

Studie zum Nachweis angeregter Myonen mit dem CMS-Detektor

von

Clemens Zeidler

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im August 2006

angefertigt im

III. Physikalischen Institut A
Prof. Dr. Thomas Hebbeker



Überblick

In dieser Diplomarbeit werden die Möglichkeiten untersucht, die der zukünftige CMS-Detektor am LHC bei der Suche nach angeregten Myonen μ^* bietet. Dazu wird der „goldene Zerfallskanal“ des angeregten Myons $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$ betrachtet.

Da sich der LHC und der CMS-Detektor noch im Bau befinden, wird eine Machbarkeitsstudie durchgeführt, wobei die Erzeugung sowie der Zerfall des μ^* und auch der relevanten Untergrundprozesse mit Hilfe einer Computersimulation beschrieben wird. Um den Durchgang der Signal- und Untergrund-Teilchen durch den CMS-Detektor zu studieren, wird die volle CMS-Detektorsimulation verwendet. Mit Hilfe der späteren CMS-Rekonstruktions-Software ist es dann möglich, Daten zu erhalten, wie sie auch später vom realen Detektor aufgenommen sein könnten. Aus diesen Daten wird das μ^* rekonstruiert. Zur statistischen Auswertung der so erhaltenen Daten wird die Loglikelihood-Verhältnis-Methode verwendet.

Als Ergebnis dieser Arbeit wurde ein Entdeckungspotential sowie eine Ausschlussgrenze berechnet. Somit ist es möglich, bei einer integrierten LHC-Luminosität von 10fb^{-1} mit dem CMS-Detektor angeregte Myonen bei einem Skalenparameter von $\Lambda=1$ TeV bis zu einer Masse von 3,50 TeV zu entdecken und bis zu einer Masse von 3,81 TeV auszuschließen. Damit kann die aktuelle Ausschlussgrenze von 618 GeV ($\Lambda=1$ TeV) mit CMS deutlich angehoben werden.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
1 Einführung	1
1.1 Wichtige Größen der Hochenergie-Physik	2
1.1.1 CMS-Koordinatensystem	2
1.1.2 Wirkungsquerschnitt und Luminosität	3
2 Das Standardmodell	5
2.1 Die Elementarteilchen	5
2.1.1 Wechselwirkungskräfte und Austauscheteilchen	6
2.1.2 Hadronen	7
2.1.3 Erhaltungsgrößen	7
2.2 Lokale Eich-Theorie (Yang-Mills-Theorie)	7
2.3 Die elektroschwache Wechselwirkung	8
2.4 Die Quanten-Chromo-Dynamik	10
2.5 Der Higgs-Mechanismus	11
3 Angeregte Myonen	13
3.1 Angeregte Leptonen	13
3.1.1 Erzeugung von angeregten Leptonen	15
3.1.2 Zerfall des μ^*	16
3.2 Aktuelle Ausschlussgrenzen	18
4 Der LHC und der CMS-Detektor	19
4.1 Teilchen-Beschleuniger	19
4.2 Der Large Hadron Collider (LHC)	21
4.3 Der CMS-Detektor	22
4.3.1 Der Spurdetektor	22
4.3.2 Das Elektromagnetische Kalorimeter	24
4.3.3 Das hadronische Kalorimeter	26
4.3.4 Der Magnet	27
4.3.5 Myonsystem	27
4.4 Bestimmung der Luminosität	28
4.5 Trigger und Datennahme	30
4.6 Pile-up	31

5	Simulation und Rekonstruktion	33
5.1	Produktion angeregter Myonen mit PYTHIA	33
5.2	Simulation des CMS-Detektor	35
5.3	Pile-up und Minimum-Bias	36
5.4	Auswertung der Daten mit PAX	36
5.5	LHC Computing-Grid	37
6	μ^* auf Generator-Ebene	39
6.1	Monte-Carlo-Ereignisse	39
6.2	Invariante Masse	40
6.3	Kinematik des μ^*	41
6.4	Winkelverteilungen des μ^*	42
6.5	Zerfall des μ^*	43
6.5.1	Kinematik der Zerfallsprodukte	44
6.5.2	Winkelverteilung der Zerfallsprodukte	45
6.5.3	Myonen-Zuordnung	46
6.6	Untergrundprozesse	47
6.6.1	Kinematik des Untergrundes	48
7	Teilchenrekonstruktion	53
7.1	Myon-Rekonstruktion	53
7.1.1	Spurrekonstruktion	53
7.1.2	Myon- p_T -Auflösung bei CMS	54
7.1.3	Myon-Isolation	56
7.1.4	Der Myon-Trigger	57
7.1.5	Di-Myon-Trigger	58
7.2	Rekonstruktion von Photonen	58
7.2.1	Energie-Messung	58
7.2.2	Positions-Bestimmung	59
7.2.3	Konvertierte Photonen	60
7.2.4	HLT-Trigger	61
7.3	μ^* -Zerfallsprodukte	61
7.3.1	$p_T(\mu)$ -Auflösung	62
7.3.2	$E(\gamma)$ -Auflösung	63
7.3.3	Kinematik	64
7.3.4	Trigger-Effizienz	64
7.4	Untergründe	65
8	Ereignis-Auswahl	67
8.1	Rekonstruktion des μ^*	67
8.1.1	Detektorauflösung	70
8.1.2	μ^* -Zerfallskanäle	71
8.2	Ereignis-Auswahl und Schnitte	72
8.2.1	Vorauswahl	72
8.2.2	Trigger	73

8.3	Untergrund bei hohem $M(\mu + \gamma)$	74
9	Statistische Auswertung	77
9.1	Loglikelihood-Verhältnis-Methode	77
9.1.1	Signal- und Untergrundhypothese	77
9.1.2	Das Neyman-Pearson Lemma	79
9.1.3	Vertrauensintervall	80
9.2	Ergebnisse	82
9.3	Systematische Fehler	85
9.3.1	Signal-Variation	88
9.3.2	Untergrund-Variation	89
9.4	Alternative Selektion von μ_1	89
10	Zusammenfassung	91
A	Technische Details	93
A.1	Grid-Manager	93
A.2	PYTHIA-Produktions-Karte	96
	Bibliographie	99

Kapitel 1

Einführung

Das Bestreben der Teilchenphysik ist es, die Natur der kleinsten Teilchen, aus denen die uns bekannte Materie aufgebaut ist, und ihre Wechselwirkungen zu beschreiben. Die Vorstellung was die kleinsten Teilchen der Materie sind, hat sich im Laufe der Zeit immer wieder zu noch kleineren Teilchen verschoben. Nach heutigem Wissen sind diese Teilchen Quarks und Leptonen, welche durch das so genannte Standardmodell beschrieben werden. Das Standardmodell beschreibt auf der bisher erforschten Energieskala die Natur sehr gut, dazu muss aber ein weiteres, bisher unentdecktes Teilchen, das Higgs, postuliert werden.

Schon heute stößt man auf Phänomene, wie z.B die Neutrino-Oszillation, die nicht mit dem Standardmodell verträglich sind. Mit dem Bau des LHC (Large Hadron Collider), der 2007 fertiggestellt wird, dringt man zu Energieskalen jenseits von 1 TeV vor. Damit erhofft man sich nicht nur die Entdeckung des Higgs, sondern auch die Überprüfung von Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen.

Das in dieser Analyse verwendete Composite-Modell ist eine dieser Theorien, die offene Fragen des Standardmodells zu lösen versuchen. Im Composite-Modell existieren Anregungszustände von Quarks und Leptonen, die in bekannte Teilchen zerfallen können. Die Entdeckung eines Anregungszustand herkömmlicher Teilchen des Standardmodell wäre ein starkes Zeichen für eine Substruktur von Quarks und Leptonen.

In dieser Diplomarbeit wird eine Machbarkeitsstudie für die Suche nach angeregten Myonen am Compact Myon Solenoid (CMS) Detektor, am LHC durchgeführt.

In den folgenden Kapiteln wird ein kurzer Überblick über das Standardmodell und das Modell angeregter Myonen gegeben. Der LHC-Beschleuniger und die einzelnen Komponenten des CMS-Experiment werden in Kapitel 4 beschrieben.

Das Thema von Kapitel 5 ist die Computersimulation des μ^* und des CMS-Detektors. Dabei werden die einzelnen Schritte von der Erzeugung eines Teilchens bis hin zur Rekonstruktion am Detektor beschrieben.

Die Eigenschaften von angeregten Myonen werden in Kapitel 6 untersucht. Wie gut diese Teilchen dann im Detektor detektiert werden können, wird im Kapitel 7 beschrieben.

Die Rekonstruktion des μ^* aus seinen, vom Detektor gefundenen Zerfallsprodukten und die anschließende statistische Auswertung werden im Kapitel 8 und 9 erläutert.

Zu Beginn soll eine kleine Zusammenfassung über die in dieser Analyse verwendeten Größen und Definitionen gegeben werden.

1.1 Wichtige Größen der Hochenergie-Physik

Im Folgenden werden die Lichtgeschwindigkeit c sowie die Planck-Konstante \hbar zu eins gesetzt

$$c = \hbar = 1. \quad (1.1)$$

Weiter wird die Einsteinsche Summenkonvention verwendet, bei der über zwei gleiche griechische Indizes summiert wird, sofern ein Index hochgestellt und der andere Index tiefgestellt ist [1]

$$p^\mu p_\mu \equiv \sum_\mu p^\mu p_\mu. \quad (1.2)$$

Ein Vektor kann mit dem metrischen Tensor $g_{\mu\nu}$ folgendermaßen transformiert werden

$$p^\mu g_{\mu\nu} = p_\nu. \quad (1.3)$$

Ist z.B. p_μ die μ -te Komponente des Viererimpuls, gilt

$$p^\mu p_\mu = \sum_{a,b} p_a \cdot g_{ab} \cdot p_b = p_0^2 - (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) = E^2 - P^2 = m^2. \quad (1.4)$$

1.1.1 CMS-Koordinatensystem

Um Teilchen nach der Rekonstruktion eindeutig beschreiben zu können, wird das Detektorsystem als Standard-Koordinatensystem verwendet. Der nominelle Wechselwirkungspunkt wird als Nullpunkt festgelegt, die z -Achse geht in Richtung der Strahlachse, die x -Achse ist die zum Erdboden senkrechte und die y -Achse die zum Erdboden horizontale Achse [2]. Der Azimutalwinkel ϕ wird in der xy -Ebene relativ zur x -Achse gemessen. Der Polarwinkel θ wird von der z -Achse aus gemessen. Statt θ wird auch die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (1.5)$$

verwendet. Diese Größe hat den Vorteil, dass eine Differenz $\Delta\eta$ zweier η -Werte ein Lorenz-Skalar gegenüber Lorenz-Boost entlang der z -Achse ist. Mit Hilfe von η kann so ein invarianter Abstand R zweier Teilchen gegenüber einem Lorenzboost in z -Richtung definiert werden

$$\Delta R^2 = (\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2. \quad (1.6)$$

Der Energie- und der Impulsanteil eines Teilchens, der in der transversalen xy -Ebene liegt wird als transversale Energie E_T bzw. transversaler Impuls $P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$ bezeichnet.

Wird im Detektor eine unausgeglichene Energiebilanz in der transversalen Ebene gemessen, wird diese fehlende transversale Energie E_T einem vom Detektor nicht detektierbaren Teilchen wie einem Neutrino zugeordnet. Da eine pp-Kollision bei einem Hadronen-Beschleuniger für gewöhnlich einen großen longitudinalen Impuls besitzt, kann nur in der transversalen Ebene fehlende Energie bestimmt werden.

1.1.2 Wirkungsquerschnitt und Luminosität

Eine wichtige Kenngröße eines Teilchenbeschleunigers ist die Luminosität. Sie wird zur Berechnung der Ereignisrate eines Prozesses an einem Beschleuniger verwendet. Die Rate von erzeugten Teilchen \dot{n} eines Prozesses ist gegeben durch

$$\dot{n} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \quad (1.7)$$

σ ist der Wirkungsquerschnitt des Prozesses und \mathcal{L} ist die Luminosität des Beschleunigers. Um eine höhere Anzahl von Zusammenstößen zu erreichen, werden in einem Ringbeschleuniger nicht nur jeweils ein Teilchen, sondern ein konzentriertes Teilchenbündel beschleunigt. Sind alle Eigenschaften des Beschleunigers bekannt, kann die Luminosität eines Beschleunigers durch

$$\mathcal{L} = \frac{f \cdot n_B \cdot N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (1.8)$$

berechnet werden. Hierbei ist f die Kreisfrequenz, mit der ein Teilchenbündel im Beschleunigerring rotiert, n_B ist die Anzahl der Teilchenbündel, N die Anzahl von Teilchen in einem Teilchenbündel, σ_x und σ_y sind die Breiten eines gaussförmigen Teilchenbündels. Da diese Formel nur näherungsweise und für gaussförmige Teilchenbündel gilt, sowie die einzelnen Parameter nicht genau bekannt sind, werden andere Methoden zur Luminositätsberechnung benutzt (siehe Kapitel 4.4).

Kapitel 2

Das Standardmodell

Die Idee, den Aufbau der Materie durch kleinste Bausteine zu beschreiben, stammt schon vom griechischen Philosophen Demokrit, aus der Zeit um 400 v. Christus. Um solche Theorien durch experimentelle Beweise zu bestätigen, fehlten zu dieser Zeit noch die technischen Mittel. Erst zu Beginn des 19. Jahrhundert stellte J. Dalton empirisch fest, dass die Masse der Moleküle ein vielfaches einer diskreten Masse, dem Atomgewicht, ist.

Mit der Entdeckung des Elektrons (1897) durch J.J.Thomson und der Aufstellung des Rutherfordschen Atommodelles (1911) durch E. Rutherford drang man immer tiefer in die Struktur der Materie ein. Einen neuen Ansatz zur Beschreibung der Physik des Mikrokosmos lieferte dann Niels Bohr, der Begründer der Quantenphysik.

Aus der Quantenmechanik entwickelte sich über die relativistische Quantenmechanik die Quantenfeldtheorie, auf die das heutige, so genannte Standardmodell aufbaut. Mit dem Standardmodell können die heute bekannten kleinsten Teilchen und Kräfte sehr gut beschrieben werden. Allerdings stößt man auch an die Grenzen des Standardmodells. Deshalb sollen neue Experimente wie z.B. der Large Hadron Collider (LHC) diese Grenzen untersuchen. Da das Standardmodell die meisten heute bekannten Prozesse des Mikrokosmos sehr gut beschreibt, müssen neue Theorien auf das Standardmodell aufbauen oder im Grenzübergang ins Standardmodell übergehen. Im Folgenden soll deshalb eine kurze Übersicht zum Standardmodell gegeben werden.

2.1 Die Elementarteilchen

Im Standardmodell wird der Aufbau der Materie auf Leptonen und Quarks reduziert. Die Kräfte, die auf die Teilchen wirken, werden durch Austauschteilchen übertragen. Leptonen und Quarks sind Fermionen, das heißt Spin 1/2-Teilchen. Sie können jeweils in drei Familien aufgeteilt werden.

Die Leptonen sind das Elektron e , das Myon μ und das Tauon τ sowie zu jedem dieser Teilchen das entsprechende Neutrino ν (siehe Tabelle: 2.1).

	Ladung [e]	Masse [MeV]	Spin
e	-1	0.511	1/2
ν_e	0	<0.003	1/2
μ	-1	105,7	1/2
ν_μ	0	<0.002	1/2
τ	-1	1777	1/2
ν_τ	0	<18.2	1/2

Tabelle 2.1: Die Leptonen und ihre Eigenschaften [3].

Zu jeder Familie der Quarks gehört ein Quark mit Ladung $+2/3$ und ein Quark mit Ladung $-1/3$ (siehe Tabelle: 2.2). Die Quarks besitzen zusätzlich einen Farbzustand, die Farbladung, die mit den Farben rot, grün oder blau bezeichnet wird.

	Ladung [e]	Masse [MeV]	Spin
u p	$+2/3$	1,5 - 4	1/2
d own	$-1/3$	4 - 8	1/2
c harm	$+2/3$	1250 - 1350	1/2
s trange	$-1/3$	80 - 130	1/2
t op	$+2/3$	174300 ± 5100	1/2
b ottom	$-1/3$	4100 - 4400	1/2

Tabelle 2.2: Die Eigenschaften der Quarks. Die Masse der u-, d- und s-Quarks sind die Strommassen, die c- und b-Massen die „running masses“ im \overline{MS} -Schema, und die Masse des t-Quarks ist aus seinen Zerfallsprodukten bestimmt. [3].

Zu jedem Quark und jedem Lepton existiert ein Antiteilchen mit entgegengesetzter elektrischer Ladung und bei Quarks auch mit entgegengesetzter Farbladung.

2.1.1 Wechselwirkungskräfte und Austauscheteilchen

Kräfte werden im Standardmodell über Austauscheteilchen, mit Spin Eins übertragen (Tab. 2.3). Das Standardmodell umfasst die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung (WW) wobei die elektromagnetische und schwache WW zur elektroschwachen WW vereinigt werden konnte. Die Gravitation wird nicht durch das Standardmodell beschrieben.

Eichboson:	Photon γ	W^+, W^-	Z^0	Gluon g
WW:	elm.	schwach	schwach	stark
Masse:	0	80,4 GeV	91,2 GeV	0
Reichweite:	∞	$\sim 0,001$ fm	$\sim 0,001$ fm	~ 1 fm
Partner:	elek. gel. Teilchen	alle	alle	Quarks

Tabelle 2.3: Übersicht über die Eigenschaften der Eichbosonen. [4]

Das wohl bekannteste Austauschteilchen ist das Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft, das Photon γ . Verantwortlich ist die elektromagnetische WW unter anderem für kovalente Bindungen von Molekülen.

Die schwache WW kommt bei radioaktiven Zerfällen zum Tragen. Die starke WW hingegen ist z.B. für den Zusammenhalt von Protonen und Nukleonen verantwortlich.

Die elektroschwache und die starke WW können durch renormierbare Eich-Theorien beschrieben werden.

2.1.2 Hadronen

Quarks kommen nicht einzeln, sondern nur in Kombination mit anderen Quarks vor. Der Grund hierfür ist, dass Teilchen immer farbneutral¹ sein müssen. Ein Teilchen, das aus drei Quarks verschiedener Farben besteht, nennt man Baryon (z.B. das Proton (uud) oder das Neutron (udd)). Eine andere Möglichkeit eines farbneutralen Teilchens ist die Kombination zweier Quarks mit einer Farbe und der entsprechenden Antifarbe (z.B. das π^+ ($u\bar{d}$)). Teilchen, die aus zwei Quarks bestehen, nennt man Mesonen.

2.1.3 Erhaltungsgrößen

Im Standardmodell existieren verschiedene Erhaltungsgrößen, die in einem System von Teilchen gelten. Wechselwirken Teilchen miteinander, so bleibt die Ladung des Gesamtsystems erhalten. Ebenso ist die Lepton-Familie, die Lepton-Zahl und bei Quarks die Farbladung erhalten.

Durch die Entdeckung der Neutrinooszillation ist bekannt, dass Neutrinos doch eine sehr kleine Masse besitzen und dass nur die Lepton-Zahl erhalten ist.

2.2 Lokale Eich-Theorie (Yang-Mills-Theorie)

Die Theorie des Standardmodells beruht auf einer Feldtheorie, die einer lokalen Eichsymmetrie genügt. Dies bedeutet anschaulich, dass an jedem Punkt das Feld eines Teilchens durch einen lokalen Phasenfaktor „umgeeicht“ werden kann.

Durch eine unitäre Transformation des Feldes $\Phi(x)$ mit einem Phasenfaktor $e^{i\chi(x)}$ mit einer ortsabhängigen Funktion $\chi(x)$, gegeben durch

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x) = e^{i\chi(x)} \cdot \Phi(x) \quad (2.1)$$

soll das transformierte Feld $\Phi'(x)$ die gleiche Physik beschreiben. Allgemein transformiert sich eine Gruppe von Feldern $\Phi'_i(x)$ wie:

$$\Phi'_i(x) = U_i^k \Phi_k(x) = \left[e^{i\frac{g}{2}\theta^\alpha(x)T_\alpha} \right]_i^k \Phi_k(x) \quad (2.2)$$

¹Drei verschiedene Farbladungen oder die Kombination aus Farb- und Antifarbladung sind farbneutral.

Wobei $U_i^k = \left[e^{i\frac{g}{2}\theta^\alpha(x)T_\alpha} \right]_i^k$ eine unitäre Transformation ist, woraus folgt, dass $T^* = T$, also hermitesch ist. Die Grösse g wird als Kopplungskonstante bezeichnet, die T_α werden die Generatoren der unitären Gruppe $U(N)$ genannt und $\theta(x)$ ist der Transformationswinkel. Φ bezeichnet im Folgenden einen Vektor mit den Feldern Φ_i .

Stellt man an die unitäre Transformation die Bedingung, dass die Determinante von U gleich eins ist, spricht man von einer speziellen unitären Gruppe, der $SU(N)$. Die N -dimensionale spezielle unitäre Gruppe $SU(N)$ besitzt genau $N^2 - 1$ Generatoren T_α . Eine mögliche Darstellung der Generatoren der $SU(2)$ sind die Pauli-Matrizen:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Für die Generatoren der $SU(3)$ können die Gell-Mann Matrizen gewählt werden [5].

Die Lagrangedichte eines freien Fermions ist gegeben durch:

$$\mathcal{L} = \bar{\Phi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Phi, \quad (2.4)$$

wobei γ^μ die 4×4 Dirac-Matrizen sind². Sie gehorchen der Beziehung $\{\gamma_\mu, \gamma_\nu\} = -2g_{\mu\nu}$ ³. Damit (2.4) forminvariant unter einer unitären Transformation des Feldes Φ gemäß 2.2 bleibt, muss in der Lagrangedichte die Ableitung ∂_μ durch die kovariante Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{2}T_\alpha A_\mu^\alpha \quad (2.5)$$

ersetzt werden, wobei ein sogenanntes Eichfeld A_μ eingeführt wird, das sich unter der unitären Transformation wie

$$\frac{T_\alpha}{2}A_\mu^\alpha \rightarrow U\left(\frac{T_\alpha}{2}A_\mu^\alpha\right)U^\dagger + \frac{i}{g}U\partial_\mu U^\dagger \quad (2.6)$$

transformiert. Weiter wird der Feldstärketensor

$$F^{\mu\nu}(x) = \frac{i}{g}[D^\mu, D^\nu] \quad (2.7)$$

eingeführt mit dem das freie Eichfeld in der Lagrangedichte beschrieben wird. Insgesamt erhält man für die Lagrangedichte einer lokalen Eichtheorie:

$$\mathcal{L} = \bar{\Phi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Phi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x). \quad (2.8)$$

Diese Lagrangedichte ist eichinvariant unter der Transformation von 2.2 und 2.6. Für weitere Informationen zur Eichtheorie siehe [6][7].

2.3 Die elektroschwache Wechselwirkung

In der elektroschwachen Wechselwirkung unterscheidet man zwischen links- und rechtshändigen Teilchen. Die linkshändige Feld ist durch

$$\Phi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \cdot \Phi \quad (2.9)$$

² $\bar{\Phi}_i = \Phi_i^\dagger \gamma^0$ mit Φ_i^\dagger dem komplex konjugiert und transponierte von Φ_i .

³Def. des Antikommutators: $\{a, b\} = ab + ba$.

definiert, wobei die Felder der Teilchen in Duplets eines schwachen Isospins $I = 1/2$ aufgeteilt werden können.

$$L := \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L. \quad (2.10)$$

Dabei hat die dritte Komponente des Isospins I_3 den Wert $1/2$ für den oberen Eintrag und $-1/2$ für den unteren Eintrag des Duplets.

Die rechtshändigen Feld

$$\Phi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \cdot \Phi \quad (2.11)$$

lassen sich in Singlets mit $I = 0$ schreiben:

$$R := e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R. \quad (2.12)$$

Es existieren also keine linkshändigen Neutrinos bzw. sie wechselwirken mit keinem bekannten Teilchen.

Jedes Teilchen besitzt ebenfalls eine Hyperladung Y . Die elektrische Ladung der Leptonen und Quarks ergibt sich aus dem schwachen Isospin und der Hyperladung über die Gell-Mann-Nishiyama-Relation zu

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y. \quad (2.13)$$

Die elektroschwache Wechselwirkung ist nicht symmetrisch unter einer Paritätstransformation der Felder. Daraus ergibt sich das verschiedene Wechselwirkungen für links- und rechtshändige Felder existieren. Dies lässt sich im Rahmen der Eichtheorie durch eine $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Eichgruppe beschreiben wobei die $SU(2)_L$ nur auf linkshändige Teilchen wirkt.

Die lokale $U(1)_Y$ Transformation lautet

$$U_L = e^{i\frac{g'}{2}Y_L\alpha(x)} \quad (2.14)$$

für linkshändige Teilchen und

$$U_R = e^{i\frac{g'}{2}Y_R\alpha(x)} \quad (2.15)$$

für rechtshändige Teilchen. Hier ist g' die Kopplungskonstante der $U(1)$, Y die schwache Hyperladung und $\alpha(x)$ der Transformationswinkel.

Für die $SU(2)$ lautet für die lokale Transformation für linkshändige Teilchen

$$U_L = e^{i\frac{g}{2}\sigma^\nu\beta(x)_{nu}} \quad (2.16)$$

Hier ist g die Kopplungskonstante der $SU(2)$, σ^ν die σ -Matrizen und $\beta(x)_\nu$ die Transformationswinkel.

Die drei Eichfelder der $SU(2)_L$ werden mit W^1, W^2 und W^3 und das Eichfeld der $U(1)$ mit B bezeichnet. Der Feldstärketensor ergibt sich dann für das Eichfeld B zu

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.17)$$

und für die Eichfeld W^i zu

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - gW_\mu^i \times W_\nu^i. \quad (2.18)$$

Der zusätzliche Term in 2.18 kommt dadurch zustande dass die $SU(2)_L$ eine nicht abelsche Gruppe ist.

Die Eichfelder der elektroschwachen Wechselwirkung beschreiben aber noch keine realen Eichbosonen, vielmehr werden die physikalischen Größen aus Linear-Kombinationen der Eichfelder gebildet. Das schon aus der Elektrodynamik bekannte Photonfeld A ergibt sich zu

$$A = \cos \theta_W \cdot B + \sin \theta_W \cdot W^3 \quad (2.19)$$

und die drei Eichbosonen Z , W^+ und W^- ergeben sich zu:

$$Z = -\sin \theta_W \cdot B + \cos \theta_W \cdot W^3, \quad (2.20)$$

$$W^+ = \frac{-W^1 + iW^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.21)$$

$$W^- = \frac{-W^1 - iW^2}{\sqrt{2}}. \quad (2.22)$$

Hierbei ist θ_W der elektroschwache Mischungswinkel, auch Weinberg-Winkel genannt ($\sin^2 \theta_W \approx 0,23$). Diese drei Eichbosonen bekommen erst durch den Higgs-Mechanismus (Kap. 2.5) eine Masse. Ohne den Higgs-Mechanismus wären sie wie das Photonfeld masselos.

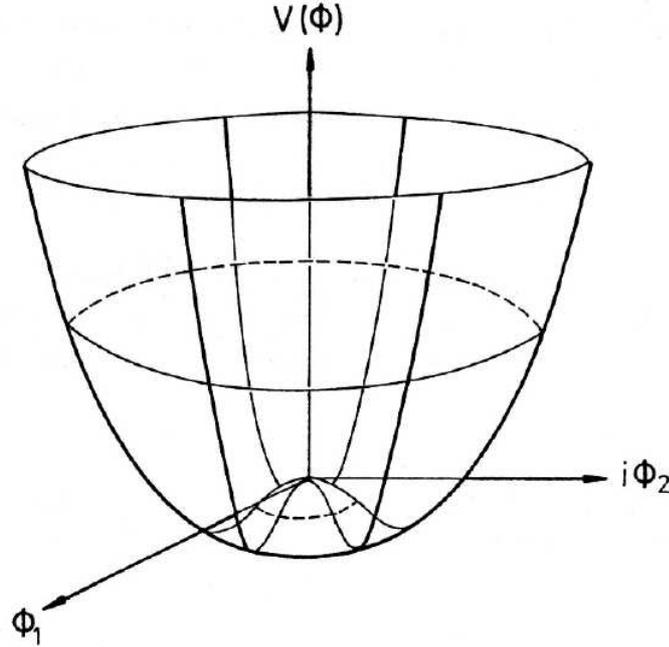
Die schon aus der klassischen Physik bekannte elektromagnetische WW wird zusammen mit der schwachen WW durch die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetrie beschrieben. Man spricht von einer Vereinigung beider Wechselwirkungen.

2.4 Die Quanten-Chromo-Dynamik

Die WW zwischen Quarks wird durch die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) beschrieben. Im Rahmen der Eichtheorie wird dazu eine $SU(3)$ Symmetrie verwendet. Physikalisch bedeutet dies, dass den Quarks eine zusätzliche Quantenzahl, die Farbladung, zugeordnet wird. Diese Farbladung kann die Farbzustände rot, grün und blau annehmen. Die $SU(3)$ besitzt acht Generatoren, es müssen also acht Eichfelder, die Gluonen, eingeführt werden. Die Gluonen sind selbst farbbehaftet, sie können untereinander wechselwirken. Die lokale $SU(3)$ Transformation für einen Quark-Zustand lautet:

$$U(x) = e^{i\frac{g_s}{2}\lambda_a\beta_a(x)} \quad a = 1,2,3 \quad (2.23)$$

wobei λ_i die Gell-Mann Matrizen, β_i der Transformationswinkel und g_s die Kopplungskonstante der starken WW ist. Alle Gluonen wechselwirken gleich stark miteinander. Es gibt sechs Gluonen-Farbkombinationen, die für farbändernde Übergänge verantwortlich sind. Die übrigen beiden Kombinationen beschreiben farberhaltende Übergänge.

Abbildung 2.1: Das Higgspotential $V(\phi) = -\mu^2|\phi|^2 + \lambda^2|\phi|^4$ [8]

2.5 Der Higgs-Mechanismus

Bis hierher werden von der Theorie nur masselose Eichbosonen und Fermionen beschrieben. Da aber das W -Boson eine Masse von 80,4 GeV und das Z -Boson eine Masse von 91,2 GeV, sowie alle Fermionen bis auf die Neutrinos Masse besitzt, wird ein Mechanismus eingeführt der den Teilchen eine Masse gibt.

Um den Eich-Bosonen eine Masse zu geben, wird ein Higgs-Feld

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^1 \\ \phi^2 \end{pmatrix} \quad (I = 1/2, Y = 1) \quad (2.24)$$

mit der Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (\partial^\mu \Phi)^\dagger (\partial_\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda^2 (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.25)$$

eingeführt. Das Higgs-Feld füllt gleichmäßig den kompletten Raum und hat einen von Null verschiedenen Vakuum-Erwartungswert (Abb. 2.1)

$$\langle \Phi_0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (v = \frac{\mu}{\lambda}). \quad (2.26)$$

Betrachtet man eine Variation η um den Grundzustand $v \rightarrow v + \eta$ und setzt dies in die Lagrangedichte 2.25 ein, ergeben sich Massenterme für das Higgs sowie für W und Z Bosonen. Das Photon bleibt masselos.

Das Higgsmodell kann ebenfalls den Leptonen und Quarks eine Masse geben. Hierbei muss aber darauf geachtet werden, dass die Neutrinos masselos bleiben⁴. Die Yukawa-Kopplung (2.27) beschreibt eine Kopplung zwischen Higgs-Skalaren und Fermionen

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -g_f (\bar{R}\Phi^\dagger L + \bar{L}\Phi R). \quad (2.27)$$

Bei Leptonen ist L das linkshändige Lepton-Duplett 2.10 und R das rechtshändige Lepton-Singlet 2.12. Die Faktoren g_f sind vom Teilchen abhängig.

Um aber auch an u, c, t -Quarks zu koppeln, muss zusätzlich ein transformiertes Higgsfeld

$$\langle \Phi_c \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \quad (v = \frac{\mu}{\lambda}, I = 1/2, Y = -1) \quad (2.28)$$

eingeführt werden. Dies bewirkt, dass alle Quarks eine Masse bekommen und bei den Leptonen die Neutrinos masselos bleiben.

Das Higgs wurde bei LEP bis zu einer Masse von 114 GeV ausgeschlossen. Es ist aber auch aus der Messungen anderer Prozesse bekannt das es ein Mass kleiner 250 GeV haben muss [3]. Wird kein Higgs in diesem Bereich gefunden ist das hier vorgestellte Standartmodell falsch.

⁴Zu bemerken ist dabei, dass die Neutrino-Oszillation nur durch eine Masse der Neutrinos zu erklären ist. Das Standardmodell beschreibt hier die Physik nicht korrekt

Kapitel 3

Angeregte Myonen

Die Vorstellung, Quarks und Leptonen als elementare Bausteine der Materie hinzunehmen, ist in gewisser Weise unbefriedigend. Denn es bleibt die Frage: Warum existieren gerade drei Familien, deren Familienmitglieder sich nur in der Masse und Ladung unterscheiden?

Bei Atomen, Baryonen oder Messonen sind Anregungszustände zu beobachten. Dies ist durch eine Substruktur zu erklären. Eine natürliche Möglichkeit, das Standardmodell zu erweitern, ist die Annahme, dass Leptonen und Quarks eine weitere Substruktur besitzen. Könnte man Anregungszustände eines Leptons oder Quarks nachweisen, wäre dies ein deutliches Indiz für eine Substruktur der Fermionen. Die angenommenen Bestandteile der Leptonen und Quarks werden als Preonen bezeichnet.

Das Composite-Modell [9] beschreibt angeregte Leptonen und Quarks und wird in dieser Analyse als theoretische Grundlage für die Suche nach angeregten Myonen verwendet. In diesem Modell wird eine neue Wechselwirkung eingeführt, über die die Preonen wechselwirken. Diese Wechselwirkung wird als Kontaktwechselwirkung (K-WW) bezeichnet und ist mit der starken Wechselwirkung aus der QCD vergleichbar. Im folgenden soll das Composite-Modell näher betrachtet werden, wobei nur das Modell für angeregten Leptonen beschrieben wird.

3.1 Angeregte Leptonen

Im betrachteten Composite-Modell wird die Kontaktwechselwirkung (K-WW) als neue Wechselwirkung zwischen Leptonen und angeregten Leptonen eingeführt.

Es wird angenommen, dass angeregte Leptonen in einem Isospin Duplett

$$\begin{pmatrix} \nu^* \\ l^* \end{pmatrix}_{L,R}$$

mit Spin und Isospin 1/2 vorkommen. Die Lagrangedichte der Kontakt-Wechselwirkung lautet [9]

$$\mathcal{L}_C = \frac{g_*^2}{\lambda^2} \frac{1}{2} j^\mu j_\mu, \quad (3.1)$$

wobei die Ströme durch

$$j_\mu = \eta_L \bar{l}_L \gamma_\mu l_L + \eta'_L \bar{l}_L^* \gamma_\mu l_L^* + \eta''_L \bar{l}_L^* \gamma_\mu l_L + H.c. + (L \rightarrow R) \quad (3.2)$$

gegeben sind. In den verwendeten Rechnungen wird g_*^2 zu 4π und die η -Faktoren der linkshändigen Ströme zu Eins gesetzt. Rechtshändige Ströme werden der Einfachheit halber vernachlässigt [9]. Die Größe Λ ist die Composite-Skala. Sie charakterisiert die Stärke mit der die Preonen wechselwirken sowie die Größenordnung der Masse der angeregten Leptonen an.

Angeregte Leptonen koppeln nicht nur über die Kontakwechselwirkung an andere Teilchen, sondern auch über die elektroschwache Wechselwirkung. Die Kopplung erfolgt über die Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{Eich} = \bar{l}^* \gamma^\mu \left(g \frac{\sigma_\alpha}{2} W_\mu^\alpha + g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) l^*. \quad (3.3)$$

Mit den schwachen Kopplungskonstanten $g = e/\sin\theta_W$ und $g' = e/\cos\theta_W$ sowie den Eichfelder W_μ und B_μ .

Im Composite Modell existiert auch eine Kopplung zwischen angeregten und nicht angeregten Zuständen. Ein Kopplung von rechtshändigen, angeregten Leptonen an linkshändige normale Leptonen kann auch per Eich-Wechselwirkung erfolgen, die Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{trans} = \frac{1}{2\Lambda} \bar{l}_R^* \sigma^{\mu\nu} \left(g f \frac{\sigma_\alpha}{2} W_{\mu\nu}^\alpha + g' f' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu} \right) l_L + H.c. \quad (3.4)$$

Die Größen $W_{\mu\nu}$ und $B_{\mu\nu}$ sind die Feldstärketensoren der elektroschwachen Wechselwirkung (siehe Kap. 2) mit den entsprechenden Generatoren σ und Y . Die schwache Hyperladung beträgt für angeregte Zustände -1 . f und f' sind von der Dynamik des Composite-Modells abhängige Parameter, die in der Größenordnung von eins zu erwarten sind.

Schreibt man (3.4) in Termen der Eichfelder $V = W^\pm, Z, \gamma$ ergibt sich die Lagrangedichte zu

$$\mathcal{L}_{trans} = \sum_V \frac{e}{\Lambda} \bar{l}_R^* \sigma^{\mu\nu} (c_V - \gamma^5 d_V) V_{\mu\nu} l_L. \quad (3.5)$$

Aus genauen Messungen des gyromagnetischen Moments ($g-2$) von Elektronen und Myonen ist bekannt, dass $|c_V| = |d_V|$ sein muss. Aufgrund eines fehlenden elektrischen Dipols bei Elektronen und Myonen folgt weiter, dass $c_V = d_V$ [10]. Insgesamt ergeben sich c_V und d_V zu

$$c_\gamma = d_\gamma = f T_3 + f' \frac{Y}{2}, \quad (3.6)$$

$$c_Z = d_Z = f T_3 \cot\theta_w + f' \frac{Y}{2} \tan\theta_w, \quad (3.7)$$

$$c_{W^\pm} = d_{W^\pm} = \frac{f}{\sqrt{2} \sin\theta_w}. \quad (3.8)$$

$T_3 = -1/2$ ist die dritte Komponente des schwachen Isospins, $Y = -1$ die Hyperladung der angeregten Leptonen und θ_w der elektroschwache Mischungswinkel. Die Konstanten werden zu $f = f' = 1$ gesetzt.

3.1.1 Erzeugung von angeregten Leptonen

Angeregte Leptonen können über Kontakt-Wechselwirkung oder über Eich-Wechselwirkung erzeugt werden. Die Erzeugung über Eich-Wechselwirkung ist aber bei hohen l^* Massen gegenüber der Erzeugung per Kontakt-Wechselwirkung unterdrückt. Das Verhältnis des Produktionswirkungsquerschnitts der E-WW zum Wirkungsquerschnitt der K-WW beträgt weniger als 1 % [11][12].

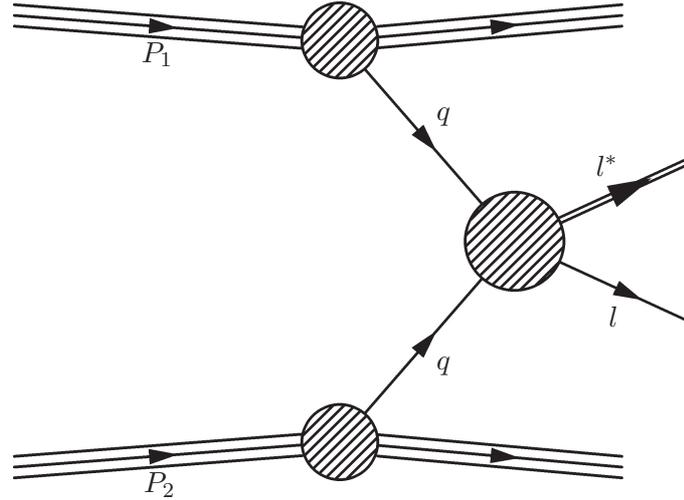


Abbildung 3.1: Feynman-Graph für die l^* Erzeugung per K-WW bei einer Proton-Proton Kollision

Im Falle der Erzeugung per K-WW wird die Produktion der Form $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}^*, l^*\bar{l}$ betrachtet (Siehe Abb. 3.1). Aus der Lagrangedichte (3.1) ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von l^* an Hadronenbeschleunigern über die K-WW in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung zu [9]:

$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}^*, l^*\bar{l}) = \frac{\pi}{6\hat{s}} \left(\frac{\hat{s}}{\Lambda^2}\right)^2 \left(1 + \frac{v}{3}\right) \left(1 - \frac{m^{*2}}{\hat{s}}\right)^2 \left(1 + \frac{m^{*2}}{\hat{s}}\right) \quad (3.9)$$

mit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ der wechselwirkenden Partonen und

$$v = \frac{\hat{s} - m^{*2}}{\hat{s} + m^{*2}}. \quad (3.10)$$

Um den Wirkungsquerschnitt 3.9 bei einem Hadronen-Beschleuniger verwenden zu können muss die Partonendicht in den Protonen bekannt sein. Der Produktions-Wirkungsquerschnitt des μ^* bei einer Proton-Proton Kollision lässt sich mit Hilfe der so genannten Parton-Density-Functions (PDF) berechnen (siehe 4.1).

3.1.2 Zerfall des μ^*

Im Folgenden wird nur noch der in dieser Analyse untersuchte Zerfall angeregter Myonen betrachtet. Wie auch bei der Erzeugung, wechselwirkt das μ^* beim Zerfall entweder per E-WW oder per K-WW.

Kontakt-Wechselwirkung Per K-WW zerfällt das μ^* in ein Myon und zwei weitere Fermionen $\mu^* \rightarrow \mu + f\hat{f}$. Dieser Zerfall hat die Zerfallsbreite [9]:

$$\Gamma_{K-WW}(\mu^* \rightarrow \mu + f\hat{f}) = \frac{m_{\mu^*}}{96\pi} \left(\frac{m_{\mu^*}}{\Lambda} \right)^4 N_c \cdot S, \quad (3.11)$$

wobei

- die Farbladung $N_c = 3$ für Quarks und $N_c = 1$ für Leptonen,
- $S = 1$ für $f \neq \mu$ und
- $S = 2$ für Leptonen $f = \mu$

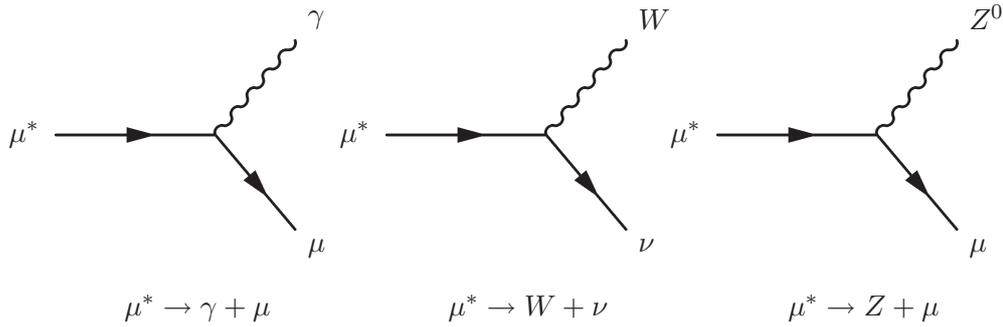


Abbildung 3.2: Feynman Graphen für den Zerfall des angeregten Leptons per Eich-WW

Eich-Wechselwirkung Im Fall der Eich-WW zerfällt das μ^* in die Vektorbosonen $V = \gamma, Z$ oder W plus einem Lepton l (siehe Abb. 3.2). Die Zerfallsbreite [9] beträgt:

$$\Gamma_{E-WW}(\mu^* \rightarrow lV) = \frac{1}{8} \frac{g_V^2}{4\pi} \cdot f_V^2 \cdot m_{\mu^*} \left(\frac{m_{\mu^*}}{\Lambda} \right)^2 \cdot \left(1 - \frac{m_V^2}{m_{\mu^*}^2} \right) \left(2 + \frac{m_V^2}{m_{\mu^*}^2} \right). \quad (3.12)$$

Hier ist $g_\gamma = e$, $g_W = \frac{e}{\sin\theta_W}$ und $g_Z = \frac{g_W}{\cos\theta_W}$. Die Konstanten f_V ergeben sich zu

$$f_\gamma = fT_3 + f' \frac{Y}{2}, \quad (3.13)$$

$$f_Z = (fT_3 \cos^2\theta_W - f' \frac{Y}{2} \sin^2\theta_W), \quad (3.14)$$

$$f_W = \frac{f}{\sqrt{2}}, \quad (3.15)$$

mit T_3 der dritten Komponente des schwachen Isospins des μ^* . Die Konstanten f und f' werden wieder zu eins gesetzt.

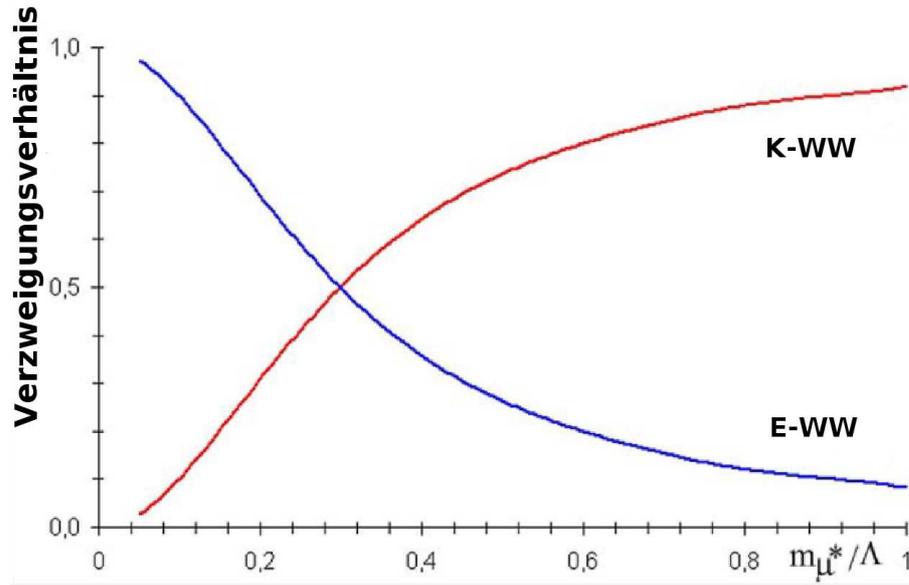


Abbildung 3.3: Zerfallsverhältnis des μ^* per Kontakt- und per Eichwechselwirkung [13]

In Abb. 3.3 sind die Verzweigungsverhältnisse des μ^* -Zerfalls per Kontakt-Wechselwirkung

$$BR_{K-WW} = \frac{\sum \Gamma_{K-WW}}{\sum \Gamma_{K-WW} + \sum \Gamma_{E-WW}} \quad (3.16)$$

und per Eich-Wechselwirkung

$$BR_{E-WW} = \frac{\sum \Gamma_{E-WW}}{\sum \Gamma_{K-WW} + \sum \Gamma_{E-WW}} \quad (3.17)$$

aufgezeichnet. Dabei ist $\sum \Gamma_{K-WW}$ die Summe über alle Zerfallskanäle aus (3.11) und $\sum \Gamma_{E-WW}$ die Summe über alle Eichbosonen aus (3.12). Bei der Berechnung von (3.16) und (3.17) wurde angenommen, dass die μ^* -Masse groß im Vergleich zur W- und Z- Masse ist. Zu erkennen ist, dass bei großen m_{μ^*} zu Λ -Verhältnissen der Zerfall per Kontakt-Wechselwirkung dominiert.

Für große μ^* -Massen ergeben sich die Zerfallsverhältnisse für den Zerfall per E-WW zu 0,59 für den Kanal $\mu^* \rightarrow \nu + W$, zu 0,29 für den Kanal $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$ und zu 0,10 für den Kanal $\mu^* \rightarrow \mu + Z$. Im leptonenischen Endzustand dominiert der $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$ Zerfall (siehe Abb. 3.4). Damit ist der Zerfallskanal $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$ der am besten zu rekonstruierende Kanal mit der größten Zerfallsbreite, weshalb dieser Kanal in dieser Analyse betrachtet wird.

Die Zerfallsbreite des μ^* für den Zerfall per E-WW ist in Tabelle 3.5 aufgelistet. Die Zerfallsbreite nimmt mit höherer μ^* -Masse zu, die Lebensdauer des μ^* sinkt also mit steigender Masse.

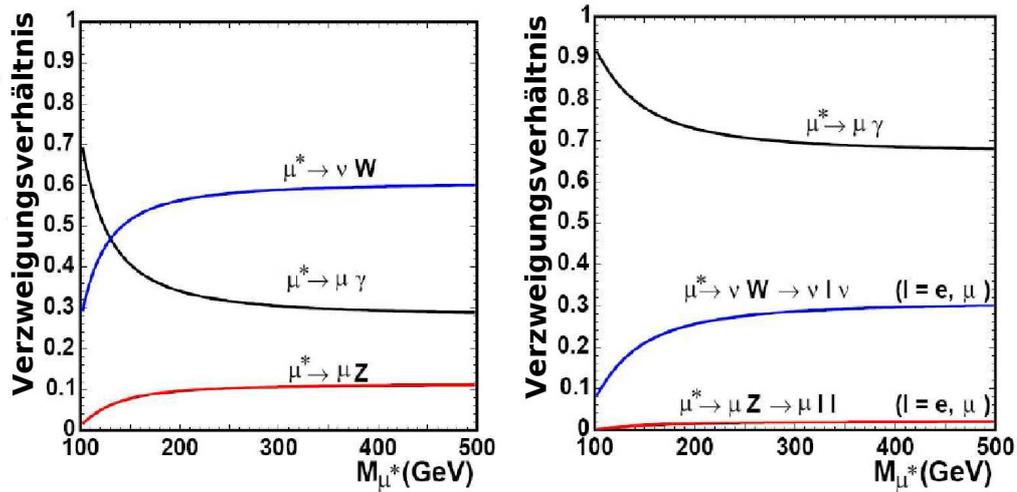


Abbildung 3.4: Die Zerfallsverhältnisse des μ^* für den Zerfall per Eichwechselwirkung. Links für den Zerfall $\mu^* \rightarrow l + V$ und rechts für den Zerfall in stabile Endzustände [14]

μ^* Masse [GeV]	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500
$\sum \Gamma_{E-WW}$ [GeV]	0,814	6,511	21,975	52,1	101,7	175,8	279,2

Abbildung 3.5: Zerfallsbreite des μ^* für den Zerfall per E-WW. ($\Lambda = 1000$ GeV)

3.2 Aktuelle Ausschlussgrenzen

Die aktuelle Massenausschlussgrenze für angeregte Myonen wurde am D0-Detektor bei 95% CL , mit einem Skalenparameter $\Lambda = m_{\mu^*}$ zu $m_{\mu^*} > 688$ GeV bestimmt. Bei $\Lambda = 1$ TeV ist ein Ausschluss bei 95% CL bis $m_{\mu^*} > 618$ GeV möglich [15].

Angeregte Elektronen konnten am CDF-Detektor bei $\Lambda = m_{\mu^*}$ in einem Massenbereich von $132 \text{ GeV} < m_{e^*} < 879 \text{ GeV}$ bei 95% CL ausgeschlossen werden [16]. Hier wurde allerdings nur der e^* -Zerfall per Eichwechselwirkung berücksichtigt bzw. der Zerfall per K-WW nicht zugelassen.

Kapitel 4

Der LHC und der CMS-Detektor

Die Organisation CERN (European Organization for Nuclear Research) stellt eine breite Plattform für verschiedene Experimente im Bereich der Teilchenphysik zur Verfügung. CERN beherbergt mit dem Large Hadron Collider (LHC) in naher Zukunft einen neuen, großen Teilchenbeschleuniger. Mit diesem Beschleuniger hofft man, neue Teilchen wie z.B. angeregte Myonen oder das Higgs-Teilchen zu entdecken und neue Physik erforschen zu können.

Das Gelände des CERN befindet sich im Westen von Genf, auf der Grenze zwischen der Schweiz und Frankreich. Gegründet wurde CERN am 29. September 1954 von zwölf Gründungsstaaten. Mittlerweile ist die Anzahl der beteiligten Länder auf über 20 Staaten angewachsen. Einige der großen Erfolge, die am CERN erreicht wurden, sind z.B. die Entdeckung von neutralen Strömen in den Gargamelle-Blasenkammern (1973) oder die Entdeckung der W- und Z-Bosonen (1983).

4.1 Teilchen-Beschleuniger

Das Ziel eines Teilchen-Beschleunigers ist es, Teilchen auf hohe Energie zu beschleunigen und zur Kollision zu bringen. Durch die bei der Kollision frei werdende Energie erhofft man sich die Erzeugung von neuen Teilchen, die dann direkt oder indirekt in einem entsprechenden Detektor nachgewiesen werden können. Generell gibt es zwei Arten von großen Teilchen-Beschleunigern, den Linearbeschleuniger und den Ringbeschleuniger.

Bei einem Linearbeschleuniger werden vorzugsweise Elektronen auf einer geraden Bahn beschleunigt. Dabei besteht das Problem das zu beschleunigende Teilchen auf realisierbaren Strecken auf genügend hohe Energien zu beschleunigen. Der Vorteil eines Ringbeschleunigers ist, dass ein beschleunigtes Teilchen bei jedem Umlauf wiederverwendet werden kann. Allerdings verursacht die gekrümmte Bahn des Ringbeschleunigers einen Energieverlust durch Synchrotron-Strahlung. Der Energieverlust eines sich auf einer Kreisbahn bewegenden, geladenen Teilchens ist gegeben durch

$$\Delta E_s \propto \frac{E^4}{m^4 R}. \quad (4.1)$$

Um den Energieverlust ΔE_s zu minimieren, kann entweder der Radius erhöht werden oder schwerere Teilchen beschleunigt werden.

Da der Radius meist begrenzt ist, ist bei hohen Schwerpunktsenergien \sqrt{s} die Beschleunigung von Elektronen nur schwer realisierbar. Da Protonen eine 2000-mal größere Masse als Elektronen besitzen, lässt sich durch die Beschleunigung von Protonen der Energieverlust deutlich reduzieren.

Im Gegensatz zu Elektronen sind Protonen keine punktförmigen Teilchen, sondern aus Quarks und Gluonen zusammengesetzt. Bei Proton-Kollisionen mit kleinen Schwerpunktsenergien dominiert die Streuung der Valenzquarks der Protonen. Zu großen Energien dominiert die Streuung der Seequarks. Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} der kollidierenden Partonen (drei Quarks und drei Gluonen) kann grob durch

$$\sqrt{s'} = \frac{1}{6}\sqrt{s} \quad (4.2)$$

angenähert werden. Ist \sqrt{s} groß, ist $\sqrt{s'}$ ein unbekannter Bruchteil von \sqrt{s} . Die Schwerpunktsenergie der stoßenden Partonen ist also nur sehr ungenau bekannt, wohingegen bei einem Elektron-Beschleuniger sich die Energie nur auf die beiden Elektronen aufteilt. Da bei einem Hadronen-Beschleuniger sich \sqrt{s} auf viele Partonen aufteilt, muss auch die Proton-Proton-Schwerpunktsenergie entsprechend groß sein.

Die interessanten Prozesse bei einer Proton-Proton Kollision sind die Wechselwirkungen der Partonen, also der Valenz- und der Seequarks sowie der Gluonen. Der Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ eines Prozesses, wie z.B. $q\bar{q} \rightarrow \mu^* + \mu$ ist nicht direkt anwendbar. Er muss vielmehr für eine Proton-Proton Kollision berechnet werden. Hierzu ist die Kenntnis über die Partonendichte in den Protonen notwendig.

Um die Partonen in den Protonen zu beschreiben, werden die so genannten Parton-Density-Functions (PDF) verwendet. Jedem Parton wird dabei eine Dichtefunktion zugeordnet, die die Wahrscheinlichkeit angibt das Parton mit einem Energieanteil x der gesamten Proton-Energie zu finden. Der Wirkungsquerschnitt für einen Prozess bei einer Kollision des Parton a mit dem Parton b lässt sich dann über

$$\sigma = \int dx_1 \int dx_2 f^a(x_1, Q) f^b(x_2, Q) \hat{\sigma} \quad (4.3)$$

berechnen. Hierbei sind f^a und f^b die Dichtefunktionen der Partonen, x der Bruchteil der Proton Schwerpunktsenergie und Q die Skala des Harten Prozesses.

Die PDF, die bei LHC Verwendung finden, werden durch Extrapolationen der Daten, die beim Hadron-Elektron Beschleuniger HERA genommen wurden, bestimmt [17].

Um die Anzahl der kollidierenden Teilchen bei einem Umlauf zu erhöhen, werden direkt sehr viele Teilchen in einem kompakten Teilchenbündel beschleunigt. Eine wichtige Größe des Beschleunigers, die ein Maß dafür ist wieviele Wechselwirkungen bei einer Begegnung zweier Teilchenbündel stattfinden, ist die Luminosität L . Sie hängt von der Anzahl der Teilchen in einem Teilchenbündel, der Anzahl und Kreisfrequenz der Teilchenbündel sowie der Fokussierung des Teilchen-Strahls ab (siehe Kap. 4.4).

Bei einem Proton-Antiproton-Beschleuniger reicht eine Beschleunigungsröhre, um die beiden Teilchen gegenläufig zu beschleunigen. Die Luminosität eines Proton-Antiproton-Beschleunigers ist beschränkt durch die Produktionsrate von Antiprotonen, weshalb zum Erreichen einer höheren Luminosität ein Proton-Proton-Beschleuniger nötig ist. Um zwei Protonenbündel gegenläufig zu beschleunigen, sind hingegen zwei getrennte Röhren nötig.

4.2 Der Large Hadron Collider (LHC)

Nachdem der Teilchenbeschleuniger, der Large Electron and Positron collider (LEP), am CERN die Grenze seiner technischen Möglichkeiten erreicht hat, ist 2007 die Fertigstellung des neuen Proton-Proton-Beschleunigers, des Large Hadron Collider (LHC), geplant.

Für die Suche nach neuen Teilchen jenseits des Standardmodells öffnet der LHC neue Möglichkeiten und bietet ein weites Spektrum für Forschung in der TeV-Skala. Somit ist es möglich, nach angeregten Myonen mit Massen von einigen TeV zu suchen.

Mit dem LHC erhofft man sich aber auch die Entdeckung des Higgs-Teilchen. Dieses ist das letzte noch unentdeckte Teilchen im Standardmodell. Durch das Higgs-Teilchen kann die Masse der Elementarteilchen erklärt werden. Seine Entdeckung wäre also von größter Wichtigkeit für die Bestätigung des Standardmodells.

Dieser neue Beschleuniger wird im 27 km langen LEP-Tunnel, 100 m unter der Erdoberfläche, installiert. Mit dem LHC wird es möglich sein, nicht nur Protonen, sondern auch schwere Ionen zu beschleunigen. Die Protonen werden am LHC in unterschiedliche Richtungen beschleunigt und treffen alle 25 ns an vier Wechselwirkungspunkten aufeinander. An diesen Wechselwirkungspunkten befinden sich die beiden Vielzweck-Detektoren ATLAS und CMS, das b-Physik-Experiment LHCb und der ALICE-Detektor der für Experimente mit schweren Ionen ausgelegt ist.

Jeder Proton-Strahl besitzt eine eigene Strahlröhre, in denen die Protonen mit heliumgekühlten, supraleitenden Magneten auf der Kreisbahn gehalten werden. Jeder Magnet hat eine Länge von 14 m und erreicht eine Feldstärke von mehr als 8 T. Die Beschleunigung der Protonen geschieht mittels supraleitenden Beschleuniger-Strukturen mit einem Beschleunigungsfeld von 5 MV/m. Der LHC soll eine Proton-Proton-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV erreichen.

Die integrierte Luminosität wird in der ersten Phase $10 - 30 \text{ fb}^{-1}$ und im geplanten Betrieb $100 - 300 \text{ fb}^{-1}$ erreichen [18]. In Tabelle 4.1 sind einige weitere Daten zum LHC aufgelistet.

In Abb. 4.1 sind die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse an Hadron-Beschleunigern in Abhängigkeit von der Proton-Proton-Schwerpunktsenergie gezeigt. Zu sehen ist, dass $b\bar{b}$ - und Jet-Ereignisse am LHC dominieren werden, während im Vergleich z.B. der μ^* -Prozess einen eher geringen Wirkungsquerschnitt hat. Eine Herausforderung ist es, die Vielzahl der häufigen Ereignisse herauszufiltern und seltene Ereignisse wie z.B. einen μ^* -Zerfall zu entdecken. Eine geeignete Strategie dabei ist die Suche nach rein leptonen Endzuständen.

Energie pro Proton	7 TeV
Dipolfeld bei 7 TeV	8,33 T
geplante Luminosität	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Separation des Teilchenbündel	25 ns
Anzahl der Bündel	2808
Protonen pro Bündel	$1,15 \cdot 10^{11}$
mittlerer Strahlradius am WW-Punkt	$16,7 \mu\text{m}$
Dauer der Luminosität	15 Stunden
Nummer der Kollisionen / Bündel	≈ 20

Tabelle 4.1: Einige Technische Eigenschaften die beim LHC erreicht werden sollen [2].

4.3 Der CMS-Detektor

Der Compact-Myon-Solenoid (CMS) Detektor (siehe Abb. 4.2) zeichnet sich durch die kompakte Bauweise, den starken Solenoid-Magneten und das Myonen-System aus. Er ist ein Vielzweck-Detektor, womit gemeint ist, dass er eine Vielzahl verschiedener Teilchen, die bei einer Proton-Proton-Kollision entstehen, detektieren und genau vermessen kann. Aufgrund des kompakten Designs ist ein 4 Tesla starker, superleitender Solenoid-Magnet notwendig, um eine gute Impulsauflösung für hochenergetische, geladene Teilchen zu gewährleisten.

Um die Strahlachse sind zwiebel förmig die verschiedenen Detektorkomponenten installiert. Diese werden im Folgenden näher vorgestellt.

4.3.1 Der Spurdetektor

Der Spurdetektor besteht aus dem Pixeldetektor und dem Silizium-Streifendetektor. Der erste Detektor von der Strahlachse aus gesehen ist der Silizium-Pixeldetektor [20]. Er besitzt drei zentrale Schichten und jeweils zwei Endkappen (siehe Abb. 4.3).

Der Detektor besitzt eine Pixelgröße von $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ und erreicht für die $r\phi$ -Messung eine Auflösung von $10 \mu\text{m}$ und für die z -Messung eine Auflösung von $20 \mu\text{m}$. Die zentralen Schichten befinden sich im Abstand von 4.4 cm, 7.3 cm und 10.2 cm von der Strahlachse entfernt. Die beiden Endkappen sitzen bei $|z| = 34,5 \text{ cm}$ und bei $|z| = 46,5 \text{ cm}$. Ihr innerer und äußerer Radius beträgt 6 cm und 15 cm [2].

Aufgrund der Nähe zur Strahlachse ist der Pixeldetektor sehr wichtig zur Identifikation von Teilchen, die erst kurz nach ihrer Entstehung zerfallen (b-, c-Quarks und τ -Leptonen) und so einen zweiten, messbaren Vertex besitzen. Der Nachteil, dass der Pixel-Detektor sich so nah an der Spurachse befindet, ist, dass der hohe Teilchenfluss an der Strahlachse eine kurze Lebensdauer des Detektors verursacht.

Um den Pixeldetektor herum befindet sich der Silizium-Streifendetektor. Er besteht aus zehn zylindrischen Lagen im Zentralbereich, je neun Scheiben in den Endkappen und je drei Scheiben im inneren Bereich des Streifendetektors (siehe Abb. 4.4). Die verschiedenen Detektorteile sind mit Silizium-Modulen bestückt. Die Silizium-Module sind in Streifen

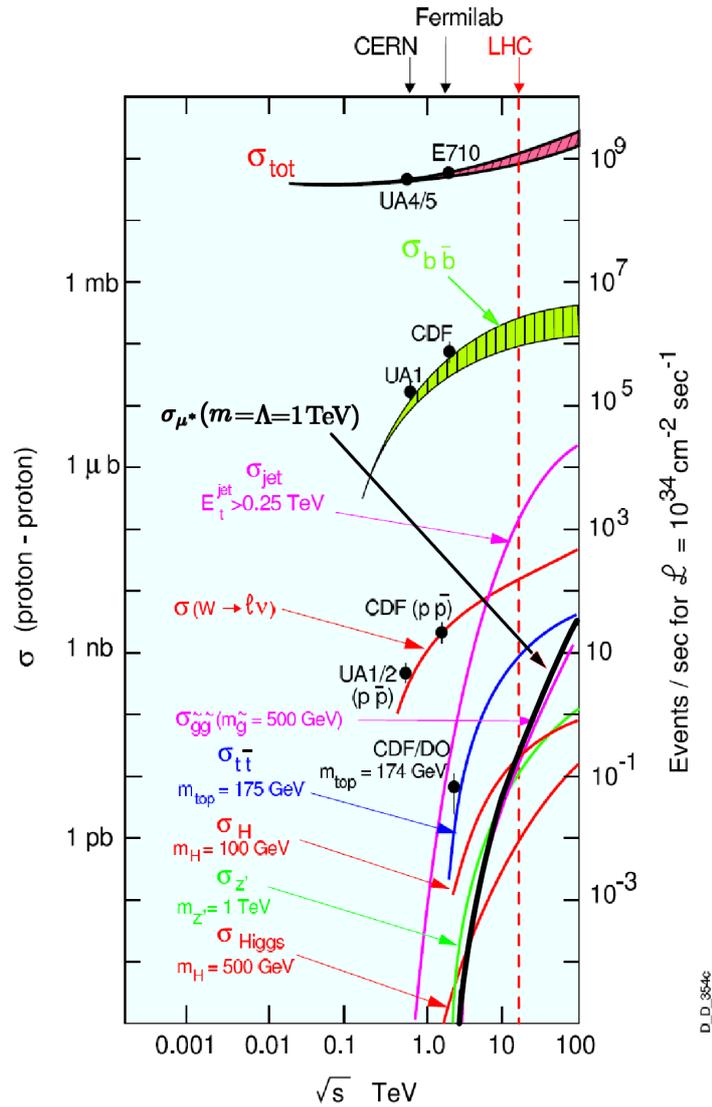


Abbildung 4.1: Wirkungsquerschnitt für verschiedene Prozesse an Hadron-Beschleunigern [4]

aufgeteilt, um so die $r\phi$ -Richtung zu vermessen. Um auch die z Richtung erfassen zu können, sind die ersten beiden Schichten mit „Stereo-Modulen“ mit einem Stereowinkel von 100 mrad ausgestattet. Im inneren Zentral-Bereich $20 < r < 55$ cm beträgt die Silizium-Streifengröße $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$. Für den äußeren Zentral-Bereich $r > 55$ cm vergrößern sich die Streifen auf $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$ was zu einer Auflösung von $23\text{--}34 \mu\text{m}$ in der $r\text{--}\phi$ Richtung und $230 \mu\text{m}$ in z Richtung führt [2].

Der gesamte Spurdetektor deckt einen Winkelbereich bis zu $|\eta| = 2,4$ ab. Um einen guten Betrieb des Spurdetektors zu gewährleisten, und Schäden durch den hohen Teilchenfluss zu verringern, beträgt die Betriebstemperatur -20 C° .

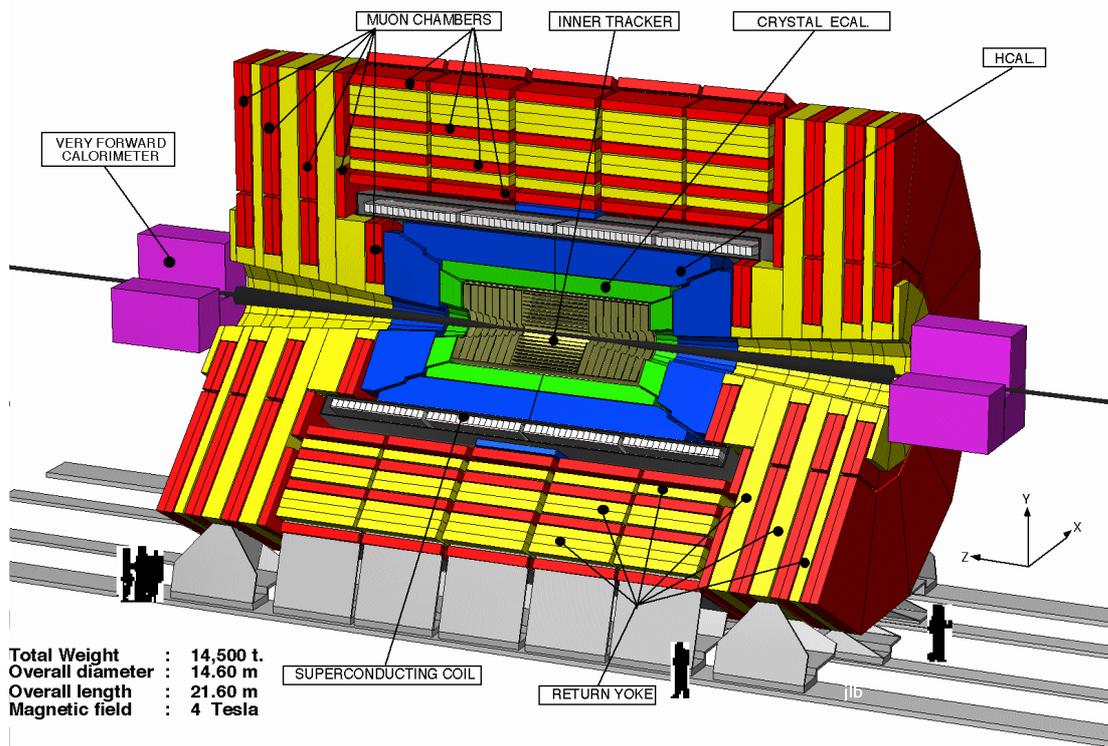


Abbildung 4.2: Aufbau des CMS-Detektors [19]

Mit dem Spurdetektor ist es möglich, eine sehr gute Spurrekonstruktion von hochenergetischen Leptonen durchzuführen. Dies ist zur Lokalisierung des Teilchen wie auch zu p_T -Messung durch die Ablenkung im Magnetfeld von großer Wichtigkeit.

4.3.2 Das Elektromagnetische Kalorimeter

Zur Energiemessung von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen wie Photonen oder Elektronen wird das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) eingesetzt. Das Kalorimeter ist in einen Zentralbereich und in die Endkappen aufgeteilt (siehe Abb. 4.5). Der Zentralbereich deckt einen Bereich bis $|\eta| < 1,4$ und die Endkappen den Bereich $1,4 < |\eta| < 2,6$ ab. Der innere Radius des Zentral-Bereiches beträgt 129 cm.

Das ECAL misst die Teilchenenergie durch Absorption des Teilchens in einem Szintillator-Material. Als Szintillator-Material wird bei CMS $PbWO_4$ verwendet. Es hat eine kurze Strahlungslänge von $X_0 = 0,89 \text{ cm}^1$, eine Moliereradius² von $2,2 \text{ cm}$ sowie ein schnelle Emissionszeit³. Die Szintillator Kristalle im Zentral-Bereich haben die Ausmaße von $22 \times 22 \times 230 \text{ mm}^3$, wobei 22 mm der Molierelänge und 230 mm der 25,8-fachen Strahlungslänge

¹Nach der Strahlungslänge X_0 ist die Energie eines Elektrons im Material auf durchschnittlich den $1/e$ Teil abgesunken.

²Ein elektromagnetischer Schauer deponiert in einem Zylinder mit dem Moliereradius durchschnittlich 95% seiner Energie.

³80% des Lichtes werden innerhalb von 25 ns emittiert [2].

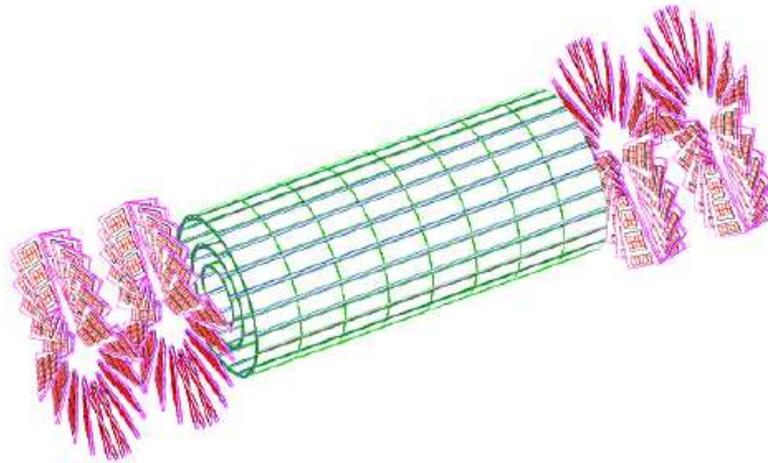


Abbildung 4.3: Aufbau des CMS-Pixeldetektors [2]

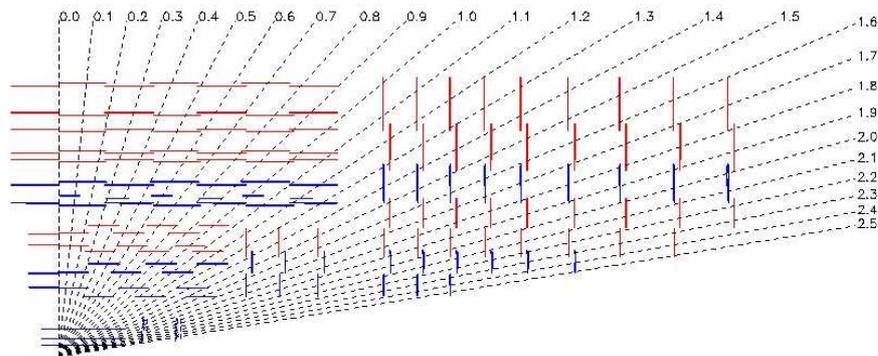


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau des CMS-Spurdetektors [2]

entspricht. Die Kristalle sind mit leichter Neigung zum nominellen Wechselwirkungspunkt hin ausgerichtet. In den Endkappen haben die Kristalle die Maße $28,6 \times 28,6 \times 220 \text{ mm}^3$. Vor den Endkappen des ECAL befinden sich zwei Silizium-Streifendetektoren, die jeweils hinter einem Blei-Absorber mit einer Absorptionslänge von $2X_0$ und $3X_0$ liegen. Dieser Absorber dient dazu den Teilchenstrahl zu schwächen und so die dahinterliegenden Detektoren zu schonen.

Das durch die Szintillatoren erzeugte Licht wird im Zentral-Bereich über Silizium-Avalanch Photodioden und im Endkappen-Bereich mit Vakuum-Phototrioden ausgelesen.

Photonen können im dem ECAL mit einer Energieauflösung von weniger als einem Prozent rekonstruiert werden (siehe Kap. 7).

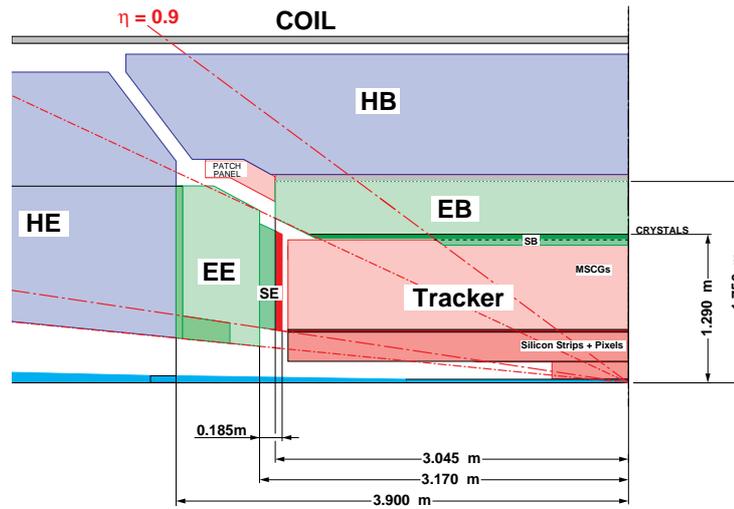


Abbildung 4.5: Schematische Ansicht eines Quadranten des ECAL und des HCAL [21].

4.3.3 Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter (HCAL) misst die hadronischen Komponenten der Zerfallsprodukte. Dies sind z.B. die hadronischen Anteile aus Jets. Um eine möglichst hermetische Messung durchführen zu können, deckt das HCAL einen Bereich bis $|\eta| < 5$ ab.

Der größte Teil des HCAL, der Zentral-Bereich ($|\eta| < 1,4$) und die Endkappen (bis $|\eta| < 3,0$), befindet sich im Inneren des Magneten (siehe Abb. 4.5). Zentral- und Endkappen-Kalorimeter sind sogenannte Sampling-Kalorimeter. Sie bestehen aus Schichten von Messing⁴ und Szintillator-Material. Die Szintillatoren werden über Wellenlängenschieber ausgelesen. Messing wurde aufgrund seiner kurzen Absorptionslänge, seiner leichten Verarbeitbarkeit und seinen neutralen magnetischen Eigenschaften als Absorbermaterial gewählt.

Um den Vakuum-Tank des Magneten herum befindet sich das äußere HCAL (HO). Es umfasst einen Bereich von $|\eta| < 1,26$ und trägt so zu einer besseren Energieauflösung im Zentralbereich bei.

An beiden Seiten, in 11,2 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt, befinden sich die vorwärts-Kalorimeter (HF). Sie decken einen Bereich von $3 < |\eta| < 5$ ab. Aufgrund der Nähe zur Strahlachse kann kein herkömmliches Szintillatormaterial eingesetzt werden. Als Absorbermaterial wird Stahl und als aktives Material werden strahlungsbeständige Quarz-Fasern, die im Absorber eingebettet sind, verwendet. Die Energie elektrisch geladener Teilchen kann so über Cerenkov-Strahlung, die in den Quarz Fasern entsteht, vermessen werden.

Mit dem HCAL wird es möglich sein fehlende Energie in QCD Di-Jet Ereignissen mit einer Genauigkeit von $\sigma(E_T^{miss}) \approx 1,0\sqrt{\sum E_T}$ zu messen [2].

⁴60% Kupfer und 30% Zink [2]

4.3.4 Der Magnet

Durch die kompakte Bauweise des CMS-Detektors und die hohe Energie der zu detektierenden Teilchen ist ein starker Magnet zur Transversalimpuls-Messung im Spurdetektor und im Myonsystem notwendig⁵. Bei CMS kommt supraleitender Solenoid-Magnet, der eine Feldstärke von 4 Tesla, im Magnet erreicht zum Einsatz. Die Kühlung des Magneten erfolgt mit flüssigem Helium. Außerhalb des Magneten befindet sich ein Eisenjochrad, in dem die Myonkammern sitzen. Das Magnetfeld wird so durch das Eisenjoch zwischen den Myonkammern hindurch geführt.

4.3.5 Myonsystem

Ein wichtiger Teil des CMS-Detektors ist das Myonsystem. Es dient dazu, den Transversalimpuls und die Richtung der Myonen zu bestimmen. Das Myonsystem funktioniert nur im Zusammenspiel mit dem Magneten. Das durch den Magneten erzeugte Magnetfeld krümmt die sich in $r\phi$ -Richtung bewegendes Myonen. Aus der Krümmung der Myonenbahn kann dann der Transversalimpuls berechnet werden. Ein Myon wird einmal im Spurdetektor und einmal in den Myonkammern gemessen. Die Myonkammern befinden sich im äußeren Teil des Detektors. Bis zu den Myonkammern schaffen es hauptsächlich nur Myonen und Neutronen. Andere Teilchen zerfallen entweder schon vorher oder werden vom Detektor absorbiert. Neutrinos durchfliegen den Detektor und wechselwirken nur mit einer vernachlässigbaren Wahrscheinlichkeit.

Das Myonsystem misst Myonenspuren im Zentral-Bereich ($|\eta| < 1,2$) mit den Driftkammern (DT) und in den Endkappen ($1,0 < |\eta| < 2,4$) mit Kathodenstreifenkammern (CSC). Beide Systeme werden durch Resistive Plate Chambers (RPC) ergänzt, die wegen ihrer guten Zeitauflösung als Trigger arbeiten (Abb. 4.6).

Die Myonkammern im Zentralbereich sind in zwölf Segmenten des Eisenjochrades angeordnet. In jedem Segment, getrennt durch das Eisenjoch, lagern jeweils vier Myonkammern mit einer Länge von 2 m bis zu 4 m. Eine einzelne Myonenkammer besteht aus zwei „ ϕ -Superlagen“, die das Myon in der $r\phi$ -Ebene messen, und einer θ -Lage, die die θ -Richtung des Myons vermisst. Mit einer Myonkammer ist es also möglich, ein drei-dimensionales Spursegment zu rekonstruieren.

Sowohl die ϕ - als auch die θ -Lage bestehen aus jeweils vier Schichten von Driftzellen. Die Driftzellen haben eine Länge von 42 mm und eine Höhe von 13 mm. An den Seitenwänden der Kammern befinden sich auf einer Isolatorschicht Kathoden, an denen eine Spannung von -1200 V anliegt. In der Mitte der Zelle verläuft ein 50 μm dicker vergoldeter Draht, an dem eine Spannung von 3600 V anliegt. Um ein möglichst homogenes Feld zu schaffen, sind zwischen den Kathoden, an der Ober- und Unterseite der Zelle, je ein Feldformungs-Streifen angebracht. Die Zellen sind mit einer 85% Ar und 15% CO_2 Mischung gefüllt.

Beim Durchflug eines Myons durch eine Driftkammer ionisiert das Myon das Gasgemisch. Die ausgelösten Elektronen driften mit einer Driftgeschwindigkeit von 55 $\mu\text{m}/\text{ns}$

⁵Der Transversalimpuls P_t ist umgekehrtproportional zur Spurablenkung (Sagitta) des Teilchen.

möglichst in Echtzeit geschehen, um eine bessere Kenntnis über den aktuellen Zustand des Beschleunigers zu erlangen. Für eine genauere Luminositätsbestimmung wird zusätzlich eine nachträgliche Bestimmung der Luminosität durchgeführt.

Die Luminositätsbestimmung bei CMS erfolgt über verschiedene Techniken. Im folgenden wird eine Echtzeit- und eine nachträgliche Methode beschrieben.

Eine Echtzeit-Messung kann mit dem hadronischen Vorwärts-Kalorimeter (HF) über die Null-Ereignis-Methode durchgeführt werden. Das HF deckt einen Bereich von $3 < |\eta| < 5$ ab und besteht aus $2 \times 11 \times 36 = 792$ einzelnen Kristallen. Jeder Kristall im Detektor wird für die Luminositäts-Messung als unabhängiger Messpunkt betrachtet. Die Null-Ereignis-Methode beruht darauf, dass nur zwischen null andererseits einer oder mehr Kollisionen pro Begegnung eines Teilchenbündels (BX) mit dem HF unterschieden werden kann. Es wird die Anzahl der Ereignisse gezählt, bei denen kein Durchgang in einem Kristall des HF detektiert wurde. Damit ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, dass null Ereignisse pro Strahlkreuzung gefunden werden, zu:

$$p(0) = \frac{\#(Null)}{792 \times N_{BX}} \quad (4.4)$$

Nimmt man eine Poisson Wahrscheinlichkeit p an so lässt sich der Mittelwert $\mu = -\ln p(0)$ der Verteilung berechnen. Daraus lässt sich die Luminosität zu

$$\mathcal{L} = \frac{\mu \cdot f_{BX}}{\sigma} \quad (4.5)$$

berechnen, wobei f_{BX} die Rate der Teilchenbündel ist. Der Wirkungsquerschnitt σ der beteiligten Prozesse muss dabei aus anderen Messungen bekannt sein. Die Echtzeit-Messung der Luminosität wird mit einer geschätzten Genauigkeit von ca. 10% möglich sein.

Zur nachträglichen Bestimmung der Luminosität wird unter anderem das TOTEM-Experiment eingesetzt. Die integrierte Luminosität lässt sich aus

$$L_{int} = \frac{\sigma_{total}}{N_{inel} + N_{el}} \quad (4.6)$$

berechnen, wobei N_{inel} , N_{el} die Anzahl der inelastischen bzw. elastischen Streuungen und σ_{total} der totale pp-Wirkungsquerschnitt ist. Über das optische Theorem lässt sich σ_{total} schreiben als [23]

$$\sigma_{total} = \frac{16\pi}{1 + \rho^2} \cdot \frac{1}{N_{inel} + N_{el}} \cdot \frac{dN_{el}}{dt} \Big|_{t=0} \quad (4.7)$$

Hierbei ist $\rho = Re(F(0))/Im(F(0))$ das Verhältnis aus dem Realteil und dem Imaginärteil der Streuamplitude in Vorwärtsrichtung. Die Mandelstam-Variable t ist das Quadrat des beim Stoß übertragenen Viererimpuls. Die Größe ρ muß aus externen Messungen bekannt sein [24].

Mit den sogenannten Roman Pots wird im TOTEM-Experiment $\frac{dN_{el}}{dt}$ bei kleinen t sowie N_{el} gemessen. Die Roman Pots sind im Abstand von ± 147 m und ± 220 m vom nominalen Wechselwirkungspunkt entfernt installiert und bestehen jeweils aus zwei Einheiten mit einem Abstand von 2.5 m und 4 m. Jede Einheit besitzt einen „Pot“, der in horizontaler Richtung, und zwei „Pots“, die in vertikaler Richtung, in der der Protonstrahl stabiler ist,

bewegt werden können. Die „Pots“ sind Silizium-Streifen-Detektoren und messen Protonen aus Streuungen der Art $pp \rightarrow p + X$. N_{inel} wird über zwei Teleskope, die sich vor und hinter dem Vorwärts-Kalorimeter befinden, bestimmt. Die Teleskope bestehen aus jeweils fünf Drahtkammer-Ebenen.

Aus Gleichung 4.6 kann so die integrierte Luminosität berechnet werden. Der Wirkungsquerschnitt σ_{total} kann mit TOTEM mit einer Genauigkeit von einem Prozent bestimmt werden. Für weitere Informationen siehe [23].

4.5 Trigger und Datennahme

Bei Erreichen der geplanten LHC-Luminosität werden sehr viele Ereignisse vom CMS-Detektor aufgenommen. Aufgrund der daraus resultierenden Datenmenge können nur bestimmte interessante Ereignisse gespeichert werden. Diese interessanten Ereignisse werden mit Triggern selektiert.

Bei einer geplanten Luminosität von $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sind bei einer Strahlkreuzung durchschnittlich 17 Proton-Proton-Kollisionen zu erwarten. Eine Strahlkreuzung findet alle 25 ns statt woraus sich rund 10^9 Kollisionen in einer Sekunde ergeben [25]. Die bei einer Proton-Proton-Kollision vom Detektor aufgenommene Datenmenge beträgt im Mittel 1 MB. Bei einer Kollisionsrate von 40 MHz kann diese große Menge an Daten nicht komplett auf Band aufgezeichnet werden. Aus diesem Grund werden Trigger eingesetzt, die versuchen interessante Ereignisse zu erkennen und herauszufiltern. Dabei wird nach Ereignissen mit Myonen, Elektronen, Photonen, Jets oder fehlender Energie oberhalb einer bestimmten Energie- bzw. p_T -Schwelle gesucht [2].

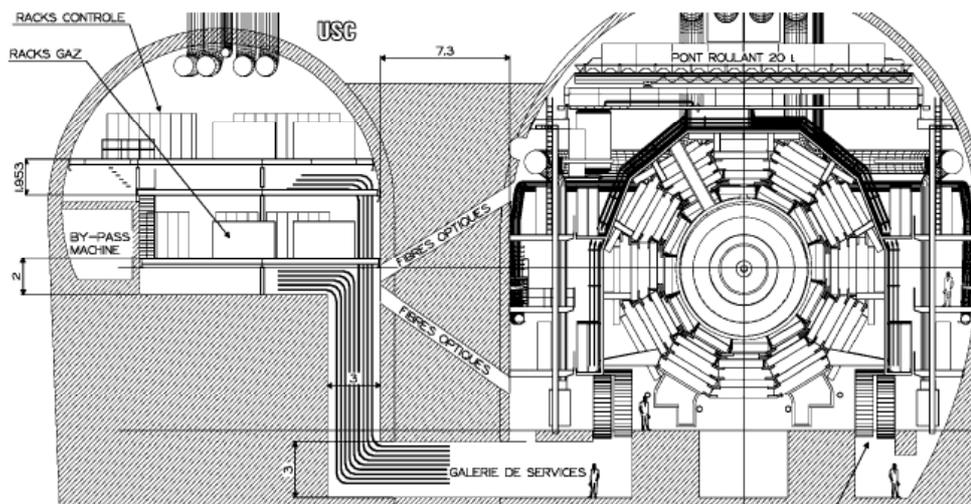


Abbildung 4.7: Auf der rechten Seite ist die Hauptkaverne mit dem CMS-Detektor, auf der linken Seite die Versorgungskaverne zu sehen [25].

Die Trigger sind in Level-1-Trigger und HLT (High Level Trigger) aufgeteilt. Die Level-1-Trigger sind Hardware-Trigger und sind in einer Versorgungskaverne neben dem CMS-

Detektor untergebracht (siehe Abb. 4.7). Die Aufgabe der Level-1-Trigger ist es, die Datenrate von 40 MHz auf 100 KHz zu reduzieren. Zur Auswertung der Daten wird dazu eine Zeit von $3,2 \mu\text{s}$ benötigt, in der alle Daten in einem Puffer zwischengespeichert werden müssen [25].

Mit den HLT wird dann durch die Verwendung komplexer Algorithmen die Datenrate auf 100 Hz reduziert. Dazu werden eine Vielzahl von Computern verwendet. Die so erreichte Datenrate kann dann für die weitere Auswertung auf Band gespeichert werden.

4.6 Pile-up

In der Phase hoher Luminosität werden am Wechselwirkungspunkt im CMS-Detektor um die 20 inelastische Kollisionen pro Strahlkreuzung stattfinden. Alle 25 ns werden so um die 1000 Teilchen erzeugt [2]. Eine Herausforderung bei CMS ist es, die einzelnen Kollisionen voneinander zu unterscheiden. Dies ist durch eine hohe Orts- und Zeitauflösung des Detektors möglich. Mehrere Kollisionen bei einer Strahlkreuzung werden als Pile-up bezeichnet.

Zum Pile-up gehören auch Teilchen, die noch von der vorherigen Strahlkreuzung im Detektor zurückgeblieben sind, bzw. bei denen der Detektor noch mit der Auslese des Signals beschäftigt ist. Diese Teilchen werden auch „Detektor-Pile-up“ genannt.

Kapitel 5

Simulation und Rekonstruktion

Im Allgemeinen sind die Gleichungen der Theorie des Standardmodells sowie angeregter Myonen nicht analytisch lösbar. Um dennoch theoretische Vorhersagen treffen zu können, werden die Lösungen mit Hilfe der Feynmanregeln bis zu einer gewissen Ordnung $O^n(\alpha)$ nach der Strukturkonstante α entwickelt. In einigen Fällen, wie z.B. bei QCD-Prozessen ist es nicht ohne weiteres möglich eine Entwicklung durchzuführen da die Strukturkonstante der starken Wechselwirkung α_s eine spezielle Energieabhängigkeit besitzt und so die Entwicklung zu kleinen Energien hin nicht konvergiert.

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationsprogrammen wie z.B. PYTHIA [26], COMPHEP [27] oder HERWIG[28] wird versucht die Physik an Teilchenbeschleunigern ausreichend gut zu simuliert. Hierbei werden verschiedene Methoden zur richtigen Beschreibung der Teilchen verwendet. Diese sind zum einem die Feynmanregeln und zum anderen, wie im Falle der QCD phenomenologische Methoden. Mit diesen Simulations-Programmen wird die Erzeugung und der Zerfall von Teilchen schrittweise berechnet, so dass die gesamte Zerfalls-Kette für die spätere Analyse zu Verfügung steht.

Für die Simulation des CMS-Detektor existiert ¹*OSCAR* [29], eine *GEANT* [30] basiertes Simulationsprogramm, welches einen kompletten Durchgang eines Teilchen durch den Detektor simuliert. Zur Auswertung der Simulationsergebnisse wird das Programm ²*ORCA* [31] verwendet. Es bildet die CMS Ausleselektronik nach und kann eine Teilchenrekonstruktion durchführen. Hierdurch ist es möglich die Analyse wie am realen Detektor vorzunehmen.

5.1 Produktion angeregter Myonen mit PYTHIA

Zur Produktion von angeregten Myonen wird eine modifizierte Version des Monte-Carlo-Generators PYTHIA in der Version 6.225 benutzt. Die ursprüngliche Version unterstützte nur die Simulation von angeregten Elektronen. Der Erzeugung und der Zerfall des μ^* wurde nach dem Vorbild des e^* -Prozesses in PYTHIA implementiert [13]. Dies ist möglich, da

¹Object-Oriented Simulation for CMS Analysis and Reconstruction

²Object-Oriented Reconstruction for CMS Analysis

sich beide Prozesse nur durch ihre Leptonen-Familie unterscheiden. Die Berechnungen des μ^* -Prozesses erfolgen dabei in erster Ordnung (LO).

PYTHIA liefert beginnend von der Proton-Proton-Kollision eine Liste der Zerfallsprodukte mit den Informationen über die Zerfallskette. In Abb. 5.1 ist beispielhaft eine solche PYTHIA-Ausgabe einer μ^* -Erzeugung (mit μ^* Masse von 1000 GeV, $\Lambda = 1000$ und einer pp-Schwerpunktsenergie von 14 TeV) mit anschließendem Zerfall gezeigt. Dabei wurde auch die Zerfallsbreite des μ^* berücksichtigt weshalb die Masse etwas von 1000 GeV abweicht. Die Spalte „particle/jet“ gibt den Namen des Teilchens in der Kette an. Diesem Name fest zugeordnet ist die Teilchen-Identifikation KF. Die Spalte KS gibt den Status des Teilchens an, wobei eins bis zehn für ein stabiles und KS größer zehn für instabile Teilchen steht. Das Mutterteilchen wird in der Spalte „orig“ angegeben. Die Spalten auf der rechten Seite geben Informationen über Energie und Impuls des Teilchens an.

Event listing (summary)

I	particle/jet	KS	KF	orig	p_x	p_y	p_z	E	m	
1	!p+	21	2212	0	0.000	0.000	7000.000	7000.000	0.938	
2	!p+	21	2212	0	0.000	0.000	-7000.000	7000.000	0.938	
3	!u!	21	2	1	-0.918	-1.137	2410.507	2410.507	0.000	
4	!ubar!	21	-2	2	0.460	-0.084	-649.480	649.480	0.000	
5	!u!	21	2	3	3.232	1.233	2117.746	2117.749	0.000	
6	!ubar!	21	-2	4	0.019	0.662	-643.633	643.634	0.000	
7	!mu-	21	13	0	-855.748	-102.373	1070.291	1374.157	0.106	
8	!mu*bar+	21	-4000013	0	859.000	104.269	403.822	1387.226	1006.266	
9	!gamma!	21	22	8	966.649	366.886	247.269	1063.089	0.000	
10	!mu+	21	-13	8	-107.649	-262.617	156.553	324.137	0.106	
11	mu-	1	13	7	-855.748	-102.373	1070.291	1374.157	0.106	
12	(mu*bar+)	11	-4000013	8	859.000	104.269	403.822	1387.226	1006.266	
13	gamma	1	22	9	966.648	366.885	247.269	1063.088	0.000	
14	mu+	1	-13	10	-107.251	-261.526	155.928	322.819	0.106	
15	gamma	1	22	10	-0.397	-1.090	0.625	1.318	0.000	
16	(Delta+)	11	2214	2	-0.174	0.239	-3037.570	3037.570	1.239	
17	(ud_1)	A	12	2103	1	0.918	1.137	4302.098	4302.098	0.771
18	(g)	I	12	21	3	-0.525	0.760	90.254	90.259	0.000
19	(g)	I	12	21	3	-0.752	0.023	179.627	179.629	0.000
...										

Abbildung 5.1: Eine typische PYTHIA Ausgabe für eine μ^* -Erzeugung mit anschließendem Zerfall. Das μ^* zerfällt in Zeile 8 in ein μ (Zeile 10) und ein γ (Zeile 9).

Nähere Informationen zu den Funktionen von PYTHIA sind im PYTHIA-Handbuch zu finden [26].

Um verschiedene Teilchengeneratoren mit der CMS-Software zu benutzen, wandelt das Programm CMKIN [32] die unterschiedlichen Formate der Generatoren in ein einheitliches Datenformat um.

5.2 Simulation des CMS-Detektor

Mit den puren Generator-Informationen kann noch keine genaue Aussage getroffen werden, wie ein Prozess später im Detektor detektierbar ist. Vielmehr hängt diese Aussage von den Möglichkeiten des Detektors ab. Im realen Detektor gibt es immer Unsicherheiten wie Fehlrekonstruktionen, unsensible Detektorbereiche, Rauscheffekte, Messfehler oder andere Einschränkungen, die eine genaue Rekonstruktion verhindern. Um diesen Unsicherheiten auch auf Monte-Carlo-Ebene gerecht zu werden, existiert eine CMS-Detektorsimulation, die einen Durchgang eines Teilchens durch den kompletten Detektor simulieren kann. Dazu wurde die Geometrie des CMS-Detektor, die Stärke des Magnetfeldes sowie die Materialeigenschaften digitalisiert. Für die Wechselwirkung des simulierten Teilchens mit dem Detektormaterial wird die Simulations-Software GEANT4 [33] verwendet. Diese wird von der CMS Software OSCAR [29] benutzt, um einen Teilchendurchgang durch den Detektor zu simulieren. OSCAR liefert so eine komplette Teilchenspur durch den Detektor.

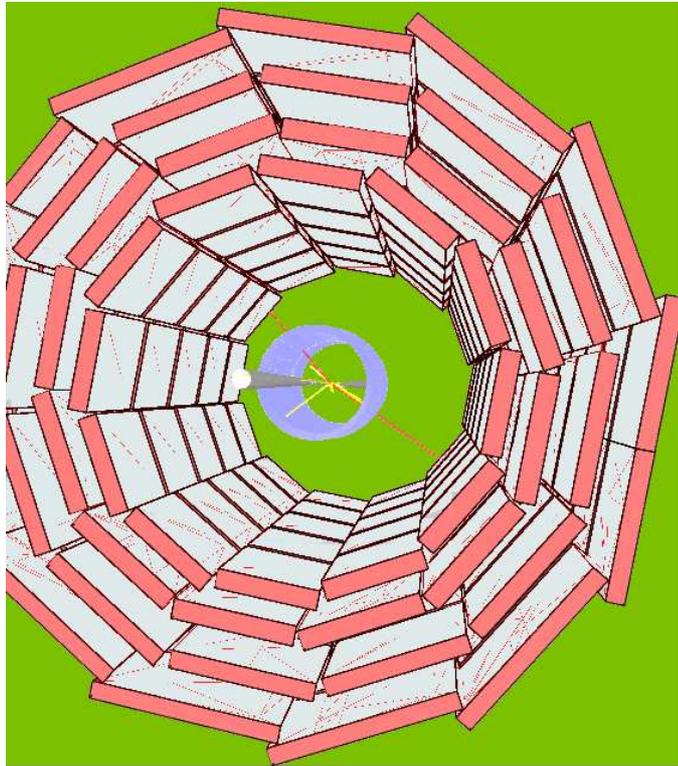


Abbildung 5.2: Simuliertes μ^* -Ereignis angezeigt mit dem Ereignis-Display IGUANACMS [34]. Zu sehen ist die Strahlröhre, das ECAL und das Myonsystem. In rot sind die beiden Myonen und in gelb das Photon aus dem μ^* Prozess eingezeichnet. Das Photon wird im ECAL absorbiert.

Im nächsten Schritt simuliert die Software ORCA [31] die Elektronik von CMS. Das heißt es wird die Reaktion der Elektronik auf die Treffer in den einzelnen Teildetektoren simuliert und ausgewertet. Aus diesen Informationen liefert ORCA dann Daten, wie sie vom realen CMS-Detektor aufgenommen sein könnten. Dieser Schritt wird als Digitalisierung (DIGI) bezeichnet.

Zur Auswertung der DIGI-Daten wird ebenfalls ORCA verwendet. ORCA rekonstruiert aus Treffern im Detektor einzelne Spursegmente, komplette Spuren, simuliert die Trigger und berechnet Energie bzw. den Impuls des rekonstruierten Teilchens. Die errechneten Daten werden im so genannten DST-Format abgespeichert, woraus die rekonstruierten Informationen über das detektierte Teilchen abgefragt werden können.

Zur Visualisierung eines simulierten Ereignisses und der einzelnen Detektorkomponenten existiert das Programm IGUANACMS [34]. In Abb. 5.2 sind Myonen und Photonen eines simulierten μ^* Ereignisses sowie die Strahlröhre, das ECAL und die Myonenkammern eingezeichnet.

In dieser Analyse werden CMKIN 4.3.1, OSCAR 3.6.5 und ORCA 8.7.3 verwendet.

5.3 Pile-up und Minimum-Bias

Bei einer Proton-Proton-Kollision kommt es vorwiegend zu weichen QCD-Streuungen. Mit Näherungsrechnungen sind diese QCD-Ereignisse aber nur schwer zu beschreiben, weshalb auf ein phänomenologisches Modell das diese Ereignisse beschreibt zurückgegriffen werden muss. Diese Ereignisse bilden bei jeder Strahlkreuzung einen gewissen Untergrund von Teilchen mit kleinem transversalem Impuls. Der durch diesen Effekt verursachte Untergrund wird mit „Minimum-Bias“ bezeichnet. Während des DIGI-Schrittes werden Minimum-Bias-Ereignisse unter das Signal gemischt, um so Pile-up-Effekte zu simulieren. Der verwendete Pile-up-Datensatz ist auf eine Luminosität von $2 \cdot 10^{33} s^{-1} cm^{-2}$ ausgelegt. Dies entspricht durchschnittlich drei Minimum-Bias-Ereignissen pro Strahlkreuzung [2].

5.4 Auswertung der Daten mit PAX

Die weitere Auswertung der aus ORCA gewonnenen Daten ist nicht mehr CMS-spezifisch und kann mit verschiedenen Programmen geschehen. Das in der Hochenergiephysik wohl am häufigsten benutzte Werkzeug zur weiteren Analyse der Daten ist ROOT [35], welches eine Vielzahl von Funktionen und Werkzeugen, die zur Datenanalyse gebraucht werden, bereitstellt. Ein relativ neues, speziell für die Hochenergiephysik zugeschnittenes Werkzeug ist PAX³ [36].

PAX stellt verschiedene C++ Objekte zur Verfügung, die in enger Beziehung zu realen physikalischen Objekten stehen. Ein punktförmiges Teilchen kann so z.B. in einem PAX-Vierervektor gespeichert werden. Der Vertex dieses Teilchens kann mittels eines PAX-Vertexes mit dem PAX-Vierervektor verbunden werden. Auf diese Weise können PAX-Objekte in beliebige Relationen zueinander gestellt werden. Wurden z.B. mehrere Teilchen, bei denen die Zuordnung zu einem bestimmten Prozess nicht eindeutig möglich ist, rekonstruiert, so lassen sich verschiedene mögliche Kombinationen auf einfache Weise durchspielen.

³Physics Analysis Expert

Ein physikalisches Ereignis kann in einer PAX-Kollision gespeichert werden. Mehrere dieser PAX-Kollisionen lassen sich wiederum in einem PAX-Event-Interpreter zusammenfügen. Dies würde z.B. einer Strahlkreuzung (PAX-Event-Interpreter) mit mehreren Wechselwirkungen (PAX-Kollisionen) entsprechen.

5.5 LHC Computing-Grid

Zur Simulation des CMS-Detektors ist eine sehr große Rechenleistung erforderlich⁴. Aus diesem Grund wird der Simulations-, der DIGI- und der DST-Schritt mit Hilfe des LHC Computing-Grid (LCG) [37] berechnet. Das LCG ist ein Netzwerk von Rechnern, das dafür konzipiert wurde, Rechenleistung zu verteilen bzw. bereit zu stellen. Über den ganzen Globus verteilt stehen so verschiedene Grid-Kluster, auf die von jedem beliebigen Punkt zugegriffen werden kann (siehe Abb. 5.3).

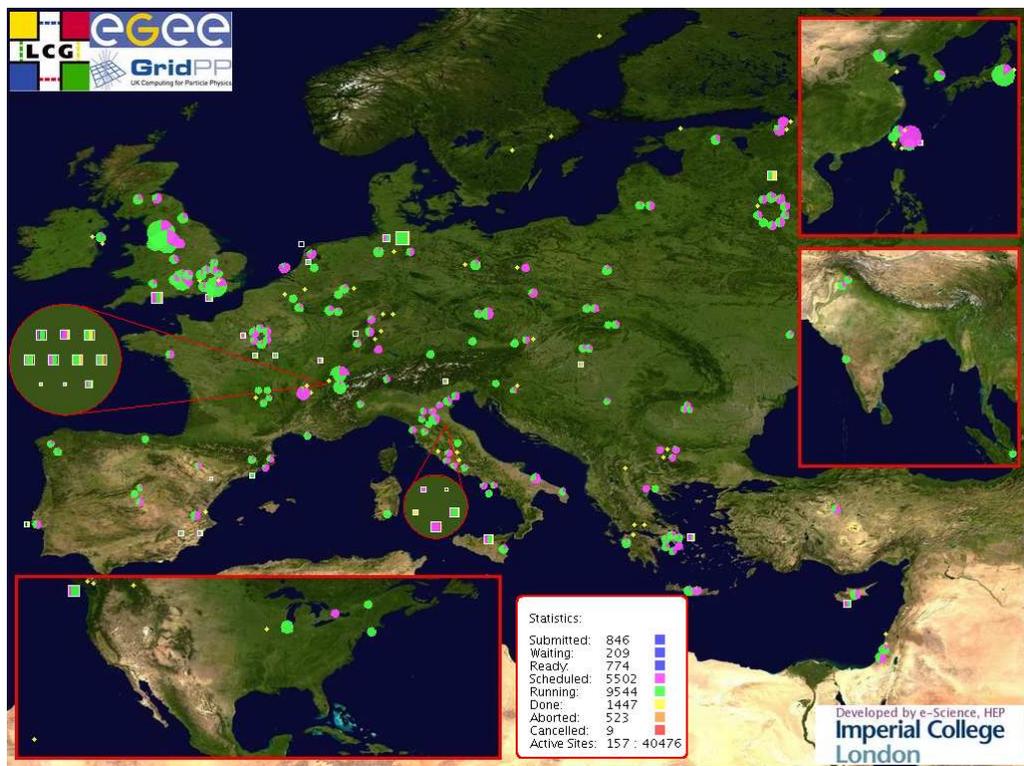


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des LCG. Jeder Punkt markiert ein im LCG eingebundenes und aktives Rechenzentrum. Diese Karte wird auf der LCG-Homepage [37] nahezu in Echtzeit aktualisiert.

Programme werden in so genannten Jobs über das Grid verschickt und an eine freie CPU mit der benötigten Software und gegebenenfalls mit den benötigten Daten weiter geleitet. Jeder Job wird durch eine JDL-Datei (Job Description Language) beschrieben. In der JDL-Datei werden Informationen über Ein- und Ausgabedateien, die auszuführende Datei

⁴Die Berechnung von 200 μ^* -Ereignissen mit OSCAR und ORCA dauert mit einer schnellen CPU ca. 24 Stunden.

sowie Anforderungen an das System, auf dem der Job gerechnet werden soll, aufgeführt. Die Verteilung der Jobs an die passende Hardware übernimmt ein Resource Broker, an den die JDL-Datei mit dem auszuführenden Programm und den Eingabedateien geschickt wird.

Zur leichteren Handhabung der JDLs wurde im Rahmen dieser Arbeit ein grafisches Programm geschrieben, mit dem es möglich ist, viele Jobs gleichzeitig zu verwalten (siehe Kap. A).

Für Analysen in der Hochenergiephysik müssen gewöhnlich große Mengen durch Monte-Carlo-Simulationen erzeugter als auch gemessener Daten betrachtet werden. Diese Daten werden im Grid auf so genannten Storage-Elementen gespeichert. Ein Job kann mit hoher Geschwindigkeit nur auf Daten auf einem Storage-Element im Grid Cluster zugreifen, in dem es auch gerechnet wird. Aufgrund der großen Datenmengen liegt die Verteilung der Daten beim jeweiligen Administrator eines Grid-Clusters.

Im Grid-Cluster in Aachen sind die Rechner in Workernodes mit je zwei bzw. vier Prozessoren unterteilt (Siehe Tabelle 5.1). Pro Prozessor kann ein Job ausgeführt werden. Für kleine Jobs werden 3 Jobs auf zwei CPUs zugelassen.

Worker Nodes	23 mit je 2 CPUs + 12 mit je 4 CPUs
Prozessoren	94 CPUs
CPU	MD Opteron(tm) Processor 246 (2GHz)
Arbeitsspeicher	2GByte
Betriebssystem	Linux 2.4.21-37.0.1.EL.cernsmp
Speicherplatz	insgesamt 10 TByte

Tabelle 5.1: Kurze Zusammenfassung der technischen Daten des Grid-Clusters in Aachen.

Kapitel 6

μ^* auf Generator-Ebene

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Eigenschaften von angeregten Myonen näher untersucht werden. Dies geschieht durch Betrachtung von μ^* -Informationen aus Monte-Carlo-Vorhersagen, wobei noch keine Detektorsimulation durchgeführt wird. Die Daten aus der Monte-Carlo-Simulation werden für verschiedene μ^* -Massen mit PYTHIA [26] generiert.

Ebenso werden die verwendeten Untergründe und ihre Eigenschaften auf Generator-Ebene beschrieben.

6.1 Monte-Carlo-Ereignisse

Mit Hilfe des Monte-Carlo-Simulators PYTHIA lässt sich die μ^* -Erzeugung per Kontaktwechselwirkung in Abhängigkeit der μ^* -Masse und des Skalenparameters Λ (siehe Kap. 3) simulieren. Die Simulation wird mit $\Lambda = 1000$ GeV durchgeführt, wobei jeweils 4000 Ereignisse pro Massenpunkt generiert werden. Dabei werden im Bereich von 1000 - 5000 GeV alle Massenpunkte in 100 GeV Schritten generiert.

In der späteren Betrachtung wird die μ^* -Produktion auch mit einem Skalenparameter $\Lambda = m(\mu^*)$ betrachtet. Dazu kann der jeweilige generierte Datenpunkt mit $\Lambda = 1000$ GeV, unter Berücksichtigung eines Skalenfaktors verwendet werden. Um das simulierte μ^* -Signal von $\Lambda = 1000$ GeV auf $\Lambda = m(\mu^*)$ umzuskalieren, muss der Einfluss von Λ auf den Wirkungsquerschnitt für die Produktion per Kontakt-Wechselwirkung (K-WW) und das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall per Eich-Wechselwirkung (E-WW) betrachtet werden.

Der Wirkungsquerschnitt für die μ^* -Produktion durch K-WW (3.9) ist proportional zu Λ^{-4} . Die Anzahl der simulierten μ^* -Ereignisse muss also mit einem Faktor

$$f = \frac{(1000 \text{ GeV})^4}{(\Lambda = m(\mu^*))^4} \quad (6.1)$$

skaliert werden.

Da in PYTHIA nur der Zerfall per E-WW simuliert wird, ist es wichtig, in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts die K-WW mit einzubeziehen. Dazu wird der von PYTHIA berechnete Wirkungsquerschnitt mit dem Verzweigungsverhältnis BR_{E-WW} (3.17) multipliziert. Dieses Verzweigungsverhältnis BR_{E-WW} ergibt sich für $\Lambda = m(\mu^*)$ unter der Annahme, dass $m(\mu^*) \gg m_Z, m_W$ ist, zu einem konstanten Wert von $BR_{E-WW} = 0,082$. In Abb. 6.1 (a) ist der mit PYTHIA simulierte Wirkungsquerschnitt für die μ^* -Produktion am LHC und in Abb. 6.1 (b) die zu erwartende Anzahl von μ^* -Ereignissen, die über Eich-Wechselwirkung zerfallen, gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt nimmt erwartungsgemäß zu hohen μ^* -Massen ab, wobei der Wirkungsquerschnitt für $\Lambda = m(\mu^*)$ deutlich schneller abfällt als für $\Lambda = 1000$ GeV.

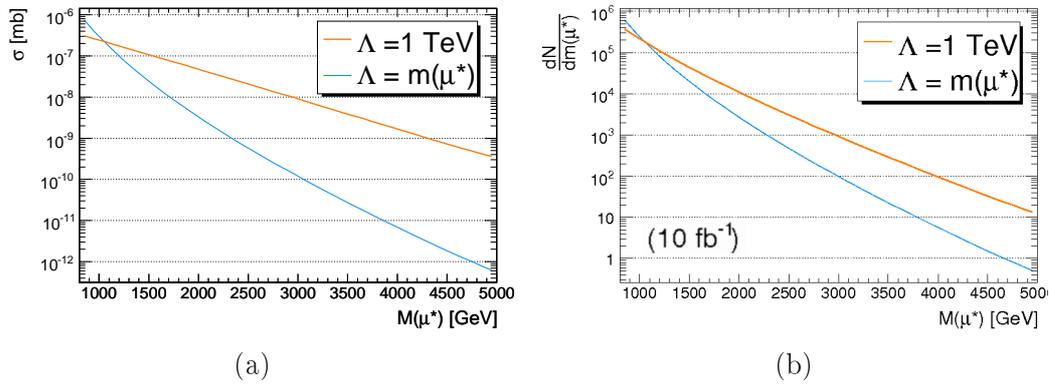


Abbildung 6.1: (a) μ^* -Produktions-Wirkungsquerschnitt am LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV). (b) Anzahl der am LHC ($s = 14$ TeV) zu erwartenden μ^* -Ereignisse, die über Eich-WW zerfallen ($\Lambda = 1$ TeV und $\Lambda = m(\mu^*)$).

6.2 Invariante Masse

Eine der prägnantesten Eigenschaften eines Teilchens ist seine Masse. Die Massenverteilung der angeregten Myonen gehorcht einer Breit-Wigner-Verteilung:

$$p(m) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma^2}{(m - M)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (6.2)$$

Dabei ist Γ die Zerfallsbreite. Sie steht mit der Zerfallszeit t_L des Teilchens über

$$\Gamma = \frac{1}{t_l} \quad (6.3)$$

Zusammenhang. Der Mittelwert der Verteilung ist M und wird als die Polmasse des Teilchens bezeichnet, wohingegen m die individuelle Ruhemasse ist.

In Abb. 6.2 (a) ist die μ^* -Masse für verschiedene generierte Massenpunkte mit dem Skalenparameter $\Lambda = 1000$ GeV aufgetragen. Die Breite der Massenverteilung nimmt zu höheren μ^* -Massen zu. Dies bedeutet, dass μ^* zu höheren Massen schneller zerfällt.

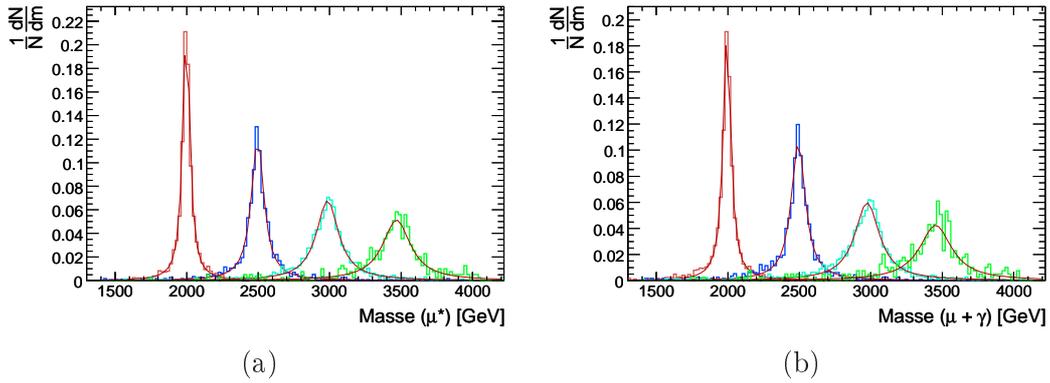


Abbildung 6.2: Auf eins normierte μ^* -Massenverteilungen für die Massenzentren $m(\mu^*) = 2000, 2500, 3000$ und 3500 GeV ($\Lambda = 1000$ GeV) für (a) die generierte μ^* -Masse und (b) für $m(\mu + \gamma)$ nach Endzustands-Strahlung.

Betrachtet man den Zerfall $\mu^* \rightarrow \gamma + \mu$, kommt es bei dem μ zur Abstrahlung von Photonen, der so genannten „Endzustands-Strahlung“. In Abb. 6.2 (b) ist die invariante Masse

$$m = \sqrt{E^2 - p^2} \quad (6.4)$$

aus dem Endzustand $\mu + \gamma$ zu sehen. Zur Bildung der invarianten Masse $m(\mu + \gamma)$ wird das stabile μ und γ verwendet, das aus dem μ^* -Zerfall stammt.

Ein idealer Detektor könnte also bestenfalls eine Massenverteilung wie in Abb. 6.2 (b) rekonstruieren, da eine Zuordnung der Photonen aus Bremsstrahlung auf Detektorebene nur sehr schwer bzw. überhaupt nicht möglich ist. In Tabelle 6.2 ist die Breit-Wigner-Breite Γ (siehe Kap. 3) des generierten μ^* und die Breit-Wigner-Breite der invarianten $\mu + \gamma$ -Masse aufgetragen. Dabei stammen die Werte aus einer Breit-Wigner-Anpassung an die Massenverteilungen aus Abb. 6.2. Die Verbreiterung der Massenverteilung durch Endabstrahlung liegt in der Größenordnung von 10%.

μ^* Masse [GeV]	theoretische Breite	$\Gamma(M(\mu^*))$ [GeV]	$\Gamma(M(\mu + \gamma))$ [GeV] nach Endzustands-Strahlung	Verbreiterung
2000	52,1	$57,8 \pm 1,7$	$64,4 \pm 1,9$	10,2%
2500	101,7	$107,4 \pm 5,9$	$119,1 \pm 6,9$	10,0%
3000	175,8	189 ± 18	208 ± 21	10,3%
3500	279,2	237 ± 48	272 ± 62	14,7%

6.3 Kinematik des μ^*

Im Folgenden soll der transversale sowie der longitudinale Impuls des μ^* diskutiert werden.

Eine hohe μ^* -Masse lässt vermuten, dass angeregte Myonen in der transversalen Ebene vorwiegend in Ruhe erzeugt werden, da ein großer Teil der Partonen-Schwerpunktsenergie in die μ^* -Massen umgewandelt wird und so nur wenig Energie für den Impuls des μ^* übrig

bleibt. Aus Abb. 6.3 (a) ist aber zu erkennen, dass das generierte μ^* sehr wohl einen großen transversalen Impuls besitzt. Schaut man sich den Produktions-Wirkungsquerschnitt (3.9) des μ^* an,

$$\hat{\sigma}_{K-WW} \propto \hat{s} \cdot \left(1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{\hat{s} - m^{*2}}{\hat{s} + m^{*2}}\right) \left(1 - \frac{m^{*2}}{\hat{s}}\right) \left(1 + \frac{m^{*2}}{\hat{s}}\right) \quad (6.5)$$

$$= \hat{s} \cdot \left(1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{1 - \frac{m^{*2}}{\hat{s}}}{1 + \frac{m^{*2}}{\hat{s}}}\right) \left(1 - \frac{m^{*2}}{\hat{s}}\right) \left(1 + \frac{m^{*2}}{\hat{s}}\right), \quad (6.6)$$

erkennt man, dass für ein großes \hat{s}/m^{*2} Verhältnis auch $\hat{\sigma}_{K-WW}$ große Werte annimmt. Qualitativ sinkt die Anzahl der stoßenden Partonen hoher Schwerpunktsenergie mit \hat{s} , doch steigt der Wirkungsquerschnitt des μ^* an. Mit dem Energieüberschuss zwischen \hat{s} und der μ^* -Masse steigt dann auch $p_T(\mu^*)$ (siehe Abb. 6.3 (a)).

Das Maximum der p_T -Verteilung aus Abb. 6.3 (a) bewegt sich mit zunehmender μ^* -Masse leicht zu höheren p_T -Werten. Qualitativ ist dies wieder mit (6.6) zu erklären. Das \hat{s}/m^{*2} Verhältnis fällt mit dem Quadrat der μ^* -Masse, wodurch μ^* -Erzeugungen mit besonders hohem \hat{s} begünstigt werden. Damit steigt dann auch das μ^* - p_T .

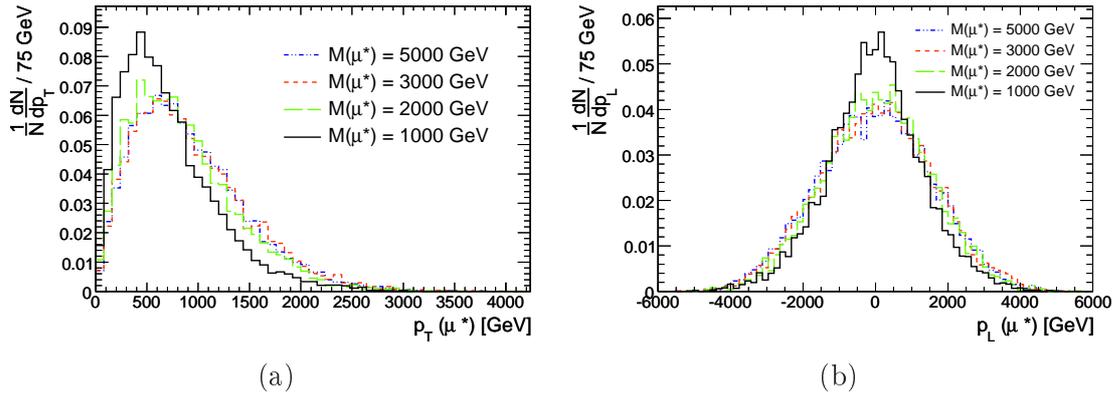


Abbildung 6.3: Auf eins normierte (a) $p_T(\mu^*)$ -, (b) $p_L(\mu^*)$ -Verteilungen für die Massenpunkte $M(\mu^*) = 2000, 2500, 3000$ und 3500 GeV ($\Lambda = 1000$ GeV)

In Abb. 6.3 ist der longitudinale Impuls des μ^* zu sehen. Aufgrund der hohen longitudinalen Energie der stoßenden Partonen ist die Verteilung sehr breit und reicht, unabhängig von der μ^* -Masse, bis zu p_L -Werten von 4000 GeV.

6.4 Winkelverteilungen des μ^*

In ϕ -Richtung gibt es wie zu erwarten keine bevorzugte Flugrichtung für das μ^* , da die Erzeugung des μ^* symmetrisch um die z-Achse erfolgt (siehe Abb. 6.4 (a)). Die Winkelverteilung für die η -Richtung (Abb. 6.4 (b)) zeigt, dass die bevorzugte Richtung recht breit um $\eta = 0$ verteilt liegt. Dies ist mit der hohen p_L -Verteilung aus Abb. 6.3 (b) verträglich.

Insgesamt sind für die verschiedenen μ^* -Massen die jeweiligen Verteilungen nahezu identisch.

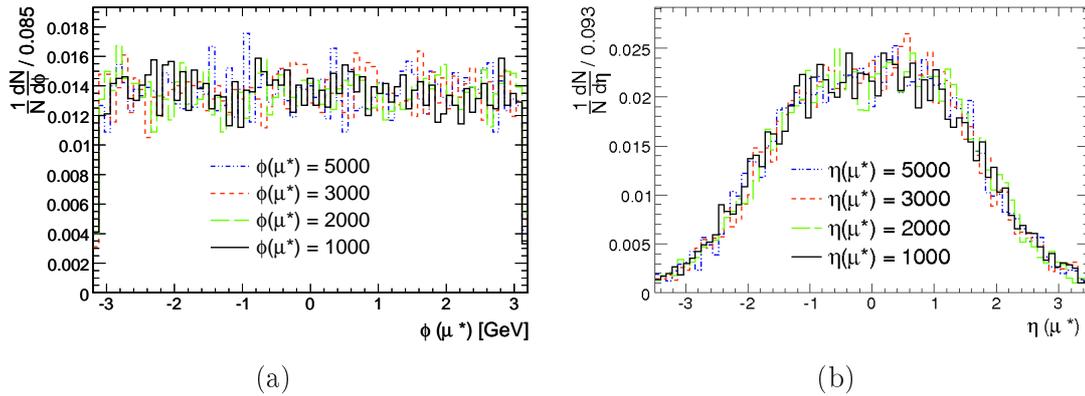


Abbildung 6.4: Auf eins normierte (a) $\phi(\mu^*)$ - und (b) $\eta(\mu^*)$ -Verteilungen für die Massenpunkte $M(\mu^*) = 2000, 2500, 3000$ und 3500 GeV ($\Lambda = 1000$ GeV).

6.5 Zerfall des μ^*

Um den Zerfall des μ^* in $\mu + \gamma$ rekonstruieren zu können, ist es wichtig, die Eigenschaften der einzelnen Zerfallsprodukte schon auf Generator-Ebene zu kennen. Im Endzustand befinden sich nach dem μ^* -Zerfall ein Myon μ_1 und ein Photon γ , die direkt aus dem μ^* -Zerfall stammen, sowie ein Myon μ_2 , das mit dem μ^* produziert wurde (siehe Abb. 6.5).

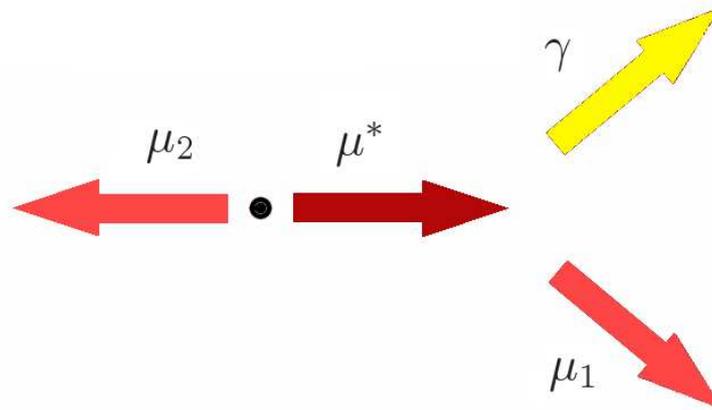


Abbildung 6.5: Zerfall des μ^* in ein Myon μ_1 und ein Photon γ . Das Myon μ_2 wird zusammen mit dem μ^* bei der Proton-Kollision erzeugt.

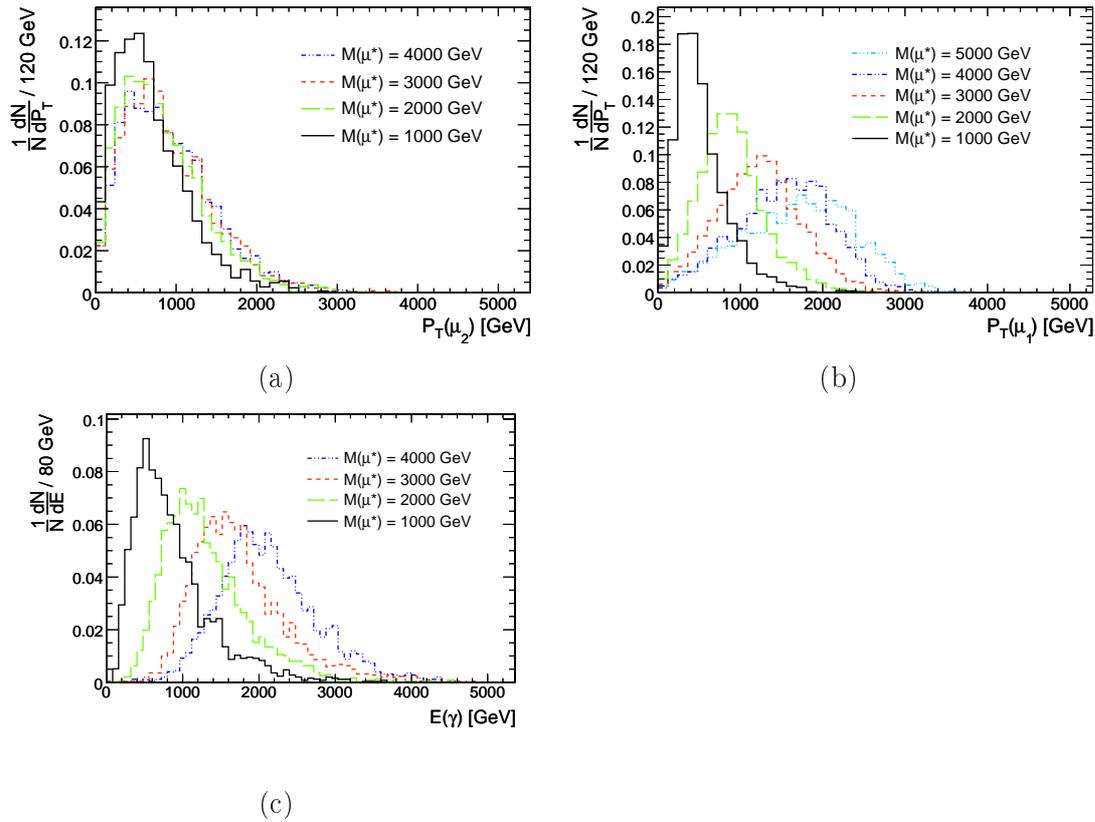


Abbildung 6.6: Auf eins normiert: (a) p_T -Verteilung des Myons μ_2 und (b) des Myon μ_1 . (c) Energie-Verteilung des Photon aus dem μ^* -Zerfall

6.5.1 Kinematik der Zerfallsprodukte

In Abb. 6.6 (a) ist die p_T -Verteilung des Myons μ_2 aufgetragen. Sie hat starke Ähnlichkeit mit der p_T -Verteilung des μ^* (siehe Abb. 6.3 (a)). Dies ist zu erwarten, da das μ^* und das μ_1 zusammen erzeugt werden und sich in entgegengesetzter Richtung entfernen.

Die p_T -Verteilung des Myons μ_1 , das aus dem μ^* -Zerfall stammt (Abb. 6.6 (b)), hat ihr Maximum im Bereich der halben μ^* -Masse. Besser sieht man diesen Verlauf des Maximalwertes in der Energie-Verteilung des Photons (Abb. 6.6 (c)). Da hier die gesamte Energie des Photons betrachtet wird, liegt das Maximum der Energieverteilung näher am halben Massenwert der μ^* -Masse. Die Energie des μ^* teilt sich also im Mittel gleichmäßig auf die beiden Zerfallsprodukte auf. Beide Verteilungen besitzen stärkere Ausläufer zu hohen p_T - bzw. E -Werten, da das μ^* einen gewissen Anfangsimpuls besitzt.

Um ein μ^* -Ereignis und damit die richtigen Teilchen μ_1 , μ_2 und γ zu identifizieren, kann als ein Kriterium die Annahme, dass die drei Teilchen in der transversalen Ebene balanciert sind, verwendet werden. Die Summe der p_x -, bzw. p_y -Werte, $p_{x,y}(\mu_1) + p_{x,y}(\mu_2) + p_{x,y}(\gamma)$ ist in Abb. 6.7 gezeigt. Die Breite der Verteilung kann einerseits durch den anfänglichen p_T -Wert der stoßenden Partonen und durch die Endzustands-Strahlung erklärt werden.

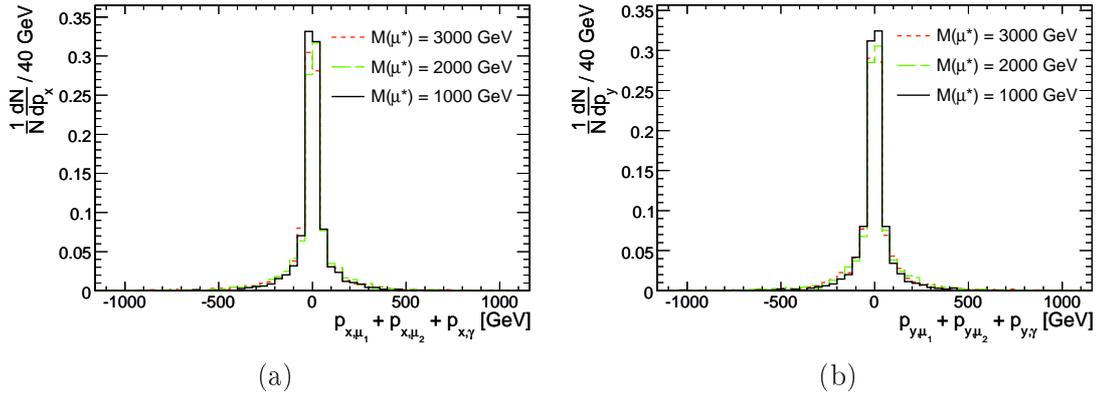


Abbildung 6.7: Auf eins normierte Summe der (a) p_x - und (b) der p_y -Komponenten der generierten Teilchen μ_1 , μ_2 und γ .

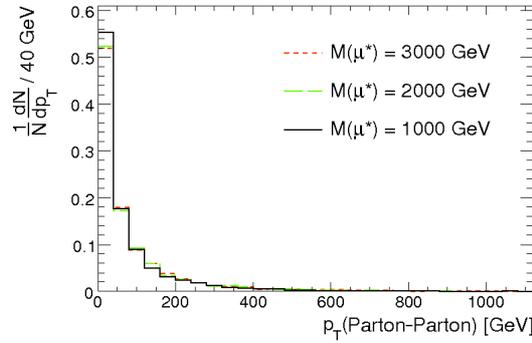


Abbildung 6.8: Auf eins normierte p_T -Verteilung des Parton-Parton System vor dem Stoß.

Der hohe transversale Impuls der stoßenden Partonen wird durch Anfangszustandsstrahlung verursacht. Durch Abstrahlung von Gluonen erhält das System der beiden stoßenden Partonen einen hohen transversalen Impuls (siehe Abb. 6.8). In Abb. 6.8 ist zu sehen, dass die Breite der Verteilung aus Abb. 6.7 sehr gut mit der Breite der Parton-Parton p_T -Verteilung zu erklären ist.

6.5.2 Winkelverteilung der Zerfallsprodukte

Eine weitere interessante Größe ist der ϕ -Winkel zwischen dem Myon μ_1 und μ_2 zum Photon γ . In Abb. 6.9 (a) ist die Verteilung des Winkel $\Delta\phi(\mu_1, \gamma)$ zwischen μ_1 und γ , die Verteilung des Winkel $\Delta\phi(\mu_2, \gamma)$ zwischen μ_2 und γ (Abb. 6.9 (b)), sowie (c) die Verteilung des Winkel $\Delta\phi(\mu_1, \mu_2)$ zwischen μ_1 und μ_2 eingezeichnet.

Die Verteilungen in Abb. 6.9 (b) und (c) haben sehr flache Ausläufer zu kleinen Winkeln während der Winkel $\Delta\phi(\mu_1, \gamma)$ (Abb. 6.9 (a)) bei hohen μ^* -Massen steiler abfällt. Dies ist dadurch zu erklären, dass aufgrund der hohen μ^* -Masse μ_1 und γ viel hochenergetischer als bei kleinen μ^* Massen sind. Im Ruhesystem des μ^* bewegen sich μ_1 und γ in entgegengesetzter ϕ -Richtung voneinander fort. Haben μ_1 und γ aufgrund des schweren

μ^* einen hohen Impuls in Relation zum transversalen Impuls des μ^* , bewegen sich die beiden Teilchen auch im Detektorsystem immer mehr in entgegengesetzter Richtung fort.

Bei leichten μ^* , also bei kleinen Energien der Teilchen μ_1 und γ , bewegen sich beide Teilchen im Detektorsystem hingegen in Richtung des transversalen Impulses des μ^* .

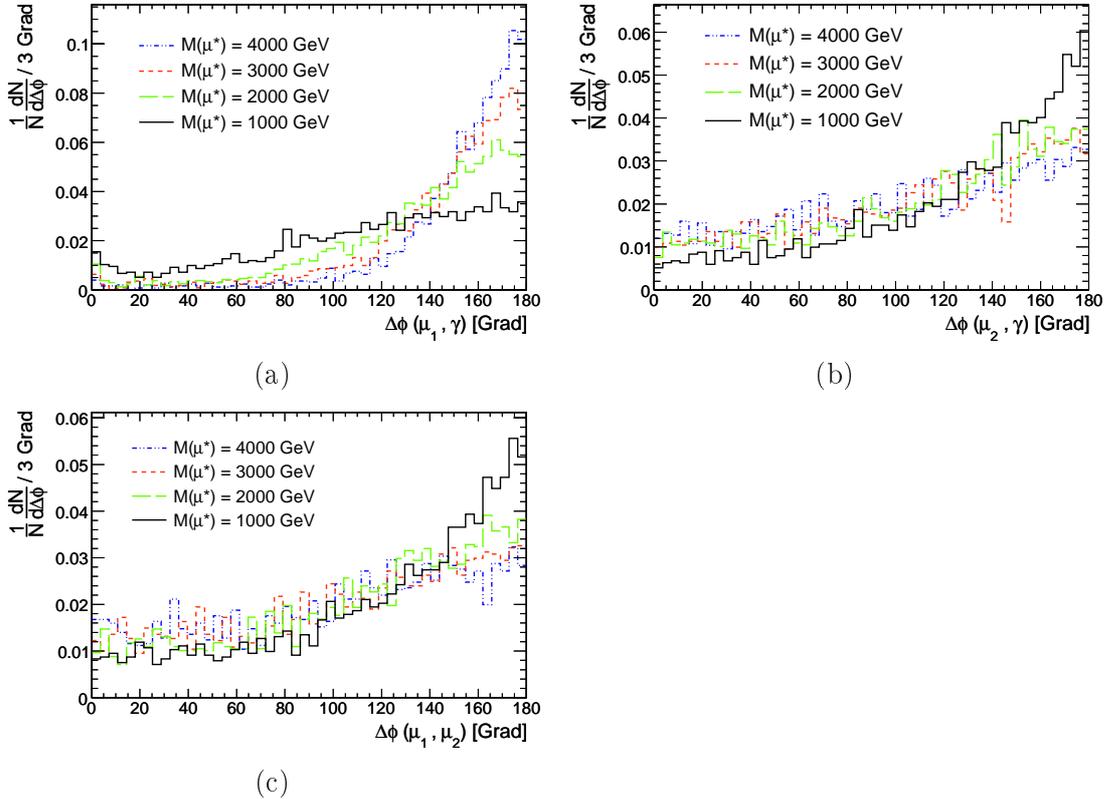


Abbildung 6.9: ϕ -Winkelverteilung (a) zwischen μ_1 und γ , (b) zwischen μ_2 und γ und (c) zwischen μ_1 und μ_2

6.5.3 Myonen-Zuordnung

Bei einer späteren Analyse werden die generierten Teilchen vom Detektor rekonstruiert, wobei die Herkunft der rekonstruierten Myonen nicht mehr bekannt ist. Die beiden Myonen μ_1 und μ_2 sind dann nicht eindeutig dem μ^* -Zerfall zuzuordnen. Dies ist aber zu einer richtigen Rekonstruktion der μ^* -Masse aus μ_1 und γ notwendig.

In der p_T -Verteilung (siehe Abb. 6.3) und der $\Delta(\phi(\mu, \gamma))$ -Verteilung Abb. 6.9 sind Asymmetrien zwischen μ_1 und μ_2 bei hohen μ^* -Massen zu beobachten. Der transversale Impuls des μ_1 ist größer als der des μ_2 . In Tabelle 6.1 ist der prozentuale Anteil aller Ereignisse, bei denen $p_T(\mu_1)$ größer $p_T(\mu_2)$ bzw. $\Delta(\phi(\mu_1, \gamma))$ größer $\Delta(\phi(\mu_2, \gamma))$ ist, aufgelistet. Dies zeigt, dass gerade bei der Suche nach μ^* -Massen größer 3000 GeV eine gute Zuordnung des richtigen Myons durch den p_T - bzw. $\Delta(\phi(\mu, \gamma))$ -Wert möglich ist.

Auffällig ist die gute Übereinstimmung beider Prozentwerte. Schaut man sich das Korrelationsdiagramm (Abb. 6.10) an, erkennt man einen deutlichen Zusammenhang zwischen

μ^* Masse [GeV]	$p_T(\mu_1) > p_T(\mu_2)$	$\Delta(\phi(\mu_1, \gamma)) > \Delta(\phi(\mu_2, \gamma))$
1000	42,5 %	42,9 %
2000	60,1 %	60,5 %
3000	70,6 %	70,6 %
4000	75,6 %	75,6 %
5000	84,8 %	84,0 %

Tabelle 6.1: Prozentualer Anteil aller Ereignisse bei denen $p_T(\mu_1)$ größer $p_T(\mu_2)$ bzw. $\Delta(\phi(\mu_1, \gamma))$ größer $\Delta(\phi(\mu_2, \gamma))$ ist.

$x := p_T(\mu_1)/p_T(\mu_2)$ und $y := \Delta(\phi(\mu_1, \gamma))/\Delta(\phi(\mu_2, \gamma))$. Wenn $p_T(\mu_1)$ größer / kleiner als $p_T(\mu_2)$ ist, so ist auch $\Delta(\phi(\mu_1, \gamma))$ größer / kleiner als $\Delta(\phi(\mu_2, \gamma))$. Dies lässt sich wieder damit erklären, dass das hochenergetischere Myon einen größeren Winkel zu γ als das niederenergetischere Myon einnimmt.

Leider hilft diese Tatsache nicht zur Unterscheidung der beiden Myonen, da x und y entweder beide größer eins oder beide kleiner eins sind. In Kap. 7 wird explizit nach einer bestimmten μ^* -Masse gesucht was die richtige Myonen-Zuordnung steigern kann.

6.6 Untergrundprozesse

Als Untergrund werden Standardmodell-Prozesse betrachtet, in denen mindestens zwei Myonen vorkommen können. Aufgrund der hohen LHC-Energie ist es auch möglich, dass zusätzliche Photonen beim jeweiligen Prozess entstehen. Diese Photonen können z.B. aus Minimum-Bias-Ereignissen oder Photonabstrahlung im Anfangs- oder Endzustand stammen. Durch die hohe Anzahl von Proton-Proton-Kollisionen bei einer Strahlkreuzung ist es weiterhin möglich das sich verschiedene Ereignisse zu einem zwei Myonen + Photon-Ereignis überlagern können.

Die betrachteten Untergründe sind Drell-Yan $Z/\gamma^* \rightarrow 2\mu$ und Di-Boson-Zerfälle wie $ZW \rightarrow 2\mu + X$, $WW \rightarrow 2\mu + X$ und $ZZ \rightarrow 2\mu + X$. Hinzu kommen noch die QCD-Prozesse, $t\bar{t}$ - und $b\bar{b}$ -Zerfälle. Meist entstehen die Myonen aus QCD-Prozessen in b-Quark-Jets, was eine Identifikation dieser Ereignisse durch Isolationsschnitte ermöglicht.

Zur Betrachtung von Untergrundprozessen werden Monte-Carlo-Simulationen der CMS-Kollaboration verwendet [38]. Die Datensätze liegen zumeist im DST- oder zumindest im DIGI-Format mit untergemischtem Pile-up, aber auch mit den zugrunde liegenden Generatorinformationen vor (siehe Kap. 5). Bei den Datensätzen werden bestimmte Bedingungen an die Ereignisse auf Generator-Ebene gestellt, die in Tabelle 6.2 aufgelistet sind. Beim $b\bar{b} \rightarrow 2\mu + X$ Datensatz werden z.B. auf Generator-Ebene so viele $b\bar{b}$ -Ereignisse produziert bis genügend Ereignisse mit zwei Myonen mit den richtigen Bedingungen generiert sind. Nur diese Ereignisse mit zwei Myonen werden dann mit der kompletten CMS-Detektorsimulation berechnet. Dies hat den Vorteil, dass viel Rechenzeit bei der Detektorsimulation gespart wird und so viel mehr relevante Ereignisse betrachtet werden können. Die

Werte x und y bezeichnen die verschiedenen Energiebereiche des verwendeten Datensatz (siehe Tab. 6.3).

Drell Yan $\rightarrow 2\mu$ (x)	$m(\mu_1 + \mu_2) > x, \eta(\mu_1 + \mu_2) < 2,5,$ $p_T(\mu_1, \mu_2) > 7 \text{ GeV}$
ZZ, WW, WZ $\rightarrow 2\mu$ (x)	$m(\mu_1 + \mu_2) > x, \eta(\mu_1 + \mu_2) < 2,5,$ $p_T(\mu_1, \mu_2) > 7 \text{ GeV}$
$b\bar{b} \rightarrow 2\mu$	$m(\mu_1 + \mu_2) > 10 \text{ GeV}, \eta(\mu_1 + \mu_2) > 2,5,$ $p_T(\mu_1) > 20 \text{ GeV}, p_T(\mu_2) > 10 \text{ GeV}$
QCD ($x < \hat{s} < y$)	QCD-Ereignisse mit Endzuständen hoher p_T - Schwerpunktsenergie der Endzustände $x < \sqrt{\hat{s}} < y$
$t\bar{t}$ leptonisch	nur der Zerfallskanal $l + \nu_l$ des W-Bosons zugelassen

Tabelle 6.2: Schnitte auf die verwendeten Untergründe auf Generator-Ebene. Die Grenzen x und y geben den jeweiligen Energiebereich des Datensatzes an.

Ein Problem bei dieser Vorgehensweise ist, dass die vom Generator gelieferten Wirkungsquerschnitte nicht mit dem Wirkungsquerschnitt der letztendlich selektierten Ereignisse N_{sel} übereinstimmen, sondern der Wirkungsquerschnitt aller generierten Ereignisse N_{gen} ist. Der Wirkungsquerschnitt für die selektierten Ereignisse lässt sich aber über

$$\sigma_{sel} = \sigma_{gen} \cdot \frac{N_{sel}}{N_{gen}} \quad (6.7)$$

aus dem Wirkungsquerschnitt aller generierten Ereignisse berechnen. In Tabelle 6.3 sind die verwendeten Untergrund-Datensätze mit dem Wirkungsquerschnitt σ_{gen} , der Anzahl der generierten und selektierten Ereignisse sowie die Skalenfaktoren N_{sel}/N_{gen} , um die Ereigniszahl auf die erwarteten Ereignisse bei 10 fb^{-1} zu skalieren, aufgelistet.

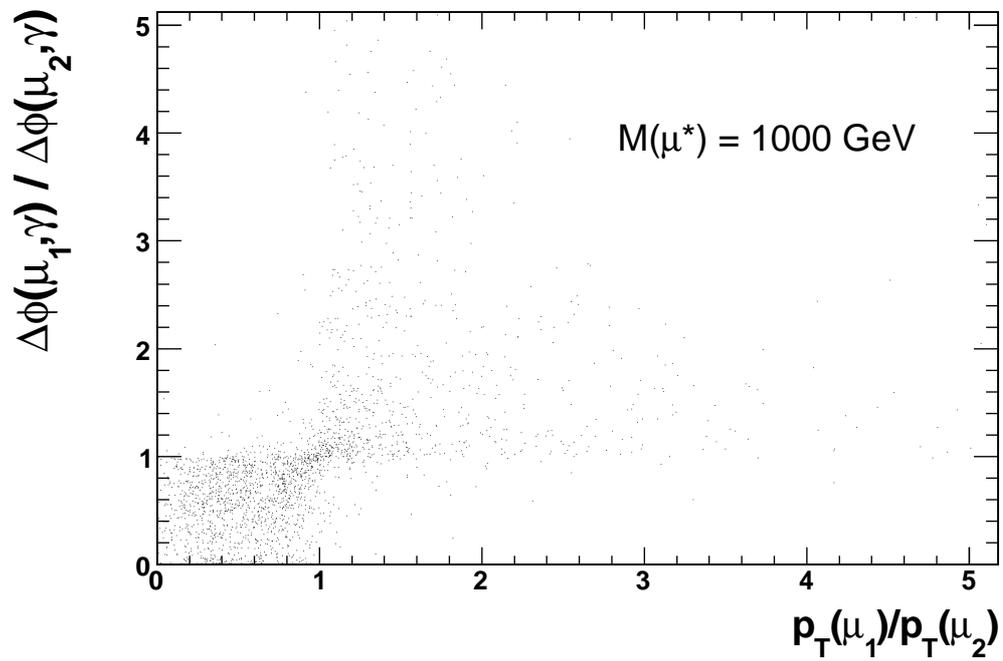
Alle Untergrund- sowie die Signal-Datensätze werden mit PYTHIA [26] generiert. Dabei wird jeweils der Wirkungsquerschnitt in erster Ordnung der Störungsrechnung verwendet. Es wird die Standard PYTHIA PDF „GRV 94L“ [39] verwendet, die aus einer einfachen Anpassung erster Ordnung an die HERA-Daten ermittelt wurde.

6.6.1 Kinematik des Untergrundes

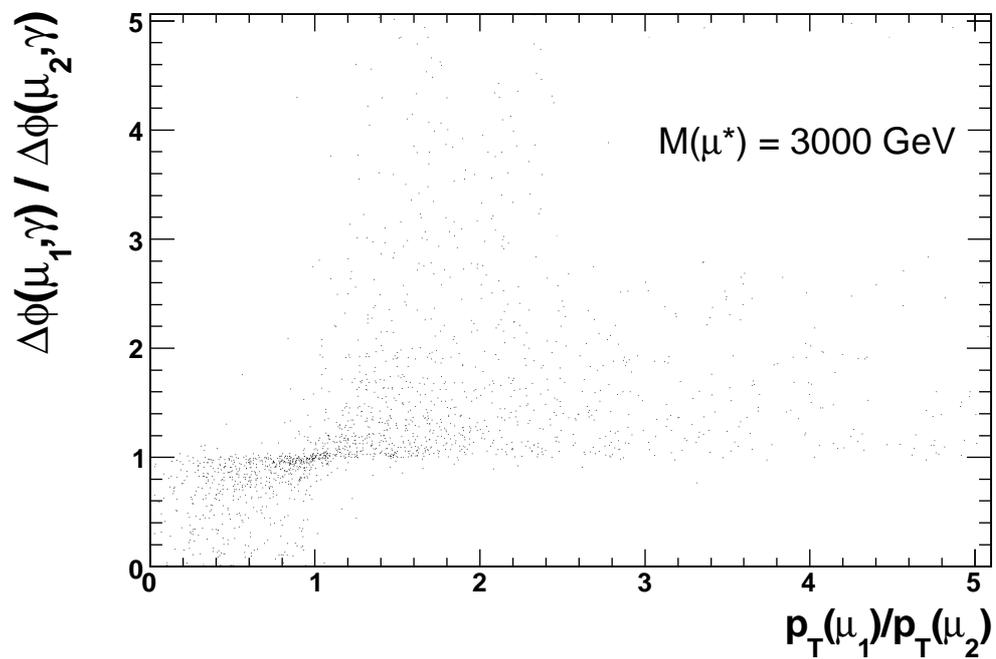
Die p_T -Verteilung der Myonen und die Energieverteilungen der Photonen aus den betrachteten Untergrundprozessen sind in Abb. 6.11 zu sehen. Dabei sind nur mögliche μ^* -Ereignisse eingetragen, das heißt Ereignisse mit zwei Myonen unterschiedlicher Ladung und einem Photon. Die Verteilungen sind generell niederenergetischer als die Verteilungen der μ^* -Zerfallsprodukte. Hier lässt sich schon erahnen, dass die Untergründe kein großes Problem bei der Suche nach angeregten Myonen darstellen (vergl. Abb. 6.6).

Datensatz	σ_{gen} [mb]	N_{gen}	N_{sel}	Skalenfaktor
$b\bar{b} \rightarrow 2\mu$	$1,808 \cdot 10^{-5}$	995750	650966	10,996
$t\bar{t} \rightarrow$ leptonisch	$5,175 \cdot 10^{-8}$	100000	9579590	0,540
$Z/\gamma^* \rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=400$	$4,485 \cdot 10^{-11}$	10000	10000	0,149
$Z/\gamma^* \rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=1000$	$1,314 \cdot 10^{-11}$	10000	5000	0,0105
$Z/\gamma^* \rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=1500$	$2,113 \cdot 10^{-12}$	10000	10000	$8,68 \cdot 10^{-4}$
$Z/\gamma^* \rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=2000$	$4,80 \cdot 10^{-13}$	10000	9999	$1,98 \cdot 10^{-4}$
$Z/\gamma^* \rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=2500$	$1,30 \cdot 10^{-13}$	10000	9999	$5,45 \cdot 10^{-5}$
$Z/\gamma^* \rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=3000$	$3,9 \cdot 10^{-14}$	10000	10000	$1,60 \cdot 10^{-5}$
$Z/\gamma^* \rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=4000$	$4,0 \cdot 10^{-15}$	10000	9999	$1,60 \cdot 10^{-6}$
DiBoson $\rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=400$	$1,493 \cdot 10^{-8}$	5216	5216	0,0149
DiBoson $\rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=1000$	$8,886 \cdot 10^{-10}$	3080	3080	$8,88 \cdot 10^{-4}$
DiBoson $\rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=1500$	$1,919 \cdot 10^{-10}$	2294	2294	$1,91 \cdot 10^{-4}$
DiBoson $\rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=2000$	$5,409 \cdot 10^{-11}$	1733	1733	$5,40 \cdot 10^{-5}$
DiBoson $\rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=2500$	$1,747 \cdot 10^{-11}$	1316	1316	$1,74 \cdot 10^{-5}$
DiBoson $\rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=3000$	$6,077 \cdot 10^{-12}$	1038	1040	$6,08 \cdot 10^{-6}$
DiBoson $\rightarrow 2\mu$ $m(\mu_1 + \mu_2) > x=4000$	$8,15 \cdot 10^{-13}$	618	619	$8,16 \cdot 10^{-7}$
qcd $x=380 < \sqrt{\hat{s}} < y=470$	$1,890 \cdot 10^{-6}$	191989	191989	98,524
qcd $x=470 < \sqrt{\hat{s}} < y=600$	$6,903 \cdot 10^{-7}$	190987	190987	36,178
qcd $x=600 < \sqrt{\hat{s}} < y=800$	$2,025 \cdot 10^{-7}$	94996	94996	21,338
qcd $x=800 < \sqrt{\hat{s}} < y=1000$	$3,574 \cdot 10^{-8}$	89999	89999	3,974
qcd $x=1000 < \sqrt{\hat{s}} < y=1400$	$1,085 \cdot 10^{-8}$	89998	89998	1,207
qcd $x=1400 < \sqrt{\hat{s}} < y=1800$	$1,056 \cdot 10^{-9}$	40998	40998	0,257
qcd $x=1800 < \sqrt{\hat{s}} < y=2200$	$1,448 \cdot 10^{-10}$	38998	38998	0,0371
qcd $x=2200 < \sqrt{\hat{s}} < y=2600$	$2,382 \cdot 10^{-11}$	41998	41998	$5,67 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.3: Untergrund-Datensätze mit dem Wirkungsquerschnitt σ_{gen} , der Anzahl der generierten und selektierten Ereignissen sowie den Skalenfaktoren, um die Ereignisszahl auf die erwarteten Ereignisse bei $10 fb^{-1}$ zu skalieren



(a)



(b)

Abbildung 6.10: Korrelation zwischen $p_T(\mu_1)/p_T(\mu_2)$ und $\Delta(\phi(\mu_1, \gamma))/\Delta(\phi(\mu_2, \gamma))$ aufgetragen. (a) für $m(\mu^*) = 1000 \text{ GeV}$ (b) für $m(\mu^*) = 3000 \text{ GeV}$.

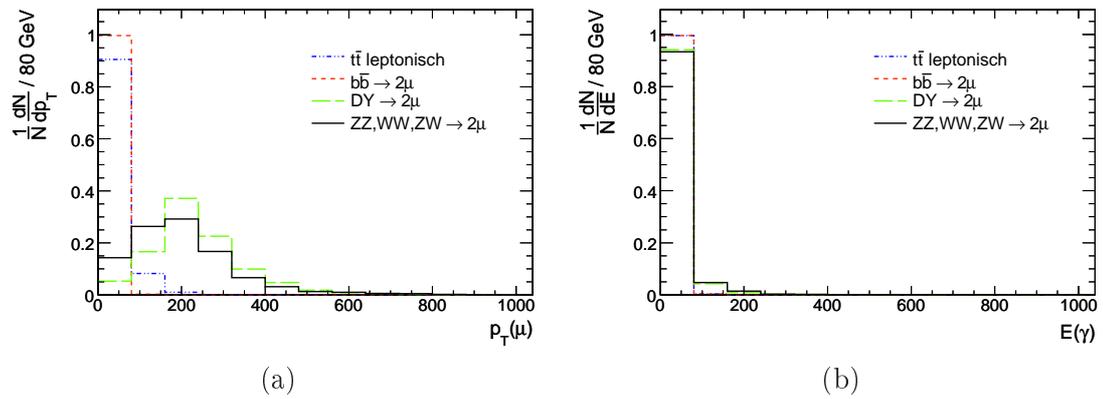


Abbildung 6.11: Auf eins normierte Untergrund-Ereignisse mit zwei Myonen unterschiedlicher Ladung und einem Photon. (a), p_T -Verteilung der Myonen und (b) E -Verteilung der Photonen aus diesen Ereignissen.

Kapitel 7

Teilchenrekonstruktion

Bei einer Teilchen-Kollision innerhalb des Detektors erzeugen die neu produzierten Teilchen bzw. deren Tochterpartikel eine Vielzahl von Treffern im Detektor. Diese einzelnen Treffer müssen nun einer zusammenhängenden Spur zugeordnet werden. Die Spurrekonstruktion wird nicht nur durch die Messfehler und Rauscheffekte der einzelnen Teildetektoren, sondern durch eine Vielzahl von weiteren Effekten beeinträchtigt.

So entstehen bei einer Kollision eines Teilchenbündels eine Vielzahl von Teilchen, deren Spuren den richtigen Teilchen zugeordnet werden müssen. Andere Teilchen, wie z.B. Photonen und Elektronen, hinterlassen im Detektor sehr ähnliche Signaturen, die nur schwer auseinander gehalten werden können.

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Rekonstruktion von Myonen und Photonen am CMS-Detektor. Aus dem Vergleich der generierten und der rekonstruierten Teilchen wird der Fehler der Spurrekonstruktion abgeschätzt.

7.1 Myon-Rekonstruktion

Ein Myon kann sowohl im Spurdetektor als auch im Myonsystem beobachtet werden. Aufgrund des Magnetfelds im Eisenjoch erfährt ein sich nach außen, durch den Detektor bewegendes Myon, eine Lorentzkraft, die es in ϕ -Richtung ablenkt. Aus der Richtung und Stärke der Ablenkung lassen sich die Ladung sowie der transversale Impuls des Myons bestimmen.

7.1.1 Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion eines Myons ist in drei Schritte aufgeteilt. Im ersten Schritt werden über den Level-1-Hardware-Trigger (Kap. 7.1.5) bis zu vier mögliche Myonspuren ermittelt. Diese möglichen Spuren werden im zweiten Schritt mit dem Level-2 Software-Trigger näher untersucht. Im Myonsystem wird in jeder einzelnen Kammer zunächst ein Spursegment aus einzelnen Myonentreffern bestimmt. Ausgehend vom ersten Spursegment in der innersten

Kammer wird mit der Kalman-Filter-Technik [40] die Spur nach außen rekonstruiert. Dabei wird in einem Kegel um den Endpunkt, der bis dahin rekonstruierten Spur, nach einem weiteren Spursegment gesucht, wobei Energieverlust und Vielfachstreuung im Detektormaterial berücksichtigt werden. An dieses Spursegment und die vorherigen Spursegmente wird dann eine neue Spur angepasst. Ist so eine Spur bis zur äußersten Myonkammer gefunden, wird der Kalman-Filter von der äußeren Kammer nach innen angewendet. Die Spur wird dann von der innersten Kammer zum Vertex extrapoliert.

Mit dem Level-3 Software-Trigger wird dann die Spur aus dem Myonsystem durch Verwendung von Treffern im Spurdetektor weiter rekonstruiert. Dabei werden der Energieverlust und die Vielfachstreuung im Spurdetektor in der Rekonstruktion berücksichtigt. Um passende Treffer im Spurdetektor zu finden, wird wieder ein Kalman-Filter benutzt und angenommen, dass die Myonenspur aus dem Vertex stammt.

Obige Spur-Rekonstruktionen werden schon beim Triggern der Ereignisse angewandt. Durch anschließendes Auswerten lassen sich aber auch Myonen rekonstruieren, die nur wenige Treffer im Myonsystem hinterlassen haben. Dazu sucht man nach möglichen Myonen-Spuren im Spurdetektor. Die so gefundenen Spuren werden dann mit Informationen aus den Kalorimetern und einzelne Treffer im Myonsystem verglichen und gegebenenfalls eine Myonen Spur rekonstruiert [22][2].

7.1.2 Myon- p_T -Auflösung bei CMS

Die Auflösung des Transversalimpulses p_T eines Myons hängt von der Ortsauflösung der Krümmung der Teilchenbahn durch das Magnetfeld ab. Die Krümmung wird durch die Sagitta s (Abb. 7.1) beschrieben, welche gegeben ist durch

$$s = R - R \cdot \cos\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (7.1)$$

Für einen kleinen Winkel θ , also eine kleine Krümmung, gilt näherungsweise:

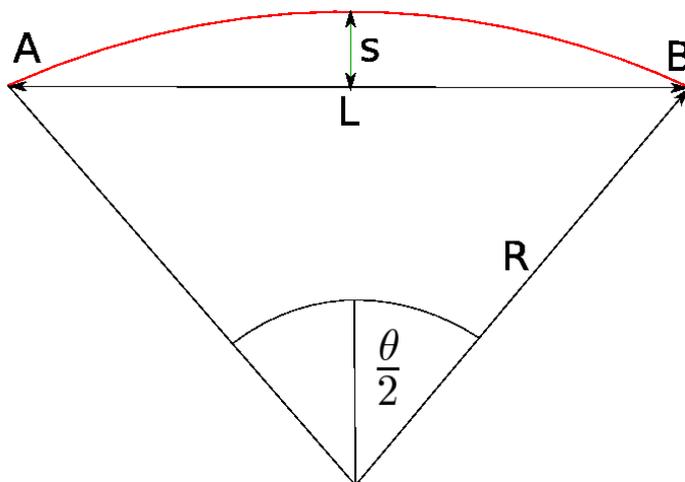


Abbildung 7.1: Das Myon beschreibt eine Kreisbahn durch die Punkte A und B

$$s \approx R \cdot \frac{\theta^2}{8} \approx R \cdot \frac{L^2}{8R^2}. \quad (7.2)$$

Mit dem Zusammenhang zwischen dem Radius R , dem Impuls p_T und dem Magnetfeld B

$$R[m] = \frac{p_T[GeV]}{0,3B[T]} \quad (7.3)$$

ergibt sich für die Sagitta [41]

$$s = 0,3 \cdot L^2 \frac{B}{8p_T} \propto \frac{1}{p_T}. \quad (7.4)$$

Aus dem Fehler der Sagitta-Messung $\sigma(s)$ folgt für den Fehler des transversalen Impulses

$$\sigma(s) \propto \frac{\sigma(p_T)}{p_T^2} \quad (7.5)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\sigma(p_T)}{p_T} \propto \sigma(s) \cdot p_T \propto \frac{\sigma(s)}{s}. \quad (7.6)$$

Da die Ortsmessung der Sagitta normalverteilt ist, ist auch $1/p_T$ normalverteilt. Der Fehler auf die Sagitta-Messung ist unabhängig von p_T und wird als konstant angenommen, so dass sich ein linearer Anstieg m von $\sigma(p_T)/p_T$ mit steigendem p_T ergibt. Zusätzlich wird ein konstanter Fehler b angenommen. Dieser wird durch Vielfachstreuung von hochenergetischen Myonen im Detektormaterial verursacht. Insgesamt ergibt sich ein Fehler von

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{(m \cdot p_T)^2 + b^2}. \quad (7.7)$$

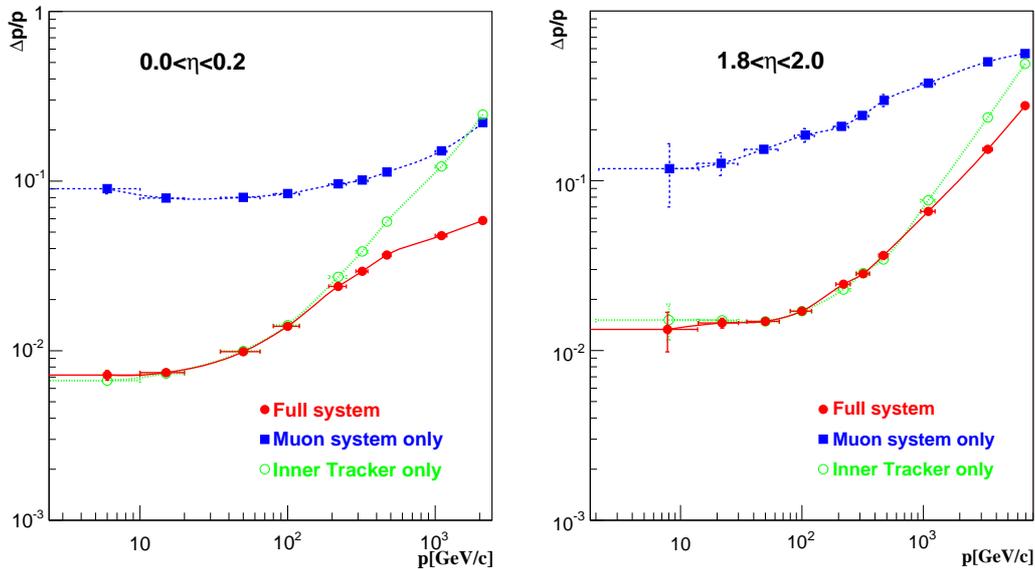


Abbildung 7.2: Myonenauflösung für den Spurdetektor, das Myonsystem und für das kombinierte System aus Spurdetektor und Myonsystem [2]

Das Myon wird einmal im Spurdetektor und einmal im Myonsystem gemessen (siehe Abb.7.2). Der Fehler auf beide Messungen kann durch (7.7) parametrisiert werden. Zu

sehen ist, dass im Myonsystem bei kleinen p_T -Werten die Auflösung durch die Vielfachstreuung im Eisenjoch begrenzt ist. Der Fehler auf die p_T -Messung im Spurdetektor nimmt zu höheren p_T -Werten stärker zu, als der Fehler auf die Messung im Myonsystem. Dies ist durch die im Vergleich zum Myonsystem kurze Flugstrecke des Myons im Spurdetektor zu erklären, da die Sagitta 7.4 mit L quadratisch ansteigt und so 7.6 im Spurdetektor größer ist.

Durch die kombinierte Impulsmessung im Spurdetektor und im Myonsystem verbessert sich die Impulsauflösung für hochenergetische Myonen deutlich. Diese Verbesserung übersteigt den Wert der durch eine Mittelung beider Messungen zu erwarten ist. Qualitativ ist dies durch die längere Flugstrecke des Myons durch beide Systeme zu erklären. Nimmt man an, dass im Tracker und im Myonsystem das gleiche B-Feld vorliegt, was natürlich nicht der Fall ist, wird 7.4 aufgrund der langen Strecke L groß, was zu einer guten Impulsauflösung führt.

Da die Impulsauflösung des gesamten Systems aus Abb. 7.2 nur schwer zu parametrisieren ist, wird ein einfacher Ansatz gemacht und der Mittelwert aus den Messungen im Spurdetektor und der Messung im Myonsystem gebildet. Dies beschreibt, wie im obigen Absatz schon genannt, die Impulsauflösung des Gesamtsystems zwar nicht richtig führt aber trotzdem zu einer guten Parametrisierung der Impulsauflösung des Gesamtsystems.

Bildet man das gewichtete Mittel $(p_T)_{ges}$ aus beiden Messungen

$$(p_T)_{ges} = \frac{w_{Spur} \cdot (p_T)_{Spur} + w_{Myon} \cdot (p_T)_{Myon}}{w_{Spur} + w_{Myon}} \quad (7.8)$$

mit der Gewichtung $w_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$, ergibt sich der gewichtete Fehler $\sigma(p_T)_{ges}$ aus den beiden einzelnen Fehlern zu

$$\sigma^2(p_T)_{ges} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\sigma(p_T)_{Spur}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sigma(p_T)_{Myon}}\right)^2}. \quad (7.9)$$

7.1.3 Myon-Isolation

Eine Quelle für Myonen sind b - und c -Jet-Ereignisse. Myonen aus diesen Prozessen werden in unmittelbarer Umgebung begleitet von einer Vielzahl von Teilchen, die aus der Quarkzerfalls-Kaskade stammen. Myonen, die z.B. aus μ^* - oder Bosonen-Zerfällen stammen, sind dagegen gewöhnlich räumlich isoliert. Bei einer Betrachtung solcher Prozesse sind die Myonen, die aus Jet-Zerfällen stammen, uninteressant und können durch Isolationskriterien herausgefiltert werden.

Zur Erkennung von isolierten Myonen wird die transversale Energie in einem Kegel $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ um das Myon gemessen (Abb. 7.3). Die Energie im Kegel wird aus der in den Kalorimetern deponierten Energie sowie der im Pixeldetektor und im Streifendetektor rekonstruierten transversalen Energie berechnet. Von diesen so berechneten Werten wird die Energie im Veto-Kegel, also die Energie des Myons, abgezogen. Ist dieser Energiewert im Kalorimeter, Pixeldetektor oder im Streifendetektor unterhalb einer gewissen Schwelle, gilt das Myon in diesem Bereich als isoliert.

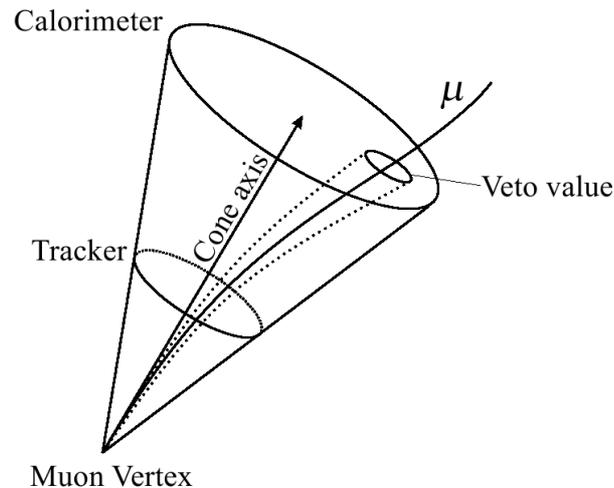


Abbildung 7.3: Als Isolationskriterium dient die Energie im Kegel um die Myonenspur abzüglich der Energie im Veto-Kegel. [2]

7.1.4 Der Myon-Trigger

Da nicht alle Ereignisse beim LHC aufgezeichnet werden können, müssen interessante Ereignisse schnell identifiziert werden können. Der Myon-Trigger filtert solche interessanten Myon-Ereignisse heraus. Im Folgenden wird die Funktionsweise des Myon-Triggers beschrieben.

Die erste Instanz, die entscheidet, ob ein Ereignis näher auf eine Myonenspur untersucht wird, ist der Level-1-Trigger. Der Level-1-Trigger ist ein Hardware-Trigger, der verschiedene Triggerinformationen aus dem Myonsystem zu einer schnellen Auswahl des Ereignisses nutzt. Mit Hilfe des DT-Triggers im Zentralbereich, des CSC-Triggers im Endkappenbereich und den RPC-Triggern werden erste, grobe Spuren bestimmt [2]. Ein Myon wird vom Level-1-Trigger akzeptiert, wenn die rekonstruierte Spur mit einem Myonen- $p_T > 3$ GeV und $|\eta| < 2,1$ verträglich ist.

Der Level-2-Trigger verlangt eine rekonstruierte Myonenspur, die durch den Vertex verläuft. Im Zentralbereich muss zusätzlich die Summe der rekonstruierten Spursegmente in den DT und den Treffern in den RPC größer drei betragen. Beim Level-3-Trigger muss zusätzlich die Myonenspur mehr als fünf Treffer im Spurdetektor besitzen. Die rekonstruierte Myonenspur muss ein $\eta < 2,5$ besitzen.

Der High-Level-Trigger (HLT) ist eine Kombination der drei Trigger. Er verlangt zusätzlich, dass Myonen, die den Level-2-Trigger passiert haben, im Kalorimeter und Myonen, die den Level-3-Trigger passiert haben, im Spurdetektor isoliert sind. Als isoliert gilt ein Myon in diesem Fall, wenn die im Isolationskegel enthaltene Energie bzw. der enthaltene Transversalimpuls kleiner als eine gewisse Schwelle ist. Diese Schwelle wird so gewählt, dass die Triggereffizienz für das Referenz-Signal $W \rightarrow \mu + \nu$ gerade 97% beträgt. Für weitere Informationen siehe [42].

7.1.5 Di-Myon-Trigger

Die Triggerbedingungen für zwei Myonen sind im Wesentlichen die selben wie für ein Myon, wobei lediglich ein Myon die Isolationsbedingungen erfüllen muss. Hinzu kommt, dass beide Myonen einen maximalen Abstand auf der z -Achse von 5 mm haben dürfen, also aus dem selben Vertex stammen müssen. Bei der Rekonstruktion eines Myons kann es vorkommen, dass Treffer eines Myons als Spuren zweier Myonen interpretiert werden. Dieses zweite Myon wird als Ghost-Myon bezeichnet. Um Ghost-Myonen auszuschließen, müssen beide Myonen einen Abstand von $|\Delta\phi| > 0,05$, $|\Delta\eta| > 0,01$ und einen transversalen Impulsunterschied von $|\Delta p_T| > 0,1$ GeV besitzen.

In Tabelle 7.1 sind noch einmal alle Bedingungen an die Myon-Trigger für eine Luminosität von 10 fb^{-1} zusammengestellt. Mit der Wahl der Schnitte soll durch Kombination des ein- und zwei-Myon-Triggers die Myonereignis-Rate auf 30 Hz limitiert werden.

		Myon	Di-Myonen
Level-1:	$ \eta $	$< 2,1$	$< 2,1$
	p_T	$> 14 \text{ GeV}$	$> 3 \text{ GeV}$
HLT:	Isolation	ein Myon	mind. ein Myon
	$ \eta $	$< 2,5$	$< 2,5$
	p_T	$> 19 \text{ GeV}$	$> 7 \text{ GeV}$
Di HLT:	Δz	-	$< 0,5 \text{ cm}$
	$ \Delta\phi $	-	$> 0,05$
	$ \Delta\eta $	-	$> 0,01$
	$ \Delta p_T $	-	$> 0,1 \text{ GeV}$

Tabelle 7.1: Myon-Trigger-Bedingungen für Ereignisse mit einem bzw. zwei Myonen [42].

7.2 Rekonstruktion von Photonen

Die Rekonstruktion von Photonen erfolgt mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters (ECAL) (Kap. 4.3.2), in dessen Kristallen die Photonen absorbiert werden. Die Rekonstruktion der Photonen stellt eine Herausforderung dar, da auch Elektronen und π^0 -Teilchen im ECAL detektiert werden und diese durch verschiedene Algorithmen von den Photonen unterschieden werden müssen. Ebenso kann es beim Durchgang eines Photons durch das Spurdetektormaterial zur Bildung von Elektron-Positron-Paaren kommen, was eine Rekonstruktion erschwert.

7.2.1 Energie-Messung

Für die Suche nach einzelnen Photonen wird im ECAL nach Clustern von mehreren Kristallen, in denen Energie deponiert wurde, gesucht. Im Zentral- und im Endkappenbereich wird dabei mit zwei verschiedenen Algorithmen nach sogenannten Basis-Clustern gesucht, die dann zu einem sogenannten Super-Cluster zusammengefügt werden. Im Durchschnitt

befinden sich 94% der Energie in einem Bereich aus 3×3 Kristallen und 97% der Energie in einem Cluster von 5×5 Kristallen [21] [2].

Für den Zentralbereich wird der Hybrid-Algorithmus angewendet. Er sucht, ausgehend von einem Kristall, in dem eine Energie oberhalb einer gewissen Grenze gemessen wurde, in einem Streifen von drei oder fünf Kristallen in η -Richtung und dynamisch in ϕ -Richtung nach weiterer deponierter Energie.

Im Endkappenbereich sucht der Island-Algorithmus um einen Kristall mit einem Energie-Eintrag nach weiteren Einträgen. Wurde in den angrenzenden Kristallen Energie deponiert, sucht der Algorithmus auch um diese Kristalle nach Energie-Einträgen, bis keine Einträge mehr gefunden werden.

Die so gefundenen Kristall-Cluster werden mit dem Super-Cluster-Algorithmus zu größeren Clustern verbunden. Dabei wird besonders nach Clustern in ϕ -Richtung gesucht, wodurch auch konvertierte Elektronen gut gefunden werden können.

Zur Trennung von Photonen und Elektronen im ECAL wird nach einer Spur im Spurdetektor gesucht. Nur wenn keine passende Spur zum Energie-Eintrag im ECAL gefunden wurde, wird er einem möglichen Photon zugeordnet [21] [2].

Die Energieauflösung für die Photon-Rekonstruktion lässt sich durch

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{E}\right)^2 + c^2 \quad (7.10)$$

parametrisieren [21]. Diese Gleichung besteht aus einem stochastischen Term a , einem Rausch-Term σ_n und einem konstanten Term c .

Zum stochastischen Term a tragen verschiedene Beiträge bei. Zum einen fluktuiert die Schauerbreite und damit der Teil der Energie, der seitlich nicht mehr von dem zur Rekonstruktion benutzten Kristall-Cluster eingefangen wird. Zum anderen fluktuiert die im Absorbermaterial deponierte Energie. Weiter kommt ein photostatistischer Beitrag hinzu, der von der Unsicherheit über die im Photodetektor ausgelösten Elektronen herrührt.

Der Rausch-Term σ_n kommt durch Rauschen der Vorverstärker und der Digitalisierungselektronik zustande. Ereignisse aus Pileup-Prozessen tragen ebenfalls zum Rausch-Term bei.

Im konstanten Term c werden Inhomogenitäten und Kalibrationsfehler der Kristalle sowie falsch korrigierte geometrische Effekte des Kristalls berücksichtigt.

In Abb. 7.4 ist die Energieauflösung von rekonstruierten Photonen im Zentral-Bereich zu sehen. Für hochenergetische Photonen ist die Energieauflösung besser als ein Prozent.

7.2.2 Positions-Bestimmung

Zur Positionsbestimmung wird das gewichtete Mittel über die Kristallposition x_i im Cluster verwendet

$$x = \frac{\sum x_i \cdot W_i}{\sum W_i} \quad (7.11)$$

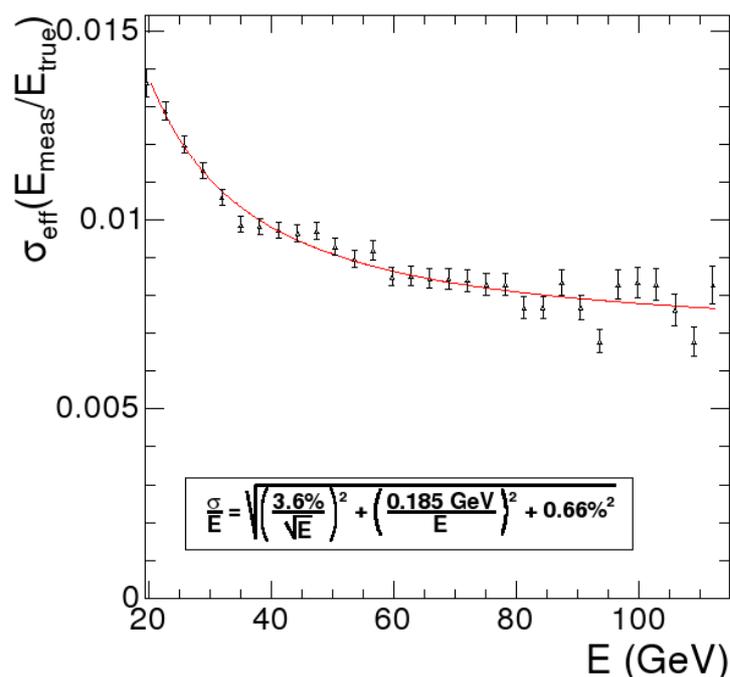


Abbildung 7.4: Energieauflösung für Photonen aus dem Zentral-Bereich [2]. Hierbei wurden nur Photonen verwendet, von denen mehr als 94% ihrer Energie in einem Cluster von 3×3 Kristallen rekonstruiert wurde (siehe [2]).

Da zu den Seiten die deponierte Energie näherungsweise exponentiell abfällt, wird für das Gewicht W_i

$$W_i = W_0 + \ln \frac{E_i}{\sum E_j} \quad (7.12)$$

verwendet [43]. Dies setzt die Annahme voraus, dass das Photon aus Richtung der Strahlachse kommt.

7.2.3 Konvertierte Photonen

Viele Photonen konvertieren schon im Spurdetektor-Material in ein Elektron-Positron-Paar, wobei die Wahrscheinlichkeit für eine Konversion mit dem Abstand zur z-Achse zunimmt. Eine Photon-Rekonstruktion ist dennoch möglich, indem man versucht, die entstandenen Elektronen zu rekonstruieren und einem gemeinsamen Vertex zuzuordnen.

Ausgehend von Energie-Einträgen im Kalorimeter wird in einem schmalen Kegel um die entsprechenden Cluster nach zwei passenden Elektron-Spuren mit einem gemeinsamen Vertex gesucht. Aus den gefundenen Spuren und den Einträgen in ECAL lässt sich die Energie der Elektronen berechnen, wobei der Energieverlust im Spurdetektor berücksichtigt wird [2].

7.2.4 HLT-Trigger

Der Photon-Trigger sucht zuerst nach Energie-Einträgen im ECAL. Sind passende Einträge gefunden, wird im zweiten Schritt nach Spuren im Spurdetektor gesucht. Wurden keine passenden Spuren mit $p_T > 1,5$ GeV gefunden, wird im HLT gefordert, dass das Photon isoliert ist. Dies bedeutet, dass die im Spurdetektor rekonstruierte Energie in einem Kegel von $\Delta R = 0,3$ um die mögliche Photonenspur eine gewisse Grenze nicht überschreitet [2]. Ebenso In Tabelle 7.2 sind die HLT-Bedingungen für ein rekonstruiertes Photon aufgelistet.

	ein Photon	zwei Photonen
$ \eta $	$< 2,5$	$< 2,5$
E_T	> 80 GeV	$> 30,2$ GeV
Anzahl der Spuren im Spurdetektor	$= 0$	< 3
HCAL-Isolation (Barrel)	< 6 GeV	< 8 GeV
HCAL-Isolation (Endkappen)	< 4 GeV	< 6 GeV
ECAL-Isolation	$< 1,5$ GeV	$< 2,5$ GeV

Tabelle 7.2: Photon-HLT-Bedingungen für Ereignisse mit einem bzw zwei Photonen [2].

7.3 μ^* -Zerfallsprodukte

Im Folgenden sollen die rekonstruierten Myonen und Photonen aus dem μ^* -Zerfall betrachtet werden. Dabei werden die p_T - und Energieauflösung für die Myonen bzw. die Photonen sowie die Kinematik und Trigger-Effizienzen untersucht.

Die Teilchen, die mit PYTHIA generiert wurden, werden im Folgenden als generierte Teilchen, und die Teilchen, die nach der Detektorsimulation mit ORCA rekonstruiert wurden, als rekonstruierte Teilchen bezeichnet (siehe Kap. 5).

Zur Berechnung einer Energieauflösung müssen die rekonstruierten den generierten Teilchen zugeordnet werden. Die Information, von welchem generierten Teilchen das rekonstruierte Teilchen stammt, geht im Simulations-Schritt verloren. Die spätere Zuordnung erfolgt über die Bestimmung des Abstand $\Delta R^2 = \Delta\phi^2 + \Delta\eta^2$ zwischen den generierten und rekonstruierten Teilchen. Die beiden Teilchen mit dem kleinsten Abstand ΔR werden einander zugeordnet.

Existiert keine Kombination mit einem Abstand $\Delta R^2 < R_{Grenze}^2$, findet keine Zuordnung statt. Dieses generierte Teilchen gilt dann als nicht rekonstruiert. Die Grenze R_{Grenze}^2 wird bei der Zuordnung von Myonen zu $R_{Grenze}^2 < 10^{-8}$ und bei Photonen zu $R_{Grenze}^2 < 10^{-7}$ gesetzt.

7.3.1 $p_T(\mu)$ -Auflösung

Aus Gleichung (7.4) folgt, dass, wenn die Sagitta gaußverteilt ist, auch $1/p_T$ gaußverteilt ist. Zur Bestimmung der $p_T(\mu)$ -Auflösung wird deshalb die Grösse

$$\Delta \frac{1}{p_T} = \frac{1}{p_{T\ gen}} - \frac{1}{p_{T\ rek}} \quad (7.13)$$

gebildet und $\Delta \frac{1}{p_T}$ -Verteilungen in Abhängigkeit von äquidistanten $p_T(\mu_{gen})$ -Bereichen erstellt. Diese Bereiche haben eine Breite von 120 GeV und decken den kompletten p_T -Bereich ab. An alle so erstellten Verteilungen wird dann eine Gaußkurve angepasst, woraus dann $\sigma(1/p_T)$ in Abhängigkeit vom jeweiligen p_T -Bereich ermittelt werden kann.

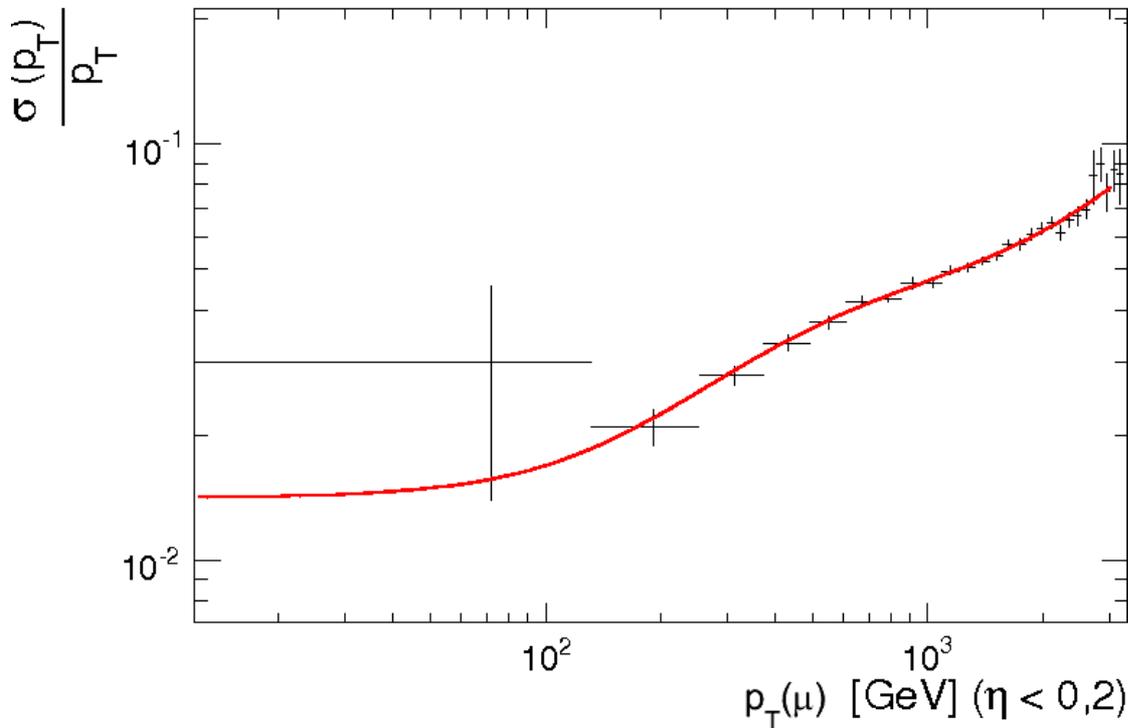


Abbildung 7.5: p_T -Auflösung des Myonimpulses für den Spurdetektor und das Myonsystem. Betrachtet wurden Myonen aus μ^* -Ereignissen mit $\eta < 0,2$.

In Abb. 7.5 ist $\sigma(p_T)/p_T$ gegen $p_T(\mu_{gen})$ aufgetragen, wobei Myonen aus verschiedenen μ^* -Ereignissen verwendet werden. An diese Kurve wird $\sigma(p_{T\ Gesamt})/p_T$ aus Gleichung (7.9) angepasst. Abb. 7.5 ist in guter Übereinstimmung mit der Referenzkurve aus Abb. 7.2. Die Parameter aus der Anpassung ergeben sich zu

- $b_{Spur} = 0,015 \pm 0,006$, $m_{Spur} = 1,0 \cdot 10^{-4} \pm 0,12 \cdot 10^{-4}$ und
- $b_{Myon} = 0,048 \pm 0,002$, $m_{Myon} = 2,2 \cdot 10^{-5} \pm 0,11 \cdot 10^{-5}$.

Hierbei ist zu beachten, dass b und m nicht die Parameter der einzelnen Impulsmessungen mit dem Spurdetektor und den Myonkammern sind, sondern Parameter aus der in Abschnitt 7.1.2 beschriebenen Mittlung beider Messungen.

7.3.2 $E(\gamma)$ -Auflösung

Analog zur p_T -Bestimmung der Myonen wird bei den Photonen vorgegangen. Anstelle von $\Delta \frac{1}{p_T}$ wird hier allerdings

$$\frac{E_{rek}}{E_{gen}} \quad (7.14)$$

betrachtet und $\frac{E_{rek}}{E_{gen}}$ -Verteilungen in Abhängigkeit von E_{gen} erstellt. An diese Verteilungen wird eine Gaußkurve in einem engen Bereich um eins angepasst (siehe [2]). Die Breite der Gaußkurven $\sigma(E_{rek}/E_{gen})$ ist in Abbildung 7.6 gegen E_{gen} aufgetragen. An die Energieauflösung wird Gleichung 7.10 angepasst. Die Parameter der Anpassung ergeben sich zu:

- $a = 0,040 \pm 0,009$
- $\sigma_n = 0,001 \pm 0,08$
- $b = 0,0068 \pm 0,0002$.

Der Rausch-Term σ_n kann mit der Anpassung nur sehr ungenau bestimmt werden. Zu erkennen ist, dass die Energieauflösung für hochenergetische Photonen unter einem Prozent bleibt. Dies ermöglicht eine gute Rekonstruktion der Photonen-Energie bei CMS.

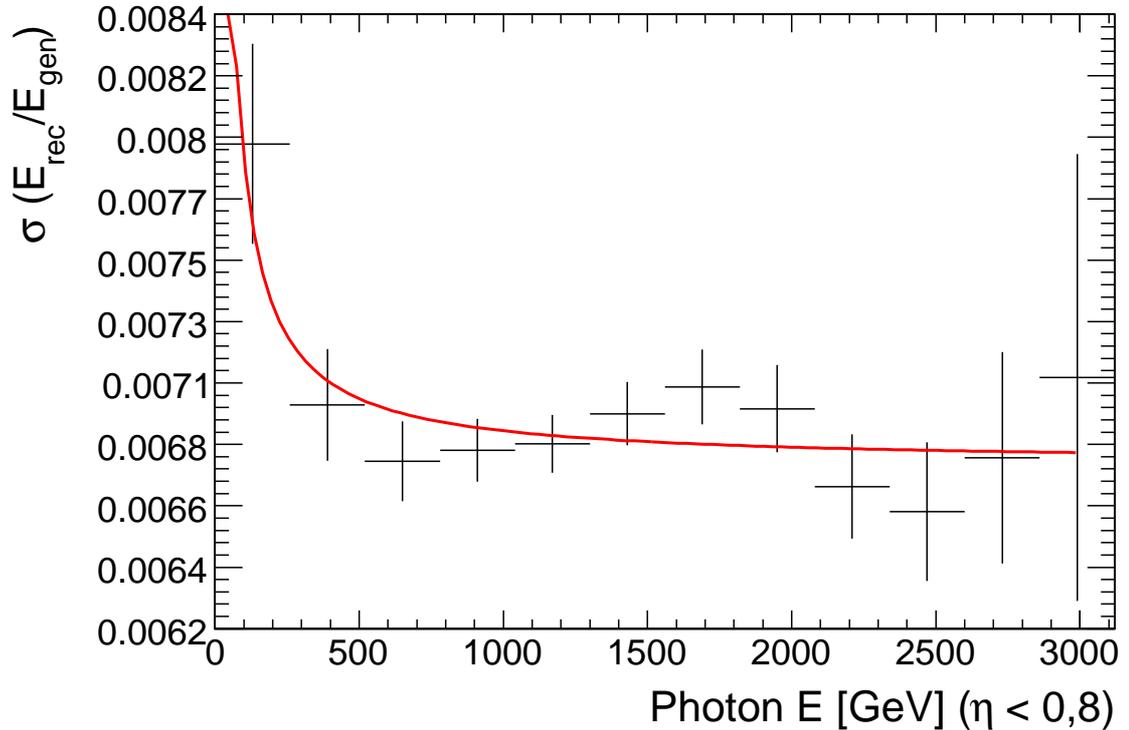


Abbildung 7.6: Energieauflösung von Photonen. Betrachtet wurden Photonen aus dem μ^* Zerfall für $\eta < 0,8$.

7.3.3 Kinematik

Die p_T -Verteilung aller rekonstruierten Myonen sowie die Energie-Verteilung aller rekonstruierten Photonen ist in Abb. 7.7 zu sehen (inklusive Pileup-Ereignisse). Im Vergleich zur Energie-Verteilung der generierten Photonen in Abb. 6.6 erkennt man für kleine Energien einen deutlichen Anstieg von rekonstruierten Photonen. Dies ist durch die hohe Energie der Teilchen an Hadron-Beschleunigern zu erklären, da es viel häufiger zur Abstrahlung von Endzustands-Strahlung von geladenen Teilchen kommen kann. Ebenso sind Pileup-Ereignisse für die hohen Photon-Raten verantwortlich.

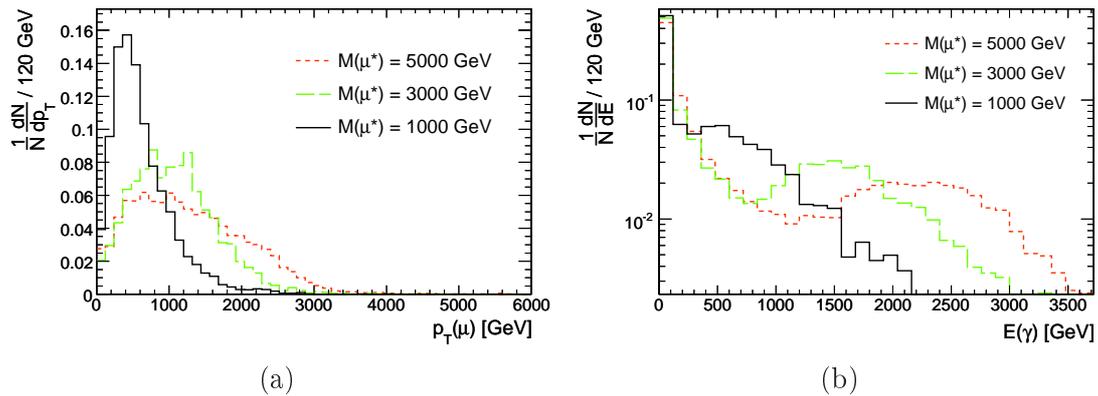


Abbildung 7.7: Endzustände aus dem Zerfall $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$ (a) p_T -Verteilung aller rekonstruierten Myonen. (b) Energie-Verteilung aller rekonstruierten Photonen.

7.3.4 Trigger-Effizienz

Als Trigger-Effizienz wird die Effizienz bezeichnet ein Ereignis zu triggern wenn auch in den generierten Daten ein solches Ereignis vorkommt.

Zur Bestimmung der Trigger-Effizienz werden Photonen und Myonen aus $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$ -Ereignissen betrachtet. In Abb. 7.8 sind die Effizienzen in Abhängigkeit von η zu sehen. Hierbei wurde jeweils das Ansprechen der L1- und High-Level-Trigger gefordert. Die Trigger-Effizienz für ein Myon liegt bei 90%, wohingegen die Effizienz für zwei Myonen nur bei 70% liegt. Dies ist verwunderlich, da in den betrachteten Ereignissen jeweils zwei hochenergetische Myonen vorkommen und demzufolge auch getriggert werden sollten. Die Ursache für dieses Problem liegt wahrscheinlich in der Kalorimeterisolation [44]. Gerade bei hochenergetischen Myonen ist die Abstrahlung von Photonen durch Wechselwirkung im Detektormaterial und Bremsstrahlung wahrscheinlicher, wodurch zusätzliche Photonen im Kalorimeter detektiert werden und so das Myon weniger isoliert ist.

In der neueren ORCA Version (ORCA 8.13.3) existieren verschiedene Trigger-Varianten, die keine Kalorimeterisolation dafür aber eine höhere p_T -Schwelle fordern [44] [45]. Da in dieser Analyse nur ORCA 8.7.3 verwendet wird, wird ein kombinierter Trigger aus dem Trigger für ein Myon und dem Di-Myon-Trigger benutzt. Durch eine ODER Verknüpfung der beiden Trigger kann so eine Triggereffizienz von rund 90% erreicht werden (siehe Tab. 7.3).

$M(\mu^*)$ [GeV]	HLT (μ)	Di-HLT (μ)	HLT oder Di-HLT
1000	91,7 %	70,3 %	92,4 %
2000	90,3 %	69,3 %	91,0 %
3000	87,6 %	65,6 %	88,4 %
4000	89,1 %	65,8 %	89,3 %
5000	86,8 %	65,0 %	87,3 %

Tabelle 7.3: Die Trigger-Effizienzen beziehen sich auf die generierten Ereignisse.

7.4 Untergründe

Ein wichtiger Punkt bei der Analyse von μ^* -Ereignissen ist die Kenntnis der Eigenschaften der möglichen Untergrundprozesse. Zur Rekonstruktion eines μ^* werden später zwei Myonen unterschiedlicher Ladung und ein Photon verlangt. In Abb. 7.9 sind p_T der Myonen und die Energie der Photonen aus Untergrundereignissen aufgetragen, in denen zwei Myonen unterschiedlicher Ladung sowie ein Photon rekonstruiert wurden. Vergleichsweise sind μ^* -Ereignisse mit $M(\mu^*) = 2000$ GeV eingetragen. Alle Ereignisse sind auf eine Luminosität von 10fb^{-1} skaliert.

Zu erkennen ist, dass selbst bei hohen μ^* -Massen die Anzahl von μ^* -Ereignissen deutlich den Untergrund übersteigt. Hier lässt sich schon vermuten, dass der Untergrund nur ein kleines Problem bei der Suche nach angeregten Myonen ist.

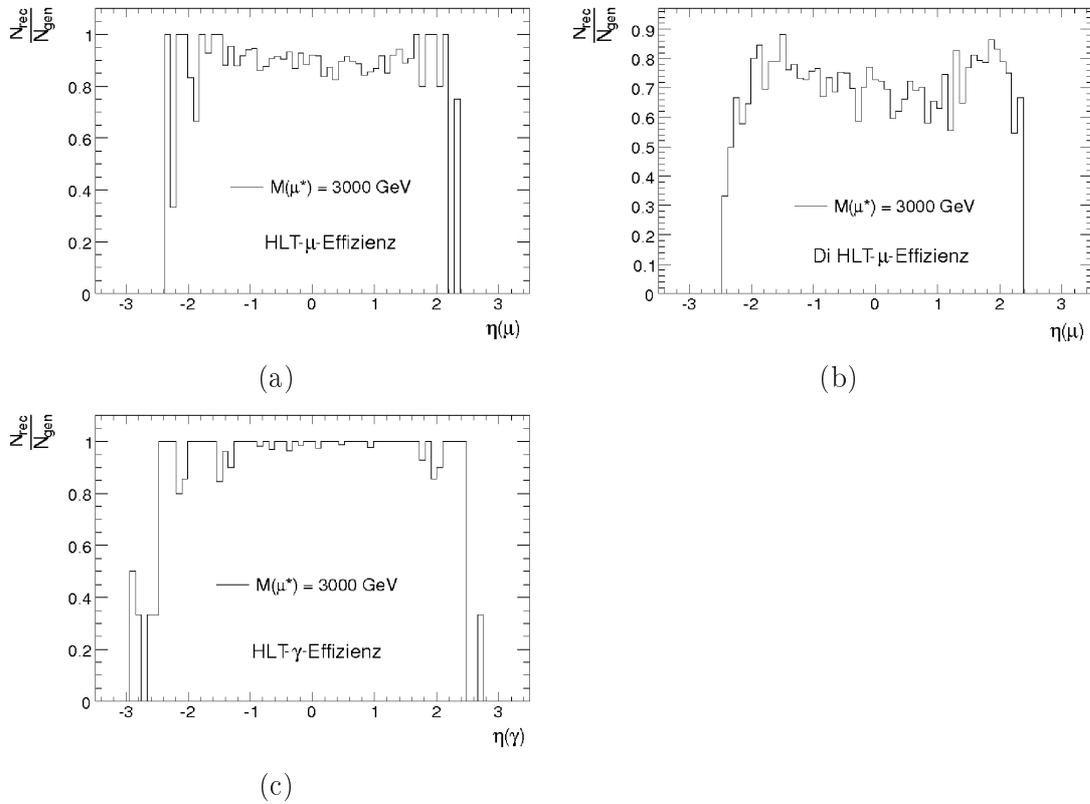


Abbildung 7.8: Effizienz des HLT als Funktion von η bei einer μ^* -Masse von 3000 GeV für (a) ein Myon (87% Gesamteffizienz), (b) zwei Myonen (65% Gesamteffizienz) und (c) ein Photon (97% Gesamteffizienz).

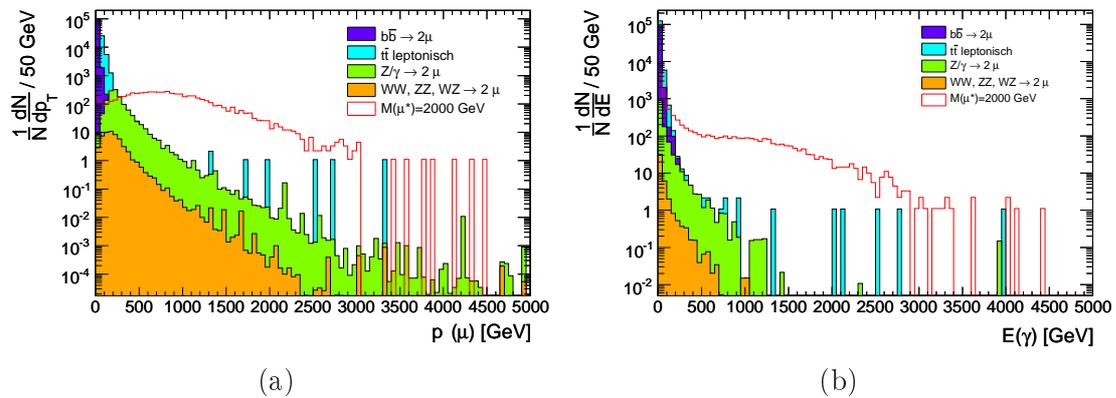


Abbildung 7.9: Ereignisse mit zwei Myonen unterschiedlicher Ladung und einem Photon ($\mathcal{L} = 10\text{fb}^{-1}$). In (a) ist das p_T der Myonen und in (b) die Photonen-Energie zu sehen.

Kapitel 8

Ereignis-Auswahl

In diesem Kapitel wird analysiert wie gut ein angeregtes Myon mit dem CMS-Detektor rekonstruiert werden kann. Dabei werden sowohl das μ^* -Signal sowie die möglichen Untergrundprozesse betrachtet, nachdem sie die komplette Detektorsimulation durchlaufen haben. Die Rekonstruktion des μ^* erfolgt aus dem rekonstruierten Endzustand des „goldenen“ Zerfallskanals, $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$.

Im Folgenden wird eine LHC Luminosität von $2 \cdot 10^{33} s^{-1} cm^{-2}$ angenommen. Dies entspricht der „Low Luminosity“-Phase, die 2008 gestartet werden soll. In dieser Phase beträgt der Teilchenbündel-Abstand 75 ns und der LHC wird in einem Lauf mit 936 Teilchenbündel befüllt. Bei einer Strahlkreuzung sind durchschnittlich drei inelastische Proton-Proton-Kollisionen zu erwarten [2]. Unter alle verwendeten Monte-Carlo-Datensätze werden deshalb drei Minimum-Bias-Ereignisse pro Monte-Carlo-Ereigniss untergemischt. Insgesamt wird eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} betrachtet.

8.1 Rekonstruktion des μ^*

Im Kapitel 3 wurden die Zerfallskanäle des μ^* beschrieben. Der Zerfallskanal mit der höchsten Zerfallsbreite im Endzustand ist der Zerfall $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$. Dieser Kanal hat zusätzlich noch den Vorteil, dass er eine klare Signatur besitzt, die aus zwei Myonen und einem Photon besteht. Eins der beiden Myonen μ_1 kommt dabei aus dem μ^* - Zerfall, das andere μ_2 wird mit dem μ^* erzeugt. Die beiden Myonen haben unterschiedliche Ladungen wobei das Myon μ_1 aus dem μ^* - Zerfall die Ladung des μ^* trägt.

Nachdem die generierten Teilchen die volle CMS-Detektorsimulation durchlaufen haben, liefert ORCA alle rekonstruierten Myonen und Photonen. Unter diesen Teilchen können sich auch Teilchen aus dem Pile-up und fehlrekonstruierte Teilchen befinden (siehe Kap.7).

Sind mehr als zwei Myonen und ein Photon rekonstruiert worden, so muss die richtige Kombination der Teilchen, die an der μ^* -Erzeugung und dem μ^* -Zerfall beteiligt sind, gefunden werden. Dazu werden die drei Teilchen gesucht, welche am besten in der transversalen Ebene balanciert sind. Aus Abb. 6.7 ist zu erkennen, dass die generierten Teilchen

nicht exakt in der transversalen Ebene balanciert sind. Die Breite der Summe der p_x - und p_y - Komponenten beträgt vielmehr um die 100 GeV. Diese Schwankungen sind aber bei großen μ^* -Massen klein im Vergleich zur Energie der am μ^* -Prozess beteiligten Teilchen.

Der Fall, dass mehr als zwei Myonen in einem $\mu^* \rightarrow 2\mu + \gamma$ Ereignis vorkommen, kommt relative selten vor (siehe Abb. 8.1). Die obige Methode hilft also hauptsächlich, das richtige Photon herauszusuchen.

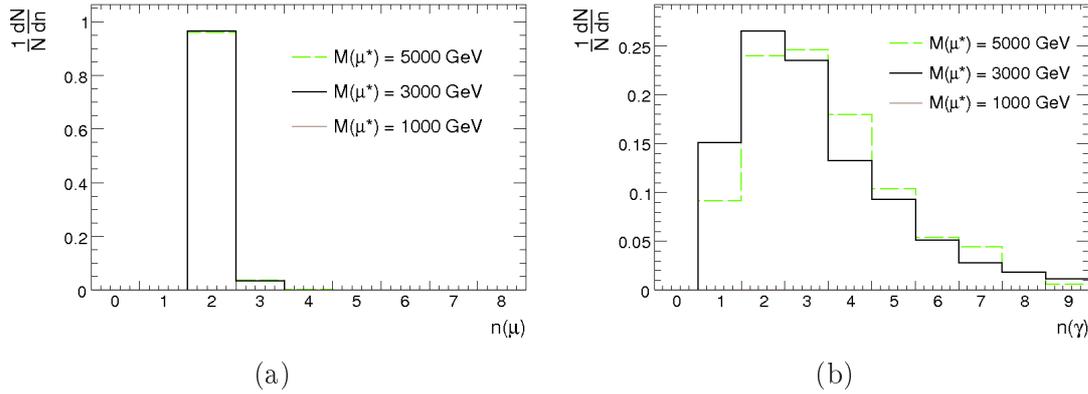


Abbildung 8.1: Anzahl der rekonstruierten Myonen (a) und Photonen (b) in einem $\mu^* \rightarrow 2\mu + \gamma$ Ereignis, in dem mindestens zwei Myonen unterschiedlicher Ladung und ein Photon rekonstruiert wurde.

Wurden 2 Myonen mit unterschiedlichen Ladungen sowie ein Photon rekonstruiert, besteht nur noch die Schwierigkeit, das richtige Myon μ_1 zu finden, das wirklich aus den μ^* -Zerfall stammt. Hat man dieses μ_1 und das richtige Photon gefunden, so kann die invariante Masse des μ^* bestimmt werden. Die beiden Myonen μ_1 und μ_2 sind prinzipiell nicht eindeutig voneinander unterscheidbar. In Kapitel 6 wurden die Eigenschaften der generierten Myonen betrachtet. Mit zunehmender μ^* -Masse geht das Maximum der p_T -Verteilung des Myons μ_1 zu höheren p_T -Werten, wohingegen das Maximum der p_T -Verteilung des Myons μ_2 annähernd unverändert bleibt (Siehe Abb. 6.6). Bei der Suche nach angeregten Myonen mit hoher Masse besteht also die Möglichkeit, das Myon mit dem höheren p_T als das Myon μ_1 auszuwählen. Dieses Vorgehen wird im folgenden als p_T -Methode bezeichnet.

Eine andere Möglichkeit ist es, explizit nach einer bestimmten μ^* -Masse M_s zu suchen. Es wird dann die Myon-Photon-Kombination gewählt, dessen invariante Masse am besten mit der μ^* -Massen-Hypothese übereinstimmt.

Zur Kombination dieser Selektions-Bedingungen mit der Forderung, dass μ_1 , μ_2 und γ in der transversalen Ebene balanciert sein sollen, wird die Größe

$$\chi^2 = \left(\frac{p_x(\mu_1) + p_x(\mu_2) + p_x(\gamma)}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{p_y(\mu_1) + p_y(\mu_2) + p_y(\gamma)}{\sigma_y} \right)^2 + \left(\frac{M(\mu_1 + \gamma) - M_s}{\sigma_{\mu^*}} \right)^2 \quad (8.1)$$

berechnet und letztendlich die Teilchen-Kombination gewählt, dessen χ^2 minimal ist. Dies wird im Folgenden die χ^2 -Methode genannt. Hier ist $\sigma_{x,y}$ die Breite der rekonstruierten $p_{x,y}(\mu_1) + p_{x,y}(\mu_2) + p_{x,y}(\gamma)$ -Verteilung und σ_{μ^*} wird gleich der Breit-Wigner-Breite der rekonstruierten Massenverteilung gesetzt.

$m(\mu^*)$ [GeV]	μ_1	μ_1	γ	γ
	(p_T -Methode)	(χ^2 -Methode)	(p_T -Methode)	(χ^2 -Methode)
5000	83,6%	90,3%	89,9%	92,4%
4000	80,5%	89,4%	89,2%	93,5%
3000	70,6%	87,2%	88,9%	91,6%
2000	58,9%	89,3%	88,6%	91,7%
1000	41,6%	90,8%	86,7%	88,5%

Tabelle 8.1: Richtige Zuordnung des μ_1 bzw. γ .

$m(\mu^*)$ [GeV]	μ_1 und γ	μ_1 und γ
	(p_T -Methode)	(χ^2 -Methode)
5000	76,6%	84,5%
4000	73,4%	83,7%
3000	63,1%	80,2%
2000	52,3%	83,4%
1000	34,9%	83,1%

Tabelle 8.2: Richtige Zuordnung des μ_1 und γ .

Um eine Aussage darüber treffen zu können, ob die Zuordnung der Teilchen über die obigen Methoden den richtigen Teilchen μ_1 und γ entspricht, werden die generierten Teilchen mit den rekonstruierten Teilchen über den Abstand R , wie in Kap. 7 beschrieben, in Verbindung gebracht. Die generierten Teilchen μ_1 und γ werden also den rekonstruierten Teilchen zugeordnet. Stimmen die Zuordnungen aus der p_T - bzw. χ^2 -Methode mit der Zuordnung über die generierten Teilchen überein, gilt das Teilchen als richtig zugeordnet.

In Tabelle 8.1 ist für beide Methoden die richtige Zuordnung des γ bzw. des μ_1 aufgelistet. Dabei wurde die Zahl der richtigen Zuordnungen auf die Anzahl von Ereignissen mit zwei Myonen unterschiedlicher Ladung und einem Photon bezogen. Zu erkennen ist, dass das Photon mit beiden Methoden zu rund 88% richtig zugeordnet wird. Das Myon μ_1 wird unabhängig von der μ^* -Masse zu ca. 81% richtig zugeordnet.

Die richtige Zuordnung beider Teilchen ist in 8.2 aufgelistet. Bei hohen μ^* -Massen erreicht die p_T -Methode ähnlich viele richtige Zuordnungen wie die χ^2 -Methode, die aber unabhängig von der μ^* -Masse beide Teilchen zu ca. 80% richtig zuordnet.

Bei einer späteren Suche nach dem μ^* ist natürlich nicht die Masse des μ^* bekannt. Sucht man nun nicht nach der generierten μ^* -Masse, sondern nach einer anderen angenommenen Masse, erreicht man eine schlechtere Zuordnung des richtigen Teilchens. Deshalb muss, in einer späteren Suche der Massenbereich in dem nach dem μ^* gesucht wird fein durchlaufen werden. In Abb. 8.2 ist die richtige Zuordnung des μ_1 , γ und $\mu_1 + \gamma$ in Abhängigkeit von der gesuchten μ^* -Masse aufgetragen.

Zu sehen ist, dass bei der Suche nach hohen μ^* -Massen die richtige Zuordnung bis ca. zum Wert, der auch mit der p_T -Methode erreicht wird, absinkt. Dies ist zu erwarten, da vor allem bei hohen μ^* -Massen der transversale Impuls des μ_1 größer ist als der transversale

Impuls des μ_2 (siehe Abb. 6.6) und so vorzugsweise das Myon mit dem größeren p_T von der χ^2 -Methode ausgewählt wird.

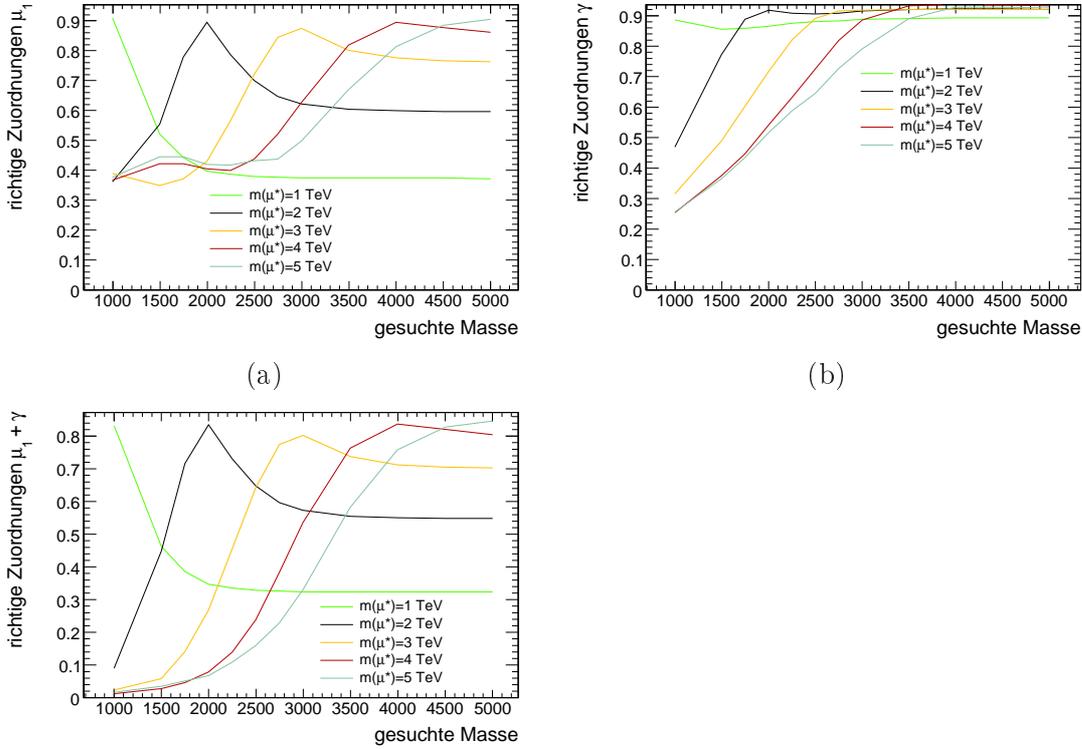


Abbildung 8.2: Richtigte Zuordnungen von μ_1 , γ und $\mu_1 + \gamma$ in Abhängigkeit von der gesuchten μ^* -Masse

Insgesamt kann durch die χ^2 -Methode unabhängig von der μ^* -Masse eine bessere μ^* -Rekonstruktion durchgeführt werden. Ist so ein Myon μ_1 und ein Photon γ rekonstruiert und selektiert worden, wird die invariante Masse $m(\mu_1 + \gamma)$ gebildet. Diese Massenverteilung für verschiedene μ^* -Massen ist in Abb. 8.3 zu sehen, wobei zu erkennen ist, dass die Verteilungen gut bei der generierten μ^* -Massenverteilung liegen (siehe Abb. 6.2).

8.1.1 Detektorauflösung

Aus der Verbreiterung der rekonstruierten $(\mu_1 + \gamma)$ -Massenverteilung (Abb. 8.3) im Vergleich zu der Massenverteilung der generierten $(\mu_1 + \gamma)$ -Masse (Abb. 6.2) kann eine Detektorauflösung definiert werden. An die generierte und die rekonstruierte Massenverteilung wird jeweils eine Breit-Wigner-Verteilung angepasst. Aus der Breite Γ der Verteilung lässt sich dann die Detektorauflösung σ_{Det} zu

$$\sigma_{Det} = \sqrt{(\Gamma_{rek})^2 - (\Gamma_{gen})^2} \quad (8.2)$$

definieren. In Tabelle 8.3 sind die Detektorauflösung für verschiedene μ^* - Massenpunkte berechnet.

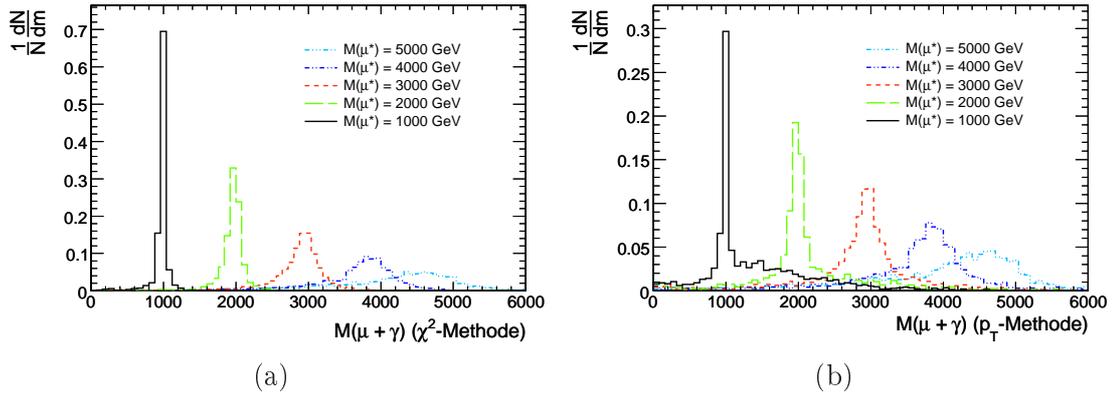


Abbildung 8.3: Invariante Masse $M(\mu_1 + \gamma)$ aus den rekonstruierten Teilchen. (a) rekonstruiert mit der χ^2 -Methode und (b) rekonstruiert mit der p_T -Methode.

$Masse(\mu^*)$ [GeV]	Γ_{gen} [GeV]	Γ_{rek} [GeV]	σ_{Det} [GeV]
2000	50,3	113,8	102,1
2500	102,4	195,1	166,1
3000	183,2	302,6	240,8
3500	276,8	385,4	268,2
4000	436,4	525,9	293,5

Tabelle 8.3: Detektorauflösung für verschiedene μ^* - Massenpunkte

Diese Detektorauflösung wird als Richtwert für die Bin-Breite der Massenverteilung gewählt werden. Der Einfachheit halber wird eine Bin-Breite für alle Massenpunkte von 240 GeV benutzt.

8.1.2 μ^* -Zerfallskanäle

Neben dem Zerfall des μ^* in ein Myon und ein Photon liefern auch die beiden Zerfallskanäle

$$\mu^* \longrightarrow Z + \mu \quad (\longrightarrow 3\mu) \quad (8.3)$$

und

$$\mu^* \longrightarrow W + \nu \longrightarrow \mu + 2\nu \quad (8.4)$$

eine Signatur, die aus zwei Myonen und einem Photon besteht. Hierbei kann das Photon z.B. ein abgestrahltes Photon oder ein Photon aus dem Pile-up sein. Diese rekonstruierten μ^* stammen zwar nicht aus dem eigentlich betrachteten Zerfallskanal, tragen aber dennoch zur Massenverteilung bei. Zur weiteren Analyse werden auch diese rekonstruierten $m(\mu_1 + \gamma)$ zum Signal hinzugezählt.

In Abb. 8.4 ist der Beitrag aller Zerfallskanäle für eine generierte $m(\mu^*) = 2$ TeV gezeigt. Dabei tragen die Z-, W-Zerfallskanäle fast nur zu kleinen $m(\mu_1 + \gamma)$ -Werten bei.

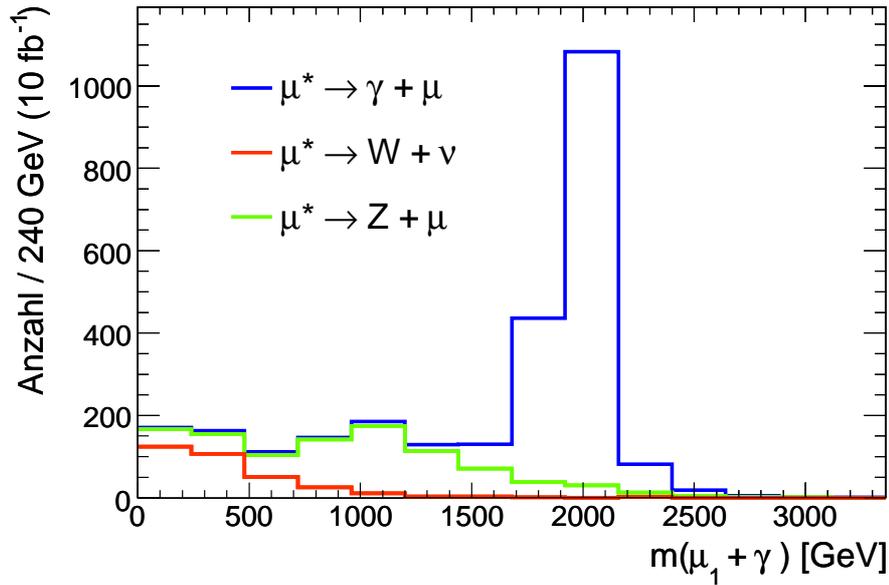


Abbildung 8.4: Aufsummierte invariante Masse $m(\mu_1 + \gamma)$ aus den rekonstruierten Teilchen, mit den μ^* -Zerfällen ins Z- und W-Boson, bei einer generierten $m(\mu^*) = 2$ TeV.

8.2 Ereignis-Auswahl und Schnitte

In diesem Abschnitt werden die Schnitte auf die Untergrund- und Signal-Datensätze vorgestellt sowie die simulierten Trigger des CMS-Detektors ausgewertet.

Die in Kap. 8.1 beschriebene χ^2 -Methode wird auch auf die betrachteten Untergrundprozesse angewandt. Es werden die Untergründe

- $Z/\gamma \rightarrow 2\mu$
- $ZZ, WW, ZW \rightarrow 2\mu$
- $b\bar{b} \rightarrow 2\mu$
- $t\bar{t}$ leptonisch

betrachtet. Zusätzlich wird testweise ein allgemeiner QCD-Untergrund betrachtet, um eventuelle Prozesse zusätzlich zum $b\bar{b}$ - und $t\bar{t}$ -Untergrund zu betrachten.

8.2.1 Vorauswahl

Bei der Simulation werden verschiedene Bedingungen an die generierten Untergrund- und Signal-Datensätze gestellt (siehe Tabelle 6.2). Um die Datensätze zu vereinheitlichen, werden Schnitte auf die rekonstruierten Teilchen der Datensätze ausgeführt (siehe Tabelle 8.4). Diese Schnitte sind sehr weich, so dass sie eine Suche nach hochenergetischen μ^* nicht beeinträchtigen.

$p_T(\mu)$	$E(\gamma)$	$\eta(\mu)$	$\eta(\gamma)$
$> 10 \text{ GeV}$	$> 10 \text{ GeV}$	$< 2,4$	$< 2,7$

Tabelle 8.4: Vorselektion der rekonstruierten Teilchen

8.2.2 Trigger

Um die μ^* -Rekonstruktion am realen Detektor zu analysieren, dürfen nur Ereignisse betrachtet werden, die der spätere Detektor auch wirklich auf Band speichern würde. Dazu müssen die simulierten Teilchen die Trigger des CMS-Detektors passieren. Ein Ereignis wird erst näher untersucht, wenn es vom Level-1-Trigger akzeptiert wurde. Durchläuft es nacheinander auch noch den Level-2-, Level-3-Trigger und den HLT, so wird das Ereignis gespeichert.

Ein simuliertes μ^* - Ereignis, welches nach der χ^2 - oder der p_T -Methode ausgewählt wurde (siehe Kap. 8.1), wird also nur betrachtet, wenn es den Level-1-Trigger und den HLT passiert hat. Der Level-1-Trigger wird abgefragt, da er in der Simulation unabhängig von den anderen Triggern simuliert wird, wohingegen der HLT auf dem Level-2- und Level-3-Trigger aufbaut. Um eine höhere Ereignis-Rate zu bekommen, wird ein Ereignis immer dann betrachtet, wenn der Trigger für ein Myon oder der Trigger für zwei Myonen passiert wurde (siehe Kap. 7.3.4).

In Tabelle 8.5 sind die Anzahl der Ereignisse, aus denen ein μ^* rekonstruiert werden konnte (χ^2 Methode), nach der Vorselektion und den Triggern aufgelistet. Die Ereignisraten sind jeweils auf 10 fb^{-1} skaliert. Schön zu sehen ist, wie der HLT den Hauptuntergrund $b\bar{b}$ reduziert, da der Trigger gerade darauf ausgelegt ist, $b\bar{b}$ -Ereignisse wie gewollt herauszufiltern.

Nach obigem Vorgehen wird die μ^* -Masse aus einer Myon-Photon-Kombination bestimmt.

Die Massenverteilung der Untergründe nach der Vorselektion ist in Abb. 8.5 zu sehen. Die

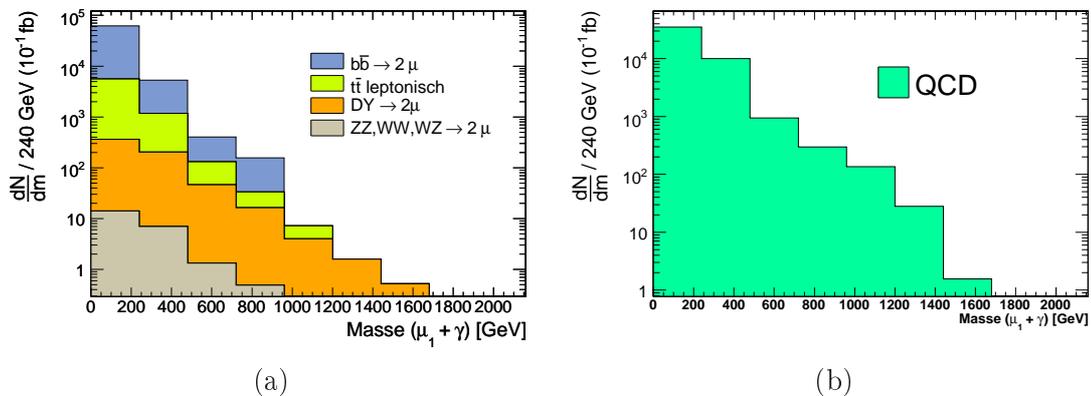


Abbildung 8.5: Invariante Masse $M(\mu_1 + \gamma)$ aus den rekonstruierten Teilchen der Untergrund-Daten nach der Vorselektion (a) die verwendeten Untergründe (b) allgemeine QCD-Prozesse

	gen. μ^*	rek. μ^*	Vor- selektion	Di- μ -L1-Trigger oder μ -L1-Trigger	Di-L1+Di- μ -HLT oder L1+ μ -HLT
$\mu^*(m=2 \text{ TeV})$	2640	2138	2126	2119	1992
$\mu^*(m=2,5 \text{ TeV})$	772	622	620	615	577
$\mu^*(m=3 \text{ TeV})$	232	189	188	186	171
$\mu^*(m=3,5 \text{ TeV})$	75	59	59	58	53
$\mu^*(m=4 \text{ TeV})$	24	20	19	19	17
$DY \rightarrow 2\mu$	-	6896	5920	5886	5434
ZZ, WW, ZW $\rightarrow 2\mu$	-	563	638	633	591
$b\bar{b} \rightarrow 2\mu$	-	100961	60876	60656	197
$t\bar{t}$ leptonisch	-	8472	6323	6286	5615
QCD	-	158221	46480	26711	99

Tabelle 8.5: Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse nach der Vorselektion, nach den Di-Myon-Trigger-Schnitten und der Kombination der Myon-Trigger und Di-Myon-Trigger-Schnitten. Bei den μ^* -Raten wurden nur Ereignisse aus einem $\mu^* \rightarrow \mu + \gamma$ verwendet (skaliert auf eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1}).

Untergründe $b\bar{b} \rightarrow 2\mu$ und $t\bar{t}$ leptonisch sind nur eine Teilmenge des QCD-Untergrundes. Da b- und t-Quarks die schwersten Quarks sind, ist zu erwarten, dass sie aber auch den größten Untergrund bilden. Der allgemeine QCD-Untergrund liefert aber auf Grund von Statistik-Problemen viel weniger passende Ereignisse als die $b\bar{b}$ - und $t\bar{t}$ - Untergründe (Tabelle 8.4), weshalb er im Weiteren nicht mehr betrachtet wird.

8.3 Untergrund bei hohem $M(\mu + \gamma)$

Zu hohen Massen $m(\mu + \gamma)$ hin sinkt die Anzahl der μ^* -ähnlichen Untergrund-Ereignisse sehr stark. Dies führt zu dem Problem, dass aufgrund mangelnder Rechenleistung nicht mehr genug Untergrund-Ereignisse im Bereich hoher Massen $M(\mu + \gamma)$ simuliert werden können. Dass für hohe Massen $M(\mu + \gamma)$ aber keine Untergrund-Ereignisse mehr zu beobachten sind, ist keine realistische Annahme, da besonders QCD-Ereignisse nicht exakt simuliert werden können. Statt dessen wird in dieser Analyse eine konservative Abschätzung für Bins in der $M(\mu + \gamma)$ -Verteilung ohne Untergrundeinträge gemacht.

Es sei λ die Anzahl der tatsächlich rekonstruierbaren Untergrund-Ereignisse in einem Bin, wenn der Untergrund hinreichend gut simuliert werden könnte. Es wird dann angenommen, dass die Anzahl der rekonstruierten μ^* -Ereignissen um den tatsächlichen Wert λ poissonverteilt sind. Dann ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, kein Untergrund-Ereignis zu rekonstruieren, zu

$$P(n = 0, \lambda) = e^{-\lambda} \cdot \frac{\lambda^n}{n!} = e^{-\lambda}. \quad (8.5)$$

Bei $\lambda = 3$ beträgt die Wahrscheinlichkeit, null Ereignisse zu rekonstruieren $\approx 5\%$. Also sind mit 95% Sicherheit weniger als drei Ereignisse zu erwarten. Aus diesem Grund werden

die Bins ohne Untergrundereignisse mit drei Ereignissen aufgefüllt. Diese drei Ereignisse werden anschließend mit dem Skalenfaktor des Untergrundes skaliert.

Um die Abschätzung der oberen Grenze nicht zu konservativ ausfallen zu lassen, wird nur der $t\bar{t}$ -Untergrund aufgefüllt. Dieser Untergrund fällt im Gegensatz zum $b\bar{b}$ -Untergrund flach ab und reicht weit zu hohen $M(\mu + \gamma)$. Der Z/γ -Untergrund reicht zwar weiter, hat aber einen Skalenfaktor kleiner 0,15 (siehe Tab. 6.3), weshalb nur der $t\bar{t}$ -Untergrund aufgefüllt wird. Der so aufgefüllte Untergrund nach den Trigger-Schnitten ist in Abb. 8.6 zu sehen.

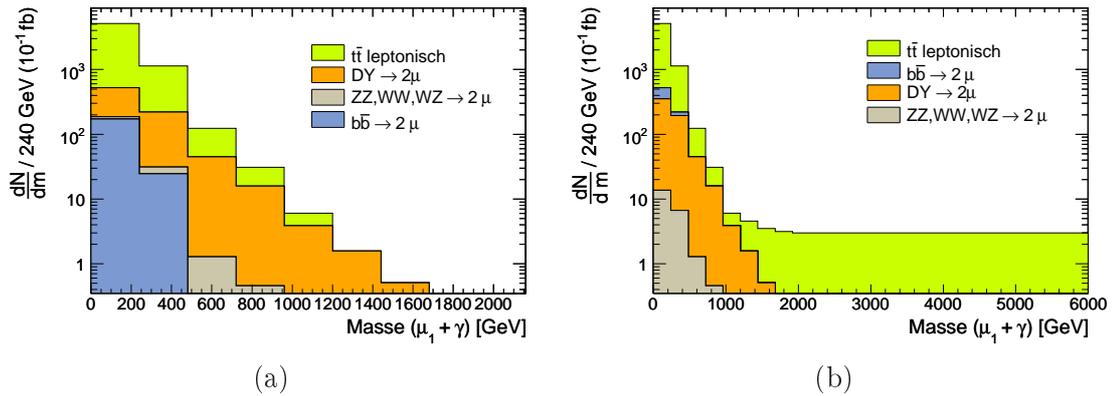


Abbildung 8.6: Rekonstruierte Masse $m(\mu + \gamma)$ (a) nach Trigger-Schnitten (b) nach Trigger-Schnitten und Abschätzung einer oberen Grenze für den $t\bar{t}$ -Untergrund

Die letztendliche Massenverteilung $m(\mu + \gamma)$ für das Signal und den Untergrund ist in Abb. 8.7 zu sehen. Zu erkennen ist, dass das Signal den Untergrund im Bereich $m(\mu + \gamma) > 600$ GeV deutlich übersteigt. Erst zu sehr hohen Massen hin sinkt der Wirkungsquerschnitt des μ^* so stark, dass die μ^* -Ereignisse selten werden. Aus diesem Grund werden auch keine weiteren Selektionsschnitte angewendet, da zum einen bei niedriger $m(\mu + \gamma)$ -Masse das Signal klar dominiert, und andererseits bei hoher $m(\mu + \gamma)$ -Masse ein möglichst starkes Signal erhalten bleiben soll.

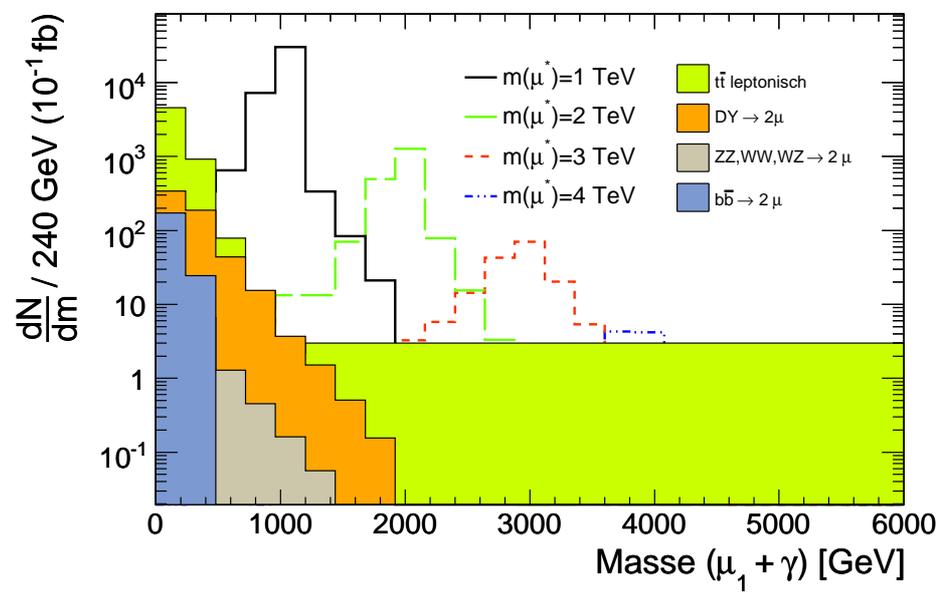


Abbildung 8.7: Rekonstruierte Masse $m(\mu + \gamma)$ nach Trigger-Schnitten für verschiedene Signal-Massenpunkte und die betrachteten Untergründe

Kapitel 9

Statistische Auswertung

In diesem Kapitel soll analysiert werden, wie gut sich die im vorherigen Kapitel erstellte $m(\mu + \gamma)$ -Verteilung von der Untergrund-Verteilung trennen lässt. Dazu wird die Loglikelihood-Verhältnis-Methode vorgestellt, mit deren Hilfe ein Entdeckungspotential bzw. eine Ausschlussgrenze für die Entdeckung bzw. den Ausschluss des μ^* am CMS-Detektor berechnet wird.

Weiter werden die systematischen Fehler, die bei der Suche nach angeregten Myonen auftreten, untersucht und die Auswirkungen auf das Entdeckungspotential und die Ausschlussgrenze des μ^* betrachtet.

9.1 Loglikelihood-Verhältnis-Methode

Vor allem bei kleinen Signal- zu Untergrund-Verhältnissen stellt sich die Frage, wie wahrscheinlich es ist, dass das Signal nur eine statistische Schwankung eines Untergrundprozesses ist. Die Loglikelihood-Verhältnis-Methode versucht dieser Frage nachzugehen und liefert eine Aussage, wann ein gemessenes Signal mit einer theoretischen Hypothese übereinstimmt oder auch zu verwerfen ist [46].

Bei der Suche nach angeregten Myonen wird das Signal- zu Untergrund-Verhältnis erst zu großen $m(\mu + \gamma)$ -Massen klein, da der Wirkungsquerschnitt zu hohen μ^* -Massen entsprechend abfällt. Im Bereich $m(\mu + \gamma) \lesssim 2000$ GeV dominiert das Signal hingegen deutlich über dem Untergrund.

9.1.1 Signal- und Untergrundhypothese

Um der Frage nachzugehen, ob ein Signal vom Untergrund unterscheidbar ist, stellt man einmal die Signalthypothese auf, dass es ein Signal mit dem zu erwartenden Untergrund gibt, und einmal die Untergrundhypothese, dass es nur Untergrund gibt. Es soll dann berechnet werden, welche der beiden Hypothesen am besten mit den gemessenen bzw. in dieser Analyse simulierten Ereignissen übereinstimmt. Um die beiden Hypothesen zu überprüfen,

wird angenommen, beide Hypothesen könnten durch Monte-Carlo-Simulationen korrekt und mit genügend hoher Statistik beschrieben werden.

Im Folgenden wird angenommen, dass aus diesen Hypothesen mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation eine Signal + Untergrund-Verteilung sowie eine Untergrund-Verteilung erstellt werden, wie z.B. eine rekonstruierte Massenverteilung $m(\mu + \gamma)$ (siehe Abb. 8.7). Weiter wird angenommen, dass jeder Bin dieser Verteilungen poissonverteilt ist. Werden in einem Bin, b Ereignisse durch die Untergrundhypothese vorhergesagt, ist die Wahrscheinlichkeit, n Ereignisse zu messen, $P(n, \mu = b)$. Hierbei ist $P(n, \mu)$ die Poisson-Statistik mit Mittelwert μ :

$$P(n, \mu) = e^{-\mu} \cdot \frac{\mu^n}{n!}. \tag{9.1}$$

Analog wird für die Signal+Untergrund-Hypothese die Poisson-Statistik $P(n, \mu = b + s)$ angenommen.

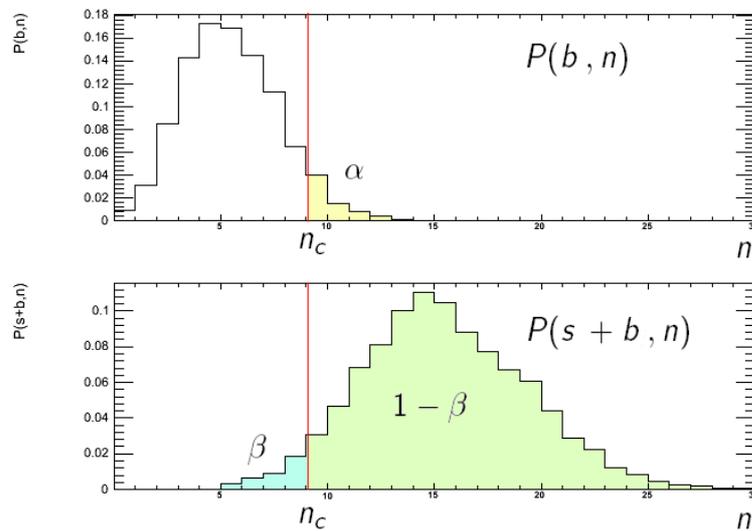


Abbildung 9.1: Poissonverteilung mit Mittelwert $s+b$ und mit Mittelwert b .

Wählt man nun, für jeden Bin einen kritischen Punkt n_c , soll für Werte n mit $n > n_c$ zum einen die Untergrund-Hypothese verworfen werden und zum anderen die Signal + Untergrund Hypothese akzeptiert werden (siehe Abb. 9.1). Der Wert

$$\alpha = \sum_{n > n_c} P(n, \mu = b) \tag{9.2}$$

heißt der „Fehler erster Art“. Er ist ein Maß dafür, die Untergrundhypothese zu verwerfen, falls das diese Hypothese richtig ist. Der „Fehler zweiter Art“

$$\beta = \sum_{n < n_c} P(n, \mu = b + s), \tag{9.3}$$

sei dann ein Maß dafür die Untergrundhypothese zu akzeptieren, obwohl diese falsch ist. Der Wert

$$P = 1 - \beta \tag{9.4}$$

wird mit „Power“ P bezeichnet und gibt die Stärke an, ein Signal, hervorgerufen durch die Signalthypothese, zu akzeptieren. Zum einen sollen nun die Fehler erster und zweiter Art minimiert bzw. die Power, das Signal zu akzeptieren, maximiert werden.

9.1.2 Das Neyman-Pearson Lemma

Wir betrachten nun einen vorgegebenen Wert für α und schreiben die Power $P = 1 - \beta$ für jeden Bin als

$$1 - \beta = \sum_{n=n_c}^{\infty} P(n, s + b) \quad (9.5)$$

$$= \sum_{n=n_c}^{\infty} \frac{P(n, s + b)}{P(n, b)} \cdot P(n, b). \quad (9.6)$$

Näherungsweise ist

$$\approx \left[\frac{P(n, s + b)}{P(n, b)} \right]_{n=\zeta \in (n_c, \infty)} \underbrace{\sum_{n=n_c}^{\infty} P(n, s + b)}_{\alpha}. \quad (9.7)$$

Das Neyman-Pearson-Lemma besagt also, dass für ein gewähltes α die Power $P = 1 - \beta$ groß wird, wenn der so genannten „Loglikelihood-Bruch“

$$Q = \frac{P(n, s + b)}{P(n, b)} \quad (9.8)$$

groß wird. Näheres zur Signal- und Untergrundhypothese ist in [47] und [48] zu finden.

Der Loglikelihood-Bruch hat die Eigenschaft, dass er für n nahe bei $s + b$ größer als eins und für n nahe bei b kleiner als eins wird.

Da alle N Bins der Signal+Untergrund- bzw. der Untergrundverteilung in Betracht gezogen werden sollen, bildet man das Produkt aller Q_i für alle Bins i .

$$Q = \prod_{i=1}^N Q_i \quad (9.9)$$

und schreibt

$$-2 \ln(Q) = -2 \sum_{i=1}^N \ln(Q_i) \quad (9.10)$$

$$= -2 \sum_{i=1}^N \ln\left(\frac{P(n_i, s_i + b_i)}{P(n_i, b_i)}\right) \quad (9.11)$$

$$= 2 \sum_{i=1}^N (s_i - n_i \cdot \ln(1 + \frac{s_i}{b_i})). \quad (9.12)$$

Somit wird $-2 \ln(Q)$ für n_i nahe bei $s_i + b_i$ größer als Null und für n_i nahe bei b_i kleiner als Null.

9.1.3 Vertrauensintervall

Misst man einen $-2 \ln(Q)$ -Wert, so stellt sich die Frage, zu welcher Hypothese dieser Wert am besten zuzuordnen ist.

Um dem nachzugehen, macht man ein Gedankenexperiment und würfelt für jedes Bin eine poissonverteilte Zufallszahl mit Mittelwert $\mu = b_i$ bzw. $\mu = b_i + s_i$. Dieser gewürfelte Wert wird in (9.12) für n_i eingesetzt und damit $-2 \ln(Q)$ berechnet. Wiederholt man dies genügend oft, so ergibt sich für beide Hypothesen eine gaussförmige $-2 \ln(Q)$ -Verteilung (Abb. 9.2). Je weiter beide Verteilungen auseinander liegen, desto besser sind beide Hypothesen voneinander separierbar.

Zur Berechnung der $-2 \ln(Q)$ -Werte werden nur Bins der $-2 \ln(Q)$ -Verteilung betrachtet, in denen auch Einträge aus der Monte-Carlo-Simulation vorhanden sind bzw. das Verhältnis von s_i zu b_i größer 5% ist. Zwar erhöht die Hinzunahme von zusätzlichen Bins die Sensitivität der Methode, allerdings überwiegen bei zu kleinen s_i über b_i Verhältnissen die systematischen Fehler (siehe [49]).

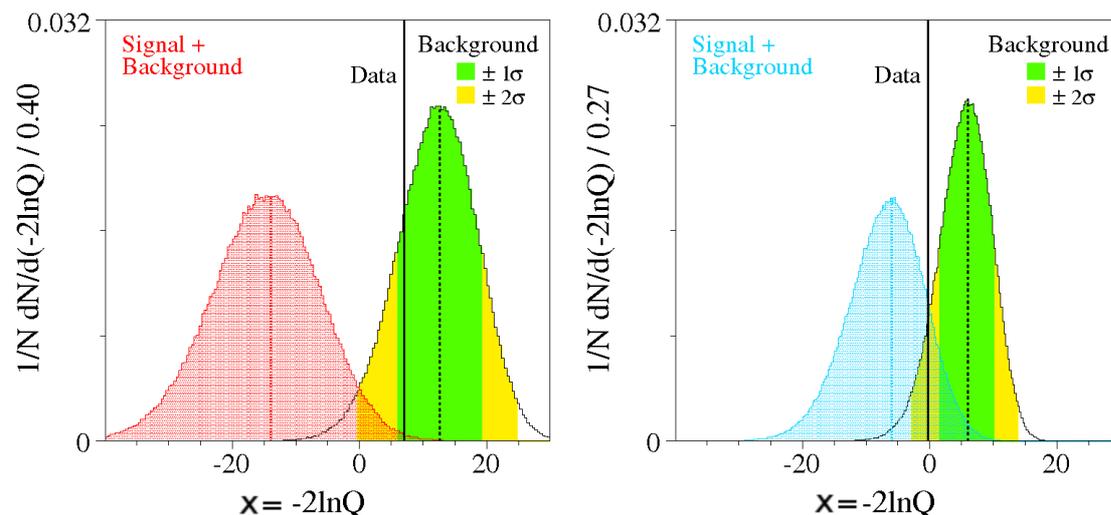


Abbildung 9.2: $-2 \ln(Q)$ -Verteilung für zwei verschiedene Signal-Hypothesen. Im linken Bild ist die Signal+Untergrundhypothese besser von Untergrund-Hypothese zu trennen [50].

Sind Messdaten d_i vorhanden, so kann mit diesen Daten ein $-2 \ln(Q)$ -Wert X_0 mit $n_i = d_i$ berechnet werden. Durch Vergleich dieses $-2 \ln(Q)$ -Wertes mit den gewürfelten Verteilungen der beiden Hypothesen lässt sich abschätzen, wie gut die Daten mit den Hypothesen übereinstimmen. Befindet sich der Punkt X_0 im Zentrum der $-2 \ln(Q)$ -Verteilung für eine der beiden Hypothesen, sind die Daten mit der entsprechenden Hypothese verträglich. Hierbei ist aber noch zu überprüfen, ob die Übereinstimmung auch durch das Signal bzw. den Untergrund hervorgerufen wird und nicht durch einen anderen Prozess verursacht wird.

Zur genaueren Betrachtung wird ein Vertrauensintervall für die beiden Hypothesen berechnet. Dazu werden beide $-2 \ln(Q)$ Verteilungen auf eins normiert. Der $-2 \ln(Q)$ -Verteil-

ung des Untergrundes wird die Dichte $\mathcal{P}_b(x)$ und der $-2 \ln(Q)$ -Verteilung des Signal+Untergrundes die Dichte $\mathcal{P}_{s+b}(x)$ zugeordnet, wobei $x = -2 \ln(Q)$ ist (siehe Abb. 9.2). Das Vertrauensintervall für die Untergrundverteilung ist definiert durch

$$CL_b = \int_{X_0}^{\infty} \mathcal{P}_b(x) dx \quad (9.13)$$

Ist $CL_b < 0,5$, bedeutet dies, dass die Daten die Untergrunderwartung nicht erfüllen. Ist hingegen $CL_b > 0,5$, so heißt dies, dass in den Daten mehr als der zu erwartende Untergrund vorhanden ist. Aufgrund des gaußförmigen Charakters der Verteilungen ist eine Entdeckung durch einen 5σ -Ausschlag definiert. Dies bedeutet, dass

$$1 - CL_b < 2,85 \cdot 10^{-7}. \quad (9.14)$$

Der Wert $2,85 \cdot 10^{-7}$ entspricht dabei $(1 - 5\sigma)/2$. Der Faktor $1/2$ kommt durch die Betrachtung der einseitigen Gaußglocke zustande.

Analog wird

$$CL_{b+s} = \int_{X_0}^{\infty} \mathcal{P}_{b+s}(x) dx \quad (9.15)$$

und

$$CL_s = \frac{CL_{b+s}}{CL_b} \quad (9.16)$$

definiert. Der Grund für die Normierung auf CL_b liegt darin, dass beim Gebrauch von CL_{b+s} unphysikalische Effekte auftreten können [46][50]. Eine Hypothese kann man dann zu 95% ausschließen, wenn

$$CL_s < 0,05 \quad (9.17)$$

ist.

Da sich der CMS-Detektor gerade in der Fertigstellung befindet und so noch keine Daten liefert, kann nur ein Entdeckungspotential und eine Ausschlussgrenze für eine Signalthypothese berechnet werden. Da aufgrund der fehlenden Daten kein X_0 berechnet werden kann, wählt man das X_0 so, dass es mit dem Mittelwert der Verteilungen \mathcal{P}_b oder \mathcal{P}_{s+b} übereinstimmt. Dies hat die Bedeutung, dass man sich einmal auf den Standpunkt der Untergrundhypothese, das andere Mal auf den Standpunkt der Signalthypothese stellt und überprüft, ob die jeweilige Hypothese noch verträglich ist.

Die Möglichkeit, die Signal-Hypothese mit 5σ zu bestätigen, ist dann

$$1 - CL_b < 2,85 \cdot 10^{-7}. \quad (9.18)$$

Das Signal kann hingegen mit 95% Sicherheit ausgeschlossen werden, wenn

$$CL_s = \frac{CL_{b+s}}{CL_b} < 0,05. \quad (9.19)$$

Weiterhin kann man sich vom Mittelwert der jeweiligen Hypothese wegbewegen und den Punkt $X_0 \pm \sigma$ oder $X_0 \pm 2\sigma$ betrachten, um den statistischen Fehler des Vertrauensintervalles zu bestimmen.

9.2 Ergebnisse

Die Loglikelihood-Verhältnis-Methode wird zur Berechnung einer Ausschlussgrenze bzw. eines Entdeckungspotentials des μ^* benutzt.

Für den Untergrund wird die Verteilung aus Abbildung 8.6 verwendet, also die $m(\mu + \gamma)$ -Untergrundverteilung nach den Triggerschnitten und der Abschätzung des Untergrundes. Bei der Signal-Verteilung wird die μ^* -Verteilung mit $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ und $\Lambda = m(\mu^*)_{gen}$ verwendet¹ (siehe Kapitel 5.1). Zur Berechnung von (9.12) wird 50000-mal gewürfelt. Das Ergebnis dieser Rechnung in Abhängigkeit von der generierten μ^* -Masse ist in Abb. 9.3 zu sehen. Dabei ist einmal der $-2\ln(Q)$ -Mittelwert der Signal+Untergrund-Hypothese und die σ -Bänder der Untergrundhypothese eingezeichnet. Die beiden $-2\ln(Q)$ -Mittelwerte nähern sich zu höheren μ^* -Massen immer mehr an, bis beide Hypothesen nicht mehr zu unterscheiden sind.

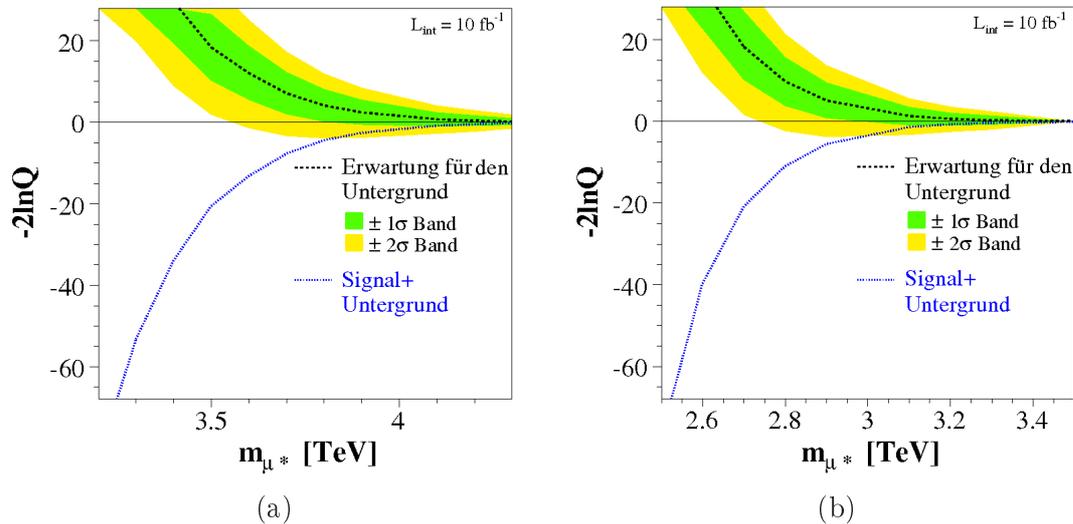


Abbildung 9.3: $-2\ln(Q)$ für (a) $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ und für (b) $\Lambda = m(\mu^*)$

Das Ergebnis der $1 - CL_b$ -Berechnung in Abhängigkeit der generierten μ^* -Masse ist in Abb. 9.4 zu sehen. Die Erwartung für den Untergrund ist immer 0,5, da man hier gerade X_0 in den Mittelwert der CL_b -Verteilung setzt. Die Verträglichkeit der Signal+Untergrund-Hypothese mit der Untergrund-Hypothese steigt hingegen mit höheren μ^* -Massen, da das Signal und somit der Unterschied zum Untergrund immer kleiner wird. Die Übereinstimmung mit der Untergrundhypothese ist durch die eingezeichneten σ -Bänder gegeben. Hieraus ergibt sich ein Entdeckungspotential mit 5σ Sicherheit von 3,50 TeV für $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ und 2,70 TeV für $\Lambda = m(\mu^*)$.

In Abb. 9.5 ist CL_s in Abhängigkeit von der generierten μ^* -Masse gezeigt. Hier untersucht man den Untergrund vom Standpunkt, dass die Signalthypothese richtig ist. Mit steigender μ^* -Masse gleicht sich die Untergrund-Erwartung immer mehr der Signal+Untergrund-Erwartung an. Die eingezeichneten σ -Bänder geben die Untergrund-Erwartung für eine um

¹Bei der Signal- wie auch bei der Signal + Untergrund-Verteilung werden die Wirkungsquerschnitte für das Signal und den Untergrund in erster Ordnung der Störungsrechnung verwendet.

ein bzw. zwei σ variierte Signal+Untergrund-Hypothese an. Die Ausschlussgrenze mit 95% Sicherheit ergibt sich dann zu 3,81 TeV für $\Lambda = 1$ TeV und zu 2,92 TeV für $\Lambda = m(\mu^*)$.

Die Entdeckung und der Ausschluss des μ^* hängen also sehr stark vom Skalenparameter Λ ab. Die Ausschlussgrenze ändert sich zwischen $\Lambda = 1000$ und $\Lambda = m(\mu^*)$ um 890 GeV.

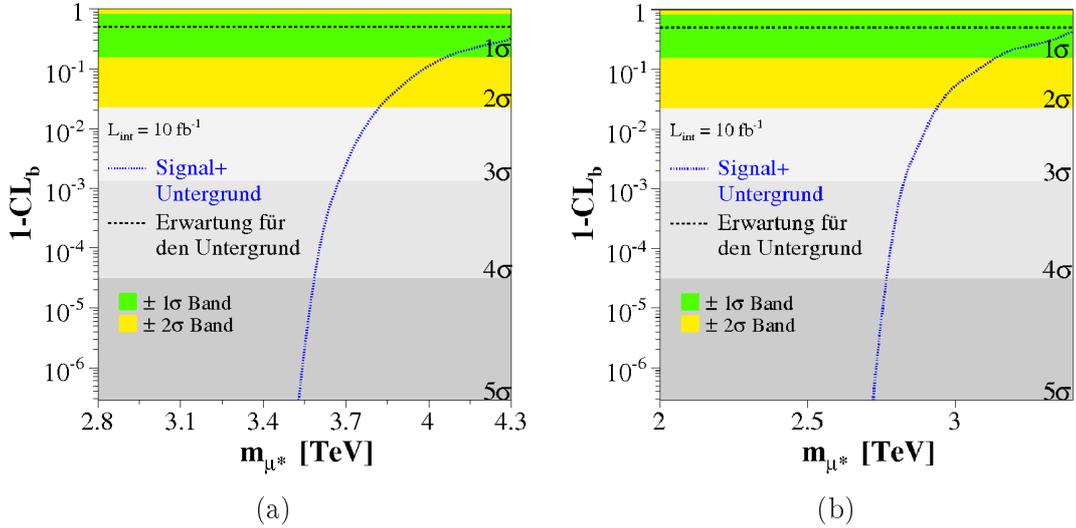


Abbildung 9.4: Entdeckungspotential für (a) $\Lambda = 1$ TeV und für (b) $\Lambda = m(\mu^*)$.

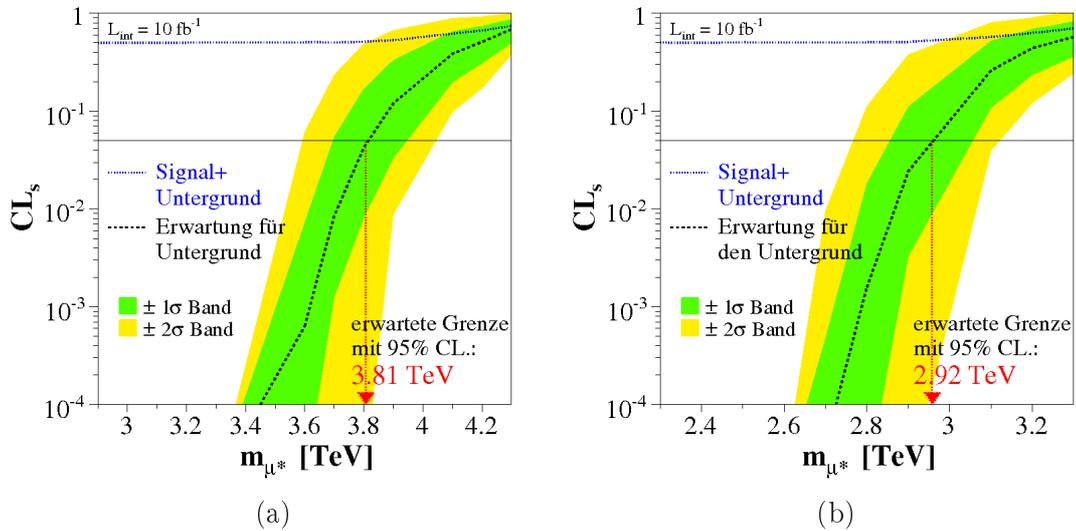


Abbildung 9.5: Ausschlussgrenze für (a) $\Lambda = 1$ TeV und für (b) $\Lambda = m(\mu^*)$.

Bei höherer Luminosität steigt die Anzahl von Signal- und Untergrund-Ereignissen proportional zur Luminosität an. Durch gleichmäßiges Skalieren des Signals und des Untergrunds lassen sich so leicht die Grenzen für verschiedene Luminositäten berechnen. In Abb. 9.6 ist das Entdeckungspotential in Abhängigkeit von der Luminosität eingezeichnet. Bei Erreichen der bei LHC geplanten integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} kann das μ^* bis zu einer Masse von 3,9 TeV bei $\Lambda = 1$ TeV und bis zu 3,0 TeV bei $\Lambda = m(\mu^*)$ entdeckt werden. Analog ist in Abb. 9.7 die Ausschlussgrenze in Abhängigkeit von der Luminosität gezeigt.

Bei einer integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} ergibt sich so eine Ausschlussgrenze von 4,2 TeV bei $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ und 3,3 TeV bei $\Lambda = m(\mu^*)$.

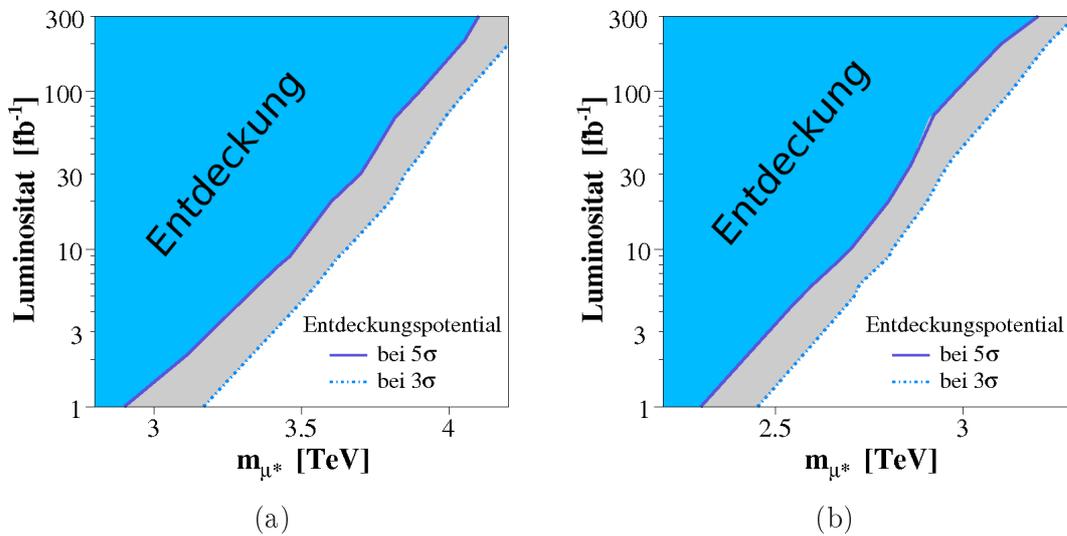


Abbildung 9.6: Entdeckungspotential in Abhängigkeit von der Luminosität für (a) $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ (b) $\Lambda = m(\mu^*)$

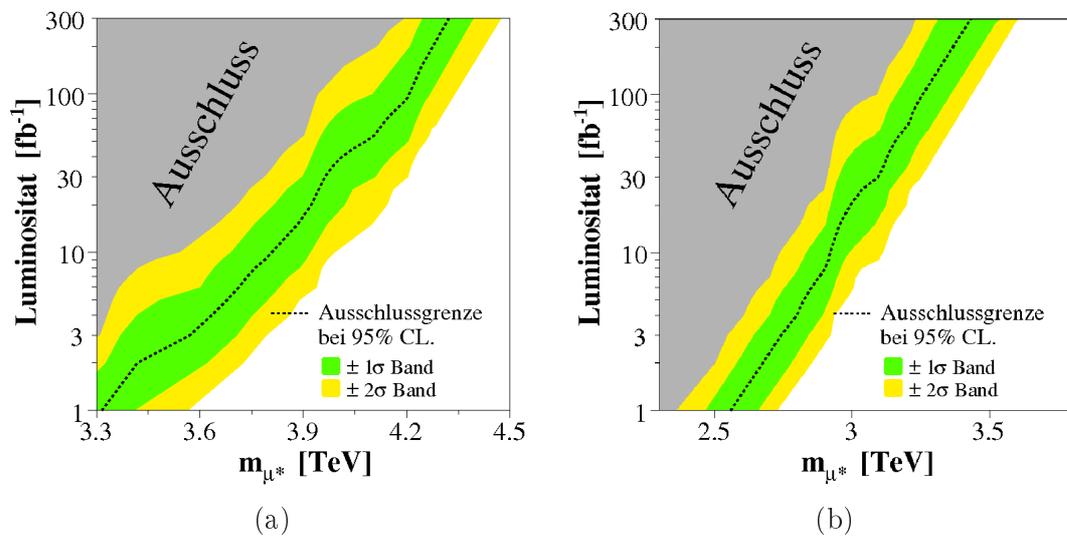


Abbildung 9.7: Ausschlussgrenze in Abhängigkeit von der Luminosität für (a) $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ (b) $\Lambda = m(\mu^*)$

Insgesamt ist zu erkennen, dass mit dem CMS-Detektor die aktuelle Ausschlussgrenze für das μ^* deutlich erhöht werden kann. Bei $\Lambda=1 \text{ TeV}$ kann die Ausschlussgrenze bei einer integrierten Luminosität von 10 fb^{-1} von der aktuellen Grenze bei 618 GeV, gemessen am *D0*-Detektor, auf 3,81 TeV angehoben werden.

9.3 Systematische Fehler

Der LHC-Beschleuniger dringt mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV in weitgehend unbekannte Bereiche der Physik, bzw. an die Grenzen des Standardmodells vor. Ebenfalls kann der CMS-Detektor erst im Betrieb, d.h. bei der Aufnahme von Daten voll verstanden werden. Dadurch ergeben sich viele experimentelle und theoretische Unsicherheiten, die nicht, oder nur unzureichend, mit Computersimulationen beschrieben werden können. Dies liegt zum einen daran, dass Messgrößen wie z.B. die Parton-Dichte-Funktionen, die in die Simulationen eingehen, zu ungenau bekannt sind. Einige dieser systematischen Fehler und deren Auswirkungen auf diese Analyse sollen im Folgenden näher betrachtet werden.

a) Skala des harten Prozess Eine Unsicherheit in der Berechnung des Wirkungsquerschnittes ist die Skala des harten Prozess Q^2 . Diese Skala hat eigentlich keine physikalische Bedeutung, sie dient bei der Berechnung von niedrigen Ordnungen zur Renormalisierung und damit zur Lösbarkeit der theoretischen Rechnungen. Für die Berechnungen beliebig hoher Ordnungen ist die Wahl von Q^2 unabhängig vom Ergebnis der Rechnung. Da Prozesse in PYTHIA [26] nur in erster Ordnung (LO) gerechnet werden, ist die Wahl von Q^2 sehr wohl von Bedeutung.

In PYTHIA ist der Standardwert zu

$$Q^2 = p_{\perp}^2 + \frac{P_1^2 + P_2^2 + m_3^2 + m_4^2}{2} \quad (9.20)$$

gesetzt [26], wobei p_{\perp} der transversale Impuls des Prozesses, P die Viererimpulse der einfallenden und m^2 die Masse der ausgehenden Teilchen sind. Eine alternative Möglichkeit ist es, Q^2 gleich der Schwerpunktsenergie der Partonen \hat{s} zu setzen [51].

In Abb. 9.8 ist der Wirkungsquerschnitt σ (LO) der μ^* -Produktion für den Standardwert von Q^2 und für $Q^2 = \hat{s}$ gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt für $Q^2 = \hat{s}$ weicht um ca. 10% Prozent nach unten vom Standardwirkungsquerschnitt ab (siehe Tabelle 9.1). Diese Abweichung kann als Maß für die Unsicherheit des μ^* -Produktionswirkungsquerschnittes verwendet werden.

μ^* Masse [GeV]:	2000	3000	4000	5000
Abweichung σ	10,7 %	11,3%	12,0 %	11,7 %

Tabelle 9.1: Abweichung des Wirkungsquerschnittes σ für $Q^2 = \hat{s}$ vom Standardwirkungsquerschnitt.

b) PDF-Variation Die Parton-Dichte-Funktionen (PDF) eines Protons beschreiben bei einer Harten-Prozess-Skala Q^2 , die Wahrscheinlichkeit ein Parton des Proton mit einem gewissen Energiebruchteil des Protons vorzufinden (siehe Kap. 4). Die PDF werden aus Messungen am HERA-Beschleuniger bestimmt. Für die großen Energie-Bereiche beim LHC existieren noch keine passenden Messdaten, weshalb die PDF zu größeren Energie-Werten extrapoliert werden.

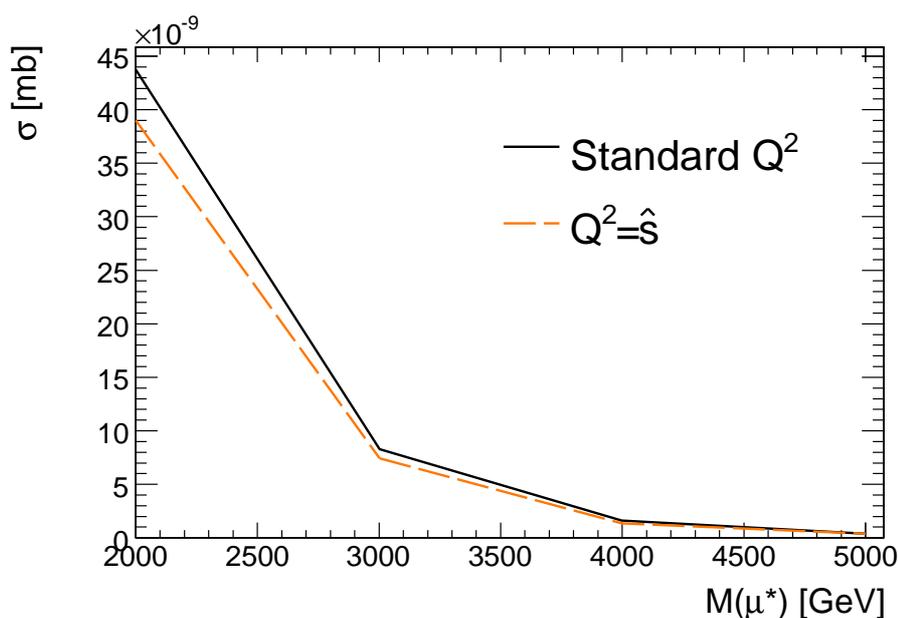


Abbildung 9.8: Wirkungsquerschnitt σ für den Standardwert von Q^2 und Wirkungsquerschnitt für $Q^2 = \hat{s}$

Eine Möglichkeit, die Unsicherheiten der PDF zu bestimmen, ist, die Fehler auf die Parameter der PDF-Anpassung zu variieren. Diese Fehler sind nur bei NLO (next to leading order) PDF vorhanden, wohingegen PYTHIA zur Berechnung eines Prozess nur LO-Wirkungsquerschnitte verwendet. Eine korrekte Bestimmung der Unsicherheiten ist so also nicht möglich. Um trotzdem Unsicherheiten der PDF abschätzen zu können wird der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der NLO-PDF berechnet und auf den LO-Wirkungsquerschnitt übertragen [51].

Es gibt verschiedene Ansätze PDF zu beschreiben. Mit den Les-Houches-PDF [52] ist es auf einfache Art möglich in PYTHIA eine NLO-PDF zu verwenden und zu variieren. Dazu werden 40 Parameter der NLO-PDF (mit der Bezeichnung: CTEQ) variiert [51].

Zur Berechnung der Abweichung der NLO-PDF wird der Wirkungsquerschnitt für die extrapolierten PDF σ_0 und der Wirkungsquerschnitt für alle 40 Werte σ_i berechnet. Die Abweichungen von σ_i zu σ_0 nach oben und nach unten werden quadratisch aufsummiert [53]

$$\delta\sigma_{\pm} = \sqrt{\sum |\sigma_i - \sigma_0|_{\pm}^2}. \quad (9.21)$$

Dieser NLO-Fehler wird dann auf den LO-Wirkungsquerschnitt übertragen. Für den μ^* -Wirkungsquerschnitt sind die Abweichungen in Tabelle 9.2 aufgelistet. Vor allem die obere Unsicherheit bei großen μ^* -Massen steigt zu sehr hohen Werten an.

μ^* Masse [GeV]:	2000	3000	4000	5000
Abweichung + σ	15%	26%	38%	49%
Abweichung - σ	12%	15%	22%	25%

Tabelle 9.2: NLO-Fehler aus der Variation der Parameter der CTEQ-PDF

c) Bremsstrahlung Eine weitere Unsicherheit ist die Abstrahlung von Gluonen bei der Partonen-Kollision. Die größte Abschätzung der Unsicherheiten der Abstrahlungskorrekturen ist es, die Gluon-Abstrahlung in PYTHIA auszuschalten und die Abweichung des μ^* -Produktionswirkungsquerschnitt zu betrachten [51]. Für das μ^* sinkt der Wirkungsquerschnitt nach Abschaltung der Gluon-Abstrahlung (siehe Tab. 9.3).

μ^* Masse [GeV]:	2000	3000	4000	5000
Abfall σ	-7,1%	-11,3%	-15,2%	-18,1%

Tabelle 9.3: Abfall des μ^* -Wirkungsquerschnitt nach Abschaltung von Gluon-Abstrahlung

d) Signal-Unsicherheiten In PYTHIA findet die Simulation des μ^* -Prozesses nur in erster Ordnung statt. Um eine genauere Aussage über den Wirkungsquerschnitt des μ^* zu bekommen, müssen QCD-Korrekturen in die Rechnung miteinbezogen werden. Um den μ^* -Wirkungsquerschnitt zu korrigieren, können die NLO- und NNLO-Berechnungen des Drell-Yan-Prozesses [54] benutzt werden. Dazu wird der Drell-Yan-Wirkungsquerschnitt in LO, NLO, NNLO mit einem Programm von Van Neerven [55] berechnet. Die Wirkungsquerschnitte werden in Abhängigkeit der Di-Leptonen-Masse M_{ll} des Endzustands berechnet.

Zur Korrektur des LO-Wirkungsquerschnittes werden die K-Faktoren für NLO und NNLO berechnet

$$K_{NLO} = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_0}, \quad K_{NNLO} = \frac{\sigma_{NNLO}}{\sigma_0}. \quad (9.22)$$

Diese K-Faktoren lassen sich auf Prozesse mit leptonischen Endzuständen mit der Masse m_{ll} im Endzustand übertragen [14]. Im Falle der μ^* -Produktion wäre dies die invariante Masse des $\mu^* + \mu$.

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird das $\overline{\text{MS}}$ (minimal subtraction) Renormierungsschema benutzt. Im $\overline{\text{MS}}$ -Schema wird die Renormierungsskala so gewählt, dass sich gerade die Singularitäten der Rechnung herausheben.

μ^* -Masse [GeV]:	1000	2000	3000	4000	5000
MS K-NLO	1.167	1.211	1.257	1.3035	1.352
MS K-NNLO	1.190	1.249	1.311	1.3760	1.447

Tabelle 9.4: K-Faktoren für NLO und NNLO.

In dieser Analyse wird der LO-Wirkungsquerschnitt des μ^* verwendet. Da der K-Faktor größer eins ist (siehe Tab. 9.4), und damit eine höhere Ereigniszahl zu erwarten ist, ist die Verwendung des LO-Wirkungsquerschnitt zur Berechnung einer Ausschlussgrenze bzw. eines Entdeckungspotential eine konservative Vorgehensweise.

e) Luminosität Für den systematischen Fehler der Luminosität wird eine Unsicherheit von 10% Prozent angenommen [56]. Die daraus resultierende Unsicherheit auf die Ausschlussgrenze bzw. das Entdeckungspotential lässt sich aus Abb. 9.6 und Abb. 9.7 ablesen.

Die Abweichung bewegen sich im Bereich von unter 0,1 TeV und wirken sich damit nur geringfügig auf die Grenzen aus.

9.3.1 Signal-Variation

Die oben beschriebenen systematischen Unsicherheiten sind voneinander abhängig. Bei der Berechnung des Signalwirkungsquerschnittes in höheren Ordnungen verringert sich auch gleichzeitig die Unsicherheit auf die Bremsstrahlung, da Strahlungskorrekturen bei der Rechnung mit eingehen. Ebenfalls wird der Wirkungsquerschnitt mit steigender Ordnung immer unabhängiger von der Skala des harten Prozess. Da die PDF von der Skala des harten Prozess abhängig sind, sind auch diese beiden Grössen miteinander korreliert.

Um trotzdem eine Abschätzung für die Unsicherheit über den Produktionswirkungsquerschnitt des μ^* machen zu können, wird nur die dominierende Unsicherheit betrachtet. Diesen dominierenden Beitrag liefert die Unsicherheit auf die PDF. Bei einer μ^* -Masse von 3 TeV liegt die obere Unsicherheit bei 26% und die untere Unsicherheit bei 15% (siehe Tab. 9.2).

In Abb. 9.9 ist die Ausschlussgrenze in Abhängigkeit von der Signalstärke aufgetragen. Bei einer Variation des Signals um +26% ergibt sich eine Änderung der Grenze von 0,1 TeV nach oben und bei einer Variation des Signals um -15% sinkt die Grenze um 0,1 TeV nach unten. Die Ausschlussgrenze steigt mit höherem Signal nur langsam an (siehe Abb. 9.9). Insgesamt ist die Ausschlussgrenze aber recht stabil gegen eine Signalvariation.

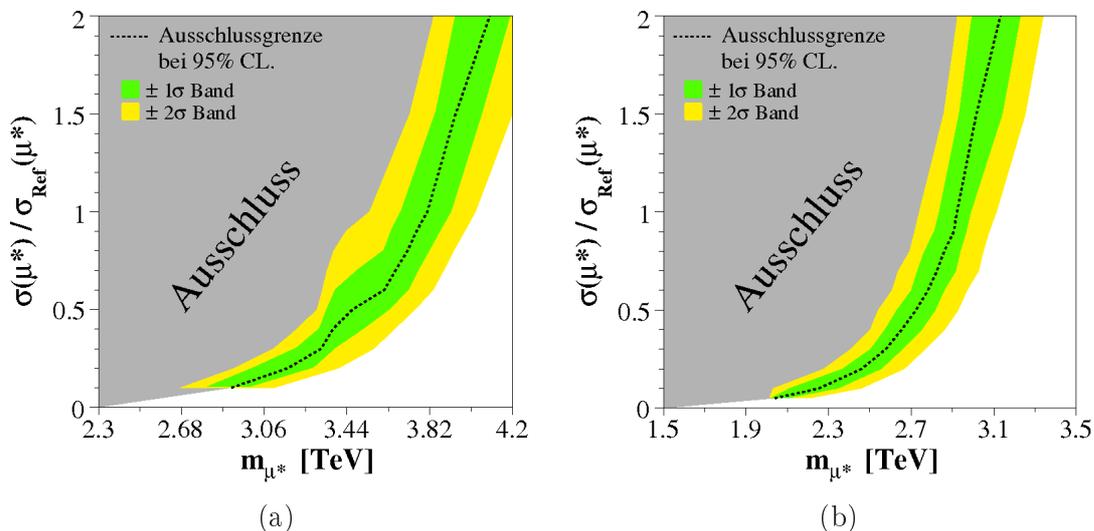


Abbildung 9.9: Ausschlussgrenze bei Variation der Signalstärke für (a) $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ und für (b) $\Lambda = m(\mu^*)$.

9.3.2 Untergrund-Variation

Da der Untergrund nur sehr vage abgeschätzt werden kann, wird der Untergrund variiert und die Auswirkungen auf die μ^* -Ausschlussgrenze untersucht. Dazu wird der Untergrund skaliert und mit der Loglikelihood-Bruch-Methode das neue Limit berechnet. In Abb. 9.10 ist die Ausschlussgrenze bei verschiedenen Skalierungen des Untergrundes aufgetragen.

Bei der Verdopplung des Untergrundes verringert sich die Ausschlussgrenze um 0,1 TeV und bei einer Halbierung des Untergrundes erhöht sich die Grenze um 0,2 TeV. Die Ausschlussgrenze sinkt bei hohen Untergründen nur langsam, da die Kurve aus Abb. 9.10 zu hohen Untergründen steil ansteigt.

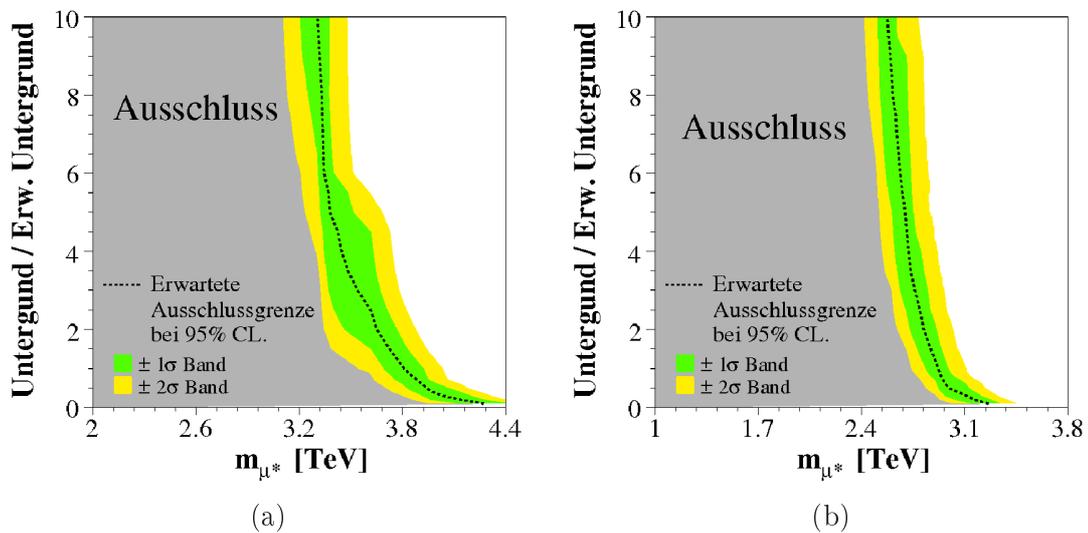


Abbildung 9.10: Variation des Untergrundes für (a) $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ und für (b) $\Lambda = m(\mu^*)$.

9.4 Alternative Selektion von μ_1

Wie in Kap. 8 gezeigt, kann bei hohen μ^* -Massen auch eine gute Zuordnung des μ_1 erreicht werden, wenn das Myon mit dem größten p_T gewählt wird. Im Folgenden werden die Ausschlussgrenze und das Entdeckungspotential des μ^* bei Verwendung dieses Auswahlkriteriums berechnet.

Das Entdeckungspotential ergibt sich so zu 3,4 GeV für $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ und zu 2,60 GeV für $\Lambda = m(\mu^*)$ (siehe Abb. 9.12).

Die Ausschlussgrenze ergibt sich dann zu 3,76 GeV für $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ und zu 2,87 GeV für $\Lambda = m(\mu^*)$ (siehe Abb. 9.11).

Die Grenze für das Entdeckungspotential kann mit der χ^2 Methode so in der Größenordnung von 100 GeV und für die Ausschlussgrenze um ca. 90 GeV verbessert werden. Dabei

muss sehr fein in der Größenordnung von 100 GeV nach der richtigen μ^* -Masse gesucht werden, da die richtige Teilchenzuordnung stark von der angenommenen μ^* -Masse abhängt (siehe Kap. 8 Abb. 8.2).

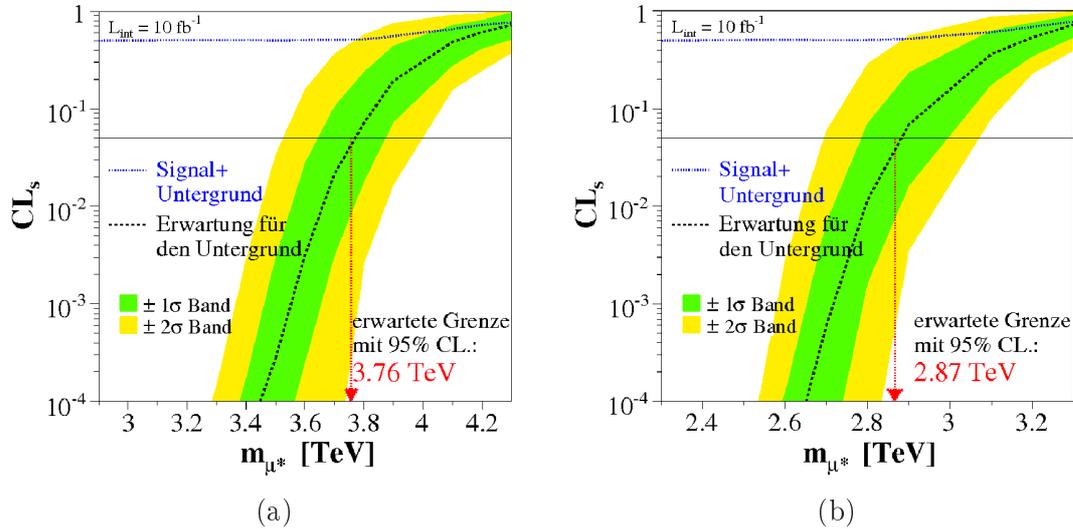


Abbildung 9.11: Cl_s berechnet mit der p_T -Methode für (a) $\Lambda = 1$ TeV und für (b) $\Lambda = m(\mu^*)$.

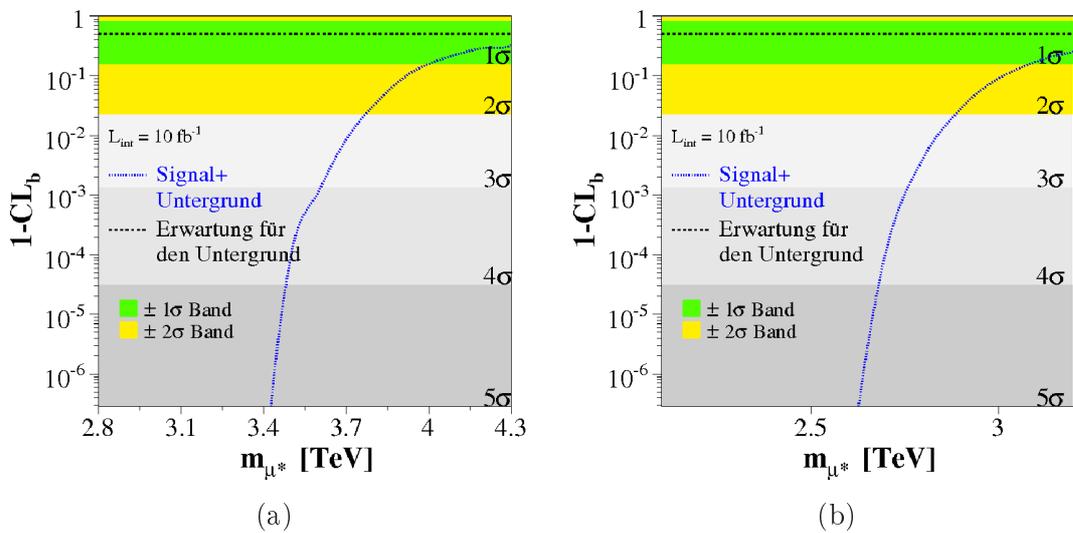


Abbildung 9.12: Cl_b berechnet mit der p_T -Methode für (a) $\Lambda = 1$ TeV und für (b) $\Lambda = m(\mu^*)$.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Machbarkeitsstudie zum Nachweis angeregter Myonen mit dem CMS-Detektor durchgeführt. Dabei wurde der Zerfall der μ^* per Eichwechselwirkung in ein Myon und ein Photon betrachtet. Durch einen Anregungszustand des Myons ließe sich auf eine mögliche Substruktur des Myons schließen.

Zur Simulation des μ^* -Prozesses sowie der relevanten Untergründe am CMS-Detektor wurde die volle CMS-Detektor-Simulation verwendet. Dabei wurden Daten aus LO-Monte-Carlo-Simulationen für das Signal und den Untergrund verwendet. Aus den Zerfallsprodukten des μ^* wurde die invariante Masse $m(\mu + \gamma)$ rekonstruiert, wobei explizit nach der richtigen μ^* -Masse gesucht wurde. Zu allen Ereignissen wurden Pile-Up-Ereignisse für eine integrierte LHC-Luminosität von $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ unter die Datensätze gemischt. Da es nicht möglich ist, für alle Massenbereiche genügend Untergrundereignisse zu simulieren, wurde in diesen Bereichen der Untergrund durch eine konservative obere Grenze abgeschätzt.

Zur statistischen Auswertung der Signal- und Untergrund-Ereignisse wurde die Loglikelihood-Verhältnis-Methode verwendet. Mit dem CMS-Detektor wird es möglich sein, bei einer integrierten Luminosität von 10fb^{-1} das μ^* bei einem Skalenparameter $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ bis zu einer Masse von $m(\mu + \gamma) = 3,50 \text{ TeV}$ zu entdecken, oder bis zu einer Masse von $m(\mu + \gamma) = 3,81 \text{ TeV}$ auszuschließen. Bei einem Skalenparameter von $\Lambda = m(\mu^*)$ sinkt das Entdeckungspotential auf $2,92 \text{ TeV}$ und die Ausschlussgrenze auf $2,70 \text{ TeV}$.

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurden sowohl Unsicherheiten der Signalproduktion, der Luminosität als auch Unsicherheiten auf die PDF und der Einfluss der Skala des harten Prozess untersucht.

Die aktuelle Ausschlussgrenze, die am D0-Detektor zu 618 GeV ($\Lambda=1 \text{ TeV}$) bestimmt wurde, kann also mit dem CMS-Detektor deutlich angehoben werden, bzw. das μ^* kann im Bereich der TeV-Skala entdeckt werden.

Anhang A

Technische Details

A.1 Grid-Manager

Jeder Job, der in Grid gerechnet wird, besitzt eine Identifikations-Nummer (ID). Diese Nummer wird beim Abschicken des Jobs vergeben. Der Abbruch, eine Abfrage des Status oder der Jobausgabe des Jobs ist nur mit dieser ID möglich. Geht diese ID verloren, kann auch nicht mehr auf den Job zugegriffen werden. Bei der Arbeit mit vielen Jobs ist die Verwaltung der Jobs sehr schwierig und fehleranfällig. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein grafisches Programm geschrieben, das die Verwaltung der Grid-Jobs deutlich vereinfacht. Mit diesem Grid-Manager ist es möglich, JDL-Dateien zu verschicken, den Job-Status abzufragen, einen Job abzuberechnen und die Job-Ausgabe des fertig gerechneten Jobs abzuholen, ohne dass der Benutzer mit der Job-ID in Berührung kommt.

Mit dem Grid-Manager ist es weiterhin möglich, Jobs parallel abzuschicken, da jede Manipulation eines Jobs in einem eigenem Thread abläuft. Vor allem beim Abfragen des Job-Status ermöglicht dies ein flüssigeres Arbeiten im Grid.

Der Grid-Manager besteht aus einem Hauptfenster, welches in eine Job-Liste und ein Ausgabefenster aufgeteilt ist. In der Job-Liste werden die JDL-Dateien und deren IDs verwaltet, während im Ausgabefenster Antworten auf Anfragen ans Grid angezeigt werden. JDL-Dateien können einfach per drag'n'drop in die Job-Liste angefügt werden. Durch Klicken auf einen JDL-Eintrag in der Job-Liste öffnet sich ein Menü (siehe Abb. A.1) mit den Einträgen:

- Get Status
- Get Status All
- Submit
- Submit All
- Cancel
- Cancel All

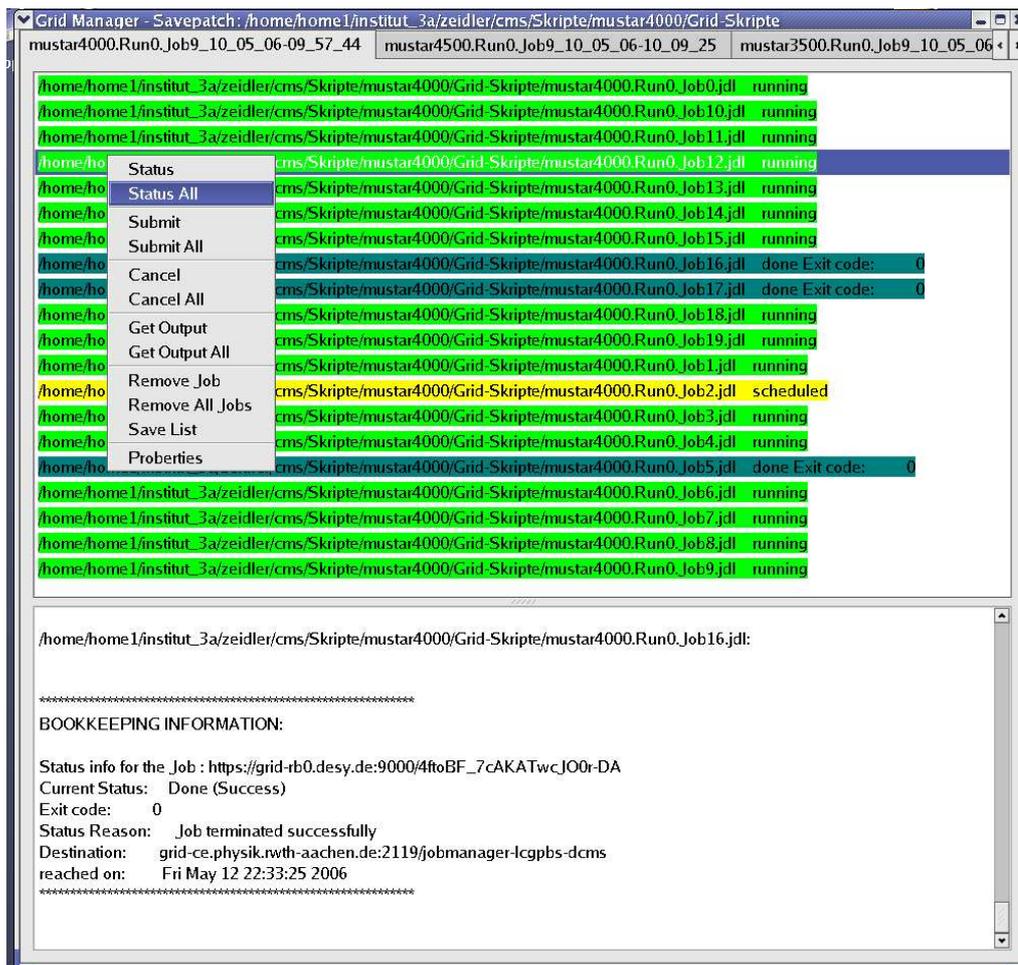


Abbildung A.1: Hauptfenster des Grid-Managers

- Get Output
- Get Output All
- Remove Item
- Remove Item All
- Save List
- Properties

Ist an einen Menü-Punkt ein „All“ angehängt, bedeutet dies, dass die gewählte Aktion für alle Einträge in der Liste ausgeführt wird.

Mit den ersten beiden Einträgen wird der aktuelle Status des Grid-Jobs abgefragt, mit den beiden folgenden wird ein Job ans Grid geschickt und die Job-ID gespeichert. Ein erneutes Abschicken eines Jobs ist nur möglich, nachdem der Job durch Auswahl des Menü Punktes „Cancel“ abgebrochen wird. Dies stellt sicher, dass nur eine aktuelle Job-ID pro JDL Eintrag existiert. Mit „Get Output“ kann die Ausgabe eines fertigen Jobs in das Verzeichnis der JDL-Datei gespeichert werden. Mit den weiteren Punkten können JDL-

Einträge aus der Liste entfernt, die Liste gespeichert und Einstellungen für die Liste vorgenommen werden.

Das Speichern einer Job-Liste erfolgt in einer XML-Datei, wobei im ersten Teil der Datei die Einstellungen der Liste und im zweiten Teil die Pfade der JDL Dateien sowie die zugehörigen ID's gespeichert werden. Der Pfad, in dem die XML Datei abgespeichert ist, wird in der Titelleiste des Grid-Managers angezeigt.

Zum Laden einer gespeicherten Job-Liste wird einfach die XML Datei per drag'n'drop in das Job-Fenster gezogen. Die gespeicherten Einstellungen werden automatisch aus der XML-Datei übernommen.

Im Einstellungsmenü (Abb. A.2) kann das Computing Element und der Resource Broker, an den der Job geschickt werden soll, angegeben werden. Änderungen in den Einstellungen werden dabei sofort in der Job-Liste übernommen. Mit der Grundeinstellung wird der Job an den Aachener Grid-Cluster geschickt.

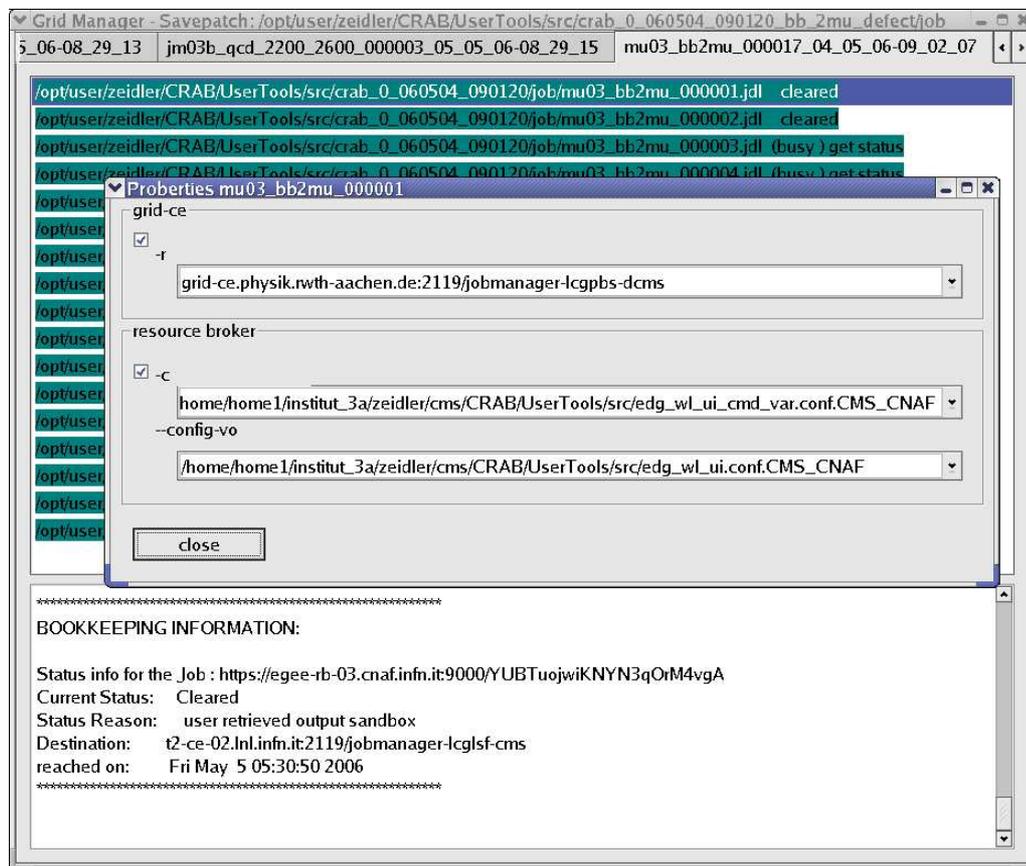


Abbildung A.2: Einstellungs-Menü des Grid-Managers

Oft wird eine Monte-Carlo-Simulation in viele einzelne Jobs unterteilt, um die vorhandenen CPUs bestmöglich auszunutzen. Diese Jobs können in einer Job-Liste wie oben beschrieben verwaltet werden. Um auch viele verschiedene Monte-Carlo-Simulationen gut verwalten zu können, ist es möglich, mehrere Job-Listen in einer Instanz des Grid-Managers zu öffnen. Dies geschieht über ein Tab-Interface, welches sich oberhalb der Job-Liste befin-

det. Ein neuer Tab und damit eine neue Job-Liste kann durch einen Doppelklick auf einen freien Bereich in der Tab-Leiste geöffnet werden. Ein Tab kann durch einen Klick mit der mittleren Maustaste geschlossen werden.

Der Gridmanager ist unter [57] oder auf der [visaHep-Homepage](#) [58] erhältlich.

A.2 PYTHIA-Produktions-Karte

Zur Konfiguration von PYTHIA werden sogenannte „Card“-Dateien verwendet. In dieser Datei wird gespeichert, mit welcher Masse und Λ das μ^* produziert werden soll. Außerdem werden weiter für PYTHIA wichtige Einstellungen festgehalten. Im Folgenden ist eine verwendete PYTHIA-Karte für die Produktion eines μ^* mit einer Masse von 2000 GeV und $\Lambda = 1000$ GeV gezeigt.

```

C
C mu* -> mu + gamma
C
LIST
C
C Pythia parameters
C _____
C
C output file :
C
C   CFIL 'EVTO', 'mcevents_mustar2000.ntpl'
C
C _____
C Set RUN number
C _____
C
C   KRUN 001
C
C
C PYTHIA Particle Mass
C
C
C PYTHIA Process Selection
C
MSEL = 0           !(D=1) to select between full user control (0, then use MSUB)
                   !and some preprogrammed alternative: QCD high pT processes
                   !(1, then ISUB = 11, 12, 13, 28, 53, 68), QCD low pT processes
                   !(2, then ISUB = 11, 12, 13, 28, 53, 68, 91, 92, 94, 95)
MSUB 170 = 1       ! mu* -> mu + gamma
MSTJ 11 = 3        !Choice of the fragmentation function
MSTJ 22 = 2        !Decay those unstable particles
MSTP 51 = 7        !structure function chosen
MSTP 81 = 1        !multiple parton interactions 1 is Pythia default
MSTP 82 = 4        !Defines the multi-parton model
PARJ 71 = 10.      !for which ctau = 10 nm
PARP 82 = 1.9      !pt cutoff for multiparton interactions
PARP 89 = 1000.    !sqrt(s) for which PARP82 is set
PARP 84 = 0.4      !Multiple interactions: matter distribution parameter
PARP 90 = 0.16     !Multiple interactions: rescaling power
PMAS 500,1 =2000   !Mass mu*
RTCM 41 =1000     !Lambda

```

```
C
C GENERATOR

NSEL = 10000      !maximal number of subevents per AA event
TRIG = 100000    !maximum number of tries
ECMS = 14000.    !Energy per nucleon
                 !(can differ for different nuclei from 5.5 TeV to 7 TeV)
MRPY 1 = 349943  !(six numbers) random seed for PYTHIA

END
EOF
```


Literaturverzeichnis

- [1] JERSAK, J.: Lectures on Special Relativity RWTH. (WS 2002/2003)
- [2] COLLABORATION, CMS: *CMS Physics - Technical Design Report*. Bd. I. CERN/LH-CC 2006, 2006
- [3] *The Review of Particle Physics*. <http://pdg.lbl.gov>, 2006
- [4] HEBBEKER, T.: *Vorlesung zur Elementarteilchenphysik I RWTH*. SS 2004
- [5] SCHMÜSER, P.: *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Bd. 2. Springer, 1994. – ISBN 3-540-58486-2
- [6] KUGO, T.: *Eichtheorie / Taichiro Kugo. Übers. von Stefan Heusler*. Berlin, Heidelberg : Springer, 1997
- [7] PESKIN, M. E. ; SCHROEDER, D. V.: *An Introduction to Quantum Field Theory*. Cambridge, Massachusetts : Perseus Books, 1995
- [8] HEBBEKER, T.: *Vorlesung zur Elementarteilchenphysik II RWTH*. WS 2004/2005
- [9] BAUR, U. ; SPIRA, M. ; ZERWAS, P. M.: Excited Quark and Lepton Production at Hadron Colliders. In: *Phys. Rev. D* 42 (1990), S. 815–824
- [10] HAGIWARA, K. ; ZEPPENFELD, D. ; KOMAMIYA, S.: Excited Lepton Production at LEP and HERA. In: *Z. Phys.* C29 (1985), S. 115
- [11] ÇAKIR, O. ; LEROY, C. ; MEHDIYEV, R. ; BELYAEV, A.: Production and Decay of Excited Electrons at the LHC. In: *Eur.Phys.J.Direct C* 30 (2003), S. 005
- [12] EBOLI, OJP. ; LIETTI, SM. ; MATHEWS, P.: Excited leptons at the CERN large hadron collider. In: *Physical Review D* 65 : Art. No. 075003 Part B (2002), S. 7
- [13] COENEN, J.W.: Search for excited Muons in p p bar - Collisions at sqrt s = 1.96 TeV, Diplomarbeit RWTH. (2005)
- [14] GERBERICH, H.K.: Search for excited or exotic electron production using the dielectron + photon signature at CDF in run II. (2004)
- [15] ABAZOV, V. M. u. a.: Search for excited muons in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV. (2006)

-
- [16] ACOSTA, D. ; OTHERS, CDF C.: Search for excited and exotic electrons in the e gamma decay channel in p anti-p collisions at $s^{*(1/2)} = 1.96$ - TeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 101802
- [17] BUTTERWORTH, J. M. ; CARLI, T.: *QCD uncertainties at the LHC and the implications of HERA*. <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:hep-ph/0408061>, 2004
- [18] BRUNING, O. (eg.) : *LHC Design Report. Vol. I: The LHC Main Ring*. CERN-2004-003, 2004
- [19] *US CMS Picture Archive*.
<http://uscms.fnal.gov/uscms/picturearchive/picturearchive.html>, 2006
- [20] COLLABORATION, CMS: *The Tracker System Project - Technical Design Report*. CERN/LHCC 94-38, 1994
- [21] COLLABORATION, CMS: *The Electromagnetic Calorimeter Project - Technical Design Report*. CERN/LHCC 97-33, 1997
- [22] COLLABORATION, CMS: *The Muon Project - Technical Design Report*. CERN/LHCC 97-32, 1997
- [23] BERARDI, V. u. a.: TOTEM: Technical Design Report. Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the Large Hadron Collider at CERN. (2004). – CERN-LHCC-2004-002
- [24] DEILE, M. u. a.: Diffraction and total cross-section at the Tevatron and the LHC. (2006)
- [25] COLLABORATION, CMS: *The Level-1 Trigger - Technical Design Report*. Bd. I. CERN/LHCC 2000-038, 2000
- [26] SJOSTRAND, T. ; LONNBLAD, L. ; MRENNNA, S.: PYTHIA 6.2: Physics and manual. (2001)
- [27] *CompHEP Homepage*.
<http://theory.sinp.msu.ru/dokuwiki/doku.php?id=chep:comphep>, 2006
- [28] MARCHESINI, G. u. a.: HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991. In: *Comput. Phys. Commun.* 67 (1992), S. 465–508
- [29] *OSCAR Object oriented Simulation for CMS Analysis and Reconstruction*.
<http://cmsdoc.cern.ch/oscar/>, 2006
- [30] *Geant4 Homepage*. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>, 2006
- [31] *CMS OO Reconstruction*. <http://cmsdoc.cern.ch/orca/>, 2006
- [32] *CMKIN Project Page*.
<http://cmsdoc.cern.ch/cms00/projects/CMKIN/index.html>, 2006
- [33] DELLACQUA, A. u. a.: GEANT-4: An Object oriented toolkit for simulation in HEP. (1994). – CERN-DRDC-94-29
-

-
- [34] *Interactive Graphics and User Analysis for CMS*.
<http://iguanacms.web.cern.ch/iguanacms/>, 2006
- [35] *The ROOT System Home Page*. <http://root.cern.ch/>, 2006
- [36] *PAX Physics Analysis Expert*. <http://pax.home.cern.ch/pax/>, 2006
- [37] *LCG - LHC Computing Grid Project*. <http://lcg.web.cern.ch/LCG/>, 2006
- [38] *CMS Computing Production Page*.
<http://cmsdoc.cern.ch/cms/production/www/html/general/index.html>, 2006
- [39] GLUECK, M. ; REYA, E. ; VOGT, A.: Dynamical parton distributions of the proton and small-x physics. In: *Z. Phys. D* 67 (1995), S. 433
- [40] FRUHWIRTH, R.: *Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting*. Nucl. Instrum. and Methods A262, 1987
- [41] KLEINKNECHT, K.: *Detektoren fuer Teilchenstrahlung*. Stuttgart : Teubner, 1987
- [42] COLLABORATION, CMS: *The Trigger and Data Acquisition Project - Technical Design Report*. Bd. II. CERN/LHCC 2002-026, 2002
- [43] MESCHI, E. : Electron reconstruction in the CMS Electromagnetic Calorimeter. In: *CMS Note* 034 (2001)
- [44] VALUEV, S.: *private Unterredung*. June 2006
- [45] VALUEV, S.: Detection of Z Prime Gauge Bosons in the Dimuon Decay Mode in CMS. In: *CMS AN* 061 (2006)
- [46] READ, A. L.: Presentation of Search Results: The CLs Technique. In: *Journal Phys. G. Nucl. Part. Phys.* 28, 2693 (2002)
- [47] FRODESEN, A. G. ; SKJEGGESTAD, O. ; TOFTE, H.: Probability and statistics in particle physics. (1979). – Bergen, Norway: Universitetsforlaget (1979) 501p
- [48] BARLOW, J.: Statistics: A guide to the use of statistical methods in the physical sciences. (1989). – Wiley, Chichester, England: The Manchester physics series v. 1 (1989) 204 p
- [49] A. FAVARA, M. P.: Confidence Level Estimation and Analysis Optimization. In: *L3 Internal Note* 2066 (1997)
- [50] ZÖLLER, M.: *Suche nach dem Higgs-Boson in hadronischen Endzuständen mit fehlender Energie bei LEP*. 2005
- [51] BARTALINI, P. ; CHIERICI, R. ; DE ROECK, A.: Guidelines for the estimation of theoretical uncertainties at the LHC. In: *CMS Note* (2005)
- [52] *LHAPDF the Les Houches Accord PDF Interface*.
<http://hepforge.cedar.ac.uk/lhapdf/>, 2006
- [53] DE ROECK, A.: *Talk*. <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a056740>, 2006
-

- [54] HAMBERG, R. ; NEERVEN, W. L. ; MATSUURA, T.: A Complete calculation of the order α_s^2 correction to the Drell-Yan K factor. In: *Nucl. Phys.* B359 (1991), S. 343–405
- [55] NEERVEN, W.L. v.: *The Drell-Yan Process*.
<http://www.lorentz.leidenuniv.nl/~neerven/>, 2006
- [56] COLLABORATION, CMS: *CMS Physics - Technical Design Report*. Bd. II. CERN/LHCC 2006, 2005
- [57] ZEIDLER, C.: *Gridmanager - Tool for Submission and Monitoring of GRID jobs*.
<http://www-users.rwth-aachen.de/clemens.zeidler/gridpage/gridmanager.html>, July 2006
- [58] *visaHEP Homepage*. <http://visahep.web.cern.ch/visahep/cms/dcms/>, July 2006
- [59] BERGER, C.: *Elementarteilchenphysik*. Springer, 2002. – ISBN 3–540–41515–7
- [60] COWAN, G.: *Statistical Data Analysis*. Oxford University Press, New York, 1998
- [61] COLLABORATION, CMS: *The Hadron Calorimeter Project - Technical Design Report*. CERN/LHCC 97-31, 1997
- [62] COLLABORATION, CMS: *The Magnet Project - Technical Design Report*. CERN/LHCC 97-10, 1997
- [63] COLLABORATION, CMS: *The Computing Project - Technical Design Report*. CERN/LHCC 2005-023, 2005
- [64] COLLABORATION, The C.: *ORCA - User Guide*. <http://cmsdoc.cern.ch/orca>, 2005
- [65] AGOSTINELLI, S. u. a.: GEANT4: A simulation toolkit. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A506 (2003), S. 250–303

Danksagungen

Endlich ist es geschafft und die letzten Zeilen sind geschrieben! Es bleibt noch einer Menge von Personen zu danken, ohne die ich diese Diplomarbeit wohl nicht in dieser Form hätte vollenden können.

Als erstes möchte ich Prof. Dr. T. Hebbeker danken der mir das Thema dieser Diplomarbeit angeboten hat und mich immer wieder mit wichtigen Anstößen in die richtige Richtung gelenkt hat. Weiter möchte ich Prof. Dr. M. Erdmann danken, der sich als Zweitgutachter bereit erklärt hat.

Ich möchte mich bei Carsten Hof, Philipp Biallass, Michael Bontenackels, Robert Lauer und Karl Waninger für ihre große Hilfe bei Fragen rund um meine Diplomarbeit sowie das Korrekturlesen dieser Arbeit bedanken. Ebenso waren Thomas Wystrach, Alexandra Schmöger sowie Susanne Zeidler eine große Hilfe beim Aufspüren von Rechtschreibfehlern, wofür ich mich nocheinmal ganz herzlich bedanken möchte!

Ein weiteres großes Dankeschön geht an meine Zimmer- und Flurkollegen Tanja Rommerskirchen, Christian Autermann, Volker Vorwerk und Patrick Eraerds für ihre große Hilfsbereitschaft.

Ich möchte Marc Zoeller für seine Hilfe bei der Loglikelihood-Methode, Andreas Nowack für seine Hilfe bei Grid-Problemen und Steffen Kappler für sein Hilfe bei Programmier- und PAX-Fragen danken.

Ein großes Dankeschön gebührt den Menschen der CMS-Kollaboration und der SUSY/BSM-Gruppe für ihre Hilfe bei Fragen rund um angeregte Myonen.

Ein besonderer Dank geht an meine Familie, meine Freunde und speziell meiner Freundin für ihre Unterstützung während der Zeit des Abfassens der Diplomarbeit. Weiter möchte ich allen Danken, die ich vergass zu erwähnen.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbst angefertigt wurde, dass ich dies selbständig getan und dabei andere als die angegebenen Quellen nicht verwendet habe. Die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen sind als solche kenntlich gemacht.

Aachen, den 9. August 2006