

**Studie zum Einfluss der Tau-Rekonstruktion  
mittels Substrukturaufklärung auf die Suche nach  
Supersymmetrie**

Marvin Kohlmann

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

August 2016

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

- 1. Gutachter: Priv. Doz. Dr. Bechtle
- 2. Gutachter: Prof. Dr. Desch

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen zum theoretischen Konzept der Supersymmetrie</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.2	Das Standardmodell, ist das schon alles? . . . . .	6
2.3	Eine Erweiterung durch Supersymmetrie . . . . .	7
2.4	Minimales supersymmetrisches Standardmodell . . . . .	7
2.5	Ein möglicher SUSY-Zerfall . . . . .	9
2.6	Hintergrund zum $\tau$ -Zerfall . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Die experimentelle Seite der Supersymmetrie</b>	<b>11</b>
3.1	Der LHC . . . . .	11
3.2	Der ATLAS-Detektor . . . . .	12
3.3	Die $\tau$ -Rekonstruktion . . . . .	15
3.3.1	TauRec . . . . .	15
3.3.2	Cell-Based und PanTau . . . . .	16
3.3.3	Combined . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Einführung in die Analyse</b>	<b>19</b>
4.1	Vorgehensweise . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Analyse zur Variablenrekonstruktion</b>	<b>21</b>
5.1	Auflösung der $p_T$ -Variablen . . . . .	22
5.2	Auflösung der $\phi$ - und $\eta$ -Variablen . . . . .	25
<b>6</b>	<b>Analyse zur Endpunkt-Messung</b>	<b>27</b>
6.1	Simulation der Endpunktmessung . . . . .	27
6.2	Rekonstruktion in der Endpunktmessung . . . . .	29
6.3	Auflösung der invarianten Masse . . . . .	30
<b>7</b>	<b>Analyse zur Zerfallsmodi-Klassifikation in der Endpunkt-Messung</b>	<b>33</b>
7.1	$m_{\tau\tau}$ -Signalverhalten in Zerfallsmodi . . . . .	33
7.2	Untersuchungen der Signalmenge und Statistik in Signalregionen . . . . .	34
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>37</b>
<b>A</b>	<b>Material zum Massenpunkt <math>m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}</math></b>	<b>39</b>
A.1	Auftragungen zur $\phi$ - und $\eta$ -Variablen . . . . .	39

<b>B</b>	<b>Vergleichsdaten anderer Massenpunkte</b>	<b>41</b>
B.1	Analyse zur Variablenrekonstruktion . . . . .	41
B.1.1	Überblick der $p_t$ -, $\phi$ - und $\eta$ -Verteilungen . . . . .	41
B.1.2	Auflösung der $p_t$ -Variablen . . . . .	42
B.1.3	Auflösung der $\phi$ -Variablen . . . . .	43
B.1.4	Auflösung der $\eta$ -Variablen . . . . .	44
B.2	Analyse zur Endpunkt-Messung . . . . .	45
B.2.1	Simulation der Endpunktmessung . . . . .	45
B.2.2	Auflösung der invarianten Masse . . . . .	46
<b>C</b>	<b>Vergrößerung der Signifikanzscans</b>	<b>47</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>51</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>53</b>
	<b>Literatur</b>	<b>55</b>

## Einleitung

---

Es scheint die Neugier zu sein, die den Menschen dazu antreibt, die Natur immer besser verstehen zu wollen. Auf der physikalischen Seite sind dazu immer allgemeinere Konzepte notwendig, die die experimentellen Beobachtungen beschreiben können. Mit fortschreitender Verallgemeinerung gelangt man schließlich zum Standardmodell der Teilchenphysik, das tatsächlich einen sehr großen Teil der Beobachtungen abdeckt. Dennoch stellt sich an dieser Stelle die Frage, ob dieses Modell wiederum nur ein Spezialfall einer allgemeineren Theorie darstellt. Physiker sind sich in dieser Frage einig und plädieren für einen Spezialfall, da das Standardmodell nicht alle, wenn auch viele physikalischen Fragen beantworten kann.

Ein Modell, das über das Standardmodell hinaus geht, ist die Theorie der Supersymmetrie (SUSY). Es ist so formuliert, dass es relevante Probleme löst, die das Standardmodell dagegen offen lässt. Damit stellt es ein sehr vielversprechendes Konzept für die Verallgemeinerung des Standardmodells dar. Ohne experimentelle Übereinstimmung könne es jedoch nicht zum besseren Verständnis der Natur beitragen.

Mit dieser Motivation finden Hochenergieexperimente am Large Hadron Collider an der französisch-schweizerischen Grenze statt, die das Modell verifizieren oder falsifizieren will. An diesem führen Teilchen-Kollisionen zu frei werdender Energie, die zur neuen Teilchenproduktion genutzt werden kann. Falls SUSY existiert, könnten bei ausreichender Energie auch Teilchen entstehen, die nur in der SUSY-Theorie auftreten können. In der Analyse des Experiments hat sich die Analyse von Ereignissen, die  $\tau$ -Teilchen enthalten, als wichtiges Konzept zur Suche nach SUSY-Signalen herausgestellt. Da die Taus nicht stabil sind und nur ihre Zerfallsprodukte gemessen werden können, ist ihre Rekonstruktion umso wichtiger. Dies ist der Ausgangspunkt meiner hier vorgelegten Bachelorarbeit.

Unter einer Rekonstruktion von  $\tau$ -Ereignissen versteht man die Identifikation der Taus, sowie die Zuweisung der Viererimpulse (Energie- und Richtungs-Informationen). Eine bisher in SUSY-Analysen verwendete Rekonstruktionsmethode ist der TauRec-Algorithmus. Eine neuere Entwicklung versucht die Substruktur des  $\tau$ -Zerfalls zurückzuverfolgen und die Viererimpulskomponenten über diesen Weg zu bestimmen. Dabei werden entsprechend zusätzlich zum Viererimpuls die Zerfallsmodi bestimmt. Welche Vorteile diese Methode in der Suche nach Supersymmetrie mit sich bringt, soll das Zielfragestellung dieser Arbeit darstellen.

Dazu wird die Arbeit in den ersten drei Kapiteln die notwendigen Grundlagen schaffen. Während Kapitel 2 in das Konzept der Supersymmetrie einführen wird, befasst sich Kapitel 3 mit den experimen-

tellen Methoden zur Überprüfung der Theorie. Kapitel 4 stellt letztendlich das Vorgehen der Analyse heraus, in welcher die folgenden Analysepunkte berücksichtigt werden:

- In Kapitel 5 werden die  $\tau$ -Rekonstruktionsmethoden auf ihre Rekonstruktionsgenauigkeit des Viererimpulses hin untersucht. Diese ist grundlegend für alle Analysen, die auf  $\tau$ -Rekonstruktion aufbauen.
- In Kapitel 6 wird die Endpunktmessung thematisiert, die ein Konzept zur Anpassung eines SUSY-Modells an gegebene Daten darstellt. In diese fließen alle Parameter des rekonstruierten Viererimpulses ein. Deshalb wird auch hier die Genauigkeit der Messung unter beiden Rekonstruktionsmethoden untersucht.
- In Kapitel 7 wird die Verwendung der Zerfallsmodi diskutiert. Diese konnte in dieser Arbeit nicht mehr detailliert behandelt werden, dennoch wird ein Ausblick über die mögliche Nutzung in der Endpunktmessung gegeben.

Zuletzt wird betrachtet, ob der Combined-Algorithmus, der die Vorteile beider Methoden nutzen soll, in der Supersymmetrie-Analyse geeignet ist.

# Grundlagen zum theoretischen Konzept der Supersymmetrie

## 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die Grundidee des Teilchenmodells besteht in der Annahme, dass jede Form der Materie in punktförmige Konstituenten zerlegt werden kann. Die experimentelle Suche ergab hier in der Vergangenheit immer neue Teilchen auf immer kleineren Skalen (vgl. Abb. 2.1). Die Teilchen, die heute als nicht weiter teilbar angenommen werden und Elementarteilchen genannt werden, werden im Standardmodell der Teilchenphysik (vgl. [1], [2], [3], [4], [5]) zusammengefasst. Um die physikalischen Phänomene sowohl auf kleinsten experimentell überprüfaren Skalen, als auch auf makroskopischen Skalen erklären zu können, werden diese durch Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen berücksichtigt.

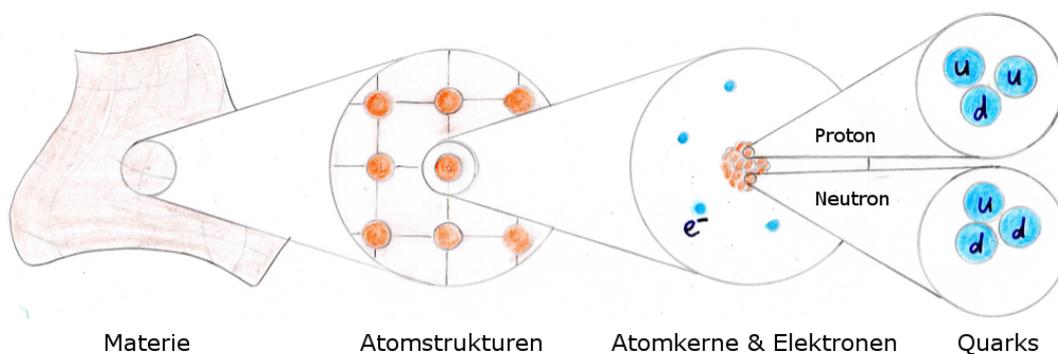


Abbildung 2.1: Beschreibung der Natur auf immer kleineren Größenskalen. In blau sind die Elementarteilchen des Standardmodells dargestellt. (Aus eigener Erstellung)

Die Entwicklung des Standardmodells wird durch elastische, inelastische und tiefinelastische Streuexperimente motiviert. Die elastische Streuung gibt insbesondere Auskunft über die Ladungsverteilung des Streukörpers. So erhält man aus der Elektronstreuung am Nukleon (Proton, Neutron) eine ausgedehnte elektrische Ladungsverteilung. Demnach muss, gemäß der oben gemachten Annahme, im Teilchenmodell das Nukleon aus punktförmigen Teilchen und damit aus vielen Punktladungen zusammengesetzt sein. Innerhalb der inelastischen Streuung können dagegen durch einen großen Energieübertrag gemäß der Energie-Massen-Äquivalenz  $E = mc^2$  neue Teilchen produziert werden. Dadurch werden im Energiespektrum des Projektils dort Maxima entstehen, wo der Energieübertrag der Masse eines neu produzierten

Teilchens entspricht. Tatsächlich findet man im Spektrum Maxima, die durch die Formulierung des Standardmodells erklärt werden. Die vollständige Entwicklung des Modells kann in den Abschnitten 6 bis 13 von [6] nachvollzogen werden.

Das Standardmodell enthält insgesamt drei Wechselwirkungen zwischen den Teilchen, die elektromagnetische, die schwache sowie die starke Kraft. Da die Gravitation wesentlich schwächer als die aufgeführten WW koppelt und damit in der Teilchenphysik eine untergeordnete Rolle spielt, wird diese im Standardmodell nicht berücksichtigt. Sie spielt erst auf großen Skalen eine Rolle, da gravitative Ladungen immer positiv sind und sich somit im Makroskopischen zu großen Ladungen aufsummieren, was die schwache Kopplung kompensiert. Insofern unterscheiden sich nun die Teilchen des Standardmodells durch verschiedene Ladungen bzgl. der vier Wechselwirkungen und einem Eigendrehimpuls (Spin). Die gravitative Ladung wird hier als Ruheenergie eines Teilchens berücksichtigt. Die gesamten Teilchen sind in Abb. 2.2 aufgezeigt. Zu allen dargestellten Teilchen existieren im Modell Antiteilchen, die bis auf ein umgekehrtes elektromagnetisches Ladungsvorzeichen die gleichen Eigenschaften besitzen.

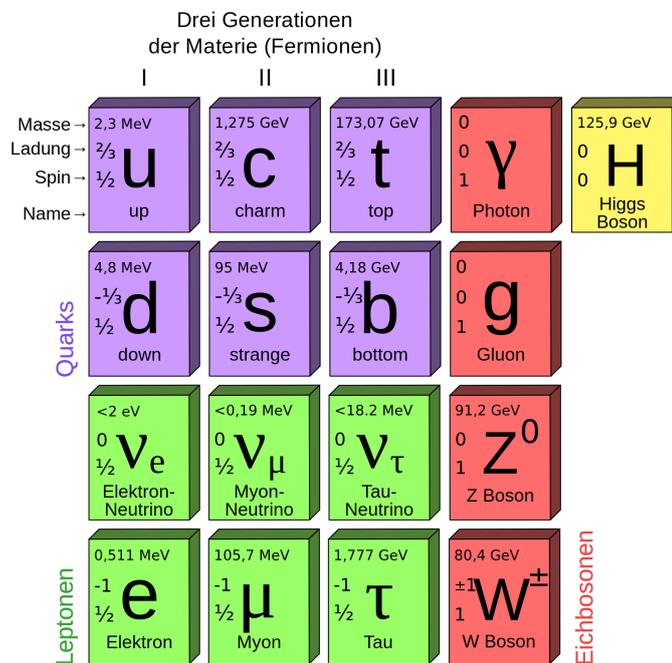


Abbildung 2.2: Die Teilchen des Standardmodells: Aufgeteilt werden sie in die 3 Gruppen Eichbosonen (rot) und das Higgs (gelb), die Quarks (violett), und die Leptonen (grün). (Entnommen aus <https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell>)

Man kann die Teilchen nun übersichtlich gruppieren. In der ersten Gruppe treten die Eichbosonen und das Higgsboson auf. Die Eichbosonen vermitteln die Wechselwirkungen zwischen allen Teilchen. Mit anderen Worten ordnet man jedem Eichboson einer der vier Wechselwirkungen zu. Gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation können diese für konvergierende Zeiten eine erhöhte invariante Masse tragen. Stimmen nun Energie, Drehimpuls und Ladungen eines Eichbosons mit denen einer Reihe von anderen Teilchen überein, so können sie sich zeitlich ineinander umwandeln, wenn sie eine von 0 verschiedene der Wechselwirkung entsprechende Ladung tragen. Umwandlungsketten aus mehrfachen solcher Umwandlungen bezeichnet man als Zerfall, welche in dieser Arbeit in Form von Feynman-Graphen dargestellt werden. Konkret vermitteln Photonen  $\gamma$  die elektromagnetische, Gluonen  $g$  die starke sowie Z-Bosonen

$Z^0$  und W-Bosonen  $W^\pm$  die schwache Wechselwirkung. Sie tragen allesamt einen Spin von 1. Man kann nun soweit gehen und die elektromagnetische mit der schwachen Wechselwirkung in eine Wechselwirkung (elektroschwache Vereinigung) vereinen (vgl. dafür Kapitel 12.2 aus [6]). Dies hat zur Folge, dass die zugehörigen Eichbosonen die gleichen Massen haben müssten, um die Theorie konsistent zu halten. Nun wird das Photon als masselos gemessen, dagegen das  $W^\pm$  oder  $Z^0$  mit einer von 0 verschiedenen Masse. Führt man ein Teilchen mit einem Spin 0 ein, so kann man die Kopplung an dieses Teilchen als Absorption eines Spinfreiheitsgrades verstehen. Koppelt nun ein masseloses Eichboson, das zwei Freiheitsgrade (Spineigenwerte  $\pm 1$ ) besitzt an dieses Teilchen, so hat es drei Freiheitsgrade. Tatsächlich besitzt ein massives Eichboson drei Freiheitsgrade (Spineigenwerte  $\pm 1, 0$ ), insofern kann der Begriff Masse als eine weitere Kopplung mit einem Spin-0-Teilchen interpretiert werden. Dieses ist heute als Higgs-Boson bekannt und ein solches Teilchen konnte experimentell 2012 am LHC detektiert werden (vgl. [7]).

Alle weiteren Teilchen können sich nicht untereinander umwandeln (ohne sich im Zwischenschritt in ein Eichboson umgewandelt zu haben). Hier ist anzumerken, dass sie alle als Fermionen einen halbzahigen Spin von  $\frac{1}{2}$  besitzen. Dies spielt deshalb eine große Rolle, da sie in sogenannte links- und rechtshändige Komponenten aufgeteilt werden können. Zwar unterscheiden starke und elektromagnetische Wechselwirkung nicht zwischen diesen, dafür jedoch die schwache Wechselwirkung. Sie koppelt ausschließlich an linkshändige Fermionen- und rechtshändige Antifermionenkomponenten.

Als zweite Gruppe nehmen Quarks an allen vier Wechselwirkungen teil und besitzen somit eine Masse (gravitative Ladung), eine elektromagnetische Ladung, sowie eine schwache Ladung. Als starke Ladung tritt hier die sogenannte Farbladung auf. Sie ist dadurch charakterisiert, dass sich nicht nur Ladung und Antiladung (des Antiteilchens) zu einem neutralen Zustand summieren, wie es in der elektromagnetischen Ladung der Fall ist, sondern auch die 3 möglichen Ladungszustände (grün, rot, blau) der starken Kraft zu einem neutralen Zustand addieren. Da immer Ladungsneutralität angestrebt wird, gibt es deshalb zwei verschiedene stabile Quarkkonfigurationen: die Komposition aus 3 Quarks mit neutralisierenden Farben (genannt Baryon) und die Komposition von Quark und Antiquark (genannt Meson). Auch wenn den Quarks Drittel der elektrischen Elementarladung zugeordnet werden, treten sie in diesen Konfigurationen immer mit Gesamtladungen in Vielfachen der Elementarladung auf. Tatsächlich werden in der Natur nur Vielfache der Elementarladung beobachtet.

Als letzte Gruppe lassen sich die Leptonen klassifizieren. Im Gegensatz zu Quarks besitzen sie keine starke Ladung. Zudem werden den Neutrinos als Teil dieser Gruppe keine Massen zugeordnet. Man kann dafür zeigen, dass masselose Fermionen ausschließlich linkshändig sind und masselose Antifermionen entsprechend rechtshändig. Inzwischen ist bekannt, dass diese Annahme nur annähernd korrekt ist (vgl. [8]). Die elektrische Ladung von Leptonen ist ganzzahlig bzgl. der Elementarladung.

Gemeinsam treten Quarks und Leptonen in drei Familien auf. Für jedes Teilchen gibt es in jeder weiteren Familie ein Partnerteilchen, das sich lediglich in der Masse unterscheidet. Für höhere Familienzahlen nimmt die Masse zu, weshalb in der freien Natur nur die leichtesten Teilchen als stabile Zustände auftreten. Alle Details zu Masse, elektrischer Ladung und Spin der Elementarteilchen sind Abb. 2.2 zu entnehmen.

## 2.2 Das Standardmodell, ist das schon alles?

Das Standardmodell kann tatsächlich einen großen Teil der bisherigen Beobachtungen in Beschleuniger-Experimenten beschreiben, die ebenso in obengenannten Abschnitten von [6] nachgelesen werden können. Allerdings werden auch einige Beobachtungen gemacht, die offensichtlich mit einer abgeänderten Modellierung der Teilchenphysik verstanden werden müssen. Hier seien drei überzeugende Argumente aufgeführt. Ersteres ist experimenteller Natur:

- Über die Doppler-Verschiebung kann die *Dynamik von astronomischen Objekten* gemessen und eine Massenverteilung im Universum berechnet werden. Diese liegt aber bei Weitem über den beobachteten Massenverteilungen, wenn wir das Standardmodell annehmen. Nach dem Standardmodell würde der größte Teil der Objekte elektromagnetisch wechselwirken und damit über die Doppler-Verschiebung sichtbar sein. Die Diskrepanz zwischen der theoretischen und beobachteten Materie wird Dunkle Materie genannt. Eine weitere astronomische Beobachtung des Mikrowellenhintergrunds, die auf dieses Defizit in unserem Teilchenmodell hindeutet ist im Artikel [9] genannt.

Die folgenden beiden Probleme sind zwar auf theoretischer Basis formuliert, würden aber eine theoretische Beschreibung der Natur erschweren oder diese für erweiterte physikalische Teilchenmodelle anfällig machen. Deshalb sind sie mit ebenbürtiger Wichtigkeit gegenüber den experimentellen Widersprüchen zu nennen:

- Wie man den Ursprung der Natur in der Physik verstehen möchte, so wird man auch den Ursprung der vier Wechselwirkungen erörtern wollen. Eine Idee liegt darin, sie in eine grundlegende Wechselwirkung zu fassen, die sich im zeitlichen Verlauf in die verschiedenen uns bekannten Wechselwirkungen aufteilt. Da die Kopplung der vier Grundkräfte von der invarianten Masse der beteiligten Teilchen abhängt, kann man diesen Gedanken in der Theorie darin fassen, dass die Kopplungen der vier Wechselwirkungen an einem Energiepunkt gleich sind und in diesem Punkt die grundlegende Wechselwirkung darstellen (vgl. [10]). Zwar gibt es keinen exakten solchen Punkt, in dem sich die vier Kopplungsstärken schneiden, jedoch liegen diese Punkte im Standardmodell nah bei einander. Als Vertreter dieser *Grand Unification*-Theorie würde man demnach annehmen, dass das Standardmodell um neue physikalische Modellierungen ergänzt werden müsse (vgl. Abb. 2.3).
- Das *Hierarchieproblem* befasst sich mit der Anfälligkeit der Masse des Higgsbosons gegenüber hoher Massen hypothetischer Teilchen. Dies liegt daran, dass das Higgs im Gegensatz zu den anderen Elementarteilchen einen Spin von 0 hat und damit ein Skalar ist. Somit wirken sich nichtmessbare Unterprozesse im Detektor (sogenannte Schleifenkorrekturen) auf die Messung der Higgsmasse direkt aus. Bei den anderen Elementarteilchen würde sich diese über ihre möglichen verschiedenen Spinkonfigurationen wegmitteln. Man findet nun, dass höhere Massen im Modell höhere Korrekturwerte der Higgsmasse verursachen. Nimmt man nun an, dass neben dem Standardmodell noch Teilchen in höheren Energieskalen existieren, so würden diese die Masse des Higgs stark ändern. Gemessen wurde dessen Masse bei 125 GeV, was im Rahmen der Theorie bzgl. der Standardmodellkorrekturwerte liegt. Dies würde einen Widerspruch ergeben (vgl. [11]). Zu bemerken ist, dass sich diese Problemstellung nicht auf die Kausalität des Standardmodells selbst bezieht. Vielmehr entstünden über die naive Annahme hinaus, dass es keine Physik jenseits des Standardmodells gäbe, Probleme, die das Standardmodell nicht mehr erweiterbar machten, wenn sich die Korrekturterme nicht aufheben ließen. Weiterhin würde die Integration der Gravitation eben solche Probleme verursachen.

## 2.3 Eine Erweiterung durch Supersymmetrie

In diesem Teil wird sukzessiv eine Theorie eingeführt, die stufenweise die Schwierigkeiten des Standardmodells aus Abschnitt 2.2 aufhebt. Zunächst sei eine Lösung des Hierarchieproblems gesucht.

Wie im vergangenen Abschnitt erläutert, wird das Teilchenmodell erst flexibel, wenn sich die Korrekturterme der Higgsmasse aufheben. Dafür postuliert man in der Supersymmetrietheorie zu jedem Teilchen des Standardmodells ein hypothetisches Partnerteilchen. Dieses kann durch eine Transformation  $Q$  jedes Standardmodellteilchen  $q$  beschrieben werden, indem das Partnerteilchen durch  $\tilde{q} = Q(q)$  gegeben ist. Allgemein kennzeichnet man zur Unterscheidung von den Standardmodellteilchen die Partnerteilchen mit einer Tilde (Superpartner).

Nun kann man zeigen, dass die Transformation  $Q$  gewissen Bedingungen genügen muss, damit sich die Korrekturterme der Higgsmasse aufheben. Unter Anderem muss sie Bosonen in Fermionen und Fermionen in Bosonen transformieren. Eine weitere für uns hier relevante Folgerung aus den Bedingungen ist, dass die Anzahl der Spinkonfigurationen (Freiheitsgrade) eines Teilchen  $n_q$  gleich mit denen der zugehörigen Partnerteilchen sind, dh. es gilt:

$$n_q = n_{Q(q)} \quad (2.1)$$

Für Details zur Aufstellung der Bedingungen und Folgerungen siehe die fachliche Ausarbeitung [11]. Betrachtet man Superpartner der Eichbosonen, so sucht man wegen Gleichung 2.1 und den Eigenschaften der Transformation  $Q$  ein Fermion mit 2 Spinfreiheitsgraden. Dies ist nur für ein Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen gegeben.

Für die Partnerteilchen der Quarks und Leptonen gibt es nun 2 Möglichkeiten. Da sie Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen sind, sucht man nun Bosonen mit 2 Freiheitsgraden. Dies erfüllen masselose Spin-1-Bosonen oder zwei Spin-0-Teilchen. Eine genauere theoretische Betrachtung liefert hier, dass es sich bei den Superpartnern von Standardmodellfermionen um Spin-0-Teilchen handelt. Insofern erhält man jeweils einen Spin-0-Partner für die linkshändige und rechtshändige Fermionkomponente.

Allgemein werden fermionische Partner zu Standardmodellteilchen mit dem Anhängen von „-ino“ und fermionische Partner mit dem Voranstellen von „s-“ benannt.

Ferner muss beachtet werden, dass bis heute und insbesondere auf Energieskalen des Standardmodells keine der Supersymmetrie zugehörigen Teilchen beobachtet werden konnten. Insofern müssen Supersymmetrieteilchen eine Masse haben, die über die Energieskala des Standardmodells hinausgeht. Somit können ein Teilchen und der zugehörige Partner nicht die gleichen Massen tragen, sodass wir bei der Supersymmetrie von einer *gebrochenen Symmetrie* sprechen müssen. Dies ist insofern berechtigt, dass die Transformation  $Q$  nicht nur den Spin verändert, sondern auch die Masse der Teilchen.

## 2.4 Minimales supersymmetrisches Standardmodell

In Abschnitt 2.3 wurde eine Transformation  $Q$  aufgestellt, die die Teilchen des Standardmodells verdoppelt und damit das Hierarchieproblem löst. Da das Standardmodell bisher sehr konsistente Ergebnisse lieferte, liegt es nahe, dieses Modell darüber hinaus so geringfügig, wie möglich zu ergänzen. Tatsächlich genügt es, das Standardmodell um wenige Punkte zu ergänzen, um eine konsistente Theorie zu erhalten (für Details vgl. [12]).

Um einerseits die Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung zu in der Theorie der Supersymmetrie zu gewährleisten, führt man fünf Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen, genannt Higgsinos ein und erweitert das Standardmodell-Higgsdublett ebenfalls auf 5 Teilchen.

Zum anderen muss eine multiplikative Erhaltungsgröße, die  $R$ -Parität, postuliert werden. Dabei wird den

Standardmodellteilchen  $R = 1$  zugeordnet und den Superpartnern  $R = -1$ . Da bei einem Zerfall eines SUSY-Teilchens ( $R = -1$ ) somit mindestens ein produziertes Teilchen  $R = -1$  tragen muss und damit ein SUSY-Teilchen ist, muss das leichteste SUSY-Teilchen (LSP) stabil sein.

### Masseneigenzustände

Man kann die Zustände der Standardmodellteilchen anhand von Quantenzahlen und Ladungen bzgl. der verschiedenen Wechselwirkungen vollständig klassifizieren. Die tatsächlich messbaren Masseneigenzustände sind jedoch nicht notwendigerweise dieselben, sondern Linearkombinationen aus diesen. Insbesondere sind das  $Z^0$ -Boson und das  $\gamma$ -Boson solche Fälle.

Solche gemischten Masseneigenzustände treten auch in der Supersymmetrietheorie auf. So kommt es, dass  $\tilde{W}^\pm$ ,  $\tilde{Z}^0$  und die Higgsinos nicht als einzelne Teilchen vorkommen. Stattdessen werden sie zu Masseneigenzuständen gemischt, die als  $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$  im Falle elektrisch neutraler Mischung und Charginos  $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$  im Falle geladener Mischung in jeweils aufsteigender Massenreihenfolge bezeichnet werden.

### Aussagen des MSSM

Bisher wurde das supersymmetrische Modell so aufgebaut, dass das Hierarchieproblem gelöst wird. Hier soll nun auf die weiteren genannten Probleme des Standardmodells in 2.2 Bezug genommen werden.

- Wenn es sich beim LSP um ein nicht oder nur schwach elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen handelt, kann es den fehlenden Anteil der (im Elektromagnetischen) beobachteten Materie im Universum erklären. In diesem Fall käme das LSP als Kandidat für dunkle Materie in Frage.
- Die Supersymmetrie ermöglicht die Grand-Unification-Theorie, wie Abb. 2.3 deutlich zu erkennen gibt.

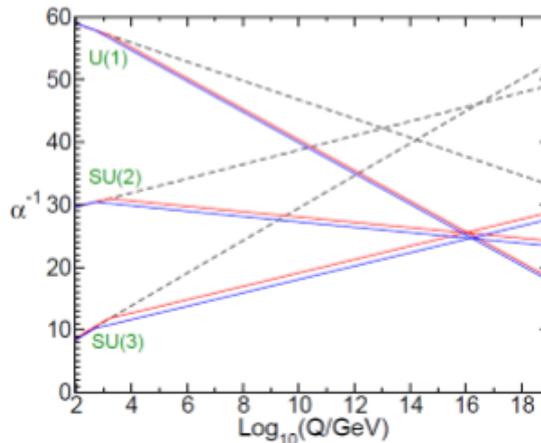


Abbildung 2.3: Dargestellt sind die Kopplungskonstanten der schwachen, starken und elektromagnetischen Wechselwirkung (bzw. deren zugehörigen Eichgruppen) in Abhängigkeit ihrer vermittelnden Energie  $Q$ . In gestrichelt ist das Standardmodell dargestellt, das SUSY-Modell ist durchgezogen. Im SUSY-Modell treffen sich die Geraden wesentlich besser in einem Punkt. (Entnommen aus [11])

Diese Argumente stellen die SUSY-Theorie als ein aussagekräftiges Konzept heraus. Insofern ist das Interesse an der detaillierten Erforschung motiviert.

## 2.5 Ein möglicher SUSY-Zerfall

Im oben beschriebenen MSSM gibt freie Parameter, die zunächst verschiedene Modellierungen zulassen. Zu den freien Parametern gehören die Massen der SUSY-Teilchen. In diesem Abschnitt wird ein SUSY-Modell mit  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{\chi}_2^0} > m_{\tilde{\tau}_1} > m_{\tilde{\chi}_1^0}$  betrachtet. In diesem Fall wäre in der Kollisionen von Hadronen ein Zerfall denkbar, wie er in Abb. 2.4 dargestellt ist (siehe vergleichsweise [13]).

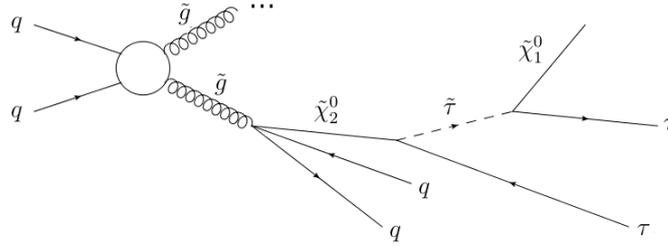


Abbildung 2.4: Ein Gluon  $g$  wechselwirkt mit einem Quark  $q$  und erzeugt eine Reihe von SUSY-Teilchen. Die R-Parität ist offensichtlich an jedem Vertex erhalten. (Erstellt mit JaxoDraw)

Sei nun der folgende Unterprozess betrachtet:

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau_n \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_f \tau_n \quad (2.2)$$

Hierbei bezeichnen  $\tau_n$  das im zuerst produzierte Tau (near Tau) und  $\tau_f$  das zweite Tau (far Tau).

Um Aussagen zur Identifikation dieser Zerfallsreihe zu treffen, wird hier nun die invariante Masse des produzierten Tau-Paares berechnet. Dafür legt man das Bezugssystem in das Schwerpunktsystem des Staus  $\tilde{\tau}_1$  ( $\vec{p}_{\tilde{\tau}_1} = 0$ ), woraus aus Impulserhaltung folgt:

$$\vec{p}_{\tilde{\chi}_2^0} = \vec{p}_{\tau_n} \quad \vec{p}_{\tilde{\chi}_1^0} = -\vec{p}_{\tau_f} \quad (2.3)$$

Unter der Annahme, dass die SUSY-Massen als hinreichend groß sind, dh.  $m_\tau \ll m_{\text{SUSY}}$  gilt, ist die Näherung  $m_\tau \approx 0$  und damit  $E_\tau \approx |\vec{p}_\tau|$  gerechtfertigt. Damit können die folgenden Schritte unter Verwendung der relativistischen Energie-Impulsbeziehung vorgenommen werden:

1. Schritt:  $|\vec{p}_{\tilde{\chi}_2^0}|^2 + m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 = E_{\tilde{\chi}_2^0}^2 = (E_{\tilde{\tau}_1} + E_{\tau_n})^2 = (m_{\tilde{\tau}_1} + |\vec{p}_{\tau_n}|)^2 = m_{\tilde{\tau}_1}^2 + 2m_{\tilde{\tau}_1}|\vec{p}_{\tau_n}| + |\vec{p}_{\tau_n}|^2$

Wegen Gleichung 2.3 folgt daraus:  $|\vec{p}_{\tau_n}| = \frac{m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}_1}^2}{m_{\tilde{\tau}_1}}$

2. Schritt:  $|\vec{p}_{\tilde{\chi}_1^0}|^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 = E_{\tilde{\chi}_1^0}^2 = (E_{\tilde{\tau}_1} - E_{\tau_f})^2 = (m_{\tilde{\tau}_1} - |\vec{p}_{\tau_f}|)^2 = m_{\tilde{\tau}_1}^2 - 2m_{\tilde{\tau}_1}|\vec{p}_{\tau_f}| + |\vec{p}_{\tau_f}|^2$

Wegen Gleichung 2.3 folgt daraus:  $|\vec{p}_{\tau_f}| = \frac{m_{\tilde{\tau}_1}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{\tau}_1}}$

3. Schritt: Unter Annahme, dass der Winkel zwischen den auslaufenden produzierten Taus  $\theta$  beträgt, kann man nun die invariante Masse vom 2-Tau-System wie folgt berechnen:

$$m_{\tau\tau} = (E_{\tau_n} + E_{\tau_f})^2 - (\vec{p}_{\tau_n} + \vec{p}_{\tau_f})^2 = 2E_{\tau_n}E_{\tau_f} - 2\vec{p}_{\tau_n}\vec{p}_{\tau_f} = 2|\vec{p}_{\tau_n}||\vec{p}_{\tau_f}| - 2|\vec{p}_{\tau_n}||\vec{p}_{\tau_f}| \cdot \cos(\theta)$$

Da nun  $1 - \cos(\theta) \leq 2$  gilt, erhält man durch Einsetzen der Ergebnisse aus den Schritten 1 und 2 eine Obergrenze der invarianten Masse des 2-Tau-Systems:

$$m_{\tau\tau} \leq \sqrt{\frac{(m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}_1}^2) \cdot (m_{\tilde{\tau}_1}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}{m_{\tilde{\tau}_1}^2}} \quad (2.4)$$

Mit dieser Erkenntnis liefert die besprochene Zerfallsreihe einen charakteristischen Endpunkt für die invariante Masse des produzierten 2-Tau-Systems. In der Arbeit [13] wird zudem belegt, dass die Verteilung der produzierten 2-Tau-Systeme bis hin zu diesem Endpunkt ansteigt. Insofern ist dieser Zerfall experimentell interessant, da eine Bestimmung des Endpunktes mit der Einschränkung der freien Parameter aus dem SUSY-Modell einhergehen würde.

## 2.6 Hintergrund zum $\tau$ -Zerfall

Die Zerfallsreihe in Abschnitt 2.5, sowie allgemein Zerfallsreihen mit  $\tilde{\tau}$ -Produktion liefern die Motivation für die besondere Analyse von Taus in einem Zerfallsereignis. Aus der SUSY-Theorie folgt zunächst, dass einem  $\tilde{\tau}$  die kleinste Masse der SUSY-Leptonen zugeordnet wird. Dies hat zur Folge, dass ein  $\tilde{\tau}$  nicht in ein leichteres SUSY-Lepton zerfallen kann, sondern wegen der Flavourenerhaltung in ein Tau oder Tau-Neutrino zerfallen muss. Insofern ist die Tauproduktion charakteristisch für solche Zerfallsreihen.

Umso mehr liegt das Interesse darin, die Taus in einem solchen Zerfall identifizieren zu können. Da das Tau jedoch eine Lebensdauer in der Größenordnung von  $10^{-13}$ s hat, wird die Detektion nur über die Zerfallsprodukte geschehen können. Deshalb ist das Verständnis der Zerfalleigenschaften des Taus, die hier näher erläutert werden, fundamental wichtig. Das Tau ist mit einer Masse von 1,78 GeV das schwerste Lepton des Standardmodells. Damit hat es die Möglichkeit, nicht nur leptonisch zu zerfallen, sondern auch hadronisch.

Betrachtet man auf der einen Seite den leptonischen Zerfall, sind die Zerfallsprodukte in Form von Myonen und Elektronen nur schwer von der direkten Produktion dieser Teilchen zu unterscheiden (vgl. [14]). Damit liefert der leptonische Zerfall des Taus keine Vorteile gegenüber der Detektion von anderen Teilchen.

Auf der anderen Seite ist der hadronische Zerfall mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa 65% sehr dominant (vgl. [14]). Da das Tau geladen ist, muss es in eine ungerade Anzahl an geladenen und eine beliebige Anzahl an neutralen Teilchen zerfallen. Zur Notation hierfür wird dies in dieser Arbeit mit  $xpy_n$  klassifiziert, wobei  $x$  die Anzahl der geladenen Teilchen angibt und  $y$  die Anzahl der neutralen Teilchen. Als weitere Eigenschaft eines Leptons ist das Tau farbneutral. Folglich behalten die Zerfallsprodukte des Taus bevorzugt die Impulsrichtung des Mutterteilchens. Insofern bilden sie mit großer Wahrscheinlichkeit einen einzigen farbneutralen Jet. Diese Eigenschaft unterscheidet den Zerfall des Taus von dem eines Quarks oder Gluons. Da Letztere nicht farbneutral sind, bilden die zugehörigen Teilchen zwar wie zuvor bevorzugt einen gemeinsamen Jet in Impulsrichtung des zerfallenden Teilchens, jedoch müssen diese noch einmal mit der Umgebung wechselwirken, um farbneutral zu werden. Diese zusätzliche Wechselwirkung verbreitert den Jetöffnungswinkel.

Mit diesen Argumenten bilden Jets aus  $\tau$ -Zerfällen einen kleineren Öffnungswinkel, was man sich in ihrer Detektion zu Nutze machen möchte.

## Die experimentelle Seite der Supersymmetrie

Im Kapitel 2 wurde das Modell der Supersymmetrie motiviert. Andererseits besitzt das Konzept ohne experimentelle Einstimmigkeit keine physikalische Aussagekraft. Tatsächlich gibt es bis heute keine experimentellen Hinweise auf die Richtigkeit dieser Theorie [11]. Umso mehr liegt es an der heutigen Forschung, eine Antwort auf die Frage nach der Existenz von Supersymmetrie zu finden. In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau des ATLAS-Experiments beschrieben, mit dem wir diese Frage zu klären versuchen.

### 3.1 Der LHC

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Teilchenbeschleuniger an der französisch/-schweizerischen Grenze nahe Genf. Er wird von der Europäischen Organisation für Kernforschung (CERN) betrieben (vgl. [15]).

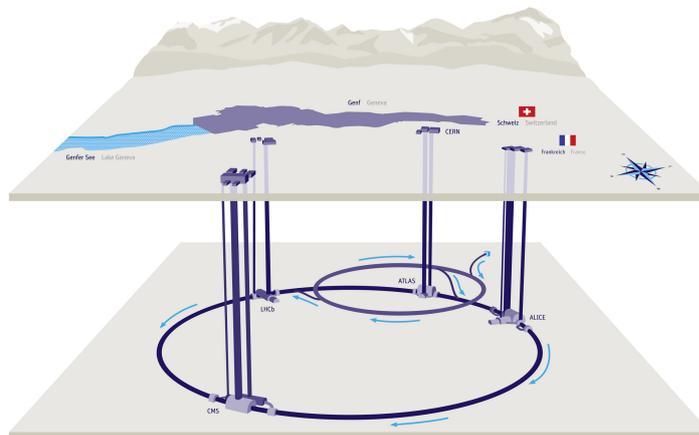


Abbildung 3.1: Dargestellt ist der Beschleunigerring, der zwischen 45 m und 170 m tief unter der Erde betrieben wird. Er befindet sich zum einen Teil in Frankreich, zum Anderen in der Schweiz. (Entnommen aus [http://www.weltmaschine.de/sites/site\\_weltmaschine/content/e92/e247389/e247412/e247542](http://www.weltmaschine.de/sites/site_weltmaschine/content/e92/e247389/e247412/e247542))

Die grundsätzliche Idee besteht darin, zwei geladene Hadronenstrahlen entgegengesetzt in einem Ring zu beschleunigen und anschließend kollidieren zu lassen. Dabei kann die Schwerpunktsenergie (invariante Masse) in Masse umgewandelt werden und somit neue Teilchen produzieren.

Genau genommen besteht der LHC aus zwei parallel liegenden Ringen, die die Bahnen der gegenläufigen Strahlen trennen und somit eine vorzeitige Kollision verhindern. Gemäß der Geometrie in Abb.3.1 können nun vorbeschleunigte Hadronenstrahlen in entgegengesetzte Bahnen ausgesendet werden (Einspeisung in den LHC). Um die ausgesendeten Hadronen auf einer kreisförmigen Bahn zu beschleunigen, wird das Synchrotron-Prinzip genutzt, in dem sie die folgenden Komponenten durchlaufen (für Details vgl. [12] und [15]):

- **Beschleunigungsstrecken:** Auf geraden Abschnitten wird mittels hochfrequenter elektromagnetischer Wechselfelder ein geladenes Hadron beschleunigt. Aufgrund der speziellen Relativität nähert sich die Geschwindigkeit eines beschleunigten Teilchens asymptotisch der Lichtgeschwindigkeit an und erhöht somit die Energie des Teilchens.
- **Dipol-Magnete zur Lenkung:** Die kreisförmige Bahn der Teilchen soll auf gebogenen Abschnitten durch Dipol-Magnete gehalten werden. Dabei wirkt eine Kraft (Lorentzkraft) in orthogonaler Richtung zur Bewegungs- und Magnetfeldlinienrichtung. Damit kann das Teilchen in Richtung der kreisförmigen Bahn abgelenkt werden.
- **Quadrupol-Magnete zur Fokussierung:** Die zuvor geschilderte Lorentzkraft kann ebenso zur Fokussierung von Strahlen mittels Quadrupolmagneten dienen. Dies ist notwendig, da ansonsten geringfügig von der Sollbahn abweichende Hadronen die Sollbahn nur weiter verlassen und der LHC somit Teilchen verliert.

Der iterative Durchlauf der Hadronen durch diese drei Komponenten realisiert dann die gewünschte beschleunigende Bahn. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass mit zunehmender Geschwindigkeit auch das Dipol-Magnetfeld erhöht werden muss. Insofern ist dieses im Laufe des Beschleunigungsvorgangs schrittweise zu erhöhen.

Diese Argumentation macht weiterhin klar, dass die Grenzen der Geschwindigkeit und Energie von Hadronen im LHC durch die Leistungsfähigkeit der Dipol-Magneten und dem Radius der Kreisbahn begrenzt wird. Der Radius des LHC-Rings beträgt 26,7 km. Supraleitende Dipol-Magnete begrenzen dann die maximal mögliche Schwerpunktenenergie bei der Kollision auf 14 TeV. Eine weitere wichtige Charakteristik eines Beschleunigers ist die Luminosität  $\mathcal{L}$ . Sie beschreibt die Anzahl der Kollisionsereignisrate  $n$  über die Beziehung  $n = \sigma \cdot \mathcal{L}$ , wobei  $\sigma$  den Wechselwirkungsquerschnitt der beteiligten Teilchen angibt. Die Luminosität beträgt im Falle des LHC maximal  $10^{34}$  cm<sup>2</sup>/s bei Proton-Proton-Kollision. Insbesondere machen die hohe Kollisionsschwerpunktenenergie und die Luminosität den LHC zum leistungsstärksten Hadronenbeschleuniger der Welt.

Deshalb und weil die maximale Kollisionsschwerpunktenenergie weit über die Massen aller SM-Teilchen hinausgeht, erhofft man sich hier einen Zugang zur Produktion schwererer Teilchen aus der Supersymmetrietheorie im Falle ihrer Existenz.

## 3.2 Der ATLAS-Detektor

Bisher wurde nur die technische Umsetzung der Teilchenproduktion durch den LHC geschildert. Um nun die Teilchenproduktion und ihre Konfiguration messen zu können, werden Experimente um den Kollisionspunkt herum aufgebaut werden. Diese Experimente sind in ihrem Aufbau in Form von Detektoren zu verstehen, die auf verschiedene Identifikationen von Teilchen spezialisiert sind. Die vier größten Experimente am LHC sind ATLAS, CMS, ALICE und LHCb (vgl. [15]). In diesem Abschnitt wird der für diese Arbeit relevante Detektor des ATLAS-Experiments vorgestellt.

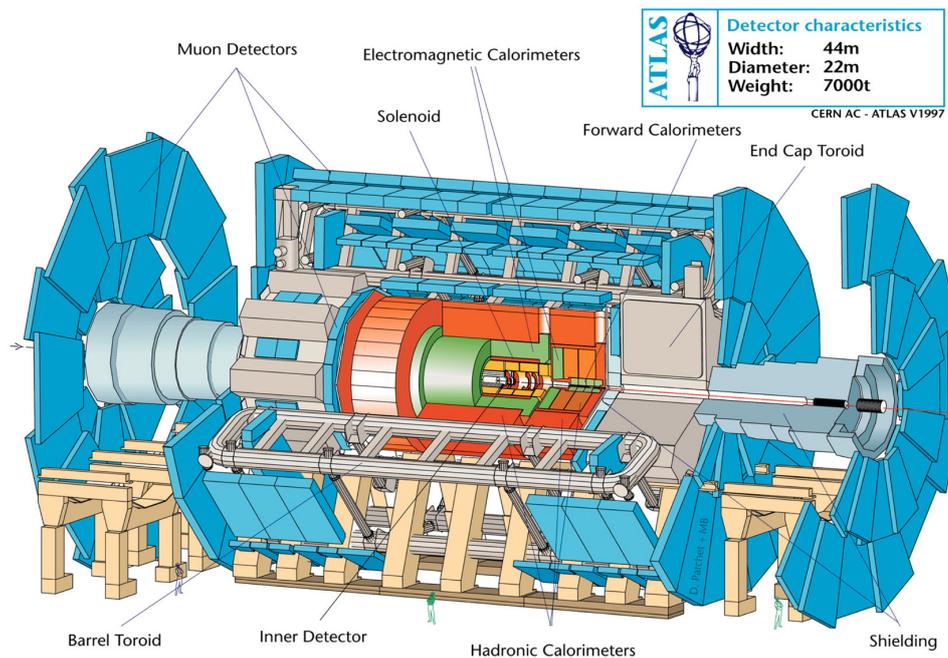


Abbildung 3.2: Zu sehen ist der Querschnitt durch den ATLAS-Detektor. Die benannten Komponenten werden im Text näher beschrieben. (Entnommen aus <http://scipp.ucsc.edu/personnel/atlas.html>)

Der ATLAS-Detektor ist für die Messung von Proton-Proton-Kollisionen konzipiert. Ein grober Überblick zu diesem Detektor ist in Abb.3.2 gegeben. Um die Detektion von Kollisionsereignissen zu verstehen, lässt sich der Aufbau in drei Untersysteme gliedern:

1. **Der innere Detektor** besteht aus mehreren Lagen von Pixel-, Streifen- und Übergangsstrahlungsspurdetektoren. Sie liefern allesamt elektrische Pulse, wenn ein geladenes Teilchen ein einzelnes Detektorsegment durchquert. Dabei wird die Energie des Teilchens nicht wesentlich beeinflusst und damit eine spätere Messung nicht verfälscht. Sie dienen somit zur *Positionsbestimmung*. Der Übergangsstrahlungsdetektor enthält zudem Medien verschiedener Dielektrizitätskonstante. Der Artikel [16] zeigt, dass Teilchen an den Mediumsgrenzen eine Strahlung (Übergangsstrahlung) aussenden, die mit der Geschwindigkeitsänderung der Teilchen steigt. Diese ist lediglich für Elektronen geeignet groß, um die Übergangsstrahlung messen zu können. Insofern dient der Übergangsstrahlungsdetektor zur *Identifikation von Elektronen*. Weiterhin wird der geschilderte Aufbau von einem Solenoid-Magneten (Zylinderspule) umgeben. Aus der Ablenkung, die geladene Teilchen aufgrund der Lorentzkraft erfahren, erhält man einen Rückschluss auf den *Teilchenimpuls*.
2. **Das Kalorimetersystem** besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter. Die Idee beider ist die Bildung von Teilchenschauern (konsequente Umwandlung von kinetischer Energie in massive Teilchen) beim Durchlaufen eines Teilchens des Kalorimeters. Wird das Teilchen im Kalorimetermedium gestoppt, so entspricht die Messung der entstandenen Strahlung einer Messung der *Teilchenenergie*. Das elektromagnetische Kalorimeter kann mit diesem Prinzip die *Energie von Photonen und Elektronen*, das hadronische Kalorimeter die *Energie von Hadronen* messen. Da die Hadronen das elektromagnetische Kalorimeter nahe zu ohne Energieverlust durchqueren können, wird das hadronische außerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters angebracht.

3. **Die Myon-Detektoren** beschränken sich auf die Messung von Myonen. Diese wechselwirken wesentlich schwächer mit Materie als Hadronen und Elektronen. Dies liegt daran, dass die höhere Masse im Vergleich zu Elektronen eine Bremsstrahlung in Materie minimiert und wegen der weit geringeren Masse im Vergleich zu Hadronen bei gleicher Energie einen wesentlich höheren Impuls hat. Weiterhin zerfallen sie wegen ihrer langen Lebensdauer als einzige instabile Teilchen nicht, bevor sie in einem Detektor eintreffen. Mit diesen Argumenten kann die Detektion der Myonen idealer Weise im äußeren Teil des Detektoraufbaus stattfinden. Das Prinzip ähnelt dem im inneren Detektor. Eine Anordnung von Toroid-Magneten (torusförmig-gewickelte Spulen) sorgt dafür, dass das resultierende Magnetfeld weitgehend rechtwinklig die Flugbahn der Myonen durchsetzt und zu ihrer Ablenkung durch die Lorentzkraft führt. Durch die Detektion der zeitlichen Positionen mithilfe von Driftkammern erhält man den *Myon-Impuls*. Da die Masse der Myonen bekannt ist, ist damit auch die *Myon-Energie* bekannt.

(für die genaue Funktion von den Detektortypen und Kalorimeter vgl. [6], für die detaillierte Beschreibung des ATLAS-Detektoraufbau vgl. [17])

Alle diese Detektoren sind weitgehend zylindrisch um die Strahlachse des LHC verteilt aufgebaut. Um ebenso für kleine Winkel zur Strahlachse Teilchen detektieren zu können, werden an den Enden der Zylinderanordnung (an den Endkappen) weitere dieser Detektoren angebracht (vgl. 3.2).

Mit dieser Detektoranordnung können folglich die Viererimpulse (Energie, Impuls und Impulsrichtung) der detektierten Teilchen gemessen werden. Allerdings können allein schwach wechselwirkende Teilchen (wie Neutrinos im SM oder das LSP in SUSY) nicht im ATLAS-Detektor registriert werden. Die zugehörige weggetragene Energie fehlt am Ende dem rekonstruierten Ereignis. Um die Ereignisse einheitlich speichern zu können, ist es notwendig ein Koordinatensystem einzuführen. Die ATLAS-Konvention ist in Abbildung 3.3 veranschaulicht.

Dabei legt man den Ursprung in den Kollisionspunkt, die z-Achse in die Strahlachse, die x-Achse in Richtung der LHC-Mitte und die y-Achse in die Senkrechte. Darauf werden Kugelkoordinaten ( $r, \theta, \phi$ ) gelegt und statt den Winkel  $\theta$  zu verwenden, wird die Pseudorapidität durch  $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$  definiert. Die Impulsrichtung jedes Teilchen wird über die Koordinaten  $\phi$  und  $\eta$  eindeutig wiedergegeben (vgl. [17]). Um den Impulsbetrag  $|\vec{p}|$  festzulegen wird an dieser Stelle die transversale Impulskomponente  $p_t = \sin(\theta) \cdot |\vec{p}|$  verwendet.

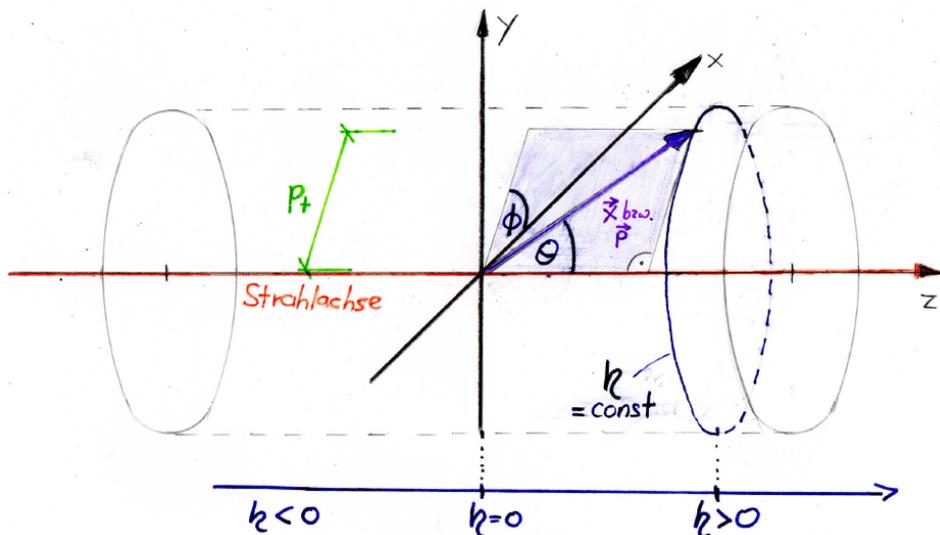


Abbildung 3.3: ATLAS-Konvention: Teilcheninformationen werden in den Variablen  $\eta$ ,  $\phi$  und  $p_t$  gespeichert.

### 3.3 Die $\tau$ -Rekonstruktion

Wie bereits im vergangenen Abschnitt erwähnt, zerfallen alle instabilen Teilchen ausgenommen der Myonen, bevor sie überhaupt die inneren Detektoreinheiten erreichen. Insofern sind lediglich ihre stabilen Zerfallsprodukte im Detektor messbar. Da sie bevorzugt in der Impulsrichtung des zerfallenden Teilchen abgestrahlt werden, bewegen sie sich in einem kleinem Raumwinkel in Form eines Jets. Für das Verständnis des im Kollisionspunkt stattfindenden primären Ereignisses ist es nun unerlässlich, die für die messbaren Jets verantwortlichen primären Teilchen zu rekonstruieren. Da sich meine Analyse allein mit der Rekonstruktion von  $\tau$ -Teilchen beschäftigt, wird sich dieser Abschnitt auf diese konzentrieren. Es gibt verschiedene Herangehensweisen, ein  $\tau$ -Teilchen und seinen Viererimpuls zu identifizieren, die hier vorgestellt seien.

#### 3.3.1 TauRec

Zunächst sei erwähnt, dass sich die allgemeine  $\tau$ -Rekonstruktion lediglich auf hadronisch zerfallende Taus bezieht (vgl. Abschnitt 2.6). Die Rekonstruktion durch den TauRec-Algorithmus lässt sich in folgende Schritte unterteilen (vgl. [18] und [14]):

1. Schritt: Die Signale des hadronischen Kalorimeters werden zu sogenannten *Topoclustern* strukturiert. Dazu wird jede Detektorzelle, die ein mindestens 4-fach über dem Rauschsignal liegendes Signal empfängt, berücksichtigt. Von jeder dieser Zellen ausgehend werden iterativ alle Zellen berücksichtigt, die ein Signal liefern, das 2-fach über dem Rauschsignal liegt. Eine weitere umliegende Reihe an Zellen wird schließlich zum Cluster hinzugefügt. Diese so erstellten Topocluster definieren die gesammte vermessene Energie eines Ereignisses in den berücksichtigten Zellen, die in den folgenden Schritten verwendet wird. Dieser Schritt dient also zur Unterdrückung von Rauschen.
2. Schritt: Nun wird eine Zuordnung von registrierten Teilchen zu anderen Teilchen, mit denen sie in sekundären Zerfällen einen gemeinsamen Jet bilden vorgenommen. Dies geschieht mithilfe von *Jet-Algorithmen*, die die transversalen Impulse und Bahnen (aus der inneren Detektormessung) auf charakteristische Abstände hin untersuchen. Der in dieser Analyse verwendete *Anti- $k_r$ -Algorithmus* beginnt mit harten (impulshohen) Teilchenbahnen und ordnet dann umgebende Bahnen zu (für mehr Details siehe [19]). Anschließend lassen sich die Vertices der Zerfallsbahnen über die Bahninformation rekonstruieren.
3. Schritt: Assoziiert man zu einem Jet die zugehörigen Topoclusterregionen kann man hieraus die gesamte detektierte *Energie des Jets* in den Kalorimetern zusammenzählen. Aus den bekannten Bahnen gemessen mit dem inneren Detektor und der bekannten Masse des Tau erhält man ebenso die *Impulsrichtungskomponenten*.
4. Schritt: In den bisherigen Schritten wurde noch nicht validiert, ob es sich beim vermessenen Teilchen um ein Tau handelt. Dies geschieht nun durch den *Boosted Decision Tree -Algorithmus (BDT)*. Dieser überprüft das vermessene Teilchen über mehrere Anforderungen an ein reales Tau. Hier geht unter anderem die in Abschnitt 2.6 besprochene Zerfalleigenschaft des Tau ein, in der der Zerfall des Tau einen schmalen Jet verursacht. Diese Überprüfung führt der BDT-Algorithmus in einer Reihe durch, in der die Strenge der Anforderungen variiert. Je nach dem, welche Tests der Reihe ein Teilchen besteht, wird ihm dadurch eine Wahrscheinlichkeit (BDT-Score) zugeordnet, mit der es sich tatsächlich um ein reales Tau handelt (für weitere Details siehe [20]). Mit aufsteigender BDT-Score-Anforderung werden die potentiellen Taus als „loose“-

„medium“- und „tight“- Tau identifiziert. Zwar bieten „tight“-Taus sicherere Rekonstruktionen, allerdings ist auch mit zunehmender Sicherheit eine niedrigere Statistik verbunden. Insofern ist die Verwendung der drei Abstufungen von der Analyse abhängig zu machen.

Mit dem letzten Schritt werden die Taus identifiziert und durch den 3. Schritt wurde der Viererimpuls bestimmt. Damit ist das Tau an dieser Stelle vollständig rekonstruiert.

### 3.3.2 Cell-Based und PanTau

Zur Rekonstruktion des  $\tau$ -Viererimpulses wird innerhalb der TauRec-Methode lediglich die Energiemessung des Kalorimeters und die Bahnmessung im inneren Detektor verwendet, nicht aber die Impulsmessung im inneren Detektor. Tatsächlich zeigt sich für niedrige Energien unterhalb 140 GeV, dass die Impulsmessung bei bekannter  $\tau$ -Masse einen besseren Energiewert liefert, wie es Abb. 3.4 darlegt. Hierin liegt die Idee der vorgestellten Rekonstruktionsmethode begründet. Dennoch muss man beachten, dass sich nicht einfach die Energiemessung vom Kalorimeter auf den inneren Detektor übertragen lässt. So kann Letzterer nur geladene Teilchen vermessen, da ein Magnetfeld auf ungeladene Teilchen keinen Einfluss hat. Stattdessen wird wie folgt verfahren (vgl. [18], [21]):

1. - 4. Schritt: Die Schritte 1 bis 4 aus Abschnitt 3.3.1 werden zunächst unverändert durchgeführt. Somit bleiben zunächst die identifizierten Taus dieselben.

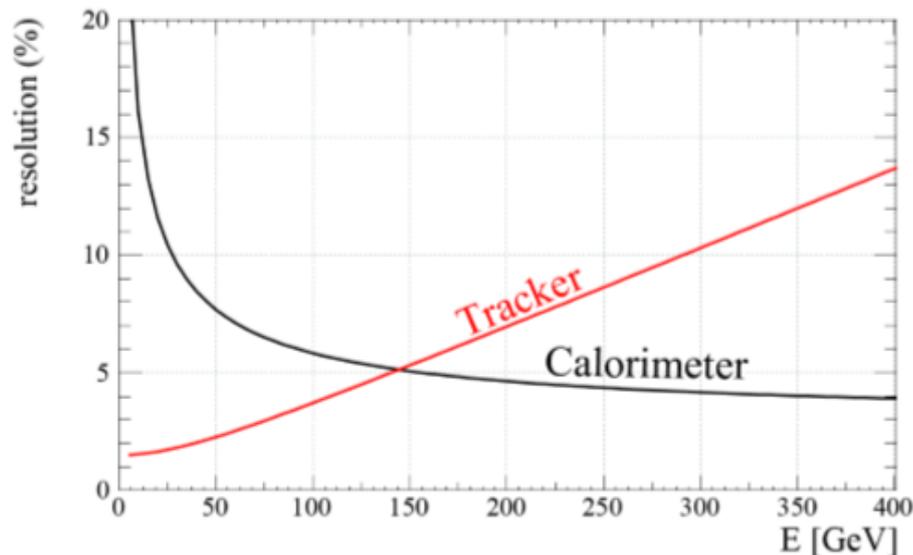


Abbildung 3.4: Auftragung der relativen Energieauflösung für die Kalorimeter (calorimeter) und dem inneren Detektor (tracker). Unterhalb von  $\approx 140$  GeV besitzt der innere Detektor die bessere Auflösung. (Entnommen aus [18])

Die nachfolgenden Schritte verwenden einen Substructure-Algorithmus. Dieser berücksichtigt die Energie aller geladenen Teilchen, die im inneren Detektor messbar sind, durch eine Impulsmessung. Anschließend werden die vermessenen Bahnen der zugehörigen Teilchen zum Kalorimeter extrapoliert und die Energie von den Topoclustern an den entsprechenden Stellen abgezogen und die übrig bleibenden

Cluster als neutrale Teilchen interpretiert. Dieses Verfahren ist auch unter dem Namen *Energy-Flow*-Konzept bekannt (vgl. [21]). Explizit für die Rekonstruktion von Taus ergeben sich die folgenden Einzelschritte:

5. Schritt: Die geladenen Teilchen werden als geladene Pionen  $\pi^\pm$  interpretiert, da diese als einzige geladene Teilchen in den relevanten vorkommenden hadronischen Zerfallsmodi auftauchen. Die zugeordneten Energiebeiträge aus den Topoclustern werden abgezogen.
6. Schritt: Die übrigen Clusterstrukturen werden mit gleichem Argument neutralen Pionen  $\pi^0$  zugeordnet. und deren Energie mit den Messungen im Kalorimeter berücksichtigt.

Mit dem Viererimpuls der Pionen ist auch der Viererimpuls der Taus bekannt. Zudem sind mit diesem Verfahren die Anzahl der geladenen und neutralen Pionen bekannt, in die das Tau zerfallen ist. Diese Information kann ebenso durch diese Rekonstruktion Anwendung in der Analyse finden. Ein letzter Schritt rundet die Methode ab:

7. Schritt: Der *Tau-kinematics-based*-Algorithmus analysiert im Hinblick auf die bis hierhin vorliegende Kinematik aller Teilchen des Events, sowie die Zerfallsmodi der identifizierten Taus, die Anzahl der neutralen Pionen erneut abzuschätzen und zu korrigieren (für mehr Details siehe [18])

Im eigentlichen Sinne wird lediglich der letzte Schritt als *PanTau* bezeichnet. Ich werde den Begriff jedoch als Synonym zur Bezeichnung der gesamten hier vorgestellten Rekonstruktionsmethode verwenden.

### 3.3.3 Combined

Die  $\tau$ -Rekonstruktion durch Combined geschieht nicht durch eine neue Rekonstruktionsmethode, sondern versucht vielmehr die beiden vorherigen Rekonstruktionsmethoden TauRec und PanTau zu verbinden, um die Vorteile beider Methoden nutzen zu können (für Details vgl. [21]).

Zunächst wird erwartet, dass sich die Stärken in der  $p_T$ -Rekonstruktion der beiden Methoden bei unterschiedlichen  $p_T$ -Werten der Taus zeigen. Dies hängt mit der Konstruktion von PanTau aufbauend auf dem Energy-Flow-Konzept zusammen, das erst für unter 140 GeV Vorzüge bringen kann.

Auf dieser Grundlage werden Standardmodellsimulationen durchgeführt und Ereignisse generiert. Anschließend werden in verschiedenen  $p_T$ -Bereichen der in den Ereignissen enthaltenen Taus die beiden Rekonstruktionsmethoden angewandt und verglichen. Abhängig von ihren Stärken werden ihnen Gewichte zugeordnet.

Mit diesen definierten  $p_T$ -abhängigen Gewichten erhält man zuletzt die Combined  $p_T$ -Variable als fehlergewichteten Mittelwert aus TauRec und PanTau. Die Richtungsvariablen  $\phi$  und  $\eta$  werden dagegen vollständig von PanTau übernommen.

Mit Bezug auf Abschnitt 2.6 spielt das Verständnis der produzierten Taus in Kollisionsereignissen eine große Rolle in Suchen nach Supersymmetrie. Dazu tragen die vorgestellten Rekonstruktions-Algorithmen in relevanter Weise bei und bekommen somit eine besondere Bedeutung zugeschrieben. Hierin liegt in dieser Arbeit die Auseinandersetzung mit dem Thema der Tau-Rekonstruktion innerhalb SUSY ergründet.



## Einführung in die Analyse

Wegen der wesentlich verschiedenen Implementierung der in Abschnitten 3.3.1 bis 3.3.3 vorgestellten Tau-Rekonstruktionsmethoden sind folglich auch Unterschiede in der Variablenrekonstruktion zu erwarten. Während diese Unterschiede in Standardmodellanalysen recht gut bekannt sind (vgl. [21]), sind sie bislang in Analysen zur Supersymmetrie nicht untersucht worden.

Mit diesem Hintergrund werde ich meine Analyse auf die Verhaltensunterschiede der Rekonstruktionsmethoden mit zugrundegelegten SUSY-Modellen aufbauen und insbesondere darauf eingehen, wie die Substrukturaufklärung, die PanTau mittels des Energy-Flow-Konzepts mit sich bringt, zur Suche nach Supersymmetrie verhelfen kann.

### 4.1 Vorgehensweise

Im **ersten Schritt** wird ein vereinfachtes Modell (Simplified Model) erstellt, in dem nur vereinzelte supersymmetrische Zerfälle und alle Verzweigungen mit gleichen Wahrscheinlichkeiten berücksichtigt werden. Die meiner Analyse zugrunde liegenden Zerfälle werden durch den Feynmangraph in Abb. 4.1 vollständig beschrieben.

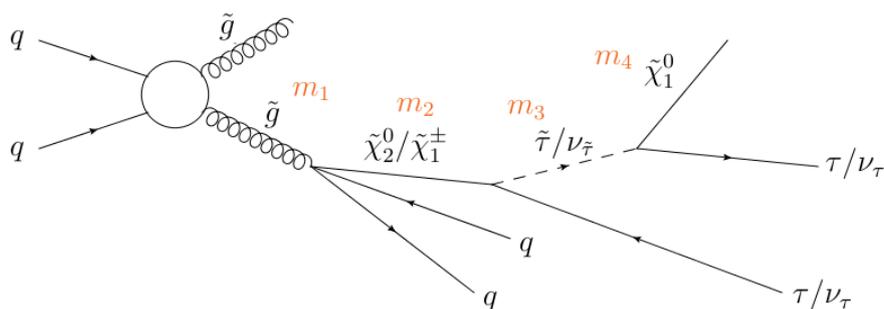


Abbildung 4.1: Feynmangraph von SUSY-Zerfällen. Der Verlauf des Graphen ist für jeden Zerfall gleich, allein die involvierten Teilchen können wie dargestellt variieren. (erstellt mit JaxoDraw)

Nun muss noch beachtet werden, dass aufgrund der gebrochenen Symmetrie die freien Massen der SUSY-Teilchen gesetzt werden müssen. Insofern können nur Stichproben des Modells in dieser Analyse verwendet werden. Um ein möglichst großes Spektrum der möglichen Modelle zu berücksichtigen,

werden sowohl breiter gefächerte, als auch näher aneinander liegende Massenpunkte  $m_1, m_2, m_3$  und  $m_4$  (vgl. Abb. 4.1) für die Analyse gewählt. Diese ist auf den folgenden 3 Punkten fundiert:

- $m_1 = 1\,305\text{ MeV}, m_2 = 705\text{ MeV}, m_3 = 405\text{ MeV}, m_4 = 105\text{ MeV}$
- $m_1 = 1\,145\text{ MeV}, m_2 = 865\text{ MeV}, m_3 = 725\text{ MeV}, m_4 = 585\text{ MeV}$
- $m_1 = 665\text{ MeV}, m_2 = 625\text{ MeV}, m_3 = 605\text{ MeV}, m_4 = 585\text{ MeV}$

Um die Argumentation übersichtlich zu halten, werden sich im Folgenden die Ergebnisse auf den ersten der drei Punkte beziehen, wenn es nicht anders benannt wird. Die Wahl des ersten Punktes begründet sich in der besten Statistik und in der damit verbundenen besten Aussagekraft. Bei Unterschieden im Ergebnis wird auf die anderen Punkten verwiesen.

Im **zweiten Schritt** werden Kollisionsereignisse mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen generiert, wie sie innerhalb des gewählten Modells am LHC stattfinden können. Basierend auf einer weiteren Simulation der Detektion der Endprodukte durch den ATLAS-Detektor können anschließend die Rekonstruktionsmethoden auf die generierten Daten angewendet werden (für genauere Informationen zur Datengenerierung vgl. [14],[22], [23]). Dabei werden zu Gunsten einer besseren Statistik in dieser Analyse ausschließlich „loose“-Taus verwendet.

Die Grundidee des Vorgehens besteht also darin die generierten Ereignissätze auf die rekonstruierten Ereignissen hin zu vergleichen, um Aussagen über die Rekonstruktionsmethoden treffen zu können.

Im **dritten Schritt** werden nur Ereignisse selektiert, die für die Supersymmetriesuche von Interesse sind. Diese Filterung wird Baseline-Selektion genannt und sieht folgende Forderungen an die Ereignisse vor:

- Da in SUSY-Modellen das LSP nur als schwach wechselwirkend angenommen wird, bleibt es undetektierbar. Deshalb wird ein Trigger auf fehlender transversaler Energie von  $E_{t, miss} > 70\text{ GeV}$  berücksichtigt. Um sicherzustellen, dass der Trigger gerechtfertigt war wird ein weitere Cut bei  $E_{t, miss} > 180\text{ GeV}$  vorgenommen.
- Im beschriebenen Modell werden mindestens zwei Quarks pro Ast (insgesamt vier Quarks) in einem Ereignis produziert. Insofern können mindestens zwei rekonstruierte Jets erwartet werden, die auch in den Daten gefordert werden. Dabei wird in einem Jet ein Transversalimpuls von  $p_t > 120\text{ GeV}$  gefordert. In beiden Jets wird zur Unterdrückung von QCD-Ereignissen ein Winkelabstand der fehlenden Energie von  $\Delta\phi > 0.4$  gefordert <sup>1</sup>.

Im **vierten Schritt** werden die Häufigkeiten der Ereignisse so gewichtet, dass sie denen im LHC entsprechen. Hierbei werden Gewichte eingeführt, die die Ereigniszahlen der generierten Ereignisse an die Luminosität der Daten am LHC anpasst. Die simulierten Ereignisse sind an dieser Stelle vollständig gewichtet. Dagegen müssen für die rekonstruierten Ereignisse weiterhin Detektoreffekte berücksichtigt werden, was ebenso über Gewichte realisiert wird.

Mit diese vier Schritten stehen nun generierte Ereignisse bereit, die unter Ablauf der berücksichtigten Zerfallsprozesse auch so im ATLAS-Experiment gemessen werden könnten. Mit diesem Hintergrund wird hierdurch meine gesamte Analyse fundiert.

---

<sup>1</sup> Ein falsch rekonstruierter Jet hat die Messung von fehlender transversaler Energie in Jetrichtung zur Folge. Fehlt die transversale Energie dagegen abseits des Jets, handelt es sich in stärkerer Weise um ein SUSY-Signal.

## Analyse zur Variablenrekonstruktion

Der erste Teil der Analyse beschäftigt sich mit der Rekonstruktion der grundlegenden Variablen  $p_t$ ,  $\phi$  und  $\eta$ , die in Abschnitt 3.2 eingeführt wurden und mit denen jedes  $\tau$ -Lepton im Ereignis klassifiziert werden kann. Abbildung 5.1 zeigt die grundsätzlichen Verteilungen der Variablen bzgl. ihrer Simulationen und Rekonstruktionen.

Diese sind durchaus erwartet. So erwartet man für den Transversalimpuls der Taus ein kontinuierliches Spektrum, für die Richtungsvariable  $\phi$  dagegen eine Gleichverteilung, da hier keine Richtung vertikal zur Strahlachse bevorzugt sein sollte. Dies ist auch in den Auftragungen gegeben. Weiterhin wurde die Richtungsvariable  $\eta$  so eingeführt, dass sie ebenso eine Gleichverteilung ergeben sollte. Allerdings wurden in der Analyse gemäß Abschnitt 4.1 Cuts auf transversalen Energie- und Impuls-Komponenten durchgeführt. Taus mit gleichem Impulsbetrag haben in Transversalrichtung sinngemäß einen größeren transversalen Anteil und können somit die Cuts leichter erfüllen. Somit erwartet man gegen  $\eta = 0$  (transversal zur Strahlachse) steigende Ereigniszahlen, das auch die Auftragung wiedergibt. Die beiden Einbrüche der Auftragung erklären sich in dem Detektoraufbau. Während der mittlere Teil der Auftragung durch die zylindrisch um die Strahlachse angeordneten Detektorelementen gemessen wird, werden die äußeren Teile der Auftragung in den Endkappen gemessen. Vergleichbare Verteilungen findet man in allen Massenpunkten (vgl. Abschnitt B.1.1)

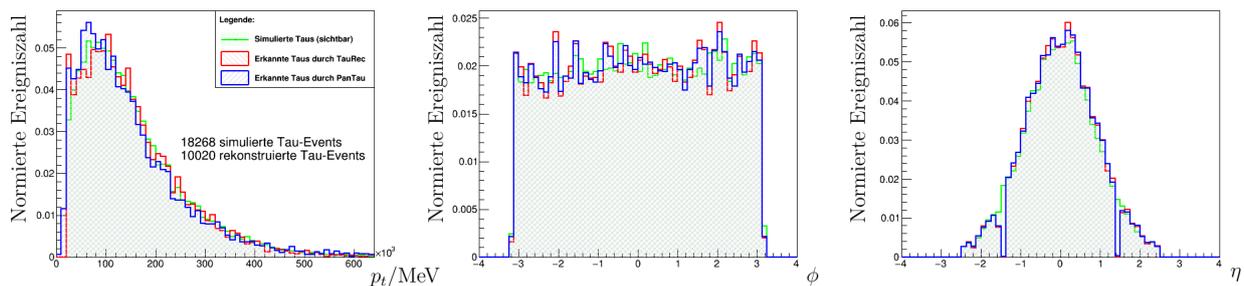


Abbildung 5.1: Verteilungen der  $p_t$ ,  $\phi$ ,  $\eta$ - Variablen. Die Anzahl der gewichteten Ereignisse wird normiert auf 1 und gegen die Variablen aufgetragen. (Erstellt mit ROOT)

Hierbei ist zu erwähnen, dass die Kurve der Simulation lediglich den sichtbaren Anteil der Variablen enthält. Dieser berechnet sich aus den  $\tau$ -Zerfallsteilchen, die vom Detektor registriert werden können. Die Wahl des sichtbaren Anteils liegt darin begründet, dass die Neutrinos im Experiment nicht detektiert werden können und dies keinen Fehler der Rekonstruktion darstellt. Insofern ist es gerechtfertigt die

Stärke der rekonstruierten Variablen anhand der Genauigkeit zum sichtbaren Anteil zu messen.

Betrachtet man die Auftragungen der Variablen erneut so kann man feststellen, dass sich die Kurven der simulierten Variablen und der rekonstruierten Variablen durch PanTau und TauRec nur geringfügig unterscheiden. Die Unterschiede können weiterhin genauso gut statistischer Natur sein, als die Unterschiede zwischen den Rekonstruktionsergebnissen zu manifestieren. Deshalb lässt sich an dieser Stelle noch keine Aussage über die Stärken der Rekonstruktionsmethoden treffen.

Stattdessen wird in diesem Kapitel der Informationsgehalt jedes einzelnen Ereignisses genutzt, in dem in jedem Ereignis der relative Unterschied einer rekonstruierten Variable  $x(reco)$  zur (sichtbaren) simulierten Variable  $x(truth)$  wie folgt berechnet wird:

$$R(x) := \frac{x(reco) - x(truth)}{x(truth)} \quad (\text{Auflösung}) \quad (5.1)$$

Unter der Auftragung der Ereigniszahlen gegen die relative Abweichung  $R(x)$  erwartet man bei sinnvollen Rekonstruktionsmethoden einen Peak um  $R(x) = 0$ . Als Maß für die Auflösungsbreite einer Rekonstruktionsmethode kann insofern die Breite einer  $R(x)$ -Auftragung gesehen werden. Je schmaler der Peak, desto besser ist die Auflösung. In der nachstehenden Analyse wird als quantitatives Breitenmaß die Breite definiert, die 68% der Gesamtfläche um  $R(x) = 0$  herum einschließt (32% für  $x < 0$  und 32% für  $x > 0$ ). Dies entspricht einer  $1\sigma$ -Umgebung.

## 5.1 Auflösung der $p_t$ -Variablen

In diesem Abschnitt wird die relative Abweichung  $R(p_t)$  für die Methoden TauRec und PanTau untersucht. Die  $R(p_t)$  Verteilung ist in Abbildung 5.2 aufgezeichnet. Aus der Auftragung wird bereits deutlich, dass TauRec eine schmalere Breite aufweist als PanTau. Dies bestätigt ebenso die Berechnung der Breite, die für TauRec einen Wert von 0.151 und für Pantau einen Wert von 0.256 annimmt.

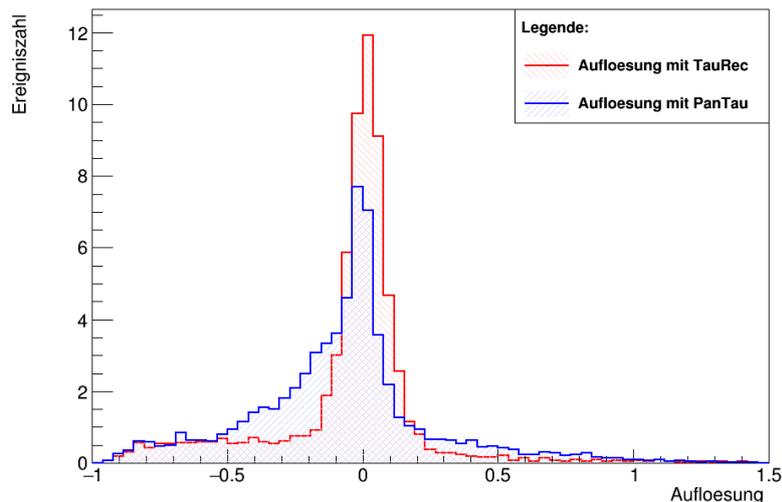


Abbildung 5.2: Auflösungsdiagramm zur  $p_t$ -Variable (Erstellt mit ROOT)

**Bemerkung:** An dieser Stelle muss vermerkt werden, dass im Auflösungsdiagramm für negative relative Verschiebungen  $-0.5 < R(p_T) < 0$  in der PanTau-Rekonstruktion eine Erhebung auftritt, die eigentlich nicht vorhanden sein sollte. Zum Zeitpunkt meiner Analyse war die Tau-Rekonstruktions-Untergruppe der Arbeitsgruppe Prof. Dr. Klaus Desch noch mit der Problemlösung beschäftigt. Ich werde diese Tatsache in meiner Analyse berücksichtigen. Um Missverständnisse vorzubeugen, werde ich dieses Problem mit „Erhebungsproblem“ bezeichnen.

Neben dieser Problematik ist es an dieser Stelle nicht gerechtfertigt, TauRec für die stärkere  $p_T$ -Rekonstruktionsmethode einzustufen. In Abschnitt 3.3 wurde erläutert, dass das Energy-Flow-Konzept allein für niedrige Energien eine sinnvolle Anwendung findet. Folglich liegt es nahe, die  $R(p_T)$ -Auftragung erneut in verschiedenen  $p_T$ -Bereichen durchzuführen, wie es in Abb. 5.3 gemacht wurde.

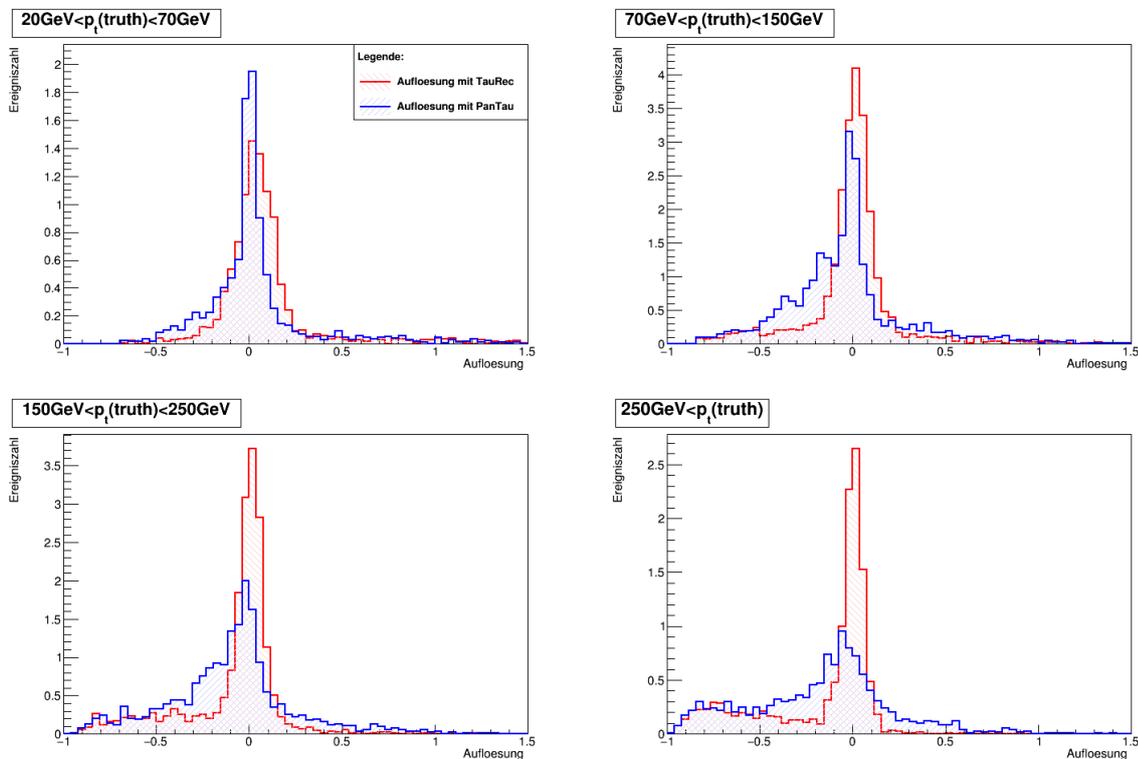


Abbildung 5.3: Auflösungsdiagramme zur  $p_T$ -Variable. Dabei findet eine Aufteilung in  $p_T$ -Bereichen statt. (Erstellt mit ROOT)

Es ist dabei deutlich zu ersehen, dass das Energy-Flow-Konzept der PanTau-Implementierung für niedrige Bereiche im Transversalimpuls wesentlich bessere Ergebnisse liefert, als für hohe Bereiche. Dies bestätigen auch die berechneten Breiten, die der Tabelle 5.1 zu entnehmen sind. Dass die Auflösungsbreiten durch TauRec immer noch in allen  $p_T$ -Bereichen schmalere sind, lässt sich auf das oben angesprochene Erhebungsproblem mit PanTau zurückführen.

Abbildung 5.4 zeigt, dass der Combined-Algorithmus in niedrigen  $p_T$ -Bereichen stärker PanTau gewichtet, während in hohen Bereichen fast ausschließlich die Werte von TauRec übernommen werden. Grundsätzlich scheint diese Implementierung auch in der Supersymmetrie sinnvoll zu sein. So erzielt Combined für  $p_T < 70$  GeV schmalere Breiten, als die beiden einzelnen Rekonstruktionsmethoden (vgl.

Tabelle 5.1). Aus graphischen Überlegungen wäre zu denken, dass dies auch für  $p_t > 70$  GeV der Fall sei, wenn die ungewünschte Erhebung in der PanTau-Auflösung beseitigt wird. Entsprechende Aussagen lassen sich auch in den weiteren in der Analyse betrachteten Massenpunkten in Abschnitt B.1.2 treffen.

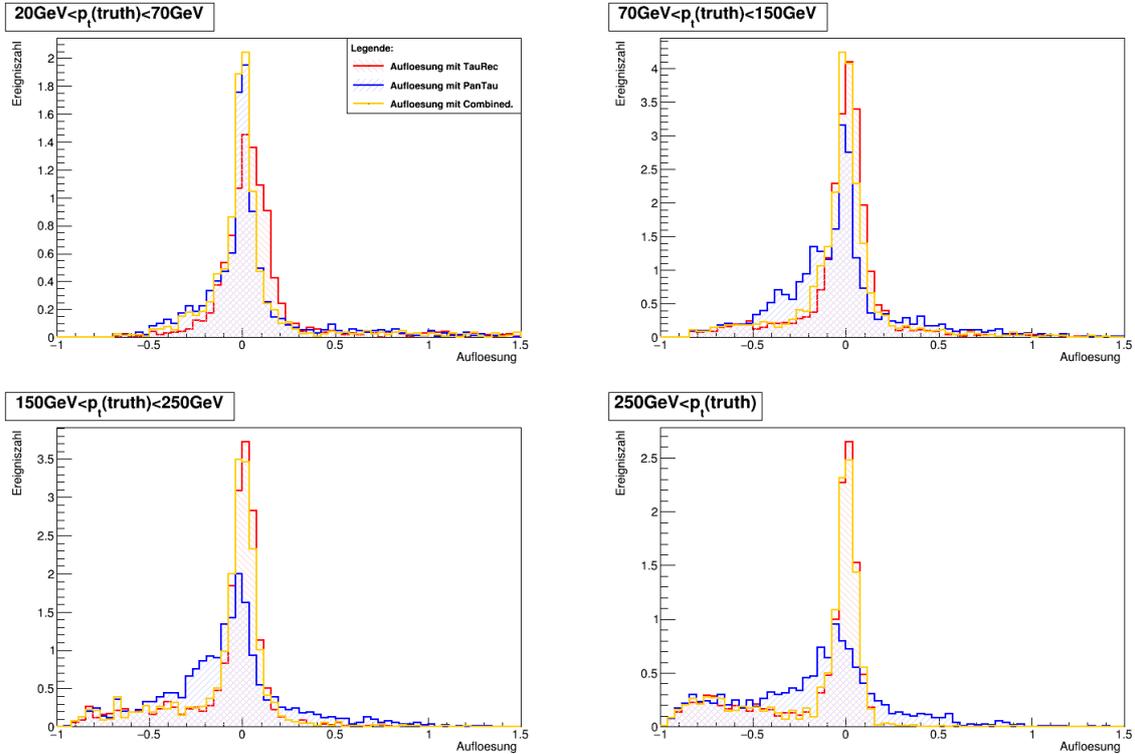


Abbildung 5.4: Auflösungsdiagramme zur  $p_t$ -Variable. Dabei findet eine Aufteilung in  $p_t$ -Bereichen statt. (Erstellt mit ROOT)

Es ist dennoch davon auszugehen, dass die Gewichtungen von PanTau und TauRec in der Combined-Rekonstruktionsmethode nicht ideal für unsere SUSY-Modelle gewählt sind, da sie anhand von Standardmodellsimulationen bestimmt sind. Dies kann neben dem Erhebungsproblem auch dazu beitragen, dass in meiner Analyse die Auflösungsbreite der gesamten  $p_t$ -Verteilung in der Combined-Implementierung nicht den kleinsten Wert annimmt (vgl. Tabelle 5.1).

	Auflösungsbreite TauRec	Auflösungsbreite PanTau	Auflösungsbreite Combined
$20 \text{ GeV} < p_t < 70 \text{ GeV}$	0.124	0.154	0.117
$70 \text{ GeV} < p_t < 150 \text{ GeV}$	0.122	0.241	0.136
$150 \text{ GeV} < p_t < 250 \text{ GeV}$	0.190	0.270	0.193
$250 \text{ GeV} < p_t$	0.317	0.373	0.317
$p_t$ beliebig	0.151	0.266	0.158

Tabelle 5.1: Aufgeführt sind die Auflösungsbreiten für die  $p_t$ -Variable bzgl. der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden

## 5.2 Auflösung der $\phi$ - und $\eta$ -Variablen

Für eine gute Ortsauflösung sind die  $\phi$ - und  $\eta$ -Variablen relevant, die in diesem Abschnitt genauer untersucht werden. Die zugehörigen  $R(\phi)$ - und  $R(\eta)$ -Diagramme sind in Abbildung 5.5 aufgezeichnet.

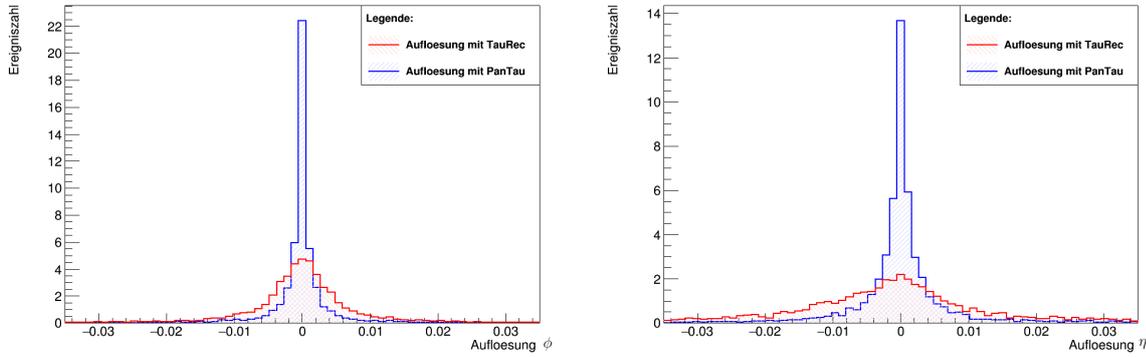


Abbildung 5.5: Auflösungsdiagramme zur  $\phi$ - und  $\eta$ -Variable. (Erstellt mit ROOT)

Wie deutlich in der Auftragung zu sehen ist und auch die Berechnung der Breiten bestätigen (vgl. Tabelle 5.2), liefert das Energy-Flow-Konzept in den zugrunde liegenden Modellen (vgl. auch Abschnitt B.1.3 und B.1.4) eine wesentlich bessere Auflösung, als der TauRec-Algorithmus. Wie weiterhin zu ersehen ist, weist zudem die Auflösungsweite keine wesentliche  $p_t$ -Abhängigkeit auf.

Dieses Verhalten wird auch in Standardmodellsimulationen erwartet, weshalb der Combined-Algorithmus vollständig die Variablen des PanTau-Algorithmus übernimmt. Diese Wahl stellt demnach auch für die betrachteten SUSY-Modelle eine sinnvolle Implementierung dar.

Variable		Auflösungsbreite TauRec	Auflösungsbreite PanTau	Auflösungsbreite Combined
$\phi$	$20 \text{ GeV} < p_t < 70 \text{ GeV}$	$10.14 \cdot 10^{-3}$	$3.12 \cdot 10^{-3}$	$3.12 \cdot 10^{-3}$
	$70 \text{ GeV} < p_t < 150 \text{ GeV}$	$6.04 \cdot 10^{-3}$	$2.14 \cdot 10^{-3}$	$2.14 \cdot 10^{-3}$
	$150 \text{ GeV} < p_t < 250 \text{ GeV}$	$5.07 \cdot 10^{-3}$	$1.75 \cdot 10^{-3}$	$1.75 \cdot 10^{-3}$
	$250 \text{ GeV} < p_t$	$4.48 \cdot 10^{-3}$	$1.36 \cdot 10^{-3}$	$1.36 \cdot 10^{-3}$
	$p_t$ beliebig	$6.20 \cdot 10^{-3}$	$2.00 \cdot 10^{-3}$	$2.00 \cdot 10^{-3}$
$\eta$	$20 \text{ GeV} < p_t < 70 \text{ GeV}$	$13.65 \cdot 10^{-3}$	$3.51 \cdot 10^{-3}$	$3.51 \cdot 10^{-3}$
	$70 \text{ GeV} < p_t < 150 \text{ GeV}$	$14.23 \cdot 10^{-3}$	$3.90 \cdot 10^{-3}$	$3.90 \cdot 10^{-3}$
	$150 \text{ GeV} < p_t < 250 \text{ GeV}$	$19.57 \cdot 10^{-3}$	$3.70 \cdot 10^{-3}$	$3.70 \cdot 10^{-3}$
	$250 \text{ GeV} < p_t$	$19.30 \cdot 10^{-3}$	$3.51 \cdot 10^{-3}$	$3.51 \cdot 10^{-3}$
	$p_t$ beliebig	$15.4 \cdot 10^{-3}$	$3.10 \cdot 10^{-3}$	$3.10 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.2: Aufgeführt sind die Auflösungsweiten für die  $\phi$ - und  $\eta$  Variablen bzgl. der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden. Die Werte der  $p_t$ -Bereiche resultieren aus den Auflösungsdiagrammen, die zur Übersicht in den Anhang A.1 verlegt sind.



## Analyse zur Endpunkt-Messung

In diesem Kapitel wird eine Messung vorgestellt, mit der Details zu den Massenparametern eines SUSY-Modells aus Daten extrahiert werden können. Dabei wird weiterhin das aus Abschnitt 4.1 bekannte Simplified Model angenommen. Damit ist der Zerfall

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau \quad (6.1)$$

im Modell enthalten, wie man es anhand der schematischen Darstellung 4.1 ablesen kann. Bereits im Abschnitt 2.5 wurde berechnet, dass für das aus dem Zerfall resultierende  $2\tau$ -System ein Maximalwert der invarianten Masse (Endpunkt) existiert, der wie folgt gegeben ist:

$$m_{\tau\tau} \leq \sqrt{\frac{(m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}_1}^2) \cdot (m_{\tilde{\tau}_1}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}{m_{\tilde{\tau}_1}^2}} \quad (6.2)$$

Diese Obergrenze hängt allein von den Massenparametern des Simplified Models ab. Deshalb entspricht eine experimentelle Messung des Endpunktes der Bestimmung von Massenparametern des zugrundeliegenden SUSY-Modells. Dies macht die Endpunkt-Messung interessant für Suchen nach Supersymmetrie.

Das gesamte Vorgehen der Implementierung richtet sich weiterhin nach der Beschreibung in Abschnitt 4. Lediglich die Baseline Selection wird um einen weiteren Cut ergänzt, der genau 2 Taus in einem Ereignis fordert. Damit wird auf die Selektierung von Ereignissen der Form 6.1 abgezielt. Den beiden Taus eines Ereignisses kann so die invariante Masse zugeordnet werden, die sich wie folgt zusammensetzt:

$$m_{\tau\tau} = \sqrt{(E_{\tau_n} + E_{\tau_f})^2 - (p_{\tau_n,x} + p_{\tau_f,x})^2 - (p_{\tau_n,y} + p_{\tau_f,y})^2 - (p_{\tau_n,z} + p_{\tau_f,z})^2}$$

Hierbei werden mit  $E_{\tau_i} = |\vec{p}_{\tau_i}|$  die  $\tau$ -Massen mit der gleichen Rechtfertigung, wie in Abschnitt 2.5 vernachlässigt. Die kartesischen Impulskomponenten  $p_{\tau_i,x}$ ,  $p_{\tau_i,y}$ ,  $p_{\tau_i,z}$  werden über die Berechnungen der Quelle [24] gegeben.

### 6.1 Simulation der Endpunktmessung

Eine erste Auftragung des invarianten Massenspektrums liefert in den simulierten Ereignissen eine mit  $m_{\tau\tau}$  steigende Ereigniszahl, bis es zu einem markanten Einbruch bei etwa 560 GeV kommt (vgl. Abb.

6.1). Dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit der in der Arbeit [13] vorgestellten Analyse. Der Einbruch ist hier als der modellabhängige Endpunkt, also der Maximalwert von  $m_{\tau\tau}$  zu interpretieren. Man sieht sehr gut, dass sich dieser mit dem theoretisch vom Modell vorhergesagten Endpunkt (in violett dargestellt) sehr gut deckt. Hierbei ist zu erwähnen, dass sich die invarianten Massen nicht mehr nur auf den sichtbaren Anteil der Variablen  $p_t$ ,  $\phi$  und  $\eta$  beschränken, die in die invariante Massenberechnung eingehen. Stattdessen werden die Anteile der im  $\tau$ -Zerfall produzierten Neutrinos miteinbezogen.

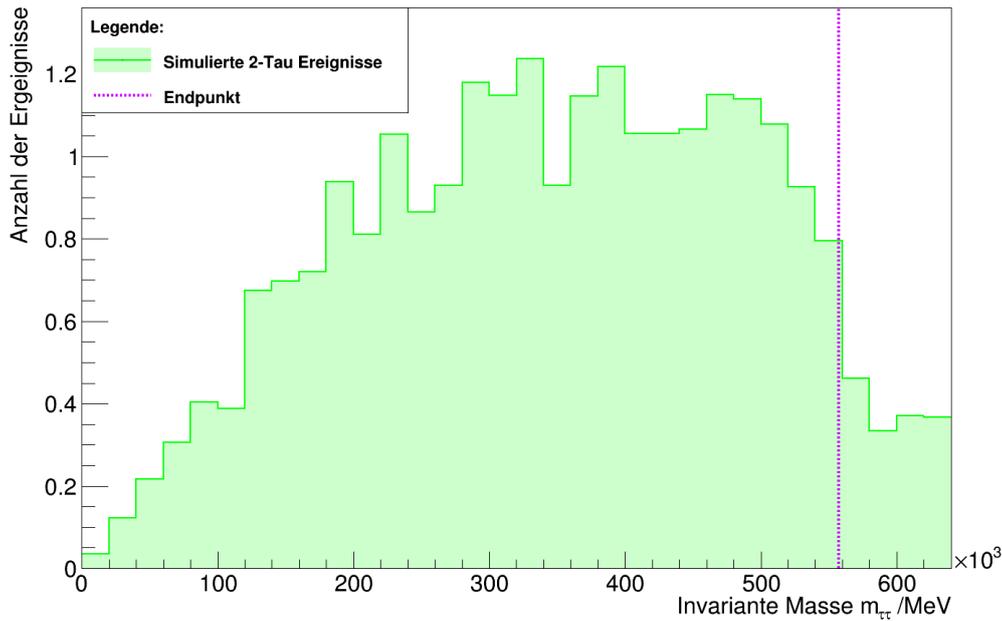


Abbildung 6.1: Auftragung der simulierten Ereignisse gegen die invarianten Masse der im Ereignis enthaltenen 2 Taus (erstellt mit ROOT)

Nun sagt Gleichung 6.2 aus, dass die  $2\tau$ -Ereignisse, die aus dem selben Zerfallszweig 6.1 stammen, nicht über die Endpunktenenergie hinaus invariante Massen annehmen dürfen. Dennoch werden in der Auftragung Ereignisse mit invarianten Massen über dem Endpunkt gemessen. Dies lässt sich durch Taus aus verschiedenen Zerfallszweigen erklären, das ich im Folgenden erläutern möchte.

Dazu muss man sich überlegen, dass wegen der Ladungserhaltung im Zerfall 6.1 die beiden in diesem Zerfall produzierten Taus ein entgegengesetztes Ladungsvorzeichen besitzen. Aus diesem Grund müssen die Ereignisse, die zwei gleich geladene Taus enthalten, durch Taus aus verschiedenen Zerfallszweigen erklärt werden. Weiterhin gibt es keinen Grund dafür, dass der Anteil der Ereignisse unterschiedlich geladener Taus mit anderer Wahrscheinlichkeit in verschiedenen Zerfallszweigen produziert wird, als der Anteil der Ereignisse gleich geladener Taus. Insofern wird erwartet, dass der gesamte Anteil an Ereignissen, bei denen die Taus aus zwei verschiedenen Zerfallszweigen stammen, in etwa dem doppelten Anteil der Ereignisse gleich geladener Taus entspricht. Dieser Anteil ist in Abbildung 6.2 mit dem Signal von  $2\tau$ -Ereignissen dargestellt. Es ist deutlich zu ersehen, dass dieser die Ereignisse für invarianten Massen überhalb dem Endpunkt sehr gut erklärt.

Mit diesen Überlegungen entspricht die simulierte Verteilung den Erwartungen an das invariante Massenspektrum bzgl  $m_{\tau\tau}$ .

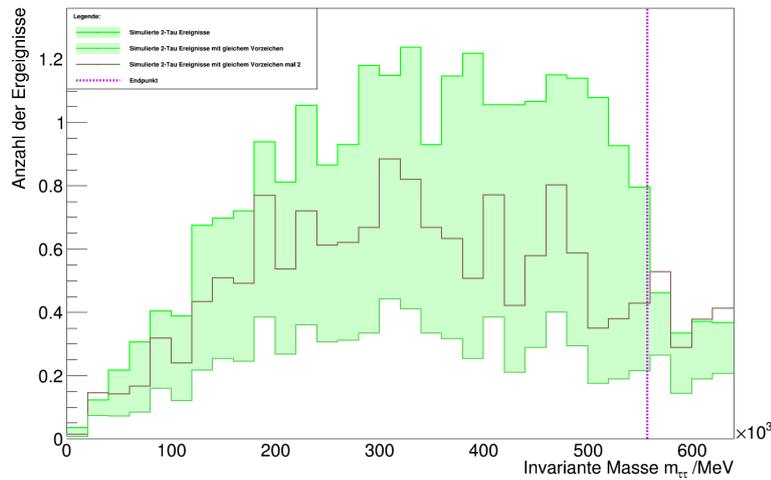


Abbildung 6.2: Neben dem invarianten Massenspektrum von  $2\tau$ -Ereignissen ist der erwartete Anteil der Taus aus verschiedenen Zerfallszweigen (braune Kurve) dargestellt. Nach Abzug dieses Anteils vom Signal bleiben hinter dem Endpunkt in etwa keine Ereignisse übrig. Dies funktioniert auch in den anderen Massenpunkten aus Abschnitt B.2.1 (erstellt mit ROOT)

## 6.2 Rekonstruktion in der Endpunktmessung

Bei der Rekonstruktion von den generierten Ereignissen ist zu beachten, dass hier wie zuvor nur der sichtbare Anteil von Variablen in den rekonstruierten Variablen einfließen kann. Deshalb wird sich die Verteilung der rekonstruierten von der Verteilung der generierten invarianten Masse  $m_{\tau\tau}$  unterscheiden. Abbildung 6.3 zeigt, dass sich die rekonstruierte invariante Massenverteilung hin zu niedrigeren Werten von  $m_{\tau\tau}$  stark verschiebt.

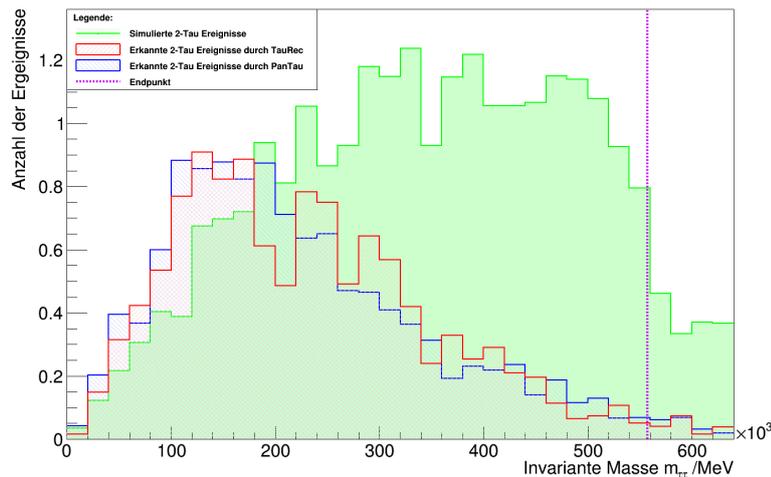


Abbildung 6.3: Neben dem generierten invarianten Massenspektrum von  $2\tau$ -Ereignissen ist das rekonstruierte Spektrum aufgetragen. Da Neutrinos Energie wegtragen, verschieben sich auch die invarianten Massen zu niedrigeren Werten. (erstellt mit ROOT)

Aus der rekonstruierten Kurve lässt sich deshalb nicht mehr der Endpunkt ersehen. Stattdessen gibt es die Möglichkeit Funktionen anzupassen, die die Position des Endpunktes enthalten. Diese Strategie wird in der Arbeit [13] verfolgt. Da sich die  $m_{\tau\tau}$ -Verteilungen in der TauRec- und PanTau-Rekonstruktion nur geringfügig unterscheiden, ist zu erwarten, dass man anhand der Endpunktbestimmung keine Aussagen über die Mächtigkeit der Rekonstruktionsmethoden treffen kann, was das Ziel dieser Arbeit darstellt. Stattdessen kann man sich überlegen, dass die Genauigkeit der Endpunktbestimmung von der Auflösungsgenauigkeit einer Rekonstruktionsmethode bzgl.  $m_{\tau\tau}$  abhängt. Dieser Gedanke wird im folgenden Abschnitt aufgegriffen, in dem von dem in Kapitel 5 eingeführten Auflösungskonzept Gebrauch gemacht wird.

### 6.3 Auflösung der invarianten Masse

Mit der Definition 5.1 enthält die Breite der  $R(m_{\tau\tau})$ -Verteilung Informationen über die Auflösungsgenauigkeit der  $m_{\tau\tau}$ -Variable. Als Maß der Auflösungsbreite wird weiterhin die Definition aus Abschnitt 5 verwendet.

Da in die Variable  $m_{\tau\tau}$  gemäß Gleichung 6.2 die  $p_t$ -Variable eingeht, ist wegen der Ergebnisse aus Abschnitt 5 zu erwarten, dass sich die Rekonstruktionsmethoden TauRec und PanTau in verschiedenen  $p_t$ -Bereichen unterschiedlich verhalten. Um Aussagen anhand genügender Statistik treffen zu können, werden in der Abbildung 6.4 die  $R(m_{\tau\tau})$ -Verteilungen für TauRec und PanTau in nur zwei  $p_t$ -Bereichen aufgezeichnet.

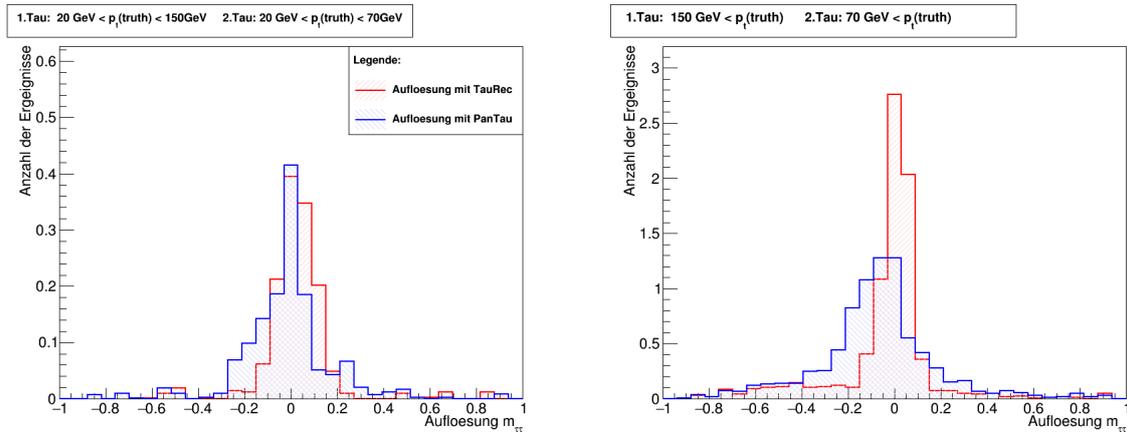


Abbildung 6.4: Aufgetragen sind die  $R(m_{\tau\tau})$ -Verteilungen für TauRec und PanTau in zwei verschiedenen  $p_t$ -Bereichen (erstellt mit ROOT)

Den Breiten der Tabelle 6.1 ist zu entnehmen, dass die erwartete  $p_t$ -Verteilung gegeben ist. Dennoch gibt TauRec die besseren Auflösungsbreiten auch im niedrigen  $p_t$ -Bereich aus. Unter Betrachtung von Abbildung 6.4 ist es sehr wahrscheinlich, dass dieses Verhalten mit dem in Abschnitt 5.1 geschilderten Erhebungsproblem zusammenhängt. Combined liefert im niedrigen  $p_t$ -Bereich bessere Resultate als die beiden Rekonstruktionsmethoden, während im hohen  $p_t$ -Bereich TauRec dominiert. Da im gewählten Modellpunkt die Statistik des hohen Energiebereichs wesentlich stärker ist, überwiegt im gesamtheitlichen Diagramm TauRec (vgl. Abb. 6.5).

Der Massenpunkt mit einer Gluinomasse von  $m_{\tilde{g}} = 1145 \text{ MeV}$  zeigt dagegen schon ein besseres Gesamtverhalten für PanTau und Combined (vgl. Abschnitt B.2.2).

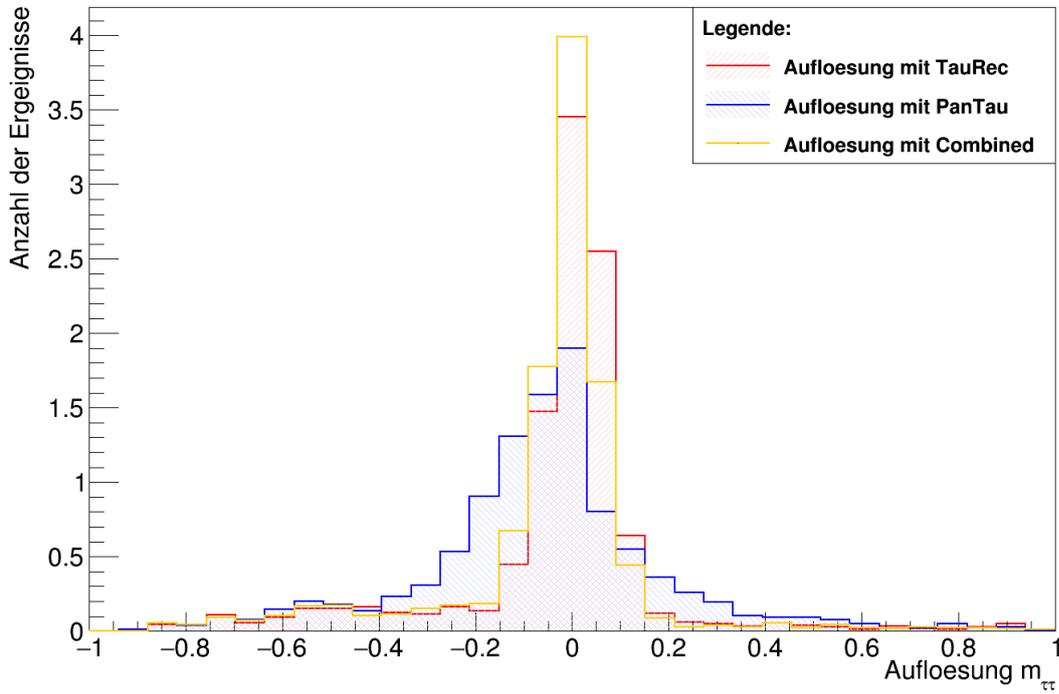


Abbildung 6.5: Aufgetragen sind die  $R(m_{\tau\tau})$ -Verteilungen für TauRec und PanTau in zwei verschiedenen  $p_t$ -Bereichen (erstellt mit ROOT)

Einschränkungen 1. Tau	Einschränkungen 2. Tau	Auflösungsbreite TauRec	Auflösungsbreite PanTau	Auflösungsbreite Combined
$20 < \frac{p_t}{\text{GeV}} < 150$	$20 < \frac{p_t}{\text{GeV}} < 70$	0.089	0.127	0.070
$150 < \frac{p_t}{\text{GeV}}$	$70 < \frac{p_t}{\text{GeV}}$	0.088	0.191	0.096
$p_t$ beliebig	$p_t$ beliebig	0.088	0.186	0.092

Tabelle 6.1: Aufgeführt sind die Auflösungsbreiten für die  $p_t$ -Variable bzgl. der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden



# Analyse zur Zerfallsmodi-Klassifikation in der Endpunkt-Messung

In den bisherigen Analysen wurde untersucht, welche Vorteile die substrukturbasierte PanTau-Implementierung in der Variablen-Rekonstruktion mit sich bringt. In Abschnitt 3.3.2 wird weiterhin dargelegt, wie die Substrukturaufklärung zur Klassifikation der  $\tau$ -Zerfallsmodi genutzt werden kann. Darauf aufbauend sollte man sich überlegen, wie die Zerfallsmodi-Klassifikation zur SUSY-Analyse genutzt werden kann. In diesem Kapitel werden einige Ideen zur Nutzung in der Endpunkt Messung genannt, die aber im Rahmen meiner Bachelorarbeit nicht mehr vertieft wurden.

## 7.1 $m_{\tau\tau}$ -Signalverhalten in Zerfallsmodi

Die einfachste Nutzung der Zerfallsmodi-Klassifikation wäre gegeben, wenn die Unterteilung des  $m_{\tau\tau}$ -Signals des SUSY-Zerfalls eine unterschiedliche Verteilung in den Zerfallsmodi aufweisen würde.

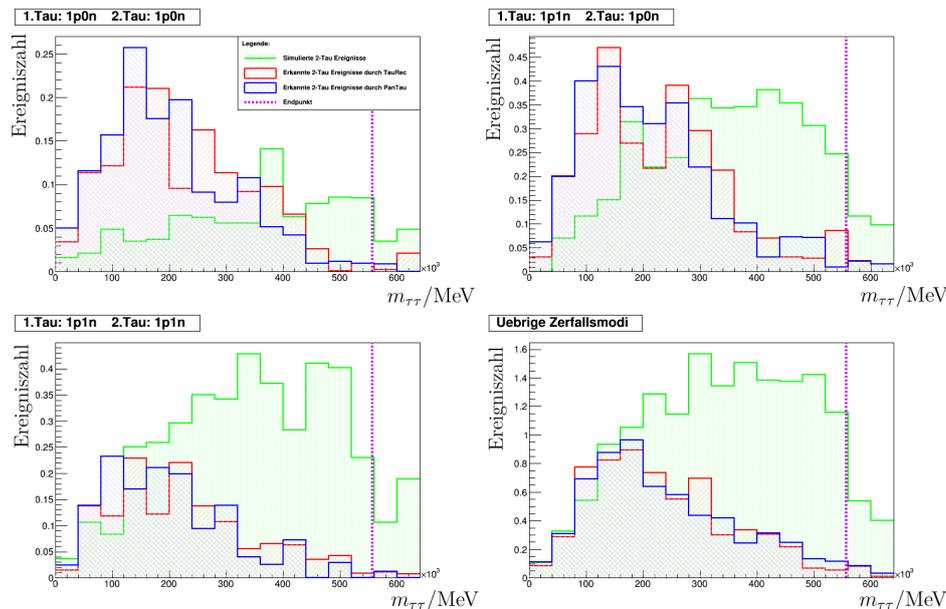


Abbildung 7.1: Das invarianten Massenspektrum von  $2\tau$ -Ereignissen der Simulation und Rekonstruktion ist in den möglichen Zerfallsmodi aufgetragen. (erstellt mit ROOT)

In Abbildung 7.1 ist deshalb die Auftragung der invarianten Masse  $m_{\tau\tau}$  in den einzelnen Zerfallsmodi dargestellt.

Sicherlich unintuitiv wirkt zunächst die Tatsache, dass im Zerfallsmodus  $1p0n$  beider Taus mehr  $2\tau$ -Ereignisse rekonstruiert werden, als simuliert werden. Dies ist allerdings kein Grund zur Besorgnis. Allgemein wird erwartet, dass weniger Taus rekonstruiert als simuliert werden. So hat man z.B. bei leptonisch zerfallenden Taus keine Aussicht in derer Rekonstruktion. Insofern ist es möglich, dass  $n\tau$ -Zerfälle für  $n > 2$  als  $2\tau$ -Ereignisse interpretiert werden. Da für die dargestellten Verteilungen in Abbildung 7.1 genau zwei Taus gefordert werden, können in den simulierten Ereignisse ausschließlich die wahren  $2\tau$ -Ereignisse auftreten. Dagegen können in den rekonstruierten Ereignissen neben diesen auch  $n\tau$ -Ereignisse (für  $n > 2$ ) auftreten, die als  $2\tau$ -Ereignisse rekonstruiert wurden. Ich habe mich selbst davon überzeugt, dass der Mehranteil an  $2\tau$ -Ereignissen von Ereignissen höherer  $\tau$ -Zahl stammt. (Ungewichtet wurden in  $1p0n$  147 simulierte und 203 rekonstruierten  $2\tau$ -Ereignisse gemessen. Von letzterer Zahl stammen aber 8 von simulierten  $1\tau$ -Ereignissen und 54 von simulierten  $n\tau$ -Eignissen.)

Darüber hinaus kann man erkennen, dass sich die Form der Kurven über die Zerfallsmodi-Klassifikation im Vergleich zur gesamten Auftragung (vgl. Abb. 6.3) nicht ändert. Damit erhält man an dieser Stelle keinen Informationsgewinn.

Nun müsste in einer tatsächlichen experimentellen Endpunkt-Messung das hier dargestellte  $m_{\tau\tau}$ -Signal aus dem betrachteten Simplified Model von dem Standardmodelluntergrund (der im Simplified Model selbst noch nicht berücksichtigt wird) getrennt werden. Eine daran anschließende Idee wäre es, das Verhalten des Untergrundes in den Zerfallsmodi zu verstehen. Wenn in bestimmten Zerfallsmodi das Signal stärker über dem Untergrund liegt, ist das ein Mehrertrag an Information und hilfreich zur SUSY-Suche.

Allerdings gibt es bis zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Bachelorarbeit noch keine generierten Untergrundereignisse, die mit dem PanTau-Algorithmus rekonstruiert wurden. Das wäre jedoch notwendig, um die Zerfallsmodi-Einteilung vornehmen zu können.

Diese Idee möchte ich als einen Ausblick meiner Arbeit mitgeben. Um dafür eine Ausgangsbasis zu schaffen, ist es sicherlich sinnvoll, Signalregionen zu klassifizieren, in denen bereits der Signalanteil signifikant vom Untergrund trennbar ist. In diesen Regionen wäre es daraufhin interessant ein Mehrsignal durch die Einteilung in Zerfallsmodi zu erhalten. Dies soll anhand des folgenden Abschnitts ermittelt werden.

## 7.2 Untersuchungen der Signalmenge und Statistik in Signalregionen

Um Signal über dem Untergrund feststellen zu können, werden Cuts benutzt, die die Signale besser erfüllen, als der Untergrund. Dennoch gehen unter solchen Cuts Ereignisse des Signals verloren, sodass beachtet werden muss, dass die Statistik in den untersuchten Regionen nicht verschwindet. Dies ist die Problemstellung dieses Abschnitts. Allgemein werden zur Trennung von SUSY-Signal von Standardmodelluntergrund die folgenden Cuts verwendet:

- Cut auf die Summe der transversalen Massen beider im Ereignis enthaltenen Taus:  
$$m_{T,sum} := m_{T,\tau_1} + m_{T,\tau_2} > 350 \text{ GeV}$$
- Cut auf hadronische Aktivität des Ereignisses (Summe des  $p_t$  aller im Ereignis produzierten Hadronen):  $HT > 800 \text{ GeV}$

Die zu klärende Fragestellung hier nun ist, wie stark man diese Cuts aufweichen kann, um das Signal noch signifikant vom Untergrund trennen zu können, jedoch möglichst viele Ereignisse berücksichtigen zu

können. Da der erstere Cut bzgl. der transversalen Massen stark mit der invariante Masse des  $2\tau$ -Systems korreliert ist, kann man vermuten, dass dieser nicht nur die Untergrundereignisse kürzt, sondern auch negativen Einfluss auf die Signalereignisse nimmt. Möchte man dies unterbinden, so liegt das Interesse besonders darin, diesen Cut aufzuweichen.

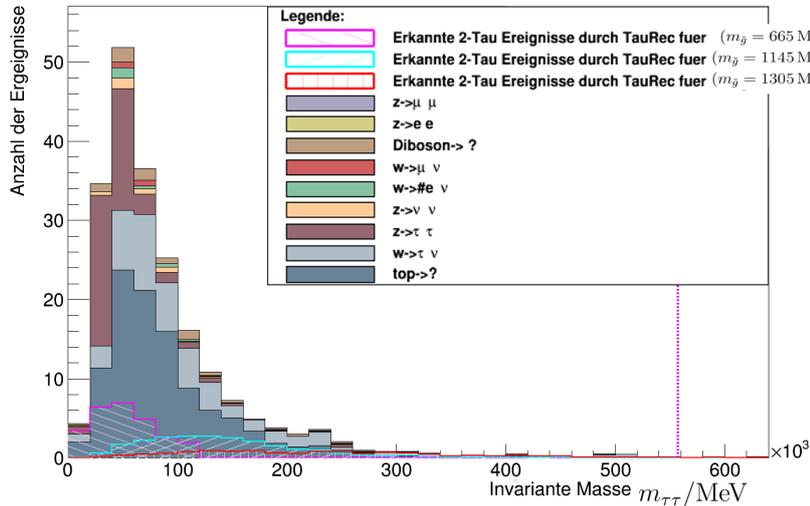


Abbildung 7.2: Auftragung des Signals und Standardmodell-Untergrundes, Baseline-Selection (erstellt mit ROOT)

Als Grundlage hierzu dienen durch das Monte-Carlo-Verfahren generierte Untergrunddaten, die über den TauRec-Algorithmus rekonstruiert wurden. Der  $m_{T,sum}$ -Cut wird anschließend variiert und die Verteilungen miteinander verglichen. In diesem Abschnitt werden die Signale aller drei in Abschnitt 4.1 angesprochenen Massenpunkte berücksichtigt. Die zugehörigen Auftragungen sind in Abbildung 7.3 zu finden, an dem man die Wirkung der Cutschritte nachverfolgen kann. Im Vergleich dazu kann die Verteilung ohne über die Baseline-Selection hinausgehende Signalcuts in Abbildung 7.2 betrachtet werden.

Um qualitative Aussagen über die angewendeten Cuts in  $m_{T,sum}$  treffen zu können, werden sogenannte Asimov-Scans durchgeführt (für genaue Informationen vgl. [25]). Diese geben die Signifikanz eines Signals in Abhängigkeit von weitergehende Cuts auf  $m_{\tau\tau}$  an. Die Idee liegt folglich darin, ein SUSY-Signal in den Signalregionen zu betrachten, in denen es besonders dominant und damit signifikant ist. Eine Auftragung der Signifikanzen in Abhängigkeit der  $m_{\tau\tau}$ -Cuts ist zusammen mit den zugehörigen  $m_{\tau\tau}$ -Verteilungen nach dem  $m_{T,sum}$ -Cut in Abbildung 7.3 zu sehen.

Sie zeigen für den Massenpunkt mit  $m_{\tilde{g}} = 1305$  MeV eine maximale Signifikanz von 2.2, wenn kein  $m_{T,sum}$ -Cut verwendet wird. Dagegen steigt der Wert des Maximums mit dem  $m_{T,sum}$ -Cut im betrachteten Bereich, sodass er für einen Cut von  $m_{T,sum} > 350$  MeV auf 3.5 ansteigt. Für  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV beobachtet man ein ähnliches Verhalten. Der Massenpunkt mit  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV dagegen hat in höheren  $m_{T,sum}$ -Cuts keine Statistik.

Mit diesen Beobachtungen lässt sich abschließend feststellen, dass die Forderung  $m_{T,sum} < 350$  GeV wegen der deutlichen Signifikanzsteigerung durchaus gerechtfertigt ist, wenn man sich Massenpunkte mit nicht verschwindender Statistik anschaut. Möchte man allerdings Analysen durchführen, für die die Formerhaltung der Signalkurve eine große Rolle spielt, so sollte wegen der Korrelation von  $m_{T,sum}$  und  $m_{\tau\tau}$  ein Verzicht auf den  $m_{T,sum}$ -Cut in Betracht gezogen werden. In dem Fall wäre in unseren Beispielen mit einem Verlust von maximal der Hälfte der Signifikanz zu rechnen.

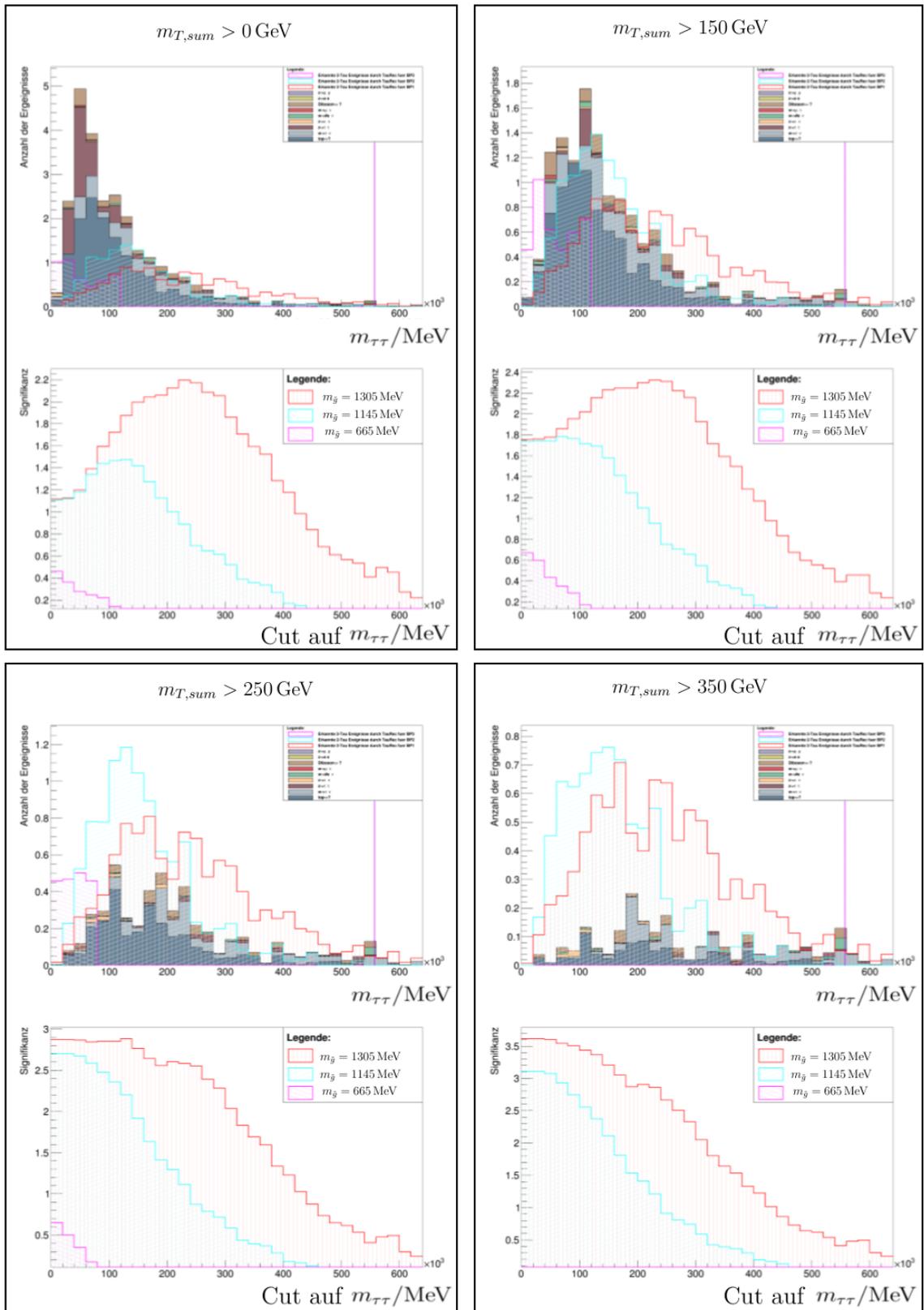


Abbildung 7.3: Auftragung des Signals und Standardmodell-Untergrundes, sowie Signifikanz-Diagramme. Die Stärken des Cuts in  $m_{T,sum}$  nehmen nach unten hin zu.  $HT > 800 \text{ GeV}$  wird konstant gelassen. Für quantitative Abschätzungen sind die Diagramme im Abschnitt C vergrößert dargestellt. (erstellt mit ROOT)

---

## Zusammenfassung

---

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Eigenschaften der Substrukturaufklärung durch den  $\tau$ -Rekonstruktionsalgorithmus PanTau in Suchen nach Supersymmetrie herauszustellen und dabei die Unterschiede zur TauRec-Rekonstruktion kenntlich zu machen. Basierend auf ein vereinfachtes SUSY-Modell und Monte-Carlo-Simulationen konnte festgestellt werden, dass die Rekonstruktionsmethoden in SUSY-Modellen bekannte Verhaltensmuster aus Standardmodellanalysen aufweist. Explizit ergab die Analyse dazu folgende Ergebnisse:

- TauRec ist gegenüber PanTau in der  $p_T$ -Rekonstruktion insbesondere in hohen  $p_T$ -Regionen stark.
- PanTau ermöglicht unabhängig von  $p_T$  eine wesentlich stärkere Rekonstruktion der Richtungsvariablen  $\phi$  und  $\eta$ .
- Wegen dem hohen Einfluss vom Transversalimpuls auf die invariante Masse  $m_{\tau\tau}$  ist das Rekonstruktionsverhalten von  $m_{\tau\tau}$  ähnlich zur  $p_T$ -Rekonstruktion. Hier zeigt TauRec in hohen  $p_T$ -Regionen seine Stärken.

Weiterhin wurde analysiert, inwiefern die Combined-Methode die Ergebnisse von TauRec und PanTau sinnvoll kombinieren kann. In meiner Analyse ist dazu festzuhalten, dass Combined in den meisten Fällen der  $p_T$ -Rekonstruktion keine besseren Ergebnisse als TauRec liefern konnte, wobei hierzu das besprochene Erhebungsproblem zu berücksichtigen ist. In der Analyse dazu wurde gefunden:

- Wenn von der ungewünschten Erhebung in der  $p_T$ -Rekonstruktion durch PanTau abgesehen wird, übernimmt Combined an geeigneten Stellen die Variablen beider Rekonstruktionsmethoden.

Wird das Erhebungsproblem gelöst, so ist meiner Einschätzung nach zu erwarten, dass *Combined als Rekonstruktionsmethode für kommende SUSY-Analysen* zu empfehlen ist.

Die PanTau-Rekonstruktion allein ist gegenüber TauRec nicht vorzuziehen, da insbesondere wegen der gebrochenen Symmetrie in SUSY mit hohen  $p_T$ -Skalen der Taus zu rechnen ist.

Abseits davon wurde das Signal-zu-Untergrund-Verhalten für die TauRec-Rekonstruktionsmethode untersucht. Im Hinblick der High-Mass-Cuts erhält man das folgende Ergebnis:

- $m_{T,sum}$ -Cut bei 350 GeV ist zur Maximierung der Signifikanzen gerechtfertigt. Bei signalerhaltenden Analysen ( $m_{T,sum} = 0$  GeV) ist mit deutlichen Einschränkungen in der Signifikanz zu rechnen.

Dieses Ergebnis wurde als eine Grundlage zur Erforschung der Zerfallsmodi-Rekonstruktion in Pan-Tau motiviert. So wäre die Überlegung, ob die Zerfallsmodi-Einteilung von Signal und Untergrund Signifikanzen in SUSY steigern könne. Dies wurde zwar im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr untersucht, ist allerdings als einen wichtigen Schritt zukünftiger Analysen zu sehen, da die Mächtigkeit der Zerfallsmodi-Rekonstruktion in der Nutzung noch nicht verstanden ist.

## Material zum Massenpunkt $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$

### A.1 Auftragungen zur $\phi$ - und $\eta$ -Variablen

Im Abschnitt 5.2 wurden die Breiten der  $R(\phi)$ - und  $R(\eta)$ -Auftragungen angegeben. Sie beruhen auf den hier dargestellten Auflösungsdiagrammen.

**$\phi$ -Variable:**

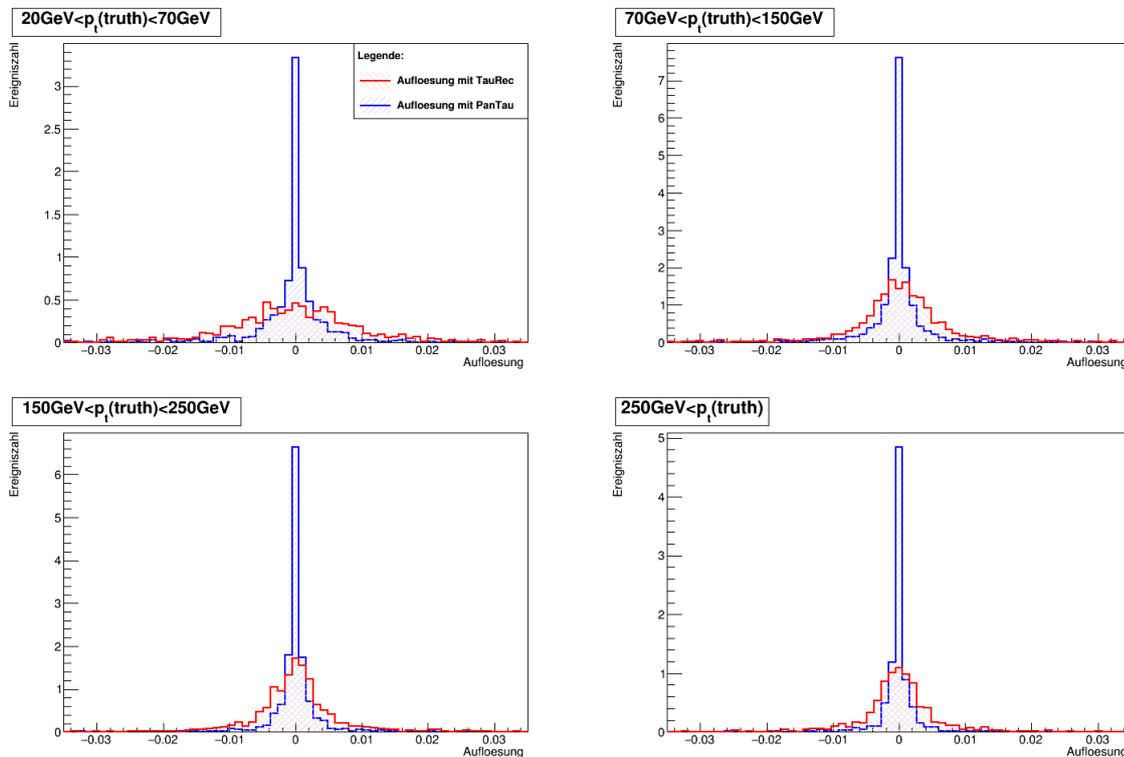


Abbildung A.1: Auflösungsdiagramme zur  $\phi$ -Variable. Dabei findet eine Unterteilung der Ereignisse in verschiedene  $p_t$ -Bereiche statt. (Erstellt mit ROOT)

**$\eta$ -Variable:**

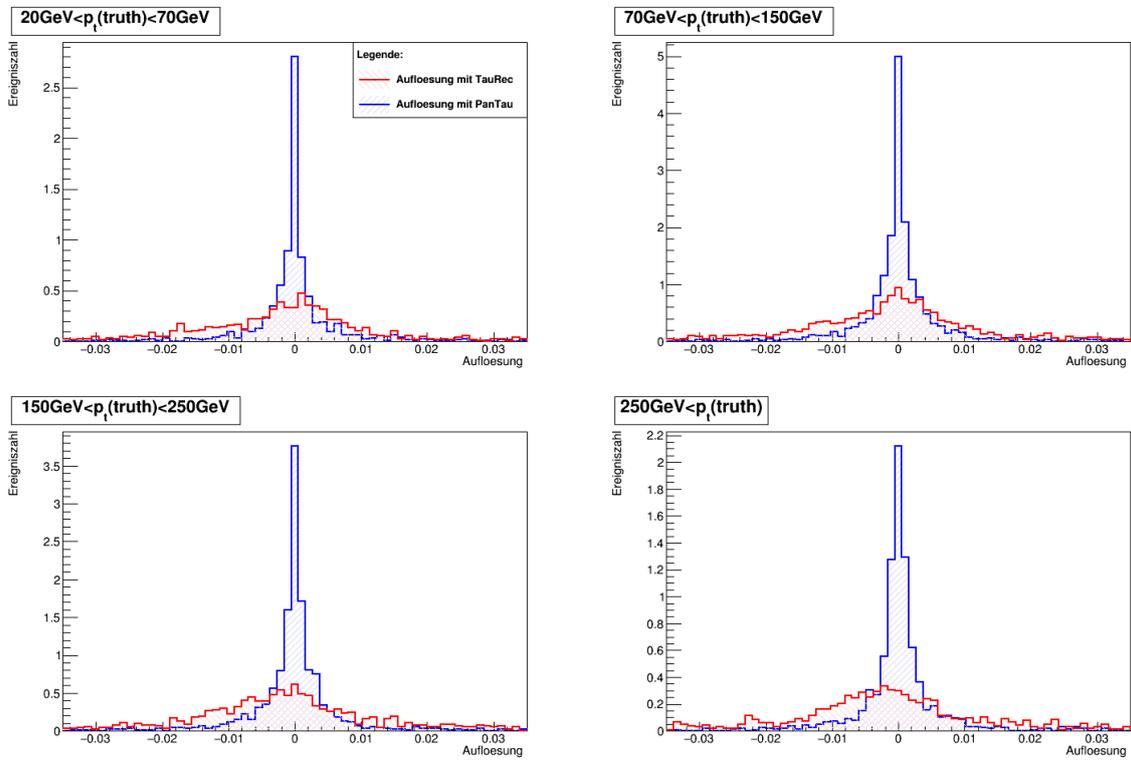


Abbildung A.2: Auflösungsdiagramme zur  $\eta$ -Variable. Dabei findet eine Unterteilung der Ereignisse in verschiedene  $p_t$ -Bereiche statt. (Erstellt mit ROOT)

## Vergleichsdaten anderer Massenpunkte

Da sich die schriftliche Ausarbeitung der Bachelorarbeit zur besseren Übersicht nur auf das Simplified Model stützt, das in Abschnitt 4 mit dem Massenparameter  $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$  auftritt, sollen die Ausarbeitungen der beiden weiteren Punkte mit  $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$  und  $m_{\tilde{g}} = 665\text{ MeV}$  dennoch nicht verschwiegen bleiben. Die zugehörigen Auswertungen werden hier dargelegt.

### B.1 Analyse zur Variablenrekonstruktion

#### B.1.1 Überblick der $p_t$ , $\phi$ - und $\eta$ -Verteilungen

Wie auch in Abschnitt 5 für  $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$  liefern die Verteilungen der  $\tau$ -Variablen vergleichbare Verteilungen, die in Abb. B.1 aufgezeichnet sind.

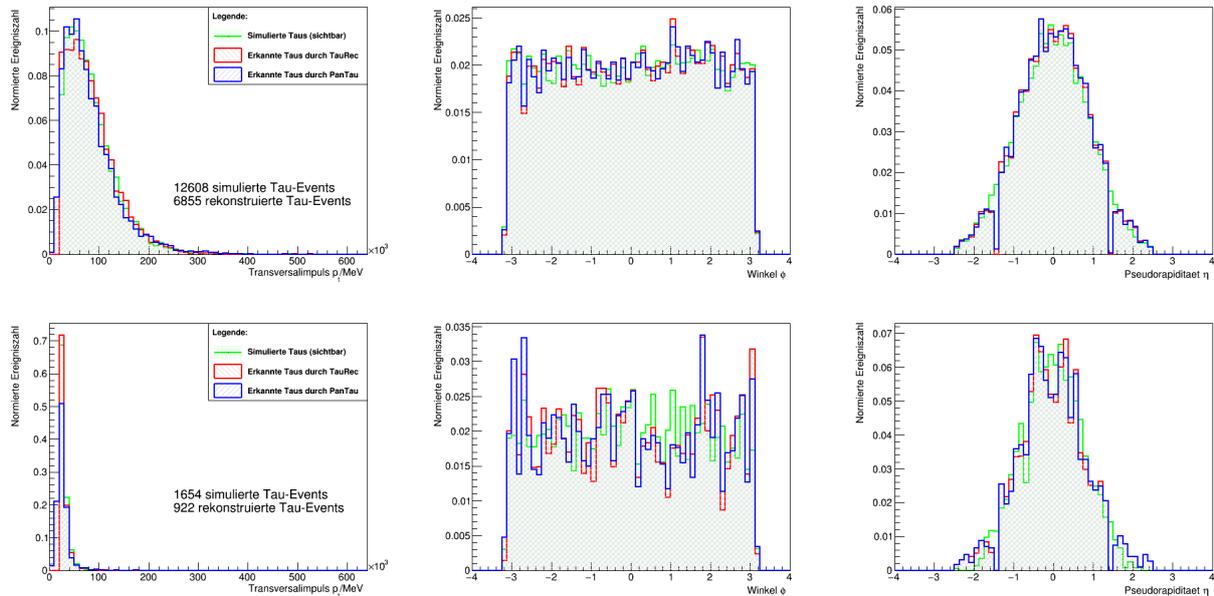


Abbildung B.1: Verteilungen der  $p_t$ ,  $\phi$ ,  $\eta$ - Variablen. **oben:**  $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$  **unten:**  $m_{\tilde{g}} = 665\text{ MeV}$  (Erstellt mit ROOT)

### B.1.2 Auflösung der $p_t$ -Variablen

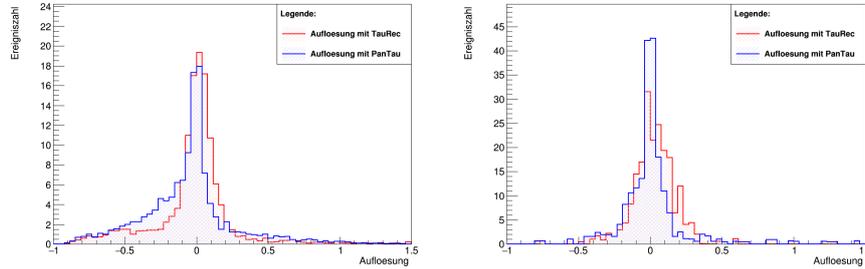


Abbildung B.2:  $p_t$ -Auflösungsdiagramme. **links:**  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV **rechts:**  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV (Erstellt mit ROOT)

$m_{\tilde{g}} = 1145$ MeV	Auflösungsbreite	Auflösungsbreite	Auflösungsbreite
	TauRec	PanTau	Combined
$20 \text{ GeV} < p_t < 70 \text{ GeV}$	0.149	0.202	0.149
$70 \text{ GeV} < p_t < 150 \text{ GeV}$	0.180	0.236	0.185
$150 \text{ GeV} < p_t < 250 \text{ GeV}$	0.288	0.317	0.288
$250 \text{ GeV} < p_t$	0.385	0.368	0.380
$p_t$ beliebig	0.158	0.231	0.163
$m_{\tilde{g}} = 665$ MeV	Auflösungsbreite	Auflösungsbreite	Auflösungsbreite
	TauRec	PanTau	Combined
$20 \text{ GeV} < p_t < 70 \text{ GeV}$	0.127	0.112	0.093
$70 \text{ GeV} < p_t < 150 \text{ GeV}$	0.409	0.385	0.390
$p_t$ beliebig	0.124	0.110	0.093

Tabelle B.1: Aufgeführt sind die Auflösungsbreiten für die  $p_t$ -Variable bzgl. der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden. Für  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV sind nur Ereignisse mit  $p_t < 150$  MeV verfügbar (vgl. Abb. B.2). Deshalb ist hier das entsprechende Auflösungsdiagramm mit  $p_t$ -Unterteilung nicht explizit angegeben.

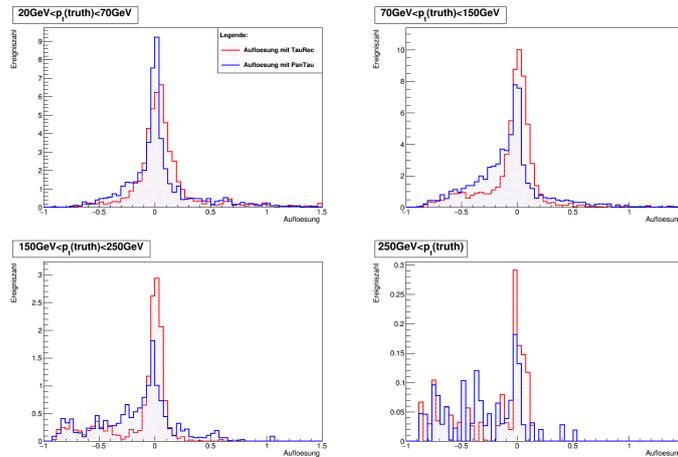
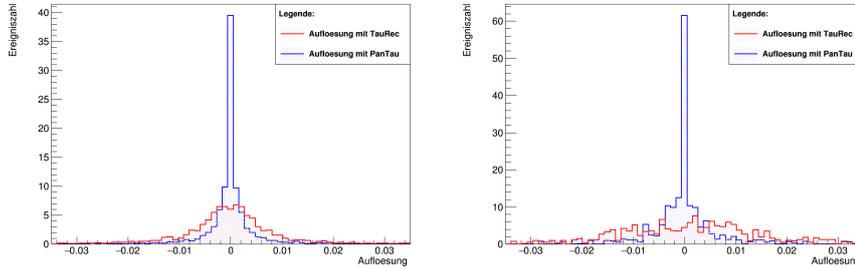
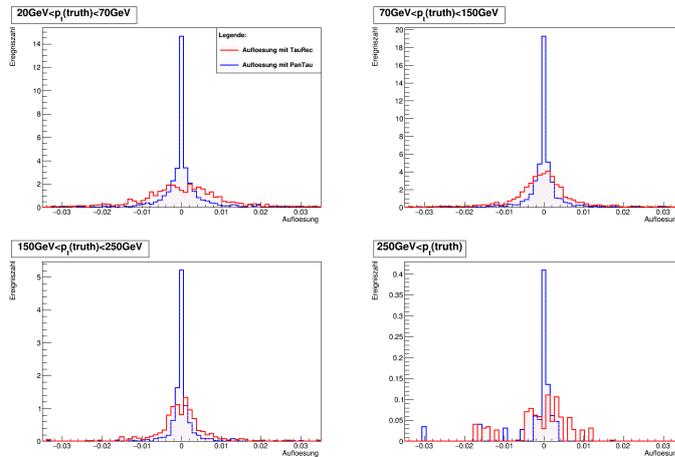


Abbildung B.3:  $p_t$ -Auflösungsdiagramme in  $p_t$ -Aufteilung.  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV (Erstellt mit ROOT)

B.1.3 Auflösung der  $\phi$ -Variablen

 Abbildung B.4:  $\phi$ -Auflösungsdiagramme. **links:**  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV **rechts:**  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV (Erstellt mit ROOT)

$m_{\tilde{g}} = 1145$ MeV	Auflösungsbreite TauRec $\cdot 10^3$	Auflösungsbreite PanTau $\cdot 10^3$	Auflösungsbreite Combined $\cdot 10^3$
$20 \text{ GeV} < p_t < 70 \text{ GeV}$	10.14	3.12	3.12
$70 \text{ GeV} < p_t < 150 \text{ GeV}$	6.04	2.14	2.14
$150 \text{ GeV} < p_t < 250 \text{ GeV}$	5.07	1.75	1.75
$250 \text{ GeV} < p_t$	4.48	1.36	1.36
$p_t$ beliebig	6.24	1.95	1.95
$m_{\tilde{g}} = 665$ MeV	Auflösungsbreite TauRec $\cdot 10^3$	Auflösungsbreite PanTau $\cdot 10^3$	Auflösungsbreite Combined $\cdot 10^3$
$20 \text{ GeV} < p_t < 70 \text{ GeV}$	15.79	4.48	4.48
$70 \text{ GeV} < p_t < 150 \text{ GeV}$	0.39	0.39	0.39
$p_t$ beliebig	15.79	4.48	4.48

 Tabelle B.2: Aufgeführt sind die Auflösungsbreiten für die  $\phi$ -Variable bzgl. der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden. Für  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV sind nur Ereignisse mit  $p_t < 150$  MeV verfügbar (vgl. Abb. B.4). Deshalb ist hier das entsprechende Auflösungsdiagramm mit  $p_t$ -Unterteilung nicht explizit angegeben.

 Abbildung B.5:  $\phi$ -Auflösungsdiagramme in  $p_t$ -Aufteilung.  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV (Erstellt mit ROOT)

### B.1.4 Auflösung der $\eta$ -Variablen

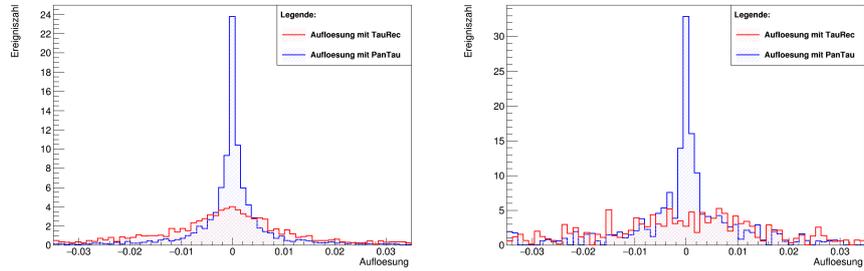


Abbildung B.6:  $\eta$ -Auflösungsdiagramme. **links:**  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV **rechts:**  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV (Erstellt mit ROOT)

$m_{\tilde{g}} = 1145$ MeV	Auflösungsbreite TauRec $\cdot 10^3$	Auflösungsbreite PanTau $\cdot 10^3$	Auflösungsbreite Combined $\cdot 10^3$
$20 \text{ GeV} < p_t < 70 \text{ GeV}$	14.23	4.68	4.68
$70 \text{ GeV} < p_t < 150 \text{ GeV}$	16.18	4.48	4.48
$150 \text{ GeV} < p_t < 250 \text{ GeV}$	18.71	3.90	3.90
$250 \text{ GeV} < p_t$	15.98	6.24	6.24
$p_t$ beliebig	15.40	4.29	4.29
$m_{\tilde{g}} = 665$ MeV	Auflösungsbreite TauRec $\cdot 10^3$	Auflösungsbreite PanTau $\cdot 10^3$	Auflösungsbreite Combined $\cdot 10^3$
$20 \text{ GeV} < p_t < 70 \text{ GeV}$	25.73	8.97	8.97
$70 \text{ GeV} < p_t < 150 \text{ GeV}$	0.39	0.39	0.39
$p_t$ beliebig	25.73	8.79	8.79

Tabelle B.3: Aufgeführt sind die Auflösungsbreiten für die  $\eta$ -Variable bzgl. der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden. Für  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV sind nur Ereignisse mit  $p_t < 150$  MeV verfügbar (vgl. Abb. B.6). Deshalb ist hier das entsprechende Auflösungsdiagramm mit  $p_t$ -Unterteilung nicht explizit angegeben.

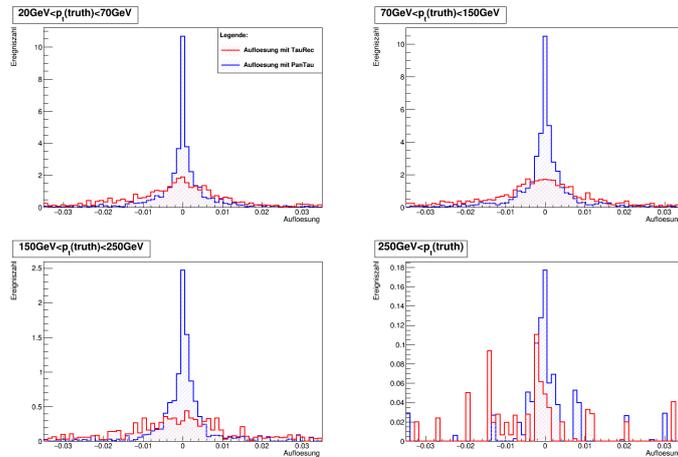


Abbildung B.7:  $\eta$ -Auflösungsdiagramme in  $p_t$ -Aufteilung.  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV (Erstellt mit ROOT)

## B.2 Analyse zur Endpunkt-Messung

### B.2.1 Simulation der Endpunktmessung

Abbildungen B.8 und B.9 zeigen mit den in Abschnitten 6.1 und 6.2 gebrachten Argumenten verständliche Verteilungen. Die Auftragungen zum Punkt mit  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV liefern hier wegen der schlechten Rekonstruierbarkeit der Taus bei niedrigen Energien besonders niedrige Statistik im eigentlich interessanten Bereich vor dem Endpunkt.

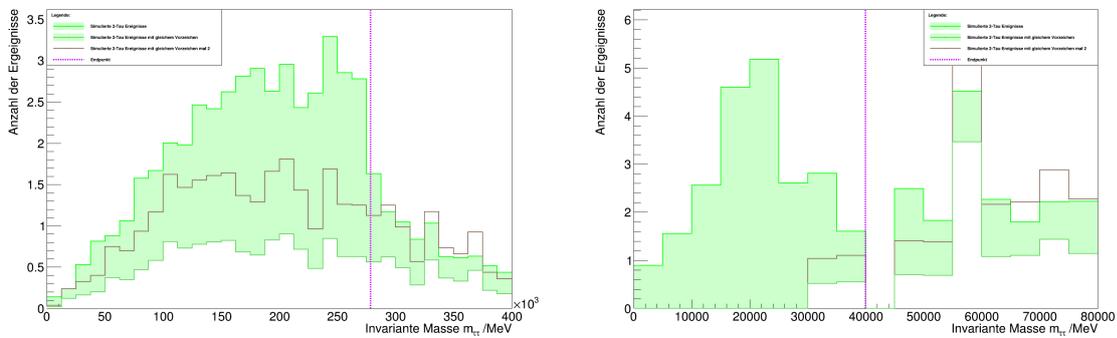


Abbildung B.8: Auftragung der simulierten Ereignisse gegen die invariante Masse der im Ereignis enthaltenen 2 Taus. Neben dem invarianten Massenspektrum von  $2\tau$ -Ereignissen ist der erwartete Anteil der Taus aus verschiedenen Zerfallszweigen (braune Kurve) dargestellt. Nach Abzug dieses Anteils vom Signal bleiben hinter dem Endpunkt in etwa keine Ereignisse übrig. **links:**  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV **rechts:**  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV (erstellt mit ROOT)

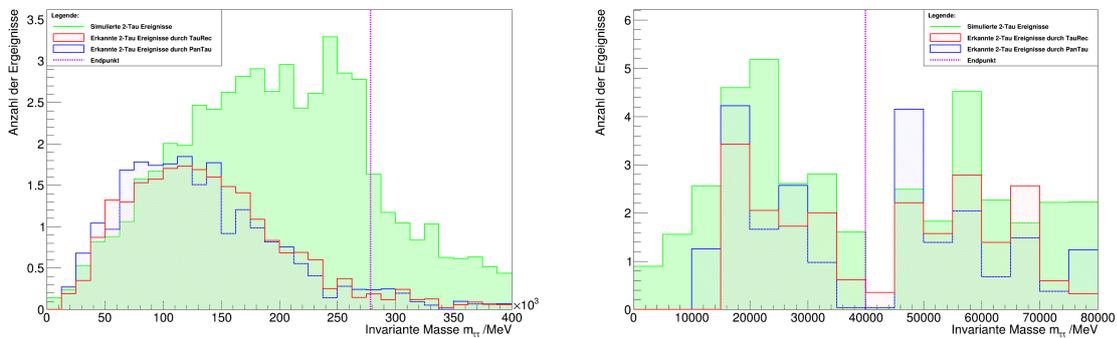


Abbildung B.9: Neben dem generierten invarianten Massenspektrum von  $2\tau$ -Ereignissen ist das rekonstruierte Spektrum aufgetragen. Da Neutrinos Energie wegtragen, verschieben sich auch die invarianten Massen zu niedrigeren Werten. **links:**  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV **rechts:**  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV (erstellt mit ROOT)

## B.2.2 Auflösung der invarianten Masse

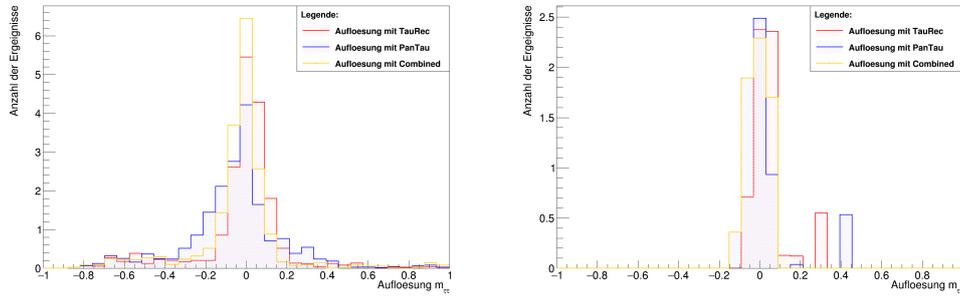


Abbildung B.10: Aufgetragen sind die  $R(m_{\tau\tau})$ -Verteilungen für TauRec und PanTau in zwei verschiedenen  $p_t$ -Bereichen **links:**  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV **rechts:**  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV (erstellt mit ROOT)

$m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV:

Einschränkungen 1. Tau	Einschränkungen 2. Tau	Auflösungsbreite TauRec	Auflösungsbreite PanTau	Auflösungsbreite Combined
$20 < \frac{p_t}{\text{GeV}} < 150$	$20 < \frac{p_t}{\text{GeV}} < 70$	0.091	0.156	0.085
$150 < \frac{p_t}{\text{GeV}}$	$70 < \frac{p_t}{\text{GeV}}$	0.103	0.198	0.126
$p_t$ beliebig	$p_t$ beliebig	0.095	0.166	0.090

$m_{\tilde{g}} = 665$  MeV:

Einschränkungen 1. Tau	Einschränkungen 2. Tau	Auflösungsbreite TauRec	Auflösungsbreite PanTau	Auflösungsbreite Combined
$20 < \frac{p_t}{\text{GeV}} < 150$	$20 < \frac{p_t}{\text{GeV}} < 70$	0.057	0.062	0.067
$150 < \frac{p_t}{\text{GeV}}$	$70 < \frac{p_t}{\text{GeV}}$	–	–	–
$p_t$ beliebig	$p_t$ beliebig	0.057	0.062	0.067

Tabelle B.4: Aufgeführt sind die Auflösungsbreiten für die  $p_t$ -Variable bzgl. der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden. Da für  $m_{\tilde{g}} = 665$  MeV im hohen  $p_t$ -Bereich keine Ereignisse gezählt werden, findet auch hier keine getrennte Auftragung statt.

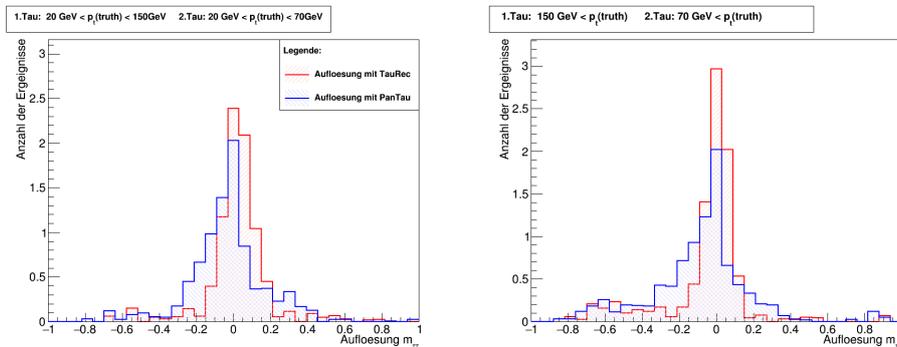


Abbildung B.11: Aufgetragen sind die  $R(m_{\tau\tau})$ -Verteilungen für TauRec und PanTau in zwei verschiedenen  $p_t$ -Bereichen.  $m_{\tilde{g}} = 1145$  MeV

# Vergrößerung der Signifikanzscans

$m_{T,sum} > 0 \text{ GeV}$

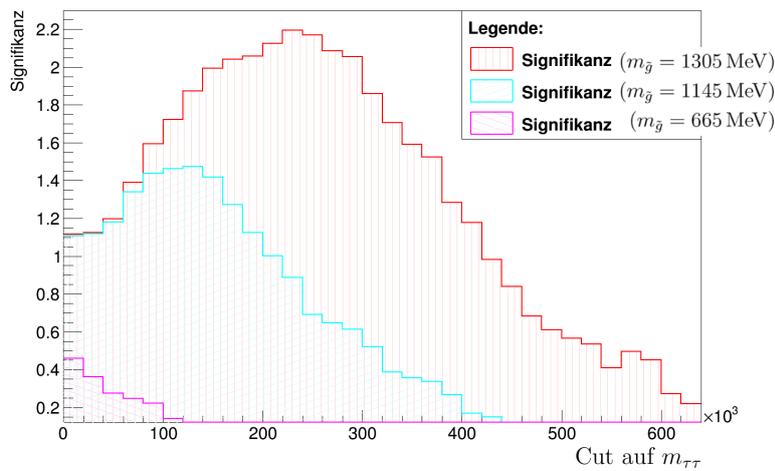
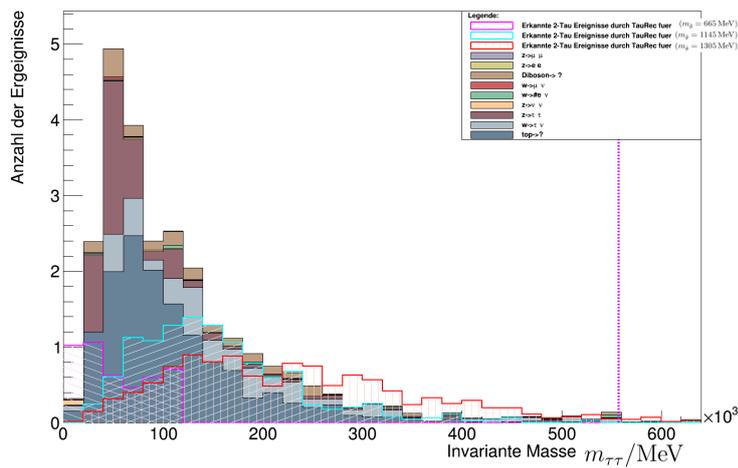


Abbildung C.1: Signal- zu Untergrund-Auftragung und Signifikanzdiagramm (erstellt mit ROOT)

$m_{T,sum} > 150 \text{ GeV}$

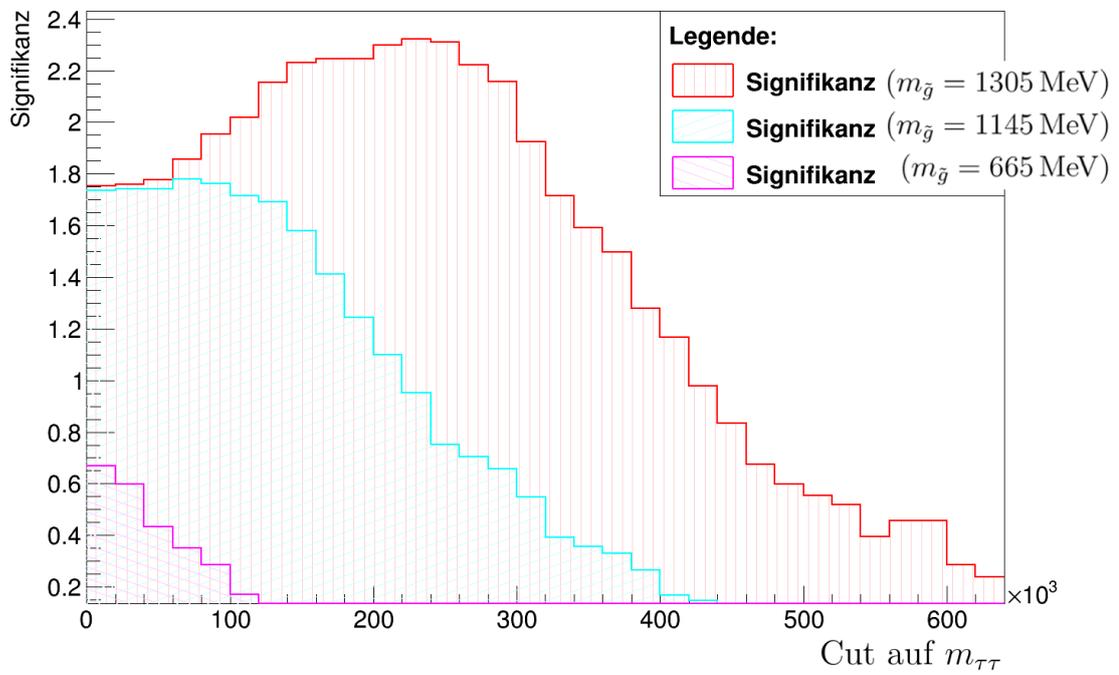
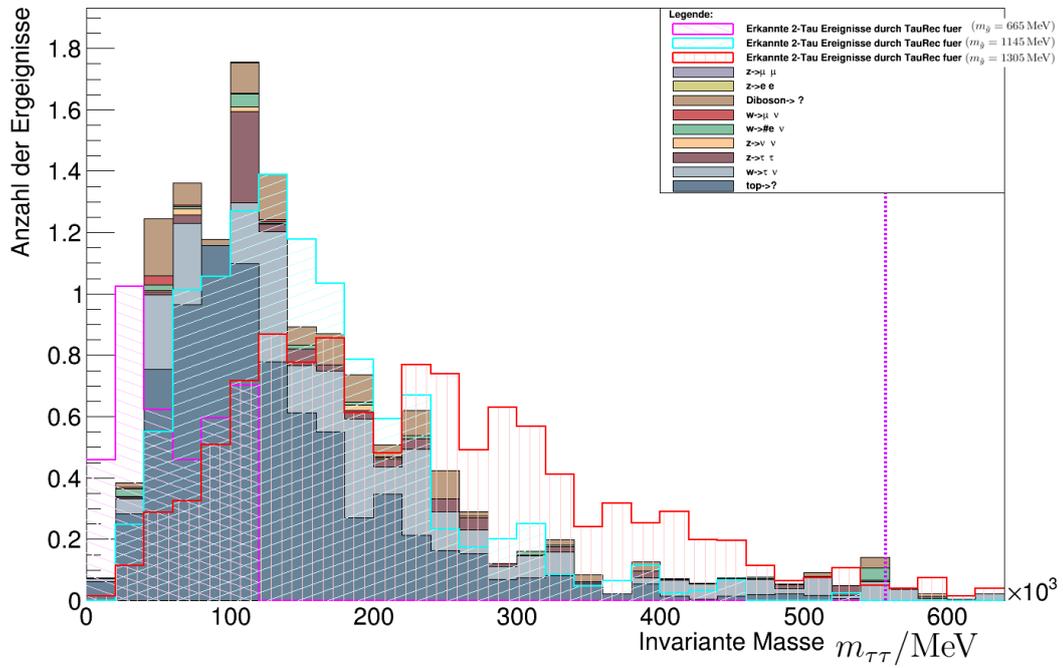


Abbildung C.2: Signal- zu Untergrund-Auftragung und Signifikanzdiagramm (erstellt mit ROOT)

$m_{T,sum} > 250 \text{ GeV}$

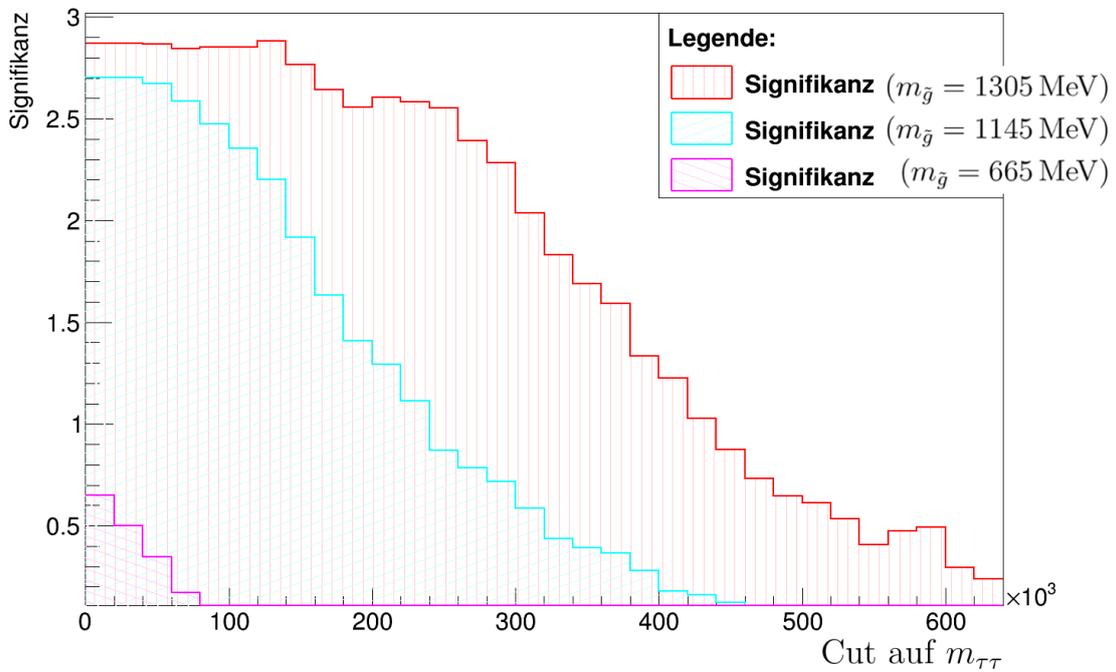
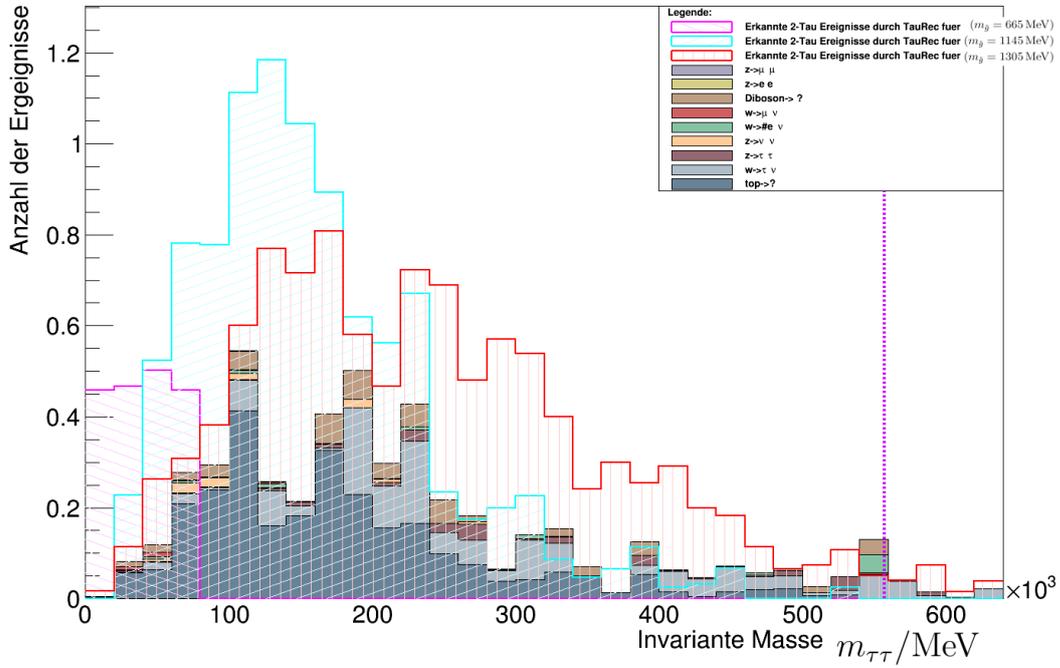


Abbildung C.3: Signal- zu Untergrund-Auftragung und Signifikanzdiagramm (erstellt mit ROOT)

$m_{T,sum} > 350 \text{ GeV}$

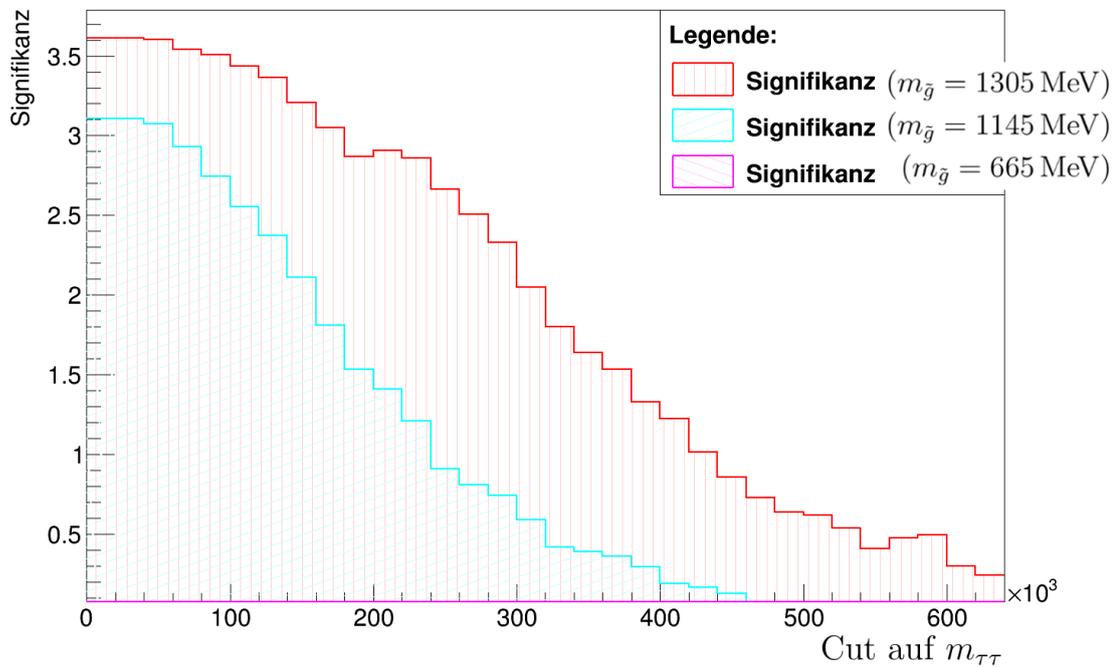
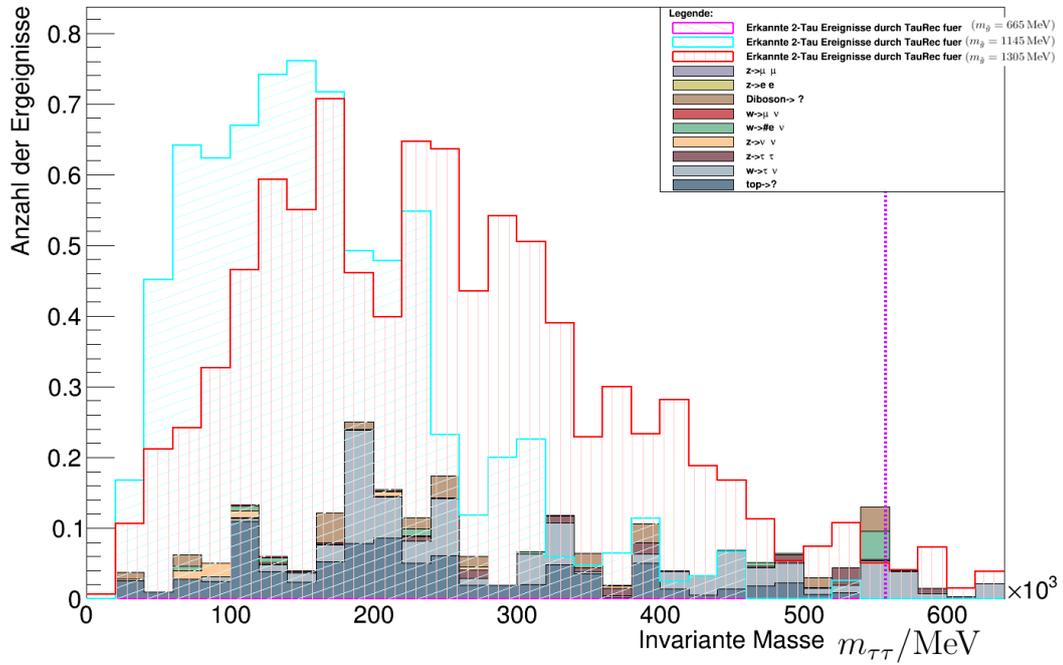


Abbildung C.4: Signal- zu Untergrund-Auftragung und Signifikanzdiagramm (erstellt mit ROOT)

# Abbildungsverzeichnis

---

2.1	Physik auf verschiedenen Größenskalen	3
2.2	Überblick der Standardmodellteilchen	4
2.3	Beitrag der SUSY zur Grand-Unification-Theorie	8
2.4	Möglicher SUSY-Zerfall	9
3.1	Überblick des LHC	11
3.2	Überblick des ATLAS-Detektors	13
3.3	Koordinaten der ATLAS-Konvention	14
3.4	Relative Energieauflösung von Kalorimeter und innerem Detektor	16
4.1	Zerfall des der Analyse zugrunde liegenden Simplified Models	19
5.1	Übersicht der $p_t$ , $\phi$ , $\eta$ - Verteilungen für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	21
5.2	$p_t$ -Auflösungsdiagramm für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	22
5.3	$p_t$ -Auflösungsdiagramme in $p_t$ -Bereichen unterteilt für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	23
5.4	$p_t$ -Auflösungsdiagramme in $p_t$ -Bereichen unterteilt für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	24
5.5	$\phi$ - und $\eta$ -Auflösungsdiagramme für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	25
6.1	Endpunktdiagramm aus der Simulation für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	28
6.2	Endpunktdiagramm aus der Simulation mit erwartetem Fehleranteil für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	29
6.3	Endpunktdiagramm aus der Simulation und Rekonstruktion für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	29
6.4	Auflösungsdiagramm zur $m_{\tau\tau}$ -Variablen für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	30
6.5	Auflösungsdiagramm zur $m_{\tau\tau}$ -Variablen für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	31
7.1	Endpunktdiagramm aus der Simulation und Rekonstruktion in Aufteilung der Zerfallsmodi für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	33
7.2	Signal- zu Untergrund-Auftragung ohne Signal-Cuts	35
7.3	Signal- zu Untergrund-Auftragung und Signifikanz für variierte $m_{T,sum}$ -Cuts	36
A.1	$\phi$ -Auflösungsdiagramm unterteilt nach $p_t$ -Bereichen für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	39
A.2	$\eta$ -Auflösungsdiagramm unterteilt nach $p_t$ -Bereichen für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$	40
B.1	Übersicht der $p_t$ , $\phi$ , $\eta$ - Verteilungen für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{g}} = 665\text{ MeV}$	41
B.2	$p_t$ -Auflösungsdiagramm für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{g}} = 665\text{ MeV}$	42
B.3	$p_t$ -Auflösungsdiagramme in $p_t$ -Bereichen unterteilt für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$	42
B.4	$\phi$ -Auflösungsdiagramm für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{g}} = 665\text{ MeV}$	43
B.5	$\phi$ -Auflösungsdiagramme in $p_t$ -Bereichen unterteilt für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$	43
B.6	$\eta$ -Auflösungsdiagramm für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{g}} = 665\text{ MeV}$	44
B.7	$\eta$ -Auflösungsdiagramme in $p_t$ -Bereichen unterteilt für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$	44

B.8	Endpunktdiagramm aus der Simulation mit erwartetem Fehleranteil für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{q}} = 665\text{ MeV}$ . . . . .	45
B.9	Endpunktdiagramm aus der Simulation und Rekonstruktion für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{q}} = 665\text{ MeV}$ . . . . .	45
B.10	Auflösungsdiagramme zur $m_{\tau\tau}$ -Variablen für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{q}} = 665\text{ MeV}$ . . .	46
B.11	Auflösungsdiagramm zur $m_{\tau\tau}$ -Variablen für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ . . . . .	46
C.1	Signal- zu Untergrund-Auftragung und Signifikanz für einen ( $m_{T,sum} > 0\text{ GeV}$ )-Cut . .	47
C.2	Signal- zu Untergrund-Auftragung und Signifikanz für einen ( $m_{T,sum} > 150\text{ GeV}$ )-Cut .	48
C.3	Signal- zu Untergrund-Auftragung und Signifikanz für einen ( $m_{T,sum} > 250\text{ GeV}$ )-Cut .	49
C.4	Signal- zu Untergrund-Auftragung und Signifikanz für einen ( $m_{T,sum} > 350\text{ GeV}$ )-Cut .	50

# Tabellenverzeichnis

---

5.1	Auflösungsbreiten der $p_t$ -Variablen für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$ . . . . .	24
5.2	Auflösungsbreiten der $\phi$ - und $\eta$ Variablen für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$ . . . . .	25
6.1	Auflösungsbreiten der $m_{\tau\tau}$ -Variable für $m_{\tilde{g}} = 1\,305\text{ MeV}$ . . . . .	31
B.1	Auflösungsbreiten der $p_t$ -Variablen für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{g}} = 665\text{ MeV}$ . . . . .	42
B.2	Auflösungsbreiten der $\phi$ -Variablen für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{g}} = 665\text{ MeV}$ . . . . .	43
B.3	Auflösungsbreiten der $\eta$ -Variablen für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{g}} = 665\text{ MeV}$ . . . . .	44
B.4	Auflösungsbreiten der $m_{\tau\tau}$ -Variable für $m_{\tilde{g}} = 1\,145\text{ MeV}$ und $m_{\tilde{g}} = 665\text{ MeV}$ . . . . .	46



# Literatur

---

- [1] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579 (siehe S. 3).
- [2] S. Weinberg, *Elementary particle theory of composite particles*, *Phys. Rev.* **130** (1963) 776 (siehe S. 3).
- [3] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264 (siehe S. 3).
- [4] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, *Conf. Proc.* **C680519** (1968) 367 (siehe S. 3).
- [5] H. Fritzsch, M. Gell-Mann und H. Leutwyler, *Advantages of the Color Octet Gluon Picture*, *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365 (siehe S. 3).
- [6] B. Povh u. a., *Teilchen und Kerne*, 9. Aufl., Springer Spektrum, 2014 (siehe S. 4–6, 14).
- [7] W.-D. Schlatter,  
*Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS-experiment at the LHC*,  
CERN (2012),  
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>  
(siehe S. 5).
- [8] R. A. Battye,  
*Evidence for Massive Neutrinos from Cosmic Microwave Background and Lensing Observations*,  
*PHYSICAL REVIEW LETTERS* (2014),  
URL: <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.112.051303>  
(siehe S. 5).
- [9] D. Hooper und T. Plehn, *Supersymmetric Dark Matter - How Light Can the LSP Be?*,  
Cern and University of Wisconsin (2014), arXiv: [hep-ph/0212226v2](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0212226v2) (siehe S. 6).
- [10] H. Georgi und S. L. Glashow, *Unity of All Elementary-Particle Forces*,  
*Phys. Rev. Lett.* **32** (8 1974) 438,  
URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.32.438> (siehe S. 6).
- [11] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, (2016), arXiv: [hep-ph/9709356v7](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356v7) (siehe S. 6–8, 11).
- [12] T. Schörner-Sadenius, *The Large Hadron Collider - Harvest of Run 1*, 1. Aufl., Springer, 2015  
(siehe S. 7, 12).
- [13] C. Zender, *Search for Supersymmetry and Kinematic Endpoint Measurement in Final States with Two Tau Leptons with the ATLAS Detector at the LHC*,  
Arbeitsgruppe Prof. Dr. Klaus Desch (2011), URL:  
<https://web.physik.uni-bonn.de/groups/lhcilc/view.php?lang=de&c=t&id=18>  
(siehe S. 9, 10, 28, 30).
- [14] S. Schaepe, *Search for Supersymmetry in Tau Lepton Final States with the ATLAS Detector*,  
Arbeitsgruppe Prof. Dr. Klaus Desch (2015),  
URL: <http://hss.ulb.uni-bonn.de/2016/4238/4238.htm> (siehe S. 10, 15, 20).

- [15] L. Evans und P. Bryant, *LHC Machine*, Journal of Instrumentation (JINST) (2008),  
URL: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>  
(siehe S. 11, 12).
- [16] D. Heitmann,  
*Bremsstrahlung, Cerenkovstrahlung und Übergangsstrahlung in einer dünnen Schicht*,  
Springer (1972), URL: <http://link.springer.com/article/10.1007%2FBF01379729>  
(siehe S. 13).
- [17] A. Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN large Hadron Collider*,  
Journal of Instrumentation (JINST) (2008),  
URL: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>  
(siehe S. 14).
- [18] C. Limbach, *Development of a new reconstruction and classification method for Tau leptons and its application in the ATLAS detector at the LHC*, Arbeitsgruppe Prof. Dr. Klaus Desch (2015),  
URL: <http://hss.ulb.uni-bonn.de/2016/4238/4238.htm> (siehe S. 15–17).
- [19] M. Cacciari, G. P. Salam und G. Soyez, *The anti- $k_t$  jet clustering algorithm*,  
*Journal of High Energy Physics* **4**, 063 (2008) 063, arXiv: [0802.1189 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0802.1189) (siehe S. 15).
- [20] B. P. Roe u. a.,  
*Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification*,  
*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **543** (2005) 577,  
eprint: [physics/0408124](https://arxiv.org/abs/physics/0408124) (siehe S. 15).
- [21] G. Aad u. a., *Reconstruction of hadronic decay products of tau leptons with the ATLAS experiment*,  
*The European Physical Journal C* **76.5** (2016) 1, ISSN: 1434-6052,  
URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4110-0> (siehe S. 16, 17, 19).
- [22] S. Höche, „Introduction to parton-shower event generators“,  
*Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Journeys Through the Precision Frontier: Amplitudes for Colliders (TASI 2014) Boulder, Colorado, June 2-27, 2014*,  
2014, arXiv: [1411.4085 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1411.4085),  
URL: <https://inspirehep.net/record/1328513/files/arXiv:1411.4085.pdf>  
(siehe S. 20).
- [23] A. Buckley u. a., *General-purpose event generators for LHC physics*, *Phys. Rept.* **504** (2011) 145,  
arXiv: [1101.2599 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1101.2599) (siehe S. 20).
- [24] *Pseudorapidity*, Wikipedia (2015),  
URL: <https://en.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity> (siehe S. 27).
- [25] G. Cowan u. a., *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*,  
*The European Physical Journal C* **71.2** (2011) 1, ISSN: 1434-6052,  
URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0> (siehe S. 35).