
Studie von angeregten Myonen im CMS-Experiment

von
Klaas Ole Padeken

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der RWTH Aachen

im August 2009

angefertigt im
III. Physikalischen 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 14.8.2009

Klaas Padeken

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	2
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	2
2.2. Elementarteilchen im Standardmodell	2
3. Angeregte Fermionen	5
3.1. Kontaktwechselwirkung	5
4. CMS Detektor	10
4.1. Größen im Detektor	11
4.2. CMS-Detektor	11
4.2.1. Silizium-Tracker	12
4.2.2. Elektromagnetisches Kalorimeter	13
4.2.3. Hadronisches Kalorimeter	13
4.2.4. Solenoidmagnet	13
4.2.5. Myonsystem	13
5. Modellunspezifische Suche in CMS	15
5.1. Konzept der modellunspezifischen Suche	15
5.1.1. Vorauswahl der Ereignisse	16
5.1.2. Ereignisklassen	16
5.1.3. Suche nach Abweichungen	16
6. Objektselektion	17
6.1. Myonen	17
6.2. Elektronen	18
6.3. Photonen	19
6.4. Jets	20
6.5. Fehlende transversale Energie	20
6.6. High-Level-Trigger	21

7. Der Suchalgorithmus	22
7.1. Erster Schritt: Bestimmung des p-Wertes	22
7.1.1. p-Wert mit normalverteiltem Fehler: p_{Norm}	22
7.1.2. p-Wert mit Log-Normalverteiltem Fehler: p_{LN}	24
7.2. Zweiter Schritt: Bestimmung der Signifikanz	24
8. Analyse von angeregten Myonen	26
8.1. Sensitivitätsstudie	26
8.2. Standardmodell-Untergründe	27
8.3. Bestimmung der signifikanten Ereignisklassen	28
8.4. Unterschiede in den Ereignisklassen	29
8.5. Bestimmung der Modellparameter	31
8.6. Auswertung	31
8.6.1. Signal für große μ^* -Massen	32
8.6.2. Signal für kleine μ^* -Massen	33
8.6.3. Vergleich mit p_{LN}	34
9. Zusammenfassung der Ergebnisse	37
Anhang	40
A. Verwendete Monte-Carlo-Simulations-Daten	I
B. Einsatz von Multiprocessing	II

Im letzten Jahrhundert wurden die als elementar geltende Strukturen immer weiter unterteilt. Das historisch als unteilbar angenommene Atom wurde in Elektronen und Kern, dieser wieder in Protonen und Neutronen und diese schließlich in Quarks zerlegt.

Um dieses subatomare Niveau zu beschreiben wurde in der Teilchenphysik eine Theorie entwickelt, die die Wechselwirkung bis hin zu Energien von ca. 1 TeV sehr gut erklärt. Sie zeichnet sich durch präzise Vorhersagen und gute experimentelle Bestätigungen aus. Der Erfolg dieses Standardmodells lässt sich auch auf die überschaubare Zahl der Annahmen zurückführen, die in das Modell eingehen. Doch experimentelle Hinweise weisen auf physikalische Prinzipien hin die mit dem Standardmodell nicht erklärt werden können.

In dieser Arbeit sollen mögliche angeregte Zustände von Myonen untersucht werden. Dies würde auf eine weitere Substruktur von Leptonen hinweisen.

Es soll geprüft werden ob am LHC (Large Hadron Collider siehe Kap.4) solche angeregten Zustände mit der Analysesoftware MUSiC beobachtet werden können. MUSiC steht für Model Unspecific Search (siehe Kap. 5) im CMS, und analysiert Daten das CMS-Experimentes (Compact Myon Solenoid siehe Kap. 4.2) nach Abweichungen von bekannter Physik.

Angeregte Zustände des Myons würden mehr Myonen und Photonen im CMS Detektor bei hohen Energien zur Folge haben. Diese Abweichung wurde für einen Parameterbereich des Modells bestimmt.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

In dieser Arbeit soll eine Alternative zur Annahme des Standardmodells untersucht werden, nämlich dass Leptonen nicht elementar sind. Daher wird hier zunächst eine kurze Einführung in das Standardmodell gegeben.

Ein Modell der Elementarteilchen [1] soll die Zusammensetzung der Materie durch eine nicht weiter unterteilbare Substruktur ausdrücken. Im vergangenen Jahrhundert wurden die Anfänge hierzu durch die Quantenmechanik gelegt. Doch diese ist nicht relativistisch invariant und muss erweitert werden. Dies führt auf den Formalismus der relativistischen Quantenfeldtheorie (QFT), in der nicht mehr Teilchen, wie man sie vielleicht intuitiv annehmen würde, die Materie beschreiben, sondern zu jedem Teilchen ein korrespondierendes Feld postuliert wird. In diesem Rahmen werden viele heute allgemein akzeptierte Aspekte der Materie vorausgesagt, wie zum Beispiel die Existenz von Antimaterie

Eine der zentralen Gleichungen stellt die Dirac-Gleichung dar, die durch die Forderung nach Lorentzinvarianz aus der Schrödingergleichung motiviert werden kann:

$$(i\partial_\mu\gamma^\mu - m)\Psi = 0 \quad .$$

Hier werden, wie in vielen Bereichen der Teilchenphysik, natürliche Einheiten verwendet d.h. $c = \hbar = \epsilon_0 = 1$.

2.2 Elementarteilchen im Standardmodell

Über die mathematische Struktur des Standardmodells wird klar, dass Symmetriegruppen die Basis der bekannten Teilchen bilden. Jede Wechselwirkung kann durch eine Symmetriegruppe beschrieben werden. Die elektroschwache Wechselwirkung durch $U(1)_Y \times SU(2)_L$ und die starke Wechselwirkung durch $SU(3)_c$ [2]. Es werden zwei Arten von Elementarteilchen unterschieden¹:

- Fermionen
- Bosonen

¹Im allgemeinen werden Fermionen mit halbzahligem- und Bosonen mit ganzzahligem Spin definiert, bei Elementarteilchen wurden bisher aber nur $\frac{1}{2}$ und 1 beobachtet

Fermionen haben einen halbzahligen Spin (z.B. $\frac{1}{2}$) und Bosonen ganzzahligen Spin (z.B. ± 1). Bei näherer Untersuchung kann man dies als eine grundlegende Eigenschaft feststellen: Zum einen, weil unter anderem Fermionen dem Pauli-Prinzip² folgen und Bosonen nicht. Zum andern kann man Bosonen als Austauscheteilchen der Wechselwirkungen auffassen.

Das Standardmodell beschreibt zwei fundamentale Wechselwirkungen, die sich in der Natur feststellen lassen. Die elektroschwache und starke Wechselwirkung. Die Austauscheteilchen sind:

Photon	elektromagnetische WW	} elektroschwache WW
Z- und W^\pm -Boson	schwache WW	
8 Gluonen	starke WW	

Die träge Masse der Teilchen wird im Standardmodell durch das Higgs-Boson vermittelt. Dies ist als einziger Teil des Standardmodells noch nicht experimentell nachgewiesen. Eines der Ziele des LHC ist es, das Higgs-Boson nachzuweisen.

Die Fermionen kann man ebenfalls wieder in zwei Gruppen unterteilen: Quarks und Leptonen. Die Quarks lassen sich in drei Generationen zusammenfassen [3]:

Quarks:

Ladung:	$\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$
---------	----------------	-----------------

u (up)	d (down)
c (charm)	s (stange)
t (top)	b (bottom)

Der Unterschied zwischen diesen Generationen ist, dass mit zunehmender Generation die Masse der Quarks ansteigt. Nur ist es sehr schwierig, die Masse der Quarks zu definieren, da Quarks nicht ungebunden vorkommen. Dies liegt darin begründet, dass Quarks als einzige Fermionen stark wechselwirken. Die starke Wechselwirkung wird durch die Gluonen übertragen und ist durch die Symmetriegruppe $SU(3)_c$ beschrieben. Jedes Quark hat eine von drei Farbladungen („rot“, „grün“ und „blau“). Zusammen kombiniert ergeben diese analog zur additiven Farbmischung „weiß“ und haben somit nach außen keine Farbladung. Anders als die elektroschwache Wechselwirkung fällt das starke Potential nicht mit dem Abstand $\frac{1}{r}$ ab, sondern steigt mit r , d.h. Quarks werden mit zunehmendem Abstand stärker angezogen und es gibt keine freien Quarks.

Aus Quarks setzen sich komplexere Teilchen wie z.B. das Proton (uud) zusammen, die früher als elementare Teilchen aufgefasst wurden.

Auch Leptonen können in verschiedene Generationen unterteilt werden.

Leptonen:

Ladung:	$-e$	0
---------	------	-----

e (Elektron)	ν_e (Elektroneutrino)
μ (Myon)	ν_μ (Myonneutrino)
τ (Tauon)	ν_τ (Tauneutrino)

²Das Pauliprinzip sagt aus, dass die Wellengleichung der Fermionen unter Vertauschung asymmetrisch ist ($P^{2s} = -1$).

Im Standardmodell wird nicht die Anzahl dieser Generationen festgelegt oder begrenzt und auch die Masse der unterschiedlichen Leptonen ist nicht festgelegt. Diese Größen müssen durch Messungen bestimmt werden ($e = 0.511 \text{ MeV}$, $\mu = 105.66 \text{ MeV}$ und $\tau = 1777 \text{ MeV}$ [4], Neutrinos haben eine sehr geringe Masse die aber nicht verschwindend ist³). Die großen Unterschiede in den Massen können durch einige hypothetischen Substrukturmodelle der Leptonen erklärt werden.

³Die Masse der Neutronen kann nach Messung der Neutrinooszillation nicht Null sein.

Eine der Annahmen des Standardmodells ist, dass Leptonen elementar sind, d.h. Leptonen lassen sich nicht durch andere elementarere Objekte beschreiben.

Die Hierarchiestruktur der Fermionen (siehe Kap. 2.2) legt Vermutungen nahe, dass es sich bei den verschiedenen Familien um angeregte Zustände ähnlich der angeregten Meson- oder Baryonzustände handelt [5, 6]. Diese Substruktur könnte z.B. aus drei unentdeckten Fermionen bestehen.

Im allgemeinen werden diese Fermionen als Preonen bezeichnet. Es gibt verschiedene Modelle (z.B. Das-Rishon-Model[7]). Ihnen gemein ist, dass alle Modelle schwerere angeregte Zustände von Quarks und Leptonen vorhersagen. Dies würde eine Struktur ähnlich zur QCD ergeben und nach einer neuen starken Wechselwirkung verlangen.

Solche hypothetischen angeregten Zustände f^* zu untersuchen, könnte einen direkten Hinweis auf die Substruktur der bekannten Fermionen geben. Man kann die Wechselwirkungen solcher f^* durch eine effektive Theorie beschreiben, die das spezielle Modell der Substruktur nicht wesentlich einschränkt. Die Wechselwirkungen sind [8]:

- Eichbosonwechselwirkung (EWW) ($f^* \rightarrow fb$)
- Transferwechselwirkung ($f^*b \rightarrow f^*b$)
- Kontaktwechselwirkung (KWW)($ff \rightarrow f^*f$)

Dabei ist f ein Fermion und b ein Boson (γZW oder g).

In dieser Arbeit soll ein solches hypothetisches μ^* als angeregtes Fermion behandelt werden. Die hier untersuchten μ^* werden am Beschleuniger über die KWW erzeugt, und zerfallen über die EWW. Dies erzeugt eine sehr charakteristische Signatur im Detektor von zwei μ und einem γ . Die μ^* könnten auch über eine weitere KWW zerfallen. Diese Signatur ist jedoch nicht so klar vom Standardmodell zu unterscheiden.

3.1 Kontaktwechselwirkung

Bei der effektiven Theorie der KWW wird der Spin der f^* mit $1/2$ angenommen und es gibt bei den angeregten Leptonen keine weitere Unterscheidung als die unterschiedlichen Massen m^* . Ein solches angeregtes Fermion kann dann über eine EWW in γZW oder g (Gluon) und ein f zerfallen. Dies soll jedoch später genauer untersucht werden. Die Theorie ist geeignet, um Anregungszustände von Leptonen und Quarks zu beschreiben. Im Folgenden wird sich jedoch

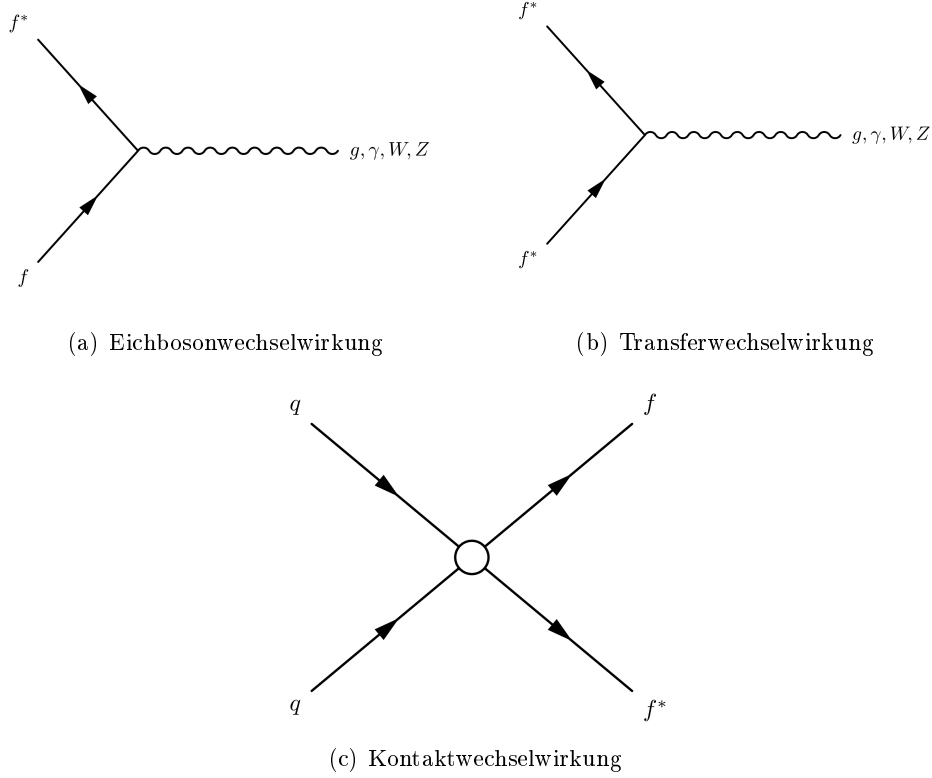


Abbildung 3.1: Feynman Diagramme erster Ordnung der Wechselwirkungen von f^* .

auf die zu untersuchende Situation beschränkt: $qq \rightarrow \mu^*\mu$.

Die KWW wird durch eine effektive Lagrange-Funktion beschrieben[8]:

$$\mathcal{L} = \frac{g^2}{2\Lambda^2} j^\mu j_\mu, \quad (3.1)$$

mit dem Fermionenstrom

$$j^\mu = \eta \bar{f}_L \gamma^\mu f_L + \eta' \bar{f}_L^* \gamma^\mu f_L^* + \eta'' \bar{f}_L \gamma^\mu f_L + \text{H.c.} + (\text{L} \rightarrow \text{R}). \quad (3.2)$$

Es werden g^2 zu 4π und alle η_L -Faktoren zu 1 gesetzt. Die Rechtshändigen η -Faktoren werden entsprechend zu Rechnungen in [8] vernachlässigt. f und f^* sind die Spinoren der beteiligten Fermionen. So kann man dies zusammenfassen zu:

$$\mathcal{L} = \frac{4\pi}{2\Lambda^2} ([\bar{q}_L \gamma^\mu q_L][\bar{\mu}_L^* \gamma_\mu \mu_L] + (\text{L} \rightarrow \text{R})). \quad (3.3)$$

Die EWW von Leptonen kann beschrieben werden durch [8, 9]:

$$\mathcal{L} = \sum_{V=\gamma, Z, W^\pm} \frac{e}{\Lambda} \bar{f}^* \sigma^{\mu\nu} (\mathbf{a}_{Vf^*f} - \mathbf{b}_{Vf^*f} \gamma_5) f \partial_\mu V_\nu. \quad (3.4)$$

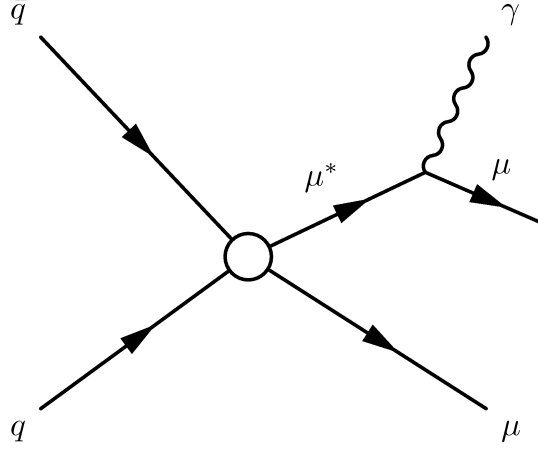


Abbildung 3.2: Wechselwirkung der μ^* nach der gesucht wird.

mit den jeweiligen Vektorfeldern V_γ und den Konstanten:

$$a_{\gamma\mu^*\mu} = b_{\gamma\mu^*\mu} = cT_3 + c'\frac{Y}{2}, \quad (3.5)$$

$$a_{Z\mu^*\mu} = b_{Z\mu^*\mu} = cT_3 \cot \theta_W - c'\frac{Y}{2} \tan \theta_W, \quad (3.6)$$

$$a_{W\mu^*\mu} = b_{W\mu^*\mu} = \frac{c}{2\sqrt{2} \sin \theta_W}. \quad (3.7)$$

Hier sind c und c' Parameter, die von der Form der Substruktur abhängen und hier gleich 1 gesetzt werden. $T_3 = -1/2$ ist die dritte Komponente der schwachen Isospins von f , $Y = -1$ ist der Isospin und θ_W ist der Weinbergwinkel.

Für μ^* -Massen größer als die Z -Masse, welche ausgeschlossen sind (siehe Abbildung 9.2), kann die Produktion über Eichbosonwechselwirkung vernachlässigt werden[8, 9].

Ein über KWW erzeugtes μ^* kann über die KWW oder die EW wieder zerfallen. Das hier untersuchte Signal ist die Eichbosonwechselwirkung. Die folgenden leptonenischen Zerfälle sind möglich:

$$\mu^* \rightarrow \gamma\mu \quad \mu^* \rightarrow Z\mu \quad \mu^* \rightarrow W\nu \quad (3.8)$$

Die Zerfallsbreiten für Z und W sind gegeben durch[8]:

$$\Gamma(\mu^* \rightarrow \mu V) = \frac{\alpha}{4} a_V^2 \frac{m_{\mu^*}^3}{\Lambda^2} \left(1 - \frac{m_V^2}{m_{\mu^*}^2}\right)^2 \left(1 + \frac{m_V^2}{2m_{\mu^*}^2}\right). \quad (3.9)$$

Mit α als Feinstrukturkonstante und V gleich Z bzw. W für den Zerfall in $\gamma\mu$ gilt:

$$\Gamma(\mu^* \rightarrow \mu\gamma) = \frac{\alpha}{4} a_\gamma^2 \frac{m_{\mu^*}^3}{\Lambda^2}. \quad (3.10)$$

Die Verzweungsverhältnisse (Branching Ratios (BR)) sind in Abbildung 3.3 für $\Lambda = 1 \text{ TeV}$

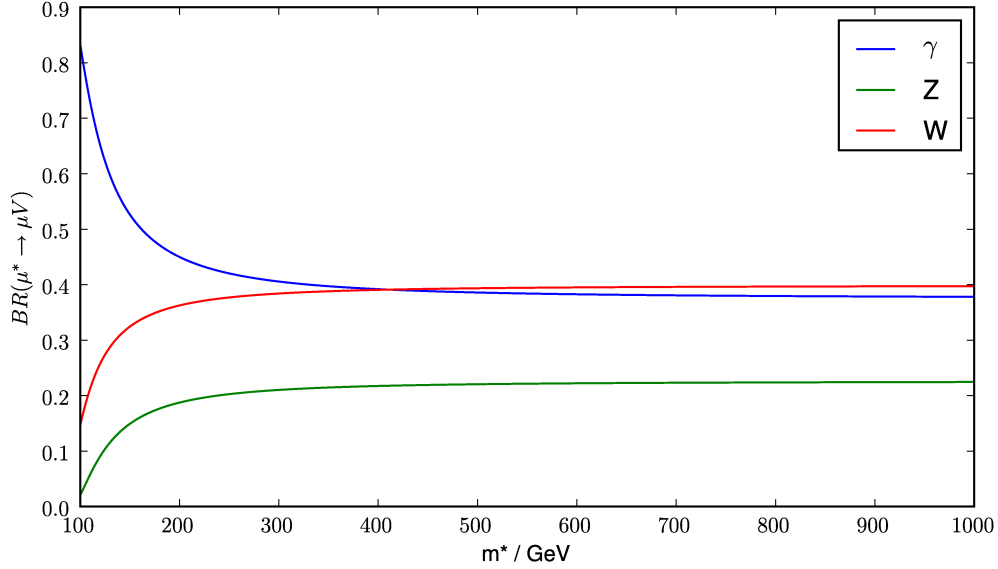


Abbildung 3.3: Verzweungsverhältnis der μ^* bei $\Lambda = 1$ TeV normiert auf alle leptonischen Verzweigungen.

veranschaulicht.

Man kann erkennen, dass der Zerfallskanal ($\mu^* \rightarrow \mu\gamma$) für Massen μ^* größer als 500 GeV konstant bei ungefähr 0.4 liegt und weitgehend von Lambda unabhängig ist (siehe Abb. 3.4). Der Wirkungsquerschnitt der KWW ist gegeben durch folgende Formel [8, 9, 10]:

$$\sigma(qq \rightarrow \mu\mu^*) = \frac{\pi}{6s} \left(\frac{s}{\Lambda^2}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{3} \frac{(1-\tau)}{(1+\tau)}\right) (1-\tau^2)^2 (1+\tau^2) \quad (3.11)$$

$$\text{mit } \tau = \frac{\mu^{*2}}{s}, \quad (3.12)$$

hierbei ist s das Quadrat der Schwerpunktsenergie.

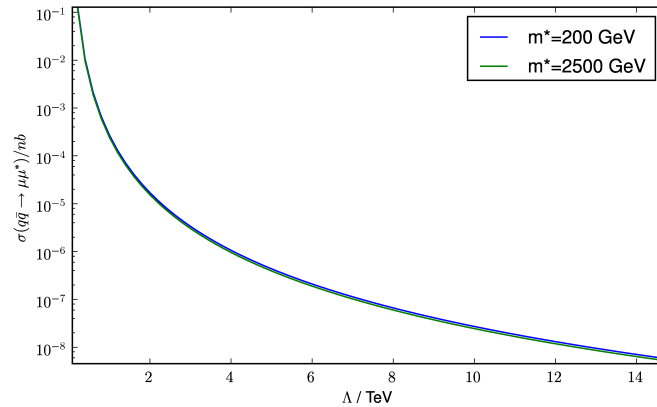
Da man die Masse der μ^* ungefähr bei der Schwerpunktsenergie erwartet, ist $\tau \approx 1$, das heißt man wird keinen Unterschied in dem Wirkungsquerschnitt für unterschiedliche Massen sehen. Dies ist in Abbildung 3.4 veranschaulicht. Die μ^* können aber auch über eine weitere KWW zerfallen ($\mu^* \rightarrow \mu + f\bar{f}$) für diese ist das Verzweungsverhältnis gegeben durch [8, 9]:

$$\Gamma_{\text{KWW}}(\mu^* \rightarrow \mu + f\bar{f}) = \frac{1}{96\pi} N_{\text{F}} \frac{m^{*5}}{\Lambda^4} S. \quad (3.13)$$

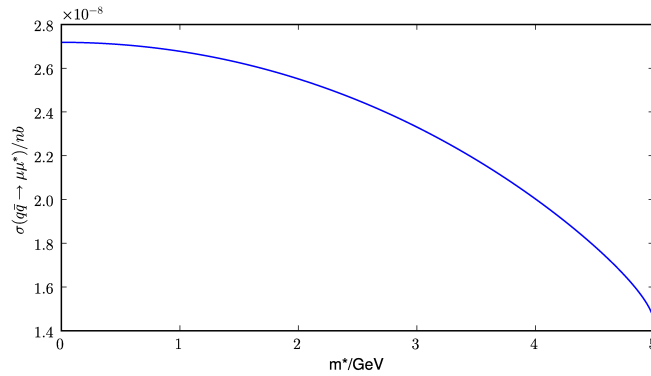
N_{F} ist die Anzahl der Farbladungen (drei für Quarks und eins andere für Fermionen) und S ist kombinatorischer Natur:

$$S = 1 \quad \text{für } f \neq \mu \quad (3.14)$$

$$S = 2 \quad \text{für } f = \mu \quad (3.15)$$



(a) Wirkungsquerschnitt abhängig von Lambda



(b) Wirkungsquerschnitt abhängig von m^* ($\Lambda = 10$ TeV)

Abbildung 3.4: Verlauf des Wirkungsquerschnitts der KWW.

Der μ^* -Zerfallskanal, der am besten von dem SM-Untergrund zu unterscheiden ist, ist der $2\mu 1\gamma$ -Kanal über die EWW. Zwar zerfallen mehr angeregte Myonen in W-Bosonen als in Photonen, aber das W-Boson muss weiter zerfallen (z.B. $W \rightarrow e\nu/\mu\nu$) und es entsteht z.B. eine Signatur mit einem Neutrino. Dieses kann nicht direkt im Detektor gemessen werden und muss über die fehlende transversale Energie (\cancel{E}_T) bestimmt werden. \cancel{E}_T wird aus der Differenz zwischen Null und der Summe aller gemessenen transversalen Impulse ($\sum p_T$) gebildet und ist daher mit einem sehr großen Fehler behaftet. Die μ^* können auch über weitere KWW in Jets¹ zerfallen. Diese sind jedoch nicht einfach vom SM-Untergrund zu unterscheiden. Obwohl sich also die Verzweungsverhältnisse bei großen μ^* -Massen zugunsten der KWW verschieben, ist die Untersuchung des EWW-Zerfalls eindeutig besser für Analysen geeignet. Der Zerfall in μ und γ hat den geringsten Standardmodell-Untergrund und wird in dieser Untersuchung verwendet.

Als Analysesoftware wird MUSiC (Model Unspecific Search in CMS) [11, 12] genutzt. Dies ist eine modellunspezifische Suche, die Abweichungen vom Standardmodell-Untergrund anhand von Monte-Carlo-Simulationen quantifiziert.

¹QCD Ereignisse bilden Hadronenschauer die zu Jets zusammen gefasst werden.

Es soll hier ein kurzer Überblick über die Funktionsweise des LHC und CMS-Experimentes (Compact Muon Solenoid) gegeben werden.

Der Large Hadron Collider (LHC), welcher in den nächsten Monaten in Betrieb gehen wird, wird der Teilchenbeschleuniger mit der bisher höchsten Schwerpunktsenergie von 14 TeV (anfangs 10 TeV) sein. Es werden dabei Proton-Proton-Kollisionen untersucht, womit bisher ungeklärte Fragen in der Physik beantwortet sollen. Der Speicherring hat 27 km Umfang und ist in dem Tunnel des LEP-Experimentes am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire¹) bei Genf installiert. Die am CERN bereits vorhandenen Beschleuniger werden genutzt, um den Teilchenstrahl bei der Injektion bereits auf 450 GeV vorzubeschleunigen.

Die erwartete Design-Luminosität ist $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (anfangs $\mathcal{L} \approx 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), was ca. 100 pb^{-1} [13] nach den ersten Monaten Datennahme bedeuten würde.

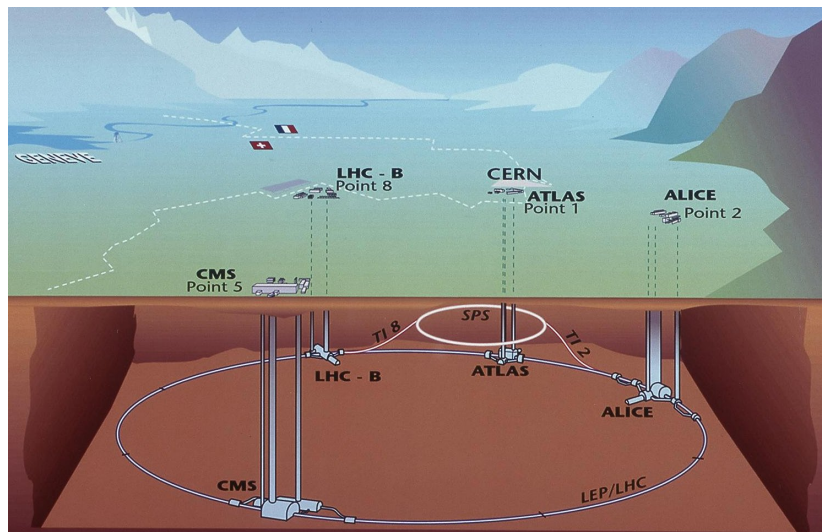


Abbildung 4.1: Der LHC Beschleunigerkomplex mit Experimenten. Quelle: CERN

Der LHC soll in zwei verschiedenen Modi betrieben werden. Anfänglich werden Protonen mit Protonen zu Kollision gebracht. Im weiteren Verlauf sollen aber auch Blei-Ionen kollidiert

¹Europäische Organisation für Kernforschung

werden. Um die p-p Kollisionen zu untersuchen, werden vor allem die beiden multifunktionalen Detektoren CMS und ATLAS eingesetzt. Die anderen Experimente Totem, LHCb und ALICE spezialisieren sich auf Teilaspekte wie Messung des Wirkungsquerschnittes, der CP-Verletzung und der Materie-Antimaterie-Asymmetrie.

Der eigentliche Beschleunigerring besteht aus 1232 Dipolmagneten, 858 Quadrupolmagneten und 16 Hohlraumresonatoren, welche alle supraleitend sind [14, 15].

Der Teilchenstrahl wird dabei durch die Dipolmagnete auf der Kreisbahn gehalten und durch die Quadrupolmagneten fokussiert. Die Hohlraumresonatoren sind die eigentlichen Beschleunigungsstrecken des LHC.

4.1 Größen im Detektor

Die im Detektor gemessenen Objekte werden in der Teilchenphysik mit Variablen quantifiziert. Um die Position im Detektor anzugeben werden meist Zylinderkoordinaten benutzt, weil er ϕ -symmetrisch ist. Die z-Achse der entspricht Strahlachse und der Ursprung wird in die Mitte des Detektors gelegt. Die z- und ϕ Koordinate bleiben meist unverändert und θ wird über die relativistische Pseudorapidität η ausgedrückt, für die die Beziehung gilt [1]:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right). \quad (4.1)$$

Diese hat den Vorteil, dass $\Delta\eta$ zwischen zwei Objekten relativistisch invariant ist und daher bei relativistischen Impulsen leichter anzuwenden ist.

Eine weitere Größe ist ΔR , welches über die Differenz der Winkel definiert ist:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (4.2)$$

Dies wird genutzt, um beispielsweise die Isolation von Teilchen festzulegen.

Eine weitere Größe, die auf der Suche nach neuer Physik wichtig ist, ist die fehlende transversale Energie E_T . Die Summe aller aufgezeichneten transversalen Impulse, welche, würde man alle Teilchen detektieren, ist gleich Null. Aber es können nicht alle Teilchen detektiert werden, z.B. Neutrinos. Diese Größe ist bei niedrigen Energien möglicherweise fehleranfällig, bei hohen Energien aber würde man in einigen Modellen signifikante Unterschiede zum Standardmodell erwarten.

4.2 CMS-Detektor

Der „Compact Myon Solenoid“ (CMS) [16] ist ein Universal-Detektor am LHC. Wie in Abbildung 4.2 zu erkennen ist, ist CMS in zwei Teile und in verschiedene Schichten unterteilt. Die zwei Teile des Detektors mit zum Teil unterschiedlicher Instrumentierung sind:

- Das „Barrel“, der zentrale Bereich des Detektors in Form eines Zylinders
- Die zwei „Endcaps“ (Endkappen), die das Barrel an den Enden abschließen

Die Anordnung der Schichten ist in beiden Bereichen ähnlich.

Die innerste Schicht bildet der „Silizium-Tracker“ (Silizium-Spurdetektor), welcher der größte seiner Art ist und die durch das Magnetfeld gekrümmten Spuren geladener Teilchen vermisst.

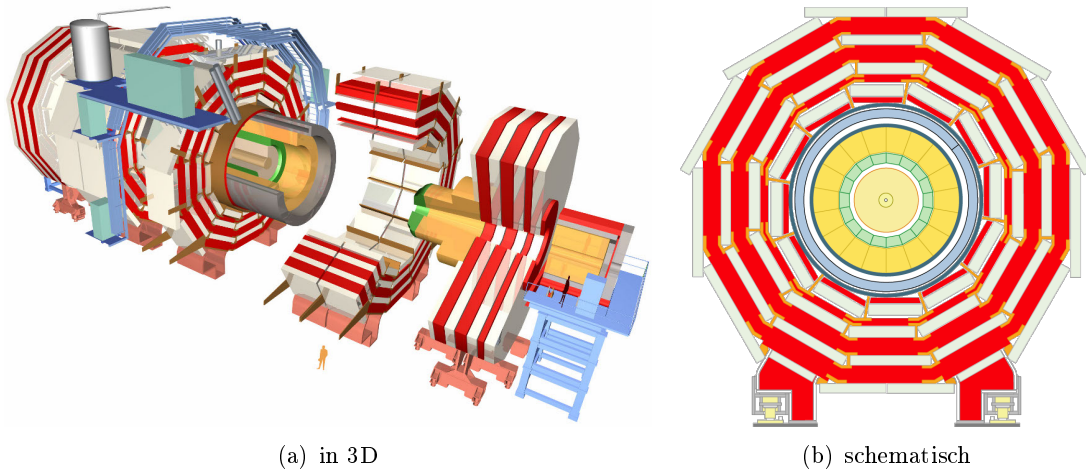


Abbildung 4.2: Der CMS Detektor in Schematischer Darstellung. Quelle: CMS

Der Silizium Tracker wird umgeben von dem elektromagnetischen Kalorimeter (electromagnetic calorimeter, ECAL). Dieses misst die Energie der elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen. Elektronen und Photonen werden in diesem Bereich absorbiert. Die Energie der Teilchen, die das ECAL passieren, wird im hadronischen Kalorimeter (hadronic calorimeter, HCAL) gemessen. Es besteht aus alternierend angeordneten absorbierenden und szintillierenden Schichten. Als Absorber werden Messing und Stahl und als aktive Materialien Plastik-Szintillatoren verwendet. Das HCAL wird von einem supraleitenden Magneten umgeben bzw. unterteilt (im Barrel), der ein Magnetfeld von 4T erzeugen kann. Dies ist für die Impulsmessung der geladenen Teilchen, die über die Krümmung der Bahnen erfolgt, essentiell. Von allen am Kollisionspunkt entstehenden geladenen Teilchen sollten nur Myonen diesen Bereich des Detektors verlassen können. Die Spur der Myonen wird dann im Myonsystem gemessen.

4.2.1 Silizium-Tracker

Der Silizium-Tracker des CMS-Experiments [16] ist in verschiedene Sektionen unterteilt: Den Pixeldetektor im Inneren, direkt um das Strahlrohr (beam pipe), und den ihn umgebenden Streifendetektor. Insgesamt hat der Tracker eine Länge von 5.8 m und einen Durchmesser von 2.5 m und deckt einen Winkelbereich von $|\eta| \leq 2.5$ ab.

Der Pixeldetektor hat eine Sensorgröße von $100 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ und einen Radius von 10 cm um die Strahlachse. Dieser Detektorteil soll die Teilchenspuren geladener Teilchen messen, die aus Zerfällen unmittelbar nach der Kollision resultieren. Da man bei der erwarteten Designluminosität alle 25 ns ca. 1000 Teilchen von 20 überlappenden p-p-Kollisionen erwartet, ist das Material starkem Verschleiß ausgesetzt. Um dem entgegenzuwirken, werden beide Silizium-Detektoren (Pixel- und Streifen-Detektor) auf -10°C bis -27°C gekühlt (abnehmend mit der Betriebszeit und -27°C im Idealfall).

Der Pixel-Detektor besteht aus drei Lagen (bei 4.4 cm, 7.3 cm und 10.2 cm), jede mit einer Ortsauflösung von minimal $10 \mu\text{m}$ [14]. Der Streifen-Detektor hat eine Auflösung von $80 \mu\text{m}$ in η -Richtung, für einen radialen Abstand von bis zu 20 cm und noch größer für den Abstand von 20 cm bis 116 cm. Auch die Endkappen sind mit Silizium-Detektoren ausgestattet, welche

jedoch Teilchen in Vorwärtsrichtung der Kollision aufzeichnen sollen.

Es ist hierbei zu beachten, dass der Tracker in einem ca. 4T starken Magnetfeld arbeitet und den Messraum nicht hermetisch umschließt, sondern durch Ausleseelektronik, Strahlrohr und Kühlung bedingte tote Regionen („blinde Stellen“) aufweist. Diese versucht man jedoch durch die Positionierung der einzelnen Detektoren zu minimieren.

4.2.2 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das ECAL[14] besteht aus 61200 PbWO_4 -Kristallen im zentralen Bereich des Detektors, die über Avalanche-Photodioden ausgelesen werden. In den Endkappen befinden sich noch einmal 7324 Szintillatorkristalle, die aber über so genannte „Vacuum Phototriodes“ ausgelesen werden können.

Die Kristalle haben eine Grundfläche von ca. $2.2\text{ cm} \times 2.2\text{ cm}$ (abhängig von der Position im Detektor) mit nach außen über eine Länge von 23 cm leicht zunehmender Querschnittsfläche ($2.6\text{ cm} \times 2.6\text{ cm}$). Das ECAL deckt einen Bereich von $|\eta| \leq 1.479$ im Barrel und von $1.479 \leq |\eta| \leq 3.0$ in den Endkappen ab.

4.2.3 Hadronisches Kalorimeter

Das HCAL[14] ist hauptsächlich zur Messung der Jet-Energien gedacht und hilft, die fehlende transversale Energie (\cancel{E}_T) zu bestimmen. Hierzu deckt das HCAL einen Winkelbereich von $|\eta| \leq 1.3$ im Zentralbereich, $1.3 \leq |\eta| \leq 3.0$ im Endkappen- Bereich ab. Vor den Endkappen ist noch einmal ein Bereich von bis zu $|\eta| \leq 5.2$ instrumentiert. Zudem gibt es im Zentralbereich des Detektors auch ein Hadronisches Kalorimeter, welches sich außerhalb der Magnetspule befindet, um Jets mit hoher Energie zu detektieren - die Magnetspule wird hier also als Absorber verwendet.

Anders als das ECAL besteht das HCAL aus alternierenden Absorber- und Szintillatorschichten. Als Absorber werden Messing und Stahl mit Dicken von 4 cm bis 7.5 cm verwendet. Die Szintillatoren werden über eine Wellenlängen schiebende Faser ausgelesen.

4.2.4 Solenoidmagnet

Um den Impuls von geladenen Teilchen zu bestimmen, wird in CMS ein 4T starker supraleitender Magnet eingesetzt. Die geladenen Teilchen werden von dem Magnetfeld abgelenkt und es kann über die Krümmung der Bahnen der Impuls der geladenen Teilchen bestimmt werden. Der magnetische Fluss wird über fünf Rückflussjoche im Barrel und zwei in den Endkappen wieder zurückgeführt.

4.2.5 Myonsystem

Das Myonsystem [16] befindet sich in dem äußersten Bereich des Detektors, in den nur Myonen, Neutronen und Neutrinos vordringen. Während Neutrinos im gesamten Detektor nur mit einer vernachlässigbaren Wahrscheinlichkeit wechselwirken, wird versucht, die Signaturen der Neutronen herauszufiltern. Da erwartet wird, dass Myonen interessante Beiträge zu Signaturen liefern können, werden sie hier genau vermessen. Der Impuls der Myonen wird über die Krümmung der Myonen-Bahnen in der R - ϕ Richtung bestimmt.

Das Myonsystem besteht aus drei Komponenten. Im zentralen Bereich ($|\eta| \leq 1.2$) werden Driftkammern eingesetzt. Diese sind zwischen den Eisenjochen montiert und ergeben vier



Abbildung 4.3: Das Myonsystem des CMS in der Caverne. Quelle: CMS

Messstationen. In den ersten drei befinden sich jeweils acht Driftkammerlagen um die ϕ -Koordinate zu bestimmen und vier Lagen für die z-Koordinate. In der äußersten Messstation wird nur die ϕ -Koordinate mit acht Lagen gemessen.

essentiell Im Endkappen-Bereich ($0.9 \leq |\eta| \leq 2.4$) werden vier Stationen Kathodenstreifenkammern eingesetzt. Diese müssen mehr Teilchen verarbeiten und in einem inhomogenen Magnetfeld arbeiten. Um eine bessere Zuordnung und ein schnelleren Trigger zu haben, werden außerdem „Resistive Plate Chambers“ eingesetzt, die eine genauere Zeitauflösung ermöglichen, aber nur eine sehr grobe Ortsauflösung haben.

5.1 Konzept der modellunspezifischen Suche

Wie bereits in den vorherigen Kapiteln erläutert, ist es eine Zielsetzung des LHC, neue Physik zu finden. Da die erwartete Physik über alles, was bisher gemessen wurde, hinausgeht und man sich weitere Einblicke in die Grundstruktur der Natur erhofft, ist es sinnvoll, nach Abweichungen vom bereits bekannten Standardmodell zu suchen. Um die ersten Daten systematisch nach diesen Abweichungen zu analysieren und zu quantifizieren, ist eine modellunspezifische Suche sinnvoll.

Zu diesem Zweck wurde „MUSiC“ (Model Unspecific Search im CMS) [12, 11] entwickelt. MUSiC durchsucht systematisch die im CMS gemessenen Daten nach Abweichungen vom Standardmodell. Diese Abweichungen werden quantifiziert und übersichtlich dargestellt. Es sollen Effekte jenseits des Standardmodells gefunden werden. MUSiC eignet sich zudem als Kontrollinstrument für CMS, da Standard-Rekonstruktionsalgorithmen von Teilchen genutzt und viele physikalische Ergebnisse übersichtlich dargestellt werden. Es kann und soll jedoch nicht die dedizierten, modellspezifischen Analysen ersetzen, da eine dedizierte Analyse genauer auf das jeweilige Modell eingehen kann und spezifische Effekte besser abdecken kann. Die von MUSiC gefundenen Abweichungen können im wesentlichen auf drei Ursprünge reduziert werden:

- unzureichende Beschreibung des Standardmodells durch Monte-Carlo-Simulationen
- detektorspezifische Effekte
- Abweichungen vom Standardmodell

Um die am Detektor entstehende Datenflut einerseits zu reduzieren, und andererseits einen modellunspezifischen Ansatz zu machen, werden Standard-Teilchen-Identifizierungen verwendet, die nicht durch modellspezifische Schnitte eingeschränkt werden.

Eine solche Suche ist abhängig davon, wie gut man die Detektoreigenschaften verstanden hat. Aber genau dies kann in den Anfangszeiten genutzt werden, um die auftretenden Effekte schneller zu verstehen und um insbesondere Fehler in der Verarbeitung der Daten oder Unzulänglichkeiten in den bisherigen Monte-Carlo-Simulationen zu finden.

Der Nutzen einer solchen modellunspezifischen Suche ist gerade beim LHC ersichtlich. Bei keinem Experiment in der Vergangenheit wurden im Voraus so viele Modelle postuliert (Higgs,

SUSY¹, GUT², mini Black Holes³, LED⁴ usw.). Nach allen Möglichkeiten dediziert zu suchen, bedeutet einen großen Aufwand. Zudem ist die erwartete Physik in großen Teilen jenseits der bisherigen „verstandenen Physik“. Selbst wenn alle bekannten Modelle durch eine dedizierte Analyse abgedeckt wären, wäre es nicht ausgeschlossen, dass die gemessenen Daten nicht nach ganz anderen Ansätzen verlangten. Eine modellunspezifische Suche kann helfen, unerwarteten Effekte aufzuzeigen und dedizierte Analysen in diesen Bereichen anzustoßen. Als wichtige Grundlage für das Gelingen eines solchen Ansatzes ist eine Analysesoftware, die es ermöglicht, viele Daten gut nach signifikanten Abweichungen von bekannter Physik zu untersuchen. Daher soll hier die Funktionsweise von MUSiC erläutert werden. Der Ansatz lässt sich in drei wichtige Schritte zusammenfassen.

5.1.1 Vorauswahl der Ereignisse

Wie bereits erwähnt, sollten keine stark modellspezifischen Schnitte gemacht werden, um keine signifikanten Ereignisse zu übersehen. Es liegt daher nahe, dass sich eine modellunspezifische Suche an wohlverstandenen Objekten mit einer soliden Identifizierung orientieren sollte. Deshalb werden in MUSiC nur Ereignisse betrachtet, die mindestens ein Elektron, Myon oder ein Photon enthalten. Dies erhöht die Qualität der verwendeten Ereignisse.

5.1.2 Ereignisklassen

Um einen Überblick über die Phänomene neuer Physik zu bekommen, muss man zunächst einmal die Daten sinnvoll kategorisieren. Hierzu nutzt MUSiC so genannte „Ereignisklassen“. Alle Ereignisse werden danach unterteilt, welche Teilchen in den Endzuständen gefunden werden z.B. „ $1e 2\gamma$ “, also ein Ereignis mit einem Elektron oder Positron und zwei Photonen. Es werden dabei zwei Arten unterschieden: inklusive und exklusive Klassen. Inklusive Klassen beinhalten alle Ereignisse, die mindestens die aufgeführten Teilchen enthalten und werden im folgenden durch ein „+X“ gekennzeichnet. Alle exklusiven Klassen enthalten nur Ereignisse, in denen exakt die aufgeführten Teilchen enthalten sind. Zur Einteilung stehen die in Kapitel 6 aufgeführten physikalischen Objekte zur Verfügung. Die Zahl ist bewusst klein gehalten, um die Übersichtlichkeit zu erhalten.

5.1.3 Suche nach Abweichungen

Um in den gemessenen Daten nach neuer Physik zu suchen, müssen Variablen gefunden werden, die sensitiv auf diese neue Physik sind. Zum einen untersucht MUSiC allgemein den totalen Wirkungsquerschnitt der einzelnen Ereignisklassen auf Abweichungen vom Standardmodell. Zum anderen werden die kinematischen Verteilungen der Ereignisklassen untersucht:

- die skalare Summe $\sum \mathbf{p}_T$ des transversalen Impulses aller physikalischen Objekte
- die invariante Masse M_{inv} oder die transversale invariante Masse M_T
- die fehlende transversale Energie E_T , wenn die Ereignisklasse diese enthält

Um die Abweichungen zu quantifizieren wird ein Suchalgorithmus angewendet, der im Folgenden näher beschrieben wird.

¹Supersymmetrie - Erweiterung der Elementarteilchen durch supersymmetrische Partner

²grand unification theory - Vereinheitlichung der Wechselwirkung bei hohen Energien

³Schwarze Löcher auf kleinster Ebene

⁴large extra dimensions - Extradimensionen, die unter anderem die Stärke der Gravitationskraft erklären

Wie bereits erwähnt, werden in MUSiC nur Standardschnitte auf die einzelnen physikalischen Objekte gemacht. Bei der Identifizierung wird auf die Standardalgorithmen der verschiedenen Gruppen der CMS-Collaboration zurückgegriffen. In MUSiC wird zudem nicht direkt¹ auf die Ladung einzelner Teilchen geachtet, so enthält z.B. die Teilchenklasse der Elektronen auch Positronen.

6.1 Myonen

In MUSiC werden die sogenannten „Globalen Myonen“ verwendet, für deren Rekonstruktion Informationen aus Silizium-Tracker, Kalorimetern und Myonsystem verwendet werden [14]. Des Weiteren sollten die gemessenen Myonen einen transversalen Impuls von $p_T > 30$ GeV haben, da die Triggerschwelle für einzelne Myonen bei 15 GeV liegt. Zudem werden Myonen mit Impulsen von > 30 GeV mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht von dem Eisen der Myonkammern oder dem Magneten absorbiert. Die verwendeten Schnitte sind:

- Transversalimpuls: $p_T > 30$ GeV
- geometrische Akzeptanz: $|\eta| < 2.1$
- Spurisolierung: $R_{\text{trackisolation}} = \frac{\sum p_T \text{ der Spuren in einem } 0.3 \text{ Kegel das } \mu \text{ ausgenommen}}{p_T(\mu)} < 0.1$
- Anzahl der Tracker-Treffer $N_{\text{Tracker}} > 11$
- χ^2 der globalen Spurrekonstruktion < 10

Die Beschränkung auf $|\eta| < 2.1$ spiegelt den Messbereich des Myon-Systems und des Triggers wieder. Die Spur-Isolation ($R_{\text{trackisolation}}$) findet solche Ereignisse, bei denen ein Myon von Objekten umgeben ist (in dem $\Delta R = 0.3$ Kegel), welche mehr als 10 % des Myon-Impulses haben. Es werden also vor allem Myonen aus Jets herausgefiltert. Die Schnitte auf die Spurvariablen χ^2 und N_{Tracker} unterdrücken Fehlmessungen und Objekte, von denen man zu wenige Informationen hat. Es werden also nur Myonen berücksichtigt, die eine wohldefinierte Spur und mehr als 11 Einträge im Tracker haben.

Es sollte hier erwähnt werden, dass es nur einen „weichen Schnitt“ auf den Ursprung der Myonspur gibt, das heißt, dass nicht nur Primär-Myonen berücksichtigt werden, sondern z.B. auch solche, die aus einem μ^* -Zerfall stammen.

¹optional verfügbar

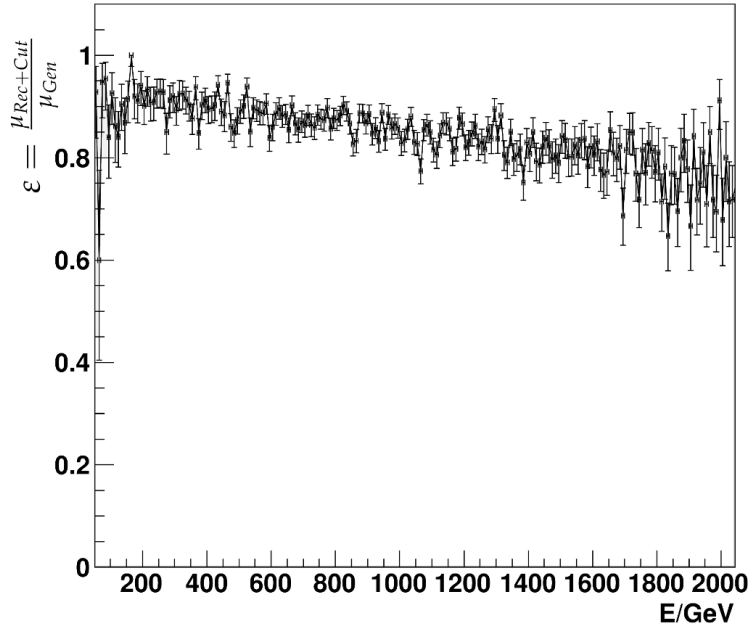


Abbildung 6.1: Rekonstruktions-Effizienz $\varepsilon = \frac{\mu_{\text{Rec+Cut}}}{\mu_{\text{Gen}}}$ in Abhängigkeit von E der Myonen aus μ^* -Monte-Carlo-Produktion mit $m^* = 2000$ GeV.

6.2 Elektronen

Die verwendete Elektronen-Rekonstruktion basiert einen Algorithmus, der die Treffer im Tracker vom Pixeldetektor an über eine Wahrscheinlichkeitsfunktion verbindet. Sie werden als „Gaussian-Sum-Filter-Pixel-Matched Elektronen“ [17, 14] bezeichnet.

Es wird versucht, Einträge in Superclustern des ECAL mit den Spuren des Trackers zu kombinieren. Eine Schwierigkeit ist, neben der Unterscheidung von Elektronen und konvertierten Photonen (siehe Abschnitt 6.3), die Spur im Tracker zusammenzufügen. Da die Elektronen innerhalb des Detektors Bremsstrahlung erzeugen, kann dafür nicht der sonst übliche lineare Kalman-Filter benutzt werden, sondern eine nichtlineare Verallgemeinerung von diesem, ein Gaußischer-Summen-Filter [14]. Damit ist man in der Lage, den Energieverlust durch die Bremsstrahlung in die Spurrekonstruktion mit einzubeziehen. Die so rekonstruierten Spuren können anschließend mit den Messungen im ECAL kombiniert werden. Zusätzlich werden die Standard-Elektron-Photon-Isolierung und schnittbasierte Standard-Elektron-Identifizierung angewendet:

- Transversalimpuls: $p_T > 30$ GeV
- geometrische Akzeptanz: $|\eta| < 2.5$
- Spurisolierung: $R_{\text{trackisolation}} = \frac{\sum p_T \text{ der Spuren in einem } 0.3 \text{ Kegel das } e \text{ ausgenommen}}{p_T(\mu)} < 0.1$
- Elektron Identifizierungsklasse: „tight“ (nur gut isolierte Elektronen)

Wie bei den Myonen ist der Schnitt bei $p_T > 30$ GeV nötig, da die HLT Trigger-Schwelle bei 15 GeV liegt und somit keine Trigger-abhängigen Effekte auftreten sollten. In dem Bereich mit $|\eta| < 2.5$ erwartet man Elektronen, die Treffer im ECAL haben. Diese werden jedoch nur den zu berücksichtigenden Elektronen zugerechnet, wenn sie auch eine passende Tracker-Spur haben.

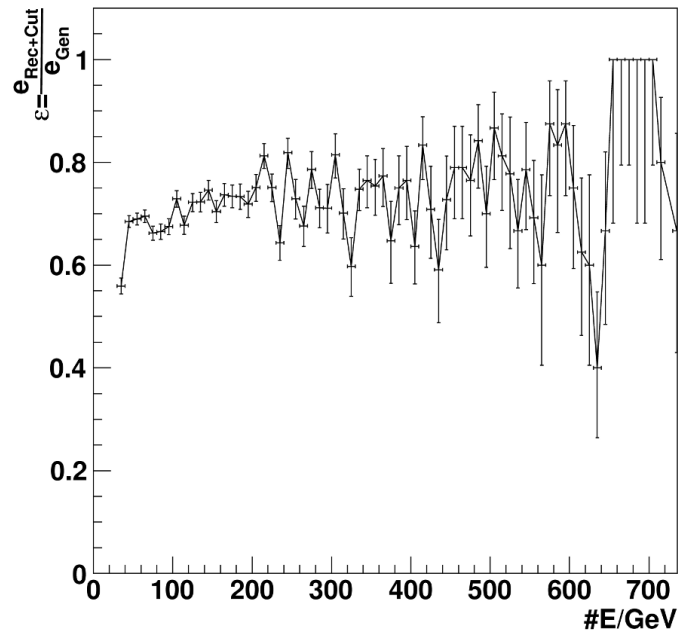


Abbildung 6.2: Die Rekonstruktions-Effizienz der Elektronen in Abhängigkeit von $\sum p_T$ aus Doppel-Z-Monte-Carlo-Ereignissen (siehe Anhang A).

6.3 Photonen

Die Einträge der Photonen im ECAL werden zunächst, wie die der Elektronen, mit den gleichen Clustering-Algorithmen bestimmt. Um Elektronen und Photonen zu unterscheiden, müssen also die Treffer im Tracker hinzugezogen werden. Alle Teilchen mit Treffern im Pixeldetektor werden nicht als Photonen identifiziert (Pixel-Seed-Veto). Um weiter die Photonen zu bestimmen wird eine schnittbasierte Identifizierung angewendet.

Auf die so identifizierten Photonen werden weitere Schnitte angewendet um eine solide Analyse zu ermöglichen:

- Transversalimpuls: $p_T > 30$ GeV
- geometrische Akzeptanz: $|\eta| < 2.5$

- Keine Treffer im Pixeldetektor: Pixel-Seed-Veto

Da der Silizium-Streifen-Detektor eine relativ dicht in Einheiten der elektromagnetischen Strahlungslänge χ_0 ist ($x/\chi_0 = 1.9$ bei $\eta = 1.2$ [18]), gibt es eine hohe Wahrscheinlichkeit für e^+/e^- -Paarbildung - dieses muss bei der Identifizierung von Photonen berücksichtigt werden. Die Wahrscheinlichkeit zur Paarbildung im inneren Pixel-Detektor ist relativ klein (Barrel: $\approx 3\%$, Endkappe: $\approx 10\%$), deshalb kann man solche konvertierten Photonen vernachlässigen. Die Wahrscheinlichkeit zur Paarbildung im Tracker ist mit 30 % bis 70 % (η abhängig, bei 20 GeV bis 150 GeV) relativ hoch und die Berücksichtigung von konvertierten Photonen unerlässlich.

Wie bei den Elektronen werden η und p_T begrenzt und Tracker- Einträge zur Unterscheidung von anderen Teilchen genutzt. Der Schnitt auf die Isolation der Photonen soll Jets, in denen Photonen sind, oder solche, die Photonen vortäuschen, herausfiltern. Zu diesem Zweck wird auch auf das Verhältnis von E_{Had}/E_{em} geschnitten.

Variable	Schnitt Wert	Beschreibung
Cluster Shape R9	> 0.8	Energie die in einem 3x3 Cluster und dem 5x5 Supercluster deponiert wird
ECAL-Isolierung	$< 8 + 0.0073E / \text{GeV}$	Energie im Hohlkegel mit $0.06 < \Delta R < 0.4$ ohne $ \eta < 0.08$ der Spur
HCAL Isolierung	$< 5 + 0.0012E / \text{GeV}$	Energie im Hohlkegel mit $0.1 < \Delta R < 0.4$ der Spur
E_{had}/E_{em}	< 0.05	Verhältnis von hadronischer- zu elektromagnetischer-Energie
Spur-Isolierung	< 0.1	Energie im Hohlkegel mit $0.04 < \Delta R < 0.4$

6.4 Jets

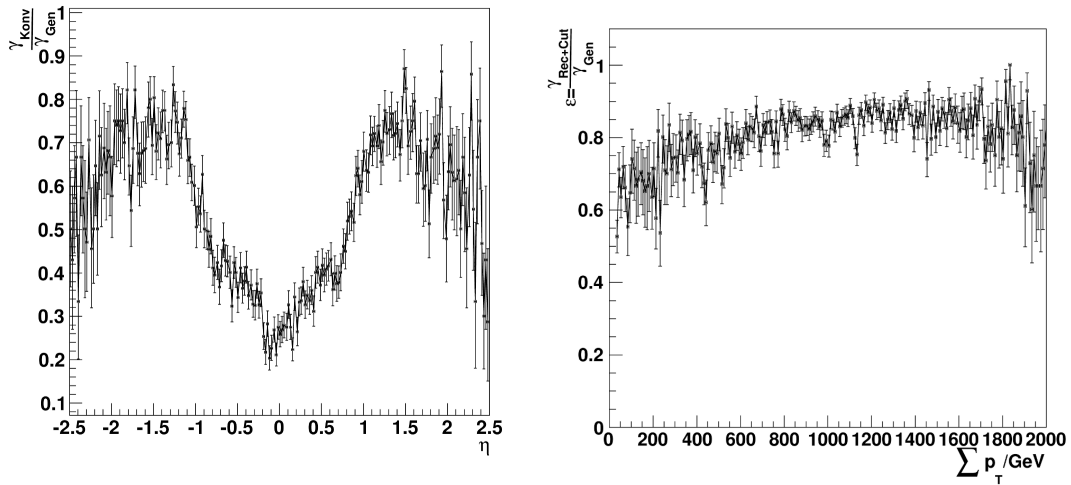
Die in MUSiC verwendeten Jets werden nach dem „Seedless Infrared Safe Cone (SISCone) Algorithmus“ [?] mit einem Radius von $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.5$ rekonstruiert. Auf die Jet-Energie werden die Standard-Korrekturen angewendet. Um die Jets mit wohldefinierten Eigenschaften auszuwählen, werden folgende Schnitte angewendet:

- Transversalimpuls: $p_T(\text{Jet}) > 60 \text{ GeV}$
- geometrische Akzeptanz: $|\eta_{\text{Jet}}| < 2.5$
- Verhältniss der Energien: $E_{Had}/E_{tot} > 0.05$

Der η Schnitt sorgt für eine Begrenzung auf den vom HCAL abgedeckten Barrel- und Endcap-Bereich. Der Schnitt auf das Verhältniss E_{Had}/E_{tot} sorgt für eine klare Trennung zwischen Jets und anderen Objekten.

6.5 Fehlende transversale Energie

Die fehlende transversale Energie (\cancel{E}_T) wird aus den anderen Messgrößen berechnet und ist für geringe Energien durch den Detektor bestimmt. Deshalb wird nur \cancel{E}_T mit $p_T > 100 \text{ GeV}$



(a) Anteil der konvertierten Photonen in Abhängigkeit von η (b) Die Rekonstruktions-Effizienz der Photonen in Abhängigkeit von $\sum p_T$

Abbildung 6.3: Photonen aus μ^* -Monte-Carlo-Produktion mit $m^* = 2500$ GeV.

verwendet. Der Fehler nimmt mit zunehmenden p_T ab. In der hier vorgestellten Analyse ist \cancel{E}_T jedoch nicht Teil der Signatur und wird daher hier nicht tiefergehend behandelt.

6.6 High-Level-Trigger

Da MUSiC versucht, alle relevanten Ereignisse zu betrachten, werden verschiedene Standardtrigger des High-Level-Triggers (HLT) verwendet. Das heißt, es wird auf alle einfachen oder zweifachen Myonen, Elektronen und Photonen getriggert (maximale Triggerschwelle 11 GeV-Näheres siehe [11]).

In dem vorherigen Kapitel wurde die Identifizierung der physikalischen Objekte dargelegt. Diese Objekte werden in die erwähnten Klassen eingeteilt und es werden drei Verteilungen erstellt:

- $\sum p_T$
- M_{inv}/M_T
- \cancel{E}_T

Hier ist zu erwähnen, dass in der Anfangszeit des LHC die invariante Masse und \cancel{E}_T wahrscheinlich nicht sehr genau bestimmt werden können. Der Suchalgorithmus vergleicht diese drei Verteilungen nach dem im folgenden beschriebenen Prinzip mit den Standardmodell-Monte-Carlo-Daten (SM_{MC}).

7.1 Erster Schritt: Bestimmung des p-Wertes

Um die Verteilungen systematisch zu analysieren, werden diese in Regionen unterteilt. Die Regionen sind immer zusammenhängend gewählt, z.B. kann eine Region von Bin 10 bis Bin 40 gehen. Alle diese Möglichkeiten in der Verteilung werden berücksichtigt. Die Regionen werden dabei nicht disjunkt gewählt, d.h. sie können sich überschneiden oder auch komplett beinhalten.

Für jede dieser Regionen wird ein Maß (der p-Wert) für die Wahrscheinlichkeit ausgerechnet, dass ein gemessenes Ereignis nur von statistischen Schwankungen des Untergrundes (SM) abhängt.

Standardmäßig wird der p-Wert in MUSiC wie in Gleichung 7.2/7.2 errechnet. Ein Plausibilitätstest dieses p-Wertes kann mit dem in Kapitel 7.1.2 beschriebenen p-Wert gemacht werden. Dieser ist jedoch noch nicht in allen Einzelheiten untersucht und kann deshalb noch nicht als vollständige Alternative genutzt werden, bietet aber Vergleichsmöglichkeiten, um den Standard p-Wert zu überprüfen.

7.1.1 p-Wert mit normalverteiltem Fehler: p_{Norm}

Für jede Region bestimmt man den p-Wert, indem man die Summe der Monte-Carlo-Beiträge (N_{MC}) mit der Summe der Messdaten (N_{data}) vergleicht. Für den Mittelwert der Monte-

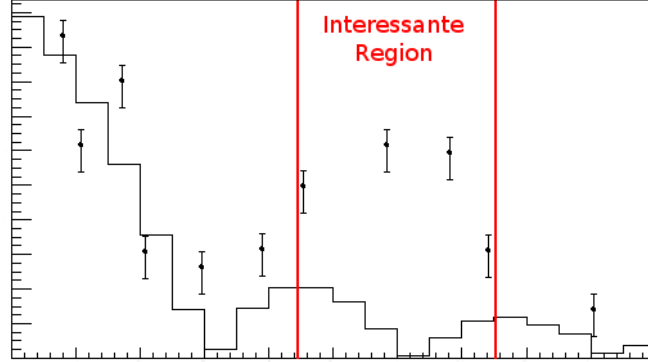


Abbildung 7.1: Bestimmung der Interessanten Region.

Carlo-Daten nimmt man einen gaußischen Fehler an und bestimmt dann die Poisson-Wahrscheinlichkeit. Die Annahme gaußischer Fehler ist gerechtfertigt, wenn die Fehler als Summe eingehen. Folgt man diesem Modell, lässt sich der p-Wert durch eine Faltung einer Gauß-Funktion mit einer Poisson-Funktion ausdrücken [11, 12]:

$$p = \sum_{i=N_{\text{Data}}}^{\infty} A \int_0^{\infty} db \exp\left(\frac{-(b - N_{\text{SM}})^2}{2(\delta N_{\text{SM}})^2}\right) \cdot \frac{e^{-b} b^i}{i!} \quad \text{für } N_{\text{Data}} \geq N_{\text{SM}}, \quad (7.1)$$

$$p = \sum_{i=\infty}^{N_{\text{Data}}} A \int_0^{\infty} db \exp\left(\frac{-(b - N_{\text{SM}})^2}{2(\delta N_{\text{SM}})^2}\right) \cdot \frac{e^{-b} b^i}{i!} \quad \text{für } N_{\text{Data}} \leq N_{\text{SM}}. \quad (7.2)$$

Der so berechnete p-Wert wird im Folgenden p_{Norm} genannt. Hier bei sorgt A für die Normalisierung der Funktion. Die Region mit dem kleinsten p-Wert wird als Interessante Region (Region of Interest) bezeichnet. Dort ist die größte Abweichung zwischen N_{SM} und N_{Data} . Die hier eingehenden Fehler sollten genauer untersucht werden: Zum einen haben die hier betrachteten Fehler großen Einfluss auf den errechneten p-Wert und damit auf das Ergebnis dieser Analyse. So geht hier auch der Fehler der Monte-Carlo-Daten in die Analyse ein. Zum andern werden die Fehler dem Modell folgend als unkorreliert angenommen und demnach quadratisch addiert:

$$\delta N_{\text{SM}} = \sqrt{\sigma_{\text{stat}}^2 + \sum_i \sigma_{i,\text{sys}}^2}. \quad (7.3)$$

Es gehen unterschiedliche Fehler ein [11]:

- Luminosität
- Wirkungsquerschnitt
- Jet-Energie-Skalierung (wirkt sich auch auf \mathbb{E}_T aus)
- Korrekturfaktoren auf die Rekonstruktions-Effizienz

- Wahrscheinlichkeit vorgetäuschter Teilchen
- Unsicherheiten der Monte-Carlo-Daten

7.1.2 p-Wert mit Log-Normalverteiletem Fehler: p_{LN}

Die Fehler auf die N_{MC} müssen nicht gaußisch verteilt sein. So ist z.B. klar, dass der Fehler auf die Luminosität nicht additiv in den Gesamtfehler eingeht, sondern multiplikativ.

Um eine solche Möglichkeit zu behandeln, kann man einen alternativen p-Wert nutzen. Die Verteilung vieler multiplikativ eingehender Fehler ist nicht normalverteilt, sondern log-normalverteilt. Der log-normalverteilte p-Wert (p_{LN}) wird analog zum p_{Norm} durch eine Faltung der Poissonverteilung mit der Log-Normalverteilung berechnet:

$$p = \sum_{i=N_{Data}}^{\infty} A \int_0^{\infty} db \frac{1}{b} \exp\left(\frac{-(\ln b - \ln N_{SM})^2}{2 \ln k^2}\right) \cdot \frac{e^{-b} b^i}{i!} \quad \text{für } N_{Data} \geq N_{SM}. \quad (7.4)$$

$$p = \sum_{i=0}^{N_{Data}} A \int_0^{\infty} db \frac{1}{b} \exp\left(\frac{-(\ln b - \ln N_{SM})^2}{2 \ln k^2}\right) \cdot \frac{e^{-b} b^i}{i!} \quad \text{für } N_{Data} \leq N_{SM}, \quad (7.5)$$

mit $k=1+\delta_{rel}$. Dies ist bisher nur zur Überprüfung des p_{Norm} sinnvoll, da ein sinnvolles Vorgehen beim Zusammenspiel einzelner Bins noch nicht vollständig geklärt ist.

7.2 Zweiter Schritt: Bestimmung der Signifikanz

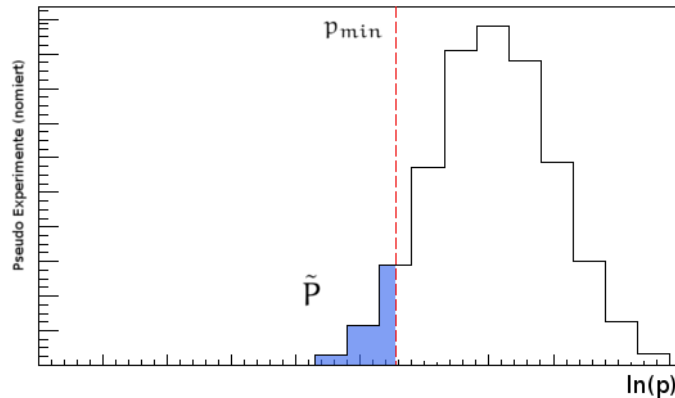


Abbildung 7.2: Bestimmung des \tilde{P} .

Das statistische Instrument des p-Wertes alleine erlaubt noch keine Aussage darüber, ob die Daten durch die Simulation beschrieben werden oder nicht. Um eine Aussage über die Signifikanz einer Ereignisklasse zu treffen, muss man einen statistischen Korrekturfaktor beachten, um die Anzahl an Regionen, die man untersucht hat, zu berücksichtigen. Es wird also die Signifikanz \tilde{P} jedes p_{min} -Wertes berechnet.

Möchte man allgemein einen Wert mit einer zufällig gewürfelten Wahrscheinlichkeitsverteilung

vergleichen, so ist die Wahrscheinlichkeit diesen Wert oder einen größeren zu würfeln, durch die Fläche der Verteilung ab diesem Wert gegeben (siehe Abb. 7.2). Die Fläche wird oft in Einheiten der Standardabweichung σ angegeben. Eine 3.9σ Abweichung würde einer Wahrscheinlichkeit von $\frac{1}{10000}$ entsprechen.

In MUSiC wird der \tilde{P} wie folgt berechnet. Es werden Monte-Carlo-Experimente (Pseudoexperimente (PE)) aufgrund der Null-Hypothese gemacht. Die Daten werden also unter der Annahme zufällig erzeugt, dass nur Untergrundereignisse zu dem Prozess beitragen. Die N_{SM} werden auch hier gemäß ihrer statistischen Korrelationen und Fehler zufällig verteilt. Diese Pseudo-Daten werden wieder in dem ersten Schritt des Algorithmus untersucht. Anschließend wird dieser Pseudo- p_{\min} -Wert mit dem ursprünglichen p_{\min} -Wert der Daten verglichen und ein Wert für die Signifikanz berechnet:

$$\tilde{P} = \frac{\text{Anzahl der PE mit } p_{\min}^{SM} \geq p_{\min}^{SM}}{\text{Anzahl aller PE}}. \quad (7.6)$$

\tilde{P} entspricht also dem Teil der simulierten Experimente die unter der Null-Hypothese ein Ergebnis $p_{\min}^{PE} < p_{\min}^{Data}$ liefern.

Analyse von angeregten Myonen

8.1 Sensitivitätsstudie

Um MUSiC als Analysemethode zu testen und zu verbessern, wird eine Sensitivitätsstudie durchgeführt. Hierzu wird ein Nicht-Standardmodell-Prozess simuliert und aus der resultierenden „Modell+Untergrund“-Verteilung werden zufällige Pseudo-Detektor-Ereignisse erzeugt. Aus diesen Pseudodaten wird ein Wert für p_{\min} bestimmt. Dieses Verfahren der Generierung von Pseudodaten wird wiederholt, bis eine gleichmäßige Verteilung dieser p_{\min} -Werte zu erkennen ist (siehe Abb. 8.1). Für die Angabe der Signifikanz wird der Median der p_{\min} -Verteilung verwendet.

Hier soll das Modell eines angeregten Myons untersucht werden. Dies wird bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV und einer integrierten Luminosität von 100fb^{-1} durchgeführt. Wie

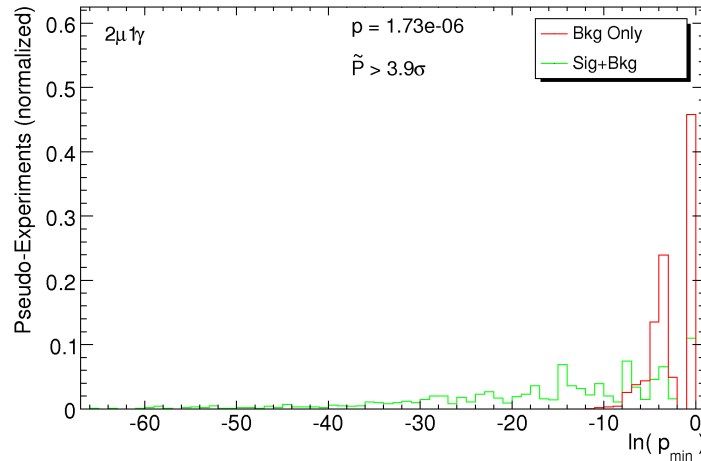


Abbildung 8.1: Verteilung der p -Werte von $m^* = 400 \text{ GeV}$, $\Lambda = 7.2 \text{ TeV}$, $\sum p_T$ der Ereignisklasse $2\mu 1\gamma$.

bereits erklärt wurde, ist MUSiC auf leptonische Ereignisse ausgerichtet. Der μ^* -Zerfall ist also ein hervorragendes Beispiel um die Funktionstüchtigkeit von MUSiC zu testen.

8.2 Standardmodell-Untergründe

Um mit MUSiC Abweichungen vom Standardmodell zu finden, müssen die Untergründe ausgewählt werden, die in den signifikanten Ereignisklassen des μ^* -Zerfalls ebenfalls Endzustände haben. Da der μ^* -Zerfall einen Endzustand mit relativ vielen Myonen und Photonen hat, müssen Standardmodell-Prozesse gefunden werden, die solche Endzustände haben. Es kommen vier Kanäle in Frage:

- Dell-Yan-Prozess: $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$
- Doppel-Z-Boson-Prozess: $q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow$ z.B. $\mu\mu \nu\nu$
- Doppel-W-Boson-Prozess: $q\bar{q} \rightarrow WW \rightarrow$ z.B. $\mu\nu \mu\nu$
- W- Z-Boson-Prozess: $q\bar{q} \rightarrow WZ \rightarrow$ z.B. $\mu\nu \mu\mu$

Beim Dell-Yan Prozess sind die Myonen mit den höchsten Energien zu erwarten, die einen nicht zu vernachlässigenden Wirkungsquerschnitt haben. Wie man in Abb. 8.2 sieht, ist die Energie der Myonen viel größer als die der Photonen. Außerdem wird nur ein kleiner Anteil an Photonen produziert, die über Bremsstrahlung entstehen.

Die ZZ-, WW- und WZ-Prozesse haben keine relevanten Beiträge hochenergetischer Myonen oder Photonen über Energien von 500 GeV, in der Region bis 500 GeV machen sie jedoch einen Teil des Untergrundes aus, da zum Beispiel der WW-Prozess einen größeren Wirkungsquerschnitt als das untersuchte Signal hat (siehe Tabelle 8.1).

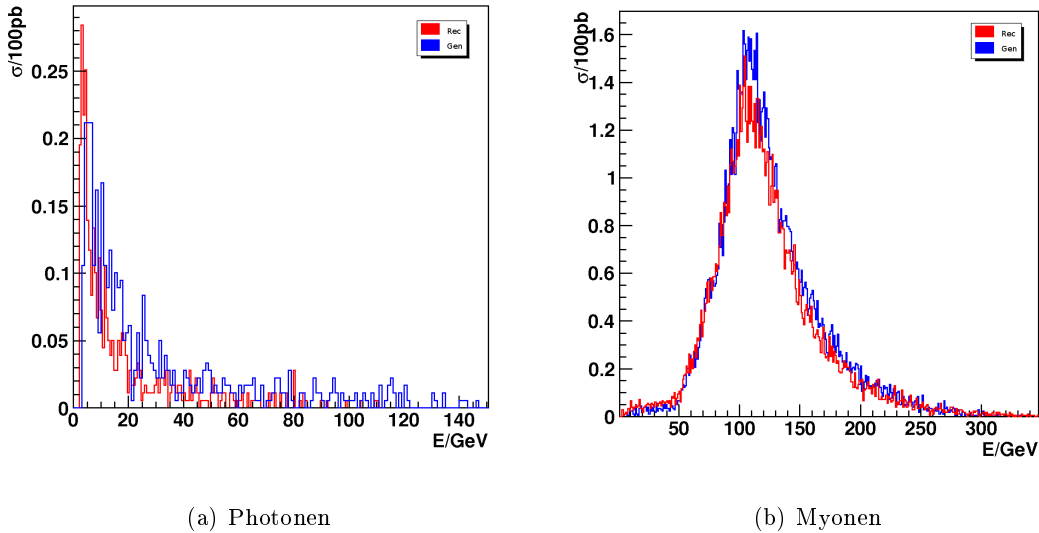


Abbildung 8.2: Energieverteilung der Myonen und Photonen im Drell-Yan-Prozess um $M_{\text{inv}}(\mu) = 2000 \text{ GeV}$.

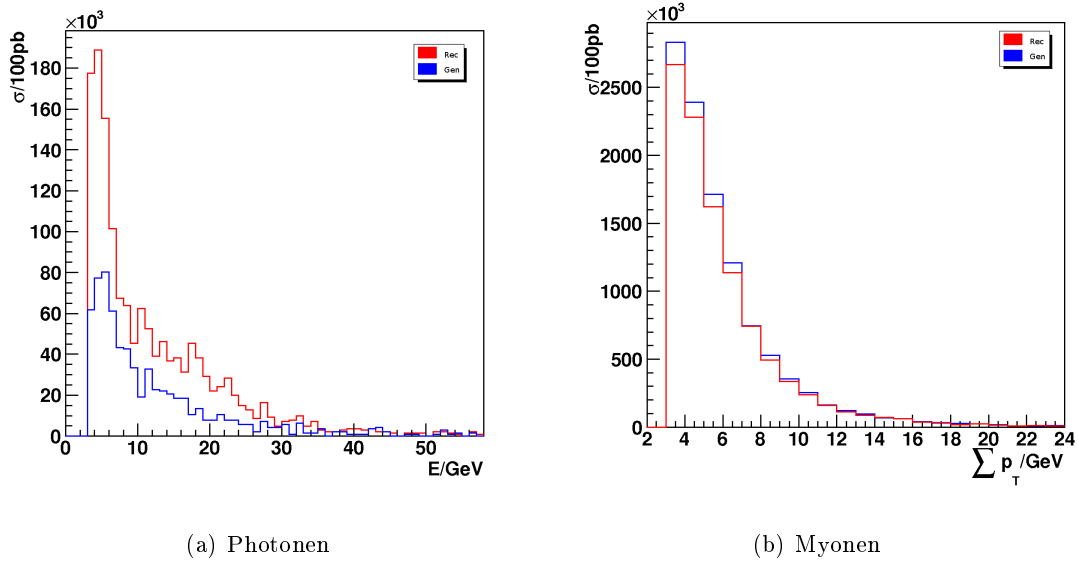


Abbildung 8.3: Energieverteilung der Myonen und Photonen im ZZ-Prozess.

Prozess	σ/fb
Drell-Yan $M_{\text{inv}}(\mu) > 200 \text{ GeV}$	1069
Drell-Yan $M_{\text{inv}}(\mu) > 500 \text{ GeV}$	44.88
Drell-Yan $M_{\text{inv}}(\mu) > 1000 \text{ GeV}$	2.55
Drell-Yan $M_{\text{inv}}(\mu) > 2000 \text{ GeV}$	$55.76 \cdot 10^{-3}$
ZZ	$7.1 \cdot 10^3$
WW	$44.8 \cdot 10^3$
WZ	$17.4 \cdot 10^3$

Tabelle 8.1: Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse (PYTHIA6).

8.3 Bestimmung der signifikanten Ereignisklassen

Nach dem zugrundeliegenden Modell erwartet man ein sichtbares Signal in der Ereignisklasse $2\mu 1\gamma$. Zu klären wäre die Frage, ob sich dieses Signal deutlich genug von dem Standardmodelluntergrund abhebt und ob das Signal sich vielleicht in anderen Ereignisklassen als signifikant erweist.

Bevor man sich die Ergebnisse der Analyse aller Regionen anschaut, können einige Überlegungen angestellt werden:

Weitere Zerfälle von μ^* : Da man Massen von μ^* bis 2500 GeV betrachtet, ist es möglich, dass ein μ^* über eine weitere Kontaktwechselwirkung zerfällt. Es würden leptonische Ereignisse und Di-Jets mit einem μ auftreten. Diese beiden Signale werden jedoch von Standardmodellprozessen vollständig überlagert (QCD und Drell-Yan).

Lebensdauer von μ^* : Es könnte auch sein, dass ein μ^* eine sehr lange Lebensdauer hat und es

erst im Detektor zerfällt. Um die Lebensdauer auszurechnen benötigt man Formel 3.10:

$$\begin{aligned}\Gamma(\mu^* \rightarrow \mu\gamma) &= \frac{1}{4}\alpha\frac{m^{*3}}{\Lambda^2} \\ \tau &= \frac{1}{\Gamma} \\ \Rightarrow \tau &= \frac{4}{\alpha}\frac{\Lambda^2}{m^{*3}}\end{aligned}\tag{8.1}$$

Also steigt die Lebensdauer mit Λ und fällt mit m^* . Setzt man hier die maximalen untersuchten Werte ein, also $m^* = 200 \text{ GeV}$ und $\Lambda = 10 \text{ TeV}$, so hätten die angeregten Myonen eine durchschnittliche Reichweite von 2.5 fm . Das μ^* zerfällt also sehr schnell, schon vor Verlassen des Strahlrohrs.

Rekonstruktionseffizienz von μ und γ : Die Rekonstruktionseffizienz für Myonen ist $\varepsilon \geq 0.8$ (siehe Kap. 6.1). Schätzt man mit diesem Wert die Wahrscheinlichkeiten für die Rekonstruktion von zwei μ konservativ ab, so ergeben sich die Werte in Tabelle 8.2. Es gibt also einen

# μ	ε
2 μ	0.64
1 μ	0.32
0 μ	0.04

Tabelle 8.2: Erwartete Rekonstruktion von Myonen.

relativ großen Anteil der Myonen-Ereignisse, bei denen nicht beide rekonstruiert werden. Daher ist zu erwarten, dass in der Ereignisklasse $1\mu 1\gamma$ signifikante Unterschiede zu sehen sind.

Insgesamt würde man demnach in der Ereignisklasse $2\mu 1\gamma + X$ den signifikant größten Unterschied erwarten.

Wenn man MUSiC alle Ereignisklassen auf Abweichungen prüfen lässt, so erhält man die Werte in Tabelle (8.3), wobei nur Ereignisklassen aufgeführt sind, die einen \tilde{P} -Wert von mindestens 1.6σ Unterschied aufweisen. Weil es sehr rechenintensiv ist, jede Ereignisklasse 10000 mal mit verschiedenen variierten Untergründen zu analysieren, wurden in jeder Ereignisklasse die Untergrundverteilung und die Pseudoexperimente nur 10 mal variiert.

Man kann in den p-Werten schon deutlich den Trend erkennen, dass die bereits erwähnten Ereignisklassen $2\mu 1\gamma$ und $1\mu 1\gamma$ (inklusive und exklusive) die Ereignisklassen mit den größten Abweichungen sind. Interessant ist zudem die Verteilung der Untergründe, hier kann man erkennen, dass nur wenige Ereignisse einen signifikanten Unterschied machen, da wenig Untergrund vorhanden ist.

8.4 Unterschiede in den Ereignisklassen

Betrachtet man die $\sum p_T$ -Verteilung der vier Ereignisklassen $2\mu 1\gamma$, $2\mu 1\gamma + X$, $1\mu 1\gamma$ und $1\mu 1\gamma + X$, so stellt man Unterschiede in den Verteilungen fest (Abb. 8.4 und 8.5).

Wie man in den Verteilungen von Signal und Untergrund der Ereignisklassen mit einem μ ($1\mu 1\gamma$ und $1\mu 1\gamma + X$) sieht, gibt es einen Resonanzpeak in der Verteilung bei der Masse von

Ereignisklasse	p-Wert(Median)	# Signal-MC	# Untergrund-MC
1e2 μ 1Jet+X SumP _T	1.02e-02	0.03	0.25
1 γ +X SumP _T	5.61e-04	1.82	6202781.68
1 γ 1 \cancel{E}_T +X SumP _T	3.18e-04	0.73	164.20
1 γ 6Jet+X SumP _T	8.65e-05	0.00	16.83
1 γ 6Jet1 \cancel{E}_T +X SumP _T	1.43e-02	0.00	0.16
1 μ +X SumP _T	3.74e-08	2.13	65555.75
1 μ 1 γ +X SumP _T	1.95e-09	1.74	4.47
1 μ 1 γ +X M _{inv}	1.25e-12	1.74	4.47
1 μ 1 γ 1Jet+X M _{inv}	4.74e-04	0.67	1.36
1 μ 1 γ 1 \cancel{E}_T SumP _T	4.65e-04	0.20	0.08
1 μ 1 γ 1 \cancel{E}_T M _{inv}	4.59e-03	0.20	0.08
1 μ 1 γ 1 \cancel{E}_T +X SumP _T	1.92e-06	0.68	0.28
1 μ 1 \cancel{E}_T +X M _{inv}	6.27e-05	0.87	120.35
2 μ +X SumP _T	3.65e-05	1.45	113.65
2 μ +X M _{inv}	6.09e-06	1.45	113.65
2 μ 1 γ M _{inv}	7.95e-07	0.52	0.77
2 μ 1 γ +X SumP _T	7.18e-07	1.18	1.05
2 μ 1 γ +X M _{inv}	3.06e-11	1.18	1.05
2 μ 1 γ 1Jet+X SumP _T	7.95e-07	0.44	0.18
2 μ 1 γ 1Jet+X M _{inv}	7.95e-07	0.44	0.18
2 μ 1 γ 1 \cancel{E}_T +X M _{inv}	7.95e-07	0.33	0.04
2 μ 1Jet+X SumP _T	1.23e-04	0.59	24.17
2 μ 1Jet+X M _{inv}	8.47e-04	0.59	24.17
2 μ 1 \cancel{E}_T +X SumP _T	1.08e-04	0.44	1.74
2 μ 1 \cancel{E}_T +X M _{inv}	4.38e-04	0.44	1.74

Tabelle 8.3: Ereignisklassen mit einer Signifikanz < 0.1 von $m^* = 2500$ GeV bei $\Lambda = 3$ TeV.

μ^* . Vergleicht man diesen Peak mit der Verteilung der Ereignisklassen mit zwei rekonstruierten μ ($2\mu 1\gamma$ und $2\mu 1\gamma + X$), so sieht man, dass der Peak nicht mehr so deutlich zu erkennen ist (siehe Abb. 8.4). Der Peak ist die Resonanz bei der μ^* -Masse und ist in der $1\mu 1\gamma$ Ereignisklasse gerade dann ausgeprägter, wenn das primäre μ aus der KWW nicht rekonstruiert und nur die Teilchen aus dem sekundären Prozess μ und γ in die Verteilung eingehen. Doch nicht nur die $\sum p_T$ -Verteilung hat signifikante Unterschiede zum Standardmodell. Die Verteilung der invarianten Masse M_{inv} ist ebenfalls für eine Analyse interessant. Dies lässt sich einerseits an einem Peak bei m_{μ^*} in den Ereignisklassen mit einem Myon beobachten und andererseits in den Ereignisklassen mit zwei Myonen, bei denen man einen Anstieg der Ereigniszahl ab der Masse der μ^* beobachten kann. Während ersteres auf den gleichen Effekt wie in der $\sum p_T$ -Verteilung zurückzuführen ist, muss man bei der Verteilung der M_{inv} in den Ereignisklassen $2\mu 1\gamma$ und $2\mu 1\gamma + X$ die Definition von M_{inv} genauer betrachten, um die Form

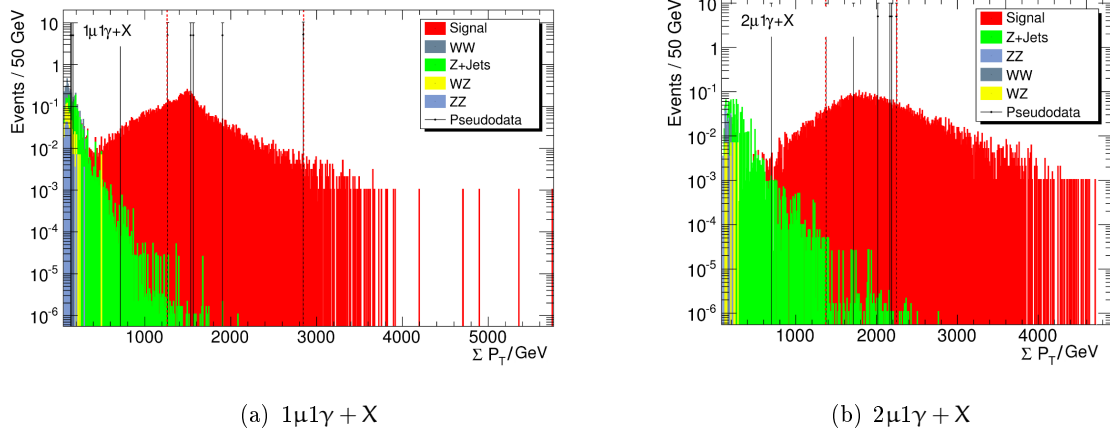


Abbildung 8.4: Die $\sum p_T$ Verteilung von $m^* = 1500$ GeV bei $\Lambda = 3.2$.

der M_{inv} -Verteilung zu verstehen:

$$\begin{aligned}
M_{inv}^2 &= (p_\nu + p_\pi)^2 \quad \text{mit} \quad p_\nu = (E_i, \vec{p}_i) \\
M_{inv}^2 &= (E_\mu + E_{\mu^*})^2 - (\vec{p}_\mu + \vec{p}_{\mu^*})^2 \\
\Rightarrow M_{inv}^2 &= m_\mu^2 + m_{\mu^*}^2 + 2(E_\mu E_{\mu^*} - \vec{p}_\mu \vec{p}_{\mu^*}) \\
&\quad \text{für } m_\mu \ll \vec{p}_\mu \text{ und im Schwerpunktsystem } \vec{p}_\mu = -\vec{p}_{\mu^*} \\
\Rightarrow M_{inv}^2 &\geq m_{\mu^*}^2 + 2E_\mu^2 \left(\frac{E_{\mu^*}}{E_\mu} + 1 \right) \\
\Rightarrow M_{inv}^2 &\geq m_{\mu^*}^2
\end{aligned} \tag{8.2}$$

Da die erwarteten Massen m^* groß gegenüber der Z- oder W-Masse sind, ist hier eine Abweichung vom Standardmodell zu erwarten.

8.5 Bestimmung der Modellparameter

Untersucht man das μ^* -Modell näher, so ist eine Herausforderung, die Masse des μ^* zu bestimmen. Die Masse ist gerade dann besser zu bestimmen, wenn sie größer als 500 GeV ist, da der Untergrund des Standardmodells hier nicht sehr groß ist (siehe Abb. 8.6). Die M_{inv} -Verteilung zeigt einen wesentlich ausgeprägteren Peak, als die $\sum p_T$ -Verteilung.

Man könnte einen wesentlich ausgeprägteren Peak erkennen, würde man die primären Teilchen aus der KWW von den sekundären Teilchen aus dem μ^* -Zerfall trennen. Dies könnte zum Beispiel über ein Schnitt auf die Winkeldifferenz geschehen. Aus dem Wirkungsquerschnitt des gesamten μ^* -Prozesses könnte man Λ bestimmen.

8.6 Auswertung

Es ist offensichtlich, dass je nach Wahl der freien Modellparameter Λ und m_{μ^*} die Abweichungen vom Standardmodell variieren. Ziel dieser Analyse sollte es sein, die Parameterbereiche

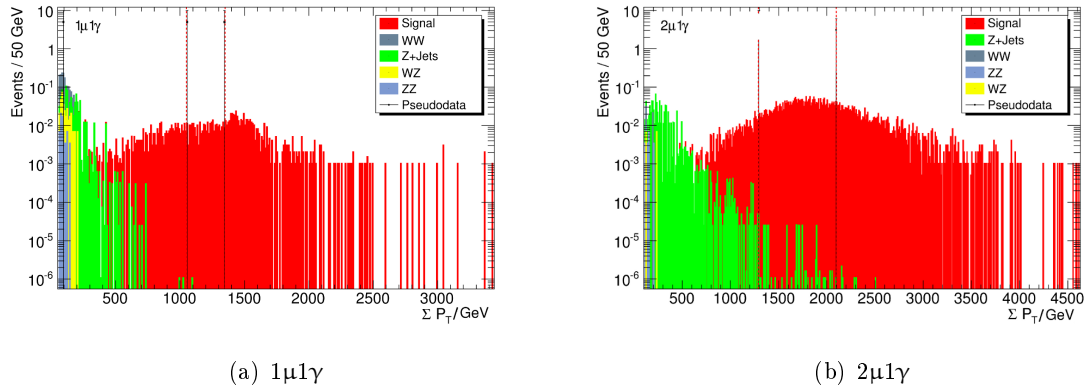


Abbildung 8.5: Die $\sum p_T$ Verteilung von $m^* = 1500$ GeV bei $\Lambda = 3.2$.

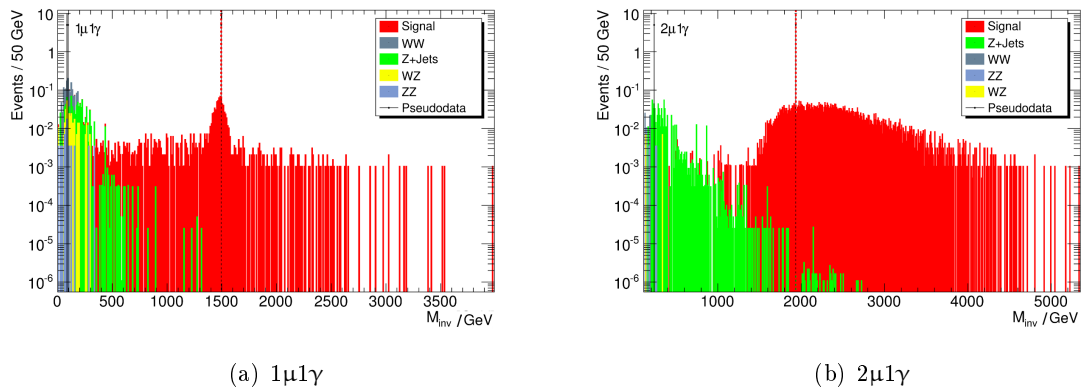


Abbildung 8.6: Die M_{inv} Verteilung von $m^* = 1500$ GeV bei $\Lambda = 3.2$.

zu finden, die nicht bereits ausgeschlossen sind und bei denen MUSiC eine Abweichung von mindestens 3.9σ des Signals vom Untergrund findet. Dies entspricht einem Null-Hypothese-p-Wert bei 10 000 ausgeführten Variationen des Untergrundes, der größer ist als p_{min} und als interessantes Signal in MUSiC klassifiziert werden kann.

Die Abhängigkeit von den Parametern ist derart, dass eine Änderung von Λ lediglich den Wirkungsquerschnitt verändert, nicht jedoch die Form der Verteilung. So kann man bei einem niedrigen Λ alle Signale der produzierten Massen m^* finden.

8.6.1 Signal für große μ^* -Massen

Bei großen Massen hat aus oben erwähnten Gründen die Verteilung der M_{inv} eine charakteristische Form, die auch klar vom Standardmodell-Signal zu unterscheiden ist ($m_{\mu^*} = 2500$ GeV, $\Lambda = 3.0$, $\tilde{P} > 3.9\sigma$, $2\mu 1\gamma + X$). Aber auch die $\sum p_T$ -Verteilung hat einen ähnlichen \tilde{P} -Wert. Dies soll später näher untersucht werden. Wie bereits in Kap. 3 ausgeführt, ist der Wirkungs-

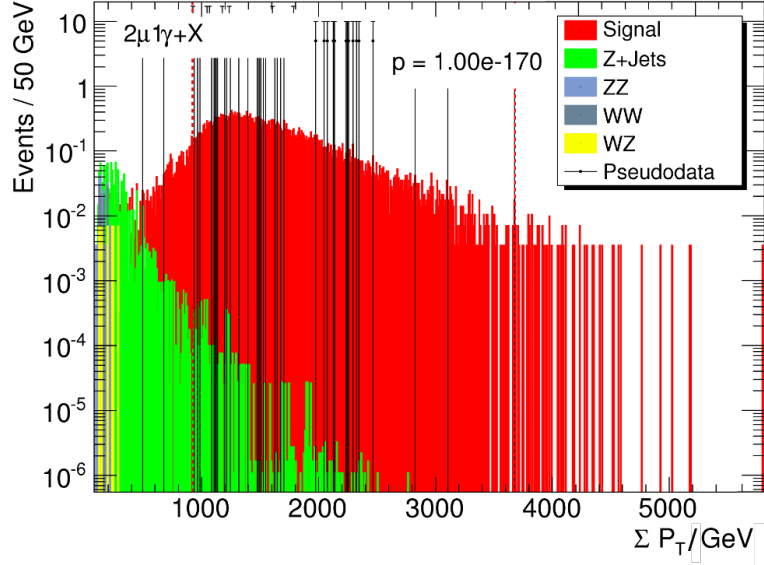


Abbildung 8.7: MUSiC-Ergebnis von $m^* = 1000$ $\Lambda = 3.0$ TeV in $\sum p_T$ ($\tilde{P} > 5\sigma$).

querschnitt der Kontaktwechselwirkung nicht stark masseabhängig, aber der Zerfall der μ^* verschiebt sich von Eichbosonwechselwirkung $\mu^* \rightarrow \mu Z/W/\gamma$ [8] zu einer weiteren Kontaktwechselwirkung, deshalb ändern sich die Wirkungsquerschnitte für die Prozesse (siehe Tab. 8.4).

Masse m^*	σ/fb
200	37.5
400	22.83
600	14.23
1000	5.741
1500	1.875
2000	0.5922
2500	0.1819

Tabelle 8.4: Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Massen m^* bei $\Lambda = 10$ TeV (PYTHIA6).

8.6.2 Signal für kleine μ^* -Massen

Bei kleinen Massen haben sogar noch größere Werte von Λ signifikante Unterschiede zum Standardmodell, allerdings eignet sich hier die Verteilung der $\sum p_T$ mehr um entsprechende Abweichungen sehen zu können.

Kleine Massen haben zwar einen größeren Untergrund und lassen sich bei niedrigen $\sum p_T$ nicht so gut vom Standardmodell unterscheiden, da sie aber einen geringfügig höheren Wir-

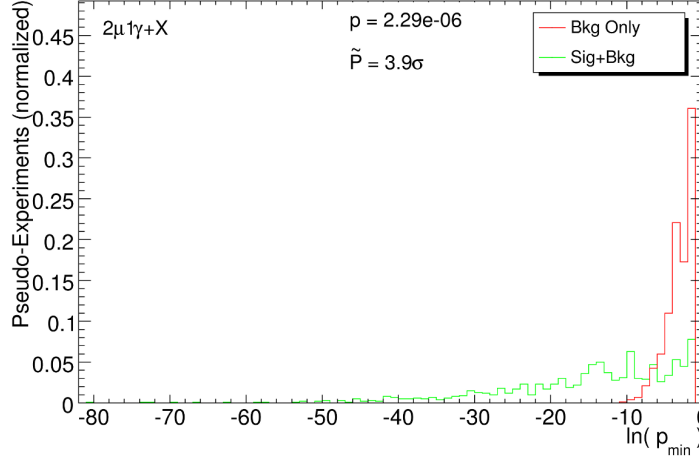


Abbildung 8.8: Verteilung der p-Werte von $m^* = 200$ $\Lambda = 8.2$ TeV, $\sum p_T$.

kungsquerschnitt haben (siehe Tab. 8.4), können bei einem größerem Λ immer noch signifikante Unterschiede gefunden werden. Diese sind jedoch so, dass man die kleinste untersuchte Masse $m^* = 200$ GeV und die nächstgrößeren bei gleichem Λ mit gleicher Wahrscheinlichkeit finden kann.

Betrachtet man die p-Wert-Verteilungen in den Regionen um $\tilde{P} \approx 3.9\sigma$ für Untergrund und Signal+Untergrund, so sieht man, dass die Verteilung der Signal+Untergrund-p-Werte sehr breit ist. Dies zeigt zum einen, dass der p-Wert stark schwankt und die Berechnung von \tilde{P} die eigentliche Aussage über die Signifikanz trifft. Zum andern wird deutlich, dass nur wenige Ereignisse auf die Existenz von μ^* hinweisen könnten. Dieser Umstand erklärt auch, warum bei großen Massen m^* von 2000 GeV oder 2500 GeV kein Unterschied zwischen der $\sum p_T$ und M_{inv} zu sehen ist, denn der Untergrund ist bei beiden gleich und die Form der Verteilung ist bei so geringen Wahrscheinlichkeitswerten nicht entscheidend. Vielmehr ist es davon abhängig, ob ein paar wenige Ereignisse hochenergetische Myon-Photon Signaturen aufweisen. Es schlägt sich sowohl in der $\sum p_T$ - als auch in der M_{inv} -Verteilung nieder.

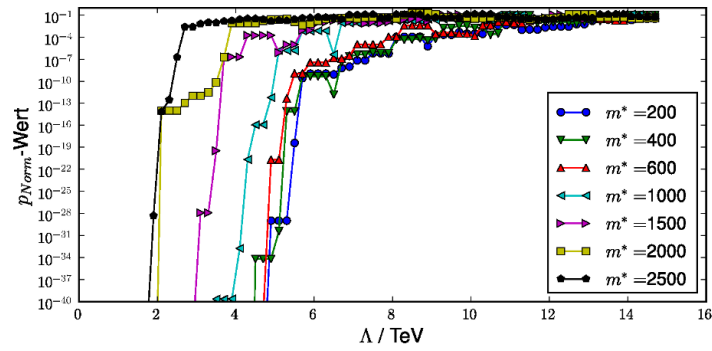
8.6.3 Vergleich mit p_{LN}

Da es, wie ausgeführt, in dem Modell von μ^* auf sehr wenige Ereignisse ankommt, ist es interessant, ob die statistische Methode der p-Wert-Bestimmung mit dem bereits erwähnten Ansatz des p_{LN} übereinstimmt.

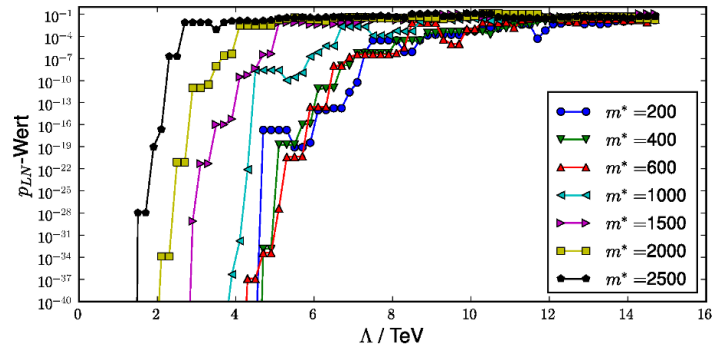
Hierzu werden die interessanten Regionen zusätzlich mit dem alternativen p-Wert p_{LN} bestimmt. Zunächst einmal soll der Unterschied zwischen den p-Werten in allen Bereichen des Modells untersucht werden. Der p-Wert alleine trifft noch keine Aussage über die Signifikanz der Abweichung vom Standardmodell, man kann aber den Bereich abschätzen, in dem ungefähr

eine Abweichung von 3σ bis 5σ angenommen wird. Dieser Bereich hat einen p-Wert zwischen 10^{-10} und 10^{-3} . Es wurden die Ereignisklassen mit beiden p-Werten in allen produzierten Massen und einem Bereich von $0.2 < \Lambda < 15.0$ untersucht und die unterschiedlichen p-Werte 100 mal gewürfelt (siehe 8.9). Wie man in Abbildung 8.8 sieht, ist jedoch der p_{\min} -Wert sehr weit verteilt und daher sind Schwankungen zwischen den einzelnen Λ zu sehen. In Bereich zwischen 10^{-10} und 10^{-3} haben p_{LN} und p_{Norm} ungefähr den gleichen Wert. Betrachtet man das Verhältnis der beiden p-Werte im gesamten untersuchten Bereich, so kann man eindeutig feststellen, dass der p_{LN} bei sehr kleinen p-Werten - also Bereichen, die eindeutig Signal dominiert sind - konservativer abschätzt (größere p-Werte berechnet als p_{Norm}). In diesen Bereichen ist jedoch der Unterschied der p-Werte nicht relevant, da ohnehin eine deutliche Dominanz des Signals vorliegt.

Interessanter ist das Verhalten in den Regionen, wo die Signifikanz in Bereichen zwischen 3σ und 4σ liegt. Bestimmt man also \tilde{P} mit p_{LN} in den Bereichen, wo p_{Norm} einen Wert von $\tilde{P} \approx 3.9\sigma$ hat, so bekommt man für die Ereignisklasse $2\mu 1\gamma$ die Werte, welche in Tabelle 9.1 zusammengefasst sind.



(a) p_{Norm} Verteilung



(b) p_{LN} Verteilung

Abbildung 8.9: Die Verteilung der beiden p-Werte.

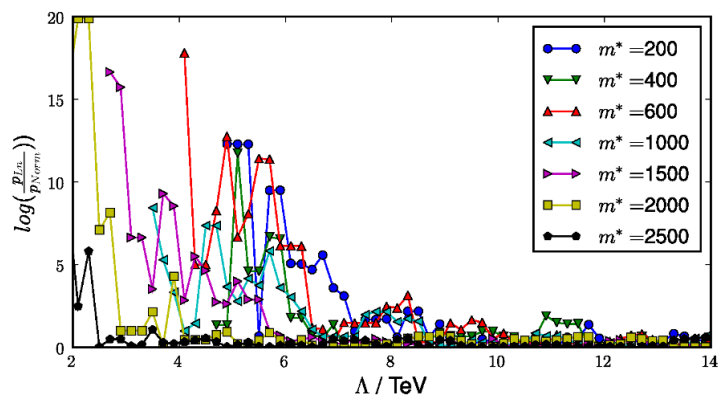


Abbildung 8.10: Das Verhältnis zwischen p_{Norm} und p_{LN} .

Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Analyse der μ^* -Modelle mit MUSiC zeigt, dass Abweichungen vom Standardmodell von MUSiC mit sehr wenigen Ereignissen gefunden und quantifiziert werden können. Es wurde dabei der gesamte Parameterbereich ($m^* = 200 \text{ GeV}, 400 \text{ GeV}, 600 \text{ GeV}, 1000 \text{ GeV}, 1500 \text{ GeV}, 2000 \text{ GeV}$ und 2500 GeV und $0.2 \text{ TeV} \leq \Lambda \leq 15 \text{ TeV}$) untersucht und die Parameter mit einer Abweichung von mehr als 3.9σ bestimmt. Für niedrige Massen und kleine Λ würde ein solches Signal unübersehbar in MUSiC aufgezeigt werden (8.7). Durchsucht man jedoch die Region,

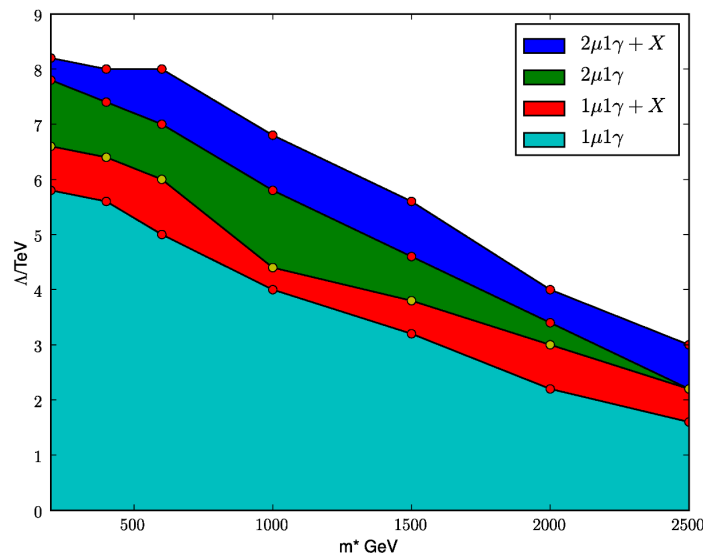


Abbildung 9.1: Parameter der einzelnen Ereignisklassen bei $\tilde{P} = 3.9\sigma$.

in der MUSiC eine Signifikanz von $\tilde{P} > 3.9\sigma$ findet, so kann man sehen, welche Parameter dies erfüllen (Abb. 9.1). Die bisherigen experimentellen Grenzen für diese wurden durch das DØ-Experiment aufgestellt (Abb.9.2 [10]).

Es ist jedoch nicht so, dass MUSiC den in Abbildung 9.1 aufgezeigten Bereich wie DØ (Abb.9.2) ausschließen würde. MUSiC ist darauf ausgelegt neue Physik zu finden, um ein μ^* -Modell auszuschließen wäre eine dedizierte Analyse mit diesem Ziel nötig.

Der Parameterbereich in dem MUSiC diese Abweichung finden kann liegt weit über dem

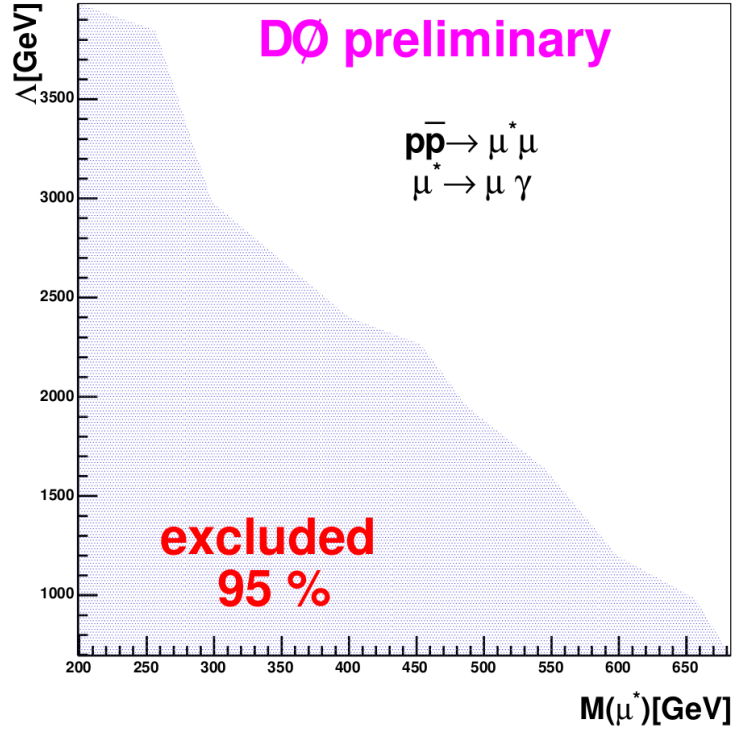


Abbildung 9.2: Die bisherigen experimentellen Grenzen des μ^* -Modells von DØ[10].

bisher bereits ausgeschlossenen Grenzen für dieses Modell. Auch der Vergleich von \tilde{P}_{LN} und \tilde{P}_{Norm} zeigt, dass die Bestimmung der Signifikanz der Abweichungen vom Standardmodell auch von einem alternativen p-Wert bestätigt wird.

Masse m^*	Λ	$p_{Norm} / 10^{-6}$	$p_{LN} / 10^{-6}$	$\tilde{P}_{LN} >$
200	8.2	2.3	1.3	3.9σ
400	8.0	1.8	0.7	3.9σ
600	8.0	7.2	1.3	3.9σ
1000	6.8	2.3	1.9	3.9σ
1500	5.6	5.0	1.9	3.9σ
2000	4.0	0.8	0.8	3.9σ
2500	3.0	0.7	0.7	3.9σ

Tabelle 9.1: p-Werte für Parameter mit $\tilde{P} > 3.9\sigma$.

- [1] C. Berger. Elementarteilchenphysik. Springer, 2006.
- [2] M. Beneke. Relativistische Quantentheorie Vorlesungsskript, RWTH Aachen 2009.
- [3] T. Hebbeker. Experimentalphysik 4 Vorlesungs Skript, RWTH Aachen 2008.
- [4] C. Amsler et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. Physics Letters B, 667(1 - 5):1 – 6, 2008.
- [5] Y. Ne'eman. Primitive particle model. Phys. Let. B, 82(1):69–70, 1979.
- [6] H. Terazawa, Y. Chikashige, and K. Akama. Unified model of the nambu-jona-lasinio type for all elementary-particle forces. Phys. Rev. D, 15(2):480–487, Jan 1977.
- [7] H. Harari. A schematic model of quarks and leptons. Physics Letters B, 86(1):83 – 86, 1979.
- [8] U. Baur, M. Spira, and P. M. Zerwas. Excited quark and lepton production at hadron colliders. Phys. Rev. D, 42(3):815–824, 1990.
- [9] K. Hagiwara, S. Komamiya, and D. Zeppenfeld. Excited lepton production at LEP and HERA. Z. Phys. c, 29(1):115–122, 1985.
- [10] J. Coenen. Search for Excited Muons in pp-Collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV. Master's thesis, RWTH Aachen, 2005.
- [11] P. Biallass. Commissioning of the CMS Muon Detector and Development of Generic Search Strategies for New Physics. PhD thesis, RWTH Aachen, 2009.
- [12] P. Biallass, T. Hebbeker, C. Hof, A. Meyer, and S. Schmitz. MUSiC An Automated Scan for Deviations between Data und Monte Carlo Simulation, CMS AN2008/65, 2008.
- [13] Homepage des CMS-Experiments am CERN. <http://cms.cern.ch/>, Stand: Aug. 2009.
- [14] CMS Collaboration. Technical Design Report Volume 1, 2006.
- [15] Daten über den LHC. www.lhc-facts.ch, Stand: Aug. 2009.

- [16] S. Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC, 2008.
- [17] C. Charlot, F. Ferri, D. Futyan, P. Meridiani, I. Puljak, C. Rovelli, S. Baffioni, R. Salerno, and Y. Sirois. Electron reconstruction in CMS, 2006.
- [18] C. Amsler et al. Mechanical design and material budget of the CMS barrel pixel detector detector, 2009.
- [19] OpenMP Spezifikationen. <https://computing.llnl.gov/tutorials/openmp/>.

Verwendete Monte-Carlo-Simulations-Daten

Um andere Modelle mit dem Standardmodell zu vergleichen, muss ein Satz von Monte-Carlo Simulationen festgelegt werden, welcher das Standardmodell repräsentiert. Für diese Arbeit wird auf die Summer-08-Monte-Carlo Produktion zurückgegriffen, mit einer idealen Detektor Anordnung und dem Monte-Carlo-Simulator PYTHIA 6. Die Untergründe, die in den interessanten Ereignisklassen ein Signal haben, sind:

- Drell-Yan $\rightarrow \mu\mu$ für verschiedene $M_{\text{inv}}(\mu)$ ($> 200 \text{ GeV}$, $> 500 \text{ GeV}$, $> 1000 \text{ GeV}$, $> 2000 \text{ GeV}$), je 10k Ereignisse

Und je 200k Ereignisse der Doppel-Boson-Prozesse:

- Doppel-Z-Boson-Prozess: $q\bar{q} \rightarrow ZZ$
- Doppel-W-Boson-Prozess: $q\bar{q} \rightarrow WW$
- W- Z-Boson-Prozess: $q\bar{q} \rightarrow WZ$

Die Signal-Monte-Carlo-Simulationen des angeregten Myons wurden von Yong Yang am Caltech mit Pythia6 produziert. Es wurden verschiedene Massen für μ^* simuliert und bei der Produktion wurde Λ auf 10 TeV gesetzt. Da Λ jedoch nur als Faktor in den Wirkungsquerschnitt eingeht (siehe Tab. 8.1), kann man die erhaltenen Monte-Carlo Daten für andere Λ entsprechend skalieren.

Einsatz von Multiprocessing

Im Verlauf dieser Arbeit wurde MUSiC um die Funktion des Multiprocessing erweitert. Dies ist bei modernen Computern mit mehreren Prozessoren sinnvoll und beschleunigt die Berechnungen wesentlich. Da MUSiC ein schon länger bestehendes Programm ist und nicht in Hinblick auf Parallelisierung geschrieben wurde, wurde auf das Framework „openMP“ [19] zurückgegriffen. Dieses erlaubt es dem Compiler (hier: gcc) Anweisungen zu geben und diesen den Code parallelisieren zu lassen. Besonders einfach ist z.B. die Parallelisierung von “for” Schleifen:

```
#pragma omp parallel for private(a,b,c)
for (i=0;i<N;i++){
    /*Code mit a,b und c in jeder for-Schleife anders
    und allgemein zugaenglichen Variablen d,e usw.*/
}
```

Die Berechnungen auf einem Dual-Core wurden ungefähr um das 1.9 fache beschleunigt.