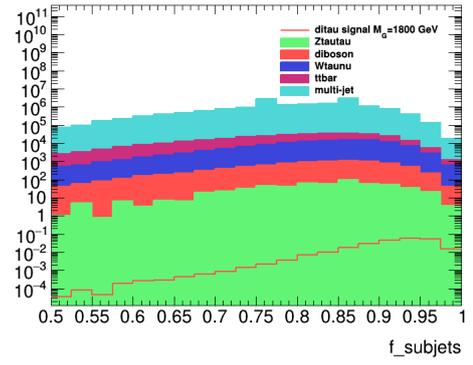


Abbildung 27: $f_{subjets}$

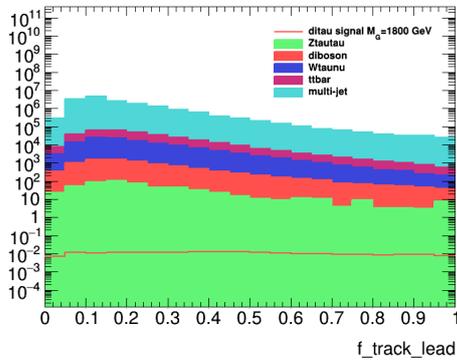


Abbildung 28: $f_{track\ lead}$

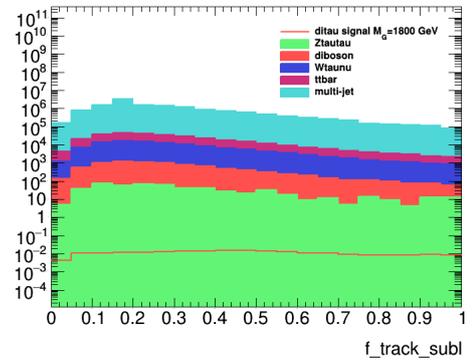


Abbildung 29: $f_{track\ subl}$

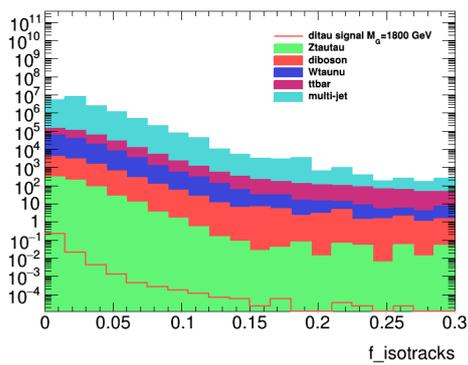


Abbildung 30: $\log(f_{isotracks})$

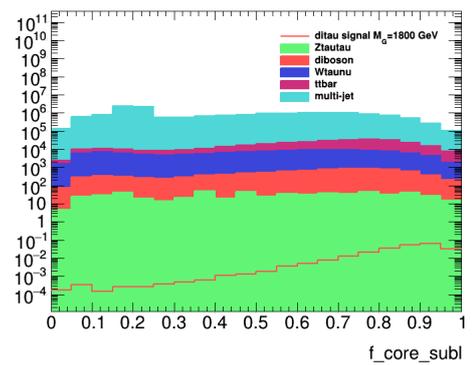


Abbildung 31: $f_{core\ subl}$

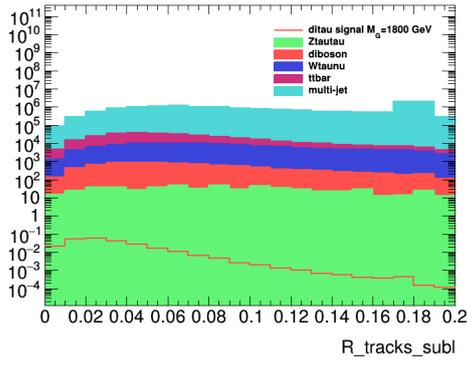


Abbildung 32: R_{tracks_subl}

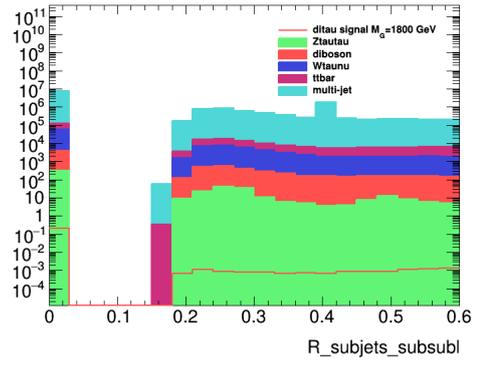


Abbildung 33: $R_{subjets_subsubl}$

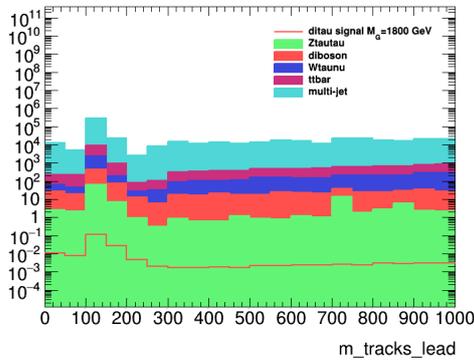


Abbildung 34: $\log(m_{tracks_lead})$

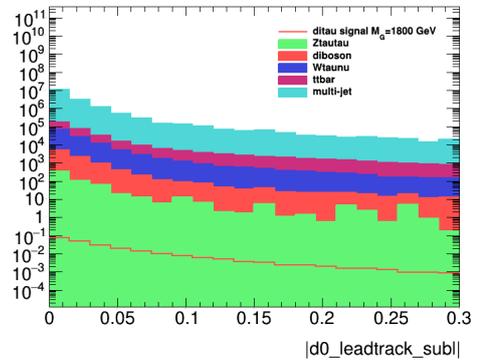


Abbildung 35: $\log(\text{abs}(d_0_{leadtrack_subl}))$

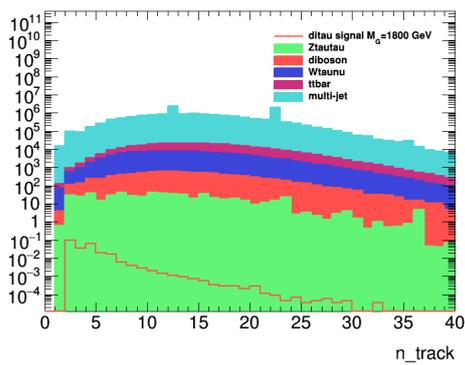


Abbildung 36: n_{track}

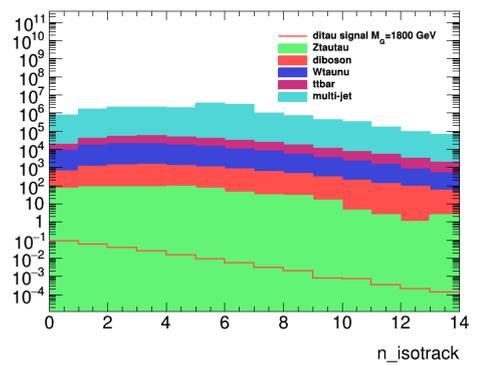


Abbildung 37: $n_{isotrack}$

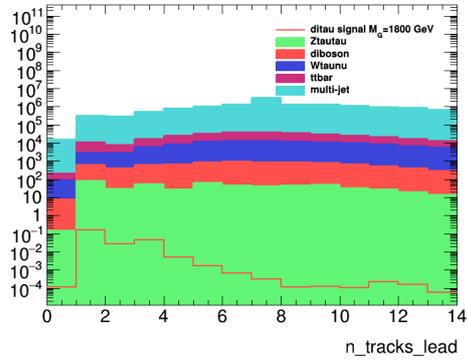


Abbildung 38: n_{tracks_lead}

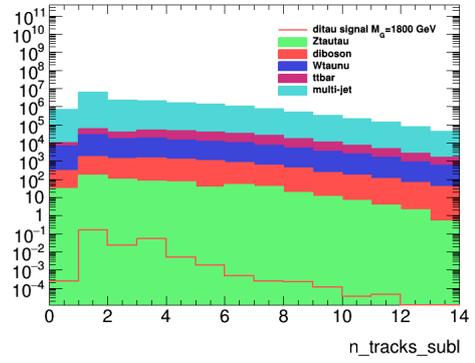


Abbildung 39: n_{tracks_subl}

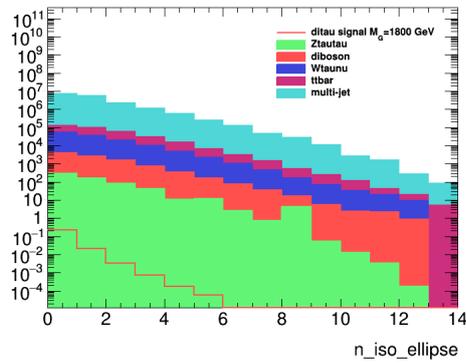


Abbildung 40: $n_{iso_ellipse}$

Literatur

- [1] Kaustubh Agashe, Hooman Davoudiasl, Gilad Perez, Amarjit Soni, *Warped Gravitons at the LHC and Beyond*, arXiv:hep-ph/0701186.
- [2] D.Kirchmeier, *Reconstruction and Identification of Boosted Tau Pair Topologies at ATLAS*, Master's Thesis, Technische Universität Dresden.
- [3] F. Schoger, *Identifaction of boosted hadronic tau pair decays at ATLAS*, Bachelor Thesis, Technische Universität Dresden.
- [4] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 S08003 (2008).
- [5] CMS collaboration *The Compact Muon Solenoid technical proposal*, CERN-LHCC-94-38, <http://cdsweb.cern.ch/record/290969>.
- [6] L. Evans and P. Bryant., *LHC Machine*, JINST 3 (2008), S08001.
- [7] Kaustubh Agashe, Hooman Davoudiasl, Gilad Perez, Amarjit Soni, *Warped Gravitons at the LHC and Beyond*, arXiv:hep-ph/0701186.
- [8] The ATLAS collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, arXiv:1207.7214v2 [hep-ex].
- [9] The CMS collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [10] The ATLAS Collaboration, *Identification and energy calibration of hadronically decaying tau leptons with the ATLAS experiment in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, arXiv:1412.7086 [hep-ex].
- [11] S. L. Glashow, *Partial-Symmetries of Weak Interaction*, Nucleas Physics 22, 1961.
- [12] S. Weinberg, *A Model of leptons*, Phys. Rev. Lett., 19:1264-1266, Nov 1967.
- [13] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, Nobel Symposium 8, Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analytically,1968.
- [14] G. t'Hooft, *Renormalizable Lagrangian for Massive Yang-Mills Fields.*, Nucleas Physics .
- [15] G. t'Hooft and M. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, Nuclear Physics B44.
- [16] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, *Advanteges of the Color Octet Gluon Picture*, Physics Letters 47 B, 1973.
- [17] H. David Politzer, *Reliable Pertubative Results for Strong Interactions*, Phys. Rev. Lett. 30:1346-1349, 1973.
- [18] David J. Gross and Frank Wilczek, *Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories*, Phys. Rev. Lett. 30:1343-1346, 1973.
- [19] Steven Weinberg, *Non-abelian gauge theories of the strong interactions*, Phys. Rev. Lett. 31:494-497, 1973.
- [20] M. Thomsan, *Modern Particle Physics*, Cambridge University Press, 2015.
- [21] F. Englert and R. Brout., *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*, Phys. Rev. Lett. 13:321-323, 1964.
- [22] Peter W. Higgs, *Broke smmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Rev. Lett. 12:132-133, 1964.
- [23] Peter W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of gauge bosons*, Phys. Rev. Lett. 13:508-509, 1964.

- [24] Peter W. Higgs, *Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons*, Phys. Rev. Lett. 14:1156-1163, 1966.
- [25] G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett., 13:585-587, 1964.
- [26] C. Lefevre, *The CERN accelerator complex*, CERN-DI-0812015 (2008).
- [27] CERN, *LEP design report*, Report CERN-LEP-84-01. Geneva, 1984.
- [28] The ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, Journal of Instrumentation 3.08 (2008), S08002–S08002.
- [29] The LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, Journal of Instrumentation 3.08 (2008), S08005–S08005.
- [30] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Particle Data Group Collaboration*, Review of Particle Physics Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) .
- [31] Lampl et al., *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance*, ATL-LARG-PUB-2008-002.
- [32] Y. Freund and R. Shapire, *Experiments with a New Boosting Algorithm*, Proceedings 13th International Conference on Machine Learning (1996).
- [33] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour and B. R. Webber, *Longitudinally- invariant k_{\perp} -clustering algorithms for hadron-hadron collisions*, Nucl. Phys. B 406 (1993) 187.
- [34] S. D. Ellis and D. E. Soper, *Successive Combination Jet Algorithm For Hadron Collisions*, Phys. Rev. D 48 (1993) 3160 arXiv: hep-ph/9305266.
- [35] Y. L. Dokshitzer, G. D. Leder, S. Moretti and B. R. Webber, *Better Jet Clustering Algorithms*, JHEP 9708, 001 (1997) arXiv: hep-ph/9707323..
- [36] M. Wobisch and T. Wengler, *Hadronization Corrections to Jet Cross Sections in Deep-Inelastic Scattering*, arXiv: hep-ph/9907280.
- [37] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, JHEP 0804 (2008) 063 arXiv: 0802.1189 [hep-ph].
- [38] S. Willenbrock, *The Standard Model and the Top Quark*, NATO Science Series. 123. Kluwer Academic. pp. 1–41. arXiv:hep-ph/0211067v3.
- [39] S.D. Drell, T.-M. Yan, *Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies*, In: Physical Review Letters. 25, Nr. 5, 1970, S. 316–320. doi:10.1103/PhysRevLett.25.316.
- [40] ATLAS and CMS Collaborations, *Diboson production cross section at LHC*, May 16, 2013. 4 pp. Conference: C13-03-09, p.339-342 Proceedings e-Print: arXiv:1305.3773 [hep-ex] .
- [41] <https://s100.copyright.com/AppDispatchServlet?publisherName=ELS&contentID=055032139190235P&orderBeanReset=true> Februar , 2017.
- [42] V.M. Abazov et al., *Observation of Single Top Quark Production*, Physical Review Letters. 103 (9): 092001. arXiv:0903.0850.
- [43] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, Ofer Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, arXiv:1007.1727 [physics.data-an].

Selbstständigkeitserklärung

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

Alessandro Dolce
Dresden, Februar 2017