

Leptonenzahlverletzende τ -Sneutrino Zerfälle in
 $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ CMS-Daten im μ - τ -Endzustand

von

Fabian Felix Bispinck

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der RWTH Aachen

im Oktober 2014

angefertigt im

III. Physikalisches Institut A

bei

Prof. Dr. Thomas Hebbeker

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

Aachen, den

Fabian Felix Bispinck

Diese Version wurde gegenüber der Originalversion zur Fehlerkorrektur verändert.

Kurzdarstellung

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird in im Jahr 2012 mit dem CMS-Detektor aufgenommenen Daten, mit einer integrierten Luminosität von 19.7 fb^{-1} , nach resonanten leptonenzahlverletzenden Zerfällen des τ -Sneutrinos in ein Myon und ein Tauon gesucht. Dabei werden nur Ereignisse mit einem hadronisch zerfallenden Tauon betrachtet. Dazu werden Diskriminatoren für das Tauon untersucht und kinematische Schnitte auf das Tauon und das Myon optimiert und angewandt. Da in der finalen $\tau\mu$ -Massenverteilung keine signifikante Abweichung der Messdaten vom Standardmodell beobachtet werden kann, wird ein Limit auf die $\tau\mu$ -Masse bestimmt und diese mit den Ergebnissen der Suche nach τ -Sneutrinozerfällen in Daten des ATLAS-Experimentes, sowie der Suche nach τ -Sneutrinozerfällen in Daten des CMS-Experimentes im $e\mu$ -Kanal verglichen.

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
1.1	Standardmodell	1
1.1.1	Wechselwirkungen und Austauscheteilchen	1
1.1.2	Materieteilchen	2
1.1.3	Probleme des Standardmodells	4
1.2	Supersymmetrie	5
1.2.1	R-Parität	5
2	Experiment	7
2.1	LHC	7
2.2	CMS	7
2.2.1	Spurdetektor	8
2.2.2	Elektromagnetisches Kalorimeter	9
2.2.3	Hadronisches Kalorimeter	9
2.2.4	Magnet	9
2.2.5	Myonsystem (CMS)	9
2.2.6	Messgrößen	10
3	Signal-, Untergrund- und Messdaten	11
4	Auswertung	14
4.1	Diskriminatoren	14
4.2	Kinematische Schnitte	26
4.3	Systematische Unsicherheiten	40
5	Ergebnis	41
6	Danksagung	47

1 Theorie

Die bis etwa 1900 angenommene und namensgebende Eigenschaft der Unteilbarkeit des Atoms wurde durch Versuche von J. J. Thomson (Entdeckung des Elektrons) und Ernest Rutherford (Entdeckung des Atomkerns) widerlegt [1]. Es zeigte sich, dass das Atom aus einem Kern und Elektronen besteht. Dabei ist nach heutigem Wissensstand nur das Elektron ein Elementarteilchen, der Kern jedoch besteht je nach Element aus unterschiedlich vielen Protonen und Neutronen. Diese bestehen wie in den 1960ern von Gell-Mann vorhergesagt, aus Quarks und Gluonen, bei denen es sich wie bei den Elektronen um Elementarteilchen handelt [2].

Die Eigenschaften und Wechselwirkungen der Elementarteilchen werden im Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben. Es gibt jedoch einige Phänomene, welche nicht mit dem Standardmodell beschrieben werden können; auf einen Teil dieser Probleme wird in Kapitel 1.1.3 genauer eingegangen. Als Folge dieser Probleme gibt es mehrere auf dem Standardmodell aufbauende Überlegungen, wie die Supersymmetrie (SUSY) oder große vereinheitlichte Theorien (*grand unified theory* GUT).

1.1 Standardmodell

Das folgende Kapitel zum Standardmodell der Teilchenphysik orientiert sich an der Vorlesung Experimentalphysik 5 von Prof. Dr. Erdmann vom WS13/14 [3] und das Kapitel zu den Wechselwirkungen an Prof. Dr. Schaels Vorlesung Elementarteilchenphysik aus dem SS14 [4]. Im Standardmodell der Teilchenphysik gibt es drei fundamentale Kräfte: die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung, welche jeweils von Austauscheteilchen (Vektor-Bosonen) vermittelt werden. Diese Austauscheteilchen bilden eine von drei Teilchengruppen im Standardmodell.

Die zweite Gruppe sind die Fermionen, welche aus den bereits erwähnten Quarks und den Leptonen, zu denen auch das Elektron zählt, bestehen. Sie beinhalten die zwölf Materieteilchen, zwischen denen die fundamentalen Kräfte wirken.

Als Letztes gibt es das Higgs-Boson; es handelt sich dabei um eine Anregung des Higgs-Feldes, welches den Elementarteilchen ihre Massen verleiht. Da das Higgs-Boson weder eine Kraft überträgt, und somit nicht zu den Austauscheteilchen zählt, noch ein Materieteilchen ist, bildet es somit die dritte Gruppe.

Dabei unterscheiden sich die Teilchenkategorien auch durch die Spineigenschaft ihrer Teilchen: die Vektor-Bosonen haben einen Spin von 1, das Higgs-Boson als skalares Boson hat einen Spin von 0 und die Fermionen haben nur einen halbzahligen Spin von 1/2.

1.1.1 Wechselwirkungen und Austauscheteilchen

Die Dynamiken der fundamentalen Wechselwirkungen lassen sich als Eigenschaft der Eichinvarianz der Ladung unter Transformationen einer Symmetriegruppe beschreiben.

Beispielsweise ist die $SU(3)_C$ die Symmetriegruppe der Farbladung in der starken Wechselwirkung. Die $SU(3)_C$ hat acht linear unabhängige 3x3 Matrizen. Daraus folgt dass die starke

Wechselwirkung acht Austauschteilchen hat; dies sind die Gluonen. Die starke Wechselwirkung ist die stärkste Wechselwirkung im Standardmodell; sie wirkt jedoch nur auf Teilchen mit Farbladung, dies sind Quarks und Gluonen.

Als zweitstärkste Kraft gibt es die elektromagnetische Wechselwirkung. Sie ist ungefähr ein Hunderstel mal so stark wie die starke Wechselwirkung. Als Austauschteilchen dient das Photon. Die zugehörige Symmetriegruppe ist die $U(1)_Q$. Die Voraussetzung eines Teilchens zur elektromagnetischen Wechselwirkung ist die elektrische Ladung.

Die schwächste der drei fundamentalen Wechselwirkungen im Standardmodell ist die schwache Wechselwirkung. Sie ist nur ca. 10^{-15} mal so stark wie die starke Wechselwirkung. Ihre Symmetriegruppe ist die $SU(2)_L$ und die damit verbundenen drei Austauschteilchen sind das neutrale Z^0 Boson sowie die einfach geladenen W^+ und W^- Bosonen. An der schwachen Wechselwirkung nehmen alle Teilchen mit schwachem Isospin teil. Da die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, im Gegensatz zu den Austauschteilchen der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung, massiv sind, wird diese unterdrückt.

Die Häufigkeit mit der ein Teilchen an einer Wechselwirkung teilnimmt wird unter anderem durch die Kopplungskonstanten angegeben. Diese unterscheiden sich für die drei Wechselwirkungen, so ist die Kopplung der starken Wechselwirkung am größten und die der schwachen am schwächsten. Dies führt in Zusammenhang mit den Massen der Austauschteilchen, welche in Tabelle 1 aufgelistet sind, zu den unterschiedlichen Stärken der Wechselwirkungen.

$$g_s \stackrel{10^2}{\gg} \alpha \stackrel{10^{13}}{\gg} g_w$$

Die Reichweiten der Wechselwirkungen unterscheiden sich auch; so hat die elektromagnetische Wechselwirkung eine unendliche Reichweite die starke Wechselwirkung hingegen hat eine Wechselwirkungsreichweite von etwa 10^{-15} m und die schwache wirkt nur auf etwa 10^{-18} m.

1.1.2 Materieteilchen

Sowohl Quarks als auch Elektronen werden in drei Generationen aufgeteilt. Dabei unterscheiden sich die Eigenschaften, wie additive Quantenzahlen, über die Generationen nicht, die Masse der Teilchen nimmt jedoch mit steigender Generation zu. Dies gilt jedoch nicht für die Neutrinos, da diese im Standardmodell eine Masse von Null haben. Die Aufteilung der Quarks und Leptonen in Generationen ist in Abbildung 1 dargestellt.

Auch wenn sowohl die sechs Leptonen, Elektron (e), Myon (μ), Tauon (τ) und ihre zugehörigen Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ), als auch die Quarks in jeweils drei Generationen aufgeteilt werden, gibt es Unterschiede zwischen Quarks und Leptonen. So haben alle Leptonen eine ganzzahlige Ladung, die Quarks hingegen haben genau eine zweidrittel bzw. eindrittel Ladung. Zusätzlich können Quarks nicht einzeln auftreten. Dies liegt daran, dass die Quarks an der starken Wechselwirkung teilnehmen die Leptonen jedoch nicht. Aufgrund der starken Wechselwirkung kommt es zur Bildung neuer Quark-Antiquark-Paare wenn sich zwei Quarks voneinander entfernen, da sich genug potenzielle Energie bildet um diese entstehen zu lassen. Diesen Effekt nennt man Confinement. Die so entstehenden Teilchen bezeichnet man je nach Aufbau als

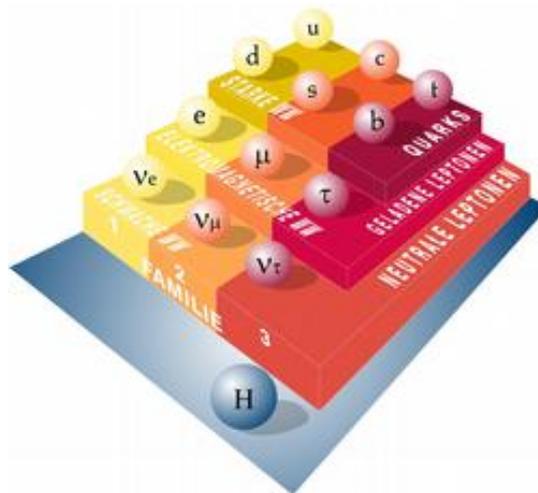


Abb. 1: Materieteilchen des Standardmodells sortiert nach Generationen zusammen mit dem Higgs-Boson [5]

Tabelle 1: Eigenschaften der Elementarteilchen des Standardmodells in natürlichen Einheiten mit Werten aus [6]

Teilchensorte		Masse [MeV]	Ladung [e]	Spin	Farbladung	
Quarks	1	Up	$2.3 +0.7 -0.5$	$2/3$	$1/2$	1
		Down	$4.8 +0.7 -0.3$	$-1/3$	$1/2$	1
	2	Charm	$(1.275 \pm 0.025) \cdot 10^3$	$2/3$	$1/2$	1
		Strange	95 ± 5	$-1/3$	$1/2$	1
	3	Top	$(173.34 \pm 0.27 \pm 0.71) \cdot 10^3$ [7]	$2/3$	$1/2$	1
		Bottom	$(4.18 \pm 0.03) \cdot 10^3$	$-1/3$	$1/2$	1
Leptonen	1	Elektron	$(511.00 \pm 0.00) \cdot 10^{-3}$	-1	$1/2$	0
		ν_e	0	0	$1/2$	0
	2	Myon	105.66 ± 0.00	-1	$1/2$	0
		ν_μ	0	0	$1/2$	0
	3	Tauon	1776.82 ± 0.16	-1	$1/2$	0
		ν_τ	0	0	$1/2$	0
Austauschteilchen		Gluonen	0	0	1	1
		Photon	0	0	1	0
		Z^0	$(91.1876 \pm 0.0021) \cdot 10^3$	0	1	0
		W^+	$(80.385 \pm 0.015) \cdot 10^3$	+1	1	0
		W^-	$(80.385 \pm 0.015) \cdot 10^3$	-1	1	0
Higgs		$(125.9 \pm 0.4) \cdot 10^3$	0	0	0	

Baryonen oder Mesonen. Teilchen aus drei Quarks oder Antiquarks bilden die Baryonen, Quark-Antiquark-Paare bezeichnet man als Mesonen. Diese Strukturen berücksichtigen, dass es Quarks mit drei Farbladungen gibt, Teilchen jedoch nach außen keine Farbladung tragen.

1.1.3 Probleme des Standardmodells

Es gibt einige Phänomene, die momentan nicht mit dem Standardmodell beschrieben werden können; auf einen Teil dieser werde ich hier kurz eingehen.

Eines dieser Probleme ist das Hierarchieproblem des Higgs. Dies entsteht durch die Schleifenkorrekturen auf die Masse des Higgs-Bosons. Durch diese Korrekturen ist eine unkorrigierte Masse des Higgs notwendig, welche um 20 Größenordnungen größer ist als die gemessene Higgsmasse. Dieses Problem wird in mehreren Theorien gelöst, so zum Beispiel in den SUSY-Theorien, da sich in diesen einige Korrekturterme durch die Einführung der in Kapitel 1.2 beschriebenen Superpartner für Fermionen und Bosonen gegenseitig wegheben [8].

Ein weiteres Problem, welches sich nicht durch das Standardmodell, aber durch Ansätze wie den SUSY-Theorien beschreiben lässt, ist die dunkle Materie. Diese wurde in der Kosmologie beobachtet und macht nach Schätzungen auf Grundlage von Messungen des Planck-Weltraumteleskops 26.8% der Massen-/Energiedichte des Universums aus; *normale* Materie macht hingegen nur 4.9% aus [9]. Dunkle Materie wird dennoch nicht vom Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben, in den supersymmetrischen Theorien gibt es jedoch Kandidaten, welche für dunkle Materie in Frage kommen.

1.2 Supersymmetrie

Eine der bekanntesten über das Standardmodell hinausgehenden Theorien ist die Theorie der Supersymmetrie (SUSY). In dieser Theorie können ein Fermion und Boson jeweils einander zugeordnet werden. Die so zugeordneten Teilchen nennt man Superpartner. Dabei besitzen die Superpartner bis auf den Spin die selben Quantenzahlen. Die Spins der beiden Superpartner unterscheiden sich um $\frac{N}{2}$; wobei N die Supersymmetrieladung ist. Dadurch erhält jedes Fermion einen bosonischen Superpartner, welcher durch ein S vor dem Namen gekennzeichnet wird und jedes Boson einen fermionischen Partner, der durch das anhängen eines -ino gekennzeichnet wird [8]. In Tabelle 2 sind die Zuordnungen der Standardmodellteilchen und ihrer Superpartner dargestellt. Die dabei meist verwendete Theorie ist die minimale Erweiterung des Standardmodells, minimal supersymmetrisches Standardmodell (MSSM) genannt. Im MSSM gibt es nur eine Supersymmetrieladung $N = 1$, also unterscheiden sich die Spins der Superpartner um $\frac{1}{2}$. Zusätzlich wird im MSSM die im nächsten Kapitel beschriebene R-Parität erhalten.

Tabelle 2: Standardmodellteilchen und ihre jeweiligen supersymmetrischen Partner

Standardmodellteilchen	Superpartner
Quark	Squark
Lepton	Slepton
Photon	Photino
Z	Zino
W	Wino
Higgs	Higgsino

1.2.1 R-Parität

Die R-Parität ist eine in SUSY neu eingeführte Symmetrie, sie ist diskret und multiplikativ. Eine Darstellung der R-Parität ist [10]:

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1)$$

wobei S , L , B den Spin, die Leptonenzahl und die Baryonenzahl des Teilchen bezeichnen. Im MSSM handelt es sich bei der R-Parität um eine Erhaltungsgröße, wodurch es nur zur Paarproduktion von Superpartnern kommen kann. Ein Grund für die Einführung der R-Parität in der SUSY-Theorie ist die, bisher in Experimenten, wie dem Super-Kamiokande-Experiment in Japan, beobachtete Stabilität des Protons [11]. Da durch mehrere Effekte in SUSY die Baryonen und Leptonenzahlerhaltung nicht gegeben sein muss, könnte das Proton jedoch zerfallen. Durch die Einführung der R-Parität wird ein Zerfall des Protons jedoch verhindert [12].

R-Paritätsverletzung

Der analysierte und in Abbildung 2 dargestellte Prozess beinhaltet jedoch einen leptonenzahlverletzenden Zerfall. Daher wird mit einem Modell, in dem R-Paritätsverletzungen (RPV) erlaubt sind, gearbeitet. Dies erlaubt die resonante Produktion supersymmetrischer Teilchen wie dem τ -Sneutrino ($\tilde{\nu}_\tau$). Dieses wird als leichtestes supersymmetrisches Teilchen angenommen, wodurch es in diesem RPV-Modell nur in Teilchen des Standardmodells zerfällt. Dabei wird in dieser Analyse der Zerfall in ein Tauon und ein Myon betrachtet. Um die durch die R-Paritätsverletzung möglichen Protonzerfälle zu unterdrücken, werden alle Kopplungen außer der λ'_{311} - und der λ_{332} -Kopplung auf Null gesetzt.

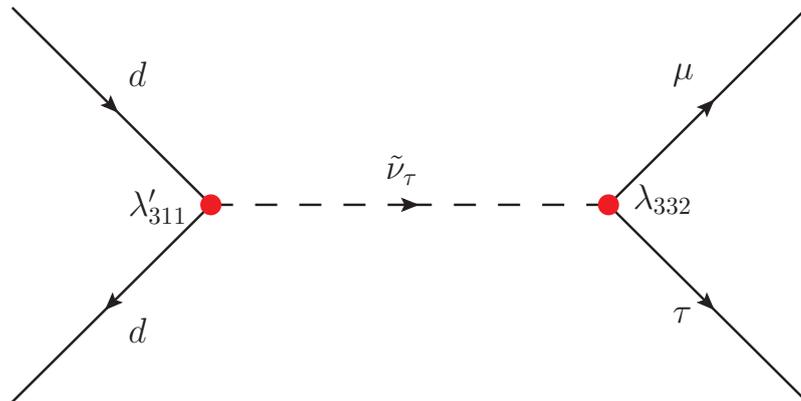


Abb. 2: Prozess zur τ -Sneutrinoerzeugung

2 Experiment

2.1 LHC

In Genf in der Europäischen Organisation für Kernforschung (CERN) befindet sich der 2008 erstmals in Betrieb genommene Teilchenbeschleuniger Large Hadron Collider (LHC) [13]. An diesem befinden sich unter anderem die Experimente CMS und ATLAS, deren Position in Abbildung 3 zu sehen ist. Diese dienen zur Analyse der Zerfallsprodukte, welche bei den im LHC stattfindenden Proton-Proton-Kollisionen entstehen. Diese fanden 2012 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ und einer integrierten Luminosität von 19.7 fb^{-1} statt. Momentan wird der LHC aufgerüstet um höhere Schwerpunktsenergien und eine höhere Luminosität zu erreichen.

Um die Proton-Proton-Kollisionen zu erzeugen werden Protonpakete in zwei Strahlen in entgegengesetzte Richtungen in etwa 27 km lange separate Strahlrohre eingespeist und dann in den Zentren der Experimente zur Kollision gebracht. Um die Strahlen jedoch in den ringförmigen Speicherrohren zu halten, werden über 9000 Magnete gebraucht [14]. Dabei handelt es sich teilweise um supraleitende Elektromagnete, welche bei einer Temperatur von -271.3°C arbeiten [13].

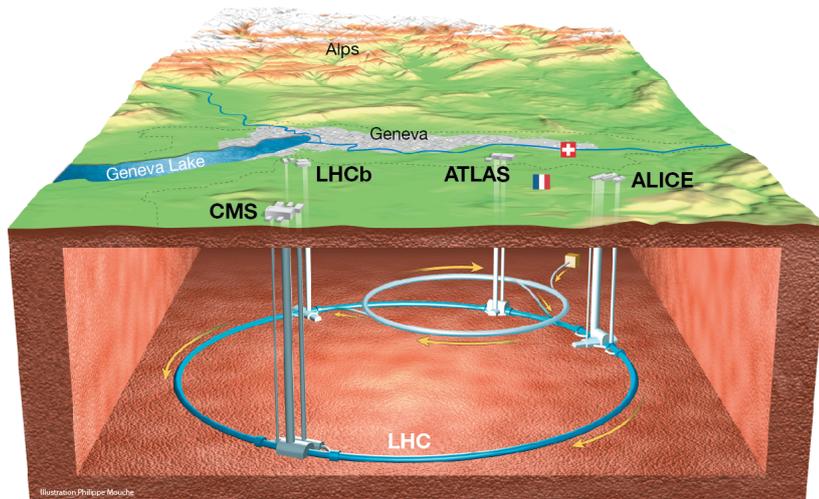


Abb. 3: Lage des LHC mit Überblick der Positionen der großen Experimente CMS, ATLAS, LHCb und ALICE [15]

2.2 CMS

Das Compact Muon Solenoid Experiment (CMS) ist eins der großen Experimente am LHC. Der Detektor ist 21 m lang, 15 m breit und 15 m hoch. Dieser besteht aus mehreren zur Analyse genutzten Detektorteilen, wie das elektromagnetische- (ECAL), hadronische Kalorimeter (HCAL),

den Spur- oder den Myondetektoren. Ein wichtiges Bauteil des Detektors ist der etwa 3.8 T starke Elektromagnet (Solenoidmagnet), dies entspricht ungefähr dem hunderttausendfachen des Erdmagnetfeldes. Der Aufbau des CMS-Detektors ist in Abbildung 4 in schematischer Darstellung gezeigt. Für diese Analyse werden die Impulse von Leptonen und Hadronen und deren Energien benötigt, auch werden Myonen betrachtet; dies bedeutet, dass für die Analyse Messgrößen aller Detektorteile genutzt werden.

Als Quelle für die Informationen über den Aufbau des CMS-Experiments dient im Wesentlichen [16], sowie die Internetseite der CMS-Kollaboration [17].

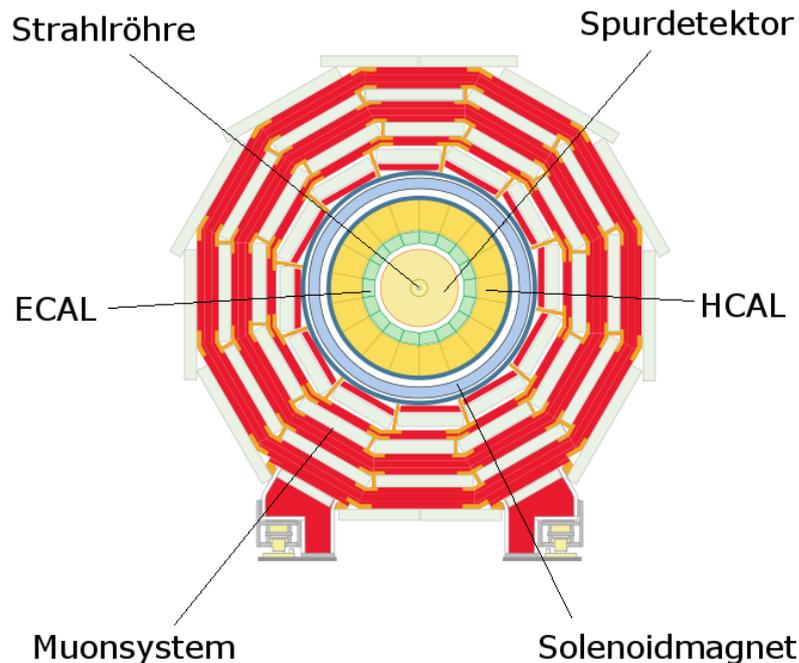


Abb. 4: Schematischer Aufbau des CMS Detektors [18]

2.2.1 Spurdetektor

Das von innen aus gesehen erste Detektorteil des CMS-Detektors ist der Spurdetektor. Er dient zur Bestimmung der Spuren von Elektronen, Myonen, Hadronen und anderen geladenen Teilchen. Da sich der Spurdetektor als erster Detektor an die Strahlröhre anschließt, muss er gleichzeitig hohe Strahlung aushalten, eine gute räumliche Auflösung bieten, um eine gute Impulsmessung zu bekommen und die Teilchen so wenig wie möglich beeinflussen, damit diese in den folgenden Detektorteilen noch analysiert werden können.

Um diese Anforderungen zu erfüllen besteht der Detektor im Inneren aus Silizium-Pixeldetektoren und im äußeren Bereich aus Silizium-Streifen-Detektoren. Die Spur wird dann aus mehreren Messpunkten, welche jeweils eine Genauigkeit der Größenordnung $10\ \mu\text{m}$ haben, bestimmt. Der Impuls und die Ladung können bestimmt werden, da sich der Spurdetektor im Magnetfeld des Solenoidmagneten befindet, und die geladenen Teilchen sich aufgrund der Lorentzkraft auf einer

gekrümmten Bahn bewegen. Aus dem Radius der Bahn lässt sich dann der Impuls berechnen und aus der Richtung der Krümmung lässt sich die Ladung rekonstruieren.

2.2.2 Elektromagnetisches Kalorimeter

An den Spurdetektor schließt sich das elektromagnetische Kalorimeter an. In diesem wird die Energie von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen, wie Elektronen und Photonen, gemessen. Das ECAL besteht aus 75848 PbWO_4 Kristallen, in denen die geladenen Teilchen szintillieren, wodurch sie ihre Energie im ECAL deponieren. Zusätzlich erzeugen die Teilchen elektromagnetische Schauer. Die dabei erzeugten geladenen Teilchen szintillieren ebenfalls in den Kristallen. Dabei erzeugt ein Teilchen mit hoher Energie mehr Sekundärteilchen; wodurch mehr Photonen bei den Szintillationen erzeugt werden. Somit kann aus der Anzahl der erzeugten Photonen die Energie des zu messenden Teilchens bestimmt werden [19].

2.2.3 Hadronisches Kalorimeter

Als nächstes Detektorteil folgt das hadronische Kalorimeter. Es dient wie das ECAL zur Messung der Energie der Teilchen, dabei misst es jedoch Hadronen. Da die Kristallschicht des ECAL zu dünn ist, kommt es zu wenigen Wechselwirkungen der Hadronen mit dieser, daher basiert das HCAL auf einem anderen System. Es ist aus sich abwechselnden Absorptions- und Szintillationsschichten aufgebaut. Dabei bestehen die Absorptionsschichten, in denen die Hadronen Wechselwirken und in Sekundärteilchen zerfallen, aus Messing. Die dabei entstehenden Sekundärteilchen schauern in späteren Schichten weiter auf. Bei den Szintillationsschichten handelt es sich um Plastikszintillatoren, welche bei einem Teilchendurchflug Licht erzeugen, welches zu einer Auslesebox geleitet wird, in der das Signal verstärkt und analysiert wird.

2.2.4 Magnet

An das HCAL schließt sich der Solenoidmagnet an. Bei dem Magnet handelt es sich um einen Elektromagneten, der aus einer supraleitenden Spule besteht. Der Magnet wird benötigt, damit die Spuren der Teilchen im Spurdetektor gekrümmt sind, wodurch eine Impulsbestimmung erst möglich wird. Da jedoch zu höheren Energien hin der Krümmungsradius der Teilchen zunimmt, muss für eine gute Impuls Messung ein starkes Magnetfeld vorhanden sein. Dies ist beim CMS Experiment mit dem 3.8 T starken Magnetfeld gegeben. Zum Magneten gehört noch das aus mehreren Ringen bestehende Stahljoch, welches mit dem Myonsystem, das sich zwischen den Ringen befindet, den äußeren Bereich des Detektors bildet. Das Stahljoch dient dazu das Magnetfeld nach außen hin zu begrenzen.

2.2.5 Myonsystem (CMS)

Als letztes folgt ein namensgebendes Detektorteil des CMS Experiments, das Myonsystem. Das Myonsystem ist sehr wichtig, da die Myonen kaum mit den Kalorimetern wechselwirken. Somit werden die Myonen nicht in den Kalorimetern im inneren des Detektors detektiert. Da man jedoch die Produktion von Myonen in mehreren wichtigen Prozessen erwartet, wie zum

2 Experiment

Beispiel im Zerfall des Higgsbosons in vier Myonen, wurde beim Design des CMS Detektors viel Wert auf das Myonsystem gelegt. Das Myonsystem besteht aus insgesamt 1400 Myonkammern, welche drei unterschiedliche Detektorvarianten enthalten:

Es gibt 250 Kammern, welche aus mehreren Driftröhren bestehen. Des weiteren gibt es 540 Kammern mit Kathodenstreifendetektoren und 610 Kammern aus Widerstandplattendektoren. Mit diesen Detektoren können die Spuren der Myonen gemessen werden.

2.2.6 Messgrößen

Mit den Detektorteilen des CMS-Detektors können verschiedene Messgrößen bestimmt werden. Auf die für diese Analyse benötigten Größen wird in diesem Kapitel kurz eingegangen.

Wie im Kapitel 2.2.1 beschrieben, ist der Impuls eine der im CMS-Detektor messbaren Größen. Dieser kann nach Formel 2 mittels des Krümmungsradius und des Magnetfeldes berechnet werden.

$$p = 0.3 \cdot B[\text{T}] \cdot R[\text{m}] \quad [\text{GeV}/c] \quad (2)$$

Weitere Größen, welche mit dem Spurdetektor gemessen werden können, sind die Winkel ϕ und θ . Dabei beschreibt θ den Winkel zur Strahlröhre und ϕ den Winkel des Teilchens in der zur Strahlröhre orthogonalen Ebene. Für die Analyse wird der Winkel θ nicht genutzt, sondern der Winkel ϕ und die Pseudorapidität η , welche sich nach Formel 3 aus θ ergibt.

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

Die Pseudorapidität η wird genutzt, da Differenzen im η -Raum lorentzinvariant sind, und somit ein Wechsel des Koordinatensystems möglich wird.

Die transversale Energie und die Energie des Teilchens lassen sich mittels der Winkel η und ϕ ineinander umrechnen. Mit der Energie (E) und dem Impuls (p) eines Teilchens kann, wie in Gleichung 4 mit natürlichen Einheiten gezeigt, die Masse (m) dieses Teilchens bestimmt werden.

$$E^2 = m^2 + p^2 \quad (4)$$

In natürlichen Einheiten, die auch in den späteren Kapiteln genutzt werden gilt, dass die Lichtgeschwindigkeit c und das Plancksche Wirkungsquantum \hbar gleich 1 sind.

Da im Schwerpunktssystem die Teilchen in den Strahlen keine Impulse in transversaler Richtung besitzen, haben sie auch keine transversale Energie E_T . Damit muss auch die Summe der transversalen Energien aller entstehenden Teilchen gleich Null sein; somit können indirekt auch Teilchen gemessen werden, welche nicht direkt von den Detektoren registriert werden. Dazu muss lediglich die Summe der transversalen Impulse betrachtet werden. Sollte es eine fehlende transversale Energie $E_T^{miss} > 50 \text{ GeV}$ geben, wird in dieser Analyse angenommen, dass es ein nicht gemessenes Teilchen gibt.

3 Signal-, Untergrund- und Messdaten

In diesem Kapitel wird kurz auf die verwendeten Daten und ihre Erzeugung eingegangen.

Signaldaten

Die für die Schnittoptimierung verwendeten Signaldaten, werden mithilfe von CalcHEP in Verbindung mit Pythia 6.4 erzeugt, und zwar jeweils zehntausend Ereignisse pro $\tau\mu$ -Massenhypothese, welche von 200 GeV bis 2000 GeV in 100 GeV Schritten vorliegen. Die so erzeugten Signaldaten heißen *RPVresonantToTauMu_M-scan_TuneZ2star_8TeV-calchep-pythia6*.

Messdaten

Die verwendeten Messdaten wurden 2012 mit dem CMS-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV und einer integrierten Luminosität $\mathcal{L} = 19.7 \text{ fb}^{-1}$ aufgenommen.

Untergrunddaten

Um in der späteren Analyse das Signal-Untergrund-Verhältnis zu optimieren; werden auf unterschiedlichen Prozessen basierende Untergründe verwendet. Dabei sind bei manchen Untergründen erst Prozesse höherer Ordnung von Interesse, da die Prozesse nur ein Lepton erzeugen. In höheren Ordnungen, werden aber auch Gluon-Jets erzeugt, welche als Tauonen falsch rekonstruiert werden können. Somit ist es in solchen Ereignissen möglich ein Myon und ein Tauon zu rekonstruieren. Für die Generierung der Untergrundprozesse wurden verschiedene Monte-Carlo-Simulators verwendet. Eine vollständige Liste aller Untergründe inklusive der Anzahl der generierten Ereignisse, sowie weiteren Informationen findet sich in Tabelle 3, die zugehörigen Prozesse werden in den Feynmandiagrammen in Abbildung 5 dargestellt. Die Untergrunddaten werden benötigt, da sie die erwarteten Prozesse des Standardmodells widerspiegeln, und somit in der Limitberechnung zeigen, ab welcher Masse eine signifikante Abweichung der Messdaten von den Standardmodellprozessen nicht mehr auszuschließen ist.

Tabelle 3: Untergrundprozesse mit den zugehörigen Generatoren, kinematischen Schnitten, Wirkungsquerschnitten und der Anzahl der generierten Ereignisse. Werte aus [20, 21, 22]

Prozess	Generator	kinematische Schnitte [GeV]	Wirkungsquerschnitt(σ) [pb]	N_{gen} in Millionen
$t\bar{t}$	Powheg	–	245.8 (NNLO)	28.2
$t\bar{t}$	Powheg	$700 < M_{t\bar{t}} < 1000$	15,6 · 1,16 (skaliert zu NNLO)	3.1
$t\bar{t}$	Powheg	$M_{t\bar{t}} > 1000$	2,95 · 1,16 (skaliert zu NNLO)	1.2
$Z/\gamma \rightarrow 2l$	MadGraph	$M_{ll}(Z/\gamma) > 50$	3531,9 (NNLO)	30.5
tW	Powheg	–	1.17 (aNNLO)	3.0
$\bar{t}W$	Powheg	–	1.17 (aNNLO)	3.0
$WW \rightarrow 2l2\nu$	Pythia	–	57,1 (NNLO)	10.0
$WW \rightarrow 2l2\nu$	Pythia	$\hat{p}_T > 500$	0,008896 (NNLO)	1.0
$WZ \rightarrow 3l\nu$	Pythia	–	32,3 (NNLO)	10.0
$WZ \rightarrow 3l\nu$	Pythia	$\hat{p}_T > 500$	0.004345 (NNLO)	1.0
$ZZ \rightarrow 4l$	Pythia	–	8,3 (NNLO)	9.4
$ZZ \rightarrow 4l$	Pythia	$\hat{p}_T > 500$	0,001700 (NNLO)	1.0
$W \rightarrow 1,\tau\nu$	MadGraph	–	37509 (NNLO)	76.1
$W \rightarrow 1,\tau\nu$	MadGraph	$50 < \hat{p}_T^W < 70$	1000,9 (NNLO)	48.4
$W \rightarrow 1,\tau\nu$	MadGraph	$70 < \hat{p}_T^W > 100$	529,2 (NNLO)	22.4
$W \rightarrow 1,\tau\nu$	MadGraph	$100 < \hat{p}_T^W$	282,4 (NNLO)	12.7
QCD μ enriched	Pythia	$\hat{p}_T > 20, p_T^\mu > 15$	134680 (LO)	29.0
QCD μ enriched	Pythia	$30 > \hat{p}_T > 20, p_T^\mu > 5$	1865500 (LO)	8.4
QCD μ enriched	Pythia	$50 > \hat{p}_T > 30, p_T^\mu > 5$	806298 (LO)	9.6
QCD μ enriched	Pythia	$80 > \hat{p}_T > 50, p_T^\mu > 5$	176187 (LO)	10.4
QCD μ enriched	Pythia	$120 > \hat{p}_T > 80, p_T^\mu > 5$	40448 (LO)	9.2
QCD μ enriched	Pythia	$170 > \hat{p}_T > 120, p_T^\mu > 5$	7463,94 (LO)	8.5
QCD μ enriched	Pythia	$300 > \hat{p}_T > 170, p_T^\mu > 5$	2299,75 (LO)	7.7
QCD μ enriched	Pythia	$470 > \hat{p}_T > 300, p_T^\mu > 5$	151,805 (LO)	7.8
QCD μ enriched	Pythia	$600 > \hat{p}_T > 470, p_T^\mu > 5$	11,796 (LO)	3.8
QCD μ enriched	Pythia	$800 > \hat{p}_T > 600, p_T^\mu > 5$	2,6902 (LO)	4.1
QCD μ enriched	Pythia	$1000 > \hat{p}_T > 800, p_T^\mu > 5$	0,3688 (LO)	4.1
QCD μ enriched	Pythia	$\hat{p}_T > 1000, p_T^\mu > 5$	0,0849 (LO)	3.8

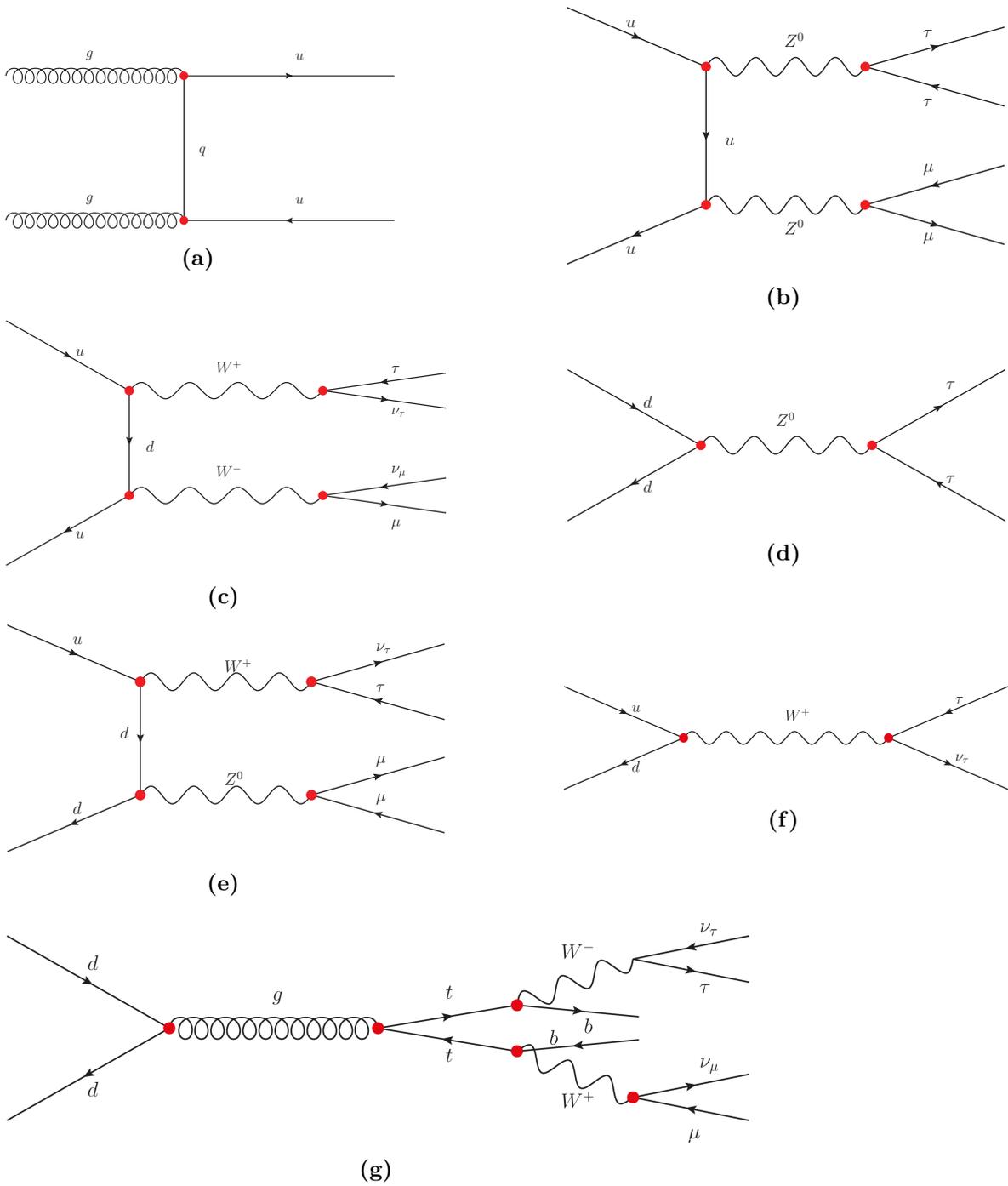


Abb. 5: Beispiel Feynmandiagramme der Untergrundprozesse in führender Ordnung für QCD (5a), ZZ (5b), WW (5c), DY (5d), WZ (5e), W (5f) und TT (5g)

4 Auswertung

In der Auswertung wird in mehreren Schritten versucht eine möglichst starke Separation zwischen Signal und Untergründen zu erzielen, ohne dabei die Anzahl der Signalereignisse stark zu reduzieren. Dabei werden zuerst Diskriminatoren ausgewählt und dann aufgrund kinematischer Überlegungen Schnitte auf verschiedene Messgrößen angewandt. Da die 2012 aufgezeichneten Daten keine deutlichen Abweichungen vom Standardmodell enthalten, werden die Ergebnisse benutzt um eine Abschlussgrenze für die ν_τ -Masse zu bestimmen. Dazu werden systematische Unsicherheiten aus verschiedenen Quellen untersucht.

4.1 Diskriminatoren

Im ersten Schritt der Auswertung werden die optimalen Diskriminatoren und Teilchenidentifikationen (ID) für die Myonen und Tauonen ausgewählt. Dies ist wichtig, da mittels der Diskriminatoren die Anzahl der als Tauon oder Myon fehlrekonstruierten Teilchen reduziert wird. Bei der Optimierung werden im wesentlichen zwei Größen eine Rolle bei der Entscheidung über den gewählten Diskriminator spielen, dies sind die Effizienz, die Rate mit der richtig rekonstruierte Tauonen und Myonen den Diskriminator erfüllen und die Wahrscheinlichkeit mit der andere Teilchen, welche als Tauon oder Myon rekonstruiert wurden, diese Diskriminatoren ebenfalls erfüllen, die sogenannte Fakewahrscheinlichkeit.

Die CMS-Expertengruppen empfehlen verschiedene Diskriminatoren für die unterschiedlichen Teilchen [23, 24].

Für die Myonen ist nur eine ID sinnvoll und empfohlen. Bei dieser ID handelt es sich um die *HighPtMyon* ID. Da diese ID die beste Spurrekonstruktion für Myonen mit einem $p_T > 200$ GeV bietet, ohne dabei weitere Informationen über das Ereignis zu kennen [24].

Bei den Tauonen gibt es jedoch verschiedene Diskriminatoren und IDs, die empfohlen sind, und unter denen der Effizienteste gesucht werden muss. Dabei gibt es vier Kategorien von Diskriminatoren, in denen jeweils der beste Diskriminator ausgewählt wird. Es gibt eine ID für den Zerfallskanal des Tauons, sowie Diskriminatoren für die Isolation und die Abgrenzung gegenüber Elektronen und Myonen des Tauons. Alle für das Tauon relevante und untersuchte Diskriminatoren sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Bei den Isolationsdiskriminatoren wird überprüft, ob sich in einem über Formel 5 bestimmten Bereich um das rekonstruierte Tauon noch andere Teilchen befinden.

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_\tau - \eta_{e,\mu,Quark,Gluon})^2 + (\phi_\tau - \phi_{e,\mu,Quark,Gluon})^2} \quad (5)$$

Die Diskriminatornamen setzen sich dabei aus den Eigenschaften der Diskriminatoren zusammen. Enthält der Diskriminator ein *MVA*, so bedeutet dass der Diskriminator auf geboosteten Entscheidungsbäumen (engl. boosted decisiontree BDT) basiert, bei den anderen Diskriminatoren handelt es sich um schnittbasierte Diskriminatoren [25].

Bei einem BDT handelt es sich um einen Algorithmus, der auf Grundlage mehrerer hintereinander geschalteter Abfragen ein Ereignis in verschiedene Kategorien unterteilt. In diesem Fall bedeutet das, dass ein Teilchen richtig- oder falschrekonstruiert wurde. Die Klassifizierung als geboosted

deutet an, dass hier mehrere schwächere Abfragen durch Gewichtung zu einem stärkeren Klassifikator zusammengefasst wurden um Fehleinteilungen zu verringern [26].

Die Angaben Loose, Medium, Tight und VTight bezeichnen dann die Härte der Schnittwerte bzw. die Härte der verwendeten Werte in den BDTs.

Bei den Isolationsdiskriminatoren gibt es zusätzlich noch die Bezeichnungen *old* und *wLT*, wobei *wLT* bedeutet, dass Informationen über die Lebenszeit der Tauonen berücksichtigt werden. Dabei wird berücksichtigt, dass ein Tauon eine längere Lebensdauer als andere zerfallende Teilchen hat, und somit ein sekundärer Vertex für den Tauonzerfall bestimmt werden kann. Das *old* bezieht sich darauf das es von diesen Diskriminatoren zwei Versionen gibt, wobei hier die zuerst erstellte und daher mit *old* gekennzeichnete Version genutzt wird. Dies bedeutet jedoch nicht, dass diese Version veraltet gegenüber der mit *new* bezeichneten Version ist. Die beiden Versionen sind im Wesentlichen identisch. Der Unterschied ist, dass in der *new*-Version des Diskriminators, der künstlich Zerfall des Tauons in zwei Teilchen eingeführt wurde, um Rekonstruktionsineffizienzen zu berücksichtigen. Dadurch kann in der späteren Analyse jedoch die Ladungsinformation der Teilchen nicht mehr verwendet werden. Da diese Information jedoch noch für kinematische Schnitte verwendet werden soll, wird der mit *old* gekennzeichnete Diskriminator verwendet. Um den optimalen Diskriminator zu bestimmen werden die Größen

Tabelle 4: Untersuchte Tauon Diskriminatoren und Tauon IDs

Art des Diskriminators	Name
Zerfallskanal	decayModeFindingOldDMs
Isolation	byLooseIsolationMVA3oldDMwLT
	byMediumIsolationMVA3oldDMwLT
	byTightIsolationMVA3oldDMwLT
	byLooseCombinedIsolationDeltaBetaCorr3Hits
	byMediumCombinedIsolationDeltaBetaCorr3Hits
Elektronabgrenzung	byTightCombinedIsolationDeltaBetaCorr3Hits
	againstElectronLooseMVA5
	againstElectronMediumMVA5
	againstElectronTightMVA5
Myonabgrenzung	againstElectronVTightMVA5
	againstMuonLoose
	againstMuonMedium
	againstMuonTight

Effizienz (ϵ) und Fakewahrscheinlichkeit (f_r) benutzt deren Definitionen sich an die Definition der Taugruppe [25] anlehnen.

Die genauen Definitionen für die Effizienz der τ -Isolationsdiskriminatoren lautet:

$$\epsilon = \frac{N(P_T^{rec} > 20 \text{ GeV} \ \& \ |\eta^{rec}| < 2.3 \ \& \ \tau\text{-Isolationdiskriminator})}{N(P_T^{gen} > 20 \text{ GeV} \ \& \ |\eta^{gen}| < 2.3)} \quad (6)$$

4 Auswertung

Für die Fakewahrscheinlichkeit der Isolationsdiskriminatoren wird Definition 7 genutzt.

$$f_r = \frac{N(P_T^\tau > 20 \text{ GeV} \ \& \ |\eta^\tau| < 2.3 \ \& \ \tau\text{-Isolationdiskriminator})}{N(P_T^{jet} > 20 \text{ GeV} \ \& \ |\eta^{jet}| < 2.3)} \quad (7)$$

Für die Abgrenzung gegenüber Leptonen wird für die Effizienzen folgende Definitionen verwendet:

$$\epsilon = \frac{N(\text{Antileptondiskriminator})}{N(P_T^{rec} > 20 \text{ GeV} \ \& \ |\eta^{rec}| < 2.3 \ \& \ \tau\text{-Isolationdiskriminator})} \quad (8)$$

Für die Fakewahrscheinlichkeit wird die Definition 9 genutzt.

$$f_r = \frac{N(P_T^\tau > 20 \text{ GeV} \ \& \ |\eta^\tau| < 2.3 \ \& \ \tau\text{-Isolation-} \ \& \ \text{Antileptondiskriminator})}{N(P_T^{Lepton} > 20 \text{ GeV} \ \& \ |\eta^{Lepton}| < 2.3)} \quad (9)$$

Dabei gilt für alle Definitionen, dass alle im Nenner geforderten Bedingungen auch im Zähler angewandt werden müssen. Die Effizienz und Fakewahrscheinlichkeit werden dabei je nach Diskriminator auf unterschiedlichen Daten bestimmt um den jeweils wichtigsten Datenbereich darzustellen. Die verwendeten Daten werden in Tabelle 5 aufgelistet.

Um ein unverfälschtes Ergebnis zu erhalten, werden die Daten mit möglichst wenig Schnitten

Tabelle 5: Verwendete Daten zur Optimierung der Diskriminatoren

Diskriminator	Daten zur Bestimmung der	
	Effizienz	Fakewahrscheinlichkeit
Isolation	Signal-Daten	W+Jets-Untergrund
Antielektron	Drell-Yan-Untergrund	Drell-Yan-Untergrund
AntiMyon	Signal-Daten	Drell-Yan-Untergrund

verwendet. Es wird lediglich gefordert, dass es mindestens ein $E_T^{miss} > 50 \text{ GeV}$ gibt, da dieses später dem rekonstruierten Tauon hinzuaddiert wird, von dem das zugehörige Neutrino im hadronischen Zerfall ausgestrahlt wird.

Isolationsdiskriminatoren

Die Effizienz der Isolationsdiskriminatoren ergibt sich nach Formel 6 aus dem Verhältniss der richtig rekonstruierten Tauonen, welche den Diskriminator erfüllen, zu den generierten Tauonen.

Dabei gilt ein Tauon als richtig rekonstruiert wenn es die folgenden Bedingungen erfüllt. Das mit der E_T^{miss} rekombinierte Tauon muss einen $P_T > 20 \text{ GeV}$ und ein $|\eta| < 2.3$ haben, sowie die *decayModeFindingOldDMs-ID* erfüllen. Für alle Tauonen, die diese Bedingungen erfüllen, wird versucht ein zugehöriges Teilchen im ursprünglich generiertem Ereigniss zu finden. Dabei werden nur generierte Teilchen in Betracht gezogen die ein $\Delta R < 0.3$ haben. Sollten mehrere Teilchen diese Bedingung erfüllen, wird das Teilchen mit dem geringsten ΔR gewählt. Weitere Bedingungen an die rekonstruierten Tauonen sind, dass jedes generierte

Tauon nur zu einem rekonstruierten Tauon zugeordnet werden kann, sollte es hier mehrere Teilchen geben wird nur das rekonstruierte Tauon mit dem kleinsten ΔR zugeordnet und die anderen als falsch rekonstruiert betrachtet. Zusätzlich wird von allen rekonstruierten Tauonen gefordert, dass in einem ΔR -Kegel von 0.4 keine generierten Elektronen oder Myonen liegen, um Fehlrekonstruktionen aus diesen auszuschließen.

Von den generierten Tauonen wird nur gefordert, dass sie einen $P_T > 20 \text{ GeV}$ und ein $|\eta| < 2.3$ haben. Die Effizienz wird in Abhängigkeit des transversalen Impulses bestimmt. Dazu werden die Anzahl der richtig rekonstruierten Tauonen in Abhängigkeit von den transversalen Impulsen der generierten Tauonen bestimmt. Aus der Division der so bestimmten Anzahl der rekonstruierten Tauonen mit der Anzahl der generierten Tauonen, ebenfalls in Abhängigkeit des transversalen Impulses, ergeben sich die in Abbildung 6 und 7 gezeigten Effizienzen.

Die in Gleichung 7 definierte Fakewahrscheinlichkeit ergibt sich aus dem Verhältnis der als Tauon falsch rekonstruierten Teilchen, welche den Diskriminator erfüllen, zu der Anzahl aller generierten Quarks und Gluonen.

Dabei gilt ein als Tauon rekonstruiertes Teilchen als falsch rekonstruiert, wenn es in einem ΔR -Kegel von 0.3 ein Elektron, Myon, Gluon oder Quark mit einem $P_T > 20 \text{ GeV}$ und einem $|\eta| < 2.3$ hat. Dabei wird das Teilchen mit dem kleinsten ΔR dem falsch rekonstruierten Tauon zugeordnet, um die Anzahl der falsch rekonstruierten Tauonen in Abhängigkeit des transversalen Impulses der generierten Teilchen zu bestimmen.

Die in Abhängigkeit des transversalen Impulses bestimmte Fakewahrscheinlichkeit ergibt sich durch Division der Anzahl der falsch rekonstruierten Tauonen durch die Anzahl der generierten Quarks und Gluonen in Abhängigkeit von P_T . Die sich daraus ergebenden Fakewahrscheinlichkeiten sind in den Abbildungen 8 und 9 in Abhängigkeit von P_T , sowie in den Abbildungen 6 und 7 über P_T gemittelt zu sehen.

Um sich nach Betrachtung aller Diskriminatoren entscheiden zu können, ob mit den effizienteren MVA-basierten oder den besser überprüfbareren schnittbasierten Isolationsdiskriminatoren gearbeitet wird, werden die weiteren Diskriminatoren sowohl mit einem gewähltem MVA-basierten als auch mit einem schnittbasierten Isolationsdiskriminator getestet. Dies wird in den Abbildungen jeweils mit einem MVA bzw. Cut vor den Diskriminatoren dargestellt.

Daher werden für die Isolationsdiskriminatoren zuerst zwei Diskriminatoren ausgewählt, dies sind sowohl bei den MVA-basierten als auch schnittbasierten Diskriminatoren die „Loose“ Varianten, also die Varianten mit den konservativeren Bedingungen.

Diese Wahl wurde getroffen, da in beiden Fällen die Effizienz der schwächsten Diskriminatoren deutlich höher war. So ist sie bei den schnittbasierten Diskriminatoren etwa 10% höher als beim folgenden Diskriminator, die Fakewahrscheinlichkeiten zwischen diesen Diskriminatoren unterscheiden sich jedoch nicht in einem so großen Maße.

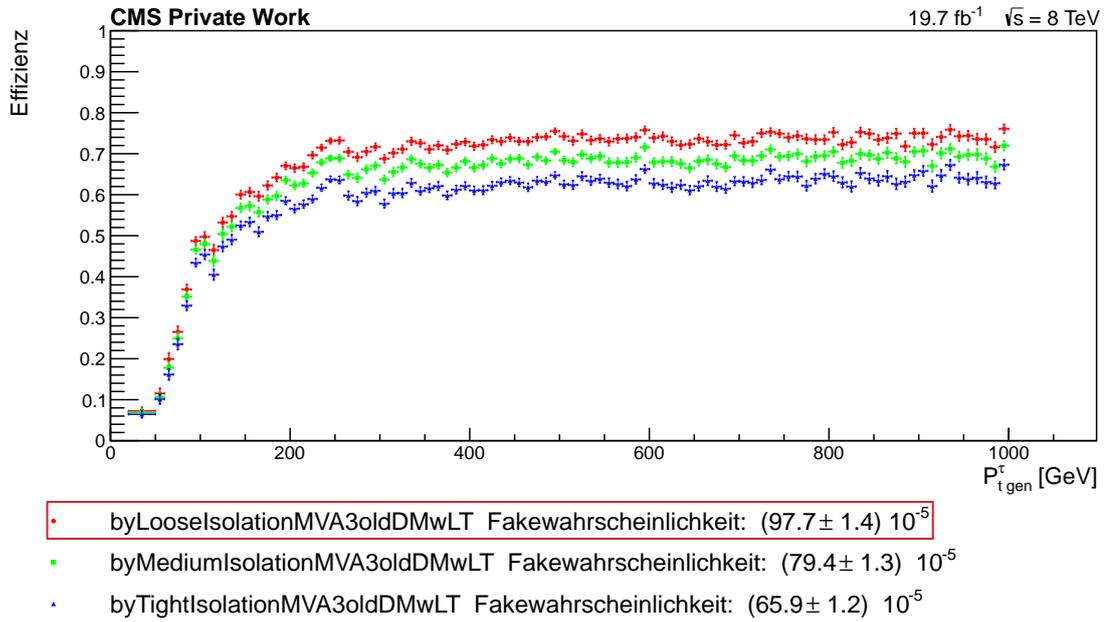


Abb. 6: Effizienz der MVA-basierten Isolationsdiskriminatoren

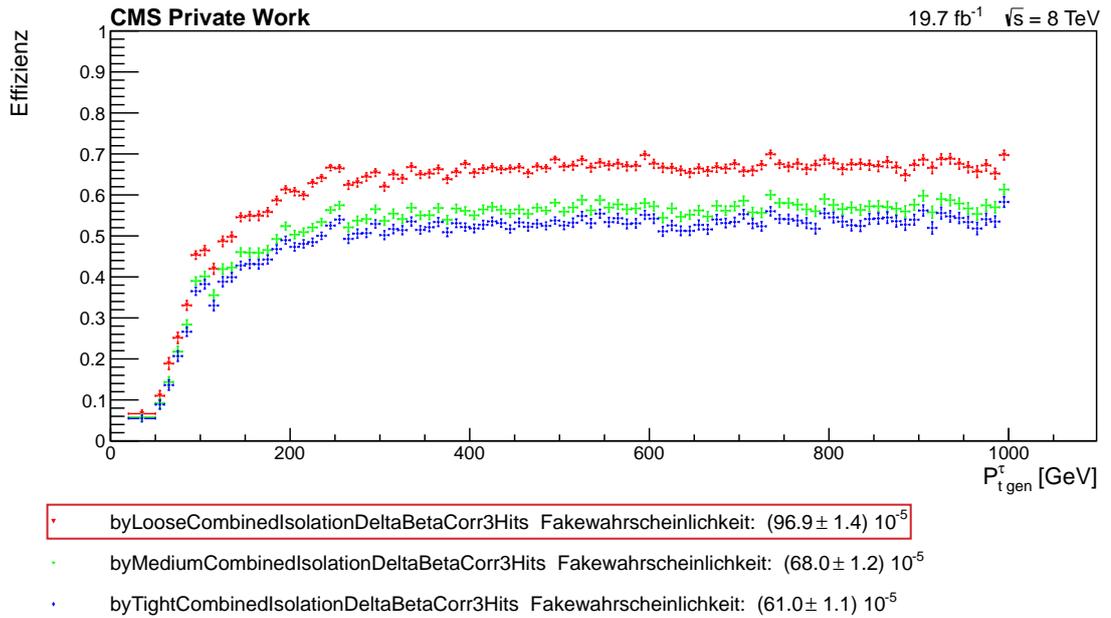


Abb. 7: Effizienz der schnittbasierten Isolationsdiskriminatoren

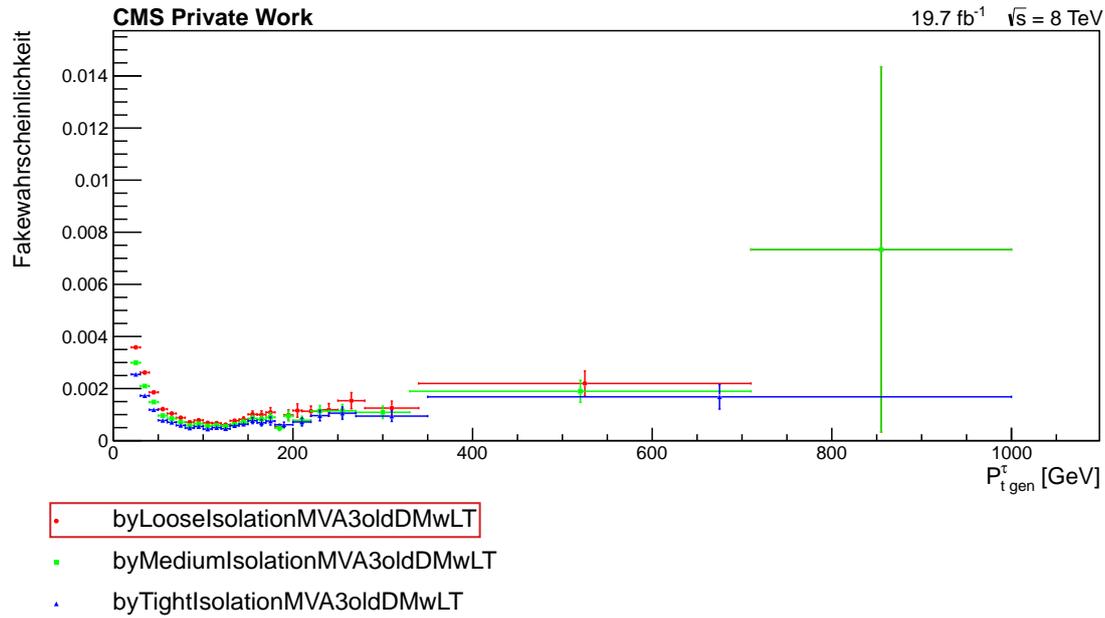


Abb. 8: Fakewahrscheinlichkeit bei den MVA-basierten Isolationsdiskriminatoren

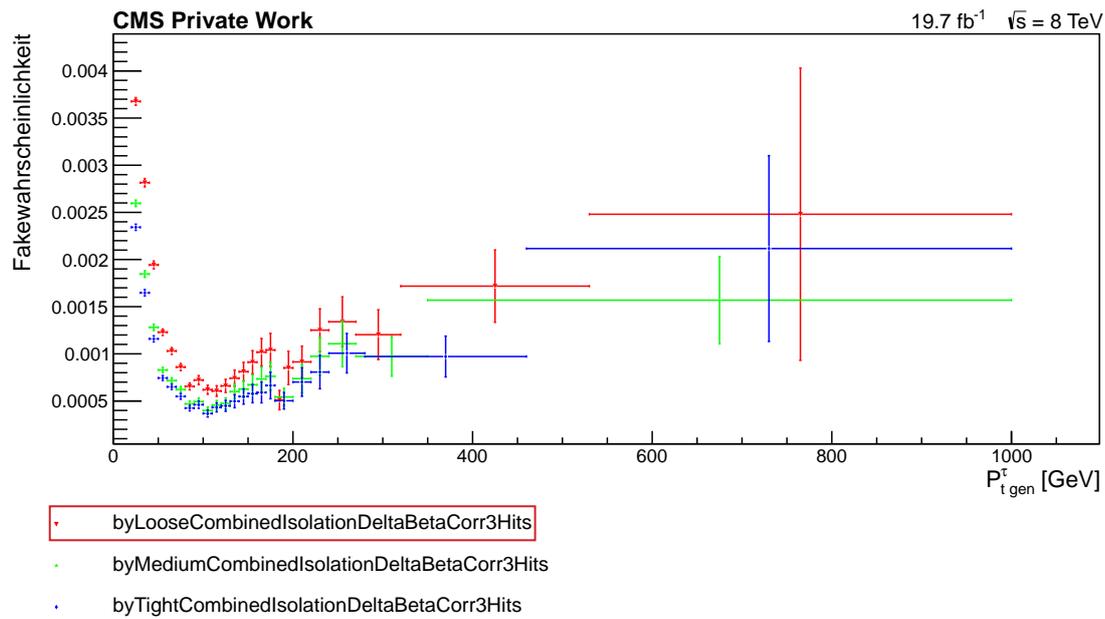


Abb. 9: Fakewahrscheinlichkeit bei den schnittbasierten Isolationsdiskriminatoren

Antielektrondiskriminatoren

Für die Antielektrondiskriminatoren werden die Effizienz und Falschwahrscheinlichkeit nur mit den richtig rekonstruierten Tauonen bestimmt, welche den ausgewählten Isolationsdiskriminator bestehen. Dabei werden die selben Bedingungen für die richtige Rekonstruktion, wie bei den Isolationsdiskriminatoren.

Um die Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses zu erhalten, wird die Anzahl der richtig rekonstruierten Tauonen, welche den Diskriminator erfüllen, in Abhängigkeit von P_T , durch die Anzahl aller richtig rekonstruierten Tauonen dividiert. Für die Falschwahrscheinlichkeit der Antielektrondiskriminatoren wird, wie bei den Isolationsdiskriminatoren vorgegangen, nur dass der Nenner sich aus der Anzahl der generierten Elektronen und nicht der generierten Quarks und Gluonen ergibt. Die Effizienz und Falschwahrscheinlichkeiten sind in den Abbildungen 10, 11, 12 und 13 dargestellt.

Auch bei den Antielektrondiskriminatoren werden sowohl für die MVA-seitige als auch die schnitseite Analyse der Loose Diskriminator gewählt. Dies geschieht auch wieder aufgrund der höheren Effizienz bei diesen Diskriminatoren, zusätzlich ist die Falschwahrscheinlichkeit der Elektronen nicht so ausschlaggebend wie bei den Quarks und Gluonen und bei den Myonen, da in den erwarteten Ereignissen weniger Elektronen als Myonen und Quarks und Gluonen erwartet werden.

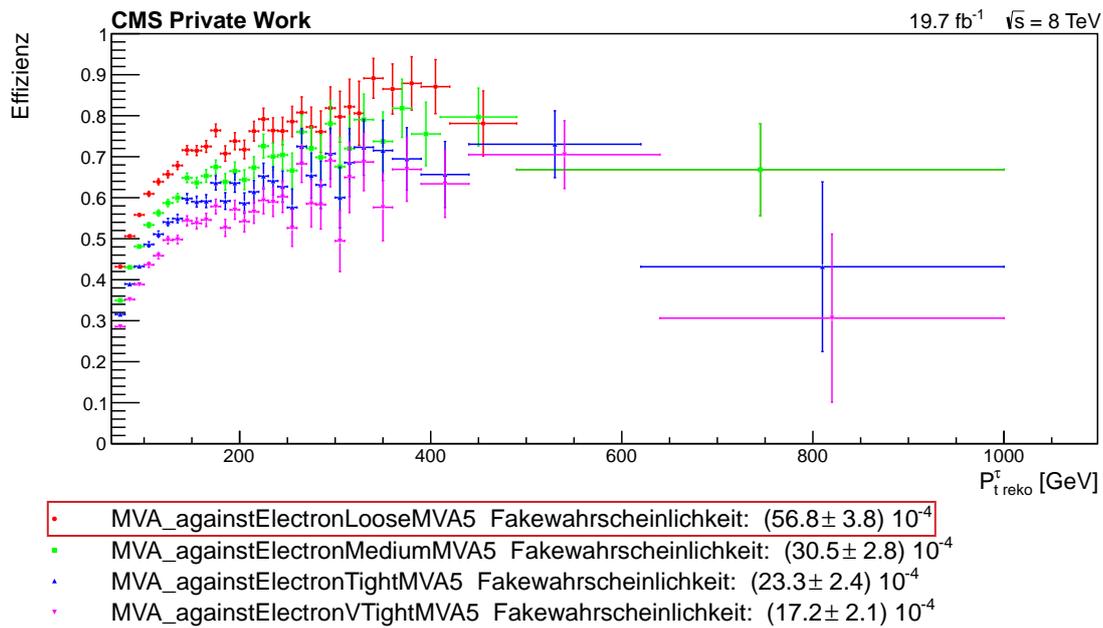


Abb. 10: Effizienz der MVA-basierten Antielektrondiskriminatoren

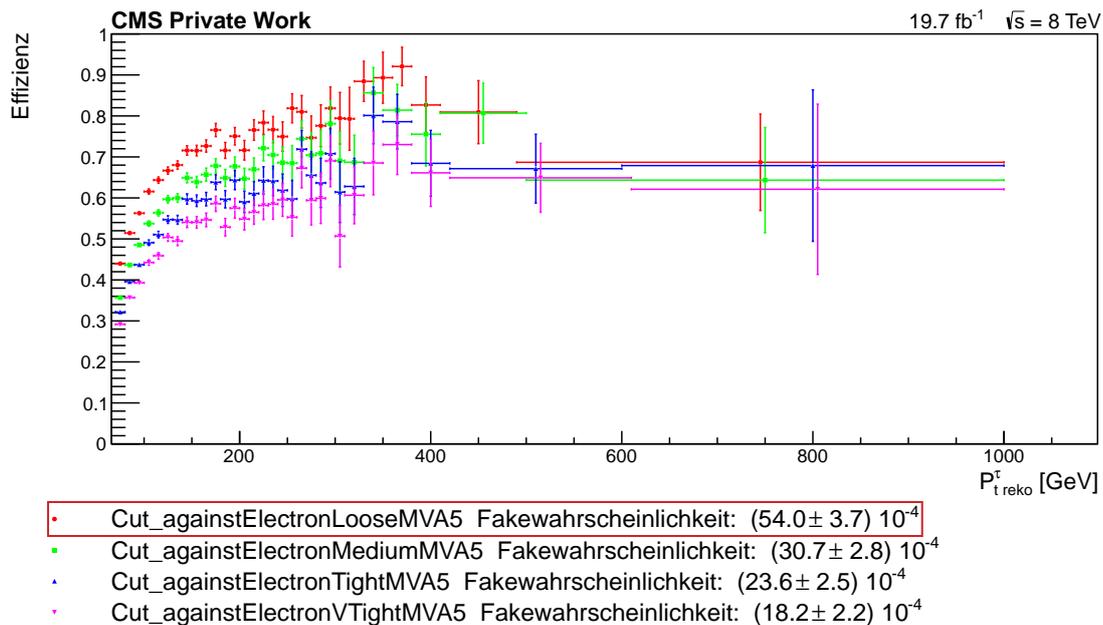


Abb. 11: Effizienz der schnittbasierten Antielektrondiskriminatoren

4 Auswertung

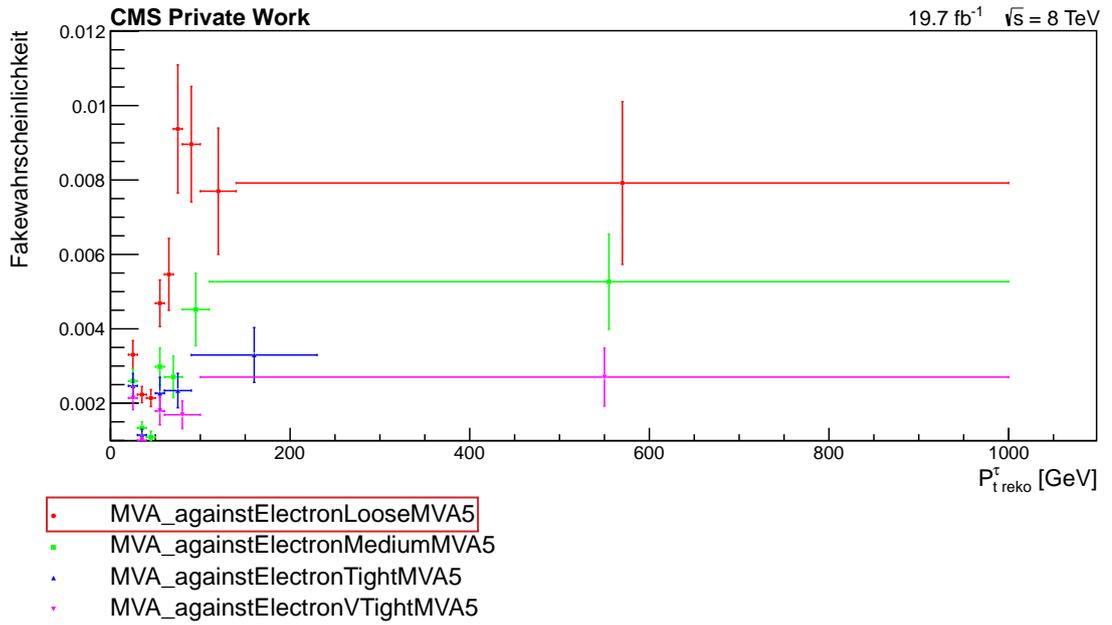


Abb. 12: Fakewahrscheinlichkeit bei den MVA-basierten Antielektrondiskriminatoren

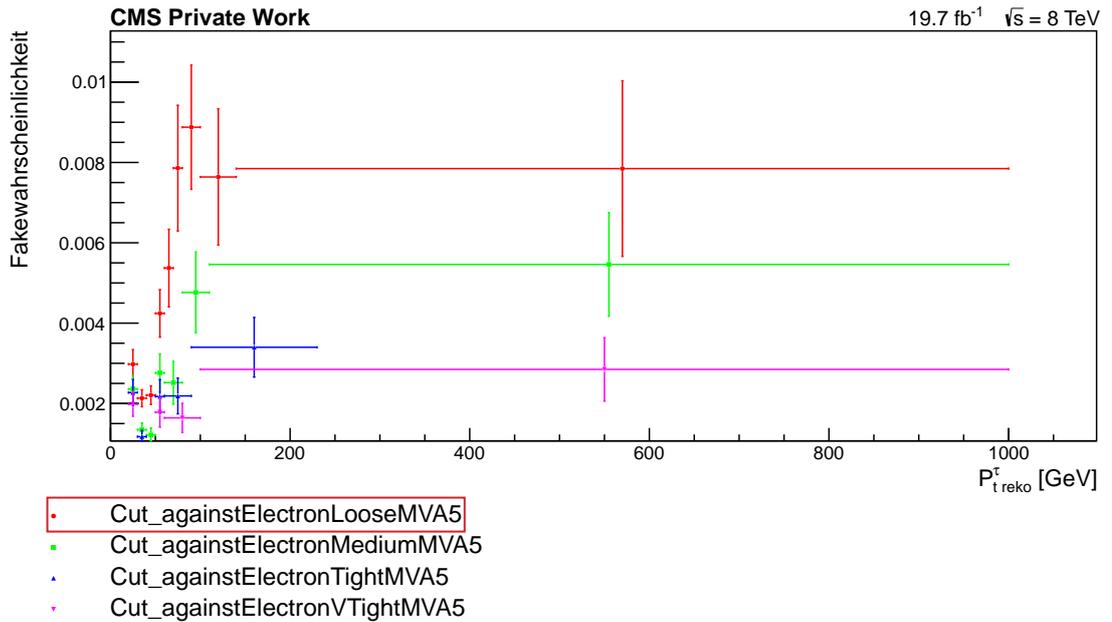


Abb. 13: Fakewahrscheinlichkeit bei den schnittbasierten Antielektrondiskriminatoren

Antimyondiskriminatoren

Die Effizienz und die Fakedwahrscheinlichkeit werden für die Antimyondiskriminatoren im Grunde wie bei den Antielektrondiskriminatoren bestimmt, nur dass zusätzlich für die Effizienz sowie den Zähler der Fakedwahrscheinlichkeit nur Teilchen berücksichtigt werden, welche den jeweils gewählten Antielektrondiskriminator bestanden haben.

Bei den Antimyondiskriminatoren ist der Unterschied in der Fakedwahrscheinlichkeit zwischen den verschiedenen Diskriminatoren erneut gering, die Effizienz geht jedoch besonders für hohe transversale Impulse weit auseinander. Da bei hohen invarianten Massen, auch ein hoher transversaler Impuls erwartet wird, ist dieser Unterschied in der Effizienz wichtiger als der geringere Unterschied in der Fakedwahrscheinlichkeit. Aus diesen Gründen werden auch bei den Antimyondiskriminatoren die Loose Varianten gewählt.

Insgesamt zeigt sich, wie in Tabelle 6 zu sehen ist, dass wie erwartet die Wahl zwischen MVA- oder schnittbasierten Isolationsdiskriminator kaum Einfluss auf die Antileptondiskriminator haben, diese stimmen sogar innerhalb ihrer Fehler in der Fakedwahrscheinlichkeit und in der Effizienz überein. Daher bleiben lediglich die Effizienz und die Fakedwahrscheinlichkeit der Isolationsdiskriminatoren, als Entscheidungspunkt zwischen den Diskriminatoren. Da sich diese in der Fakedwahrscheinlichkeit nicht unterscheiden und die Effizienz bei den komplexeren MVA-basierten Diskriminator 6% höher ist als bei den schnittbasierten Diskriminator, wurden für die weitere Analyse der *byLooseIsolationMVA3oldDMwlt*, der *againstMuonLoose* und der *againstElectronLooseMVA5* Diskriminator gewählt.

Tabelle 6: Tabelle der Effizienz und Fakedwahrscheinlichkeiten der gewählten Diskriminatoren. Bestimmung der Effizienz durch Anpassung einer konstanten Funktion an den konstanten Bereich der Effizienzplots

Diskriminator	Effizienz	Fakedwahrscheinlichkeit
byLooseIsolationMVA3oldDMwLT	0.73	$(97.7 \pm 1.4) \cdot 10^{-5}$
againstMuonLoose	0.84	$(20.2 \pm 1.9) \cdot 10^{-4}$
againstElectronLooseMVA5	0.76	$(56.8 \pm 3.8) \cdot 10^{-4}$
byLooseCombinedIsolationDeltaBetaCorr3Hits	0.67	$(96.9 \pm 1.4) \cdot 10^{-5}$
againstMuonLoose	0.84	$(19.4 \pm 1.8) \cdot 10^{-4}$
againstElectronLooseMVA5	0.76	$(54.0 \pm 3.7) \cdot 10^{-4}$

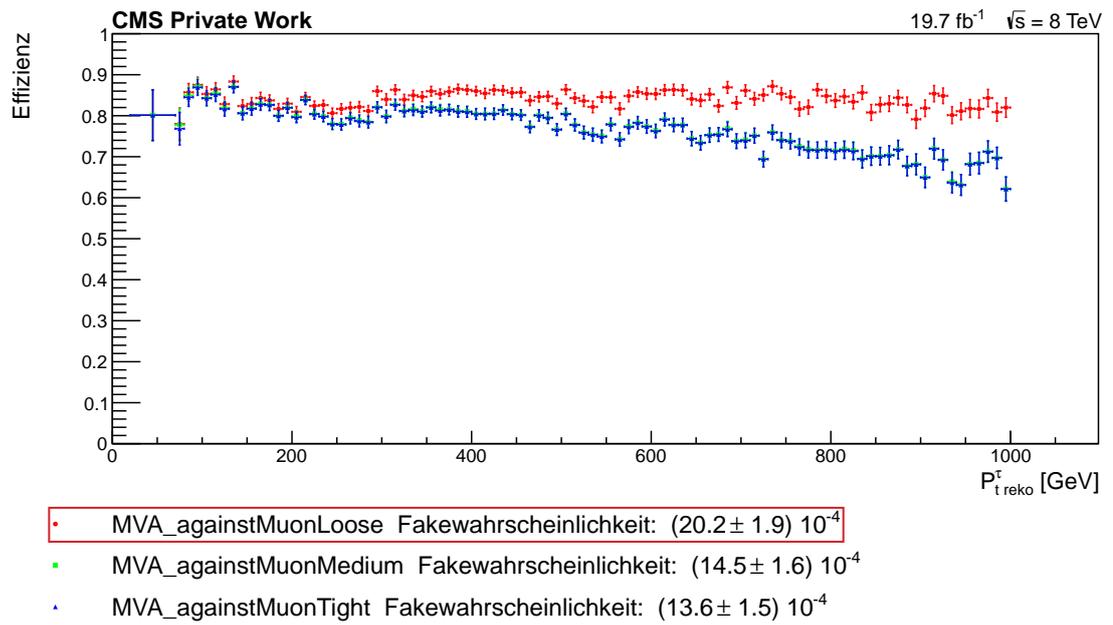


Abb. 14: Effizienz der MVA-basierten AntiMyondiskriminatoren

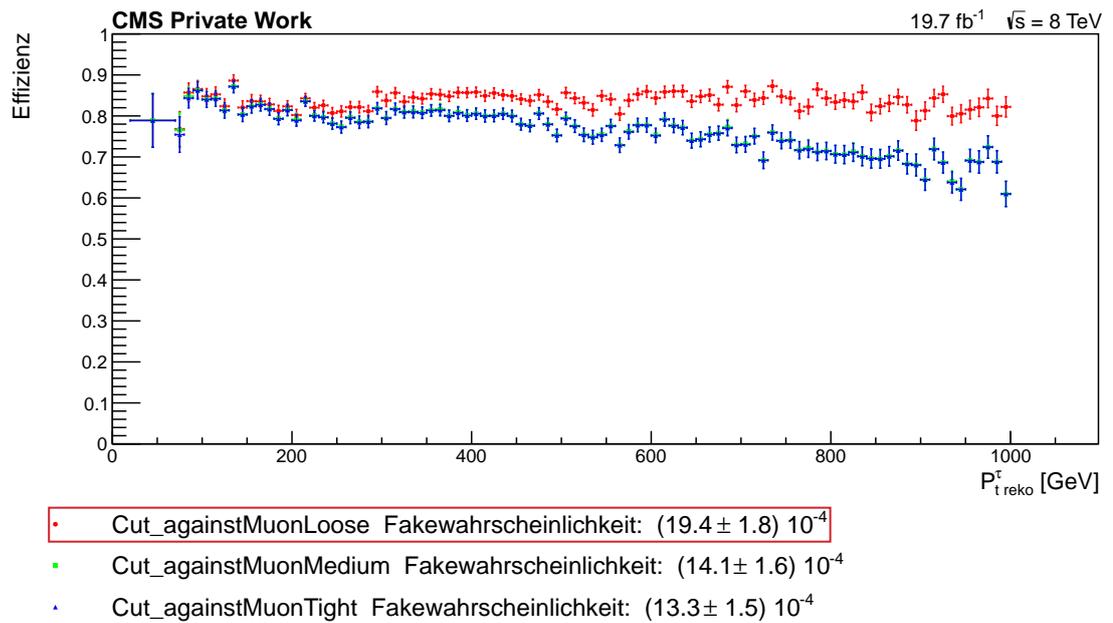


Abb. 15: Effizienz der schnittbasierten AntiMyondiskriminatoren

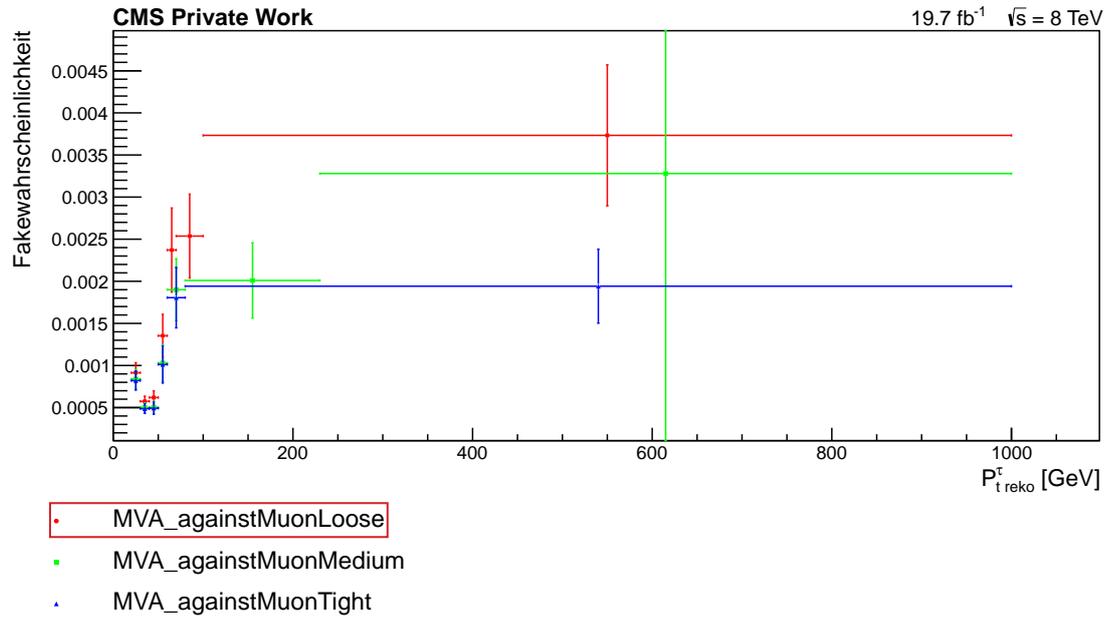


Abb. 16: Fakewahrscheinlichkeit bei den MVA-basierten AntiMyondiskriminatoren

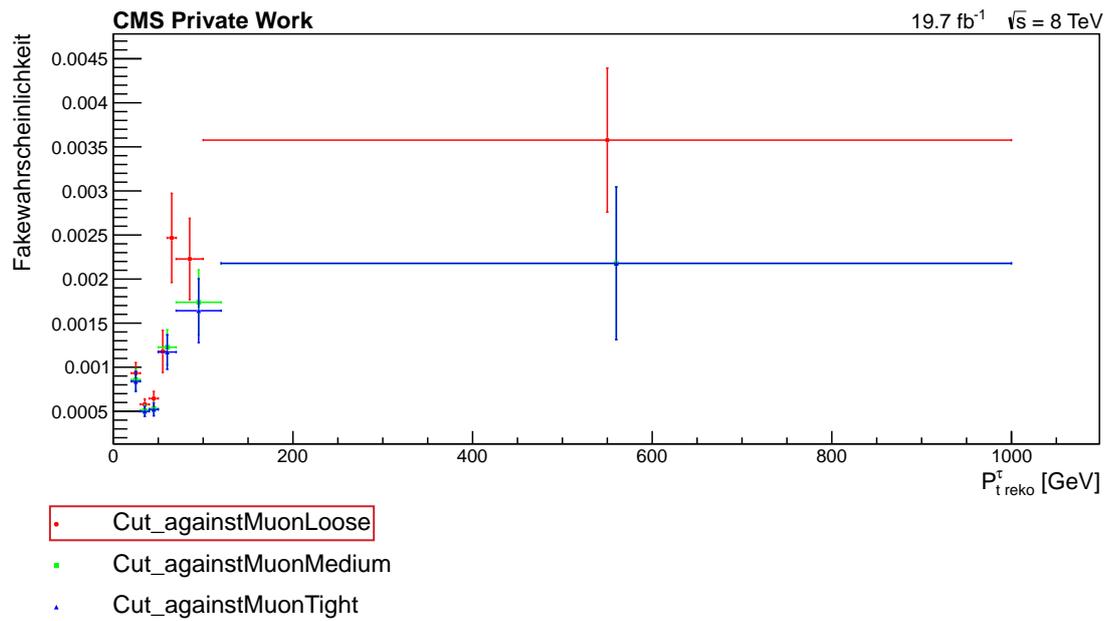


Abb. 17: Fakewahrscheinlichkeit bei den schnittbasierten AntiMyondiskriminatoren

4.2 Kinematische Schnitte

Als weiterer Schritt in der Analyse werden verschiedene Schnitte aufgrund kinematischer Überlegungen angewandt. Dabei gibt es Schnitte mit festem Schnittwert, dabei ist der Schnittwert durch die Theorie vorgegeben ein Beispiel hierfür ist der Schnitt auf die Ladung. Es gibt aber auch Schnitte bei denen dieser Wert noch durch Berechnungen festgelegt werden muss. Bei diesen Schnitten wird auf kinematische Größen geschnitten, bei denen die Abhängigkeiten der Signal- und Untergrunddaten von den kinematischen Größen durch die Theorie nicht genau vorgegeben sind, sondern nur deren Mittelwerte, welche jedoch noch durch die Detektorauflösung verschmiert werden, und somit noch analysiert werden müssen.

Dazu wird bei den Schnitten ohne festen Schnittwert der Schnittwert über das in Gleichung 10 gezeigte Verhältnis der Anzahl der Signalereignisse (s) zur Anzahl der Untergrundereignisse (b) bestimmt.

$$\frac{s}{\sqrt{s+b}} \tag{10}$$

Dabei werden für die Signaldaten teilweise nur eine Massenhypothese verwendet, für die Untergrunddaten wird jedoch immer der komplette Massenbereich verwendet. Dieses Vorgehen wurde gewählt, da eine Einschränkung des Massenbereich für die Untergrunddaten keine Änderung der Ergebnisse zeigte. Sollte mit dieser Methode keine klare Grenze für einen Schnitt möglich sein wird, um eine zu starke Einschränkung des Signals zu vermeiden, gefordert, dass noch 95% der Signaldaten nach dem Schnitt erhalten bleiben müssen. Diese Einschränkung wird vorgenommen, damit nach allen Schnitten eine ausreichend große Statistik in den Daten vorhanden ist. Durch diese Bedingung wird ebenfalls berücksichtigt, dass bei der Schnittoptimierung keine systematischen Unsicherheiten auf die Messgrößen angenommen wurden, welche jedoch zu einer Verschiebung des optimalen Schnittwertes führen könnten.

Ladung

Eine erste Schnittmöglichkeit bietet sich bei dem Ladungsvergleich der aus dem τ -Sneutrino entstehenden Myon und Tauon. Da das τ -Sneutrino keine elektrische Ladung trägt muss auch die Summe über die elektrische Ladung des Tauons und des Myons gleich Null sein. Daher kann als Schnitt verlangt werden, dass gilt

$$\sum_{\tau, \mu} q = 0$$

Die sich nach Anwendung dieses Schnittes ergebende $\tau\mu$ -Massenverteilung ist in Abbildung 18a dargestellt; zum Vergleich ist in Abbildung 18b die $\tau\mu$ -Massenverteilung ohne kinematische Schnitte nur unter den Bedingungen, dass ein $E_T^{miss} > 50$ GeV existiert und die Diskriminatoren erfüllt werden, gezeigt.

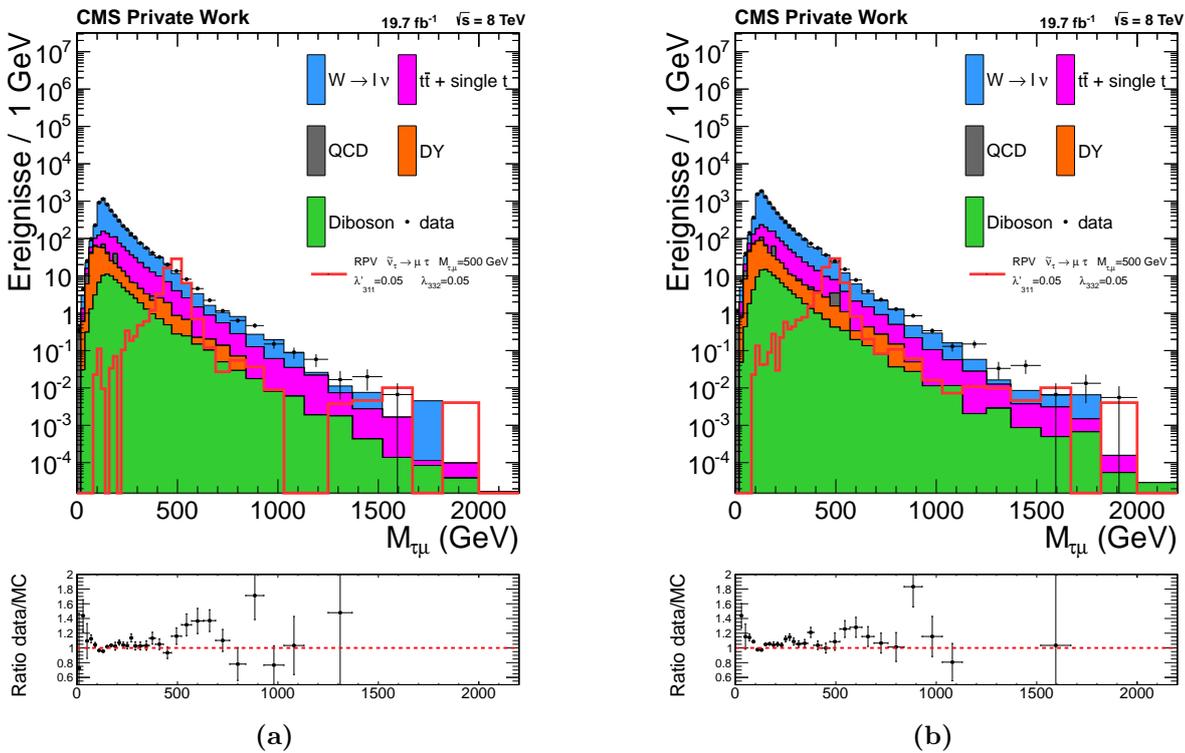


Abb. 18: $\tau\mu$ -Massenverteilung nach Anwendung des Schnittes auf die Ladung (18a), sowie die $\tau\mu$ -Massenverteilung ohne kinematische Schnitte (18b). Dabei werden die Untergründe als gefüllte Histogramme dargestellt und das Signal in rot.

B-Jets

Ein weiterer Schnitt mit festem Schnittwert kann mittels der Anzahl der aus b-Quarks entstehenden Jets gemacht werden. Dabei macht man sich zunutze, dass beim Zerfall des τ -Sneutrinos und des so entstehenden τ keine b-Quarks entstehen. Die Verteilung der Anzahl von b-Jets ist in Abbildung 19a zu sehen. Dementsprechend kann man ebenfalls verlangen, dass in den Ereignissen keine b-Jets vorhanden sind. In Abbildung 19b ist die $\tau\mu$ -Massenverteilungen für die Untergründe, das Signal und die Daten dargestellt.

Um zu entscheiden, ob es sich bei einem Jet um einen b-Jet handelt, wird in dieser Analyse der *combinesSecondaryVertexBJetTags*-Algorithmus verwendet. Dieser Algorithmus funktioniert sowohl wenn es einen sekundären Vertex gibt, als auch wenn ein solcher nicht existiert. In diesen Fällen wird versucht aus den vorhandenen Spuren einen Pseudovertex zu rekombinieren. Zur Bestimmung, ob es sich um einen b-Jet handelt nutzt der Algorithmus unter anderem, ob es einen sekundären Vertex gab, ein Pseudovertex rekonstruiert wurde oder ob dies nicht möglich war. Desweiteren nutzt er die Vertexmasse, die Anzahl der Spuren am Vertex, die Anzahl der Spuren im Jet, sowie weitere Größen [27].

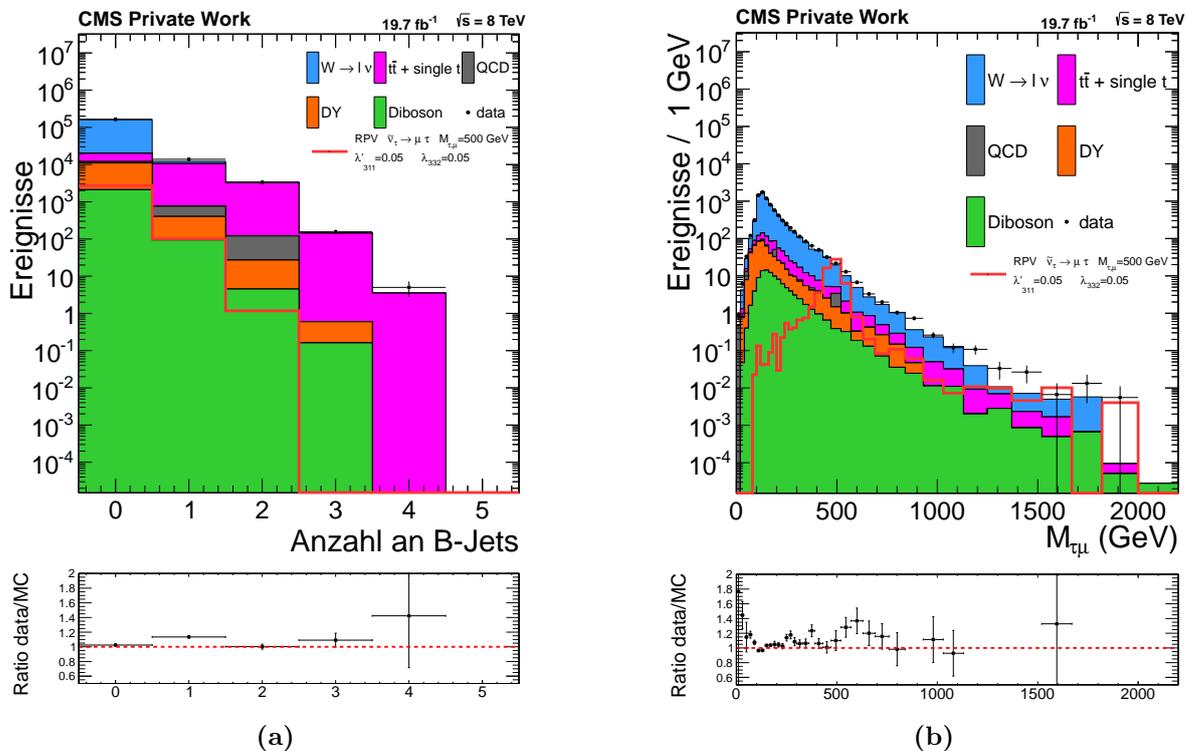


Abb. 19: Verteilung der Anzahl der b-Jets (19a), sowie die $\tau\mu$ -Massenverteilung (19b) nach Anwendung des Schnittes auf die Anzahl der b-Jets. Dabei werden die Untergründe als gefüllte Histogramme dargestellt und das Signal in rot.

$$\Delta\phi_{\tau, E_T^{miss}}$$

Beim Zerfall des Tauons entsteht auch ein Neutrino, das als E_T^{miss} gemessen wird. Dieses Neutrino ist stark geboosted und bewegt sich in die gleiche Richtung wie die beim Zerfall entstehenden Quarks. Daher wird in ϕ -Richtung ein Winkel nahe Null zwischen dem Neutrino und den rekonstruierten Tauon erwartet. Bei den Untergrundprozessen wird hingegen ein ungeboostetes Neutrino erwartet. In Abbildung 20a ist die Verteilung von $\Delta\phi_{\tau, E_T^{miss}}$ für die Signal- und Untergrunddaten gezeigt. Dort ist gut zu erkennen, dass die Signaldaten bei Null peaken und die Untergründe keine $\Delta\phi$ Abhängigkeit zeigen.

Da die verwendeten Signaldaten für unterschiedliche $\tau\mu$ -Massen enthalten, wird diese Optimierung für mehrere Massen durchgeführt. Dabei wird die letztendliche Optimierung bei einer Masse von 500GeV durchgeführt, da diese einen konservativen Wert liefert und eine hohe Statistik bietet. Zur Optimierung wird zuerst das Verhältnis von Signaldaten zur Wurzel aus der Summe von Signal- und Untergrunddaten in Abhängigkeit vom verwendeten Schnittwert bestimmt. Dafür werden die Signaldaten und Untergrunddaten im Bereich zwischen Null und einem Schnittwert aufsummiert und der Schnittwert schrittweise erhöht. Da diese Optimierungsweise einen sehr strikten Schnittwert liefert, wird der Schnittwert über die Signaldaten bestimmt. Dazu wird der Schnittwert von Null ausgehend so lange erhöht bis die Signaldaten 95% erreichen. Auf diese Weise ergibt sich ein Schnittwert für $\Delta\phi_{\tau, E_T^{miss}}$ von 1.3. Dieses Verfahren wurde gewählt, um die Anzahl der Signalereignisse nicht zu stark zu reduzieren, damit auch nach der Anwendung aller Schnitte noch genügend Statistik in den Signaldaten vorhanden ist und um mögliche Abweichungen aufgrund nicht betrachteter systematischer Unsicherheiten zu berücksichtigen.

Die erste Optimierung ist für verschiedene Massen in Abbildung 20c zu sehen. Dort sind ebenfalls die Signaldaten für eine Masse von 500 GeV dargestellt, die $\tau\mu$ -Massenverteilung nach Anwendung des Schnittes ist in Abbildung 20b gezeigt.

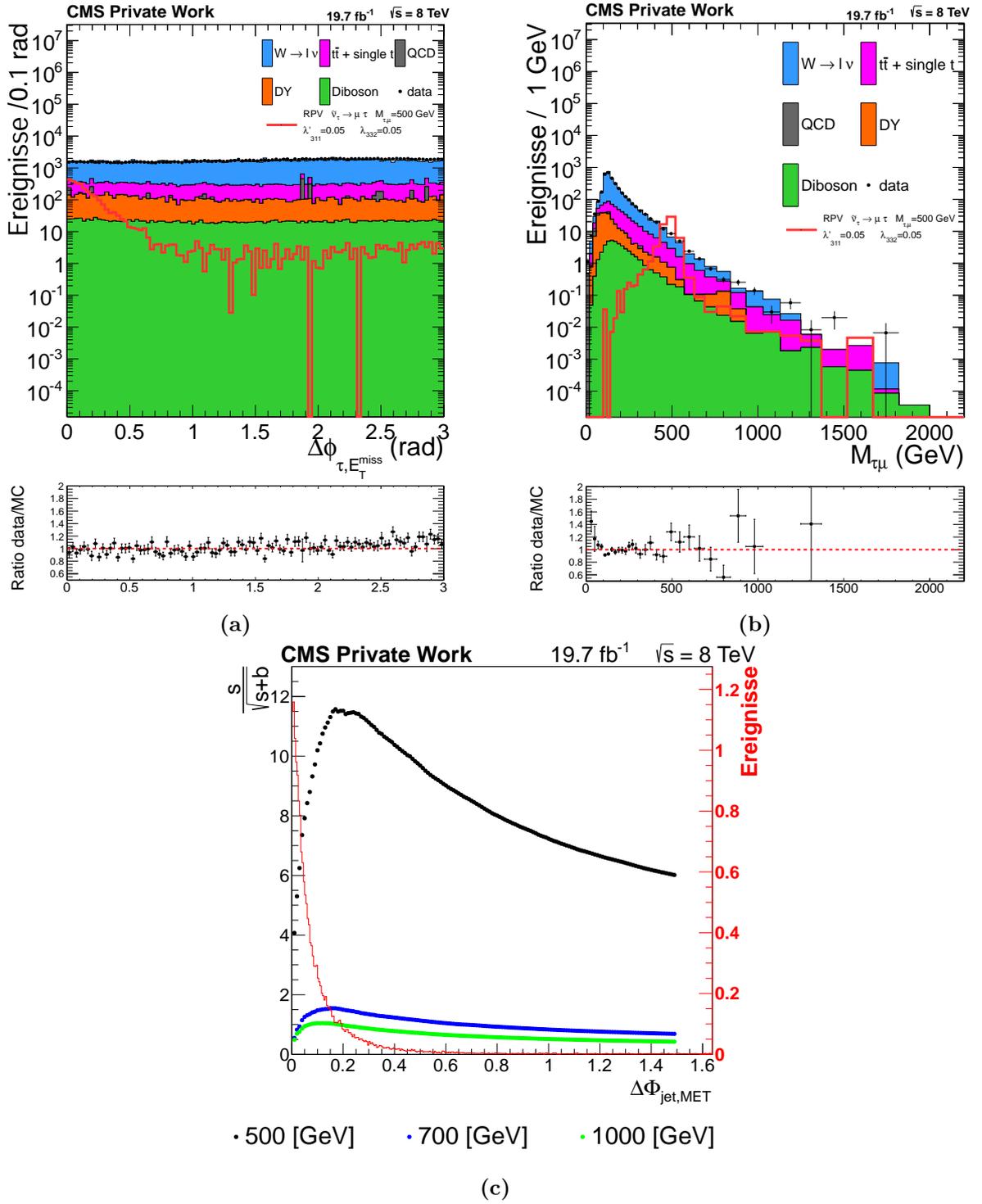


Abb. 20: $\Delta\phi_{\tau, E_T^{\text{miss}}}$ -Verteilung (20a), Optimierung des Schnittes auf $\Delta\phi_{\tau, E_T^{\text{miss}}}$ für verschiedene $\tau\mu$ -Massen und eingezeichneten Signaldaten bei $M_{\tau\mu} = 500$ GeV (20c) und der $\tau\mu$ -Massenverteilung nach der Anwendung des Schnittes mit den Untergründen als gefüllte Histogramme und dem Signal in rot (20b).

$\Delta\phi_{\tau,\mu}$

Im Ruhesystem des τ -Sneutrino bewegen sich das entstehende Tauon und Myon in entgegengesetzte Richtungen des Detektors. Daher wird ein Winkel von π in ϕ -Richtung zwischen den beiden Teilchen erwartet. Für diesen Schnitt muss ein Schnittwert durch Optimierung bestimmt werden. Auch hier wird aus den oben genannten Gründen die Optimierung bei einer $\tau\mu$ -Masse von 500 GeV durchgeführt. Dabei wird wie bei der Winkeloptimierung zwischen Tauon und E_T^{miss} der Schnittwert verändert und das Verhältnis von Signaldaten zur Wurzel aus der Summe von Signal- und Untergrunddaten gebildet. Für diese Optimierung wird der Schnittwert von π aus reduziert. Als Ergebnis zeigt sich, wie in Abbildung 21c zu sehen, dass es ein Maximum in der Nähe von π gibt. Dies ist dadurch zu erklären, dass das Signal wie erwartet bei $\phi = \pi$ ein Maximum hat, die Untergründe jedoch unabhängig von $\Delta\phi_{\tau,\mu}$ sind. Die entsprechende Verteilung ist in Abbildung 21a dargestellt. Da bei so einem Schnittwert jedoch auch ein Großteil der Signaldaten aussortiert würde, wodurch es zu einer zu geringen Statistik in den Signaldaten käme, muss auch hier darauf geachtet werden, dass nicht mehr als 5% der Signaldaten aussortiert werden. Um dies zu erreichen werden die Signaldaten von π aus aufsummiert und der Schnittwert reduziert. Dadurch ergibt sich ein Schnittwert für $\Delta\phi_{\tau,\mu}$ von 2.3. Die Signaldaten, die Optimierung und die $\tau\mu$ -Massenverteilung nach dem Schnitt sind in den Abbildungen 21b und 21c grafisch dargestellt.

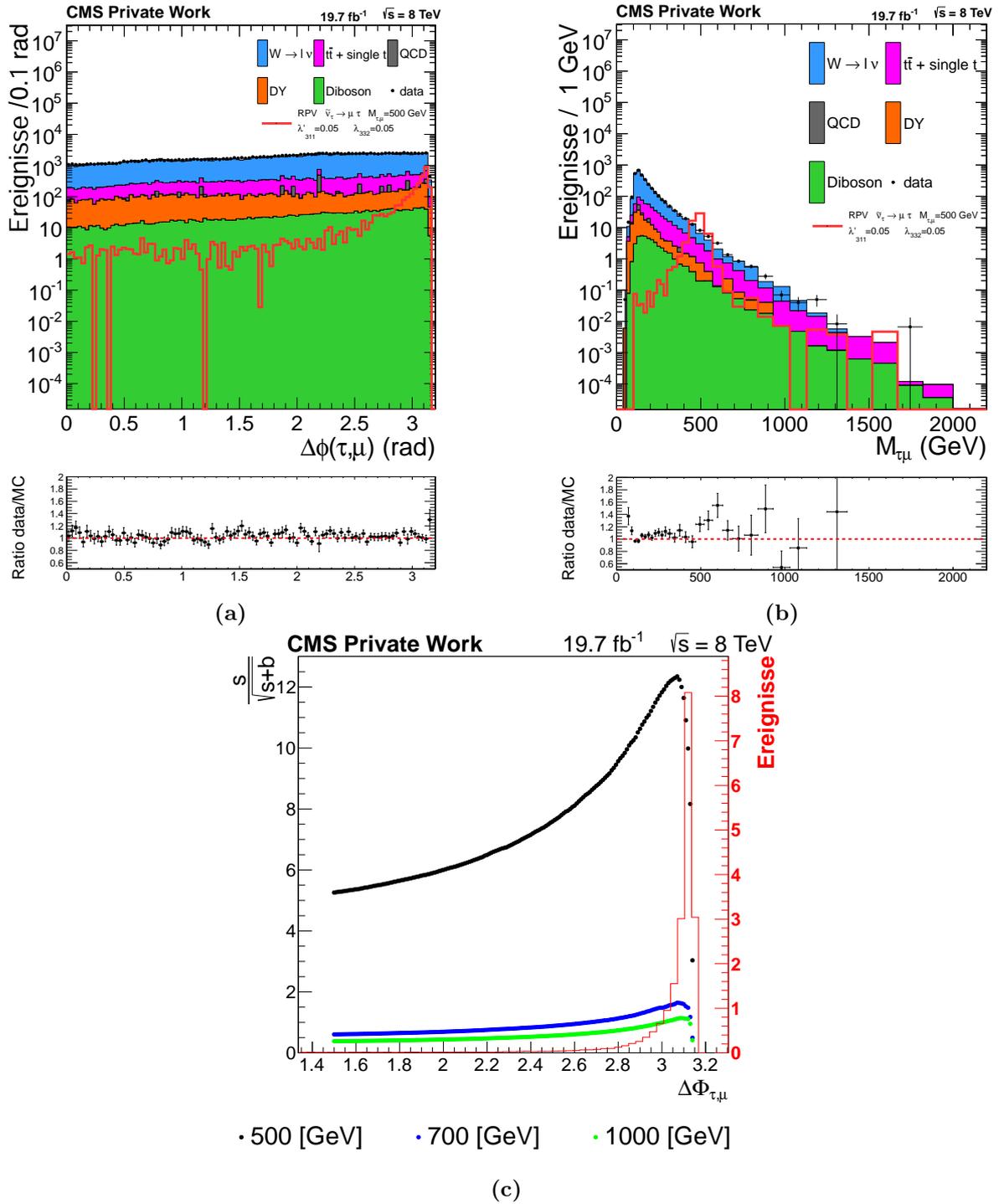


Abb. 21: $\Delta\phi_{\tau, \mu}$ -Verteilung (21a), Optimierung des Schnittes auf $\Delta\phi_{\tau, \mu}$ für verschiedene $\tau\mu$ -Massen und eingezeichneter Signaldaten bei $M_{\tau\mu} = 500$ GeV (21c) und der $\tau\mu$ -Massenverteilung nach der Anwendung des Schnittes mit den Untergründen als gefüllte Histogramme und dem Signal in rot (21b).

M_T

Ein weiterer Schnitt wird auf M_T ausgeführt, dabei wird M_T , wie in Gleichung 11 beschrieben, aus dem Myon und der fehlenden transversalen Energie berechnet. Es werden zwei Schnittwerte bestimmt, einer als unterer und einer als oberer Grenzwert für M_T .

$$M_T = \sqrt{2 \cdot E_{T,\mu} \cdot E_T^{miss} \cdot (1 - \cos \Delta\phi_{\mu, E_T^{miss}})} \quad (11)$$

Dazu werden beide Schnittwerte so geändert, dass jede Kombination getestet wird. Zur Optimierung werden die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse mit einem M_T zwischen den beiden Schnittwerten gezählt. Aus diesen Werten wird das zur Optimierung genutzte Verhältnis, welches bereits bei den anderen Schnitten angewandt wurde, berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 22d zu sehen, dabei ist der kleinere Schnittwert an der x-Achse und der größere Schnittwert an der y-Achse aufgetragen. Zusätzlich ist in Abbildung 22c noch die Anzahl der Signalereignisse mit einem M_T zwischen den Schnittwerten bei einer $\tau\mu$ -Masse von 500 GeV gezeigt.

Wie in den beiden Abbildungen zu sehen ist, spielt die Wahl der oberen Grenze kaum eine Rolle, also wird nur auf die untere Grenze optimiert und geschnitten. Dazu wird sich sowohl das berechnete Verhältnis als auch die Signaleffizienz genutzt, hierbei werden nur Signalereignisse mit einer $\tau\mu$ -Masse von 500 GeV betrachtet. Als Schnittwert ergibt sich eine untere Grenze auf M_T von 180 GeV; dieser Wert wurde gewählt, da sich dort eine Signaleffizienz von 95% ergibt und auch nicht mehr als 10% von dem höchsten Verhältniswert abweicht. Die $\tau\mu$ -Massenverteilung nach der Anwendung dieses Schnittes ist in Abbildung 22b dargestellt.

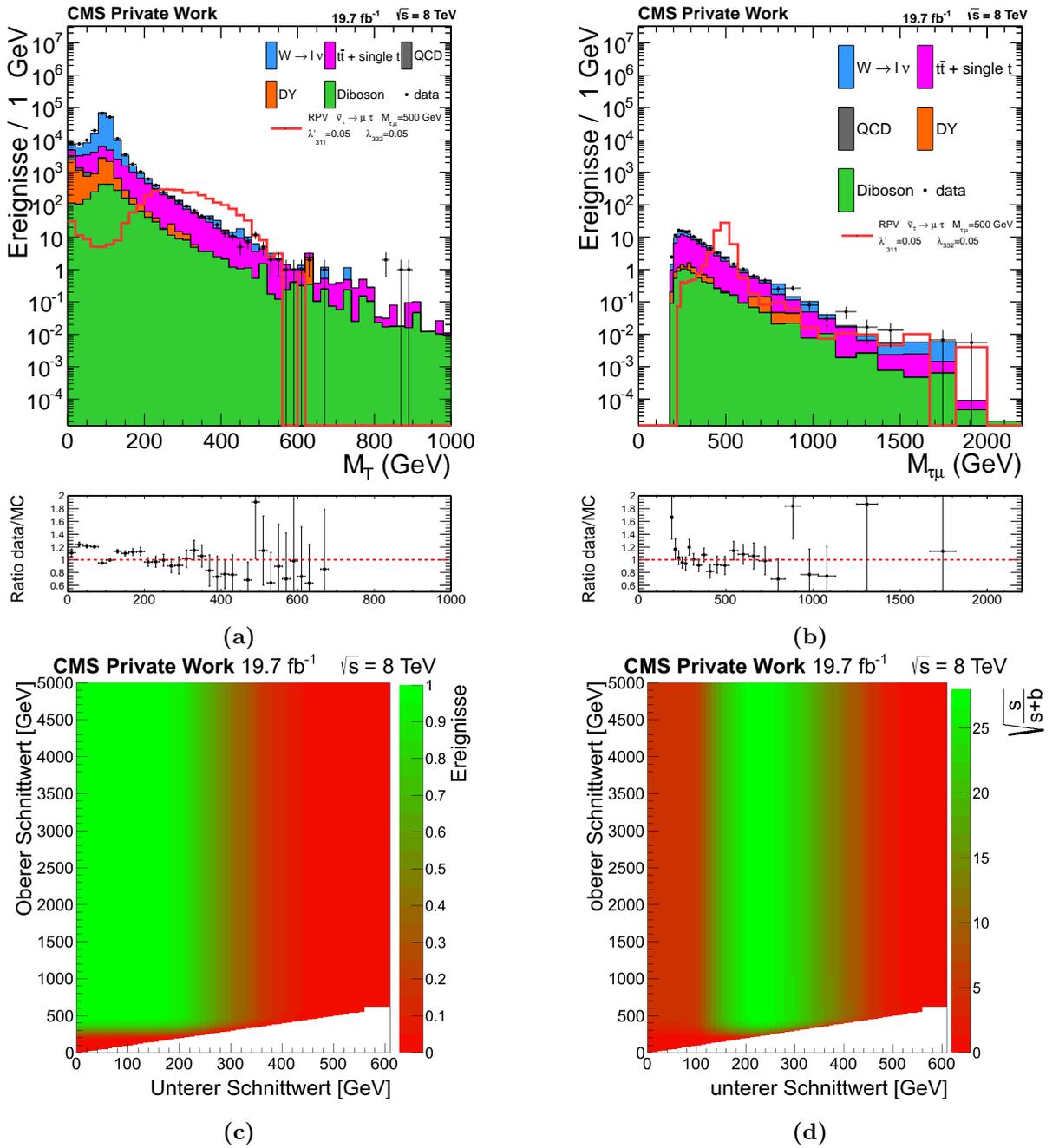


Abb. 22: M_T -Verteilung mit dem Signal in rot und den Untergründen als gefüllte Histogramme (22a), sowie der $\tau\mu$ Massenverteilung (22b) und den 2-dimensionalen Plots der Signaleffizienz (22c) und des Verhältnisses der Anzahl der Signaldaten zur Wurzel aus der Summe aus der Anzahl der Signal- und Untergrunddaten (22d) in Abhängigkeit vom kleineren (x-Achse) und größerem (y-Achse) Schnittwert. Verwendet wurden die Signaldaten mit einer $\tau\mu$ -Masse von 500 GeV

P_ζ und P_ζ^{vis}

Beim letzten Schnitt wird auf die Größen P_ζ und P_ζ^{vis} geschnitten, dabei handelt es sich um Größen, welche die Kolinearität zwischen dem Tauon, dem Myon und der E_T^{miss} beschreibt. Die Definition der Größen sind dabei einer Analyse der Tauongruppe entnommen [28, 29]. In dieser Analyse werden Ereignisse mit zwei Tauonen betrachtet, die Definitionen für die P_ζ -Werte sind jedoch auch auf Analysen mit nur einem Tauon und einem Myon übertragbar. Die verwendeten Definitionen sind in den Gleichungen 12 und 13 zu sehen, wobei $\hat{\zeta}$ ein Einheitsvektor entlang der Winkelhalbierenden zwischen dem Tauon und dem Myon ist.

$$P_\zeta^{vis} = \vec{p}_\tau \cdot \hat{\zeta} + \vec{p}_\mu \cdot \hat{\zeta} \quad (12)$$

$$P_\zeta = P_\zeta^{vis} + \vec{p}_{E_T^{miss}} \cdot \hat{\zeta} \quad (13)$$

In dieser Optimierung werden nicht zwei getrennte Schnittwerte für die Größen bestimmt, sondern eine Funktion, die die beiden Größen verbindet, anhand der geschnitten wird. Die Funktionsgleichung ist in Gleichung 14 gegeben.

$$P_\zeta^{vis} = c_1 + c_2 \cdot P_\zeta \quad (14)$$

Zur Bestimmung der Schnittwerte c_1 und c_2 werden beide Schnittwerte abwechselnd erhöht bis alle möglichen Kombinationen getestet wurden. Die optimalen Werte werden bestimmt, indem das Verhältnis zwischen den Anzahlen der Signal- und Untergrunddaten wie bei den bereits beschriebenen Optimierungen bestimmt wird; dabei werden nur Ereignisse gezählt, welche über der durch die beiden Schnittwerten bestimmten Gerade liegen. In der Abbildung 23a ist die Verteilung der Signalereignisse in Abhängigkeit von P_ζ und P_ζ^{vis} zu sehen. Dabei fällt auf, dass eine Häufung der Signalereignisse bei dem Punkt $(0, 0)$ liegt. Bei den Untergründen, welche in Abbildung 23b dargestellt sind, liegt der Häufungspunkt bei dem Punkt $(50, -10)$ das bedeutet, dass eine gute Trennung der Signaldaten und Untergrunddaten zu erwarten ist. Das dies auch gelingt, ist durch die eingezeichnete blaue Schnittgerade verdeutlicht; bei dieser liegt der Häufungspunkt deutlich über der Geraden und der Häufungspunkt des Untergrund deutlich niedriger. Die Schnittgerade ergibt sich aus den durch die Optimierung bestimmten Werten $c_1 = -24.1 \text{ GeV}$ und $c_2 = 1.21$. Die $\tau\mu$ -Massenverteilung nach dem Schnitt ist in der Abbildung 24 gezeigt.

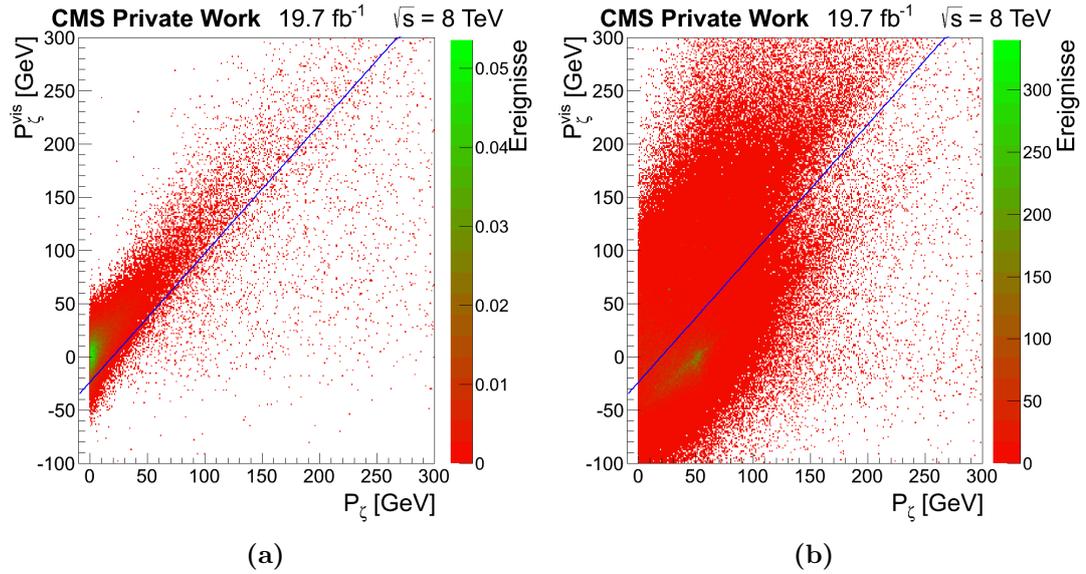


Abb. 23: Verteilung der Ereignisse in Abhängigkeit von P_ζ (x-Achse) und P_ζ^{vis} (y-Achse) für die Signaldaten (23a) und die Untergründe (23b). In beiden Plots als blaue Linie eingezeichnet ist die sich aus der Optimierung ergebende Gerade, dabei werden alle Ereignisse unter dieser Linie weggeschnitten.

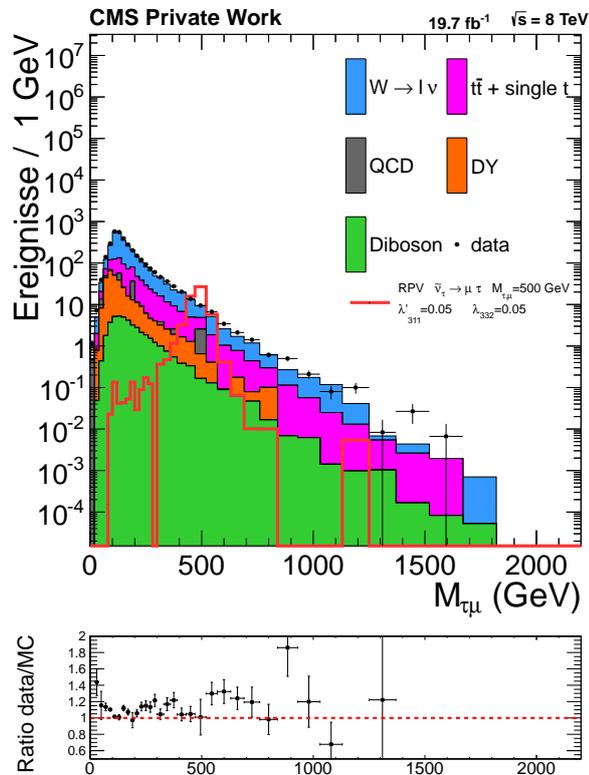


Abb. 24: Plot der $\tau\mu$ -Massenverteilung nach Anwendung des Schnittes auf P_ζ und P_ζ^{vis} . Dabei werden die Untergründe als gefüllte Histogramme dargestellt und das Signal in rot.

Zusammenfassung

Tabelle 7 listet alle Schnitte inklusive der Schnittwerte der Optimierungsweise und der Signalmassen bei der Optimierung auf, die Auswirkung aller Schnitte auf die Anzahl der Signalereignisse ist in Abbildung 25 gezeigt. In den Abbildungen 26a bis 27c sind die $\tau\mu$ -Massenverteilungen nach der konsekutiven Anwendung der verschiedenen Schnitte gezeigt; dabei ist die Reihenfolge der angewendeten Schnitte nicht von Bedeutung, da die Schnitte unabhängig voneinander sind. Die Schnitte werden in der Reihenfolge, wie sie in Tabelle 7 aufgelistet sind, angewandt.

Tabelle 7: Auflistung aller kinematischen Schnitte mit Schnittwerten (2 Spalte), verwendeten Optimierungen (3 Spalte) und der $\tau\mu$ Masse im Signal bei der Optimierung

Schnitt	Schnittwerte	Optimierungen	Signalmasse [GeV]
Ladung	$\sum_{\tau,\mu} q = 0$	keine	-
B-Jet	$\sum \text{B-Jet} = 0$	keine	-
M_T	$M_T > 180 \text{ GeV}$	$\sqrt{\frac{s}{s+b}}$, 95%	500
$\Delta\phi_{\tau, E_T^{miss}}$	$\Delta\phi < 1.3$	$\sqrt{\frac{s}{s+b}}$, 95%	500
$\Delta\phi_{\tau,\mu}$	$\Delta\phi > 2.3$	$\sqrt{\frac{s}{s+b}}$, 95%	500
ζ	$P_\zeta > P_\zeta^{vis} \cdot 1.21 - 24.1 \text{ GeV}$	$\sqrt{\frac{s}{s+b}}$	200 – 2000

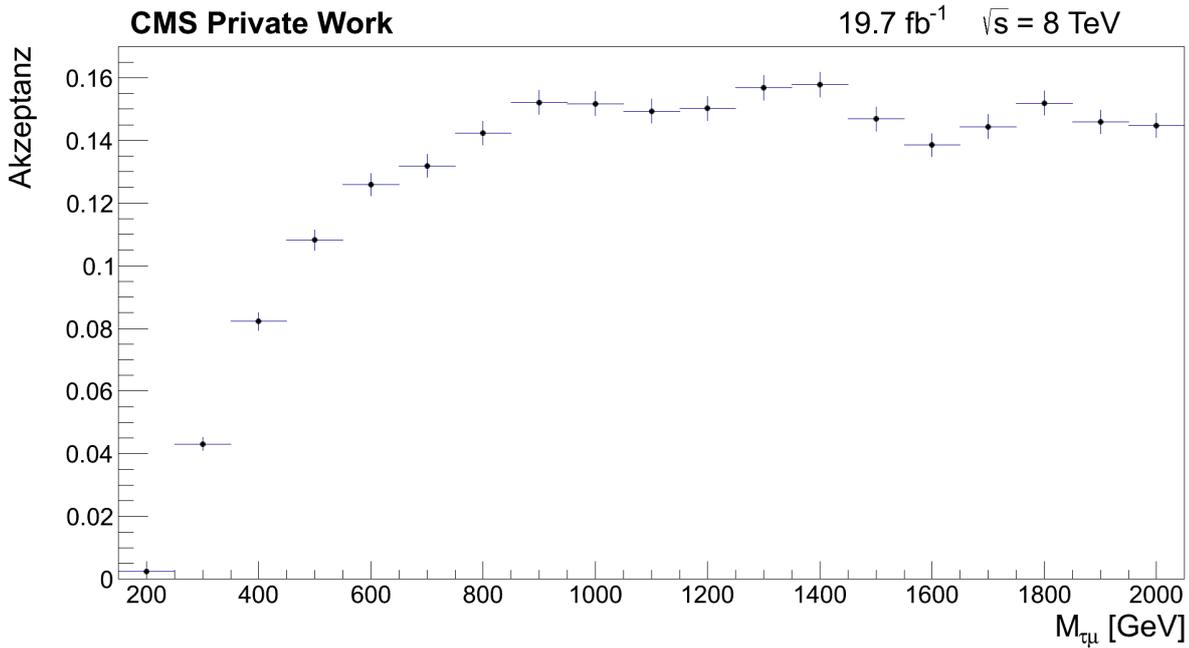
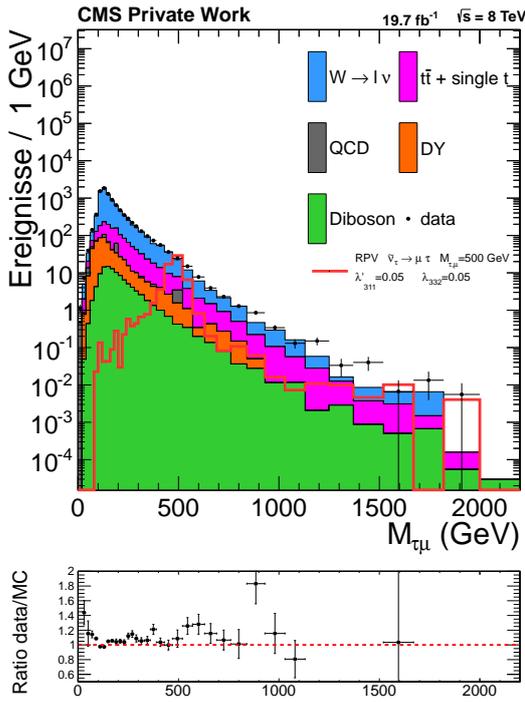
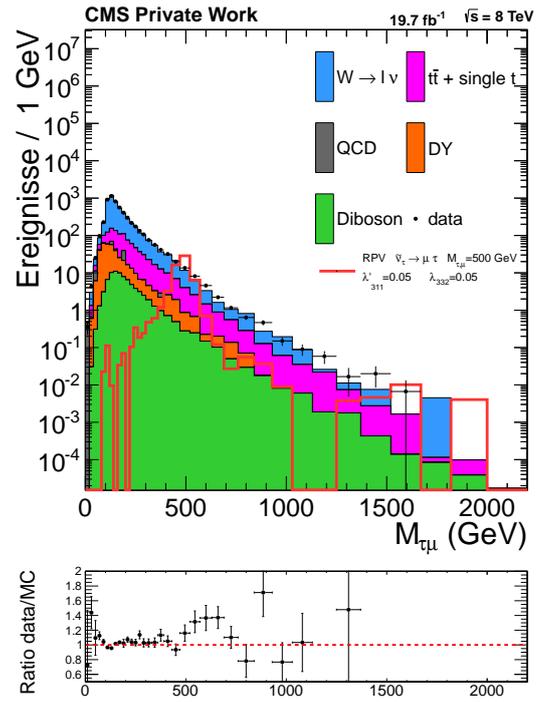


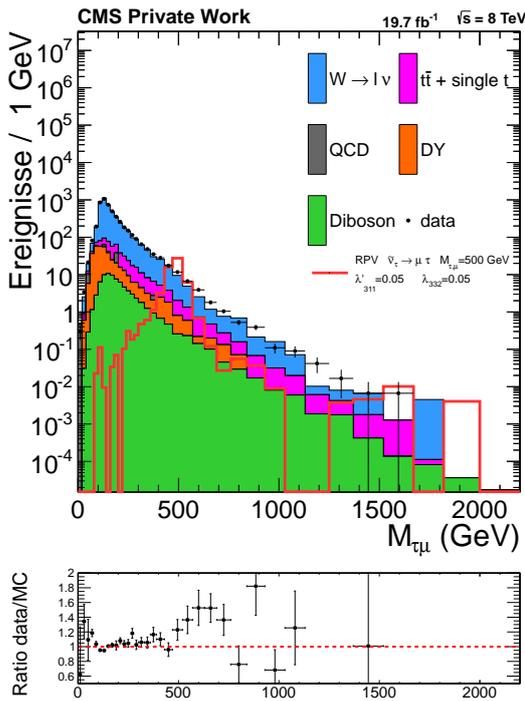
Abb. 25: Auswirkung aller Schnitte auf die Anzahl der Signalereignisse, dabei ist zu beachten, dass die gezeigte Akzeptanz aufgrund des Verzweigungsverhältnisses stark reduziert wird.



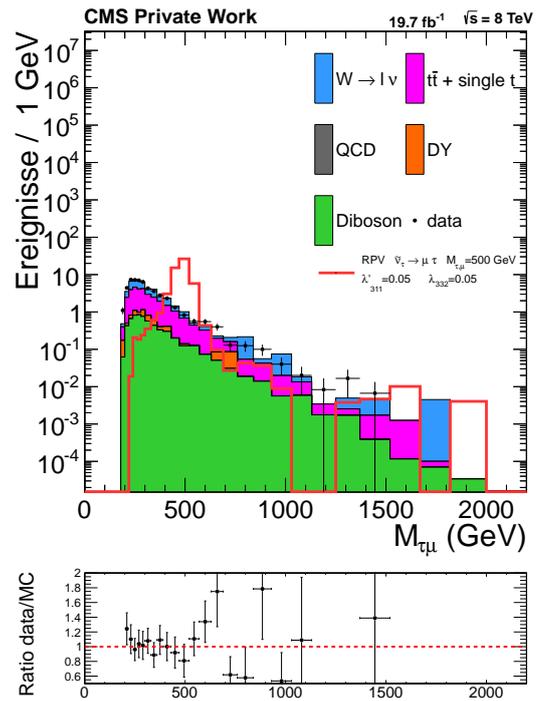
(a) $\tau\mu$ -Massenverteilung ohne kinematische Schnitte



(b) $\tau\mu$ -Massenverteilung mit Schnitt auf die Ladung

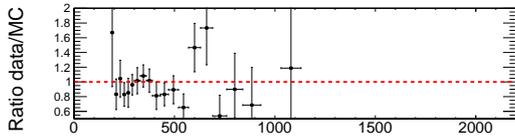
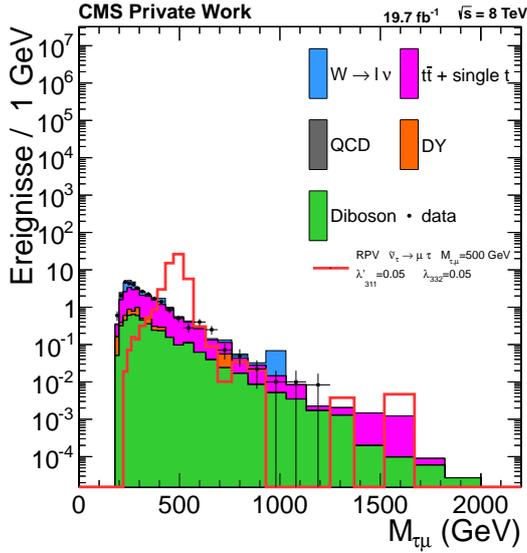


(c) $\tau\mu$ -Massenverteilung mit Schnitt auf die Ladung und die Anzahl der B-Jets

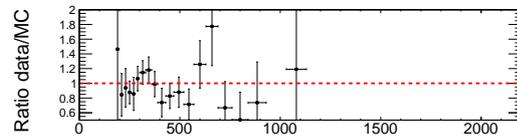
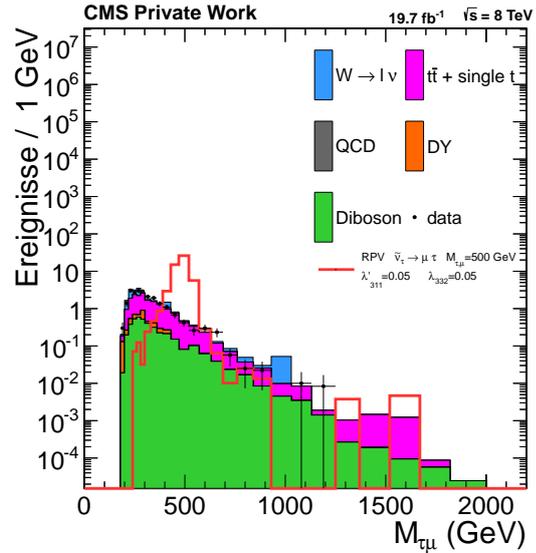


(d) $\tau\mu$ -Massenverteilung mit Schnitt auf die Ladung, die Anzahl der B-Jets und auf M_T

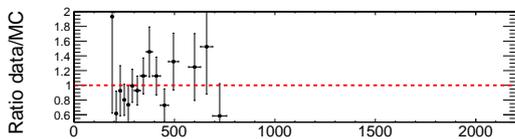
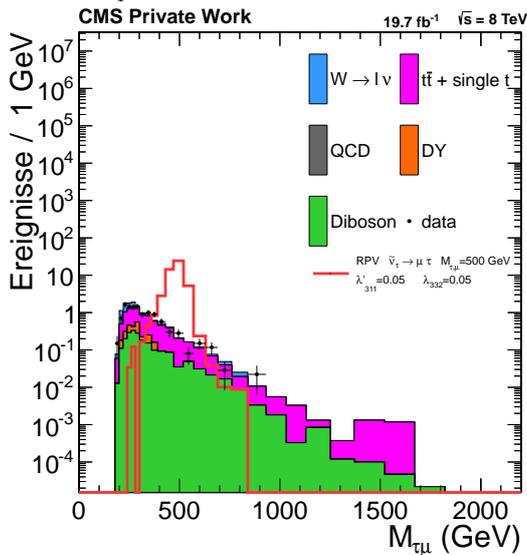
Abb. 26: $\tau\mu$ -Massenverteilung mit konsekutiver Anwendung der in Tabelle 7 aufgeführten Schnitte



(a) $\tau\mu$ -Massenverteilung mit Schnitt auf die Ladung, die Anzahl der B-Jets, M_T und auf $\Delta\phi_{\tau, E_T^{miss}}$



(b) $\tau\mu$ -Massenverteilung mit Schnitt auf die Ladung, die Anzahl der B-Jets, M_T , $\Delta\phi_{\tau, E_T^{miss}}$ und auf $\Delta\phi_{\tau, \mu}$



(c) $\tau\mu$ -Massenverteilung mit Schnitt auf die Ladung, die Anzahl der B-Jets, M_T , $\Delta\phi_{\tau, E_T^{miss}}$, $\Delta\phi_{\tau, \mu}$ und auf P_ζ und P_ζ^{vis}

Abb. 27: $\tau\mu$ -Massenverteilung mit konsekutiver Anwendung der in Tabelle 7 aufgeführten Schnitte

4.3 Systematische Unsicherheiten

Zur Bestimmung der Limits, welche in Kapitel 5 bestimmt werden, ist noch die Betrachtung der systematischen Unsicherheiten wichtig; dabei werden Unsicherheiten auf die transversalen Impulse der Myonen und Tauonen angenommen [21].

Hierbei handelt es sich um Skalenunsicherheiten für das Tauon und das Myon, sowie zusätzliche Unsicherheiten aufgrund der Auflösung des Myons. Bei diesen Unsicherheiten, werden sowohl Abweichungen des transversalen Impulses nach oben als auch nach unten angenommen.

Bei den Tauonen wird für alle Impulse eine Skalenunsicherheit von 5% nach oben und unten angenommen, bei den Myonen hingegen wird eine Skalenunsicherheit von 5%/TeV in beide Richtungen angenommen. Für die Auflösungsunsicherheit bei den Myonen werden die Impulse mittels einer Gaußverteilung mit einer Breite von 3.2% verschmiert, für die spätere Limitberechnung aber in eine Unsicherheit nach oben und eine Unsicherheit nach unten umgerechnet. Dazu wird in verschiedenen Impulsbereichen die Differenz der Anzahl der unverschmierten Ereignisse und der verschmierten Ereignisse berechnet. Die Unsicherheit nach oben ergibt sich durch Addition der Hälfte der Differenz zur unverschmierten Verteilung in jeden Impulsbereich und die Unsicherheit nach unten durch Subtraktion.

5 Ergebnis

Die finale $\tau\mu$ -Massenverteilung nach Anwendung aller kinematischen Schnitte und Diskriminatoren ist in Abbildung 28 dargestellt. In dieser Abbildung ist zu erkennen, dass die Daten keine signifikanten Abweichungen von den vom Standardmodell vorhergesagten Untergründen zeigt; bei einer Masse von 400 und 700 GeV liegen die gemessenen Daten jedoch über den durch das Standardmodell erwarteten Werten. Da keine Abweichung zu beobachten ist, wird ein Limit

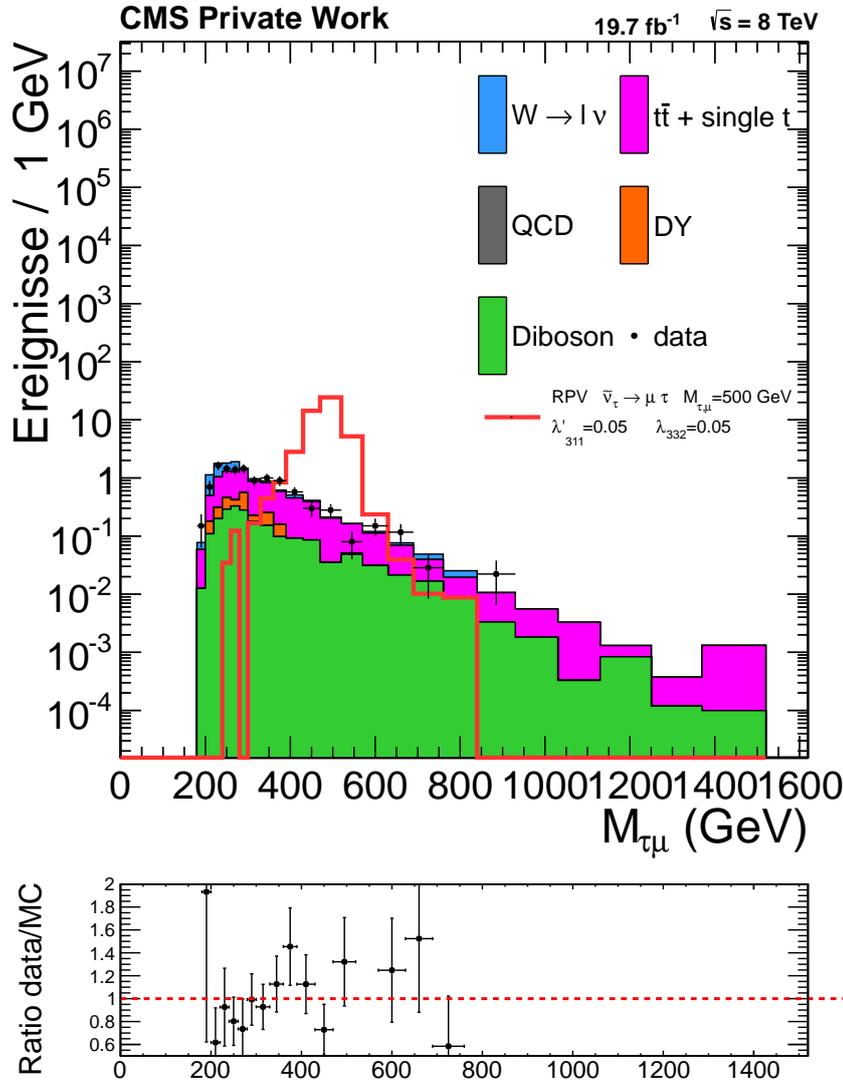


Abb. 28: $\tau\mu$ -Massenverteilung nach Anwendung aller kinematischen Schnitte und Diskriminatoren

auf die $\tau\mu$ -Masse berechnet. Diese Berechnung wird von Andreas Güth mit den CMS-Daten, den Untergrund- und den Signaldaten, sowie den in Kapitel 4.3 beschriebenen systematischen Unsicherheiten durchgeführt. Dabei wird ein auf Bayesscher Statistik basierender Algorithmus verwendet. Dieser berechnet ein Limit auf den Wirkungsquerschnitt, welcher auf ein Limit auf die Masse des τ -Sneutrinos umgerechnet wird. Der sich daraus ergebende Limitgraph

ist in Abbildung 29 gezeigt. In diesem stellt die schwarze durchgezogene Linie die mit den 2012 aufgenommenen CMS-Daten mit einer Luminosität von 19.7 fb^{-1} beobachtetes Limit und die gepunktete schwarze Linie das erwartete Limit dar. Die grünen und gelben Bänder stellen die ein und zwei Sigma Umgebungen dar. Dabei fällt auf, dass sich das beobachtete Limit größtenteils in der zwei Sigmaumgebung und ab einer Masse von 1200 GeV in der ein Sigmaumgebung. Bei einer Masse von 400 GeV liegt das beobachtete Limit jedoch außerhalb der zwei Sigmaumgebung, dies liegt auch im Einklang mit den Abweichungen in den Daten. Die rote und die blaue Linien sind die aus der Theorie erwarteten Werte bei Kopplungen von 0.01 (rot) und 0.05 (blau). Damit lässt sich ein τ -Sneutrino mit einer Masse unter 1700 GeV

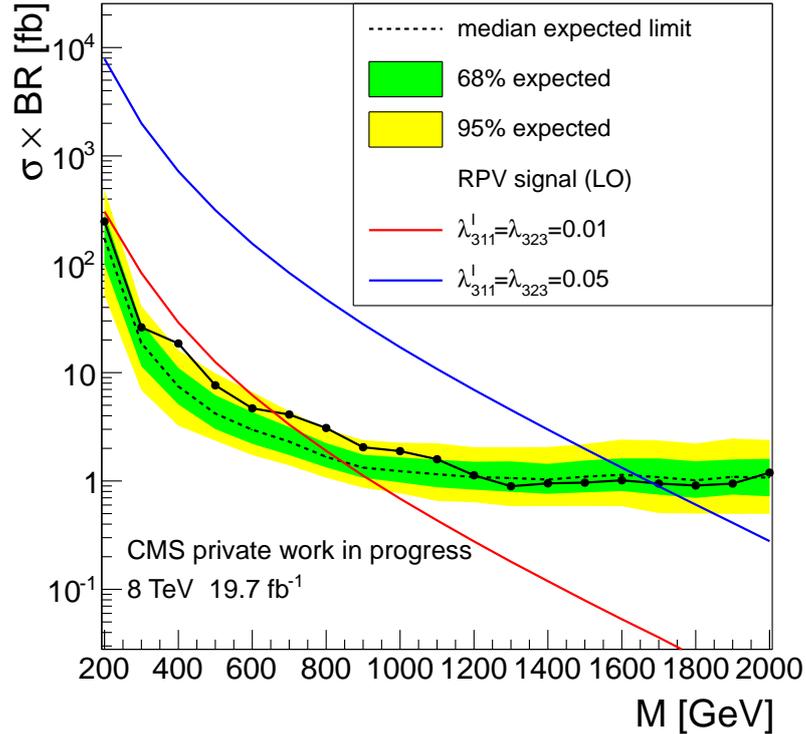


Abb. 29: Wirkungsquerschnittslimit als Funktion der Masse des τ -Sneutrinos. Beobachtetes Limit als durchgezogene Linie, erwartetes Limit als gepunktete schwarze Linie mit ein und zwei Sigmaumgebung als grünes bzw. gelbes Band und den theoretischen Erwartungen in rot und blau für verschiedene Kopplungsstärken.

für Kopplungen $\lambda'_{311} = \lambda_{323} = 0.05$ ausschließen, für Kopplungen von $\lambda'_{311} = \lambda_{323} = 0.01$ ergibt sich die entsprechende Grenze bei einer Masse von 900 GeV.

Eine ähnliche Untersuchung wurde von der ATLAS-Kolaboration mit CMS-Daten bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ durchgeführt [30]. Dabei ergaben sich Ausschlussgrenzen für die Masse des τ -Sneutrinos von 1100 bzw 1200 GeV bei Kopplungen von $\lambda'_{311} = 0.1$ und $\lambda_{323} = 0.05$ bzw $\lambda'_{311} = 0.11$ und $\lambda_{323} = 0.07$. Damit wird in dieser Analyse bei kleineren Kopplungen von $\lambda'_{311} = \lambda_{323} = 0.05$ eine höhere Ausschlussgrenze für die Masse des τ -Sneutrinos bestimmt.

Eine weitere Analyse fand auch in $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ CMS-Daten statt, dabei wurde jedoch der

$e\mu$ -Kanal untersucht [20]. Die Analyse ergab bei Kopplungen von $\lambda'_{311} = \lambda_{132} = 0.01$ eine untere Grenze für die Masse des τ -Sneutrinos von 1300 GeV.

Insgesamt zeigt sich, dass nach der Anwendung aller Diskriminatoren und der optimierten kinematischen Schnitten auf die Ladung, die Anzahl der b-Jets, $\Delta\phi_{\tau, E_T^{miss}}$, $\Delta\phi_{\tau, \mu}$, M_T und auf P_ζ und P_ζ^{vis} , die Anzahl der Untergrundereignisse deutlich reduziert werden konnte, dabei jedoch eine hohe Akzeptanz des Signals erreicht wird, wie die Abbildungen 25 und 28 zeigen.

Auch zeigt sich, dass die in dieser Analyse bestimmten Ausschlussgrenzen besser als ältere Berechnungen der ATLAS-Kolaboration im $\tau\mu$ -Kanal. Zusätzlich ist noch eine Verbesserung der Ausschlussgrenze auf die Masse des τ -Sneutrinos zu erwarten, wenn die Daten dieser Analyse mit den Daten basierend auf einem nicht hadronisch zerfallendem Tauons kombiniert werden.

Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] C. Gerthsen und D. Meschede, Gerthsen Physik: die ganze Physik zum 21. Jahrhundert. Springer.
- [2] M. Gell-Mann, "A schematic model of baryons and mesons," Physics Letters, 8, Nr. 3, S. 214–215. Link: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0031916364920013>
- [3] M. Erdmann, "Vorlesungsskript experimentalphysik 5."
- [4] S. Schael, "Vorlesungsskript elementarteilchenphysik."
- [5] DESY, "Standardmodellteilchen." Link: <http://www.weltmaschine.de/physik/e159>
- [6] J. Beringer und et al., "Review of particle physics," Physical Review D, 86, Nr. 1. Link: <https://biblio.ugent.be/publication/3822071>
- [7] CMS, ATLAS, CDF, und D0 Collaborations, "First combination of tevatron and LHC measurements of the top-quark mass," arXiv preprint arXiv:1403.4427. Link: <http://arxiv.org/abs/1403.4427>
- [8] S. P. Martin, "A supersymmetry primer," arXiv:hep-ph/9709356. Link: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356>
- [9] ESA. Planck reveals an almost perfect universe. Link: http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/Planck/Planck_reveals_an_almost_perfect_Universe
- [10] H. Dreiner, "An introduction to explicit r-parity violation," Pramana, 51, Nr. 1, S. 123–133. Link: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9707435>
- [11] T. S.-K. Collaboration, H. Nishino, und S. Clark, "Search for proton decay via $p \rightarrow e + \pi$ and $p \rightarrow \mu + \pi$ in a large water cherenkov detector," Physical Review Letters, 102, Nr. 14. Link: <http://arxiv.org/abs/0903.0676>
- [12] R. Barbier et al., "R-parity violating supersymmetry," Physics Reports, 420, Nr. 1, S. 1–195. Link: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0406039>
- [13] CERN. The large hadron collider. Link: <http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>
- [14] C. Lefevre, "LHC: the guide (english version)." Link: <http://cds.cern.ch/record/1165534>
- [15] Mouche Philippe, "Overall view of the LHC. view of the 4 LHC detectors: ALICE, ATLAS, CMS and LHCb." Link: <https://cds.cern.ch/record/1708847?ln=de>
- [16] CMS Kolaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC," Journal of Instrumentation, 3 S08004. Link: <http://iopscience.iop.org/1748-0221/showArticle=1748-0221%2F3%2F08%2FS08004>
- [17] CMS Colaboration. What is CMS? Link: <http://cms.web.cern.ch/news/what-cms>
- [18] CERN bearbeitet, "Crossnc." Link: <https://cds.cern.ch/record/1433717>

- [19] CMS Kolaboration, “Poster showing purpose and construction of ECAL.” Link: <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB//ShowDocument?docid=12172>
- [20] CMS Kolaboration, “Search for lepton flavour violating decays of heavy states to e mu pairs in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV,” Analysis Note, 13-422.
- [21] CMS Kolaboration, “Search for new physics in the single lepton +MET final states with the full 2012 dataset at $\sqrt{s}=8$ TeV,” Analysis Note, 12-423.
- [22] Piergiulio Lenzi, Sanjay Padhi, Henry Yee-Shian Ton, Guillermo Gomez Ceballos Retuerto, Tomislav Sevag, und Frank Wuerthwein. StandardModelCrossSections-at8tev < CMS < TWiki. Link: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/StandardModelCrossSectionsat8TeV>
- [23] MonicaVazquezAcosta, AlexanderSavin, EvanFriis, und Christian Veelken. TauIDRecommendation < CMS < TWiki. Link: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TauIDRecommendation>
- [24] SWGuideMuonId < CMSPublic < TWiki. Link: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideMuonId>
- [25] CMS Kolaboration, “Performance of tau reconstruction and identification in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV,” 14-008.
- [26] R.E Schapire, “A short introduction to boosting,” 14, Nr. 5, S. 771–780.
- [27] CMS Kolaboration, “Identification of b-quark jets with the CMS experiment,” BTV-12-001.
- [28] CMS Kolaboration, “Search for heavy resonances decaying to di tau states,” Analysis Note, 11-326.
- [29] T. E. Region, “Search for new ditau resonances in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV,” Analysis Summary, PAS-EXO-10-022. Link: <http://cds.cern.ch/record/1367127>
- [30] “Search for a heavy narrow resonance decaying to e mu, e tau, or mu tau with the ATLAS detector in pp collisions at the LHC,” Physics Letters B, 723, Nr. 1, S. 15–32. Link: http://search.arxiv.org:8081/paper.jsp?r=1212.1272&qid=1411824157887mix_nCnN_-320714057&qqs=atlas+tau+sneutrino&in=physics

6 Danksagung

Zum Schluss dieser Arbeit möchte ich mich bei Professor Dr. Hebbeker, für die Möglichkeit meine Bachelorarbeit am III. Physikalischen Institut A zu schreiben, bedanken.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe für die Möglichkeit Fragen zu stellen und die nette Arbeitsatmosphäre. Dabei gilt mein besonderer Dank Andreas Güth, für das Berechnen der Limits, sowie meinem Betreuer Sören Erdweg, der bei Problemen und Fragen immer erreichbar und hilfsbereit war.

Als Letztes möchte ich noch Sören Erdweg und meinen Eltern für das Korrekturlesen dieser Arbeit danken.