

Masterarbeit

**Lepton-Flavor-Verletzung am
ATLAS-Experiment am Beispiel des
Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$**

von
Julia Harz



vorgelegt bei
Prof. Dr. Werner Porod
und
Prof. Dr. Thomas Trefzger

Mai 2010

Fakultät für Physik und Astronomie
der Julius-Maximilians-Universität Würzburg



Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
1 Einleitung	7
2 Das Standardmodell und Supersymmetrie	9
2.1 Das Standardmodell	9
2.2 Supersymmetrie	13
2.2.1 Supermultipletts	14
2.2.2 Supersymmetrische Lagrangedichte	17
2.2.3 Superfeldformalismus	21
2.2.4 Schwache SUSY-Brechung	23
2.2.5 mSUGRA und Benchmarkpunkte	23
3 Lepton-Flavor-Verletzung	27
3.1 Überblick über den aktuellen Stand experimenteller Forschung	27
3.2 Überblick über theoretische Modelle zur LFV	29
3.3 Slepton- und Neutralino-Mischung	31
3.3.1 Mischung geladener Slep-tonen	31
3.3.2 Neutralinos	33
3.4 Ziel der vorliegenden Arbeit	34
4 Zerfallsbreite des Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$	37
4.1 Nomenklatur und Konventionen	37
4.2 Feynmanregeln	40
4.3 Das Betragsquadrat der Feynmanamplitude \mathcal{M}	43
4.3.1 Einführendes und Definitionen	43
4.3.2 Berechnung der Spinsummen	46
4.3.3 Anwendung der Spurtheoreme	49
4.4 Die Phasenraumintegration	53
4.4.1 Definitionen und Konventionen	53

4.4.2	Der Integralwert	55
4.4.3	Integrationsgrenzen	57
4.4.4	Integration der Mandelstamvariable t	60
5	Parameterstudie zur Bestimmung des LFV-Szenarios	65
5.1	Ziel der Parameterstudie und Realisierung der LFV	65
5.2	Durchführung der Parameterstudie	66
5.3	Ergebnisse	66
6	Der LHC und das ATLAS-Experiment	71
6.1	Der Large Hadron Collider	71
6.2	Der ATLAS-Detektor	73
6.2.1	Das Koordinatensystem am ATLAS-Detektor	75
6.2.2	Das Magnetsystem	75
6.2.3	Der Innere Detektor	77
6.2.4	Das Kalorimeter	80
6.2.5	Das Myon-Spektrometer	81
6.2.6	Das Triggersystem	84
7	Das ATLAS-Software-Framework	87
7.1	Monte-Carlo-Ereignisgenerierung	87
7.2	Detektorsimulation	89
7.3	Rekonstruktion	90
7.3.1	Jet-Rekonstruktion	91
7.3.2	Tau-Rekonstruktion	92
7.3.3	Myon-Rekonstruktion	93
7.3.4	Elektron-Rekonstruktion	93
7.4	Grid-User-Interface Ganga	94
8	Analyse	95
8.1	Verwendete Datensamples	95
8.2	Rekonstruktionseffizienz	96
8.3	Hintergrundreduktion	100
8.3.1	Betrachtung der Myonen und τ -Leptonen	100
8.3.2	Betrachtung der fehlenden transversalen Energie, effektiven Masse und transversalen Sphärizität	101
8.3.3	Untersuchung verschiedener Schnittszenarien	103
8.4	Untersuchung der Di-Lepton-Kante	107

9 Zusammenfassung	113
A Benchmarkpunktmassen	115
B Hilfreiche mathematische Beziehungen	117
B.1 Spurtheoreme	117
B.2 Wichtige Eigenschaften der δ -Funktion	118
B.3 Partialbruchzerlegung	118
C Quelltexte im Rahmen der Parameterstudie	119
C.1 Generierung des Massenspektrums an mSUGRA-Benchmarkpunkten	119
C.1.1 SU3	119
C.1.2 SU4	120
C.2 Generierung des mSUGRA-unabhängigen Massenspektrums mit LFV	121
C.2.1 SU3	121
C.2.2 SU4	121
C.3 Python-Skript zur Bestimmung des LFV-Szenarios mit maximalem Verzweigungsverhältnis	122
C.3.1 Parameterscan eines Parameters	122
C.3.2 Parameterscan zweier Parameter	123
D Quelltexte im Rahmen der Eventgenerierung, Simulation und Rekon- struktion	125
D.1 JobOption-File zur Ereignisgenerierung	125
D.2 Python-Skript zur Ereignisgenerierung mit Ganga	125
D.3 Python-Skript zur Simulation und Rekonstruktion mit Ganga	126
E Ergänzende Übersichten und Abbildungen zur Analyse	127
E.1 Übersicht über die verwendeten Standardmodell-Datensamples	127
E.2 Übersicht über herangezogene Schnittszenarien	129
E.2.1 Schnittszenarien I	129
E.2.2 Schnittszenarien II	131
E.3 Übersicht über die verwendeten Standardmodell-Datensamples	133
Abbildungsverzeichnis	135
Tabellenverzeichnis	139
Literaturverzeichnis	143

1 Einleitung

„Ihrer wahren Wesensbestimmung nach ist die Wissenschaft das Studium der Schönheit der Welt“

Simone Weil, franz. Philosophin

Vor allem in der Teilchenphysik stehen die Fragen nach der Schönheit der Welt, sei es bei der Suche nach neuen Teilchen, übergeordneten Prinzipien oder Symmetrien im Vordergrund. Seit jeher hat der Mensch, angeregt durch experimentelle Beobachtungen, versucht, Erklärungen für auftretende Phänomene zu finden bzw. neue Theorien zu postulieren und diese nachzuprüfen. Daher ist ein Wechselspiel aus Theorie und Experiment gerade auch in der Teilchenphysik äußerst fruchtbar, da eine gegenseitige Anregung zu immer neuen Ideen führt.

Ein Beispiel hierfür sind die Neutrinos bzw. ihre Oszillationen. Eine lange Zeit erstreckt sich von der ersten Erwähnung des Neutrinos durch W. Pauli 1933, über die Postulierung der Neutrino-Oszillationen bis hin zu ihrer Entdeckung. Auf Grundlage der auftretenden, neutralen Lepton-Flavor-Verletzung bei diesen Oszillationen liegt auch eine Lepton-Flavor-Verletzung im Bereich der geladenen Leptonen nahe. Viele Theorien, wie zum Beispiel auch die Supersymmetrie, erlauben eine solche Lepton-Flavor-Verletzung. Jedoch ist weder die Supersymmetrie, noch die Lepton-Flavor-Verletzung im Bereich der geladenen Leptonen bisher nachgewiesen worden. Mit dem Start des Large Hadron Colliders (LHC) am CERN steht nun ein neuer Energiebereich für physikalische Studien offen, der es erlaubt, hochenergetische Lepton-Flavor-verletzende Zerfälle zu detektieren, falls sie in der Natur realisiert sein sollten. Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit steht die Untersuchung eines solchen supersymmetrischen, Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm \tau^\mp$ sowie die Fragestellung, ob dieser am ATLAS-Detektor am LHC beobachtet werden könnte.

Im einführenden Kapitel 2 wird nach der Motivation einer notwendigen Erweiterung des Standardmodells die Supersymmetrie eingeführt.

Im Anschluss daran wird in Kapitel 3 näher auf die Lepton-Flavor-Verletzung eingegangen. Es wird ein Einblick über den aktuellen Stand der experimentellen Forschung sowie ein Überblick über theoretische Modelle zur Lepton-Flavor-Verletzung gegeben. Nach der Einführung einer Realisierung der Lepton-Flavor-Verletzung durch Änderungen in der Slepton-Mischungsmatrix werden die weiteren Ziele der Arbeit auf Grundlage der theoretischen Einführung formuliert.

Die Zerfallsbreite des zu betrachtenden Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm \tau^\mp$ wird schließlich in Kapitel 4 analytisch bestimmt.

Um im Rahmen der gewählten Realisierung der Lepton-Flavor-Verletzung für den zu untersuchenden Zerfall das größtmögliche Verzweigungsverhältnis zu ermitteln, wird eine Parameterstudie durchgeführt. Die Parameterstudie wird in Kapitel 5 erläutert sowie ihre Ergebnisse vorgestellt, die als Grundlage für die spätere ATLAS-Detektorstudie dienen.

Im Vorfeld der Analyse wird in Kapitel 6 eine Einführung in das ATLAS-Experiment und seine Detektorkomponenten gegeben.

Das ATLAS-Software-Framework, welches zur Ereignisgenerierung sowie zur Detektorsimulation, Rekonstruktion und Analyse verwendet wird, wird in Kapitel 7 vorgestellt.

In Kapitel 8 steht schließlich die Analyse im Vordergrund. Nach der Vorstellung der verwendeten Datensamples wird auf die Vorgehensweise bei der Analyse eingegangen, um das Lepton-Flavor-verletzende SUSY-Signal vor dem Hintergrund beobachtbar zu machen und die Ergebnisse formuliert.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung in Kapitel 9, welche die wichtigsten Ergebnisse resümiert und einen Ausblick auf weitere interessante Fragestellungen im Rahmen dieser Arbeit gibt.

2 Das Standardmodell und Supersymmetrie

Die Vorhersagen des Standardmodells der Teilchenphysik mit seinen Elementarteilchen und fundamentalen Wechselwirkungen wurden über mehrere Jahrzehnte hinweg durch entsprechende Experimente bestätigt. Allerdings kann es dennoch nicht alle Phänomene wie beispielsweise die Gravitation beschreiben. Eines der meist diskutierten Modelle, um das Standardmodell zu erweitern, stellt die Supersymmetrie dar, welche bereits vor fast 40 Jahren postuliert wurde und auch bis heute nicht an Aktualität verloren hat.

Nach einem Einblick in das Grundkonzept des Standardmodells der Teilchenphysik und einer kurzen Darstellung seiner Schwachstellen, soll die Supersymmetrie, auf die diese Arbeit aufbaut, in ihren Grundzügen dargestellt werden.

2.1 Das Standardmodell

Das $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die experimentell beobachtete Physik mit ihren Elementarteilchen und den drei fundamentalen Wechselwirkungen äußerst präzise. Letztere werden durch Spin-1-Teilchen, den Eichbosonen, hervorgerufen, die zur adjungierten Darstellung der jeweiligen lokalen Eichgruppe gehören. Als Gluonen g_μ^a werden die acht Wechselwirkungsteilchen der starken Kraft, als W-Bosonen W_μ^i die drei Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung bezeichnet. Das Eichboson B_μ gehört dagegen zur $U(1)_Y$ -Gruppe mit der schwachen Hyperladung Y als Erzeugende [1]. Für einen genaueren Überblick hinsichtlich der Kopplungskonstanten und Quantenzahlen sei auf Tabelle 2.1 verwiesen.

Eichbosonen	Symmetriegruppe	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$	Kopplungskonstante
g_μ^a	$SU(3)_C$	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$	g_s
W_μ^i	$SU(2)_L$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$	g
B_μ	$U(1)_Y$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$	g'

Tabelle 2.1: Überblick über die Eichbosonen der $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Zum Teilcheninhalt des Standardmodells zählen neben den Eichbosonen ebenso die beiden Gruppen der Leptonen und Quarks mit ihren jeweiligen Antiteilchen. Beide lassen sich in jeweils drei Familien einteilen, die sich hinsichtlich ihrer internen Quantenzahlen nicht unterscheiden. Die linkshändigen Leptonen transformieren hierbei als $SU(2)$ -Dubletts, die rechtshändigen (geladenen) Leptonen als $SU(2)$ -Singulets und nehmen damit nicht an der schwachen Wechselwirkung teil. Analog gilt dies ebenso für die Quarks. Ein Dublett besteht jeweils aus einem geladenen Lepton und dem dazugehörigen Neutrino bzw. aus einem up und down (charmed und strange bzw. top und bottom) Quark. Während lediglich geladene Leptonen als rechtshändige Singulets auftreten, existiert von jedem Quark ein solches. Die ungeladenen Leptonen treten allerdings nur als linkshändige Neutrinos bzw. rechtshändige Antineutrinos auf.

Da die Leptonen keine Farbladung tragen, transformieren sie hinsichtlich der $SU(3)_C$ wie Singulets, die Quarks dagegen wie Triplets.

An dieser Stelle ist es wichtig zu verdeutlichen, dass sowohl die Eichbosonen als auch die Leptonen und Quarks innerhalb dieser Theorie masselos sind, da die Eichsymmetrie explizite Massenterme verbietet.

Glashow, Salam und Weinberg konnten in den 1960er Jahren zeigen, dass sich als minimale Gruppe zur Vereinheitlichung der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung das direkte Produkt $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ anbietet, was zu vier Eichbosonen in der adjungierten Darstellung führt. Durch spontane Symmetriebrechung sollte schließlich allein das physikalische Photon masselos bleiben [2, 3, 4].

Hierbei stützte sich Weinberg u.a. auf die Arbeit von Higgs [5], der mit seinem Higgs-Mechanismus eine solche Methode – durch spontane Symmetriebrechung der $SU(2)_L$ den entsprechenden Vektorbosonen Massen zu verleihen – entwickelte.

Der grundlegende Mechanismus soll nachfolgend am Beispiel der $U(1)$ -Symmetrie angedeutet werden. Für eine ausführlichere Darstellung sei hier auf verschiedene Lehrbücher [1, 6] verwiesen.

Es sei folgende, unter lokaler $U(1)$ -Transformation invariante Lagrangedichte mit skalarem, komplexen Feld ϕ gegeben:

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit ist $\lambda > 0$ wählbar, so dass folgende zwei Fälle unterscheidbar sind:

Für den Fall $\mu^2 > 0$ ist das Potential $V = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$ minimal für $\phi = 0$, der Grundzustand ist invariant unter $U(1)$.

Im Falle von $\mu^2 < 0$ wird $V(\phi)$ jedoch minimal für $\phi^\dagger \phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$ und man erhält eine unendliche Anzahl von Grundzuständen entlang eines Kreises mit Radius v und beliebigem α :

$$\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\alpha} \quad (2.2)$$

Die $U(1)$ -Symmetrie wird somit spontan gebrochen. Mit $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(H_1 + v + iH_2)$, wobei H_1 und H_2 zwei reelle Felder darstellen, erhält man eine Lagrangedichte, die ein massives Boson H_1 mit der Masse $m = \sqrt{2}|\mu|$ und ein masseloses Boson H_2 beinhaltet.

Durch die Wahl einer speziellen Eichung findet man schließlich die folgende Lagrangedichte, die nun ein neutrales, skalares Boson H_1 mit Masse $m_{H_1} = \sqrt{-2\mu^2}$ sowie ein Vektorboson A_μ mit Masse $m_A = ev$ und vier verschiedene Wechselwirkungen enthält:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} (\partial_\mu H_1) (\partial^\mu H_1) - |\mu^2| H_1^2 - \lambda v H_1^3 - \frac{1}{4} \lambda H_1^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2} e^2 v^2 A^\mu A_\mu + e^2 v H_1 A_\mu A^\mu + \frac{e^2}{2} H_1^2 A_\mu A^\mu \end{aligned} \quad (2.3)$$

Analog zu dem hier dargestellten Weg, werden auch in der $SU(2) \otimes U(1)$ -Theorie Vektorbosonmassen durch spontane Symmetriebrechung erzeugt, die $SU(2) \otimes U(1)$ -Theorie wird zur elektromagnetischen Kraft $U(1)_{em}$ herunter gebrochen. In diesem Fall wird ϕ als komplexes, skalares Feld gewählt, welches sich als Dublett unter $SU(2)_L$ transformiert. Auch hier wird wieder ein nicht eichinvarianter Grundzustand hervorgerufen. Schließlich erhält man zwei massive, geladene Vektorbosonen W_μ^\pm und

W_μ^-

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad \text{mit Masse} \quad m_W = \frac{g}{2}v, \quad (2.4)$$

die eine Linearkombination aus den bereits eingeführten W_μ^i des Standardmodells darstellen sowie ein massives, ungeladenes Vektorboson Z_μ

$$Z_\mu = \cos \vartheta_w W_\mu^3 - \sin \vartheta_w B_\mu \quad \text{mit Masse} \quad m_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} v, \quad (2.5)$$

welches ebenso wie das masselose Photon A_μ

$$A_\mu = \sin \vartheta_w W_\mu^3 + \cos \vartheta_w B_\mu \quad \text{mit Masse} \quad m_A = 0 \quad (2.6)$$

eine Linearkombination aus W_μ^3 und B_μ mit

$$\tan \vartheta_w = \frac{g'}{g} \quad (2.7)$$

darstellt [6, 1]. Somit können mit Hilfe des Higgs-Mechanismuses die Massen der Vektorbosonen erzeugt werden. Die Massen der Fermionen ergeben sich schließlich aus den entsprechenden Yukawa-Kopplungen desselben Higgs-Feldes ebenso nach spontaner Symmetriebrechung.

Dennoch können nicht alle auftretenden Fragestellungen durch das bisherige Standardmodell beantwortet werden. Ein Beispiel hierfür ist das bereits in den 1970er Jahren diskutierte Hierarchieproblem [7].

Im Standardmodell erfährt das Higgs-Boson Massenkorrekturen durch Fermionenschleifen der Form

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda^2 + \dots \quad (2.8)$$

wobei der Cutoff Λ bei einer Größenordnung der Planck-Skala $M_P = 2.4 \times 10^{18} \text{ GeV}$ liegt, also an der Energieskala, bei der neue Physik erwartet wird. Im Gegensatz dazu liegt die Higgs-Masse m_H jedoch im Energiebereich der elektroschwachen Symmetriebrechung. Die Korrekturterme befinden sich also im Vergleich zur Higgs-Masse an einer deutlich höheren Energieskala.

Dieses sogenannte Hierarchieproblem kann die *Supersymmetrie*, die für jedes fermio-

nische Teilchen mit seinen zwei Freiheitsgraden zwei bosonische fordert, lösen. Im Falle der Kopplung eines schweren, skalaren Teilchens S an das Higgs-Boson durch $-\lambda_S |H|^2 |S|^2$ tritt eine Korrektur der Form

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda_S}{16\pi^2} \left[\Lambda^2 - 2m_S^2 \ln \left(\frac{\Lambda}{m_S} \right) + \dots \right], \quad (2.9)$$

auf, sodass sich durch das relative Minuszeichen zwischen den fermionischen und den zwei bosonischen Schleifenbeiträgen die Korrekturterme unter der Bedingung $\lambda_S = |\lambda_f|^2$ gegenseitig wegheben und dadurch das Hierarchieproblem lösen [8].

Aber nicht nur diese Unzulänglichkeit des Standardmodells wird durch die Supersymmetrie gelöst. So werden in der Supersymmetrie an der GUT-Skala alle Eichkopplungen gleich groß, so dass hier ein Schritt zur großen vereinheitlichten Theorie (GUT) gegeben wäre [9].

Auch im Bereich der Astrophysik könnten beobachtete Phänomene, die nicht durch das Standardmodell alleine erklärbar sind, durch die Supersymmetrie erklärt werden. Eine mögliche Erklärung für die sogenannte Dunkle Materie wären WIMPs (weakly interacting massive particles) – schwach wechselwirkende, schwere Teilchen. Das leichteste supersymmetrische Teilchen, das LSP (lightest supersymmetric particle), wäre im Rahmen der Supersymmetrie bei R-Paritätserhaltung ein Kandidat für ein solches WIMP [10].

Dies sind nur einige der Vorteile bzw. Gründe, warum die Supersymmetrie seit mehreren Jahren eine der meist diskutierten Theorien zur Erweiterung des Standardmodells darstellt. Im Folgenden sollen die Grundzüge dieser Theorie aufgezeigt werden, um eine Basis für den weiteren Verlauf der Arbeit zu legen. Es sei hier vor allem auf die Quellen [11, 8, 12] verwiesen, die jeweils eine ausführliche Einführung in die Supersymmetrie bieten.

2.2 Supersymmetrie

Abgesehen von den bereits angeführten Eigenschaften der Supersymmetrie kommt dieser auch in mathematischer bzw. theoretischer Hinsicht eine besondere Rolle zu. Nach dem Coleman-Mandula-Theorem [13] kann die Raum-Zeit-Symmetrie der Poincaré-Algebra nicht mit einer anderen, internen Symmetrie auf S-Matrix-Level

auf nicht-triviale Art und Weise vereinigt werden. Die Supersymmetrie allerdings umgeht die Bedingungen des Theorems, indem sie neben den Kommutatorrelationen auch Antikommutatorrelationen einführt und so die Lie-Algebra zur graduierten Lie-Algebra erweitert. Dies wurde im Jahre 1967 durch Haag, Lopuszanski und Sohnius [14] bewiesen. Aus der Graduierung folgt schließlich, dass die fermionischen (ungeraden) Generatoren zur $(\frac{1}{2}, 0)$ und $(0, \frac{1}{2})$ Darstellung der homogenen Lorentz-Gruppe gehören müssen. Im Rahmen der $N = 1$ Supersymmetrie existiert lediglich ein zusätzlicher fermionischer Operator Q_α , der eine Transformation zwischen Bosonen und Fermionen

$$Q_\alpha |\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle \quad \text{bzw.} \quad Q_\alpha |\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle \quad (2.10)$$

erlaubt. Als antikommutierender Spinor erfüllt er dabei die folgenden Relationen

$$\begin{aligned} \{Q_\alpha, Q_{\dot{\alpha}}^\dagger\} &= 2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu \\ \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= \{Q_{\dot{\alpha}}^\dagger, Q_{\dot{\beta}}^\dagger\} = 0 \\ [Q_\alpha, P^\mu] &= [Q_{\dot{\alpha}}^\dagger, P^\mu] = 0, \end{aligned} \quad (2.11)$$

wobei P^μ der Viererimpulsgenerator der Raum-Zeit-Translationen ist.

Bei Interesse an einer tiefergehenden Darstellung der Supersymmetrie-Algebra sei auf [12] verwiesen, eine detaillierte Darstellung des Beweises von Haag, Lopuszanski und Sohnius ist zudem in [15] zu finden.

2.2.1 Supermultipletts

Wie bereits in (2.10) angedeutet, erhält durch die Supersymmetrie jedes fermionische Teilchen des Standardmodells für seine beiden Freiheitsgrade je einen supersymmetrischen, skalaren Partner, der sich bei exakter Symmetrie – abgesehen vom Spin – nicht von den Eigenschaften des Standardmodellteilchens unterscheidet. Die skalaren Partner der Materieteilchen werden jeweils in Anlehnung an das zugrunde liegende Fermion benannt. Zur Namensbildung wird vor den Namen des Standardmodellteilchens ein „S“ vorangestellt. So heißt der skalare Superpartner des Elektrons beispielsweise „Selektron“.

Ähnliches gilt für die Vektorbosonen des Standardmodells. Jedes von ihnen besitzt einen fermionischen, supersymmetrischen Partner, der ebenso den Standardmodell-

namen als Grundlage hat, am Ende dieses Namens aber noch den Zusatz „ino“ trägt. Als Beispiele seien hier das Wino, Bino und Gluino zu nennen.

Die irreduziblen Darstellungen der Superalgebra werden als sogenannte *Supermultipletts* bezeichnet, welche die zusammengehörigen fermionischen und bosonischen Superpartner enthalten.

Es kann gezeigt werden (siehe z.B. [8]), dass innerhalb eines jeden Supermultipletts die Anzahl der fermionischen und bosonischen Freiheitsgrade identisch ist. Eine Form des Supermultipletts stellt das sogenannte *chirale Supermultiplett* dar, welches aus einem fermionischen Weyl-Spinor und einem komplexen Skalar besteht. Die Supermultipletts, die aus einem Spin-1-Boson sowie einem Spin- $\frac{1}{2}$ -Weyl-Fermion bestehen, bezeichnet man dagegen als *Vektor-Supermultiplett*.

Einen Überblick über den Teilcheninhalt der supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells geben die Tabellen 2.2 sowie 2.3.

chirale Supermultipletts		Spin 0	Spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
Squarks, Quarks ($\times 3$ Generationen)	\hat{Q}	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	$(u_L d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	\hat{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	\hat{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
Sleptonen, Leptonen ($\times 3$ Generationen)	\hat{L}	$(\tilde{\nu} \tilde{e}_L)$	(νe_L)	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	\hat{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs, Higgsinos	\hat{H}_u	$(H_u^+ H_u^0)$	$(\tilde{h}_u^+ \tilde{h}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
	\hat{H}_d	$(H_d^0 H_d^-)$	$(\tilde{h}_d^0 \tilde{h}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

Tabelle 2.2: Chirale Supermultipletts im MSSM.

Im Gegensatz zum Standardmodell, bei dem lediglich ein Higgs-Dublett gefordert wird, existieren im Rahmen der Supersymmetrie zwei chirale Higgs-Supermultipletts (vgl. Tab. 2.3). Würde innerhalb der SUSY lediglich eines existieren, so wäre auf Grund der chiralen Anomalie die elektroschwache Symmetrie als Quantentheorie inkonsistent. Somit kann das chirale Higgs-Supermultiplett mit Hyperladung $Y = \frac{1}{2}$ durch Yukawa-Kopplungen den $+\frac{2}{3}$ -up-Quarks Masse verleihen, das zweite chirale Higgs-Supermultiplett mit $Y = -\frac{1}{2}$ schließlich den $-\frac{1}{3}$ -down-Quarks und den geladenen Leptonen. In Anlehnung hieran wird der Higgs-Inhalt mit H_u bzw. H_d bezeichnet [8].

Vektor-Supermultipletts	Spin 1/2	Spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
Gluino, Gluon	\tilde{g}	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
Winos, W-Bosonen	$\tilde{\lambda}^\pm \tilde{\lambda}^3$	$W^\pm W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
Bino, B-Boson	$\tilde{\lambda}'$	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tabelle 2.3: Vektor-Supermultipletts im MSSM.

Da diese supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells mit ihren Superpartnern und dem zusätzlichen Higgs-Dublett bezüglich des Teilcheninhalts bei erhaltener R-Parität die kleinstmögliche Wahl einer Erweiterung darstellt, nennt man dieses Modell auch *Minimales Supersymmetrisches Standard Modell* bzw. kurz *MSSM*.

Anzumerken ist, dass die Multipletts jeweils aus linkshändigen Weyl-Spinoren bestehen, weshalb in den chiralen Singulets die entsprechenden Konjugierten der rechtshändigen Superpartner auftreten.

Als Beispiel sei hier das chirale $SU(2)_L$ -Dublett-Supermultiplett Q (vgl. Tab. 2.2) mit dem Teilcheninhalt \tilde{u}_L, u_L sowie \tilde{d}_L, d_L zu nennen bzw. \bar{u} als chirales $SU(2)_L$ -Singlett-Supermultiplett mit $\tilde{u}_R^*, u_R^\dagger$ als Inhalt. Die Querlinie über den Multipletts \bar{u}, \bar{d} sowie \bar{e} darf hierbei nicht mit einer Konjugierung verwechselt werden.

Rekapituliert man die Relationen der Superalgebra (2.11), so würde man erwarten, dass die Superpartner jeweils die identische Masse tragen, da für alle Teilchen desselben Supermultipletts $[P^2, Q] = 0$ gilt. Da heutzutage allerdings noch kein supersymmetrisches Partnerteilchen zum Teilcheninhalt des Standardmodells experimentell entdeckt worden ist, wird deutlich, dass die Supersymmetrie keine exakte Symmetrie ist, sondern gebrochen sein muss. In Abschnitt 2.2.4 wird auf die spontane SUSY-Brechung kurz näher eingegangen werden.

2.2.2 Supersymmetrische Lagrangedichte

Zunächst soll das einfachste supersymmetrische Modell, das masselose, nicht wechselwirkende Wess-Zumino-Modell, vorgestellt werden. Dieses besteht aus einem einzelnen chiralen Supermultiplett, d.h. einem linkshändigen Weyl-Spinor ψ und seinem komplexen, skalaren Superpartner ϕ . Dementsprechend erhält man folgende Wirkung, die nur aus kinetischen Termen besteht:

$$S = \int d^4x (\mathcal{L}_{skalar} + \mathcal{L}_{fermionisch})$$

mit $\mathcal{L}_{skalar} = -\partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi$ bzw. $\mathcal{L}_{fermionisch} = i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi$ (2.12)

Wird die ebenfalls einfachste Annahme einer supersymmetrischen Transformation eines skalaren Bosons ϕ in ein fermionisches Feld ψ_α durch

$$\delta\phi = \epsilon\psi \quad \text{bzw.} \quad \delta\phi^* = \epsilon^\dagger \psi^\dagger \quad (2.13)$$

angenommen, wobei ϵ^α ein infinitesimaler, antikommutierender Weyl-Spinor mit der Dimension $[m]^{-1/2}$ ist, für den $\partial_\mu \epsilon^\alpha = 0$ gilt, lässt sich der skalare Teil der Lagrangedichte wie

$$\delta\mathcal{L}_{skalar} = -\epsilon\partial^\mu \psi \partial_\mu \phi^* - \epsilon^\dagger \partial^\mu \psi^\dagger \partial_\mu \phi \quad (2.14)$$

transformieren. Damit die Wirkung insgesamt unter SUSY-Transformation invariant bleibt, sollte der fermionische Anteil der Lagrangedichte den skalaren Anteil zumindest bis auf eine totale Ableitung gerade wegheben. Bei geschickter Wahl der Transformation des fermionischen Weyl-Spinors

$$\delta\psi_\alpha = -i(\sigma^\mu \epsilon^\dagger)_\alpha \partial_\mu \phi \quad \text{bzw.} \quad \delta\psi_\alpha^\dagger = i(\epsilon\sigma^\mu)_{\dot{\alpha}} \partial_\mu \phi^* \quad (2.15)$$

kürzt sich die Lagrangedichte bis auf eine totale Ableitung weg, so dass die Wirkung invariant unter der Supersymmetrie-Transformation ist. Allerdings bleibt zu zeigen, dass die SUSY-Algebra geschlossen ist. Hierbei wird schnell deutlich (vgl. hierzu [8, 11]), dass die Supersymmetrie-Algebra lediglich on-shell geschlossen ist, da hier die klassischen Bewegungsgleichungen gelten. On-shell entspricht die Anzahl der bosonischen Freiheitsgrade den fermionischen (zwei durch das komplexe, skalare bosonische Feld ϕ und zwei durch die beiden Spinpolarisationszustände vom fermionischen ψ), off-shell ist dies allerdings nicht mehr der Fall. Hier werden die fermionischen Freiheitsgrade um zwei erweitert, ψ stellt jetzt ein zweikomponentiges,

komplexes Objekt dar. Die Anzahl der bosonischen Freiheitsgrade bleibt dagegen off-shell unverändert.

Durch die Einführung eines skalaren, komplexen Hilfsfeldes F der Dimension $[m]^2$ kann auch off-shell die Supersymmetrie-Algebra geschlossen werden. Die Lagrange-dichte wird hierdurch wie folgt erweitert:

$$\mathcal{L} = \int d^4x (\mathcal{L}_{skalar} + \mathcal{L}_{fermionisch} + \mathcal{L}_F)$$

mit $\mathcal{L}_F = F^* F$. (2.16)

Auf Grund des komplexen, skalaren Hilfsfeldes können also zwei Freiheitsgrade eingeführt werden, so dass auch off-shell die Anzahl der bosonischen und fermionischen Freiheitsgrade identisch ist. On-shell dagegen hat das Hilfsfeld auf Grund seiner Bewegungsgleichung $F = F^* = 0$ keinen Einfluss.

In einer realistischeren Theorie sollten natürlich mehrere Supermultipletts der Anzahl i und auch Wechselwirkungen berücksichtigt werden.

Während die Erweiterung auf mehrere Supermultipletts sehr einfach ersichtlich ist

$$\mathcal{L}_{frei} = -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i + i\psi_i^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + F^{*i} F_i, \quad (2.17)$$

muss eine Möglichkeit gefunden werden, Wechselwirkungen zugleich renormierbar und in Konsistenz mit der Supersymmetrie zu formulieren. Hierzu wird das sogenannte *Superpotential*

$$W = \frac{1}{2} M^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k, \quad (2.18)$$

eingeführt, welches an sich kein skalares Potential darstellt, sondern eine analytische Funktion mit den skalaren Feldern ϕ_i als komplexe Variablen. M^{ij} bezeichnet die symmetrische Massenmatrix für die Fermionfelder und y^{ijk} die unter Vertauschung von i, j, k total symmetrische Yukawa-Kopplung eines Skalars ϕ_k und zweier Fermionen $\psi_i \psi_j$. Die Funktion W entspricht hierbei im Allgemeinen dem skalaren Anteil des im Rahmen des Superfeldformalismus eingeführten Superpotentials \mathcal{W} . Für eine kurze Einführung in den Superfeldformalismus sei an dieser Stelle auf Abschnitt 2.2.3 verwiesen.

Mit Hilfe von (2.18) kann die Wechselwirkungslagrangedichte nun mit

$$W^i = \frac{\delta W}{\delta \phi_i} \quad \text{und} \quad W^{ij} = \frac{\delta^2}{\delta \phi_i \delta \phi_j} W \quad (2.19)$$

wie folgt dargestellt werden:

$$\mathcal{L}_{WW} = \left(-\frac{1}{2} W^{ij} \psi_i \psi_j + W^i F_i \right) + h.c.. \quad (2.20)$$

Der Teil der Gesamtlagrangedichte $\mathcal{L}_{chiral} = \mathcal{L}_{frei} + \mathcal{L}_{WW}$, der das Hilfsfeld F enthält, ergibt sich mit 2.17 und 2.20 zu

$$F_i F^{*i} + W^i F_i + W_i^* F^{*i}. \quad (2.21)$$

Mit Hilfe der Euler-Lagrange-Gleichung ergeben sich die Bewegungsgleichungen zu

$$F_i = -W_i^*, \quad F^{*i} = -W^i, \quad (2.22)$$

sodass \mathcal{L}_{chiral} allein durch das Superpotential ausgedrückt werden kann:

$$\mathcal{L}_{chiral} = -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i + i \psi^{\dagger i} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i - \frac{1}{2} (W^{ij} \psi_i \psi_j + W_{ij}^* \psi^{\dagger i} \psi^{\dagger j}) - W^i W_i^*. \quad (2.23)$$

Neben der freien Lagrangedichte der chiralen Supermultipletts und deren Wechselwirkung müssen natürlich auch die Vektor-Supermultipletts berücksichtigt werden, die aus einem masselosen Vektorbosonenfeld A_μ^a und einem zweikomponentigen Gaugino λ^a bestehen, wobei der Index a für die jeweilige adjungierte Darstellung der Eichgruppe steht. Die Vektor-Supermultipletts transformieren gemäß

$$\delta_{eich} A_\mu^a = \partial_\mu \Lambda^a + g f^{abc} A_\mu^b \Lambda^c \quad (2.24a)$$

bzw.

$$\delta_{eich} \lambda^a = g f^{abc} \lambda^b \Lambda^c, \quad (2.24b)$$

wobei Λ^a ein infinitesimaler Eichparameter ist, g die Eichkopplungskonstante und f^{abc} die total antisymmetrische Strukturkonstante, die die Eichgruppe definiert. Auch hier wird sehr schnell klar, dass ein Hilfsfeld die Theorie erweitern muss. Während A_μ^a on-shell zwei bosonische und λ_α^a zwei fermionsche Helizitätszustände für je-

des a aufweist und somit die fermionische Anzahl an Freiheitsgraden der bosonischen entspricht, ist dies off-shell nicht der Fall. Hier unterscheiden sich die Freiheitsgrade gerade um einen: λ_α^a erhält off-shell zwei komplexe bzw. vier reale fermionische Freiheitsgrade, A_μ^a allerdings lediglich drei. Auf Grund dessen wird ein weiteres skalares Hilfsfeld D^a eingeführt, das analog zu (2.24b) transformiert und $(D^a)^* = D^a$ erfüllt. Ebenso wie das Hilfsfeld F tritt das D -Feld on-shell nicht auf, sondern passt lediglich off-shell die Freiheitsgrade an. So kann die Eich-Lagrangedichte wie folgt beschrieben werden:

$$\mathcal{L}_{eich} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + i\lambda^{\dagger a}\bar{\sigma}^\mu D_\mu\lambda^a + \frac{1}{2}D^a D^a, \quad (2.25)$$

wobei $F_{\mu\nu}^a$ gemäß

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c \quad (2.26)$$

definiert ist und D_μ die kovariante Ableitung

$$D_\mu\lambda^a = \partial_\mu\lambda^a + gf^{abc}A_\mu^b\lambda^c \quad (2.27)$$

des Gaugino-Feldes darstellt. [8]

Nun sollen sowohl die chiralen als auch die Vektor-Supermultipletts innerhalb einer allgemeinen Lagrangedichte zusammengefasst werden. Auf Grund der Vertauschung von Eich- und Supersymmetrie-Transformationen, müssen die skalaren, fermionischen und die Hilfsfelder in derselben Darstellung der Eichgruppe auftreten. Um schließlich eine eichinvariante Lagrangedichte zu erhalten, müssen die gewöhnlichen Ableitungen in Gleichung (2.17) um kovariante erweitert werden. Doch neben den Kopplungen der Vektorbosonen der Vektor-Supermultipletts an die Skalare und Fermionen der chiralen Supermultipletts, müssen ebenso eichinvariante Wechselwirkungen der Gauginos und D^a -Felder berücksichtigt werden. Insgesamt existieren drei renormierbare Wechselwirkungsterme

$$(\phi^* T^a \psi)\lambda^a, \quad \lambda^{\dagger a}(\psi^\dagger T^a \phi) \quad \text{und} \quad (\phi^* T^a \phi)D^a, \quad (2.28)$$

die bei Anpassung der SUSY-Transformationen zusammen mit der Lagrangedichte der Materiefelder (2.23) und dem der Eichfelder (2.25) zu einer gemeinsamen Lagran-

gedichte einer renormierbaren Supersymmetrie führen [8, 11]:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & -D^\mu \phi^{*i} D_\mu \phi_i + i\psi^{\dagger i} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_i - \frac{1}{2} (W^{ij} \psi_i \psi_j + W_{ij}^* \psi^{\dagger i} \psi^{\dagger j}) - W^i W_i^* \\
 & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + i\lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a + \frac{1}{2} D^a D^a \\
 & - \sqrt{2} g_a (\phi_i^* T^a \psi_i) \lambda^a - \sqrt{2} g_a \lambda^{\dagger a} (\psi_i^\dagger T^a \phi_i) + g_a (\phi_i^* T^a \phi_i) D^a
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

2.2.3 Superfeldformalismus

Nach der ersten Einführung der Supersymmetrie in Weyl-Notation soll zur Vollständigkeit auch ein kurzer Einblick in den Superfeldformalismus gegeben werden.

Elementar für diesen Formalismus sind die Grassmannzahlen, die es ermöglichen die vier „bosonischen“ Raumkoordinaten x^μ des Minkowski-Raumes um vier „fermionische“ Variablen θ_α sowie $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ zu erweitern und so einen *Superraum*, definiert durch die Koordinaten $(x^\mu, \theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}})$, zu erzeugen. Die Grassmannzahlen haben die Eigenschaft, dass sowohl sie selbst, als auch ihre Ableitungen antikommutieren. Zudem entspricht der Integration von Grassmannzahlen ihre Differentiation, was viele Rechenoperationen stark vereinfacht.

Analog zum Operator P^μ , der eine Translation im Ortsraum ermöglicht, rufen die Operatoren $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ eine Translation im Raum der Grassmann-Koordinaten hervor und gehorchen der SUSY-Algebra gemäß (2.11). Sie lassen sich im Superraum als differentielle Operatoren wie folgt darstellen [12]:

$$Q_\alpha = -i \left(\frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} + i\sigma_{\alpha\dot{\beta}}^\mu \bar{\theta}^{\dot{\beta}} \frac{\partial}{x^\mu} \right) \tag{2.30}$$

$$\bar{Q}_{\dot{\alpha}} = i \left(\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} + i\bar{\theta}^{\beta} \sigma_{\beta\dot{\alpha}}^\mu \frac{\partial}{x^\mu} \right) \tag{2.31}$$

Analog zu den kovarianten Ableitungen in der Eichtheorie, lassen sich die folgenden kovarianten Ableitungen

$$D_\alpha = \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} - i\sigma_{\alpha\dot{\beta}}^\mu \bar{\theta}^{\dot{\beta}} \frac{\partial}{x^\mu} \tag{2.32}$$

$$\bar{D}_{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} + i\bar{\theta}^{\beta} \sigma_{\beta\dot{\alpha}}^\mu \frac{\partial}{x^\mu} \tag{2.33}$$

einführen, welche mit den SUSY-Generatoren Q und \bar{Q} vertauschen:

$$\{D_\alpha, Q_\beta\} = \{D_\alpha, \bar{Q}^{\dot{\beta}}\} = \{\bar{D}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}^{\dot{\beta}}\} = \{\bar{D}_{\dot{\alpha}}, Q_\beta\} = 0 \quad (2.34)$$

Die Felder der Supersymmetrie, die sogenannten *Superfelder* $\hat{\Phi}(x_\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$, sind Funktionen der Raum-Zeit-Koordinaten sowie der Grassmannzahlen und lassen sich in Feldkomponenten entwickeln. Zu beachten ist hier, dass die Entwicklung auf Grund der antikommutierenden Grassmannzahlen mit der zweiten Ordnung abbricht. Mit der Substitution $y^\mu \equiv x^\mu - i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}$ lassen sich links-chirale Superfelder, welche der Bedingung $\bar{D}_{\dot{\alpha}}\hat{\Phi} = 0$ gehorchen, durch

$$\hat{\Phi}(y, \theta) = \phi(y) + \sqrt{2}\theta\varphi(y) + \theta\theta F(y) \quad (2.35)$$

ausdrücken, rechts-chirale mit $D_\alpha\hat{\Phi}^\dagger = 0$ bzw. $\bar{y}^\mu \equiv x^\mu + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}$ durch

$$\hat{\Phi}^\dagger(\bar{y}, \bar{\theta}) = \bar{\phi}(\bar{y}) + \sqrt{2}\bar{\theta}\bar{\varphi}(\bar{y}) + \bar{\theta}\bar{\theta}F^*(\bar{y}), \quad (2.36)$$

wobei ϕ ein sklares und φ ein fermionisches Feld darstellt. Vektor-Superfelder \hat{V} werden durch die Bedingung $\hat{V} = \hat{V}^\dagger$ charakterisiert.

Der renormierbare, supersymmetrische und Lorentz-invariante Wechselwirkungsanteil der Lagrangedichte ergibt sich so mit den obigen Beziehungen zu

$$\mathcal{L}_{WW} = \mathcal{W}(\hat{\Phi}_i) + h.c. \quad \text{mit} \quad (2.37a)$$

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2}m_{ij}\hat{\Phi}_i\hat{\Phi}_j + \frac{1}{6}y_{ijk}\hat{\Phi}_i\hat{\Phi}_j\hat{\Phi}_k. \quad (2.37b)$$

Wie in (2.37a) bzw. (2.37b) zu erkennen, besteht die Lagrangedichte lediglich aus Polynomen links-chiraler Superfelder $\hat{\Phi}_i$. Der Ausdruck (2.37b) wird hierbei als *Superpotential* bezeichnet und stellt eine holomorphe Funktion dar.

Das Superpotential des MSSMs setzt sich somit mit den in Tabelle 2.2 definierten Superfeldern wie folgt zusammen:

$$\mathcal{W}_{MSSM} = \epsilon_{ab} \left((y_u)_{ij} \hat{H}_u^b \hat{Q}_i^a \hat{u}_j + (y_d)_{ij} \hat{H}_d^a \hat{Q}_i^b \hat{d}_j + (y_e)_{ij} \hat{H}_d^a \hat{L}_i^b \hat{e}_j - \mu \hat{H}_d^a \hat{H}_u^b \right) \quad (2.38)$$

Hierbei stellen y_u , y_d bzw. y_e die komplexen 3×3 -Matrizen der jeweiligen Yukawa-Kopplung dar. Die Indizes i und j führen zur Summation über die drei Generationen der Teilchen, die Indizes a und b bezeichnen die jeweiligen $SU(2)$ -Felder.

Eine Übersicht über die gesamte SUSY-Lagrangedichte in Superfeldnotation ist in [16] zu finden, tiefergehende Informationen zum Superfeldformalismus in [12].

2.2.4 Schwache SUSY-Brechung

Wie bereits in Abschnitt 2.2.1 erwähnt, sind die jeweiligen postulierten SUSY-Partner zu den entsprechenden Standardmodellteilchen nicht entdeckt worden, sodass jene eine höhere Masse aufweisen müssen. Da dies innerhalb der bisher vorgestellten exakten Symmetrie nicht möglich ist, muss ein Weg gefunden werden, die SUSY-Theorie so zu erweitern, dass die supersymmetrischen Partnerteilchen eine große Masse besitzen. Dies kann analog zum Higgs-Mechanismus im Standardmodell (vgl. Abschnitt 2.1) durch spontane Symmetriebrechung erreicht werden.

Die wichtigsten Modelle nehmen hierfür an, dass die SUSY-Brechung in einem versteckten Sektor stattfindet, der nur schwach an den sichtbaren Sektor, die chiralen Supermultipletts des MSSMs, koppelt. Die Supersymmetriebrechung soll schließlich durch flavorblinde Wechselwirkungen vom versteckten Sektor auf den sichtbaren Sektor übertragen werden. Im MSSM wird dies durch die folgenden schwach SUSY-brechenden Terme realisiert [12]:

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L} = & \frac{1}{2} \left(M_1 \tilde{B}^0 \tilde{B}^0 + M_2 \tilde{W}^d \tilde{W}^d + M_3 \tilde{g}^e \tilde{g}^e \right) \\
 & + (m_{\tilde{Q}}^2)_{ij} \tilde{Q}_i^{a\dagger} \tilde{Q}_j^a + (m_{\tilde{u}}^2)_{ij} \tilde{u}_i^\dagger \tilde{u}_j + (m_{\tilde{d}}^2)_{ij} \tilde{d}_i^\dagger \tilde{d}_j \\
 & + (m_{\tilde{L}}^2)_{ij} \tilde{L}_i^{a\dagger} \tilde{L}_j^a + (m_{\tilde{e}}^2)_{ij} \tilde{e}_i^\dagger \tilde{e}_j \\
 & + m_{H_u}^2 H_u^{a\dagger} H_u^a + m_{H_d}^2 H_d^{a\dagger} H_d^a + \epsilon_{ab} (b_\mu H_d^a H_u^b + h.c.) \\
 & + \epsilon_{ab} \left((T_u)_{ij} H_u^b \tilde{Q}_i^a \tilde{u}_j + (T_d)_{ij} H_d^a \tilde{Q}_i^b \tilde{d}_j + (T_e)_{ij} H_d^a \tilde{L}_i^b \tilde{e}_j \right) \quad (2.39)
 \end{aligned}$$

Der Index d bezeichnet hierbei die drei Eichbosonen der $SU(2)_L$, der Index e die acht Vektorbosonen der $SU(3)_C$. Diese Terme sind so gewählt, dass keine neuen quadratischen Divergenzen eingeführt werden und somit eine gegenseitige Aufhebung der bosonischen und fermionischen Schleifenkorrekturen gewährleistet bleibt. Auf Grund dessen wird die SUSY-Brechung als „schwach“ bezeichnet. Damit die Theorie außerdem renormierbar bleibt, darf der SUSY-brechende Term lediglich Terme mit Felddimension kleiner als vier beinhalten.

2.2.5 mSUGRA und Benchmarkpunkte

Die bekanntesten Ansätze, die SUSY-Brechung von einem versteckten Sektor zu einem sichtbaren Sektor zu übermitteln, sind *anomaly-mediated SUSY breaking*

(*AMSB*) [17, 18], *gauge-mediated SUSY breaking GMSB* [19] sowie *minimal supergravity mSUGRA* [20, 21, 22]. Während die GMSB beispielsweise auf der Eichwechselwirkung und die AMSB auf der super-Weyl-Anomalie basiert, steht bei mSUGRA die Gravitation als Wechselwirkung im Vordergrund. Insgesamt werden durch die Erweiterung der Supersymmetrie durch die oben angeführten schwach SUSY brechenden Terme insgesamt 105 verschiedene neue Parameter eingeführt, die Massen, Mischungswinkel und Phasen beschreiben. In der *mSUGRA* werden diese an der GUT-Skala auf vier skalare Parameter $m_{1/2}, m_0^2, A_0, b_0$ bzw. $\tan \beta$ sowie das Vorzeichen von μ eingeschränkt. Diese werden als reell angenommen, da mit komplexen Parametern innerhalb der Theorie CP-Verletzung ermöglicht werden würden. Es gelten hierbei die folgenden Relationen:

$$\begin{aligned}
 M_1 &= M_2 = M_3 = m_{1/2} \\
 m_Q^2 &= m_{\bar{u}}^2 = m_{\bar{d}}^2 = m_{\bar{L}}^2 = m_{\bar{e}}^2 = m_0^2 \mathbf{1} \\
 m_{H_u}^2 &= m_{H_d}^2 = m_0^2 \\
 T_u &= A_0 y_u, \quad T_d = A_0 y_d, \quad T_e = A_0 y_e \\
 b_\mu &= b_0 \mu.
 \end{aligned} \tag{2.40}$$

Um im trotzdem noch großen Parameterraum des MSSMs vergleichbare Parameterstudien durchführen zu können, geben Benchmarkpunkte für die oben genannten SUSY-brechenden Mechanismen bestimmte Szenarien vor, die v.a. hinsichtlich der Phänomenologie von Interesse sind. Da die in der vorliegenden Arbeit angestrebte Analyse in Bezug auf das ATLAS-Experiment durchgeführt werden soll, wird auf die speziellen ATLAS-Benchmarkpunkte [23] zurückgegriffen, welche in Tabelle 2.4 zur Übersicht angegeben sind.

Punkt	m_0	$m_{1/2}$	A_0	$\tan(\beta)$	$\text{sgn}(\mu)$	Beschreibung
SU1	70 GeV	350 GeV	0	10	+	Coannihilation region where $\tilde{\chi}_1^0$ annihilate with near-degenerate \tilde{l} .
SU2	3550 GeV	300 GeV	0	10	+	Focus point region near the boundary where $\mu^2 < 0$. This is the only region in mSUGRA where the $\tilde{\chi}_1^0$ has a high higgsino component, thereby enhancing the annihilation cross-section for processes such as $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow WW$.
SU3	100 GeV	300 GeV	-300 GeV	6	+	Bulk region: LSP annihilation happens through the exchange of light sleptons.
SU4	200 GeV	160 GeV	-400 GeV	10	+	Low mass point close to Tevatron bound.
SU6	320 GeV	375 GeV	0	50	+	The funnel region where $2m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx m_A$. Since $\tan(\beta) \gg 1$, the width of the pseudoscalar Higgs boson A is large and τ decays dominate.
SU8.1	210 GeV	360 GeV	0	40	+	Variant of coannihilation region with $\tan(\beta) \gg 1$, so that only $m_{\tilde{\tau}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ is small.
SU9	300 GeV	425 GeV	20	20	+	Point in the bulk region with enhanced Higgs production.

Tabelle 2.4: mSUGRA Benchmarkpunkte am ATLAS-Experiment. [23]

3 Lepton-Flavor-Verletzung

Flavor-Verletzung bzw. Flavor-Mischung im Quarksektor ist bereits seit vielen Jahren bekannt und kann durch die Cabibbo-Kobayashi-Matrix innerhalb des Standardmodells formuliert und beschrieben werden [24, 25].

Mit der Entdeckung der Neutrino-Oszillationen – Neutrinos ändern ihren Flavor bei der Propagation zwischen Neutrino-Quelle und Detektor – muss eine Flavor-Mischung im Bereich der neutralen Leptonen existieren und die Neutrinos Masse besitzen. Da eine ähnliche Integration in das bestehende Standardmodell im Rahmen des vorgestellten Teilcheninhalts wie bei den Quarks durch die CKM-Matrix im Falle der Neutrinos theoretisch nicht möglich ist, gibt es an dieser Stelle Hinweise auf neue Physik jenseits des Standardmodells (*Physics beyond the Standard Model – BSM*) [26, 27]. Dementsprechend wird ebenso eine Flavor-Verletzung im Bereich der geladenen Leptonen, nach dem englischen „charged lepton-flavor violation“ auch als *cLFV* abgekürzt, von vielen Theorien vorhergesagt [28]. Jene ist allerdings bis zum heutigen Zeitpunkt experimentell noch nicht entdeckt worden, so dass ein Nachweis der *cLFV* und demzufolge eine generelle Lepton-Flavor-Verletzung in der Natur, von großem Interesse ist.

Im Folgenden soll ein Überblick über den aktuellen Stand der experimentellen sowie theoretischen Forschung im Rahmen der *cLFV* gegeben werden.

3.1 Überblick über den aktuellen Stand experimenteller Forschung

Die größte Forschungsaktivität im Bereich der Flavor-Verletzung des geladenen Lepton-Sektors findet zur Zeit bezüglich der seltenen τ - und μ -Zerfälle statt.

Vor allem die beiden B-Fabriken *Belle* und *BaBar* leisten mit der Suche nach den Lepton-Flavor-verletzenden τ -Zerfällen wie z.B. $\tau \rightarrow \mu\gamma$, $\tau \rightarrow e\gamma$ sowie $\tau \rightarrow \mu\eta$ ihren

Beitrag hierzu. Bis jetzt wurden diese Kanäle zwar von keinem der genannten Experimente entdeckt, aber dennoch konnte im Vergleich zu früheren Experimenten (z.B. CLEO) die oberen Grenzen (90% C.L.) um ungefähr eine Größenordnung verbessert werden. Insbesondere für BSM-Modelle wie die SUSY schränken diese Grenzen den Parameterbereich beispielsweise für große $\tan\beta$ sehr stark ein und sind daher für den Ausschluss bestimmter Szenarien von großem Interesse. Jedoch limitiert bereits der hohe irreduzible Hintergrund die Suchen. Eine künftige Super-B-Fabrik mit einer höheren Luminosität würde es erlauben mit den Verzweigungsverhältnissen (*branching ratio* – *BR*) bis in Bereiche von $10^{-9} - 10^{-10}$ vorzudringen [29]. Eine Übersicht zu den aktuellen Grenzen und denen, die in Zukunft möglich wären, gibt Tabelle 3.1.

Bisher nicht experimentell durch die τ -Zerfälle berücksichtigt werden konnten Kopplungen mit schweren Quarks, wie sie beispielsweise bei einer $\mu \rightarrow \tau$ -Konversion auftreten würden. Solche Bereiche könnten von einer Neutrino-Fabrik oder einem Myon-Collider abgedeckt werden. Im Falle einer $e \rightarrow \tau$ -Konversion vom *International Linear Collider* (ILC).[29]

Ebenso für BSM-Modelle von Bedeutung sind die oberen Grenzen des Lepton-Flavor-verletzenden Myon-Zerfalls $\mu \rightarrow e\gamma$ und der $\mu \rightarrow e$ -Konversion im Nukleus. Die aktuelle Grenze für den $\mu \rightarrow e\gamma$ -Kanal wird auf ein Verzweigungsverhältnis von 1.2×10^{-11} durch das *MEGA-Experiment* festgesetzt [30]. Das *MEG-Experiment*, welches am Paul-Scherrer Institut (PSI) in der Schweiz durchgeführt wird, soll zukünftig in den Bereich von 10^{-13} , nach Upgrades sogar bis 10^{-14} vordringen und die momentanen Grenzen um Größenordnungen verbessern.

Die bereits angedeutete $\mu \rightarrow e$ -Konversion wurde in den vergangenen Jahren am *SINDRUM-II-Experiment* am PSI untersucht und kann auf einem Coinfidence Niveau von 90% eine obere Grenze von 6.1×10^{-13} für das Verzweigungsverhältnis festlegen. Zukünftig soll auch diese durch die geplanten Experimente Mu2e am Fermilab bzw. COMET im J-parc auf $10^{-16} - 10^{-17}$ bzw. durch das PRISM/PRIME-Experiment auf $10^{-18} - 10^{-19}$ verbessert werden.[29]

Für den ebenfalls interessanten $\mu \rightarrow eee$ -Zerfall ist zur Zeit kein eigenes, experimentelles Programm zur Verbesserung der derzeitigen oberen Grenze von 1.0×10^{-12} [31] geplant.

Wie bereits angedeutet sind diese seltenen Lepton-Flavor-verletzenden Zerfälle auch für Experimente in höheren Energiebereichen von Bedeutung, da sie in den verschiedenen Szenarien der BSM-Modelle für starke Einschränkungen verantwortlich sind. Auch in der vorliegenden Arbeit spielen sie auf der Suche nach dem maximal möglichen Verzweigungsverhältnis für den Lepton-Flavor-verletzenden Zer-

Zerfall	Grenze (90% C.L.)	angestrebte Grenze	Experiment (künftig)
$\mu \rightarrow e\gamma$	$< 1.2 \times 10^{-11}$ [30]	$< 10^{-13}$	MEG am PSI
$\mu \rightarrow eee$	$< 1.0 \times 10^{-12}$ [31]	$< 10^{-13} - 10^{-14}$	—
$\mu N \rightarrow eN$ (in Au)	$< 7 \times 10^{-13}$ [32]	$< 10^{-16}$	Mu2e / COMET
$\mu N \rightarrow eN$ (in Ti)	$< 4.3 \times 10^{-12}$ [33]	$< 10^{-18}$	PRISM
$\tau \rightarrow e\gamma$	$< 1.1 \times 10^{-7}$ [34]	$< 10^{-9} - 10^{-10}$	super B Fabrik
$\tau \rightarrow eee$	3.5×10^{-7} [35]	$< 10^{-9} - 10^{-10}$	super B Fabrik
$\tau \rightarrow \mu\gamma$	$< 6.8 \times 10^{-8}$ [36]	$< 10^{-9} - 10^{-10}$	super B Fabrik
$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$	$< 2.0 \times 10^{-7}$ [35]	$< 10^{-9} - 10^{-10}$	super B Fabrik

Tabelle 3.1: Obere Grenzen der Lepton-Flavor-verletzenden Niederenergiezerfälle. Es werden sowohl die aktuellen Grenzen bei 90% C.L. angegeben, als auch zukünftig zu erreichende BR mit dem entsprechenden (geplanten) Experiment.

fall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ eine dominierende Rolle, da sie die Größe der möglichen Mischungen sehr stark einschränken. Hierbei sei vor allem auf Kapitel 5 verwiesen, bei der die notwendigen Parameterscans in Abhängigkeit der Niederenergiezerfälle betrachtet werden.

3.2 Überblick über theoretische Modelle zur LFV

Im Anschluss an die Übersicht über den aktuellen Stand der experimentellen Forschung soll ein Überblick gegeben werden, in wie weit die bisherigen vorgestellten theoretischen Konzepte die Flavor-Verletzung der geladenen Leptonen ausschließen bzw. wie entsprechende Erweiterungen diese auf unterschiedliche Art und Weise ermöglichen können. Hierzu sei vor allem auf [37] verwiesen.

Im Standardmodell werden die sogenannten *flavor changing neutral currents* (FCNC) – Flavor ändernden neutrale Ströme – durch kleine Quark- bzw. Lepton-Massen bzw. kleine Mischungswinkel durch den GIM-Mechanismus unterdrückt [38]. Dies muss aber nicht automatisch auch für die Modelle jenseits des Standardmodells gelten.

Beispielsweise stellen die SUSY-brechenden Terme eine neue Quelle für Flavor-Verletzung dar, da sowohl Squark- als auch Sleptonmassen-Matrizen nicht notwendigerweise gleichzeitig mit denen der Quarks und Leptonen diagonal sein müssen. Der bereits eingeführte Niederenergiezerfall $\mu \rightarrow e\gamma$, der in der SUSY durch Einschleifen-Diagramme erzeugt wird, ist ein Beispiel hierfür. Das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall innerhalb der Supersymmetrie lässt sich wie folgt angeben [37]:

$$\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) \sim \frac{\alpha}{4\pi} \left(\frac{m_W}{m_{SUSY}} \right)^4 \sin^2 \theta_{\tilde{e}\tilde{\mu}} \left(\frac{\Delta m_{\tilde{l}}^2}{m_{SUSY}^2} \right)^2. \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnet m_{SUSY} die SUSY-Brechungsskala, $\sin^2 \theta_{\tilde{e}\tilde{\mu}}$ den Slepton-Mischungswinkel und $\Delta m_{\tilde{l}}^2$ die Slepton-Massendifferenz $m_{\tilde{\mu}}^2 - m_{\tilde{e}}^2$. Um die entsprechende Unterdrückung des Verzweigungsverhältnisses bis unter die experimentellen Grenzen zu realisieren, können drei Möglichkeiten verfolgt werden.

Zum einen ist die sogenannte *universal scalar mass hypothesis* zu nennen. Innerhalb dieser gliedern sich die bereits vorgestellten SUSY-brechenden Ansätze wie zum Beispiel AMSB, GMSB und mSUGRA ein. Durch die Entartung der Squark- und Slepton-Massen gleicher Quantenzahlen erfolgt auf Grund von $\Delta m_{\tilde{l}}^2 \ll m_{SUSY}^2$ die experimentell nachgewiesene Unterdrückung des BR von $\mu \rightarrow e\gamma$. Die *alignment hypothesis* fordert dagegen, dass durch bestimmte Flavor-Symmetrien bzw. Mechanismen die Squark- und Slepton-Massenmatrizen in derselben Basis wie ihre Superpartner diagonalisiert werden können [39] und durch $\sin^2 \theta_{\tilde{e}\tilde{\mu}} \ll 1$ die Unterdrückung des niederenergetischen Zerfalls folgt. Die dritte Möglichkeit stellt schließlich die *decoupling hypothesis* ($m_W \ll m_{SUSY}$) dar. Hierbei werden die Massen der Squarks und Slep-tonen in der ersten und zweiten Generation als so schwer angenommen, dass in diesen die Flavor-Verletzung unterdrückt wird [40].

Innerhalb der *universal scalar mass hypothesis* können Lepton-Flavor-verletzende Slepton-Massenterme unterhalb der SUSY-Brechungs-Skala durch Strahlungskorrekturen eingeführt werden und werden nicht unterdrückt. Interessante Modelle sind hierbei vor allem der *seesaw*-Mechanismus bzw. *Grand Unified Theories (GUT)*, bei denen LFV-Yukawa-Wechselwirkungen eingeführt werden. Wenn die SUSY-Brechungsskala schließlich über der rechtshändigen Neutrino-Massenskala bzw. der GUT-Skala liegt, werden große LFV-Prozesse vorhergesagt. Eine breite Zusammenstellung über die aktuellen Studien sind in [28] zu finden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird dagegen kein spezielles Modell, sondern eine modellunabhängige Herangehensweise gewählt, um eine Abschätzung für das Entdeckungs-

potential des hochenergetischen Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau^\pm \mu^\mp$ am ATLAS-Experiment zu erhalten. Um dem jedoch eine vergleichbare Ausgangslage zu Grunde zu legen, dienen der durchgeführten Studie die ATLAS-Benchmarkpunkte des mSUGRA-Modells als Anhaltspunkt. Die Realisierung der Lepton-Flavor-Verletzung wird schließlich durch offdiagonale Terme der entsprechenden Massenmatrizen unter Berücksichtigung der engen Grenzen der seltenen niederenergetischen Zerfälle eingeführt.

Im Folgenden sollen daher die Massen- bzw. Mischungsmatrizen des relevanten SUSY-Teilcheninhalts angeführt werden, um am Ende des Kapitels das konkrete Ziel dieser Arbeit zu formulieren.

3.3 Slepton- und Neutralino-Mischung

3.3.1 Mischung geladener Slep-tonen

Jedes Skalar innerhalb des SUSY-erweiterten Standardmodells kann auf Grund der schwachen SUSY-Brechung (Abschnitt 2.2.4) mit einem weiteren Skalar bei gleicher Ladung und Farb-Quantenzahl mischen.

Durch das (S)lepton-Superpotential

$$\mathcal{W}_E = \epsilon_{ab} (y_e)_{ij} \hat{H}_d^a \hat{L}_i^{b0} \hat{e}_j^0 \quad (3.2)$$

wird bei elektroschwacher Symmetriebrechung eine 3×3 Yukawa-Kopplungs-Matrix definiert. Die Wechselwirkungseigenzustände e_L^0, e_R^0 der geladenen Leptonen transformieren durch eine Rotation

$$e_L^0 = V_e e_L \quad \text{bzw.} \quad e_R^0 = U_e e_R \quad (3.3)$$

in ihre jeweiligen Masseneigenzustände e_L, e_R . Dementsprechend ergibt sich die diagonalisierte Yukawa-Matrix für geladene Leptonen zu

$$(Y_e)_{ii} = (U_e^\dagger y_e^T V_e)_{ii} = \sqrt{2} \frac{m_{ei}}{v_d}. \quad (3.4)$$

Werden die Eigenzustände der Sleptonen nun in gleicher Weise wie ihre Superpartner rotiert, erhält man die super-PMNS-Basis, die durch

$$\mathcal{L}_{\tilde{e}} = -\Upsilon_{\tilde{e}}^\dagger \mathcal{M}_{\tilde{e}}^2 \Upsilon_{\tilde{e}} \quad (3.5)$$

mit $\Upsilon_{\tilde{e}} = (\tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L, \tilde{\tau}_L, \tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R)^T$ beschrieben wird. Die 6×6 -Matrix $\mathcal{M}_{\tilde{e}}^2$ kann wie folgt durch die 3×3 -Matrizen m_L^2 , m_R^2 und m_{LR}^2 dargestellt werden:

$$\mathcal{M}_{\tilde{e}}^2 = \begin{pmatrix} m_L^2 & m_{LR}^2{}^T \\ m_{LR}^2 & m_R^2 \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Die 3×3 -Matrixelemente von $\mathcal{M}_{\tilde{e}}^2$ setzen sich gemäß

$$m_L^2 = V_e^\dagger m_{\tilde{L}}^2 V_e + m_e^2 + m_Z^2 [T_{\tilde{e}L}^3 - Q_{\tilde{e}} \sin^2(\theta_W)] \cos(2\beta) \mathbf{1} \quad (3.7a)$$

$$m_R^2 = U_e^\dagger m_{\tilde{e}}^2{}^T U_e + m_e^2 + m_Z^2 Q_{\tilde{e}} \sin^2(\theta_W) \cos(2\beta) \mathbf{1} \quad (3.7b)$$

$$m_{LR}^2 = \frac{v_d}{\sqrt{2}} U_e^\dagger T_e^T V_e - \mu m_e \tan(\beta) \quad (3.7c)$$

zusammen.

Die Massenmatrizen $m_{\tilde{L}}^2$ und $m_{\tilde{e}}^2$ sowie die trilineare Kopplung T_e , jeweils in der Wechselwirkungsdarstellung, haben ihren Ursprung im schwach SUSY-brechenden Lagrangian (Gl. (2.39)). Der zur Masse des Z-Bosons m_Z proportionale Term in der m_{LR}^2 -Matrix wird durch die sogenannten D-Terme (vgl. Gl. (2.29)) hervorgerufen. Während $T_{\tilde{e}L}^3$ die dritte Komponente des schwachen Isospins und $Q_{\tilde{e}}$ die elektrische Ladung des zugehörigen Supermultipletts bezeichnet, steht θ_W für den Weinbergwinkel. Die weiteren Terme, die eine Proportionalität zu m_e bzw. m_e^2 aufweisen, stammen dagegen aus dem Superpotential (2.38). [41]

Im Allgemeinen ist so eine Mischung zwischen unterschiedlichen Generationen möglich. Zur Diagonalisierung der Massenmatrix $\mathcal{M}_{\tilde{e}}^2$ dient die reelle 6×6 -Matrix U mit den Eigenwerten $m_{\tilde{e}_s}^2$ mit $s = 1 \dots 6$:

$$U \mathcal{M}_{\tilde{e}}^2 U^T = \text{diag}(m_{\tilde{e}_1}^2, m_{\tilde{e}_2}^2, m_{\tilde{e}_3}^2, m_{\tilde{e}_4}^2, m_{\tilde{e}_5}^2, m_{\tilde{e}_6}^2). \quad (3.8)$$

Die entsprechenden Masseneigenzustände der geladenen Sleptonen \tilde{f} ergeben sich schließlich zu [42]

$$\tilde{f}_s = U_{s,i} \tilde{f}_{iL} + U_{s,i+3} \tilde{f}_{iR} \quad i = 1 \dots 3 \quad (3.9)$$

bzw. vice versa

$$\tilde{f}_{iL} = U_{is}^T \tilde{f}_s = U_{si} \tilde{f}_s \quad (3.10)$$

$$\tilde{f}_{iR} = U_{i+3,s}^T \tilde{f}_s = U_{s,i+3} \tilde{f}_s \quad (3.11)$$

mit $i = 1 \dots 3$ bzw. $s = 1 \dots 6$.

3.3.2 Neutralinos

Zur Vollständigkeit sollen an dieser Stelle auch die Masseneigenzustände der neutralen Higgsinos $\tilde{h}_d^0, \tilde{h}_u^0$ und Gauginos $\tilde{\lambda}', \tilde{\lambda}^3$ betrachtet werden, deren Mischungen bzw. Masseneigenzustände als *Neutralinos* χ_i ($i = 1 \dots 4$) bezeichnet werden.

In der Eigeigenzustands-Basis $\Psi = (\lambda', \lambda^3, \tilde{h}_d^0, \tilde{h}_u^0)$ ist die Massenmatrix als

$$\mathcal{L} - \frac{1}{2} \Psi^T \mathcal{M}_N \Psi + \text{h.c.} \quad (3.12)$$

definiert und ergibt sich zu

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin \theta_W \cos \beta & m_Z \sin \theta_W \sin \beta \\ 0 & M_2 & m_Z \cos \theta_W \cos \beta & -m_Z \sin \theta_W \sin \beta \\ -m_Z \sin \theta_W \cos \beta & m_Z \cos \theta_W \cos \beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin \theta_W \sin \beta & -m_Z \sin \theta_W \sin \beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.13)$$

Hierbei bezeichnen die Diagonalelemente M_1 bzw. M_2 die im schwach SUSY-brechenden Lagrangian (2.39) auftretenden Massenterme für die Binos und Winos. Die offdiagonalen Terme proportional zur Z-Masse m_Z stammen von den Termen $-\sqrt{2}g_a(\phi_i^* T^a \psi_i)\lambda^a - \sqrt{2}g_a \lambda^{\dagger a}(\psi_i^\dagger T^a \phi_i)$ der Wechselwirkung von Higgs, Higgsino und Gaugino (2.29). Wird als Beispiel die Mischung zwischen einem Higgsino \tilde{h}_u und einem Wino λ^3 betrachtet, so ergibt sich folgender Ausdruck

$$-\sqrt{2}g(h_u^{+\dagger} h_u^{0\dagger}) \frac{\tau^3}{2} \begin{pmatrix} \tilde{h}_u^+ \\ \tilde{h}_u^{0\dagger} \end{pmatrix} \lambda^3 + \text{h.c.} \quad (3.14)$$

Durch die elektroschwache Symmetriebrechung bekommen die Higgs-Skalare einen Vakuumerwartungswert v_u bzw. v_d , so dass durch geeignete Umformung Terme

wie

$$-m_z \cos \theta_W \sin \beta (\tilde{h}_u^0 \cdot \lambda^3 + \lambda^3 \cdot \tilde{h}_u^0) \quad (3.15)$$

erzeugt werden, was eine Mischung der Matrixelemente (2,4) sowie (4,2) zur Folge hat.

Analog hierzu kommen auch die weiteren offdiagonalen Elemente proportional zu m_Z zu Stande. Eine weitere Mischung wird durch den SUSY-invarianten μ -Term (vgl. (2.18)) hervorgerufen [43].

Die Masseneigenzustände ergeben sich schließlich gemäß

$$\chi_l^0 = N_{lj} \Psi_j \quad l, j = 1, \dots, 4, \quad (3.16)$$

wobei N eine unitäre Matrix mit

$$N^* \mathcal{M}_N N^{-1} = \text{diag}(m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{\chi}_3^0}, m_{\tilde{\chi}_4^0}) \quad (3.17)$$

darstellt. Die entsprechenden vierkomponentigen Masseneigenzustände stellen die Neutralinos – Majorana-Fermionen – dar, welche sich aus den zweikomponentigen Weyl-Spinoren $\tilde{\chi}_i^0$ zu

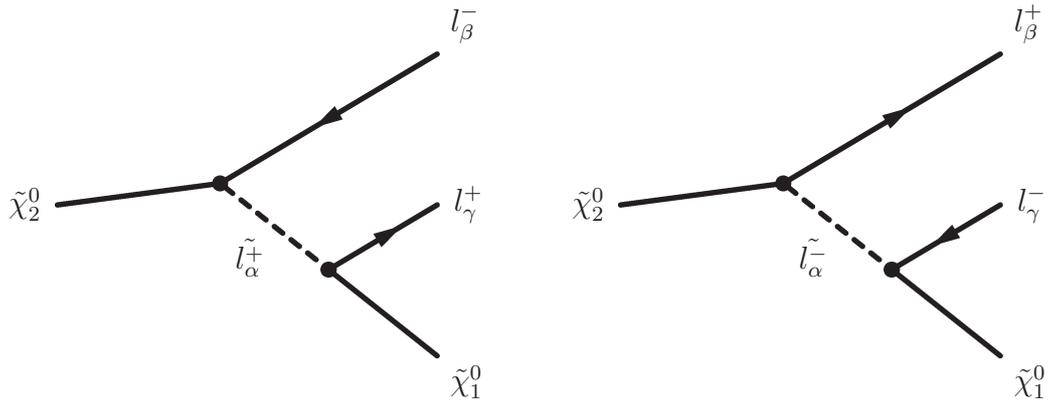
$$\tilde{\chi}_i^0 = \begin{pmatrix} \chi_i^0 \\ \bar{\chi}_i^{0\dagger} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

ergeben.

3.4 Ziel der vorliegenden Arbeit

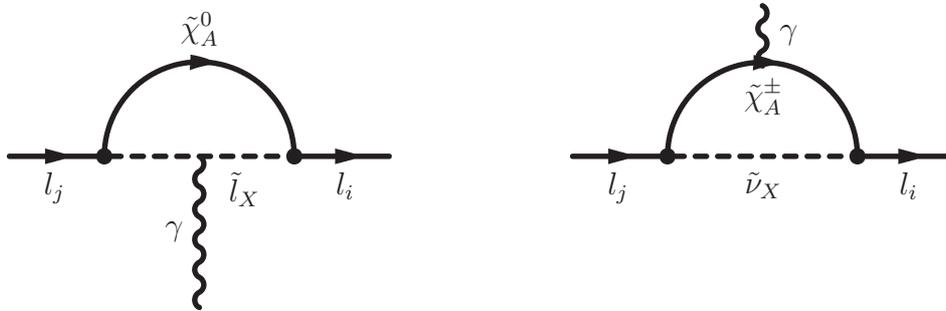
Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, das Entdeckungspotential des Lepton-Flavor-verletzenden Dreikörperzerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm \tau^\mp$ am ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider zu bestimmen.

Hierzu wurde eine modellunabhängige Herangehensweise gewählt, die sich an den ATLAS-spezifischen mSUGRA-Benchmarkpunkten orientiert. Betrachtet man die Übersicht über die möglichen Punkte (vgl. Tabelle 2.4) und ihr jeweiliges Massenspektrum (siehe Anhang A), so erweisen sich v.a. die Punkte SU3 und SU4 als sehr interessant. Für den zu untersuchenden Dreikörperzerfall ist insbesondere der ATLAS-Benchmarkpunkt SU4 auf Grund der niedrigeren $\tilde{\chi}_2^0$ -Masse und den etwas


 Abbildung 3.1: Feynmandiagramm des Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$.

höheren Slepton-Massen prädestiniert.

Ausgehend von den Teilchenmassen an einem solchen Benchmarkpunkt, wurden die entsprechenden schwach SUSY-brechenden Slepton-Massen bzw. die trilinearen Kopplungen einzeln oder paarweise variiert, um eine Lepton-Flavor-Verletzung zu erzeugen. Auf der Suche nach dem größten Verzweigungsverhältnis für den im Interesse stehenden Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau^\pm \mu^\mp$, stellt vor allem der entsprechende seltene Niederenergiezerfall $\tau \rightarrow \mu \gamma$ auf Grund der wie in Abschnitt 3.1 aufgeführten, bereits ausgeschlossenen Bereiche eine massive Randbedingung dar.


 Abbildung 3.2: Feynmandiagramm für den seltenen Niederenergiezerfall $\tau \rightarrow \mu \gamma$.

Im weiteren Verlauf der Arbeit soll zunächst die Zerfallsbreite für den zu betrachtenden Lepton-Flavor-verletzenden Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ theoretisch berechnet werden. Im Anschluss daran werden die mit SPheno [44] durchgeführten Parameterscans vorgestellt, die zur Aufgabe haben unter Berücksichtigung der entsprechenden ausgeschlossenen Bereiche durch die Niederenergiezerfälle bei modellunabhängiger Variation entsprechender Einträge der Slepton-Mischungsmatrix das jeweils maximal mögliche Verzweigungsverhältnis zu ermitteln.

Das Ergebnis wird schließlich zur Simulation der entsprechenden Events im ATLAS-

Experiment verwendet. Hierauf wird nach einer Einführung in das Experiment und das entsprechende Software-Framework eingegangen und die generierten Events letztlich zum Ziele der Abschätzung des Entdeckungspotentials am ATLAS-Experiment analysiert.

4 Zerfallsbreite des Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$

4.1 Nomenklatur und Konventionen

Lagrangedichten können in unterschiedlichen Darstellungen formuliert werden. Sehr häufig wird hierzu die vierkomponentige Dirac-Darstellung herangezogen. In der Supersymmetrie ist es ebenso üblich, die zweikomponentige Weyl-Darstellung zur Beschreibung zu verwenden. So besteht der kleinste Baustein der Supersymmetrie aus einem chiralen Supermultiplett, welches aus einem Skalar und einem einzelnen Weyl-Fermion besteht.

Bezeichnet ψ einen beliebigen Dirac-Spinor, so gilt die Relation

$$\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_0. \tag{4.1}$$

In der Weyl-Darstellung setzt sich der vierkomponentige Dirac-Spinor ψ jeweils aus zwei zweikomponentigen Weyl-Spinoren zusammen:

$$\psi = \begin{pmatrix} \xi \\ \eta^\dagger \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \bar{\psi} = \begin{pmatrix} \eta \\ \xi^\dagger \end{pmatrix}^T, \tag{4.2}$$

wobei ξ bzw. η die (linkshändigen) Weyl-Spinoren darstellen. Auf die ausführlichere Punktschreibweise wird zur besseren Übersicht verzichtet. An dieser Stelle sei aber auf [12] sowie [45] als weiterführende Quellen verwiesen.

Werden die in der Weyl-Darstellung wie folgt definierten chiralen Projektionsoperatoren

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \quad \text{bzw.} \quad P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \quad (4.3)$$

auf die Dirac-Spinoren angewendet

$$\psi_L = P_L \psi = \begin{pmatrix} \xi \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \psi_R = P_R \psi = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta^\dagger \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

so wird sehr schnell deutlich, dass die Dirac-Spinoren aus jeweils einem linkshändigen Weyl-Spinor ξ sowie einem rechtshändigen Weyl-Spinor η^\dagger bestehen. Am Beispiel des eingeführten Weyl-Spinors η wird deutlich, dass durch hermitesche Konjugation ein linkshändiger Weyl-Spinor in einen rechtshändigen transformiert werden kann, was auch umgekehrt gilt.

Mit Hilfe der eingeführten Notation kann schließlich der Teilcheninhalt des Standardmodells aus Tabelle 2.2 dargestellt werden. So besteht ein Dirac-Spinor jeweils aus dem entsprechenden linkshändigen Weyl-Spinor des zu beschreibenden Feldes sowie dem hermitesch konjugierten linkshändigen Weyl-Spinor des entsprechenden Antiteilchens:

$$f^D = \begin{pmatrix} f_L \\ f_L^{c\dagger} \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

Analog gilt für den Dirac-Spinor eines Anti-Fermions:

$$(f^c)^D = \begin{pmatrix} f_L^c \\ f_L^\dagger \end{pmatrix}. \quad (4.6)$$

Die Dirac-Spinoren eines Elektrons bzw. Positrons ergeben sich daher beispielweise zu:

$$e^- = \begin{pmatrix} e_L^- \\ (e^+)^\dagger_L \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad e^+ = \begin{pmatrix} e_L^+ \\ (e^-)^\dagger_L \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Neutralinos haben dagegen als Majorana-Fermionen die Eigenschaft, dass sie selbst ihre eigenen Antiteilchen darstellen. Für ein Majorana-Feld ψ_M gilt somit die Beziehung

$$\psi_M = \psi_M^c \equiv C \bar{\psi}_M^T \quad (4.8)$$

mit der Ladungskonjugationsmatrix C , für die die folgenden Eigenschaften gilt [46]:

$$C^\dagger = C^{-1} \quad (4.9a)$$

$$C^T = -C \quad (4.9b)$$

$$C^{-1} \Gamma_i C = \eta_i \Gamma_i^T \quad \text{für} \quad \Gamma_i = 1, i\gamma_5, \gamma_\mu \gamma_5, \gamma_\mu, \sigma_{\mu,\nu} = \frac{1}{2}i[\gamma_\mu, \gamma_\nu], \quad (4.9c)$$

wobei $\eta_i = +1$ für Γ_i mit $i = 1 \dots 6$ und $\eta_i = -1$ dementsprechend für $i = 7 \dots 10$ gilt.

Die Majorana-Spinoren lassen sich ebenso mit Hilfe der Weyl-Spinoren ausdrücken, analog zu Gleichung (4.5) gilt für diese allerdings

$$f^M = \begin{pmatrix} f_L \\ f_L^\dagger \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

Die Neutralinos als Majorana-Fermionen ergeben sich somit beispielsweise zu:

$$\tilde{\chi}_i^0 = \begin{pmatrix} \chi_{iL}^0 \\ (\chi_{iL}^0)^\dagger \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird sowohl die Weyl- als auch die Dirac-Schreibweise verwendet. Während im ersten Teil zur Herleitung der Lagrangedichte mit Hilfe des Superpotentials auf die Weyl-Notation zurückgegriffen wird, stellt die Dirac-Notation bei der Berechnung der Zerfallsbreite die bevorzugte Schreibweise dar.

4.2 Feynmanregeln

Um die Zerfallsbreite des Lepton-Flavor-verletzenden Dreikörperzerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ zu berechnen, muss zunächst die entsprechende Lagrangedichte aufgestellt werden. Sowohl die Gaugino-Sfermion-Fermion-Wechselwirkung als auch die Higgsino-Sfermion-Fermion-Wechselwirkung aus Gl. (2.29) gehen in die Lagrangedichte der Lepton-Slepton-Neutralino-Wechselwirkung ein, sodass die zur Beschreibung der Wechselwirkungen notwendigen Terme sich wie folgt ergeben:

$$\mathcal{L}_{WW} = -\frac{1}{2} [W^{ij} \psi_i \psi_j + W_{ij}^* \psi^\dagger_i \psi^\dagger_j] - \sqrt{2} g_a [(\phi_i^* T^a \psi_i) \lambda^a + \lambda^{\dagger a} (\psi_i^\dagger T^a \phi_i)]. \quad (4.12)$$

Mit den Definitionen aus dem vorherigen Abschnitt sowie mit Gl. (2.19) ergibt sich die Lagrangedichte in Weyl-Schreibweise im Falle der Lepton-Slepton-Neutralino-Wechselwirkung zu

$$\mathcal{L}_{f\tilde{f}\tilde{\chi}^0} = -\frac{1}{2} y_{ij} [h_d^0 f_{iL} \tilde{f}_{jR}^* + h_d^0 f_{jL}^c \tilde{f}_{iL}] - \frac{1}{2} y_{ij}^* [h_d^{0\dagger} f_{iL}^\dagger \tilde{f}_{jR} + h_d^{0\dagger} f_{jL}^{c\dagger} \tilde{f}_{iL}^*] \quad (4.13a)$$

$$- \sqrt{2} g' [\lambda^{\dagger} f_{iL}^\dagger T_{ij}' \tilde{f}_{jL} + \tilde{f}_{iL}^* T_{ij}' f_{jL} \lambda' + \lambda^{\dagger} f_{iL}^{c\dagger} T_{ij}' \tilde{f}_{jR}^* + \tilde{f}_{iR} T_{ij}' f_{jL}^c \lambda'] \quad (4.13b)$$

$$- \sqrt{2} g [\lambda^{3\dagger} f_{iL}^\dagger T_{ij}^3 \tilde{f}_{jL} + \tilde{f}_{iL}^* T_{ij}^3 f_{jL} \lambda^3 + \lambda^{3\dagger} f_{iL}^{c\dagger} T_{ij}^3 \tilde{f}_{jR}^* + \tilde{f}_{iR} T_{ij}^3 f_{jL}^c \lambda^3]. \quad (4.13c)$$

Anzumerken ist, dass während der nachfolgenden Rechnung mit f bzw. \tilde{f} lediglich geladene Leptonen bzw. ihre Superpartner bezeichnet werden. Mit der Bezeichnung

$$g' = g \tan \theta_W \quad (4.14)$$

zwischen den Kopplungskonstanten der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung g und g' , lässt sich die gesamte Lagrangedichte in Abhängigkeit der schwachen Wechselwirkungskonstante g ausdrücken. T^3 bzw. T' bezeichnen hierbei die Generatoren der entsprechenden Wechselwirkung. Mit T_{3L}^f als dritte Komponente des links-chiralen schwachen Isospins des jeweiligen Fermions f , der Hyperladung Y_f und der elektromagnetische Ladung Q_f kann T' wie folgt ausgedrückt werden:

$$T' = \frac{Y_f}{2} = Q_f - T_{3L}^f. \quad (4.15)$$

Die Yukawa-Kopplungen y_{ij} mit dem entsprechenden Higgs-Erwartungswert v_d können durch

$$y_{ij} = \frac{\sqrt{2}}{v_d} m_{f_i} \delta_{ij} \quad (4.16)$$

ausgedrückt werden. Durch das Verhältnis der Higgserwartungswerte

$$v_u = v_d \tan \beta \quad (4.17)$$

sowie der W-Masse

$$m_W = \frac{1}{2} g \sqrt{v_u^2 + v_d^2} \quad (4.18)$$

ergibt sich mit Hilfe von trigonometrischen Umformungen für die Yukawa-Kopplung folgender Ausdruck:

$$y_{ij} = \frac{g}{\sqrt{2}m_W \cos \beta} m_{f_i} \delta_{ij}. \quad (4.19)$$

Nun kann die Lagrangedichte unter Berücksichtigung der Gleichungen (4.14), (4.15) und (4.19) gemäß Abschnitt 3.3 in den vierkomponentigen Masseneigenzuständen der Neutralinos $\tilde{\chi}_l^0$ dargestellt werden. Die letzten beiden Terme von Gl. (4.13c) tragen auf Grund von $T_{3L}^f = 0$ für das Singlett der geladenen Leptonen nicht bei:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{f\tilde{f}\tilde{\chi}^0} = & -\sqrt{2}g\tilde{\chi}_l^0 \left[\tilde{f}_{iL}^* \left(N_{l2}^* T_{3L}^f + N_{l1}^* \tan \theta_W (Q_f - T_{3L}^f) P_L \right) + \tilde{f}_{iR}^* N_{l1} \tan \theta_W Q_f P_R \right. \\ & \left. - \frac{g}{\sqrt{2}m_W \cos \beta} \left(m_{f_i} \tilde{f}_{iR}^* N_{l3}^* P_L + m_{f_i} \tilde{f}_{iL}^* N_{l3} P_R \right) \right] f_i + \text{h.c.} \quad . \end{aligned} \quad (4.20)$$

Werden die Sleptonen ebenso in ihre Masseneigenzustände gemäß Gl. (3.10) überführt, erhält man folgende Lagrangedichte

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{f\tilde{f}\tilde{\chi}^0} = & -\sqrt{2}g\tilde{\chi}_l^0 \left[U_{is} \left(N_{l2}^* T_{3L}^f + N_{l1}^* \tan \theta_W (Q_f - T_{3L}^f) P_L \right) + U_{i+3s} N_{l1} \tan \theta_W Q_f P_R \right. \\ & \left. - \frac{gm_{f_i}}{\sqrt{2}m_W \cos \beta} \left(U_{i+3s} N_{l3}^* P_L + U_{is} N_{l3} P_R \right) \right] \tilde{f}_s^* f_i + \text{h.c.} \quad . \end{aligned} \quad (4.21)$$

Führt man zudem die Abkürzungen

$$G_{isl}^L = -\sqrt{2}g \left(N_{l2}^* T_{3L}^f + N_{l1}^* \tan \theta_W (Q_f - T_{3L}^f) \right) U_{is} - \frac{gm_{f_i}}{\sqrt{2}m_W \cos \beta} N_{l3}^* U_{i+3s} \quad (4.22a)$$

$$G_{isl}^R = -\sqrt{2}g N_{l1} \tan \theta_W Q_f U_{i+3s} - \frac{gm_{f_i}}{\sqrt{2}m_W \cos \beta} U_{is} N_{l3} \quad (4.22b)$$

ein, so lassen sich die benötigten Feynmanvertizes sehr übersichtlich darstellen:

$$(a) \quad i [G_{isl}^L P_L + G_{isl}^R P_R] \quad (4.23)$$

$$(b) \quad i [(G_{isl}^L)^* P_R + (G_{isl}^R)^* P_L] \quad (4.24)$$

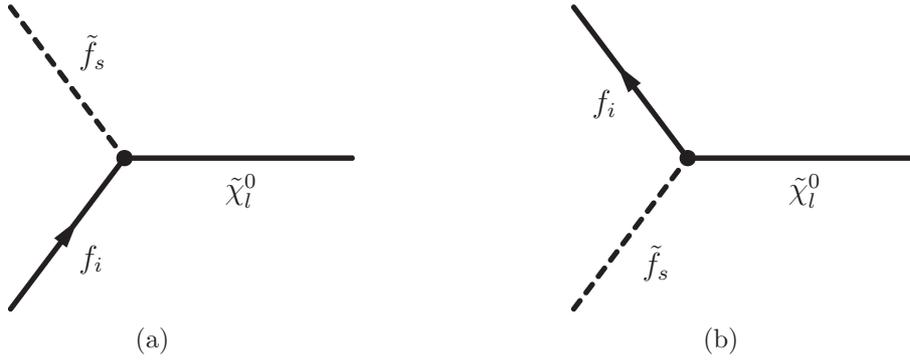


Abbildung 4.1: Lepton-Slepton-Neutralino-Wechselwirkungs-Feynmanvertizes.

Die berechneten Feynmanvertizes lassen sich durch die Literatur [12, 42] bestätigen.

4.3 Das Betragsquadrat der Feynmanamplitude \mathcal{M}

4.3.1 Einführendes und Definitionen

Zur Berechnung der Zerfallsbreite kann folgender Ausdruck der differentiellen Zerfallsbreite herangezogen werden [47]:

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4 |M|^2}{2m_i} \cdot \delta^{(4)} \left(p_i - \sum_j p_j \right) \prod_j \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E_j}, \quad (4.25)$$

wobei m_i die Masse des zerfallenden Teilchens mit Impuls p_i bezeichnet. Die Impulse der Zerfallsprodukte werden dagegen p_j , der jeweilige Energiewert E_j benannt. $|M|^2$

stellt die Spinsumme über das Betragsquadrat der Übergangsamplitude $|\mathcal{M}|^2$ dar. Im Rahmen des Dreikörperzerfalls gilt daher folgende Beziehung:

$$|M|^2 = \frac{1}{2} \sum_{Spins} |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{2} \sum_{Spins} \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \quad (4.26)$$

Diese ergibt sich aus der Mittelwertbildung über die Spins im Anfangszustand sowie der einfachen Summation über die Spins der drei Endzustände.

Im Folgenden soll zunächst das Betragsquadrat $|M|^2$ berechnet werden, um schließlich die Zerfallsbreite des Dreikörperzerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ zu bestimmen.

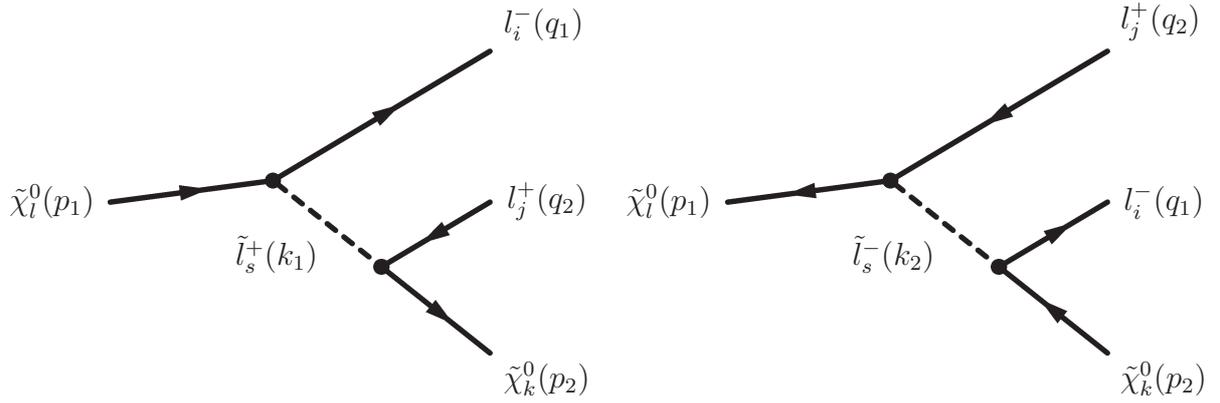


Abbildung 4.2: Feynmandiagramme des u- und t-Kanals des Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ mit den in der Rechnung verwendeten Bezeichnungen.

In der nachfolgenden Rechnung wird ein einlaufendes bzw. auslaufendes Teilchen mit u bzw. \bar{u} bezeichnet, während die einlaufenden bzw. auslaufenden Antiteilchen \bar{v} bzw. v benannt werden. Für die Neutralinos als Majorana-Spinoren gibt es dagegen keine Unterscheidung zwischen Teilchen und Antiteilchen. Zur Berechnung wird hier jedoch ein ähnlicher Formalismus gewählt [46]. Nach freier Wahl der Pfeilrichtung einer Majorana-Fermionlinie, wird ein einlaufendes Neutralino mit u bezeichnet, wenn der Pfeil in die selbe Richtung zeigt, weist er in die entgegengesetzte Richtung dagegen mit \bar{v} . Analoges gilt für ein auslaufendes Majorana-Fermion: Bei gleicher Richtung von Pfeil und auslaufendem Teilchen wird ein \bar{u} für die Bezeichnung ver-

wendet, ansonsten ein v . Die Wahl der Pfeilrichtung für die Neutralinos ist in Abb. 4.2 dargestellt.

Mit diesen Konventionen ergibt sich die Spinsumme des Betragsquadrats der Übergangsamplitude mit dem skalaren Propagator

$$i\Delta_F = \frac{i}{p^2 - m^2 + i\varepsilon} \quad (4.27)$$

zu:

$$\begin{aligned}
 |M|^2 = & \frac{1}{2} \sum_{\text{Spins}} \cdot \\
 & \left\{ \sum_{s=1}^6 \left[\bar{u}_i(q_1) i \left((G_{isl}^L)^* P_R + (G_{isl}^R)^* P_L \right) u_l(p_1) \frac{i}{k_1^2 - m_s^2 + i\varepsilon} \bar{u}_k(p_2) i \left(G_{j sk}^L P_L + G_{j sk}^R P_R \right) v_j(q_2) \right. \right. \\
 & \left. \left. - \bar{v}_l(p_1) i \left(G_{j sl}^L P_L + G_{j sl}^R P_R \right) v_j(q_2) \frac{i}{k_2^2 - m_s^2 + i\varepsilon} \bar{u}_i(q_1) i \left((G_{isk}^L)^* P_R + (G_{isk}^R)^* P_L \right) v_k(p_2) \right] \right\} \\
 & \left\{ \sum_{r=1}^6 \left[\bar{v}_j(q_2) i \left((G_{jrk}^L)^* P_R + (G_{jrk}^R)^* P_L \right) u_k(p_2) \frac{-i}{k_1^2 - m_r^2 - i\varepsilon} \bar{u}_l(p_1) i \left(G_{irl}^L P_L + G_{irl}^R P_R \right) u_i(q_1) \right. \right. \\
 & \left. \left. - \bar{v}_k(p_2) i \left(G_{irk}^L P_L + G_{irk}^R P_R \right) u_i(q_1) \frac{-i}{k_2^2 - m_r^2 - i\varepsilon} \bar{v}_j(q_2) i \left((G_{jrl}^L)^* P_R + (G_{jrl}^R)^* P_L \right) v_l(p_1) \right] \right\}. \quad (4.28)
 \end{aligned}$$

Zu erwähnen ist das relative Minuszeichen, welches gemäß der Feynmanregeln zu wählen ist.

Um im weiteren Verlauf die Rechnung übersichtlicher darstellen zu können, wird eine abkürzende Schreibweise eingeführt. Die in (4.28) auftretenden Kopplungen $G_{xyz}^{L/R}$ werden gemäß

$$\begin{aligned}
 \mathcal{G}_{isl}^* &= (G_{isl}^L)^* P_R + (G_{isl}^R)^* P_L & \mathcal{G}_{j sk} &= G_{j sk}^L P_L + G_{j sk}^R P_R \\
 \mathcal{G}_{isk}^* &= (G_{isk}^L)^* P_R + (G_{isk}^R)^* P_L & \mathcal{G}_{j sl} &= G_{j sl}^L P_L + G_{j sl}^R P_R \\
 \mathcal{G}_{jrk}^* &= (G_{jrk}^L)^* P_R + (G_{jrk}^R)^* P_L & \mathcal{G}_{irl} &= G_{irl}^L P_L + G_{irl}^R P_R \\
 \mathcal{G}_{jrl}^* &= (G_{jrl}^L)^* P_R + (G_{jrl}^R)^* P_L & \mathcal{G}_{irk} &= G_{irk}^L P_L + G_{irk}^R P_R \quad (4.29)
 \end{aligned}$$

zusammengefasst und die auftretenden Propagatoren wie folgt substituiert:

$$\begin{aligned}
 K_{sr}^{11} &= \frac{1}{(k_1^2 - m_s^2 + i\varepsilon)(k_1^2 - m_r^2 - i\varepsilon)} \\
 K_{sr}^{12} &= \frac{1}{(k_1^2 - m_s^2 + i\varepsilon)(k_2^2 - m_r^2 - i\varepsilon)} \\
 K_{sr}^{21} &= \frac{1}{(k_2^2 - m_s^2 + i\varepsilon)(k_1^2 - m_r^2 - i\varepsilon)} \\
 K_{sr}^{22} &= \frac{1}{(k_2^2 - m_s^2 + i\varepsilon)(k_2^2 - m_r^2 - i\varepsilon)}.
 \end{aligned} \tag{4.30}$$

Somit ergibt sich $|M|^2$ nach Ausmultiplikation der beiden Faktoren zu:

$$|M|^2 = \frac{1}{2} \sum_{\text{Spins}} \left\{ \sum_{s=1}^6 \sum_{r=1}^6 \cdot \right.$$

$$\left[(K_{sr}^{11} \bar{u}_i(q_1) \mathcal{G}_{isl}^* \bar{u}_l(p_1) \bar{u}_k(p_2) \mathcal{G}_{jsk} v_j(q_2) \bar{v}_j(q_2) \mathcal{G}_{jrk}^* u_k(p_2) \bar{u}_l(p_1) \mathcal{G}_{irl} u_i(q_1)) \right. \tag{4.31a}$$

$$- (K_{sr}^{12} \bar{u}_i(q_1) \mathcal{G}_{isl}^* \bar{u}_l(p_1) \bar{u}_k(p_2) \mathcal{G}_{jsk} v_j(q_2) \bar{v}_k(p_2) \mathcal{G}_{irk} u_i(q_1) \bar{v}_j(q_2) \mathcal{G}_{jrl}^* v_l(p_1)) \tag{4.31b}$$

$$- (K_{sr}^{21} \bar{v}_l(p_1) \mathcal{G}_{jsl} v_j(q_2) \bar{u}_i(q_1) \mathcal{G}_{isk}^* v_k(p_2) \bar{v}_j(q_2) \mathcal{G}_{jrk}^* u_k(p_2) \bar{u}_l(p_1) \mathcal{G}_{irl} u_i(q_1)) \tag{4.31c}$$

$$\left. + (K_{sr}^{22} \bar{v}_l(p_1) \mathcal{G}_{jsl} v_j(q_2) \bar{u}_i(q_1) \mathcal{G}_{isk}^* v_k(p_2) \bar{v}_k(p_2) \mathcal{G}_{irk} u_i(q_1) \bar{v}_j(q_2) \mathcal{G}_{jrl}^* v_l(p_1)) \right\}. \tag{4.31d}$$

4.3.2 Berechnung der Spinsummen

Zur Berechnung der Spinsummen über die einzelnen Summanden aus (4.31) werden die Vollständigkeitsrelationen [47]

$$\sum_s u^s(p) \bar{u}^s(p) = \not{p} + m \quad (4.32a)$$

$$\sum_s v^s(p) \bar{v}^s(p) = \not{p} - m \quad (4.32b)$$

herangezogen.

In der Index-Schreibweise können Spinor-Anteile gleicher Impulse schließlich so zusammengeführt werden, dass mit Hilfe der obigen Vollständigkeitsrelationen, die einzelnen Summanden aus (4.31) in Form von Spuren über Produkte aus Dirac-Matrizen ausgedrückt werden können. Damit kann eine starke Vereinfachung im Hinblick auf die weitere Rechnung erzielt werden.

Sowohl Summand (4.31a)

$$\begin{aligned} T_{11} &= K_{sr}^{11} \sum_{Spins} (\bar{u}_i)_a(q_1) (\mathcal{G}_{isl}^*)_{ab} (\bar{u}_l)_b(p_1) (\bar{u}_k)_c(p_2) (\mathcal{G}_{j sk})_{cd} (v_j)_d(q_2) \cdot \\ &\quad \cdot (\bar{v}_j)_e(q_2) (\mathcal{G}_{jrk}^*)_{ef} (u_k)_f(p_2) (\bar{u}_l)_g(p_1) (\mathcal{G}_{irl})_{gh} (u_i)_h(q_1) = \\ &= K_{sr}^{11} \sum_{Spins} (\not{q}_1 + m_{q_1})_{ha} (\mathcal{G}_{isl}^*)_{ab} (\not{p}_2 + m_{p_2})_{fc} (\mathcal{G}_{j sk})_{cd} \cdot \\ &\quad \cdot (\not{q}_2 - m_{q_2})_{de} (\mathcal{G}_{jrk}^*)_{ef} (\not{p}_1 + m_{p_1})_{bg} (\mathcal{G}_{irl})_{gh} = \\ &= K_{sr}^{11} \text{tr} [(\not{q}_1 + m_{q_1}) \mathcal{G}_{isl}^* (\not{p}_1 + m_{p_1}) \mathcal{G}_{irl}] \text{tr} [(\not{p}_2 + m_{p_2}) \mathcal{G}_{j sk} (\not{q}_2 - m_{q_2}) \mathcal{G}_{jrk}^*] \quad (4.33) \end{aligned}$$

als auch Summand (4.31d)

$$\begin{aligned} T_{22} &= K_{sr}^{22} \sum_{Spins} (\bar{v}_l)_a(p_1) (\mathcal{G}_{j sl})_{ab} (v_j)_b(q_2) (\bar{u}_i)_c(q_1) (\mathcal{G}_{isk}^*)_{cd} (v_k)_d(p_2) \cdot \\ &\quad \cdot (\bar{v}_k)_e(p_2) (\mathcal{G}_{irk})_{ef} (u_i)_f(q_1) (\bar{v}_j)_g(q_2) (\mathcal{G}_{jrl}^*)_{gh} (v_l)_h(p_1) = \\ &= K_{sr}^{22} \text{tr} [(\not{p}_1 - m_{p_1}) \mathcal{G}_{j sl} (\not{q}_2 - m_{q_2}) \mathcal{G}_{jrl}^*] \text{tr} [(\not{q}_1 + m_{q_1}) \mathcal{G}_{isk}^* (\not{p}_2 - m_{p_2}) \mathcal{G}_{irk}] \quad (4.34) \end{aligned}$$

lassen sich so mit Hilfe von (4.32) in Terme mit Spuren über Dirac-Matrizen über-

führen.

Bei den Interferenz-Termen (4.31b) sowie (4.31c) treten im Vergleich zu (4.31a) und (4.31d) auf Grund der gewählten Konvention bezüglich der Majorana-Fermionen zusätzliche Kombinationen der Spinoren u und v auf. Für diese gelten die folgenden Beziehungen [46]:

$$\sum_s u^s(p) v^{sT}(p) = (\not{p} + m) C^T \quad (4.35a)$$

$$\sum_s \bar{u}^{sT}(p) \bar{v}^s(p) = C^{-1}(\not{p} - m) \quad (4.35b)$$

$$\sum_s \bar{v}^{sT}(p) \bar{u}^s(p) = C^{-1}(\not{p} + m) \quad (4.35c)$$

$$\sum_s v^s(p) u^{sT}(p) = (\not{p} - m) C^T \quad (4.35d)$$

Mit Hilfe der Relationen (4.35b) und (4.35d) kann schließlich der Term (4.31b) in Spuren über Dirac-Matrizen ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} T_{12} &= K_{sr}^{12} \sum_{Spins} (\bar{u}_i)_a(q_1) (\mathcal{G}_{isl}^*)_{ab} (u_l)_b(p_1) (\bar{u}_k)_c(p_2) (\mathcal{G}_{j sk})_{cd} (v_j)_d(q_2) \cdot \\ &\quad \cdot (\bar{v}_k)_e(p_2) (\mathcal{G}_{irk})_{ef} (u_i)_f(q_1) (\bar{v}_j)_g(q_2) (\mathcal{G}_{jrl}^*)_{gh} (v_l)_h(p_1) = \\ &= K_{sr}^{12} \sum_{Spins} (q_1 + m_{q_1})_{fa} (\mathcal{G}_{isl}^*)_{ab} ((\not{p}_1 + m_{p_1}) C^T)_{bh} (\mathcal{G}_{jrl}^*)_{hg}^T \cdot \\ &\quad \cdot (q_2 - m_{q_2})_{gd}^T (\mathcal{G}_{j sk})_{dc}^T (C^{-1}(\not{p}_2 - m_{p_2}))_{ce} (\mathcal{G}_{irk})_{ef} = \\ &= K_{sr}^{12} \text{tr} [(q_1 + m_{q_1}) \mathcal{G}_{isl}^* (\not{p}_1 + m_{p_1}) C^T (\mathcal{G}_{jrl}^*)^T (q_2 - m_{q_2})^T (\mathcal{G}_{j sk})^T C^{-1} (\not{p}_2 - m_{p_2}) \mathcal{G}_{irk}] = \\ &= K_{sr}^{12} \text{tr} [(q_1 + m_{q_1}) \mathcal{G}_{isl}^* (\not{p}_1 + m_{p_1}) \mathcal{G}_{jrl}^* (q_2 + m_{q_2}) \mathcal{G}_{j sk} (\not{p}_2 - m_{p_2}) \mathcal{G}_{irk}] \quad (4.36) \end{aligned}$$

Anzumerken ist, dass für den Übergang zum letzten Term in (4.36) die Relation (4.9c) der Ladungskonjugationsmatrix herangezogen wurde, die die Umformung

$$C^T (\mathcal{G}_{jrl}^*)^T (\not{q}_2 - m_{q_2})^T (\mathcal{G}_{j sk})^T C^{-1} = \mathcal{G}_{jrl}^* (\not{q}_2 + m_{q_2}) \mathcal{G}_{j sk}$$

erlaubt. Analog hierzu wird auch (4.31c) berechnet:

$$\begin{aligned} T_{21} &= K_{sr}^{21} \sum_{\text{Spins}} (\bar{v}_l)_a(p_1) (\mathcal{G}_{j sl})_{ab} (v_j)_b(q_2) (\bar{u}_i)_c(q_1) (\mathcal{G}_{isk}^*)_{cd} (v_k)_d(p_2) \cdot \\ &\quad \cdot (\bar{v}_j)_e(q_2) (\mathcal{G}_{jrk}^*)_{ef} (u_k)_f(p_2) (\bar{u}_l)_g(p_1) (\mathcal{G}_{irl})_{gh} (u_i)_h(q_1) = \\ &= K_{sr}^{21} \text{tr} [\mathcal{G}_{j sl} (\not{q}_2 - m_{q_2}) \mathcal{G}_{jrk}^* (\not{p}_2 + m_{p_2}) \mathcal{G}_{isk}^* (\not{q}_1 - m_{q_1}) (\mathcal{G}_{irl}) (\not{p}_1 - m_{p_1})]. \end{aligned} \quad (4.37)$$

Somit ergibt sich (4.31) mit den in Spuren über Dirac-Matrizen umgeformten Termen (4.33), (4.34), (4.36) und (4.37) insgesamt zu:

$$\begin{aligned} |M|^2 &= \frac{1}{2} \sum_{s=1}^6 \sum_{r=1}^6 \cdot \\ &\quad \{ K_{sr}^{11} \text{tr} [(\not{q}_1 + m_{q_1}) \mathcal{G}_{isl}^* (\not{p}_1 + m_{p_1}) \mathcal{G}_{jrl}] \text{tr} [(\not{p}_2 + m_{p_2}) \mathcal{G}_{j sk} (\not{q}_2 - m_{q_2}) \mathcal{G}_{jrk}^*] \\ &\quad - K_{sr}^{12} \text{tr} [(\not{q}_1 + m_{q_1}) \mathcal{G}_{isl}^* (\not{p}_1 + m_{p_1}) \mathcal{G}_{jrl}^* (\not{q}_2 + m_{q_2}) \mathcal{G}_{j sk} (\not{p}_2 - m_{p_2}) \mathcal{G}_{irk}] \\ &\quad - K_{sr}^{21} \text{tr} [\mathcal{G}_{j sl} (\not{q}_2 - m_{q_2}) \mathcal{G}_{jrk}^* (\not{p}_2 + m_{p_2}) \mathcal{G}_{isk}^* (\not{q}_1 - m_{q_1}) (\mathcal{G}_{irl}) (\not{p}_1 - m_{p_1})] \\ &\quad + K_{sr}^{22} \text{tr} [(\not{p}_1 - m_{p_1}) \mathcal{G}_{j sl} (\not{q}_2 - m_{q_2}) \mathcal{G}_{jrl}^*] \text{tr} [(\not{q}_1 + m_{q_1}) \mathcal{G}_{isk}^* (\not{p}_2 - m_{p_2}) \mathcal{G}_{irk}] \}. \end{aligned} \quad (4.38)$$

4.3.3 Anwendung der Spurtheoreme

Im nächsten Schritt erfolgt die Auswertung der einzelnen Spuren des obigen Ausdrucks. Hierbei finden vor allem die Spurtheoreme der Gamma-Matrizen ihre Anwendung, welche im Anhang B.1 als Überblick aufgeführt sind.

Im Folgenden werden die Massen der Leptonen vernachlässigt, da diese im Vergleich zu den Neutralinos um zwei Größenordnungen kleinere Massen aufweisen. Die

Spuren des Terms (4.33) können so unter Berücksichtigung der Projektionsoperatoren in den Kopplungen (4.29) mit Hilfe der Spurtheoreme wie folgt umgeformt werden:

$$\begin{aligned}
 T_{11} &= K_{sr}^{11} \text{tr} \left[\not{q}_1 \left((G_{isl}^L)^* P_R + (G_{isl}^R)^* P_L \right) (\not{p}_1 + m_{p_1}) \left(G_{irl}^L P_L + G_{irl}^R P_R \right) \right] \cdot \\
 &\quad \cdot \text{tr} \left[(\not{p}_2 + m_{p_2}) \left(G_{j sk}^L P_L + G_{j sk}^R P_R \right) \not{q}_2 \left((G_{jrk}^L)^* P_R + (G_{jrk}^R)^* P_L \right) \right] = \\
 &= \frac{1}{4} K_{sr}^{11} \text{tr} \left[\left((G_{irl}^L (G_{isl}^L)^* (1 + \gamma_5) + G_{irl}^R (G_{isl}^R)^* (1 - \gamma_5)) (\gamma^\mu \gamma^\nu p_{1\mu} q_{1\nu} + \gamma^\nu q_{1\nu} m_{p_1}) \right) \right] \cdot \\
 &\quad \cdot \text{tr} \left[(\gamma^\rho \gamma^\sigma p_{2\rho} q_{2\sigma} + \gamma^\sigma q_{2\sigma} m_{p_2}) \left(G_{j sk}^L (G_{jrk}^L)^* (1 + \gamma_5) + G_{j sk}^R (G_{jrk}^R)^* (1 - \gamma_5) \right) \right] = \\
 &= \frac{1}{4} K_{sr}^{11} \left[(G_{irl}^L (G_{isl}^L)^* + G_{irl}^R (G_{isl}^R)^*) \left(G_{j sk}^L (G_{jrk}^L)^* + G_{j sk}^R (G_{jrk}^R)^* \right) (p_1 \cdot q_1) (p_2 \cdot q_2) \right].
 \end{aligned} \tag{4.39}$$

Analog hierzu erfolgt die Berechnung von (4.34):

$$\begin{aligned}
 T_{22} &= K_{sr}^{22} \text{tr} \left[(\not{p}_1 - m_{p_1}) \left(G_{j sl}^L P_L + G_{j sl}^R P_R \right) \not{q}_2 \left((G_{jrl}^L)^* P_R + (G_{jrl}^R)^* P_L \right) \right] \cdot \\
 &\quad \cdot \text{tr} \left[\not{q}_1 \left((G_{isk}^L)^* P_R + (G_{isk}^R)^* P_L \right) (\not{p}_2 + m_{p_2}) \left(G_{irk}^L P_L + G_{irk}^R P_R \right) \right] = \\
 &= \frac{1}{4} K_{sr}^{22} \left[(G_{j sl}^L (G_{jrl}^L)^* + G_{j sl}^R (G_{jrl}^R)^*) \left(G_{irk}^L (G_{isk}^L)^* + G_{irk}^R (G_{isk}^R)^* \right) (p_1 \cdot q_2) (p_2 \cdot q_1) \right].
 \end{aligned} \tag{4.40}$$

Die Berechnung der Spuren (4.36) sowie (4.37) ist auf Grund der acht Spurelemente etwas umfangreicher. Sie erfolgt jedoch durch eine ähnliche Herangehensweise wie bei den vorherigen Termen:

$$\begin{aligned}
T_{12} &= K_{sr}^{12} \text{tr} \left[\not{q}_1 \left((G_{isl}^L)^* P_R + (G_{isl}^R)^* P_L \right) (\not{p}_1 + m_{p_1}) \left((G_{jrl}^L)^* P_R + (G_{jrl}^R)^* P_L \right) \cdot \right. \\
&\quad \cdot \not{q}_2 \left(G_{j sk}^L P_L + G_{j sk}^R P_R \right) (\not{p}_2 - m_{p_2}) \left(G_{irk}^L P_L + G_{irk}^R P_R \right) \left. \right] = \\
&= \frac{1}{2} K_{sr}^{12} \text{tr} \left[(\gamma^\mu \gamma^\nu q_{1\mu} p_{1\nu} + \gamma^\mu q_{1\mu} m_{p_1}) \left((G_{jrl}^L)^* G_{j sk}^L (1 + \gamma_5) + (G_{jrl}^R)^* G_{j sk}^R (1 - \gamma_5) \right) \cdot \right. \\
&\quad \cdot (\gamma^\rho \gamma^\sigma q_{2\rho} p_{2\sigma} - \gamma^\rho q_{2\rho} m_{p_2}) \left(G_{irk}^L (G_{isl}^L)^* (1 - \gamma_5) + G_{irk}^R (G_{isl}^R)^* (1 + \gamma_5) \right) \left. \right] = \\
&= \frac{1}{2} K_{sr}^{12} \left[(4(g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) - 4i\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}) (q_{1\mu} p_{1\nu} q_{1\rho} p_{2\sigma}) \cdot \right. \\
&\quad \cdot \left((G_{jrl}^L)^* G_{j sk}^L G_{irk}^R (G_{isl}^R)^* + (G_{jrl}^R)^* G_{j sk}^R G_{irk}^L (G_{isl}^L)^* \right) \\
&\quad - 4g^{\mu\nu} q_{1\mu} q_{2\nu} m_{p_1} m_{p_2} \left((G_{jrl}^L)^* G_{j sk}^L G_{irk}^L (G_{isl}^L)^* + (G_{jrl}^R)^* G_{j sk}^R G_{irk}^R (G_{isl}^R)^* \right) \left. \right] = \\
&= 2K_{sr}^{12} \left[((q_1 \cdot p_1)(q_2 \cdot p_2) - (q_1 \cdot q_2)(p_1 \cdot p_2) + (q_1 \cdot p_2)(p_1 \cdot q_2)) \cdot \right. \\
&\quad \cdot \left((G_{jrl}^L)^* G_{j sk}^L G_{irk}^R (G_{isl}^R)^* + (G_{jrl}^R)^* G_{j sk}^R G_{irk}^L (G_{isl}^L)^* \right) \\
&\quad \left. - m_{p_1} m_{p_2} (q_1 \cdot q_2) \left((G_{jrl}^L)^* G_{j sk}^L G_{irk}^L (G_{isl}^L)^* + (G_{jrl}^R)^* G_{j sk}^R G_{irk}^R (G_{isl}^R)^* \right) \right] \tag{4.41}
\end{aligned}$$

Anzumerken ist, dass neben den Termen, die durch Ausnutzung der Spurtheoreme verschwinden, auch der Term mit dem Ausdruck $4i\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (q_{1\mu} p_{1\nu} q_{1\rho} p_{2\sigma})$ Null ergibt, da die einzelnen Impulse voneinander linear abhängig sind.

Analoges gilt auch für den zweiten Interferenzterm:

$$\begin{aligned}
T_{21} &= K_{sr}^{21} \text{tr} \left[\not{q}_2 \left((G_{jrk}^L)^* P_R + (G_{jrk}^R)^* P_L \right) (\not{p}_2 + m_{p_2}) \left((G_{isk}^L)^* P_R + (G_{isk}^R)^* P_L \right) \cdot \right. \\
&\quad \not{q}_1 \left(G_{irl}^L P_L + G_{irl}^R P_R \right) (\not{p}_1 - m_{p_1}) \left(G_{j sl}^L P_L + G_{j sl}^R P_R \right) \left. \right] = \\
&= 2K_{sr}^{21} \left[((q_2 \cdot p_2)(q_1 \cdot p_1) - (q_2 \cdot q_1)(p_2 \cdot p_1) + (q_2 \cdot p_1)(p_2 \cdot q_1)) \cdot \right. \\
&\quad \cdot \left((G_{isk}^L)^* G_{irl}^L G_{j sl}^R (G_{jrk}^R)^* + (G_{isk}^R)^* G_{irl}^R G_{j sl}^L (G_{jrk}^L)^* \right) \\
&\quad \left. - m_{p_1} m_{p_2} (q_2 \cdot q_1) \left((G_{isk}^L)^* G_{irl}^L G_{j sl}^L (G_{jrk}^L)^* + (G_{isk}^R)^* G_{irl}^R G_{j sl}^R (G_{jrk}^R)^* \right) \right] \tag{4.42}
\end{aligned}$$

Insgesamt kann (4.38) mit den Termen (4.39), (4.40), (4.41) sowie (4.42) wie folgt dargestellt werden:

$$\begin{aligned}
 |M|^2 = & \frac{1}{2} \sum_{s=1}^6 \sum_{r=1}^6 \cdot \\
 & \left\{ \frac{1}{4} K_{sr}^{11} [(G_{irl}^L (G_{isl}^L)^* + G_{irl}^R (G_{isl}^R)^*) (G_{jrk}^L (G_{jrk}^L)^* + G_{jrk}^R (G_{jrk}^R)^*) (p_1 \cdot q_1) (p_2 \cdot q_2)] \right. \\
 & + \frac{1}{4} K_{sr}^{22} [(G_{jrl}^L (G_{jrl}^L)^* + G_{jrl}^R (G_{jrl}^R)^*) (G_{irk}^L (G_{isk}^L)^* + G_{irk}^R (G_{isk}^R)^*) (p_1 \cdot q_2) (p_2 \cdot q_1)] \\
 & + 2K_{sr}^{12} [((q_1 \cdot p_1)(q_2 \cdot p_2) - (q_1 \cdot q_2)(p_1 \cdot p_2) + (q_1 \cdot p_2)(p_1 \cdot q_2)) \cdot \\
 & \quad \cdot ((G_{jrl}^L)^* G_{jrk}^L G_{irk}^R (G_{isk}^R)^* + (G_{jrl}^R)^* G_{jrk}^R G_{irk}^L (G_{isk}^L)^*) \\
 & \quad - m_{p_1} m_{p_2} (q_1 \cdot q_2) ((G_{jrl}^L)^* G_{jrk}^L G_{irk}^L (G_{isk}^L)^* + (G_{jrl}^R)^* G_{jrk}^R G_{irk}^R (G_{isk}^R)^*)] \\
 & + 2K_{sr}^{21} [((q_2 \cdot p_2)(q_1 \cdot p_1) - (q_2 \cdot q_1)(p_2 \cdot p_1) + (q_2 \cdot p_1)(p_2 \cdot q_1)) \cdot \\
 & \quad \cdot ((G_{isk}^L)^* G_{irk}^L G_{jrl}^R (G_{jrk}^R)^* + (G_{isk}^R)^* G_{irk}^R G_{jrl}^L (G_{jrk}^L)^*) \\
 & \quad \left. - m_{p_1} m_{p_2} (q_2 \cdot q_1) ((G_{isk}^L)^* G_{irk}^L G_{jrl}^L (G_{jrk}^L)^* + (G_{isk}^R)^* G_{irk}^R G_{jrl}^R (G_{jrk}^R)^*)] \right\}. \tag{4.43}
 \end{aligned}$$

Zur besseren Übersichtlichkeit werden die Kopplungen durch A, B, C_1, C_2, D_1 sowie D_2 substituiert, sodass sich folgender, vereinfachter Ausdruck ergibt:

$$\begin{aligned}
 |M|^2 = & \sum_{s=1}^6 \sum_{r=1}^6 \left\{ \frac{1}{8} [K_{sr}^{11} A (p_1 \cdot q_1) (p_2 \cdot q_2) + K_{sr}^{22} B (p_1 \cdot q_2) (p_2 \cdot q_1)] \right. \\
 & + (K_{sr}^{12} C_1 + K_{sr}^{21} D_1) [(q_1 \cdot p_1)(q_2 \cdot p_2) - (q_1 \cdot q_2)(p_1 \cdot p_2) + (q_1 \cdot p_2)(p_1 \cdot q_2)] \\
 & \left. - (K_{sr}^{12} C_2 + K_{sr}^{21} D_2) [m_{p_1} m_{p_2} (q_1 \cdot q_2)] \right\}, \tag{4.44}
 \end{aligned}$$

wobei die Kopplungen wie folgt substituiert werden:

$$A = (G_{irl}^L (G_{isl}^L)^* + G_{irl}^R (G_{isl}^R)^*) (G_{jsk}^L (G_{jrk}^L)^* + G_{jsk}^R (G_{jrk}^R)^*) \quad (4.45a)$$

$$B = (G_{jsl}^L (G_{jrl}^L)^* + G_{jsl}^R (G_{jrl}^R)^*) (G_{irk}^L (G_{isk}^L)^* + G_{irk}^R (G_{isk}^R)^*) \quad (4.45b)$$

$$C_1 = (G_{jrl}^L)^* G_{jsk}^L G_{irk}^R (G_{isl}^R)^* + (G_{jrl}^R)^* G_{jsk}^R G_{irk}^L (G_{isl}^L)^* \quad (4.45c)$$

$$C_2 = (G_{jrl}^L)^* G_{jsk}^L G_{irk}^L (G_{isl}^L)^* + (G_{jrl}^R)^* G_{jsk}^R G_{irk}^R (G_{isl}^R)^* \quad (4.45d)$$

$$D_1 = (G_{isk}^L)^* G_{irl}^L G_{jsl}^R (G_{jrk}^R)^* + (G_{isk}^R)^* G_{irl}^R G_{jsl}^L (G_{jrk}^L)^* \quad (4.45e)$$

$$D_2 = (G_{isk}^L)^* G_{irl}^L G_{jsl}^L (G_{jrk}^L)^* + (G_{isk}^R)^* G_{irl}^R G_{jsl}^R (G_{jrk}^R)^*. \quad (4.45f)$$

Im Anschluss wird die Phasenraumintegration zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts aus dem differentiellen (4.25) ausgeführt.

4.4 Die Phasenraumintegration

4.4.1 Definitionen und Konventionen

Zur Berechnung der Phasenraumintegration sei auf die technisch ähnliche Problemstellung bei der Berechnung von Gluinozerfällen in [48] verwiesen.

Zunächst ist es hilfreich, die lorentzinvarianten Mandelstamvariablen einzuführen. Sie ergeben gemäß der in Abb. 4.2 gewählten Notation zu [49]:

$$\begin{aligned} u &= (p_1 - q_1)^2 = (q_2 + p_2)^2 \\ t &= (p_1 - q_2)^2 = (q_1 + p_2)^2 \\ s &= (p_1 - p_2)^2 = (q_1 + q_2)^2, \end{aligned} \quad (4.46)$$

sodass für die Impulse in den jeweiligen Propagatoren

$$\begin{aligned} k_1^2 &= u \\ k_2^2 &= t \end{aligned} \quad (4.47)$$

gilt.

Für die Summe der Mandelstamvariablen gilt unter Berücksichtigung der Vernachlässigung der Leptonmassen die Beziehung [47]

$$s + t + u = m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2. \quad (4.48)$$

Mit Hilfe von (4.46) sowie (4.48) ergeben sich für die in (4.44) auftretenden Skalarprodukte der Viererimpulse folgende Relationen:

$$\begin{aligned} (p_1 \cdot q_1) &= \frac{1}{2} (m_{p_1}^2 - u) \\ (p_2 \cdot q_2) &= \frac{1}{2} (u - m_{p_2}^2) \\ (p_1 \cdot q_2) &= \frac{1}{2} (m_{p_1}^2 - t) \\ (p_2 \cdot q_1) &= \frac{1}{2} (t - m_{p_2}^2) \\ (p_1 \cdot p_2) &= \frac{1}{2} (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - s) \\ (q_1 \cdot q_2) &= \frac{1}{2} s. \end{aligned} \quad (4.49)$$

Weitere für die Berechnung nützliche Beziehungen sind die beiden eins ergebenden δ -Funktionen.

$$\int_0^{(m_{p_1} - m_{p_2})^2} ds \delta(s - (p_1 - p_2)^2) = 1 \quad \text{bzw.} \quad \int_{m_{p_2}^2}^{m_{p_1}^2} dt \delta(t - (p_1 - p_2)^2) = 1. \quad (4.50)$$

Diese werden als eins zusätzlich in das Phasenraumintegral mit aufgenommen:

$$\begin{aligned}
 \Gamma = & \frac{1}{(2\pi)^5 2^4 p_{10}} \int_{-\infty}^{\infty} d^4 p_2 d^4 q_1 d^4 q_2 \delta^4(p_1 - p_2 - q_1 - q_2) \cdot \\
 & \cdot \Theta(p_{20}) \Theta(q_{10}) \Theta(q_{20}) \delta(p_2^2 - m_{p_2}^2) \delta(q_1^2) \delta(q_2^2) \cdot \\
 & \cdot \int_0^{(m_{p_1} - m_{p_2})^2} ds \delta(s - (p_1 - p_2)^2) \int_{m_{p_2}^2}^{m_{p_1}^2} dt \delta(t - (p_1 - q_2)^2) |M|^2.
 \end{aligned} \tag{4.51}$$

4.4.2 Der Integralwert

Die Raumintegrale des Phasenraumintegrals (4.51) lassen sich zum Term I zusammenfassen:

$$\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^5 2^4 p_{10}} \int_0^{(m_{p_1} - m_{p_2})^2} ds \int_{m_{p_2}^2}^{m_{p_1}^2} dt |M|^2 I, \tag{4.52}$$

wobei zunächst die Integration über den Viererimpuls q_1 des Integrals I ausgeführt wird:

$$\begin{aligned}
 I = & \int_{-\infty}^{\infty} d^4 p_2 d^4 q_1 d^4 q_2 \delta^4(p_1 - p_2 - q_1 - q_2) \cdot \\
 & \cdot \Theta(p_{20}) \Theta(q_{10}) \Theta(q_{20}) \delta(p_2^2 - m_{p_2}^2) \delta(q_1^2) \delta(q_2^2) \cdot \\
 & \cdot \delta(s - (p_1 - p_2)^2) \delta(t - (p_1 - q_2)^2) = \\
 = & \int_{-\infty}^{\infty} d^4 p_2 d^4 q_2 \Theta(p_{20}) \Theta(p_{10} - p_{20} - q_{20}) \Theta(q_{20}) \delta(p_2^2 - m_{p_2}^2) \cdot \\
 & \cdot \delta((p_1 - p_2 - q_2)^2) \delta(q_2^2) \delta(s - (p_1 - p_2)^2) \delta(t - (p_1 - q_2)^2)
 \end{aligned} \tag{4.53}$$

An dieser Stelle kann nun das Ruhesystem des Neutralinos $\tilde{\chi}_2^0$ als Bezugssystem gewählt werden:

$$\begin{aligned}
 p_1 &= \begin{pmatrix} m_{p_1} \\ \vec{0} \end{pmatrix} \\
 (p_1 - p_2)^2 &= m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0}p_{2_0} \\
 (p_1 - q_2)^2 &= m_{p_1}^2 - 2p_{1_0}q_{2_0} \\
 (p_1 - p_2 - q_2)^2 &= m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0}p_{2_0} - 2p_{1_0}q_{2_0} + 2p_{2_0}q_{2_0} - 2\vec{p}_2\vec{q}_2. \quad (4.54)
 \end{aligned}$$

Weiterhin werden die folgenden Definitionen festgelegt:

$$\begin{aligned}
 |\vec{p}_2| &= p \\
 |\vec{q}_2| &= q \\
 \vec{p}_2\vec{q}_2 &= pq \cos \alpha. \quad (4.55)
 \end{aligned}$$

Diese Definitionen sowie die Energie-Impuls-Beziehung ermöglichen es, das Integral I derart umzuschreiben, sodass mit Hilfe der Kugelkoordinaten die Integrationen separat über Energie, Impuls und Polarwinkel durchgeführt werden können. Außerdem finden die Eigenschaften der δ -Funktion (siehe Anhang B.2) bei der Berechnung des Integrals Anwendung.

$$\begin{aligned}
 I &= \int_{-\infty}^{+\infty} d^4p_2 \Theta(p_{2_0}) \delta^2(p_2^2 - m_{p_2}^2) \delta(s - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0}p_{2_0})) \cdot \\
 &\cdot \int_0^{p_{1_0} - p_{2_0}} dq_{2_0} \delta(t - m_{p_1}^2 + 2p_{1_0}q_{2_0}) \int_0^\infty dq q^2 \delta(q_{2_0} - q^2) \cdot \\
 &\cdot 2\pi \int_{-1}^{+1} d(\cos \alpha) \delta(m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0}p_{2_0} - 2p_{1_0}q_{2_0} + 2p_{2_0}q_{2_0} - 2pq \cos \alpha) = \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} d^4p_2 \Theta(p_{2_0}) \delta^2(p_2^2 - m_{p_2}^2) \delta(s - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0}p_{2_0})) \cdot \\
 &\cdot \int_0^{p_{1_0} - p_{2_0}} dq_{2_0} \delta(t - m_{p_1}^2 + 2p_{1_0}q_{2_0}) \int_0^\infty dq \frac{2\pi q^2}{2pq} \delta(q_{2_0} - q^2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} d^4 p_2 \frac{1}{p} \Theta(p_{2_0}) \delta^2(p_2^2 - m_{p_2}^2) \delta(s - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0} p_{2_0})) \cdot \\
 &\quad \cdot \frac{\pi}{2} \int_0^{p_{1_0} - p_{2_0}} dq_{2_0} \delta(t - m_{p_1}^2 + 2p_{1_0} q_{2_0}) = \\
 &= \frac{\pi}{4p_{1_0}} \int_{-\infty}^{+\infty} d^4 p_2 \frac{1}{p} \Theta(p_{2_0}) \delta^2(p_2^2 - m_{p_2}^2) \delta(s - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0} p_{2_0})) = \\
 &= \frac{\pi^2}{p_{1_0}} \int_0^\infty d^4 p_{2_0} \delta(s - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0} p_{2_0})) \int_0^\infty dp p \Theta(p_{2_0}) \delta(p_{2_0}^2 - p^2 - m_{p_2}^2) = \\
 &= \frac{\pi^2}{2p_{1_0}} \int_0^\infty dp_{2_0} \delta(s - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0} p_{2_0})) = \\
 &= \frac{\pi^2}{4p_{1_0}^2} \tag{4.56}
 \end{aligned}$$

Die Zerfallsbreite aus Gleichung (4.57) ergibt sich mit dem Integralwert von (4.56) somit zu

$$\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3 2^{10} m_{p_1}^3} \int_0^{(m_{p_1} - m_{p_2})^2} ds \int_{m_{p_2}^2}^{m_{p_1}^2} dt |M|^2. \tag{4.57}$$

4.4.3 Integrationsgrenzen

Zur weiteren Berechnung der Zerfallsbreite müssen die Integrale über die Mandelstamvariablen s und t gelöst werden. Auf Grund der Energie-Impuls-Erhaltung sind die Integrationsgrenzen voneinander abhängig, so dass die Integrationsgrenzen der verbleibenden Integrale zunächst bestimmt werden müssen. Durch die Lorentzinvarianz können der Wert des Integrals sowie die Integrationsgrenzen in unterschiedlichen Bezugssystemen berechnet werden.

Im Vergleich zur Berechnung des Integralwertes sei nun das Bezugssystem gewählt, in dem die beiden Neutralinoimpulse den selben Betrag und die selbe Richtung aufweisen. Weiterhin gelten die Definitionen aus (4.55).

Unter diesen Voraussetzungen gelten die Beziehungen

$$\begin{aligned}
 \vec{p}_1 &= \vec{p}_2 \\
 (p_1 - q_2)^2 &= m_{p_1}^2 - 2p_{1_0}q_{2_0} + 2pq \cos \alpha \\
 (p_1 - p_2 - q_2)^2 &= m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 + 2p_{1_0}p_{2_0} - 2p_{1_0}q_{2_0} - 2p_{2_0}q_{2_0} + 2p^2, \quad (4.58)
 \end{aligned}$$

die in (4.53) eingesetzt, folgendes Integral ergeben:

$$\begin{aligned}
 I' &= \int_{-\infty}^{+\infty} d^4 p_2 \Theta(p_{2_0}) \delta^2(p_{2_0}^2 - p^2 - m_{p_2}^2) \delta(s - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0}p_{2_0} + 2p^2)) \cdot \\
 &\cdot \int_0^{q_{1_0} - q_{4_0}} dq q_{2_0} \delta(m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 + 2p_{1_0}p_{2_0} - 2p_{1_0}q_{2_0} - 2p_{2_0}q_{2_0} + 2p^2) \cdot \\
 &\cdot \int_0^\infty dq q^2 \delta(q_{2_0} - q^2) 2\pi \int_{-1}^1 d(\cos \alpha) \delta(t - m_{p_1}^2 + 2p_{1_0}q_{2_0} - 2pq \cos \alpha). \quad (4.59)
 \end{aligned}$$

Bei Durchführung der Integration der δ -Funktionen erhält man die Relationen

$$2pq \geq |t - m_{p_1}^2 + 2p_{1_0}q_{2_0}| \quad (4.60a)$$

$$q^2 = q_{2_0}^2 \quad (4.60b)$$

$$q_{2_0} = \frac{m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - 2p_{1_0}p_{2_0} + 2p^2}{2(p_{1_0} - p_{2_0})} \quad (4.60c)$$

$$p_{2_0} = \frac{s - m_{p_1}^2 - m_{p_2}^2 - 2p_{1_0}p_{2_0} - 2p^2}{-2p_{1_0}}. \quad (4.60d)$$

Für das einlaufende Neutralino gilt zudem die Energie-Impuls-Beziehung

$$p_{1_0}^2 = p^2 + m_{p_1}^2. \quad (4.61)$$

Mit Hilfe von (4.60d) und (4.61) kann p^2 durch

$$p^2 = \frac{s^2 - 2s(m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2) + (m_{p_1} - m_{p_2})^2}{4s} \quad (4.62a)$$

ausgedrückt werden, so dass sich wiederum mit (4.61) p_{1_0} zu

$$p_{1_0} = -\frac{s + m_{p_1}^2 - m_{p_2}^2}{2\sqrt{s}} \quad (4.62b)$$

ergibt. Mit der Energie-Impuls-Beziehung für p_{2_0} gilt dementsprechend

$$p_{2_0} = -\frac{1}{2\sqrt{s}}(s - m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2). \quad (4.62c)$$

Mit (4.60c), (4.60d), (4.61) sowie (4.62a) können schließlich die Relationen

$$q_{2_0} = \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (4.62d)$$

$$p_{1_0} q_{2_0} = \frac{1}{4}(s + m_{p_1}^2 - m_{p_2}^2) \quad (4.62e)$$

formuliert werden. Mit Hilfe von (4.60b) kann ebenso q^2 durch invariante Größen ausgedrückt werden:

$$q^2 = \frac{s}{4}. \quad (4.62f)$$

Bei Einsetzen der Gleichungen (4.62a), (4.62e) sowie (4.62f) in die Ungleichung (4.60a) erhält man schließlich den minimalen und maximalen Wert für die Integrationsgrenzen. Diese ergeben sich zu

$$s_{min} = 0 \quad (4.63a)$$

$$s_{max} = (m_{p_1} - m_{p_2})^2 \quad (4.63b)$$

$$t_{min} = -\frac{1}{2}S(s) - \frac{1}{2}\sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} \quad (4.63c)$$

$$t_{max} = -\frac{1}{2}S(s) + \frac{1}{2}\sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)}, \quad (4.63d)$$

wobei $S(s)$ für

$$S(s) = s - m_{p_1}^2 - m_{p_2}^2 \quad (4.64)$$

sowie $\lambda(x, y, z)$ für die Funktion

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + xz + yz) \quad (4.65)$$

steht.

4.4.4 Integration der Mandelstamvariable t

Zur Berechnung der Zerfallsbreite gemäß (4.57) mit der Amplitude (4.44) wird nun der Integralwert (4.56) aus Abschnitt 4.4.2 sowie die Integrationsgrenzen (4.63) aus Abschnitt 4.4.3 herangezogen, sodass sich folgender Ausdruck ergibt:

$$\begin{aligned} \Gamma = & \frac{1}{(2\pi)^3 2^{10} m_{p_1}^3} \sum_{s=1}^6 \sum_{r=1}^6 \int_0^{(m_{p_1}-m_{p_2})^2} ds \int_{-\frac{1}{2}S(s)-\frac{1}{2}\sqrt{\lambda(s,m_{p_1}^2,m_{p_1}^2)}}^{-\frac{1}{2}S(s)+\frac{1}{2}\sqrt{\lambda(s,m_{p_1}^2,m_{p_1}^2)}} dt \cdot \\ & \cdot \left\{ \frac{1}{32} [K_{sr}^{11} A(m_{p_1}^2 - u)(u - m_{p_2}^2) + K_{sr}^{22} B(m_{p_1}^2 - t)(t - m_{p_2}^2)] \right. \\ & + \frac{1}{4} (K_{sr}^{12} C_1 + K_{sr}^{21} D_1) [(m_{p_1}^2 - u)(u - m_{p_2}^2) - s(m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 - s) + (t - m_{p_2}^2)(m_{p_1}^2 - t)] \\ & \left. - \frac{1}{2} (K_{sr}^{12} C_2 + K_{sr}^{21} D_2) [m_{p_1} m_{p_2} s] \right\} \quad (4.66) \end{aligned}$$

Mit Hilfe der Beziehungen (4.30) und (4.47) sowie (4.49) können alle Ausdrücke, die Impulse enthalten, durch invariante Größen ausgedrückt werden.

Auf Grund der Gleichung (4.48) kann unter Einbeziehung der Definition (4.64) die Substitution

$$\begin{aligned}
 -u &= S(s) + t \\
 du &= -dt \\
 u_{min} &= t_{max} \\
 u_{max} &= t_{min}
 \end{aligned} \tag{4.67}$$

durchgeföhrt werden. Damit können alle auftretenden Terme mit Hilfe der Partialbruchzerlegung integriert werden. Für die Partialbruchzerlegung sei auf den Anhang B.3 verwiesen.

Beispielhaft wird ein Integral an dieser Stelle angeführt:

$$\begin{aligned}
 &\int_{-\frac{1}{2}S(s)-\frac{1}{2}\sqrt{\lambda(s,m_{p_1}^2,m_{p_1}^2)}}^{-\frac{1}{2}S(s)+\frac{1}{2}\sqrt{\lambda(s,m_{p_1}^2,m_{p_1}^2)}} dt K_{sr}^{12} D_1 (t - m_{p_2}^2) (m_{p_1}^2 - t) = \\
 &= \frac{1}{4} \int_{-\frac{1}{2}S(s)-\frac{1}{2}\sqrt{\lambda(s,m_{p_1}^2,m_{p_1}^2)}}^{-\frac{1}{2}S(s)+\frac{1}{2}\sqrt{\lambda(s,m_{p_1}^2,m_{p_1}^2)}} dt D_1 \frac{(t - m_{p_2}^2)(t - m_{p_1}^2)}{(t - m_s^2)(-u + m_r^2)} = \\
 &= \frac{1}{4} \int_{-\frac{1}{2}S(s)-\frac{1}{2}\sqrt{\lambda(s,m_{p_1}^2,m_{p_1}^2)}}^{-\frac{1}{2}S(s)+\frac{1}{2}\sqrt{\lambda(s,m_{p_1}^2,m_{p_1}^2)}} dt D_1 \frac{t^2 + (-m_{p_1}^2 - m_{p_2}^2)t + m_{p_1}^2 m_{p_2}^2}{(t - m_s^2)(t - (-S(s) - m_r^2))} = \\
 &= \frac{1}{4} D_1 \left[\sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} \right. \\
 &\quad + \frac{(-m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2) + m_s^2}{S(s) + m_s^2 + m_r^2} \ln \frac{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2}{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2} \\
 &\quad \left. - \frac{(m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2 + S(s) + m_s^2)(S(s) + m_s^2) + m_{p_1}^2 m_{p_2}^2}{S(s) + m_s^2 + m_r^2} \ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2} \right]
 \end{aligned} \tag{4.68a}$$

Nach einzelner t-Integration aller Terme aus (4.66) ergibt sich schließlich der folgende

Ausdruck für die totale Zerfallsbreite:

$$\begin{aligned}
 \Gamma &= \frac{1}{(2\pi)^3 2^{10} m_{p_1}^3} \sum_{s=1}^6 \sum_{r=1}^6 \int_0^{(m_{p_1} - m_{p_2})^2} ds \\
 &\frac{1}{32} (A + B) \left[\sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} \right. \\
 &\quad + \frac{m_s^4 - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2)m_s^2 + m_{p_1}^2 m_{p_2}^2}{m_s^2 + m_r^2} \ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2} \\
 &\quad \left. + \frac{m_r^4 - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2)m_r^2 + m_{p_1}^2 m_{p_2}^2}{m_s^2 + m_r^2} \ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_r^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_r^2} \right] \\
 &- \frac{1}{2} (C_2 + D_2) \frac{sm_{p_1} m_{p_2}}{S(s) + m_s^2 + m_r^2} \left[\ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_r^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_r^2} \right. \\
 &\quad \left. + \ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2} \right] \\
 &+ \frac{1}{4} (C_1 + D_1) \left[\sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} \right. \\
 &\quad - \frac{(S(s) + m_s^2)^2 - (S(s) + m_s^2)(m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2) + m_{p_1}^2 m_{p_2}^2}{S(s) + m_s^2 + m_r^2} \ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2} \\
 &\quad \left. - \frac{m_r^4 - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2)m_r^2 + m_{p_1}^2 m_{p_2}^2}{S(s) + m_s^2 + m_r^2} \ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_r^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_r^2} \right] \\
 &+ \frac{1}{4} (C_1 + D_1) \frac{sS(s)}{S(s) + m_s^2 + m_r^2} \left[\ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_r^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_r^2} \right. \\
 &\quad \left. \ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2} \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{4}(C_1 + D_1) \left[\sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} \right. \\
 & - \frac{m_s^4 - (m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2)m_s^2 + m_{p_1}^2 m_{p_2}^2}{S(s) + m_s^2 + m_r^2} \ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_r^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_r^2} \\
 & \left. - \frac{(S(s) + m_r^2)^2 - (S(s) + m_r^2)(m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2) + m_{p_1}^2 m_{p_2}^2}{S(s) + m_s^2 + m_r^2} \ln \frac{S(s) + \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2}{S(s) - \sqrt{\lambda(s, m_{p_1}^2, m_{p_1}^2)} + 2m_s^2} \right] \\
 & \hspace{15em} (4.69)
 \end{aligned}$$

Für die verbleibende Integration über s empfiehlt es sich numerische Integrationsmethoden heranzuziehen, beispielsweise durch eine Entwicklung in Spence-Funktionen. Betrachtet man allerdings Gleichung (4.69) so wird deutlich, dass die Verteilung der quadratischen invarianten Masse $m_{l_\beta^\pm l_\tau^\mp}^2 = (q_1 + q_2)^2 = s$ auf Grund der Integrationsgrenze der s -Integration an der Stelle $s = (m_{p_1} - m_{p_2})^2$ einen Endpunkt aufweist, welcher in der späteren Analyse zur Messung herangezogen wird.

5 Parameterstudie zur Bestimmung des LFV-Szenarios

5.1 Ziel der Parameterstudie und Realisierung der LFV

Das Ziel des experimentellen Teils der vorliegenden Arbeit ist, wie bereits kurz dargestellt (vgl. Abschnitt 3.4), das Entdeckungspotential für den Lepton-Flavor-verletzenden Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ am ATLAS-Experiment abzuschätzen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Lepton-Flavor-Verletzung unter der Annahme erhaltener R-Parität in einem Minimal Supersymmetrischen Modell mit reellen Parameter ansonsten jedoch modellunabhängig durch die Variation der entsprechenden Einträge der SUSY-brechenden linkshändigen sowie rechtshändigen reellen Slepton-Massenmatrizen m_L^2 bzw. m_e^2 sowie der trilinearen Kopplung T_e realisiert. Durch die in Abschnitt 3.3 dargestellten Beziehungen (3.7) hat eine Variation der Matrixelemente dieser Matrizen eine Änderung der Slepton-Mischungsmatrix zur Folge und ermöglicht so eine Generationenmischung.

Im Falle des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ sind die interessanten Parameter zur Erzeugung von Lepton-Flavor-Verletzung beispielsweise die Matrixelemente $(m_L^2)_{23}$, $(m_e^2)_{23}$, $(T_e)_{23}$ sowie $(T_e)_{32}$.

Ziel der Parameterstudie ist es schließlich, durch die Variation von einem bis maximal zwei dieser Parameter im Bereich der Benchmarkpunkte $SU3$ und $SU4$ ein maximal mögliches Verzweigungsverhältnis unter Berücksichtigung der Niederenergiegrenzen zu finden.

Das entsprechende Szenario mit dem größtmöglichen Verzweigungsverhältnis wird schließlich als Ausgangsbasis für die Signalgenerierung durch die ATLAS-Software

herangezogen und ermöglicht somit im Rahmen der Analyse eine „best-case“- Abschätzung bezüglich des Entdeckungspotentials am ATLAS-Experiment.

5.2 Durchführung der Parameterstudie

Um die Parameterstudie im Bereich der ATLAS-spezifischen mSUGRA-Benchmarkpunkte $SU3$ und $SU4$ durchzuführen, muss zunächst das Massenspektrum an diesen Punkten berechnet werden. Dieses dient schließlich als Ausgangsbasis bei der späteren Variation der jeweiligen Parameter zur Generierung der gewünschten Lepton-Flavor-Verletzung im Bereich der jeweiligen Punkte. Zur Berechnung des supersymmetrischen Massenspektrums, der Zerfallsbreiten und der Niederenergieobservablen wird *SPheno* (Version *SPheno3.0.beta36*) verwendet [44]. Die entsprechenden LesHouches-Input-Files (siehe hierzu auch [50]) befinden sich im Anhang C.1.

Die im resultierenden Output-File enthaltenen Bino-, Wino- und Gluino-Massen, die trilinearen Kopplungen sowie die schwach SUSY-brechenden Massenmatrizen an der elektroschwachen SUSY-brechenden Skala $Q = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$ werden schließlich für das LesHouches-Input-File im Rahmen der Parameterstudie benötigt. Diese Größen werden in das Input-File integriert, welches nun statt eines mSUGRA-Modells lediglich ein modellunabhängiges MSSM berücksichtigt und so die Möglichkeit bietet, die entsprechenden Parameter zur Realisierung der Lepton-Flavor-Verletzung beliebig zu variieren. Dem Anhang C.2 sind die entsprechenden LesHouches-Input-Files für den Parameterscan an den ATLAS-Punkten $SU3$ und $SU4$ zu entnehmen.

Im Anhang C.3 befinden sich zudem die verwendeten Python-Skripte, die zur Durchführung des Parameterscans geschrieben worden sind. In Form eines iterativen Prozesses führen sie zunächst SPheno aus und lesen dann die interessanten Daten ein. Wird das bisher maximal erlangte Verzweigungsverhältnis überschritten und werden die Niederenergiegrenzen nicht verletzt, so werden die entsprechenden Größen für den nächsten Vergleich gespeichert. Die jeweiligen Parameter werden schließlich solange um einen bestimmten Schritt erhöht und in das LesHouches-Input-File geschrieben bis der gewünschte Wertebereich abgedeckt ist.

Am Ende eines solchen Scans wird dann das maximal erreichte bzw. erlaubte Verzweigungsverhältnis mit dem entsprechenden LFV-Szenario ausgegeben. Der Verlauf des Scans wird zudem fortwährend in einem Logfile gespeichert.

5.3 Ergebnisse

Zu Beginn der Arbeit sollte zunächst der Dreikörperzerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 e \mu$ betrachtet werden. Wie in Tab. 5.1 ersichtlich, ist teilweise bei den Parameterscans der zu analysierende Zerfall im untersuchten Bereich jedoch bereits durch die obere Grenze (BR: $1.2 \cdot 10^{-11}$) des Niederenergiezerfalls $\mu \rightarrow e \gamma$ ausgeschlossen. Mit einem maximal erreichbaren Verzweigungsverhältnis der Größenordnung 10^{-8} bei Variation des Parameters $(m_{\tilde{e}}^2)_{12}$ ist die Detektierbarkeit des zu betrachtenden Zerfalls als sehr gering einzuschätzen.

Parameter	Scans	max. BR
$(m_{\tilde{e}}^2)_{12}$	$0 \xrightarrow{\Delta=100} 20000, 0 \xrightarrow{\Delta=100} 3000, 0 \xrightarrow{\Delta=10} 200$	$4.0 \cdot 10^{-8}$
$(m_{\tilde{L}}^2)_{12}$	$0 \xrightarrow{\Delta=100} 20000, 0 \xrightarrow{\Delta=1} 100$	$1.9 \cdot 10^{-9}$
$(T_e)_{12}$	$0 \xrightarrow{\Delta=50} 1000$	ausgeschlossen
$(T_e)_{21}$	$0 \xrightarrow{\Delta=50} 1000$	ausgeschlossen
$(m_{\tilde{e}}^2)_{12} + (m_{\tilde{L}}^2)_{12}$	$0 \xrightarrow{\Delta=1000} 20000 + 0 \xrightarrow{\Delta=1000} 20000,$ $0 \xrightarrow{\Delta=5} 200 + 0 \xrightarrow{\Delta=5} 200$	$4.0 \cdot 10^{-8}$
$(m_{\tilde{e}}^2)_{12} + (T_e)_{12}$	$0 \xrightarrow{\Delta=1000} 10000 + -300 \xrightarrow{\Delta=50} 300$	$4.0 \cdot 10^{-8}$
$(m_{\tilde{L}}^2)_{12} + (T_e)_{12}$	$0 \xrightarrow{\Delta=1000} 10000 + -300 \xrightarrow{\Delta=50} 300$	$1.9 \cdot 10^{-9}$
$(T_e)_{12} + (T_e)_{21}$	$-200 \xrightarrow{\Delta=10} 200 + -200 \xrightarrow{\Delta=10} 200$	ausgeschlossen

Tabelle 5.1: Parameterscans für den Dreikörperzerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 e \mu$ am $SU4$ -Punkt. Die Spalte „Scans“ gibt den jeweils untersuchten Wertebereich an, Δ die Schrittweite. Die quadratischen Massenterme sind in GeV^2 , die trilinearen Kopplungen in GeV angegeben. Das maximal erreichbare Verzweigungsverhältnis beträgt $4.0 \cdot 10^{-8}$. Teilweise ist der Zerfall durch die obere Grenze des Niederenergiezerfalls bereits ausgeschlossen.

Höhere Verzweigungsverhältnisse erhält man dagegen bei vergleichbaren Parameterscans für den Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$, der daher im Zentrum dieser Arbeit steht.

Es stellt sich heraus, dass am Benchmarkpunkt $SU3$ zwar Dreikörperzerfälle auftreten können, diese aber auf Grund der oberen Grenze des Niederenergiezerfalls $\tau \rightarrow \mu \gamma$ (BR: $6.8 \cdot 10^{-8}$) im untersuchten Bereich bereits ausgeschlossen sind. Sowohl bei der Variation des Parameters $(m_{\tilde{e}}^2)_{23}$ als auch bei der gleichzeitigen Variation der beiden Größen $(T_e)_{23}$ und $(T_e)_{32}$ treten dagegen im gescannten Bereich keine

Dreikörperzerfälle auf. Es sei daraufhin gewiesen, dass sich diese Aussagen auf die durchgeführten Scans im angegebenen Wertebereich mit den entsprechenden Schrittweiten beziehen.

Im Gegensatz dazu sind am $SU4$ -Punkt Verzweigungverhältnisse bis zu einer Größenordnung von 10^{-2} unter Berücksichtigung der oberen Grenzen der Niederenergiezerfälle erreichbar. Die durchgeführten Parameterscans sowie die dabei maximal erlangten Verzweigungverhältnisse sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Bei allen Parameterscans sind Lepton-Flavor-verletzende Szenarien zu finden, die nicht durch die Niederenergiegrenzen ausgeschlossen werden. Hierbei liegt das maximale Verzweigungverhältnis jeweils im Bereich von 10^{-5} bis 10^{-2} .

In der folgenden Analyse wird der Dreikörperzerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ mit den Lepton-Flavor-verletzenden Parametern $(m_{\tilde{L}}^2)_{23} = 15000 \text{ GeV}^2$ sowie $(T_e)_{23} = -250 \text{ GeV}$ mit einem Verzweigungverhältnis von $2.1 \cdot 10^{-2}$ untersucht.

Parameter	Scans	max. BR
$(m_{\tilde{e}}^2)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=50} 15000$	keine Dreikörperzerfälle
$(m_{\tilde{L}}^2)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=1000} 20000, 2000 \xrightarrow{\Delta=25} 6000$	ausgeschlossen
$(T_e)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=100} 1000, 18 \xrightarrow{\Delta=0.1} 22$	ausgeschlossen
$(T_e)_{32}$	$0 \xrightarrow{\Delta=100} 1000, 0 \xrightarrow{\Delta=10} 90, 0 \xrightarrow{\Delta=1} 30$	ausgeschlossen
$(m_{\tilde{e}}^2)_{23} + (m_{\tilde{L}}^2)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=1000} 15000 + 0 \xrightarrow{\Delta=1000} 15000$	ausgeschlossen
$(m_{\tilde{e}}^2)_{23} + (T_e)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=1000} 10000 + -300 \xrightarrow{\Delta=50} 300$	ausgeschlossen
$(m_{\tilde{e}}^2)_{23} + (T_e)_{32}$	$0 \xrightarrow{\Delta=1000} 10000 + -300 \xrightarrow{\Delta=50} 300$	ausgeschlossen
$(m_{\tilde{L}}^2)_{23} + (T_e)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=100} 6000 + -300 \xrightarrow{\Delta=50} 300$	ausgeschlossen
$(T_e)_{23} + (T_e)_{32}$	$-200 \xrightarrow{\Delta=20} 200 + -200 \xrightarrow{\Delta=20} 200$	keine Dreikörperzerfälle

Tabelle 5.2: Parameterscans für den Dreikörperzerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ am $SU3$ -Punkt. Die Spalte „Scans“ gibt den jeweils untersuchten Wertebereich an, Δ die Schrittweite. Die quadratischen Massenterme sind in GeV^2 , die trilinearen Kopplungen in GeV angegeben. In zwei Fällen tritt der zu untersuchende Dreikörperzerfall bei den gewählten Einstellungen nicht auf, ansonsten ist dieser zwar möglich, aber auf Grund der Niederenergiegrenzen bereits ausgeschlossen.

Parameter	Scans	max. BR
$(m_{\tilde{e}}^2)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=1000} 19000, 9000 \xrightarrow{\Delta=10} 10000$	$2.0 \cdot 10^{-3}$
$(m_{\tilde{L}}^2)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=1000} 19000, 0 \xrightarrow{\Delta=10} 1500$	$8.9 \cdot 10^{-5}$
$(T_e)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=100} 2000, 18 \xrightarrow{\Delta=0.1} 22$	$1.8 \cdot 10^{-5}$
$(T_e)_{32}$	$0 \xrightarrow{\Delta=100} 2000, 0 \xrightarrow{\Delta=10} 90, 0 \xrightarrow{\Delta=1} 30$	$2.0 \cdot 10^{-5}$
$(m_{\tilde{e}}^2)_{23} + (m_{\tilde{L}}^2)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=1000} 15000 + 0 \xrightarrow{\Delta=1000} 15000$	$2.0 \cdot 10^{-3}$
$(m_{\tilde{e}}^2)_{23} + (T_e)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=500} 15000 + -300 \xrightarrow{\Delta=50} 300$	$1.9 \cdot 10^{-3}$
$(m_{\tilde{L}}^2)_{23} + (T_e)_{23}$	$0 \xrightarrow{\Delta=500} 15000 + -300 \xrightarrow{\Delta=50} 300$	$2.1 \cdot 10^{-2}$
$(m_{\tilde{L}}^2)_{23} + (T_e)_{32}$	$0 \xrightarrow{\Delta=500} 15000 + -300 \xrightarrow{\Delta=50} 300$	$4.9 \cdot 10^{-5}$
$(T_e)_{23} + (T_e)_{32}$	$-500 \xrightarrow{\Delta=50} 500 + -500 \xrightarrow{\Delta=50} 500$ $-50 \xrightarrow{\Delta=5} 50 + -50 \xrightarrow{\Delta=5} 50$	$3.2 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.3: Parameterscans für den Dreikörperzerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ am $SU4$ -Punkt. Die Spalte „Scans“ gibt den jeweils untersuchten Wertebereich an, Δ die Schrittweite. Die quadratischen Massenterme sind in GeV^2 , die trilinearen Kopplungen in GeV angegeben.

6 Der LHC und das ATLAS-Experiment

6.1 Der Large Hadron Collider

Um Physik jenseits des Standardmodells wie beispielsweise die Supersymmetrie zu entdecken, sind sehr hohe Energiedichten erforderlich. Der Proton-Proton-Beschleuniger Tevatron am Fermilab mit einer Schwerpunktsenergie von 1.96 TeV bzw. der Elektron-Positron-Beschleuniger LEP mit einer Energie von 0.2 TeV konnten die zur direkten Entdeckung des Higgs-Bosons oder der supersymmetrischen Teilchen notwendigen Energiebereiche jedoch nicht erreichen [51].

Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) mit einer angestrebten Schwerpunktsenergie von 14 TeV soll dagegen ab dem Jahr 2010, zunächst mit 7 TeV, dem Ziel, neue Physik zu entdecken, näher kommen.

Der LHC, der dafür ausgelegt ist sowohl Protonen- als auch Blei-Ionen zur Kollision zu bringen, ist mit einem Umfang von 27 km nicht nur der größte Collider innerhalb des Beschleuniger-Komplexes am CERN, sondern auch der zur Zeit weltweit größte. Um die enormen Energiedichten am LHC zu erreichen, sind mehrere Vorbeschleuniger notwendig. Nachdem der eingespeiste Wasserstoff mit Hilfe eines Duoplasmatrons ionisiert worden ist, werden die Protonen in ein Hochfrequenzquadrupol eingespeist und auf 750 kV beschleunigt. Nach einer kurzen Strecke im Linearbeschleuniger LINAC 2, werden die Protonen in den Vorbeschleunigern Proton-Synchrotron-Booster (PSB), Proton-Synchrotron (PS) und Super-Proton-Synchrotron (SPS) schließlich bis auf 450 GeV beschleunigt und schließlich in zwei gegenläufigen Strahlen in den LHC eingespeist (vgl. Abb. 6.1).

wobei N_b die Anzahl der Teilchen pro Bunch, n_b die Anzahl der Bunches pro Strahl, f die Umlauffrequenz und γ_r den relativistischen Gamma-Faktor darstellt. Des Weiteren bezeichnet ε_n die normierte transversale Strahl-Emittanz, β^* die Beta-Funktion am Kollisionspunkt und F einen geometrischen Reduktionsfaktor, der den Kreuzungswinkel der beiden Strahlen am Wechselwirkungspunkt berücksichtigt [53]. Schließlich soll der LHC eine Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreichen.

Direkt an den Kollisionspunkten befinden sich die vier Hauptexperimente ALICE, LHCb, CMS und ATLAS. Die kleineren Experimente TOTEM bzw. LHCf liegen in der Nähe des CMS- bzw. ATLAS-Experiments.

Während ALICE (A Large Ion Collider Experiment) zur Untersuchung von Quark-Gluon-Plasma als einziges Experiment für die geplanten Blei-Ionen-Kollisionen am LHC ausgelegt ist, sind alle anderen Experimente dagegen auf Proton-Proton-Kollisionen spezialisiert [54].

LHCf (Large Hadron Collider forward), der zusammen mit TOTEM und LHCb zu den drei Niederluminositäts-Experimenten zählt, benutzt vorwärts gerichtete Teilchen, um kosmische Strahlung unter Laborbedingungen zu simulieren. Die Ergebnisse werden vor allem zur Interpretation und Kalibrierung von Experimenten mit kosmischer Strahlung herangezogen [55].

Das TOTEM-Experiment (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement) ist auf die Untersuchung vorwärts gerichteter Teilchen spezialisiert, die durch die anderen Experimente nicht analysierbar sind. Unter anderem soll TOTEM die genaue Luminosität des LHCs überwachen [56].

LHCb (Large Hadron Collider beauty) ist auf b-Physik fokussiert und untersucht vor allem die CP-Verletzung bei Hadronen, die b-Quarks enthalten [57].

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) und CMS (Compact Muon Solenoid) dagegen gehören zu den Universal-Experimenten. Beide decken eine weite Bandbreite zu untersuchender Physik ab. Hierzu gehören zum Beispiel die Entdeckung des Higgs-Bosons sowie verschiedene Bereiche der BSM-Physik wie Supersymmetrie, Dunkle Materie und Extra-Dimensionen, aber auch weitere Präzisionsmessungen der Standardmodellparameter [58, 59].

Im Folgenden soll nun ein genauerer Einblick in den ATLAS-Detektor gegeben werden, der im Mittelpunkt der durchgeführten Simulation und Analyse steht.

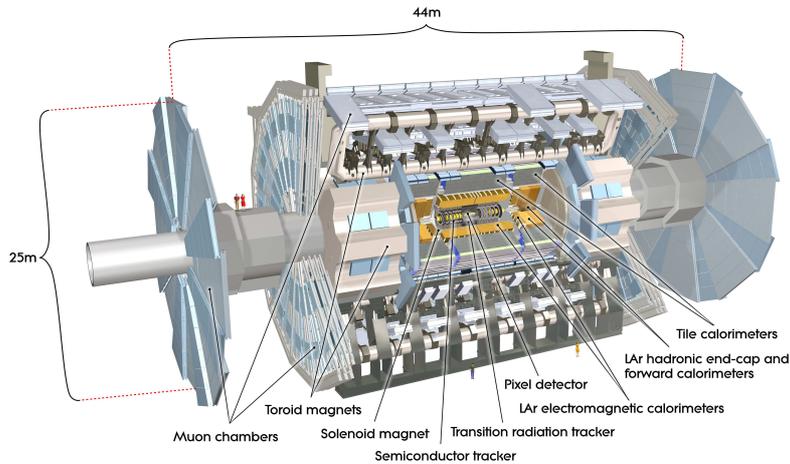


Abbildung 6.2: Übersicht über die Komponenten des ATLAS-Detektors. [60].

6.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor, der mit einem Durchmesser von 25 m und einer Länge von 44 m der zur Zeit weltweit größte Teilchendetektor ist, hat zum Ziel ein breites Spektrum detaillierter Physikstudien zu ermöglichen. Hierzu besteht dieser aus verschiedenen Detektoren, die eine hohe Präzision bei der Datennahme gewährleisten. Um einen großen Raumwinkelbereich abzudecken, sind die einzelnen Detektorkomponenten in zylindrischer Form um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. Dieser Bereich wird auch als Barrelbereich bezeichnet, der an beiden Enden durch die Endkappen abgeschlossen wird.

Direkt am Wechselwirkungspunkt befindet sich der sogenannte Innere Detektor, der wiederum aus drei verschiedenen Subdetektoren besteht. Wie in Abb. 6.2 ersichtlich, befinden sich im innersten Bereich Pixeldetektoren, die wiederum von Halbleiter- sowie Übergangsstrahlungsdetektoren umgeben werden (Abschnitt 6.2.3). Der Innere Detektor wird vom Elektromagnetischen sowie Hadronischen Kalorimeter eingeschlossen (Abschnitt 6.2.4). Das äußerste Detektorsystem ist schließlich das Myon-Spektrometer, welches aus vier verschiedenen Detektor- bzw. Triggersystemen besteht (Abschnitt 6.2.5).

Zum besseren Verständnis der durchgeführten Detektorsimulation im Rahmen des ATLAS-Experiments und der Analyse soll im Folgenden auf die jeweiligen Detektorkomponenten und ihre Eigenschaften eingegangen werden. Im Vorfeld wird ein kurzer Überblick über die wichtigsten ATLAS-spezifischen Definitionen gegeben. Für weiterführende Informationen sei auf [60] verwiesen.

6.2.1 Das Koordinatensystem am ATLAS-Detektor

Wichtig zum Verständnis sind vor allem das beim ATLAS-Experiment verwendete Koordinatensystem und die hieraus resultierenden Konventionen [60].

Als Ursprung des Koordinatensystems wird der Wechselwirkungspunkt inmitten des ATLAS-Detektors gewählt. Die Strahlachse wird als z -Achse definiert, die x - y -Ebene dementsprechend als transversale Ebene bzgl. der Strahlrichtung. Die positive x -Achse zeigt in Richtung des LHC-Mittelpunktes, die y -Achse nach oben. Der Azimutwinkel ϕ bezeichnet dabei den Winkel um die Strahlachse herum, der Polarwinkel θ dagegen den Winkel, der von der z -Achse hinwegweist, sodass $\tan \phi = \frac{p_y}{p_x}$ gilt.

Die Pseudorapidität η ist gemäß

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (6.3)$$

definiert. Für hochrelativistische Teilchen nähert sich diese der Rapidität

$$y = -\frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}. \quad (6.4)$$

Als Zwischenwinkel zweier Teilchen, die aus einem Zerfallsvertex stammen, wird ΔR definiert, was sich in der η - ϕ -Ebene zu

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (6.5)$$

ergibt.

Weitere charakteristischen Größen sind der transversale Impuls $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, die transversale Energie E_T sowie die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T .

6.2.2 Das Magnetsystem

Das supraleitende Magnetsystem des ATLAS-Detektors besteht aus zwei Hauptkomponenten, dem solenoiden Magneten, welcher das Magnetfeld für den Inneren Detektor erzeugt sowie den drei toroidalen Komponenten, die das Magnetfeld zur Ablenkung der Myonen im Myon-Spektrometer generieren [60].

Der solenoide Magnet mit einer Länge von 5.8 m und einem äußeren Durchmesser von 2.56 m umgibt zylindrisch den Inneren Detektor und erzeugt ein axiales Magnetfeld in Richtung der Strahlachse von 2.0 T. Die geladenen Teilchen werden durch

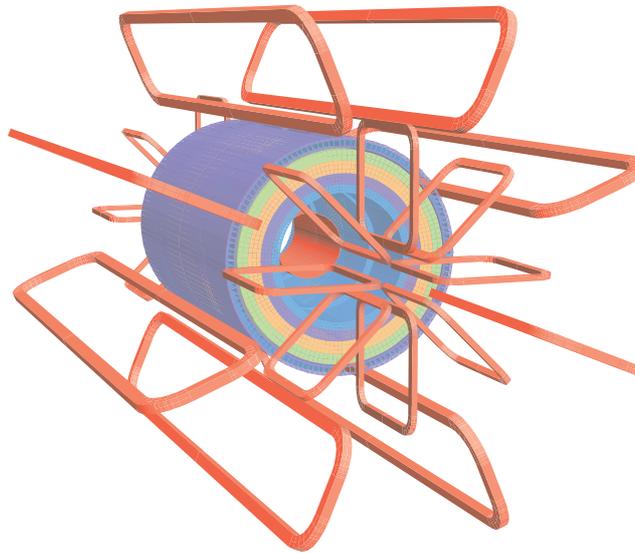


Abbildung 6.3: Übersicht über das Magnetsystem im ATLAS-Detektor. Um den Inneren Detektor herum befindet sich der solenoide Magnet. Dieser wird durch drei toroidale Magnete umgeben, die aus jeweils acht radial um die Strahlachse angeordnete Spulen bestehen. [60].

das entstehende Magnetfeld proportional zu ihrem transversalen Impuls auf eine Kreisbahn gezwungen, durch dessen Krümmung der Gesamtimpuls bestimmbar ist. Da sich der solenoide Magnet noch vor dem Kalorimeter befindet, ist das verbaute Material auf ein Minimum reduziert, damit die Performance des Kalorimeters keine Einbußen erfährt.

Die drei toroidalen Magnete bestehen aus jeweils acht um die Strahlachse radial und symmetrisch angeordneten Magnetspulen (vgl. Abb. 6.3). Die beiden kleineren Toroide mit einer Länge von 5.0 m und einem äußeren Durchmesser von 10.7 m erzeugen ein maximales Magnetfeld von 1.0 T und befinden sich im Endkappenbereich.

Der dritte und größere Toroidmagnet dagegen weist eine Länge von 25.3 m und einen inneren bzw. äußeren Durchmesser von 9.4 m bzw. 20.1 m auf und ist um das Kalorimeter herum angeordnet. Es erzeugt ein Magnetfeld von ca. 0.5 T. Alle drei Komponenten sollen durch die Ablenkung der Myonen, eine präzise Impulsmessung durch das Myon-Spektrometer gewährleisten.

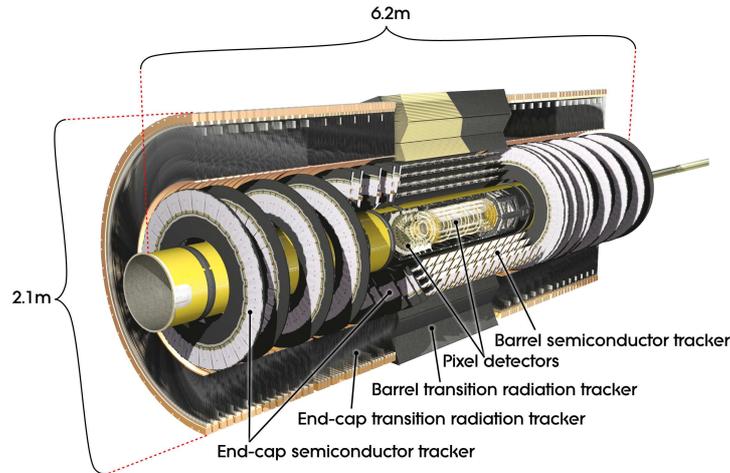


Abbildung 6.4: Übersicht über den Inneren Detektor. Dieser besteht aus den drei Komponenten Pixel-Detektor, Silizium-Streifen-Detektor (semiconductor tracker) sowie Übergangsstrahlungsdetektor (transition radiation tracker) [60].

6.2.3 Der Innere Detektor

Die Aufgabe des Inneren Detektor ist es, eine hochauflösende Impulsmessung zu gewährleisten sowie eine Primär- und Sekundärvertexmessung zu ermöglichen, um die Lebenszeit geladener Teilchen zu bestimmen, Photonkonversion zu rekonstruieren und b-Tagging zu erlauben.

Somit ist es beispielsweise möglich, die Anzahl an Elektronen, die im Kalorimeter als Photonen missidentifiziert werden könnten, zu minimieren bzw. durch die Detektion des geladenen Teils eines Jets die fehlende Energie dieser besser abzuschätzen.

Um eine hohe Genauigkeit zu erreichen, ist das starke Magnetfeld des solenoiden Magneten notwendig, durch das die geladenen Teilchen abgelenkt werden, sodass ihr transversaler Impuls und ihre Ladung durch die Ablenkung in der R - ϕ -Ebene bestimmt werden kann.

Um die resultierende Spur der jeweiligen Teilchen zu fitten, sind alle drei Komponenten des Inneren Detektors notwendig [60]. Durch die Anordnung der einzelnen Komponenten (vgl. Abb. 6.4) ist eine Detektion über einen Bereich von $|\eta| < 2.5$ möglich. Die beiden im Innersten befindlichen Subdetektoren sind hochauflösend und dienen dazu eine hohe Granularität zu erreichen.

6.2.3.1 Der Pixel-Detektor

Der Pixel-Detektor, der dem Wechselwirkungspunkt am nächsten ist, besteht aus einzelnen, n-dotierten Silizium-Pixel-Sensoren, die auf bis zu -10° gekühlt werden müssen, um die strahlungsabhängigen Kriechströme zu reduzieren sowie die Dotierung aufrechtzuerhalten.

Die insgesamt 1744 Sensoreinheiten bestehen jeweils aus 46080 auslesbaren Pixeln mit einer Fläche von $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. Im Barrelbereich befinden sich drei zylindrische Schichten der Pixel-Detektoren in einem Abstand von $R = 50.5$, $R = 88.5$ sowie $R = 122.5$ von der Strahlachse mit einer Ortsauflösung von $10 \mu\text{m}$ in der R - ϕ -Ebene sowie $115 \mu\text{m}$ in z -Richtung. Im Endkappenbereich befinden sich ebenso jeweils drei Schichten in einem Abstand von $z = 495$, $z = 580$ sowie $z = 650$ und einer Auflösung von $10 \mu\text{m}$ in der R - ϕ -Ebene sowie $115 \mu\text{m}$ in R -Richtung.

Auf Grund dieser Anordnung wird ein zerfallendes Teilchen mindestens drei Schichten des Detektors durchdringen.

6.2.3.2 Der Silizium-Streifen-Detektor

Der Silizium-Streifen-Detektor (semiconductor tracker – SCT) besteht insgesamt aus 4088 Modulen, von denen sich 2112 im Barrelbereich sowie 1976 im Endkappenbereich befinden. Die einzelnen Module bestehen aus jeweils 768 einzelnen Siliziumstreifen, die in einem Abstand von $80 \mu\text{m}$ angeordnet sind. Jeweils zwei Sensoren sind Rückseite an Rückseite in einem Winkel von 40 mrad angebracht, um eine entsprechende Auflösung in R - bzw. z -Richtung zu ermöglichen.

Im Barrelbereich von $255 < R < 549$ sind vier zylindrische Schichten installiert, im Endkappenbereich von $|z| < 805 \text{ mm}$ dagegen insgesamt jeweils neun. Der Silizium-Streifen-Detektor erreicht eine Auflösung von $17 \mu\text{m}$ in der R - ϕ -Ebene sowie $580 \mu\text{m}$ in der R - bzw. z -Richtung.

6.2.3.3 Der Übergangsstrahlungsdetektor

Der Übergangsstrahlungsdetektor (transition radiation tracker – TRT) ist ein Gasdetektor, der zur zusätzlichen Spurrekonstruktion dient und im Gegensatz zu den vorherigen Subkomponenten bei Normaltemperatur betrieben wird.

Er besteht aus einzelnen Röhren mit einem Durchmesser von 4 mm und einer mit Gold beschichteten Drahtanode. Gefüllt sind diese Röhren mit einer Gasmischung

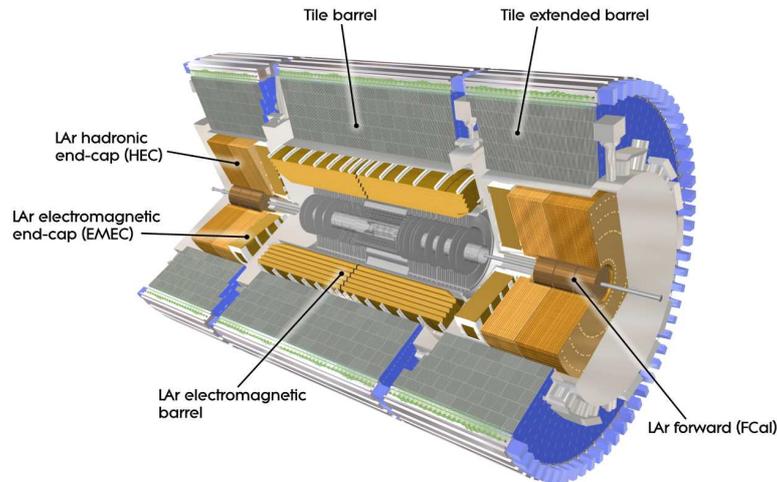


Abbildung 6.5: Übersicht über die Komponenten des Kalorimeters. Das Kalorimeter des ATLAS-Experiments besteht sowohl im Barrel- als auch im Endkappenbereich aus hadronischen (LAr hadronic end-cap, Tile Barrel, FCal) sowie elektromagnetischen Detektorkomponenten (LAr electromagnetic end-cap, LAr electromagnetic barrel) [60].

aus 70% Xe, 27% CO₂ sowie 3% O₂.

Die Röhren, die im Barrelbereich 144 cm lang sind, sind hier in drei Schichten parallel zur Strahlachse ausgerichtet, im Endkappenbereich mit einer Länge von 37 cm dagegen radial zur Strahlachse innerhalb von neun zur z -Achse senkrecht stehenden Scheiben.

Zwischen den einzelnen Röhren befinden sich 19 μm dicke Polypropylen-Fasern, die als Übergangsstrahlungs-Material dienen. Das Material dient dazu, dass hochenergetische Teilchen, wie beispielsweise Elektronen, beim Durchdringen des Materials zusätzliche Niederenergie-Photonen erzeugen, die durch Gasionisation ein höheres Signal auslösen. Mit Hilfe von zwei verschiedenen Schwellwerten können Signale resultierend aus der Übergangsstrahlung von „normalen“ Spuren unterschieden werden, sodass hierdurch eine Unterscheidung von beispielsweise Elektronen und Pionen möglich wird.

Jede geladene Spur mit $p_T > 0.5$ GeV und einer Pseudorapidität von $|\eta| < 2.0$ wird durchschnittlich 36 Röhren mit einer jeweiligen Auflösung von 130 μm durchqueren.

6.2.4 Das Kalorimeter

An die solenoiden Magneten, welche den Inneren Detektor umgeben, schließt das Kalorimeter an. Dieses hat zum Ziel, die Energie der Teilchen im Endzustand zu bestimmen.

Das Kalorimeter, welches einen weiten Bereich ($|\eta| < 4.9$) des Detektors abdeckt, besteht aus zwei Hauptkomponenten [60]: Zum einen aus dem Elektromagnetischen Kalorimeter, welches eine feinere Granularität für die Präzisionsmessung von Elektronen und Photonen aufweist, sowie dem Hadronischen Kalorimeter mit einer größeren Granularität zur Rekonstruktion von Jets und zur Messung fehlender transversaler Energie (E_T).

Beide jedoch basieren auf dem gleichen Prinzip. Sie bestehen aus einer Abfolge von aktivem Material und passivem Absorber. Während durch das passive Material sekundäre Teilchen hervorgerufen werden, dient das aktive Material zum Nachweis dieser erzeugten Teilchenschauer. Elektronen und Photonen beispielsweise wechselwirken mit dem elektromagnetischen Feld der Atomkerne des passiven Materials und rufen dadurch eine Schauerbildung durch Bremsstrahlung und/oder Paarbildung hervor. Die Bildung von Teilchenschauern bei hadronischen Teilchen resultiert dagegen aus der Wechselwirkung dieser mit den jeweiligen Atomkernen des passiven Materials. Schwach wechselwirkende Myonen können die beiden Kalorimeter dagegen nahezu ungehindert durchdringen.

6.2.4.1 Das Elektromagnetische Kalorimeter

Im gesamten Elektromagnetischen Kalorimeter (LAr elektromagnetic calorimeter – ECal) werden flüssiges Argon (liquid Argon – LAr) als aktives Material und Bleiplatten als passiver Absorber verwendet. Durch die Ziehharmonika-ähnlich geformten Bleiplatten und Kapton-Elektroden ist es möglich, im kompletten ϕ -Bereich ohne azimutale Einschnitte zu detektieren.

Das Elektromagnetische Kalorimeter besteht wiederum aus drei Subkomponenten. Das ECal im Barrelbereich deckt einen detektierbaren Bereich von $|\eta| < 1.475$ ab. Im Endkappenbereich befinden sich jeweils zwei räderförmige Module, die wiederum aus zwei Komponenten bestehen. Der innerste Detektorring mit einem Detektionsbereich von $1.375 < |\eta| < 2.5$ hat drei Granularitätsstufen, der äußere ($2.5 < |\eta| < 3.2$) zwei.

Um auch den Energieverlust im Bereich vor dem ECal zu bestimmen, befindet sich dort ($0 < |\eta| < 1.8$) ein sogenannte *Presampler*.

6.2.4.2 Das Hadronische Kalorimeter

Das Hadronische Kalorimeter (HCal) besteht insgesamt aus drei Subdetektoren: einem Plattenkalorimeter (tile calorimeter), einem Hadronischen Endkappenkalorimeter (LAr hadronic end-cap calorimeter – HEC) sowie einem vorwärtsgerichteten Kalorimeter (LAr forward calorimeter – FCal).

Das Plattenkalorimeter wird als solches auf Grund der szintillierenden Platten als aktives Material bezeichnet. Als Absorber werden Stahlplatten eingesetzt. Das Plattenkalorimeter mit einem inneren bzw. äußeren Radius von $R = 2.28\text{m}$ bzw. $R = 4.25\text{m}$ deckt einen detektierbaren Bereich von $|\eta| < 1$ ab, das sogenannte *extending tile calorimeter* zudem $0.8 < |\eta| < 1.7$.

Direkt im Anschluss an das Elektromagnetische Kalorimeter im Endkappenbereich befinden sich zwei unabhängige Räder des Hadronischen Endkappenkalorimeters ($1.5 < |\eta| < 3.1$) mit jeweils zwei Granularitätsstufen. Wie bereits auch im ECal wird flüssiges Argon als aktives Material verwendet, Kupferplatten dagegen dienen als passiver Absorber.

Das FCal ($3.2 < |\eta| < 4.9$) dient schließlich dazu, das Kalorimeter um den Inneren Detektor herum abzuschließen und den Hintergrund für das Myon-Spektrometer zu reduzieren. Dieser Detektor, der ebenso Argon als aktives Material verwendet, besteht wiederum aus drei Komponenten. Die erste bestehend aus Kupfer ist für elektromagnetische Messungen optimiert, die anderen beiden, welche aus Wolfram gefertigt sind, hauptsächlich für die Messung der Energie hadronischer Teilchen.

6.2.5 Das Myon-Spektrometer

Wie in Abb. 6.6 ersichtlich, befindet sich das Myon-Spektrometer im äußeren Bereich und bestimmt somit die Ausmaße des ATLAS-Detektors.

Die Spuren der Myonen, die nur minimal ionisieren und nahezu ungestört den Inneren Detektor und das Kalorimeter durchdringen können, werden im letzten Abschnitt des ATLAS-Detektors, dem Myon-Spektrometer, gemessen. Da Myonen in vielen vielversprechenden Signaturen von BSM-Prozessen enthalten sind, ist eine hohe Präzision bei den Messungen erforderlich.

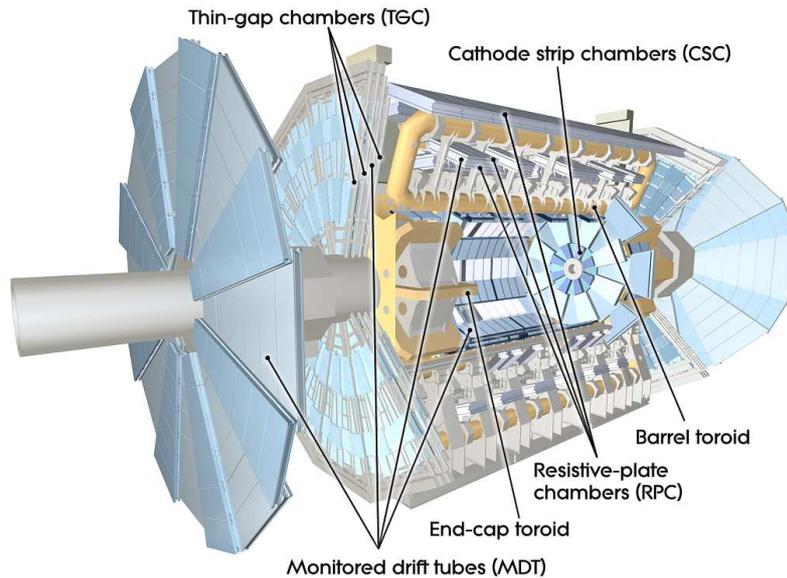


Abbildung 6.6: Übersicht über das Myon-Spektrometer. Während die CSCs nur im Bereich der Strahlachse eingesetzt werden, werden die MDTs sowohl im Barrel- als auch Endkappenbereich verwendet. Als Trigger dienen die RPCs im Barrelbereich und die TGCs im Endkappenbereich. [60].

Diese wird durch verschiedene Gas-Detektoren, den *Monitored Drift Tubes* (MDT) und den *Cathode Strip Chambers* (CSC) sowie den *Resistive Plate Chambers* (RPC) und den *Thin Gap Chambers* (TGC) gewährleistet. Letztere werden im Myon-Spektrometer als Trigger eingesetzt.

6.2.5.1 Die Driftröhren

Die MDTs bestehen aus 0.7 m bis 6.0 m langen Aluminiumröhren mit einem Durchmesser von 30 mm. Als Anode dient ein 50 μm starker mit Gold beschichteter Wolfram-Rhenium-Draht. Zudem sind diese mit einer Gasmischung aus 93% Ar und 7% CO_2 gefüllt, bei der trotz der hohen Hintergrundstrahlung nur langsam Alterungserscheinungen auftreten. Beim Durchqueren der MDTs durch ein Myon wird durch Gasionisation ein Lawineneffekt ausgelöst und dieses mit einer maximalen Driftzeit von 700 ns detektiert. Durch diese Eigenschaften erreichen die MDTs eine Auflösung von 80 μm pro Driftröhre bzw. von 35 μm pro Kammer.

Die Kammern, die aus drei bis acht Lagen von Driftröhren bestehen, decken einen weiten Pseudorapiditätsbereich ab. Im Endkappenbereich befinden sich jeweils vier scheibenförmige Driftröhrenkammern, im Barrelbereich sind diese in drei zylindrischen

Schichten angeordnet.

Durch die Ablenkung der Myonen durch das in Abschnitt 6.2.2 beschriebene toroidale Magnetsystem und die entsprechende Anordnung der Kammern, kann schließlich der Impuls der Myonen bestimmt werden.

6.2.5.2 Die Kathoden-Streifen-Kammern

Im Bereich der Strahlachse ($2.0 < |\eta| < 2.7$) werden die Kathoden-Streifen-Kammern herangezogen, da sie eine höhere Granularität und mit einer maximalen Driftzeit von 30 ns eine bessere Zeitauflösung aufweisen. Die Vieldraht-Proportionalkammern mit einer Gasmischung aus 30% Ar, 50% CO₂ und 20% CF₄ bestehen aus radial ausgerichteten Anodendrähten, zu denen sich sowohl parallel als auch senkrecht dazu ausgerichtet Kathoden-Streifen befinden. Durch diese Anordnung wird eine Auflösung von 40 μm bzw. 5 mm in η - bzw. ϕ -Richtung erreicht.

Um eine hohe Auflösung bei der Myon-Detektion zu gewährleisten, muss die Position der Driftrohre sowie der Kathoden-Streifen-Kammern auf 30 μm genau bestimmt werden können. Hierzu dient ein optisches Ausrichtungssystem (RASNIK-System).

6.2.5.3 Die Triggerkammern

Zum Triggern auf entsprechende Myon-Kandidaten dienen zwei verschiedene Trigger-Kammern mit einer sehr schnellen Reaktionszeit: Die *Resistive Plate Chambers* (RPC) sowie die *Thin Gap Chambers* (TGC).

Die RPCs mit einer Zeitauflösung von 1.5 ns befinden sich in einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 1.05$, die TGCs mit einer etwas schlechteren Zeitauflösung von 4 ns dagegen im Endkappenbereich ($1.05 < |\eta| < 2.4$).

Bei den RPCs handelt es sich um Gas-Detektoren, die aus jeweils zwei Widerstandsplatten als Elektroden mit einem Abstand von 2 mm bestehen. Jede MDT-Kammer ist jeweils von ein bis zwei RPCs umgeben.

Die TGCs ähneln dem Prinzip der Kathoden-Streifen-Kammern. Lediglich der kleinere Anoden-Kathoden-Abstand und eine andere Gasmischung ermöglichen eine bessere Zeitauflösung. Neben der Zeitmessung wird durch die senkrecht zu den Anodendrähten befindlichen Kathoden-Streifen die Messung der azimuthalen Koordinate zusätzlich zu der durch die MDTs bestimmten radialen Komponente einer Myon-Spur erlaubt. Auf Grund dessen, sind die MDTs im Endkappenbereich jeweils mit TGCs

umgeben.

Insgesamt stellt das Myon-Spektrometer einen eigenständigen Detektor dar, der es erlaubt, Myonen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit zu identifizieren und sehr präzise zu rekonstruieren.

6.2.6 Das Triggersystem

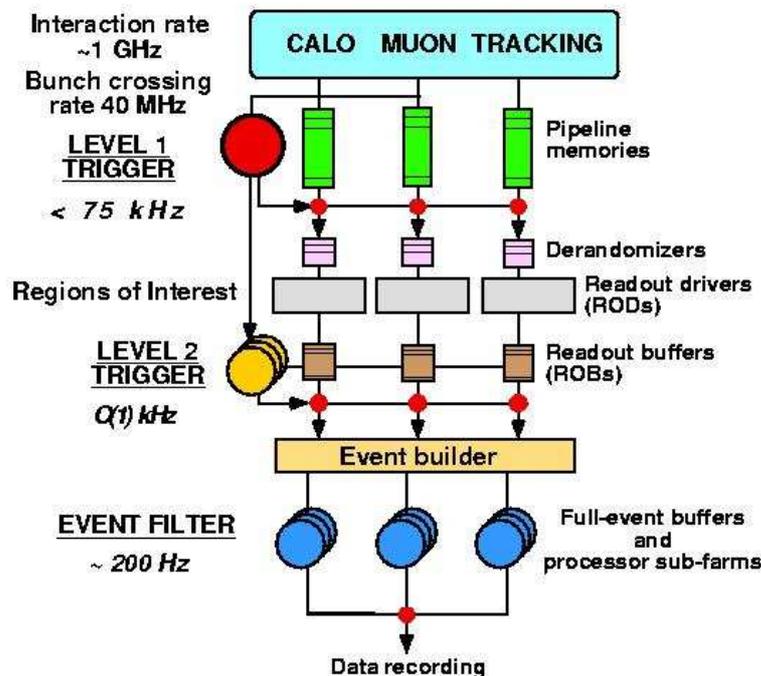


Abbildung 6.7: Übersicht über das dreistufige Triggersystem. Nach einer ersten, schnellen Selektion durch den hardwarebasierenden Level-1-Trigger, folgen die beiden softwarebasierenden Trigger (Level-2-Trigger und Event-Filter). Die Datenrate wird hierbei von 1 GHz auf 200 Hz reduziert [61].

Mit einer Kollisionsrate von 40 MHz treffen die Bunches an den vier Kollisionspunkten des LHCs aufeinander. Bei einer angestrebten Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ kommt es auf Grund der hohen Protonendichte zu circa 23 Wechselwirkungen pro Bunch-crossing. Um bei der hieraus resultierenden Wechselwirkungsrate von 1 GHz eine sinnvolle Datenspeicherung zu ermöglichen, wird ein effizientes Triggersystem benötigt, welches zur Aufgabe hat, die interessanten Ereignisse zu erkennen und diese permanent zu speichern. Hierzu ist insgesamt eine Reduktion der Datenrate um

den Faktor 10^7 notwendig, um die Datenspeicherung bei einer Rate von 200 Hz zu ermöglichen.

Hierfür wird ein dreistufiges Triggersystem [60, 61] eingesetzt. Während der hardwarebasierende *Level-1-Trigger* die Datenrate auf 75 kHz reduziert, verringert der sogenannte *High-Level-Trigger*, der auf einem reinen Software-Triggersystem mit den beiden Komponenten *Level-2-Trigger* sowie *Event Filter* fußt, die Rate auf 200 Hz.

6.2.6.1 Level-1-Trigger

Der hardwarebasierende Level-1-Trigger führt eine erste, schnelle Selektion der Ereignisse durch. Hierfür werden Detektorinformationen aus den beiden Myon-Triggerkammern RPC und TGC sowie aus dem Kalorimeter herangezogen. Zur schnelleren Prozessierung werden die Informationen jedoch nicht in der vollen Granularität (es findet eine Einteilung in sogenannte *trigger towers* statt) verarbeitet. Die Informationen werden schließlich im zentralen Triggerprozessor (*central trigger processor - CTP*) zusammengeführt, der innerhalb einer Zeitspanne von 2.5 ns die Triggerentscheidung treffen muss, während die Daten in *Pipeline Memories* zwischengespeichert werden.

So können Signaturen mit Myonen eines hohen transversalen Impulses, mit Elektronen bzw. Photonen, Jets und τ -Leptonen sowie Ereignisse mit einer hohen totalen bzw. fehlenden transversalen Energie selektiert werden.

6.2.6.2 High-Level-Trigger

Der rein softwarebasierende High-Level-Trigger untersucht nun lediglich die vom Level-1-Trigger als interessant eingestuften Bereiche, die sogenannten *Regions of interest - RoIs*, die je einen bestimmten η - ϕ -Bereich um das jeweilige Ereignis definieren.

Die erste Komponente, der Level-2-Trigger, verfeinert die Triggerentscheidung des Level-1-Triggers, indem dieser engere Schwellwerte setzt und zudem die gesamte Information des Detektors mit all seinen Komponenten in voller Granularität nutzt. Mit Hilfe der Triggerentscheidung des Level-2-Triggers in einer Zeitspanne von 10 ms kann die Datenrate schließlich auf 2 kHz reduziert werden.

Auf Grund der geringeren Datenrate bleiben dem Event-Filter zur Triggerentscheidung etwa 4 s, sodass die zweite Komponente des High-Level-Triggers bereits ein-

fache offline-Algorithmen heranziehen und uneingeschränkt der RoIs auf die Daten zugreifen kann. Die letzte Stufe des ATLAS-Triggersystems erreicht hierdurch eine Reduzierung der Datenrate auf ca. 200 Hz. Die relevanten Daten werden schließlich auf permanente Speicher am CERN geschrieben.

7 Das ATLAS-Software-Framework

Hinsichtlich des Detektorverständnisses, der Performanceabschätzung sowie der Erarbeitung von Identifikationsstrategien, ist es notwendig bereits im Vorfeld der Datennahme durch Simulationen ein Gefühl für die späteren Messdaten zu entwickeln, um so diese richtig interpretieren zu können. Gerade zur Vorbereitung auf die Suche nach neuer Physik, ist es unumgänglich zuvor mit Hilfe von simulierten Daten das Entdeckungspotential abzuschätzen bzw. Methoden zum Nachweis neuer Teilchen zu entwickeln.

Hierzu ist im Rahmen des ATLAS-Experiments das Software-Framework Athena entwickelt worden, welches beginnend mit der Ereignisgenerierung über die Detektorsimulation bis hin zur Analyse Softwarepakete zur Verfügung stellt. Zur Übersicht über die Monte-Carlo-Datenproduktionskette am ATLAS-Experiment sei auf Abbildung 7.1.

7.1 Monte-Carlo-Ereignisgenerierung

Der erste Schritt zur Erzeugung von Daten auf Grundlage derer eine Analyse durchgeführt werden kann, ist die Ereignisgenerierung. Diese basiert auf einer sogenannten Monte-Carlo-Simulation, die nach dem Prinzip der großen Zahlen bei hoher Anzahl generierter Ereignisse sich der theoretischen Wahrscheinlichkeit der Prozesse annähert und so eine realistische Ereignisproduktion erlaubt. Ein solcher Monte-Carlo-Generator stellt Pythia [63] dar, der im Rahmen dieser Arbeit zur Ereignisgenerierung verwendet worden ist.

Im Rahmen der Ereignisgenerierung sind die folgenden physikalischen Aspekte zu berücksichtigen: Die Struktur der aufeinander treffenden Protonen wird mit Hilfe von *parton distribution functions* (PDF) modelliert, die die Flavor- sowie Energie-Impuls-Verteilung innerhalb eines Protons beschreiben. Bei der Kollision zweier Partonen kommt es schließlich zum eigentlichen harten Prozess bei dem neue Teilchen entstehen bzw. kurzlebige Resonanzen beispielsweise der W^\pm - und Z^0 -Bosonen

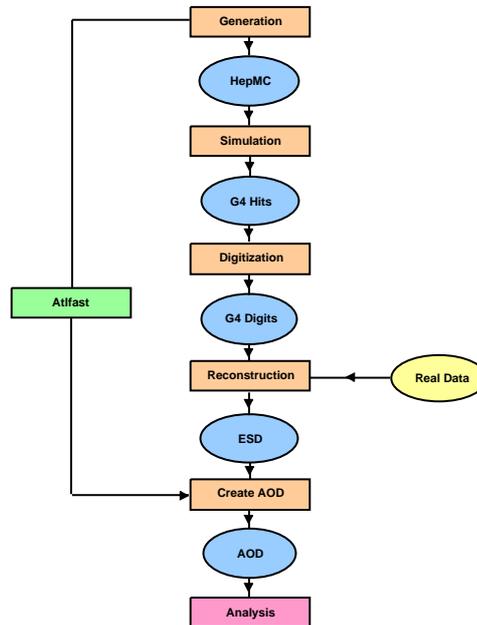


Abbildung 7.1: Übersicht über die Monte-Carlo-Datenproduktion am ATLAS-Experiment. Die vollständige Simulationskette (full chain) setzt sich aus den Produktionsschritten Ereignisgenerierung, Simulation, Digitalisierung und Rekonstruktion zusammen. Parallel dazu besteht die Möglichkeit einer beschleunigten Produktion durch ATLFAST. Die aus beiden Varianten resultierenden Daten im AOD-Format können schließlich zur Analyse verwendet werden [62].

auftreten können. Die auslaufenden, erzeugten Partonen zerfallen schließlich schauerartig, die entstandenen Quarks und Gluonen werden durch das QCD-Confinement hadronisiert. Dies wird in der verwendeten Pythia-Software hauptsächlich mit Hilfe der *Lund-String-Fragmentation* realisiert.

Dem Monte-Carlo-Generator Pythia können zur Generierung Input-Parameter im SUSY-LesHouchesAccord-Format [41] übergeben werden, sodass auf Grundlage der entsprechenden Massenspektren und Verzweigungsverhältnisse physikalische Ereignisse für verschiedene Modelle wie zum Beispiel für die Supersymmetrie generiert werden können. Am Ende der Monte-Carlo-Simulation liegen die Endzustände schließlich als Vierervektoren vor, die als Ausgangsbasis für die Detektorsimulation dienen.

7.2 Detektorsimulation

Da die durch die Ereignisgenerierung produzierten, physikalischen Ereignisse jedoch noch nicht widerspiegeln, wie diese vom Detektor tatsächlich erfasst werden würden, ist es notwendig, die generierten Ereignisse mit Hilfe einer Detektorsimulation so zu transformieren, dass sie den Messdaten des ATLAS-Detektors entsprechen.

Hierzu wird im Rahmen des Athena-Frameworks eine Geant4-Simulation (**Geometry and tracking**) [64] herangezogen.

Die genaue Implementierung der Geometrie des ATLAS-Detektors wie in Abschnitt 6.2 beschrieben ermöglicht eine präzise Detektorsimulation. Geant4 simuliert dabei den Weg der durch den Ereignisgenerator produzierten Teilchen durch den Detektor. Dabei werden sowohl ihre Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial als auch der Einfluss des Magnetfelds berücksichtigt und die jeweilige Energiedeposition, die die Teilchen dabei an den entsprechenden Wechselwirkungsorten (*Hits*) hinterlassen, gespeichert. Bei der Simulation durch Geant4 werden zudem Teilchen berücksichtigt, die erst bei der Wechselwirkung mit dem Detektor entstehen. Beispiele hierfür wären Elektron-Positron-Paare, Bremsstrahlung oder hadronische Schauerbildung. Geant4 ermöglicht es außerdem, den Zerfall von langlebigen Teilchen, die durch den Ereignisgenerator erzeugt worden sind, beim Durchqueren des Detektors zu berücksichtigen. Die entsprechenden Hits werden in einem weiteren Schritt schließlich in elektrische Signale umgewandelt und dabei gleichzeitig Hardwareeffekte wie beispielsweise Rauschen mit berücksichtigt. Nach dieser sogenannten *Digitalisierung* liegen die Hits in Form von digitalen Signalen vor, wie dies auch bei Datennahme des Detektors der Fall wäre.

Da die Detektorsimulation mit 15 min pro Ereignis vor allem auf Grund der Simulation der Schauerbildung im Kalorimeter sehr zeitaufwändig ist, gibt es neben der vollständigen Simulationskette (*ATLAS full chain*), die die Simulation, Digitalisierung und Rekonstruktion aller Teilchen im Detektor für jedes einzelne Ereignis durchführt, auch kürzere Varianten mit reduziertem Simulationsdetailgrad.

Zwei Beispiele für eine solche verkürzte Detektorsimulation stellen ATLFAST I sowie ATLFAST II dar.

ATLFAST I [65] simuliert nicht die einzelnen Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektor auf Grundlage einer detaillierten Geometrie, sondern verwendet lediglich eine Parametrisierung. So wird das Kalorimeter zum Beispiel nicht in eine hadronische und elektromagnetische Komponenten unterschieden und es werden keine Spursimulationen im Inneren Detektor oder auch in den Myon-Kammern durchgeführt. Auch die Rekonstruktion erfolgt in weiten Teilen auf Basis der Monte-Carlo-

generierten Ereignisse (den sogenannten *Truth-Daten*) und somit nicht auf Grundlage der Detektorsimulation.

ATLFAST II [66] stellt eine weitere Alternative zur vollständigen Detektorsimulationskette und der schnellen ATLFAST-I-Simulation dar. Es ist entwickelt worden, um sowohl die ATLFAST-I-Simulation zu verbessern als auch die gleiche ATLAS-Rekonstruktionssoftware heranziehen zu können und so eine identische Datenstruktur wie bei der vollen Geant4-Simulation bzw. bei Datennahme zu erhalten.

Um die Rechenzeit bezüglich der vollen Simulationskette zu verringern, aber gleichzeitig die Simulation im Vergleich zu ATLFAST I zu optimieren, wird folgende Strategie verfolgt:

Im Bereich des gesamten Inneren Detektors wird in der Standardeinstellung die volle Geant4-Simulation durchgeführt. Bei der Version ATLFAST IIF besteht allerdings auch die Möglichkeit, den Simulationsprozess durch Verwendung des *fast track simulation package FATRAS* zu beschleunigen. Um vor allem die zeitaufwändige Simulation der Schauer im Kalorimeter zu reduzieren, werden hier die Physik-Prozesse nicht Schritt für Schritt berechnet, sondern die Energiedeposition durch ein Schauermodell angenähert. Im Rahmen der Athena-Softwarepakete wird dies mit dem *FastCaloSim*-Paket realisiert.

Für die Simulation der Myonen stehen wiederum zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Es kann sowohl eine parametrisierte Simulation wie in ATLFAST I gewählt werden, als auch die volle Geant4-Simulation im Bereich des gesamten Detektors, um eine genauere Simulation der Myonen zu erhalten.

Die Daten, auf denen die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse beruht, sind mit Hilfe von ATLFAST II simuliert worden. Die Myonen sind dabei im Rahmen einer vollständigen Geant4-Simulation berücksichtigt worden.

7.3 Rekonstruktion

Um aus den simulierten Daten bzw. aus den Messdaten des ATLAS-Detektors wiederum zu rekonstruieren, welche Teilchen die entsprechenden Signale erzeugt haben, sind leistungsfähige Algorithmen zur Identifizierung von großer Wichtigkeit. Für die verschiedenen Objekte wie Jets, Elektronen, Photonen, Myonen, Taus sowie für die fehlende transversale Energie existieren jeweils unterschiedliche Rekonstruktionsmöglichkeiten.

7.3.1 Jet-Rekonstruktion

Die Zerfallsprodukte der Quarks und Gluonen verlassen den Kollisionspunkt in Form von konusförmigen Bündeln, die *Jets* genannt werden. Zur Identifizierung dieser existieren unterschiedliche Arten von Algorithmen [67, 23]. In der verwendeten Athena-Software-Version sind bereits zwei Algorithmen vorimplementiert, denen das Prinzip des Konus- bzw. Cluster-Algorithmus zu Grunde liegen.

Der *seeded cone algorithm* identifiziert zunächst eine Liste mit „Protojets“, die oberhalb einer gewissen transversalen Energieschwelle $E_T = 1$ GeV liegen. Diese werden schließlich als Ausgangsbasis (*seed*) verwendet, um die einzelnen Jets zu rekonstruieren. Um den Impuls des höchsten Energiewertes wird schließlich ausgehend vom Wechselwirkungspunkt ein Konus mit einem Öffnungswinkel ΔR gelegt. Aus den innerhalb der im Konus befindlichen Protojets wird, gewichtet nach der transversalen Energie, schließlich ein neuer Schwerpunkt des Konus berechnet, um den dann ein neuer, mit Öffnungswinkel ΔR gelegt wird. Dies wird solange durchgeführt, bis der Konus stabil ist, d.h. sich nicht weiter in seiner Position verändert. Der Algorithmus führt diese Berechnung solange mit allen in der Liste befindlichen Protojets durch, bis alle von einem Konus, d.h. einem Jet eingeschlossen werden. Überlappende Jets werden schließlich vereint bzw. getrennt. Diese Methodik ist allerdings weder infrarot- noch kollinearsicher. Ein weiterer Konus-Algorithmus ist beispielsweise der *SIS-Cone (seedles infrared-safe cone) algorithm*, der auf Grund seiner Unabhängigkeit von „seeds“, sowohl infrarot- als auch kollinearsicher ist, allerdings nicht als Voreinstellung in der Athena-Software vorhanden ist.

Die zweite bereits in Athena implementierte Möglichkeit zur Identifizierung der Jets stellt dagegen der *k_T -Algorithmus* dar, der zur Familie der Cluster-Algorithmen gehört. Dieser gruppiert die am nächsten zusammenliegenden Objekte solange zu einem Jet zusammen, bis das Abstandsmaß ΔR überschritten wird und somit ein Jet definiert ist.

In beiden bereits in Athena implementierten Jet-Algorithmen besteht die Wahl zwischen zwei Konfigurationen zur Rekonstruktion sowohl breiterer als auch schmalerer Jets, wie sie beispielsweise in der Supersymmetrie vorkommen. Während sowohl beim Konus- als auch beim k_T -Algorithmus letztere durch $\Delta R = 0.4$ definiert werden, werden für die breiteren Jets beim Konus-Algorithmus ein ΔR von 0.7 bzw. beim k_T -Algorithmus von 0.6 gefordert.

In der nachfolgenden Analyse wird aus den bereits vorimplementierten Athena-Jet-Algorithmen der Cone4-Algorithmus mit $\Delta R = 0.4$ verwendet.

7.3.2 Tau-Rekonstruktion

Das schwerste Lepton, das τ -Lepton, zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $2.9 \cdot 10^{-13}$ s [51] bereits innerhalb des Detektors. Hierbei sind ca. 35% der Zerfallskanäle leptonischer Art, die auf Grund der fehlenden Information der beiden entstehenden Neutrinos quasi nicht von primären Elektronen oder Myonen zu unterscheiden sind. Daher wird als τ -Rekonstruktion lediglich die Rekonstruktion der hadronisch zerfallenden τ -Leptonen bezeichnet. Innerhalb der hadronischen Zerfallskanäle werden vor allem drei verschiedene Zerfallsmöglichkeiten unterschieden: Der Zerfall eines τ -Leptons in ein geladenes Pion (*single-prong*) bzw. in drei (*three-prong*) oder auch fünf (*five-prong*). Sowohl letzterer als auch andere Zerfallskanäle treten im Vergleich zu single-prong und three-prong nur mit geringer Wahrscheinlichkeit auf [68].

Die durch die hadronischen Zerfallsprodukte der τ -Leptonen hervorgerufenen Jets zeichnen sich vor allem durch ihre geringe Multiplizität geladener Spuren sowie ihre in einem engen Konus deponierte Energie im Kalorimeter aus. Zur Identifizierung der Taus werden diese Eigenschaften herangezogen.

Im Rahmen der ATLAS-Software stehen zur Rekonstruktion innerhalb eines Bereichs von $|\eta| < 2.5$ zwei verschiedene Algorithmen zur Verfügung: zum einen der spurbasierte *Tau1p3p algorithm* sowie der kalorimeterbasierte *TauRec algorithm*. Der in dieser Arbeit verwendete Algorithmus *TauRec* soll zunächst kurz vorgestellt werden [69].

Als Ausgangsbasis (seed) für den *TauRec*-Algorithmus dienen Cluster im Kalorimeter, die eine transversale Energie von $E_T > 15$ GeV aufweisen. Befindet sich in einem Konus mit dem Öffnungswinkel $\Delta R < 0.3$ um das Clusterzentrum zudem mindestens eine Spur mit einem transversalen Impuls von $p_T > 2$ GeV, wird das Objekt als τ -Jet-Kandidat bezeichnet. Mit Hilfe von weiteren Kriterien wird zudem versucht eine Fehlidentifikation von QCD-Jets auszuschließen. Hierzu gehören beispielsweise die Ladung der τ -Jets, die Anzahl der getroffenen η -Streifen-Schichten des Elektromagnetischen Kalorimeters sowie die deponierte transversale Energie. Insgesamt acht Parameter werden zu einer Likelihood-Variable zusammengefasst, die zur τ -Identifizierung herangezogen wird [60].

7.3.3 Myon-Rekonstruktion

Im Rahmen der Analyse wird der ebenfalls bereits in der ATLAS-Software vorimplementierte *statistical combined algorithm*, kurz STACO herangezogen [70]. Dieser kombiniert die durch unabhängige Messung bestimmten Spuren des Inneren Detektors mit denen des Myon-Spektrometers im Hinblick auf ihre Kovarianzmatrizen.

Bezeichnen P_1 und P_2 die Parametervektoren, die die beiden Spuren definieren und C_1 bzw. C_2 ihre jeweiligen Kovarianzmatrizen, so berechnet sich der Parametervektor der aus Innerem Detektor und Myon-Spektrometer kombinierten Spur gemäß

$$(C_1^{-1} + C_2^{-1}) \times P = C_1^{-1} \times P_1 + C_2^{-1} \times P_2, \quad (7.1)$$

wobei sich die Kovarianzmatrix der kombinierten Spur aus

$$C = (C_1^{-1} + C_2^{-1})^{-1} \quad (7.2)$$

ergibt. Bei der Berechnung werden alle Spurpaare, die eine gewisse Übereinstimmung in der η - ϕ -Ebene aufweisen, in Betracht gezogen. Schließlich wird nur die Spurkombination mit der kleinsten Abweichung χ^2 , die gemäß

$$\chi^2 = (P - P_1)^T \times C_1^{-1} \times (P - P_1) + (P - P_2)^T \times C_2^{-1} \times (P - P_2) \quad (7.3)$$

definiert ist, berücksichtigt. Dieser Algorithmus wird solange iterativ durchgeführt, bis keine Kombinationen aus einer Spur im Inneren Detektor und einer im Myon-Spektrometer möglich sind.

7.3.4 Elektron-Rekonstruktion

Zur Rekonstruktion der Elektronen liegen im Rahmen der ATLAS-Software ebenso verschiedene Algorithmen vor. Im Rahmen dieser Arbeit wird wiederum der Standardalgorithmus zur Analyse verwendet [71]. Dieser versucht zu jedem „seed“ mit einer transversalen Energie von $E_T > 3$ GeV im Elektromagnetischen Kalorimeter eine passende Spur des Inneren Kalorimeters zu finden, die nicht durch eine Photonkonversion erzeugt worden ist. Das Verhältnis $\frac{E}{p}$, d.h. die Energie des Clusters zum Impuls der Spur darf hierbei nicht größer 10 sein.

Mit einer Wahrscheinlichkeit von 93% werden mit diesem Algorithmus Elektro-

nen mit $E_T > 20$ GeV innerhalb eines Bereichs von $|\eta| < 2.5$ auch als Elektronenkandidaten identifiziert. Die Einbußen in der Effizienz werden vornehmlich vom Detektormaterial hervorgerufen, was in einer η -Abhängigkeit jener resultiert.

7.4 Grid-User-Interface Ganga

Um die 15 Petabytes an Daten, die der LHC jährlich produzieren wird, zu speichern und zur Analyse bereit zu stellen, ist ein Rechnernetz, das sogenannte Grid, entwickelt worden. Es dient dazu, große Datenmengen im Rahmen von Analysen zu speichern und ein verteiltes Rechnen für Simulationen und Analysen zu ermöglichen, beispielsweise im Rahmen der beschriebenen ATLAS-Simulationskette.

Die oberste Instanz – das sogenannte Tier-0 – des hierarchisch organisierten Grids ist das Rechenzentrum am CERN, welches auch die Datenspeicherung auf Band ermöglicht. Danach folgen elf Tier-1-Zentren, die überall auf der Welt verteilt sind, und die Daten wiederum für die Tier-2-Zentren verfügbar machen. Es ist durch diese Struktur somit möglich direkt auf die Daten des LHCs von jedem Standort aus zuzugreifen, ohne ein einzelnes Rechenzentrum dabei zu überlasten.

Für Simulationen oder Analysen stellt das Grid dem Nutzer die ATLAS-Software zur Verfügung. Ein Grid-User-Interface ist das sogenannte Python-basierte Ganga [72], welches als Frontend die Konfiguration und das Verwalten von beispielsweise Simulations- oder Analyseaufgaben ermöglicht.

Ein typischer Ganga-Job besteht hierbei aus mehreren Blöcken: Zunächst muss die Anwendung, die genutzt werden soll (beispielsweise Athena), spezifiziert sowie das zu prozessierende System (Backend) gewählt werden. Hierbei hat man beispielsweise die Wahl zwischen dem lokalen Rechner oder dem Grid. Des Weiteren können Input-Dateien definiert werden, die mit dem Ganga-Job der jeweiligen Anwendung übergeben werden sollen sowie die Namen der Output-Dateien festgelegt werden. Um eine Parallelisierung größerer Rechenjobs zu ermöglichen, gibt es einen sogenannten *Splitter*, der es erlaubt einen Job in eine gewissen Anzahl an Subjobs zu untergliedern und an verschiedene Rechenzentren zu verteilen. Hierdurch kann eine enorme Verkürzung der Rechenzeit erreicht werden. Mit Hilfe eines *Mergers* ist schließlich ein Zusammenfügen der einzelnen Ergebnisse der Subjobs wiederum möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wird Ganga für die verteilte Produktion der Monte-Carlo-Signal-Samples sowie zur weiteren Analyse herangezogen.

8 Analyse

Im folgenden Kapitel steht die Detektorstudie, die ein Entdeckungspotential des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu \tau$ am ATLAS-Experiment abschätzen soll, im Mittelpunkt.

8.1 Verwendete Datensamples

Die Analyse wird bei einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} bei einer angenommenen Schwerpunktsenergie von 10 TeV durchgeführt. Auf Grund der in dieser Arbeit speziellen Realisierung der Lepton-Flavor-Verletzung ist es hierbei notwendig, die für die Analyse benötigten SUSY-Signal-Datensamples privat im Rahmen der beschriebenen Simulationskette zu produzieren.

Die physikalischen Ereignisse werden mit Pythia der Version 6.4 erzeugt. Das zur Generierung verwendete *job-options*-Skript befindet sich in Anhang D.1. Dieses lädt die ATLAS-spezifischen Pythia-Einstellungen und schaltet eine allgemeine MSSM-Produktion ein. Durch die Übergabe des SUSY-Massenspektrums im SLHA-Format, welches auf Grundlage der in Kapitel 5 ermittelten Parameter mit SPheno generiert worden ist, lässt sich das zu untersuchende Modell in Pythia implementieren.

Auf Grund des großen Wirkungsquerschnittes des inklusiven SUSY-Signals von 167.08 pb (gemittelt über ca. 20000 Ereignisse) werden für eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} insgesamt 167080 Ereignisse benötigt. Zur effektiven Produktion dieser großen Anzahl an Ereignissen, wird das bereits vorgestellte Grid-User-Interface Ganga verwendet. Anhang D.2 zeigt das hierfür erstellte Python-Skript.

Um sicher zu stellen, dass die generierten Daten denen einer offiziellen ATLAS-Produktion entsprechen, wird das sogenannte *Job-Transformations*-Paket verwendet, welches eine Sammlung von Python-Skripten darstellt, die bis auf wenige, individuell festzulegende Parameter bereits entsprechend der offiziellen Jobs vor-konfiguriert sind. Im Rahmen dieser Arbeit wird auf das *Job-Transformations*-File *csc_evgen08new_trf.py* der Athena-Version 14.2.25.8 zur Ereignisgenerierung zurückgegriffen. Durch Verwendung der Splitterfunktion in Ganga wird ein Job in

jeweils 20 Subjobs mit je 250 Ereignissen aufgeteilt, sodass die notwendige Anzahl an Ereignissen durch 35 Jobs, die in unterschiedlichen Rechenzentren abgegeben werden, erreicht wird.

Im Anschluss werden die generierten Ereignisse durch ATLFAST II wie in Abschnitt 7 beschrieben simuliert, digitalisiert und rekonstruiert. Hierzu wird mit `csc_simul_reco_trf.py` wiederum ein Skript des *Job-Transformations*-Pakets der Athena-Version 14.2.25.8 mit der ATLAS-Geometrie *ATLAS-GEO-02-01-00* verwendet. Anzumerken ist, dass in dieser Athena-Version, welche aus Konsistenzgründen bzgl. der bereits offiziell produzierten Hintergrundsamples gewählt worden ist, der Trigger ausgeschaltet werden muss und somit nicht zur weiteren Analyse zur Verfügung steht. Auch dieser Schritt wird wiederum auf dem GRID mit Hilfe von Ganga verteilt gerechnet.

Am Ende der Detektorsimulation liegen bis zu 175000 Ereignisse eines inklusiven LFV-SUSY-Signals vor, welches neben den zu betrachtenden Lepton-Flavor-verletzenden Zerfällen $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu \tau$ zusätzlich von MSSM-Hintergrundereignissen überlagert ist.

Der Standardmodell-Hintergrund kann aus der offiziellen ATLAS-Datenproduktion entnommen werden. Im Rahmen dieser Analyse wird der Standardmodell-Hintergrund bestehend aus $t\bar{t}$, Di-Jets, Z+Jets, W+Jets, WW, ZZ, WZ sowie single Top berücksichtigt und auf 1 fb^{-1} normiert. Eine Übersicht über die verwendeten Hintergrundsamples und deren entsprechende Wirkungsquerschnitte ist im Anhang E.1 zu finden.

Im Vorfeld der Analyse werden die in Tabelle 8.1 aufgeführten Selektionskriterien für die entsprechenden Objekte angewendet sowie überlappende Objekte, die durch zwei verschiedene Algorithmen rekonstruiert worden sind, entfernt.

8.2 Rekonstruktionseffizienz

Zunächst werden die Myon- bzw. Tau-Rekonstruktionseffizienzen der Algorithmen STACO und TauRec betrachtet.

Auf Grund der Monte-Carlo-Simulation ist es möglich, nicht nur auf die simulierten und rekonstruierten Dektor-Daten (*Reco*) zuzugreifen, sondern auch auf die zugrunde liegenden, tatsächlichen physikalischen Ereignisse (*Truth*). In Abbildung 8.1 ist die Verteilung der Anzahl der Myonen bzw. Taus pro Ereignis auf Reco- sowie Truth-Ebene für das privat erzeugte LFV-SUSY-Signal dargestellt. Während die rekonstruierte Anzahl der Myonen pro Ereignis sehr gut der tatsächlichen Anzahl

	Elektronen	Myonen
Container	ElectronAODCollection	StacoMuonCollection
p_T	$> 10\text{GeV}$	$> 10\text{GeV}$
$ \eta $	< 2.5 und $\notin [1.37; 1.52]$	< 2.5
weitere Kriterien	<code>isEM(ElectronMedium)</code>	Isolation: $E_T < 10\text{GeV}$ in $\Delta R < 0.2$

	Tau-Jets	Jets
Container	TauRecContainer	Cone4H1TowerJets
p_T	$> 15\text{GeV}$	$> 20\text{GeV}$
$ \eta $	< 2.5	< 2.5
weitere Kriterien	Spuranzahl: 1 oder 3 Ladung: $q = \pm 1$ <code>isTau(TauL1hLoose)</code> ($LL_{1p} > 2.2, LL_{3p} > 4.8$)	–

Tabelle 8.1: Objektdefinitionen und Qualitätsschnitte der unterschiedlichen Physik-Objekte.

entspricht, gibt es bei der Tau-Rekonstruktion erwartungsgemäß größere Abweichungen.

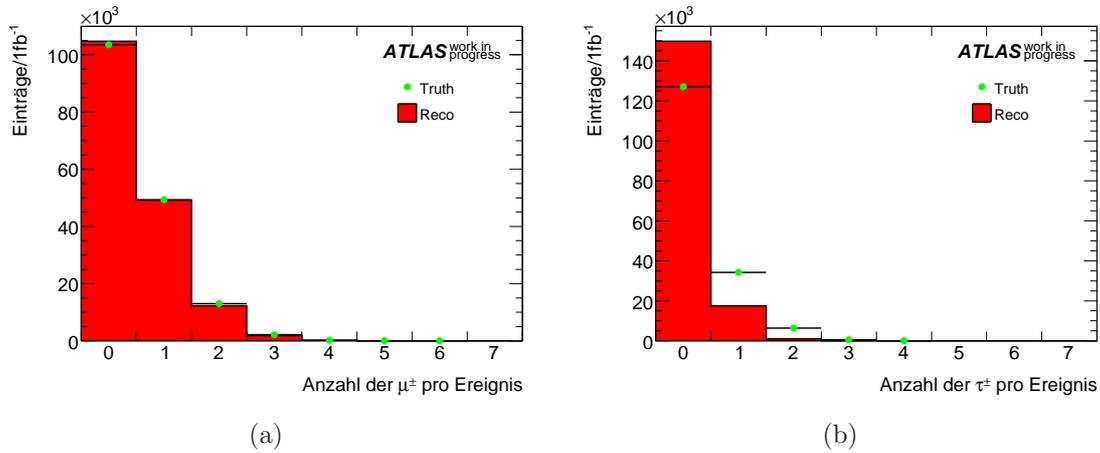


Abbildung 8.1: Verteilung der Anzahl der Myonen (a) bzw. Taus (b) im Endzustand in Bezug auf die Zahl dieser pro Ereignis für das LFV-SUSY-Signal auf Truth- sowie Reco-Ebene.

Wird die p_T -Verteilung der Myonen und Taus ebenso auf Truth- und Reco-Ebene verglichen, zeigen auch hier die Myonen eine gute Übereinstimmung (vgl. hierzu Abb. 8.2(a)). Lediglich im Bereich kleiner transversaler Impulse gibt es geringe Abweichungen. Dies wird auch bei der Berechnung der Effizienz deutlich, die ein Maß

für die Qualität der Rekonstruktion darstellt. Sie ist gemäß

$$\frac{N_{match}^{Reco}}{N^{Truth}} \quad (8.1)$$

definiert und bildet das Verhältnis aus der Anzahl der rekonstruierten Objekte, die einem entsprechenden Truth-Objekt zugeordnet werden können, zur Gesamtanzahl aller Objekte im jeweiligen Truth-Container. Wie in Abbildung 8.2(a) ersichtlich liegt die Effizienz Myonen durchschnittlich im Bereich von 1.0 und weicht lediglich im hohen p_T -Bereich von diesem Wert ab. Dies liegt in der geringen Anzahl an Einträgen in diesem Bereich begründet, was auch an den großen statistischen Fehlern in Abbildung 8.2(b) zu erkennen ist.

Die Fake-Rate bezeichnet im Gegensatz zu (8.1) das Verhältnis der Teilchen, die in Bezug auf die Gesamtanzahl der entsprechenden Truth-Objekte fälschlicher Weise als Teilchen der betrachteten Art rekonstruiert worden sind:

$$\frac{N_{no\ match}^{Reco}}{N^{Truth}}. \quad (8.2)$$

Bei den Myonen liegt die Fake-Rate überwiegend bei kleiner 5%, sodass insgesamt die Rekonstruktion der Myonen als sehr gut bezeichnet werden kann.

Die Rekonstruktionseffizienz der Taus fällt im Vergleich zu den Myonen weniger gut aus. Wie in Abbildung 8.2(c) ersichtlich, liegt die Verteilung der tatsächlichen τ -Leptonen generell höher als die der rekonstruierten. Dies liegt zum einen darin begründet, dass die Rekonstruktion der Taus auf Grund der hohen Jet-Multiplizitäten, wie sie in SUSY-Ereignissen auftreten, sehr anspruchsvoll ist. Ein weiterer Grund hierfür ist, wie bereits in Abschnitt 7.3.2 beschrieben, dass nur die hadronischen τ -Leptonen durch die Algorithmen rekonstruiert werden können. Daher ist es lediglich möglich, maximal 65% der τ -Leptonen mit Hilfe der Algorithmen zu rekonstruieren. Die in Abbildung 8.2(d) dargestellte Rekonstruktionseffizienz liegt in einem Bereich von ca. 30%. Für höhere Transversalimpulse steigt die Rekonstruktionseffizienz stark an und stimmt im Bereich des statistischen Fehlers mit der maximalen Rekonstruktionseffizienz von ca. 65% überein.

Die Fake-Rate liegt zwischen 5% und 10%, lediglich im Bereich eines kleinen transversalen Impulses liegt diese etwas höher.

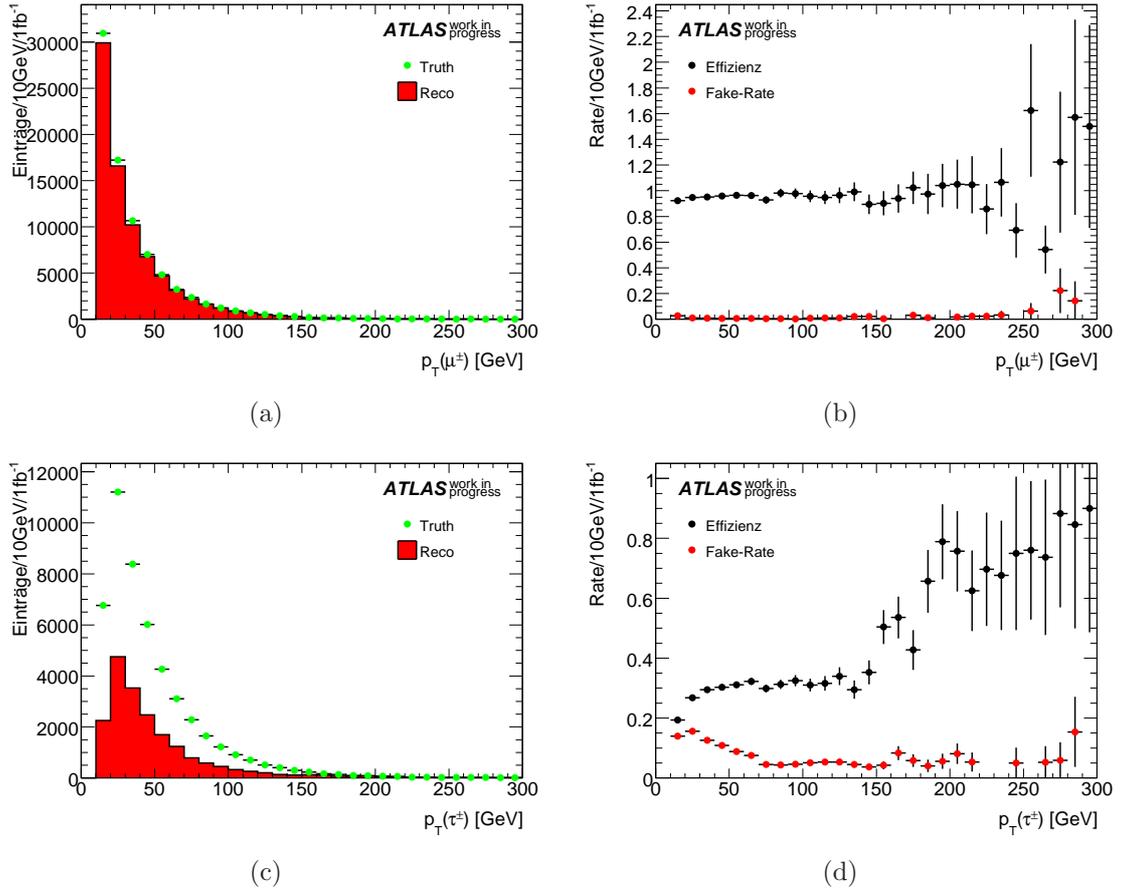


Abbildung 8.2: Verteilung des transversalen Impulses p_T für Myonen (a) bzw. τ -Leptonen (c) pro 10 GeV auf Truth- und Reco-Ebene sowie Rekonstruktionseffizienz und Fake-Rate für die Myonen (b) bzw. Taus (d) des inklusiven LFB-SUSY-Signals.

8.3 Hintergrundreduktion

8.3.1 Betrachtung der Myonen und τ -Leptonen

Um die Sichtbarkeit des zu betrachtenden Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \mu^\pm \tau^\mp$ hinsichtlich des inklusiven SUSY-Signals und dem gesamten Standardmodell-Hintergrund abzuschätzen, ist es zunächst notwendig, den Standardmodell-Hintergrund soweit wie möglich zu reduzieren.

In Abbildung 8.3.1 ist die Verteilung der Anzahl der Myonen bzw. τ -Leptonen nach der Anzahl der jeweiligen Teilchen pro Ereignis graphisch dargestellt. Vor allem im Bereich kleiner Teilchenanzahlen dominiert der Hintergrund, insbesondere die Anteile von $t\bar{t}$, Z+Jets, W+Jets sowie hauptsächlich Di-Jets.

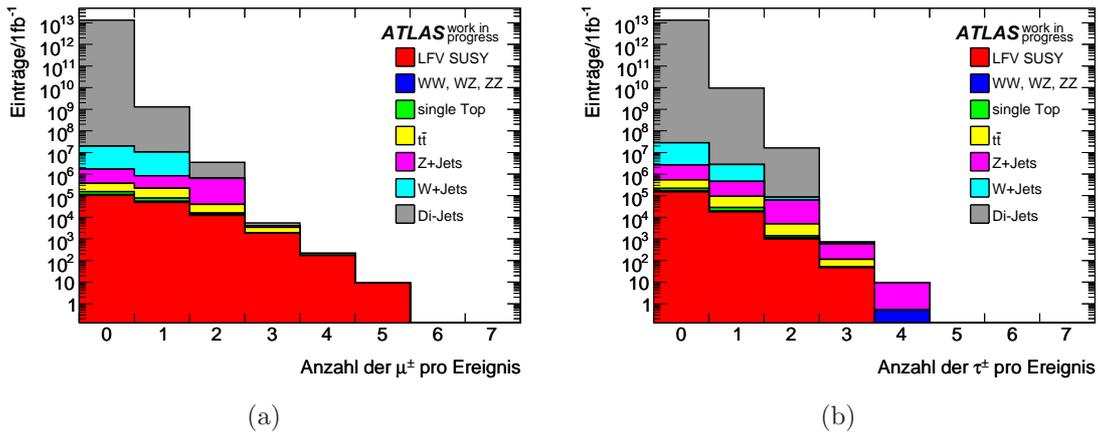


Abbildung 8.3: Verteilung der Anzahl der Myonen bzw. τ -Leptonen pro Ereignis in logarithmischer Darstellung unter Berücksichtigung des inklusiven SUSY-Signals sowie des gesamten Standardmodell-Hintergrunds auf Reco-Ebene.

Bereits durch die ersten Forderung nach mindestens einem Myon und zugleich mindestens einem τ -Lepton im Endzustand, kann der Hintergrund deutlich reduziert werden. Sowohl der große Anteil an Hintergrund, der überhaupt kein Myon oder τ -Lepton aufweist, kann hierbei weggeschnitten werden, als auch der Hintergrund der über dem LFV-SUSY-Signal liegt und aus Ereignissen besteht, die nur Myonen oder Taus aufweisen. Durch diesen Schnitt wird insbesondere eine Verringerung der QCD-Ereignisse erwirkt, der Hintergrund $t\bar{t}$ wird dagegen nur sehr gering reduziert. Um den Standardmodell-Hintergrund weiter zu reduzieren, werden die Verteilungen

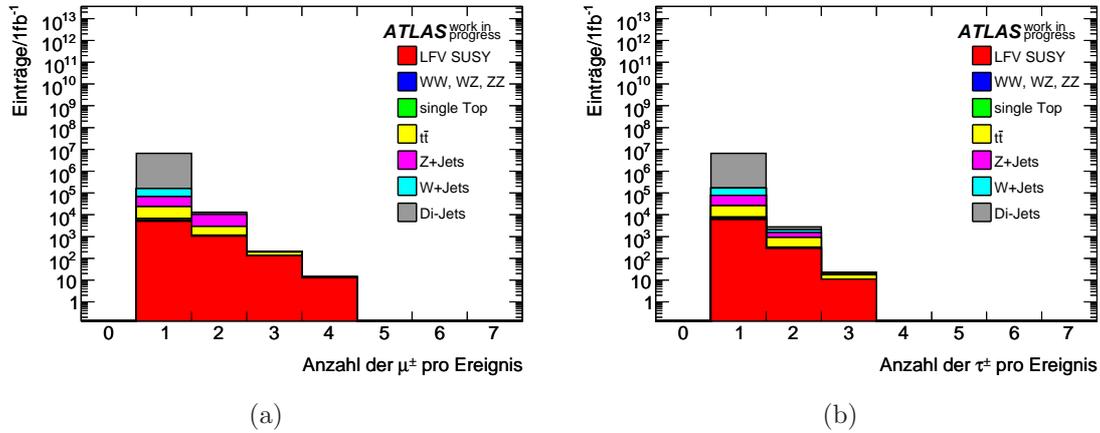


Abbildung 8.4: Verteilung der Anzahl der Myonen bzw. τ -Leptonen pro Ereignis in logarithmischer Darstellung bei Forderung von mindestens einem Myon und zugleich mindestens einem τ -Lepton im Endzustand auf Reco-Ebene.

der fehlenden transversalen Energie, der effektiven Masse sowie der transversalen Sphärizität betrachtet und auf geeignete Schnittszenarien untersucht.

8.3.2 Betrachtung der fehlenden transversalen Energie, effektiven Masse und transversalen Sphärizität

Vor allem im Rahmen der SUSY ist die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T ein wichtiger Parameter. Während im Standardmodell diese lediglich durch im Detektor nicht nachweisbare Neutrinos hervorgerufen wird, tragen im Rahmen der R-Parität-erhaltenden Supersymmetrie zusätzlich die stabilen, leichtesten supersymmetrischen Teilchen (*LSP*), die $\tilde{\chi}_1^0$, hierzu bei.

In Graphik 8.5 wird die Eigenschaft der fehlenden transversalen Energie als für die Hintergrundreduktion interessante Größe deutlich. Bei einem Schnitt im Bereich von ca. 100 GeV kann der hier dominierende Standardmodell-Hintergrund bei vergleichsweise geringen Signal-Einbußen effektiv verringert werden. Im \cancel{E}_T -Bereich mit großer Signalfrequenz treten vor allem $t\bar{t}$ und W+Jets auf, allerdings in einer vergleichsweise geringen Anzahl von Ereignissen.

Eine weitere interessante Größe, um SUSY-Ereignisse vom Standardmodell-Hintergrund

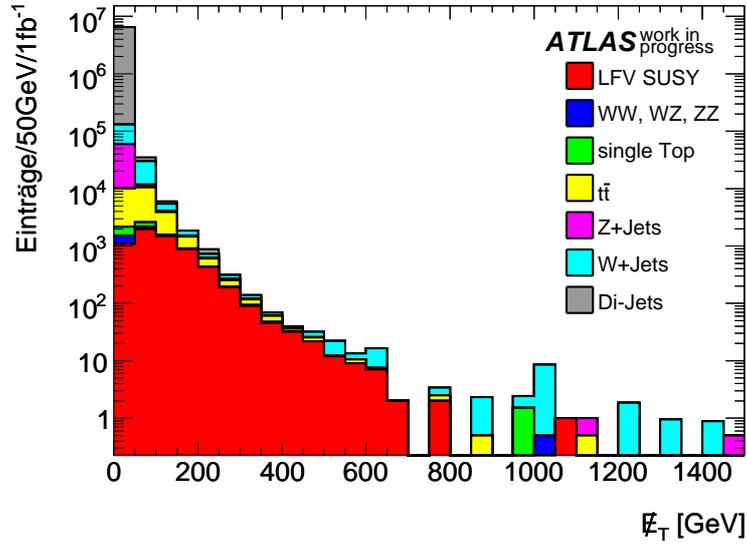


Abbildung 8.5: Verteilung der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T pro 50 GeV auf Reco-Ebene.

zu unterscheiden, ist die effektive Masse M_{eff} . Diese ist gemäß

$$M_{eff} \equiv \cancel{E}_T + \sum_{i=1}^4 p_{T_i}^{jet} + \sum_{i=1} p_{T_i}^{lep} \quad (8.3)$$

definiert und summiert die fehlende transversale Energie, den transversalen Impuls der vier Jets mit dem höchsten p_T innerhalb von $|\eta| < 2.5$ sowie p_T aller Leptonen auf [23].

Wie in Graphik 8.6 zu erkennen, ist der Standardmodell-Hintergrund vor allem im Bereich $M_{eff} < 750$ GeV sehr dominant. Während $t\bar{t}$ und Di-Jets innerhalb dieses Bereichs sehr häufig auftreten, liegt die effektive Masse der W+Jets-, Z+Jets-, single Top- sowie WW-, WZ-, ZZ-Ereignisse vor allem im Bereich von $M_{eff} < 400$ GeV. Nach Graphik 8.6 kann vor allem im Bereich um $M_{eff} = 400$ GeV ein gutes Signal zu Hintergrundverhältnis erreicht werden.

Ein weiteres Schnittkriterium stellt die transversale Sphärizität dar. Diese berechnet sich gemäß

$$S_T \equiv \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}, \quad (8.4)$$

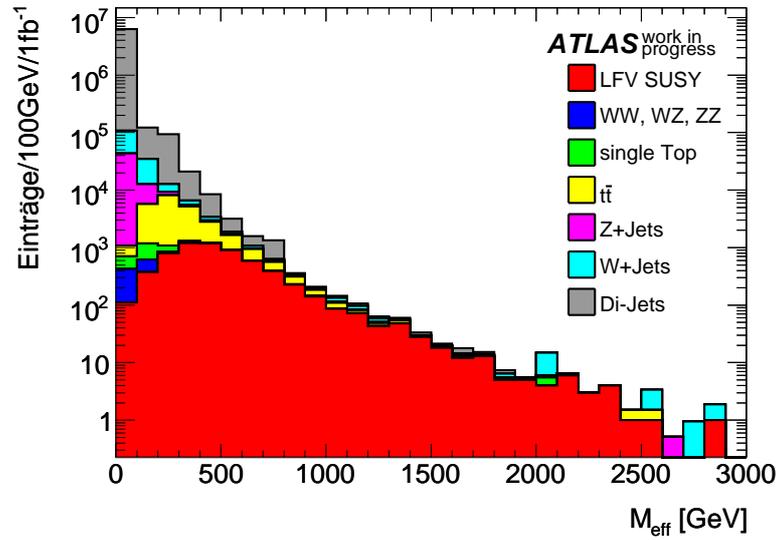


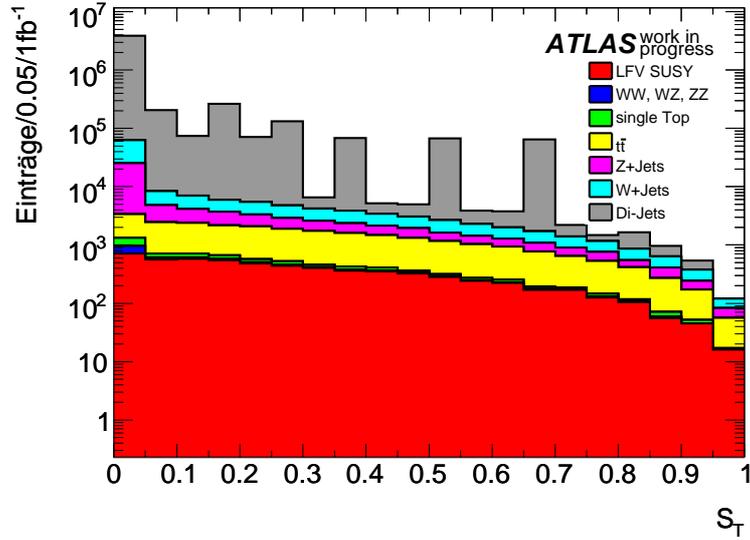
Abbildung 8.6: Verteilung der effektiven Masse M_{eff} pro 100 GeV auf Reco-Ebene.

wobei λ_1 und λ_2 die Eigenwerte des 2×2 Sphärizitäts-Tensors $S_{ij} = \sum_k p_{ki} p^{kj}$ bezeichnen. Dieser wird für alle Jets mit $p_T > 20\text{GeV}$ im Bereich von $|\eta| < 2.5$ sowie für alle Leptonen berechnet [23].

Da QCD-Ereignisse tendenziell im Bereich kleinerer Sphärizität liegen, kann mit Hilfe dieses Parameters speziell dieser Hintergrund sehr gut reduziert werden. Bei Betrachtung von Graphik 8.7 fällt besonders der erste Bin ($S_T < 0.05$) mit einem vergleichsweise hohen Anteil an Hintergrund auf und ist damit für eine Verringerung der Hintergrundereignisse sehr interessant.

8.3.3 Untersuchung verschiedener Schnittszenarien

Auf Grundlage dieser ersten Abschätzungen werden im jeweiligen interessanten Bereich der drei vorgestellten Parameter jeweils drei verschiedene Schnitte (loos, medium, tight) definiert. Diese sind in Tabelle 8.2 aufgeführt (Schnittbedingungen I). Zur Bestimmung eines geeigneten Schnittszenarios zur bestmöglichen Reduktion des Standardmodell-Hintergrunds werden die drei Schnittmöglichkeiten (loose, medium, tight) der jeweiligen Parameter (S_T , M_{eff} , \cancel{E}_T) in allen Variationen kombiniert. Die entsprechenden Ergebnisse befinden sich im Anhang E.2.

Abbildung 8.7: Verteilung der transversalen Sphärizität S_T pro 0.05 auf Reco-Ebene.

Bezeichnung	Schnittbedingung I	Schnittbedingung II
S_T (loose)	$S_T > 0.02$	$S_T > 0.01$
S_T (medium)	$S_T > 0.05$	$S_T > 0.02$
S_T (tight)	$S_T > 0.10$	$S_T > 0.035$
M_{eff} (loose)	$M_{eff} > 300$ GeV	$M_{eff} > 300$ GeV
M_{eff} (medium)	$M_{eff} > 400$ GeV	$M_{eff} > 350$ GeV
M_{eff} (tight)	$M_{eff} > 500$ GeV	$M_{eff} > 400$ GeV
\cancel{E}_T (loose)	$\cancel{E}_T > 50$ GeV	$\cancel{E}_T > 45$ GeV
\cancel{E}_T (medium)	$\cancel{E}_T > 100$ GeV	$\cancel{E}_T > 50$ GeV
\cancel{E}_T (tight)	$\cancel{E}_T > 150$ GeV	$\cancel{E}_T > 75$ GeV

Tabelle 8.2: Definition der Schnitte. Die Schnittbedingungen I resultieren aus den Überlegungen zu den Verteilungen der einzelnen Parameter (S_T , M_{eff} sowie \cancel{E}_T), Schnittbedingungen II stellen eine Optimierung auf Grundlage der Schnittbedingungen I dar.

Auf Basis dieser Ergebnisse werden die Schnittbedingungen I weiter optimiert, um die bestmögliche Hintergrundreduktion zu erreichen. Als Kriterium für die Qualität eines Schnittszenarios wird die Signifikanz, die sich durch S/\sqrt{B} berechnet, herangezogen. Bei dieser sehr einfachen Definition handelt es sich lediglich um eine grobe Abschätzung, da keine systematischen Unsicherheiten berücksichtigt werden. Auf Grund von systematischen Fehlern im Hintergrund von 20% bis 50% [23] spiegelt

diese Berechnung nicht die tatsächlich erreichte Signifikanz wieder, sondern stellt eine vereinfachtes Kriterium zur Beurteilung der Güte der Szenarien dar.

Mit den nun optimierten Schnitten (vgl. Tab.8.2, Schnittbedingungen II) ergeben sich für viele Szenarien höhere Signifikanzen. Ein Ausschnitt aus den Ergebnissen, der die Szenarien mit den bestmöglichen Signifikanzen enthält, zeigt Tabelle 8.3.

Mit einer Signifikanz von $S/\sqrt{B} = 63.68$ erzielt das Schnittszenario $S_T > 0.01$ & $M_{eff} > 400$ GeV & $\cancel{E}_T > 75$ GeV das beste Ergebnis. Bei einer Anzahl von 2964 Signal- und 2166 Hintergrundereignissen stellt es eine solide Ausgangsbasis für die weitere Analyse dar.

Abbildung 8.8 zeigt beispielhaft die erfolgreiche Reduktion des dominierenden Standardmodell-Hintergrunds, während die Signalereignisse in ausreichender Zahl erhalten bleiben. Auf Grund der Anhäufung der Hintergrundereignisse bei kleiner \cancel{E}_T im Vergleich zum inklusiven SUSY-Signal, verringert der Schnitt $\cancel{E}_T > 75$ GeV den Hintergrund sehr effizient. Der Schnitt auf die effektive Masse ermöglicht es ebenfalls einen sehr großen Anteil des Standardmodell-Hintergrunds zu unterdrücken, insbesondere Abbildung E.2 im Anhang verdeutlicht die effiziente Reduktion des Hintergrunds im Vergleich zum SUSY-Signal.

Schnittszenario	S	B	S/B	S/\sqrt{B}
–	168250	$1.318 \cdot 10^{13}$	$1.28 \cdot 10^{-8}$	0.05
$> 1\mu$	63531	$1.279 \cdot 10^9$	$4.97 \cdot 10^{-5}$	1.78
$> 1\tau$	18478	$9.601 \cdot 10^9$	$1.92 \cdot 10^{-6}$	0.19
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau$:	6259	$6.508 \cdot 10^6$	$9.62 \cdot 10^{-4}$	2.45
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (loose)	4447	9260	0.48	46.21
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (medium)	4326	7886	0.55	48.71
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (tight)	3700	4579	0.81	54.68
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (loose)	4013	6622	0.61	49.31
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (medium)	3914	5418	0.72	53.18
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (tight)	3426	3192	1.07	60.64
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (loose)	3464	3899	0.89	55.48
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (medium)	3396	3108	1.09	60.91
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (tight)	3039	2259	1.35	63.94
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (loose)	4346	8870	0.49	46.15
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (medium)	4226	7507	0.56	48.77
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (tight)	3609	4423	0.82	54.27
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (loose)	3920	6300	0.62	49.39
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (medium)	3821	5104	0.75	53.49
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (tight)	3342	3077	1.09	60.24
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (loose)	3381	3778	0.89	55
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (medium)	3313	2990	1.11	60.59
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (tight)	2964	2166	1.37	63.68
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (loose)	4200	8415	0.50	45.79
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (medium)	4084	7227	0.57	48.04
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (tight)	3480	4208	0.83	53.65
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (loose)	3786	5918	0.64	49.21
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (medium)	3690	4891	0.75	52.76
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (tight)	3222	2909	1.11	59.74
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (loose)	3263	3449	0.95	55.56
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (medium)	3198	2827	1.13	60.15
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (tight)	2860	2039	1.40	63.34

Tabelle 8.3: Auswahl der untersuchten Schnittszenarien, die zur Verbesserung der Hintergrundreduktion betrachtet werden. Hierbei steht S für die Anzahl der Signaleereignisse, B für die des Hintergrunds. Die Abkürzungen in obiger Tabelle bezeichnen folgende Schnitte: $> 1\mu$: mind. ein Myon, $> 1\tau$: mind. ein Tau, S_T (loose): $S_T > 0.01$, S_T (medium): $S_T > 0.02$, S_T (tight): $S_T > 0.035$, M_{eff} (loose): $M_{eff} > 300$ GeV, M_{eff} (medium): $M_{eff} > 350$ GeV, M_{eff} (tight): $M_{eff} > 400$ GeV, \cancel{E}_T (loose): $\cancel{E}_T > 45$ GeV, \cancel{E}_T (medium): $\cancel{E}_T > 50$ GeV sowie \cancel{E}_T (tight): $\cancel{E}_T > 75$ GeV. In allen Schnitten sind mind. ein Myon sowie ein Tau gefordert worden, die S_T -, M_{eff} - und \cancel{E}_T -Schnitte sind wiederum in allen möglichen Kombinationen variiert worden.

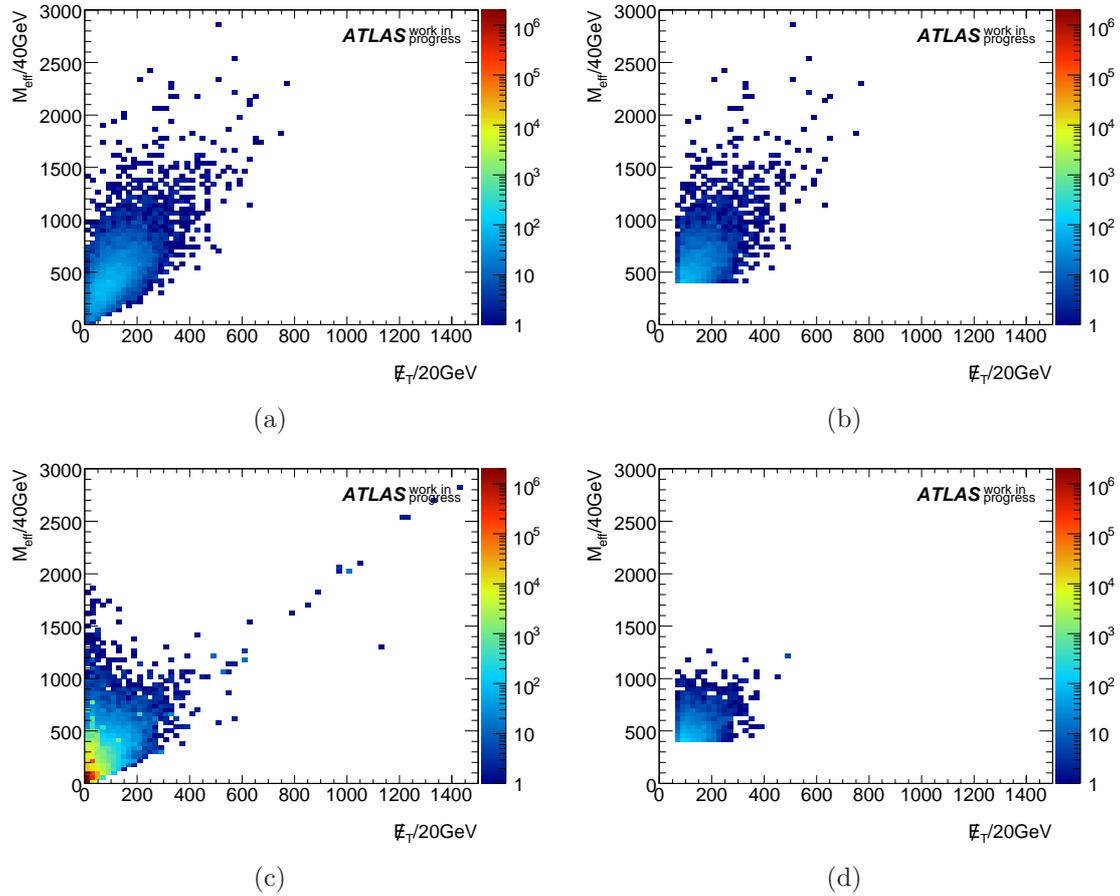


Abbildung 8.8: Übersicht über die Hintergrundreduktion sowie die Signal-Einbußen des gewählten Schnitts ($\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV}$ & $M_{eff} > 400 \text{ GeV}$ & $S_T > 0.01$) auf die korrelierten Größen \cancel{E}_T und M_{eff} . Die oberen Graphiken zeigen das LFV-SUSY-Signal vor (a) bzw. nach (b) dem Schnitt, die unteren entsprechend den Hintergrund davor (c) bzw. danach (d) auf Reco-Ebene.

8.4 Untersuchung der Di-Lepton-Kante

Auf der Basis der erfolgreichen Hintergrundreduktion durch das Schnittszenario $S_T > 0.01$ & $M_{eff} > 400 \text{ GeV}$ & $\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV}$ kann versucht werden, die Di-Lepton-Kante der invarianten Masse $m_{\mu\tau}$ des zu untersuchenden Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm \tau^\mp$ vor dem verbleibenden Hintergrund sichtbar zu machen. Die Di-Lepton-Kante, die in der Kinematik des Dreikörperzerfalls begründet liegt, zeichnet sich durch den durch die Massen der Neutralinos bestimmten Endpunkt

aus:

$$m_{ll}^{edge} = m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}. \quad (8.5)$$

Im Rahmen der gewählten Parameter kommt der Endpunkt gemäß dem durch SPHeno berechneten Massenspektrum bei $m_{\mu^\pm\tau^\mp}^{edge} = m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = (109 - 59) \text{ GeV} = 50 \text{ GeV}$ zu liegen. Da dieser in der Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\tau}$ lediglich im Rahmen des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm \tau^\mp$ auftritt, ist ein Endpunkt in der Verteilung von $m_{\mu\tau}$ bei $m_{ll}^{edge} = 50 \text{ GeV}$ ein deutlicher Hinweis auf Lepton-Flavor-Verletzung im Rahmen des in dieser Arbeit gewählten SUSY-Modells.

In Abbildung 8.9 ist die Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\tau}$ nach der Anwendung der in Abschnitt 8.3 diskutierten Schnitte sowohl für das inklusive LFV-SUSY-Signal als auch für den verbleibenden Standardmodell-Hintergrund dargestellt. Zur Berechnung von $m_{\mu\tau}$ sind dabei auf Grund der Ladungserhaltung lediglich ungleich geladene Myon-Tau-Paare ($\mu^\mp \tau^\pm$) berücksichtigt worden.

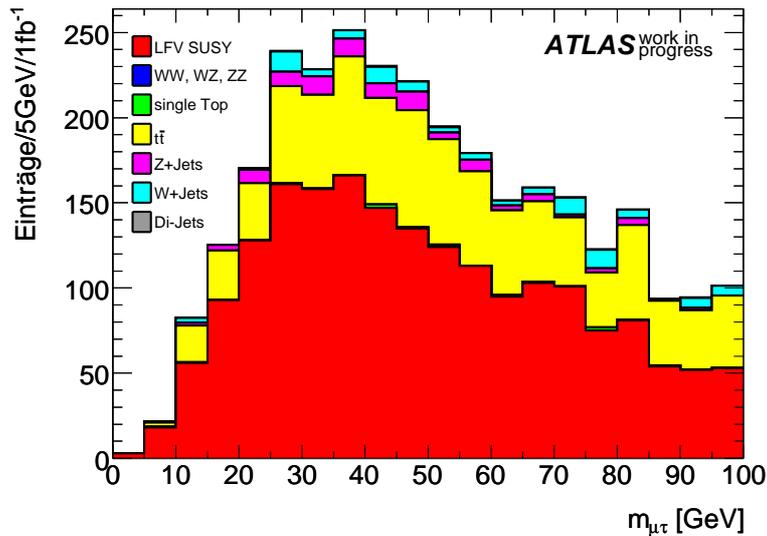


Abbildung 8.9: Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\tau}$ unter Berücksichtigung lediglich ungleich geladener Myon-Tau-Paare nach Anwendung der Schnitte $S_T > 0.01$ & $M_{eff} > 400 \text{ GeV}$ & $\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV}$ auf Reco-Ebene.

Auf Grundlage der bisher an die Daten gestellten Forderungen ist allerdings eine Di-Lepton-Kante noch nicht direkt beobachtbar. Dies liegt in der Berechnung der invarianten Masse begründet. Diese wird aus allen möglichen Myon- und Tau-Kombinationen eines Ereignisses unter Berücksichtigung der Ladungserhaltung

bestimmt. Aus diesem Grund kommt es zu einem kombinatorischen Hintergrund, der die Verteilung der tatsächlichen, aus dem Signalzerfall stammenden Myon-Tau-Paare überlagert.

Dies kann auf Truth-Ebene veranschaulicht werden. Abbildung 8.10 zeigt die Verteilung der invarianten Masse aufgeschlüsselt nach dem tatsächlichen Signal, dem kombinatorischen Hintergrund sowie der Überlagerung dieser beiden Verteilungen. In der rot gekennzeichneten Signal-Verteilung ist die Di-Lepton-Kante deutlich erkennbar. Der kombinatorische Hintergrund stellt allerdings einen dominanten Anteil der Gesamtverteilung dar.

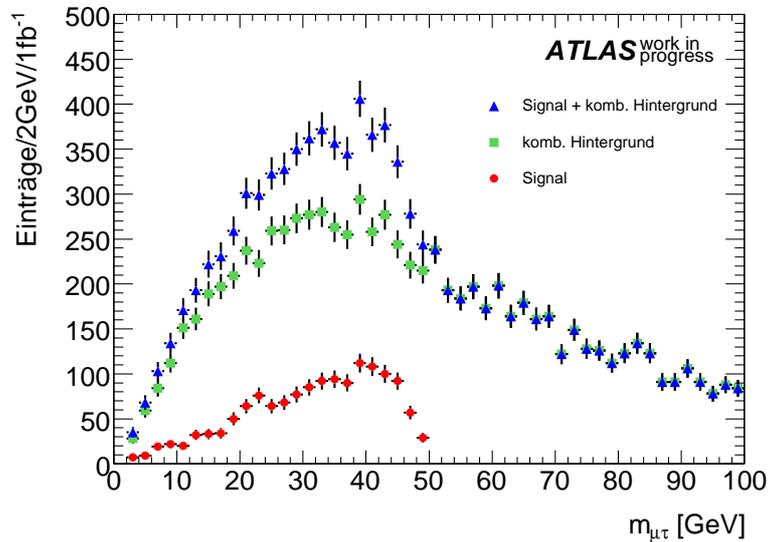


Abbildung 8.10: Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\tau}$ auf Truth-Ebene. In der rot gekennzeichneten Signalverteilung ist eine Di-Lepton-Kante deutlich erkennbar. Den dominanten Anteil der Gesamtverteilung stellt jedoch der kombinatorische Hintergrund dar.

Das Ziel ist es nun, diesen kombinatorischen Hintergrund, der sowohl aus falsch kombinierten Signal- als auch Standardmodell-Hintergrundereignissen besteht, durch eine geeignete Methode so zu reduzieren, dass die Di-Lepton-Kante sichtbar wird.

Hierzu wird ein sogenannter Zwischenwinkel-Schnitt herangezogen. Da Teilchenpaare, die aus demselben Zerfallsvertex stammen, tendenziell einen kleineren Zwischenwinkel aufweisen, da sie geboostet sind. Beim kombinatorischen Hintergrund ist hingegen eher eine Gleichverteilung zu erwarten. Abbildung 8.11 zeigt die Verteilung des Zwischenwinkels sowohl für Signal-Paare als auch für die Paare aus dem

kombinatorischen Hintergrund auf Truth-Ebene. Es ist deutlich erkennbar, dass eine Selektion von kleinen Zwischenwinkeln eine effektive Hintergrundreduzierung bewirkt.

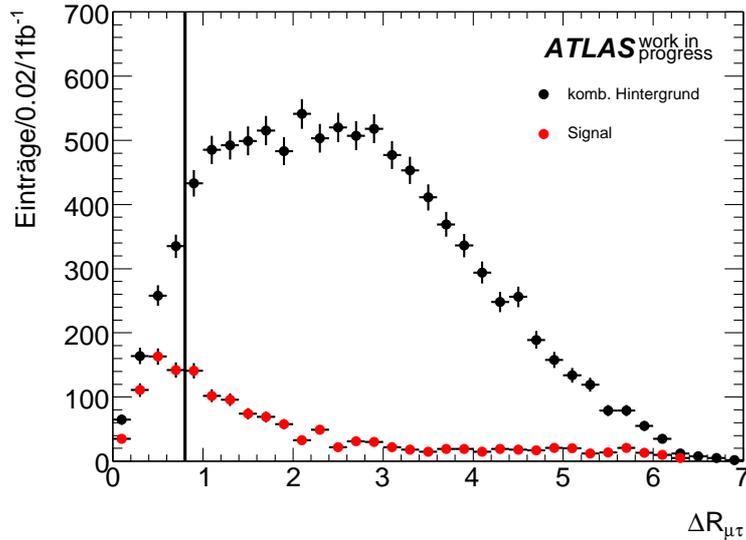


Abbildung 8.11: Verteilung des Zwischenwinkels für Paare des kombinatorischen Hintergrunds sowie des Signals auf Truth-Ebene. Ein Schnitt bei $\Delta R_{\mu\tau} = 0.8$ erlaubt eine effektive Hintergrundreduzierung.

Ein Zwischenwinkel-Schnitt bei $\Delta R_{\mu\tau} = 0.8$ erlaubt hierbei die Unterdrückung eines großen Anteils an kombinatorischen Hintergrund. Wird die Verteilung der invarianten Masse auf Truth-Ebene nach diesem Schnitt betrachtet (vgl. Abb. 8.12), erkennt man, dass im Bereich des Di-Lepton-Endpunktes das Signal den kombinatorischen Hintergrund übersteigt und somit jener messbar wird.

Nach Anwendung des Zwischenwinkel-Schnitts $\Delta R_{\mu\tau} = 0.8$ auf Rekonstruktionsebene, erhält man die Verteilung der invarianten Masse in Abbildung 8.13. Hierbei ist anzumerken, dass Tau-Rekonstruktion auf Grund der beteiligten Neutrinos fehlerbehaftet ist und daher keine scharfe, sondern eine aufgeweichte Kante zu erwarten ist. Dies kann in Abbildung 8.13 beobachtet werden.

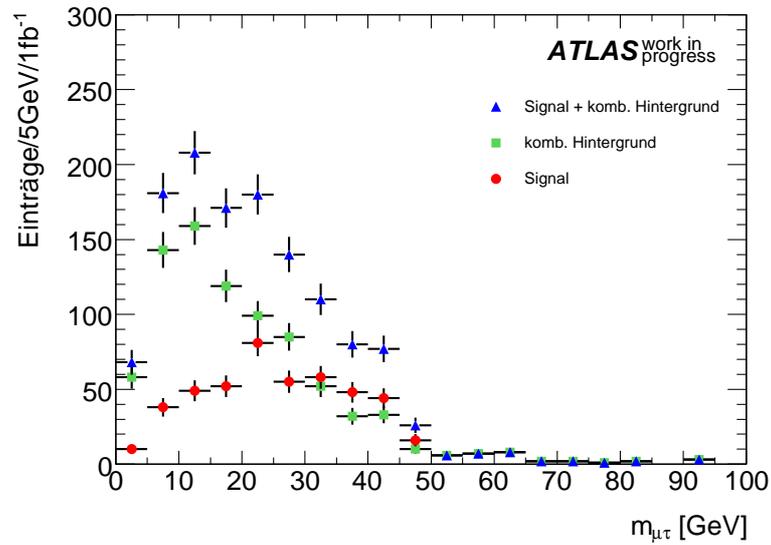


Abbildung 8.12: Verteilung der invarianten Masse auf Truth-Ebene nach einem Zwischenwinkel-Schnitt bei $\Delta R_{\mu\tau} = 0.8$. Die Verteilung der Signal-Paare übersteigt hierdurch im Bereich des Endpunktes den kombinatorischen Hintergrund.

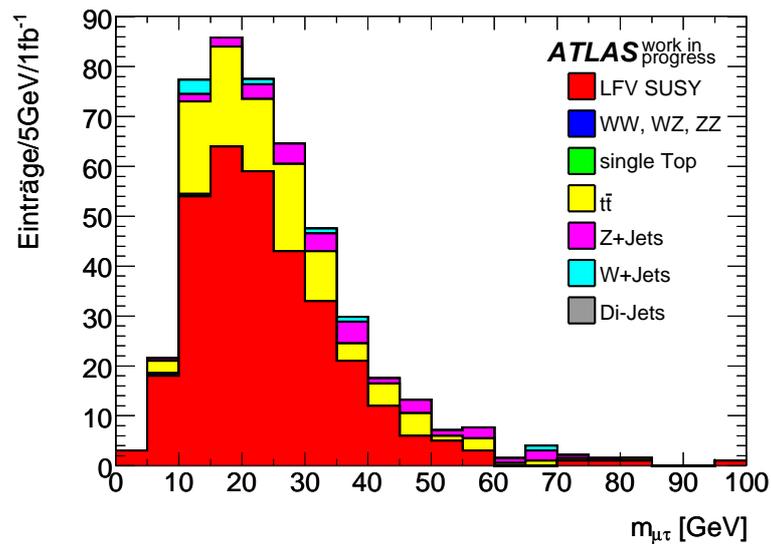


Abbildung 8.13: Verteilung der invarianten Masse auf Reco-Ebene nach dem Zwischenwinkel-Schnitt bei $\Delta R_{\mu\tau} = 0.8$.

Für eine erste Abschätzung der Lage des Endpunktes wird ein linearer Fit

$$y = a + bx \quad (8.6)$$

der abfallenden Flanke herangezogen. Mit Hilfe der Fitparameter $a = (129.9 \pm 11.6)$ GeV und $b = (-2.538 \pm 2.284)$ GeV kann der Endpunkt zu $m_{ll}^{edge} = (51.2 \pm 7.3)$ GeV bestimmt werden, der im Rahmen des Fehler mit dem zu erwartenden Wert (8.6) übereinstimmt.

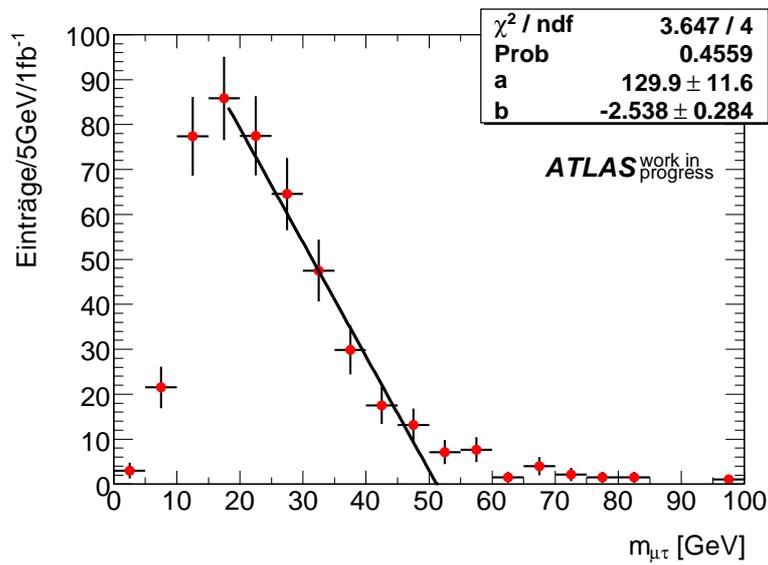


Abbildung 8.14: Linearer Fit an die Di-Lepton-Kante der Verteilung der invarianten Masse auf Reco-Ebene. Hierdurch wird der Endpunkt zu $m_{ll}^{edge} = (51.2 \pm 7.3)$ GeV bestimmt.

Somit kann im Rahmen des untersuchten SUSY-Modells der Lepton-Flavor-verletzende Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm \tau^\mp$ mit Hilfe seines Endpunktes des invarianten Massenspektrums bei 1 fb^{-1} beobachtet werden.

9 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit ist als Erweiterung des Standardmodells die Supersymmetrie in Form eines R -Parität-erhaltenden, minimalen supersymmetrischen Modells mit ei $\tilde{\chi}_1^0$ als leichtestes supersymmetrisches Teilchen (LSP) betrachtet worden.

Im Rahmen dieser Theorie besteht die Möglichkeit auf verschiedene Art und Weisen eine Lepton-Flavor-Verletzung zu realisieren. Während diese im Bereich der neutralen Leptonen im Rahmen der Neutrino-Oszillationen bereits nachgewiesen werden konnte, gibt es bis jetzt noch keine experimentellen Hinweise auf eine Lepton-Flavor-Verletzung der geladenen Leptonen.

Während die größten Forschungsaktivitäten zur Zeit im Bereich der niederenergetischen τ - und μ -Zerfälle stattfinden, ermöglicht der Large Hadron Collider die Betrachtung hochenergetischer Zerfälle, wie beispielsweise den in dieser Arbeit betrachteten Lepton-Flavor-verletzenden Dreikörperzerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm \tau^\mp$.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist die Lepton-Flavor-Verletzung durch Anpassung der Slepton-Massenmatrix realisiert und schließlich die Zerfallsbreite des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm \tau^\mp$ analytisch berechnet worden.

Um für eine ATLAS-Detektorstudie unter den gesetzten Voraussetzungen eine Realisierung des Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls zu finden, die das höchste Verzweigungsverhältnis aufweist, ist ein Parameterscan im Bereich des ATLAS-spezifischen SU3- sowie SU4-Benchmarkpunktes durchgeführt worden. Jener variiert in einem angegebenen Wertebereich die entsprechenden Einträge der SUSY-brechenden links- und rechtshändigen reellen Slepton-Massenmatrizen m_L^2 bzw. m_E^2 sowie der trilinearen Kopplung T_e einzeln bzw. paarweise unter Beachtung der experimentellen Grenze des Niederenergiezerfalls $\mu \rightarrow e\gamma$ und ermittelt die Mischung des höchsten Verzweigungsverhältnisses. Am SU3-Punkt ist der Dreikörperzerfall in den untersuchten Bereichen nicht aufgetreten bzw. ist bereits experimentell ausgeschlossen. Das höchste Verzweigungsverhältnis von $2.1 \cdot 10^{-2}$ im Rahmen der Parameterstudie ist am SU4-Punkt mit den Parametern $(m_L^2)_{23} = 15000 \text{ GeV}^2$ und $(T_e)_{23} = -250 \text{ GeV}$ erreicht worden.

Diese Wahl der Parameter hat als Grundlage der ATLAS-Detektorstudie bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV und einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} gedient. Das inklusive LFV-SUSY-Signal ist im Rahmen einer privaten Produktion generiert und die Detektorsimulation mit ATLFAST II durchgeführt worden. Im Rahmen der Analyse ist untersucht worden, in wie weit der Lepton-Flavor-verletzende Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm \tau^\mp$ bei SUSY- und Standardmodell-Hintergrund (bestehend aus Di-Jets, single Top, $t\bar{t}$, W+Jets, Z+Jets, WW, ZZ und WW) beobachtet werden kann.

Durch eine Studie ist das geeignetste Schnittszenario zur Hintergrundreduktion unter Berücksichtigung der effektiven Masse, der fehlenden transversalen Energie sowie der transversalen Sphärizität bestimmt worden, welches sich zu $S_T > 0.01$ & $M_{eff} > 400 \text{ GeV}$ & $\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV}$ ergibt. Auf dieser Grundlage ist versucht worden, die für den Dreikörperzerfall typische Di-Lepton-Kante in der Verteilung der invarianten Masse zu bestimmen, die sich theoretisch zu $m_{\mu\tau}^{edge} = 50 \text{ GeV}$ ergibt. Durch einen Zwischenwinkel-Schnitt $\Delta R_{\mu\tau} = 0.8$ konnte der Endpunkt des Massenspektrums sichtbar gemacht werden. Eine erste Abschätzung durch einen linearen Fit ermittelt diesen zu $m_{\mu\tau}^{edge} = (51.2 \pm 7.3) \text{ GeV}$, welcher im Rahmen der Fehler mit dem theoretischen Wert übereinstimmt.

Abschließend kann festgestellt werden, dass im Rahmen des zu untersuchenden SUSY-Modells der Lepton-Flavor-verletzende Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^\pm \tau^\mp$ mit Hilfe des Endpunktes des invarianten Massenspektrums bei 1 fb^{-1} beobachtet werden kann. Da eine Beobachtung der Di-Lepton-Kante einen Hinweis auf Lepton-Flavor-Verletzung darstellt, sind weitere unabhängige Tests notwendig, um auszuschließen, dass diese Kante nicht durch die Realisierung anderer Modelle hervorgerufen wird. Da der LHC anstatt der in dieser Studie angenommenen 10 TeV vorerst bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV betrieben wird, wäre es interessant, die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Studie auf dieser neuen Grundlage zu wiederholen. Um in einem weiteren Schritt nun die minimale integrierte Luminosität zu bestimmen, bei der der betrachtete Zerfall noch beobachtbar wäre, wäre insbesondere eine Studie mit umfangreicher statistischer Auswertung unter Berücksichtigung der systematischen und statistischen Unsicherheiten sinnvoll.

Diese offenen Fragen machen deutlich, dass es sich hierbei um einen interessanten Forschungsbereich handelt, der auch im Rahmen von zukünftigen Projekten sicherlich nicht an Attraktivität verliert. Vor allem im Hinblick auf den aktuellen Start des LHCs liegt eine interessante Zeit vor uns.

A Benchmarkpunktmassen

Teilchen	SU1	SU2	SU3	SU4	SU6	SU8.1	SU9
\tilde{d}_L	764.90	3564.13	636.27	419.84	870.79	801.16	956.07
\tilde{u}_L	760.42	3563.24	631.51	412.25	866.84	797.09	952.47
\tilde{b}_1	697.90	2924.80	575.23	358.49	716.83	690.31	868.06
\tilde{t}_1	572.96	2131.11	424.12	206.04	641.61	603.65	725.03
\tilde{d}_R	733.53	3576.13	610.69	406.22	840.21	771.91	920.83
\tilde{u}_R	735.41	3574.18	611.81	404.92	842.16	773.69	923.49
\tilde{b}_2	722.87	3500.55	610.73	399.18	779.42	743.09	910.76
\tilde{t}_2	749.46	2935.36	650.50	445.00	797.99	766.21	911.20
\tilde{e}_L	255.13	3547.50	230.45	231.94	411.89	325.44	417.21
$\tilde{\nu}_e$	238.31	3546.32	216.96	217.92	401.89	315.29	407.91
$\tilde{\tau}_1$	146.50	3519.62	149.99	200.50	181.31	151.90	320.22
$\tilde{\nu}_\tau$	237.56	3532.27	216.29	215.53	358.26	296.98	401.08
\tilde{e}_R	154.06	3547.46	155.45	212.88	351.10	253.35	340.86
$\tilde{\tau}_2$	256.98	3533.69	232.17	236.04	392.58	331.34	416.43
\tilde{g}	832.33	856.59	717.46	413.37	894.70	856.45	999.30
$\tilde{\chi}_1^0$	136.98	103.35	117.91	59.84	149.57	142.45	173.31
$\tilde{\chi}_2^0$	263.64	160.37	218.60	113.48	287.97	273.95	325.39
$\tilde{\chi}_3^0$	466.44	179.76	463.99	308.94	477.23	463.55	520.62
$\tilde{\chi}_4^0$	483.30	294.90	480.59	327.76	492.23	479.01	536.89
$\tilde{\chi}_1^+$	262.06	149.42	218.33	113.22	288.29	274.30	326.00
$\tilde{\chi}_1^+$	483.62	286.81	480.16	326.59	492.42	479.22	536.81
h^0	115.81	119.01	114.83	113.98	116.85	116.69	114.45
H^0	515.99	3529.74	512.86	370.47	388.92	430.49	632.77
A^0	512.39	3506.62	511.53	368.18	386.47	427.74	628.60
H^+	521.90	3530.61	518.15	378.90	401.15	440.23	638.88
t	175.00	175.00	175.00	175.00	175.00	175.00	175.00

Tabelle A.1: Massenspektrum (in GeV) der ATLAS-sepezifischen SUSY-Benchmarkpunkte [23].

B Hilfreiche mathematische Beziehungen

B.1 Spurtheoreme

Um die Spuren von Produkten mit n Gamma-Matrizen zu berechnen, kann man sich die Spurtheoreme zu Nutze zu machen. Die γ -Matrizen sind definiert als:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{sowie} \quad \gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.1})$$

Für sie gelten folgende Beziehungen [47]:

$$\text{tr}\mathbf{1} = 4 \quad (\text{B.2a})$$

$$\text{tr}(\text{ungerade\# } \gamma\text{'s}) = 0 \quad (\text{B.2b})$$

$$\text{tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu) = 4(g^{\mu\nu} g^{\mu\nu} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) \quad (\text{B.2c})$$

$$\text{tr}(\gamma_5) = 0 \quad (\text{B.2d})$$

$$\text{tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma_5) = 0 \quad (\text{B.2e})$$

$$\text{tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma \gamma_5) = -4i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \quad (\text{B.2f})$$

B.2 Wichtige Eigenschaften der δ -Funktion

Wichtige Eigenschaften der δ -Funktion im Hinblick auf ihre Anwendung sind [73]:

$$\int_{x-a}^{x+a} f(t)\delta(t-x) = f(x) \quad (f \text{ stetig, } a > 0) \quad (\text{B.3a})$$

$$\delta(ax) = \frac{1}{a}\delta(x) \quad (a > 0) \quad (\text{B.3b})$$

$$\delta(g(x)) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{|g'(x_i)|} \delta(x-x_i) \quad \text{mit } g'(x_i) = 0 \quad \text{und } g'(x_i) \neq 0 \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (\text{B.3c})$$

B.3 Partialbruchzerlegung

Bei der Integration zur Berechnung der Zerfallsbreite ist das folgende Integral durch Partialbruchzerlegung zu lösen:

$$\begin{aligned} \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt \frac{at^2 + bt + c}{(t-d)(t-e)} &= \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt a + \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt \frac{A}{t-e} + \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt \frac{B}{t-d} \\ &= a [t_{max} - t_{min}] + A [\ln(t-e)]_{t_{min}}^{t_{max}} + B [\ln(t-d)]_{t_{min}}^{t_{max}}, \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

wobei sich A und B wie folgt ergeben:

$$A = \frac{(ae+b)e+c}{e-d} \quad \text{bzw.} \quad B = \frac{(ad+b)d+c}{d-e} \quad (\text{B.5})$$

C Quelltexte im Rahmen der Parameterstudie

C.1 Generierung des Massenspektrums an mSUGRA-Benchmarkpunkten

C.1.1 SU3

```
1 Block MODSEL # Model selection
2   1 1 # mSugra
3   6 1 # switching on flavour violation
4 Block MINPAR # Input parameters for SU(3)
5   1 1.00000000E+02 # m_0
6   2 3.00000000E+02 # m_1/2
7   3 6.00000000E+00 # tanb at m_Z
8   4 1.00000000E+00 # Sign(mu)
9   5 -3.00000000E+02 # A_0
10 Block SMINPUTS # SM parameters
11   1 1.27931417E+02 # alpha_em^-1(MZ)^MSbar
12   2 1.16639000E-05 # G_mu [GeV^-2]
13   3 1.19000000E-01 # alpha_s(MZ)^MSbar
14   4 9.11876000E+01 # m_Z(pole)
15   5 4.20000000E+00 # m_b(m_b), MSbar
16   6 1.72900000E+02 # m_t(pole)
17   7 1.77700000E+00 # m_tau(pole)
18 Block SPhenoInput # SPheno specific input
19   1 -1 # error level
20   2 0 # if =1, then SPA conventions are used
21  11 1 # calculate branching ratios
22  21 0 # calculate cross section
23  33 -1 # Q_EWSB, if < 0 than Q_EWSB=sqrt(m_t^2 m_tau^2)
```

C.1.2 SU4

```
1 Block MODSEL # Model selection
2   1   1   # mSugra
3   6   1   # switching on flavour violation
4 Block MINPAR # Input parameters for SU(4)
5   1   2.00000000E+02 # m_0
6   2   1.60000000E+02 # m_1/2
7   3   10.00000000E+00 # tanb at m_Z
8   4   1.00000000E+00 # Sign(mu)
9   5   -4.00000000E+02 # A_0
10 Block SMINPUTS # SM parameters
11   1   1.27931417E+02 # alpha_em^-1(MZ)^MSbar
12   2   1.16639000E-05 # G_mu [GeV^-2]
13   3   1.19000000E-01 # alpha_s(MZ)^MSbar
14   4   9.11876000E+01 # m_Z(pole)
15   5   4.20000000E+00 # m_b(m_b), MSbar
16   6   1.72900000E+02 # m_t(pole)
17   7   1.77700000E+00 # m_tau(pole)
18 Block SPhenoInput # SPheno specific input
19   1  -1 # error level
20   2   0 # if =1, then SPA conventions are used
21  11   1 # calculate branching ratios
22  21   0 # calculate cross section
23  33  -1 # Q_EWSB, if < 0 than Q_EWSB=sqrt(m_t^2 m_tau^2)
```

C.2 Generierung des mSUGRA-unabhängigen Massenspektrums mit LFV

C.2.1 SU3

```

1 Block MODSEL # Model selection ##### SU3 #####
2   1   0   # MSSM model
3   6   1   # switching on flavour violation
4 Block MINPAR # Input parameters for SU(3)
5   3   6.00000000E+00 # tanb at m_Z
6   4   1.00000000E+00 # Sign(mu)
7 Block SMINPUTS # SM parameters
8   1   1.27931417E+02 # alpha_em^-1(MZ)^MSbar
9   2   1.16639000E-05 # G_mu [GeV^-2]
10  3   1.19000000E-01 # alpha_s(MZ)^MSbar
11  4   9.11876000E+01 # m_Z(pole)
12  5   4.20000000E+00 # m_b(m_b), MSbar
13  6   1.72900000E+02 # m_t(pole)
14  7   1.77700000E+00 # m_tau(pole)
15 Block EXTPAR # parameters
16  0   5.53831678E+02 # soft SUSY breaking masses at Q
17  1   1.22974655E+02 # M_1
18  2   2.31059174E+02 # M_2
19  3   6.98447906E+02 # M_3
20 23   4.62825271E+02 # mu
21 26   5.16496307E+02 # m_A0
22 Block TUIN # trilinear u-squark couplings
23  1  1   -7.93049123E-03 # T_(u,11)
24  2  1    8.67268217E-07 # T_(u,21)
25  3  1    2.89830720E-03 # T_(u,31)
26  1  2    2.16816821E-09 # T_(u,12)
27  2  2   -3.17217786E+00 # T_(u,22)
28  3  2    3.45383877E-02 # T_(u,32)
29  1  3    2.77154965E-08 # T_(u,13)
30  2  3    1.32111532E-04 # T_(u,23)
31  3  3   -5.78271096E+02 # T_(u,33)
32 Block TDIN # trilinear d-squark couplings
33  1  1   -1.49438434E-01 # T_(d,11)
34  2  1   -4.67420854E-05 # T_(d,21)
35  3  1    4.75584861E-02 # T_(d,31)
36  1  2   -2.72658027E-06 # T_(d,12)
37  2  2   -2.56152484E+00 # T_(d,22)
38  3  2   -3.26255018E-01 # T_(d,32)
39  1  3    6.59437682E-05 # T_(d,13)
40  2  3   -7.75519524E-03 # T_(d,23)
41  3  3   -9.95034608E+01 # T_(d,33)
42 Block TEIN # trilinear slepton couplings
43  1  1   -8.24049000E-03 # T_(e,11)
44  2  1    0.00000000E-03 # T_(e,21)
45  3  1    0.00000000E-00 # T_(e,31)
46  1  2    0.00000000E-00 # T_(e,12)
47  2  2   -1.70385000E+00 # T_(e,22)
48  3  2    0.00000000E-00 # T_(E,32)

```

```

49 1 3 0.00000000E+00 # T_(e,13)
50 2 3 -250 # T_(e,23)
51 3 3 -2.85861000E+01 # T_(e,33)
52 Block MSL2IN # M^2_L soft SUSY breaking masses at Q
53 1 1 5.03944272E+04 # M^2_(L,11)
54 1 2 0.00000000E+00 # M^2_(L,12)
55 1 3 0.00000000E+03 # M^2_(L,13)
56 2 2 5.03934937E+04 # M^2_(L,22)
57 2 3 15000 # M^2_(L,23)
58 3 3 5.01308391E+04 # M^2_(L,33)
59 Block MSE2IN # M^2_E soft SUSY breaking masses at Q
60 1 1 2.22317406E+04 # M^2_(E,11)
61 1 2 0.00000000E+01 # M^2_(E,12)
62 1 3 0.00000000E+03 # M^2_(E,13)
63 2 2 2.22298479E+04 # M^2_(E,22)
64 2 3 0.00000000E-00 # M^2_(E,23)
65 3 3 2.16972769E+04 # M^2_(E,33)
66 Block MSQ2IN # M^2_Q soft SUSY breaking masses at Q
67 1 1 4.17220469E+05 # M^2_(Q,11)
68 1 2 1.88280774E+01 # M^2_(Q,12)
69 1 3 -4.52887079E+02 # M^2_(Q,13)
70 2 1 1.88280774E+01 # M^2_(Q,21)
71 2 2 4.17094190E+05 # M^2_(Q,22)
72 2 3 3.10684888E+03 # M^2_(Q,23)
73 3 1 -4.52887079E+02 # M^2_(Q,31)
74 3 2 3.10684888E+03 # M^2_(Q,32)
75 3 3 3.39760673E+05 # M^2_(Q,33)
76 Block MSU2IN # M^2_U soft SUSY breaking masses at Q
77 1 1 3.89488062E+05 # M^2_(U,11)
78 1 2 2.00339886E-09 # M^2_(U,12)
79 1 3 6.56928516E-06 # M^2_(U,13)
80 2 1 2.00339886E-09 # M^2_(U,21)
81 2 2 3.89484940E+05 # M^2_(U,22)
82 2 3 3.13138258E-02 # M^2_(U,23)
83 3 1 6.56928516E-06 # M^2_(U,31)
84 3 2 3.13138258E-02 # M^2_(U,32)
85 3 3 2.32831756E+05 # M^2_(U,33)
86 Block MSD2IN # M^2_D soft SUSY breaking masses at Q
87 1 1 3.86315763E+05 # M^2_(D,11)
88 1 2 -1.55070929E-06 # M^2_(D,12)
89 1 3 1.57706491E-03 # M^2_(D,13)
90 2 1 -1.55070929E-06 # M^2_(D,21)
91 2 2 3.86314218E+05 # M^2_(D,22)
92 2 3 -1.85467823E-01 # M^2_(D,23)
93 3 1 1.57706491E-03 # M^2_(D,31)
94 3 2 -1.85467823E-01 # M^2_(D,32)
95 3 3 3.83770154E+05 # M^2_(D,33)
96 Block SPhenoInput # SPheno specific input
97 1 -1 # error level
98 2 0 # if =1, then SPA conventions are used
99 11 1 # calculate branching ratios
100 12 1.00000000E-08 # minimal branching ratio that is written out
101 21 0 # calculate cross section

```

C.2.2 SU4

```

1 Block MODSEL # Model selection ##### SU4 #####
2   1 0 # MSSM model
3   6 1 # switching on flavour violation
4 Block MINPAR # Input parameters for SU(4)
5   3 10.00000000E+00 # tanb at m_Z
6   4 1.00000000E+00 # Sign(mu)
7 Block SMINPUTS # SM parameters
8   1 1.27931417E+02 # alpha_em^-1(MZ)^MSbar
9   2 1.16639000E-05 # G_mu [GeV^-2]
10  3 1.19000000E-01 # alpha_s(MZ)^MSbar
11  4 9.11876000E+01 # m_Z(pole)
12  5 4.20000000E+00 # m_b(m_b), MSbar
13  6 1.72900000E+02 # m_t(pole)
14  7 1.77700000E+00 # m_tau(pole)
15 Block EXTPAR # parameters
16  0 3.09719533E+02 # soft SUSY breaking masses at Q
17  1 6.39300882E+01 # M_1
18  2 1.21977206E+02 # M_2
19  3 3.92265032E+02 # M_3
20 23 3.07289945E+02 # mu
21 26 3.67407342E+02 # m_A0
22 Block TUIN # trilinear u-squark couplings
23  1 1 -5.91715788E-03 # T_(u,11)
24  2 1 1.98432042E-06 # T_(u,21)
25  3 1 6.65914465E-03 # T_(u,31)
26  1 2 4.89211037E-09 # T_(u,12)
27  2 2 -2.40006693E+00 # T_(u,22)
28  3 2 8.39573584E-02 # T_(u,32)
29  1 3 6.36523695E-08 # T_(u,13)
30  2 3 3.25514580E-04 # T_(u,23)
31  3 3 -4.02577713E+02 # T_(u,33)
32 Block TDIN # trilinear d-squark couplings
33  1 1 -1.95677980E-01 # T_(d,11)
34  2 1 -5.66872315E-05 # T_(d,21)
35  3 1 6.48022376E-02 # T_(d,31)
36  1 2 -3.30670498E-06 # T_(d,12)
37  2 2 -3.35413064E+00 # T_(d,22)
38  3 2 -4.51719614E-01 # T_(d,32)
39  1 3 8.72099623E-05 # T_(d,13)
40  2 3 -1.04216106E-02 # T_(d,23)
41  3 3 -1.32031859E+02 # T_(d,33)
42 Block TEIN # trilinear slepton couplings
43  1 1 -1.42971269E-02 # T_(e,11)
44  2 1 0.00000000E-00 # T_(e,21)
45  3 1 0.00000000E-00 # T_(e,31)
46  1 2 0.00000000E-00 # T_(e,12)
47  2 2 -2.95609541E+00 # T_(e,22)
48  3 2 0.00000000E-00 # T_(e,32)
49  1 3 0.00000000E+01 # T_(e,13)
50  2 3 -250 # T_(e,23)
51  3 3 -4.93100196E+01 # T_(e,33)
52 Block MSL2IN # M^2_L soft SUSY breaking masses at Q
53  1 1 5.13901124E+04 # M^2_(L,11)
54  1 2 0.00000000E-00 # M^2_(L,12)

```

```

55     1  3    000000000000.0 # M^2_(L,13)
56     2  2    5.13864929E+04 # M^2_(L,22)
57     2  3    15000          # M^2_(L,23)
58     3  3    5.03720335E+04 # M^2_(L,33)
59 Block MSE2IN # M^2_E soft SUSY breaking masses at Q
60     1  1    4.33597666E+04 # M^2_(E,11)
61     1  2    0.00000000E-00 # M^2_(E,12)
62     1  3    000000000000.0 # M^2_(E,13)
63     2  2    4.33524672E+04 # M^2_(E,22)
64     2  3    0.00000000E-00 # M^2_(E,23)
65     3  3    4.13062319E+04 # M^2_(E,33)
66 Block MSQ2IN # M^2_Q soft SUSY breaking masses at Q
67     1  1    1.68137346E+05 # M^2_(Q,11)
68     1  2    9.27629382E+00 # M^2_(Q,12)
69     1  3   -2.42116794E+02 # M^2_(Q,13)
70     2  1    9.27629382E+00 # M^2_(Q,21)
71     2  2    1.68073147E+05 # M^2_(Q,22)
72     2  3    1.68773587E+03 # M^2_(Q,23)
73     3  1   -2.42116794E+02 # M^2_(Q,31)
74     3  2    1.68773587E+03 # M^2_(Q,32)
75     3  3    1.20389809E+05 # M^2_(Q,33)
76 Block MSU2IN # M^2_U soft SUSY breaking masses at Q
77     1  1    1.60425030E+05 # M^2_(U,11)
78     1  2    3.79867427E-09 # M^2_(U,12)
79     1  3    1.24946112E-05 # M^2_(U,13)
80     2  1    3.79867382E-09 # M^2_(U,21)
81     2  2    1.60423024E+05 # M^2_(U,22)
82     2  3    6.38967421E-02 # M^2_(U,23)
83     3  1    1.24946112E-05 # M^2_(U,31)
84     3  2    6.38967421E-02 # M^2_(U,32)
85     3  3    6.76480351E+04 # M^2_(U,33)
86 Block MSD2IN # M^2_D soft SUSY breaking masses at Q
87     1  1    1.59587328E+05 # M^2_(D,11)
88     1  2   -2.64785402E-06 # M^2_(D,12)
89     1  3    3.02412136E-03 # M^2_(D,13)
90     2  1   -2.64785402E-06 # M^2_(D,21)
91     2  2    1.59584451E+05 # M^2_(D,22)
92     2  3   -3.61383152E-01 # M^2_(D,23)
93     3  1    3.02412136E-03 # M^2_(D,31)
94     3  2   -3.61383152E-01 # M^2_(D,32)
95     3  3    1.54625564E+05 # M^2_(D,33)
96 Block SPhenoInput # SPheno specific input
97     1  -1 # error level
98     2  0 # if =1, then SPA conventions are used
99     11 1 # calculate branching ratios
100    12 1.00000000E-13 # minimal branching ratio that is written out
101    21 0 # calculate cross section

```

C.3 Python-Skript zur Bestimmung des LFV-Szenarios mit maximalem Verzweigungsverhältnis

C.3.1 Parameterscan eines Parameters

```

1  #!/usr/bin/python
2  import os
3  import re
4
5  ##### Deklaration und Initialisierung #####
6
7  i = 1
8  variation1 = 57           # Zeile des Mixingparameters 1 im LesHouches.in-File
9  branchingratio = 0       # Variable, die aktuellen BR des Zerfalls speichert
10 status = 0               # Variable, die aktuellen low-energy BR speichert
11 maxbr = 1.2E-20         # bisher maximal erreichter BR waehrend des Scans
12 bound = 6.8E-08        # low-energy bound
13 mixing1 = 0             # Variable, die aktuelles Mixing von Parameter 1 enthaelt
14 maxmixing1 = 1500       # obere Grenze des zu scannenden Bereichs fuer Parameter 1
15 savemixing1 = 0         # Mixing von Parameter 1 bei max. BR und low-energy-Wert
16 step = 10               # Step beim Erhoehen von Parameter 1
17
18 #####
19
20 # Schleife fuehrt zunaechst SPheno aus und erhoehrt solange den
21 # mixing Parameter um step bis der angegebene maximale mixing-Wert
22 # erreicht ist und aktualisiert hierbei stets die Werte
23 # bzgl. BR & low-energy-Wert
24 while True:
25     # Fuehre SPheno aus
26     os.system("./SPheno")
27     spheno = file("SPheno.spc", "r+")
28     branchingratio = 0
29     # Finden der Zeile mit BR des gewuenschten Zerfalls
30     for zeile in spheno.readlines():
31         split1 = zeile.split()
32         if zeile.count(" ") == 37 and split1[6] == "BR(chi_20" and split1[8] == "
           chi_10" and split1[9] == "mu+" and split1[10] == "tau-):
33             branchingratio = float(split1[0])
34         elif zeile.count(" ") == 14 and split1[0] == "18":
35             status = float(split1[1])
36     # aktualisiere den maximalen BR und low-energy-Wert
37     if branchingratio > maxbr and status < bound:
38         maxbr = branchingratio
39         savemixing1 = mixing1
40         mixing1 = mixing1+step
41         print(mixing1)
42     else:
43         mixing1 = mixing1+step
44         print(mixing1)
45     spheno.close()

```

```

46 # Abbruch der Schleife und Ausgabe des result-Files falls Wertebereich
47 # bis maxmixing gescannt
48 if mixing1 > maxmixing1:
49     resultfile = file("result23_MSL_SU4_0_1500_10.out", "w")
50     result = "Maximales BR von " + str(maxbr) + " bei mixing von " + str(
51         savemixing1) + "."
52     print(result)
53     resultfile.write(result)
54     resultfile.close()
55     break
56 leshouches = file("LesHouches.in", "r+")
57 metadatei = file("metadatei.in", "w")
58 logfile = file("logfile23_MSL_SU4_0_1500_10.in", "a")
59 plotfile = file("plotfile23_MSL_SU4_0_1500_10.out", "a")
60 i = 1
61 # Erzeuge eine Metadatei mit Abbild des LesHouches.in-Files bis auf neue
62 # Zeile next mit Erhoehung des mixing Parameters um step
63 # und ueberschreibe dann das LesHouches.in-File
64 for zeile in leshouches.readlines():
65     if i == variation1:
66         splitzeile = zeile.split()
67         print splitzeile
68         now = " 2 3 " + str(mixing1-step) + " # M^2_(L,23)\n"
69         next = " 2 3 " + str(mixing1) + " # M^2_(L,23)\n"
70         print(now)
71         print(next)
72         metadatei.write(next)
73         # Schreibe logfile
74         logfile.write(str(branchingratio) + " " + str(maxbr) + " " + str(status) + " " +
75             now)
76         plotfile.write(str(status) + " " + str(branchingratio) + " " + str(mixing1-
77             step) + "\n")
78     else:
79         metadatei.write(zeile)
80     i = i + 1
81 leshouches.close()
82 metadatei.close()
83 logfile.close()
84 plotfile.close()
85 os.system("rm LesHouches.in")
86 os.system("mv metadatei.in LesHouches.in")

```

C.3.2 Parameterscan zweier Parameter

```

1  #!/usr/bin/python
2  import os
3  import re
4
5  ##### Deklaration und Initialisierung #####
6
7  i = 1
8  variation1 = 50          # Zeile des Mixingparameters 1 im LesHouches.in-File
9  variation2 = 57         # Zeile des Mixingparameters 2 im LesHouches.in-File
10 branchingratio = 0      # Variable, die aktuellen BR des Zerfalls speichert
11 maxbr = 1.2E-20        # bisher maximal erreichter BR waehrend des Scans
12 bound = 6.8E-08       # low-energy bound
13 status = 0            # Variable, die aktuellen low-energy BR speichert
14 savestatus = 0        # low-energy BR bei bisher maximal erreichte BR
15 mixing1 = -300        # Variable, die aktuelles Mixing von Parameter 1 enthaelt
16 maxmixing1 = 300      # obere Grenze des zu scannenden Bereichs fuer Parameter 1
17 savemixing1 = 0       # Mixing von Parameter 1 bei max. BR und low-energy-Wert
18 mixing2 = 0           # Variable, die aktuelles Mixing von Parameter 2 enthaelt
19 maxmixing2 = 15000    # obere Grenze des zu scannenden Bereichs fuer Parameter 2
20 savemixing2 = 0       # Mixing von Parameter 2 bei max. BR und low-energy-Wert
21 step1 = 50            # Step beim Erhoehen von Parameter 1
22 step2 = 500           # Step beim Erhoehen von Parameter 2
23 next1 = " 2 3 " + "-300 " + " # T_(e,23)\n" # untere Grenze des zu
    scannenden Bereichs fuer Parameter 1
24
25 #####
26
27 # Schleife erhoehrt solange mixing Parameter 1 um step1 bis der
28 # angegebene maximale mixing-Wert erreicht ist. In einer internen Schleife wird
29 # dies ebenso mit mixing Parameter 2 durchgefuehrt.
30 while mixing1 <= maxmixing1:
31     mixing2 = 0          # Startwert von mixing2
32     leshouches = file("LesHouches.in", "r+")
33     metadatei = file("metadatei.in", "w")
34     i = 1
35     # Erzeuge eine Metadatei mit Abbild des LesHouches.in-Files bis auf neue
36     # Zeile next2, die mixing2 wieder auf den Startwert zuruecksetzt
37     # Ueberschreibe dann das LesHouches.in-File
38     for zeile in leshouches.readlines():
39         if i == variation2:
40             splitzeile = zeile.split()
41             print splitzeile
42             next2 = " 2 3 " + str(mixing2) + " # M^2_(L,23)\n"
43             print(next2)
44             metadatei.write(next2)
45         else:
46             metadatei.write(zeile)
47         i = i + 1
48     leshouches.close()
49     metadatei.close()
50     os.system("rm LesHouches.in")
51     os.system("mv metadatei.in LesHouches.in")
52     # Schleife fuehrt zunaechst SPheno aus und erhoehrt solange
53     # mixing Parameter 2 um step2 bis der angegebene maximale mixing-Wert

```

```

54 # erreicht ist.
55 # Aktualisiere hierbei stets die Werte bzgl. BR & low-energy-Wert
56 while mixing2 <= maxmixing2:
57     # Fuehre SPheno aus
58     os.system("./SPheno ")
59     spheno = file("SPheno.spc", "r+")
60     branchingratio = 0
61     # Finden der Zeile mit BR des gewuenschten Zerfalls
62     for zeile in spheno.readlines():
63         split1 = zeile.split()
64         if zeile.count(" ")==37 and split1[6]=="BR(chi_20" and split1[8]=="chi_10"
65             and split1[9]=="mu+" and split1[10]=="tau-)":
66             branchingratio = float(split1[0])
67         elif zeile.count(" ")==14 and split1[0]=="18":
68             status=float(split1[1])
69     # aktualisiere den maximalen BR und low-energy-Wert
70     if branchingratio > maxbr and status < bound:
71         maxbr = branchingratio
72         savemixing1 = mixing1
73     savemixing2 = mixing2
74     savestatus = status
75     spheno.close()
76     mixing2 = mixing2 + step2
77     leshouches = file("LesHouches.in", "r+")
78     metadatei = file("metadatei.in", "w")
79     logfile = file("logfile23_MSL_TEIN_beta_SU4_300_15000.in", "a")
80     plotfile2 = file("plotfile23_MSL_TEIN_beta_SU4_300_15000.out", "a")
81     i = 1
82     # Erzeuge eine Metadatei mit Abbild des LesHouches.in-Files bis auf neue
83     # Zeile next2 mit Erhoehung des mixing Parameters 2 um step2
84     # und ueberschreibe dann das LesHouches.in-File
85     for zeile in leshouches.readlines():
86         if i == variation2:
87             splitzeile = zeile.split()
88             print splitzeile
89             now2 = " 2 3 " + str(mixing2-step2) + " # M^2_(L,23)"
90             next2 = " 2 3 " + str(mixing2) + " # M^2_(L,23)\n"
91             print(now2)
92             print(next2)
93             metadatei.write(next2)
94             # Schreibe logfile
95             logfile.write(str(branchingratio) + " "+ str(maxbr)+" "+ str(status)+" "
96                 + now2 + next1)
97             plotfile2.write(str(mixing2-step2) + " "+ str(mixing1) + " " + str(
98                 branchingratio) + " " + str(status) + "\n")
99         else:
100             metadatei.write(zeile)
101             i = i + 1
102     leshouches.close()
103     metadatei.close()
104     logfile.close()
105     plotfile2.close()
106     os.system("rm LesHouches.in")
107     os.system("mv metadatei.in LesHouches.in")
108     mixing1 = mixing1 + step1
109     leshouches = file("LesHouches.in", "r+")

```

```
107 metadatai = file("metadatei.in", "w")
108 j = 1
109 # Erzeuge eine Metadatei mit Abbild des LesHouches.in-Files bis auf neue
110 # Zeile next1 mit Erhoehung des mixing Parameters 1 um step1
111 # und ueberschreibe dann das LesHouches.in-File
112 for zeile in leshouches.readlines():
113     if j == variation1:
114         splitzeile = zeile.split()
115         print splitzeile
116         now1 = " 2 3 " + str(mixing1-step1) + " # T_(E,23)\n"
117         next1 = " 2 3 " + str(mixing1) + " # T_(E,23)\n"
118         print(now1)
119         print(next1)
120         metadatai.write(next1)
121     else:
122         metadatai.write(zeile)
123     j = j + 1
124 leshouches.close()
125 metadatai.close()
126 os.system("rm LesHouches.in")
127 os.system("mv metadatei.in LesHouches.in")
128 # Abbruch der Schleife und Ausgabe des result-Files falls Wertebereich
129 # bis maxmixing gescannt
130 if mixing1 > maxmixing1:
131     resultfile = file("result23_MSL_TEIN_beta_SU4_300_15000.out", "w")
132     result = "Maximales BR von " + str(maxbr) + " bei einem mixing1 von " + str(
133         savemixing1) + " und einem mixing2 von " + str(savemixing2) + ". "+ "low-
134         energy-bound betraegt: " + str(savestatus)
135     print(result)
136     resultfile.write(result)
137     resultfile.close()
138     break
```


D Quelltexte im Rahmen der Eventgenerierung, Simulation und Rekonstruktion

D.1 JobOption-File zur Ereignisgenerierung

```
1 #####
2 # JobOption-File zur Generierung von 250 Events #
3 #####
4
5 from AthenaCommon.AlgSequence import AlgSequence
6 topAlg = AlgSequence("TopAlg")
7
8 include ("EvgenJobOptions/MC8_Pythia_Common.py")
9
10 # Produktionskanale und Simulation
11 Pythia.SusyInputFile = "./SPheno.spc" # Einlesen des SUSY-Spektrums
12 Pythia.PythiaCommand += [ "pymssm imss 1 11" ] # erlaubt allg. MSSM-Simulation
13 # genaess SLHA-Input-File
14 Pythia.PythiaCommand += [ "pysubs msel 39" ] # MSSM Produktion ohne Higgs
15
16 # Genauigkeit des Outputs fest (2=DEBUG, 3=INFO, 4=WARNING, 5=ERROR, 6=FATAL)
17 MessageSvc = Service("MessageSvc")
18 MessageSvc.OutputLevel = INFO
19
20 include("AthenaSealSvc/AthenaSealSvc_joboptions.py")
21 AthenaSealSvc.CheckDictionary = True
22
23 # Festlegung einer Effizienz < 1 um exit codes und damit Fehler
24 # bei der simulreo.py Durchfuehrung zu vermeiden
25 from EvgenJobOptions.PythiaEvgenConfig import evgenConfig
26 evgenConfig. efficiency = 0.95
27
28 # Anzahl der pro Job generierten Events
29 from EvgenJobOptions.SUSYEvgenConfig import evgenConfig
30 evgenConfig.minevents = 250
```

D.2 Python-Skript zur Ereignisgenerierung mit Ganga

```
1 #####
2 # File zur Generierung von 5000 Events #
3 #####
4
5 # Initialisiere den Job
6 j = Job()
7 j.name='evgen'
8
9 # Einstellungen zur Generierung der Events gemaess des LesHouches Accord-Input-
   Files
10 j.application=AthenaMC()
11 j.inputsandbox=['./SPheno.spc', './leshouchesjoboptions.py']
12 j.application.atlas_release='14.2.25.8'
13 j.application.production_name='signal.000000.LFV_SU4'
14 j.application.number_events_job=250 # number of events per subjob
15 j.application.mode='template'
16 j.application.transform_script='csc_evgen08new_trf.py'
17 j.application.extraArgs = 'runNumber=000000 '
18 j.application.extraArgs += 'firstEvent=1 '
19 j.application.extraArgs += 'maxEvents=number_events_job '
20 j.application.extraArgs += 'randomSeed=LJ+1 '
21 j.application.extraArgs += 'jobConfig=./leshouchesjoboptions.py '
22
23 # Legt Name des Outputfiles fest
24 j.outputdata=AthenaMCOutputDatasets()
25 j.outputdata.outrootfiles["EVNT"] = '%s.evgen.EVNT' % (j.application.
   production_name)
26
27 # Legt die Site fest, auf der Daten gespeichert werden
28 j.backend=LCG()
29 j.backend.requirements = AtlasLCGRequirements()
30 j.backend.requirements.sites=['DESY-HH_SCRATCHDISK']
31
32 # Erzeugt 20 Subjobs mit je 250 Events
33 j.splitter=AthenaMCSplitterJob()
34 j.splitter.numsubjobs =20
35
36 # Submittet den Job auf dem Grid
37 j.submit()
```

D.3 Python-Skript zur Simulation und Rekonstruktion mit Ganga

```

1 #####
2 # File zur Simulation und Rekonstruktion von 5000 Events #
3 #####
4
5 # Initialisiere den Job
6 j=Job()
7 j.name='atlfastII'
8
9 # Einstellungen zur Simulation und Rekonstruktion
10 j.application=AthenaMC()
11 j.application.production_name='signal.000000.LFV_SU4'
12 j.application.number_events_job=250
13 j.application.atlas_release='14.2.25.8'
14 j.application.version='14022508'
15 j.application.process_name='LFV_SU4'
16 j.application.run_number='000000'
17 j.application.geometryTag='ATLAS-GEO-02-01-00'
18 j.application.mode='template'
19 j.application.transform_script='csc_simul_reco_trf.py'
20 j.application.extraArgs='inputEugenFile=£inputfile'
21 j.application.extraArgs+='maxEvents=£number_events_job'
22 j.application.extraArgs+='skipEvents=£skip'
23 j.application.extraArgs+='randomSeed=£J+1'
24 j.application.extraArgs+='geometryVersion=ATLAS-GEO-02-01-00'
25 j.application.extraArgs+='digiSeedOffset1=£J+2'
26 j.application.extraArgs+='digiSeedOffset2=£J+3'
27 j.application.extraArgs+='physicsList=QGSP_BERT'
28 j.application.extraArgs+='simuJobConfig=jobConfig.VertexPosFastIDKiller.py'
29 j.application.extraArgs+='recoJobConfig=NoTrackSlimming.py,
    FastSimulationJobTransforms/FastCaloSimAddCellsRecConfig.py'
30 j.application.extraArgs+='DBRelease=/afs/cern.ch/atlas/www/GROUPS/DATABASE/
    pacman4/DBRelease/DBRelease-6.5.1.tar.gz'
31 j.application.extraArgs+='triggerConfig="NONE"'
32
33 # Name und Anzahl der Events des Inputs
34 j.inputdata=AthenaMCInputDatasets()
35 j.inputdata.DQ2dataset='user10.JuliaHarz.ganga.signal.000000.LFV_SU4.eugen.EVNT.
    jid000187'
36 j.inputdata.datasetType='DQ2'
37 j.inputdata.number_events_file=250
38
39 # Legt Name des Outputfiles fest
40 j.outputdata=AthenaMCOutputDatasets()
41 j.outputdata.outrootfiles["AOD"]='%s.recon.AOD' % (j.application.
    production_name)
42
43 # Legt die Site fest, auf der Daten gespeichert werden
44 # Die Simulation benoetigt dieselbe wie bei der Eventgenerierung
45 j.backend=LCG()
46 j.backend.requirements=AtlasLCGRequirements()
47 j.backend.requirements.sites=['DESY-HH_SCRATCHDISK']

```

```
48
49
50 # Erzeugt 20 Subjobs mit je 250 Events
51 j.splitter=AthenaMCSplitterJob()
52 j.splitter.numsubjobs = 20
53
54 # Submittet den Job auf dem Grid
55 j.submit()
```

E Ergänzende Übersichten und Abbildungen zur Analyse

E.1 Übersicht über die verwendeten Standardmodell-Datensamples

Physik	Sample	$\sigma[\text{pb}]$
Di-Jets	mc08.105009.J0_pythia_jetjet.merge.AOD.e344_s479_r635_t53	$1.17 \cdot 10^{10}$
	mc08.105010.J1_pythia_jetjet.merge.AOD.e344_s479_s520_r635_t53	$8.67 \cdot 10^8$
	mc08.105011.J2_pythia_jetjet.merge.AOD.e344_s479_s520_r635_t53	$5.60 \cdot 10^7$
	mc08.105013.J4_pythia_jetjet.merge.AOD.e344_s479_s520_r635_t53	$1.52 \cdot 10^5$
	mc08.105014.J5_pythia_jetjet.merge.AOD.e344_s465_r693_t53	$5.12 \cdot 10^3$
	mc08.105015.J6_pythia_jetjet.merge.AOD.e344_s479_s520_r635_t53	112
	mc08.105016.J7_pythia_jetjet.merge.AOD.e344_s479_s520_r635_t53	1
	mc08.105017.J8_pythia_jetjet.merge.AOD.e344_s479_s520_r635_t53	$1 \cdot 10^{-3}$
$t\bar{t}$	mc08.105200.T1_McAtNlo_Jimmy.merge.AOD.e357_s462_s520_r635_t53	373.6
WW.WZ.ZZ	mc08.105921.McAtNlo0331_JIMMY_WpWm_enuenu.merge.AOD.e367_s462_r635_t53	0.83
	mc08.105922.McAtNlo0331_JIMMY_WpWm_enuunu.merge.AOD.e367_s462_s520_r635_t53	0.83
	mc08.105923.McAtNlo0331_JIMMY_WpWm_enuanu.merge.AOD.e367_s462_s520_r635_t53	0.83
	mc08.105924.McAtNlo0331_JIMMY_WpWm_munuunu.merge.AOD.e367_s462_s520_r635_t53	0.83
	mc08.105925.McAtNlo0331_JIMMY_WpWm_munuenu.merge.AOD.e367_s462_s520_r635_t53	0.83
	mc08.105926.McAtNlo0331_JIMMY_WpWm_munutanu.merge.AOD.e367_s462_s520_r635_t53	0.83
	mc08.105927.McAtNlo0331_JIMMY_WpWm_tanutanu.merge.AOD.e367_s462_r635_t53	0.83
	mc08.105928.McAtNlo0331_JIMMY_WpWm_tanuenu.merge.AOD.e367_s462_s520_r635_t53	0.83
	mc08.105929.McAtNlo0331_JIMMY_WpWm_tanuunu.merge.AOD.e367_s462_r635_t53	0.83
	mc08.105930.McAtNlo0331_JIMMY_ZZ_llqq.merge.AOD.e467_s495_r635_t53	0.86
	mc08.105932.McAtNlo0331_JIMMY_ZZ_llnunu.merge.AOD.e367_s462_r635_t53	0.25
	mc08.105940.McAtNlo0331_JIMMY_WpZ_lnuqq.merge.AOD.e467_s495_r635_t53	2.81
	mc08.105942.McAtNlo0331_JIMMY_WpZ_qql1.merge.AOD.e372_s462_r635_t53	1.65
	Z+Jets	mc08.107660.AlpgeJimmyZmumuNp0_pt20.merge.AOD.e376_s462_r635_t53
mc08.107661.AlpgeJimmyZmumuNp1_pt20.merge.AOD.e376_s462_s520_r635_t53		205
mc08.107662.AlpgeJimmyZmumuNp2_pt20.merge.AOD.e376_s462_s520_r635_t53		69.4

— Fortsetzung auf der nachfolgenden Seite —

E Ergänzende Übersichten und Abbildungen zur Analyse

Physik	Sample	$\sigma[\text{pb}]$
	mc08.107663.AlpgeJimmyZmumuNp3_pt20.merge.AOD.e376_s462_r635_t53	21.6
	mc08.107664.AlpgeJimmyZmumuNp4_pt20.merge.AOD.e376_s462_r635_t53	6.1
	mc08.107665.AlpgeJimmyZmumuNp5_pt20.merge.AOD.e376_s462_r635_t53	1.7
	mc08.107670.AlpgeJimmyZtautauNp0_pt20.merge.AOD.e376_s462_s520_r635_t53	903
	mc08.107671.AlpgeJimmyZtautauNp1_pt20.merge.AOD.e376_s462_r635_t53	209
	mc08.107672.AlpgeJimmyZtautauNp2_pt20.merge.AOD.e376_s462_r635_t53	70.2
	mc08.107673.AlpgeJimmyZtautauNp3_pt20.merge.AOD.e376_s462_r635_t53	21.1
	mc08.107674.AlpgeJimmyZtautauNp4_pt20.merge.AOD.e376_s462_r635_t53	6
	mc08.107675.AlpgeJimmyZtautauNp5_pt20.merge.AOD.e376_s462_r635_t53	1.7
W+Jets	mc08.107690.AlpgeJimmyWmumuNp0_pt20.merge.AOD.e368_s462_s520_r635_t53	$1.01 \cdot 10^4$
	mc08.107691.AlpgeJimmyWmumuNp1_pt20.merge.AOD.e368_s462_r635_t53	2155
	mc08.107692.AlpgeJimmyWmumuNp2_pt20.merge.AOD.e368_s462_s520_r635_t53	682
	mc08.107693.AlpgeJimmyWmumuNp3_pt20.merge.AOD.e368_s462_s520_r635_t53	202
	mc08.107694.AlpgeJimmyWmumuNp4_pt20.merge.AOD.e368_s462_s520_r635_t53	55.5
	mc08.107695.AlpgeJimmyWmumuNp5_pt20.merge.AOD.e368_s462_r635_t53	16.3
	mc08.107700.AlpgeJimmyWtaunuNp0_pt20.merge.AOD.e368_s462_r635_t53	$1.02 \cdot 10^4$
	mc08.107701.AlpgeJimmyWtaunuNp1_pt20.merge.AOD.e368_s462_r635_t53	2107
	mc08.107702.AlpgeJimmyWtaunuNp2_pt20.merge.AOD.e368_s462_s520_r635_t53	673
	mc08.107703.AlpgeJimmyWtaunuNp3_pt20.merge.AOD.e368_s462_r635_t53	203
	mc08.107704.AlpgeJimmyWtaunuNp4_pt20.merge.AOD.e368_s462_s520_r635_t53	55.3
	mc08.107705.AlpgeJimmyWtaunuNp5_pt20.merge.AOD.e368_s462_s520_r635_t53	17.0
single Top	mc08.105500.AcerMC_Wt.merge.AOD.e352_s462_r635_t53	14.4
	mc08.108340.st_tchan_enu_McAtNlo_Jimmy.merge.AOD.e405_s495_r635_t53	14.5
	mc08.108341.st_tchan_munu_McAtNlo_Jimmy.merge.AOD.e405_s495_r635_t53	14.5
	mc08.108342.st_tchan_taanu_McAtNlo_Jimmy.merge.AOD.e405_s495_r635_t53	14.5
	mc08.108343.st_schan_enu_McAtNlo_Jimmy.merge.AOD.e360_s462_s520_r635_t53	0.76
	mc08.108344.st_schan_munu_McAtNlo_Jimmy.merge.AOD.e360_s462_s520_r635_t53	0.76
	mc08.108345.st_schan_taanu_McAtNlo_Jimmy.merge.AOD.e405_s462_r635_t53	0.76

Tabelle E.1: Liste der verwendeten Datensamples mit jeweiligem Wirkungsquerschnitt.

E.2 Übersicht über herangezogene Schnittszenarien

E.2.1 Schnittszenarien I

Schnittszenario	S	B	S/B	S/\sqrt{B}
–	168250	$1.318 \cdot 10^{13}$	$1.28 \cdot 10^{-8}$	0.05
$> 1\mu$	63531	$1.279 \cdot 10^9$	$4.97 \cdot 10^{-5}$	1.78
$> 1\tau$	18478	$9.601 \cdot 10^9$	$1.92 \cdot 10^{-6}$	0.19
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau$	6259	$6.508 \cdot 10^6$	$9.62 \cdot 10^{-4}$	2.45
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose)	5878	1300080	$4.52 \cdot 10^{-3}$	5.16
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium)	5503	972926	0.01	5.58
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight)	4940	768759	0.01	5.63
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (loose)	4974	31669	0.16	27.95
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (medium)	3784	11905	0.32	34.68
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (tight)	2603	4617	0.56	38.31
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (loose)	5168	39281	0.13	26.08
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (medium)	3208	6245	0.51	40.6
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (tight)	1726	1701	1.01	41.84
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (loose)	4751	25987	0.18	29.47
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (medium)	3608	9513	0.38	36.99
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (tight)	2463	4096	0.6	38.48
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ M_{eff}$ (loose)	4441	22728	0.2	29.46
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ M_{eff}$ (medium)	3359	8431	0.4	36.58
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ M_{eff}$ (tight)	2261	3833	0.59	36.52
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ M_{eff}$ (loose)	3976	18834	0.21	28.97
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ M_{eff}$ (medium)	2980	7019	0.42	35.57
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ M_{eff}$ (tight)	1972	3190	0.62	34.91
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (loose)	4882	22070	0.22	32.86
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (medium)	3009	4290	0.7	45.94
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (tight)	1585	1116	1.42	47.44
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (loose)	4546	20236	0.22	31.96
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (medium)	2769	3756	0.74	45.18
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (tight)	1423	923	1.54	46.83
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (loose)	4065	17360	0.23	30.85
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (medium)	2440	3152	0.77	43.46
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (tight)	1214	738369	0	1.41
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (loose)	4438	9817	0.45	44.79
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (medium)	3021	4001	0.76	47.76
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (tight)	1693	1483	1.14	43.96
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (medium) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (loose)	3483	4075	0.85	54.57
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (medium) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (medium)	2584	2613	0.99	50.55
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (medium) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (tight)	1575	1158	1.36	46.28
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (tight) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (loose)	2450	1938	1.26	55.65
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (tight) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (medium)	1970	1252	1.57	55.67
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (tight) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (tight)	1332	835578	0	1.46
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (loose)	4226	7507	0.56	48.77
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{\mathcal{E}}_T$ (medium)	2843	2794	1.02	53.79

— Fortsetzung auf der nachfolgenden Seite —

Schnittszenario	S	B	S/B	S/\sqrt{B}
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (loose) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (tight)	1558	994619	0	1.56
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (loose) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (loose)	3313	2990	1.11	60.59
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (loose) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (medium)	2437	1625	1.5	60.45
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (loose) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (tight)	1454	773418	0	1.65
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (loose) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (loose)	2313	1519	1.52	59.35
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (loose) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (medium)	1850	889892	0	1.96
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (loose) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (tight)	1226	502301	0	1.73
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (medium) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (loose)	3937	6941	0.57	47.26
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (medium) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (medium)	2618	2446	1.07	52.94
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (medium) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (tight)	1399	818249	0	1.55
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (medium) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (loose)	3076	2655	1.16	59.7
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (medium) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (medium)	2242	1394	1.61	60.04
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (medium) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (tight)	1306	628622	0	1.65
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (medium) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (loose)	2118	1325	1.6	58.19
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (medium) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (medium)	1685	749887	0	1.95
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (medium) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (tight)	1096	409322	0	1.71
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (tight) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (loose)	3517	5813	0.6	46.13
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (tight) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (medium)	2310	2042	1.13	51.12
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (tight) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (tight)	1193	650194	0	1.48
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (tight) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (loose)	2728	2215	1.23	57.96
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (tight) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (medium)	1965	1133	1.74	58.39
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (tight) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (tight)	1109	490282	0	1.58
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (tight) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (loose)	1850	1080	1.71	56.3
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (tight) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (medium)	1466	591187	0	1.91
$> 1\mu$ & $> 1\tau$ & S_T (tight) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (tight)	928	316167	0	1.65

Tabelle E.2: Übersicht über verschiedene Schnittszenarien zur Reduktion des Hintergrunds. Hierbei steht S für die Anzahl der Signalereignisse, B die des Hintergrunds. Die Abkürzungen in obiger Tabelle bezeichnen folgende Schnitte: $> 1\mu$: mind. ein Myon, $> 1\tau$: mind. ein Tau, S_T (loose): $S_T > 0.02$, S_T (medium): $S_T > 0.05$, S_T (tight): $S_T > 0.10$, M_{eff} (loose): $M_{eff} > 300$ GeV, M_{eff} (medium): $M_{eff} > 400$ GeV, M_{eff} (tight): $M_{eff} > 500$ GeV, \cancel{E}_T (loose): $\cancel{E}_T > 50$ GeV, \cancel{E}_T (medium): $\cancel{E}_T > 100$ GeV sowie \cancel{E}_T (tight): $\cancel{E}_T > 150$ GeV. In allen Schnitten sind mind. ein Myon sowie ein Tau gefordert worden, die S_T -, M_{eff} - und \cancel{E}_T -Schnitte sind in allen möglichen Kombinationen variiert worden.

E.2.2 Schnittszenarien II

Schnittszenario	S	B	S/B	S/\sqrt{B}
–	168250	$1.318 \cdot 10^{13}$	$1.28 \cdot 10^{-8}$	0.05
$> 1\mu$	63531	$1.279 \cdot 10^9$	$4.97 \cdot 10^{-5}$	1.78
$> 1\tau$	18478	$9.601 \cdot 10^9$	$1.92 \cdot 10^{-6}$	0.19
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau$:	6259	$6.508 \cdot 10^6$	$9.62 \cdot 10^{-4}$	2.45
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose)	6017	1369950	$4.39 \cdot 10^{-3}$	5.14
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium)	5878	1300080	$4.52 \cdot 10^{-3}$	5.16
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight)	5687	1167550	$4.87 \cdot 10^{-3}$	5.26
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (loose)	4974	31669	0.16	27.95
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (medium)	4433	21386	0.21	30.31
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (tight)	3784	11905	0.32	34.68
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ \cancel{E}_T$ (loose)	5356	50277	0.11	23.89
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ \cancel{E}_T$ (medium)	5168	39281	0.13	26.08
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ \cancel{E}_T$ (tight)	4194	13359	0.31	36.29
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (loose)	4856	27254	0.18	29.41
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (medium)	4330	17961	0.24	32.31
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (tight)	3693	10153	0.36	36.65
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ M_{eff}$ (loose)	4751	25987	0.18	29.47
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ M_{eff}$ (medium)	4235	17103	0.25	32.38
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ M_{eff}$ (tight)	3608	9513	0.38	36.99
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ M_{eff}$ (loose)	4596	24791	0.19	29.19
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ M_{eff}$ (medium)	4092	16172	0.25	32.18
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ M_{eff}$ (tight)	3484	8981	0.39	36.76
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (loose)	5177	27950	0.19	30.97
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (medium)	4999	22994	0.22	32.97
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (tight)	4055	9421	0.43	41.78
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (loose)	5058	26926	0.19	30.82
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (medium)	4882	22070	0.22	32.86
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (medium) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (tight)	3956	9067	0.44	41.54
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (loose)	4887	25613	0.19	30.54
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (medium)	4716	21094	0.22	32.47
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (tight) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (tight)	3812	8576	0.44	41.16
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (loose)	4560	11358	0.40	42.79
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (medium)	4438	9817	0.45	44.79
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (tight)	3807	5737	0.66	50.26
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (medium) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (loose)	4112	8558	0.48	44.45
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (medium) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (medium)	4012	7190	0.56	47.32
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (medium) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (tight)	3519	4226	0.83	54.13
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (tight) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (loose)	3552	5029	0.71	50.09
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (tight) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (medium)	3483	4075	0.85	54.57
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ M_{eff}$ (tight) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (tight)	3122	3195	0.98	55.23
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (loose)	4447	9260	0.48	46.21
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (medium)	4326	7886	0.55	48.71
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (loose) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (tight)	3700	4579	0.81	54.68
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (medium) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (loose)	4013	6622	0.61	49.31
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (medium) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (medium)	3914	5418	0.72	53.18
$> 1\mu \ \& \ > 1\tau \ \& \ S_T$ (loose) $\ \& \ M_{eff}$ (medium) $\ \& \ \cancel{E}_T$ (tight)	3426	3192	1.07	60.64

— Fortsetzung auf der nachfolgenden Seite —

Schnittszenario	S	B	S/B	S/ \sqrt{B}
> 1 μ & > 1 τ & S_T (loose) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (loose)	3464	3899	0.89	55.48
> 1 μ & > 1 τ & S_T (loose) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (medium)	3396	3108	1.09	60.91
> 1 μ & > 1 τ & S_T (loose) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (tight)	3039	2259	1.35	63.94
> 1 μ & > 1 τ & S_T (medium) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (loose)	4346	8870	0.49	46.15
> 1 μ & > 1 τ & S_T (medium) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (medium)	4226	7507	0.56	48.77
> 1 μ & > 1 τ & S_T (medium) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (tight)	3609	4423	0.82	54.27
> 1 μ & > 1 τ & S_T (medium) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (loose)	3920	6300	0.62	49.39
> 1 μ & > 1 τ & S_T (medium) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (medium)	3821	5104	0.75	53.49
> 1 μ & > 1 τ & S_T (medium) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (tight)	3342	3077	1.09	60.24
> 1 μ & > 1 τ & S_T (medium) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (loose)	3381	3778	0.89	55
> 1 μ & > 1 τ & S_T (medium) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (medium)	3313	2990	1.11	60.59
> 1 μ & > 1 τ & S_T (medium) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (tight)	2964	2166	1.37	63.68
> 1 μ & > 1 τ & S_T (tight) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (loose)	4200	8415	0.50	45.79
> 1 μ & > 1 τ & S_T (tight) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (medium)	4084	7227	0.57	48.04
> 1 μ & > 1 τ & S_T (tight) & M_{eff} (loose) & \cancel{E}_T (tight)	3480	4208	0.83	53.65
> 1 μ & > 1 τ & S_T (tight) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (loose)	3786	5918	0.64	49.21
> 1 μ & > 1 τ & S_T (tight) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (medium)	3690	4891	0.75	52.76
> 1 μ & > 1 τ & S_T (tight) & M_{eff} (medium) & \cancel{E}_T (tight)	3222	2909	1.11	59.74
> 1 μ & > 1 τ & S_T (tight) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (loose)	3263	3449	0.95	55.56
> 1 μ & > 1 τ & S_T (tight) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (medium)	3198	2827	1.13	60.15
> 1 μ & > 1 τ & S_T (tight) & M_{eff} (tight) & \cancel{E}_T (tight)	2860	2039	1.40	63.34

Tabelle E.3: Übersicht über weitere Schnittszenarien, die zur Verbesserung der Hintergrundreduktion auf Grundlage der Ergebnisse aus Tab. E.2 gewählt worden sind. Hierbei steht S für die Anzahl der Signalereignisse, B die des Hintergrunds. Die Abkürzungen in obiger Tabelle bezeichnen folgende Schnitte: > 1 μ : mind. ein Myon, > 1 τ : mind. ein Tau, S_T (loose): $S_T > 0.01$, S_T (medium): $S_T > 0.02$, S_T (tight): $S_T > 0.035$, M_{eff} (loose): $M_{eff} > 300$ GeV, M_{eff} (medium): $M_{eff} > 350$ GeV, M_{eff} (tight): $M_{eff} > 400$ GeV, \cancel{E}_T (loose): $\cancel{E}_T > 45$ GeV, \cancel{E}_T (medium): $\cancel{E}_T > 50$ GeV sowie \cancel{E}_T (tight): $\cancel{E}_T > 75$ GeV. In allen Schnitten sind mind. ein Myon sowie ein Tau gefordert worden, die S_T -, M_{eff} - und \cancel{E}_T -Schnitte sind wiederum in allen möglichen Kombinationen variiert worden.

E.3 Übersicht über die verwendeten Standardmodell-Datensamples

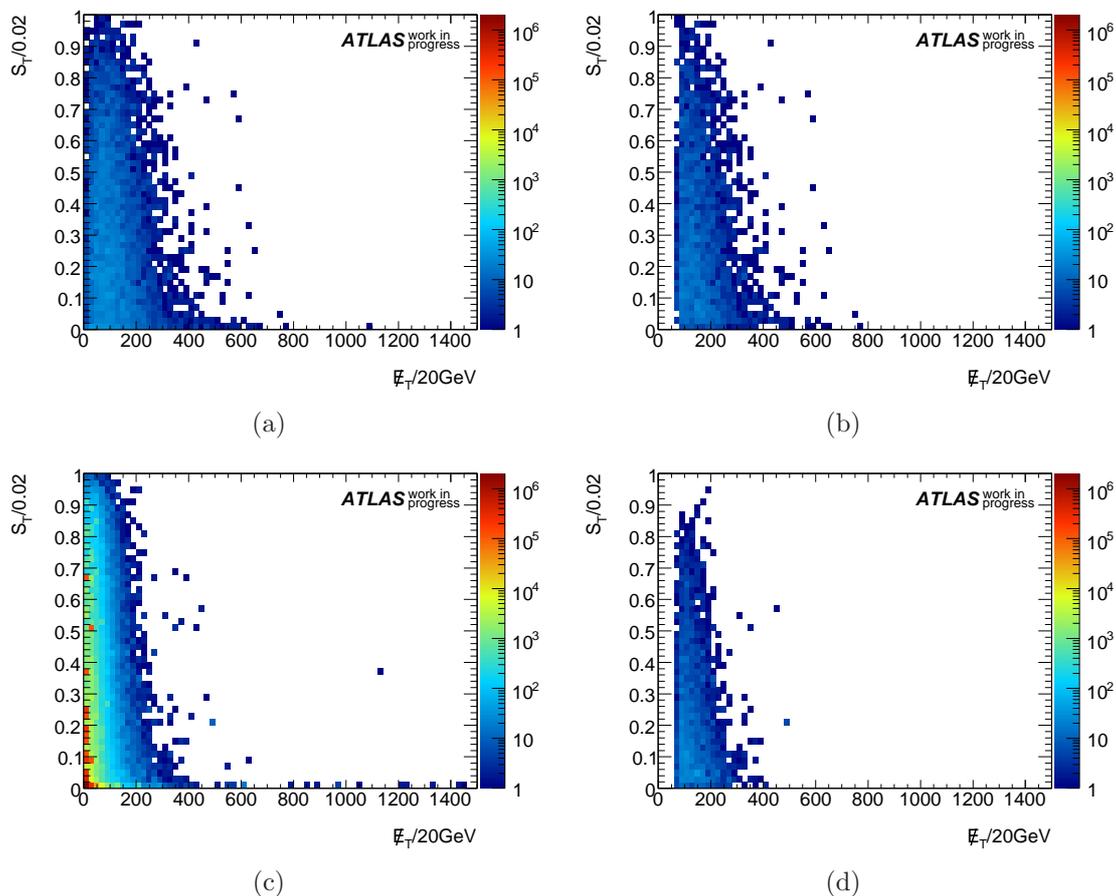


Abbildung E.1: Übersicht über die Hintergrundreduktion sowie die Signal-Einbußen des gewählten Schnitts ($\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV} \ \& \ M_{eff} > 400 \text{ GeV} \ \& \ S_T > 0.01$) auf die Größen \cancel{E}_T und S_T . Die oberen Graphiken zeigen das LFV-SUSY-Signal vor (a) bzw. nach (b) dem Schnitt, die unteren entsprechend den Hintergrund davor (c) bzw. danach (d).

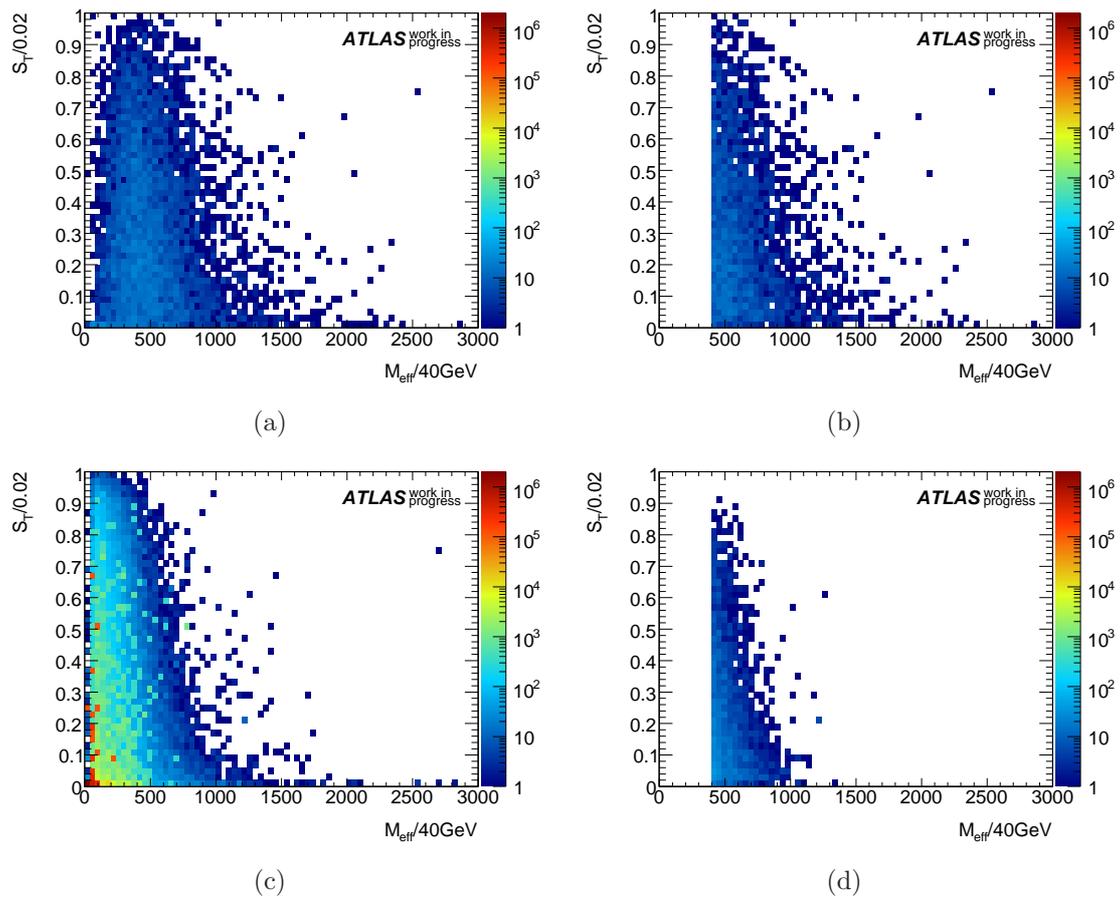


Abbildung E.2: Übersicht über die Hintergrundreduktion sowie die Signal-Einbußen des gewählten Schnitts ($\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV}$ & $M_{eff} > 400 \text{ GeV}$ & $S_T > 0.01$) auf die Größen M_{eff} und S_T . Die oberen Graphiken zeigen das LFV-SUSY-Signal vor (a) bzw. nach (b) dem Schnitt, die unteren entsprechend den Hintergrund davor (c) bzw. danach (d).

Abbildungsverzeichnis

3.1	Feynmandiagramm des Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$	34
3.2	Feynmandiagramm für den seltenen Niederenergiezerfall $\tau \rightarrow \mu \gamma$. . .	35
4.1	Lepton-Slepton-Neutralino-Wechselwirkungs-Feynmanvertizes.	43
4.2	Feynmandiagramme des u- und t-Kanals des Lepton-Flavor-verletzenden Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ mit den in der Rechnung verwendeten Bezeichnungen.	44
6.1	Übersicht über den Beschleunigerkomplex am CERN. Um die hohe Energiedichte am Large Hadron Collider (LHC) zu erreichen, sind mehrere Vorbeschleuniger notwendig [52].	72
6.2	Übersicht über die Komponenten des ATLAS-Detektors. [60].	74
6.3	Übersicht über das Magnetsystem im ATLAS-Detektor. Um den Inneren Detektor herum befindet sich der solenoide Magnet. Dieser wird durch drei toroidale Magnete umgeben, die aus jeweils acht radial um die Strahlachse angeordnete Spulen bestehen. [60].	76
6.4	Übersicht über den Inneren Detektor. Dieser besteht aus den drei Komponenten Pixel-Detektor, Silizium-Streifen-Detektor (semiconductor tracker) sowie Übergangsstrahlungsdetektor (transition radiation tracker) [60].	77
6.5	Übersicht über die Komponenten des Kalorimeters. Das Kalorimeter des ATLAS-Experiments besteht sowohl im Barrel- als auch im Endkappenbereich aus hadronischen (LAr hadronic end-cap, Tile Barrel, FCal) sowie elektromagnetischen Detektorkomponenten (LAr electromagnetic end-cap, LAr electromagnetic barrel) [60].	79
6.6	Übersicht über das Myon-Spektrometer. Während die CSCs nur im Bereich der Strahlachse eingesetzt werden, werden die MDTs sowohl im Barrel- als auch Endkappenbereich verwendet. Als Trigger dienen die RPCs im Barrelbereich und die TGCs im Endkappenbereich. [60].	82

6.7	Übersicht über das dreistufige Triggersystem. Nach einer ersten, schnellen Selektion durch den hardwarebasierenden Level-1-Trigger, folgen die beiden softwarebasierenden Trigger (Level-2-Trigger und Event-Filter). Die Datenrate wird hierbei von 1 GHz auf 200 Hz reduziert [61].	84
7.1	Übersicht über die Monte-Carlo-Datenproduktion am ATLAS-Experiment. Die vollständige Simulationskette (full chain) setzt sich aus den Produktionsschritten Ereignisgenerierung, Simulation, Digitalisierung und Rekonstruktion zusammen. Parallel dazu besteht die Möglichkeit einer beschleunigten Produktion durch ATLFAST. Die aus beiden Varianten resultierenden Daten im AOD-Format können schließlich zur Analyse verwendet werden [62].	88
8.1	Verteilung der Anzahl der Myonen (a) bzw. Taus (b) im Endzustand in Bezug auf die Zahl dieser pro Ereignis für das LFV-SUSY-Signal auf Truth- sowie Reco-Ebene.	97
8.2	Verteilung des transversalen Impulses p_T für Myonen (a) bzw. τ -Leptonen (c) pro 10 GeV auf Truth- und Reco-Ebene sowie Rekonstruktionseffizienz und Fake-Rate für die Myonen (b) bzw. Taus (d) des inklusiven LFV-SUSY-Signals.	99
8.3	Verteilung der Anzahl der Myonen bzw. τ -Leptonen pro Ereignis in logarithmischer Darstellung unter Berücksichtigung des inklusiven SUSY-Signals sowie des gesamten Standardmodell-Hintergrunds auf Reco-Ebene.	100
8.4	Verteilung der Anzahl der Myonen bzw. τ -Leptonen pro Ereignis in logarithmischer Darstellung bei Forderung von mindestens einem Myon und zugleich mindestens einem τ -Lepton im Endzustand auf Reco-Ebene.	101
8.5	Verteilung der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T pro 50 GeV auf Reco-Ebene.	102
8.6	Verteilung der effektiven Masse M_{eff} pro 100 GeV auf Reco-Ebene.	103
8.7	Verteilung der transversalen Sphärizität S_T pro 0.05 auf Reco-Ebene.	104

8.8	Übersicht über die Hintergrundreduktion sowie die Signal-Einbußen des gewählten Schnitts ($\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV} \ \& \ M_{eff} > 400 \text{ GeV} \ \& \ S_T > 0.01$) auf die korrelierten Größen \cancel{E}_T und M_{eff} . Die oberen Graphiken zeigen das LFV-SUSY-Signal vor (a) bzw. nach (b) dem Schnitt, die unteren entsprechend den Hintergrund davor (c) bzw. danach (d) auf Reco-Ebene.	107
8.9	Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\tau}$ unter Berücksichtigung lediglich ungleich geladener Myon-Tau-Paare nach Anwendung der Schnitte $S_T > 0.01 \ \& \ M_{eff} > 400 \text{ GeV} \ \& \ \cancel{E}_T > 75 \text{ GeV}$ auf Reco-Ebene. . .	108
8.10	Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\tau}$ auf Truth-Ebene. In der rot gekennzeichneten Signalverteilung ist eine Di-Lepton-Kante deutlich erkennbar. Den dominaten Anteil der Gesamtverteilung stellt jedoch der kombinatorische Hintergrund dar.	109
8.11	Verteilung des Zwischenwinkels für Paare des kombinatorischen Hintergrunds sowie des Signals auf Truth-Ebene. Ein Schnitt bei $\Delta R_{\mu\tau} = 0.8$ erlaubt eine effektive Hintergrundreduzierung.	110
8.12	Verteilung der invarianten Masse auf Truth-Ebene nach einem Zwischenwinkel-Schnitt bei $\Delta R_{\mu\tau} = 0.8$. Die Verteilung der Signal-Paare übersteigt hierdurch im Bereich des Endpunktes den kombinatorischen Hintergrund.	111
8.13	Verteilung der invarianten Masse auf Reco-Ebene nach dem Zwischenwinkel-Schnitt bei $\Delta R_{\mu\tau} = 0.8$	111
8.14	Linearer Fit an die Di-Lepton-Kante der Verteilung der invarianten Masse auf Reco-Ebene. Hierdurch wird der Endpunkt zu $m_{ll}^{edge} = (51.2 \pm 7.3) \text{ GeV}$ bestimmt.	112
E.1	Übersicht über die Hintergrundreduktion sowie die Signal-Einbußen des gewählten Schnitts ($\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV} \ \& \ M_{eff} > 400 \text{ GeV} \ \& \ S_T > 0.01$) auf die Größen \cancel{E}_T und S_T . Die oberen Graphiken zeigen das LFV-SUSY-Signal vor (a) bzw. nach (b) dem Schnitt, die unteren entsprechend den Hintergrund davor (c) bzw. danach (d).	133
E.2	Übersicht über die Hintergrundreduktion sowie die Signal-Einbußen des gewählten Schnitts ($\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV} \ \& \ M_{eff} > 400 \text{ GeV} \ \& \ S_T > 0.01$) auf die Größen M_{eff} und S_T . Die oberen Graphiken zeigen das LFV-SUSY-Signal vor (a) bzw. nach (b) dem Schnitt, die unteren entsprechend den Hintergrund davor (c) bzw. danach (d).	134

Tabellenverzeichnis

2.1	Überblick über die Eichbosonen der $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$	10
2.2	Chirale Supermultipletts im MSSM.	15
2.3	Vektor-Supermultipletts im MSSM.	16
2.4	mSUGRA Benchmarkpunkte am ATLAS-Experiment. [23]	25
3.1	Obere Grenzen der Lepton-Flavor-verletzenden Niederenergiezerfälle. Es werden sowohl die aktuellen Grenzen bei 90% C.L. angegeben, als auch zukünftig zu erreichende BR mit dem entsprechenden (geplan- ten) Experiment.	29
5.1	Parameterscans für den Dreikörperzerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 e \mu$ am $SU4$ -Punkt. Die Spalte „Scans“ gibt den jeweils untersuchten Wertebereich an, Δ die Schrittweite. Die quadratischen Massenterme sind in GeV^2 , die trilinearen Kopplungen in GeV angegeben. Das maximal erreichba- re Verzweigungsverhältnis beträgt $4.0 \cdot 10^{-8}$. Teilweise ist der Zerfall durch die obere Grenze des Niederenergiezerfalls bereits ausgeschlossen.	67
5.2	Parameterscans für den Dreikörperzerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ am $SU3$ -Punkt. Die Spalte „Scans“ gibt den jeweils untersuchten Wertebereich an, Δ die Schrittweite. Die quadratischen Massenterme sind in GeV^2 , die trilinearen Kopplungen in GeV angegeben. In zwei Fällen tritt der zu untersuchende Dreikörperzerfall bei den gewählten Einstellungen nicht auf, ansonsten ist dieser zwar möglich, aber auf Grund der Nie- derenergiegrenzen bereits ausgeschlossen.	68
5.3	Parameterscans für den Dreikörperzerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu$ am $SU4$ -Punkt. Die Spalte „Scans“ gibt den jeweils untersuchten Wertebereich an, Δ die Schrittweite. Die quadratischen Massenterme sind in GeV^2 , die trilinearen Kopplungen in GeV angegeben.	69
8.1	Objektdefinitionen und Qualitätsschnitte der unterschiedlichen Physik- Objekte.	97

8.2	Definition der Schnitte. Die Schnittbedingungen I resultieren aus den Überlegungen zu den Verteilungen der einzelnen Parameter (S_T , M_{eff} sowie \cancel{E}_T), Schnittbedingungen II stellen eine Optimierung auf Grundlage der Schnittbedingungen I dar.	104
8.3	Auswahl der untersuchten Schnittszenarien, die zur Verbesserung der Hintergrundreduktion betrachtet werden. Hierbei steht S für die Anzahl der Signalereignisse, B für die des Hintergrunds. Die Abkürzungen in obiger Tabelle bezeichnen folgende Schnitte: $> 1\mu$: mind. ein Myon, $> 1\tau$: mind. ein Tau, S_T (loose): $S_T > 0.01$, S_T (medium): $S_T > 0.02$, S_T (tight): $S_T > 0.035$, M_{eff} (loose): $M_{eff} > 300$ GeV, M_{eff} (medium): $M_{eff} > 350$ GeV, M_{eff} (tight): $M_{eff} > 400$ GeV, \cancel{E}_T (loose): $\cancel{E}_T > 45$ GeV, \cancel{E}_T (medium): $\cancel{E}_T > 50$ GeV sowie \cancel{E}_T (tight): $\cancel{E}_T > 75$ GeV. In allen Schnitten sind mind. ein Myon sowie ein Tau gefordert worden, die S_T -, M_{eff} - und \cancel{E}_T -Schnitte sind wiederum in allen möglichen Kombinationen variiert worden.	106
A.1	Massenspektrum (in GeV) der ATLAS-sepzipischen SUSY-Benchmarkpunkte [23].	116
E.1	Liste der verwendeten Datensamples mit jeweiligem Wirkungsquerschnitt.	128
E.2	Übersicht über verschiedene Schnittszenarien zur Reduktion des Hintergrundes. Hierbei steht S für die Anzahl der Signalereignisse, B die des Hintergrunds. Die Abkürzungen in obiger Tabelle bezeichnen folgende Schnitte: $> 1\mu$: mind. ein Myon, $> 1\tau$: mind. ein Tau, S_T (loose): $S_T > 0.02$, S_T (medium): $S_T > 0.05$, S_T (tight): $S_T > 0.10$, M_{eff} (loose): $M_{eff} > 300$ GeV, M_{eff} (medium): $M_{eff} > 400$ GeV, M_{eff} (tight): $M_{eff} > 500$ GeV, \cancel{E}_T (loose): $\cancel{E}_T > 50$ GeV, \cancel{E}_T (medium): $\cancel{E}_T > 100$ GeV sowie \cancel{E}_T (tight): $\cancel{E}_T > 150$ GeV. In allen Schnitten sind mind. ein Myon sowie ein Tau gefordert worden, die S_T -, M_{eff} - und \cancel{E}_T -Schnitte sind in allen möglichen Kombinationen variiert worden.	130

E.3 Übersicht über weitere Schnittszenarien, die zur Verbesserung der Hintergrundreduktion auf Grundlage der Ergebnisse aus Tab. E.2 gewählt worden sind. Hierbei steht S für die Anzahl der Signalereignisse, B die des Hintergrunds. Die Abkürzungen in obiger Tabelle bezeichnen folgende Schnitte: $> 1\mu$: mind. ein Myon, $> 1\tau$: mind. ein Tau, S_T (loose): $S_T > 0.01$, S_T (medium): $S_T > 0.02$, S_T (tight): $S_T > 0.035$, M_{eff} (loose): $M_{eff} > 300$ GeV, M_{eff} (medium): $M_{eff} > 350$ GeV, M_{eff} (tight): $M_{eff} > 400$ GeV, \cancel{E}_T (loose): $\cancel{E}_T > 45$ GeV, \cancel{E}_T (medium): $\cancel{E}_T > 50$ GeV sowie \cancel{E}_T (tight): $\cancel{E}_T > 75$ GeV. In allen Schnitten sind mind. ein Myon sowie ein Tau gefordert worden, die S_T -, M_{eff} - und \cancel{E}_T -Schnitte sind wiederum in allen möglichen Kombinationen variiert worden. 132

Literaturverzeichnis

- [1] D. Ebert, *Eichtheorien - Grundlagen der Elementarteilchenphysik*. Akademie-Verlag, 1989.
- [2] S. L. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, Nucl. Phys. B **22** (1961) 579–588.
- [3] A. Salam, *Renormalizability of Gauge Theories*, Phys. Rev. **127** (1962) 331–334.
- [4] S. Weinberg, *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.
- [5] P. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) no. 16, 508–509.
- [6] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*. Vieweg-Verlag, 1986. 1. Auflage.
- [7] E. Gildener, *Gauge-symmetry hierarchies*, Phys. Rev. D **14** (1976) no. 6, 1667–1672.
- [8] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, [arXiv:hep-ph/9709356](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356).
- [9] C. Giunti, C. Kim, und U. Lee, *Running coupling-constants and grand unification models*, Mod. Phys. Lett. A **6** (1991) no. 19, 1745–1755.
- [10] J. Ellis, J. S. Hagelin, D. V. Nanopoulos, K. Olive, und M. Srednicki, *Supersymmetric relics from the big bang*, Nucl. Phys. B **238** (1984) no. 2, 453–476.
- [11] I. J. R. Aitchison, *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*, [arXiv:hep-ph/0505105](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0505105).
- [12] M. Drees, R. M. Godbole, und P. Roy, *Theory and phenomenology of sparticles*. World Scientific Publishing, 2004.
- [13] S. Coleman und J. Mandula, *All Possible Symmetries of the S Matrix*, Phys. Rev. **159** (1967) 1251–1256.

- [14] R. Haag, J. Lopuszanski, und M. Sohnius, *All possible generators of supersymmetries of the S-matrix*, Nucl. Phys. B **88** (1975) 257–274.
- [15] J. Wess und J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity*. Princeton University Press, 1992. 2. Auflage.
- [16] M. Kuroda, *Complete Lagrangian of MSSM*, arXiv:hep-ph/9902340.
- [17] L. Randall und R. Sundrum, *Out Of This World Supersymmetry Breaking*, Nucl. Phys. B **557** (1999) 79–118, arXiv:hep-th/9810155.
- [18] G. F. Giudice, M. A. Luty, H. Murayama, und R. Rattazzi, *Gaugino Mass without Singlets*, JHEP **9812** (1998) 027, arXiv:hep-ph/9810442.
- [19] G. F. Giudice und R. Rattazzi, *Theories with Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking*, Phys. Rept. **322** (1999) 419–499, arXiv:hep-ph/9801271.
- [20] H. P. Nilles, *Dynamically broken supergravity and the hierarchy problem*, Phys. Lett. B **115** (1982) no. 3, 193–196.
- [21] A. H. Chamseddine, R. Arnowitt, und P. Nath, *Locally Supersymmetric Grand Unification*, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) no. 14, 970–974.
- [22] R. Barbieri, S. Ferrara, und C. Savoy, *Gauge models with spontaneously broken local supersymmetry*, Phys. Lett. B **119** (1982) no. 4-6, 343–347.
- [23] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Expected performance of the ATLAS experiment: detector, trigger and physics*, .
- [24] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) no. 12, 531–533.
- [25] M. Kobayashi und T. Maskawa, *CP-Violation in renormalizable Theory of weak interaction*, Progress of Theoretical Physics **49** (1973) no. 2, 652–657.
- [26] A. de Gouvea, *Neutrino Masses and Mixing - Theory*, arXiv:0902.4656.
- [27] A. de Gouvea, *2004 TASI Lectures on Neutrino Physics*, arXiv:hep-ph/0411274.
- [28] M. Raidal et al., *Flavour physics of leptons and dipole moments*, Eur. Phys. J. C **57** (2008) 13–182, arXiv:0801.1826.
- [29] T. Mori, *Lepton Flavor Violating Decays - Review & Outlook*, ECONFC **060409** (2006) 034, arXiv:hep-ex/0605116.
- [30] MEGA Collaboration, M. L. Brooks et al., *New Limit for the Family-Number Non-conserving Decay $\mu^+ \rightarrow e + \gamma$* , Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1521–1524, arXiv:hep-ex/9905013.

-
- [31] U. Bellgardt et al., *Search for the decay $[\mu]^+ \rightarrow e+e+e-$* , Nucl. Phys. B **299** (1988) no. 1, 1–6.
- [32] SINDRUM II Collaboration, W. Bertl et al., *A search for mu-e conversion in muonic gold*, Eur. Phys. J. C **47** (2006) no. 2, 337–346.
- [33] C. Dohmen et al., *Test of lepton-flavour conservation in $[\mu] \rightarrow e$ conversion on titanium*, Phys. Lett. B **317** (1993) no. 4, 631–636.
- [34] BABAR Collaboration, B. Aubert, *Search for Lepton Flavor Violation in the Decay $\tau \rightarrow e\gamma$* , Phys. Rev. Lett. **96** (2006) , arXiv:hep-ex/0508012.
- [35] Belle Collaboration, Y. Yusa et al., *Search for neutrinoless decays $\tau \rightarrow 3l$* , Phys. Lett. B **589** (2004) 103–110, arXiv:hep-ex/0403039.
- [36] BABAR Collaboration, B. Aubert, *Search for Lepton Flavor Violation in the Decay $\tau \rightarrow \mu\gamma$* , Phys. Rev. Lett. **95** (2005) , arXiv:hep-ex/0502032.
- [37] J. Hisano, *Charged Lepton-Flavor Violation in Beyond-Standard Models*, arXiv:0807.0149.
- [38] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, und L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. D **2** (1970) no. 7, 1285–1292.
- [39] Y. Nir und N. Seiberg, *Should squarks be degenerate?*, Phys. Lett. B **309** (1993) 337–343, arXiv:hep-ph/9304307.
- [40] M. Dine, A. Kagan, und S. Samuel, *Naturalness in supersymmetry, or raising the supersymmetry breaking scale*, Physics Letters B **243** (1990) no. 3, 250–256.
- [41] B. C. Allanach et al., *SUSY Les Houches Accord 2*, Comp. Phys. Commun. **180** (2009) 8–25, arXiv:0801.0045.
- [42] J. Hisano, M. M. Nojiri, Y. Shimizu, und M. Tanaka, *Lepton-flavor violation in the left-handed slepton production at future lepton colliders*, Phys. Rev. D **60** (1999) no. 5, 055008.
- [43] J. F. Gunion und H. E. Haber, *Higgs bosons in supersymmetric models (I)*, Nucl. Phys. B **272** (1986) no. 1, 1–76.
- [44] W. Porod, *SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e^+e^- colliders*, Comp. Phys. Commun. **153** (2003) 275–315, arXiv:hep-ph/0301101.

- [45] H. Müller-Kirsten und A. Wiedemann, *Supersymmetry - An Introduction with Conceptual and Computational Details*. World Scientific Publishing, 1987.
- [46] H. E. Haber und G. L. Kane, *The search for supersymmetry: Probing physics beyond the standard model*, Phys. Rept. **117** (1985) no. 2-4, 75–263.
- [47] M. E. Peskin und D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [48] W. Porod, *Zerfälle des Gluinos und der Squarks*, Diplomarbeit, Formal- und Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Wien, 1993.
- [49] E. Byckling und K. Kajantie, *Particle Kinematics*. John Wiley and Sons Ltd, 1973.
- [50] P. Skands et al., *SUSY Les Houches Accord: Interfacing SUSY Spectrum Calculators, Decay Packages, and Event Generators*, JHEP **0407** (2004) 036, [arXiv:hep-ph/0311123](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0311123).
- [51] C. Amsler et al., *Particle Data Group*, Phys. Lett. B **667** (2009) no. 1, .
- [52] *CERN - The accelerator complex*, Webseite.
<http://public.web.cern.ch/public/en/Research/AccelComplex-en.html>. (Stand: 16.03.2010).
- [53] LHC Collaboration, L. Evans und P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001.
- [54] ALICE Collaboration, *ALICE: Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC*. No. CERN-LHCC-95-71; LHCC-P-3 in LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1995. <http://cdsweb.cern.ch/record/293391>.
- [55] LHCf Collaboration, T. Sako et al., *A new experiment to study very forward particle emission at LHC*, vol. 8. Pune, India, 2005.
- [56] TOTEM Collaboration, W. Kienzle et al., *TOTEM, Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC*. No. CERN-LHCC-99-007. LHCC-P-5 in Tech. Proposal. CERN, Geneva, Mar, 1999. <http://cdsweb.cern.ch/record/385483>.
- [57] LHCb Collaboration, *LHCb : Technical Proposal*. No. CERN-LHCC-98-004 ; LHCC-P-4 in Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1998.
<http://cdsweb.cern.ch/record/622031>.
- [58] ATLAS Collaboration, *ATLAS: technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*. No. CERN-LHCC-94-43 ;

- LHCC-P-2 in LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1994.
<http://cdsweb.cern.ch/record/290968>.
- [59] CMS Collaboration, *CMS, the Compact Muon Solenoid : technical proposal*. No. CERN-LHCC-94-38 ; LHCC-P-1 in LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1994. <http://cdsweb.cern.ch/record/290969>.
- [60] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [61] *ATLAS Trigger Glossary*, Webseite.
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TriggerGlossary>. (Stand: 14.04.2010).
- [62] *Running the Full Chain - The ATLAS Computing Workbook.*, Webseite.
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WorkBookFullChain>. (Stand: 14.04.2010).
- [63] T. Sjostrand, S. Mrenna, und P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **0605** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175).
- [64] S. Agostinelli et al., *G4-a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section **506** (2003) no. 3, 250–303.
- [65] ATLAS Collaboration, D. Cavalli et al., *Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST*, ATL-PHYS-INT-2007-005.
ATL-COM-PHYS-2007-012, CERN, Geneva, Jan, 2007.
- [66] ATLAS Collaboration, D. Adams et al., *The ATLFAST-II performance in release 14 - particle signatures and selected benchmark processes-*, ATL-PHYS-INT-2009-110, CERN, Geneva, Dez, 2009.
- [67] *JetAlgorithms*, Webseite.
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JetAlgorithms>. (Stand: 16.04.2010).
- [68] ATLAS Collaboration, A.-C. L. Bihan et al., *Identification of hadronic tau decays with ATLAS detector*, .
- [69] ATLAS Collaboration, F. Tarrade, *Reconstruction and identification of hadronic τ decays in ATLAS*, .
- [70] *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report 1*, , CERN, Geneva, 1999. Electronic version not available.
- [71] ATLAS Collaboration, M. Aharrouche et al., *Reconstruction and Identification of Electrons*, .

- [72] F. Brochu et al., *Ganga: a tool for computational-task management and easy access to Grid resources*, [arXiv:0902.2685](#).
- [73] M. Bronstein, Semendjajew und Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*. 2005.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne fremde Hilfe angefertigt und nur die im Literaturverzeichnis angeführten Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Würzburg, 10. Mai 2010

Unterschrift