

Analyse eines Mehrfach-Myon-Signals an Collider- und festen Target-Experimenten

von
Nicki Bornhauser

Diplomarbeit in Physik
angefertigt im
Physikalischen Institut

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

im Dezember 2009

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

Referent: Prof. Dr. Manuel Drees
Korreferent: Prof. Dr. Herbert Dreiner

Danksagung

Zuallererst möchte ich mich bei meinen Eltern und meinen drei Brüdern Sonny, Uli und Sascha bedanken. Sie begleiten mich seit mindestens 22 Jahren in meinem Leben, unterstützen mich seitdem in all meinen Anliegen, stehen mir immer mit Rat und Tat zur Seite und sorgen auch ab und zu für gute Laune. :-) Genauso wichtig wie meine Familie ist für mich meine Freundin Kayleigh. Ich danke ihr dafür, dass sie mich immer versteht und mich jederzeit zum Lachen bringen kann. Weiterhin möchte ich mich bei meinem Betreuer Prof. Manuel Drees bedanken, der sich jedes Mal Zeit für meine Fragen genommen hat und durch dessen Antworten ich im letzten Jahr in einer sehr angenehmen Arbeitsatmosphäre viel dazulernen konnte. Ebenso möchte ich Prof. Herbi Dreiner danken, der sich freundlicherweise als Korreferent zur Verfügung gestellt hat, aber auch sonst mein Studium insbesondere durch die Physikshow positiv geprägt hat.

Auch ein Dank an meine Kollegen und Freunde, durch die mein Studium nicht nur aus Physik, sondern auch aus viel Frohsinn bestand. Natürlich danke ich auch all meinen Freunden, die nichts mit Physik am Hut haben! Sie sind eine Bereicherung für mein Leben, die ich nicht missen möchte.

An diesem Punkt möchte ich auch ganz speziell Max und Karsten für das Korrekturlesen meiner Arbeit danken. Max möchte ich ebenfalls dafür danken, dass er mir seit rund 14 Jahren "auf die Nerven geht". :-)

Ebenso bedanke ich mich für die herzliche Aufnahme in die Theorieabteilung des Physikalischen Instituts. Dabei möchte ich insbesondere Patricia, Dagmar und Andreas für ihre Unterstützung in allen Fragen und Problemen danken, die während des Diplomandenalltags aufgetreten sind.

Weiterhin möchte ich der Bonn-Cologne Graduate School of Physics and Astronomy und der Bonn International Graduate School in Physics and Astronomy für die finanzielle Unterstützung während der letzten Jahre meines Studiums danken. Genauso möchte ich mich für die finanzielle Unterstützung durch das DAAD-Programm "Internationale Studien- und Ausbildungspartnerschaften" und insbesondere bei den in der Physik der Uni Bonn beteiligten Personen bedanken, die mir meinen Auslandsaufenthalt in Stony Brook ermöglicht haben.

Und zuallerletzt möchte ich allen meinen Dank aussprechen, die ich vergessen habe!

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Messung der Geister-Ereignisse	11
2.1	CDFII-Detektor	11
2.1.1	Myon-Detektoren	12
2.1.2	SVXII- und ISL-Detektor	13
2.2	Auswahlkriterien für die Ereignismenge	14
2.3	Geister-Ereignisse	15
3	Untersuchung der Geister-Ereignisse	17
3.1	Gewöhnliche Quellen von Geister-Ereignissen	17
3.2	Zusätzliche Myonen in Geister-Ereignissen	20
3.2.1	Abhängigkeit von OS – SS von der invarianten Masse	21
3.2.2	OS und SS in Geister-Ereignissen und in der Simulation	22
3.2.3	Echte und unechte zusätzliche Myonen	24
3.3	Winkelverteilung	27
3.4	Stoßparameterverteilung	27
3.4.1	Bei primären Myonen	27
3.4.2	Bei zusätzlichen Myonen	28
3.4.3	Lebensdauer für kleine Geistermenge	28
3.4.4	Lebensdauer für Geister-Ereignisse	29
3.5	Vielfachheit in Geister-Ereignissen	30
3.5.1	Myon-Vielfachheit	30
3.5.2	Spur-Vielfachheit	32
3.6	Kegel	32
3.7	Zusammenfassung der Eigenschaften	32
4	Simulation der Geister-Ereignisse	43
4.1	Modell	43
4.2	Herwig++	45
4.3	Zerfall des X-Teilchens	46
4.3.1	n-Körperzerfall	46
4.3.2	4-Körperzerfall	46
4.3.3	Bestimmung der Massenverteilung des virtuellen Z-Teilchens	47
4.4	Bestimmung der freien Parameter des X-Teilchens	48

4.4.1	Masse des X-Teilchens	50
4.4.2	Verzweigungsverhältnisse der Zerfallsmoden	51
4.5	Ergebnisse der Simulation	57
4.5.1	Isotrope Verteilung der X-Teilchen	58
4.5.2	Energieverteilung der Zerfallsprodukte	58
4.5.3	Invariante Massenverteilung der primären Myonen	60
4.5.4	Myon-Vielfachheit	61
5	Vergleich mit durchgeführten Experimenten	65
5.1	Betrachtete Experimente	65
5.1.1	UA1	67
5.1.2	E605	68
5.1.3	E772	69
5.1.4	ZEUS und H1	69
5.2	Erwartete Anzahl korrigierter Geister-Ereignisse	69
5.2.1	Vergleich von unterschiedlichen X-Teilchen Parametern	72
5.2.2	Experimente mit festem Target	76
6	Zusammenfassung und Ausblick	83
A	Begriffe und Herleitungen	85
A.1	Korrelationskoeffizient	85
A.2	Wirkungsquerschnitt	85
A.3	n-Körperzerfall	86
A.4	Bestimmung der Massenverteilung des virtuellen Z-Teilchens	87

Abbildungsverzeichnis

2.1	CDFII-Detektor	11
2.2	Undermodul des CMU-Detektors und Raumwinkelabdeckung der CDFII Myon-Detektoren	13
3.1	Verteilung der invarianten Masse beider primärer Myonen und scharfe SVX-Effizienz	18
3.2	R-Verteilungen für die QCD- und Geister-Ereignisse	20
3.3	Verteilungen der invarianten Masse der OS – SS Myon-Paare	21
3.4	Verteilung der Myon-Paar-Differenz OS – SS für die scharfe SVX-Auswahl	22
3.5	Myon-Nachahmungswahrscheinlichkeit einer Kaon- und Pionspur	24
3.6	Verteilungen der invarianten Masse und Öffnungswinkel von OSO-Myon-Paaren	34
3.7	Verteilungen der Öffnungswinkel für SSO- und SSS-Myon-Paare in Geister-Ereignissen	35
3.8	Stoßparameterverteilung der primären Myonen für die lockere und scharfe SVX-Auswahl	35
3.9	Stoßparameterverteilung von zusätzlichen Myonen in der scharfen SVX-Auswahl	36
3.10	Zweidimensionale Stoßparameterverteilung von zusätzlichen und dazugehörigen primären Myonen in der lockeren SVX-Auswahl der Geister-Ereignisse	36
3.11	Stoßparameterverteilungen der primären und zusätzlichen Myonen in der kleinen Geistermenge	37
3.12	Stoßparameterverteilung von primären Myonen und Spuren aus identifizierten K_S^0 -Zerfällen	38
3.13	Verteilung der Anzahl von rekonstruierten zusätzlichen Wechselwirkungspunkten von OS Spur-Paaren	38
3.14	Verteilungen der Entfernung L_{xy} von rekonstruierten zusätzlichen Wechselwirkungspunkten in QCD- und Geister-Ereignissen	39
3.15	Myon-Vielfachheit in (korrigierten) Geister-Ereignissen	39
3.16	Durchschnittliche Anzahl von Spuren in Kegeln um primäre Myonen	40
3.17	Zweidimensionale Verteilung der invarianten Masse aller Myonen im jeweiligen Kegel um die beiden primären Myonen in korrigierten Geister-Ereignissen	41
3.18	Verteilungen der invarianten Masse aller jeweils in einem Kegel um ein primäres Myon enthaltenen Myonen in korrigierten Geister-Ereignissen	41
3.19	Verteilung der invarianten Masse von allen Myonen in korrigierten Geister-Ereignissen	42
4.1	Stoßparameterverteilung der primären Myonen in X-Ereignissen, die die Zwei-Myon-Schnitte passieren	49

4.2 Zweidimensionale Stoßparameterverteilung von zusätzlichen Myonen und den dazugehörigen primären Myonen 50

4.3 Verteilungen der invarianten Masse aller Myonen in einem Kegel um eines der primären Myonen in X-Ereignissen, die die Zwei-Myon Schnitte passieren, für den reinen 2- und 4-Myonzerfall des X-Teilchens 52

4.4 Verteilung der jeweiligen invarianten Masse aller Myonen in einem Kegel um eines der primären Myonen in simulierten korregierten Geister-Ereignissen 53

4.5 Zweidimensionale Verteilung der Positionen der X-Teilchen im Schwerpunktsystem der beiden wechselwirkenden Gluonen in X-Ereignissen 59

4.6 Energieverteilungen des ersten und zweiten im X-Teilchenzerfall entstehenden Myons im Ruhesystem des X-Teilchens in X-Ereignissen 60

4.7 Energieverteilungen des ersten und zweiten im X-Teilchenzerfall entstehenden Myons im Ruhesystem des X-Teilchens mit Masse $4 \text{ GeV}/c^2$ in X-Ereignissen 61

4.8 Verteilung der jeweiligen invarianten Masse aller Myonen in einem Kegel um eines der primären Myonen in simulierten korregierten Geister-Ereignissen mit einer X-Masse von $m_X = 4 \text{ GeV}/c^2$ 62

4.9 Verteilung der invarianten Masse beider primärer Myonen in simulierten korregierten Geister-Ereignissen 63

4.10 Myon-Vielfachheit in simulierten korregierten Geister-Ereignissen 64

5.1 Verteilung der Quadrate der Schwerpunktsenergien der wechselwirkenden Gluonen in X-Ereignissen 66

5.2 Quark- und Gluon-Partonverteilungsfunktionen im Proton in Abhängigkeit von Bjorken-x 67

5.3 Verteilung der Quadrate der Schwerpunktsenergien der wechselwirkenden Quark-Antiquark-Paare in X-Ereignissen 76

5.4 Invariante Massenverteilung der Myon-Antimyon-Paare in den Ereignismengen bei E605 78

5.5 Differentieller Drell-Yan-Wirkungsquerschnitt pro Nukleon in Abhängigkeit der invarianten Masse des Myon-Antimyon-Paares 80

Tabellenverzeichnis

2.1	Anzahl von Ereignissen, die verschiedene Auswahlkriterien passieren	15
3.1	Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von der Anzahl der Myon-Paare im Ereignis	23
3.2	Anzahl von geladenen Teilchenspuren in einem Kegel um eines der primären Myonen	23
3.3	Anzahl von beobachteten zusätzlichen Myonen in einem Kegel um eines der primären Myonen in Geister-Ereignissen im Vergleich zur Anzahl vorhergesagter unechter Myonen	26
3.4	Anzahl von zusätzlichen CMUP-Myonen in QCD- und Geister-Ereignissen . . .	26
3.5	Myon-Vielfachheiten in Abbildung 3.15 rechts	31
5.1	Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse in den betrachteten Experimenten für den Prozess $gg \rightarrow XX$ und die X-Masse $1,8 \text{ GeV}/c^2$	72
5.2	Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse in den betrachteten Experimenten für den Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ und die X-Masse $1,8 \text{ GeV}/c^2$	73
5.3	Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse in den betrachteten Experimenten für den Prozess $gg \rightarrow XX$ und die X-Masse $4 \text{ GeV}/c^2$	73
5.4	Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse in den betrachteten Experimenten für den Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ und die X-Masse $4 \text{ GeV}/c^2$	74
5.5	Anzahl von X-Ereignissen, die den invarianten Massenschnitt für das 17-mil- und 10-mil-Target und den jeweiligen η_{cms} -Schnitt bestehen	79
5.6	Anzahl von X-Ereignissen, die den invarianten Massenschnitt für E772 und den jeweiligen η_{cms} -Schnitt bestehen	82

Kapitel 1

Einleitung

Ende Oktober 2008 wurde eine Untersuchung zu Mehrfach-Myon-Ereignissen am CDFII-Detektor (*CDF*, Collider Detector at Fermilab) am Tevatron veröffentlicht [1]. Diese Untersuchung handelt von Ereignissen, die bei Proton-Antiproton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV gemessen wurden und eine hohe Anzahl von Myonen (und Antimyonen) enthalten, die im Widerspruch zur Vorhersage des Standardmodells der Physik stehen. Das Standardmodell sagt insbesondere Ereignisse aus schwerer Flavor Produktion (z.B. $b\bar{b}$) für die in der Ereignismenge ausgeführten Schnitte vorher. Diese vorhergesagten Ereignisse aus der QCD-Produktion können aber nur einen Teil der gemessenen Ereignismenge erklären. Die restlichen Ereignisse, deren Anzahl vergleichbar mit der aus $b\bar{b}$ -Produktion resultierenden Anzahl von Ereignissen ist, kann nicht durch bekannte QCD-Produktion erklärt werden. Diese unerklärten Ereignisse werden Geister-Ereignisse genannt.

Das Thema dieser Diplomarbeit ist die Klärung der Frage, ob diese Geister-Ereignisse in anderen schon durchgeführten Experimenten hätten gemessen werden können. Dazu werden wir im ersten Teil der Diplomarbeit die Messung der Geister-Ereignisse am CDFII-Detektor in ihren wesentlichen Punkten wiedergeben. Zuerst werden der CDFII-Detektor und die für uns interessanten Komponenten (Myon-Detektoren) näher erläutert. Anschließend wird geklärt, welche Ereignisse als Geister-Ereignisse bezeichnet werden.

Nach der Definition der Geister-Ereignisse wird im nächsten Abschnitt die Untersuchung dieser Ereignisse in [1] in ihren wichtigsten Punkten geschildert und erläutert. Als Erstes werden gewöhnliche Quellen für die Geister-Ereignisse, also Prozesse aus dem Standardmodell untersucht. Da ungefähr die Hälfte der Geister-Ereignisse nicht durch gewöhnliche Quellen erklärt werden können, werden sie im Anschluss näher betrachtet. Dabei werden die Myonen in den Geister-Ereignissen und ihre Eigenschaften im Vergleich zu Myonen in QCD-Ereignissen, also durch das Standardmodell erklärbare Ereignisse, erforscht.

Nachdem die genauere Untersuchung der Geister-Ereignisse abgeschlossen wurde, entwickeln wir im folgenden Abschnitt mit Hilfe der gewonnenen Erkenntnisse ein einfaches Modell, um die Messergebnisse der Geister-Ereignisse zu simulieren. Dazu definieren wir ein langlebiges X-Teilchen, welches in mindestens ein Myon zerfallen soll. Weitere Eigenschaften wie z.B. seine Masse werden mit Hilfe der Messergebnisse des CDFII-Detektors festgelegt. Bei der Wechselwirkung von zwei Gluonen oder einem Quark und Antiquark sollen zwei X-Teilchen entstehen können. Dieser Prozess soll für die Erscheinung der Geister-Ereignisse verantwortlich sein.

Als Nächstes übertragen wir unser Modell auf andere schon durchgeführte Experimente.

Wir werden Vorhersagen über die Anzahl von erwarteten Geister-Ereignissen in diesen Experimenten treffen. Dabei werden wir feststellen, dass diverse feste Target-Experimente vielversprechend sind, mögliche Geister-Ereignisse gemessen zu haben. Diese Experimente werden wir zum Schluss näher betrachten.

Kapitel 2

Messung der Geister-Ereignisse

In diesem Abschnitt wird die Messung der Geister-Ereignisse aus [1] näher erläutert. Die zunächst betrachtete Ereignismenge hat eine integrierte Luminosität von 742 pb^{-1} und wurde am CDFII-Detektor am Tevatron aufgenommen. Die Simulationen, die in diesem und dem folgenden Abschnitt angesprochen werden, wurden in [1] durchgeführt, wenn es nicht explizit anders erwähnt wird. Bevor die Messung mit ihren Auswahlkriterien für die Ereignismenge wiedergegeben wird, betrachten wir den CDFII-Detektor mit den für das Experiment interessanten Komponenten.

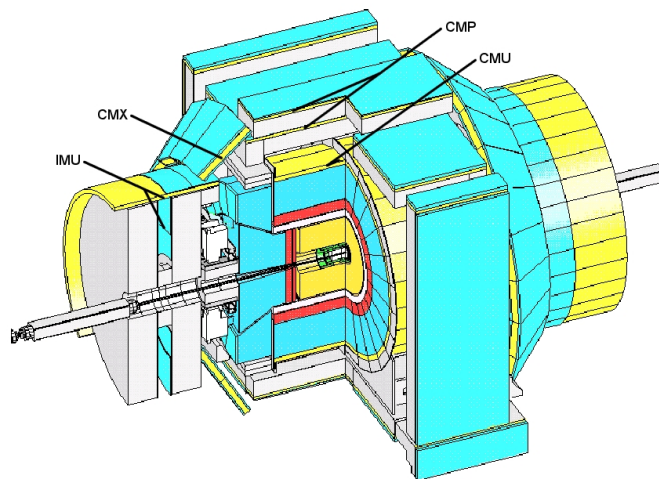


ABBILDUNG 2.1: CDFII-Detektor: Die Myon-Detektoren sind gelb eingezeichnet. CMU (Central Muon Chamber), CMP (Central Muon Upgrade), CMX (Central Muon Extension) und IMU (Intermediate Muon Detector). [Aus [31] mit eigener Beschriftung]

2.1 CDFII-Detektor

Der CDFII-Detektor ist ein Experiment am Proton-Antiproton-Speicherring Tevatron des Fermi National Accelerator Laboratorys (Fermilab) bei Chicago, U.S.A.. Es ist ein Universaldetektor zur Aufzeichnung hochenergetischer Kollisionen von Protonen und Antiprotonen. Im Folgenden

werden wir einen Überblick über den Teil des Detektors geben, der für die Messung von Myonen verantwortlich ist. Wir werden einzelne Detektorkomponenten etwas genauer beschreiben, da für ein einzelnes Auswahlkriterium der betrachteten Ereignismenge (CMUP-Myon) wichtig ist, in welchen Detektorelementen ein Myon nachgewiesen wurde. Genauere Informationen über den Detektor können z.B. in [2], [3] und [4] gefunden werden.

2.1.1 Myon-Detektoren

Der zylinderförmige zentrale Myon-Detektor (*CMU*, Central Muon Detector) befindet sich außerhalb der zentralen elektromagnetischen und Hadron-Kalorimeter (siehe Abb. 2.1). Diese Kalorimeter haben eine Dicke von ungefähr 5,5 Absorptionslängen¹. Der CMU-Detektor besteht aus 24 Modulen, die jeweils 15° des Azimutwinkels ϕ abdecken. Jedes Modul ist wiederum in drei Untermodule unterteilt, die jeweils 4,2° von ϕ abdecken und aus vier Ebenen in radialer Richtung von vier in ϕ -Richtung nebeneinander liegenden Driftkammern bestehen (siehe Abb. 2.2 links). Ein Untermodul besteht somit aus 16 einzelnen Driftkammern und zwischen zwei Modulen ist eine Lücke von 2,4° in der ϕ -Abdeckung vorhanden (jeweils 1,2° an den Rändern von jedem Modul, wobei $3 \cdot 4,2^\circ + 2 \cdot 1,2^\circ = 15^\circ$ ist). Die Driftkammern aus der ersten und dritten und aus der zweiten und vierten Ebene werden jeweils in einer Drift-Einheit zusammengefasst, so dass acht Drift-Einheiten² entstehen. Zwei in radialer Richtung benachbarte Drift-Einheiten werden in einem *Block* zusammengefasst, wobei dieser einen Winkel von 1,2° in ϕ abdeckt. Zwei in ϕ -Richtung benachbarte Blöcke werden wiederum in einem *Turm* zusammengefasst. Ein Untermodul besteht also aus zwei Türmen mit jeweils zwei Blöcken mit jeweils vier Ebenen von Driftkammern in radialer Richtung. Der CMU-Detektor deckt eine nominelle Pseudorapidity³ von $|\eta| \leq 0,63$ relativ zum Detektormittelpunkt ab.

Außerhalb des CMU-Detektors befindet sich zusätzliches Absorptionsmaterial mit einer Dicke von 3,3 Absorptionslängen. Hinter diesem Absorptionsmaterial liegen weitere Myon-Driftkammern (*CMP*, Central Muon Upgrade), die den CMU-Detektor umschließen. Der CMP-Detektor ist ähnlich zum CMU-Detektor in Türme und Blöcke unterteilt. Er deckt $|\eta| \leq 0,54$ relativ zum Detektormittelpunkt ab.

Wenn eine Myonspur in zwei der vier Ebenen eines Blockes von einem Turm des CMU-Detektors (CMP-Detektors) nachgewiesen wird, besitzt sie einen so genannten *CMU-Stumpf* (*CMP-Stumpf*). Wenn ein Myon sowohl einen Stumpf im CMU- als auch im CMP-Detektor hinterlässt, wird es als *CMUP-Myon* bezeichnet. Diese Definition wird später als Auswahlkri-

¹Die Absorptionslänge λ_a ist definiert als die durchschnittliche Länge, nach welcher die Anzahl der mit dem Detektormaterial wechselwirkenden Hadronen auf $\frac{1}{e}$ -tel der ursprünglichen Anzahl der Hadronen abgefallen ist:

$$A = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda_a}\right)$$

A_0 ist die ursprüngliche Anzahl von Hadronen und A die Anzahl der Hadronen nach der Länge x . Die Absorptionslänge von Blei ist ungefähr $\lambda_a(Pb) \approx 17$ cm und die von Eisen $\lambda_a(Fe) \approx 19$ cm.

²Die beiden Drähte einer Drift-Einheit liegen in einer radialen Linie zum Detektormittelpunkt. Die Linien (bzw. die Drähte) von zwei in radialer Richtung benachbarten Drift-Einheiten sind in der transversalen Ebene senkrecht zur radialen Richtung leicht verschoben (siehe Lage der grünen Punkte in Abbildung 2.2 links). Mit dieser Verschiebung kann aus den Zeitpunkten der Messung an den einzelnen Drähten bestimmt werden, ob eine Myonspur in der transversalen Ebene links oder rechts von den Drähten verläuft.

³Die Pseudorapidity η ist definiert als $\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$, wobei θ der Polarwinkel ist.

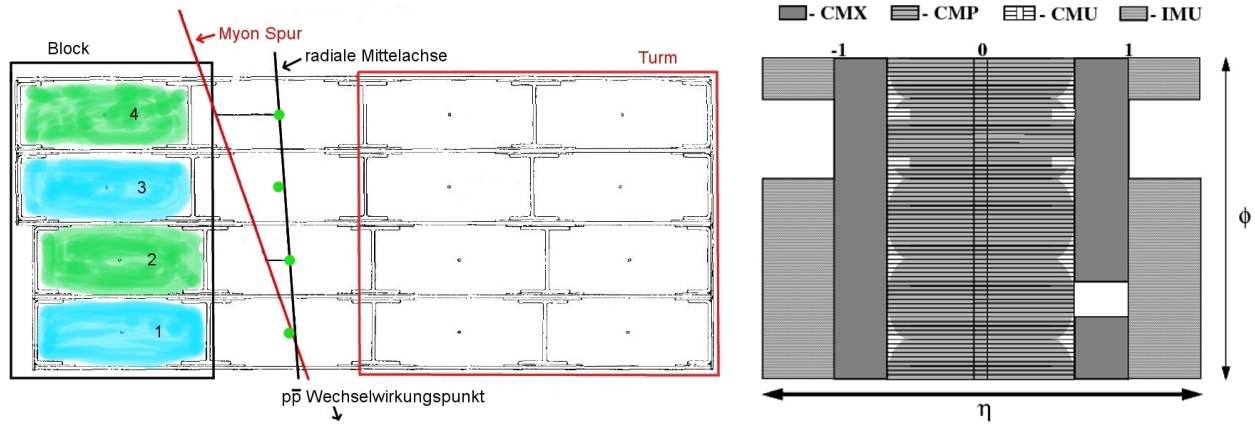


ABBILDUNG 2.2: **Links:** Querschnitt durch ein Untermodul des CMU-Detektors. Die Drähte in den 16 Driftkammern gehen parallel zur Strahlachse in das Blatt hinein und sind als Punkte eingezeichnet. Sowohl die erste und dritte (blau) als auch die zweite und vierte (grün) Ebene bilden eine Drift-Einheit. Zwei in radialer Richtung benachbarte Drift-Einheiten bilden einen Block. Zwei in ϕ -Richtung benachbarte Blöcke bilden einen Turm, so dass ein Untermodul aus zwei Türmen besteht. [Abb. 1 aus [2] mit eigener Beschriftung] **Rechts:** Die Abdeckung der CDFII Myon-Detektoren in der Pseudorapidität η und im Azimutwinkel ϕ . [Abb. 10.3 aus [3]]

terium für die betrachtete Ereignismenge benutzt.

Der CMX Myon-Detektor (*CMX*, Central Muon Extension) befindet sich hinter dem Hadron-Kalorimeter und besteht aus acht Ebenen von Driftkammern und Szintillationszählern. Mit diesem Detektor ergibt sich insgesamt eine Abdeckung von $|\eta| \leq 1$ relativ zum Detektormittelpunkt. Durch den IMU Myon-Detektor (*IMU*, Intermediate Muon Detector), der um als Abschirmung dienende, mittlerweile stillgelegte ringförmige Magnete herum und zwischen diesen angeordnet ist, wird der Bereich $1 \leq |\eta| \leq 1,5$ abgedeckt. Eine Übersicht über die Abdeckung der Myon-Detektoren in der Pseudorapidität η und im Azimutwinkel ϕ ist in Abbildung 2.2 rechts zu erkennen.

2.1.2 SVXII- und ISL-Detektor

Der SVXII- (*SVX*, Silicon Vertex Extension) und ISL-Detektor (*ISL*, Intermediate Silicon Layers) sind Silizium-Vertexdetektoren zur hoch auflösenden Ortsmessung von geladenen Teilchen. Der SVXII-Detektor besteht aus sechs Ebenen von Silizium-Streifen-Sensoren, beginnend mit der ersten Ebene direkt um das Strahlrohr mit einem Radius von 1,5 cm und endend bei der sechsten Ebene mit einem Radius von 10,6 cm. In Strahlrichtung werden $z = 90$ cm durch den Detektor abgedeckt, wobei die letzten fünf Ebenen in z -Richtung in drei Einheiten (mit jeweils diesen fünf Ebenen) aufgeteilt werden.

Die Auflösung von einzelnen Treffern im Detektor beträgt ungefähr $11 \mu\text{m}$ und die von Stoßparametern⁴ von geladenen Teilchenspuren ungefähr $35 \mu\text{m}$.

⁴Der Stoßparameter eines Teilchens ist definiert als die kürzeste Entfernung, die es zum Kollisionspunkt der einlaufenden Teilchen erreicht. Dazu bildet man eine Gerade mit dem Entstehungspunkt des Teilchens als Ortsvektor und seinem Impuls als Richtungsvektor. Die kürzeste senkrechte Entfernung dieser Geraden zum Kollisionspunkt ist der Stoßparameter.

Der ISL-Detektor besteht aus zwei weiteren Ebenen von Sensoren um den SVXII-Detektor. Diese dienen dazu, im SVXII-Detektor gemessene geladene Teilchenspuren mit in den folgenden zylindrischen Driftkammern gemessenen Spuren zu verbinden.

2.2 Auswahlkriterien für die Ereignismenge

In einem Ereignis werden zuerst alle aus der kosmischen Strahlung resultierenden Myonen entfernt, indem zwischen allen Myonen mit gegenteiliger elektrischer Ladung ein Azimutwinkel $\phi < 3,135$ rad verlangt wird. Die Bezeichnung Myon schließt im Folgenden auch Antimyonen ein. Wenn nicht explizit darauf hingewiesen wird, werden Myonen in der gesamten Diplomarbeit unabhängig von ihrer elektrischen Ladung betrachtet.

Ein Ereignis gehört zu der betrachteten Ereignismenge, wenn es die folgenden Auswahlkriterien erfüllt:

- Das Ereignis muss mindestens zwei CMUP-Myonen enthalten.

Innerhalb eines Ereignisses werden die beiden CMUP-Myonen mit den höchsten Transversalimpulsen p_T als *primäre Myonen* bezeichnet.

- Die primären Myonen müssen jeweils einen Transversalimpuls p_T größer gleich $3 \text{ GeV}/c$ besitzen.
- Die invariante Masse der primären Myonen muss größer als $5 \text{ GeV}/c^2$ und kleiner gleich $80 \text{ GeV}/c^2$ sein.

Die untere Grenze soll Ereignisse mit Myonen ausschließen, welche aus Kaskaden-Zerfällen von einzelnen b -Quarks entstehen, und die obere Grenze Ereignisse mit Myonen aus Z^0 -Zerfällen.

- Für die primären Myonen muss jeweils $|\eta|$ kleiner gleich $0,7$ gelten.

Die Ereignismenge, die diese *Zwei-Myon-Schnitte* erfüllt, beinhaltet 743006 Ereignisse. Sie wurden am CDFII-Detektor am Tevatron bei einer integrierten Luminosität von 742 pb^{-1} gemessen.

Für diese Ereignisse werden zwei weitere Auswahlkriterien definiert. Als *scharfe SVX-Auswahl* wird die Menge der Ereignisse bezeichnet, in denen beide primären Myonen jeweils in den ersten zwei Ebenen des SVXII-Detektors und in mindestens zwei der vier verbleibenden äußeren Ebenen nachgewiesen werden. Die scharfe SVX-Auswahl wählt Ereignisse mit primären Myonen aus, deren Mutterteilchen innerhalb des Strahlrohres zerfallen (d.h. die Entstehungspunkte der primären Myonen liegen innerhalb einer radialen Entfernung von 15 mm von der Strahlachse). Die zweiten Auswahlkriterien heißen *lockere SVX-Auswahl*. Alle Ereignisse, deren primäre Myonen in jeweils drei der acht Ebenen der SVXII- und ISL-Detektoren nachgewiesen werden, passieren die lockere SVX-Auswahl. Bei dieser Auswahl können die Mutterteilchen der primären Myonen bis zu ungefähr 100 mm von der Strahlachse entfernt zerfallen.

Bei der Untersuchung der 742 pb^{-1} Ereignismenge hat sich herausgestellt, dass der gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu\mu}$ ($\sigma_{b \rightarrow \mu, \bar{b} \rightarrow \mu}$ in [1]) nur dann mit der Vorhersage des Standardmodells übereinstimmt, wenn die scharfe SVX-Auswahl der Ereignismenge betrachtet wird [5]. Bei der Betrachtung der gesamten 742 pb^{-1} Ereignismenge wird die Vorhersage nicht wiedergegeben. Diese Diskrepanz war der Grund für die genauere Untersuchung der Ereignismenge in [1]. Im nächsten Abschnitt wird der Teil der Ereignismenge näher betrachtet, der nach [1] nicht durch das Standardmodell erklärt werden kann.

TABELLE 2.1: Anzahl von Ereignissen in der 742 pb^{-1} Ereignismenge, die verschiedene Auswahlkriterien passieren. Die Einträge in “scharfe SVX” gibt die Anzahl der Ereignisse in der scharfen SVX-Auswahl und die in “lockere SVX” die in der lockeren SVX-Auswahl an. In “QCD” steht die Anzahl der Ereignisse, die auf die bekannte QCD-Produktion zurückzuführen ist. “Geister” beinhaltet die Anzahl der Geister-Ereignisse, also die Differenz zwischen Gesamtanzahl und QCD-Ereignissen. “OS” benennt die Anzahl von Ereignissen, in denen die primären Myonen eine gegenteilige elektrische Ladung besitzen, und “SS” die mit gleicher Ladung. Wegen der Definition als Differenz haben QCD- und Geister-Ereignisse denselben Fehler. [Tab. II aus [1]]

Art	Gesamtanzahl	scharfe SVX	lockere SVX
Alle	743006	143743	590970
Alle OS		98218	390020
Alle SS		45525	198950
QCD	589111 ± 4829	143743	518417 ± 7264
QCD OS		98218	354228 ± 4963
QCD SS		45525	164188 ± 2301
Geister	153895 ± 4829	0	72553 ± 7264
Geister OS		0	37792 ± 4963
Geister SS		0	34762 ± 2301

2.3 Geister-Ereignisse

Wenn die scharfe SVX-Auswahl auf die 742 pb^{-1} Ereignismenge angewendet wird, erhält man 143743 Ereignisse (siehe Tab. 2.1). Dies entspricht einer Effizienz von $0,1930 \pm 0,0004$ für die scharfe SVX-Auswahl. Wenn alle 743006 Ereignisse nur aus der bekannten QCD-Produktion erzeugt werden würden, würde man dagegen eine Effizienz von $0,244 \pm 0,002$ für diese Auswahl erwarten [1]. Die *bekannte QCD-Produktion* ist definiert als die Menge der Myonen, die aus semileptonischen Zerfällen von B- und D-Hadronen, aus prompten Zerfällen von Quarkonia und aus Drell-Yan Prozessen entstehen. Myonen, die von prompten Hadronen⁵ oder von Hadronen aus schweren Flavor Zerfällen nachgeahmt werden, d.h. sie werden von der Detektoranalyse für Myonen gehalten, gehören ebenso zur bekannten QCD-Produktion.

Der Unterschied zwischen der vorhergesagten und gemessenen Effizienz kann nur durch einen Untergrund in der betrachteten 742 pb^{-1} Ereignismenge erklärt werden. Dieser Untergrund stammt nicht aus der bekannten QCD-Produktion und wird stark durch die scharfe SVX-Auswahl unterdrückt (im Weiteren nimmt man an, dass die Anzahl der Untergrund-Ereignisse, die die SVX-Auswahl passieren, vernachlässigt werden kann). Um die Größe des Untergrunds abzuschätzen, teilt man zuerst die 143743 Ereignisse aus der scharfen SVX-Auswahl durch deren erwartete Effizienz von 0,244 und erhält einen Wert von 589111 ± 4829 Ereignissen für die bekannte QCD-Produktion. Danach zieht man diesen Wert von der ursprünglichen Anzahl von 743006 Ereignissen ab und erhält für den Untergrund die Differenz von 153895 ± 4829 Ereignissen. Dieser Untergrund, der die scharfe SVX-Auswahl nach Annahme nicht passiert, wird im Folgenden als *Geister-Ereignisse* bezeichnet.

Unter Berücksichtigung der Effizienz der lockeren SVX-Auswahl $0,88 \pm 0,01$ kann analog

⁵Prompte Hadronen sind Hadronen, die direkt in der Proton-Antiproton-Kollision entstehen, d.h. deren gemessener Entstehungspunkt der Kollisionspunkt ist.

die Anzahl der Geister-Ereignisse bestimmt werden, die die lockere Auswahl passiert. Dies sind 72553 ± 7264 Ereignisse.

Kapitel 3

Untersuchung der Geister-Ereignisse

Die im vorherigen Abschnitt definierten Geister-Ereignisse bilden rund ein Fünftel der gemessenen 742 pb^{-1} Ereignismenge. Die erste Frage, die geklärt werden muss, ist, ob die Geister-Ereignisse auf gewöhnliche Quellen im Standardmodell zurückgeführt werden können. Diese Frage wurde in [1] behandelt und in der ersten Betrachtung nicht eindeutig beantwortet. Wie wir in diesem Kapitel sehen werden, lassen sich nach Simulationen in [1] rund die Hälfte der Geister-Ereignisse durch gewöhnliche Quellen erklären. Dabei bleibt aber zuerst eine gewisse Unsicherheit zurück, die aus möglichen Ungenauigkeiten der Simulationen oder Unverständnis des CDFII-Detektors herrührt. Diese Unsicherheiten werden im Folgenden bei einer genaueren Untersuchung der Eigenschaften der Geister-Ereignisse ausgeräumt. Die verbleibenden Geister-Ereignisse zeichnen sich durch Eigenschaften aus, die sehr unterschiedlich zu QCD-Ereignissen im Standardmodell sind.

3.1 Gewöhnliche Quellen von Geister-Ereignissen

Die Erscheinung der Geister-Ereignisse hängt nicht von experimentellen Rahmenbedingungen wie der augenblicklich anliegenden Luminosität oder dem Vorhandensein von vielfachen $p\bar{p}$ -Wechselwirkungen ab. Fehler in der Rekonstruktion von Myonspuren können durch eine Betrachtung von D^0 -Kandidaten in QCD- und Geister-Ereignissen ebenso ausgeschlossen werden [1].

Es gibt vier mögliche gewöhnliche Quellen von Geister-Ereignissen, also Ereignissen, die die scharfe SVX-Auswahl nicht bestehen und zwei Myonen mit denen in Abschnitt 2.2 genannten Eigenschaften (Zwei-Myon-Schnitte) enthalten:

- (a) Semileptonische Zerfälle von Hadronen mit einem unerwartet hohen Lorentz-Boost.
- (b) Myonen aus K - und π -Zerfällen im Flug¹.
- (c) Von Zerfallsprodukten von K_S^0 -Mesonen und Hyperonen nachgeahmte Myonen.
- (d) Zusätzliche Wechselwirkungen von prompten Hadronspuren innerhalb des Detektorvolumens.

¹ K -Zerfälle (π -Zerfälle) im Flug sind Kaonen (Pionen), die vor dem Eintreffen im elektromagnetischen und Hadron-Kalorimeter zu Myonen zerfallen.

Quelle (a): In Abbildung 3.1 rechts wird die Effizienz der scharfen SVX-Auswahl der 742 pb^{-1} Ereignismenge mit einer schweren Flavor Simulation verglichen. Die Effizienz wird als Funktion der invarianten Masse der primären Myonen aufgetragen. Für invariante Massen größer als $40\text{ GeV}/c^2$ stimmen Messergebnisse und Simulation überein. Dabei sind die beiden Ausreißer mit den großen Fehlerbalken auf eine mangelnde Statistik der Simulation bei diesen Werten zurückzuführen. Die Effizienz steigt zum erwarteten Wert von $0,257$ an, bei dem die primären Myonen in den Ereignissen hauptsächlich durch prompte Z^0 -Zerfälle zu erklären sind. Wenn die primären Myonen in den Geister-Ereignissen aus den Zerfällen von Hadronen mit unerwartet hohen Lorentz-Boost resultieren würden, würde man für hohe invariante Massen eine Abweichung zwischen gemessener und erwarteter Effizienz erwarten. Da diese Abweichung nicht beobachtet werden kann, kommt Quelle (a) für die Geister-Ereignisse nicht in Frage.

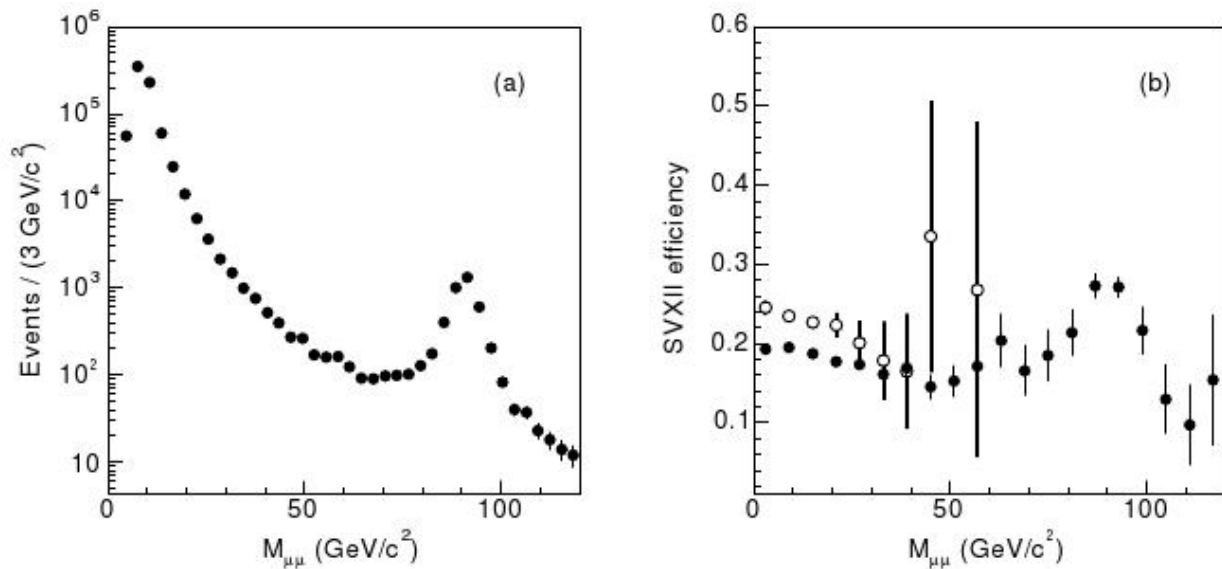


ABBILDUNG 3.1: **Links:** Verteilung der invarianten Masse beider primärer Myonen der 742 pb^{-1} Ereignismenge. Die y-Skala ist logarithmisch aufgetragen. [Abb. 5a aus [1]] **Rechts:** Vergleich der Effizienz der scharfen SVX-Auswahl als eine Funktion der invarianten Masse der primären Myonen für die 742 pb^{-1} Ereignismenge (\bullet) und für eine schwere Flavor Simulation (\circ). [Abb. 5b aus [1]]

Quelle (b): Die Stoßparameterverteilung für die Geister-Ereignisse verläuft zu hohen Stoßparametern hin (siehe Abb. 3.8 links). Der Ursprung dieser hohen Einträge sind Mutterteilchen mit einer viel höheren Lebenszeit als b -Quarks, möglicherweise K - und π -Mesonen oder K_s^0 und Hyperonen. In einer Simulation² wird die Anzahl von Geister-Ereignissen bestimmt, in welchen eines der primären Myonen aus K - und π -Zerfällen im Flug entsteht (Quelle (b)). Die Fälle mit beiden primären Myonen werden vernachlässigt. Die Simulation sagt 57000 Geister-Ereignisse voraus, die Quelle (b) zugeordnet werden. Dies sind ungefähr 35 % der Geister-Ereignisse, aber weniger als 10 % der Geister-Ereignisse mit einem Stoßparameter größer gleich 5 mm.

Quelle (c): Hadronen, die z.B. aus K_s^0 -Zerfällen entstehen, können durchschlagen³ und pri-

²Benutzung der Option 1500 von HERWIG zur Erzeugung von Endzuständen aus harter Streuung von Partonen mit $p_T \geq 3\text{ GeV}/c$ [5].

³Hadronen, die nicht vollständig im Hadron-Kalorimeter zerfallen und gemessen werden, sondern dieses durchdringen (bzw. durchschlagen) und die Myon-Detektoren erreichen.

märe Myonen in den Geister-Ereignissen nachahmen (Quelle (c)). Ein Beispiel hierfür ist der Zerfall $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, in welchem ein Pion-Durchschlag ein Myon nachahmen könnte. Um die Anzahl der primären Myonen aus diesem Zerfall abzuschätzen, wird die lockere SVX-Auswahl der 742 pb^{-1} Ereignismenge betrachtet. Es wird nach primären Myonen gesucht, die in Wirklichkeit eines der Pionen aus einem K_S^0 -Zerfall sind. Dazu wird ein primäres Myon mit jeder gegenteilig elektrisch geladenen Spur mit $p_T \geq 0,5 \text{ GeV}/c$ in einem 40° -Kegel um dessen Impulsrichtung kombiniert⁴. Das primäre Myon und die betrachtete Spur (Myon-Spur-Paar) müssen denselben Entstehungspunkt besitzen.

Nun wird unter der Annahme, dass jedes dieser kombinierten Myon-Spur-Paare den beiden Pionen aus einem K_S^0 -Zerfall entspricht, die invariante Massenverteilung der Myon-Spur-Paare betrachtet. In dieser Massenverteilung ist ein Peak um die K_S^0 -Masse ($m_{K_S^0} = (497,648 \pm 0,022) \text{ MeV}/c^2$, Particle Data Group (PDG), Particle Physics Booklet 2006) zu erkennen [1]. Mit Hilfe dieses Peaks wird Quelle (c) abgeschätzt. Ungefähr 12000, d.h. rund 8% der Geister-Ereignisse, können insgesamt der Quelle (c) zugerechnet werden.

Quelle (d): Unter dem Begriff von zusätzlichen Wechselwirkungen im Detektormaterial werden Myonen verstanden, die bei Wechselwirkungen von prompten Hadronspuren mit dem Detektormaterial entstehen. Um solche Myonen auffindig zu machen, werden die primären Myonen wieder mit allen Spuren kombiniert, die $p_T \geq 0,5 \text{ GeV}/c$ aufweisen und in einem 40° -Kegel um die Richtung des betrachteten primären Myons liegen. Das Myon und eine betrachtete Spur sollen am gleichen Raumpunkt entstehen. Die *Entfernung* R wird als die, in der zur Strahlachse transversalen Ebene liegende, Entfernung zwischen einem rekonstruierten zusätzlichen Wechselwirkungspunkt, an dem das Myon-Spur-Paar entstanden ist, und dem Kollisionspunkt der einlaufenden Teilchen (Proton und Antiproton) definiert. R kann positive und negative Werte annehmen. Dazu wird eine Gerade vom Kollisionspunkt zum Wechselwirkungspunkt des Myon-Spur-Paares gebildet. Wenn der auf diese Gerade projizierte Anteil des Impulses des Myon-Spur-Paares positiv ist, also sich vom Kollisionspunkt entfernt, dann ist R positiv, sonst negativ. Es wird sozusagen eine Trennebene senkrecht zur Geraden durch den Wechselwirkungspunkt gebildet.

Wenn es zusätzliche Wechselwirkungen innerhalb des Detektorvolumens gibt (Quelle (d)), sollte es Zacken dort in der R -Verteilung geben, wo das Detektormaterial konzentriert ist. Denn dort sollten entsprechend oft Myonen entstehen. Es gibt keine sichtbaren Zacken in der R -Verteilung und somit kann ein Beitrag von Quelle (d) zu den Geister-Ereignissen ausgeschlossen werden (siehe Abb. 3.2). Das Maximum am Kollisionspunkt ($R = 0$) sind die Myon-Spur-Paare, die bei der Proton-Antiproton-Kollision entstanden sind.

Die ursprüngliche Anzahl von 153895 Geister-Ereignissen kann um diese 69000 erklärbaren Ereignisse aus den Quellen (b) und (c) reduziert werden. Die Differenz von 84895 Ereignissen wird im Folgendem als *korrigierte Geister-Ereignisse* bezeichnet.

Ein weiterer Beitrag zu den Geister-Ereignissen kann aus elastischer und quasi-elastischer Kern-Streuung von Hadronen im Detektormaterial kommen. Auch die vorhergesagte Anzahl von Myonen aus den Hadronzerfällen im Flug ist mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Zu diesem Zeitpunkt kann nicht ausgeschlossen werden, dass alle Geister-Ereignisse, also auch die korrigierten Geister-Ereignisse, durch die zuvor genannten gewöhnlichen Quellen erklärt werden

⁴Eine Spur liegt in einem 40° -Kegel von einem betrachteten primären Myon, wenn der Winkel zwischen den Impulsvektoren der Spur und des Myons kleiner als 40° ist. Die Entstehungspunkte der Spur und des Myons werden explizit nicht berücksichtigt, da angenommen wird, dass ihr Abstand vernachlässigbar klein ist.

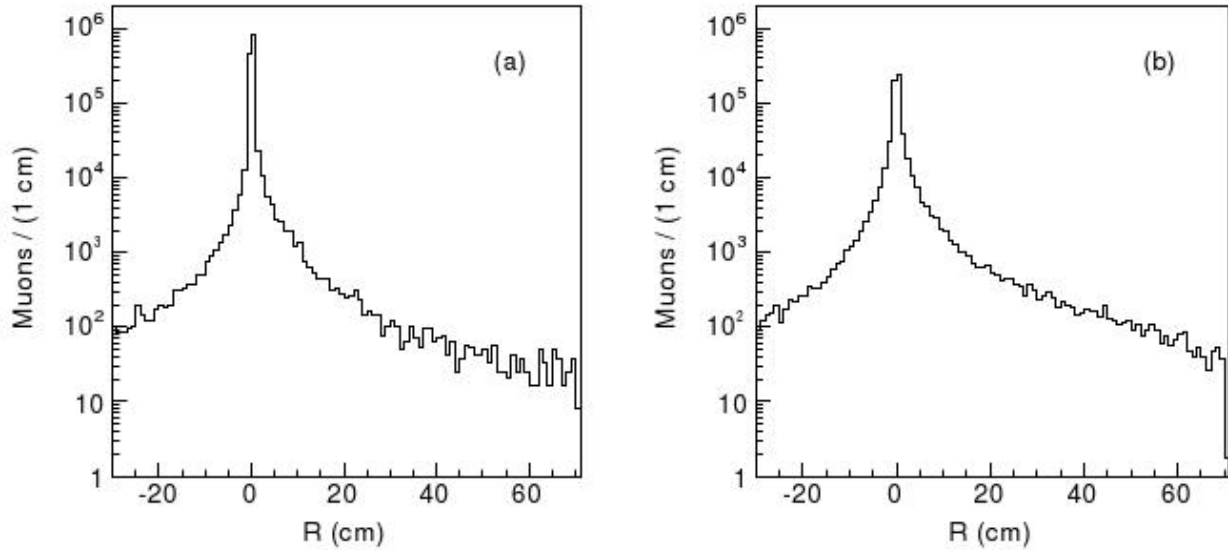


ABBILDUNG 3.2: **Links:** R-Verteilung für die QCD-Ereignisse in der 742 pb^{-1} Ereignismenge. R ist die, in der zur Strahlachse transversalen Ebene liegende, Entfernung zwischen einem rekonstruierten zusätzlichen Wechselwirkungspunkt, an dem das Myon-Spur-Paar entstanden ist, und dem Kollisionspunkt. Die y-Skala ist logarithmisch aufgetragen. [Abb. 13a aus [1]] **Rechts:** R-Verteilung für die Geister-Ereignisse in der 742 pb^{-1} Ereignismenge. [Abb. 13b aus [1]]

können. Ob dies der Fall ist, kann durch eine Betrachtung der Anzahl von zusätzlichen Myonen in den Geister-Ereignissen geklärt werden. Denn eine signifikante Anzahl von zusätzlichen Myonen innerhalb der Geister-Ereignisse würde den Schluss nahe legen, dass diese nicht aus gewöhnlichen, sondern bisher unbekanntem Quellen entstehen.

Zusätzliche Myonen werden als Myonen mit einem Transversalimpuls $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ und einer Pseudorapidität $|\eta| \leq 1,1$ definiert. Es muss ein Myon-Stumpf im CMU-, CMP-, CMX- oder in einem Teil des IMU-Detektors gemessen werden. Primäre Myonen werden nicht als zusätzliche Myonen gezählt. Wenn wir später von allen Myonen in einem Ereignis sprechen, dann bezieht sich dies immer auf die Summe von primären und zusätzlichen Myonen.

3.2 Zusätzliche Myonen in Geister-Ereignissen

In den 743006 Ereignissen der 742 pb^{-1} Ereignismenge befinden sich 71835 Ereignisse mit mindestens einem zusätzlichen Myon. Wenn auf diese 71835 Ereignisse die scharfe SVX-Auswahl angewendet wird, erhält man dafür eine Effizienz von 0,166. Die Effizienz der scharfen SVX-Auswahl sinkt also von 0,193 auf 0,166. Wenn auch die korrigierten Geister-Ereignisse durch K - und π -Zerfällen im Flug oder zusätzliche Wechselwirkungen im Detektorvolumen erklärt werden könnten, sollte die Effizienz den vorausgesagten QCD-Wert von 0,244 annehmen. Denn diese Quellen hätten im Gegensatz zu schweren Flavor Ereignissen kaum zusätzliche Myonen⁵ und wären folglich nicht in den 71835 Ereignissen enthalten. Die Abnahme der Effizienz bedeu-

⁵Innerhalb der 742 pb^{-1} Ereignismenge enthalten z.B. nur $(1,7 \pm 0,8)\%$ der Ereignisse mit einem identifizierten K_S^0 mindestens ein zusätzliches Myon.

tet, dass die korrigierten Geister-Ereignisse im Vergleich zu QCD-Ereignissen mehr zusätzliche Myonen enthalten.

Um die Anzahl der zusätzlichen Myonen in Geister-Ereignissen abzuschätzen, wird eine größere Ereignismenge (1426 pb^{-1} Ereignismenge) aus anderen Daten⁶ betrachtet. Wir definieren ein *Myon-Paar* als die Kombination von einem primären Myon mit einem zusätzlichen Myon, wobei die invariante Masse der Beiden kleiner als $5 \text{ GeV}/c^2$ sein soll. Aus der letzten Einschränkung folgt, dass die beiden primären Myonen in einem Ereignis kein Myon-Paar bilden können. Es wird zwischen Myon-Paaren mit gleicher elektrischer Ladung (SS, same sign) und Myon-Paaren mit gegenteiliger elektrischer Ladung (OS, opposite sign) unterschieden. Als OS – SS wird im Folgenden die Differenz zwischen der Anzahl von OS und SS Myon-Paaren bezeichnet (Es handelt sich hierbei also nicht um Ereignisse, sondern explizit um Myon-Paare, die in der 1426 pb^{-1} Ereignismenge enthalten sind).

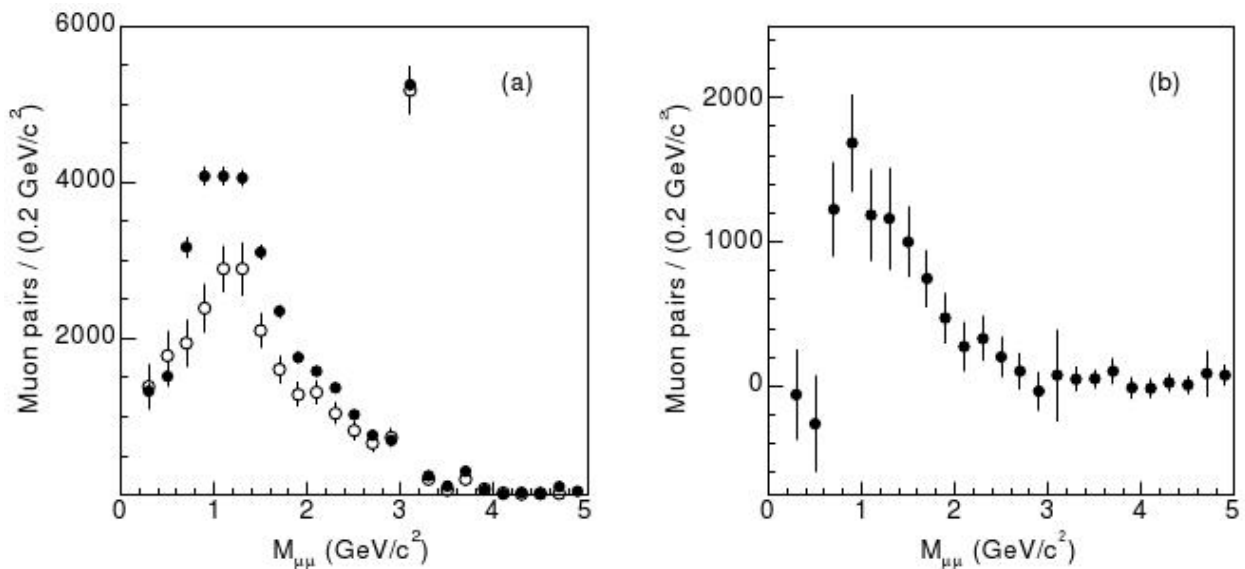


ABBILDUNG 3.3: **Links:** Vergleich der Verteilungen der invarianten Masse der OS – SS Myon-Paare für die 1426 pb^{-1} Ereignismenge (\bullet) und für eine Simulation (\circ). [Abb. 16a aus [1]] **Rechts:** Die Differenz der Verteilungen der invarianten Masse aus der linken Abbildung. [Abb. 16b aus [1]]

3.2.1 Abhängigkeit von OS – SS von der invarianten Masse

Die Differenz OS – SS nimmt abhängig von der invarianten Masse der Myon-Paare für die 1426 pb^{-1} Ereignismenge größere Werte als für eine schwere Flavor Simulation an (siehe Abb. 3.3). Dies gilt insbesondere für invariante Massen kleiner als $2 \text{ GeV}/c^2$. Insgesamt ist die Differenz OS – SS = 37042 ± 389 in der 1426 pb^{-1} Ereignismenge um 8451 ± 1274 Myon-Paare größer als in der Simulation (OS – SS = 28589 ± 1213).

⁶Die bisher betrachtete Ereignismenge von 743006 Ereignissen hatte eine integrierte Luminosität von 742 pb^{-1} . Die größere Ereignismenge enthält 1426571 Ereignisse mit denselben zuvor benutzten Schnitten (zwei primäre CMUP-Myonen mit $p_T \geq 3 \text{ GeV}/c$, $|\eta| \leq 0,7$ und einer gemeinsamen invarianten Masse $5 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} \leq 80 \text{ GeV}/c^2$) und ihre integrierte Luminosität wird deswegen auf 1426 pb^{-1} abgeschätzt [6].

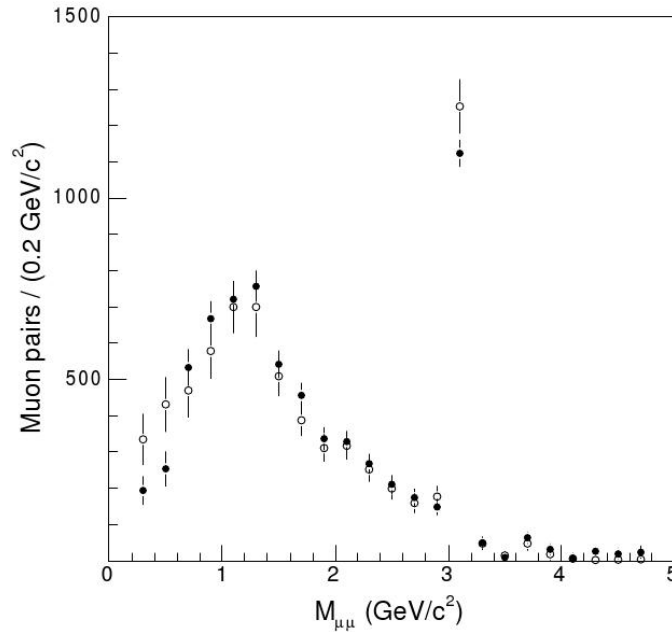


ABBILDUNG 3.4: Die Verteilung der Myon-Paar-Differenz OS – SS in Abhängigkeit ihrer invarianten Masse für die scharfe SVX-Auswahl der 1426 pb^{-1} Ereignismenge (\bullet) und einer Simulation (\circ). [Abb. 17 aus [1]]

Wenn man dagegen die Differenz OS – SS für die Myon-Paare aus der scharfen SVX-Auswahl betrachtet, hat diese für die beobachtete Ereignismenge den Wert 6935 ± 154 und für die Simulation 6918 ± 293 . Die dazugehörige Verteilung ist in Abhängigkeit der invarianten Masse der Myon-Paare in Abbildung 3.4 zu sehen. Der Überschuss von 8451 in der Differenz OS – SS ist daher auf die Geister-Ereignisse zurückzuführen.

3.2.2 OS und SS in Geister-Ereignissen und in der Simulation

141039 der 1426571 Ereignisse in der 1426 pb^{-1} Ereignismenge enthalten mindestens ein Myon-Paar (siehe Tab. 3.1). In Tabelle 3.1 wird der Beitrag der Geister-Ereignisse durch dasselbe Verfahren wie bei der Definition der Geister-Ereignisse bestimmt. Z.B. bei der Gesamtanzahl von 1426571 Ereignissen enthält die scharfe SVX-Auswahl 275986 Ereignisse und hat folglich eine Effizienz von ca. 0,1935. Die Anzahl der QCD-Ereignisse wird als 275986 geteilt durch die vorhergesagte QCD-Effizienz von $0,244 \pm 0,002$ definiert und enthält folglich 1131090 ± 9271 Ereignisse. Die Geister-Ereignisse werden als Differenz der Gesamtanzahl von Ereignissen und QCD-Ereignissen definiert, also 295481 ± 9271 Ereignisse. Bei den anderen Zeilen in Tabelle 3.1 wird dasselbe Verfahren angewendet, um aus der jeweiligen scharfen SVX-Auswahl die Anzahl der QCD- und Geister-Ereignisse zu bestimmen. Die Summe aus OS und SS Myon-Paaren minus der Anzahl von Ereignissen mit mindestens zwei Myon-Paaren ist gleich der Anzahl von Ereignissen mit mindestens einem Myon-Paar (z.B. bei “Gesamtanzahl”: $94148 + 57106 - 10215 = 141039$).

In den 141039 Ereignissen mit mindestens einem Myon-Paar gibt es 94148 OS und 57106 SS Myon-Paare. Von diesen 151254 Myon-Paaren sind jeweils rund 14200 OS und SS Myon-Paare unecht, d.h. sie können z.B. durch von Hadronen nachgeahmte Myonen oder zusätzliche

TABELLE 3.1: Anzahl der Ereignisse in der 1426 pb^{-1} Ereignismenge in Abhängigkeit von N_P , der Anzahl der Myon-Paare im Ereignis. “OS” gibt die Anzahl der Myon-Paare (d.h. nicht die Anzahl von Ereignissen) mit gegenteiliger elektrischer Ladung an. “SS” ist entsprechend die Anzahl der Myon-Paare mit gleicher elektrischer Ladung. Die Einträge in den drei anderen Zeilen gibt die Anzahl von Ereignissen wieder. Die Einträge in “scharfe SVX” gibt die Anzahl der Ereignisse (bzw. Myon-Paaren für “OS” und “SS”) in der scharfen SVX-Auswahl an. Die Einträge in “QCD” ergeben sich durch das Teilen der Einträge in “scharfe SVX” durch die Effizienz der scharfen SVX-Auswahl. In “Geister” ist die Anzahl der Geister-Ereignisse (bzw. die Anzahl der Myon-Paare in Geister-Ereignissen für “OS” und “SS”) eingetragen, also die Differenz zwischen Gesamtanzahl und QCD-Ereignissen. Wegen der Definition der Geister-Ereignisse als Differenz werden für QCD- und Geister-Ereignisse derselbe Fehler angenommen. [Tab. IV aus [1]]

Topologie	Gesamtanzahl	scharfe SVX	QCD	Geister
$N_P \geq 0$	1426571	275986	1131090 ± 9271	295481 ± 9271
$N_P \geq 1$	141039	22981	94184 ± 772	46855 ± 772
OS	94148	15372	63000 ± 516	31148 ± 516
SS	57106	8437	34578 ± 283	22528 ± 283
$N_P \geq 2$	10215	828	3393 ± 28	6822 ± 28

TABELLE 3.2: Anzahl von geladenen Teilchenspuren mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| \leq 1,1$ in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der primären Myonen für die 1426 pb^{-1} Ereignismenge. Die Spuren beinhalten keine Myonen, da hier explizit gefordert wird, dass eine Spur keinen Myon-Stumpf in den Myon-Detektoren anspricht. “OS” bedeutet, dass die Spur eine gegenteilige elektrische Ladung zum kombinierten primären Myon hat. “SS” entsprechend die gleiche elektrische Ladung. [Tab. VII aus [1]]

Topologie	Gesamtanzahl	scharfe SVX	QCD	Geister
OS	1315451	207344	849770 ± 6965	465860 ± 6965
SS	893750	140238	574745 ± 4711	318004 ± 4711

Wechselwirkungen im Detektormaterial erklärt werden⁷. In der schweren Flavor Simulation werden 55100 OS und 26500 SS Myon-Paare vorhergesagt, von denen 40899 OS und 12309 SS Myon-Paare echt sind. In der 1426 pb^{-1} Ereignismenge sind also rund 39000 OS und 30500 SS Myon-Paare mehr als in der Vorhersage enthalten. Die Differenz OS – SS dieser zusätzlichen Myon-Paare entpricht dem Überschuss von 8451 aus dem vorherigen Abschnitt.

$(15,8 \pm 0,3)\%$ der Geister-Ereignisse ($46855/295481 = 0,158$) enthalten mindestens ein Myon-Paar (unechte Myon-Paare sind explizit enthalten). Dies sind ungefähr doppelt so viele wie bei QCD-Ereignissen ($94184/1131090 = 0,083$). Dieses Ergebnis unterstützt die Annahme, dass die Geister-Ereignisse nicht durch gewöhnliche Quellen erklärt werden können.

⁷Die Abschätzung von 28000 unechten Myon-Paaren wurde in [1] unter der Annahme ausgerechnet, dass mit einer einprozentigen Wahrscheinlichkeit zusätzliche Myonen in Ereignissen mit einem $\Upsilon(1S)$ -Kandidaten gefunden werden.

3.2.3 Echte und unechte zusätzliche Myonen

Wir betrachten die 1131090 QCD- und 295481 Geister-Ereignisse der 1426 pb^{-1} Ereignismenge (siehe Tab. 3.1). Vergleicht man die Anzahl von geladenen Teilchenspuren mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| \leq 1,1$ in einem $36,8^\circ$ -Kegel um die primären Myonen für QCD- und Geister-Ereignisse (siehe Tab. 3.2), findet man mehr Teilchenspuren in Geister- (1,58 OS ($465860/295481 = 1,58$) und 1,08 SS) als in QCD-Ereignissen (0,75 OS und 0,51 SS). Der Unterschied ist ungefähr ein Faktor zwei. Warum gerade $36,8^\circ$ -Kegel betrachtet werden, wird in Abschnitt 3.3 erklärt.

Aus der Anzahl dieser Teilchenspuren kann die Anzahl von unechten zusätzlichen Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um die primären Myonen bestimmt werden. Dazu werden die Wahrscheinlichkeiten aus Abbildung 3.5 benutzt. Nach dieser Berechnung sind bis zu 15447 der 28692 beobachteten zusätzlichen OS Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der primären Myonen in Geister-Ereignissen auf unechte Myonen zurückzuführen, wenn alle Hadronspuren Kaonen sind (siehe Tab. 3.3). Von den 20180 beobachteten zusätzlichen SS Myonen sind bis zu 10282 unecht. Wenn alle Hadronspuren Pionen sind, wären 9649 OS und 6427 SS Myonen unecht. Eine Mischung von Kaonen und Pionen liegt entsprechend dazwischen. Für Kaonspuren wird die vorhergesagte Anzahl von unechten Myonen um 10% erhöht, wenn auch Kaon-Zerfälle im Flug einbezogen werden.

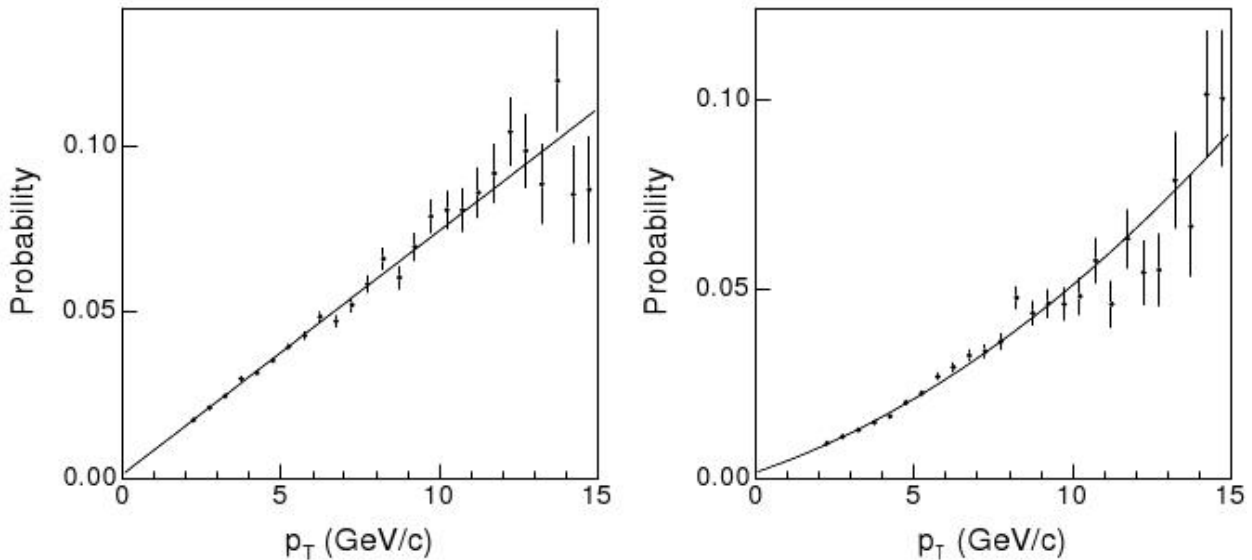


ABBILDUNG 3.5: **Links:** Wahrscheinlichkeit, dass eine Kaonspur mit $|\eta| \leq 1,1$ in Abhängigkeit ihres Transversalimpulses p_T ein Myon-Signal im CMU-, CMX-, CMP- oder IMU-Detektor nachahmt. Die Nachahmungswahrscheinlichkeit ist unabhängig von den SVX-Auswahlkriterien. [Abb. 14a aus [1]]
Rechts: Wahrscheinlichkeit bei der Betrachtung von Pionen anstatt von Kaonen wie in der linken Abbildung. [Abb. 14b aus [1]]

Nach der schweren Flavor Simulation ist das Verhältnis von echten zu unechten zusätzlichen Myonen in QCD-Ereignissen der 1426 pb^{-1} Ereignismenge ungefähr 0,4. Denn bei 60845 unechten zusätzlichen Myonen von 84598 zusätzlichen OS + SS Myonen in QCD-Ereignissen ergibt sich:

$$\frac{84598 - 60845}{60845} \approx 0,39$$

Für Geister-Ereignisse ist dieses Verhältnis ungefähr 1,3. Dabei wurden von den 48872 (28692 + 20180 = 48872) beobachteten zusätzlichen OS + SS Myonen 21089 unechte Myonen abgezogen:

$$\frac{48872 - 21089}{21089} \approx 1,32$$

Die 21089 unechten Myonen ergeben sich aus der Annahme, dass ungefähr 41 % der geladenen Teilchenspuren in den Geister-Ereignissen Kaonen und 59 % Pionen sind, wobei die Zerfälle im Flug berücksichtigt werden (siehe Tab. 3.3):

$$(15447 + 10282) \cdot 1,1 \cdot 0,41 + (9649 + 6427) \cdot 0,59 \approx 21089$$

Damit ergibt sich das Verhältnis von echten zusätzlichen Myonen zu QCD-Ereignissen in der 1426 pb⁻¹ Ereignismenge zu 2,1 %. Denn mit 23753 echten zusätzlichen Myonen (84598 - 60845 = 23753) folgt:

$$\frac{23753}{1131090} \approx 0,021$$

Für die Geister-Ereignisse ist dieses Verhältnis 9,4 %, wobei 27783 echte zusätzliche Myonen (48872 - 21089 = 27783) vorhanden sind:

$$\frac{27783}{295481} \approx 0,094$$

Dieses Verhältnis ist für Geister-Ereignisse also rund viermal so groß wie für QCD-Ereignisse in der 1426 pb⁻¹ Ereignismenge.

Zur Überprüfung, dass dieser Unterschied im Vorkommen von zusätzlichen Myonen in QCD- und Geister-Ereignissen wirklich auf echte zusätzliche Myonen zurückzuführen ist, wird gefordert, dass die zusätzlichen Myonen CMUP-Myonen sind (siehe Tab. 3.4). Durch diese Forderung verringert sich der Anteil an unechten Myonen signifikant [5]. Das Verhältnis von echten zusätzlichen CMUP-Myonen zur Gesamtanzahl von QCD-Ereignissen in der 1426 pb⁻¹ Ereignismenge ist (0,40 ± 0,01) %. Dieses folgt mit 5491 unechten zusätzlichen CMUP-Myonen in QCD-Ereignissen [5]:

$$\frac{7380 + 2635 - 5491}{1131090} \approx 0,0040$$

Diese Verhältnis ist für die Geister-Ereignisse (1,64 ± 0,08) %, wobei 354 (216 + 138 = 354) unechte zusätzliche CMUP-Myonen in den Geister-Ereignissen enthalten sind, wenn davon ausgegangen wird, dass alle geladenen Teilchenspuren Pionen sind:

$$\frac{3432 + 1765 - 216 - 138}{295481} \approx 0,0164$$

Auch hier ist für die 1426 pb⁻¹ Ereignismenge das Verhältnis für Geister-Ereignisse rund viermal so groß wie für QCD-Ereignisse und damit konsistent zum vorherigen Ergebnis ohne die Forderung von CMUP-Myonen.

TABELLE 3.3: Anzahl von beobachteten zusätzlichen Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der primären Myonen in Geister-Ereignissen im Vergleich zur Anzahl vorhergesagter unechter Myonen in der 1426 pb^{-1} Ereignismenge. Die Anzahl unechter Myonen wird mit Hilfe der Nachahmungswahrscheinlichkeiten aus Abbildung 3.5 berechnet. Dazu werden diese auf die geladenen Teilchenspuren mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| \leq 1,1$ in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der primären Myonen angewendet (siehe Tab. 3.2). “OS” steht für zusätzliche Myonen mit gegenteiliger elektrischer Ladung zum dazugehörigen primären Myon und “SS” für gleiche elektrische Ladung. “ F_K ” und “ F_π ” geben die Anzahl von unechten Myonen an, wenn man davon ausgeht, dass alle Hadronspuren Kaonen oder Pionen sind. Für Kaonspuren erhöht sich die vorhergesagte Anzahl von unechten Myonen um 10%, wenn man auch Kaon-Zerfälle im Flug einbezieht. [Tab. VIII aus [1]]

Topologie	Beobachtet	F_K	F_π
OS	28692 ± 447	15447 ± 210	9649 ± 131
SS	20180 ± 246	10282 ± 137	6427 ± 81

TABELLE 3.4: Anzahl von zusätzlichen CMUP-Myonen in QCD- und Geister-Ereignissen der 1426 pb^{-1} Ereignismenge. Unter der Annahme, dass alle Hadronspuren Pionen sind, ist “ F_π ” die Anzahl von unechten zusätzlichen Myonen in Geister-Ereignissen. Wenn alle Hadronspuren Kaonen sind, ist die Anzahl von unechten zusätzlichen Myonen unter der Einbeziehung von Zerfällen im Flug ungefähr viermal so groß wie “ F_π ”. In QCD-Ereignissen, in welchen ein großer Teil der unechten Myonen aus Kaonen folgt, wird die Anzahl von zusätzlichen SS Myonen gegenüber der Anzahl von unechten zusätzlichen OS Myonen um ungefähr 10% unterschätzt. [Tab. IX aus [1]]

Topologie	Gesamtanzahl	QCD	Geister	F_π
OS	10812	7380 ± 172	3432 ± 201	216 ± 44
SS	4400	2635 ± 104	1765 ± 123	138 ± 35

3.3 Winkelverteilung

Im Folgenden werden Myon-Paare ohne die Einschränkung betrachtet, dass ihre invariante Masse kleiner als $5 \text{ GeV}/c^2$ sein soll. Dieser Schnitt hat die Auswahl von Myon-Paaren gefördert, die aus hintereinander folgenden semileptonischen Zerfällen von einzelnen b -Quarks (z.B. $b \rightarrow c\mu^- \bar{\nu}_\mu \rightarrow s\mu^+ \nu_\mu \mu^- \bar{\nu}_\mu$) entstanden sind. Die weitere Untersuchung der Geister-Ereignisse könnte aber durch diesen Schnitt beeinflusst werden.

OSO-Kombinationen sind Myon-Paare, in deren Ereignis die beiden primären Myonen eine gegenteilige elektrische Ladung besitzen. Somit führt jedes zusätzliche Myon in einem Ereignis mit primären OS Myonen zu einem OSO-Myon-Paar. *SSS-* und *SSO-Kombinationen* sind entsprechend Myon-Paare, bei denen ein zusätzliches Myon mit einem zufällig ausgewählten primären Myon aus einem Ereignis mit primären SS Myonen kombiniert wird und dieses dabei entweder die gleiche oder die gegenteilige elektrische Ladung wie die primären Myonen besitzt. Abbildung 3.6 zeigt die Verteilung der invarianten Masse und des Öffnungswinkels⁸ für OSO-Myon-Paare in QCD- und Geister-Ereignissen. Die OSO-Myon-Paare in QCD-Ereignissen, die aus hintereinander folgenden semileptonischen Zerfällen von einzelnen b -Quarks resultieren, haben kleine invariante Massen und Öffnungswinkel. Die semileptonischen Zerfälle sind für den Großteil der Myon-Paare in QCD-Ereignissen verantwortlich. Die Einträge mit großen invarianten Massen und Öffnungswinkeln werden auf unechte Myon-Paare zurückgeführt. Die Verteilungen in QCD- und Geister-Ereignissen sind sehr ähnlich, wobei die Öffnungswinkel in Geister-Ereignissen etwas kleiner sind.

Die Öffnungswinkelverteilungen für SSO- und SSS-Myon-Paare haben eine ähnliche Verteilung wie OSO-Myon-Paare in Geister-Ereignissen (siehe Abb. 3.7). Auf Grund der Form dieser Verteilungen wird in der weiteren Untersuchung der Geister-Ereignisse ein $36,8^\circ$ Schnitt für den Öffnungswinkel der Myon-Paare benutzt.

3.4 Stoßparameterverteilung

Zur Erinnerung: Zusätzliche Myonen sind alle Myonen mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| \leq 1,1$ in einem Ereignis. Primäre Myonen werden nicht als zusätzliche Myonen gezählt. Ein zusätzliches Myon (bzw. Teilchen) befindet sich in einem $36,8^\circ$ -Kegel von einem primären Myon, wenn der Winkel θ zwischen dem Impulsvektor des zusätzlichen Myons (bzw. Teilchens) und dem Impulsvektor des primären Myons kleiner als $36,8^\circ$ ($\cos \theta \geq 0,8$) ist. Dabei werden die Entstehungspunkte der beiden Myonen (bzw. des primären Myons und des Teilchens) nicht berücksichtigt, da ihr Abstand als vernachlässigbar klein angesehen wird.

3.4.1 Bei primären Myonen

In der ursprünglich betrachteten 742 pb^{-1} Ereignismenge mit 743006 Ereignissen befinden sich 72553 ± 7264 Geister-Ereignisse und 518417 ± 7264 QCD-Ereignisse in der lockeren SVX-Auswahl (siehe Tab. 2.1). Der Vergleich der Stoßparameterverteilung der primären Myonen für die scharfe und lockere SVX-Auswahl motiviert die Annahme, dass die primären Myonen

⁸Der Öffnungswinkel ist der Winkel zwischen den Impulsvektoren des zusätzlichen und des dazugehörigen primären Myons in einem Myon-Paar.

in den Geister-Ereignissen vom Zerfall langlebiger Teilchen stammen. Die Verteilung für die lockere SVX-Auswahl ist in Abbildung 3.8 links zu sehen. Diese Annahme wird dadurch gestützt, dass sich die Stoßparameterverteilung für die scharfe SVX-Auswahl, in welcher nach Definition keine Geister-Ereignisse enthalten sind, durch die schwere Flavor Simulation in [5] beschreiben lässt (siehe Abb. 3.8 rechts). Dies wird im folgenden Absatz erläutert.

In der Simulation erwartet man für Stoßparameter größer als 0,12 cm nur primäre Myonen aus $b\bar{b}$ Produktion. Für die angenommene B-Hadron-Mischung am Tevatron [7] wird $c\tau = (470, 1 \pm 2, 7) \mu\text{m}$ für den Stoßparameterbereich $(0, 12 - 0, 4) \text{ cm}$ vorhergesagt. Wenn auf diesen Bereich der Stoßparameterverteilung der scharfen SVX-Auswahl die Anpassungsfunktion $[A \cdot \exp(-d/c\tau)]$ angewendet wird, erhält man $c\tau = (469, 7 \pm 1, 3) \mu\text{m}$. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der Vorhersage überein.

3.4.2 Bei zusätzlichen Myonen

Betrachtet man die Stoßparameterverteilung von zusätzlichen Myonen in QCD-Ereignissen, die sich in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der beiden primären Myonen befinden, findet man für diese nur Stoßparameter kleiner als 2 mm (siehe Abb. 3.9). Dies steht im Gegensatz zu der Stoßparameterverteilung in Geister-Ereignissen. Dort nehmen die Stoßparameter der zusätzlichen Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel ebenso wie die Stoßparameter der dazugehörigen primären Myonen weitaus größere Werte an (siehe Abb. 3.10). Dabei sind die Stoßparameter der zusätzlichen und primären Myonen lose korreliert. Der Korrelationskoeffizient ist $\rho_{d_p d_z} = 0,03$ (siehe Anhang A.1).

3.4.3 Lebensdauer für kleine Geistermenge

Im Folgenden wird eine kleinere Ereignismenge der Geister-Ereignisse der 742 pb^{-1} Ereignismenge (*kleine Geistermenge*) betrachtet, in welcher die Ereignisse mindestens ein $36,8^\circ$ -Kegel um eines der beiden primären Myonen mit mindestens einem zusätzlichen Myon enthalten. Bei der Stoßparameterverteilung der primären Myonen in Geister-Ereignissen in Abbildung 3.8 links wurde die lockere SVX-Auswahl eingesetzt, um Einflüsse durch Wechselwirkungen im SVXII-Detektor umgebenen Detektorsystem möglichst gering zu halten. Bei der kleinen Geistermenge wird keine SVX-Auswahl eingesetzt, da zusätzliche Wechselwirkungen im Detektormaterial unwahrscheinlich sind [1].

In Abbildung 3.11 sind die Stoßparameterverteilungen der primären und zusätzlichen Myonen in den Geister-Ereignissen der kleinen Geistermenge mit mindestens einem $36,8^\circ$ -Kegel mit genau einem zusätzlichen Myon oder mehr als einem zusätzlichen Myon aufgetragen. In den vier Diagrammen wird jeweils eine Anpassungsfunktion $[A \cdot \exp(-d/c\tau)]$ im Stoßparameterbereich von 0,5 bis 2,0 cm ausgeführt. Für genau ein zusätzliches Myon in einem Kegel ergibt sich eine Lebensdauer $\tau = (21, 4 \pm 0, 5) \text{ ps}$ für die zusätzlichen Myonen in den Ereignissen und eine etwas kleinere Lebensdauer $\tau = (16, 8 \pm 0, 5) \text{ ps}$ für die primären Myonen. Dieser Unterschied wird auf systematische Fehler in der Kinematik und Triggerung für die primären Myonen zurückgeführt [1].

Um diese systematischen Fehler für die primären Myonen zu veranschaulichen, wird die Stoßparameterverteilung von primären Myonen und geladenen Teilchenspuren aus identifizier-

ten K_S^0 -Zerfällen in Abbildung 3.12 betrachtet⁹. Bei Anwendung der Anpassungsfunktion auf die Spuren und Ausnutzung des positiven Fehlers ergibt sich eine Lebensdauer $\tau = 89,6$ ps in Übereinstimmung mit der PDG [1]. Für die Anpassungsfunktion der primären Myonen aus identifizierten K_S^0 -Zerfällen erhält man dagegen einen wesentlich kleineren Wert. Somit sind auch die in Abbildung 3.11 durch primäre Myonen bestimmten Lebensdauern kleiner als die tatsächlichen Werte für die Lebensdauern.

Die hohen Einträge und der damit verbundene geringere Abfall in der Stoßparameterverteilung der Myonen in Geister-Ereignissen (siehe Abb. 3.11) könnte auf einen Detektoreffekt zurückzuführen sein. Dazu wird die Stoßparameterverteilungen von CMUP-Myonen in Ereignissen mit $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ und $D^0 \rightarrow \pi^- K^+$ Zerfällen untersucht. Bei diesen Ereignissen gibt es keinen so geringen Abfall in der Stoßparameterverteilung und dadurch kann ein Detektoreffekt als Ursache ausgeschlossen werden [1].

3.4.4 Lebensdauer für Geister-Ereignisse

Mehrfach-Myon-Ereignisse können durch den Schnitt, dass mindestens ein primäres Myon außerhalb des Strahlrohres entsteht, isoliert werden. Aus dieser Tatsache folgt, dass Myonen in Geister-Ereignissen durch Objekte mit einer wesentlich höheren Lebensdauer als b -Quarks erklärt werden können. Bisher wurde die Lebensdauer für ein solches Objekt nur für Geister-Ereignisse der kleinen Geistermenge untersucht. Im Folgenden wird diese Untersuchung für die Geister-Ereignisse der 742 pb^{-1} Ereignismenge durchgeführt.

Die Stoßparameter von Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel sind nicht stark korreliert (siehe Abschnitt 3.4.2), was darauf schließen lässt, dass die Myonen aus verschiedenen Objekten entstehen. Im Folgenden sollen diese Objekte ausfindig gemacht werden, die elektrisch neutral sein müssen, da sie sonst direkt gemessen hätte werden können. Dazu wird nach zusätzlichen Wechselwirkungspunkten von Paaren geladener Teilchenspuren mit $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ und zueinander gegenteiliger elektrischer Ladung gesucht. Gleichzeitig sollen die Spur-Paare in einem $36,8^\circ$ -Kegel um ein betrachtetes primäres Myon liegen und am gleichen Wechselwirkungspunkt entstehen.

Die Entfernung L_{xy} ist definiert als die auf den gemeinsamen Transversalimpuls des Spur-Paares projizierte Entfernung des betrachteten zusätzlichen Wechselwirkungspunktes zum Proton-Antiproton-Kollisionspunkt. Wenn ein kombiniertes Spur-Paar nicht von dem Zerfall eines gemeinsamen Objektes (Mutterteilchens) stammt, dann zeigt der gemeinsame Transversalimpuls des Spur-Paares in eine beliebige Richtung. Wenn dieser Transversalimpuls in eine gegenteilige Richtung zum Ortsvektor vom Kollisionspunkt zum zusätzlichen Wechselwirkungspunkt zeigt¹⁰, dann nimmt L_{xy} (also die Projektion des Ortsvektors auf den Transversalimpuls) einen

⁹In Abschnitt 3.1 wurde bei Quelle (c) beschrieben, wie die invariante Massenverteilung von Myon-Spur-Paaren aus möglichen K_S^0 -Zerfällen erstellt wurde. In dieser Massenverteilung ist innerhalb und außerhalb des K_S^0 -Peaks ein kombinatorischer Untergrund enthalten. Bei der Betrachtung der Stoßparameterverteilung von primären Myonen aus identifizierten K_S^0 -Zerfällen, die also in Wirklichkeit Pionen sind, wird dieser Untergrund entfernt. Der kombinatorische Untergrund sind in diesem Fall alle Myon-Spur-Paare, die nicht den beiden Pionen aus einem K_S^0 -Zerfall entsprechen. Die Stoßparameter der primären Myonen aus diesem Signal werden in Abbildung 3.12 betrachtet. Die Anzahl der Ereignisse in dem K_S^0 -Signal dienen auch zur Bestimmung von Quelle (c) in Abschnitt 3.1.

¹⁰Wenn man die Richtung des Ortsvektors vom Kollisionspunkt zum zusätzlichen Wechselwirkungspunkt als x-Achse definiert, dann liegt der gemeinsame Transversalimpuls des Spur-Paares in gegenteiliger Richtung, wenn

negativen Wert an.

Die L_{xy} -Verteilung für Spur-Paare, die am Kollisionspunkt oder beim Zerfall von verschiedenen Objekten entstehen, ist symmetrisch um Null verteilt. Hohe positive L_{xy} -Einträge sind ein Zeichen für den Zerfall von langlebigen Objekten. Denn wenn ein solches Objekt in zwei gegenteilig elektrisch geladene Teilchen zerfällt, dann stimmt der gemeinsame Transversalimpuls der Teilchenspuren mit dem Transversalimpuls des Objektes überein. Somit sollte L_{xy} positiv sein und denselben Wert wie die Länge des Ortsvektors vom Kollisionspunkt zum zusätzlichen Wechselwirkungspunkt, also dem Zerfallspunkt des Objektes, besitzen.

Die Anzahl von rekonstruierten zusätzlichen Wechselwirkungspunkten in QCD- und Geister-Ereignissen sind in Abbildung 3.13 zu sehen. Abbildung 3.14 zeigt den Unterschied zwischen der positiven und negativen L_{xy} -Verteilung der rekonstruierten zusätzlichen Wechselwirkungspunkte in QCD- und Geister-Ereignissen der 742 pb^{-1} Ereignismenge. Die Form der Verteilung für die Geister-Ereignisse steht im Einklang mit der Annahme, dass ein kleiner, aber signifikanter Teil der Myonen in Geister-Ereignissen aus dem Zerfall von Objekten mit einer wesentlich höheren Lebensdauer als B-Hadronen ($c\tau_{B^0} \approx 0,5 \text{ mm}$, PDG) und kleineren als K_S^0 -Mesonen ($c\tau_{K_S^0} \approx 27 \text{ mm}$, PDG) entsteht.

3.5 Vielfachheit in Geister-Ereignissen

Nachdem bereits festgestellt wurde, dass die Geister-Ereignisse im Vergleich zu QCD-Ereignissen eine hohe Anzahl von Myonen und geladenen Teilchenspuren enthalten, sollen in diesem Abschnitt diese Vielfachheiten genauer betrachtet werden.

3.5.1 Myon-Vielfachheit

Ab jetzt wird eine noch größere Ereignismenge benutzt, die eine integrierte Luminosität von 2100 pb^{-1} besitzt. In Abbildung 3.15 ist die Verteilung von zusätzlichen Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der primären Myonen in (korrigierten) Geister-Ereignissen für die 2100 pb^{-1} Ereignismenge abgebildet. Zur Erinnerung: Bei den korrigierten Geister-Ereignissen wurden alle unechten (primären und zusätzlichen) Myonen entfernt. In Abbildung 3.15 wird die Vielfachheit um 1 erhöht, wenn das zusätzliche Myon die gegenteilige elektrische Ladung zum dazugehörigen primären Myon hat, und um 10, wenn es die gleiche elektrische Ladung besitzt. Eine Vielfachheit von 3 auf der x-Achse bedeutet z.B. eine Myon-Kombination $-+++$ oder $+---$, wobei das erste Vorzeichen die Ladung des primären Myons und die anderen Vorzeichen die Ladungen der drei zusätzlichen Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um das primäre Myon angeben. Eine Vielfachheit von 22 würde $---++$ oder $+++--$ bedeuten. Offensichtlich hat ein kleiner Anteil der Geister-Ereignisse eine hohe Myon-Vielfachheit. Nach Herausnahme der unechten Myonen verringert sich die Anzahl von Kegeln mit mindestens einem zusätzlichen Myon von 40409 auf ungefähr 27990. Die Einträge von Abbildung 3.15 rechts sind in Tabelle 3.5 aufgelistet.

Wenn alle korrigierten Geister-Ereignisse auf gewöhnliche Quellen (siehe Abschnitt 3.1) zurückzuführen wären, ist es schwierig, die Myon-Vielfachheiten in Abbildung 3.15 rechts zu erklären.

er eine negative x-Komponente besitzt.

TABELLE 3.5: Einträge in Abbildung 3.15 rechts. Unechte Myonen wurden aus den Geister-Ereignissen der 2100 pb^{-1} Ereignismenge entfernt. Werte von Myon-Vielfachheiten ohne Einträge werden nicht aufgelistet. Die Vielfachheit ist nicht auf die Detektoreffizienz korrigiert, da der Mechanismus für die Erzeugung der Geister-Ereignisse unbekannt ist. Die Detektoreffizienz für ein zusätzliches Myon mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| \leq 1,1$ ist $0,838 \pm 0,004$ und für ein primäres Myon mit $p_T \geq 3 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| \leq 0,7$ $0,506 \pm 0,003$. [Tab. X aus [1]]

Vielfachheit	Anzahl der Einträge	Vielfachheit	Anzahl der Einträge
0	620307 ± 3413	25	$-3,1 \pm 4,2$
1	13880 ± 573	26	$1,0 \pm 1,0$
2	941 ± 135	30	$19,4 \pm 25,6$
3	77 ± 39	31	$24,2 \pm 21,5$
4	$1,6 \pm 13,2$	32	$9,8 \pm 13,8$
5	$0,0 \pm 1,4$	33	$3,0 \pm 3,6$
10	9312 ± 425	34	$0,0 \pm 1,4$
11	1938 ± 173	40	$-7,4 \pm 9,2$
12	409 ± 71	41	$-7,2 \pm 7,0$
13	60 ± 23	42	$1,0 \pm 1,7$
14	$1,8 \pm 10,1$	43	$3,0 \pm 1,7$
15	$0,0 \pm 2,0$	44	$2,0 \pm 1,4$
20	542 ± 91	50	$8,1 \pm 4,8$
21	251 ± 61	51	$0,0 \pm 2,0$
22	47 ± 31	52	$1,0 \pm 1,0$
23	$14,9 \pm 12,8$	55	$0,0 \pm 1,4$
24	$7,0 \pm 3,0$		

3.5.2 Spur-Vielfachheit

Die durchschnittliche Spur-Vielfachheit ist in Geister-Ereignissen um einen Faktor zwei höher als in QCD-Ereignissen (siehe Abschnitt 3.2.3). Es werden nun $36,8^\circ$ -Kegel um primäre Myonen mit mindestens zwei zusätzlichen Myonen in Ereignissen der 742 pb^{-1} Ereignismenge betrachtet. In Abbildung 3.16 ist die durchschnittliche Anzahl von Spuren mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ für diese Kegel als Funktion des transversalen Gesamtimpulses der Spuren abgebildet. Die Messung hat höhere Einträge als die wenigen von einer schweren Flavor Simulation vorhergesagten Ereignisse.

3.6 Kegel

In den korrigierten Geister-Ereignissen der 2100 pb^{-1} Ereignismenge gibt es 27990 ± 761 $36,8^\circ$ -Kegel mit mindestens einem zusätzlichen Myon, 4133 ± 263 Kegel mit mindestens zwei zusätzlichen Myonen und 3016 ± 60 Kegel in Ereignissen, in denen beide Kegel mindestens ein zusätzliches Myon enthalten¹¹. Das heißt, $5,7\%$ der Geister-Ereignisse mit mindestens einem Kegel mit mindestens einem zusätzlichen Myon enthalten einen zweiten Kegel mit mindestens einem zusätzlichen Myon ($1508/(27990 - 1508) = 0,0569$). Es scheint unwahrscheinlich, dass Detektoreffekte einen so hohen Anteil von Ereignissen mit zwei Mehrfach-Myon-Kegeln erzeugen.

In Abbildung 3.17 wird die invariante Masse von allen Myonen (primäre und zusätzliche Myonen) und die Anzahl von Spuren mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ in jeweils einem Kegel für die 1508 Ereignisse, in denen beide Kegel mindestens ein zusätzliches Myon enthalten, gezeigt. Dabei werden für ein Ereignis die jeweiligen Werte für die beiden Kegel auf der x- und y-Achse aufgetragen. Die symmetrische Erscheinung lässt darauf schließen, dass beide Kegel unabhängig voneinander die gleichen Eigenschaften haben. In Abbildung 3.18 ist die Verteilung der invarianten Masse von allen in einem Kegel enthaltenen Myonen für die 27990 Kegel mit mindestens einem zusätzlichen Myon (links) und die 3016 Kegel in Ereignissen, in denen beide Kegel mindestens ein zusätzliches Myon enthalten (rechts), zu erkennen. Die beiden Verteilungen weisen dieselbe Form auf. Abbildung 3.19 zeigt die Verteilung der invarianten Masse von allen Myonen und allen Spuren mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ in den 1508 Ereignissen, in denen beide Kegel mindestens ein zusätzliches Myon enthalten.

3.7 Zusammenfassung der Eigenschaften

Die Anzahl von 84895 ± 4829 korrigierten Geister-Ereignissen entspricht bei einer integrierten Luminosität von 742 pb^{-1} einem totalen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow \text{Geister}} = \frac{84895 \pm 4829}{742} \text{ pb} \approx (114,41 \pm 6,51) \text{ pb}.$$

Dabei wurde die Effizienz der Detektoren nicht berücksichtigt. Weiterhin wurde in [1] kein Fehler für die Anzahl von Geister-Ereignissen aus gewöhnlichen Quellen angegeben. Deswegen

¹¹In [1] wird von 3016 ± 60 Ereignissen gesprochen, in denen beide Kegel mindestens ein zusätzliches Myon enthalten. Dies würde folglich 6032 Kegel ergeben. In Abbildung 3.18 rechts gibt es aber nur 3016 Einträge, also invariante Massen aller Myonen in diesen Kegeln. Es handelt sich wahrscheinlich um einen Fehler.

übernehmen wir den Fehler der Geister-Ereignisse für die korrigierten Geister-Ereignisse. Dieser Wirkungsquerschnitt liegt in derselben Größenordnung wie der $b\bar{b}$ Wirkungsquerschnitt (für die scharfe SVX-Auswahl)

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu\mu} = \frac{52400 \pm 2747}{742} \text{ pb} \approx (70,62 \pm 3,70) \text{ pb}.$$

Unter Berücksichtigung der Detektorakzeptanzen und -effizienzen [5] hat der Wirkungsquerschnitt den Wert

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu\mu} = \frac{\sigma_{p\bar{p} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu\mu}}{0,0471} \approx (1549 \pm 133) \text{ pb}.$$

Wie es in den vorherigen Abschnitten erläutert wurde, unterscheiden sich Geister-Ereignisse in folgenden Eigenschaften von QCD-Ereignissen. Geister-Ereignisse beinhalten im Schnitt mehr Myonen als QCD-Ereignisse. Die Anzahl von echten zusätzlichen Myonen in $36,8^\circ$ -Kegeln um die primären Myonen ist bei ihnen ungefähr viermal größer als bei QCD-Ereignissen. Weiterhin beinhalten diese Kegel auch zweimal so viele geladene Teilchenspuren mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| \leq 1,1$ als Kegel in QCD-Ereignissen.

Die Myonen in den Geister-Ereignissen zeichnen sich durch wesentlich größere Stoßparameter als Myonen in QCD-Ereignissen aus. Diese Stoßparameterverteilungen legen nahe, unterstützt von der Betrachtung von zusätzlichen Wechselwirkungspunkten von Paaren geladener Teilchenspuren, dass ein kleiner, aber signifikanter Teil der Myonen in Geister-Ereignissen aus dem Zerfall von Objekten mit einer wesentlich höheren Lebensdauer als B-Hadronen und kleineren als K_S^0 -Mesonen entsteht.

Die Myon- und Spur-Vielfachheiten in Kegeln um die primären Myonen in Geister-Ereignissen können weder durch gewöhnliche Quellen noch Detektoreffekte erklärt werden [1]. Weiterhin haben beide Kegel in einem Ereignis unabhängig voneinander die gleichen Eigenschaften wie die invariante Masse aller im Kegel enthaltenen Myonen oder die Anzahl von geladenen Teilchenspuren.

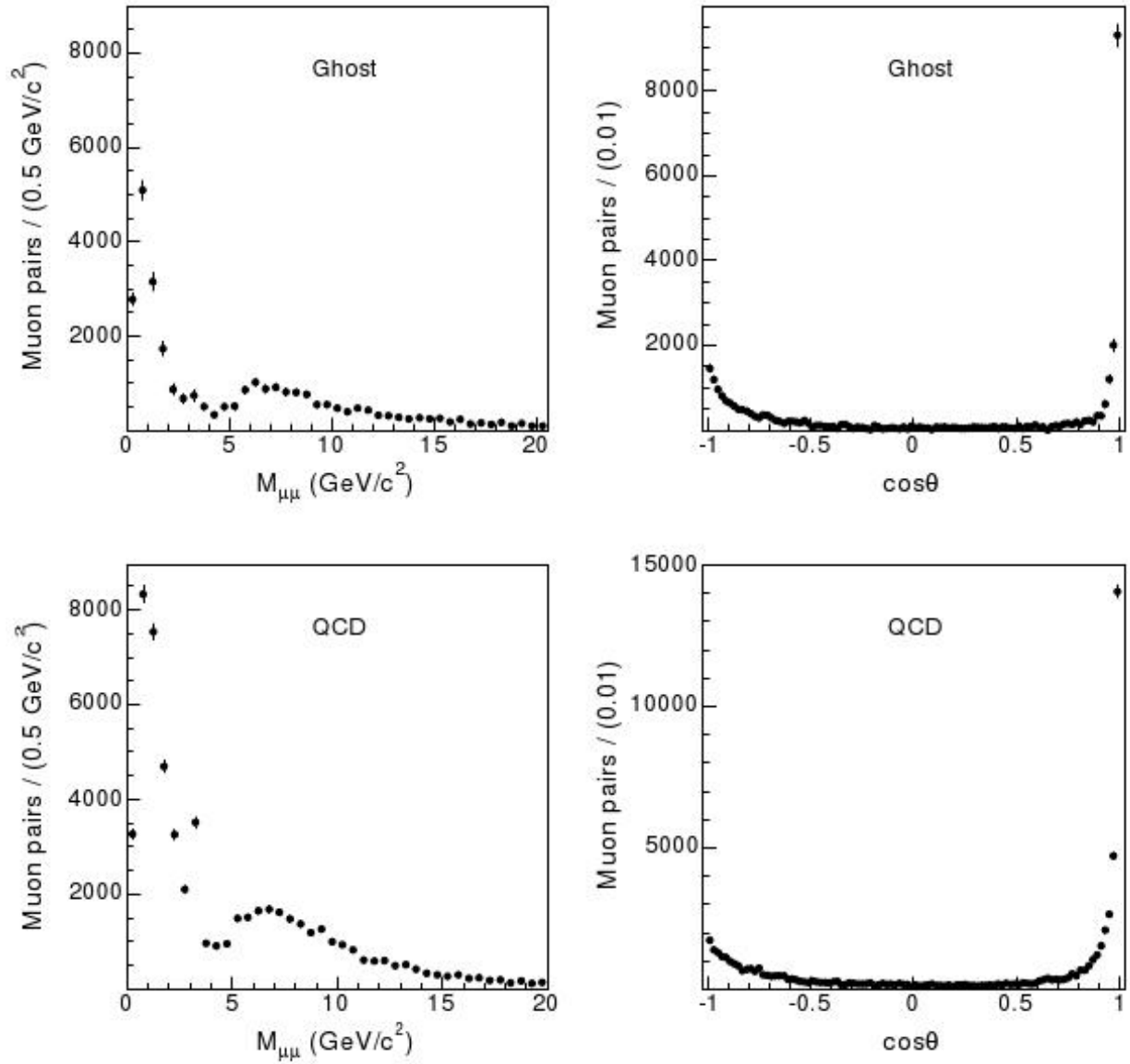


ABBILDUNG 3.6: **Links:** Verteilung der invarianten Masse von OSO-Myon-Paaren in QCD- und Geister-Ereignissen der 1426 pb^{-1} Ereignismenge. Dabei wird ein zusätzliches Myon in einem Ereignis mit primären OS Myonen mit dem primären Myon gegenteiliger elektrischer Ladung kombiniert. [Abb. 18 aus [1]] **Rechts:** Öffnungswinkel θ der OSO-Myon-Paare aus der linken Abbildung. Ein Öffnungswinkel $\theta \leq 36,8^\circ$ entspricht $\cos\theta \geq 0,8$. [Abb. 18 aus [1]]

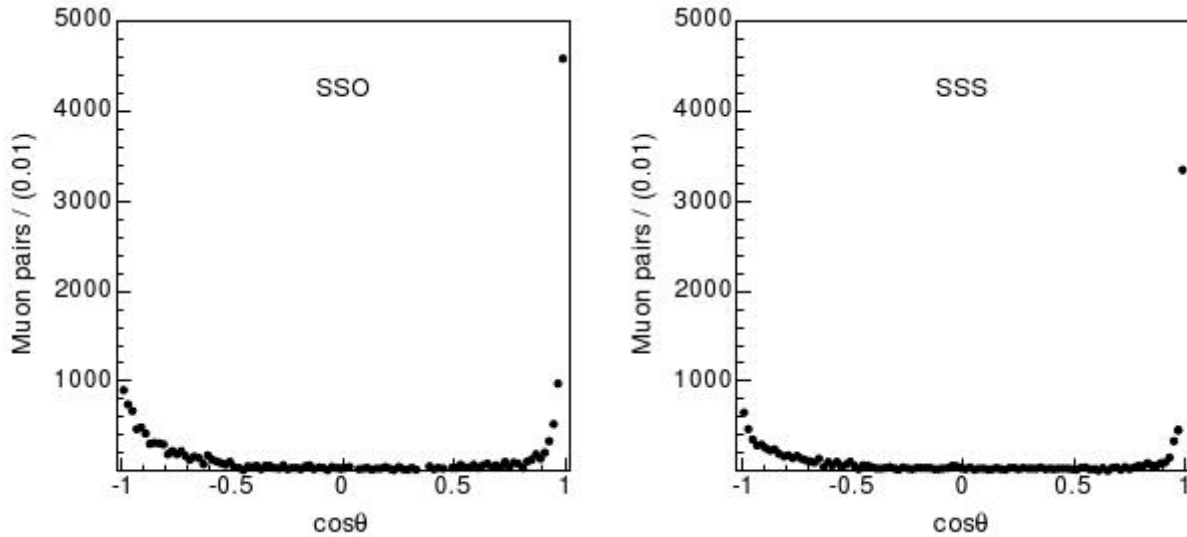


ABBILDUNG 3.7: **Links:** Verteilung der Öffnungswinkel θ für SSO-Myon-Paare in Geister-Ereignissen der 1426 pb^{-1} Ereignismenge. Dabei wird ein zusätzliches Myon mit gegenteiliger elektrischer Ladung zu den primären SS Myonen mit einem zufällig ausgewählten primären Myon kombiniert. Ein Öffnungswinkel $\theta \leq 36,8^\circ$ entspricht $\cos \theta \geq 0,8$. [Abb. 19 aus [1]] **Rechts:** Verteilung der Öffnungswinkel θ für SSS-Myon-Paare in Geister-Ereignissen der 1426 pb^{-1} Ereignismenge. Hier wird ein zusätzliches Myon mit gleicher elektrischer Ladung zu den primären SS Myonen mit einem zufällig ausgewählten primären Myon kombiniert. [Abb. 19 aus [1]]

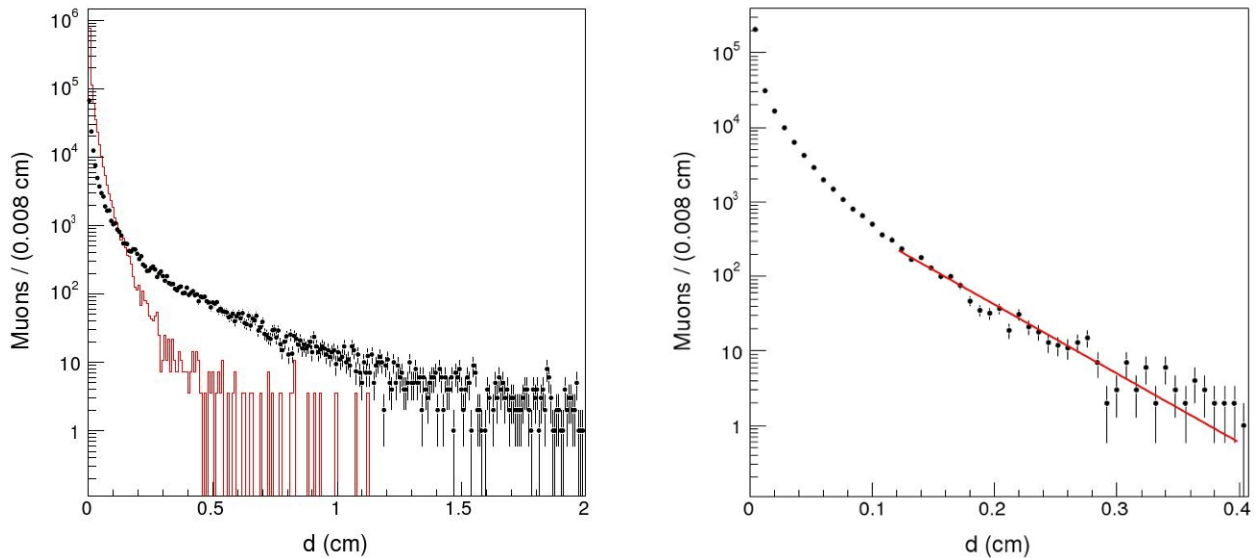


ABBILDUNG 3.8: **Links:** Stoßparameterverteilung der primären Myonen in den Geister-Ereignissen (\bullet) und in den QCD-Ereignissen (Histogramm) für die lockere SVX-Auswahl der 742 pb^{-1} Ereignismenge. Die Detektoraufösung beträgt $30 \mu\text{m}$, wobei die Schritte im Histogramm $80 \mu\text{m}$ sind. Die y-Skala ist logarithmisch aufgetragen. [Abb. 7 aus [1]] **Rechts:** Stoßparameterverteilung der primären Myonen in den QCD-Ereignissen für die scharfe SVX-Auswahl der 742 pb^{-1} Ereignismenge. Geister-Ereignisse sind in der scharfen SVX-Auswahl per Definition nicht enthalten. Die rote Gerade stellt die beschriebene Anpassungsfunktion $[A \cdot \exp(-d/c\tau)]$ dar. [Abb. 8 aus [1]]

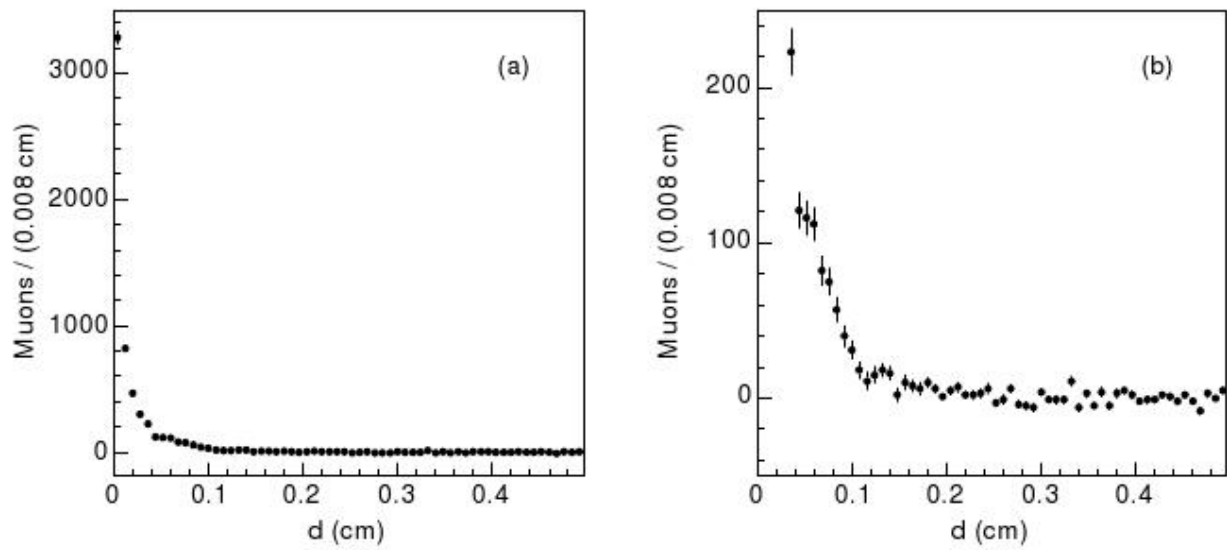


ABBILDUNG 3.9: **Links:** Stoßparameterverteilung von zusätzlichen Myonen in $36,8^\circ$ -Kegeln um primäre Myonen in der scharfen SVX-Auswahl der 1426 pb^{-1} Ereignismenge. In dieser Auswahl befinden sich nach Definition keine Geister-Ereignisse. [Abb. 21a aus [1]] **Rechts:** Die linke Abbildung mit einer anderen Skalierung der y-Achse. [Abb. 21b aus [1]]

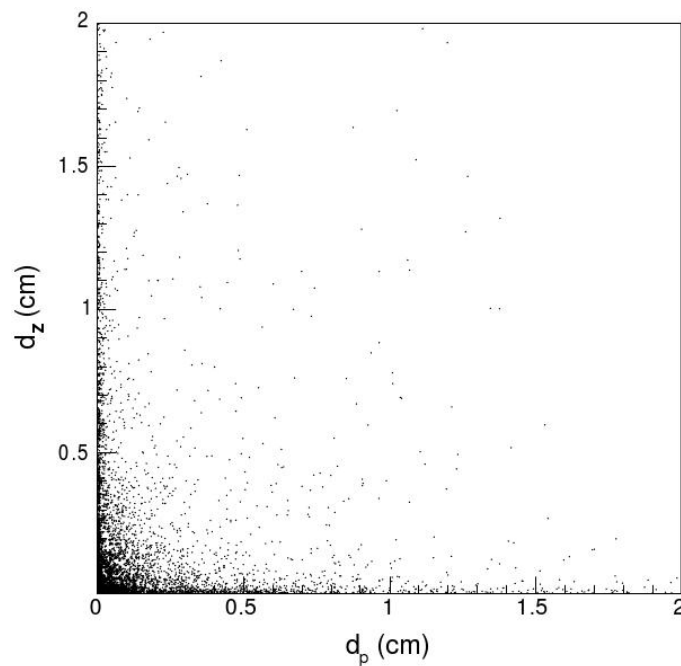


ABBILDUNG 3.10: Zweidimensionale Stoßparameterverteilung von zusätzlichen Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel, d_z , und den dazugehörigen primären Myonen, d_p , für die lockere SVX-Auswahl der Geister-Ereignisse der 1426 pb^{-1} Ereignismenge. [Abb. 20 aus [1]]

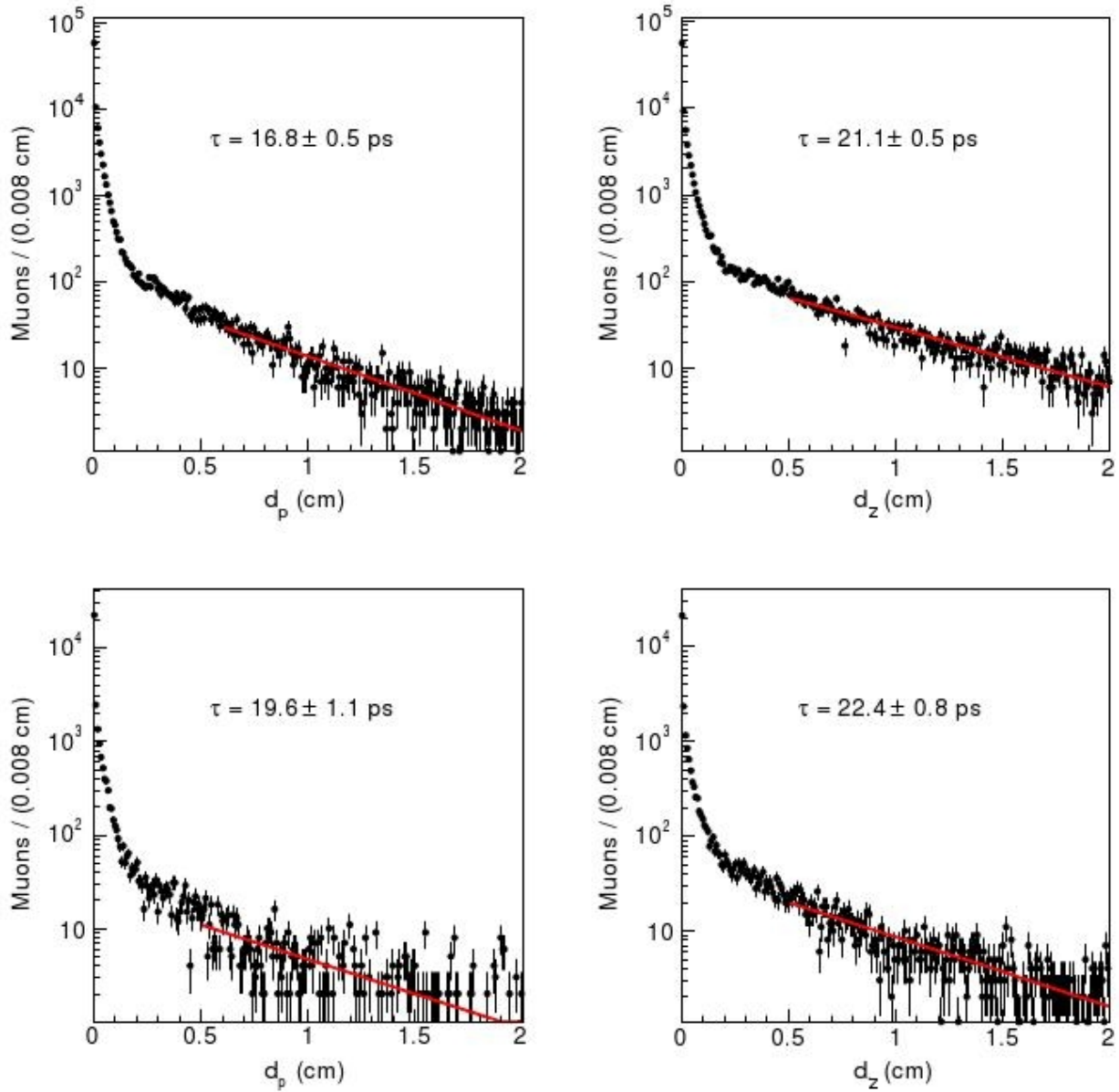


ABBILDUNG 3.11: Stoßparameterverteilungen der primären und zusätzlichen Myonen in Ereignissen der kleinen Geistermenge mit mindestens einem $36,8^\circ$ -Kegel mit genau einem zusätzlichen Myon (oben) oder mehr als einem zusätzlichen Myon (unten). d_p ist der Stoßparameter der primären und d_z der zusätzlichen Myonen. Die rote Gerade in jedem Diagramm entspricht einer exponentiellen Anpassungsfunktion $[A \cdot \exp(-d/c\tau)]$. Die dazugehörigen Werte für die Lebensdauer τ , die aus der Anpassungsfunktion resultieren, sind in jedem Diagramm abgebildet. Die y-Skala ist logarithmisch aufgetragen [Abb. 25 aus [1]]

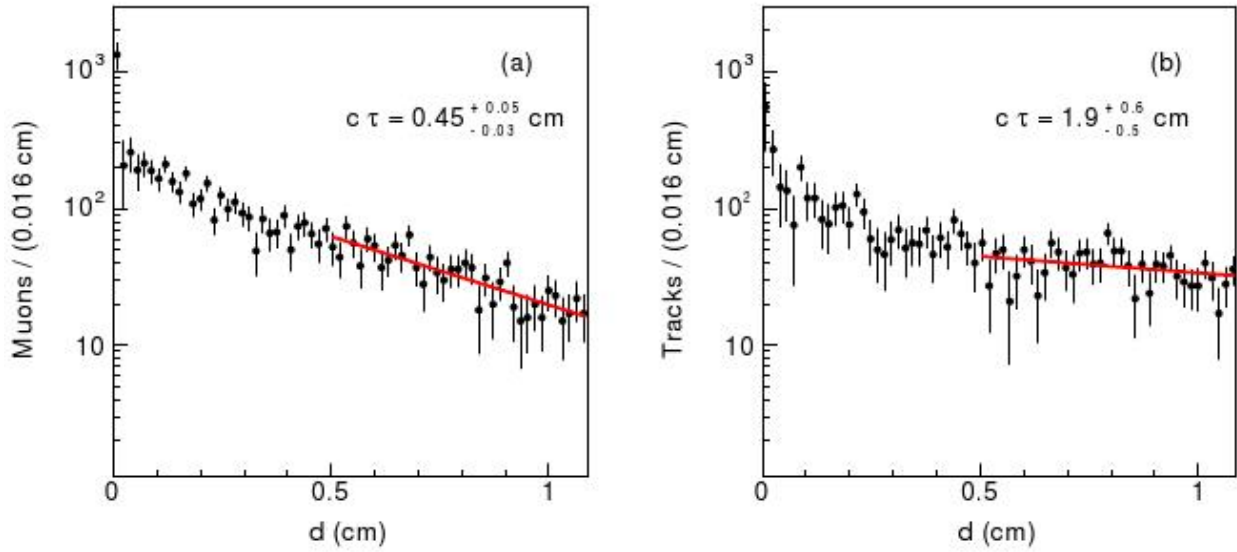


ABBILDUNG 3.12: **Links:** Stoßparameterverteilung von primären Myonen aus identifizierten K_S^0 -Zerfällen in der 742 pb^{-1} Ereignismenge. Der kombinatorische Untergrund wurde entfernt. Die y-Skala ist logarithmisch aufgetragen. [Abb. 26a aus [1]] **Rechts:** Stoßparameterverteilung für Spuren anstatt primärer Myonen wie in der linken Abbildung. [Abb. 26b aus [1]]

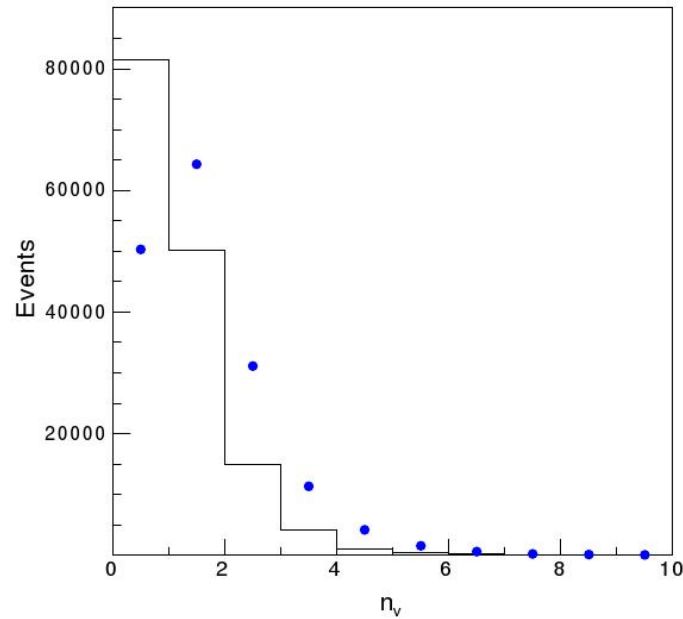


ABBILDUNG 3.13: Verteilung von n_v , der Anzahl von rekonstruierten zusätzlichen Wechselwirkungspunkten von Spur-Paaren mit $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ und zueinander gegenteiliger elektrischer Ladung in Geister- (•) und QCD-Ereignissen (Histogramm) der 742 pb^{-1} Ereignismenge. Die Spuren liegen außerdem in einem $36,8^\circ$ -Kegel um ein betrachtetes primäres Myon und besitzen denselben Entstehungspunkt. [Abb. 30 aus [1]]

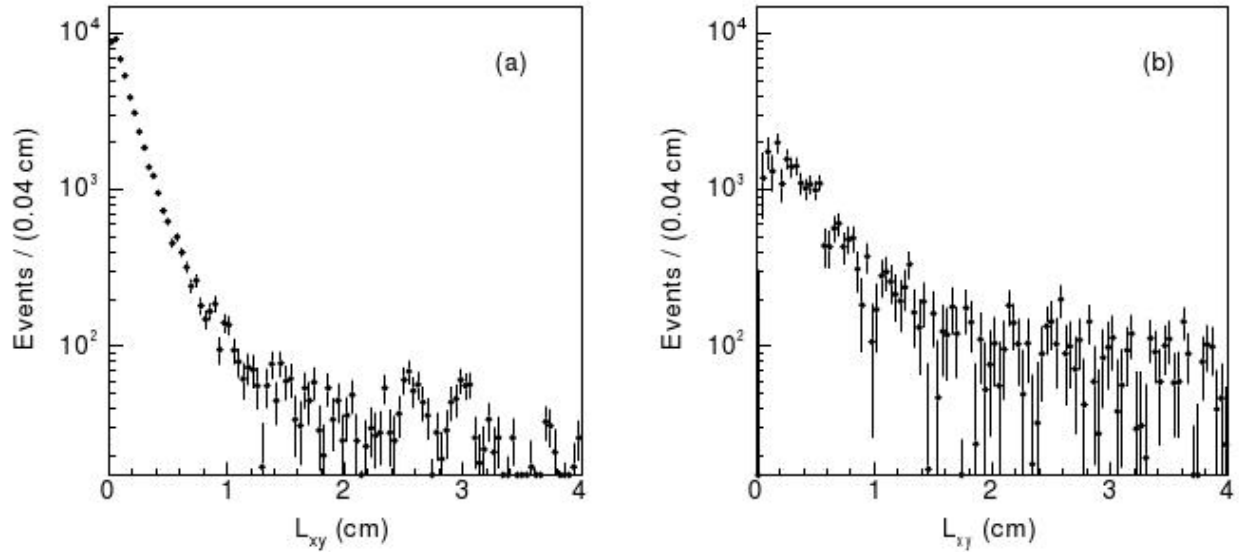


ABBILDUNG 3.14: **Links:** Verteilung der Entfernung L_{xy} von rekonstruierten zusätzlichen Wechselwirkungspunkten als Folge von Zerfällen langlebiger Teilchen in QCD-Ereignissen der 742 pb^{-1} Ereignismenge. Der kombinatorische Untergrund wurde durch die Subtraktion der dazugehörigen negativen L_{xy} -Verteilung entfernt. Denn langlebige Teilchen liefern nur positive L_{xy} Werte und somit kann ein in positiven und negativen L_{xy} Werten symmetrischer Untergrund durch diese Subtraktion entfernt werden. Die y-Skala ist logarithmisch aufgetragen. [Abb. 31a aus [1]] **Rechts:** Verteilung der Entfernung L_{xy} in Geister-Ereignissen der 742 pb^{-1} Ereignismenge. [Abb. 31b aus [1]]

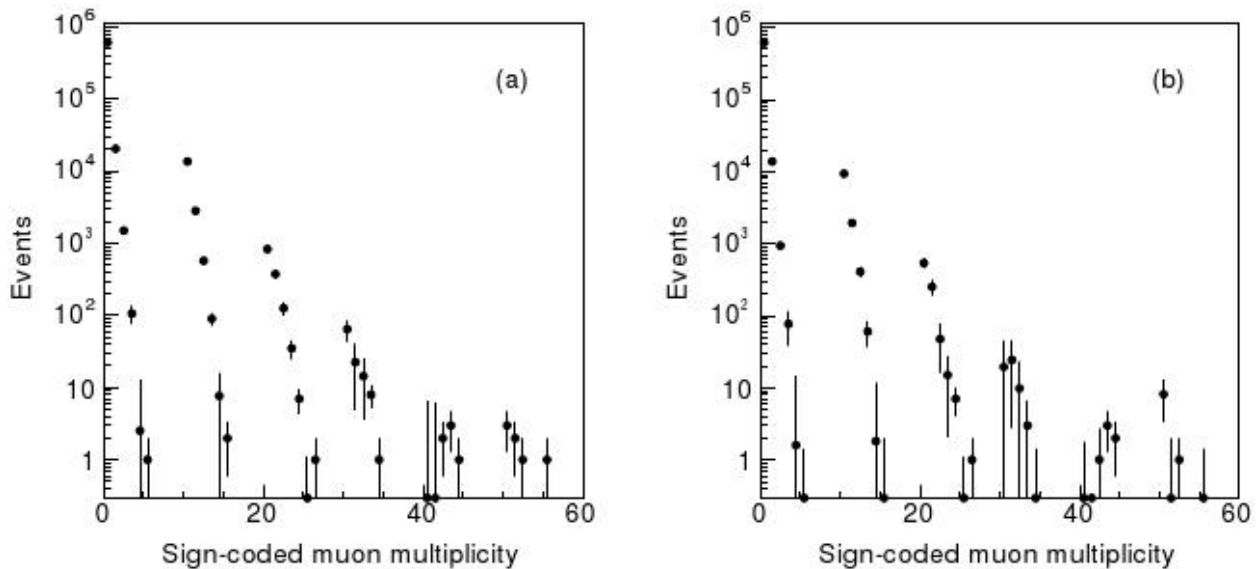


ABBILDUNG 3.15: **Links:** Verteilung von zusätzlichen Myonen in $36,8^\circ$ -Kegeln um primäre Myonen in Geister-Ereignissen der 2100 pb^{-1} Ereignismenge. Die Vielfachheit wird um 1 erhöht, wenn das zusätzliche Myon die gegenteilige elektrische Ladung zum dazugehörigen primären Myon hat, und um 10, wenn es die gleiche elektrische Ladung besitzt. Die y-Skala ist logarithmisch aufgetragen. [Abb. 22a aus [1]] **Rechts:** Verteilung von zusätzlichen Myonen für die korrigierten Geister-Ereignisse. Die Einträge sind in Tabelle 3.5 aufgelistet. [Abb. 22b aus [1]]

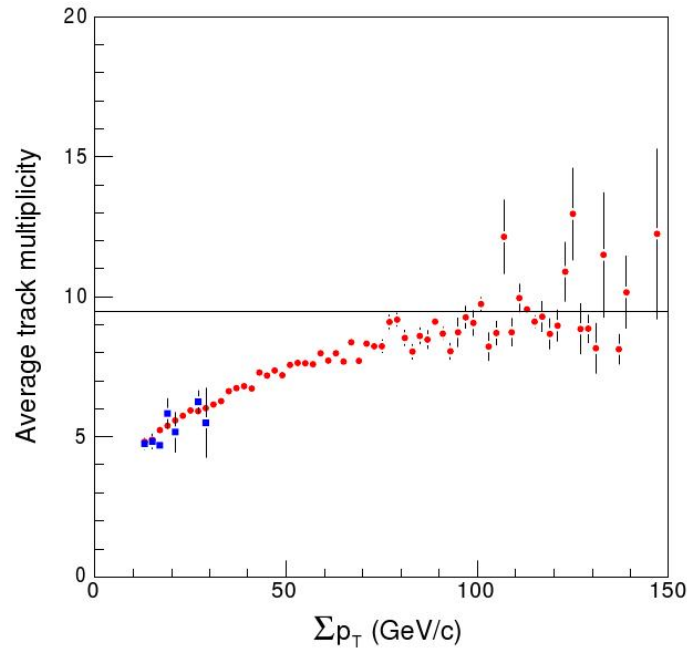


ABBILDUNG 3.16: Durchschnittliche Anzahl von Spuren mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der primären Myonen als Funktion des transversalen Gesamtimpulses der Spuren für die 742 pb^{-1} Ereignismenge. Die Kegel enthalten mindestens zwei zusätzliche Myonen. Die Messung (\bullet) wird mit einer QCD-Vorhersage (\blacksquare) für die wenigen vorhergesagten Ereignisse einer schweren Flavor Simulation verglichen. Dabei wurde die Simulation auf die Anzahl der primären Myonen in der Messung normiert und die Wahrscheinlichkeit berücksichtigt, dass eine Hadronspur ein Myon nachahmt. Die Detektoreffizienz für solche Spuren ist fast 100%. [Abb. 32 aus [1]]

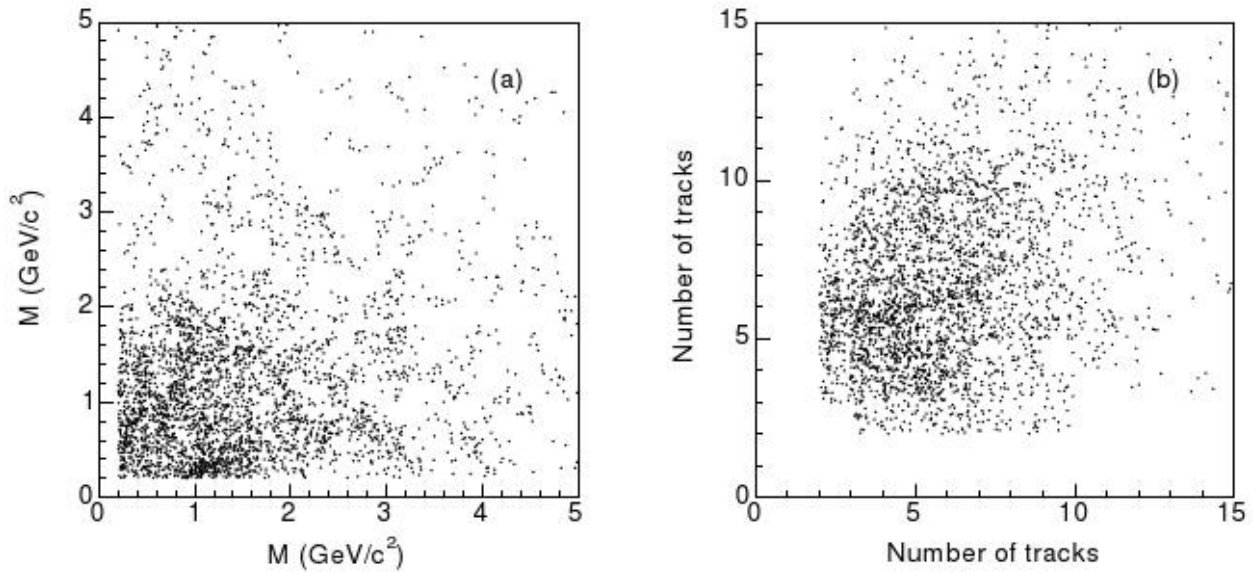


ABBILDUNG 3.17: **Links:** Zweidimensionale Verteilung der invarianten Masse aller Myonen im jeweiligen $36,8^\circ$ -Kegel um die beiden primären Myonen in korrigierten Geister-Ereignissen, in denen beide Kegel mindestens ein zusätzliches Myon enthalten. Auf der x-Achse ist die invariante Masse des ersten und auf der y-Achse des zweiten Kegels in einem Ereignis aufgetragen. Es werden die korrigierten Geister-Ereignisse der 2100 pb^{-1} Ereignismenge betrachtet. [Abb. 33a aus [1]] **Rechts:** Zweidimensionale Verteilung der Anzahl von Spuren mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ in den Kegeln anstatt der invarianten Masse der Myonen wie in der linken Abbildung. [Abb. 33b aus [1]]

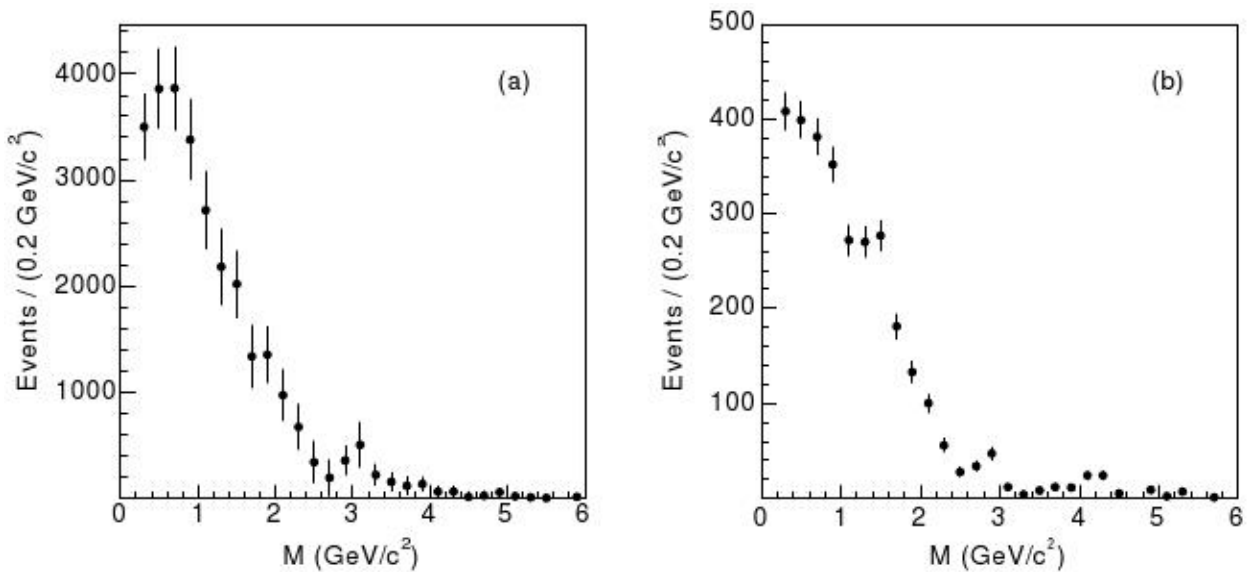


ABBILDUNG 3.18: **Links:** Verteilung der invarianten Masse von allen im jeweiligen Kegel enthaltenen Myonen für die 27990 $36,8^\circ$ -Kegel um primäre Myonen mit mindestens einem zusätzlichem Myon. Hierbei werden die korrigierten Geister-Ereignisse der 2100 pb^{-1} Ereignismenge betrachtet. [Abb. 34a aus [1]] **Rechts:** Verteilung der invarianten Masse für die 3016 Kegel in Ereignissen, in denen beide Kegel mindestens ein zusätzliches Myon enthalten. [Abb. 34b aus [1]]

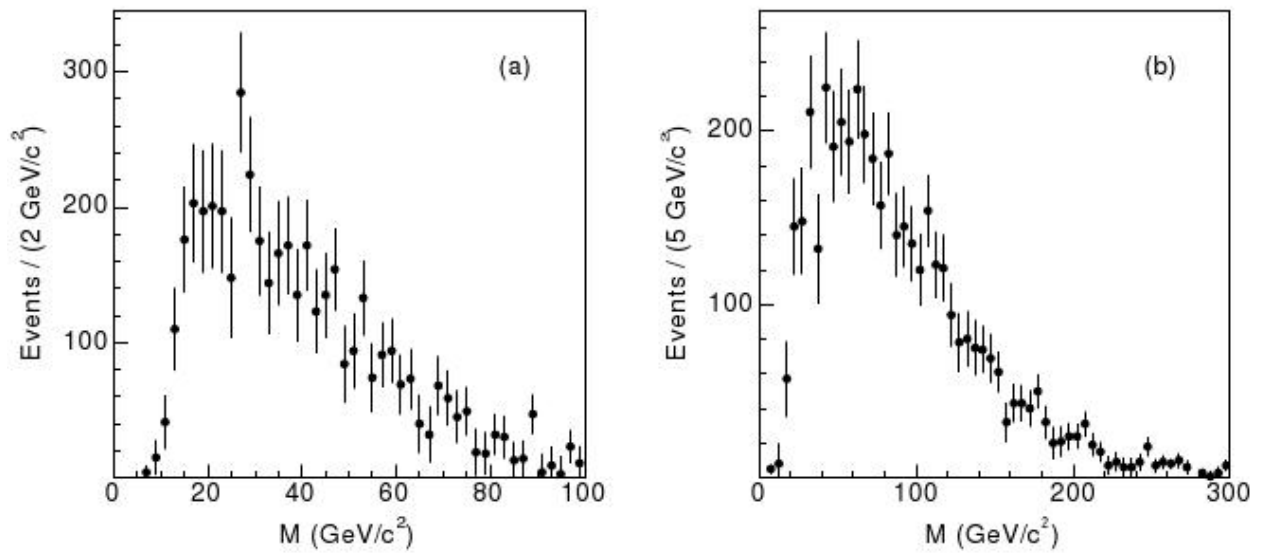


ABBILDUNG 3.19: **Links:** Verteilung der invarianten Masse von allen Myonen in einem Ereignis in den 1508 Ereignissen, in denen beide Kegel mindestens ein zusätzliches Myon enthalten. Hierbei werden die korrigierten Geister-Ereignisse der 2100 pb^{-1} Ereignismenge betrachtet. [Abb. 35a aus [1]] **Rechts:** Verteilung der invarianten Masse von allen Spuren mit $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$ in einem Ereignis anstatt von allen Myonen wie in der linken Abbildung. [Abb. 35b aus [1]]

Kapitel 4

Simulation der Geister-Ereignisse

Wie wir in den bisherigen Abschnitten gesehen haben, lassen sich die Messergebnisse des CDFII-Detektors nach [1] nicht durch das Standardmodell der Physik erklären. Deswegen wollen wir ein einfaches Modell entwerfen, das die wesentlichen Eigenschaften der Geister-Ereignisse wiedergeben soll. Dieses Modell wird in dem Monte-Carlo-Generator Herwig++ implementiert. Nach der Einführung des Modells und einem kurzen Überblick über die Funktionsweise von Herwig++ werden wir die wesentlichen Schritte der Simulation in Herwig++ beschreiben. Danach werden wir erläutern, wie die freien Parameter des Modells aus den Ergebnissen der Simulationen bestimmt werden.

4.1 Modell

In unserem Modell definieren wir einen harten Prozess, in welchem entweder zwei Gluonen oder ein Quark und Antiquark der kollidierenden Teilchen wechselwirken. Bei dieser Wechselwirkung sollen in einem s-Kanal-Prozess zwei X-Teilchen entstehen. Diese X-Teilchen besitzen die folgenden grundlegenden Eigenschaften, die aus den Eigenschaften der Geister-Ereignisse herleitet werden:

- Es ist elektrisch neutral. Wenn es nicht elektrisch neutral wäre, hätte man es bei dem betrachteten Massenbereich (siehe nächsten Punkt) schon an einem Elektron-Positron-Beschleuniger wie dem LEP-Collider (Large Electron-Positron) am CERN bei Genf, Schweiz, nachweisen können.
- Seine Masse m_X soll ungefähr zwischen 1 und 10 GeV/c liegen. Diesen Massenbereich folgern wir insbesondere aus Abbildung 3.18, in welcher die Masse aller Myonen in einem 36,8°-Kegel um ein primäres Myon mit mindestens einem zusätzlichen Myon aufgetragen wird. Die genaue Masse m_X bestimmen wir aus den Ergebnissen der Simulationen für verschiedene Massen.
- Es ist langlebig und besitzt eine mittlere Zerfallslänge ($= \gamma \tau_X \cdot v$), welche größer als der Radius des Strahlrohres ist. Diese Eigenschaft berücksichtigt die hohen Stoßparameter der Myonen in Geister-Ereignissen bzw., dass sie die scharfe SVX-Auswahl nicht bestehen.
- Es soll in vier Elementarteilchen zerfallen, wobei mindestens eines dieser Zerfallsprodukte ein Myon ist. Dadurch werden in einem Ereignis mindestens zwei (primäre) Myonen

erzeugt. Zerfallsmoden mit mehreren Myonen als Zerfallsprodukte sind ebenfalls möglich. Damit soll die teilweise hohe Anzahl von echten zusätzlichen Myonen in Geister-Ereignissen berücksichtigt werden.

- Es ist ein Majorana Teilchen¹, denn die Anzahl von Geister-Ereignissen mit SS und OS primären Myonen ist ungefähr gleich (siehe Tab. 2.1). Das heißt, es muss sowohl in ein positiv als auch negativ geladenes Myon zerfallen können.
- Es hat Spin Null, wobei diese Wahl willkürlich ist.

Neben den bereits gewählten Eigenschaften hat das X-Teilchen noch freie Parameter, die wir mit Hilfe der Simulationsergebnisse bestimmen können. Zu diesen Parametern gehört dessen Lebensdauer $c\tau_X$ und Masse m_X . Weiterhin können verschiedene Zerfallsmoden und Verzweigungsverhältnisse für das X-Teilchen definiert werden.

Die Wahl, dass in unserem Modell zwei X-Teilchen entstehen, folgern wir insbesondere aus den Ergebnissen in Abschnitt 3.6. Dabei nehmen wir an, dass jeweils ein primäres Myon aus einem X-Teilchen stammt und nicht Beide aus einem. Somit haben beide primären Myonen und $36,8^\circ$ -Kegel um diese die gleichen Eigenschaften in den simulierten Ereignissen unseres Modells.

Wir definieren den differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Erzeugungsprozess der X-Teilchen im Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Teilchen als

$$\frac{d\sigma_{gg/q\bar{q}\rightarrow XX}^{Simu}}{d\cos\theta} = N_{gg/q\bar{q}}^* \cdot \frac{\beta}{\hat{s}} = N_{gg/q\bar{q}}^* \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{4m_X^2}{\hat{s}}}}{\hat{s}}, \quad (4.1)$$

wobei $\cos\theta \in [-1, 1]$, $N_{gg/q\bar{q}}^*$ eine Konstante, $\beta = v_X/c$ der β -Faktor für ein X-Teilchen, \hat{s} das Quadrat der Schwerpunktsenergie der wechselwirkenden Gluonen bzw. Quark und Antiquark und m_X die Masse des X-Teilchen sind (Motivation für Wirkungsquerschnitt, siehe A.2). $N_{gg/q\bar{q}}^*$ dient zur Normierung des simulierten zum gemessenen Wirkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 5.2). Damit folgt für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{gg/q\bar{q}\rightarrow XX}^{Simu} = 2N_{gg/q\bar{q}}^* \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{4m_X^2}{\hat{s}}}}{\hat{s}}. \quad (4.2)$$

Damit wurden die grundlegenden Eigenschaften der X-Teilchen beschrieben. Unser Modell mit dem X-Teilchen Erzeugungsprozess $gg/q\bar{q} \rightarrow XX$ soll die korrigierten Geister-Ereignisse wiedergeben. Dabei stammen die Myonen in diesen aus dem Zerfall der X-Teilchen.

Nun werden wir unser Modell in Herwig++ implementieren und das CDFII-Experiment simulieren. Die Ergebnisse der Simulation werden mit der Messung in [1] verglichen. Durch diesen Vergleich können wir die freien Parameter des X-Teilchens festlegen. Unser Ziel ist es, mit der Simulation unseres Modells die wesentlichen Ergebnisse aus [1] wiederzugeben.

Alle in Herwig++ simulierten Myonen sind echt und somit werden keine unechten Myonen in der Simulation betrachtet. Wie wir später sehen werden, befindet sich ein vernachlässigbarer Teil von Myonen in den Ereignissen unserer Simulation, die nicht durch den von uns definierten harten Prozess $gg/q\bar{q} \rightarrow XX$ entstanden sind. Somit betrachten wir die korrigierten Geister-Ereignisse, in welchen keine unechten Myonen vorhanden sind.

¹Ein Majorana Teilchen ist sein eigenes Antiteilchen. Diese Eigenschaft impliziert, dass es auch Teilchen-Antiteilchen-symmetrische Zerfallsmoden besitzt. D.h. wenn es z.B. den Zerfallsmodus $X \rightarrow \mu^- Y$ besitzt, muss es ebenfalls in $X \rightarrow \mu^+ \bar{Y}$ zerfallen können. Dabei sind \bar{Y} die Antiteilchen der Teilchen Y.

4.2 Herwig++

Herwig++ ist ein Monte-Carlo-Generator zur Simulation von harten Hadron-Hadron-, Hadron-Lepton- und Lepton-Lepton-Kollisionen [8]. Er basiert auf dem Programm ThePEG [9]. ThePEG bietet das Grundgerüst zur Erzeugung von Ereignissen mit Teilchenkollisionen (z.B. Definition von Viererimpuls eines Teilchens) und Herwig++ setzt auf dieses Grundgerüst Physikmodelle (z.B. das Verhalten von Jets) auf.

Die Simulation eines Prozesses in Herwig++ kann in die folgenden grundlegenden Schritte unterteilt werden:

- Ein harter Prozess findet statt, in welchem die einlaufenden Teilchen wie Leptonen oder Hadronen miteinander wechselwirken. Dabei entstehen neue Teilchen. Genauer gesagt findet die Wechselwirkung zwischen Leptonen und/oder den Partonen in Hadronen statt. Einige einfache Prozesse sind bereits in führender und teilweise auch in zweiter Ordnung implementiert. Zusätzlich können auch selbst implementierte Prozesse simuliert werden. Von dieser Möglichkeit machen wir bei der Simulation unseres Modells Gebrauch.
- Der Farbfluss zwischen den Teilchen sowie die Energieskala des harten Prozesses geben die Bedingungen für QCD-Abstrahlung in Anfangs- und Endzustand Parton-Schauern vor. Unter Anfangszustand Parton-Schauern versteht man die in der Kollision teilnehmenden Partonen von Prozessen mit einlaufenden Hadronen und unter Endzustand Parton-Schauern die Teilchen, die bei der Kollision erzeugt werden.
- Der Zerfall von schweren Teilchen wie dem Top-Quark oder den elektroschwachen Eichbosonen ist kürzer oder ähnlich schnell wie das Auslösen von Parton-Schauern. Diese Teilchen können vor oder nach ihrem Zerfall Parton-Schauer auslösen, wenn stark wechselwirkende Teilchen in ihrem Zerfall mitwirken.
- Je nach experimentiellen Randbedingungen (Hadron-Kollision, hohe Schwerpunktsenergie) können mehrfache Parton-Streuungen in einer Kollision stattfinden. Dadurch können weitere Parton-Schauer entstehen.
- Nachdem alle Partonen in den Parton-Schauern entstanden sind, werden Parton-Paare, die durch ihre Farbe-Antifarbe-Kombination zusammengehören, in einen Singlet-Zustand zusammengeführt. Dieser Singlet-Zustand zerfällt in Hadronen und Hadron-Resonanzen, wenn er nicht zu schwer oder zu leicht ist. Sonst wird er anders behandelt (siehe dazu Abschnitt 7 in [8]).
- Die Hadronen zerfallen in ihre Zerfallsprodukte, wobei Spin-Korrelationen zwischen den unterschiedlichen Zerfällen berücksichtigt werden.

Insgesamt wird also die Kollision der beiden einlaufenden Teilchen und das Stattfinden eines bestimmten harten Prozesses bis hin zum Endzustand des Ereignisses beschrieben. Der Endzustand ist hierbei der Zustand, der in einem Detektor gemessen werden kann. Eine umfangreichere Beschreibung von Herwig++ kann in [8] gefunden werden.

4.3 Zerfall des X-Teilchens

Nach der Erzeugung der X-Teilchen in dem Prozess $gg/q\bar{q} \rightarrow XX$ zerfallen diese wieder. Unter Berücksichtigung der Erhaltung von elektrischer Ladung, Spin und Leptonzahl werden drei Zerfallsmoden definiert:

- 1-Myon: $X \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu u \bar{d}$ oder $X \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{u} d$
- 2-Myon: $X \rightarrow \mu^- \mu^+ u \bar{u}$ oder $X \rightarrow \mu^- \mu^+ d \bar{d}$
- 4-Myon: $X \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^- \mu^+$

Mit diesen Zerfallsmoden soll die unterschiedliche Anzahl von Myonen in Geister-Ereignissen simuliert werden. Dafür müssen die Verzweigungsverhältnisse der Zerfallsmoden noch festgelegt werden. Diese Festlegung wird im nächsten Abschnitt beschrieben. Zuvor muss allerdings das Problem gelöst werden, dass in Herwig++ kein 4-Körperzerfall, sondern nur 2- und 3-Körperzerfälle implementiert sind.

Um die selbstständige Implementierung eines 4-Körperzerfalls zu umgehen, kann man diesen als eine Zerlegung in einen 2- und 3-Körperzerfall darstellen. Diese Zerlegung werden wir zuerst allgemein für einen n-Körperzerfall und danach speziell für einen 4-Körperzerfall beschreiben.

4.3.1 n-Körperzerfall

Der invariante Phasenraum (PS, phase space) eines n-Körperzerfalls, also der Zerfall eines Teilchens X in n Teilchen, kann durch folgende Formel ausgedrückt werden (siehe Appendix B von [32]):

$$d_n(PS X \rightarrow p_1 p_2 \dots p_n) = \delta^4(p_X - p_1 - p_2 - \dots - p_n) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 \vec{p}_i}{2E_i} \quad (4.3)$$

Dabei ist p_X der Viererimpuls des Teilchens X, p_i , \vec{p}_i und E_i die Viererimpulse, Dreierimpulse und Energien der n Zerfallsprodukte. Es kann gezeigt werden, dass der Phasenraum des n-Körperzerfalls folgendermaßen umgeschrieben werden kann, wobei Z ein virtuelles Teilchen ist (siehe Anhang A.3):

$$d_n(PS X \rightarrow p_1 p_2 \dots p_n) = d_2(PS X \rightarrow p_1 Z) dm_Z^2 d_{n-1}(PS Z \rightarrow p_2 \dots p_n) \quad (4.4)$$

Die Masse m_Z besitzt den folgenden Wertebereich:

$$m_2 + \dots + m_n \leq m_Z \leq m_X - m_1 \quad (4.5)$$

4.3.2 4-Körperzerfall

Nachdem wir einen allgemeinen n-Körperzerfall betrachtet haben, können wir die Formeln nun auf einen 4-Körperzerfall anwenden. Der invariante Phasenraum eines 4-Körperzerfalls kann nach Gleichung 4.4 als ein Produkt eines 2- und 3-Körperzerfalls ausgedrückt werden:

$$d_4(PS X \rightarrow p_1 p_2 p_3 p_4) = d_2(PS X \rightarrow p_1 Z) dm_Z^2 d_3(PS Z \rightarrow p_2 p_3 p_4) \quad (4.6)$$

Der 4-Körperzerfall des zuvor definierten X-Teilchens kann nach obiger Gleichung nachgeahmt werden, indem es zuerst in einem 2-Körperzerfall in das erste Zerfallsprodukt und ein virtuelles Z-Teilchen zerfällt. Dieses Z-Teilchen zerfällt dann wiederum in einem 3-Körperzerfall in die restlichen drei Zerfallsprodukte. Das Z-Teilchen hat eine Masse, die nach Gleichung 4.5 in dem folgenden Intervall liegt:

$$m_2 + m_3 + m_4 \leq m_Z \leq m_X - m_1 \quad (4.7)$$

Um diese Zerlegung des 4-Körperzerfalls richtig zu implementieren, muss man die Verteilung der Masse m_Z des virtuellen Z-Teilchens kennen. Die Bestimmung dieser Verteilung wird im nächsten Abschnitt dargelegt.

4.3.3 Bestimmung der Massenverteilung des virtuellen Z-Teilchens

Die Verteilung der Masse m_Z des virtuellen Z-Teilchens kann aus Gleichung 4.6 gefolgert werden. Dazu wird angenommen, dass die Massen der vier Zerfallsprodukte klein gegenüber der des X-Teilchens sind ($m_1, m_2, m_3, m_4 \ll m_X$). Aus der Annahme folgen diese beiden Proportionalitäten:

$$d_2(PS X \rightarrow p_1 Z) \propto \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right) \quad (4.8)$$

$$d_3(PS Z \rightarrow p_2 p_3 p_4) \propto m_Z^2 \quad (4.9)$$

Die Herleitung kann in Anhang A.4 gefunden werden. Somit folgt für die m_Z -Abhängigkeit des Phasenraumfaktors der folgende Ausdruck:

$$d_4(PS X \rightarrow p_1 p_2 p_3 p_4) \propto dm_Z^2 m_Z^2 \cdot \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right) \quad (4.10)$$

Um die Verteilung der Masse m_Z zu erhalten, integriert man die rechte Seite dieser Gleichung und löst die entstehende Gleichung. Die resultierende Lösung für m_Z wird dann dazu benutzt, die Zerlegung des 4-Körperzerfalls zu implementieren.

Die Integration von Gleichung 4.10 hat die folgende Form:

$$Y = \int dY = \int dm_Z^2 m_Z^2 \cdot \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right) \quad (4.11)$$

Ohne Betrachtung der Integralgrenzen folgt daraus für Y:

$$Y = \frac{1}{2} m_Z^4 - \frac{1}{3 m_X^2} m_Z^6 = \frac{1}{2} z^2 - \frac{1}{3 m_X^2} z^3 \quad (4.12)$$

Dabei gilt $z = m_Z^2$. Zieht man Y auf die rechte Seite dieser Gleichung, ergibt sich

$$0 = -\frac{1}{3 m_X^2} z^3 + \frac{1}{2} z^2 - Y = a z^3 + b z^2 + d, \quad (4.13)$$

wobei $a = -\frac{1}{3 m_X^2}$, $b = \frac{1}{2}$ und $d = -Y$ sind. Teilt man die Gleichung durch a, erhält man den folgenden Ausdruck:

$$0 = z^3 + \frac{b}{a} z^2 + \frac{d}{a} \quad (4.14)$$

Die Lösung dieser Gleichung lautet im Intervall $[z_{min}, z_{max}]$ aus Gleichung 4.7

$$z_2 = m_X^2 \cdot \left(\cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y}{m_X^4}\right) + \frac{4\pi}{3}\right] + \frac{1}{2}\right). \quad (4.15)$$

Die Herleitung dieser Lösung wird in Anhang A.4 beschrieben. Somit ist nun die Verteilung der quadratischen Masse des virtuellen Z-Teilchens bekannt. Bei einer Implementierung dieser Verteilung wird der 4-Körper-Zerfall des X-Teilchens (für $m_1, m_2, m_3, m_4 \ll m_X$) durch die Zerlegung in einen 2- und 3-Körperzerfall beschrieben.

4.4 Bestimmung der freien Parameter des X-Teilchens

Wir haben nun einen Prozess der zwei X-Teilchen erzeugt, die wiederum in jeweils vier Elementarteilchen zerfallen. Zuerst legen wir die Lebensdauer bzw. $c\tau_X$ der X-Teilchen fest. Wir setzen sie

$$c\tau_X = 20 \text{ mm}, \quad (4.16)$$

was größer als der Radius des Strahlrohres von 1,5 cm ist, aber sonst willkürlich gewählt wird. In Abbildung 4.1 ist die Verteilung der Stoßparameter von primären Myonen in X-Teilchen Ereignissen (X-Ereignissen), die die Zwei-Myon-Schnitte passieren, abgebildet. In der Abbildung wurden 19 Millionen X-Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %. Wenn es nicht anders erwähnt wird, wurden die folgenden Histogramme mit den gleichen Werten simuliert.

Aus der Steigung der Geraden in Abbildung 4.1 kann wiederum der Wert $c\tau_X$ bestimmt werden. Dazu benutzt man wie zuvor die Anpassungsfunktion $[A \cdot \exp(-d/c\tau)]$ (siehe Abschnitt 3.4.1). Nach der Auswahl der folgenden zwei Punkte in Abbildung 4.1 erhält man:

$$\begin{aligned} d \approx 0,49 \text{ cm} & : 50 \text{ Myonen} \\ d \approx 1,40 \text{ cm} & : 30 \text{ Myonen} \\ & \Rightarrow c\tau_X \approx 17,8 \text{ mm} \end{aligned}$$

Wie wir bereits aus Abschnitt 3.4.3 wissen, ist der Wert für die Lebensdauer $c\tau_X$, den wir aus den Stoßparametern der primären Myonen erhalten (17,8 mm), kleiner als der tatsächliche Wert (20 mm). Wenn man den Wert $c\tau_{exp}$ für die Geister-Ereignisse aus [1] bestimmt (siehe Abb. 3.8), erhält man je nach Lage einer selbst eingezeichneten Anpassungsgeraden die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} d \approx 0,48 \text{ cm} & : 50 \text{ Myonen} \\ d \approx 1,02 \text{ cm} & : 10 \text{ Myonen} \\ & \Rightarrow c\tau_{exp} \approx 3,4 \text{ mm} \\ d \approx 0,40 \text{ cm} & : 40 \text{ Myonen} \\ d \approx 1,12 \text{ cm} & : 10 \text{ Myonen} \\ & \Rightarrow c\tau_{exp} \approx 5,2 \text{ mm} \end{aligned}$$

Beim Vergleich der Werte stellt man fest, dass der experimentelle kleiner als der simulierte Wert ist. Dabei sollte man aber berücksichtigen, dass in Abbildung 3.8 noch unechte primäre Myonen

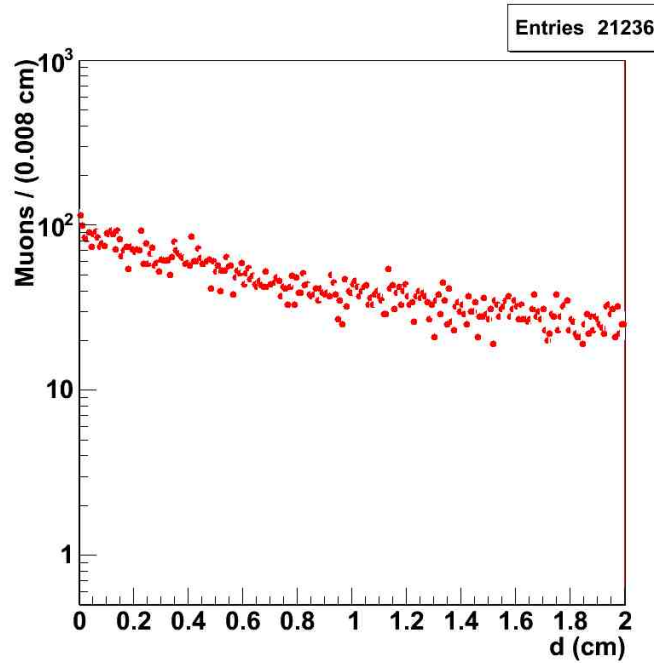


ABBILDUNG 4.1: Stoßparameterverteilung der primären Myonen in X-Ereignissen, die die Zwei-Myon-Schnitte passieren. Die y-Skala ist logarithmisch aufgetragen. Diese simulierte Abbildung kann mit der gemessenen Abbildung 3.8 verglichen werden. **Angaben zur Simulation:** Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision war 1,96 TeV. Es wurden 19 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8$ GeV/ c^2 und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %.

enthalten sind (Lockere SVX-Auswahl der Geister-Ereignisse der 742 pb^{-1} Ereignismenge). In Abschnitt 3.1 wurde bei Quelle (b) festgehalten, dass rund 35 % der Geister-Ereignisse durch K - und π -Zerfällen im Flug erklärt werden können, aber nur 10 % der Geister-Ereignisse mit einem Stoßparameter größer als 5 mm. Außerdem entsteht nach Abschnitt 3.4.4 ein kleiner, aber signifikanter Anteil der Myonen in Geister-Ereignissen aus dem Zerfall von Objekten mit einer wesentlich höheren Lebensdauer als B-Hadronen und kleineren als K_S^0 -Mesonen.

Weiterhin ist die Wahl der Lebensdauer $c\tau_X$ des X-Teilchens für andere Ergebnisse in der Simulation unbedeutend. Denn bei der Bestimmung der Myonen, die in $36,8^\circ$ -Kegeln um primäre Myonen liegen, werden die Entstehungspunkte der Myonen vernachlässigt. Bei allen anderen Größen sind die Entstehungspunkte der Myonen ebenfalls unbedeutend. Deswegen verändert eine möglicherweise ungünstige Wahl von $c\tau_X$ die restlichen Ergebnisse der Simulation nicht.

In den Messergebnissen aus [1] wurde festgehalten, dass es eine lose Korrelation ($\rho_{d_p d_z} = 0,03$) zwischen den Stoßparametern der primären Myonen und denen der zusätzlichen Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um das jeweilige primäre Myon gibt (siehe Abschnitt 3.4.2 und Abb. 3.10). Diese Messung widerspricht unserem Modell, in welchem alle Myonen, die aus einem X-Teilchen entstehen, den gleichen Entstehungsvortex haben. Der Korrelationskoeffizient in einem simulierten Histogramm für die gemessene Abbildung 3.10 ist $\rho_{d_p d_z}^{simu} \approx 0,71$ (siehe Abb. 4.2). Der simulierte Korrelationskoeffizient ist wesentlich größer als der gemessene und bestätigt damit die Abhängigkeiten der Stoßparameter der echten primären und zusätzlichen Myonen in unserem

Modell. Da es sich in Abbildung 3.10 um die lockere SVX-Auswahl der Geister-Ereignisse der 1426 pb^{-1} Ereignismenge handelt und in dieser unechte Myonen enthalten sind, kann keine Aussage darüber getroffen werden, ob und inwieweit diese den Korrelationskoeffizienten beeinflussen.

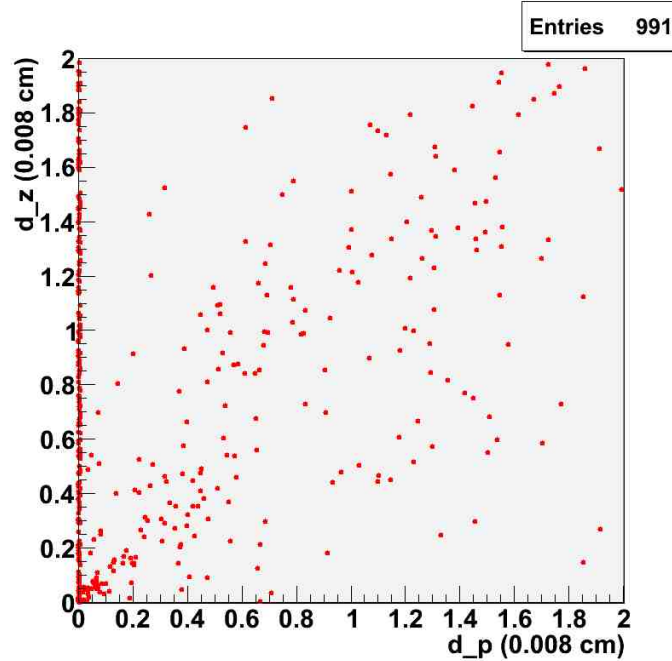


ABBILDUNG 4.2: Zweidimensionale Stoßparameterverteilung von zusätzlichen Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel, d_z , und den dazugehörigen primären Myonen, d_p . Die simulierte Abbildung kann mit der gemessenen Abbildung 3.10 verglichen werden. **Angaben zur Simulation:** Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision war $1,96 \text{ TeV}$. Es wurden 19 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20 \text{ mm}$, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon $91,09\%$, 2-Myon $7,52\%$ und 4-Myon $1,39\%$.

4.4.1 Masse des X-Teilchens

Im nächsten Schritt wollen wir die Masse m_X des X-Teilchens finden. Dazu betrachten wir Abbildung 3.18 aus Abschnitt 3.6. Zur Erinnerung: In Abbildung 3.18 ist die Verteilung der invarianten Masse aller Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der primären Myonen in Geister-Ereignissen zu sehen. In der linken Abbildung werden alle Kegel mit mindestens einem echten zusätzlichen Myon und in der rechten alle aus Ereignissen, in denen beide Kegel mindestens ein echtes zusätzliches Myon enthalten, gezeigt. Es werden die korrigierten Geister-Ereignisse der 2100 pb^{-1} Ereignismenge betrachtet. Das Ziel ist es, die Form der linken Abbildung in der Simulation wiederzugeben. Dabei ist die Wahl der Masse m_X entscheidend, denn sie bestimmt die Lage des Maximums in der Verteilung. Dafür wird die Simulation für verschiedene Massen m_X ausgeführt und die Ergebnisse mit Abbildung 3.18 verglichen. Wenn das Maximum der betrachteten invarianten Masse der Myonen in der Simulation bei ungefähr $0,2$ bis $0,6 \text{ GeV}/c^2$ liegt, dann wurde ein guter Wert für die Masse m_X gefunden.

Da die Verzweungsverhältnisse der Zerfallsmoden des X-Teilchens noch nicht bekannt sind, betrachten wir Simulationen mit reinem 2- und 4-Myonzerfall für das X-Teilchen. Simulationen mit reinem 1-Myonzerfall liefern nur Ereignisse mit zwei primären Myonen und somit normalerweise keine Einträge für ein simuliertes Histogramm für die im CDFII-Experiment gemessene Abbildung 3.18. In Abbildung 4.3 sieht man die simulierten Histogramme für Abbildung 3.18 bei reinem 2- (links) und 4-Myonzerfall (rechts). Es wurden 5 Millionen X-Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm und die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$.

Eine durch die Verzweungsverhältnisse der Zerfallsmoden des X-Teilchens gewichtete Kombination dieser beiden Histogramme ergibt das Histogramm für Abbildung 3.18. Entscheidend für die Lage des Maximums ist Abbildung 4.3 links. Denn auf Grund der höheren Häufigkeit von Geister-Ereignissen mit weniger Myonen (siehe Abb. 3.15), wird auch das Verzweungsverhältnis für den 2-Myonzerfall des X-Teilchens größer als für den 4-Myonzerfall sein. Das Maximum liegt bei dem gewünschten Wert. Der höchste Eintrag in Abbildung 4.3 rechts liegt bei der Masse des X-Teilchens. Wenn das X-Teilchen in vier Myonen zerfällt, eines dieser vier ein primäres Myon ist und die anderen drei als zusätzliche Myonen in dem $36,8^\circ$ -Kegel um dieses primäre Myon enthalten sind, dann ist die invariante Masse dieser vier Myonen gleich der Masse m_X . Es passiert sehr selten, dass Myonen aus dem Zerfall des zweiten X-Teilchens im Kegel eines primären Myons aus dem ersten X-Teilchen liegen. Denn im Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Gluonen (oder Quark und Antiquark) bewegen sich die beiden X-Teilchen in entgegengesetzten Richtungen.

In Abbildung 4.4 ist das simulierte Histogramm für die gemessene Abbildung 3.18 zu sehen. In diesem ist eine durch die Verzweungsverhältnisse gewichtete Kombination der oben betrachteten reinen X-Teilchenzerfälle zu erkennen. Der Vergleich von unserer simulierten Abbildung 4.4 mit der gemessenen Abbildung 3.18 ergibt ein zufriedenstellendes Ergebnis, da die Lage des Maximums und der grundlegende Verlauf wiedergegeben wird. Unsere Wahl der Masse des X-Teilchens ist somit

$$m_X = 1,8 \frac{\text{GeV}}{c^2}.$$

Das Verhältnis der Kegel mit mindestens einem zusätzlichen Myon zu der Gesamtanzahl von Kegeln ist in Abbildung 4.4 ungefähr 0,04 ($839/21236 \approx 0,04$) und damit vergleichbar zu dem gemessenen Wert in Abbildung 3.18 bzw. in Tabelle 3.5 ($27990/647844 \approx 0,04$). Da die beiden X-Teilchen in unserem Modell unabhängig voneinander zerfallen, werden ungefähr 17 ($0,04^2 \cdot 10618 \approx 17$) Ereignisse mit zwei solcher Kegel erwartet, was mit den 20 Ereignissen in Abbildung 4.4 rechts bei der geringen Statistik zufriedenstellend übereinstimmt. Diese Verhältnisse werden durch die Verzweungsverhältnisse bestimmt, deren Wahl im folgenden Abschnitt erläutert wird.

4.4.2 Verzweungsverhältnisse der Zerfallsmoden

Wie in Tabelle 3.5 nachzulesen, haben die Verhältnisse zwischen Kegeln in korrigierten Geister-Ereignissen mit einem, zwei und drei echten zusätzlichen Myonen zu Kegeln mit keinem echten

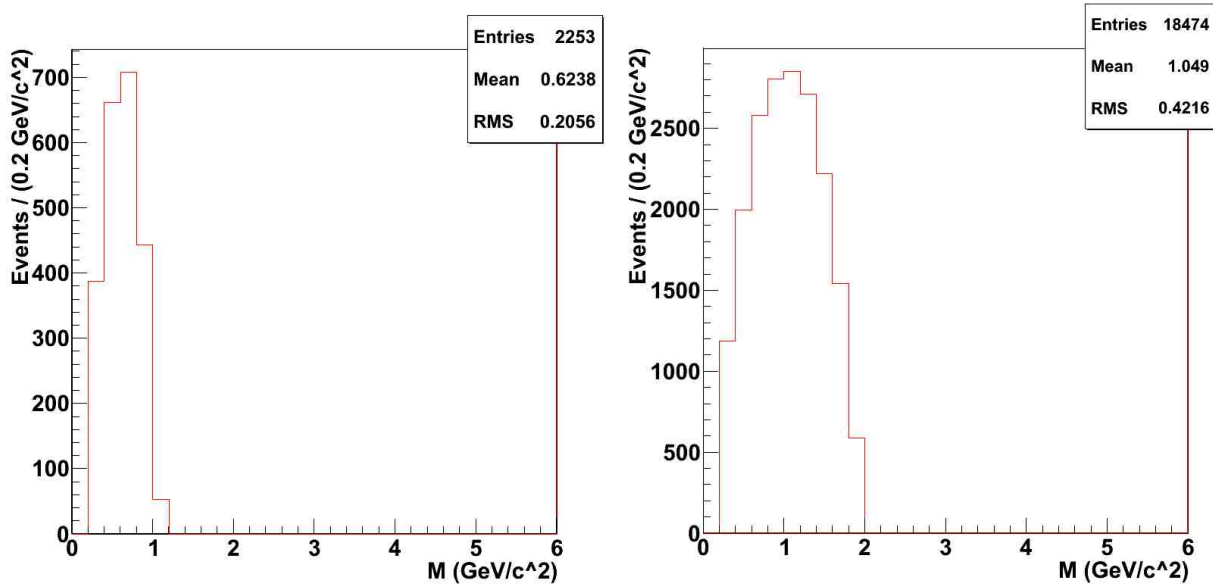


ABBILDUNG 4.3: **Links:** Verteilung der jeweiligen invarianten Masse aller Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der primären Myonen. Dabei werden die jeweiligen invarianten Massen der Kegel betrachtet, die mindestens ein echtes zusätzliches Myon enthalten. Das X-Teilchen kann nur einen 2-Myonzerfall ausführen. Hierbei werden die X-Ereignisse betrachtet, die die Zwei-Myon-Schnitte bestehen. **Rechts:** Verteilung der jeweiligen invarianten Masse aller Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel mit mindestens einem echten zusätzliches Myon. Das X-Teilchen kann nur einen 4- anstatt eines 2-Myonzerfalls wie in der linken Abbildung ausführen. **Angaben zur Simulation:** Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision war $1,96$ TeV. Es wurden 5 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm und die Masse $m_X = 1,8$ GeV/c².

zusätzlichen Myon die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} \text{Eins/Null} &: \frac{13880 + 9312}{620307} = \frac{23192}{620307} \approx 0,0374 \\ \text{Zwei/Null} &: \frac{941 + 1938 + 542}{620307} = \frac{3421}{620307} \approx 0,0055 \\ \text{Drei/Null} &: \frac{77 + 409 + 251 + 19,4}{620307} = \frac{756,4}{620307} \approx 0,0012 \end{aligned}$$

Diese Werte sollen in der Simulation der korrigierten Geister-Ereignisse erreicht werden. Da man insgesamt vier zu erfüllende Gleichungen hat (die drei obigen Verhältnisse Eins/Null, Zwei/Null und Drei/Null und die Summe der Verzweungsverhältnisse der Zerfallsmoden des X-Teilchens ist gleich eins), aber nur drei freie Parameter (Verzweungsverhältnisse des X-Teilchenzerfalls für die Zerfallsmoden in ein, zwei oder vier Myonen), kann man in der Simulation höchstens zwei der obigen Verhältnisse richtig erhalten. Wir beschränken uns dabei auf die ersten beiden Verhältnisse, da bei einer größeren Anzahl von Myonen auch die Wahrscheinlichkeit steigt, dass sich echte als unechte zusätzliche Myonen herausstellen.

Die Verzweungsverhältnisse des X-Teilchens könnten nun dadurch bestimmt werden, dass so lange Simulationen für verschiedene Werte durchgeführt werden, bis man die richtigen Verhältnisse Eins/Null, Zwei/Null und Drei/Null erhält. Diese Vorgehensweise ist aber nicht sehr

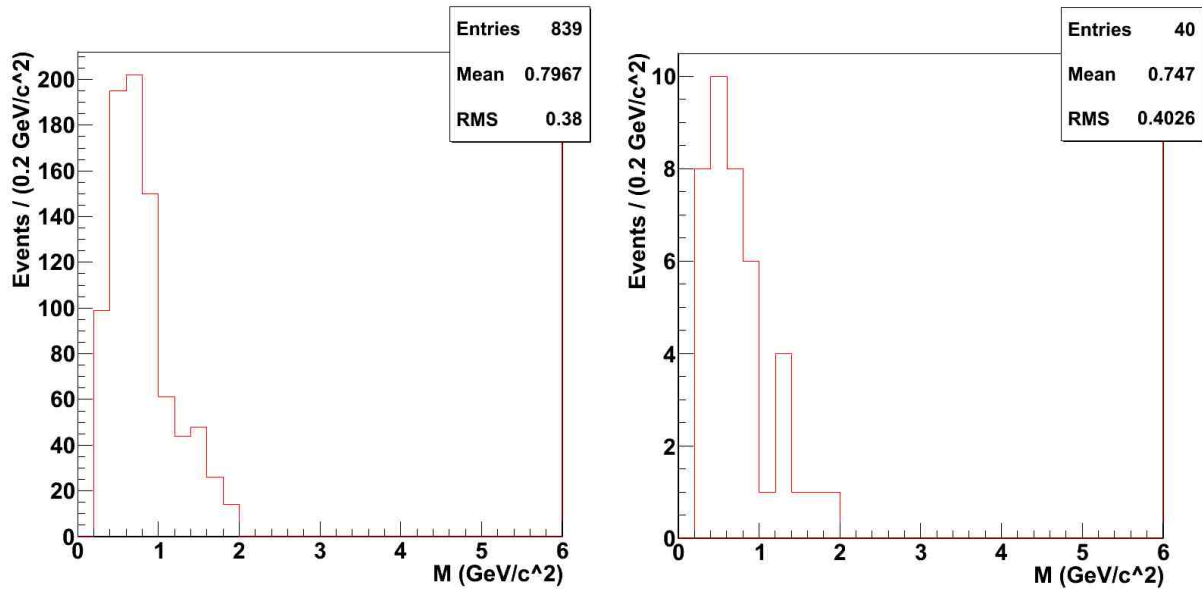


ABBILDUNG 4.4: **Links:** Verteilung der jeweiligen invarianten Masse aller Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der primären Myonen. Dabei werden die jeweiligen invarianten Massen der Kegel betrachtet, die mindestens ein echtes zusätzliches Myon enthalten. Hierbei werden die simulierten korrigierten Geister-Ereignisse (X-Ereignisse, die die Zwei-Myon Schnitte bestehen) betrachtet. Diese simulierte Abbildung kann mit der gemessenen Abbildung 4.4 verglichen werden. **Rechts:** Verteilung der jeweiligen invarianten Masse aller Myonen in Kegeln aus Ereignissen, in welchen beide Kegel um die primären Myonen jeweils mindestens ein zusätzliches Myon besitzen. **Angaben zur Simulation:** Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision war 1,96 TeV. Es wurden 19 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %.

effizient. Deswegen werden zuerst Simulationen mit reinem 1-, 2- oder 4-Myonzerfall des X-Teilchens durchgeführt und diese dann zur Bestimmung der Verzweungsverhältnisse der Zerfallsmoden des X-Teilchens benutzt.

Dazu wird der Prozess $gg \rightarrow XX$ bei einer Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV simuliert. Bei reinem 1-Myonzerfall passieren von 5 Millionen simulierten X-Ereignissen 2581 Ereignisse die Zwei-Myon-Schnitte und werden somit als korrigierte Geister-Ereignisse gezählt. Zur Erinnerung: Die Zwei-Myon-Schnitte bedeuten, dass in einem Ereignis mindestens zwei (CMUP) Myonen mit $p_T \geq 3 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| \leq 0,7$ und einer gemeinsamen invarianten Masse im Bereich $5 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} \leq 80 \text{ GeV}/c^2$ vorhanden sind. CMUP steht in Klammern, da diese Bedingung in der Simulation keine Berücksichtigung findet, da der Detektor nicht simuliert wird. Damit ergeben sich 5162 $36,8^\circ$ -Kegel um die echten primären Myonen, von denen die folgende Anzahl null, eins, zwei oder drei echte zusätzliche Myonen beinhalten:

Null : 5161
 Eins : 1
 Zwei : 0
 Drei : 0

Da beide X-Teilchen jeweils nur in ein Myon zerfallen, sind in der Regel neben den beiden echten primären Myonen keine echten zusätzlichen Myonen in einem Ereignis enthalten. Somit sind in den meisten der $36,8^\circ$ -Kegel um die echten primären Myonen keine echten zusätzlichen Myonen enthalten.

Das dritte Myon in einem der 5162 Kegel kommt z.B. aus dem Zerfall eines B-Hadrons, das bei der $p\bar{p}$ -Kollision entstanden ist. Die Anzahl der Myonen, die nicht aus dem Zerfall von X-Teilchen stammt, also unechte Myonen, ist in der Simulation vernachlässigbar klein. Beim reinen 1-Myonzerfall befinden sich 5165 (primäre und zusätzliche) Myonen in den 2581 Zwei-Myon-Ereignissen, von denen 6 unecht sind. Dies sind ungefähr 0,12%. Der Anteil der unechten Myonen an der Gesamtanzahl der Myonen nimmt für den reinen 2- und 4-Myonzerfall weiter ab (0,05% bzw. 0,02%). Im Folgenden werden alle simulierten Myonen als echt angenommen.

Für den reinen 2-Myonzerfall mit 5 Millionen simulierten X-Ereignissen und 4606 Ereignissen, die die Zwei-Myon-Schnitte passieren, ergibt sich:

Null : 6959
Eins : 2253
Zwei : 0
Drei : 0

Der reine 4-Myonzerfall enthält bei 5 Millionen simulierten X-Ereignissen 16693 Ereignisse, die die Zwei-Myon-Schnitte passieren. Von diesen 33386 Kegeln enthalten diese Anzahl null, eins, zwei oder drei zusätzliche Myonen:

Null : 14912
Eins : 12034
Zwei : 5220
Drei : 1220

Mit diesen Werten für die reinen Zerfälle können wir im nächsten Schritt die Verzweungsverhältnisse der Zerfallsmoden des X-Teilchens bestimmen. In jedem Ereignis zerfallen zwei X-Teilchen, die jeweils eine der drei beschriebenen Zerfallsmoden ausführen. Somit gibt es neun mögliche Kombinationen für den Zerfall der beiden X-Teilchen. Im Folgenden gehen wir davon aus, dass die beiden primären Myonen von unterschiedlichen X-Teilchen stammen. Weiterhin machen wir die Annahme, dass die echten zusätzlichen Myonen in einem Kegel um ein echtes primäres Myon vom selben X-Teilchen wie das primäre Myon stammen. Diese Annahmen sollten für die meisten Kegel zutreffen, da sich die beiden X-Teilchen im Schwerpunktsystem der beiden wechselwirkenden Gluonen in entgegengesetzte Richtungen bewegen.

Drei Kombinationen sind doppelt vorhanden, denn es macht offensichtlich keinen Unterschied, ob das erste oder das zweite X-Teilchen einen bestimmten Zerfallsmodus wählt. Wenn w_1, w_2 und w_4 die gesuchten Verzweungsverhältnisse des 1-, 2- und 4-Myonzerfalls des X-Teilchens sind, dann steht (w_1, w_1) für die Kombination, dass beide X-Teilchen in jeweils ein Myon zerfallen. Somit lauten die neun Kombinationen:

$$(w_1, w_1) : (w_2, w_2) : (w_4, w_4) : 2(w_1, w_2) : 2(w_1, w_4) : 2(w_2, w_4)$$

Jeder dieser Kombinationen hat eine gewisse Wahrscheinlichkeit, die Zwei-Myon-Schnitte zu passieren. Dabei definieren wir s_1, s_2 und s_4 als die Wahrscheinlichkeiten für das Passieren

der Zwei-Myon-Schnitte für Ereignisse mit reinem 1-, 2- und 4-Myonzerfall der X-Teilchen. Diese Wahrscheinlichkeiten ergeben sich aus den obigen Simulationen mit jeweils 5 Millionen X-Ereignissen zu:

$$s_1 = \frac{2591}{5000000} \approx 0,0005 \quad (4.17)$$

$$s_2 = \frac{4606}{5000000} \approx 0,0009 \quad (4.18)$$

$$s_4 = \frac{16693}{5000000} \approx 0,0033 \quad (4.19)$$

Somit haben die obigen Kombinationen die folgenden Wahrscheinlichkeiten, die Zwei-Myon-Schnitte zu passieren:

$$s_1 : s_2 : s_4 : \sqrt{s_1}\sqrt{s_2} : \sqrt{s_1}\sqrt{s_4} : \sqrt{s_2}\sqrt{s_4}$$

Um die erwartete Anzahl von Kegeln mit keinen, ein, zwei oder drei echten zusätzlichen Myonen zu erhalten, müssen wir nur noch wissen, wie viele echte zusätzliche Myonen in einem Kegel aus einem 1-, 2- oder 4-Myonzerfall vorhanden sind. Diese Wahrscheinlichkeiten, dass ein Kegel ein, zwei oder drei echte zusätzliche Myonen enthält, erhalten wir ebenfalls aus den schon durchgeführten Simulationen. Für Kegel aus einem 1-Myonzerfall sind die Wahrscheinlichkeiten die folgenden:

$$\text{Null} : 0_1 = \frac{5161}{5162} \approx 0,9998$$

$$\text{Eins} : 1_1 = \frac{1}{5162} \approx 0,0002$$

$$\text{Zwei} : 2_1 = 0$$

$$\text{Drei} : 3_1 = 0$$

Kegel aus 2-Myon Zerfällen haben folgende Werte:

$$\text{Null} : 0_2 = \frac{6959}{9212} \approx 0,7554$$

$$\text{Eins} : 1_2 = \frac{2253}{9212} \approx 0,2446$$

$$\text{Zwei} : 2_2 = 0$$

$$\text{Drei} : 3_2 = 0$$

Und zuletzt gilt für Kegel aus 4-Myon Zerfällen:

$$\text{Null} : 0_4 = \frac{14912}{33386} \approx 0,4467$$

$$\text{Eins} : 1_4 \approx \frac{12034}{33386} \approx 0,3604$$

$$\text{Zwei} : 2_4 \approx \frac{5220}{33386} \approx 0,1564$$

$$\text{Drei} : 3_4 \approx \frac{1220}{33386} \approx 0,0365$$

Mit diesen Informationen kann die erwartete Anzahl von Kegeln mit keinen, ein, zwei oder drei echten zusätzlichen Myonen bestimmt werden. Dazu werden die jeweiligen Beiträge aller neun Komponenten addiert:

$$\begin{aligned} \text{Null} : a = & [2s_1 0_1 w_1^2 + 2s_2 0_2 w_2^2 + 2s_4 0_4 w_4^2 + 2\sqrt{s_1 s_2} (0_1 + 0_2) w_1 w_2 \\ & + 2\sqrt{s_1 s_4} (0_1 + 0_4) w_1 w_4 + 2\sqrt{s_2 s_4} (0_2 + 0_4) w_2 w_4] \cdot A \end{aligned} \quad (4.20)$$

$$\begin{aligned} \text{Eins} : b = & [2s_1 1_1 w_1^2 + 2s_2 1_2 w_2^2 + 2s_4 1_4 w_4^2 + 2\sqrt{s_1 s_2} (1_1 + 1_2) w_1 w_2 \\ & + 2\sqrt{s_1 s_4} (1_1 + 1_4) w_1 w_4 + 2\sqrt{s_2 s_4} (1_2 + 1_4) w_2 w_4] \cdot A \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} \text{Zwei} : c = & [2s_1 2_1 w_1^2 + 2s_2 2_2 w_2^2 + 2s_4 2_4 w_4^2 + 2\sqrt{s_1 s_2} (2_1 + 2_2) w_1 w_2 \\ & + 2\sqrt{s_1 s_4} (2_1 + 2_4) w_1 w_4 + 2\sqrt{s_2 s_4} (2_2 + 2_4) w_2 w_4] \cdot A \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} \text{Drei} : d = & [2s_1 3_1 w_1^2 + 2s_2 3_2 w_2^2 + 2s_4 3_4 w_4^2 + 2\sqrt{s_1 s_2} (3_1 + 3_2) w_1 w_2 \\ & + 2\sqrt{s_1 s_4} (3_1 + 3_4) w_1 w_4 + 2\sqrt{s_2 s_4} (3_2 + 3_4) w_2 w_4] \cdot A \end{aligned} \quad (4.23)$$

Dabei ist A die Anzahl der simulierten X-Ereignisse. Aus diesen vier Gleichungen können die Verhältnisse zwischen Kegeln mit einem, zwei und drei echten zusätzlichen Myonen zu Kegeln mit keinem echten zusätzlichen Myon bestimmt werden. Diese Verhältnisse werden mit den in Geister-Ereignissen gemessenen Verhältnissen gleich gesetzt. Daraus ergeben sich drei Gleichungen:

$$\text{Eins/Null} : 0,0374 = \frac{b}{a} \quad (4.24)$$

$$\text{Zwei/Null} : 0,0055 = \frac{c}{a} \quad (4.25)$$

$$\text{Drei/Null} : 0,0012 = \frac{d}{a} \quad (4.26)$$

Die Anzahl der simulierten Ereignisse A fällt offensichtlich in den Verhältnissen weg. Neben diesen drei Gleichungen gilt für die Verzweungsverhältnisse diese vierte Gleichung:

$$w_1 + w_2 + w_3 = 1 \quad (4.27)$$

Wie schon zuvor angemerkt, können nicht alle vier Gleichungen 4.24 - 4.27 zur gleichen Zeit erfüllt sein. Wir benutzen die Gleichungen 4.24, 4.25 und 4.27 zur Bestimmung der Verzweungsverhältnisse w_1 , w_2 und w_4 . Mit einem eigens dafür geschriebenen Programm, können sie numerisch bestimmt werden. Das Ergebnis lautet:

$$w_1 = 0,9109 \quad (4.28)$$

$$w_2 = 0,0752 \quad (4.29)$$

$$w_4 = 0,0139 \quad (4.30)$$

Setzt man diese Werte in die Gleichung 4.26 ein, erhält man

$$\text{Drei/Null} : \frac{d}{a} \approx 0,0013, \quad (4.31)$$

Dieser Wert liegt nahe an dem wirklichen Wert von 0,0012, obwohl wir Gleichung 4.26 nicht zur Bestimmung von w_1 , w_2 und w_4 benutzt haben. Der Wert konnte aber aus den vorherigen

Simulationen mit reinem 1-, 2- und 4-Myonzerfall erwartet werden. Man sieht, dass nur der 4-Myonzerfall der X-Teilchen zu Kegeln mit zwei oder drei echten zusätzlichen Myonen beiträgt. Somit bestimmt dieser das Verhältnis von Kegeln mit zwei zu Kegeln mit drei echten zusätzlichen Myonen. Es gilt also

$$\frac{\text{Zwei/Null}}{\text{Drei/Null}} = \frac{2_4}{3_4}$$

Daraus folgt für das Verhältnis Drei/Null:

$$\text{Drei/Null} = \text{Zwei/Null} \cdot \frac{3_4}{2_4} = 0,0055 \cdot \frac{0,0365}{0,1564} \approx 0,0013$$

Dieses Ergebnis stimmt mit dem obigen aus den anderen Werten ausgerechneten Verhältnis überein. Somit folgt der Umstand, dass alle vier Gleichungen 4.24 - 4.27 ungefähr erfüllt werden, aus der Tatsache, dass der 4-Myonzerfall solche Verhältnisse von Kegeln mit zwei und drei echten zusätzlichen Myonen erzeugt.

Wir simulieren den Prozess $gg \rightarrow XX$ für 19 Millionen X-Ereignisse. Dabei hat das X-Teilchen die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die gerade bestimmten Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %. 10618 X-Ereignisse passieren die Zwei-Myon-Schnitte. Somit ergeben sich 21236 Kegel um die primären Myonen. Wir erhalten die folgenden simulierten Werte für die Verhältnisse zwischen korrigierten Geister-Ereignissen mit einem, zwei und drei echten zusätzlichen Myonen zu Ereignissen mit keinem echten zusätzlichen Myon (Vergleich zu gemessenen Werten dahinter, siehe Anfang von Abschnitt 4.4.2):

$$\begin{aligned} \text{Eins/Null} & : \frac{711}{20397} \approx 0,0349 \Rightarrow \text{Faktor } 0,93 \text{ zu niedrig} \\ \text{Zwei/Null} & : \frac{104}{20397} \approx 0,0051 \Rightarrow \text{Faktor } 0,92 \text{ zu niedrig} \\ \text{Drei/Null} & : \frac{24}{20397} \approx 0,0012 \Rightarrow \text{Faktor } 0,96 \text{ zu niedrig} \end{aligned}$$

Wie man sieht, stimmen die Werte unserer Simulation ungefähr mit den Werten aus den gemessenen korrigierten Geister-Ereignissen überein.

4.5 Ergebnisse der Simulation

Wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben, wurden alle freien Parameter des X-Teilchens für den Erzeugungsprozess $gg \rightarrow XX$ festgelegt. Es folgt eine Übersicht der gewählten Parameter, mit denen wir eine qualitativ gute Beschreibung der Messergebnisse aus [1] erreichen:

- Lebensdauer: $c\tau_X = 20$ mm
- Masse: $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$

- Verzweigungsverhältnisse:

1 – Myon Zerfall	:	
	45,545 %	$X \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu u \bar{d}$
	45,545 %	$X \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{u} d$
2 – Myon Zerfall	:	
	3,76 %	$X \rightarrow \mu^- \mu^+ u \bar{u}$
	3,76 %	$X \rightarrow \mu^- \mu^+ d \bar{d}$
4 – Myon Zerfall	:	
	1,39 %	$X \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^- \mu^+$

Mit diesen Parametern für das X-Teilchen können die korrigierten Geister-Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert werden.

Im Folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse der Herwig++ Simulation präsentiert. Wir haben bis zu 19 Millionen X-Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert, von welchen 10618 die Zwei-Myon-Schnitte passieren und damit als korrigierte Geister-Ereignisse gezählt werden. In einem Ereignis befinden sich also mindestens zwei Myonen mit $p_T \geq 3 \text{ GeV}/c$, $|\eta| \leq 0,7$ und einer gemeinsamen invarianten Masse im Bereich $5 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} \leq 80 \text{ GeV}/c^2$. Den Schnitt, dass es sich um zwei CMUP-Myonen handelt, kann ohne eine Simulation des Detektors nicht implementiert werden.

4.5.1 Isotrope Verteilung der X-Teilchen

In unserem Modell zur Erzeugung der korrigierten Geister-Ereignisse mit dem Prozess $gg/q\bar{q} \rightarrow XX$ soll eine isotrope Verteilung der X-Teilchen erreicht werden ($d\sigma_{gg \rightarrow XX}^{Simu}/d\cos\theta \propto 1$). In Abbildung 4.5 ist die zweidimensionale Verteilung der Positionen der X-Teilchen im Schwerpunktsystem der beiden wechselwirkenden Gluonen aufgetragen. Bei einer isotropen Verteilung der X-Teilchen wird sich eine zu $\sin\theta$ proportionale Verteilung der Positionen auf der Kugeloberfläche ergeben ($d\sigma_{gg \rightarrow XX}^{Simu}/d\theta \propto \sin\theta$), denn eine isotrope Verteilung ist flach in $d\varphi d\cos\theta$. Daraus folgt wegen

$$d\varphi d\cos\theta = d\varphi \sin\theta d\theta$$

die oben genannte sinusförmige Verteilung der Positionen (siehe Abb. 4.5 links). In Abbildung 4.5 rechts ist die zweidimensionale Verteilung für $\cos\theta$ und φ eingezeichnet, die folglich flach verteilt sein muss. Die Abbildungen bestätigen eine isotrope Verteilung der X-Teilchen.

4.5.2 Energieverteilung der Zerfallsprodukte

Bei der beschriebenen Aufteilung des implementierten 4-Körperzerfalls in einen 2- und 3-Körperzerfall wurde erwähnt, dass sie nur in dieser Form gültig ist, wenn die Zerfallsprodukte masselos sind. Die Massen der Myonen und insbesondere der Quarks (Konstituentenmassen) können aber gegenüber der Masse des X-Teilchens nicht komplett vernachlässigt werden. Dies ist in Abbildung 4.6 zu erkennen.

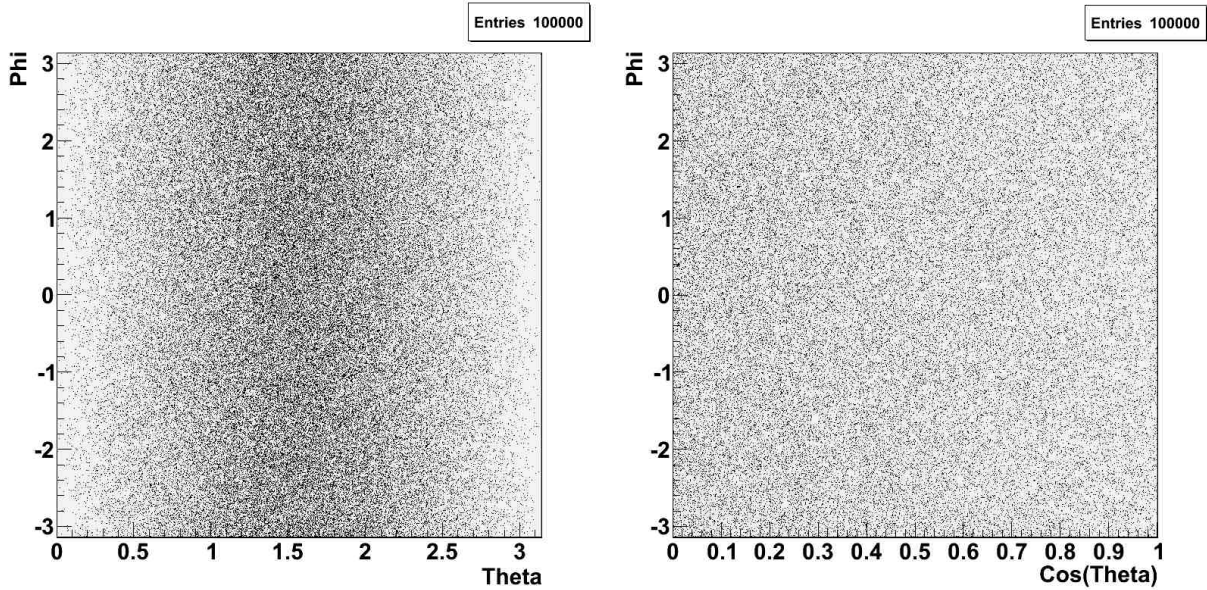


ABBILDUNG 4.5: **Links:** Zweidimensionale Verteilung der Positionen der X-Teilchen im Schwerpunktsystem der beiden wechselwirkenden Gluonen. Die θ - und φ -Werte eines X-Teilchens werden gegeneinander aufgetragen, wobei dies die Position ergibt, bei welcher ein entstandenes X-Teilchen eine Kugeloberfläche um den Detektormittelpunkt treffen würde. Hierbei werden die X-Ereignisse betrachtet. **Rechts:** Zweidimensionale Verteilung der Positionen der X-Teilchen für $\cos\theta$ und φ . **Angaben zur Simulation:** Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision war 1,96 TeV. Es wurden 50000 X-Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %.

In der linken Abbildung ist die Energieverteilung des ersten Myons aus dem Zerfall eines X-Teilchens in dessen Ruhesystem aufgetragen. Mit dem ersten Myon ist dabei das erste Elementarteilchen der vier Zerfallsprodukte gemeint (es wird von links nach rechts gezählt), was bei allen Zerfallsmoden immer ein Myon ist. Im 2- und 4-Myonzerfall des X-Teilchens ist ebenfalls ein Myon an zweiter Stelle der vier Zerfallsprodukte vorhanden. Die Energieverteilung für dieses zweite Myon im Ruhesystem des X-Teilchens ist in der rechten Abbildung zu sehen.

Die Energieverteilung dieser Myonen ist proportional zu ihrer Phasenraumverteilung. Wenn der 4-Körperzerfall richtig implementiert wäre, wären beide Verteilungen identisch. Denn es sollte keinen Unterschied machen, ob ein Myon das erste oder zweite Zerfallsprodukt des X-Teilchenzerfalls ist. In Abbildung 4.6 erkennt man aber einen deutlichen Unterschied in den Verteilungen. Dies liegt, wie oben gesagt, an der Nichtberücksichtigung der Massen der Zerfallsprodukte bei der Bestimmung der Massenverteilung des virtuellen Z-Teilchens bei der Zerlegung des 4-Körperzerfalls in einen 2- und 3-Körperzerfall.

Wenn nun eine größere Masse m_X des X-Teilchens, z.B. $m_X = 4 \text{ GeV}/c^2$ betrachtet wird, fällt der Unterschied in den Verteilungen der Myonenergien schwächer aus. Dies kann man in Abbildung 4.7 erkennen. Es wurden 5 Millionen X-Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 4 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweungsverhältnisse 1-Myon 91,78 %, 2-Myon 6,61 % und 4-Myon 1,61 %. Die Verzweungsverhältnisse wurden auf dieselbe Weise wie zuvor für $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ bestimmt.

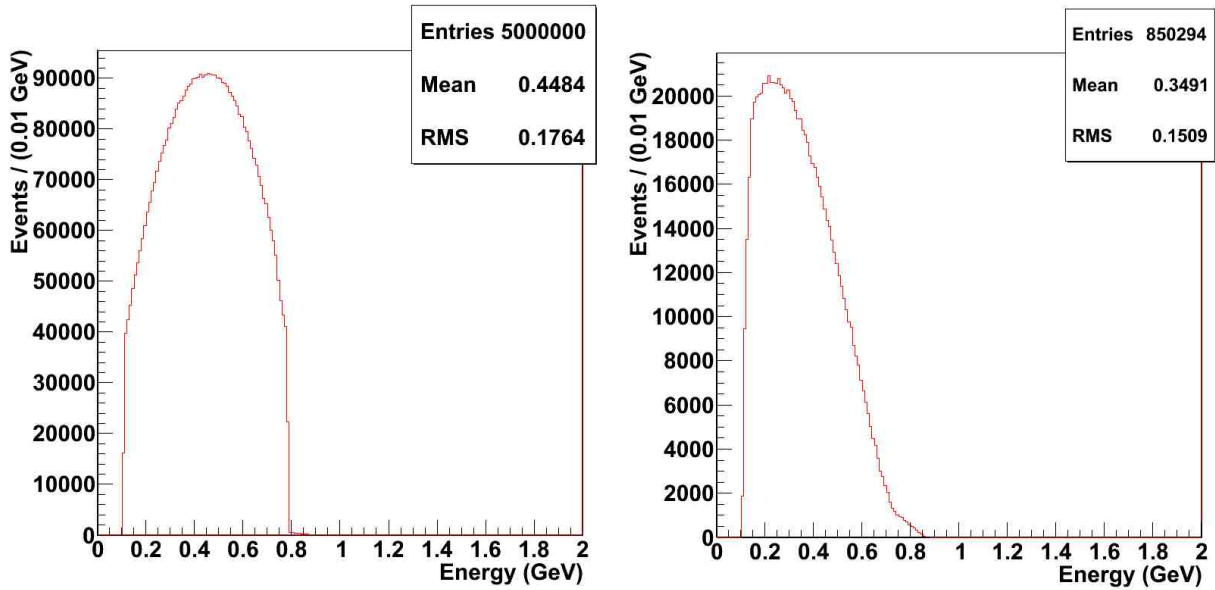


ABBILDUNG 4.6: **Links:** Energieverteilung des ersten im X-Teilchenzerfall entstehenden Myons im Ruhesystem des X-Teilchens. Hierbei werden die ersten X-Teilchen in X-Ereignissen betrachtet. **Rechts:** Energieverteilung des zweiten im X-Teilchenzerfall entstehenden Myons im Ruhesystem des X-Teilchens. Zu dieser Verteilung tragen nur der 2- und 4-Myonzerfall des X-Teilchens bei. **Angaben zur Simulation:** Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision war 1,96 TeV. Es wurden 5 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %.

Eine Erhöhung der X-Masse führt zu einer Erhöhung der Anzahl von simulierten X-Ereignissen, die die Zwei-Myon-Schnitte bestehen. Bei dieser Masse kann Abbildung 3.18 nur unzufriedenstellend aus der Simulation reproduziert werden, da das Maximum der invarianten Massenverteilung bei ungefähr 1,4 bis 1,8 GeV/c^2 liegt (siehe Abb. 4.8). Deswegen können wir die Energieverteilungen der Myonen nicht durch eine Erhöhung der Masse des X-Teilchens verbessern.

Die Verbesserung des Ergebnisses rechtfertigt nicht den Aufwand einer genaueren Implementierung des 4-Körperzerfalls. Für eine qualitative Beschreibung der korrigierten Geister-Ereignisse reicht die vorgenommene Beschreibung des 4-Körperzerfalls aber vollkommen aus.

4.5.3 Invariante Massenverteilung der primären Myonen

Bei der Untersuchung der gewöhnlichen Quellen für Geister-Ereignisse in Abschnitt 3.1 war in Abbildung 3.1 rechts zu sehen, dass die invariante Masse der primären Myonen in Geister-Ereignissen vornehmlich kleinere Werte als $40 \text{ GeV}/c^2$ annimmt. Diese Beobachtung kann mit dem Ergebnis der Simulation in Abbildung 4.9 verglichen werden. In der Abbildung sind im Gegensatz zu Abbildung 3.1 links nur primäre Myonen aus simulierten Geister-Ereignissen und nicht aus allen Ereignissen einschließlich QCD-Ereignissen aufgetragen. Die Form der invarianten Massenverteilung in Abbildung 4.9 stimmt mit dem bei steigender Masse leicht abnehmenden Effizienzunterschied zwischen der gemessenen und vorhergesagten Effizienz der

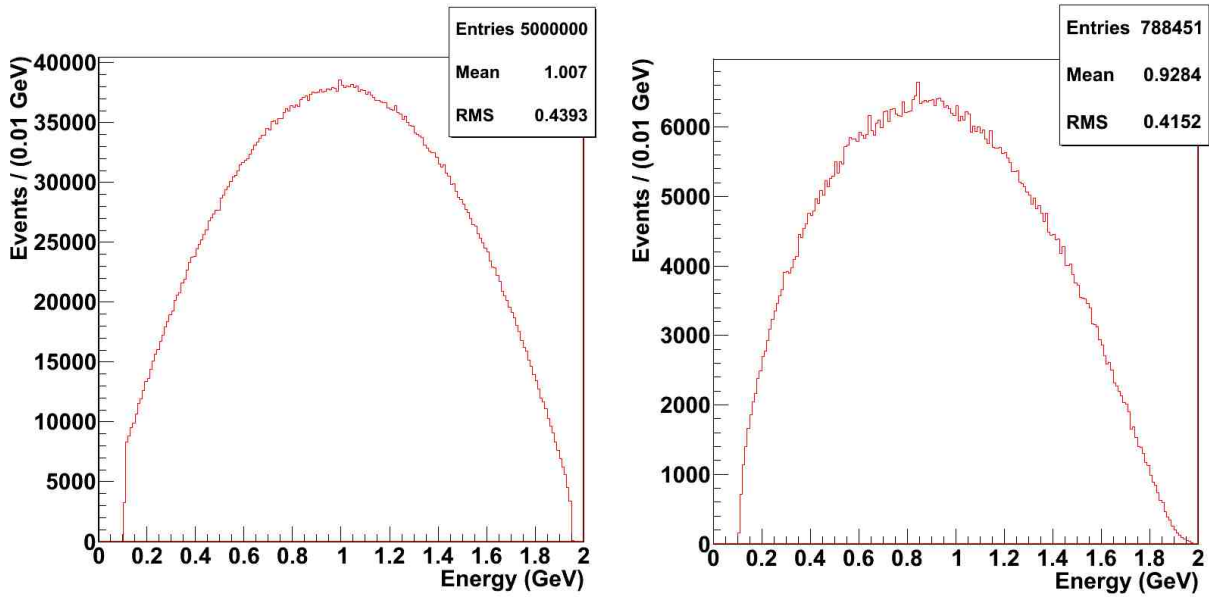


ABBILDUNG 4.7: **Links:** Energieverteilung des ersten im X-Teilchenzerfall entstehenden Myons im Ruhesystem des X-Teilchens. Hierbei werden die ersten X-Teilchen in X-Ereignissen betrachtet. **Rechts:** Energieverteilung des zweiten im X-Teilchenzerfall entstehenden Myons im Ruhesystem des X-Teilchens. Zu dieser Verteilung tragen nur der 2- und 4-Myonzerfall des X-Teilchens bei. **Angaben zur Simulation:** Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision war 1,96 TeV. Es wurden 5 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 4 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,78 %, 2-Myon 6,61 % und 4-Myon 1,61 %.

SVX-Auswahl in Abbildung 3.1 rechts überein.

4.5.4 Myon-Vielfachheit

In Abbildung 4.10 ist das Histogramm der simulierten Daten für die gemessene Abbildung 3.15 rechts zu sehen. In der Abbildung erkennt man die Myon-Vielfachheit, nämlich die Verteilung von echten zusätzlichen Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um echte primäre Myonen. Die Vielfachheit wird um 1 erhöht, wenn das zusätzliche Myon die gegenteilige elektrische Ladung zum dazugehörigen primären Myon hat, und um 10, wenn es die gleiche elektrische Ladung besitzt. Aus der Abbildung erhält man die Werte für die Verhältnisse zwischen Kegeln mit einem, zwei und drei echten zusätzlichen Myonen zu Kegeln mit keinem echten zusätzlichen Myon. Dies sind die Werte, die schon am Ende von Abschnitt 4.4.2 erwähnt wurden. Diese werden hier noch einmal zusammengefasst und mit den gemessenen Werten verglichen:

$$\begin{aligned}
 \text{Eins/Null} & : \frac{711}{20397} \approx 0,0349 \Rightarrow \text{Faktor } 0,93 \text{ zu niedrig} \\
 \text{Zwei/Null} & : \frac{104}{20397} \approx 0,0051 \Rightarrow \text{Faktor } 0,92 \text{ zu niedrig} \\
 \text{Drei/Null} & : \frac{24}{20397} \approx 0,0012 \Rightarrow \text{Faktor } 0,96 \text{ zu niedrig}
 \end{aligned}$$

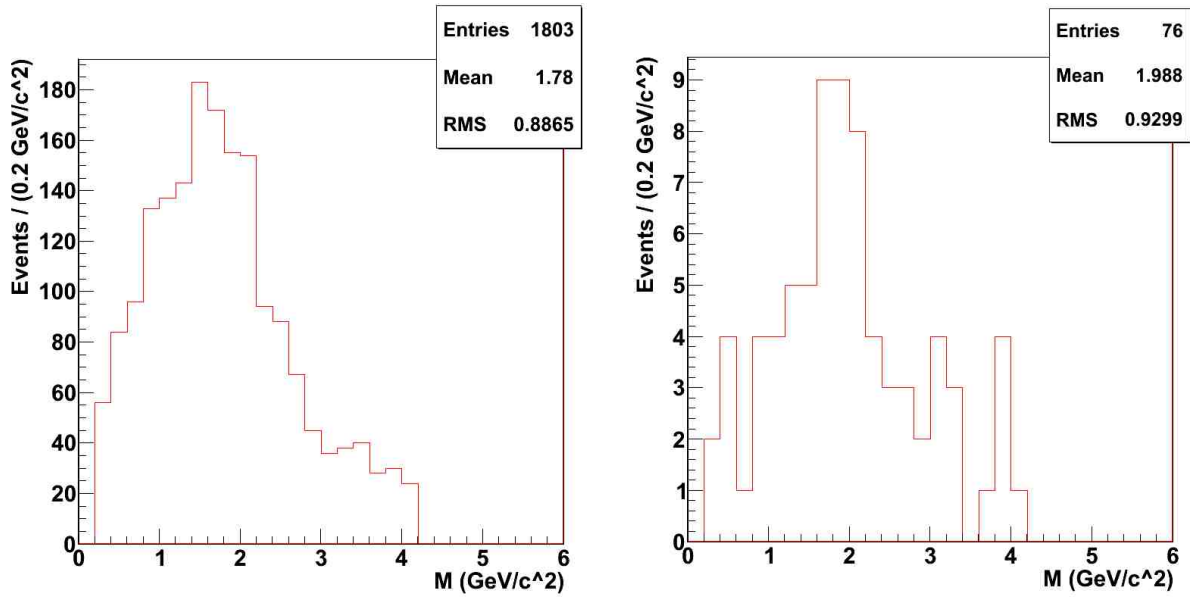


ABBILDUNG 4.8: **Links:** Verteilung der jeweiligen invarianten Masse aller Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um eines der primären Myonen. Dabei werden die jeweiligen invarianten Massen der Kegel betrachtet, die mindestens ein echtes zusätzliches Myon enthalten. Hierbei werden die simulierten korrigierten Geister-Ereignisse betrachtet. Diese simulierte Abbildung kann mit der gemessenen Abbildung 3.18 verglichen werden. **Rechts:** Verteilung der jeweiligen invarianten Masse aller Myonen in Kegeln aus Ereignissen, in welchen beide Kegel um die primären Myonen jeweils mindestens ein zusätzliches Myon besitzen. **Angaben zur Simulation:** Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision war 1,96 TeV. Es wurden 5 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 4 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweungsverhältnisse 1-Myon 91,78 %, 2-Myon 6,61 % und 4-Myon 1,61 %.

Wie schon zuvor gesehen, haben wir eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den in [1] gemessenen Werten:

$$\begin{aligned} \text{Eins/Null} &: \frac{13880 + 9312}{620307} = \frac{23192}{620307} \approx 0,0374 \\ \text{Zwei/Null} &: \frac{941 + 1938 + 542}{620307} = \frac{3421}{620307} \approx 0,0055 \\ \text{Drei/Null} &: \frac{77 + 409 + 251 + 19,4}{620307} = \frac{756,4}{620307} \approx 0,0012 \end{aligned}$$

Dies folgt daraus, dass wir die Verzweungsverhältnisse der Zerfallsmode des X-Teilchens gerade so gewählt haben, um diese Übereinstimmung zu erhalten. Das Verhältnis Drei/Null stimmte dabei zufällig überein (siehe Abschnitt 4.4.2).

Bei der Bestimmung der Verzweungsverhältnisse haben wir die konkrete Form von Abbildung 3.15 rechts nicht berücksichtigt. Man erkennt insbesondere einen Unterschied bei den Einträgen “1” und “10” in der Myon-Vielfachheit. Dies entspricht Kegeln mit einem echten zusätzlichem Myon mit gleicher elektrischer Ladung (“1” = $+-$ & $-+$) und gegenteiliger elektrischer Ladung (“10” = $++$ & $--$). Diese Einträge sind in der Messung ungefähr gleich groß. In der Simulation gibt es wesentlich mehr Einträge bei “1” als bei “10”. Dieser Unterschied

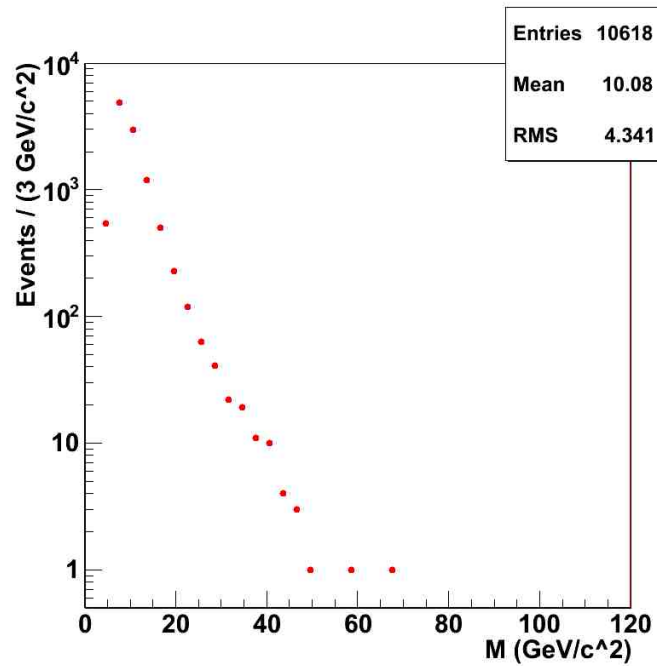


ABBILDUNG 4.9: Verteilung der invarianten Masse beider primärer Myonen in simulierten korrigierten Geister-Ereignissen. Die y-Skala ist logarithmisch aufgetragen. **Angaben zur Simulation:** Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision war 1,96 TeV. Es wurden 19 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %.

folgt aus unserem Modell. Denn wenn das X-Teilchen in mehr als ein Myon zerfällt, zerfällt es in eine gleiche Anzahl von Myonen mit positiver und negativer elektrischer Ladung. Wie zuvor kann angenommen werden, dass echte zusätzliche Myonen in einem Kegel vom gleichen X-Teilchen wie das dazugehörige echte primäre Myon stammen. Somit ist es wahrscheinlicher, dass in einem Kegel um ein echtes primäres Myon echte zusätzliche Myonen mit gegenteiliger elektrischer Ladung enthalten sind.

Weiterhin sind in der Messung höhere Einträge bei der Vielfachheit als in unserer Simulation vorhanden. Dies hat zwei Gründe: Zunächst ist die Statistik relativ gering (21236 Kegel in der Simulation im Vergleich zu rund 647844 Kegeln in der Messung). Somit würde man für 14,9 Kegel in “23” in der Messung rund 0,49 Kegel in der Simulation erwarten. Leider kann die Statistik bei den zur Simulation benutzten Computern wegen einer vollen Auslastung des Arbeitsspeichers nicht mehr erhöht werden. Weiterhin ist unser Modell kaum für höhere Vielfachheiten geeignet. Maximal können Einträge bei “24” und “33” erreicht werden, wenn beide X-Teilchen in vier Myonen zerfallen und alle echten zusätzlichen Myonen in einem der beiden Kegel enthalten sind. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist sehr gering, genauso wie echte zusätzliche Myonen aus dem Zerfall des ersten X-Teilchens in dem Kegel von einem primären Myon aus dem Zerfall des zweiten X-Teilchens zu finden.

Um eine genauere Wiedergabe der Messergebnisse zu erreichen, müsste man Zerfälle des X-Teilchens in eine höhere Anzahl von Myonen zulassen. Weiterhin sollte man den Zerfall in

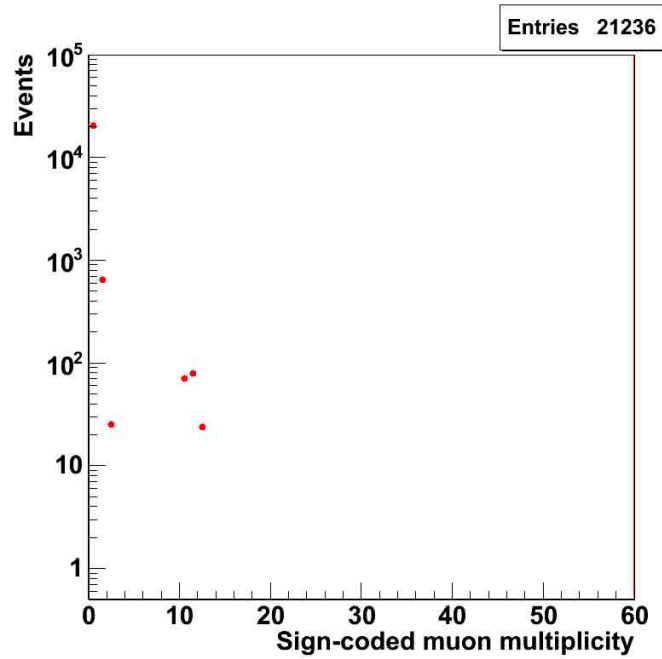


ABBILDUNG 4.10: Verteilung von zusätzlichen Myonen in einem $36,8^\circ$ -Kegel um primäre Myonen in simulierten korrigierten Geister-Ereignissen. Die Vielfachheit wird um 1 erhöht, wenn das zusätzliche Myon die gegenteilige elektrische Ladung zum dazugehörigen primären Myon hat, und um 10, wenn es die gleiche Ladung besitzt. Die y-Skala ist logarithmisch aufgetragen. **Angaben zur Simulation:** Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision war 1,96 TeV. Es wurden 19 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %.

mehrere Myonen mit einer ungleichen Anzahl von Myonen mit positiver und negativer elektrischer Ladung ermöglichen. Beides benötigt aber einen Zerfall des X-Teilchens in mehr als vier Elementarteilchen, wenn elektrische Ladung, Spin und Leptonzahl beim Zerfall erhalten sein sollen. Für eine qualitative Wiedergabe der Messergebnisse sind die vorgenommenen Simulationen allerdings völlig ausreichend und die Verbesserung des Ergebnisses würde nicht den damit verbundenen höheren Aufwand rechtfertigen.

Kapitel 5

Vergleich mit durchgeführten Experimenten

Es gibt fünf schon durchgeführte Experimente, die auf Grund der Existenz eines Myon-Detektors mit geeigneter Abdeckung und einer ausreichend hohen integrierten Luminosität der gemessenen Datenmenge zu einer Überprüfung des Vorhandenseins von Geister-Ereignissen in Frage kommen. Diese Experimente sind

- UA1,
- E605,
- E772 und
- ZEUS und H1.

Im Folgenden betrachten wir zuerst diese fünf Experimente etwas genauer. Danach werden wir basierend auf den Simulationen in Herwig++ eine Vorhersage über die erwartete Anzahl von korrigierten Geister-Ereignissen in diesen Experimenten machen.

Es wird sich herausstellen, dass insbesondere in Experimenten mit festem Target eine hohe Anzahl von korrigierten Geister-Ereignissen zu erwarten ist. Diese werden wir genauer betrachten. Abschließend wollen wir die Frage beantworten, wie man diese Geister-Ereignisse in den gemessenen Datenmengen isolieren und nachweisen könnte, falls sie wirklich existieren.

5.1 Betrachtete Experimente

Wir betrachten zum einen Collider-Experimente, nämlich UA1, ZEUS und H1, und zum anderen Experimente mit festem Target, nämlich E605 und E772. Die Collider-Experimente zeichnen sich durch hohe Schwerpunktsenergien aus, wohingegen die festen Target-Experimente hohe integrierte Luminositäten besitzen.

Auf Grund der Konstruktion unseres Erzeugungsprozesses für die X-Teilchen und dem dazugehörigen totalen Wirkungsquerschnitt führt eine höhere Schwerpunktsenergie bei gleichen kollidierenden Teilchen zu einem höheren simulierten totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\dots \rightarrow XX}^{Simu}$ ($\dots = p\bar{p}$ bei CDFII). Dazu kann man z.B. eine $p\bar{p}$ -Kollision mit einer Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV

(CDFII) mit einer mit 546 GeV (UA1) vergleichen. Wir betrachten den Prozess $gg \rightarrow XX$. In Abbildung 5.1 sind die Verteilungen der Quadrate der Schwerpunktsenergien \hat{s} der wechselwirkenden Gluonen für beide Schwerpunktsenergien der $p\bar{p}$ -Kollision eingezeichnet.

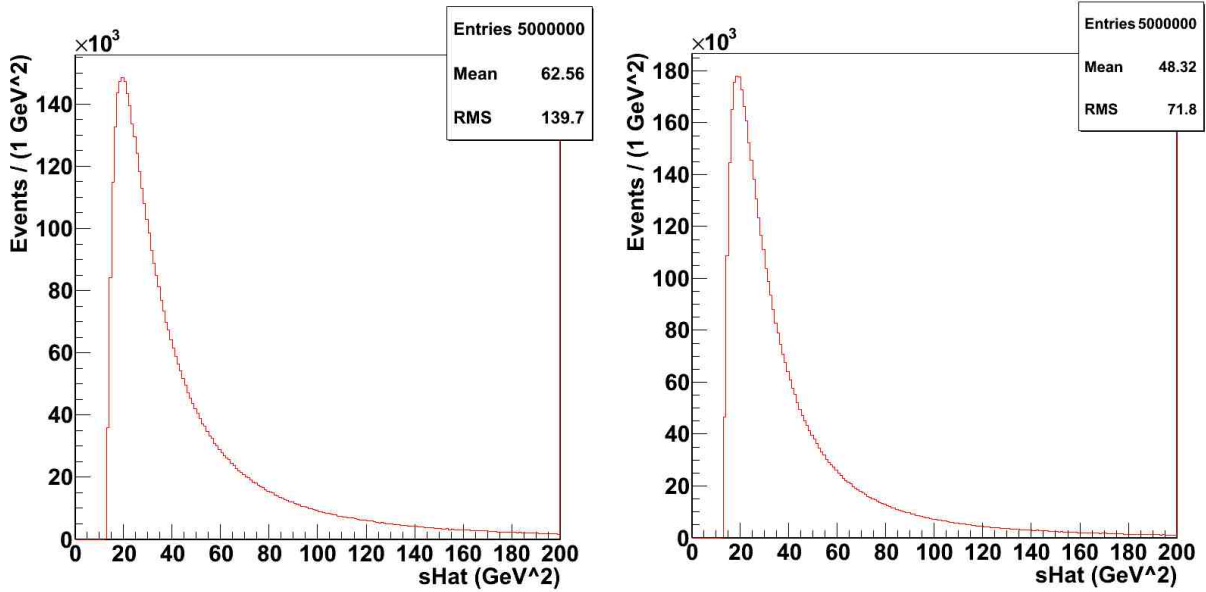


ABBILDUNG 5.1: **Links:** Verteilung der Quadrate der Schwerpunktsenergien der wechselwirkenden Gluonen in X-Ereignissen. Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision ist 1,96 TeV (CDFII). **Rechts:** Verteilung der Quadrate der Schwerpunktsenergien der wechselwirkenden Gluonen für eine Schwerpunktsenergie von 546 GeV (UA1). **Angaben zur Simulation:** Es wurden jeweils 5 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %.

Beim Vergleich der beiden Abbildungen stellt man fest, dass für beide Schwerpunktsenergien die meisten Ereignisse relativ nahe an der unteren Grenze von \hat{s} liegen. Denn es gilt für $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$:

$$\hat{s}_{min} = (2m_X c^2)^2 = 4m_X^2 c^4 = 12,96 \text{ GeV}^2$$

Die Mittelwerte der beiden Verteilungen sind $\hat{s}_{1960} = (62,56 \pm 0,06) \text{ GeV}^2$ für die Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV und $\hat{s}_{546} = (48,32 \pm 0,03) \text{ GeV}^2$ für 546 GeV. Die Werte für den simulierten totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{gg \rightarrow XX}^{Simu}$ der Gluonen unterscheiden sich somit kaum (siehe Gl. 4.2). Er nimmt für die höhere Schwerpunktsenergie sogar eher kleinere Werte an. Die Zunahme des simulierten totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow XX}^{Simu}$ für höhere Schwerpunktsenergien ist deshalb auf die Partonverteilungsfunktionen der Gluonen zurückzuführen.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Gluon innerhalb eines Hadrons zu finden, steigt mit sinkendem Impulsanteil des Gluons an dem Impuls des Hadrons massiv an (siehe z.B. Kapitel 5 von [32]). Die Partonverteilungsfunktionen für ein Hadron sind in Abbildung 5.2 zu sehen. Je größer die Energien bzw. die Impulse der kollidierenden Hadronen sind, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass die wechselwirkenden Gluonen genügend Energie besitzen, um zwei X-Teilchen zu bilden (d.h. mindestens bei der unteren Grenze \hat{s}_{min} zu liegen, bei welcher, wie in Abbildung

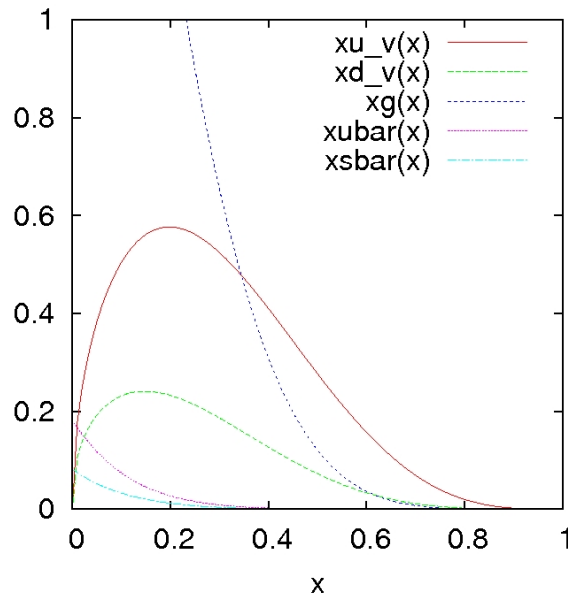


ABBILDUNG 5.2: Quark- und Gluon-Partonverteilungsfunktionen im Proton in Abhängigkeit von Bjorken- x . [Parametrisierung B in Kapitel 5.6 von [32]]

5.1 zu sehen, die meisten Ereignisse stattfinden). Somit nimmt der simulierte totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow XX}^{Simu}$ für höhere Schwerpunktsenergien zu.

5.1.1 UA1

Das Experiment UA1 (Underground Area 1) wurde von 1981 bis 1993 am SPS-Beschleuniger (Super Proton Synchrotron) am CERN durchgeführt. Dabei wurden in den ersten Jahren Protonen und Antiprotonen mit einer Schwerpunktsenergie von 546 GeV und später von 630 GeV zur Kollision gebracht. Die Myon-Detektoren decken den benötigten η -Bereich von $|\eta| \leq 1,1$ ab. Genauere Informationen zum Detektor können z.B. in [10], [11], [12], [13], [14], [15] und [16] gefunden werden. In der Laufzeit des Experiments wurden drei für den Vergleich mit vorhergesagten Geister-Ereignissen interessante Ereignismengen aufgenommen. 1983 wurde bei einer Schwerpunktsenergie von 546 GeV eine Ereignismenge mit einer integrierten Luminosität von 108 nb^{-1} gemessen. In einer Messung in den Jahren 1984 und 1985 wurde eine integrierte Luminosität von 600 nb^{-1} bei einer Schwerpunktsenergie von 630 GeV erfasst. Wenn man diese beiden Messungen kombiniert, erhält man eine Ereignismenge mit 880 Zwei-Myon-Ereignissen, in welchen mindestens zwei Myonen $p_T > 3 \text{ GeV}/c$ erfüllen. Für 512 von diesen 880 Ereignissen beträgt die gemessene gemeinsame invariante Masse der beiden primären Myonen $m_{\mu\mu} > 6 \text{ GeV}/c^2$ [17].

Simulationen für $p\bar{p}$ -Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 546 und 630 GeV zeigen, dass die Zahl der Ereignisse, die die Zwei-Myon-Schnitte passieren, sinkt, wenn der Schnitt für die gemeinsame invariante Masse der Myonen von $5 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} \leq 80 \text{ GeV}/c^2$ zu $m_{\mu\mu} > 6 \text{ GeV}/c^2$ geändert wird:

- 546 GeV: 1901 \rightarrow 1815 Zwei-Myon-Ereignisse
- 630 GeV: 2045 \rightarrow 1945 Zwei-Myon-Ereignisse

Der Grund hierfür ist offensichtlich, dass mehr Zwei-Myon-Ereignisse eine gemeinsame invariante Masse zwischen 5 und einschließlich 6 GeV/c² als über 80 GeV/c² besitzen. Es wurden jeweils 5 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8$ GeV/c² und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,09%, 2-Myon 7,52% und 4-Myon 1,39%.

Die dritte Ereignismenge hat eine integrierte Luminosität von $4,7$ pb⁻¹ und wurde von 1988 bis 1989 bei einer Schwerpunktsenergie von 630 GeV gemessen. Sie beinhaltet 2444 Zwei-Myon-Ereignisse mit mindestens zwei Myonen mit $p_T > 3$ GeV/c und einer gemeinsamen invarianten Masse im Bereich $6 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 35 \text{ GeV}/c^2$ [18].

Für die gleiche Simulation mit 630 GeV nimmt die Anzahl der Zwei-Myon-Ereignisse nach dem Ersetzen des Massenschnitts $5 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} \leq 80 \text{ GeV}/c^2$ durch $6 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 35 \text{ GeV}/c^2$ ab:

- 630 GeV: 2045 \rightarrow 1942 Zwei-Myon-Ereignisse

Insbesondere sieht man, dass nur drei Zwei-Myon-Ereignisse eine invariante Masse $m_{\mu\mu} \geq 35 \text{ GeV}/c^2$ besitzen.

5.1.2 E605

E605 war ein Experiment mit festem Target am Fermilab. Protonen mit einer Energie von 800 GeV trafen auf ein Kupfer-Target, woraus sich eine Schwerpunktsenergie von 38,8 GeV ergibt. Für dieses Experiment liegen zwei für den Vergleich interessante Ereignismengen mit zwei unterschiedlichen Kupfer-Targets (10-mil- und 17-mil-Target) vor. Die beiden Targets unterscheiden sich nur in ihren Abmessungen (Höhe x Breite x Dicke in mm):

- 10-mil: 38,1 x 38,0 x 0,254
- 17-mil: 31,75 x 38,0 x 0,432

Für das 10-mil-Target wurde eine integrierte Luminosität von $(1,14 \pm 0,08) \cdot 10^{42}$ Nukleon/cm² mit 43663 Zwei-Myon-Ereignissen aufgenommen, wobei diese Myonen eine gegenteilige elektrische Ladung besitzen und ihre gemeinsame invariante Masse in dem Bereich $7 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 18 \text{ GeV}/c^2$ liegt. Die Ereignismenge des 17-mil-Targets hat eine integrierte Luminosität von $(2,7 \pm 0,2) \cdot 10^{41}$ Nukleon/cm² und besteht aus 19470 OS Zwei-Myon-Ereignissen innerhalb des Massenbereichs $6 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 18 \text{ GeV}/c^2$ [19]. In [19] können ebenfalls genauere Beschreibungen des Detektors gefunden werden.

Die Simulation einer pp -Kollision mit einer Schwerpunktsenergie von 38,8 GeV mit dem Massenschnitt $6 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\mu\mu} < 18 \text{ GeV}/c^2$ anstatt von $5 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} \leq 80 \text{ GeV}/c^2$ für die Zwei-Myon-Schnitte, ergibt eine Verringerung der X-Ereignisse, die diese Schnitte passieren:

- 38,8 GeV: 37 \rightarrow 35 Zwei-Myon-Ereignisse

In Abschnitt 5.2 wird genauer diskutiert werden, warum zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts für feste Target-Experimente pp -Kollisionen simuliert werden. Es wurden 5 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8$ GeV/c² und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,09%, 2-Myon 7,52% und 4-Myon 1,39%.

Weiterhin befinden sich in der betrachteten Ereignismenge nur Zwei-Myon-Ereignisse mit gegenteiliger elektrischer Ladung (OS Ereignisse). Von den 35 Zwei-Myon-Ereignissen sind 12, also rund 34 %, OS Ereignisse. Die Statistik der Simulation ist aber zu gering für eine allgemeingültige Aussage. Bei einer höheren Statistik erwartet man 50 % OS Ereignisse, da die Wahrscheinlichkeiten für den Zerfall des X-Teilchens in Myonen mit positiver und negativer elektrischer Ladung gleich groß sind.

5.1.3 E772

Das feste Target-Experiment E772 basierte auf dem Detektor von E605. Die Rahmenbedingungen waren dieselben, nämlich dass Protonen mit einer Energie von 800 GeV auf ein festes Target trafen. Es handelte sich aber um ein Deuterium-Target anstatt eines Kupfer-Targets. Die betrachtete Ereignismenge umfasst 83080 Zwei-Myon-Ereignisse mit mindestens zwei Myonen mit gegenteiliger elektrischer Ladung, deren gemeinsame invariante Masse entweder im Bereich $4,5 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\mu\mu} \leq 9 \text{ GeV}/c^2$ liegt oder $m_{\mu\mu} \geq 11 \text{ GeV}/c^2$ gilt. Sie hat eine integrierte Luminosität von $(5,8 \pm 0,3) \cdot 10^{40} \frac{\text{Nukleon}}{\text{cm}^2}$ [20] (Erratum [21]). In [20] wird auch auf die Unterschiede zwischen den Detektoren E605 und E772 eingegangen.

Wenn der Zwei-Myon Massenschnitt $5 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} \leq 80 \text{ GeV}/c^2$ wie bei der Simulation der pp -Kollision für E605 zu den Schnitten $4,5 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\mu\mu} \leq 9 \text{ GeV}/c^2$ und $m_{\mu\mu} \geq 11 \text{ GeV}/c^2$ geändert wird, dann verringert sich die Anzahl der Zwei-Myon-Ereignisse um eins:

- 38,8 GeV: 37 \rightarrow 36 Zwei-Myon-Ereignisse

Von diesen 36 Zwei-Myon-Ereignissen sind 13, also rund 36 % OS Ereignisse. Hier gilt das Gleiche wie oben, dass für eine höhere Statistik 50 % OS Ereignisse erwartet werden.

5.1.4 ZEUS und H1

Die beiden Experimente ZEUS und H1 am HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) Beschleuniger am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) bei Hamburg haben von 1994 bis 2007 Daten genommen. Im HERA-Beschleuniger kollidieren Protonen mit Elektronen oder Positronen. Die gemeinsame Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von 380 pb^{-1} für Elektron-Proton- und 560 pb^{-1} für Positron-Proton-Kollisionen, also insgesamt 940 pb^{-1} . 92 % dieser Daten wurden bei Elektron/Positron-Energien von 27,6 GeV und einer Proton-Energie von 920 GeV gemessen. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von rund 319 GeV. Die restlichen 8 % hatten dieselben Elektron/Positron-Energien, aber eine Proton-Energie von rund 820 GeV und damit eine Schwerpunktsenergie von rund 301 GeV [22]. Beide Detektoren decken den nötigen η -Bereich von $|\eta| \leq 1,1$ ab. Genauere Angaben zu den Detektoren können z.B. in [23], [24] und [25] gefunden werden.

5.2 Erwartete Anzahl korrigierter Geister-Ereignisse

Wir haben in Herwig++ den Prozess $gg \rightarrow XX$ für die Rahmenbedingungen am CDFII-Experiment simuliert, nämlich einer $p\bar{p}$ -Kollision mit einer Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20 \text{ mm}$, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %. Der in Herwig++

simulierte totale Wirkungsquerschnitt für das CDFII-Experiment beträgt $\tilde{\sigma}_{p\bar{p}\rightarrow XX}^{Simu-CDFII} = (31255 \pm 8)$ nb. Die Beziehung zu dem in Gleichung 4.2 definierten totalen Wirkungsquerschnitt ist

$$\tilde{\sigma}_{p\bar{p}\rightarrow XX}^{Simu-CDFII} = \frac{1}{N_{gg}^{1,8}} \cdot \sigma_{p\bar{p}\rightarrow XX}^{Simu-CDFII}, \quad (5.1)$$

wobei bei $\sigma_{p\bar{p}\rightarrow XX}^{Simu-CDFII}$ im Gegensatz zu $\sigma_{gg\rightarrow XX}^{Simu-CDFII}$ die Partonverteilungsfunktionen der Gluonen berücksichtigt werden. Die Normierungskonstante $N_{gg}^{1,8} = 16\pi^2 \cdot N_{gg}^{*1,8}$ wird später wieder eingefügt¹. Da sie aber zu Beginn unbekannt ist, wird sie hier aus dem Wirkungsquerschnitt herausgenommen. Ohne Kenntnis der Normierungskonstanten $N_{gg}^{1,8}$ simulieren wir den totalen Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{p\bar{p}\rightarrow XX}^{Simu-CDFII}$ in Herwig++, in welchem $N_{gg}^{1,8} = 16\pi^2 N_{gg}^{*1,8} = 1$ in Gleichung 4.2 gesetzt wird. Aus dem Vergleich zur Messung kann daraufhin $N_{gg}^{1,8}$ bestimmt werden (siehe später im Abschnitt).

2845 von 5 Millionen simulierten X-Ereignissen bestehen die Zwei-Myon-Schnitte und werden folglich als korrigierte Geister-Ereignisse gezählt. Mit diesen Informationen können wir nun eine Berechnung entwickeln, die es ermöglicht, die Anzahl von korrigierten Geister-Ereignissen bei den betrachteten Experimenten vorherzusagen. Denn es gilt für den simulierten totalen Wirkungsquerschnitt der korrigierten Geister-Ereignisse:

$$\sigma_{p\bar{p}\rightarrow Geister}^{Simu-CDFII} = \tilde{\sigma}_{p\bar{p}\rightarrow XX}^{Simu-CDFII} \cdot N_{gg}^{1,8} \cdot \frac{2845}{5000000} \quad (5.2)$$

Hier wurde $N_{gg}^{1,8}$ wieder eingefügt. Zur Erinnerung: $N_{gg}^{1,8}$ ist dabei eine Konstante, die dazu dient, den in Herwig++ simulierten zu dem im CDFII-Experiment gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt zu normieren. Der Faktor $\epsilon = 2845/5000000$ gibt die Effizienz der Zwei-Myon-Schnitte gegenüber den simulierten X-Ereignissen an. Wie man sieht, passiert nur ein geringer Teil der simulierten X-Ereignisse die Zwei-Myon-Schnitte. Es ist wichtig anzumerken, dass der totale Wirkungsquerschnitt für die korrigierten Geister-Ereignisse in [1] abhängig von den Zwei-Myon-Schnitten ist. Denn dieser wurde gerade für Ereignisse definiert, die die Zwei-Myon-Schnitte passieren.

Der im CDFII-Experiment gemessene totale Wirkungsquerschnitt für die korrigierten Geister-Ereignisse beträgt $\sigma_{p\bar{p}\rightarrow Geister}^{Simu-CDFII} = (114, 41 \pm 6, 51)$ pb. Es folgt mit Benutzung von Gaußscher Fehlerfortpflanzung zur Berechnung des Fehlers:

$$N_{gg}^{1,8} \approx 0,00643 \pm 0,00037 \quad (5.3)$$

Mit Hilfe dieser Konstanten kann man nun die Anzahl von erwarteten korrigierten Geister-Ereignissen in den anderen Experimenten berechnen. Dazu benutzt man den in Herwig++ simulierten totalen Wirkungsquerschnitt für die korrigierten Geister-Ereignisse in dem betrachteten Experiment und berücksichtigt, wie viele X-Ereignisse die Zwei-Myon-Schnitte passieren, also den Faktor ϵ für das jeweilige Experiment.

Ein Beispiel wäre das UA1-Experiment am SPS-Collider am CERN. Dort wurden Protonen und Antiprotonen mit einer Schwerpunktsenergie von 546 GeV zur Kollision gebracht. Wenn dies in Herwig++ simuliert wird, erhalten wir für den Prozess $gg \rightarrow XX$ einen simulierten totalen Wirkungsquerschnitt

$$\tilde{\sigma}_{p\bar{p}\rightarrow XX}^{Simu-UA1} = (6455 \pm 2) \text{ nb.} \quad (5.4)$$

¹Die ursprüngliche Normierungskonstante $N_{gg}^{*1,8}$ wird mit dem Faktor $16\pi^2$ multipliziert, da dieser schon in der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts in Herwig++ benutzt wird.

1901 der 5 Millionen simulierten X-Ereignisse passieren die Zwei-Myon-Schnitte. Nun können wir Gleichung 5.2 mit der zuvor berechneten Normierungskonstanten $N_{gg}^{1,8}$ benutzen, um den Wirkungsquerschnitt für die korrigierten Geister-Ereignisse bei UA1 zu berechnen. Es folgt:

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow \text{Geister}}^{\text{Simu-UA1}} = \tilde{\sigma}_{p\bar{p} \rightarrow XX}^{\text{Simu-UA1}} \cdot 0,00643 \cdot \frac{1901}{5000000} \pm \Delta\sigma_{p\bar{p} \rightarrow \text{Geister}}^{\text{Simu-UA1}} \approx (15,8 \pm 0,9) \text{ pb} \quad (5.5)$$

Für diese Schwerpunktsenergie wurden insgesamt Daten mit einer integrierten Luminosität von 108 nb^{-1} gemessen. Daraus folgt für die Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse:

$$\#\text{Geister} = (15,8 \pm 0,9) \text{ pb} \cdot 108 \text{ nb}^{-1} \approx 1,7 \pm 0,1 \quad (5.6)$$

Auf dieselbe Art und Weise kann man nun die Anzahl von erwarteten korrigierten Geister-Ereignissen in den anderen ausgewählten Experimenten bestimmen. In Tabelle 5.1 wurden diese für den bisher betrachteten Prozess $gg \rightarrow XX$ und den obigen Parametern des X-Teilchens für die betrachteten Experimente berechnet².

Da beim CDFII-Experiment das Laborsystem gleich dem Schwerpunktsystem der kollidierenden Teilchen (Proton und Antiproton) ist und die Zwei-Myon-Schnitte entsprechend gewählt wurden, werden die Myonen in der HERA-Simulation in das Elektron/Positron-Proton-Schwerpunktsystem geboostet und dort den Schnitten unterzogen. Weiterhin wird bei der Simulation der totalen Wirkungsquerschnitte für die korrigierten Geister-Ereignisse in HERA die Photon-Partonverteilungsfunktion GRVG1.LHgrid 0 [27] des Programms LHAPDF [28] benutzt. Die Benutzung einer anderen Photon-Partonverteilungsfunktion wie z.B. SASG.LHgrid 0 [29] verringert die Anzahl der vorhergesagten korrigierten Geister-Ereignisse um rund 40%. Auf Grund der sehr geringen Anzahl von vorhergesagten Ereignissen, ist die Wahl der Photon-Partonverteilungsfunktion unbedeutend.

Es ist wichtig zu erwähnen, dass bei der Simulation der festen Target-Experimente Protonen mit Protonen kollidiert sind. Die Simulation von Proton-Neutron-Kollisionen ist nicht notwendig, da die Gluon-Partonverteilungsfunktionen für Protonen und Neutronen ungefähr gleich sind (starke Isospin-Symmetrie). Somit muss der Erzeugungsprozess für X-Teilchen nur für Proton-Proton-Kollisionen simuliert werden, da der simulierte totale Wirkungsquerschnitt für Proton-Neutron-Kollisionen gleich ist. Der totale Wirkungsquerschnitt, der aus einer solchen Simulation folgt, hat die Einheit³ Fläche/Nukleon.

Weiterhin wurden die beiden Protonen mit jeweils gleicher Energie und einer gemeinsamen Schwerpunktsenergie von $38,8 \text{ GeV}$ (wie bei den festen Target-Experimenten) zur Kollision gebracht. Der totale Wirkungsquerschnitt unterscheidet sich in unserem Modell nicht für ein Collider und ein festes Target-Experiment, solange die Schwerpunktsenergie dieselbe ist. Weiterhin

²In HERA ist eines der einlaufenden Teilchen ein Elektron oder Positron. Durch die Abstrahlung eines fast "on-shell" Photons erhält man von diesem ein wechselwirkendes Gluon. Die "Struktur" dieses Photons kann durch eine Partonverteilungsfunktion beschrieben werden (Teilung in virtuelle Fermion-Antifermion-Paare, woraus wiederum Gluonen bei Quark-Antiquark-Paaren entstehen können). Mehr Informationen hierzu finden sich z.B. in [26].

³Der simulierte Wirkungsquerschnitt von Collider-Experimenten mit Protonen (Antiprotonen) hat immer eine solche Einheit, da sich die Berechnung des Wirkungsquerschnitts auf die Kollision von einzelnen Protonen (Antiprotonen) bezieht. Genauso hat die integrierte Luminosität für ein solches Experiment die Einheit [Nukleon/Fläche]. Da es sich aber nur um einzelne Protonen (Antiprotonen) handelt, wird das [Nukleon] in den Einheiten weggelassen. Wenn dagegen ein Kern beim Zusammenstoß beteiligt ist, beziehen sich der Wirkungsquerschnitt und die integrierte Luminosität entweder auf den Kern oder auf einzelne Nukleonen im Kern. Zweiteres ist bei unseren Simulationen von E605 und E772 der Fall.

TABELLE 5.1: Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse in den betrachteten Experimenten. “ $\sqrt{\hat{s}}$ ” gibt die bei der Kollision der einlaufenden Teilchen vorhandene Schwerpunktsenergie an. “ ϵ ” bezeichnet das Verhältnis von in der Simulationen passiertene Zwei-Myon-Ereignissen zu simulierten X-Ereignissen. “ $\sigma_{pp/pp/ep/\bar{e}p \rightarrow Geister}^{Simu}$ ” ist der totale Wirkungsquerschnitt für die korrigierten Geister-Ereignisse, der aus der Herwig++ Simulation folgt. Aus diesem Wirkungsquerschnitt kann man mit Hilfe der integrierten Luminosität (“int. L.”) einer im Experiment gemessenen Ereignismenge die Anzahl von erwarteten korrigierten Geister-Ereignissen (“# Geister”) für diese Ereignismenge berechnen. Die Normierungskonstante ist $N_{gg}^{1,8} \approx 0,00643 \pm 0,00037$. **Angaben zur Simulation:** Es wurden jeweils 5 Millionen X-Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8$ GeV/c² und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %.

Exp.	$\sqrt{\hat{s}}$ [GeV]	ϵ [%]	$\sigma_{\dots \rightarrow Geister}^{Simu}$ [pb/Nukl.]	int. L. [Nukl./pb]	# Geister
CDF	1960	0,05690	$114,41 \pm 6,51$	742	84895 ± 4829
UA1	546	0,03802	$15,8 \pm 0,9$	0,108	$1,7 \pm 0,1$
	630	0,04090	$20,6 \pm 1,2$	0,6	$12,4 \pm 0,7$
				4,7	$96,7 \pm 5,5$
E605	38,8	0,00074	$(2,00 \pm 0,11) \cdot 10^{-3}$	$(1,14 \pm 0,08) \cdot 10^6$	$2281,1 \pm 203,3$
				$(2,7 \pm 0,2) \cdot 10^5$	$540,3 \pm 49,8$
E772	38,8	0,00074	$(2,00 \pm 0,11) \cdot 10^{-3}$	$(5,8 \pm 0,3) \cdot 10^4$	$116,1 \pm 8,8$
Z&H1	300,9	0,03006	$(6,19 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}$	75,2	$0,0 \pm 0,0$
	318,7	0,03186	$(7,20 \pm 0,41) \cdot 10^{-4}$	864,8	$0,6 \pm 0,0$

sind die Schnitte in den Geister-Ereignissen wie z.B. die η -Schnitte auf ein Collider-Experiment abgestimmt und können in derselben Form bei festen Target-Experimenten nicht angewendet werden. Deswegen simulieren wir zum jetzigen Zeitpunkt feste Target-Experimente als wären es Collider-Experimente, d.h. die Protonen werden mit gleicher Energie (halbe Schwerpunktsenergie) zur Kollision gebracht. Dadurch kann z.B. keine direkte Aussage über die räumliche Lage der erzeugten Myonen in den Ereignissen getroffen werden. Die wichtigen Informationen wie z.B. die Anzahl von echten zusätzlichen Myonen in den simulierten korrigierten Geister-Ereignissen bleiben aber erhalten.

5.2.1 Vergleich von unterschiedlichen X-Teilchen Parametern

In den Tabellen 5.2 bis 5.4 haben wir unser Modell für den X-Teilchen Erzeugungsprozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ und die Masse $m_X = 1,8$ GeV/c² und für die Prozesse $gg/q\bar{q} \rightarrow XX$ und die Masse $m_X = 4$ GeV/c² simuliert. Für jede dieser Konfigurationen wurde die Konstante $N_{gg/q\bar{q}}$ neu bestimmt und die Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse auf die obige Art und Weise berechnet. Die Konstante $N_{gg/q\bar{q}}$ wurde dabei wie oben durch die Simulation des CDFII-Experiments mit den jeweiligen gewählten Erzeugungsprozess und Parametern des X-Teilchens und der Normierung des simulierten auf den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt von $(114,41 \pm 6,51)$ pb berechnet.

Wir vergleichen zuerst die Simulationen mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ und den Massen $m_X = 1,8$ GeV/c² und $m_X = 4$ GeV/c². Für die Collider-Experimente UA1, ZEUS und H1 ist die Anzahl der vorhergesagten korrigierten Geister-Ereignisse ungefähr gleich. Der simulierte totale

TABELLE 5.2: Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse in den betrachteten Experimenten. “ $\sqrt{\hat{s}}$ ” gibt die bei der Kollision der einlaufenden Teilchen vorhandene Schwerpunktsenergie an. “ ϵ ” bezeichnet das Verhältnis von in der Simulationen passierten Zwei-Myon-Ereignissen zu simulierten X-Ereignissen. “ $\sigma_{pp/pp/ep/\bar{e}p \rightarrow Geister}^{Simu}$ ” ist der totale Wirkungsquerschnitt für die korrigierten Geister-Ereignisse, der aus der Herwig++ Simulation folgt. Aus diesem Wirkungsquerschnitt kann man mit Hilfe der integrierten Luminosität (“int. L.”) einer im Experiment gemessenen Ereignismenge die Anzahl von erwarteten korrigierten Geister-Ereignissen (“# Geister”) für diese Ereignismenge berechnen. Die Normierungskonstante ist $N_{q\bar{q}}^{1,8} \approx 0,18807 \pm 0,00107$. **Angaben zur Simulation:** Es wurden jeweils 5 Millionen X-Ereignisse mit dem Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8$ GeV/c² und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 92,48 %, 2-Myon 6,32 % und 4-Myon 1,2 %.

Exp.	$\sqrt{\hat{s}}$ [GeV]	ϵ [%]	$\sigma_{\dots \rightarrow Geister}^{Simu}$ [pb/Nukl.]	int. L. [Nukl./pb]	# Geister
CDF	1960	0,08500	$114,41 \pm 6,51$	742	84895 ± 4829
UA1	546	0,10390	$50,0 \pm 3,0$	0,108	$5,8 \pm 0,3$
	630	0,09770	$60,0 \pm 3,0$	0,6	$33,9 \pm 1,9$
E605	38,8	0,00326	$(6,90 \pm 0,39) \cdot 10^{-2}$	4,7	$265,9 \pm 15,1$
				$(1,14 \pm 0,08) \cdot 10^6$	$78637,1 \pm 7087,8$
				$(2,7 \pm 0,2) \cdot 10^5$	$18624,6 \pm 1735,9$
E772	38,8	0,00326	$(6,90 \pm 0,39) \cdot 10^{-2}$	$(5,8 \pm 0,3) \cdot 10^4$	$4000,8 \pm 306,6$
Z&H1	300,9	0,10068	$(8,83 \pm 0,50) \cdot 10^{-3}$	75,2	$0,7 \pm 0,0$
	318,7	0,09618	$(8,91 \pm 0,51) \cdot 10^{-3}$	864,8	$7,7 \pm 0,5$

TABELLE 5.3: Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse in den betrachteten Experimenten. “ $\sqrt{\hat{s}}$ ” gibt die bei der Kollision der einlaufenden Teilchen vorhandene Schwerpunktsenergie an. “ ϵ ” bezeichnet das Verhältnis von in der Simulationen passierten Zwei-Myon-Ereignissen zu simulierten X-Ereignissen. “ $\sigma_{pp/pp/ep/\bar{e}p \rightarrow Geister}^{Simu}$ ” ist der totale Wirkungsquerschnitt für die korrigierten Geister-Ereignisse, der aus der Herwig++ Simulation folgt. Aus diesem Wirkungsquerschnitt kann man mit Hilfe der integrierten Luminosität (“int. L.”) einer im Experiment gemessenen Ereignismenge die Anzahl von erwarteten korrigierten Geister-Ereignissen (“# Geister”) für diese Ereignismenge berechnen. Die Normierungskonstante ist $N_{gg}^4 \approx 0,00782 \pm 0,00044$. **Angaben zur Simulation:** Es wurden jeweils 5 Millionen X-Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 4$ GeV/c² und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,78 %, 2-Myon 6,61 % und 4-Myon 1,61 %.

Exp.	$\sqrt{\hat{s}}$ [GeV]	ϵ [%]	$\sigma_{\dots \rightarrow Geister}^{Simu}$ [pb/Nukl.]	int. L. [Nukl./pb]	# Geister
CDF	1960	0,44674	$114,41 \pm 6,51$	742	84895 ± 4829
UA1	546	0,43964	$20,0 \pm 0,9$	0,108	$1,7 \pm 0,1$
	630	0,44340	$20,0 \pm 1,0$	0,6	$12,0 \pm 0,7$
E605	38,8	0,06978	$(1,01 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$	4,7	$94,2 \pm 5,4$
				$(1,14 \pm 0,08) \cdot 10^6$	$1155,0 \pm 105,9$
				$(2,7 \pm 0,2) \cdot 10^5$	$274,6 \pm 25,9$
E772	38,8	0,06978	$(1,01 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$	$(5,8 \pm 0,3) \cdot 10^4$	$58,8 \pm 4,6$
Z & H1	300,9	0,43680	$(6,10 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}$	75,2	$0,0 \pm 0,0$
	318,7	0,44582	$(7,03 \pm 0,40) \cdot 10^{-4}$	864,8	$0,6 \pm 0,0$

TABELLE 5.4: Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse in den betrachteten Experimenten. “ $\sqrt{\hat{s}}$ ” gibt die bei der Kollision der einlaufenden Teilchen vorhandene Schwerpunktsenergie an. “ ϵ ” bezeichnet das Verhältnis von in der Simulationen passierten Zwei-Myon-Ereignissen zu simulierten X-Ereignissen. “ $\sigma_{pp/pp/ep/\bar{e}p \rightarrow \text{Geister}}^{Simu}$ ” ist der totale Wirkungsquerschnitt für die korrigierten Geister-Ereignisse, der aus der Herwig++ Simulation folgt. Aus diesem Wirkungsquerschnitt kann man mit Hilfe der integrierten Luminosität (“int. L.”) einer im Experiment gemessenen Ereignismenge die Anzahl von erwarteten korrigierten Geister-Ereignissen (“# Geister”) für diese Ereignismenge berechnen. Die Normierungskonstante ist $N_{q\bar{q}}^4 \approx 0,21997 \pm 0,01251$. **Angaben zur Simulation:** Es wurden jeweils 5 Millionen X-Ereignisse mit dem Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 4$ GeV/c² und die Verzweignungsverhältnisse 1-Myon 92,88 %, 2-Myon 5,67 % und 4-Myon 1,45 %.

Exp.	$\sqrt{\hat{s}}$ [GeV]	ϵ [%]	$\sigma_{\dots \rightarrow \text{Geister}}^{Simu}$ [pb/Nukl.]	int. L. [Nukl./pb]	# Geister
CDF	1960	0,47866	$114,41 \pm 6,51$	742	84895 ± 4829
UA1	546	0,72474	$55,9 \pm 3,2$	0,108	$6,0 \pm 0,3$
	630	0,67472	$59,0 \pm 3,4$	0,6	$35,4 \pm 2,0$
E605	38,8	0,12560	$(4,35 \pm 0,25) \cdot 10^{-2}$	4,7	$277,3 \pm 15,8$
				$(1,14 \pm 0,08) \cdot 10^6$	$49603,8 \pm 4498,1$
E772	38,8	0,12560	$(4,35 \pm 0,25) \cdot 10^{-2}$	$(2,7 \pm 0,2) \cdot 10^5$	$11748,3 \pm 1101,1$
				$(5,8 \pm 0,3) \cdot 10^4$	$2523,7 \pm 195,1$
Z&H1	300,9	0,74126	$(8,86 \pm 0,50) \cdot 10^{-3}$	75,2	$0,7 \pm 0,0$
	318,7	0,73708	$(9,39 \pm 0,53) \cdot 10^{-3}$	864,8	$8,1 \pm 0,5$

Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{\dots \rightarrow XX}^{Simu}$ fällt dabei für alle Collider-Experimente (inklusive CDFII) für $m_X = 4$ GeV/c² gleichermaßen ab; im Allgemeinen mindestens um den Faktor $1,8^2/4^2$, da der Wirkungsquerschnitt in Gleichung 4.2 mit dem Faktor $1/\hat{s}$ abfällt. Dagegen sinkt die Anzahl der erwarteten Geister-Ereignisse für die festen Target-Experimente E605 und E772 ungefähr auf die Hälfte für die höhere X-Teilchenmasse. Diese Verringerung ist auf die relativ kleine Schwerpunktsenergie von 38,8 GeV für die festen Target-Experimente zurückzuführen, wodurch die Erhöhung der X-Teilchenmasse zu einer Erniedrigung des Wirkungsquerschnitts führt.

Die Effizienz ϵ der Collider-Experimente steigt ungefähr um einen Faktor 10 für die höhere X-Teilchenmasse, wohingegen sie für die festen Target-Experimente sogar um ungefähr einen Faktor 100 zunimmt. Obwohl letztere Effizienzsteigerung im simulierten totalen Wirkungsquerschnitt enthalten ist, nimmt dieser, wie oben gesagt, um die Hälfte ab. Die Effizienzzunahme ist auf einen höheren durchschnittlichen Transversalimpuls der (primären) Myonen und eine größere durchschnittliche gemeinsame invariante Masse der (primären) Myon-Paare zurückzuführen.

Als Nächstes vergleichen wir die Simulationen für den Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ und den Massen $m_X = 1,8$ GeV/c² und $m_X = 4$ GeV/c². Es ergibt sich das gleiche Bild wie zuvor bei dem Prozess $gg \rightarrow XX$. Die Collider-Experimente haben ungefähr die gleiche Anzahl von erwarteten korrigierten Geister-Ereignissen für beide X-Teilchenmassen und sie nimmt für die festen Target-Experimente für die höhere Masse um ungefähr die Hälfte ab. Auch die Effizienzen steigen für die Collider-Experimente um ungefähr einen Faktor 7 und für die feste Target-Experimente um ungefähr einen Faktor 40 für die höhere Masse an.

Als letztes vergleichen wir die Simulationen für die Prozesse $gg/q\bar{q} \rightarrow XX$ und die X-

Teilchenmasse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$. Die Anzahl der vorhergesagten korrigierten Geister-Ereignisse nimmt für das Experiment UA1 um ungefähr einen Faktor 3, für ZEUS und H1 um ungefähr einen Faktor 13 und für E605 und E772 um ungefähr einen Faktor 34 im Vergleich von $gg \rightarrow XX$ zu $q\bar{q} \rightarrow XX$ zu. Die Effizienzen steigen um Faktoren zwischen 2 und 5.

Die Zunahme des simulierten totalen Wirkungsquerschnitts für UA1 lässt sich durch das Verhalten der Gluon- und Valenzquark-Partonverteilungsfunktionen gegenüber einem Abfall der Schwerpunktsenergie erklären. Die Gluon- und auch die Seequark-Partonverteilungsfunktionen haben ihr Maximum hin zu kleinen Impulsanteilen des Protons bzw. Antiprotons (kleiner Wert des Bjorken- x). Die Valenzquark-Partonverteilungsfunktionen haben dagegen ihr Maximum bei einem Impulsanteil $x = 0,2$ und erstrecken sich im Vergleich zur Gluon-Partonverteilungsfunktion zu höheren x hin (siehe Abb. 5.2). Somit führt eine Verringerung der Schwerpunktsenergie der Proton-Antiproton-Kollision zu einem geringeren Abfall des simulierten totalen Wirkungsquerschnitts für den Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$, da die Valenzquark-Verteilungen im Vergleich zur Gluon-Verteilung höhere x bevorzugen; folglich die Schwerpunktsenergie des wechselwirkenden Quark-Antiquark-Paares eher über \hat{s}_{min} liegt. Wegen dieser Bevorzugung von hohen x ist ebenfalls die Effizienz zum Passieren der Zwei-Myon-Schritte für $q\bar{q} \rightarrow XX$ höher als für $gg \rightarrow XX$. Die UA1-Effizienz erhöht sich stärker als die CDFII-Effizienz, welches die Zunahme der Vorhersage von korrigierten Geister-Ereignissen um ungefähr einen Faktor 2 unterstützt.

In Abbildung 5.3 ist die Verteilung der Quadrate der Schwerpunktsenergie der wechselwirkenden Quark-Antiquark-Paare in dem Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ aufgetragen. Die linke Abbildung zeigt die Verteilung für eine Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV (CDFII) und die rechte für 546 GeV (UA1). Die Mittelwerte sind $(95, 22 \pm 0, 29) \text{ GeV}^2$ für 1,96 TeV und $(78, 29 \pm 0, 12) \text{ GeV}^2$ für 546 GeV. Diese Mittelwerte sind höher als im Prozess $gg \rightarrow XX$ wie man in Abbildung 5.1 sehen kann. Dies bestätigt unsere obige Argumentation über das unterschiedliche Verhalten der Partonverteilungsfunktionen und dem damit verbundenen geringeren Abfall des simulierten totalen Wirkungsquerschnitts für den Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ im Vergleich zum Prozess $gg \rightarrow XX$.

Da das CDFII-Experiment die größte Schwerpunktsenergie der betrachteten Experimente hat, ist der oben beschriebene Effekt des schwächeren Abfalls des Wirkungsquerschnitts für den Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ gegenüber den Prozess $gg \rightarrow XX$ auch für die höhere Anzahl von vorhergesagten korrigierten Geister-Ereignissen in den anderen Experimenten verantwortlich. Je kleiner die Schwerpunktsenergie ist, desto größer ist der Effekt.

Bei den Experimenten ZEUS und H1 ist nur eines der kollidierenden Teilchen ein Hadron, somit ist der Anstieg der Anzahl der erwarteten korrigierten Geister-Ereignisse nur "halb" auf diesen Effekt zurückzuführen. Die andere Hälfte der Erklärung folgt aus der Photon-Partonverteilungsfunktion. Bei dieser ist die Wahrscheinlichkeit wesentlich höher, ein Quark bzw. Antiquark als ein Gluon mit ausreichender Energie zur Erzeugung eines X-Teilchen Paares zu finden.

Die Zunahme der Anzahl der vorhergesagten korrigierten Geister-Ereignisse für die festen Target-Experimente E605 und E772 um einen Faktor 34 hätte man "naiv" nicht erwartet, denn die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung zweier Gluonen zur Bildung eines X-Teilchen Paares unterscheidet sich im Gegensatz zu einer Quark-Antiquark-Wechselwirkung nicht für eine $p\bar{p}$ und pp -Kollision. Die Wahrscheinlichkeit der Quark-Antiquark-Wechselwirkung sollte (bei gleicher Schwerpunktsenergie) für die pp -Kollision geringer sein und damit ebenfalls die erwartete Anzahl von korrigierten Geister-Ereignisse in den festen Target-Experimenten. Dieses Verhalten wird aber durch den oben beschriebenen Effekt des geringeren Abfalls des Wirkungsquerschnitts

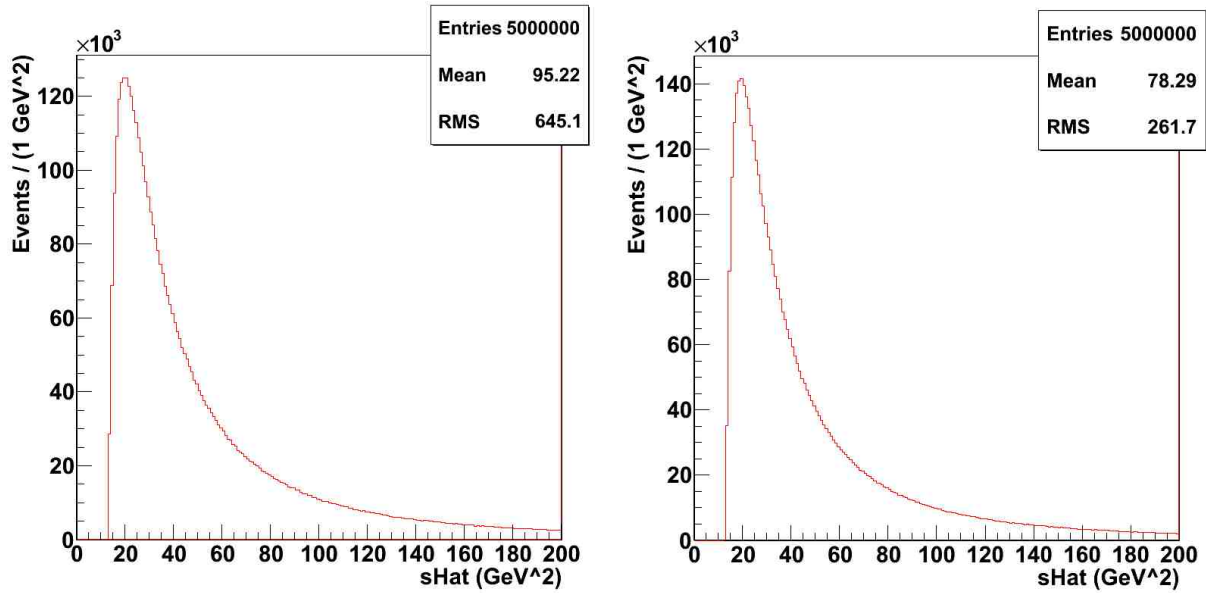


ABBILDUNG 5.3: **Links:** Verteilung der Quadrate der Schwerpunktsenergien der wechselwirkenden Quark-Antiquark-Paare in X-Ereignissen. Die Schwerpunktsenergie der $p\bar{p}$ -Kollision ist 1,96 TeV (CDFII). **Rechts:** Verteilung der Quadrate der Schwerpunktsenergien der wechselwirkenden Quark-Antiquark-Paare für eine Schwerpunktsenergie von 546 GeV (UA1). **Angaben zur Simulation:** Es wurden jeweils 5 Millionen X-Teilchen Ereignisse mit dem Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20$ mm, die Masse $m_X = 1,8$ GeV/ c^2 und die Verzweungsverhältnisse 1-Myon 92,48 %, 2-Myon 6,32 % und 4-Myon 1,2 %.

gegenüber der Schwerpunktsenergie im $q\bar{q} \rightarrow XX$ ausgeglichen, wobei dieser natürlich nur für die Quarks und nicht die Antiquarks gilt (Die Verteilung der Antiquarks (Seequarks) im Proton hat wie die Gluon-Partonverteilung ihr Maximum bei niedrigen Bjorken-x). Die sehr niedrige Schwerpunktsenergie von 38,8 GeV führt zu dem im Vergleich zu den anderen Experimenten hohen Faktor 34 in der Zunahme der vorhergesagten korrigierten Geister-Ereignisse.

5.2.2 Experimente mit festem Target

Ein Vergleich der Anzahl der vorhergesagten korrigierten Geister-Ereignisse in den verschiedenen Experimenten zeigt, dass insbesondere die festen Target-Experimente E605 und E772 in unserem Modell eine Vielzahl von Geister-Ereignissen nachweisen sollten (siehe Tab. 5.1). Dies liegt insbesondere an der hohen integrierten Luminosität dieser Experimente und der kleinen Masse des X-Teilchens $m_X = 1,8$ GeV/ c^2 . Deswegen beschränken wir die Betrachtung im Folgenden auf E605 und E772.

Bisher wurde zur Abschätzung der erwarteten korrigierten Geister-Ereignissen die festen Target- wie Collider-Experimente behandelt. Dies wird nun geändert. Dazu müssen die Zwei-Myon-Schnitte für feste Target-Experimente angepasst werden. Bisher haben wir für alle simulierten Experimente die gleichen Schnitte benutzt, nämlich dass in einem Ereignis mindestens zwei Myonen mit $p_T \geq 3$ GeV/ c und $|\eta| \leq 0,7$ und einer gemeinsamen invarianten Masse im Bereich 5 GeV/ $c^2 < m_{\mu\mu} \leq 80$ GeV/ c^2 vorhanden sind. Somit sind wir bisher von gleichen Detektorakzeptanzen ausgegangen, die auch in der Effizienz ϵ der Zwei-Myon-Schnitte enthal-

ten sind. Wenn z.B. die Myon-Detektoren in einem Experiment einen kleineren η -Bereich als $|\eta| \leq 0,7$ abdecken, werden weniger simulierte X-Ereignisse diesen schärferen Schnitt bestehen. Dies hätte eine Abnahme der Effizienz ϵ zur Folge. Genauso gehen wir bisher davon aus, dass die Myon-Detektoren in den betrachteten Experimenten mit der gleichen Effizienz Myonen nachweisen. Diese Effizienz ist in der Normierungskonstanten $N_{gg}^{1,8}$ enthalten.

Das Experiment E605 war für die Messung von Drell-Yan-Prozessen mit einem Myon-Antimyon-Paar im Endzustand, insbesondere für den Zerfall von den Υ -Mesonen, konzipiert. Im Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Partonen (Quark und Antiquark bei Drell-Yan) ist die Winkelabhängigkeit des Drell-Yan-Prozesses $(1 + \cos \theta_{cs})$ für das entstandene Myon-Antimyon-Paar. In [19] war die Akzeptanz der Myon-Detektoren auf einen kleinen Bereich um $\theta_{cs} = 90^\circ$ beschränkt. Da dieser Bereich nicht näher angegeben wurde, schließen wir aus den Abbildungen 8 und 9 in [19], dass die Akzeptanz auf 2% des Raumwinkels beschränkt war und folglich $\cos \theta_{cs} \in [-0,02, 0,02]$ gilt.

Allgemein ist im Experiment das Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Partonen nicht bekannt. Für einen Drell-Yan-Prozess ist das Schwerpunktsystem des Myon-Antimyon-Paares gleich dem der wechselwirkenden Partonen. Somit kann damit der Winkel θ_{cs} des Myon-Antimyon-Paares bestimmt werden. Myon und Antimyon besitzen folglich den gleichen $|\eta_{cs}|$ -Wert im Schwerpunktsystem der Partonen. Für die primären Myonen in den Geister-Ereignissen gilt die letzte Aussage im Allgemeinen nicht, denn sie gilt nur für die erzeugten X-Teilchen. Da das Schwerpunktsystem der primären Myonen nicht mit dem der wechselwirkenden Partonen übereinstimmt, macht es keinen Sinn, dieses für die Ausführung des oben genannten Raumwinkel-Schnitts zu benutzen. Im Grenzfall zweier voneinander unabhängiger Myonen würde die Akzeptanz $(2\%)^2 = 0,04\%$ betragen. Deswegen benutzen wir das Schwerpunktsystem der kollidierenden Protonen, da dieses für jedes Ereignis gleich bleibt. In diesem System besitzen die beiden primären Myonen im Allgemeinen unterschiedliche $|\eta_{cms}|$ -Werte, wobei sie im Schwerpunktsystem der primären Myonen gleich wären. Somit unterschätzen wir bei unserer Wahl des Schwerpunktsystems die Akzeptanz für die primären Myonen.

Ein simuliertes X-Ereignis muss, mit den schon in Abschnitt 5.1.2 erwähnten, die folgenden Schnitte erfüllen:

- Zwei OS Myonen
- Beide Myonen müssen im Proton-Proton-Schwerpunktsystem jeweils $|\eta_{cms}| \leq 0,02$ erfüllen
- Die invariante Masse des Myon-Antimyon-Paares liegt für das 17-mil-Target im Bereich $6 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 18 \text{ GeV}/c^2$ und für das 10-mil-Target im Bereich $7 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 18 \text{ GeV}/c^2$

Wie zuvor werden die beiden Myonen mit dem höchsten Transversalimpuls in einem Ereignis betrachtet. Dabei ist anzumerken, dass bei der Messung in E605 diese invarianten Massenschnitte für die Targets nicht bewusst gesetzt wurden, sondern sich die Ereignismengen über diese Massenbereiche erstreckt haben (siehe Abb. 5.4). Die aufgenommenen Massenbereiche und der Abfall bei geringen Massen werden wahrscheinlich durch die Triggerung und den kleinen Raumwinkelschnitt bei der Aufnahme der Ereignismenge in [19] erklärt. Wir setzen diese Massenschnitt bewusst in den Simulationen der korrigierten Geister-Ereignisse für die beiden Targets.

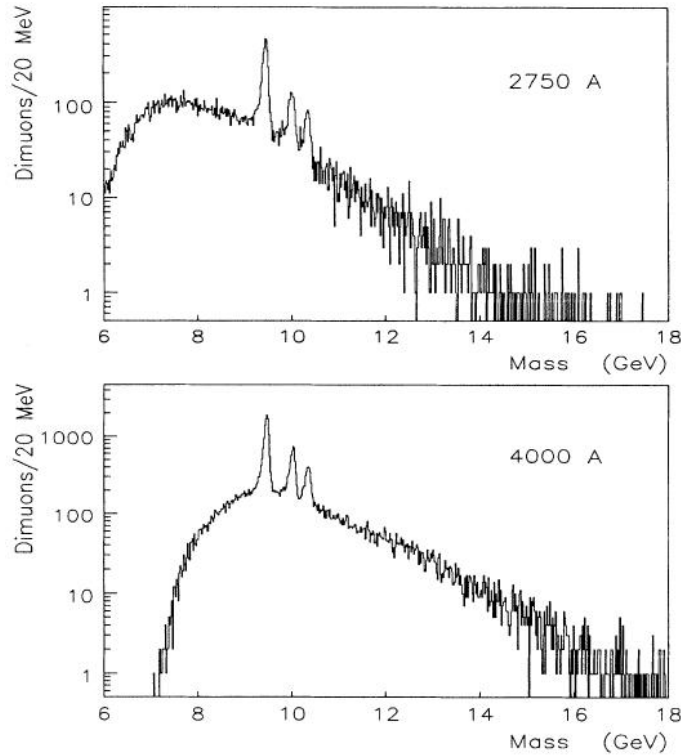


ABBILDUNG 5.4: Invariante Massenverteilung der Myon-Antimyon-Paare in den Ereignismengen der beiden Targets bei E605. 2750 A steht für das 17-mil-Target und 4000 A für das 10-mil-Target. [Abb. 7 aus [19]]

Wie schon zuvor erwähnt, können wegen Grenzen in der Computer-Hardware nicht beliebig viele Ereignisse simuliert werden. Wenn 5 Millionen X-Ereignisse simuliert werden, passiert keines davon die obigen Schnitte. Es gibt zwar 3 von 118 primären Myonen, die neben dem invarianten Massenschnitt $7 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 18 \text{ GeV}/c^2$ auch $|\eta_{cms}| \leq 0,02$ erfüllen, aber diese befinden sich nicht im gleichen Ereignis.

Das Maximum der simulierbaren X-Ereignisse liegt für E605 bei ungefähr 11 Millionen. Um den η_{cms} -Schnitt von 0,02 zu modellieren, werden jeweils 11 Millionen Ereignisse mit η_{cms} -Schnitten bei 0,2, 0,25 und 0,3 simuliert. Die Ergebnisse werden mit einer quadratischen Funktion zum Schnitt $|\eta_{cms}| \leq 0,02$ extrapoliert. Somit werden die Spezialfälle mit linearer und quadratischer Abhängigkeit von η_{max} einbezogen.

In Tabelle 5.5 sind die Ergebnisse für die verschiedenen Simulationen eingetragen. Die quadratischen Anpassungsfunktionen für beide Targets lauten:

$$17 - \text{mil} : \# \text{Myon} - \text{Paare} \approx (61,29 \pm 50,23)\eta_{max} + (628,19 \pm 188,9)\eta_{max}^2 \quad (5.7)$$

$$10 - \text{mil} : \# \text{Myon} - \text{Paare} \approx (31,58 \pm 5,18)\eta_{max} + (37,96 \pm 19,48)\eta_{max}^2 \quad (5.8)$$

Für $\eta_{cms} \leq 0,02$ passieren von 11 Millionen X-Ereignissen somit $1,48 \pm 1,01$ für das 17-mil-Target und $0,65 \pm 0,10$ für das 10-mil-Target die beiden jeweiligen Schnitte. Mit diesen Effizienzen ϵ kann die Anzahl der vorhergesagten Geister-Ereignisse wie zuvor ohne Berücksichtigung

TABELLE 5.5: Anzahl von X-Ereignissen, die den invarianten Massenschnitt für das 17-mil- ($6 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 18 \text{ GeV}/c^2$) und 10-mil-Target ($7 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 18 \text{ GeV}/c^2$) und den jeweiligen η_{cms} -Schnitt mit $|\eta_{cms}| \leq \eta_{max}$ bestehen. **Angaben zur Simulation:** Protonen mit einer Energie von 800 GeV wurden mit ruhenden Protonen (festes Target) zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktsenergie beträgt 38,8 GeV. Es wurden für die verschiedenen Schnitte jeweils 11 Millionen X-Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20 \text{ mm}$, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %.

η_{max}	17-mil-Target	10-mil-Target
0,2	39	8
0,25	52	10
0,3	76	13

der Detektoreffizienzen berechnet werden. Es ergibt sich:

$$17 - \text{mil} : \# \text{Geister} \approx 0,5 \cdot (9,8 \pm 6,7) \approx 4,9 \pm 3,4 \quad (5.9)$$

$$10 - \text{mil} : \# \text{Geister} \approx 0,5 \cdot (18,1 \pm 3,5) \approx 9,0 \pm 1,8 \quad (5.10)$$

Der Faktor 0,5 folgt aus der Bedingung, dass nur primäre OS Myonen betrachtet werden. Die CDFII-Detektoreffizienz für ein primäres Myon mit $p_T \geq 3 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| \leq 0,7$ beträgt wie in Tabelle 3.5 erwähnt $0,506 \pm 0,003$. Für ein Myon-Antimyon-Paar hat sie beim 17-mil-Target den Wert $0,905 \pm 0,005$ und beim 10-mil-Target $0,882 \pm 0,004$ [19]. Unter Berücksichtigung dieser unterschiedlichen Detektoreffizienzen ergibt sich für die bei E605 zu erwartende Anzahl von korrigierten Geister-Ereignissen:

$$17 - \text{mil} : \# \text{Geister}^* \approx 17,3 \pm 11,9 \quad (5.11)$$

$$10 - \text{mil} : \# \text{Geister}^* \approx 31,1 \pm 6,1 \quad (5.12)$$

Dieses Ergebnis ist gering im Vergleich zu den 19470 Myon-Antimyon-Paare in der Ereignismenge für das 17-mil-Target und den 43663 für das 10-mil-Target. Es ist hauptsächlich auf die kleine Akzeptanz im Raumwinkel zurückzuführen, die insbesondere die primären Myonen in unserem Modell gegenüber dem Myon-Antimyon-Paar aus einem Drell-Yan-Prozess mit gleichem $|\eta_{cs}|$ benachteiligt.

Das Experiment E772 war wie E605 für die Messung von Drell-Yan-Prozessen mit einem Myon-Antimyon-Paar im Endzustand konzipiert. Dabei wurde insbesondere das Myon-Antimyon-Kontinuum betrachtet. Wie schon bei E605 werden Ereignisse nur in einem kleinen Raumwinkel betrachtet. Da dieser in [20] nicht näher angegeben wird, schätzen wir den η_{cms} -Schnitt erneut ab. Dazu vergleichen wir die Anzahl der Myon-Antimyon-Ereignisse in den drei unterschiedlichen Ereignismengen. Sie besitzen unterschiedliche invariante Massenschnitte und integrierte Luminositäten. Um die Anzahl der Ereignisse im gleichen Massenbereich zu vergleichen, werden der in E772 gemessene differentielle Drell-Yan-Wirkungsquerschnitt $M_{\mu^+\mu^-}^3 d^2\sigma^{DY}/dM_{\mu^+\mu^-} dx_F$ für feste Feynman-x in Abhängigkeit der invarianten Masse des Myon-Antimyon-Paares betrachtet (siehe Abb. 5.5). Das Feynman-x des Myon-Antimyon-Paares ist definiert als

$$x_F = \frac{2p_l}{\sqrt{\hat{s}}}, \quad (5.13)$$

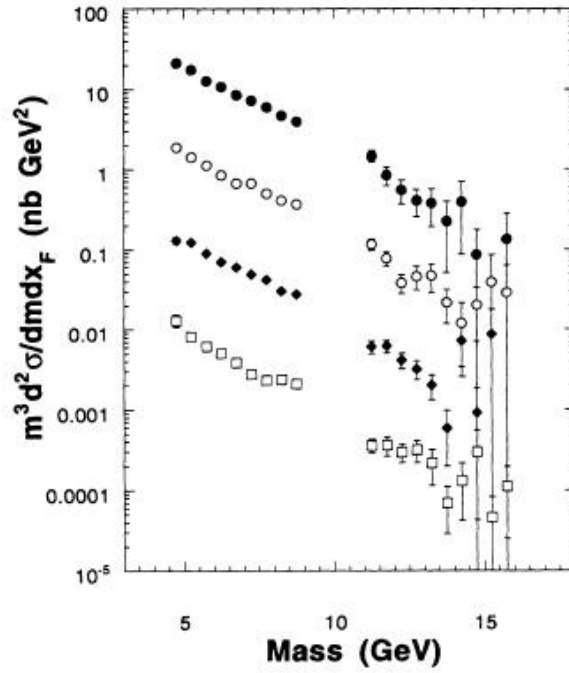


ABBILDUNG 5.5: Differentieller Drell-Yan-Wirkungsquerschnitt pro Nukleon in Abhängigkeit der invarianten Masse des Myon-Antimyon-Paares. Von oben nach unten sind die Wirkungsquerschnitte für feste Feynman-x mit $x_F = 0,125, 0,225, 0,325$ und $0,425$ aufgetragen. Die unteren drei Ereignismengen wurden durch den Faktor 10, 100 und 1000 geteilt. Nur statistische Fehler werden angezeigt. Die zur ursprünglichen Publikation korrigierten zugehörigen Werte können in Tabelle 1 in [21] gefunden werden. [Abb. 3 aus [20]]

wobei p_l der Longitudinalimpuls des Myon-Antimyon-Paares im Proton-Proton-Schwerpunktsystem und \hat{s} die Schwerpunktsenergie in diesem sind. Die zur ursprünglichen Publikation [20] korrigierten Werte für den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt für verschiedene Feynman-x können in Tabelle 1 in [21] gefunden werden. Aus den Einträgen bei $x_F = 0,025$ ergibt sich ungefähr:

$$M_{\mu^+\mu^-}^3 \frac{d\sigma^{DY}}{dM_{\mu^+\mu^-}} \propto M_{\mu^+\mu^-}^{-3} \quad (5.14)$$

Somit folgt ungefähr für den totalen Drell-Yan-Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma^{DY} \propto M_{\mu^+\mu^-,min}^{-5} \quad (5.15)$$

$M_{\mu^+\mu^-,min}$ ist hierbei das untere invariante Massenlimit. Die Lücke im Massenbereich von E772, in welchem sich die Υ -Resonanzen befinden, und das obere Massenlimit bei E605 können vernachlässigt werden. Die Vernachlässigung der Resonanzen kompensiert insbesondere den Abfall der Ereignisraten zu niedrigen invarianten Massen, der in Abbildung 5.4 zu erkennen ist. Wenn die Ereignismengen der beiden Targets in E605 auf den Massenbereich in E772 unter Berück-

sichtung der unterschiedlichen integrierten Luminositäten hochskaliert werden, folgt somit:

$$\begin{aligned} 17 - \text{mil} & : \#E772 - \text{Ereignisse} \approx \left(\frac{4,5}{6}\right)^{-5} \cdot \frac{5,8}{27} \cdot 19470 \pm \Delta\# \approx 17624,8 \pm 1592,3 \\ 10 - \text{mil} & : \#E772 - \text{Ereignisse} \approx \left(\frac{4,5}{7}\right)^{-5} \cdot \frac{5,8}{114} \cdot 43663 \pm \Delta\# \approx 20233,2 \pm 1763,9 \end{aligned}$$

Aus dem Verhältnis der Summe dieser beiden skalierten Ereignismengen zu den 83080 in E772 gemessenen Myon-Antimyon-Paaren ergibt sich die gesuchte Raumwinkelabdeckung im Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Partonen, wobei wir aus oben genannten Gründen das Proton-Proton-Schwerpunktsystem benutzen. Es gilt:

$$\cos \theta_{cms,max} \approx \frac{83080}{17624,8 + 20233,2} \cdot 0,020 \pm \Delta \cos \theta_{cms,max} \approx 0,044 \pm 0,003 \quad (5.16)$$

Daraus kann der η_{cms} -Schnitt für E772 bestimmt werden. Dieser beträgt:

$$\eta_{max} \approx 0,044 \pm 0,003 \quad (5.17)$$

Ein simuliertes X-Ereignis muss folglich die folgenden Schnitte erfüllen (siehe auch Abschnitt 5.1.3):

- Zwei OS Myonen
- Die invariante Masse des Myon-Antimyon-Paares ist im Bereich $4,5 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\mu\mu} \leq 9 \text{ GeV}/c^2$ oder $m_{\mu\mu} \geq 11 \text{ GeV}/c^2$
- Beide Myonen müssen im Proton-Proton-Schwerpunktsystem jeweils $|\eta_{cms}| \leq 0,044$ erfüllen

Es werden wieder die beiden Myonen mit dem höchsten Transversalimpuls in einem Ereignis betrachtet.

In der E772-Ereignismenge in [20] besitzen die Myon-Antimyon-Paare ein Feynman-x im Bereich $-0,1 \leq x_F \leq 0,75$. Für $\eta_{max} \leq 0,3$ besitzen die primären Myonen in den X-Ereignissen, die die Schnitte passieren, ein symmetrisch um Null verteiltes $|x_F| \leq 0,1$. Aus dem im Experiment abgedeckten x_F -Bereich könnte geschlossen werden, dass die betrachtete Raumwinkelabdeckung im Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Protonen nicht symmetrisch um den Kollisionspunkt, sondern mehr in Proton-Strahlrichtung verteilt ist. Für unsere Abschätzung sollte die genaue Lage der Raumwinkelabdeckung von rund 4,4% keinen Unterschied machen und somit wählen wir wie zuvor eine symmetrische Abdeckung um den Kollisionspunkt im Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Protonen.

Es werden wie oben X-Ereignisse mit dem obigen invarianten Massenschnitt für $\eta_{max} = 0,2, 0,25$ und $0,3$ simuliert (siehe Tabelle 5.6). Als quadratische Anpassungsfunktion für die Anzahl von 11 Millionen simulierten X-Ereignissen, die den Massenschnitt und η_{cms} -Schnitt passieren, ergibt sich:

$$\#\text{Myon} - \text{Paare} \approx (83,1299 \pm 49,71)\eta_{max} + (6844,4 \pm 187)\eta_{max}^2 \quad (5.18)$$

TABELLE 5.6: Anzahl von X-Ereignissen, die den invarianten Massenschnitt $4,5 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\mu\mu} \leq 9 \text{ GeV}/c^2$ oder $m_{\mu\mu} \geq 11 \text{ GeV}/c^2$ für E772 und den jeweiligen η_{cms} -Schnitt mit $|\eta_{cms}| \leq \eta_{max}$ bestehen. **Angaben zur Simulation:** Protonen mit einer Energie von 800 GeV wurden mit ruhenden Protonen (festes Target) zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktsenergie beträgt 38,8 GeV. Es wurden für die verschiedenen Schnitte jeweils 11 Millionen X-Ereignisse mit dem Prozess $gg \rightarrow XX$ simuliert. Das X-Teilchen hatte die Lebensdauer $c\tau_X = 20 \text{ mm}$, die Masse $m_X = 1,8 \text{ GeV}/c^2$ und die Verzweigungsverhältnisse 1-Myon 91,09 %, 2-Myon 7,52 % und 4-Myon 1,39 %.

η_{max}	E772
0,2	292
0,25	446
0,3	646

Für $|\eta_{cms}| \leq 0,044 \pm 0,003$ bestehen $16,85 \pm 2,91$ X-Ereignisse die Schnitte. Somit ist die vorhergesagte Anzahl von korregierten Geister-Ereignissen mit OS primären Myonen ohne Berücksichtigung der CDFII- und E772-Detektoreffizienz

$$\#\text{Geister} \approx 0,5 \cdot (23,9 \pm 4,5) \approx 12,0 \pm 2,3 \quad (5.19)$$

Die E772-Detektoreffizienz zur Messung eines Myon-Antimyon-Paares beträgt ungefähr $0,874 \pm 0,029$ [20]. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Detektoreffizienzen ergibt sich für die bei E772 zu erwartende Anzahl von korrigierten Geister-Ereignissen:

$$\#\text{Geister}^* \approx 81,8 \pm 15,7 \quad (5.20)$$

Dieses Ergebnis ist bei 83080 Myon-Antimyon-Ereignissen in der E772-Ereignismenge relativ gering. Dennoch haben diese Ereignisse die eindeutige Eigenschaft, dass die primären Myonen nicht am Kollisionspunkt, sondern im Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Protonen in einer Entfernung größer als 1,5 cm von diesem entfernt entstehen (in unserem Model $c\tau_X = 20 \text{ mm}$). Insbesondere rund 82 SS Myon-Paar-Ereignisse bei E772 und 48 bei E605 mit dieser Eigenschaft wären ein klarer Hinweis für die Existenz von korregierten Geister-Ereignissen.

Unglücklicherweise besitzen weder E605 noch E772 einen Vertexdetektor zur genaueren Bestimmung der Entstehungspunkte der gemessenen Myonen. Sonst wäre es möglich gewesen, möglicherweise noch existierende Datensätze für OS und SS Myon-Paare nach primären Myonen mit hohen Stoßparametern zu untersuchen.

Da in den Simulationen rund 10 % der $36,8^\circ$ -Kegel um die primären Myonen im Proton-Proton-Schwerpunktsystem mindestens ein zusätzliches Myon ($\eta_{cms} \leq 1,1$, kein p_T -Schnitt) besitzen, werden rund 8 OS Geister-Ereignisse mit mindestens einem zusätzlichem Myon bei E772 und 5 bei E605 erwartet. Es ist fraglich, inwieweit diese zusätzlichen Myonen bei den kleinen Raumwinkelabdeckungen messbar wären.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ergebnis der Diplomarbeit ist, dass eine kleine, aber nicht zu vernachlässigbare Anzahl von korrigierten Geister-Ereignissen in den feste Target-Experimenten E605 und E772 zu erwarten wäre. Dies liegt insbesondere an der Masse des X-Teilchens im niedrigen GeV-Bereich und den hohen integrierten Luminositäten dieser Experimente.

Eine wesentliche Eigenschaft der Geister-Ereignisse ist es, dass sie Myonen enthalten die außerhalb des Strahlrohres erzeugt werden und somit große Stoßparameter besitzen. Die Entstehungspunkte der Myonen können in den Experimenten E605 und E772 leider nicht gemessen werden, da sie keine Vertexdetektoren besitzen. Sonst wären die rund 96 und 164 zu erwartenden korrigierten und insbesondere die 48 und 82 SS Geister-Ereignisse eine messbare Möglichkeit zur Überprüfung der Existenz von Geister-Ereignissen gewesen.

Es würde es sich anbieten, die festen Target-Experimente E789 (siehe z.B. [35] und [36]) und E866 (siehe z.B. [37] und [38]) zu untersuchen. Beide Experimente sind Erweiterungen des E605-Detektors und besitzen ein Vertexdetektor. Wie bei den anderen feste Target-Experimenten am Tevatron werden bei E789 und E866 Protonen mit einer Energie von 800 GeV mit verschiedenen festen Targets zur Kollision gebracht. In beiden Experimenten wurden Zwei-Myon-Ereignisse untersucht.

Im letzten Teil der Arbeit haben wir uns bei der genaueren Untersuchung der festen Target-Experimente auf den X-Teilchen Erzeugungsprozess $gg \rightarrow XX$ konzentriert. Dies hatte den Grund, dass im Vergleich zu dem Prozess $q\bar{q} \rightarrow XX$ eine geringere Anzahl von korrigierten Geister-Ereignissen erwartet wurde. Somit bilden die Vorhersagen eine untere Grenze und eine auf $q\bar{q}$ -Wechselwirkung basierte Erzeugung der Geister-Ereignisse würde diese um einen Faktor 34 erhöhen. Dies liegt insbesondere an dem geringeren Abfall des simulierten Wirkungsquerschnitts bei einer Verringerung der Schwerpunktsenergie der wechselwirkenden Hadronen auf Grund des Verhaltens der Valenzquark- und Gluon-Partonverteilungsfunktionen. Außerdem sollte sich die Veränderung der Zwei-Myon-Schnitte und insbesondere die Verkleinerung des η_{cms} -Schnitts nicht sonderlich auf den mit den ursprünglichen Schnitten berechneten Faktor 34 auswirken.

Im Juni 2009 hat die D0-Kollaboration einen Artikel veröffentlicht, in welchem sie mitteilt, dass keine Anzeichen für Geister-Ereignisse am D0-Detektor gemessen wurden [30]. Der D0-Detektor untersucht genauso wie der CDFII-Detektor die Proton-Antiproton-Kollisionen am Tevatron.

Mit unseren Ergebnissen kann die Frage der Existenz der korrigierten Geister-Ereignisse

nicht abschließend geklärt werden. Die obigen Information deuten darauf hin, dass Geister-Ereignisse nicht existieren. Eine genauere Untersuchung der oben genannten festen Target-Experimente mit Vertexdetektoren sollte die Frage aber endgültig klären.

Wenn die Geister-Ereignisse nicht existieren, bleibt die Frage offen, was die Ursache für die rund 84895 am CDFII-Detektor gemessenen Ereignisse ist. Möglicherweise ist die hauptsächlich durch Simulationen bestimmte Anzahl von Ereignissen aus gewöhnlichen Quellen unterschätzt wurden oder es handelt sich um einen bisher nicht wahrgenommenen Detektoreffekt. Jedenfalls wäre es nicht das erste Mal in der Geschichte der Physik, dass sich eine mögliche Entdeckung von neuer Physik nachträglich als falsch herausstellt.

Anhang A

Begriffe und Herleitungen

A.1 Korrelationskoeffizient

Der Korrelationskoeffizient ist ein Maß für die Abhängigkeit der beiden Stoßparameter d_p und d_z . Dabei würde $\rho_{d_p d_z}^2 = 1$ ausdrücken, dass alle Punkte (d_p, d_z) mit einer Wahrscheinlichkeit von 1 auf einer Geraden liegen. $\rho_{d_p d_z}^2 = 0$ bedeutet dagegen, dass d_p und d_z vollkommen unabhängig voneinander sind. Zur Berechnung des Korrelationskoeffizienten benötigt man die Streuungen $\sigma_{d_p}^2$ und $\sigma_{d_z}^2$ der beiden Stoßparameterverteilungen und die Kovarianz $\sigma_{d_p d_z}$ der zweidimensionalen Verteilung. Es gilt:

$$\rho_{d_p d_z} = \frac{\sigma_{d_p d_z}}{\sigma_{d_p} \sigma_{d_z}}$$

Weitere Informationen dazu können z.B. in [33] gefunden werden.

A.2 Wirkungsquerschnitt

Allgemein gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt einer $(A + B \rightarrow 1 + 2)$ -Streuung im Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Teilchen

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} = \frac{1}{2E_A 2E_B |v_A - v_B|} \frac{2\pi}{16\pi^2} \frac{|\vec{p}_1|}{E_{cm}} |M_{gg/q\bar{q}}|^2,$$

wobei $E_{cm} = \sqrt{\hat{s}}$ die Energie im Schwerpunktsystem und $|M_{gg/q\bar{q}}|^2$ das Quadratsbetrag des Matrixelements des Prozesses sind (siehe z.B. Kapitel 4.5 in [34]). Unter Vernachlässigung der Massen m_A und m_B der wechselwirkenden Teilchen ergibt sich mit

$$|\vec{p}_1| = \sqrt{E_1^2 - m_X^2} = \sqrt{\frac{\hat{s}}{4} - m_X^2} = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \cdot \sqrt{1 - \frac{4m_X^2}{\hat{s}}}$$

und

$$2E_A 2E_B \cdot |v_A - v_B| = 4E_A^2 \cdot \frac{2|\vec{p}_A|}{E_A} = 4 \frac{\hat{s}}{4} \cdot 2 = 2\hat{s}$$

die obige Gleichung

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{\pi}{16\pi^2} \sqrt{1 - \frac{4m_X^2}{\hat{s}}} |M_{gg/q\bar{q}}|^2 = N_{gg/q\bar{q}}^* \frac{\beta}{\hat{s}}.$$

Dabei sind $N_{gg/q\bar{q}}^* = \frac{1}{16\pi^2} \frac{\pi}{2} |M_{gg/q\bar{q}}|^2$ und $\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_X^2}{\hat{s}}}$, wobei letzteres aus $|\vec{p}_1| = \gamma m_X \beta$ folgt. $|M_{gg/q\bar{q}}|^2$ soll unabhängig von θ sein.

A.3 n-Körperzerfall

Der invariante Phasenraum eines n-Körperzerfalls, also der Zerfall eines Teilchens X in n Teilchen, kann durch folgende Formel ausgedrückt werden (siehe Appendix B von [32]):

$$d_n(PS X \rightarrow p_1 p_2 \dots p_n) = \delta^4(p_X - p_1 - p_2 - \dots - p_n) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 \vec{p}_i}{2E_i} \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist p_X der Viererimpuls des Teilchens X, p_i , \vec{p}_i und E_i die Viererimpulse, Dreierimpulse und Energien der n Zerfallsprodukte. Um diesen Phasenraum geeignet zu berechnen, kann man die n Zerfallsprodukte in zwei Untersysteme Y und Z zerlegen:

$$X \rightarrow Y(p_1 p_2 \dots p_j) + Z(p_{j+1} \dots p_n)$$

Damit ergibt sich für den Phasenraum der folgende Ausdruck:

$$d_n(PS X \rightarrow p_1 p_2 \dots p_n) = d_2(PS X \rightarrow YZ) dm_Y^2 dm_Z^2 \cdot d_j(PS Y \rightarrow p_1 p_2 \dots p_j) \cdot d_{n-j}(PS Z \rightarrow p_{j+1} \dots p_n) \quad (\text{A.2})$$

Die erlaubten Werte der invarianten Massen m_Y und m_Z sind

$$\sum_{i=1}^j m_i \leq m_Y, \quad \sum_{i=j+1}^n m_i \leq m_Z \quad \text{und} \quad m_Y + m_Z \leq m_X. \quad (\text{A.3})$$

Nun kann der Spezialfall betrachtet werden, dass Y nur ein einziges Teilchen ist. Der dazugehörige 1-Körper-Phasenraum kann folgendermaßen vereinfacht werden:

$$\begin{aligned} d_1(PS Y \rightarrow p_1) &= \delta^4(p_Y - p_1) \cdot \frac{d^3 \vec{p}_1}{2E_1} \\ &= \delta^4(p_Y - p_1) \cdot d^4 p_1 \delta(p_1^2 - m_1^2) \\ &= \delta(p_Y^2 - m_1^2) \\ &= \delta(m_Y^2 - m_1^2) \end{aligned}$$

Gleichung A.2 nimmt in diesem Spezialfall nach Ausführung der dm_Y^2 Integration die folgende Form an:

$$d_n(PS X \rightarrow p_1 p_2 \dots p_n) = d_2(PS X \rightarrow p_1 Z) dm_Z^2 d_{n-1}(PS Z \rightarrow p_2 \dots p_n) \quad (\text{A.4})$$

Die Masse m_Z besitzt den folgenden Wertebereich:

$$m_2 + \dots + m_n \leq m_Z \leq m_X - m_1 \quad (\text{A.5})$$

A.4 Bestimmung der Massenverteilung des virtuellen Z-Teilchens

Die Verteilung der Masse m_Z des virtuellen Z-Teilchens kann aus Gleichung 4.6 gefolgert werden. Dazu wird angenommen, dass die Massen der vier Zerfallsprodukte klein gegenüber der des X-Teilchens sind ($m_1, m_2, m_3, m_4 \ll m_X$). Aus der Annahme folgen diese beiden Proportionalitäten:

$$d_2(PS X \rightarrow p_1 Z) \propto \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right) \quad (\text{A.6})$$

$$d_3(PS Z \rightarrow p_2 p_3 p_4) \propto m_Z^2 \quad (\text{A.7})$$

Dies wird nun hergeleitet. Dabei beginnen wir mit der Proportionalität von $d_2(PS X \rightarrow p_1 Z)$. Im Schwerpunktsystem des X-Teilchens gilt für den 2-Körper-Phasenraum

$$d_2(PS X \rightarrow p_1 Z) = \frac{1}{2} \pi \sqrt{\lambda\left(1, \frac{m_1^2}{m_X^2}, \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right)} \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (\text{A.8})$$

mit der Funktion

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2xz. \quad (\text{A.9})$$

Im dem Ausdruck $\sqrt{\lambda\left(1, \frac{m_1^2}{m_X^2}, \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right)}$ steckt die einzige Abhängigkeit des Phasenraums von der Masse m_Z . Genauer betrachtet ergibt sich für die Funktion λ :

$$\begin{aligned} \lambda\left(1, \frac{m_1^2}{m_X^2}, \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right) &= 1 + \left(\frac{m_1^2}{m_X^2}\right)^2 + \left(\frac{m_Z^2}{m_X^2}\right)^2 - 2\frac{m_1^2}{m_X^2} - 2\frac{m_1^2}{m_X^2} \frac{m_Z^2}{m_X^2} - 2\frac{m_Z^2}{m_X^2} \\ &= 1 + \left(\frac{m_1^2}{m_X^2} - \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right)^2 - 2\frac{m_1^2}{m_X^2} - 2\frac{m_Z^2}{m_X^2} \end{aligned}$$

Benutzt man nun die Annahme, dass $m_1 \ll m_X$ gilt, folgt:

$$\begin{aligned} \lambda\left(1, \frac{m_1^2}{m_X^2}, \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right) &\approx 1 + \left(-\frac{m_Z^2}{m_X^2}\right)^2 - 2\frac{m_Z^2}{m_X^2} \\ &= \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right)^2 \end{aligned}$$

Somit haben wir die Proportionalität von $d_2(PS X \rightarrow p_1 Z)$ in Gleichung A.6 nachgewiesen. Im nächsten Schritt betrachten wir die Proportionalität von $d_3(PS Z \rightarrow p_2 p_3 p_4)$.

Für den 3-Körper-Phasenraum gilt der folgende Ausdruck:

$$d_3(PS Z \rightarrow p_2 p_3 p_4) = \delta^4(p_Z - p_2 - p_3 - p_4) \frac{d^3\vec{p}_2}{2E_2} \frac{d^3\vec{p}_3}{2E_3} \frac{d^3\vec{p}_4}{2E_4} \quad (\text{A.10})$$

Die m_Z -Abhängigkeit dieses Ausdrucks kann aus der Betrachtung der Einheiten (Energie) hergeleitet werden. Es gilt im Allgemeinen

$$d_n(PS Z \rightarrow p_2 \dots p_{n+1}) \propto m_Z^{2n-4}, \quad (\text{A.11})$$

wobei der Faktor $2n$ aus den n Faktoren $\frac{d^3 \vec{p}_i}{2E_i}$ und die -4 aus $\delta^4(p_Z - p_2 - \dots - p_{n+1})$ folgen. Daraus erhält man insbesondere die oben genannte Proportionalität

$$d_3(PS \ Z \rightarrow p_2 p_3 p_4) \propto m_Z^2.$$

Nachdem die beiden Proportionalitäten gezeigt wurden, folgt für die m_Z -Abhängigkeit des Phasenraumfaktors der folgende Ausdruck:

$$d_4(PS \ X \rightarrow p_1 p_2 p_3 p_4) \propto dm_Z^2 m_Z^2 \cdot \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right) \quad (\text{A.12})$$

Um die Verteilung der Masse m_Z zu erhalten, integriert man die rechte Seite dieser Gleichung und löst die entstehende Gleichung. Die resultierende Lösung für m_Z wird dann dazu benutzt, die Zerlegung des 4-Körperzerfalls zu implementieren.

Die Integration von Gleichung A.12 hat die folgende Form:

$$Y = \int dY = \int dm_Z^2 m_Z^2 \cdot \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_X^2}\right) \quad (\text{A.13})$$

Ohne Betrachtung der Integralgrenzen folgt daraus für Y :

$$Y = \frac{1}{2}m_Z^4 - \frac{1}{3m_X^2}m_Z^6 = \frac{1}{2}z^2 - \frac{1}{3m_X^2}z^3 \quad (\text{A.14})$$

Dabei gilt $z = m_Z^2$. Zieht man Y auf die rechte Seite dieser Gleichung, ergibt sich

$$0 = -\frac{1}{3m_X^2}z^3 + \frac{1}{2}z^2 - Y = az^3 + bz^2 + d, \quad (\text{A.15})$$

wobei $a = -\frac{1}{3m_X^2}$, $b = \frac{1}{2}$ und $d = -Y$ sind. Teilt man die Gleichung durch a , erhält man den folgenden Ausdruck:

$$0 = z^3 + \frac{b}{a}z^2 + \frac{d}{a} \quad (\text{A.16})$$

Eine Substitution mit $z = y - \frac{b}{3a}$ ergibt

$$0 = y^3 + py + q, \quad (\text{A.17})$$

wobei

$$p = -\frac{b^2}{3a^2} = -\frac{3}{4}m_X^4 \quad \text{und} \quad q = \frac{2b^3}{27a^3} + \frac{d}{a} = -\frac{m_X^6}{4} + 3Ym_X^2 \quad (\text{A.18})$$

sind. Um die Lösung von Gleichung A.17 zu bestimmen, wird die Diskriminante $D = \left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3$ betrachtet. Durch Einsetzen von q und p erhält man

$$\begin{aligned} D &= \frac{1}{4}\left(-\frac{m_X^6}{4} + 3Ym_X^2\right)^2 + \frac{1}{27}\left(-\frac{3}{4}m_X^4\right)^3 \\ &= \frac{1}{4}\left(\frac{m_X^{12}}{16} + 9Y^2m_X^4 - \frac{3}{2}Ym_X^8\right) - \frac{1}{27}\left(\frac{27}{64}m_X^{12}\right) \\ &= \frac{9}{4}Y^2m_X^4 - \frac{3}{8}Ym_X^8 \\ &= \frac{3}{8}m_X^4Y(6Y - m_X^4). \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Je nachdem, ob die Diskriminante D in dem betrachteten Y -Bereich negativ, positiv oder gleich Null ist, erhält man eine andere Lösung von Gleichung A.17. Die Grenzen für den Y -Bereich ergeben sich aus dem erlaubten Bereich der Masse m_Z (siehe Gl.en 4.7 und A.14). Zur Erinnerung: Es gilt $z = m_Z^2$:

$$\begin{aligned} Y_{min} &= Y(m_{drei}^2) \\ &= \frac{1}{2}m_{drei}^4 - \frac{1}{3m_X^2}m_{drei}^6 \quad \text{und} \\ Y_{max} &= Y((m_X - m_1)^2) \\ &= \frac{1}{2}(m_X - m_1)^4 - \frac{1}{3m_X^2}(m_X - m_1)^6 \approx \frac{1}{6}m_X^4 \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Dabei ist $m_{drei} = m_2 + m_3 + m_4$ und es wird angenommen, dass die Masse m_1 vernachlässigbar klein gegenüber der Masse m_X ist. Die Masse m_{drei} ist offensichtlich kleiner als m_X , da X das Mutterteilchen ist. Daraus folgt, dass Y_{min} positiv ist, da $m_{drei}^2/m_X^2 < 1$ gilt. Y_{max} ist ebenfalls positiv. Insbesondere ist Y_{min} kleiner als Y_{max} und Y nimmt dank positiver Steigung im Intervall $[Y_{min}, Y_{max}]$ nur positive Werte an. Denn die erste Ableitung von $Y(z)$ lautet:

$$Y'(z) = z - \frac{z^2}{m_X^2} = z \cdot \left(1 - \frac{z}{m_X^2}\right) \quad (\text{A.21})$$

Nach Gleichung 4.7 nimmt z Werte im Intervall $[z_{min}, z_{max}] = [m_{drei}^2, (m_X - m_1)^2]$ an. Für diese positiven Werte von z gilt $0 < \frac{z}{m_X^2} < 1$ und die erste Ableitung (Steigung) ist somit im gesamten Intervall positiv.

Aus dem erlaubten Y -Bereich kann man nun folgern, welche Werte die Diskriminante D in diesem annimmt. Wir betrachten zuerst die obere Grenze D_{max} . Der Vorfaktor in Gleichung A.19 ist positiv, somit muss man nur das Verhalten der Klammer betrachten:

$$D_{max} \propto (6Y_{max} - m_X^4) \approx (m_X^4 - m_X^4) \approx 0 \quad (\text{A.22})$$

Die obere Grenze Y_{max} ist aber etwas kleiner¹ als $\frac{1}{6}m_X^4$ und D_{max} folglich negativ. Da Y_{min} kleiner als Y_{max} ist, ist auch D_{min} negativ. Die Diskriminante D ist also unter Berücksichtigung der oben betrachteten Steigung von Y im Intervall $[Y_{min}, Y_{max}]$ negativ.

Aus der Negativität von D folgt, dass für Gleichung A.17 drei verschiedene reelle Lösungen existieren:

$$\begin{aligned} y_k &= 2\sqrt{-\frac{p}{3}} \cdot \cos\left(\frac{\varphi}{3} + k\frac{2\pi}{3}\right) \quad \text{mit } k = 0, 1, 2 \\ &\quad \text{und } \varphi = \arccos\left(\frac{-q}{2\sqrt{-\left(\frac{p}{3}\right)^3}}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

1

$$\begin{aligned} Y_{max} &= \frac{1}{2}(m_X - m_1)^4 - \frac{1}{3}(m_X - m_1)^4 \frac{(m_X - m_1)^2}{m_X^2} \\ &\approx \frac{1}{2}(m_X - m_1)^4 - \frac{1}{3}(m_X - m_1)^4 \\ &\approx \frac{1}{6}(m_X - m_1)^4 \end{aligned}$$

Nach Einsetzen von p und q erhält man für die Lösungen den folgenden Ausdruck:

$$y_k = m_X^2 \cdot \cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y}{m_X^4}\right) + k \frac{2\pi}{3}\right] \quad (\text{A.24})$$

Hieraus folgen nach Rückausführung der Substitution $y = z + \frac{b}{3a}$ die Lösungen für Gleichung A.16:

$$z_k = m_X^2 \cdot \left(\cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y}{m_X^4}\right) + k \frac{2\pi}{3}\right] + \frac{1}{2}\right) \quad (\text{A.25})$$

Mit Hilfe des erlaubten Massenbereichs in Gleichung 4.7 kann man nun die richtige Lösung von den dreien auswählen. Dazu betrachtet man wieder das Intervall $[Y_{min}, Y_{max}]$. Wie bereits gezeigt, sind Y und dessen Ableitung als Funktion von z in diesem positiv. Anders herum gesehen gilt damit, dass z als Funktion von Y im Intervall $[Y_{min}, Y_{max}]$ eine positive Steigung hat und Werte im Intervall $[z_{min}, z_{max}]$ annimmt.

Zur Vereinfachung wird $[z_{min}, z_{max}] = [m_{drei}^2, (m_X - m_1)^2] \approx [0, m_X^2]$ gesetzt, wobei wie zuvor $m_1, m_2, m_3, m_4 \ll m_X \approx 0$ angenommen werden kann. Hieraus erhalten wir die Ungleichung

$$-0,5 < \cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y}{m_X^4}\right) + k \frac{2\pi}{3}\right] < 0,5, \quad (\text{A.26})$$

damit z_k innerhalb des Intervalls $[z_{min}, z_{max}]$ liegt (siehe Gl. A.25). Mit Hilfe dieser Bedingung kann man nun im letzten Schritt die richtige Lösung für Gleichung A.16 finden. Dazu betrachtet man die drei Fälle

$$\begin{aligned} k = 0 & : \cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y_{min}}{m_X^4}\right)\right] = 1 \\ & \cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y_{max}}{m_X^4}\right)\right] = 0,5 \\ k = 1 & : \cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y_{min}}{m_X^4}\right) + \frac{2\pi}{3}\right] = -0,5 \\ & \cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y_{max}}{m_X^4}\right) + \frac{2\pi}{3}\right] = -1 \\ k = 2 & : \cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y_{min}}{m_X^4}\right) + \frac{4\pi}{3}\right] = -0,5 \\ & \cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y_{max}}{m_X^4}\right) + \frac{4\pi}{3}\right] = 0,5 \end{aligned}$$

und sieht unter Berücksichtigung der positiven Steigung von z als Funktion von Y im Intervall $[Y_{min}, Y_{max}]$, dass $k = 2$ die gesuchte Lösung ist. Somit lautet die Lösung für Gleichung A.16 im Intervall $[z_{min}, z_{max}]$

$$z_2 = m_X^2 \cdot \left(\cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(1 - 12 \frac{Y}{m_X^4}\right) + \frac{4\pi}{3}\right] + \frac{1}{2}\right). \quad (\text{A.27})$$

Zur Erinnerung: Es gilt $m_Z^2 = z_2$. Somit ist nun die Verteilung der quadratischen Masse des virtuellen Z -Teilchens bekannt. Bei einer Implementierung dieser Verteilung wird der 4-Körper-Zerfall des X -Teilchens (zumindest für $m_1, m_2, m_3, m_4 \ll m_X$) durch die Zerlegung in einen 2- und 3-Körperzerfall beschrieben.

Literaturverzeichnis

- [1] T. Aaltonen *et al.*, arXiv:0810.5357v2 [hep-ex] (2008).
- [2] G. Ascoli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **269**, 63 (1988).
- [3] R. Blair *et al.*, FERMILAB Report No. FERMILAB-Pub-96/390-E (1996).
- [4] A. Artikov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **538**, 358 (2005).
- [5] T. Aaltonen *et al.*, Phys. Rev. D **77**, 072004 (2008).
- [6] G. Apollinari *et al.*, Phys. Rev. D **72**, 072002 (2005).
- [7] W.-M. Yao *et al.*, J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [8] M. Bähr *et al.*, Eur. Phys. J. C **58**, 639 (2008).
- [9] T. Lönnblad, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **559**, 246 (2006).
- [10] A. Astbury *et al.*, CERN/SPSC/78-06 (1978).
- [11] M. Barranco Luque *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **176**, 175 (1980).
- [12] M. Calvetti *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **176**, 255 (1980).
- [13] C. Cochet *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **243**, 45 (1986).
- [14] C. Corden *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **238**, 273 (1985).
- [15] K. Eggert *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **176**, 217 (1980).
- [16] G. Bauer *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **253**, 179 (1987).
- [17] C. Albajar *et al.*, Phys. Lett. B **186**, 237 (1987).
- [18] C. Albajar *et al.*, Phys. Lett. B **256**, 121 (1991).
- [19] G. Moreno *et al.*, Phys. Rev. D **43**, 2815 (1991).
- [20] P. L. McGaughey *et al.*, Phys. Rev. D **50**, 3038 (1994).
- [21] P. L. McGaughey *et al.*, Phys. Rev. D **60**, 119903 (1999).
- [22] F. D. Aaron *et al.*, DESY 09-108 (2009).

- [23] I. Abt *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **386**, 310 (1997).
- [24] I. Abt *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **386**, 348 (1997).
- [25] The ZEUS Detector Status Report 1993, www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html.
- [26] J. M. Butterworth, hep-ex/9912030v2 (1999).
- [27] M. Glück *et. al.*, Phys. Rev. D **45**, 3986 (1992).
- [28] M. R. Whalley *et. al.*, hep-ph/0508110 (2005).
- [29] G. A. Schuler, T. Sjöstrand, Phys. Lett. B **376**, 193 (1996).
- [30] Mark Williams, for the D0 Collaboration, arXiv:0906.2969v1 [hep-ex] (2009).
- [31] www-d0.fnal.gov/runcoor/RUN/images/cdf_detector.png.
- [32] V. Barger, R. Phillips, Collider Physics, Westview Press (1996).
- [33] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, H. Mühlig, Taschenbuch der Mathematik, Harri Deutsch (1993).
- [34] M. E. Peskin, D. V. Schroeder, An Introduction to Quantum Field Theory, Westview Press (1995).
- [35] M. H. Schub *et. al.*, Phys. Rev. D **52**, 1307 (1995).
- [36] D. M. Jansen *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3118 (1995).
- [37] J. C. Webb *et. al.*, arXiv:0302019v1 [hep-ex] (2003).
- [38] L. Y. Zhu *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 182001 (2009).