



FACHBEREICH MATHEMATIK UND NATURWISSENSCHAFTEN
FACHGRUPPE PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT WUPPERTAL

B-Identifikation im Level 2 Trigger des ATLAS Experiments

**Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
von
Andreas Kootz**

vom 6. Oktober 2005

Die Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20050459

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3Ahbz%3A468-20050459>]

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Physikalische Grundlagen	3
1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	4
1.1.1 Elektromagnetische Wechselwirkung	6
1.1.2 Starke Wechselwirkung	7
1.1.3 Schwache Wechselwirkung	8
1.1.4 Elektroschwache Wechselwirkung und der Higgs-Mechanismus	10
1.1.5 Proton-Proton-Streuung	11
1.2 Eigenschaften des Top-Quarks	12
1.3 Produktion des Top-Quarks	14
1.4 Zerfall des Top-Quarks	14
2 Das ATLAS-Experiment	17
2.1 Der Large Hadron Collider	17
2.2 Der ATLAS Detektor	19
2.2.1 Der Innere Detektor	20
2.2.2 Die Kalorimeter	23
2.2.3 Die Muonkammern	25
3 Das ATLAS-Triggersystem	29
3.1 Der ATLAS Level 1 Trigger	30
3.2 Der ATLAS High Level Trigger	33
3.3 HLT Algorithmen	35
3.3.1 HLT Algorithmen für den Level 2 Trigger	35

3.3.2	HLT Algorithmen für den Event Filter	38
4	B-Identifikation und Vertexfindung	41
4.1	Möglichkeit der B-Identifikation	41
4.1.1	B-Identifikation auf Basis von Spurparametern	41
4.1.2	Sekundärvertex-Identifikation	46
4.1.3	Identifikation mittels Leptonen in Jets	46
4.2	Vertexfindung	47
4.2.1	Der Vertexfit-Algorithmus	47
4.2.2	Die Perigee-Parametrisierung	50
4.2.3	Der vereinfachte Vertexfit-Algorithmus	52
4.2.4	Vergleich der Vertexfit-Algorithmen	53
4.2.5	Untersuchungen zur Vertexauflösung	54
5	Untersuchungen zum verwendeten Datensatz	61
5.1	Allgemeine Informationen zum Datensatz	62
5.2	Eigenschaften der Jet-Regions of Interest	66
5.3	Nutzung von simulierten Spuren	72
5.3.1	Verschmierung der Spurparameter	76
6	Der B-Identifikations-Algorithmus	81
6.1	Prinzip des entwickelten Algorithmus	81
6.1.1	Die Spurselektionsphase	81
6.1.2	Die Vertexrekonstruktionsphase	83
6.1.3	Die Analysephase	86
6.2	Variation der Spurselektions-Parameter	87
6.3	Betrachtung der Observablen	91
6.3.1	Korrelationen zwischen den Observablen	100
6.4	Kombination der Observablen	102
6.4.1	Kombinationsmöglichkeiten	102
6.4.2	Ergebnis mittels einzelner Observablen	109
6.4.3	Ergebnis mittels Kombination von Observablen	111
6.5	Vergleich mit rekonstruierten Spuren	115

6.6 Vergleich zu Impaktparameter-Algorithmus	115
Zusammenfassung	119
Abbildungsverzeichnis	121
Tabellenverzeichnis	124
Literaturverzeichnis	125

Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist bis zum heutigen Zeitpunkt eine sehr gut bestätigte Theorie. Leider konnte ein Teilchen - das Higgs-Boson - bisher nicht experimentell nachgewiesen werden. Unter anderem für die Suche nach diesem Teilchen wird zur Zeit am europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) bei Genf der neue Proton-Proton-Speicherring LHC (*Large Hadron Collider*) gebaut. Er hat einen Umfang von 26,7 km und soll im Sommer 2007 seinen Betrieb aufnehmen. An vier Stellen des Rings befinden sich die Detektoren ATLAS, CMS, ALICE und LHCb. Eine Beschreibung des Beschleunigers und des ATLAS-Experiments befindet sich in Kapitel 2.

Neben der Suche nach dem Higgs-Boson stellen präzise Messungen der Eigenschaften des top-Quarks einen wichtigen Aspekt der LHC-Experimente dar. Beim top-Quark handelt es sich um das schwerste bekannte Elementarteilchen. Bis zum heutigen Zeitpunkt gibt es nur sehr wenige nachgewiesene top-Quark-Ereignisse, welche von den zwei Tevatron-Experimenten D0 und CDF am Fermilab stammen.

Beim LHC werden sehr viele top-Quark-Paare erzeugt; die Trennung dieser Ereignisse von den restlichen Ereignissen ist allerdings nicht einfach. Um eine möglichst genaue Messung der Eigenschaften des top-Quarks zu ermöglichen, wäre es hilfreich, wenn top-Quark-Paare bereits auf Trigger-Niveau mit großer Güte selektiert werden könnten. Das zur Zeit existierende Triggersystem kann dies allerdings nicht gewährleisten. Um die Trennung bereits auf Trigger-Niveau zu erleichtern, wurde in dieser Arbeit die Möglichkeit der B-Jet-Identifikation mittels Sekundärvertexrekonstruktion untersucht. Durch die Identifikation von B-Jets kann die Selektionsgüte verbessert werden, wodurch es in der späteren Analyse einfacher wird, einen möglichst reinen top-Quark-Datensatz zu erhalten.

Neben dem Zerfall des top-Quarks gibt es weitere Teilchen, welche in b-Quarks zerfallen. Wenn die Masse des Standard Modell Higgs kleiner als die doppelte W-Boson-Masse ist, so ist der dominante Zerfallskanal des Higgs mit etwa 90 % der in ein $b\bar{b}$ -Paar ($H \rightarrow b\bar{b}$). Auch in diesem Fall ist eine Identifikation der B-Jets wichtig, um einen möglichst reinen Datensatz zu erhalten. Weitere mögliche Zerfälle in B-Hadronen treten bei Zerfällen supersymmetrischer Teilchen auf; zum Beispiel können die supersymmetrischen neutralen Higgsteilchen h , H und A in ein $b\bar{b}$ -Paar zerfallen [1].

Bei der Entwicklung des Algorithmus wurde ein $t\bar{t}$ -Datensatz gewählt, da dieser sowohl B-Jets als auch Jets aus leichteren Quarks enthält. Somit konnte mit einem Datensatz die B-Jet-Effizienz und die Reduktionsrate gegenüber nicht-B-Jets bestimmt werden. Zur Zeit der Entwicklung stand kein Spurrekonstruktionsalgorithmus zur Verfügung, welcher eine große Effizienz in Ereignissen mit hoher Spurmultiplicität aufwies. Aus diesem Grund basiert die Arbeit im Wesentlichen auf einer Monte Carlo Studie. Das Ziel der Arbeit war die Entwicklung eines Algorithmus, welcher B-Jets möglichst effizient identifiziert und gleichzeitig möglichst viele nicht-B-Jets verwirft. Ein solcher Algorithmus würde die Selektion von Ereignissen, welche einen B-Jet enthalten, auf Trigger-Niveau verbessern.

In Kapitel 1 wird eine Einführung in die wesentlichen Aspekte des Standardmodells der Teilchenphysik gegeben. Dabei wird insbesondere auf verschiedene Eigenschaften des top-Quarks eingegangen. In Kapitel 3 wird das Triggersystem des ATLAS-Experiments beschrieben.

Kapitel 4 beschreibt, mit welchen Methoden B-Hadronen identifiziert werden können. Zudem wird der benutzte Algorithmus zur Rekonstruktion von Primär- und Sekundärvertex erläutert und einige Ergebnisse hinsichtlich Auflösung und Zeitbedarf vorgestellt.

Kapitel 5 stellt die wesentlichen Eigenschaften des benutzten Datensatzes vor. In Kapitel 6 wird der B-Identifikations-Algorithmus beschrieben. Es wird diskutiert, welchen Einfluss die Spurselektion und die Auswahl der Observablen auf den Algorithmus hat. Zudem werden die Ergebnisse mit einem alternativen Ansatz verglichen. Am Ende folgt eine Zusammenfassung mit den wichtigsten Ergebnisse dieser Studie.

Kapitel 1

Physikalische Grundlagen

Bis zum fünften Jahrhundert vor Christus gingen die Menschen davon aus, dass die Welt aus den vier Elementen Feuer, Wasser, Luft und Erde aufgebaut ist. Diese Vorstellung wurde erstmals etwa 500 vor Christus von den zwei griechischen Philosophen Leukipp und Demokrit verworfen. Sie waren der Meinung, dass Materie nicht beliebig teilbar ist, sondern aus unteilbaren Grundbausteinen besteht. Diese Bausteine nannten sie “átomos”, dem griechischen Wort für unteilbar. Im Jahr 1808 erkannte der britische Chemiker und Physiker John Dalton, dass chemische Elemente nur in bestimmten Massenverhältnissen Verbindungen herstellen. Die Idee, dass es unteilbare, das heißt elementare, Teilchen gibt, welche die Materie aufbauen, hat sich bis zum heutigen Zeitpunkt gehalten. Allerdings ist seit Anfang des 20. Jahrhunderts bekannt, dass das Atom kein Elementarteilchen, sondern ein zusammengesetztes Objekt ist. Es besteht aus Protonen, Neutronen und Elektronen. Heute ist bekannt, dass auch Protonen und Neutronen nicht elementar sind. Sie sind aus noch kleineren Teilchen - den Quarks und Gluonen - zusammengesetzt. Das Elektron wird weiterhin als elementar angesehen. In den letzten Jahrzehnten entstand ein immer genaueres Modell, welches die Physik dieser kleinsten bekannten Teilchen beschreibt - das Standardmodell der Teilchenphysik [2].

Ziel der großen Hochenergiephysik-Experimente in den letzten Jahrzehnten war es, das Standardmodell zu überprüfen. Obwohl viele Aspekte des Modells bis heute bestätigt werden konnten, gibt es weiterhin einige ungeklärte bzw. nicht verifizierte Aspekte. Um einige offene Fragen zu klären wird zur Zeit der neue Proton-Proton-Beschleuniger LHC (*Large Hadron Collider*) zusammen mit seinen vier Experimenten gebaut - siehe Abschnitt 2.1.

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist ein sehr umfangreiches Modell. Dieses Kapitel beschreibt nur die Grundzüge des Modells. Zu Anfang wird eine Übersicht über die Bestandteile des Modells - die Teilchen und Kräfte - gegeben. Anschließend folgt ein kurzer Einblick in einzelne Aspekte der Kräfte. Nach einer Einführung in die Physik eines Proton-Proton-Experiments folgt am Ende des Kapitels eine genauere Betrachtung eines Konstituenten des Modells - dem top-Quark.

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell beschreibt den Aufbau und den Zusammenhalt unserer Materie. Das Modell besagt, dass die uns umgebene Materie vollständig aus elementaren Fermionen - den Quarks und Leptonen - aufgebaut ist. Als Fermionen werden Teilchen mit halbzahligem Spin bezeichnet, während Teilchen mit ganzzahligem Spin Bosonen genannt werden. Das Modell beinhaltet insgesamt sechs Quarks und sechs Leptonen, welche in drei Familien zu jeweils vier Teilchen zusammengefasst sind - siehe Tabelle 1.1. Die einzelnen Familien unterscheiden sich dabei im Wesentlichen durch die Masse der beteiligten Teilchen. Das Elektron hat als leichtestes geladenes Lepton eine Masse von 0,511 MeV. Die Masse des Muons beträgt 105,7 MeV, also mehr als 200x mehr als die Masse des Elektrons. Das Tau-Lepton ist das schwerste Lepton mit einer Masse von 1777 MeV.

Warum die Natur mehrere Familien vorgesehen hat ist bis heute nicht geklärt. Die uns umgebene Materie ist vollständig aus den Bausteinen der ersten Familie, also dem Elektron und den zwei Quarks up und down aufgebaut. Alle schwereren Teilchen sind instabil und zerfallen in eines dieser Teilchen. Als Beispiel sei hier die Lebensdauer der zwei schweren Leptonen angegeben. Das Muon hat eine Lebensdauer von $2,2 \times 10^{-6}$ s und das Tau-Lepton von nur $2,9 \times 10^{-13}$ sec.

Zu jedem Teilchen gibt es ein Antiteilchen. Dieses unterscheidet sich vom eigentlichen Teilchen nur durch wenige Quantenzahlen. Bei geladenen Teilchen hat das Antiteilchen genau die entgegengesetzte Ladung. Ein top-Quark hat eine Ladung von $+2/3$. Ein Anti-top-Quark hat eine Ladung von $-2/3$. Weitere Unterschiede zwischen Teilchen und Antiteilchen treten zum Beispiel in der Baryonzahl bzw. der Leptonzahl auf.

Es gibt insgesamt vier Wechselwirkungen, welche zwischen diesen Teilchen wirken: die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. Die Stärke der Gravitation ist allerdings im Vergleich zu den Stärken der anderen Kräfte so klein (siehe Tabelle 1.2), dass sie bei den hohen Energien der Experimente keine Auswirkung auf die Teilchen hat. Aus diesem Grund beschreibt das Standardmodell der Teilchenphysik auch nur die drei restlichen Kräfte. Für die schwache und die elektromagnetische Kraft gibt es ein vereinheitlichtes Modell. Diese beiden Wechselwirkungen werden mittlerweile als zwei Aspekte einer gemeinsamen Kraft - der elektroschwachen Kraft - angesehen.

Der Austausch der Kräfte wird im Modell von unterschiedlichen Teilchen - den Austauschbosonen - vollführt. Die starke Kraft wird durch den Austausch von masselosen Gluonen beschrieben; die elektromagnetische Kraft durch masselose Photonen. Die schwache Wechselwirkung besitzt drei massive Austauschteilchen - zwei geladene W^+ und W^- und ein neutrales Teilchen, das Z^0 . Im Allgemeinen wird davon ausgegangen, dass auch bei der Gravitation der Kräfteaustausch durch Austausch eines Teilchens vollzogen wird. Die Existenz dieses Gravitons ist bis heute allerdings nicht

Leptonen	1. Familie		2. Familie		3. Familie	
Bezeichnung	ν_e	e^-	ν_μ	μ^-	ν_τ	τ^-
el. Ladung [e]	0	-1	0	-1	0	-1
Masse [MeV]	$< 3 \times 10^{-6}$	0,511	$< 0,19$	105,7	$< 18,2$	1777
WWen	schw.	schw. em	schw.	schw. em	schw.	schw. em

Quarks	1. Familie		2. Familie		3. Familie	
Bezeichnung	up	down	charm	strange	top	bottom
el. Ladung [e]	2/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3	-1/3
Masse [MeV]	1-5	3-9	1150-1350	75-170	~ 175000	4000-4400
WWen	schwach, elektromagnetisch und stark					

Tabelle 1.1: Die elementaren Fermionen sind in Leptonen und Quarks aufgeteilt. Zudem lassen sie sich in drei Familien einteilen. Die einzelnen Teilchen nehmen an unterschiedlichen Wechselwirkungen (WWen) teil. Auf die Quarks wirken alle Kräfte, auf die geladenen Leptonen wirkt die schwache (schw.) und die elektromagnetische (em) Kraft. Auf Neutrinos wirkt nur die schwache Kraft. Weitere Hinweise zur top-Quark-Masse stehen in Abschnitt 1.2 [6].

nachgewiesen. Tabelle 1.2 gibt einen Überblick über die einzelnen Kräfte. Sie zeigt die einzelnen Austauschteilchen sowie die relativen Stärken in Bezug auf die Stärke der starken Kraft. Dabei wird verständlich, warum die Gravitation keine Rolle spielt - ihre Kraft ist um 43 Größenordnungen schwächer als die starke Kraft. Die Stärke der schwachen Kraft ist bei großen Impulsüberträgen annähernd so groß wie die Stärke der starken Kraft. Bei kleinen Impulsüberträgen - kleiner als die Masse der Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung - nimmt der Unterschied zwischen starker und schwacher Kraft allerdings deutlich zu.

Wechselwirkung	Austauschbosonen	relative Stärke
starke Kraft	8 Gluonen	1
elektromagnetische Kraft	Photon	$\sim 7 \cdot 10^{-2}$
schwache Kraft	W^+, W^-, Z^0	$\sim 3 \cdot 10^{-1}$
Gravitation	Graviton (?)	$\sim 10^{-43}$

Tabelle 1.2: Die vier Wechselwirkungen mit ihren Austauschteilchen sowie ihren relativen Stärken bei einem Impulsübertrag von 1 TeV. Die Existenz des Gravitons ist bis heute nicht nachgewiesen [3].

Auf die einzelnen elementaren Fermionen wirken unterschiedliche Kräfte. Die schwache Kraft ist die einzige Kraft, welche auf alle Fermionen wirkt. Die elektromagnetische Kraft wirkt nur auf elektrisch geladene Teilchen und die starke Kraft nur auf Quarks. Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die Elementarteilchen und ihre Eigenschaften. Dazu zählen neben der Kraft, welche auf diese Teilchen wirkt, auch die elektrische Ladung und die Masse.

1.1.1 Elektromagnetische Wechselwirkung

Die elektromagnetische Wechselwirkung ist eine Kraft, welche nur zwischen geladenen Teilchen wirkt. Diese Kraft hat eine unendliche Reichweite; allerdings nimmt die Stärke der Kraft mit steigender Entfernung ab. Die Kraft wird vermittelt durch den Austausch eines Photons. Beschrieben wird die Kraft durch die Lagrangedichte der Quantenelektrodynamik [4]:

$$\mathcal{L}_{QED} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

Der Operator D_μ entspricht der kovarianten Ableitung, welche aufgrund der Forderung nach lokaler Phaseninvarianz eingeführt werden muss. Die Gründe dafür sind in verschiedenen Publikationen beschrieben und werden an dieser Stelle nicht im Detail erläutert; siehe zum Beispiel [4]:

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu(x) \quad (1.2)$$

Der dritte Term in der Lagrangedichte beschreibt das frei propagierende Feld A^μ . Dieses kann mit dem Photon als Austauschteilchen identifiziert werden. Der Feldstärketensor $F_{\mu\nu}$ ist wie folgt definiert [4]:

$$F_{\mu\nu} = (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \quad (1.3)$$

Die einzelnen Terme können durch Feynman-Graphen beschrieben werden. Terme, welche quadratisch in ψ sind, entsprechen den Propagatoren der Fermionen. Der entsprechende Graph ist in Abbildung 1.1(a) dargestellt. Terme, quadratisch in A , entsprechen dem Propagator des Austauschteilchens. Der entsprechende Graph ist in 1.1(b) dargestellt. Terme, welche quadratisch in ψ und linear in A sind, beschreiben die Wechselwirkung zwischen Fermion und Austauschphoton. Ein entsprechender Graph ist in 1.1(c) dargestellt. Dieser zeigt die Wechselwirkung eines Fermions mit einem Photon.

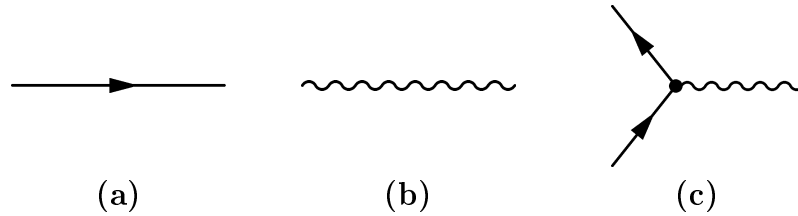


Abbildung 1.1: *Fundamentale Feynman-Graphen der QED: (a) Fermionpropagator, (b) Photonpropagator und (c) Wechselwirkungsver-
tex [5]*

1.1.2 Starke Wechselwirkung

Die starke Kraft wirkt nur auf Quarks und nicht auf Leptonen. Sie wird vermittelt durch den Austausch von Gluonen, von welchen es insgesamt acht unterschiedliche gibt - siehe auch Tabellen 1.2 und 1.1. Während die QED nur einen Parameter - die Ladung - hat und demnach durch die U(1)-Symmetriegruppe beschrieben wird, gibt es in der QCD 3 Parameter - die Farbladungen. Deshalb wird die QCD durch die SU(3)-Symmetriegruppe beschrieben. Nur Quarks und Gluonen besitzen Farbladung, wobei Gluonen zudem noch eine Anti-Farbladung besitzen. Da die starke Wechselwirkung an der Farbladung ansetzt, wirkt sie auch nur auf diese Teilchen.

Die Idee zur Einführung der Farbladung entstand, um eine Verletzung des Pauli-Prinzips zu vermeiden. Dieses schien beim Δ^{++} -Teilchen verletzt zu sein, da dieses Baryon aus drei gleichen Quarks (up-Quarks) besteht. Eine Lösung für dieses Problem war die Einführung der Farbladung als zusätzlichen Freiheitsgrad. Dieser sorgt dafür, dass die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch bleibt. Jedes Quark trägt diese Farbladung. Es gibt drei unterschiedliche Farbladungen, welche die Bezeichnungen rot, grün und blau (r,g,b) tragen. Baryonen und Mesonen, welche aus drei Quarks beziehungsweise aus einem Quark und einem Antiquark bestehen, sind grundsätzlich farbneutral. Das bedeutet, dass die drei Quarks in Baryonen jeweils unterschiedliche Farbladungen haben und dass in einem Meson die Farbladung des Antiquarks gerade der entgegengesetzten Farbladung des Quarks entspricht.

Einen Beweis für die Existenz der Farbladung stellt das R -Verhältnis in der e^+e^- -Streuung dar. Dieses ist wie folgt definiert [4]:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \bar{q}q)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1.4)$$

Messungen haben gezeigt, dass die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit fol-

gender Vorhersage sind:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \bar{q}q)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_q e_q^2 \quad (1.5)$$

Die Summe läuft über alle Quarkzustände, welche bei der entsprechenden Energie erzeugt werden können. Der zusätzliche Faktor 3 entspricht den drei verschiedenen Farbladungen. Ohne die Existenz der Farbladung würde dieser Faktor nicht auftauchen. Die gute Übereinstimmung von Messung und Vorhersage bestätigt die Existenz der Farbladung.

Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die Lagrangedichte in der QCD lautet [4]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - g_s \sum_a (\bar{\psi}\gamma^\mu T_a\psi) G_\mu^a - \frac{1}{4} \sum_a G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.6)$$

g_s ist die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung, T_a entspricht der fundamentalen Darstellung der Gruppe SU(3), welche die QCD beschreibt. Der Index a läuft über die Anzahl an Generatoren der SU(3), also acht. Die Gluonen werden in der Lagrangedichte durch die acht Eichfelder G_μ^a beschrieben. Somit ergeben sich analog zur QED zwei Propagatoren-Graphen für Quarks und Gluonen, welche in Abbildung 1.2(a) und (b) dargestellt sind, sowie ein Wechselwirkungsterm, welcher die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen beschreibt (Abbildung 1.2(c)). Der letzte Term in der Lagrangedichte beschreibt die Selbst-Wechselwirkung von Gluonen. Anders als in der QED, wo das Austauscheteilchen keine Ladung trägt, tragen die Gluonen selbst eine Farbladung und eine Anti-Farbladung. Somit können sie miteinander wechselwirken. Die Drei- und Vier-Gluon-Wechselwirkungsgraphen sind in 1.2(d) und (e) gezeigt. Diese zwei Graphen, welche in der QED nicht auftreten, sind für den großen Unterschied zwischen QED und QCD verantwortlich.

Ein entscheidender Unterschied zwischen der QED und der QCD, welcher durch die Gluon-Selbst-Wechselwirkung entsteht, ist die Reichweite der Kraft. Während die elektromagnetische Kraft mit steigendem Abstand kleiner wird, nimmt die starke Kraft bei großen Abständen immer weiter zu. Dies führt unter anderem dazu, dass es keine Möglichkeit gibt, Quarks einzeln zu betrachten, sondern nur in gebundenen Zuständen wie Baryonen und Mesonen.

1.1.3 Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung ist die einzige Kraft, welche auf alle Teilchen wirkt. Insbesondere Neutrinos wechselwirken nur über die schwache Wechselwirkung. Da alle Hadronen und Leptonen der schwachen Wechselwirkung unterliegen, würden

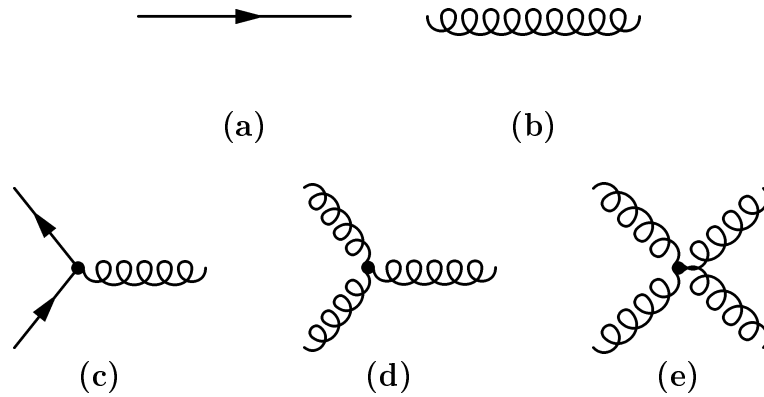


Abbildung 1.2: Fundamentale Feynman-Graphen der QCD: (a) Quarkpropagator, (b) Gluonpropagator und (c) Quark-Gluon-Vertex, (d) bzw. (e) Drei- bzw. Vier-Gluon-Vertex [5]

diese irgendwann schwach zerfallen, sofern ein Zerfall kinematisch möglich ist. Falls die Teilchen auch der starken Wechselwirkung unterliegen, so ist dieser Zerfall dominant, so dass die schwache Wechselwirkung unterdrückt wird [4].

Die schwache Wechselwirkung hat insgesamt drei Austauscheteilchen. Davon sind das W^+ und das W^- elektrisch geladen und das Z^0 neutral. Eine Besonderheit dieser Austauschbosonen ist ihre große Masse. Die geladenen W^\pm haben eine Masse von $80,419 \pm 0,056$ GeV, während das neutrale Z^0 eine Masse von $91,1882 \pm 0,0022$ GeV besitzt [6].

Einer der bekanntesten Zerfälle, welcher durch die schwache Wechselwirkung vermittelt wird, ist der radioaktive β -Zerfall ($p \rightarrow ne^+\nu_e$ bzw. $n \rightarrow pe^-\bar{\nu}_e$). Zudem bestimmt die schwache Wechselwirkung den Zerfall von Leptonen. Jedes Lepton trägt eine Leptonenzahl. Jede Lepton-Familie hat zudem seine eigene Lepton-Quantenzahl L_e , L_μ und L_τ . Diese Quantenzahl beträgt +1 für Leptonen und -1 für Antileptonen. Experimente haben gezeigt, dass die einzelnen Leptonquantenzahlen erhalten bleiben. Das bedeutet, dass ein Muon nicht elektromagnetisch über den Prozess $\mu \rightarrow e\gamma$ in ein Elektron und ein Photon zerfallen kann, denn dies würde sowohl die elektronische als auch die muonische Leptonzahlerhaltung verletzen. Gleiches gilt für den Zerfall eines τ -Leptons. Leptonen können also nur aufgrund der schwachen Wechselwirkung zerfallen (z.B. $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$).

1.1.4 Elektroschwache Wechselwirkung und der Higgs-Mechanismus

Bei der elektroschwachen Wechselwirkung handelt es sich um eine vereinheitlichte Theorie, welche die Mischung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung beschreibt. Die entsprechende Theorie wurde von Glashow, Weinberg und Salam aufgestellt. Das Modell basiert auf einer spontanen Symmetriebrechung, welche als Higgsmechanismus bekannt ist. Mit Hilfe dieses Mechanismus lassen sich die Massen der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung erklären.

Die ungebrochene Theorie beinhaltet vier Eichbosonen, welche sich zu einem Triplet (W_μ^1, W_μ^2 und W_μ^3) und einem Singlett (B_μ) zusammenfassen lassen. Die Eichbosonen der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung (Photon, W^\pm und Z^0) lassen sich durch Mischung der vier Eichbosonen $W_\mu^{1,2,3}$ und B_μ darstellen. (Formel 1.7 - 1.9) [4].

$$A_\mu = B_\mu \cos\Theta_W + W_\mu^3 \sin\Theta_W \quad (1.7)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin\Theta_W + W_\mu^3 \cos\Theta_W \quad (1.8)$$

$$W_\mu^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.9)$$

Θ_W ist der Weinberg- oder schwache Mischungswinkel. Spontane Symmetriebrechung führt schließlich dazu, dass das Z^0 und die W^\pm Masse erhalten, während das Photon masselos bleibt. Zur Erklärung der Massen wurde von Weinberg und Salam ein komplexes Isospin-Dublett eingeführt: [4]:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

An dieses Feld koppeln die Eichbosonen der elektroschwachen Theorie. Dadurch erhalten die Austausch-Bosonen der schwachen Wechselwirkung ihre Massen. Der Higgs-Mechanismus sagt zudem mindestens ein neutrales skalares Higgs-Teilchen H^0 voraus, welches nach der Symmetriebrechung übrig bleibt. Dieses Teilchen ist das einzige bisher nicht nachgewiesene Teilchen des Standardmodells. In der Vergangenheit wurde von unterschiedlichen Experimenten nach dem Higgs-Boson gesucht. Trotz einiger Hinweise bei LEP am CERN konnte es bis heute allerdings nicht gefunden werden. Die Masse des Higgs-Bosons wird von der Theorie unterhalb von 1 TeV vorhergesagt [1]. Messungen der LEP-Experimente haben die untere Schranke für die Masse von $114,4 \text{ GeV}/c^2$ mit einem Vertrauens Level (C.L.) von 95% festgesetzt [7].

Ein weiterer Aspekt in der elektroschwachen Theorie ist, dass die Masseneigenzustände der down-artigen Quarks down, strange und bottom nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung übereinstimmen. Die Masseneigenzustände (d,s,b) und die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung (d',s',b') stehen durch eine unitäre Mischungsmatrix U miteinander in Beziehung. Diese Matrix wird als CKM-Matrix (Cabbibo Kobayashi Maskawa Matrix) bezeichnet. Sie ist durch drei reelle Winkel und eine Phase definiert. Die einzelnen Komponenten in der CKM-Matrix entsprechen den Wahrscheinlichkeiten für einen bestimmten Zerfall. Das Element V_{tb} beträgt etwa eins, während die Elemente V_{ts} und V_{td} ungefähr null sind. Dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, dass das top-Quark zu nahezu 100 % in ein bottom-Quark zerfällt - siehe auch 1.2.

1.1.5 Proton-Proton-Streuung

Die Streuung von Protonen an Protonen unterscheidet sich stark von zum Beispiel der Streuung von Elektronen an Positronen. Bei der Streuung von Elektronen an Positronen annihilieren diese vollständig, so dass der Anfangszustand vollkommen bestimmt ist. Protonen sind im Gegensatz zu Elektronen keine Elementarteilchen sondern aus zwei up-Quarks und einem down-Quark aufgebaut, welche als Valenzquarks bezeichnet werden. Die Quarks halten durch starke Wechselwirkung, also durch Gluonaustausch, aneinander. Die Gluonen können zudem virtuelle Quark-Antiquark-Paare erzeugen, welche als See-Quarks bezeichnet werden. Bei kleinen Energien streuen die Protonen elastisch aneinander. Dabei werden lediglich kleine Impulse übertragen und die Protonen fliegen unter kleinen Winkeln zur Strahlachse weiter. Bei großen Energien streuen nicht die Protonen sondern die Substituenten, also die Partonen, aneinander. Mögliche Streuprozesse sind die Quark-Antiquark-Annihilation und die Gluon-Gluon-Fusion. Die entsprechenden Feynman-Graphen sind in Abbildung 1.3 dargestellt. In 1.3(a) ist die Quark-Antiquark-Streuung und in (b) bzw. (c) die Gluon-Fusion bzw. die Quark-Gluon-Streuung dargestellt.

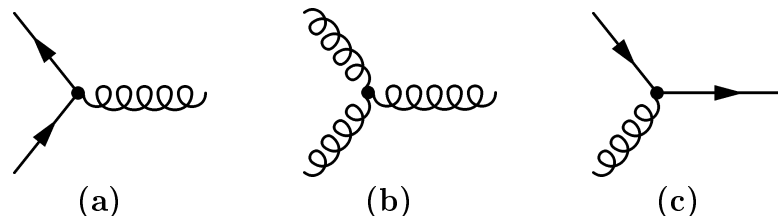


Abbildung 1.3: *Fundamentale Feynman-Graphen der Proton-Proton-Streuung: (a) Quark-Antiquark-Annihilation, (b) Gluon-Gluon-Fusion und (c) Quark-Gluon-Streuung*

Die Streuung der Konstituenten hat zur Folge, dass der Anfangszustand nicht eindeutig festgelegt ist. Die Impulse der Partonen sind nicht bekannt und somit stimmt das Schwerpunktsystem nicht mit dem Laborsystem überein. Der Impuls der Partonen lässt sich als Bruchteil des Gesamtimpulses darstellen. Die Bjorken-Variable x gibt den Impulsbruchteil an. Sie ist so definiert, dass die Summe über alle Bruchteile auf eins normiert ist [4]:

$$\sum_i \int dx x f_i(x) = 1 \quad (1.11)$$

Die Funktion $f_i(x)$ wird als Parton-Verteilungs-Funktion - kurz PDF (*Parton Density Function*) bezeichnet. Der Verlauf der PDF wird allerdings nicht von der Theorie vorher gesagt; die Funktion muss gemessen werden. Zudem ist sie abhängig von der Streuenergie. Messungen haben gezeigt, dass die Quarks im Proton lediglich einen Bruchteil von etwa 50 % des Gesamt-Proton-Impulses tragen. Die andere Hälfte des Impulses wird von den Gluonen getragen.

Mit Hilfe der PDF lässt sich der totale Wirkungsquerschnitt der Proton-Proton-Streuung angeben. Dieser beträgt [8]:

$$\sigma(S) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_i \int_0^1 dx_j f_i(x_i) f_j(x_j) \sigma_{ij}(S, \alpha_s) \quad (1.12)$$

$\sigma_{ij}(S, \alpha_s)$ entspricht dem Wirkungsquerschnitt der Parton-Parton-Streuung bei einer Schwerpunktsenergie von \sqrt{S} ; α_s ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung.

Abbildung 1.4 zeigt Wirkungsquerschnitte in der Proton-Proton-Streuung als Funktion der Schwerpunktsenergie \sqrt{S} . Der totale Wirkungsquerschnitt beträgt beim LHC etwa 100 mb. Dies entspricht bei Design-Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ - siehe Abschnitt 2.1 - einer Rate von etwa 10^9 Kollisionen pro Sekunde. Die Rate produzierter $t\bar{t}$ -Paare liegt bei LHC bei etwa 10 Ereignissen pro Sekunde und die Rate für Higgsproduktion liegt bei etwa 0,02 Ereignissen pro Sekunde. Die Wirkungsquerschnitte für $t\bar{t}$ - bzw. Higgsproduktion steigen mit steigender Schwerpunktsenergie schnell an, während der totale Wirkungsquerschnitt über einen großen Schwerpunktsenergiebereich konstant bleibt.

1.2 Eigenschaften des Top-Quarks

Bei der Entwicklung des im Rahmen dieser Arbeit erstellten Algorithmus wurde mit einem $t\bar{t}$ -Datensatz gearbeitet. Die wesentlichen Eigenschaften des top-Quarks werden in diesem Abschnitt zusammengefasst.

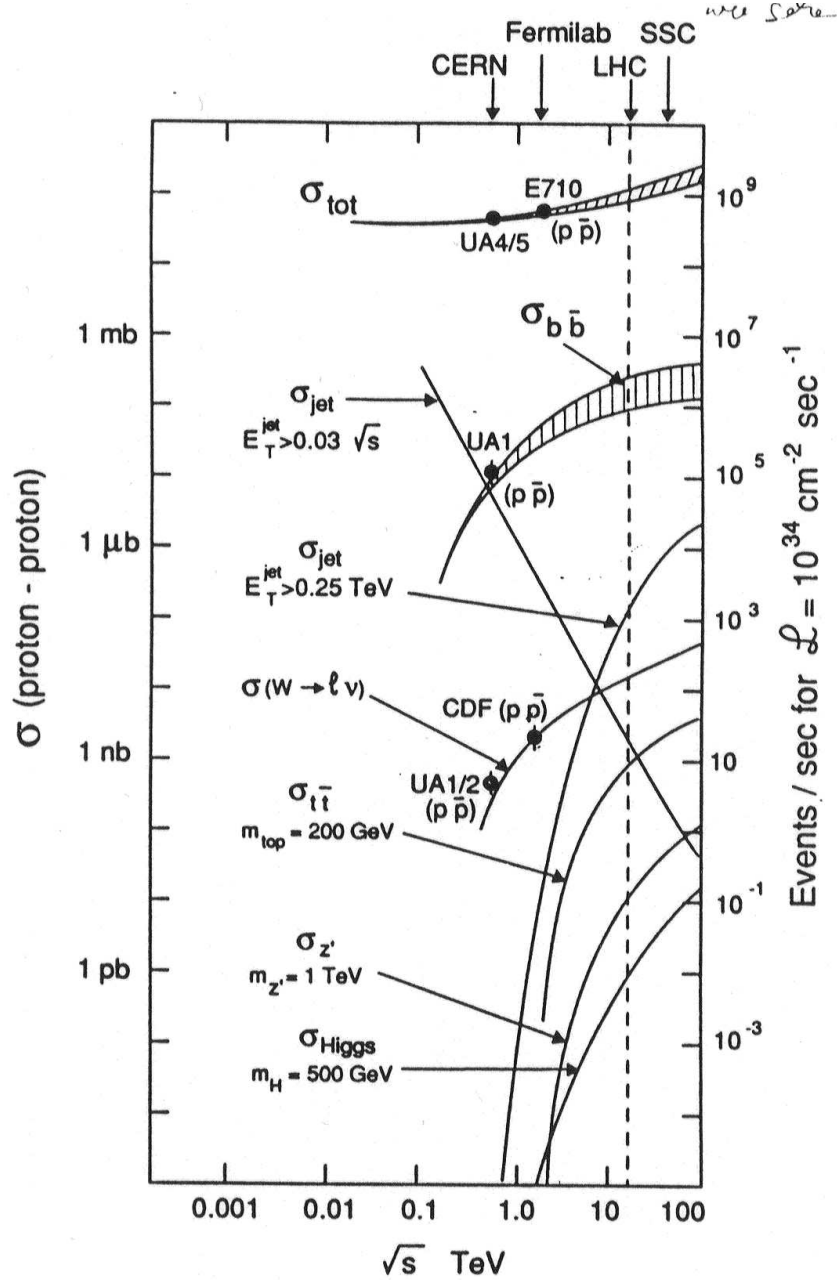


Abbildung 1.4: Wirkungsquerschnitte in der Proton-Proton-Streuung [9]

Nachdem das bottom-Quark bereits im Jahr 1977 entdeckt wurde, dauerte die Suche nach dem top-Quark insgesamt 18 Jahre. Erst 1995 wurde es am Proton-Antiproton-Beschleuniger Tevatron von den Experimenten D0 und CDF in den USA entdeckt. Die Masse des top-Quarks beträgt etwa $174,3 \pm 5,1 \text{ GeV}/c^2$ [6]. Da die Beschleunigerenergie für $t\bar{t}$ -Produktion mindestens die doppelte top-Masse aufweisen muss,

hat es lange gedauert, bis das top-Quark direkt nachgewiesen werden konnte. Mit dieser großen Masse ist das top-Quark zur Zeit das schwerste bekannte Teilchen im Standardmodell. Seine Masse ist etwa doppelt so groß wie die Masse der Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung W^\pm bzw. Z^0 . Sie entspricht sogar in etwa der Masse eines Goldatoms. Die große Masse hat Einfluss auf die Lebensdauer des top-Quarks - weitere Informationen dazu folgen im Abschnitt 1.4. Die Ladung des top-Quarks beträgt $+2/3$ der Elementarladung [6].

1.3 Produktion des Top-Quarks

Am Large Hadron Collider kann das top-Quark einzeln oder als Paar mit einem Anti-top-Quark erzeugt werden. Die Feynman-Graphen erster Ordnung für die top-Paarproduktion sind in Abbildung 1.5 dargestellt. In 1.5(a) ist die Produktion über Quark-Antiquark-Annihilation und in 1.5(b) für Gluon-Gluon-Fusion im s-Kanal dargestellt. Abbildungen 1.5(c) und (d) zeigen die Produktion im t-Kanal. Aufgrund der großen Schwerpunktsenergie des LHC entfallen in der $t\bar{t}$ -Produktion etwa 10 % auf den in (a) gezeigten Graphen und 90 % auf die anderen drei Graphen.

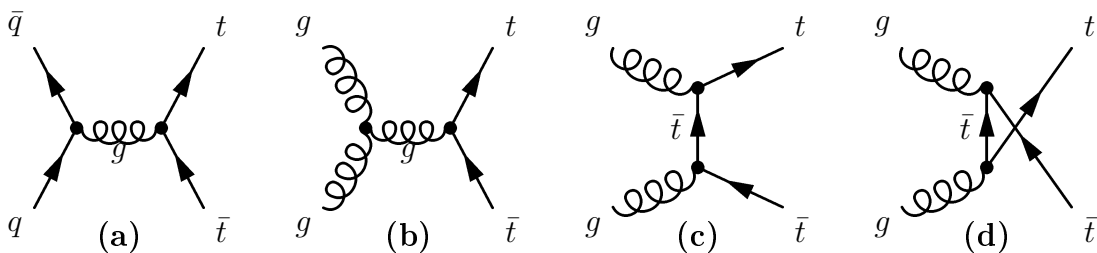


Abbildung 1.5: Feynman-Graphen der $t\bar{t}$ -Produktion. (a) zeigt die Produktion über Quark-Antiquark-Annihilation und (b) die Produktion bei Gluon-Gluon-Fusion im s-Kanal. In (c) und (d) ist die Produktion im t-Kanal gezeigt [1].

In Abbildung 1.6 sind die möglichen Feynman-Graphen der elektroschwachen Einzel-top-Produktion dargestellt. In 1.6(a) und (b) sind die W-Gluon-Fusions-Graphen dargestellt. In 1.6(c) ist die assoziierte Produktion eines top-Quarks mit einem W-Boson dargestellt. Der ganz rechte Graph 1.6(d) zeigt den s-Kanal oder W^* -Prozess zur Einzel-top-Produktion.

1.4 Zerfall des Top-Quarks

Aufgrund seiner sehr großen Masse unterscheidet sich das top-Quark im Zerfall prinzipiell von den anderen Quarks. Während alle anderen Quarks hadronisieren und

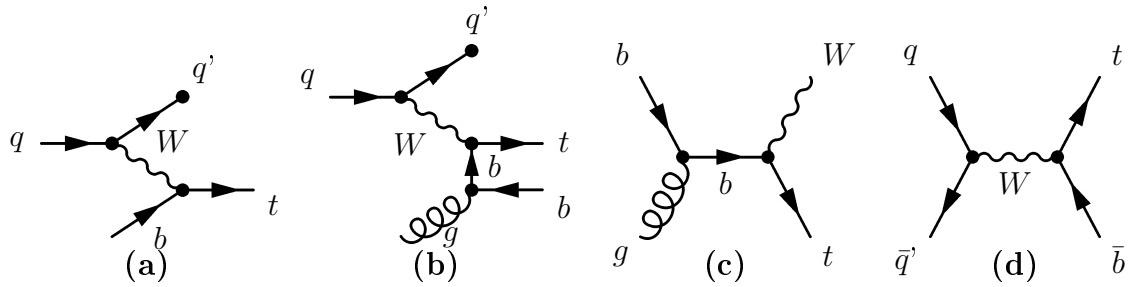


Abbildung 1.6: Feynman-Graphen der Einzel-top-Produktion. (a) und (b) zeigen die Graphen der W-Gluon-Fusion, Graph (c) zeigt die assoziierte top-Produktion zusammen mit einem W-Boson und Graph (d) zeigt den s-Kanal oder W^* -Prozess [1].

Jets bilden, zerfällt das top-Quark bereits nach einer Lebensdauer von etwa 10^{-24} s. Mit folgender Formel lässt sich die Zeitskala berechnen, ab welcher es zu Hadronisierung kommt [10]:

$$\tau = \frac{1 [fm]}{c} \frac{E_{Quark}}{m_{Quark}} \quad (1.13)$$

E_{Quark} und m_{Quark} bezeichnen die Energie und die Masse des betrachteten Quarks. Beim LHC besitzt das top-Quark im Mittel eine Energie von $E_{Quark} = 374 GeV$. Somit würde es erst nach etwa 7×10^{-24} s zur Hadronisierung kommen. Ein top-Quark, welches sich in Ruhe befindet, würde nach etwa 3×10^{-24} s hadronisieren. Es gibt somit keine Hadronen, welche das top-Quark als einer ihrer Substituenten haben.

Wie bereits in Abschnitt 1.1.4 beschrieben, ist der Wert des Matrixelements V_{tb} der CKM-Matrix fast exakt eins. Ein t -Quark zerfällt damit zu fast 100 % in ein W^+ -Boson und ein b -Quark, während ein \bar{t} -Quark in ein W^- -Boson und ein \bar{b} -Quark zerfällt. Das W -Boson zerfällt entweder hadronisch in ein Quarks-Antiquark-Paar oder leptonisch in ein Lepton und ein Neutrino. Beim Zerfall eines $t\bar{t}$ -Paares können beide W -Bosonen hadronisch zerfallen. Dieser Zerfallskanal wird als rein hadronischer Kanal bezeichnet, da sein Endzustand aus sechs Quarks (jeweils zwei Quarks aus dem W -Zerfall und ein b -Quark aus dem top-Zerfall) besteht. Zerfallen beide W -Bosonen leptonisch, wird dieser Zerfall rein leptonisch bezeichnet. Dieser Kanal zeichnet sich durch zwei Quarks, zwei geladene Leptonen und zwei Neutrinos aus. Wenn ein W -Boson hadronisch und eins leptonisch zerfällt, so wird der Kanal semi-leptonisch bezeichnet. Als leptonisch wird allerdings nur der Zerfall in ein Elektron oder ein Muon plus dem zugehörigen Neutrino angesehen. Das τ -Lepton ist sehr schwer zu identifizieren, da es zu etwa 65 % in Hadronen und nur zu etwa 35 % rein leptonisch zerfällt. Aus diesem Grund werden Zerfälle, in welchen das W -Boson in ein τ -Lepton zerfällt, unabhängig vom Zerfallskanal des τ -Leptons, nicht in den

semi-leptonischen oder rein leptonischen Zerfall einsortiert. Damit gibt es insgesamt vier verschiedene Zerfallskanäle für ein $t\bar{t}$ -Paar, welche in Tabelle 1.3 aufgeführt sind. Die zweite Spalte der Tabelle zeigt dabei das Verzweigungsverhältnis (BR) der einzelnen Kanäle.

Bezeichnung	BR	Zerfall
rein leptonisch	5 %	$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow l^+\nu bl^-\bar{\nu}\bar{b}$
semi-leptonisch	30 %	$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow l\nu bq\bar{q}\bar{b}$
rein hadronisch	44 %	$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}bq\bar{q}\bar{b}$
$\tau + X$	21 %	min. ein W zerfällt in $\tau + \nu_\tau$

Tabelle 1.3: Zerfallsmoden eines $t\bar{t}$ -Paares [1]

Der rein leptonische Zerfallskanal ist mit 5 % der seltenste Kanal; dafür bietet er neben den zwei b-Quark-Jets zwei isolierte Leptonen und fehlende Energie zur Identifikation. Der semi-leptonische Zerfallskanal ist sehr interessant, da er mit 30 % ein großes Verzweigungsverhältnis bietet und gleichzeitig relativ gut zu identifizieren ist. Seine Signatur besteht aus einem isolierten Lepton und fehlender Energie; zudem gibt es vier Jets, von welchen zwei aus den b-Quarks stammen. Der rein hadronische Kanal ist mit 44 % der am häufigsten auftretende Zerfallskanal eines $t\bar{t}$ -Paares. Er besteht aus sechs Jets, von welchen zwei aus den b-Quarks stammen. Die Identifizierung dieses Kanals ist allerdings problematisch, da es keine isolierten Leptonen oder fehlende Energie gibt; zum anderen müssen die einzelnen Jets korrekt zu den W-Bosonen bzw. zu den top-Quarks zugeordnet werden. In 21 % aller $t\bar{t}$ -Zerfälle zerfällt mindestens ein W-Boson in ein τ -Quark. Die Angabe der Jetmultiplizität in diesem Absatz gilt nur unter der Bedingung, dass es zu keiner Gluonabstrahlung und somit zu weiteren Gluonjets kommt. In diesen Fällen ist die Jetmultiplizität in den einzelnen Kanälen höher als angegeben.

Neben dem Zerfall in ein b-Quark kann das top-Quark auch in ein s-Quark und ein d-Quark zerfallen. Die Verzweigungsverhältnisse für diese Kanäle sind allerdings sehr klein. In etwa 0,2 % der Fälle zerfällt ein top-Quark in ein s-Quark und in nur etwa 0,01 % in ein d-Quark.

Kapitel 2

Das ATLAS-Experiment

Am europäischen Forschungszentrum CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire*) wird zur Zeit der LHC (*Large Hadron Collider*) aufgebaut. Der LHC entsteht in dem ehemaligen Tunnel des e^+e^- Speicherring LEP (*Large Electron Positron Collider*). Nach seiner Fertigstellung, voraussichtlich im Jahr 2007, werden dort Protonenpakete - *Bunches* genannt - auf jeweils 7 TeV beschleunigt, um bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ zur Kollision gebracht zu werden. Die *Bunch Crossing Rate* gibt dabei an, wie oft sich einzelne Protonenbündel kreuzen. Beim LHC beträgt diese Rate 40 MHz. Das bedeutet, dass im Abstand von 25 ns Bündel zur Kollision gebracht werden. Die Informationen in diesem Kapitel entstammen dem Detector and Physics Performance Technical Design Report [1].

2.1 Der Large Hadron Collider

Der LHC wird einen Umfang von 26,7 km haben. Entlang dieser Strecke befinden sich insgesamt vier große Experimente, an welchen die Protonen miteinander zur Wechselwirkung gebracht werden. Die vier Experimente tragen die Namen ATLAS, CMS, ALICE sowie LHCb. Bei ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) und CMS (*Compact Muon Solenoid*) handelt es sich um Vielzweckdetektoren, welche dazu konzipiert wurden, möglichst viele physikalische Prozesse zu untersuchen. LHCb (*Large Hadron Collider b*) wurde speziell auf die Physik der B-Hadronen angepasst. ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) ist im Gegensatz zu den anderen drei Experimenten nicht zur Untersuchung von Proton-Proton-Kollisionen konzipiert. Zu gewissen Zeiten soll LHC anstatt Protonen Eisenatome beschleunigen. In diesen Phasen wird ALICE genutzt. In Abbildung 2.1 ist eine schematische Darstellung des LHC mitsamt den vier Experimenten dargestellt. Die Experimente befinden sich etwa 100 m unter der Erdoberfläche.

Neben der Schwerpunktsenergie ist die Luminosität eine extrem wichtige Kenngröße von Beschleunigern. Die Luminosität \mathcal{L} gibt die Dichte der Protonen am Wechsel-

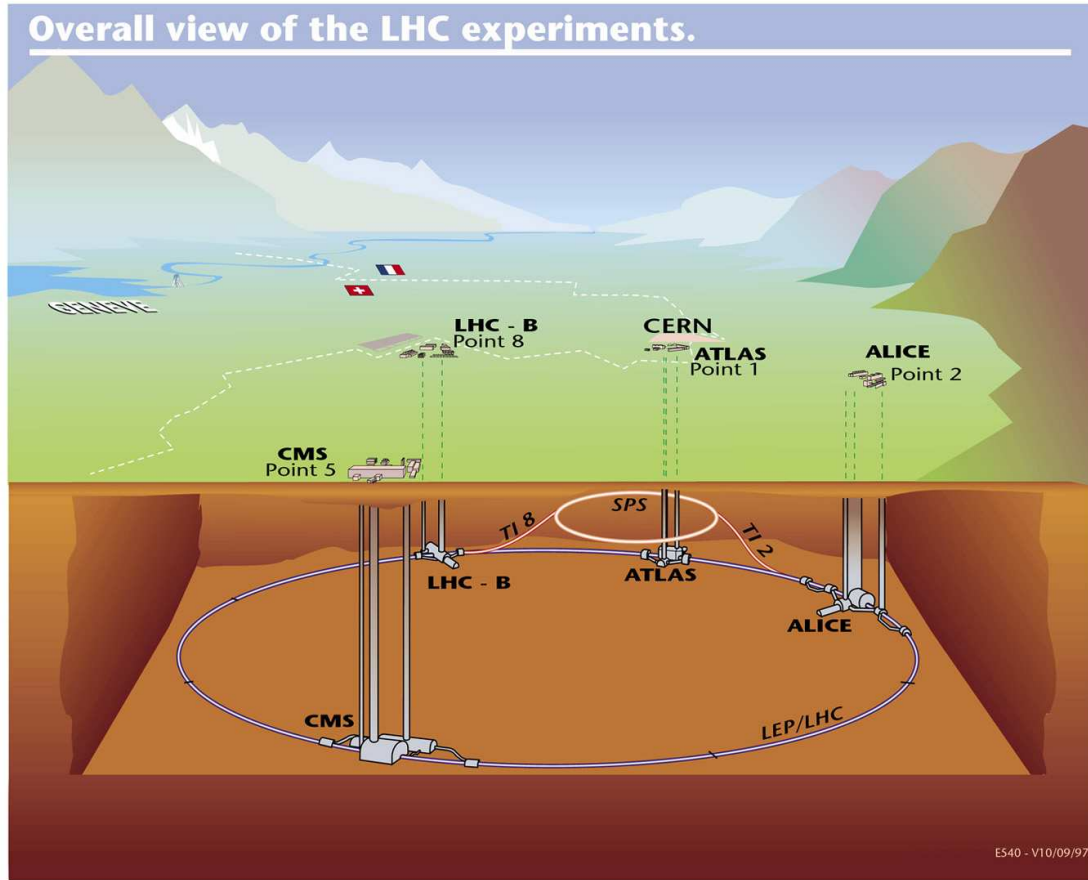


Abbildung 2.1: Der Large Hadron Collider LHC [11]

wirkungspunkt pro Zeiteinheit an. Sie ist definiert als:

$$\mathcal{L} = \frac{n_1 n_2 F}{A} \quad (2.1)$$

Dabei geben n_1 und n_2 die jeweilige Teilchenanzahl in den einzelnen Teilchenpaketen an. F gibt die Anzahl der Teilchenpakete pro Zeiteinheit und A die Fläche der zur Kollision gebrachten Teilchenpakete an. Die Luminosität hat die Einheit $[\mathcal{L}] = \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Mit Hilfe der Luminosität kann bei Kenntnis des Wirkungsquerschnitts σ die Reaktionsrate R bestimmt werden:

$$R = \sigma L \quad (2.2)$$

Beim Betrieb des LHC wird es nach heutiger Planung zwei Phasen geben, welche sich in ihrer Luminosität unterscheiden. In den ersten drei Jahren soll die Maschine mit niedriger bzw. mittlerer Luminosität betrieben werden. Niedrig bedeutet im Falle von LHC $\mathcal{L}_l = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die mittlere Luminosität beträgt

$\mathcal{L}_m = 2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Nach dieser Einführungsphase soll die Maschine mit Design-Luminosität bzw. hoher Luminosität von $\mathcal{L}_h = 1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ betrieben werden.

2.2 Der ATLAS Detektor

Wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben, handelt es sich beim ATLAS Detektor um einen Vielzweckdetektor, der für ein großes Spektrum von zu untersuchenden physikalischen Prozessen konzipiert wurde. Der Detektor besteht im Wesentlichen aus dem Inneren Detektor, welcher zur Spurrekonstruktion eingesetzt wird und aus den äußeren Detektoren, welche der Kalorimetrie und Muondetektion dienen. Auf die einzelnen Subdetektoren wird in den folgenden Abschnitten genauer eingegangen.

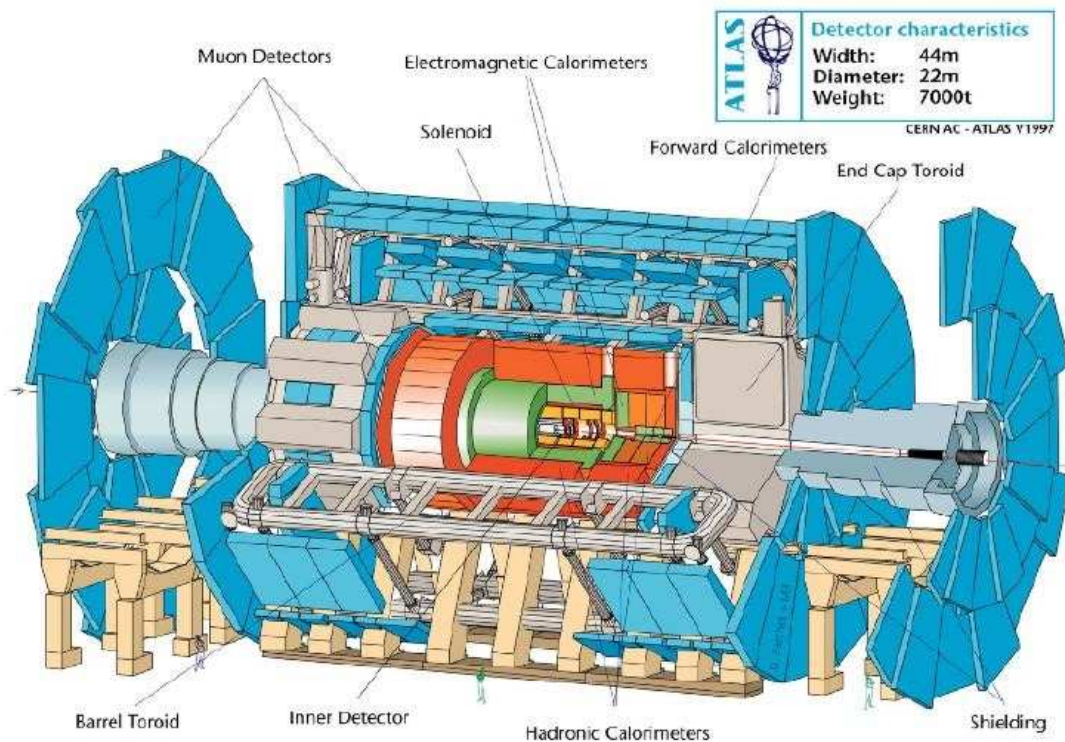


Abbildung 2.2: Der ATLAS Detektor [1]

Räumlich lässt sich der Detektor in einen Zentral- und einen Endkappenbereich einteilen. Im Zentralbereich sind die Detektoren zylinderförmig um die Strahlachse angeordnet. Im Endkappenbereich werden die einzelnen Detektorebenen als Scheiben transversal zur Strahlachse angeordnet. Diese Scheiben befinden sich auf beiden Seiten, das heißt in Vorwärts und Rückwärtsrichtung, des Zentralbereichs.

Der ATLAS Detektor hat einen Durchmesser von 22 m; seine Gesamtlänge beträgt 41 m und das Gewicht etwa 7000 Tonnen. Abbildung 2.2 gibt einen Überblick über die wichtigsten Komponenten des Detektors. Diese sind von innen nach außen der Innere Detektor, die Kalorimeter und die Muonkammern.

2.2.1 Der Innere Detektor

Der Innere Detektor besteht aus einer Kombination von drei separaten Detektoren. Am nächsten zur Strahlachse befindet sich ein Silizium-Pixeldetektor. Außerhalb des Pixeldetektors ist ein Silizium-Streifendetektor SCT (*Semi Conductor Tracker*) positioniert. Den Abschluss des Inneren Detektors bildet der Übergangsstrahlungsdetektor TRT (*Transition Radiation Tracker*). Innerhalb des Inneren Detektors befindet sich ein Magnetfeld von etwa 2 T, welches von einem Solenoidmagnet erzeugt wird. Durch dieses Feld werden geladene Teilchen im Detektor abgelenkt. Somit können der Transversalimpuls und die Ladung der durch den Detektor fliegenden Teilchens bestimmt werden.

Der Pixeldetektor

Der Pixeldetektor teilt sich wie alle anderen Detektoren in den Zentralbereich und in den Endkappenbereich. Im Zentralbereich besteht der Detektor aus drei Lagen, welche zylinderförmig um das Strahlrohr angeordnet sind. Diese werden als B-Lage, Lage 1 und Lage 2 bezeichnet und haben die folgenden Radien: 5 cm (B-Lage), 9 cm (Lage 1) und 12 cm (Lage 2). Die Gesamtlänge des Zentralbereichs beträgt 80 cm. Im Endkappenbereich besteht der Pixeldetektor aus jeweils drei Scheiben, welche auf beiden Seiten des Zentralbereichs angeordnet sind. Diese haben einen Abstand zum Mittelpunkt des Detektors von 49,5 cm, 58 cm und 65 cm und erstrecken sich im Radiusbereich von 9-15 cm. Abbildung 2.3 zeigt den Aufbau des Pixeldetektors.

Die einzelnen Lagen des Pixeldetektors sind aus einzelnen Modulen aufgebaut. Die Module sind im Zentralbereich auf länglichen Strukturen (*Staves*) abgebracht, welche sich auf den einzelnen Lagen befinden. Pro Stave befinden sich insgesamt 13 Module nebeneinander. Da die Module nicht bis zum äußersten Rand sensitiv sind, werden sie dachziegelartig angeordnet. Das mittlere Modul ist parallel zum Strahlrohr, die äußeren sind um einen kleinen Winkel von $0,9^\circ$ gekippt. Die Module überlappen sich, wodurch eine komplette Abdeckung des Zylinders erreicht wird. Diese Anordnung wird als *Shingled Stave Layout* bezeichnet. Auch der Endkappenbereich ist aus Modulen aufgebaut. Die vollständige Abdeckung wird dadurch erreicht, dass Module auf beiden Seiten der Lagen aufgebracht sind, wobei beide Seiten um einen Winkel von 5° gegeneinander verdreht sind. Der gesamte Pixeldetektor deckt einen Pseu-

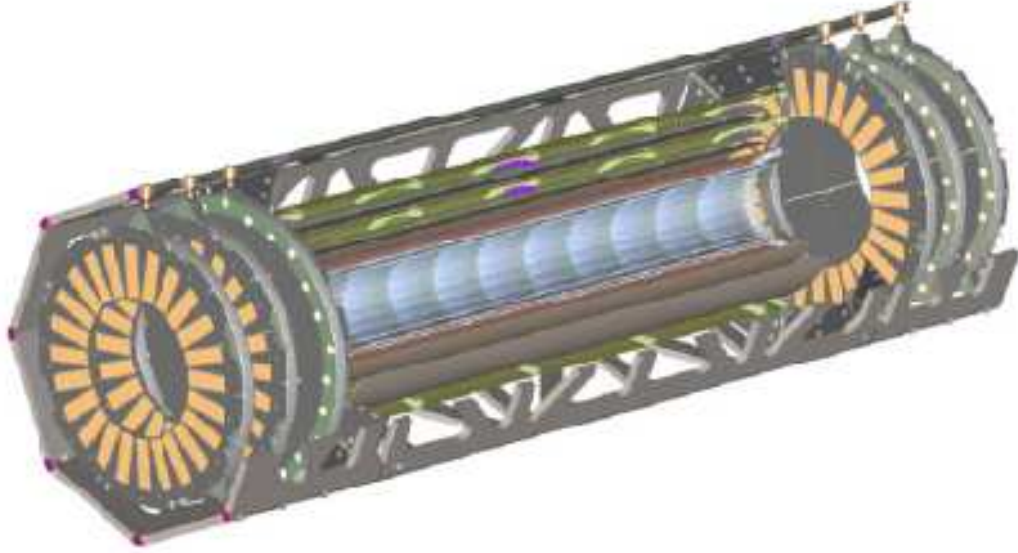


Abbildung 2.3: Der ATLAS Pixeldetektor [12]

der Pseudorapiditätsbereich von $\Delta\eta = \pm 2,7$ ab. Die Pseudorapidität definiert sich dabei wie folgt:

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) \quad (2.3)$$

wobei Θ der Polarwinkel ist.

Beim ATLAS Pixeldetektor handelt es sich um einen hybriden Detektor. Das bedeutet, dass der sensitive Detektionsbereich und die Ausleseelektronik getrennt voneinander entwickelt und durch Lotverbindungen (Bump Bonds) miteinander verbunden sind. Die Ausleseelektronik ist durch *Front-End Chips* realisiert. Ein Modul enthält insgesamt 16 Front-End Chips, welche in zwei Reihen angeordnet sind. Am oberen Rand der Module befinden sich weitere Komponenten zur Auslese und Steuerung. Die einzelnen Pixel haben eine Abmessung von $400 \times 50 \mu\text{m}$. Die Module sind so angeordnet, dass die $400 \mu\text{m}$ im Zentralbereich entlang der Strahlachse und im Endkappenbereich senkrecht zur Strahlachse sind.

Der Pixeldetektor ist aufgrund seines kleinen Abstands zur Strahlachse für das Thema dieser Arbeit der wichtigste Subdetektor des ATLAS Experiments. Durch den kleinen Radius der B-Lage wird eine möglichst präzise Messung der Spuren in der Nähe des Wechselwirkungspunkts erreicht, was für die Vertexrekonstruktion wichtig ist. Die Ortsauflösung des Detektors beträgt etwa $66 \mu\text{m}$ für die z-Komponente und

etwa $12\ \mu\text{m}$ in der $R\phi$ -Ebene. Ein weiterer Vorteil des Pixeldetektors ist, dass er keine Ambiguitäten, wie sie bei Mehrfachtreffern in Streifendetektoren vorkommen, aufweist und somit eine bessere zwei-Teilchen-Auflösung besitzt.

Der Streifendetektor SCT

Der Silizium Streifendetektor SCT befindet sich außerhalb des Pixeldetektors. Auch er unterteilt sich in einen Zentral- und einen Endkappenbereich. Der Zentralbereich besteht aus 4 Lagen, welche sich im Radiusbereich von 30 cm bis 52 cm befinden. Im Endkappenbereich hat der SCT 9 Scheiben auf jeder Seite. Diese haben Abstände zur Mitte des Detektors von 83,5 cm bis 279 cm. Die Streifen haben einen Abstand von $80\ \mu\text{m}$. Jede Lage ist beidseitig mit Detektoren bestückt. Auf der Rückseite werden die Streifen um einen kleinen Winkel von 40mrad verdreht aufgebracht. Dies ermöglicht eine dreidimensionale Rekonstruktion der Spurtreffer.

Der SCT erreicht in der $R\phi$ -Ebene eine mit dem Pixeldetektor vergleichbare Auflösung von etwa $14\ \mu\text{m}$. Die z -Komponente kann mit einer Auflösung von etwa $580\ \mu\text{m}$ gemessen werden. Durch seine vier bzw. neun Lagen im Zentral- bzw. Endkappenbereich liefert der SCT mehr Treffer als der Pixeldetektor. Zudem besitzt er aufgrund seines größeren Radius einen größeren Hebelarm. Diese zusätzliche Information verbessert signifikant die Gesamtauflösung der Spurparameter.

Der Übergangsstrahlungsdetektor TRT

Beim Übergangsstrahlungsdetektor TRT handelt es sich im Prinzip um eine Driftkammer. Der TRT besteht aus einer Ansammlung von 4mm dicken Röhren, welche einen goldbeschichteten W-Re Draht in der Mitte besitzen. Der Detektor ist mit einem Xenon-Gas-Gemisch gefüllt. Der Zentralbereich besteht aus etwa 50000 Röhren, welche jeweils in der Mitte halbiert sind. Im Endkappenbereich befinden sich insgesamt 320000 radiale Röhren. Für jeden dieser insgesamt 420000 Kanäle gibt es zwei unterschiedliche Schwellen. Ein durch den Detektor fliegendes geladenes Teilchen gibt bei einem Treffer an den Detektor eine Energie ab, welche in der Regel oberhalb der unteren Schwelle, aber unterhalb der oberen Schwelle liegt. Typischerweise ergeben sich somit für eine Spur 36 Treffer im TRT. Diese große Zahl an Treffern mit erneut größerem Hebelarm als im SCT verbessert die Spurrekonstruktion weiterhin.

Geladene Teilchen mit großem $\gamma = E/m$ senden beim Übergang zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante elektromagnetische Strahlung - Übergangsstrahlung - aus. Dies macht sich der TRT zunutze. Die Energie der Übergangspotonen übertrifft die höhere Schwelle des TRT. Dadurch wird es möglich Elektronen von schweren geladenen Teilchen zu unterscheiden, da letztere deutlich weniger Übergangsstrahlung erzeugen und somit nur die untere Schwelle

überschreiten. Der TRT eignet sich demnach also nicht nur zur Spurrekonstruktion sondern auch zur Teilchenidentifikation.

Mittels Driftzeitmessung erreicht der TRT eine räumliche Auflösung von etwa $170 \mu\text{m}$ pro Röhre. Eine Spur erzeugt im TRT allerdings viele Treffer. Dadurch wird eine über alle Röhren kombinierte Auflösung von etwa $50 \mu\text{m}$ bei einem systematischen Fehler von etwa $30 \mu\text{m}$ aufgrund der Ausrichtung des Detektors erzielt.

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Eigenschaften des Inneren Detektors noch einmal zusammengefasst.

Subdetektor	Einheiten	Auflösung σ [μm]	η -Abdeckung
Pixeldetektor	3 Zentrallagen	$R\phi = 12, z = 66$	$\pm 1,9$
	2x3 Endkappenlagen	$R\phi = 12, z = 77$	$\pm (1,9-2,7)$
SCT	4 Zentrallagen	$R\phi = 16, z = 580$	$\pm 1,4$
	2x9 Endkappenlagen	$R\phi = 16, z = 580$	$\pm (1,4-2,5)$
TRT	Axiale Drähte im Zentralbereich	170 (pro Draht)	$\pm 0,7$
	Radiale Drähte im Endkappenbereich	170 (pro Draht)	$\pm (0,7-2,5)$

Tabelle 2.1: Wichtige Parameter des Inneren Detektors [1]

2.2.2 Die Kalorimeter

Außerhalb des Inneren Detektors folgen das elektromagnetische und danach das hadronische Kalorimeter.

Das elektromagnetische Kalorimeter dient im Wesentlichen dem Nachweis und der Messung der Energie von Elektronen und Photonen. Diese verlieren ihre Energie durch Bremsstrahlung bzw. Paarbildung und erzeugen somit einen lawinenartigen Schauer beim Durchgang durch das Kalorimeter.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist als ein *Sampling Kalorimeter* aufgebaut. Das bedeutet, dass das Absorber- und Detektionsmaterial voneinander getrennt sind. Als Absorber wird bei ATLAS wegen seiner hohen Ordnungszahl von 82 Blei eingesetzt.

Als Detektionsmaterial wird flüssiges Argon verwendet, in welchem akkordionartig geformte Kapton-Elektroden eingelassen sind. Flüssiges Argon hat den Vorteil, dass es eine große Strahlenhärte besitzt. Die akkordionartige Anordnung ermöglicht eine komplette azimutale Abdeckung ohne Unterbrechungen. Im Zentralbereich haben die mit Argon gefüllten Zonen eine gleichbleibende Dicke von 2,1 mm. In den Endkappenbereichen vergrößert sich die Dicke mit steigendem Radius, während die Absorber eine gleichbleibende Dicke mit steigendem Radius aufweisen.

Das zentrale Kalorimeter besitzt eine Pseudorapiditätsabdeckung von $|\eta| < 1,475$, während das Endkappenkalorimeter den Bereich $1,375 < |\eta| < 3,2$ abdeckt. Die gesamte Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt mindestens 24 Strahlungslängen (X_0) im Zentralbereich und mindestens $26 X_0$ im Endkappenbereich. Die Strahlungslänge ist definiert als die mittlere Weglänge, welche in einem Material mit der Massen- und Kernladungszahl A bzw. Z notwendig ist, damit die Energie eines durchlaufenden Teilchens auf $1/e$ ihrer Anfangsenergie abgefallen ist. X_0 wird wie folgt berechnet [13]:

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z (Z + 1) r_e^2 \ln \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} \right)} [g/cm^2] \quad (2.4)$$

N_A ist die Avogadrokonstante, r_e der klassische Elektronenradius und α die Feinstrukturkonstante.

Hochenergetische Hadronen verlieren ihre Energie vorwiegend durch Kernwechselwirkungen. Aus diesem Grund ist das hadronische Kalorimeter größer als das elektromagnetische und befindet sich außerhalb von diesem. Die Größe des hadronischen Kalorimeters wird deshalb auch nicht in Strahlungslängen X_0 sondern in Absorptionslängen λ_α angegeben.

Die Dicke des hadronischen Kalorimeters beträgt bei ATLAS $11 \lambda_\alpha$ in der Mitte des Zentralbereichs, d.h. bei $z=0$. Aufgrund der konstanten Dicke des Kalorimeters nimmt die Dicke in Absorptionslängen mit steigendem Abstand von $z=0$ zu.

Das hadronische Kalorimeter selbst ist im Zentralbereich in einen zentralen und einen erweiterten Bereich aufgeteilt. Der Endkappenbereich ist in das hadronische Endkappen- sowie das hadronische Vorwärtskalorimeter aufgeteilt. Das zentrale Kalorimeter deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 1,0$ ab; das erweiterte Kalorimeter einen Bereich von $0,7 < |\eta| < 1,7$. Das Endkappenkalorimeter deckt den Bereich $1,5 < |\eta| < 3,2$ und das Vorwärtskalorimeter den Bereich $3,1 < |\eta| < 4,9$ ab.

Das hadronische Kalorimeter ist im Zentralbereich ebenfalls als Samplingkalorimeter aufgebaut. Es besitzt Eisenabsorber und szintillierende ziegelförmige Bereiche als aktives Detektionsmaterial. Das Endkappen- und das Vorwärtskalorimeter sind analog zum elektromagnetischen Kalorimeter mit flüssigem Argon betriebene Detektoren. Während im Endkappenkalorimeter Kupfer als Absorber verwendet wird, wird im Vorwärtskalorimeter Kupfer bzw. Wolfram eingesetzt.

Die Auflösung der Kalorimeter beträgt abhängig von der Pseudorapidität und der Energie der Teilchen etwa 10 %-20 %. Mit steigender Pseudorapidität verschlechtert sich die Auflösung, während sie sich mit steigender Energie verbessert. Bei kleinen Energien unter 200 GeV verbessert sich die Auflösung sehr schnell mit wachsender Energie; oberhalb von etwa 200 GeV bleibt die Auflösung relativ konstant bei weniger als 1 %.

2.2.3 Die Muonkammern

Die Muonkammern sind die äußersten Detektoren des ATLAS Experiments, da Muonen die einzigen nachweisbaren Teilchen sind, welche den Detektor so weit durchfliegen. Muonen geben im Gegensatz zu Elektronen nur sehr wenig Energie im Kalorimeter ab, da die Energieabgabe durch Bremsstrahlung proportional zu $1/m^2$ ist und Muonen eine im Vergleich zu Elektronen (0,511 MeV) sehr große Masse von 105,66 MeV haben. Neben Muonen gelangen im Wesentlichen noch Neutrinos in die Muonkammern. Da diese aber nur schwach wechselwirken, können sie nicht nachgewiesen werden. Die Kalorimeter des ATLAS Detektors sind in ihren Ausmaßen so konzipiert, dass möglichst die gesamte Energie der durchlaufenden Teilchen an die Kalorimeter abgegeben wird.

Zur Messung des Muonimpulses müssen die Muonen ein Magnetfeld durchlaufen. Aus diesem Grund ist ein Toroidmagnet in das Muonsystem eingebaut. Der Toroid ist unterteilt in einen zentralen Magneten (BT: Barrel Toroid) sowie einen Endkappen-Magneten (ECT: Endcap Toroid). Der BT (ECT) erzeugt ein Magnetfeld von 3,9 T (4,1 T). Jeder Toroid besteht aus insgesamt acht Spulen, welche radialsymmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Die Toroiden haben sehr große Ausmaße. Der BT besitzt eine Länge von 25,3 m und einen inneren (äußeren) Radius von 9,4 m (20,1 m). Der ECT ist 5 m lang und hat einen inneren (äußeren) Radius von 1,65 m (10,7 m). Die Masse des Toroiden beträgt inklusive seiner Trägerstruktur mehr als eine Tonne.

Das Muonsystem besteht insgesamt aus vier verschiedenen Detektoren. Im Zentralbereich werden Widerstandsplattenkammern (RPC: Resistive Plate Chambers) und Driftkammern (MDT: Monitored Drift Tube chambers) eingesetzt. Letztere finden sich neben Kathodenstreifenkammern (CSC: Cathode Strip Chambers) und speziellen Vielkanal-Proportionalkammern (TGC: Thin Gap Chambers) auch im Endkappenbereich des Detektors. Abbildung 2.4 zeigt schematisch die einzelnen Muonkammern des ATLAS Experiments und ihre Anordnung im Detektor.

Den einzelnen Detektoren kommt dabei eine unterschiedliche Rolle zu. Die RPCs und TGCs werden aufgrund ihrer Schnelligkeit vom Triggersystem genutzt. Die beiden übrigen Detektoren MDT und CSC sind Präzisionskammern, welche die Flugbahn der Muonen möglichst präzise ausmessen. Die Muonkammern decken einen Pseudorapiditätsbereich bis $|\eta| < 2,4$ (Präzisionskammern) bzw. $|\eta| < 2,7$ (Triggerkammern) ab. Die MDT Präzisionskammern decken einen Bereich bis etwa $|\eta| < 2,0$ ab. Zwischen $2,0 < |\eta| < 2,7$ werden die CSCs eingesetzt.

Die MDTs bestehen aus 30 mm dicken Aluminiumröhren, in deren Mitte ein $50 \mu\text{m}$ dünner W-Re Draht verläuft. Die maximale Driftzeit der MDTs beträgt etwa 700 ns und eine Einzeldraht-Auflösung annähernd $80 \mu\text{m}$. Bei den CSCs handelt es sich um Vieldraht-Proportionalkammern. Sie werden über segmentierte Kathoden, welche orthogonal zu den Anodendrähten verlaufen, ausgelesen. Mit einem Anodenabstand

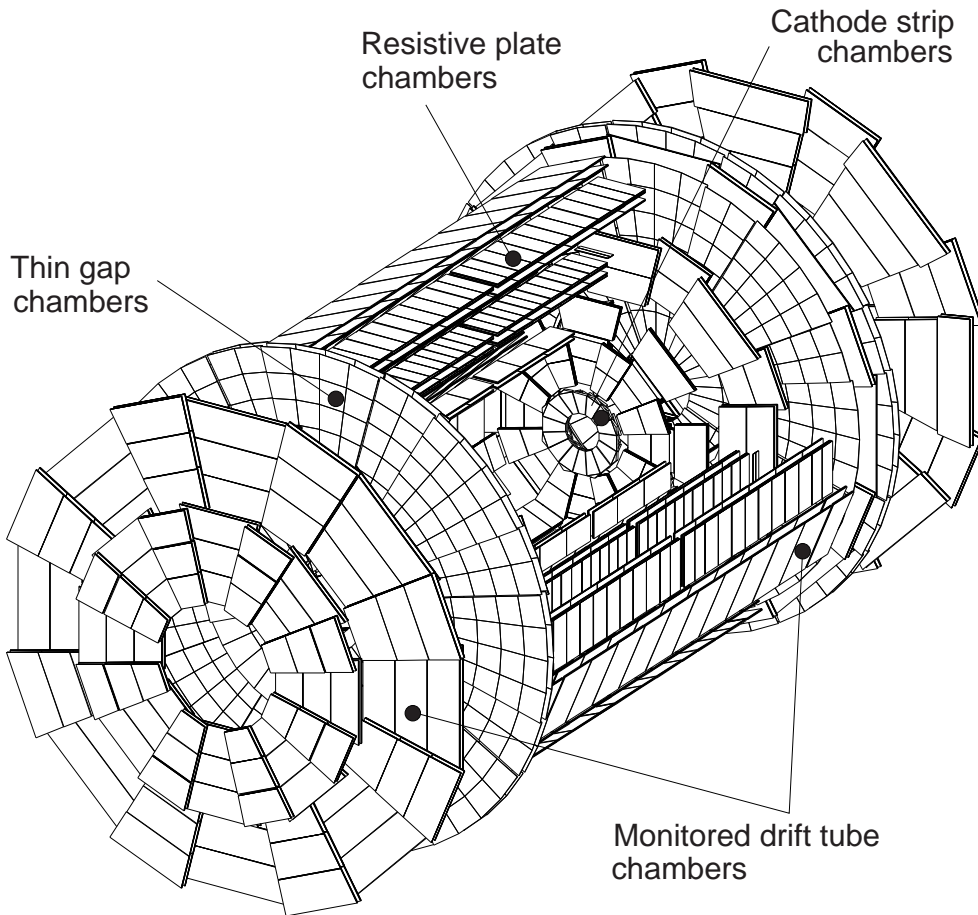


Abbildung 2.4: Die ATLAS Muonkammern [1]

von 2,54 mm und einem Kathoden-Ausleseabstand von 5,08 mm erreichen die CSCs Ortsauflösungen von weniger als $60 \mu\text{m}$ bei einer Zeitauflösung von etwa 7 ns.

Die RPCs zeichnen sich durch eine kleine Zeitauflösung von etwa 1 ns aus. Sie haben mit etwa 1 cm aber eine sehr große Ortsauflösung. Die Kammern werden deshalb für den ATLAS Trigger eingesetzt, wo die hohe Geschwindigkeit die entscheidende Rolle spielt. Sie bestehen aus 2 mm dicken Bakelit-Platten, welche durch ebenfalls 2 mm dicke Polycarbonat-Abstandshalter voneinander getrennt sind. Die äußere Oberfläche der Platten ist mit einer dünnen Graphit-Schicht beschichtet und an die Hochspannungsversorgung angeschlossen. Die Graphitelektroden sind durch eine etwa $200 \mu\text{m}$

dicke Isolatorschicht von den Auslesestreifen, welche einen Abstand von 30,0 mm bis 39,5 mm haben, getrennt. Das Design der TGCs entspricht dem von Vieldraht-Proportionalkammern; allerdings ist der Anodenabstand größer als die Distanz zwischen Anoden und Kathoden. Die Anoden (Kathoden) haben einen Abstand von 1,8 mm (2,8 mm). Der Durchmesser der Anodendrähte beträgt $50 \mu\text{m}$.

Kapitel 3

Das ATLAS-Triggersystem

In den LHC-Experimenten werden beim Betrieb mit einer Rate von 40 MHz, also alle 25 ns die beschleunigten Protonenbündel zur Kollision gebracht. Dieser Vorgang wird als *Bunch Crossing* bezeichnet. Bei hoher Luminosität des LHC von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ kommt es im Mittel zu etwa 23 Proton-Proton-Wechselwirkungen pro Bunch Crossing [14].

Die Datenmenge eines einzelnen Ereignisses beträgt etwa 1 MB [15]. Würden alle Wechselwirkungen aufgezeichnet, so müsste eine Datenmenge von etwa 40 TB pro Sekunde gespeichert werden. Abgesehen von den technischen Schwierigkeiten, so eine große Datenmenge pro Sekunde zu speichern, enthalten viele der Wechselwirkungen keine interessanten Ereignisse. Die überwiegende Zahl der Ereignisse sind Proton-Proton-Wechselwirkungen mit kleinen Streuwinkeln, die nur von geringem Interesse sind, während die interessanten harten Wechselwirkungen zwischen den Konstituenten der Protonen selten sind. Dies verdeutlicht, dass die Datenrate bereits während der Datennahme reduziert werden muss. Die Datenreduktion wird vom Triggersystem der Experimente durchgeführt.

Im ATLAS Experiment gibt es ein dreistufiges Triggersystem (*Level 1 Trigger*, *Level 2 Trigger* und *Event Filter*), welches die Datenrate auf etwa 200 Hz, also um mehr als 5 Größenordnungen, reduziert. Der Level 2 Trigger und der Event Filter werden unter dem Oberbegriff *High Level Trigger (HLT)* zusammengefasst. In Abbildung 3.1 ist das komplette Triggersystem schematisch dargestellt. Die Abbildung zeigt von oben nach unten den Verlauf der Daten vom Detektor durch die einzelnen Triggerstufen bis zur Datenaufzeichnung. Eine detailliertere Beschreibung der einzelnen Objekte folgt in den nachfolgenden Abschnitten.

Die Triggerstufen arbeiten auf Basis von Triggermenüs. Ein Triggermenü ist eine Ansammlung von verschiedenen Bedingungen, bei welchen Ereignistypen der Trigger das Ereignis akzeptiert und wann es verworfen wird. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Stufen beschrieben. Die in diesem Abschnitt zusammengefassten Informationen entstammen im Wesentlichen dem ATLAS High Level Trigger, Data Acquisition and Controls Technical Design Report [16].

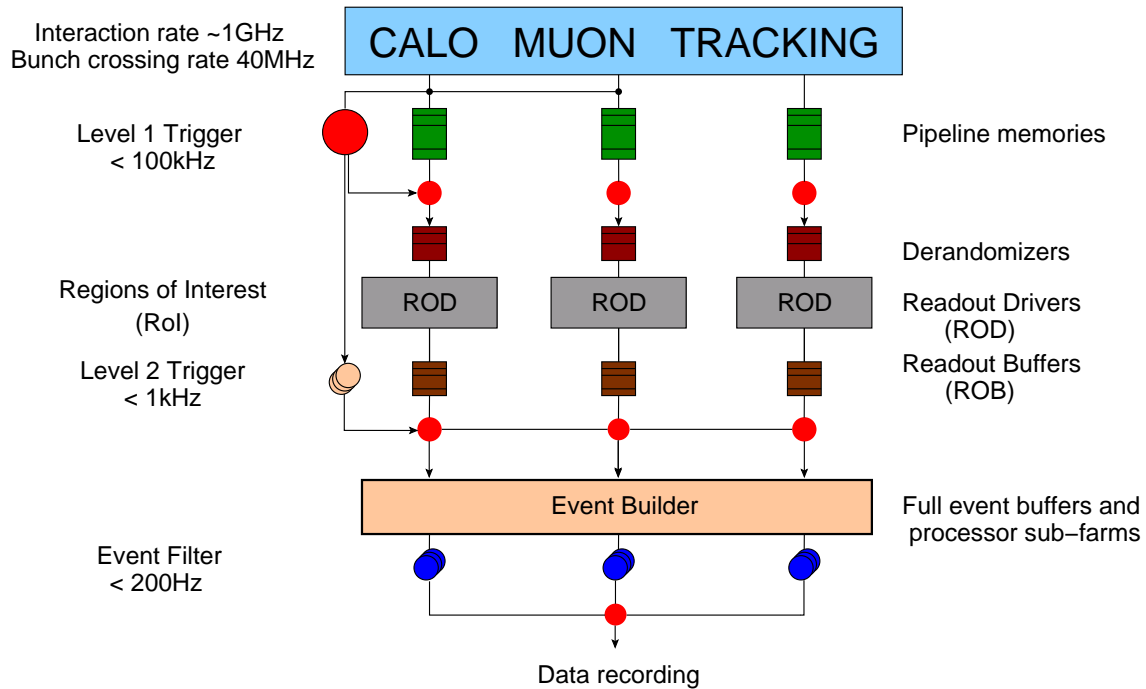


Abbildung 3.1: Das ATLAS Triggersystem [16]

3.1 Der ATLAS Level 1 Trigger

Auf der ersten Triggerstufe wird die Datenrate von ursprünglich 40 MHz auf maximal 100 kHz reduziert. Dafür stehen pro Ereignis im Durchschnitt weniger als $2,5\mu\text{s}$ zur Verfügung. Der Level 1 Trigger ist deshalb komplett als Hardwaretrigger konzipiert. Er verwendet lediglich Informationen aus den Kalorimetern sowie den Muonkammern. Die Spurdetektoren werden wegen ihrer großen Anzahl von Kanälen - alleine der Pixeldetektor hat mehr Kanäle als alle anderen Subdetektoren zusammen - nicht verwendet. Während der Entscheidungsphase werden die Daten aller in *Pipeline-Speichern* zwischengespeichert. Die Speicher befinden sich direkt am Detektor und sind durch eine strahlenharte Elektronik realisiert.

Der Level 1 Trigger selektiert Ereignisse mit großem Transversalimpuls. Das System sucht einerseits nach hochenergetischen Muonen; zudem werden die Kalorimeter dazu benutzt, hochenergetische Jets, elektromagnetische Cluster, fehlende Energie sowie τ -Leptonen zu identifizieren.

Tabelle 3.1 zeigt das Triggermenü des Level 1 Triggers. Das Triggermenü definiert, bei welcher Signatur ein Ereignis als interessant angesehen und zur weiteren Kontrolle an die nächste Triggerstufe weitergeleitet wird. Es gibt Einträge für Muonen (μ), τ -Leptonen (τ), elektromagnetische Cluster (EM), Jets (J) und fehlende Energie (FE).

Triggerobjekt	Rate [kHz]	
	$\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
$\mu 8$ (20)	23	4
$2\mu 6$	0	1
EMi25 (30)	11	22
2EMi15 (20)	2	5
J200 (290)	0,2	0,2
3J90 (130)	0,2	0,2
4J65 (90)	0,2	0,2
J60 (100) + FE60 (100)	0,4	0,5
$\tau 25$ + FE30	2,0	1,0
$\mu 10$ + EMi15	0	0,4
weitere Trigger (z.B. Vorkalierung)	5	5
Totale Rate	44	39,5

Tabelle 3.1: *Level 1 Trigger Menus und simulierte Datenraten - Die Triggerobjekte geben die Signatur und die verlangte Transversalenergie bzw. Transversalimpulsschwelle an. $\mu 8$ meint, dass ein Muon mit mindestens 8 GeV Transversalimpuls verlangt wird. EMi25 bezeichnet einen isolierten (i) elektromagnetischen Cluster mit Transversalenergie von mindestens 25 GeV. 2EM bezeichnet mindestens 2 elektromagnetische Cluster. J steht für Jets (4J65 bedeutet mindestens 4 Jets mit jeweils mehr als 65 GeV Transversalenergie). FE60 heißt fehlende Transversalenergie von mindestens 60 GeV und $\tau 25$ beschreibt einen τ -Lepton-Kandidaten mit $p_T > 25$ GeV. Die Schwellen gelten für mittlere Luminosität. Die Zahlen in den Klammern geben die entsprechenden Schwellen bei hoher Luminosität an [17].*

Bei mittlerer Luminosität kommt die größte Datenrate von Ereignissen mit einem Muon mit mindestens 8 GeV Transversalimpuls zustande. Eine weitere große Datenrate ergibt sich durch einzelne isolierte elektromagnetische Cluster. Im Fall von hoher Luminosität machen Ereignisse mit einem Muon aufgrund der von 8 GeV auf 20 GeV erhöhten Schwelle nur noch einen kleinen Anteil aus. Die einzelnen elektromagnetischen Cluster bilden in diesem Fall den Hauptanteil. Insgesamt liegt die Datenrate in der Simulation deutlich unter den geforderten 100 kHz. Dies kann dadurch begründet werden, dass die 100 kHz als absolute Obergrenze gelten und die simulierten Datenraten mit einem Sicherheitsfaktor von etwa 2,5 betrachtet werden.

Wird eine Signatur gefunden, welche mindestens einem der Menüeinträge entspricht, erzeugt der Level 1 Trigger ein "Accept"-Signal. Das bedeutet, dass das Ereignis auf

dieser Stufe akzeptiert und zum Level 2 Trigger weitergeleitet wird. Falls keine Signatur gefunden wird, welche zu einem Menüeintrag passt, wird das Ereignis verworfen und die Daten aus den Pipeline-Speichern gelöscht.

Der Level 1 Trigger baut sich aus mehreren Systemen auf: Der Kalorimetertrigger, der Muontrigger, der zentrale Triggerprozessor CTP (Central Trigger Processor) und dem TTC (Timing Triggering and Control) System. Die ersten beiden Systeme sind selbsterklärend. Sie untersuchen die Kalorimeter bzw. die Muonkammern nach zu selektierenden Signaturen. Der zentrale Triggerprozessor ist für die Entscheidung zuständig, ob eine Signatur an den Level 2 Trigger weitergeleitet oder verworfen wird. Er kombiniert dazu die Ergebnisse vom Kalorimeter- und Muontrigger. Das TTC System bildet die letzte Stufe des Level 1 Triggers. Es ist dafür verantwortlich, dass der 40 MHz Takt, die CTP-Entscheidung und weitere Signale an die Auslesesysteme der Detektoren geleitet werden. Die Zusammenhänge der einzelnen Systeme sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

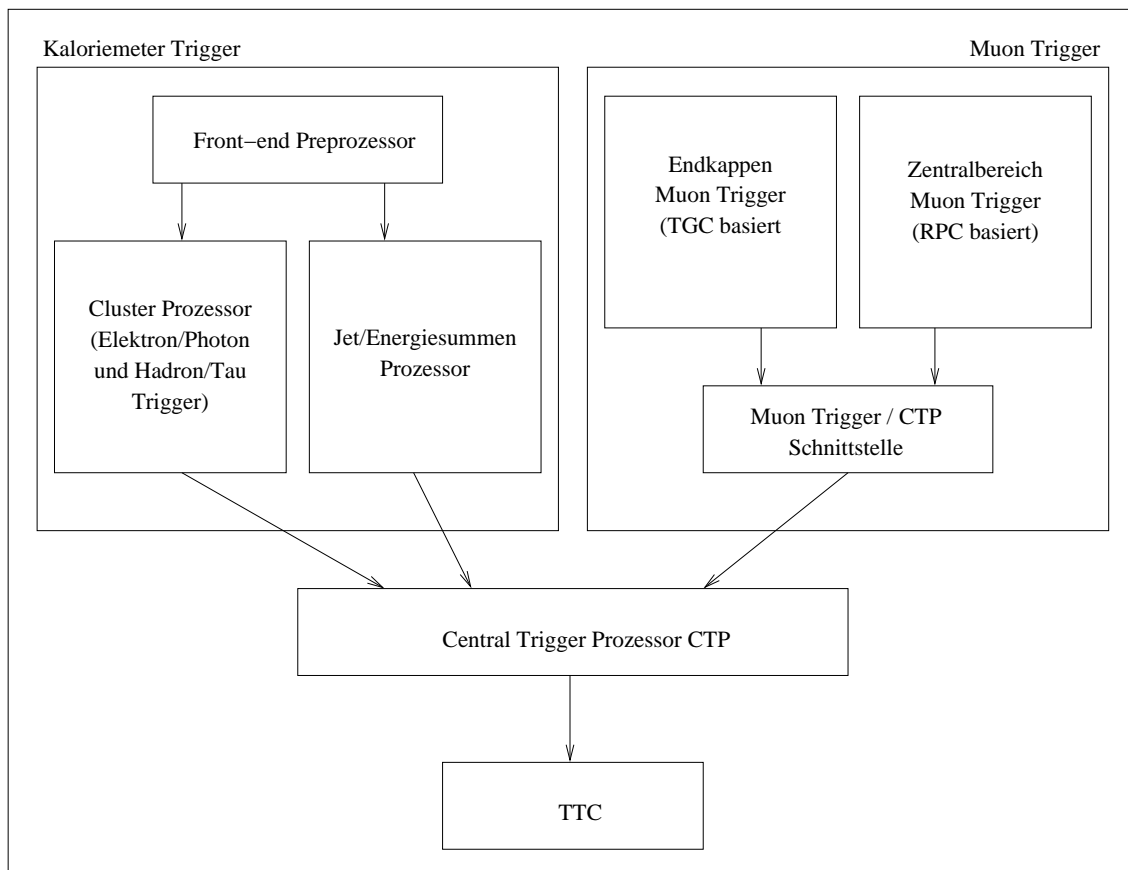


Abbildung 3.2: Das Level 1 Triggersystem [16]

3.2 Der ATLAS High Level Trigger

Wenn ein Ereignis vom Level 1 Trigger akzeptiert wird, dann wird dieses zum High Level Trigger weitergeleitet. Der High Level Trigger ist im Gegensatz zum Level 1 ein softwarebasiertes System, welches speziell entwickelte Algorithmen auf großen PC-Farmen einsetzt.

Der HLT hat die Aufgabe, die Daten weiter zu selektieren und somit die Rate auf etwa 200 Hz zu reduzieren. Eine erste Reduktion auf maximal etwa 1 kHz wird durch den Level 2 Trigger erzielt; der Event Filter reduziert die Level 2 Rate noch einmal auf etwa 200 Hz. Dem Level 2 Trigger stehen pro Ereignis im Mittel 10 ms zur Entscheidungsfindung zur Verfügung, dem Event Filter etwa 1 s.

Der Datenfluss zwischen Level 1 Trigger und HLT wird über die Auslesespeicher ROB (Read out Buffer) vollzogen. Wird ein Ereignis auf Level 1 akzeptiert, dann werden die Daten aus den Pipeline-Speichern ausgelesen und an die Derandomizer weitergeleitet. Diese haben zur Aufgabe, die Daten zu sortieren und diese dann mit Hilfe der Auslesetreiber (ROD: ReadOut Driver) an die Auslesespeicher weiterzuleiten.

Während die zu selektierenden Signaturen auf Level 1 Niveau lediglich Muonen, Jets, elektromagnetische Cluster, fehlende Energie und τ -Leptonen enthalten, suchen die Algorithmen des Level 2 Systems zusätzlich nach Elektronen und Photonen. Zudem werden die anderen Signaturen wie zum Beispiel Jets genauer untersucht. Tabelle 3.2 zeigt das High Level Trigger Menu. Der größte Anteil der Datenrate kommt durch Signaturen mit Elektronen, Photonen und Muonen zustande.

Die Triggermenüs sind so angepasst, dass eine totale Rate von 200 Hz vom High Level Trigger nicht überschritten wird. Eine Reduzierung der Jet-Schwellen würde die Datenrate erhöhen. Um die Rate wieder auf den ursprünglichen Wert zu reduzieren muss eine zusätzliche Bedingung eingeführt werden. Eine mögliche zusätzliche Bedingung stellt die Identifikation von B-Jets dar. Durch die Bedingung, dass mindestens ein B-Jet identifiziert wurde, kann die Rate wieder reduziert werden. Die Erniedrigung der Schwellen, die B-Identifikations-Effizienz und die Reduktionsrate gegenüber nicht-B-Jets - siehe Formel 6.1 in Abschnitt 6.1.3 muss dabei so angepasst werden, dass sich in etwa die ursprüngliche Rate wieder einstellt.

Der HLT nutzt im Gegensatz zum Level 1 Trigger alle Subdetektoren zur Datenselektion. Dennoch wird vom Level 2 Trigger nicht der komplette Detektor genutzt, sondern lediglich ein relativ kleiner geometrischer Teil, welcher RoI (Region of Interest) genannt wird. Nur dadurch ist es möglich, dass der Level 2 Trigger in etwa 10 ms eine Entscheidung fällen kann. Diese interessante Region wird vom Level 1 Trigger - genauer vom RoI-Builder - berechnet. Sie gibt die Region an, in welcher vom Level 1 System eine Signatur akzeptiert wurde und welche vom HLT genauer analysiert werden soll. Die RoIs werden nach der Art der Level 1 Entscheidung be-

Triggerobjekt	$\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	Rate [Hz]
Elektronen	e25i, 2e15i	e30i, 2e20i	~ 40
Photonen	γ 60i, 2 γ 20i	γ 60i, 2 γ 20i	~ 40
Muonen	μ 20, 2 μ 10	μ 20, 2 μ 10	~ 40
Jets	J400, 3J165, 4J110	J590, 3J260, 4J150	~ 25
Jets + FE	J70 + FE70	J100 + FE100	~ 20
τ + FE	τ 35 + FE45	τ 60 + FE60	~ 5
B Physik	2 μ 6 mit $m_B/m_{J/\Psi}$	2 μ 6 mit m_B	~ 10
Vorselektion, u.a.			~ 20
Totale Rate			~ 200

Tabelle 3.2: *High Level Trigger Menus und simulierte Datenrate - Die Bezeichner 2e25i, 2 γ 20i und 2 μ 10 bezeichnen jeweils 2 isolierte Elektronen, Photonen oder Muonen mit entsprechendem Transversalimpuls. 4J110, FE70 bzw. τ 35 bezeichnen 4 Jets mit mindestens 110 GeV Transversalenergie, 70 GeV fehlender Energie bzw. ein τ -Lepton mit mindestens 35 GeV [17].*

zeichnet. Wird auf Level 1 ein Muon selektiert, wird die zugehörige RoI als Muon-RoI bezeichnet. Ebenso gibt es EM-Tau-RoIs oder Jet-RoIs.

Die Größe einer RoI ist vom Typ abhängig. Eine EM-Tau-RoI oder eine Muon-RoI hat normalerweise eine Größe von $0,1 \times 0,1$ in $\eta \times \phi$, während die Größe einer Jet-RoI auf $0,5 \times 0,5$ festgesetzt ist. Abbildung 3.3 zeigt ein Ereignis, in welchem drei RoIs enthalten sind. Die Abbildung verdeutlicht, warum das RoI-Prinzip die von den Algorithmen benötigte Zeit deutlich reduziert.

Während der Level 2 Trigger nur innerhalb von RoIs arbeitet, nutzt der Event Filter das komplette Ereignis. Die einzelnen Regionen werden vom *Event Builder* zusammen gesetzt. Aufgrund seiner relativ langen Latenzzeit von etwa 1 s werden vom Event Filter Algorithmen genutzt, welche für die Offline-Analysen entwickelt wurden.

Der HLT ist darauf ausgelegt, möglichst schnell nicht interessante Ereignisse zu verwerfen. Aus diesem Grund ist der Ablauf der Algorithmen speziell angepasst; die Algorithmen werden sequentiell abgearbeitet. Der Ablauf lässt sich am einfachsten an einem Beispiel beschreiben. Innerhalb einer elektromagnetischen RoI sucht der HLT nach Elektronen und Photonen. Wird kein solches Objekt gefunden, wird diese RoI nicht weiter bearbeitet und das Ereignis wird innerhalb kürzester Zeit verworfen. Falls zum Beispiel ein Elektron identifiziert werden kann, wird ein Isolationskriterium angewandt. Wenn das Isolationskriterium nicht erfüllt ist, wird das Ereignis ebenfalls verworfen. Erst in der dritten Stufe wird der Transversalimpuls des Elektrons bestimmt und mit der im Menü vorgegebenen Schwelle verglichen.

Regions of Interest (RoI)

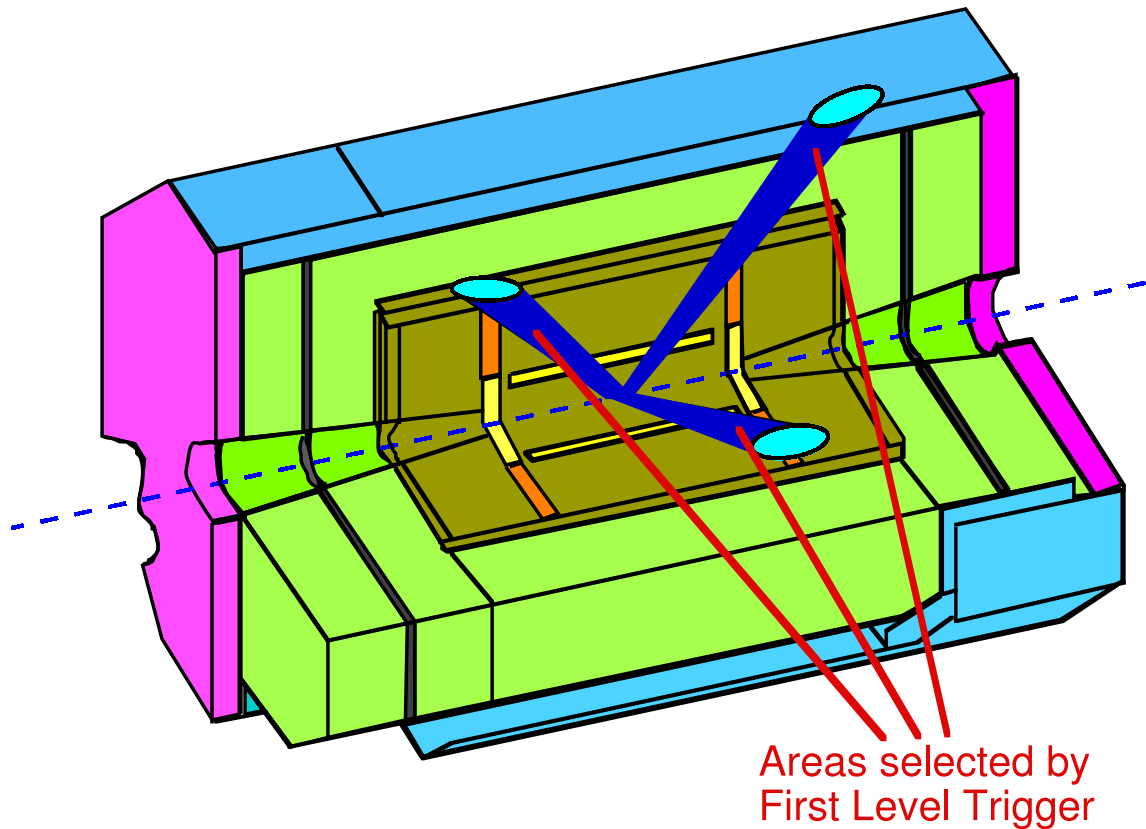


Abbildung 3.3: Schema einer Region of Interest (RoI) Dargestellt ist ein Ereignis mit drei interessanten Regionen [16].

Dieser Ablauf führt dazu, dass ein Ereignis, welches keines der Menüeinträge erfüllt, so früh wie möglich verworfen werden kann.

3.3 HLT Algorithmen

Wie bereits in Abschnitt 3.2 beschrieben, werden für den HLT spezielle Algorithmen entwickelt. In den folgenden Abschnitten werden zunächst die Algorithmen des Level 2 Triggers und im Anschluss die Event Filter Algorithmen kurz vorgestellt.

3.3.1 HLT Algorithmen für den Level 2 Trigger

Für den Level 2 Trigger werden eine große Zahl an Algorithmen entwickelt, welche jeweils verschiedene Teile des Detektors nutzen. Im Folgenden werden von innen

nach außen zuerst die Algorithmen für den Inneren Detektor, die Kalorimeter- und zuletzt für die Muonkammern vorgestellt. Die Auswahl und Beschreibungen der Algorithmen wurden dem ATLAS High Level Trigger, Data Acquisition and Controls Technical Design Report [16] entnommen.

Spurrekonstruktionssalgorithmen im Pixeldetektor und SCT

Für die Spurrekonstruktion im Pixeldetektor und SCT wurden für den Level 2 Trigger unabhängig voneinander die zwei Algorithmen IDScan und SiTrack entwickelt. IDScan besteht aus vier einzelnen Algorithmen. Im ersten Schritt wird das Unterprogramm Z-Finder gestartet. Dieses ordnet die Treffer im Pixeldetektor und im SCT in schmalen ϕ -Bereichen an. In jedem dieser Bereiche wird mittels Geradenextrapolation von jeweils zwei Treffern der Schnittpunkt mit der Strahlachse ermittelt. Eine Mittelung über alle Bereiche ergibt schließlich eine Abschätzung der z-Position des primären Vertex. Die x- und y-Positionen des Vertex werden jeweils auf null gesetzt. Der nächste Algorithmus Hit-Filter sucht nach Gruppen von Treffern, welche mit dem geschätzten Vertex mögliche Spurkandidaten bilden. Dazu wird mittels Histogrammbildung in η und ϕ nach Clustern von Treffern gesucht. Ein möglicher Spurkandidat muss Cluster in mehreren Lagen enthalten. Der Group-Cleaner unterscheidet schließlich mittels Qualitätsschnitten zwischen Spuren und Rauschen. Im letzten Schritt werden von Track-Fitter die Spurparameter bestimmt.

Auch der zweite Algorithmus SiTrack nutzt Treffer aus dem Pixel- und Streifendetektor. Wie IDScan besteht auch SiTrack aus insgesamt vier Unteralgorithmen. Um den Algorithmus zu beschleunigen sortiert der erste Algorithmus ST-Space-Point-Sorting die einzelnen Treffer nach ihrer Detektormodul-Adresse. SiTrack schätzt die Position des Primärvertex aus dem Punkt nächster Annäherung an die Strahlachse der Spur mit dem größten Transversalimpuls ab. Der dabei genutzte Algorithmus heißt ST-Muon-Vertex und wurde ursprünglich für Muon-RoIs entwickelt. Der dritte Unteralgorithmus ST-Track-Seeding nutzt die sortierten Treffer und eine Monte Carlo Look-Up-Tabelle, um nach möglichen Spurkandidaten zu suchen. Mit Hilfe der Look-Up-Tabelle werden jedem Treffer in der B-Lage Treffer in äußeren Lagen zugeordnet. Die Verbindung zwischen den Treffern wird zur Strahlachse extrapoliert. Mittels Qualitätsschnitten werden mögliche Kandidaten ausgewählt. Der letzte Algorithmus ST-Three-Point-Fit erweitert die ausgewählten Spurkandidaten ebenfalls mit einer Look-Up-Tabelle um einen weiteren Treffer in weiter außen liegenden Detektorlagen. Ambiguitäten, also Spurkandidaten, welche mindestens einen Treffer teilen, können an dieser Stelle verworfen werden. Die übrigbleibenden Spuren werden zwecks Bestimmung der Spurparameter mit einem Kreis angepasst.

TRT Algorithmen

Es gibt mit TRTLUT und TRTxK zwei TRT-Algorithmen. Bei TRTLUT und TRTxK handelt es sich um Spurfindungsalgorithmen, welche nur Treffer aus dem TRT berücksichtigen. Beide Algorithmen arbeiten nach dem gleichen Prinzip. Sie füllen Histogramme für jeden Treffer im TRT. Die Spuren werden aus den Histogrammen jeweils durch lokale Maximumsuche rekonstruiert. TRTLUT nutzt eine Look-Up Tabelle (LUT), um aus den Treffern die zu füllenden Bins zu berechnen. Durch diese Technik kann die Geschwindigkeit des Algorithmus deutlich beschleunigt werden.

Auf Spuren beider Algorithmen wird zur Unterdrückung von falschen rekonstruierten Spuren ein Transversalimpuls-Schnitt von 0,5 GeV angewandt, so dass niederenergetische Spurenkandidaten nicht berücksichtigt werden.

Kalorimeter Algorithmen

Mit T2Calo gibt es einen Algorithmus für die Kalorimeter. Es handelt sich bei T2Calo um einen Cluster-Algorithmus zur Identifizierung elektromagnetischer Schauer. Der Algorithmus kann isolierte elektromagnetische Objekte von hadronischen Jets unterscheiden, indem er die transversale Energie der Cluster sowie Variablen nutzt, welche die Form des Schauers beschreiben. Zu Beginn bestimmt T2Calo die Level 1 Position der RoI neu, indem es die Kalorimeterzelle mit der größten Energie sucht. Diese Position wird im weiteren Verlauf durch energiegewichtete Mittelung der Zellen weiter korrigiert. Dazu nutzt T2Calo die totalen Energien in unterschiedlich großen Arealen um das Zentrum der RoI. In einem letzten Schritt wird die Energie bestimmt, welche nicht vom elektromagnetischen Kalorimeter absorbiert werden konnte und somit ins hadronische Kalorimeter entwichen ist.

Muon Algorithmen

Für die Auswertung der Muonkammern gibt es zwei Algorithmen: muFast und muComb. Die Spurfindung von muFast entspricht in seinen Grundzügen der Logik des Level 1 Triggers. Um jeden Muonkandidaten wird eine Straße gelegt, deren Breite von der Transversalimpuls-Schwelle abhängt. muFast nutzt ebenso wie TRTLUT eine Look-Up-Tabelle um den Transversalimpuls der Muonen zu bestimmen. Bei muComb handelt es sich um einen kombinierten Muon-Innerdetektor-Algorithmus. Um prompte Muonen von Muonen aus Kaon- oder Pion-Zerfällen zu unterscheiden, sucht der Algorithmus, ob es eine Spur im Inneren Detektor gibt, welche einem Muon zugeordnet werden kann. Dazu werden die Spuren aus dem Inneren Detektor durch zwei Geradenfits zu den Muonkammern extrapoliert. Diese Geraden werden anschließend korrigiert. Dazu wurden die Effekte durch die Geometrie, das Material

und des magnetischen Feldes durch einfache analytische Funktionen von η und ϕ parametrisiert.

3.3.2 HLT Algorithmen für den Event Filter

Ebenso wie für den Level 2 Trigger gibt es auch für den Event Filter eigene Algorithmen. Dabei handelt es sich teilweise um Algorithmen, welche für Offline-Analysen entwickelt wurden oder von solchen abstammen. Analog zum Level 2 Trigger gibt es auch für den Event Filter wieder unterschiedliche Algorithmen für die einzelnen Subdetektoren.

Inner Detektor Algorithmen

Die Spurfindungsalgorithmen für den Level 2 Trigger arbeiten entweder mit Daten aus dem Pixel- und Streifendetektor oder mit Treffern aus dem TRT. Die zwei für den Event Filter unabhängig voneinander entwickelten Algorithmen `xKalman++` und `iPatRec` nutzen den kompletten Inneren Detektor. `xKalman++` kann in zwei verschiedenen Moden arbeiten. Im ersten Fall beginnt die Suche nach Spuren im Pixeldetektor und im SCT. Die dort erstellten Spurkandidaten werden im TRT weiter überprüft. Der zweite Modus arbeitet genau anders herum. In diesem Fall beginnt die Suche im TRT und die Extrapolation wird in die Präzisionsspurdetektoren gemacht. `iPatRec` arbeitet immer von innen nach außen. Die Präzisionsdetektoren werden in Abhängigkeit vom Abstand zum Strahl in mehrere Partitionen eingeteilt. Spurkandidaten werden durch Kombination von Treffern in drei verschiedenen Partitionen erstellt. Im Anschluss werden die Kandidaten in den TRT extrapoliert und dort mit Hilfe der TRT Treffer zu echten Spuren gefittet.

Kalorimeter Algorithmen

`LArClusterRec` und `EgammaRec` bilden zwei Algorithmen für die Kalorimeter. `LArClusterRec` ist ein Algorithmus zur Rekonstruktion von elektromagnetischen Clustern. Die Funktion von `EgammaRec` ist die Bestimmung von Größen, welche eine Unterscheidung von Elektronen und Photonen von Jets ermöglichen. Dafür werden elektromagnetische Cluster und Spurfundungsinformationen kombiniert. Bei der Unterscheidung wird ausgenutzt, dass Elektronen und Photonen im Gegensatz zu Jets im elektromagnetischen Kalorimeter nur schmale Schauer erzeugen. Mit Hilfe der Spurfundungsinformation kann dann zudem noch zwischen Elektronen und Photonen unterschieden werden, da letztere keine Treffer im Inneren Detektor erzeugen, bzw. erst bei einem größeren Abstand zum Primärvertex.

Muon Algorithmen

Mit MOORE steht dem Event Filter ein Muon-Algorithmus zur Verfügung, welcher für die Offline-Analyse entwickelt wurde. MOORE ist in der Lage, Spuren im kompletten η -Bereich zu rekonstruieren. Zur Rekonstruktion werden sowohl die Trigger- als auch die Präzisionskammern der Muondetektoren benutzt.

Kapitel 4

B-Identifikation und Vertexfindung

In rein hadronischen Ereignissen treten im Endzustand nur Jets auf. Ein Jet zeichnet sich durch eine große Anzahl Spuren im Inneren Detektor und durch Energiedeposition in den Kalorimetern aus. In diesem Kapitel wird beschrieben, inwieweit sich B-Jets von Jets aus leichten Quarks unterscheiden und mit welchen Methoden sie identifiziert werden können. Im Anschluss daran wird ein Vertexfindungs-Algorithmus beschrieben, welcher im Rahmen dieser Arbeit benutzt wurde. Zum Schluss werden einige Eigenschaften des Vertexfindungsalgorithmus diskutiert.

4.1 Möglichkeit der B-Identifikation

In diesem Abschnitt werden drei verschiedene Methoden zur Selektion von B-Jets vorgestellt. Das erste Verfahren ist ein einfacher, dafür sehr schneller Algorithmus, welcher eine B-Jet-Identifikation auf Basis der Parameter der rekonstruierten Spuren vornimmt. Das zweite Verfahren beruht auf der Identifikation sekundärer Vertizes, welche in B-Jets auftreten. Eine weitere Möglichkeit der Selektion bietet die Untersuchung von Leptonen in Jets.

4.1.1 B-Identifikation auf Basis von Spurparametern

Aus den initialen Teilchen eines Jets bilden sich in der Hadronisierungsphase mehrere Hadronen aus, welche zum Teil instabil sind und zerfallen. Die meisten instabilen Teilchen sind sehr kurzlebig. B-Hadronen haben allerdings eine mittlere Lebensdauer von etwa $1,2 \times 10^{-12} \text{ s}$ bis $1,7 \times 10^{-12} \text{ s}$ [6]. Dies führt dazu, dass B-Hadronen abhängig von ihrer Energie eine Strecke von typischerweise ein paar Millimetern im Detektor zurücklegen, bevor sie an einem sekundären Vertex zerfallen. In Abbildung 4.1 ist ein Beispiel für B-Hadron gezeigt, welches eine gewisse Strecke fliegt, bevor es in einem sekundären Vertex zerfällt.

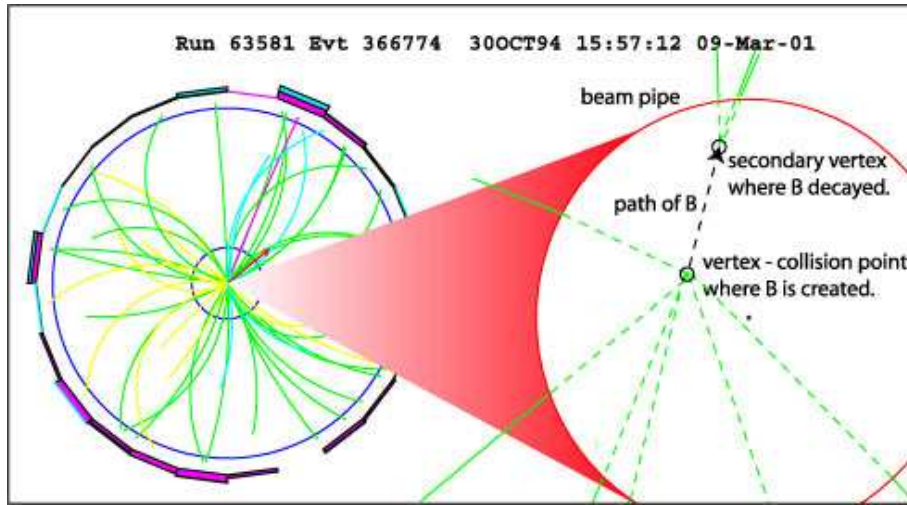


Abbildung 4.1: *Ereignis mit Sekundärvertex - Das B-Hadron entsteht am Primärvertex und fliegt dann eine gewisse Strecke bevor es in einem Sekundärvertex zerfällt [18].*

Die mittlere Flugstrecke eines Teilchens hängt von der Lebensdauer τ , dem Impuls p und der Masse m des zerfallenden Teilchens ab und lässt sich nach folgender Formel berechnen:

$$\bar{l} = \gamma\beta c\tau = \frac{p}{m}c\tau \quad (4.1)$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit. Ein B^+ -Meson mit einem Impuls von 100 GeV würde nach Formel 4.1 im Mittel 9 mm fliegen, bevor es zerfällt. Abbildung 4.2 zeigt den Abstand vom Sekundärvertex zum Primärvertex. Die Abbildung zeigt deutlich den exponentiellen Abfall. Es zeigt sich aber auch, dass die meisten B-Hadronen in der Nähe des Primärvertex zerfallen, was dazu führt, dass diese Ereignisse schwerer zu identifizieren sind.

Der in diesem Abschnitt beschriebene Algorithmus identifiziert B-Jets anhand der Parameter der rekonstruierten Spuren innerhalb eines Jets. Den wichtigsten Parameter stellt der transversale Impaktparameter in der xy -Ebene ϵ - in der Literatur oft auch als d_0 bezeichnet - dar. Beim Impaktparameter handelt es sich um den minimale Abstand der Spur vom primären Vertex. In einem idealen Detektor hätten Spuren, welche vom primären Vertex kommen einen verschwindenden Impaktparameter. In einem realen Detektor sind die Spurparameter aber aufgrund von Messungenauigkeiten verschmiert. Spuren, welche aus einem Sekundärvertex stammen, haben aufgrund der großen mittleren Flugstrecke der B-Hadronen üblicherweise einen Abstand vom Primärvertex, welcher größer als die Messungenauigkeit ist.

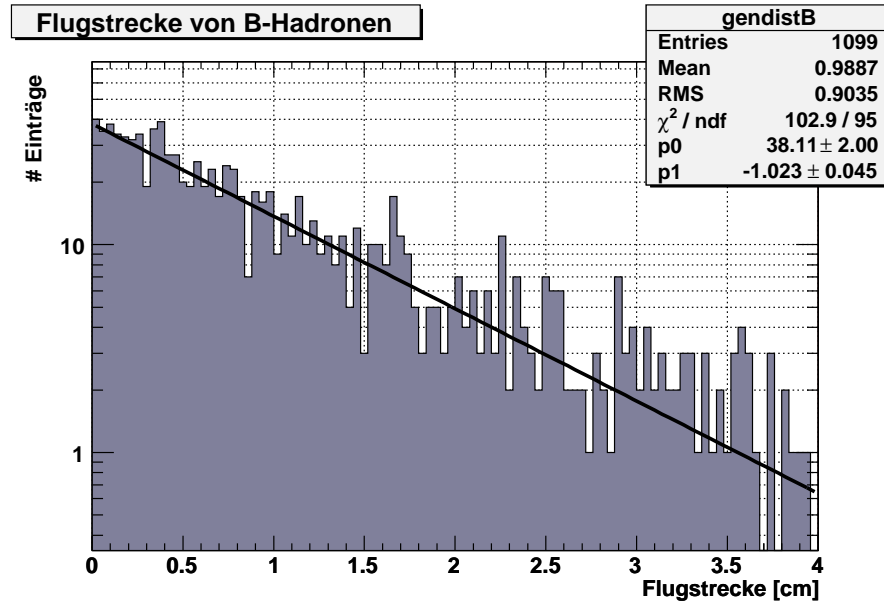


Abbildung 4.2: *Flugstrecke der simulierten B-Hadronen im top-Quark-Zerfall. Dargestellt ist der dreidimensionale Abstand zwischen Primär- und Sekundärvertex für alle B-Hadronen auf Generator-Niveau.*

Anstatt des minimalen Abstandes zum Primärvertex bietet der minimale Abstand zum Ursprung des Koordinatensystems in der xy-Ebene eine gute Diskriminationsmöglichkeit, da der primäre Vertex aufgrund der Breite der Protonenstrahlen in der Regel sehr nahe beim Ursprung liegt. Dies wird in Abbildung 5.4(a) im Abschnitt 5.1 verdeutlicht, welche die Position des primären Vertex in der xy-Ebene zeigt. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass der Strahl eine Breite von etwa $30 \mu\text{m}$ aufweist.

Ein weiteres sehr wichtiges Indiz, ob eine Spur aus einem Primär- oder einem Sekundärvertex stammt, bildet neben dem Absolutbetrag des Impaktparameters noch sein Vorzeichen. Dieses gibt an, ob die Projektion des Vektors vom Primärvertex zum Impaktpunkt (IP) in der xy-Ebene parallel oder antiparallel zur Flugrichtung des initialen Quarks ist. Ist die Projektion parallel, so hat der Impaktparameter ein positives Vorzeichen. Andernfalls ist das Vorzeichen negativ. Im Experiment ist die Flugrichtung des initialen Quarks nicht bekannt; stattdessen kann die Jetrichtung genutzt werden. Spuren, welche direkt am primären Vertex entstanden sind, haben aufgrund der Messungenauigkeit gleichermaßen positives wie negatives Vorzeichen. Dies wird in Abbildung 4.3 verdeutlicht. In dieser Abbildung hat die linke Spur einen negativen Impaktparameter, während die rechte ein positives Vorzeichen hat. Dies wird auch dadurch ersichtlich, dass beide Impaktpunkte in unterschiedlichen Hemisphären liegen. Dabei werden die Hemisphären durch die Linie, welche orthogonal zur Jetrichtung verläuft, voneinander getrennt.

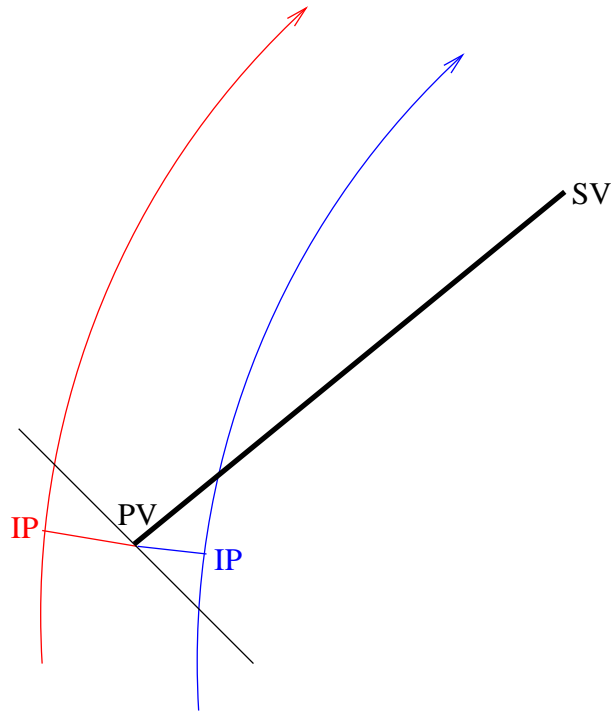


Abbildung 4.3: *Transversaler Impaktparameter für Spuren auf dem Primärvertex. Die linke Spur hat ein negatives und die rechte ein positives Vorzeichen des Impaktparameters.*

Analog zu Abbildung 4.3 zeigt Abbildung 4.4 das gleiche Bild; diesmal allerdings für zwei Spuren aus einem Sekundärvertex. In diesem Fall liegt der Impaktpunkt in beiden Fällen in der gleichen Hemisphäre, in der auch der Sekundärvertex liegt, wodurch die Impaktparameter beider Spuren ein positives Vorzeichen haben.

Abbildung 4.5 zeigt die vorzeichenbehaftete Impaktparameterverteilung bezüglich der B-Flugrichtung. In 4.5(a) ist die Verteilung für Spuren aus einem sekundären B-Zerfallsvertex dargestellt und in 4.5(b) die Verteilung für alle anderen Spuren. Der Impaktparameter wurde bezüglich des Ursprungs des Koordinatensystems in der xy -Ebene berechnet. Die Abbildungen verdeutlichen das überwiegend positive Vorzeichen für Spuren aus dem sekundären Vertex und das symmetrische Verhalten für die anderen Spuren. Die große Anhäufung der Verteilung 4.5(b) bei null entsteht hauptsächlich durch Spuren aus dem Primärvertex. Diese haben, wie bereits beschrieben, einen sehr kleinen Abstand zum Ursprung von weniger als etwa $30 \mu\text{m}$. Die Einträge in den Ausläufern entstehen durch Spuren, welche in größerer Entfernung zum Primärvertex - zum Beispiel durch Wechselwirkung mit dem Detektor - entstanden sind.

Eine wichtige Größe in diesem Verfahren stellt die *Signifikanz* dar. Als Signifikanz S wird der Impaktparameter normiert auf seinen Messfehler bezeichnet. Eine genaue-

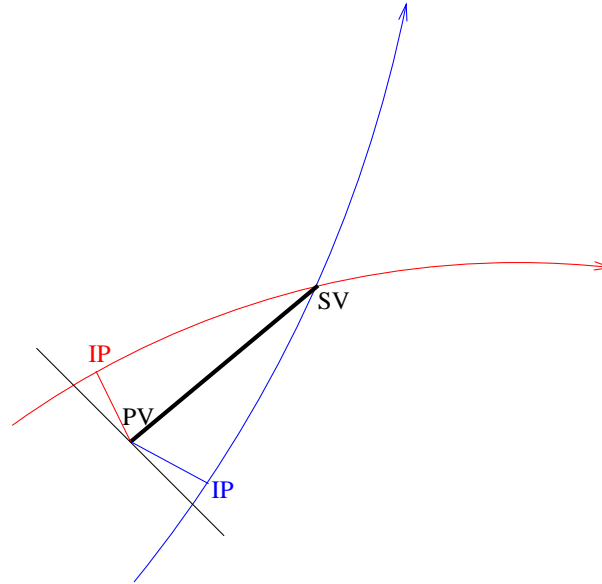


Abbildung 4.4: *Transversaler Impaktparameter für Spuren auf dem Sekundärvertex. Beide Spuren haben ein positives Vorzeichen des Impaktparameters.*

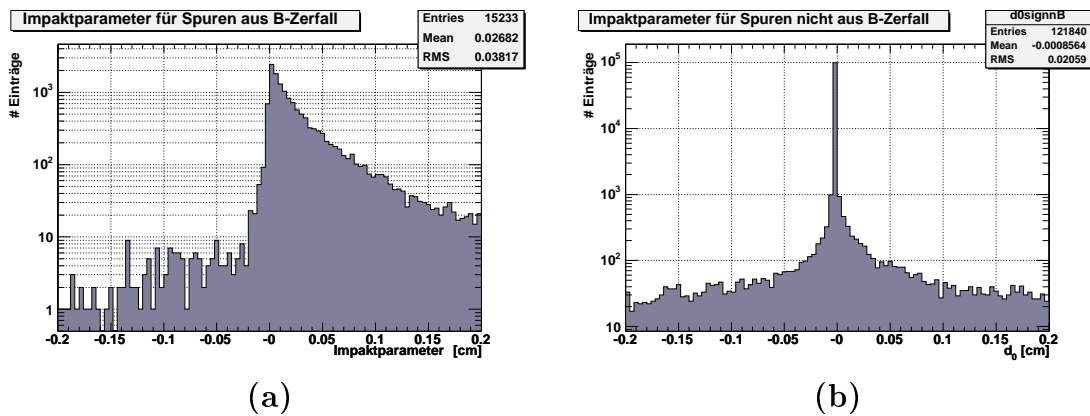


Abbildung 4.5: *Vorzeichenbehafteter Impaktparameter bezüglich der Flugrichtung des zerfallenden B-Hadrons. In (a) ist der Impaktparameter für Spuren gezeigt, welche einem Sekundärvertex entstammen. (b) zeigt die Verteilung für Spuren, welche nicht aus dem Sekundärvertex kommen.*

re Betrachtung der Messfehler des Impaktparameters befindet sich in Abschnitt 5.3.1. Auch für die Signifikanz gilt, dass Spuren aus Sekundärvertices große positive Werte annehmen, während Spuren aus dem Primärvertex kleine Werte besitzen, welche gleichermaßen positiv wie auch negativ sind. Der Vorteil der Signifikanz zum Impaktparameter ist, dass die Transversalimpuls-abhängige Messungengenauigkeit der Spurparameter berücksichtigt wird.

Durch Kombination der Signifikanzen kann eine B-Identifikations-Observable aufgestellt werden, welche zwischen B-Jets und Jets aus leichteren Quarks unterscheidet - siehe dazu auch Abschnitt 6.6.

4.1.2 Sekundärvertex-Identifikation

Der in Abschnitt 4.1.1 beschriebene Algorithmus macht sich die Eigenschaft der langen Lebensdauer von B-Hadronen zu Nutze. Der in diesem Abschnitt vorgestellte Algorithmus basiert auf der gleichen Idee, geht allerdings einen Schritt weiter, indem er versucht, den Sekundärvertex aus dem Zerfall der B-Hadronen zu rekonstruieren.

Um einen Jet anhand eines Sekundärvertex als B-Jet zu klassifizieren, muss dieser möglichst gut rekonstruiert werden. Der Sekundärvertex muss zudem einen bestimmten Minimalabstand zum Primärvertex oder zur Strahlachse haben oder sich durch andere Eigenschaften - wie zu Beispiel der invarianten Masse unterscheiden - siehe dazu auch Abschnitt 6.3. Um den Sekundärvertex möglichst exakt zu rekonstruieren ist es entscheidend, möglichst nur Spuren zu nutzen, welche am Sekundärvertex entstanden sind. Es muss also vor der Vertexfindung eine Vorselektion der Spuren vorgenommen werden, welche in die Rekonstruktion einbezogen werden.

Die in Abschnitt 4.1.1 beschriebene Signifikanz bietet eine gute Möglichkeit der Vorselektion. Es ist sinnvoll, bei der Rekonstruktion des Primärvertex nur Spuren mit kleiner Signifikanz zu nutzen, da diese mit größtmöglicher Wahrscheinlichkeit vom Primärvertex stammen und bei der Rekonstruktion des Sekundärvertex nur Spuren mit einer großen Signifikanz. Auf diesen Punkt wird in Abschnitt 6.1.1 genauer eingegangen.

4.1.3 Identifikation mittels Leptonen in Jets

Das letzte vorgestellte Verfahren zur Identifikation von B-Jets arbeitet nach einem anderen Prinzip und nutzt nicht die lange Lebensdauer der B-Hadronen. Etwa 30 % aller B-Hadronen zerfallen direkt in ein geladenes Lepton und ein Neutrino [6]. Weitere B-Hadronen zerfallen indirekt, zum Beispiel über ein D-Meson, in ein geladenes Lepton und ein Neutrino. Durch Nachweis des geladenen Leptons kann ebenfalls eine B-Jet-Identifikation durchgeführt werden. Da das Lepton allerdings aus dem Zerfall des B-Hadrons entstanden ist, handelt es sich bei diesem nicht um ein isoliertes Lepton, sondern um ein Lepton innerhalb des Jets oder in direkter Nachbarschaft zu

diesem. Auf eine genauere Beschreibung dieses Algorithmus wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet, da der Algorithmus für die Triggerentscheidung nicht verwendet wird.

4.2 Vertexfindung

Der in Abschnitt 4.1.2 vorgestellte Algorithmus zur Selektion von B-Jets muss sowohl den Ort der primären Wechselwirkung als auch den Zerfallsvertex der B-Hadronen bestimmen. Es gibt viele Möglichkeiten, einen Vertex zu rekonstruieren. An dieser Stelle wird ein Vertexfitter vorgestellt, welcher von Billoir entwickelt wurde [19]. Die Wahl für diesen Algorithmus beruht auf den zeitlichen Anforderungen des Level 2 Triggers (siehe Abschnitt 3.2), da es sich um einen sehr schnellen Vertexfitter handelt. In diesem Abschnitt wird zuerst der allgemeine Vertexfit-Algorithmus vorgestellt. Danach wird eine Spurparametrisierung diskutiert, welche eine vereinfachte Form des Algorithmus erlaubt. Diese wird im letzten Teil dieses Abschnitts beschrieben.

4.2.1 Der Vertexfit-Algorithmus

Bei dem benutzten Vertexfitter handelt es sich um einen iterativen Prozess. Er beruht darauf, dass die Vertexposition so lange korrigiert wird, bis der mittlere Abstand der Spuren von der angenommenen Vertexposition minimal ist. Für einen gegebenen Satz von Spuren werden die Spurparameter unter der Hypothese, dass sie aus der angenommenen Vertexposition stammen, berechnet und mit den gemessenen Werten verglichen. Mit einem χ^2 -Fit wird dann die wahrscheinlichste Abweichung der echten Vertexposition von der angenommenen bestimmt.

Vor dem ersten Iterationsschritt gibt es normalerweise keine Information, wo sich der Vertex befindet. Aus diesem Grund wird der Ursprung des Koordinatensystems, welcher sich genau im Mittelpunkt des Detektors befindet, als Startwert genommen. In den darauf folgenden Iterationen wird als Startwert jeweils die zuletzt gefundene und akzeptierte Position verwendet. Bei Erreichen eines festgelegten Abbruchkriteriums oder einer maximalen Anzahl an Iterationsschritten wird der Algorithmus beendet. Im Folgenden werden die einzelnen Schritte genauer beschrieben.

Vor dem Aufruf des Vertexfitters muss, wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben, zuerst ein Satz von N Spuren selektiert werden, welche an den Algorithmus übergeben werden. Jede Spur wird durch einen Satz von fünf Parametern, im folgenden als q_i bezeichnet, sowie durch die Kovarianzmatrix C_i festgelegt. Die Kovarianzmatrix

beschreibt die Abhängigkeiten der Parameter untereinander. Die Kovarianz von zwei Parametern x und y ist definiert als:

$$C_{xy} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_n - \bar{x})(y_n - \bar{y}) \quad (4.2)$$

Die Summe läuft über alle zur Verfügung stehenden Spuren N . Die Parameter x und y entsprechen den Auflösungen der Spurparameter q_i . Für die Bestimmung der Matrix wurde die Auflösung der Spurparameter beim SiTrack-Algorithmus genutzt. In die Definition aus Formel 4.2 geht nicht ein, dass die Messgenauigkeit der einzelnen Spurparameter vom Transversalimpuls abhängt - siehe Abschnitt 5.3.1. Stattdessen wird eine mittlere Kovarianzmatrix für alle Spuren genutzt. Dies hat den Vorteil, dass der Algorithmus schneller abläuft, da weniger Matrixinversionen durchgeführt werden müssen. Ein Vergleich der Ergebnisse (Auflösung, Anzahl Iterationen, Spurmultiplizität nach der Vertexrekonstruktion und Güte der B-Selektion) hat zudem gezeigt, dass durch Nutzung der korrekten Transversalimpulsabhängigkeiten keine Verbesserungen erzielt werden.

Die Spurparameter sind an einem ausgezeichneten Referenzpunkt angegeben. Der Index i kennzeichnet die jeweilige Spur. Im ersten Schritt werden die Spurparameter q_i^{calc} an der angenommenen Vertexposition V aus V und den Impulsparametern p_i berechnet. Letztere sind in den q_i enthalten, allerdings am Referenzpunkt.

$$q_i^{calc} = F(V, p_i) \quad (4.3)$$

Der Vertexfitter basiert auf der Annahme, dass die Funktion F einen linearen Zusammenhang unter kleinen Variation ihrer Parameter V bzw. p_i aufweist. Weiterhin wird angenommen, dass beide Parameter unabhängig voneinander variiert werden können. Somit kann die Funktion F wie folgt angesetzt werden:

$$F = F(V^0 + \delta V, p_i^0 + \delta p_i) \simeq F(V^0, p_i^0) + D_i \delta V + E_i \delta p_i \quad (4.4)$$

wobei die Parameter V^0 und p_i^0 die Anfangswerte eines Iterationszyklus und δV sowie δp_i die Variationen in V und p_i darstellen. Die beiden Jacobimatrizen D_i und E_i sind wie folgt definiert:

$$(D_i)_{jn} = \frac{\partial F_j(V, p_i)}{\partial V_n} \quad (E_i)_{jn} = \frac{\partial F_j(V, p_i)}{\partial p_{in}} \quad (4.5)$$

Der Index i kennzeichnet weiterhin die jeweilige Spurnummer. Der Index j steht stellvertretend für die fünf Spurparameter aus q_i und der Index n nummeriert die einzelnen Impuls- bzw. Vertexkomponenten.

Die Suche der wahren Vertexposition basiert auf Minimierung der Summe der quadratischen Abweichungen der berechneten von den gemessenen Spurparametern an der rekonstruierten Vertexposition. Die totale quadratische Abweichung χ^2 wird wie folgt berechnet, wobei i weiterhin die Spuren durchzählt:

$$\chi^2 = \sum_i \chi_i^2 = \sum_i \Delta q_i^T W_i \Delta q_i \quad (4.6)$$

Die Wichtungsmatrix W_i ist das Inverse der Kovarianzmatrix C_i . Δq_i entspricht dem Unterschied zwischen den berechneten und den gemessenen Spurparametern an der rekonstruierten Vertexposition:

$$\Delta q_i = q_i^{\text{gemessen}} - F(V, p_i) \quad (4.7)$$

Gleichung 4.6 ist eine Funktion der Parameter V und p_i . Sie lässt sich mit Hilfe der Linearisierung der Funktion F sowie den Jacobimatrizien auf die folgende Form umschreiben:

$$\chi^2 = \sum_i (\delta q_i - D_i \delta V - E_i \delta p_i)^T W_i (\delta q_i - D_i \delta V - E_i \delta p_i) \quad (4.8)$$

Die Variation δq_i ist definiert als Unterschied zwischen den berechneten und den gemessenen Spurparametern am angenommenen Vertex:

$$\delta q_i = q_i^{\text{gemessen}} - F(V^0, p_i^0) \quad (4.9)$$

Gleichung 4.8 lässt sich in Hinsicht auf V und p_i minimieren, um die bestmögliche Abschätzung für die Vertexposition zu erhalten. Die Minimierung hinsichtlich V ($\partial \chi^2 / \partial V = 0$) liefert:

$$\left(\sum_i D_i^T W_i D_i \right) \delta V + \sum_i (D_i^T W_i E_i) \delta p_i = \sum_i D_i^T W_i \delta q_i \quad (4.10)$$

Dagegen liefert eine Minimierung von 4.8 hinsichtlich p_i ($\partial \chi^2 / \partial p_i = 0$):

$$(E_i^T W_i D_i) \delta V + (E_i^T W_i E_i) \delta p_i = E_i^T W_i \delta q_i \quad (4.11)$$

Die beiden Gleichungen 4.10 und 4.11 bilden ein lineares Gleichungssystem in δV und δp_i . Dieses kann nach δV aufgelöst werden, was zu folgendem Ergebnis führt:

$$\delta V = \left(A - \sum_i B_i C_i^{-1} B_i^T \right)^{-1} \left(T - \sum_i B_i C_i^{-1} U_i \right) \quad (4.12)$$

wobei zur Vereinfachung die Matrizen A , B_i und C_i sowie die Vektoren T und U_i eingeführt wurden:

$$A = \sum_i D_i^T W_i D_i \quad B_i = D_i^T W_i E_i \quad C_i = E_i^T W_i E_i \quad (4.13)$$

$$T = \sum_i D_i^T W_i \delta q_i \quad U_i = E_i^T W_i \delta q_i \quad (4.14)$$

Gleichung 4.12 gibt schließlich an, um wie weit der neu gefittete Vertex vom Startwert abweicht. Damit ergibt sich die neue Vertexposition wie folgt:

$$V_{rekonstruiert} = V^0 + \delta V \quad (4.15)$$

Wenn das aktuelle χ^2 kleiner als das bisher kleinste χ^2 aller bisherigen Vertexfits ist, so wird der rekonstruierte Vertex als Ergebnis akzeptiert. Wenn kein Abbruchkriterium erfüllt ist, beginnt der Algorithmus mit dem nächsten Iterationsschritt. Als Startpunkt wird der neu rekonstruierte Vertex genutzt. Mögliche Abbruchkriterien sind zum Beispiel eine maximale Anzahl an Iterationsschritten beziehungsweise eine Änderung des totalen χ^2 von einem Iterationsschritt zum nächsten, welche kleiner als eine definierte Schwelle ist.

4.2.2 Die Perigee-Parametrisierung

Wie bereits am Anfang von Kapitel 4.2.1 beschrieben müssen die Spuren an einem bestimmten Referenzpunkt dargestellt werden. Ein Punkt, welcher sich dabei besonders gut eignet, ist der Punkt nächster Annäherung der Spur an den Ursprung des Koordinatensystems in der xy-Ebene, wobei das Koordinatensystem so angeordnet ist, dass die z-Achse in Richtung einer der beiden einlaufenden Protonenbündel zeigt. Der Punkt nächster Annäherung wird als *Perigeeepunkt* P bezeichnet. Da der primäre Vertex in der xy-Projektion sehr nahe an diesem Punkt liegt, befindet sich der Perigeeepunkt in unmittelbarer Nähe zum Primärvertex. Eine Parametrisierung der Spuren an diesem Punkt weicht demnach nur geringfügig von einer Parametrisierung am primären Vertex ab.

Unabhängig vom Referenzpunkt bieten sich aber immer noch viele Möglichkeiten, wie eine Spur parametrisiert werden kann. Die von Billoir vorgeschlagene Parametrisierung [19] stellt die Spuren anhand der fünf Parameter ϵ , z_p , Θ , ϕ_p und ρ dar, welche im Folgenden vorgestellt sind:

- ϵ : transversaler Impaktparameter. Der Betrag von ϵ entspricht dem minimalen Abstand der Spur vom Ursprung des Koordinatensystems in der xy-Ebene.

Das Vorzeichen von ϵ ist positiv, wenn sich der Ursprung auf der linken Seite der Spur befindet.

- z_p : z-Position des Perigeepunktes P
- ϕ_p : Winkel zwischen der Flugrichtung der Spur am Punkt P und der x-Achse
- Θ : Winkel zwischen der Flugrichtung der Spur am Punkt P und der z-Achse
- ρ : Krümmung der Spur. $|\rho|=1/R$ mit R =Krümmungsradius der Spur - Das Vorzeichen von ρ ist negativ, wenn die Spur im Uhrzeigersinn verläuft. Dies entspricht im ATLAS-Experiment der Spur eines positiv geladenen Teilchens.

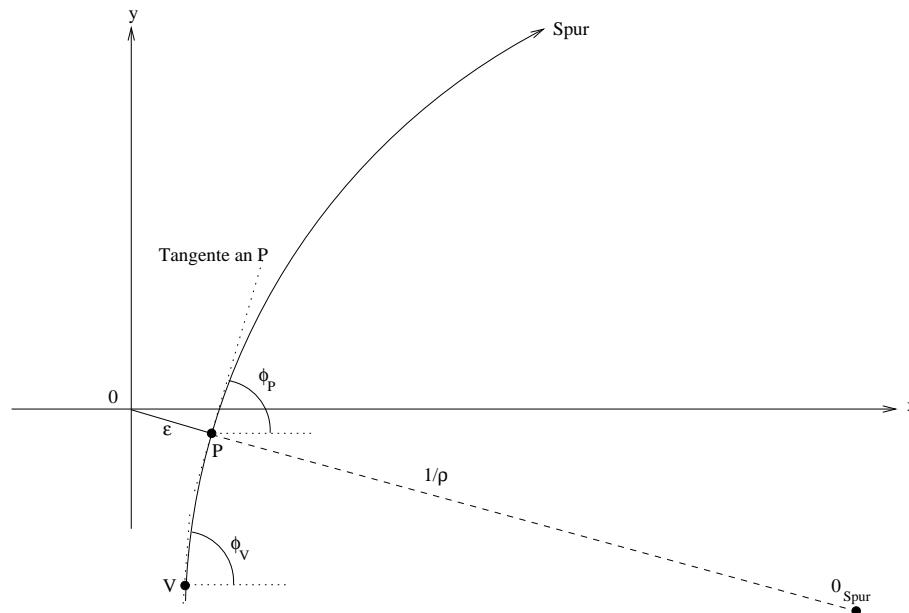


Abbildung 4.6: Definition der Perigeeparameter in der xy -Ebene [19]

Somit beschreiben die ersten zwei Parameter die Position des Punktes P . Die letzten drei Parameter entsprechen den im Abschnitt 4.2.1 angesprochenen Impulsparametern p_i . Die Krümmung der Spur ist entlang der Trajektorie konstant. Die restlichen Parameter sind abhängig vom betrachteten Ort auf der Spur. Wie aus Formel 4.3 ersichtlich ist, werden die Spurparameter aus der Vertexposition $V=(x_v, y_v, z_v)$ und den Spurimpulsen am Vertex berechnet. Unter Berücksichtigung folgender Definitionen:

$$R = y_v \cos(\phi_v) - x_v \sin(\phi_v) \quad (4.16)$$

$$Q = x_v \cos(\phi_v) + y_v \sin(\phi_v) \quad (4.17)$$

gelten in erster Ordnung folgende Relationen:

$$\epsilon = -R - Q^2 \rho / 2 \quad (4.18)$$

$$z_p = z_v - Q(1 - R\rho) \cot \Theta \quad (4.19)$$

$$\phi_p = \phi_v - Q\rho \quad (4.20)$$

Die Jacobimatrizen lassen sich wie folgt angeben:

$$D = \begin{pmatrix} \sin(\phi_v) & -\cos(\phi_v) & 0 \\ -\cot(\Theta)\cos(\phi_v) & -\cot(\Theta)\sin(\phi_v) & 1 \\ -\rho\cos(\phi_v) & -\rho\sin(\phi_v) & 0 \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

$$E = \begin{pmatrix} 0 & Q & -Q^2/2 \\ -Q(1 + \cot^2(\Theta)) & -R\cot(\Theta) & QR\cot(\Theta) \\ 0 & 1 & -Q \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

4.2.3 Der vereinfachte Vertexfit-Algorithmus

In Abschnitt 4.2.1 wurde bereits das Prinzip des verwendeten Vertexfitter-Algorithmus beschrieben. Da der Algorithmus im ATLAS Triggersystem eingesetzt werden soll, ist es von großer Bedeutung, dass es sich um einen sehr schnellen Algorithmus handelt. Billoir beschreibt zusätzlich noch eine schnellere Version des Vertexfitters basierend auf der Perigee-Parametrisierung [19]. Der einfache Algorithmus beruht darauf, dass die Impulsvektoren der Spuren $p_i = (\Theta_i, \phi_i, \rho_i)$ in der Nähe des Perigee-Punkts als konstant angesehen werden, damit diese Parameter nur einmal und nicht in jedem Iterationsschritt neu berechnet werden müssen. Außerdem können dadurch bei den einzelnen Rechenschritten kleinere Matrizen benutzt werden, wodurch sich die einzelnen Operationen deutlich vereinfachen. Während die Wichtungsmatrix in dem in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Verfahren die Dimension 5x5 hat, wird sie in dem vereinfachten Algorithmus auf eine 2x2 Matrix reduziert. Ebenso verkleinert sich die Dimension der Jacobi-Matrix D - siehe 4.5 - auf 2x3. Ein letzter Vorteil besteht darin, dass weniger Operationen durchgeführt werden müssen, da durch die Konstanz der Spurvektoren zum Beispiel die Jacobi-Matrix E - siehe Formel 4.5 - und die Vektoren U_i - siehe Formel 4.14 - nicht benötigt werden. Somit vereinfacht sich Formel 4.8 zu:

$$\chi^2 = \sum_i (\delta q_i - D_i \delta q_i)^T W_i (\delta q_i - D_i \delta V) \quad (4.23)$$

Für die Abweichung der angenommenen Vertexposition ergibt sich mit den Relationen 4.13 und 4.14:

$$\delta V = A^{-1}T \quad (4.24)$$

Insgesamt zeigt sich eine deutliche Vereinfachungen und Reduzierung der benötigten Berechnungen. Die entscheidende Frage ist allerdings, um wie viel schneller dieser Algorithmus ist und inwieweit sich die vereinfachten mathematischen Methoden auf die Auflösung der rekonstruierten Vertizes auswirkt. Dieser Punkt wird im folgenden Abschnitt genauer betrachtet.

4.2.4 Vergleich der Vertexfit-Algorithmen

Der in Abschnitt 4.2.3 beschriebene Vertexfit-Algorithmus sollte aufgrund der Vereinfachungen einen deutlichen Geschwindigkeitsvorteil gegenüber dem in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen allgemeinen Algorithmus haben. Die Ausführungszeit der beiden Algorithmen wurde verglichen. Die Ergebnisse sind in Abbildungen 4.7 dargestellt. Abbildung 4.7(a) zeigt die Dauer des Vertexfit-Algorithmus für den allgemeinen und Abbildung 4.7(b) für den vereinfachten Algorithmus. Bei der Messung der Zeiten wurden zwei Vertexfits mit unterschiedlichen Sätzen an Spuren durchgeführt, was der Rekonstruktion des Primär- und Sekundärvertex entspricht. Die Spurrekonstruktion wurde mit dem Spurrekonstruktionsalgorithmus SiTrack, welcher in Abschnitt 3.3.1 beschrieben ist, durchgeführt. Eine detailliertere Beschreibung des dabei genutzten Datensatzes befindet sich in Kapitel 5.

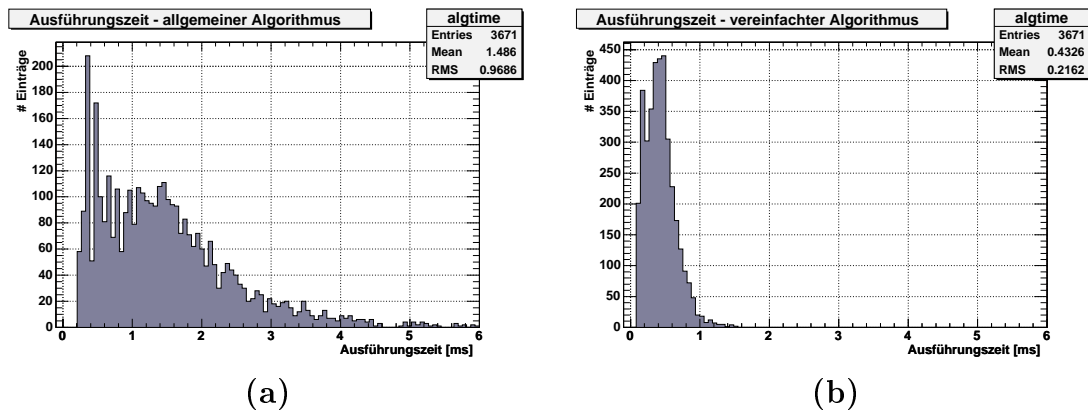


Abbildung 4.7: Ausführungszeit der Vertexfit-Algorithmen in ms. (a) zeigt die Ausführungszeit für den allgemeinen und (b) für den vereinfachten Algorithmus.

Ein Vergleich der Verteilungen zeigt einen deutlichen Geschwindigkeitsvorteil für den vereinfachten Algorithmus. Die mittlere Ausführungszeit für die zwei Algorithmen beträgt 1,5 ms für den allgemeinen und 0,4 ms für den vereinfachten Algorithmus. Demnach braucht der einfache Algorithmus nur etwa ein Viertel der Zeit. Die gemessenen Werte wurden auf einem PC mit zwei Pentium III CPUs von jeweils 933 MHz und 2 GB Hauptspeicher gemessen, wobei jeweils nur eine CPU für den Algorithmus zur Verfügung stand. Die Ergebnisse zeigen den deutlichen Zeitvorteil des vereinfachten Algorithmus.

Ebenso wichtig wie die schnellere Ausführung des vereinfachten Algorithmus ist eine vergleichbare Auflösung der Vertexposition. Aus diesem Grund wurde mit dem gleichen Datensatz die Auflösung der x- und z-Komponente des Primärvertex bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.8 dargestellt. In 4.8(a) beziehungsweise 4.8(b) ist die Auflösung der x-Komponente des Primärvertex für den allgemeinen (a) und den vereinfachten (b) dargestellt. Abbildungen 4.8(c) beziehungsweise 4.8(d) zeigen analog die Auflösungen für die z-Komponente. Die Ergebnisse zeigen, dass der vereinfachte Algorithmus ebenso gute Auflösungen erzielt wie der allgemeine. Die Auflösung für die x-Komponente beträgt in beiden Fällen zwischen 44 und 46 μm (kleineres σ des doppelten Gauß-Fits). Im Fall der z-Komponente liegen die Auflösungen zwischen 100 und 113 μm . Die Auflösung der y-Komponente ist vergleichbar mit der x-Komponente und wird aus diesem Grund nicht extra betrachtet. In der folgenden Tabelle sind die Auflösungen (RMS und σ) miteinander verglichen:

Vertex-Komponente	Algorithmus	RMS [μm]	σ [μm]
x-Position	allgemeiner	243	44
x-Position	vereinfachter	233	46
z-Position	allgemeiner	248	113
z-Position	vereinfachter	237	100

Tabelle 4.1: Vergleich der Auflösungen der Vertexpositionen der beiden Vertexfit-Algorithmen

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass der vereinfachte Algorithmus bei vergleichbarer Auflösung der Position des primären Vertex nur ein Drittel der Zeit des allgemeinen Algorithmus benötigt. Da der Zeitfaktor für das ATLAS Triggersystem von entscheidender Bedeutung ist, wurde für diese Arbeit der vereinfachte Algorithmus ausgewählt.

4.2.5 Untersuchungen zur Vertexpföpfung

Eine weitere Frage ist, wie sich die Spurmultiplicität in einer RoI bzw. in einem Ereignis auf die Auflösung auswirkt. Auch dies wurde untersucht; die Ergebnisse sind

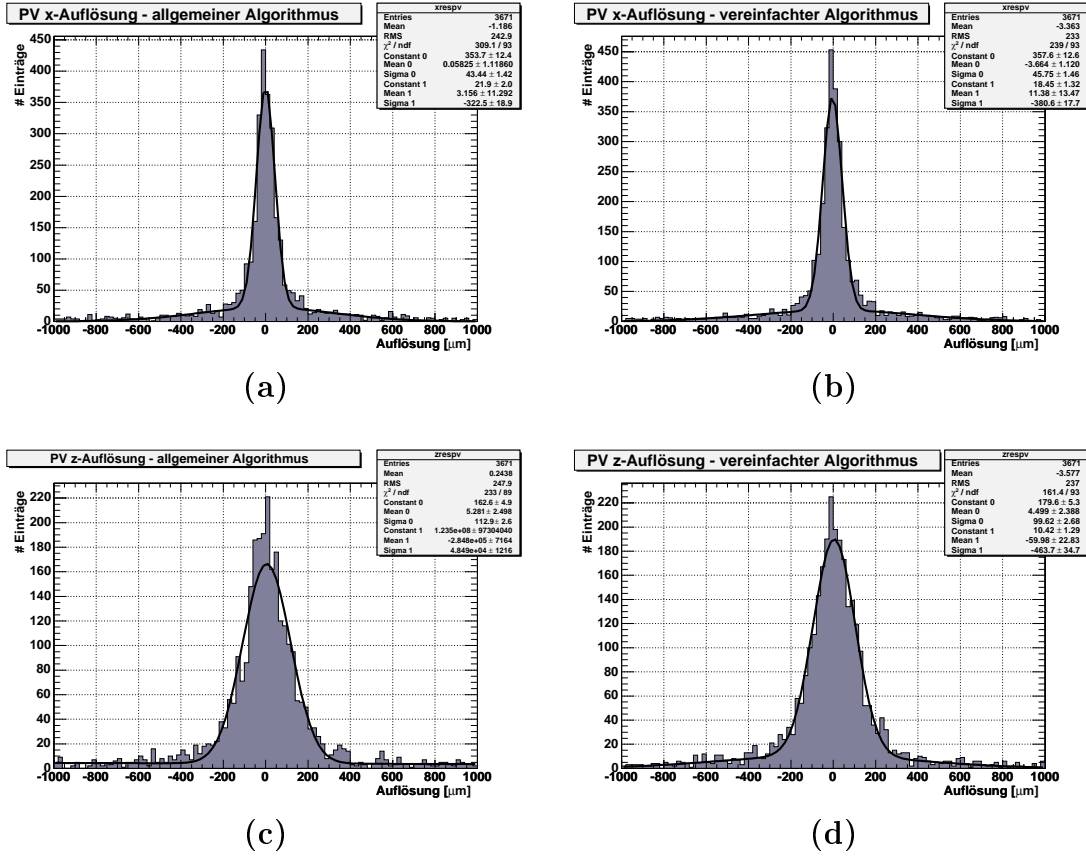


Abbildung 4.8: Primärvertex-Auflösungen der Vertexfit-Algorithmen. (a) zeigt die Auflösung der x-Komponente des Primärvertex für den allgemeinen und (b) für den vereinfachten Algorithmus. Die zwei unteren Abbildungen zeigen die Auflösungen der z-Komponente des Primärvertex für den allgemeinen (c) und vereinfachten (d) Algorithmus

in diesem Abschnitt zusammengefasst. Dazu wurde der vereinfachte Algorithmus verwendet.

Abbildung 4.9 zeigt die Multiplizität der mit SiTrack rekonstruierten Spuren im $t\bar{t}$ -Datensatz und die Anzahl der Spuren, mit welchen der Primärvertex rekonstruiert wurde. Eine genauere Beschreibung des Datensatzes befindet sich in Kapitel 5. In diesem Datensatz stand jede RoI einzeln zur Verfügung. Die zwei oberen Abbildungen zeigen die Anzahl der rekonstruierten Spuren (a) pro RoI und (b) im kompletten Ereignis. SiTrack hat nur Spuren mit einem Transversalimpuls von mehr als etwa 3,5 GeV rekonstruiert. Die Spuren befinden sich in einem Pseudorapiditätsbereich zwischen -2,6 und +2,6. Für den primären Vertex können entweder pro RoI alle

Spuren innerhalb der jeweiligen RoI genutzt werden oder alle Spuren des Ereignisses. Die Anzahl Spuren, welche für die Rekonstruktion des Primärvertex genutzt wurden, ist für den ersten Fall in Abbildung 4.9(c) dargestellt. Abbildung 4.9(d) zeigt die Multiplizität, wenn alle Spuren des Ereignisses für den Primärvertex zur Verfügung stehen. In Tabelle 4.2 wird gezeigt, wodurch die Reduzierung der Spurmultiplicität zustande kommt. Für die Rekonstruktion des Primärvertex werden nur Spuren genutzt, deren Impaktparameter-Signifikanz kleiner als 1 ist - siehe Abschnitt 6.2. Dadurch reduziert sich die ursprüngliche Anzahl von 8,5 Spuren pro Ereignis auf 5,5, wenn alle Spuren aus allen RoIs des Ereignisses genutzt werden. Werden nur die Spuren innerhalb der jeweiligen RoI genutzt, so reduziert sich die Multiplizität von 4,2 auf 2,8. Wird zusätzlich erlaubt, dass während der Vertexrekonstruktion Spuren verworfen werden dürfen, falls diese mit großer Wahrscheinlichkeit nicht vom Vertex stammen, so erniedrigen sich diese Zahlen weiter auf 4,4 (alle RoIs) bzw. 2,3 (nur jeweilige RoI).

Aufgrund der geringen Anzahl rekonstruierter Spuren gibt es viele Regionen, in welchen nicht genügend Spuren für die Vertexrekonstruktion ausgewählt werden können. Dies erklärt die relativ große Anzahl Einträge bei null in Abbildung 4.9. Dieses Bin entspricht Ereignissen, in welchen weniger als zwei Spuren für die Vertexrekonstruktion selektiert werden konnten. Der Unterschied zwischen den zwei Bins 0 und 2 in den Abbildungen (c) und (d) ist dadurch erklärbar, dass mit steigender Anzahl an Spuren im Ereignis die Wahrscheinlichkeit steigt, dass mindestens zwei Spuren den Impaktparameter-Schnitt erfüllen.

Bedingung	Multiplizität bei Nutzung aller Spuren aus allen RoIs	Multiplizität bei Nutzung aller Spuren aus der RoI
kein IP-Schnitt	8,5	4,2
IP-Signifikanz < 3	6,8	4,0
IP-Signifikanz < 2	6,5	3,8
IP-Signifikanz < 1	5,5	2,8
Spuren dürfen beim Fit verworfen werden	4,4	2,3

Tabelle 4.2: *Reduktion der Spurmultiplicität bei der Primärvertexrekonstruktion - IP-Signifikanz bezeichnet den Schnitt auf die Signifikanz des transversalen Impaktparameters. In den Bedingungen wird angezeigt, welche Bedingung eine Spur erfüllen muss, damit sie in der Rekonstruktion des Primärvertex genutzt wird. Es wurden nur Jets mit einem Impuls von mindestens 65 GeV verwendet - siehe Abschnitt 5.1.*

Es ist zu erwarten, dass sich die Auflösung des Primärvertex verbessert, wenn alle Spuren aus allen RoIs des Ereignisses genutzt werden. Der Grund dafür ist zum

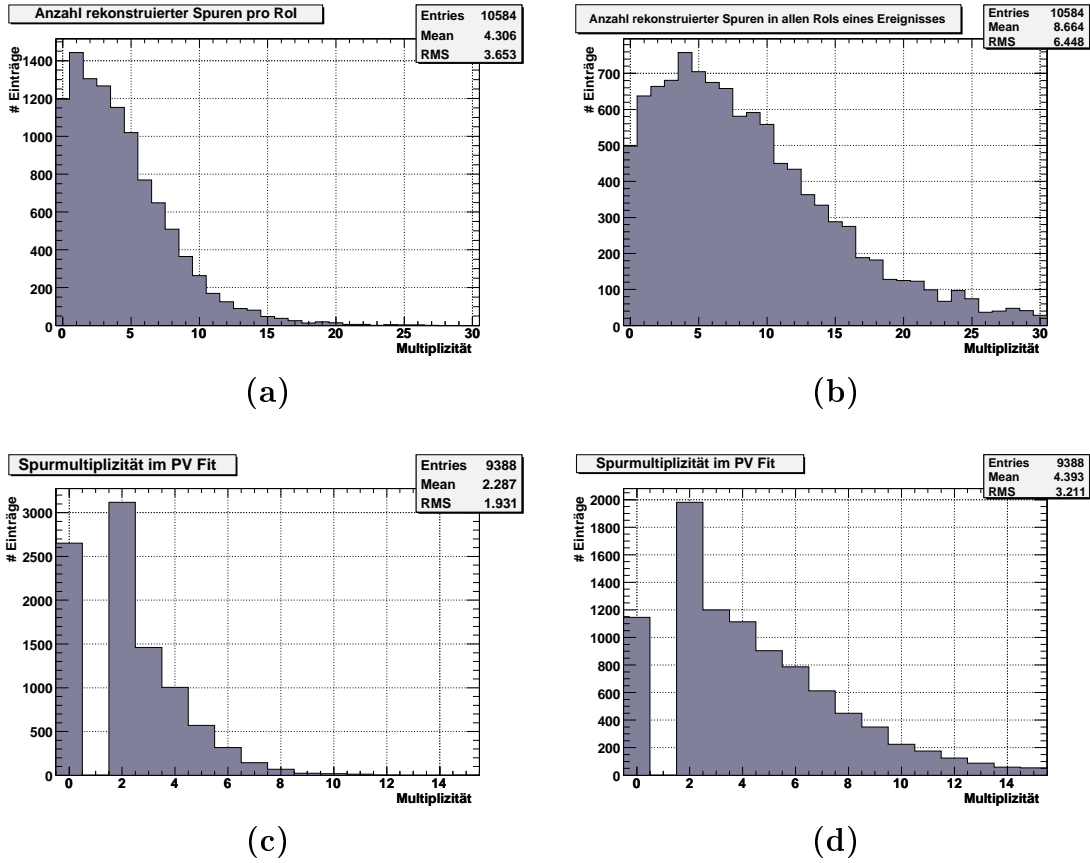


Abbildung 4.9: Spurmultiplicität pro Ereignis bzw. RoI. (a) zeigt die Anzahl rekonstruierter Spuren pro RoI und (b) in allen RoIs eines Ereignisses zusammen. (c) zeigt die Multiplizität der für den Primärvertex-Fit benutzten Spuren, wenn für jede RoI nur Spuren innerhalb dieser RoI beim Fit benutzt wurden und (d) wenn alle Spuren aus allen RoIs für den Fit genutzt wurden. Das erste Bin enthält RoIs, in welchen weniger als zwei Spuren für die Rekonstruktion ausgewählt wurden.

einen die größere Multiplizität, zum anderen ist der Winkel zwischen Spuren einer RoI nur relativ klein, während der Winkel zwischen Spuren unterschiedlicher RoIs deutlich größer ist.

Diese beiden Aspekte sollten die Auflösung verbessern. Die Abbildungen 4.10(a)-(d) zeigen die Auflösungen, welche für den Primärvertex erzielt werden. In den zwei oberen Verteilungen (a) und (b) ist die Auflösung der x-Komponente und in den zwei unteren (c) und (d) die Auflösung der z-Komponente dargestellt. Für die Verteilungen (a) und (c) wurden für den Primärvertex alle Spuren des Ereignisses genutzt,

Vertex-Komponente	Spuren aus	RMS [μm]	σ [μm]
x-Position	RoI	388	81
x-Position	Ereignis	233	46
z-Position	RoI	386	178
z-Position	Ereignis	237	100

Tabelle 4.3: Vergleich der Auflösungen der Vertexpositionen des Primärvertex bei unterschiedlichen Datensätzen

während für (b) und (d) in jeder RoI nur die Spuren innerhalb dieser RoI genutzt wurden. Die Verteilungen bestätigen die Annahme, dass sich durch Nutzung aller Spuren des Ereignisses die Auflösung der Vertexrekonstruktion verbessern lässt. Die Ergebnisse der Auflösungen RMS und σ sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. σ entspricht der kleineren Breite der an die Verteilung gefitteten doppelten Gaußkurve. Einträge in den Ausläufern der Verteilung haben auf σ kaum Einfluss. Bei der Berechnung von RMS werden alle Spuren - auch die in den Ausläufern - genutzt; deshalb ist dieser Wert in der Regel größer als σ .

Um zu überprüfen, welchen Einfluss eine größere Spurmultiplicität bei der Vertexrekonstruktion hat, ist in Abbildung 4.11 die Auflösung der x- und der z-Komponente des Primärvertex als Funktion der Spurmultiplicität aufgetragen. Dabei wurden jeweils alle Spuren des Ereignisses für die Vertexrekonstruktion genutzt. Die Werte sind in der Mitte des betrachteten Multiplicitätsbereichs aufgetragen. Aufgrund geringer Statistik bei großer Multiplicität umfassen die letzten zwei Punkte jeweils einen Bereich mit doppelter Breite. Die Abbildungen zeigen, dass sich die Auflösung mit steigender Multiplicität klar verbessert. Die x-Auflösung verbessert sich bei 2-3 Spuren von etwa $100 \mu\text{m}$ auf etwa $45 \mu\text{m}$ bei 14-17 Spuren. Die z-Auflösung verbessert sich im gleichen Bereich von etwa $145 \mu\text{m}$ auf etwa $25 \mu\text{m}$. Die Erwartung ist, dass sich die Auflösung mit \sqrt{N} verbessert, wobei N die Spurmultiplicität darstellt. Diese Erwartung wurde durch einen Fit an die Daten überprüft. Im Wesentlichen passt der Fit gut zu den Daten. Die χ^2/ndf -Werte betragen $3,7/4$ ($1,1/4$) für die x-Komponente (z-Komponente). Somit konnte die Erwartung bestätigt werden.

Die Rekonstruktion des Sekundärvertex ist schwieriger als die Rekonstruktion des Primärvertex. Hauptgrund dafür ist, dass es im Wesentlichen schwieriger ist, einen geeigneten Spurdatsatz aufzustellen, welcher nur Spuren enthält, die von diesem Vertex stammen. Abbildung 4.12 zeigt im Vergleich die Auflösungen, welche für den Sekundärvertex erzielt werden. Die Auflösungen betragen im Mittel $\sigma_x = (746 \pm 73)\mu\text{m}$ für die x-Komponente und $\sigma_z = (905 \pm 99)\mu\text{m}$ für die z-Komponente. Zudem weisen beide Verteilungen lange Ausläufer auf. Im Vergleich zu den in Tabelle 4.3 gezeigten Werten zeigt sich eine deutlich schlechtere Auflösung für den Sekundärvertex im Vergleich zum Primärvertex.

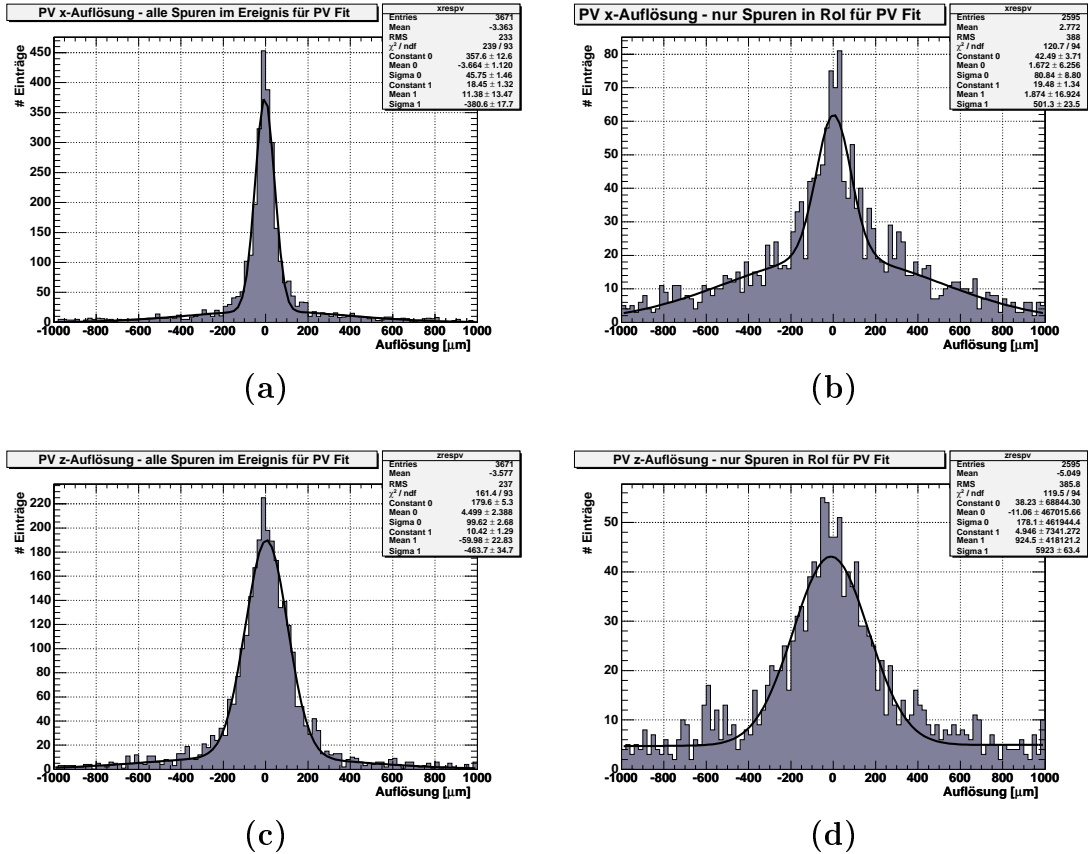


Abbildung 4.10: Primärvertex-Auflösungen. (a) zeigt die Auflösung der x-Komponente des Primärvertex, wenn alle Spuren aus allen interessanten Regionen zur Vertexrekonstruktion genutzt werden und (b) wenn für jede RoI nur die Spuren innerhalb dieser RoI für den Vertexfit genutzt werden. (c) und (d) zeigen analog zu (a) und (b) die Auflösungen der z-Komponente des Primärvertex.

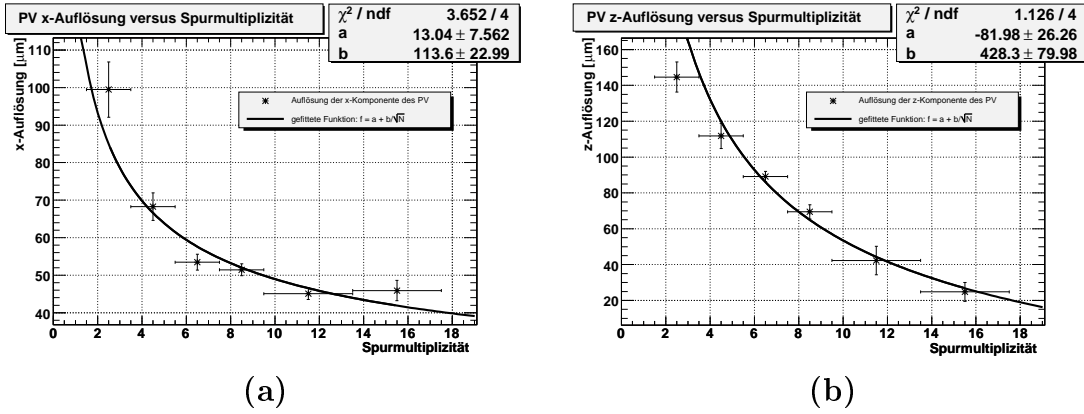


Abbildung 4.11: Primärvertex-Auflösungen versus Spurmultiplicität. (a) bzw. (b) zeigen die Auslösung der x-Komponente bzw. der z-Komponente des Primärvertex versus die Multiplizität am Vertex. Die Fehler der Auflösung entsprechen den statistischen Fehlern, während die Fehlerbalken der Spurmultiplicität den Bereich andeuten, welcher bei der Messung des Punktes benutzt wurde.

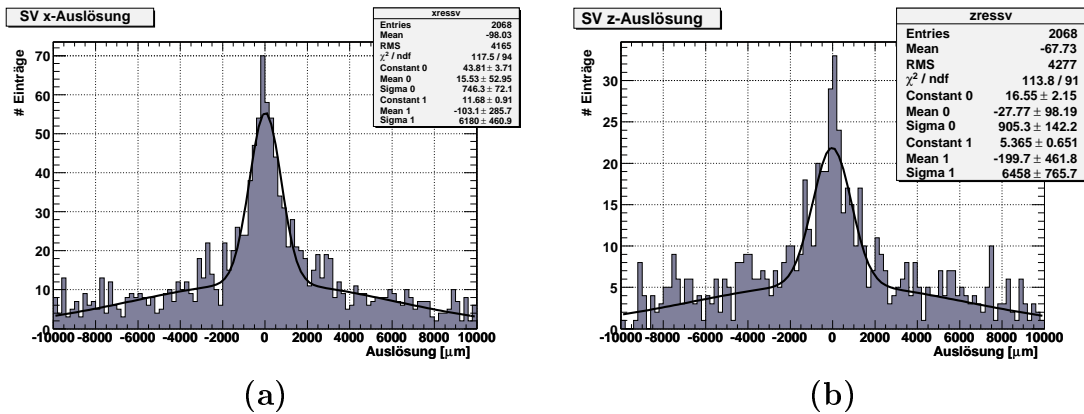


Abbildung 4.12: Sekundärvertex-Auflösungen. (a) bzw. (b) zeigen die Auslösung der x-Komponente bzw. der z-Komponente des Sekundärvertex

Kapitel 5

Untersuchungen zum verwendeten Datensatz

Die Erforschung des top-Quarks ist einer der wichtigsten Ziele der Large Hadron Collider Experimente. Wenn das top-Quark-Paar rein hadronisch zerfällt, so ist das Ereignis vom ATLAS High Level Trigger lediglich durch die große Jetmultiplizität identifizierbar. Für diese Signatur gibt es im ATLAS High Level Trigger drei Menüs für einen, drei oder vier Jets - siehe Abschnitt 3.2. Das 4-Jet-Menü hat die größte Akzeptanz der drei Menüs für den rein hadronischen Zerfallskanal. Abbildung 5.1 zeigt die Transversalimpuls-Verteilung des Jets mit der vierthöchsten Energie beim Zerfall eines $t\bar{t}$ -Paares am LHC. Dieser Wert liegt im Mittel bei 44,2 GeV/c. Die Level 2 4-Jet-Schwelle verlangt vier Jets mit mindestens 110 GeV/c. Diese Schwelle wird nur von etwa 1% der Jets mit der viert größten Energie überschritten. Dadurch ist die Selektions-Effizienz von rein hadronisch zerfallenden $t\bar{t}$ -Paaren mit den existierenden ATLAS Triggermenüs stark beschränkt.

Allerdings stammen, wie in Abschnitt 1.4 beschrieben, zwei aus den mindestens sechs Jets beim rein hadronischen Zerfallskanal aus dem Zerfall von b-Quarks. Diese Information könnte die Akzeptanz des High Level Triggers für diesen Ereignistyp vergrößern. Dies ist einer der Gründe für die Entwicklung eines B-Selektionsalgorithmus für den Level 2 Trigger. Bei der Entwicklung des vertexbasierten Algorithmus wurde mit einem $t\bar{t}$ -Datensatz gearbeitet.

In den folgenden Abschnitten werden einige wichtige Eigenschaften des Datensatzes diskutiert. Zu Beginn gibt es eine kurze Beschreibung des Datensatz, in welcher auch die unterschiedlichen Zerfallskanäle miteinander verglichen werden. Den Abschluss macht eine Studie der Eigenschaften der Jets.

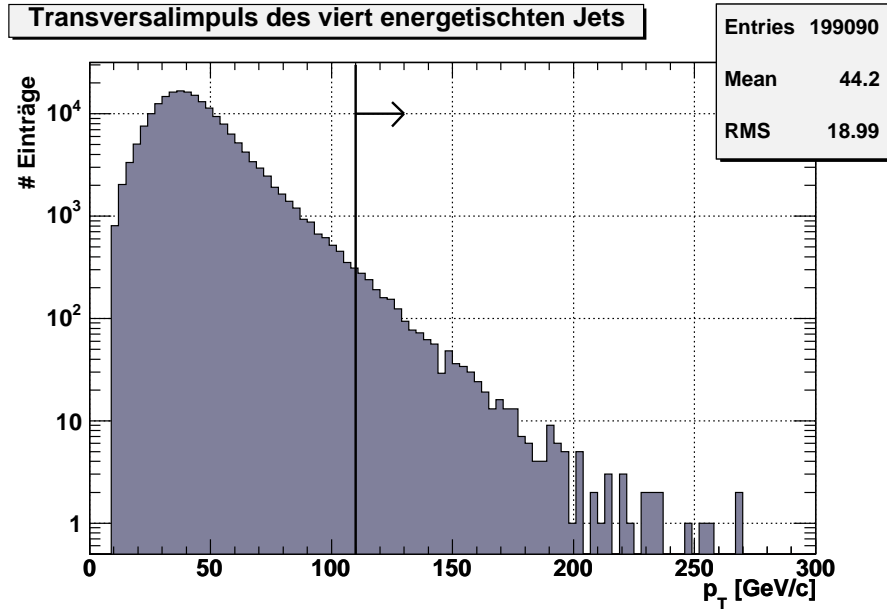


Abbildung 5.1: *Transversalimpuls-Verteilung des viert energetischen Jets beim Zerfall eines $t\bar{t}$ -Paares. Die Linie entspricht der Level 2 Vierjet-Schwelle von 110 GeV.*

5.1 Allgemeine Informationen zum Datensatz

Der Datensatz wurde während des Data Challenge 1 (DC1) des ATLAS-Experiments generiert. Es handelt sich dabei um den Datensatz DC1.002082. In diesem wurde der inklusive Zerfall von $t\bar{t}$ -Paaren mit Pythia simuliert. Für den Pixeldetektor wurde ein Modell mit drei Zentrallagen zu Grunde gelegt, wie es auch dem finalen Design entspricht. Mehrfachereignisse sind in dem Datensatz nicht enthalten. Es wurden 2000 $t\bar{t}$ -Ereignisse genutzt. Diese enthielten insgesamt 15754 Jet-RoIs, welche sich in 3448 B-Jet-RoIs und 12306 nicht-B-Jet-RoIs unterteilen.

Durch Anwenden der Level-1 Bedingungen wurden die Jets identifiziert. Dabei wurde eine Jet-RoI mit einer Energie von mindestens 65 GeV verlangt, da dies der 4-Jet Level-1 Bedingung entspricht - siehe Abschnitt 3.1. Die Jet-RoIs haben eine Breite in η und ϕ von jeweils 0,5. Der Algorithmus wurde sowohl mit simulierten als auch mit rekonstruierten Spuren getestet. Für die Rekonstruktion der Spuren wurden die zwei in Abschnitt 3.3.1 vorgestellten Spurfindungsalgorithmen SiTrack und IDScan genutzt.

Wie bereits beschrieben, gibt es neben dem Zerfall in ein τ -Lepton drei verschiedene Zerfallsarten - den rein hadronischen, den semi-leptonischen und den rein leptonischen Zerfall - eines $t\bar{t}$ -Paares. Alle diese unterschiedlichen Zerfälle sind in dem genutzten Datensatz enthalten. Eine Übersicht über die einzelnen Anteile der Zer-

fallskanäle gibt Abbildung 5.2. Die Balken zeigen die Häufigkeit der einzelnen Zerfallsmodi. Der linke Balken zwischen 0 und 1 repräsentiert den rein hadronischen Zerfall, der Balken zwischen 1 und 2 den semi-leptonischen Zerfall und der Balken zwischen 2 und 3 den rein leptonischen Zerfall. Das τ -Lepton ist sehr schwer zu identifizieren, da es zu etwa 65 % in Hadronen und nur zu etwa 35 % rein leptonisch zerfällt [6], wobei der leptonische Zerfall des τ -Leptons nicht zu den leptonischen Zerfällen des $t\bar{t}$ -Paares gezählt wird. Nur Zerfälle in Elektronen und Muonen werden als leptonisch angesehen. Der letzte Balken zwischen 3 und 4 zeigt der Anteil der Ereignisse, in welchen mindestens ein W-Boson in ein τ -Lepton plus weitere Teilchen zerfällt.

Von den im Datensatz enthaltenen Ereignissen zerfallen 45,6 % rein hadronisch, 30,7 % semi-leptonisch und 4,3 % rein leptonisch. In 19,5 % der Ereignisse zerfällt mindestens ein W-Boson in ein τ -Lepton. Ein Vergleich mit den in Abschnitt 1.4 gegebenen erwarteten Wahrscheinlichkeiten zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Erwartungen.

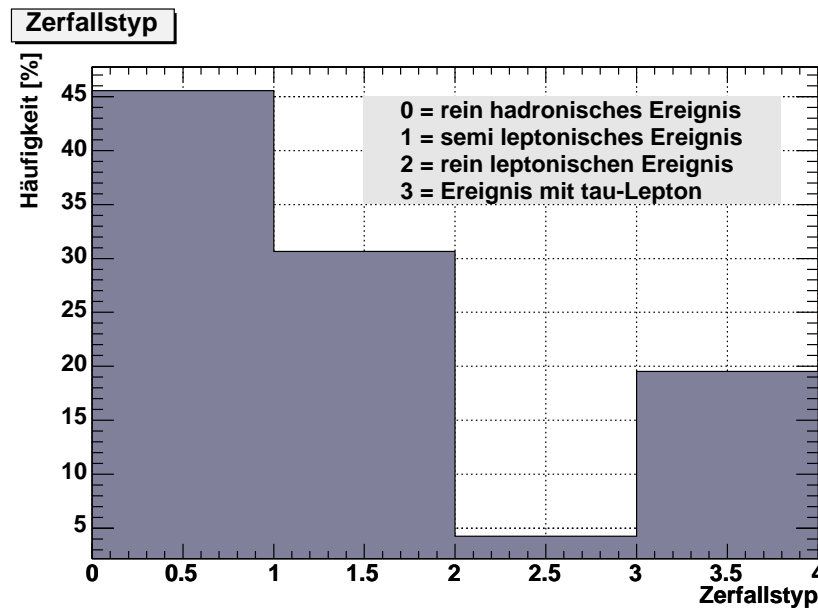


Abbildung 5.2: Die Abbildung zeigt die Anteile der einzelnen Zerfallsarten des $t\bar{t}$ -Paares im Datensatz. Die einzelnen Balken stellen von links nach rechts die Häufigkeit des rein hadronischen, semi-leptonischen und rein leptonischen Zerfalls dar. Der ganz rechte Balken repräsentiert Ereignisse, in welchen mindestens ein τ -Lepton enthalten ist.

Ein weiterer interessanter Aspekt des Datensatzes ist die Jetmultiplizität der Ereignisse. Die Definition der Jets auf Trigger-Niveau ist im ATLAS Level-1 Trigger

Technical Design Report [20] beschrieben. Diese hängt allerdings vom betrachteten Zerfallskanal ab. Der rein hadronische Kanal sollte mehr Jets aufweisen, als der semi-leptonische oder gar der rein leptonische Kanal. In Abbildung 5.3 ist die Jetmultiplizität in Abhängigkeit vom Zerfallskanal dargestellt. Der rein hadronische Zerfallskanal zeichnet sich wie erwartet durch die größte Anzahl Jets aus. Im Mittel sind pro Ereignis 8,8 Jets vorhanden. Beim semi-leptonischen Zerfall sind im Mittel 7,6 Jets und im rein leptonischen Zerfallskanal gibt es im Mittel 6,2 Jets pro Ereignis. Der Kanal, in welchem mindestens ein W-Boson in ein τ -Lepton zerfällt, hat im Mittel 7,4 Jets.

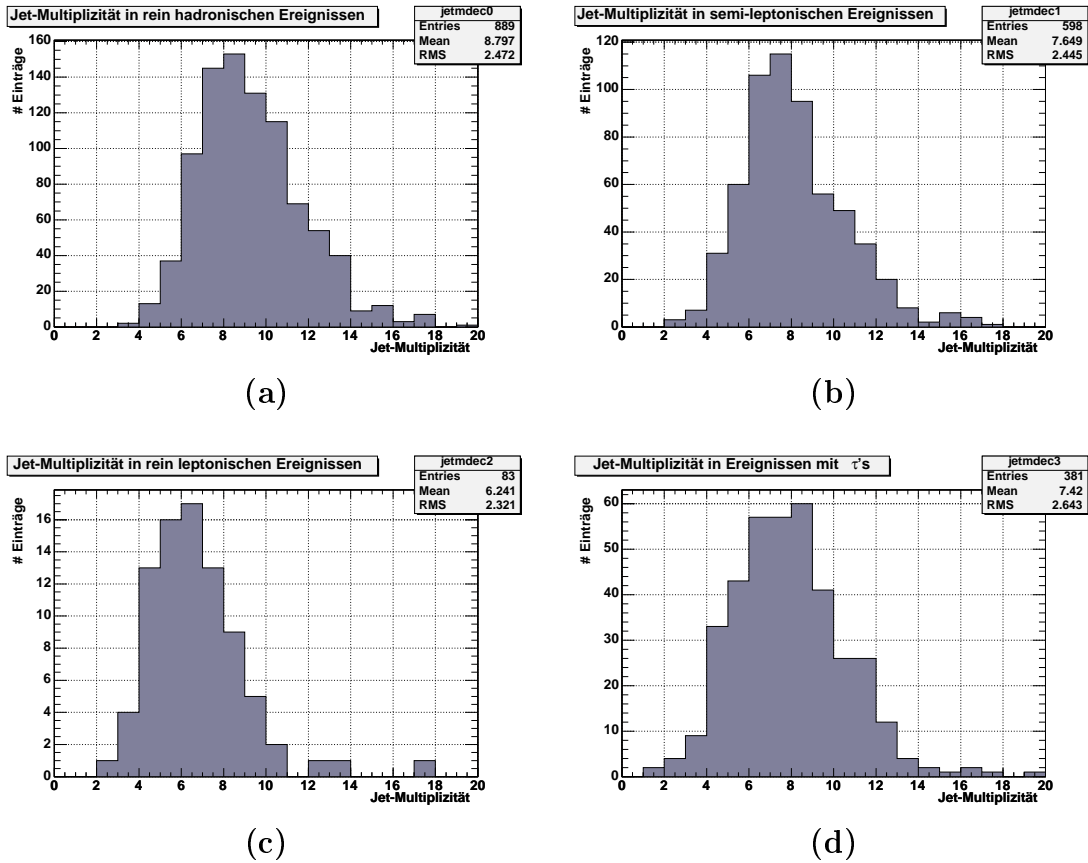


Abbildung 5.3: Jet-Multiplizität des $t\bar{t}$ -Datensatz in Abhängigkeit vom Zerfallskanal (a) zeigt die Multiplizitätsverteilung beim rein hadronischen Zerfall, (b) zeigt die Verteilung im semi-leptonischen Zerfall und (c) die Verteilung im rein leptonischen Zerfallskanal. In (d) ist die Multiplizität für Ereignisse mit einem τ -Lepton aus dem W-Zerfall dargestellt.

Die Verteilungen der generierten primären und der sekundären Vertizes in der xy-

Ebene in den Ereignissen sind in Abbildung 5.4 gezeigt. Abbildung 5.4(a) zeigt, dass sich die primären Vertizes in einem Abstand von maximal etwa $30 \mu\text{m}$ um die Strahlachse herum befinden. In 5.4(b) wird gezeigt, dass die sekundären Vertizes bis zu einige Millimeter von der Strahlachse entfernt liegen und dass das Maximum der Verteilung bei kleinen Abständen liegt. Dieses Verhalten entspricht den im Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Erwartungen, dass die mittlere Flugstrecke zu großen Werten hin exponentiell abnimmt.

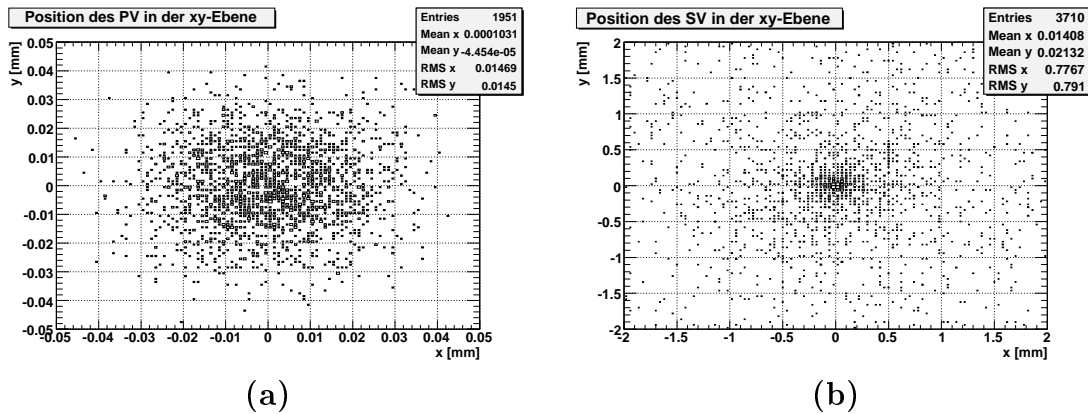


Abbildung 5.4: Diese Abbildungen zeigen die Position der Vertizes in der xy-Ebene. (a) zeigt die Position der Primärvertizes und (b) die Verteilung der Sekundärvertizes.

Einen weiteren Aspekt stellt die räumliche Verteilung der B-Hadronen aus dem top-Quark-Zerfall und der top-Quarks dar. In Abbildung 5.5 ist die generierte Pseudorapiditätsverteilung der top-Quarks (a) und der B-Hadronen (b) dargestellt. Beide Verteilungen liegen zwischen etwa -7 und $+7$. Während die Verteilung der B-Hadronen bei $\eta = 0$ ein Maximum hat, zeigt die Verteilung der top-Quarks ihr Maximum bei etwa $\pm 1,5$. Bei $\eta = 0$ fällt die Verteilung wieder etwas ab. Dies liegt daran, dass der Haupt-Produktionsprozess bei der großen Schwerpunktsenergie des LHC von 14 TeV die Gluon-Gluon-Fusion darstellt und die Gluonverteilungsfunktion mit steigendem Energiebruchteil stark abfällt. Dadurch erhalten die meisten top-Quark-Paare einen Impulsanteil entlang der Strahlachse.

Neben der räumlichen Verteilung stellt auch die Impulsverteilung einen interessanten Aspekt dar. In Abbildung 5.6(a) und (b) ist die Impulsverteilung der top-Quarks und B-Hadronen dargestellt. Die mittleren Impulse und Transversalimpulse sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Der Transversalimpuls der Spuren, welche aus dem B-Zerfall stammen, ist in Abbildung 5.6(e) dargestellt. In Abbildung 5.6(f) ist im Vergleich der Transversalimpuls für Spuren gezeigt, welche nicht aus dem Zerfall eines B-Hadrons stammen. Tabelle

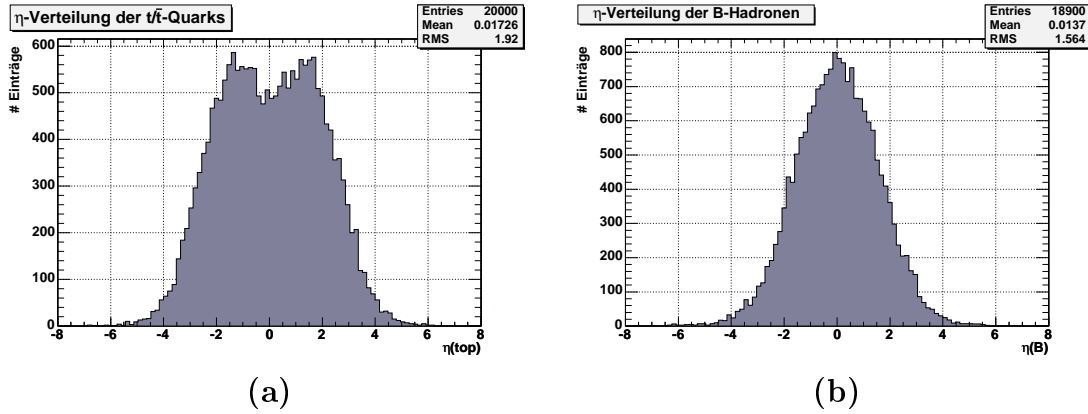


Abbildung 5.5: Pseudorapiditätsverteilung der (a) top-Quarks und (b) B-Hadronen

5.1 listet die mittleren Transversalimpulse auf. Spuren, welche aus einem B-Hadron entstammen haben im Mittel einen etwas höheren Transversalimpuls.

mittlerer Impuls der top-Quarks:	362,3 GeV/c
mittlerer Impuls der B-Hadronen:	122,6 GeV/c
mittlerer Transversalimpuls der top-Quarks:	121,7 GeV/c
mittlerer Transversalimpuls der B-Hadronen:	50,2 GeV/c
mittlerer Transversalimpuls für Spuren aus B-Hadron	5,4 GeV/c
mittlerer Transversalimpuls für Spuren nicht aus B-Hadron	3,9 GeV/c

Tabelle 5.1: Die Tabelle zeigt die mittleren Impulse und Transversalimpulse der top-Quarks und der B-Hadronen sowie die mittleren Transversalimpulse für Spuren aus B-Zerfall bzw. für Spuren, welche nicht aus dem Zerfall eines B-Hadrons entstanden sind.

5.2 Eigenschaften der Jet-Regions of Interest

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Studie von diversen Eigenschaften der vom Level 1 Trigger akzeptierten Jet-RoIs. Dabei wird auf die simulierte Spurmultiplicität ebenso eingegangen wie auf die Verteilung der Spuren in den RoIs, wobei Unterschiede zwischen B-Jets und nicht-B-Jets betrachtet werden.

Eine wichtige Eigenschaft für die B-Selektion anhand sekundärer Vertices ist die Spurmultiplicität innerhalb der RoIs. Wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, werden

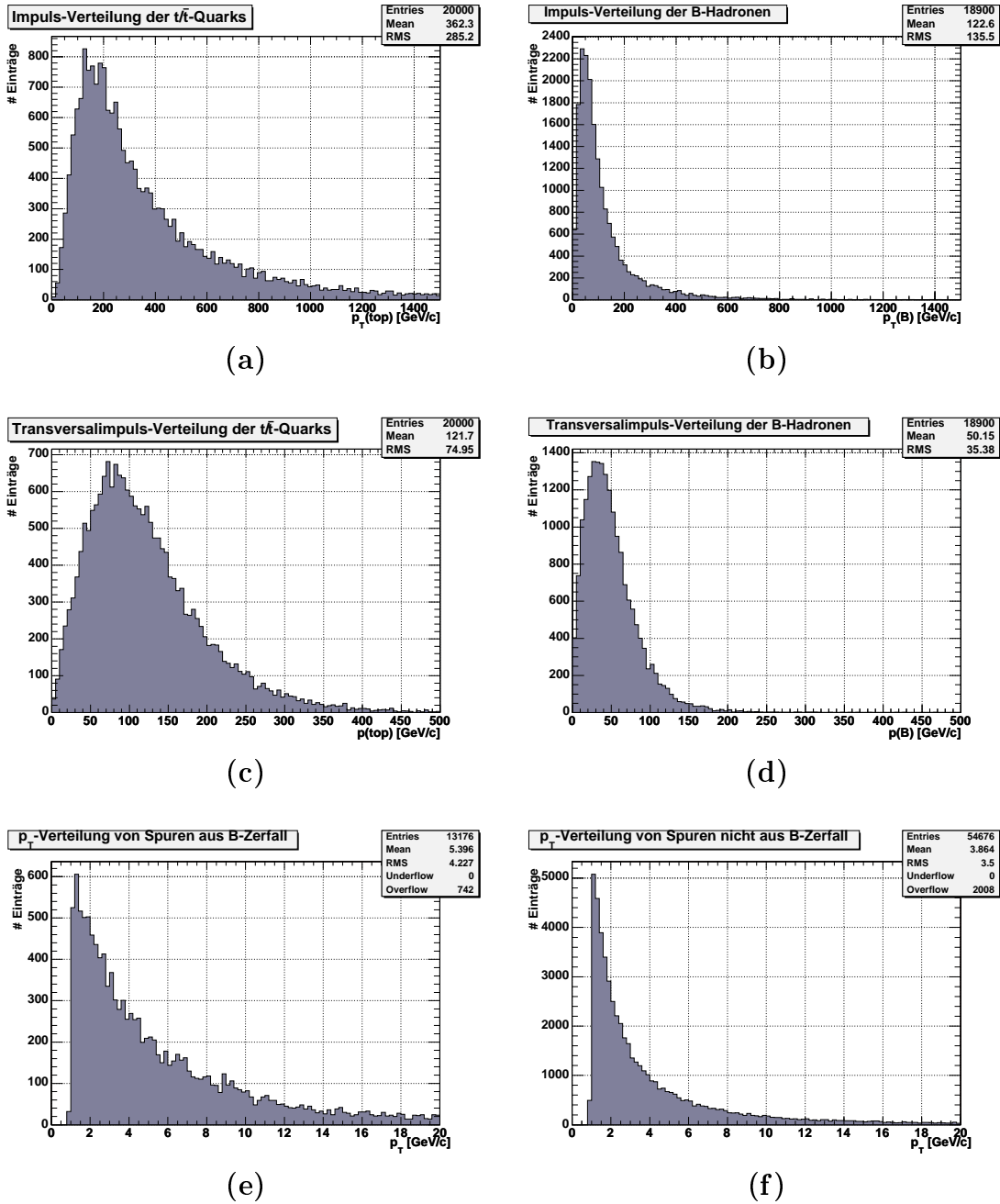


Abbildung 5.6: In (a) und (b) wird die Impulsverteilung der top -Quarks und der B -Hadronen dargestellt. (c) und (d) zeigen die Transversalimpulsverteilung von top -Quarks und B -Hadronen. In den beiden unteren Abbildungen ist der Transversalimpuls für Spuren aus dem B -Zerfall (c) bzw. nicht aus dem B -Zerfall (d) dargestellt.

für die Rekonstruktion eines Vertex in den RoIs mindestens zwei Spuren aus dem B-Zerfall benötigt. Für eine Rekonstruktion des Primärvertex werden pro RoI zusätzlich noch mindestens zwei weitere Spuren benötigt. Für die Rekonstruktion des Primärvertex können, wie in Abschnitt 4.2.5 gezeigt, alle Spuren des Ereignisses anstatt nur die Spuren der RoI genutzt werden.

In Abbildung 5.7 wird die Spurmultiplicität für Jet-RoIs aus dem Zerfall eines top-Quarks gezeigt. Abbildung 5.7(a) zeigt die Verteilung für RoIs, welche ein B-Hadron enthalten (B-Jets), während 5.7(b) die Verteilung für RoIs zeigt, welche kein B-Hadron enthalten. Dabei zeigt sich ein deutlicher Unterschied. In B-Jets beträgt die mittlere Multiplizität 11,4 Spuren; in Jets, welche kein B-Hadron enthalten, beträgt sie 7,7. Dabei sollte allerdings beachtet werden, dass diese Verteilung für Jets aus dem top-Quark gilt, in welchen das B-Hadron einen großen Transversalimpuls hat - siehe auch Abbildung 5.6. In anderen Ereignissen kann der Unterschied in der Multiplizität anders ausfallen.

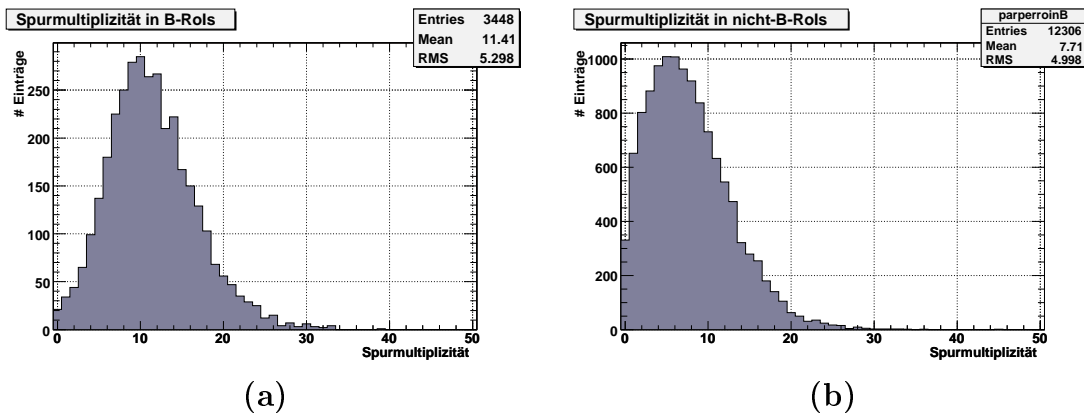


Abbildung 5.7: Die linke Abbildungen (a) zeigt die Spurmultiplicität in einem B-Jet. Abbildung (b) zeigt die Anzahl Spuren für Jets, welche kein B-Hadron enthalten.

Die mittlere Anzahl an Spuren pro Jet gibt allerdings lediglich einen groben Hinweis darauf, wie viele Jets die Möglichkeit bieten, beide Vertizes zu rekonstruieren. Ein besseres Kriterium ist die mittlere Anzahl von Spuren pro Jet-RoI aus dem Primärvertex bzw. aus dem Sekundärvertex. Abbildung 5.8 zeigt die Spurmultiplicität aus dem primären Vertex pro Jet. Im Mittel befinden sich in einer Jet-RoI 6,2 Spuren, welche aus dem primären Vertex stammen. Auch hier sollte berücksichtigt werden dass die mittleren Multiplizitäten abhängig von den Energien innerhalb der RoIs sind.

Ein Vergleich dieser Zahl mit der mittleren Anzahl Spuren pro B-Jet lässt erwarten, dass pro B-Jet im Mittel etwa fünf Spuren aus dem B-Zerfall in der RoI enthalten

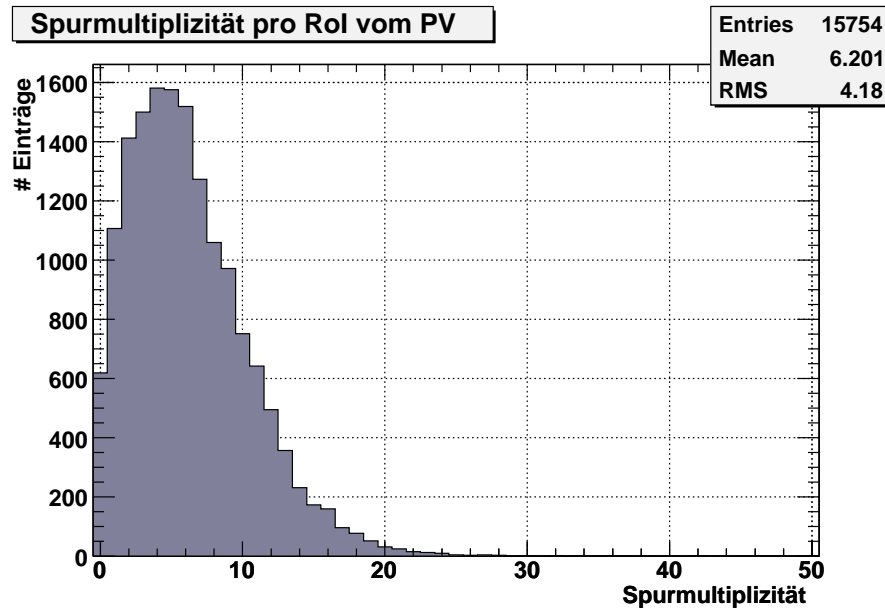


Abbildung 5.8: Anzahl Spuren aus dem Primärvertex pro Jet-RoI

sind. Zur Überprüfung ist in Abbildung 5.9 die totale Anzahl geladener Spuren pro B-Zerfall und die Anzahl geladener Spuren aus dem B-Zerfall innerhalb der RoI dargestellt. Die Abbildung 5.9(a) zeigt, dass im Mittel 5,5 geladene Spuren pro B-Zerfall entstehen. Bei diesen Spuren handelt es sich nicht nur um die Spuren, welche direkt am B-Zerfallsvertex entstehen. Spuren, welche durch einen späteren Zerfall eines der B-Töchter-Teilchen entstanden sind, wurden mitgezählt.

Abbildung 5.9(b) stellt die mittlere Anzahl geladener Spuren aus dem B-Zerfall pro RoI dar. Diese Multiplizität hat einen Mittelwert von 5,3 Spuren. Dies steht in Übereinstimmung mit der oben beschriebenen Erwartung von etwa fünf Spuren. Die Abweichung des Mittelwerts von den 5,5 Spuren pro B-Zerfall zeigt, dass nur ein kleiner Anteil der Spuren außerhalb der RoI liegt.

Die Ergebnisse der Spurmultiplizitäten pro Jet aus dem Primärvertex und dem B-Zerfall zeigen, dass im Mittel genügend Spuren für die Rekonstruktion der Vertices zur Verfügung stehen. Sie machen aber auch deutlich, dass eine große Spurfundungseffizienz nötig ist. Während im Mittel 6,2 Spuren aus dem Primärvertex pro RoI zur Verfügung stehen, sind es 5,3 Spuren pro B-Zerfall. Bei einer zu niedrigen Spurfundungseffizienz könnte die Anzahl an Spuren zur Sekundärvertexrekonstruktion zu klein werden. Zudem kann die Effizienz für Spuren aus dem Sekundärvertex erniedrigt sein, wenn der Spurfundungsalgorithmus auf Spuren aus dem primären Vertex optimiert ist. Dies würde die Rekonstruktion der Sekundärvertices weiter erschweren.

In Abbildung 5.10(a) ist der Abstand R der Spuren von der RoI-Achse für Spuren aus

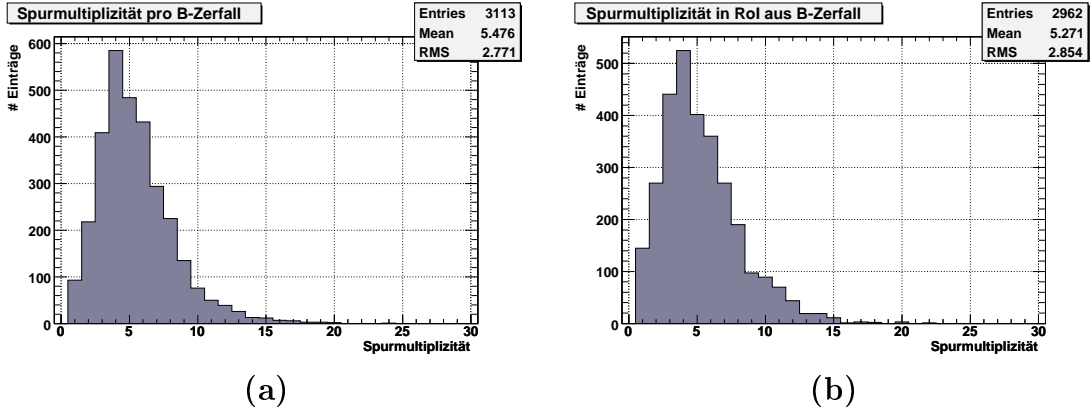


Abbildung 5.9: *Abbildung (a) zeigt die mittlere Anzahl an geladenen Spuren beim Zerfall eines B-Hadrons. (b) zeigt die Anzahl der Spuren aus dem B-Zerfall, welche innerhalb der RoI liegen.*

dem primären Vertex und in Abbildung 5.10(b) für Spuren aus dem Sekundärvertex dargestellt. Der Abstand entspricht dem Konusabstand R :

$$R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \quad (5.1)$$

Diese beiden Abbildungen zeigen einen deutlichen Unterschied. Die Verteilung für Spuren aus dem Primärvertex nimmt mit steigendem ΔR bis zu einem Wert von etwa 0,2 stetig zu. Zwischen 0,2 und 0,5 bleibt die Verteilung annähernd konstant. Zwischen 0,5 und 0,7 fällt die Verteilung wieder schnell auf null ab. Der starke Abfall bei 0,5 liegt an der Definition der Jet-RoIs. Diese sind, wie bereits in Abschnitt 5.1 beschrieben, quadratisch in η und ϕ mit einer Breite von jeweils 0,5. Dadurch ergibt sich ein maximaler Abstand der Spuren zur Jet-Achse von 0,7. Für Spuren aus dem Sekundärvertex sieht die Verteilung im Bereich zwischen 0 und 0,2 vergleichbar aus - sie steigt stetig an. Oberhalb von 0,2 fällt die Verteilung bis 0,3 zunächst schnell und danach langsam bis auf null ab.

Die RoI-Achse entspricht der Position der Kalorimeterzelle mit dem größten Energieübertrag. Dadurch ergibt sich eine diskrete Verteilung der RoIs in η und ϕ . In Abbildung 5.10(c) und (d) ist der Abstand der Spuren zur Jet-Achse dargestellt. Die Jet-Achse wurde durch Aufsummation der Impulse der Spuren innerhalb der RoI berechnet. Die Verteilungen bezüglich RoI-Achse und Jet-Achse sind einander wie erwartet ähnlich, weichen allerdings in einigen Punkten voneinander ab. Zum Beispiel endet die Verteilung bezüglich der RoI-Achse bei $\Delta R = 0,7$, während in der Verteilung bezüglich der Jet-Achse auch noch Einträge bei größeren Abständen auftreten. Zudem nimmt die Verteilung der Spuren aus dem Primärvertex bzgl. der

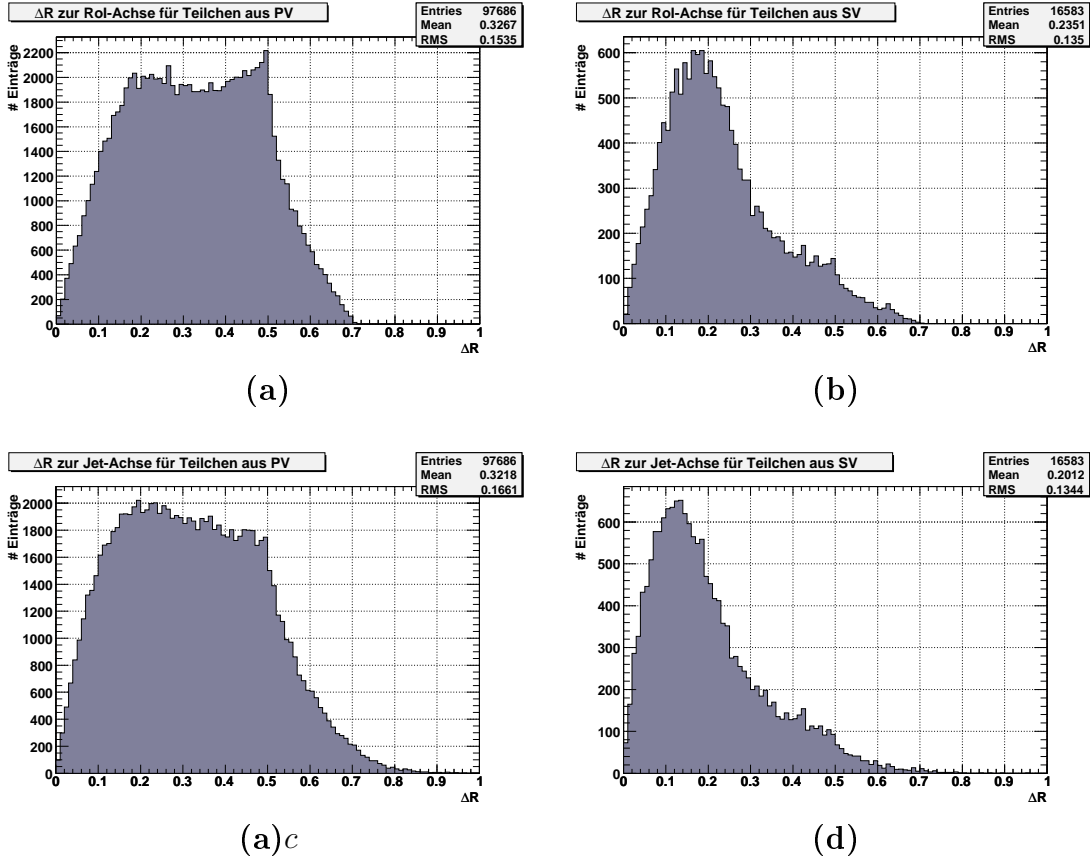


Abbildung 5.10: Abstand der Spuren im Jet von der RoI-Achse bzw. Jet-Achse. (a) und (b) zeigen den Abstand zur RoI-Achse für Spuren, welche aus dem Primärvertex bzw. Sekundärvertex entstammen, (c) und (d) zeigen jeweils den Abstand zur Jet-Achse.

Jet-Achse oberhalb von etwa 0,2 kontinuierlich ab, während die Verteilung bzgl. der RoI-Achse bei etwa 0,2 und bei 0,5 ein Maximum hat und erst oberhalb von 0,5 kontinuierlich abnimmt.

Der Unterschied zwischen den Verteilungen für Spuren aus dem Primär- und Sekundärvertex beruht darauf, dass der Abstand zwischen dem B-Hadron und der RoI-Achse (Jet-Achse) klein ist. Dies wird in Abbildung 5.11 verdeutlicht, welche den Abstand ΔR zwischen der B-Hadron und RoI-Achse (Jet-Achse) zeigt. Der mittlere Abstand zwischen dem B-Hadron und der RoI-Achse beträgt $\Delta R = 0,2$. Die Verteilung enthält oberhalb von $\Delta R = 0,2$ kaum noch Einträge. Wird der Abstand bezüglich der Jet-Achse berechnet, so beträgt der mittlere Abstand nur 0,07. Damit zeigt sich, dass die berechnete Jet-Achse deutlich besser mit der Richtung des B-

Hadrons übereinstimmt als die RoI-Achse. Aus diesem Grund wurde das Vorzeichen des Impaktparameters bei der Analyse bezüglich der Jet-Achse berechnet.

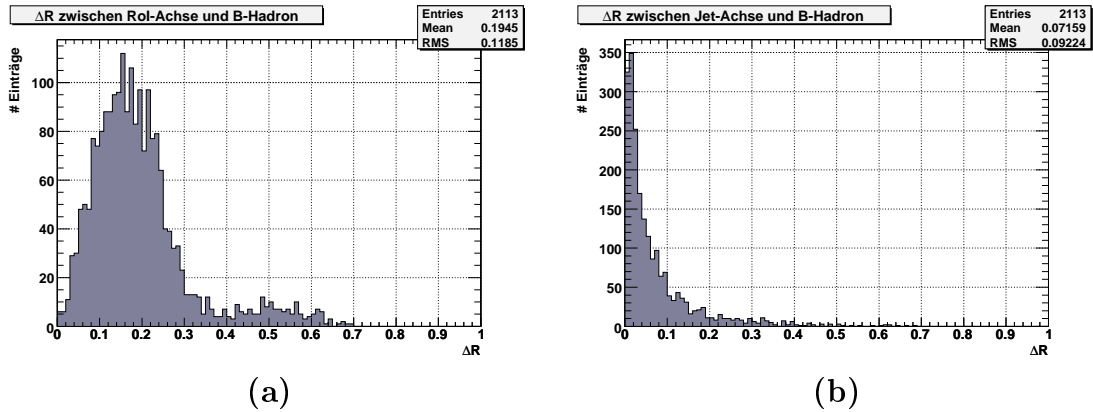


Abbildung 5.11: Abstand des B-Hadrons zur RoI-Achse (a) bzw. Jet-Achse (b). Der Vergleich verdeutlicht, dass die berechnete Jetachse besser mit der B-Flugrichtung übereinstimmt als die RoI-Achse.

Der Winkel zwischen den beim Zerfall entstehenden Tochterteilchen und dem B-Hadron ist in der Regel sehr klein. Dies ist in Abbildung 5.12 verdeutlicht, welche den Kosinus des Winkels α zwischen B-Hadron und seiner direkten Tochterteilchen darstellt. Dieser beträgt im Mittel 0,9991. Das heißt, dass die Tochterteilchen im Mittel nur einen kleinen Winkel zum B-Hadron haben. Aufgrund des kleinen Abstands vom B-Hadrons zur Jet-Achse folgt damit auch ein kleiner Winkel zwischen den Tochterteilchen und der Jet-Achse. Spuren, welche im Primärvertex entstehen, stehen in keinem Bezug zur Flugrichtung des B-Hadrons. Dadurch haben sie auch eine kleinere Abhängigkeit von der Jetrichtung. Aus diesem Grund ergibt sich eine deutlich flachere Verteilung.

5.3 Nutzung von simulierten Spuren

Die Basis des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Algorithmus bilden die rekonstruierten Spuren innerhalb der Jets. Während der Entwicklung des Algorithmus wurde überwiegend mit simulierten Spuren gearbeitet. Der Grund dafür liegt darin begründet, dass für einen möglichst effizienten Algorithmus eine große Spurfundungseffizienz nötig ist. Ansonsten wäre es nicht möglich, sowohl den primären als auch den sekundären Vertex zu rekonstruieren. Zur Zeit der Entwicklung standen zwei verschiedene Spurfundungsalgorithmen zur Verfügung, welche in

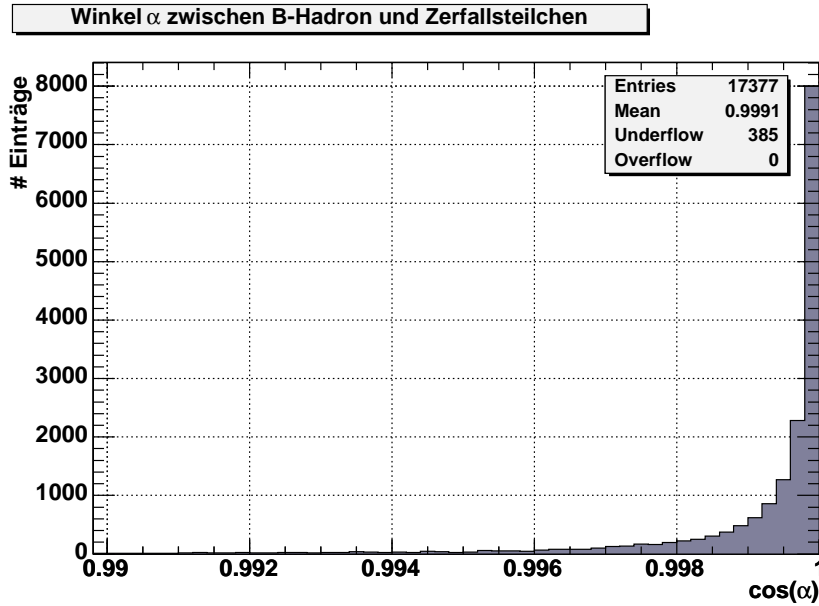


Abbildung 5.12: Diese Abbildung zeigt den Kosinus des Winkels α zwischen dem B-Hadron und seiner direkten Tochterteilchen

Abschnitt 3.3.1 beschrieben sind. Diese waren zur Zeit der Entwicklung des B-Identifikationsalgorithmus nicht auf RoIs mit einer großen Spurmultiplicität optimiert. In den Abbildungen 5.14 und 5.15 ist die Güte der zwei Spurfindungsalgorithmen gezeigt. Die Ergebnisse wurden mit dem Programm TrigAnalysis erzeugt. Dabei handelt es sich um ein speziell für die Analyse der Güte von Spurfindungsalgorithmen geschriebenes Programm, welches in Genua entwickelt wurde.

Die Spurfindungseffizienz beider Algorithmen ist klein. SiTrack (Version 0.0.33) erreicht für Spuren mit einem Transversalimpuls von mehr als 5 GeV in dem benutzten Datensatz eine Effizienz von im Mittel 60 %. Für Spuren mit kleineren Transversalimpulsen nimmt die Effizienz sehr schnell bis auf 0 ab. Dies erklärt auch die Unterschiede der Effizienz gegen p_T und η , da die meisten Spuren einen kleinen Transversalimpuls haben. Unterhalb von 3 GeV werden im Wesentlichen keine Spuren mehr rekonstruiert. IDScan (Version 0.3.53) erreicht im Mittel etwa 20-40 %. SiTrack hat allerdings bei den hier vorgestellten Untersuchungen keine Reduktion von mehrfach rekonstruierten Spuren vorgenommen. Einige Spuren wurden mehrfach rekonstruiert. Dies bedeutet, dass manche rekonstruierte Spuren dem gleichen simulierten Teilchen zugeordnet wurden. Der Grund dafür ist im Allgemeinen, dass ein oder mehrere Treffer in beiden Spuren genutzt werden. Der prozentuale Anteil an von SiTrack rekonstruierten Spuren, welche pro Ereignis mehrfach assoziiert wurden, ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Im Mittel werden etwa 12 % der Spuren einem Teilchen zugeordnet, welchem bereits eine andere Spur zugeordnet ist.

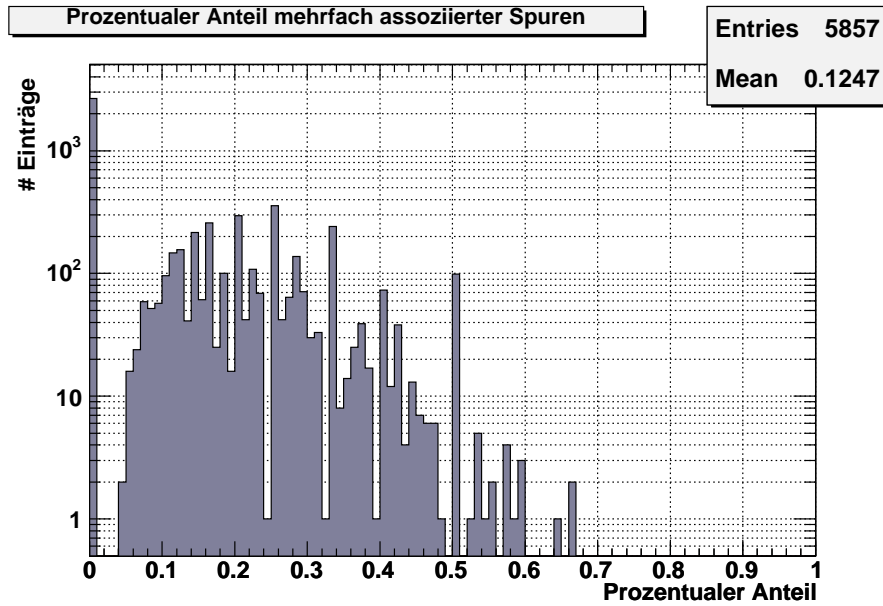


Abbildung 5.13: *Prozentualer Anteil an von SiTrack mehrfach assoziierten Spuren*

Der Mittelwert der Effizienz in Abhängigkeit von der Pseudorapidität liegt bei beiden Algorithmen bei etwa 20-40 %. Der große Unterschied zwischen den Effizienzverteilungen bezüglich Transversalimpuls und Pseudorapidität bei SiTrack kommt dadurch zustande, dass die meisten rekonstruierten Spuren einen kleinen Transversalimpuls besitzen, für welche die Effizienz unter den mittleren 80 % beträgt. Auch die Anzahl falsch rekonstruierter Spuren ist sehr groß. Eine Spur wird als falsch rekonstruiert bezeichnet, wenn nicht mindestens zwei Treffer dem selben generierten Teilchen zugeordnet werden können. Die Rate der als falsch gekennzeichneten rekonstruierten Spuren beträgt bei beiden Algorithmen unabhängig vom Transversalimpuls oder der Pseudorapidität etwa 80 %. Ob dies ein Problem des Spurfindungsalgorithmus ist oder des Algorithmus, welcher die Treffer den simulierten Teilchen zuordnet, konnte nicht geklärt werden.

Die Ergebnisse in den Abbildungen 5.14 und 5.15 zeigen, dass zur Zeit der Entwicklung die zwei Spurfindungsalgorithmen nicht auf Jets mit vielen Spuren optimiert waren. Aus diesem Grund wurde bei der Entwicklung mit simulierten Spuren gearbeitet. Die simulierten Spuren wurden verschmiert, um eine möglichst realistische Auflösung für die Spurparameter zu erreichen. Eine simulierte Spur entspricht einem simulierten Teilchen, wenn es mehrere Kriterien erfüllt, Das Teilchen muss eine Ladung ungleich null besitzen. Zudem muss der Transversalimpuls größer als 1 GeV/c sein; dies entspricht dem Schnitt, welcher von den Spurfindungsalgorithmen üblicherweise auf die Spuren angewendet wird um die Anzahl falsch rekonstruierter Spuren zu minimieren. Letztendlich müssen mindestens drei Treffer im Pixeldetektor dem

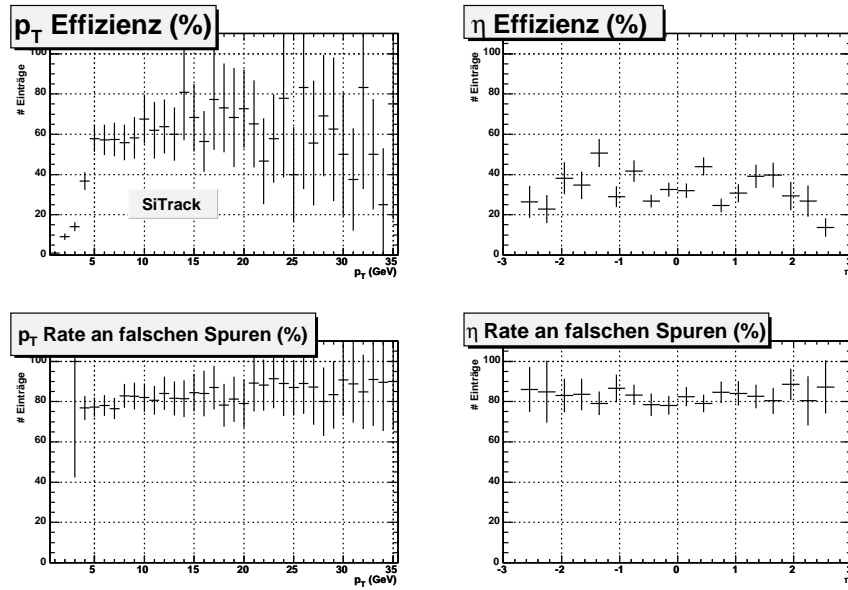


Abbildung 5.14: Güte von SiTrack in Jet-RoIs. Dargestellt ist die Effizienz und die Rate an falschen Spuren in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bzw. von der Pseudorapidität.

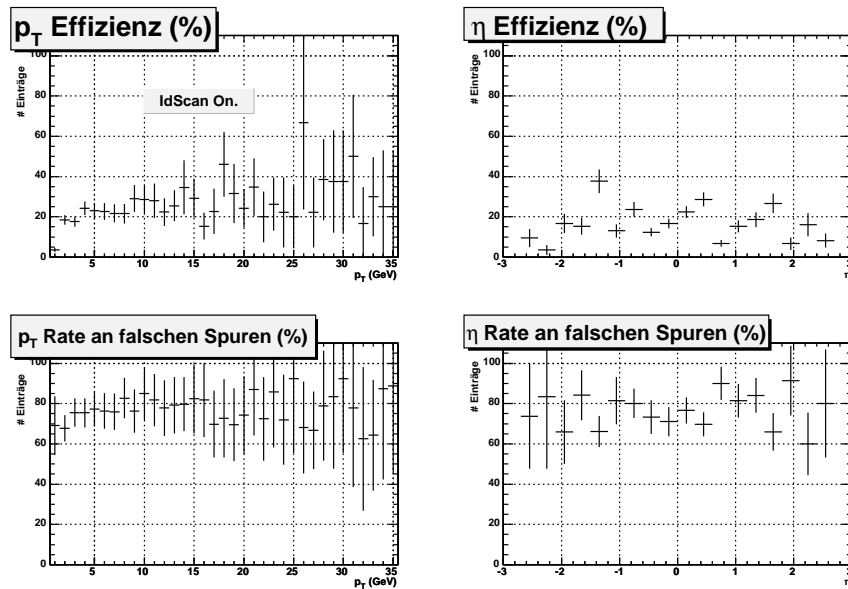


Abbildung 5.15: Güte von IDScan in Jet-RoIs. Dargestellt ist die Effizienz und die Rate an falschen Spuren in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bzw. von der Pseudorapidität.

Teilchen zugeordnet sein. Um das Teilchen der Jet-RoI zuordnen zu können muss sein Abstand zur RoI-Achse in η und ϕ jeweils weniger als 0,5 betragen. Diese Definitionen bewirken, dass es keinen Anteil an falschen Spuren gibt. Mehrfachassoziation von Spuren zu Teilchen gibt es mit simulierten Spuren zudem nicht.

In Tabelle 5.2 wird gezeigt, wie sich die einzelnen Schnitte auf die mittlere Spurmultiplicität innerhalb einer RoI auswirken. In einer RoI sind im Mittel mehr als 100 Teilchen enthalten. Diese Anzahl erniedrigt sich auf im Mittel 4,3 Spuren, wenn nur geladene Teilchen mit mindestens drei Treffern im Pixeldetektor und Transversalimpuls größer als 1 GeV/c als Spuren akzeptiert werden. Die 4,3 Spuren entsprechen somit den im Mittel rekonstruierbaren Spuren. Die restlichen Teilchen wären mit dem ATLAS Detektor nicht nachweisbar.

Schnitt	Multiplicität B-ROIs	Multiplicität nicht-B-RoIs	Multiplicität B- und nicht-B-RoIs
Teilchen in RoI	125,5	100,9	106,2
+ Ladung $\neq 0$	50,3	42,7	44,3
+ ≥ 3 Treffer im PD	11,2	7,6	8,4
+ $p_T > 1\text{GeV}/c^2$	6,9	3,6	4,3

Tabelle 5.2: *Auswirkung der sukzessiven Schnitte bei der Selektion der simulierten Spuren - gezeigt wird die mittlere Spurmultiplicität pro RoI bei verschiedenen Schnitten. Beim ersten Schnitt wird nur verlangt, dass das Teilchen in der RoI ist. Im nächsten Schnitt wird zusätzlich auf geladene Teilchen geschnitten. Schnitt 3 verlangt mindestens drei Treffer im Pixeldetektor, welche diesem Teilchen zugeordnet sind und Schnitt 4 gibt eine Bedingung an den minimalen Transversalimpuls des Teilchens.*

5.3.1 Verschmierung der Spurparameter

Die Auflösungen der einzelnen Spurparameter für beide Spurfindungsalgorithmen wurden untersucht. Mit den dabei gefundenen Ergebnissen konnten anschließend die simulierten Spuren verschmiert werden.

Die Auflösung ist definiert als Unterschied zwischen dem rekonstruierten und dem wahren Wert eines Parameters. Die Auflösung der Spuren hängt von verschiedenen Aspekten ab. Jedes Teilchen wird durch Vielfachstreuung mit Materie - z.B. am Strahlrohr oder am Detektor - von seiner Bahn abgelenkt. Zudem besitzen die Detektoren nur eine durch ihre Geometrie - zum Beispiel die Größe der Pixel - gegebene Auflösung. Weitere Fehlerquellen wie zum Beispiel Abweichungen des Magnetfeldes vom erwarteten Wert oder Fehler in der Justierung der Detektoren spielen in dieser

Arbeit keine Rolle, da für die Analyse simulierte Spuren verwendet wurden. Nur die Auflösung der Detektoren und die Vielfachstreuung sind von Bedeutung. Im Allgemeinen lassen sich die Fehler der Spurparameter wie folgt parametrisieren [21]:

$$\sigma = a \oplus \frac{b}{p_T} = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{p_T^2}} \quad (5.2)$$

Für Impulsparameter gilt in der Regel, dass die Fehler aufgrund von Vielfachstreuung unabhängig vom Impuls sind, während die Fehler aufgrund der Detektorauflösung impulsabhängig sind. Bei den Ortskomponenten ist der Fehler aufgrund der Detektorauflösung impulsunabhängig, während der Fehler durch Vielfachstreuung mit steigendem Transversalimpuls abnimmt.

Für die Rekonstruktion der Spuren wurde der SiTrack-Algorithmus verwendet - die Auflösung der Spurparameter von IDScan ist ähnlich.

Die Abhängigkeiten der Auflösungen vom Transversalimpuls sind in Abbildung 5.16 gezeigt. Für die Rekonstruktion der Spuren wurde der SiTrack-Algorithmus verwendet - die Auflösung der Spurparameter von IDScan ist ähnlich. Am größten zeigt sich die Abhängigkeit vom Transversalimpuls bei den drei Parametern ϵ , ϕ_0 und ρ , welche die Spur in der xy-Ebene beschreiben. ρ zeigt eine besonders große Abhängigkeit. Die Auflösung verbessert sich von $p_T = 4 \text{ GeV}/c$ bis $p_T = 22 \text{ GeV}/c$ um einen Faktor 4. Die Werte von a und b der Funktion 5.2 sind für die einzelnen Spurparameter in Tabelle 5.3 angegeben.

Spurparameter	Parameter a	Parameter b
Impaktparameter ϵ	$25,6 \pm 1,1$	187 ± 26
z-Koordinate des Perigee-Punktes z_p	$0,17 \pm 0,01$	$0,43 \pm 0,13$
Winkel Θ	$0,70 \pm 0,06$	$3,72 \pm 1,15$
Winkel ϕ	$0,43 \pm 0,03$	$4,61 \pm 0,45$
Krümmung der Spur ρ	$0,0015 \pm 0,0003$	$0,039 \pm 0,003$

Tabelle 5.3: Die Tabelle zeigt die Parameter a und b aus Formel 5.2, welche für die verschiedenen Spurparameter erzielt wurden.

Die zwei Parameter z_p und Θ haben eine annähernd gleich große Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die Auflösung von z_p zeigt ein relativ flaches Verhalten mit steigendem Transversalimpuls. Anstatt der durch die Punkte gelegten Kurve könnte die Auflösung auch durch einen konstanten Wert beschrieben werden. Der Fehler der z-Koordinate ist abhängig von der zweidimensionalen Bestimmung des Perigeepunktes in der xy-Ebene. Diese verbessert sich, wie bereits beschrieben, mit steigendem Transversalimpuls. Damit wird allerdings auch ein besser bestimmter Wert von z_p

erwartet. Aus diesem Grund wurden die Punkte nicht mit einer Geraden sondern mit einer Kurve beschrieben, welche durch Formel 5.2 definiert ist.

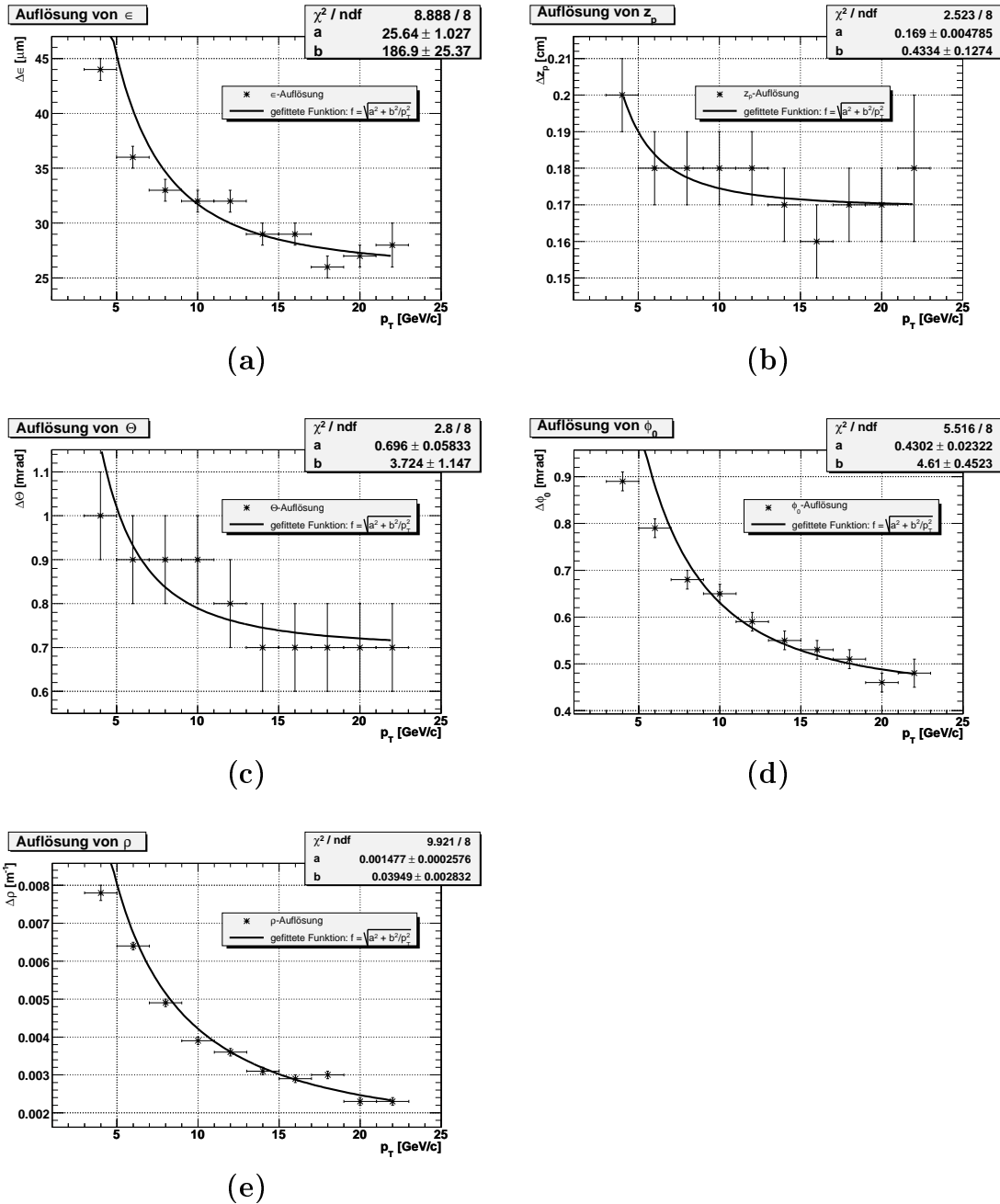


Abbildung 5.16: Auflösung der Spurparameter in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die Abbildungen zeigen die Auflösungen der Parameter ϵ (a), z_p (b), Θ (c), ϕ_0 (d) und ρ (e).

Die einzelnen Spurparameter wurden bei der Entwicklung des Algorithmus mit einer gaußförmigen Verteilung verschmiert, deren Breite den in Abbildung 5.16 entnommenen Auflösungen der Spurparameter entnommen wurde. Dadurch ergibt sich für die Spurparameter der simulierten Spuren eine vergleichbare Genauigkeit wie bei den mit SiTrack rekonstruierten Spuren.

Kapitel 6

Der B-Identifikations-Algorithmus

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Algorithmus zur Identifikation von B-Jets beruht auf dem im Abschnitt 4.1.2 vorgestellten Verfahren der Rekonstruktion von Sekundärvertices. In diesem Kapitel wird der Algorithmus beschrieben. Zu Beginn werden die wesentlichen Bestandteile des Algorithmus beschrieben. Dabei wird insbesondere auf die Auswahl der Spurdatensätze für die Vertexrekonstruktion und auf die Entscheidungsfällung eingegangen. Im anschließenden Abschnitt werden die Ergebnisse präsentiert, welche mit verschiedenen Ansätzen erzielt wurden. Am Ende des Kapitels werden die Ergebnisse mit den Resultaten, welche beim Einsatz rekonstruierter Spuren zustande kommen, verglichen. Zudem wird die Güte mit einem Impaktparameter basierenden Algorithmus verglichen.

6.1 Prinzip des entwickelten Algorithmus

Der zugrunde liegende Algorithmus lässt sich im Wesentlichen in drei Abschnitte einteilen. Im ersten Schritt werden aus den zur Verfügung stehenden Spuren zwei verschiedene Datensätze erstellt, welche für die Suche nach dem Primär- und dem Sekundärvertex genutzt werden. Dieser Abschnitt wird im Folgenden als Spurselektionsphase bezeichnet. Im darauf folgenden Schritt wird mit den erstellten Spurdatensätzen der primäre und anschließend der sekundäre Vertex rekonstruiert. Diese Phase wird als Vertexrekonstruktionsphase bezeichnet. Im letzten Schritt muss der Algorithmus aus den zugrunde liegenden Informationen eine Entscheidung fällen, ob es sich bei dem betrachteten Jet um einen B-Jet oder um einen Jet aus einem anderen leichteren Quark handelt. Diese Phase wird als Analysephase bezeichnet.

6.1.1 Die Spurselektionsphase

In der Spurselektionsphase werden aus den vorhandenen Spuren einzelne Spursätze erstellt, welche für die spätere Vertexrekonstruktion genutzt werden. In diesem

Schritt müssen zwei verschiedene Spursätze erstellt werden; ein Satz dient der Rekonstruktion des Primärvertex, der andere der Rekonstruktion eines eventuell vorhandenen Sekundärvertex. Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben stehen den Algorithmen im Mittel 10 ms pro Ereignis für die Entscheidungsfindung zur Verfügung. Den Großteil dieser Zeit macht in einer Jet-RoI, in welcher eine B-Entscheidung getroffen werden soll, die Aufbereitung der Daten aus. Diese beträgt auf einem PC mit 2,4 GHz bei mittlerer Luminosität etwa 30 ms. Die Rekonstruktion der Spuren dauert auf der gleichen Maschine etwa 1 ms. Eine Extrapolation auf einen PC mit 8 GHz, welcher in seiner Geschwindigkeit mit den bei ATLAS genutzten PCs vergleichbar sein sollte, liefert eine Gesamtzeit der Algorithmen von etwa 10 ms [22]. Ein zusätzlicher B-Identifikations-Algorithmus sollte einen zeitlichen Rahmen haben, welcher in der Größenordnung der Spurrekonstruktion liegt, also ebenfalls etwa 1 ms. Den größten Zeitbedarf des betrachteten Algorithmus stellt die Vertexrekonstruktion dar. Während die Spurenselktionsphase und die Analysephase im Mittel etwa 0,01 ms benötigen (PC mit 2 Pentium III CPUs von jeweils 933 MHz - nur 1 CPU genutzt) - siehe auch Abbildung 6.17 in Abschnitt 6.4 bzgl. der benötigten Zeit in der Analysephase - liegt der Zeitbedarf der Vertexrekonstruktionsphase bei etwa 0,4 ms - siehe Abbildung 4.7 in Abschnitt 4.2.4. Die Anzahl zu durchlaufender Rekonstruktions Schritte sollte aus diesem Grund möglichst niedrig gehalten werden. Deshalb ist es von entscheidender Bedeutung, dass bereits bei Erstellung der Spursätze eine möglichst gute Spureselektion durchgeführt wird.

Eine wichtige Bedingung ist die Disjunktheit beider Spurdatsätze. Das bedeutet, dass keine Spur in beiden Spursätzen vorkommen darf. Würde eine Spur in beiden Sätzen vorkommen, so würde sie die Trennung von Primär- und Sekundärvertex verfälschen. Dieses Argument ist umso wichtiger je weniger Spuren insgesamt zur Verfügung stehen, da im Falle kleiner Spursätze jede einzelne Spur ein größeres Gewicht hat. Aufgrund dieser Bedingung gibt es allerdings eine natürliche Begrenzung für die Effizienz des Algorithmus. In Ereignissen, in welchen weniger als vier Spuren zur Verfügung stehen, ist es nicht möglich, zwei disjunkte Spursätze zu erstellen und somit besteht nicht mehr die Möglichkeit, zwei Vertices zu rekonstruieren. In wieweit sich diese Bedingung auf die maximale Effizienz auswirkt wird im Abschnitt 6.2 diskutiert.

Bei den zur Verfügung stehenden Spuren muss zwischen den Spuren innerhalb des Ereignis und innerhalb einer RoI unterschieden werden. Da es in einem Ereignis genau einen primären Vertex gibt, können für seine Rekonstruktion auch alle Spuren des Ereignisses genutzt werden, anstatt nur die Spuren innerhalb einer RoI. Bei Rekonstruktion des Sekundärvertex ist hingegen nur die Verwendung von Spuren innerhalb der jeweiligen RoI sinnvoll. Durch die Möglichkeit, alle Spuren eines Ereignisses für die Primärvertexrekonstruktion zu nutzen, verbessert sich die Auflösung, wie Abschnitt 4.2.5 zeigt. Zudem bietet sich dadurch die Möglichkeit, auch in RoIs mit einer kleinen Spurmultiplicität sowohl den primären als auch den sekundären Vertex zu rekonstruieren. Welche Schritte notwendig sind, um auf Trigger-Niveau

alle Spuren eines Ereignisses zur Verfügung zu stellen, wurde im Rahmen der Arbeit nicht untersucht.

In Abschnitt 4.1.1 ist der transversale Impaktparameter beziehungsweise die Impaktparameter-Signifikanz beschrieben. Bei Spuren aus dem Zerfallsvertex eines B-Hadrons ist das Vorzeichen des Impaktparameters überwiegend positiv, während die restlichen Spuren gleichermaßen positive wie negative Impaktparameter aufweisen. Das Vorzeichen des Impaktparameters wird bezüglich der Richtung der RoI-Achse bestimmt, da die Richtung des B-Hadrons im Experiment nicht bekannt ist, innerhalb einer B-RoI allerdings die RoI-Richtung gut mit der Richtung des B-Hadrons übereinstimmt - siehe Abbildung 5.11 in Abschnitt 5.2. In Abbildung 4.5 in Abschnitt 4.1.1 ist das Vorzeichen bezüglich der B-Flugrichtung und in Abbildung 6.1 bezüglich der RoI-Achse und der Jet-Achse dargestellt. Auch bezüglich der RoI-Richtung zeigt sich ein überwiegend positives Vorzeichen für Spuren aus dem Sekundärvertex und ein symmetrisches Verhalten für alle anderen Spuren. Allerdings ist die Asymmetrie des Vorzeichens deutlich weniger ausgeprägt. Dies lässt sich verbessern, wenn anstatt der RoI-Achse die Jet-Achse als Referenzachse genutzt wird.

Die Selektion der Spuren beruht darauf, dass Spuren vom primären Vertex einen kleinen transversalen Impaktparameter haben. Der minimale Abstand einer Spur vom Primärvertex kann bei Vernachlässigung von Messfehlern maximal die Dimension der Strahlbreite annehmen. Abbildung 5.4(a) zeigt die Position der primären Vertizes. Spuren vom Primärvertex haben einen Impaktparameter von maximal $30 \mu m$. Aufgrund der Verschmierung der Spurparameter lassen sich Spuren aus dem Primärvertex und einem versetzten Vertex allerdings nicht mehr so leicht unterscheiden. Da die Verschmierung bzw. die Auflösung der Spurparameter vom Transversalimpuls abhängt - siehe dazu Abbildungen 5.16 - ist es sinnvoll, anstatt des absoluten Impaktparameters die Impaktparameter-Signifikanz zu verwenden. Die Ergebnisse dazu sind im Abschnitt 6.2 zusammengefasst.

6.1.2 Die Vertexrekonstruktionsphase

In dieser Phase werden mit den in der Spurselektionsphase erzeugten Spursätzen die Vertizes rekonstruiert. Der eigentliche Algorithmus zur Rekonstruktion ist in Abschnitt 4.2.1 und 4.2.3 beschrieben. Da, wie im Abschnitt 4.2.4 gezeigt, keine erkennbaren Unterschiede hinsichtlich der Vertixauffösung festgestellt werden konnten, wurde für die Rekonstruktion der vereinfachte Algorithmus gewählt.

Vor dem Aufruf der eigentlichen Routine müssen einige Parameter festgelegt werden. Einer dieser Parameter - die maximale Anzahl an Iterationsschritten - sorgt dafür, dass der Algorithmus nicht in einer Endlosschleife endet, wenn kein guter Vertex rekonstruiert werden kann. Zusätzlich wird festgelegt, um wie viel sich das totale χ^2 zwischen zwei Iterationsschritten mindestens ändern muss, damit ein weiterer

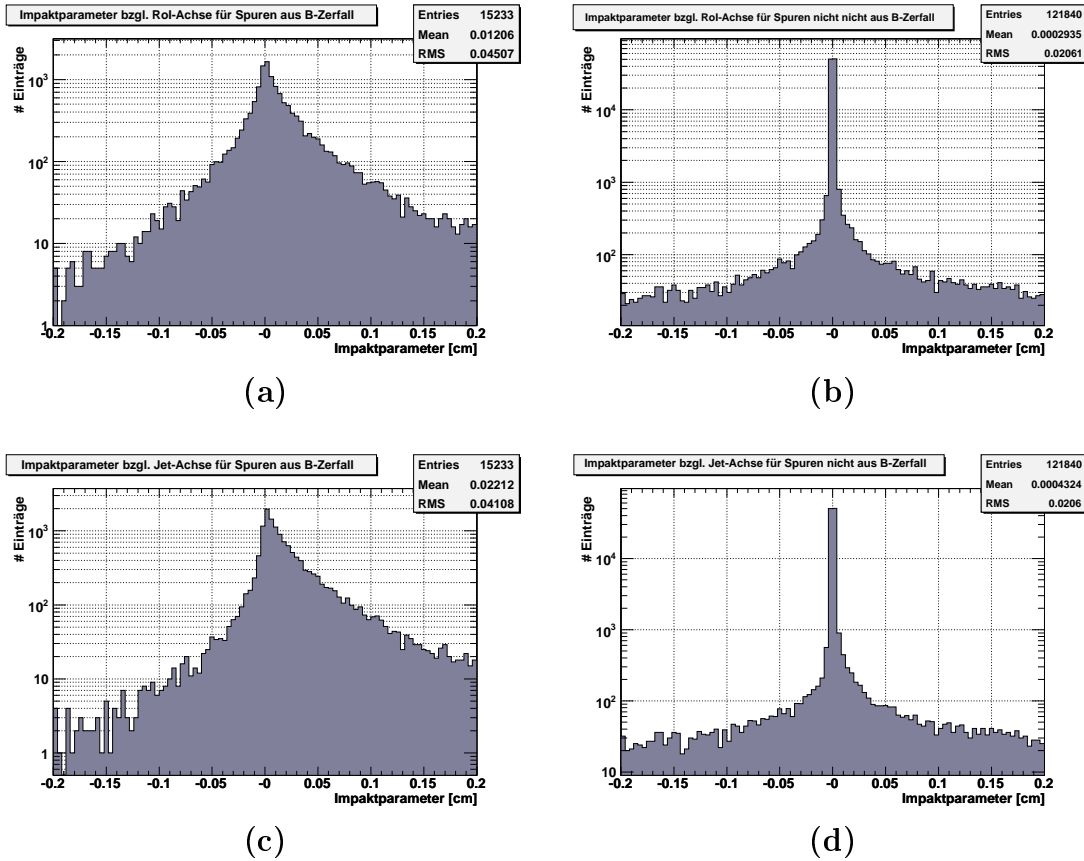


Abbildung 6.1: Vorzeichenbehafteter Impaktparameter bezüglich der RoI-Achse und der Jet-Achse. In (a) ist der Impaktparameter bzgl. der RoI-Achse für Spuren gezeigt, welche einem Sekundärvertex entstammen. (b) zeigt die Verteilung für Spuren, welche nicht aus dem Sekundärvertex kommen. In (c) und (d) sind die Verteilungen bezüglich der Jet-Achse gezeigt - der Unterschied zwischen RoI-Achse und Jet-Achse ist in Abschnitt 5.2 beschrieben.

Iterationsschritt erfolgt. Zudem wird festgelegt, ob Spuren aus dem Spurdatsatz entfernt werden dürfen und unter welcher Bedingung dies passiert. Als letzter Parameter wird das maximale χ^2 pro Spur festgelegt.

Der Rekonstruktionsalgorithmus läuft im Wesentlichen wie in Abschnitt 4.2 beschrieben ab. Die maximale Anzahl Iterationszyklen wurde auf 10 gesetzt. Dieser Wert stellt allerdings nur eine obere Grenze dar. Abbildung 6.2 zeigt, dass in den meisten Fällen weniger als drei Iterationszyklen durchlaufen werden; im Mittel sind es 1.85.

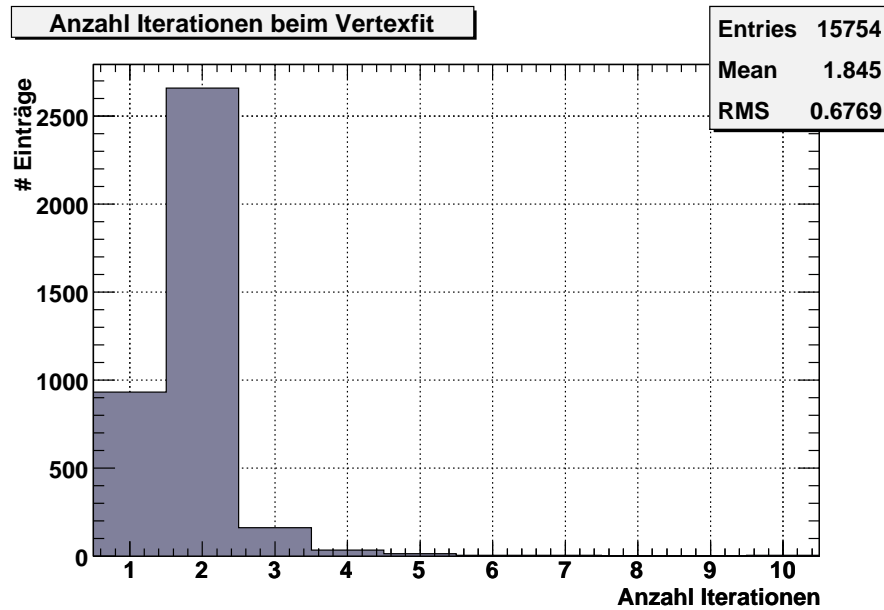


Abbildung 6.2: Anzahl an Iterationszyklen während des Vertexfits. Aufgetragen sind die Zahl an Iterationen bei der Suche nach dem Primärvertex.

Während die Möglichkeit der Integration zusätzlicher Spuren in den Spurdatensatz während der Rekonstruktionsphase nicht in den Algorithmus integriert wurde, bietet der Algorithmus die Möglichkeit Spuren zu verwerfen, wenn diese mit großer Wahrscheinlichkeit nicht vom rekonstruierten Vertex stammen. Als Entscheidungsparameter dient die χ^2 -Wahrscheinlichkeit, welche beschreibt, wie wahrscheinlich es ist, dass der wahre χ^2 -Wert bei entsprechender Anzahl Freiheitsgraden größer ist als der aktuelle χ^2 -Wert. Eine optimale χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung ist im gesamten Wertebereich zwischen 0 und 1 annähernd konstant. Eine Erhöhung bei kleinen Werten deutet darauf hin, dass der rekonstruierte Vertex nur schlecht zu den genutzten Spuren passt oder dass die Messungenauigkeiten zu klein abgeschätzt wurden. Abbildung 6.3 zeigt die χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung des Vertexfits im Falle der Primärvertexrekonstruktion. Die Verteilung ist im Wesentlichen im Bereich zwischen etwa 10 % und 90 % flach mit einer Anhäufung bei 0. Bei einer Wahrscheinlichkeit unter 10 % wird die Spur mit dem größten χ^2 verworfen und ein neuer Vertex mit dem verkleinerten Spursatz rekonstruiert.

Der rekonstruierte Vertex wird akzeptiert, wenn das maximale χ^2 pro Spur einen Wert von 10 nicht überschreitet. Wenn nur noch zwei Spuren zur Verfügung stehen und eine Spur ein größeres χ^2 aufweist, so gilt der rekonstruierte Vertex als falsch. Der Wert von 10 wird lediglich in etwa 0,7 % der Jet-RoIs überschritten. Aus diesem Grund ändert ein größerer Wert an den Eigenschaften des Algorithmus im Wesentlichen nichts. Kleinere Werte führen dazu, dass mehr Vertexrekonstruktionen als

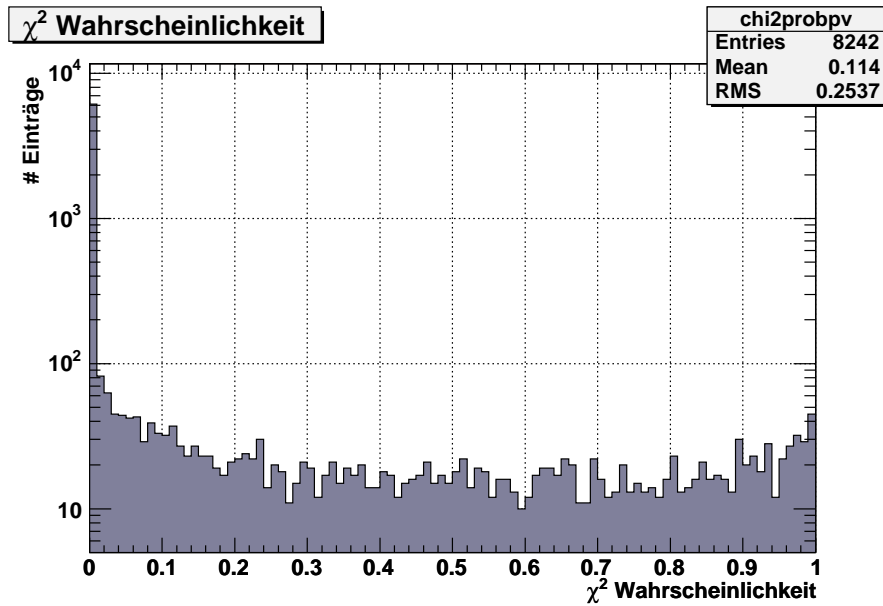


Abbildung 6.3: χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung des Vertexfit.

falsch angesehen werden. Dadurch verringert sich die maximal erreichbare Effizienz. Als letzter Parameter wurde vorgegeben, bis zu welchem Wert sich das totale χ^2 pro Freiheitsgrad zwischen zwei Iterationszyklen maximal ändern darf, damit der Algorithmus beendet wird. Wenn die Änderung des totalen χ^2/ndf zwischen zwei Iterationszyklen unterhalb dieses Wertes liegt, so ist davon auszugehen, dass weitere Iterationen keine wesentliche Verbesserung mehr mit sich bringen und somit kann der Algorithmus an diesem Punkt beendet werden. Dieser Wert wurde auf 0.0001 gesetzt. Eine Verkleinerung dieses Wertes erhöht die Anzahl Iterationen, führt allerdings zu keiner besseren Auflösung. Da allerdings im Mittel nur etwa 2 Iterationen durchlaufen werden, ändert auch eine Vergrößerung des Wertes die Eigenschaften des Algorithmus nur sehr wenig - siehe Abbildung 6.2.

6.1.3 Die Analysephase

Die letzte Phase des Algorithmus besteht aus der Generierung des Ergebnisses. Dabei handelt es sich um eine Aussage, ob es sich bei dem betrachteten Jet um einen Jet aus einem B-Hadron handelt oder nicht. Dazu werden verschiedene Informationen aus dem sekundären Vertex kombiniert und eine abschließendes Qualitätsgröße erstellt.

Das Ergebnis des B-Selektions-Algorithmus wird im Wesentlichen durch die Verwendung verschiedener Observablen, welche mit dem Sekundärvertex in Beziehung stehen, bestimmt. Jets, in welchen kein Sekundärvertex rekonstruiert werden kann, werden als nicht-B-Jets gekennzeichnet.

Eine Betrachtung der möglichen Observablen und der Möglichkeiten, wie die einzelnen Observablen zusammengefasst werden können, ist in den Abschnitten 6.3 und 6.4 gegeben.

6.2 Variation der Spurselektions-Parameter

Wie bereits in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, wählt der Algorithmus die Spuren für die Rekonstruktion der Vertizes anhand der Impaktparametersignifikanzen aus. In diesem Abschnitt wird diskutiert, wie sich die Selektion der Spuren auf die Güte des Algorithmus auswirkt. Die Güte des Algorithmus ist definiert als die Reduktionsrate von nicht-B-Jets als Funktion der B-Jet Effizienz.

Ein B-Selektionsalgorithmus sollte eine möglichst große Reduktionsrate bei einer möglichst großen Effizienz aufweisen. Die in diesem Abschnitt genutzte Reduktionsrate beschreibt die Reduktion von Jets aus den vier leichteren Quarks up (u), down (d), strange (s) und charm (c) und wird aus diesem Grund auch als udsc-Reduktionsrate bezeichnet. Effizienz ϵ und Reduktionsrate R_{udsc} sind wie folgt definiert:

$$\epsilon = \frac{\text{Anzahl selektierter B - Jets}}{\text{Anzahl produzierter B-Jets}} \quad (6.1)$$

$$R_{udsc} = \frac{\text{Anzahl produzierter nicht-B-Jets}}{\text{Anzahl selektierter nicht-B-Jets}} \quad (6.2)$$

Dabei bedeutet selektiert, dass der Jet als B-Jet identifiziert wurde. Die Definition der Reduktionsrate entspricht somit dem Inversen der Effizienz zur Selektion von nicht-B-Jets. Für den Algorithmus ist neben einer großen Reduktionsrate bei gegebener Effizienz eine möglichst große maximal erreichbare Effizienz wichtig. Die maximale Effizienz hängt davon ab, wie oft kein primärer beziehungsweise sekundärer Vertex rekonstruiert werden kann.

In etwa 20 % der Jet-RoIs kann aufgrund zu kleiner Spurmultiplicität mit kleiner Impaktparametersignifikanz kein Primärvertex rekonstruiert werden. Um die maximale Effizienz nicht zu erniedrigen, wird in diesen Ereignissen nur der Sekundärvertex rekonstruiert. Die x- und y-Koordinate des Primärvertex wird auf null festgelegt, was eine gute Näherung ist, wie Abbildung 5.4 in Abschnitt 5.1 zeigt. Weitere Informationen diesbezüglich befinden sich in Abschnitt 6.3. Somit hängt die maximal erreichbare Effizienz nur noch von Jets ab, in welchen kein Sekundärvertex rekonstruiert werden kann. Ein Vergleich der maximal erreichbaren Effizienzen ist in Tabelle 6.1 gegeben. Diese stimmt im Wesentlichen auch mit dem Anteil an Jet-RoIs überein, in welchem weniger als zwei Spuren für den Sekundärvertex selektiert werden. So zeigt sich, dass bei einem 1σ -Schnitt auf die Impaktparameter-Signifikanz im Mittel

in 73,52 % (16,80 %) der B-Jet-RoIs (nicht-B-RoIs) zwei oder mehr Spuren für die Sekundärvertexrekonstruktion selektiert werden.

In Tabelle 6.1 sind die Auswirkungen bei Variation der Impaktparametersignifikanzschwelle auf die Güte des Algorithmus aufgeführt. Die Spalten der Tabelle enthalten folgende Informationen:

Spalte 1: *Schnitt auf die Impaktparameter-Signifikanz*

Spalte 2: *maximal erreichbare B-Identifikations-Effizienz*

Spalte 3: *Reduktionsrate von nicht-B-Jets bei 40 % Effizienz*

Spalte 4: *Reduktionsrate von nicht-B-Jets bei 50 % Effizienz*

Spalte 5: *Reduktionsrate von nicht-B-Jets bei 60 % Effizienz*

Der in der ersten Spalte in Tabelle 6.1 angegebene Schnitt auf die Impaktparameter-Signifikanz wurde bei der Spurselektion angewendet, um zwischen Spuren für die Primärvertex- und die Sekundärvertexrekonstruktion zu differenzieren. Für die Bestimmung der Ergebnisse in den ersten fünf Zeilen der Tabelle wurden für die Rekonstruktion des Primärvertex nur Spuren genutzt, deren betragsmäßige Impaktparameter-Signifikanz negativ bzw. kleiner als der angegebene Schnitt ist. Für die Rekonstruktion des Sekundärvertex mussten die Spuren eine positive Impaktparametersignifikanz haben, welche größer als der Schnitt ist. Bei Messung der Ergebnisse in der letzten Zeile ($1 - 3\sigma$) wurden der Primärvertex genauso rekonstruiert wie in den anderen fünf Fällen. Bei Erstellung des Spursatzes für die Sekundärvertexrekonstruktion wurden zuerst nur Spuren mit einer positiven Signifikanz größer als 3σ akzeptiert. Wenn dabei weniger als zwei Spuren zur Verfügung standen, dann wurde der Schnitt auf 2σ erniedrigt und der Spurdatensatz erweitert. Standen weiterhin weniger als zwei Spuren zur Verfügung, dann wurde der Schnitt auf 1σ erniedrigt. Wenn weiterhin weniger als zwei Spuren selektiert wurden, dann wurde kein Sekundärvertex rekonstruiert. Dadurch sollte die Anzahl falsch selektierter Spuren für die Sekundärvertex-Rekonstruktion minimiert werden.

Bei einem 1σ -Schnitt auf die Impaktparameter-Signifikanz beträgt die maximale Effizienz 73,5 %. Der Maximalwert ist deutlich abhängig vom Schnittparameter. Dies ist auch zu erwarten, da durch diesen Schnitt die Größe der Spurdatensätze für die Vertexrekonstruktionen beeinflusst wird.

Die Tabelle zeigt, dass die Reduktionsrate deutlich vom verwendeten Schnitt abhängt. Bei einem 1σ -Schnitt beträgt die Reduktionsrate bei einer Effizienz von 40 % $35,8 \pm 1,0$. Wird dieser Schnitt auf $2,0\sigma$ erhöht, so erhöht sich auch die Reduktionsrate bei gleicher Effizienz auf 55 ± 4 . Ein größerer Schnitt auf die Impaktparametersignifikanz erhöht die Reduktionsrate weiter, während eine Erniedrigung des Schnittparameters die Reduktionsrate verkleinert. Das selbe Verhalten zeigt sich

ϵ -Schnitt	max. Effizienz	40 %	50 %	60 %
$0,5\sigma$	83,2	$24,7 \pm 1,0$	$14,0 \pm 0,5$	$8,2 \pm 0,2$
$1,0\sigma$	73,5	$35,8 \pm 1,0$	$21,0 \pm 0,5$	$12,0 \pm 0,3$
$1,5\sigma$	62,8	46 ± 3	$27,8 \pm 1,2$	$15,8 \pm 0,5$
$2,0\sigma$	54,5	55 ± 4	$32,0 \pm 1,5$	
$3,0\sigma$	43,0	56 ± 4		
$1 - 3\sigma$	73,5	$35,6 \pm 0,9$	$20,8 \pm 0,8$	$11,1 \pm 0,4$

Tabelle 6.1: Güte der B-Selektion bei Variation der Spurselektion

auch in den anderen Effizienzbereichen. Die schrittweise Selektion der Spuren für die Sekundärvertexrekonstruktion von 3σ auf 1σ führt, entgegen den Erwartungen, im Vergleich zum einfachen 1σ -Schnitt zu einer leichten Erniedrigung der Reduktionsrate bei vergleichbaren Effizienzen.

Um diesen Sachverhalt genauer zu verstehen wurden die RoIs mit unterschiedlichen Schnitten genauer untersucht. Tabelle 6.2 zeigt, wie sich der Impaktparameter-Schnitt zur Spurselektion auf die Auswahl der Spuren in einer B-RoI bzw. einer nicht-B-RoI auswirkt. Zudem zeigt die Tabelle das Verhalten bei verschiedenen Transversalimpulsschnitten sowie unterschiedlichen angenommenen Spurfindungseffizienzen.

ϵ -Schnitte	p_T -Schnitt	ϵ_{tr} [%]	N_{RoI}^f [%]	N_{RoI}^k [%]	\bar{N}_B^B	\bar{N}_B^{nB}	\bar{N}_{nB}
$> 1\sigma$	$> 1 \text{ GeV}$	100	42,8	57,2	2,26	0,64	0,93
$> 2\sigma$	$> 1 \text{ GeV}$	100	14,2	85,8	1,81	0,17	0,30
$> 3\sigma$	$> 1 \text{ GeV}$	100	6,8	93,2	1,47	0,09	0,15
$> 1 - 3\sigma$	$> 1 \text{ GeV}$	100	25,4	74,6	1,88	0,33	0,88
$> 1\sigma$	$> 0 \text{ GeV}$	100	71,7	28,3	2,64	1,51	1,97
$> 1\sigma$	$> 3 \text{ GeV}$	100	16,6	83,4	1,43	0,20	0,40
$[1\sigma - 5\sigma]$	$> 1 \text{ GeV}$	100	40,4	59,6	1,25	0,58	0,83
$[1\sigma - 10\sigma]$	$> 1 \text{ GeV}$	100	41,0	59,0	1,74	0,60	0,87
$[1\sigma - 20\sigma]$	$> 1 \text{ GeV}$	100	41,7	58,3	2,09	0,61	0,90
$[1\sigma - 30\sigma]$	$> 1 \text{ GeV}$	100	42,1	57,9	2,18	0,62	0,91
$> 1\sigma$	$> 1 \text{ GeV}$	80	36,2	63,8	1,82	0,51	0,75
$> 1\sigma$	$> 1 \text{ GeV}$	60	28,9	71,1	1,37	0,38	0,57

Tabelle 6.2: Genauere Untersuchung der RoI-Eigenschaften bei verschiedenen Spurselektionsschnitten. Bei der Bestimmung der Werte wurden alle RoIs verwendet.

Spalte 1: *Schnitt auf die Impaktparameter-Signifikanz bei Erstellung des Spursatzes zur Rekonstruktion des Sekundärvertex*

Spalte 2: *angenommene Transversalimpulsschwelle für Spuren oberhalb welcher Spuren rekonstruiert werden können*

Spalte 3: *angenommene Spurfindungseffizienz*

Spalte 4: *Anteil an B-Jet-RoIs, die noch falsche Spuren enthalten. Eine Spur wird als falsch bezeichnet, wenn sie nicht vom B-Hadron stammt.*

Spalte 5: *Anteil B-Jet-RoIs, die nur noch richtige Spuren enthalten.*

Spalte 6: *mittlere Anzahl an ausgewählten richtigen Spuren pro B-RoI*

Spalte 7: *mittlere Anzahl an ausgewählten falschen Spuren pro B-RoI*

Spalte 8: *mittlere Anzahl an ausgewählten Spuren pro nicht-B-RoI*

Die ersten drei Zeilen in Tabelle 6.2 zeigen, wie sich der Impaktparameter-Schnitt auf die Qualität des Spursatzes auswirkt. Wird der Schnitt von 1σ auf 3σ erhöht, so verringert sich der Anteil an RoIs, welche falsche Spuren enthalten, von 42,8 % auf 6,8 %. Gleichzeitig sinkt allerdings auch die mittlere Anzahl Spuren innerhalb der RoIs, was zu einer Reduktion der maximalen Effizienz führt, wie Tabelle 6.1 zeigt.

Einen weiteren Einfluss hat die Schwelle des Transversalimpuls der Spuren. Wenn der Spurfindungsalgorithmus jede Spur unabhängig vom Transversalimpuls rekonstruiert, so erhöht sich der Anteil an RoIs, welche falsche Spuren enthalten. Ohne p_T -Schwelle beträgt der Anteil 71,7 %. Bereits bei einer Schwelle von 1 GeV erniedrigt sich der Anteil auf 42,8 % und bei 3 GeV auf 16,6 %. Bei der mittleren Anzahl Spuren pro RoI zeigt sich ebenfalls die Abhängigkeit vom Impuls. Eine Erhöhung des p_T -Schnitts von 0 GeV auf 3 GeV ändert die mittlere Anzahl an korrekten Spuren innerhalb einer B-RoI von 2,64 auf 1,43 - das sind 54,2 % des Wertes ohne Impaktparameter-Schnitt. Gleichzeitig erniedrigt sich die mittlere Anzahl an falschen Spuren von 1,51 (bei 0 GeV) auf 0,20 (bei 3 GeV) - dies entspricht nur noch 13,2 % des Wertes ohne Impaktparameter-Schwelle. In den nicht-B-RoIs verkleinert sich die mittlere Anzahl Spuren deutlich von 1,97 (bei 0 GeV) auf 0,40 (bei 3 GeV) - 20,3 % des ursprünglichen Wertes.

Das Ergebnis zeigt, dass die meisten Spuren, welche aus dem B-Hadron entstammen, einen größeren Impaktparameter haben als die restlichen Spuren. Dies wird auch durch Abbildung 5.6 in Abschnitt 5.1 verdeutlicht, welche die Transversalimpulsverteilung für simulierte Spuren aus B-Zerfall und nicht aus B-Zerfall darstellt.

Weiterhin wurde untersucht, wie sich eine zusätzliche obere Schranke für den Transversalimpuls auf die Qualität der Spur-Selektion auswirkt. Die untere Schwelle wurde konstant auf 1σ gehalten, während die obere Schranke schrittweise von 5σ auf 30σ

erhöht wurde. Die Anzahl RoIs, welche falsche Spuren enthalten, vergrößert sich dabei von 40,4 % ($< 5\sigma$) auf 42,1 % ($< 30\sigma$). Die mittlere Anzahl an falschen Spuren ändert sich dabei nur ganz geringfügig von 0,58 auf 0,62. Gleichzeitig wächst die Spurmultiplicität pro RoI deutlich. Die mittlere Anzahl richtiger Spuren in einer B-RoI erhöht sich durch die Vergrößerung der oberen Schwelle von 1,25 ($< 5\sigma$) auf 2,18 ($< 30\sigma$). Auch die mittlere Anzahl an Spuren in einer nicht-B-RoI ändert sich nur wenig von 0,83 auf 0,91. Eine obere Schwelle auf den Impaktparameter ändert die mittlere Anzahl falscher Spuren also nur sehr geringfügig; die Anzahl an korrekten Spuren wird dagegen von der oberen Schwelle beeinflusst. Ein hoher Signifikanzschnitt verbessert die Reinheit des Spurdatensatzes für die Sekundärvertexrekonstruktion demnach nicht.

Zum Schluss zeigt die Tabelle, dass zwischen der angenommenen Spurfundungseffizienz und der Güte der Spurselektion ein annähernd linearer Zusammenhang besteht. Der Anteil an RoIs mit falschen Spuren erniedrigt sich von 42,8 % (100 % Effizienz) auf 28,9 % (60 % Effizienz). Gleichzeitig verringert sich die mittlere Anzahl an richtigen Spuren pro B-RoI von 2,21 auf 1,37 (61 % des Wertes bei 100 %), während sich die mittlere Anzahl falscher Spuren von 0,62 auf 0,38 (59 % des Wertes bei 100 %) ändert. In nicht-B-RoIs ändert sich die mittlere Spurmultiplicität von 0,93 auf 0,57 (61 % des Wertes bei 100 %). Eine Erniedrigung der Spurfundungseffizienz wirkt sich also erwartungsgemäß auf Spuren aus dem B-Hadron gleichermaßen aus wie auf die restlichen Spuren.

Mit den Ergebnissen dieser Betrachtungen wurde für alle weiteren Analysen ein 1σ -Schnitt für die Impaktparameter-Signifikanz ohne obere Schwelle ausgewählt. Ein größerer Schnitt erhöht zwar die Reduktionsrate bei gegebener Effizienz, erniedrigt aber gleichzeitig die maximale Effizienz. Der 1σ -Schnitt stellt somit einen Kompromiss aus guter maximaler Effizienz und gleichzeitig guter Reduktionsrate dar. Als minimaler Transversalimpuls wurde 1 GeV verlangt.

6.3 Betrachtung der Observablen

Bei der Erstellung eines Algorithmus, welcher aus einer gegebenen Menge Observablen eine Entscheidung erstellt, ist es wichtig, geeignete Observablen zu finden. Eine Observable eignet sich umso besser zur Entscheidungsfindung, je mehr sich ihre Verteilungen bei B-Jets und nicht-B-Jets unterscheidet. Aus diesem Grund wurden verschiedene Observablen auf ihre Differenzierungsmöglichkeiten untersucht.

Flugstrecke

Eine der natürlichsten Variablen zur Differenzierung zwischen B-Jets und nicht-B-Jets ist die Flugstrecke des rekonstruierten B-Hadrons, gemessen durch den Abstand zwischen primärem und sekundärem Vertex. Wie Abbildung 4.2 in Abschnitt 4.1.2

verdeutlicht, fliegen B-Hadronen oft einige Millimeter bevor sie zerfallen. Wenn in einem Jet nur Spuren aus dem primären Vertex enthalten sind, so sollte entweder kein Sekundärvertex rekonstruiert werden können, oder der Abstand zum Primärvertex sollte sehr klein sein. Somit bietet die Flugstrecke eine Möglichkeit, B-Jets von nicht-B-Jets zu unterscheiden. Ereignisse, in welchen das B-Hadron allerdings sehr schnell wieder in unmittelbarer Nähe zum Primärvertex zerfällt, können anhand der Flugstrecke nur schwer von solchen ohne B-Hadronen unterschieden werden, da in diesem Fall die Flugstrecke sehr klein ist.

Wie bereits in Abschnitt 6.2 beschrieben, werden auch Jet-RoIs berücksichtigt, in welchen kein Primärvertex rekonstruiert werden konnte. In diesen Ereignissen werden die x- und y-Koordinate des Primärvertex auf null gesetzt und ein zweidimensionaler Abstand in der xy-Ebene betrachtet.

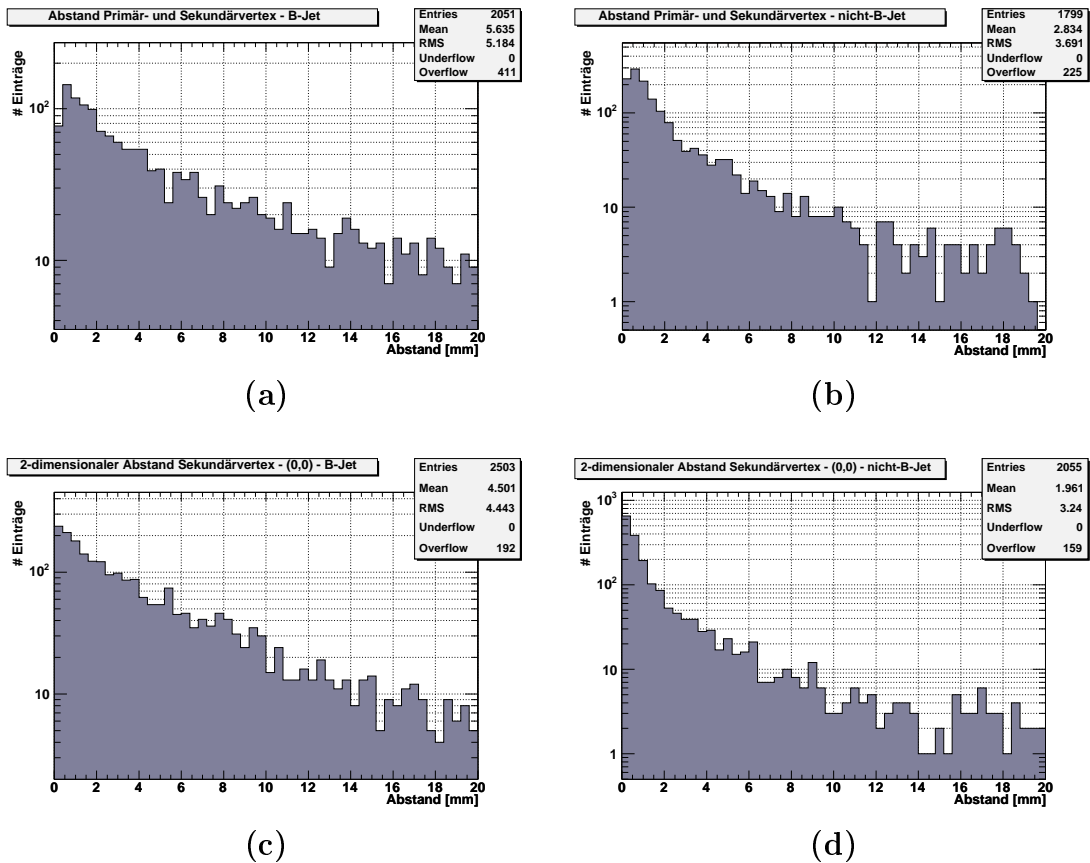


Abbildung 6.4: Die Observable Flugstrecke. In (a) ist die dreidimensionale Flugstrecken-Verteilung für B-Jets und in (b) für Jets aus anderen Quarks dargestellt. (c) und (d) stellen die zweidimensionalen Verteilungen dar.

Abbildung 6.4 zeigt die Verteilungen der Flugstrecke für B-Jets sowie für nicht-B-Jets. In 6.4(a) ist die dreidimensionale Verteilung für B-Jets und in 6.4(b) für nicht-B-Jets dargestellt. Abbildung 6.4(c) und (d) zeigen die zweidimensionalen Verteilung. Alle Verteilungen haben ihr Maximum bei sehr kleinen Distanzen. Bei nicht-B-Jets fällt die Verteilung schneller ab als bei B-Jets. Die Verteilungen zeigen allerdings eine große Anzahl von Einträgen bei großen Flugstrecken von mehr als 2 mm. Die mittlere rekonstruierte dreidimensionale Flugstrecke beträgt 5,6 mm (2,8 mm) für B-Jets (nicht-B-Jets); die mittleren zweidimensionalen Flugstrecken betragen 4,5 mm (2,0 mm). Aufgrund des steileren Abfalls und dem kleineren Mittelwert bei nicht-B-Jets bietet diese Observable eine Trennungsmöglichkeit zwischen B-Jets und nicht-B-Jets.

Abbildung 6.4 zeigt, dass auch in nicht-B-RoIs lange Flugstrecken zwischen dem rekonstruierten Primär- und Sekundärvertex auftreten. Eine genauere Betrachtung von nicht-B-RoIs mit großen Flugstrecken hat gezeigt, dass zum Beispiel in einigen dieser RoIs Spuren aus Hadronen mit einem charm-Quark (z.B. einem D-Meson) zu einem Sekundärvertex rekonstruiert wurden, welcher sich in der Regel auch in einem größeren Abstand zum Primärvertex befindet. Ein weiterer Teil dieser großen Flugstrecken in nicht-B-RoIs kommt dadurch zustande, dass Spuren aus verschiedenen Vertizes zu einem Vertex rekonstruiert werden. Dadurch ergibt sich ein falscher Vertex, für welchen es keine Bedingung an die Distanz zum Primärvertex gibt.

Spurmultiplizität im Sekundärvertex

Eine weitere untersuchte Observable beinhaltet Informationen, welche direkt aus dem Vertexfit stammen. Es handelt sich dabei um die Anzahl Spuren, mit denen der Sekundärvertex rekonstruiert wurde. Die Spurmultiplizität im Sekundärvertex ist in Abbildung 6.5(a) für B-Jets und in 6.5(b) für nicht-B-Jets dargestellt. Die Abweichung der Mittelwerte der Abbildungen von den in Tabelle 6.2 angegebenen Werten kommt dadurch zustande, dass in den Abbildungen nur RoIs einbezogen wurden, welche mindestens zwei Spuren beinhalten, während in der Tabelle auch RoIs einbezogen wurden, in welchen weniger als zwei Spuren enthalten sind.

In den B- und nicht-B-Jets des Datensatzes beträgt die am häufigsten auftretende Multiplizität zwei Spuren. Zu größeren Multiplizitäten fallen die Verteilungen stark ab. Für die große Anhäufung bei zwei Spuren gibt es im Wesentlichen zwei Gründe. Zum einen werden in einer großen Zahl RoIs lediglich zwei Spuren für die Sekundärvertexrekonstruktion ausgewählt; zum anderen bilden zwei Spuren das Minimum, ab wo keine Spur mehr vom Vertexfit-Algorithmus verworfen werden kann. Dies wird in den Abbildungen 6.6 verdeutlicht. Nach Auswahl der Spuren sind im Mittel lediglich 2,8 (0,8) geladene Spuren aus dem B-Zerfall (nicht aus dem B-Zerfall) innerhalb des Spurdatsatzes. Nach dem Vertexfit beträgt die mittlere Anzahl nur noch 2,1 (0,5).

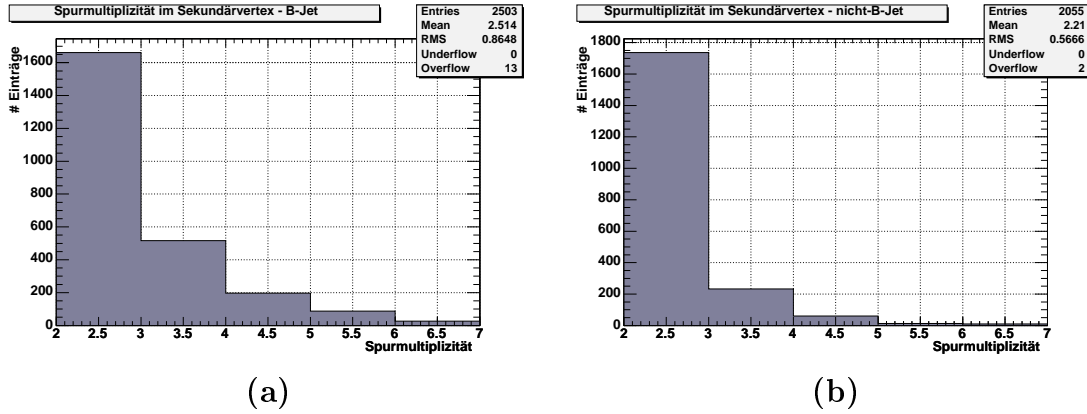


Abbildung 6.5: Die Observable Spurmultiplizität im Sekundärvertex. In (a) ist die Anzahl Spuren dargestellt, mit welchen für B-Jets der Sekundärvertex rekonstruiert wurde. (b) zeigt die Verteilung im Falle von Jets aus anderen Quarks.

Der Abfall in der Spurmultiplizität von zwei auf drei Spuren ist allerdings bei B-RoIs weniger stark als bei nicht-B-RoIs. Die Mittelwerte betragen 2,5 für B-Jets und 2,2 für nicht-B-Jets. Insgesamt gesehen bietet diese Observable die Möglichkeit der Trennung zwischen den zwei Jettypen. Ihre Wichtung wird umso größer, je mehr Spuren in den Sekundärvertex-Fit eingehen. Einige nicht-B-RoIs haben eine große Spurmultiplizität von mehr als 3-4 Spuren für die Sekundärvertex-Rekonstruktion. Dabei handelt es sich im Wesentlichen um Spuren mit einer großen Messgenauigkeit, welche dadurch eine Impaktparameter-Signifikanz knapp oberhalb der Schwelle für die Sekundärvertex-Rekonstruktion besitzen.

χ^2/ndf des Sekundärvertex

Auch die dritte Observable entstammt direkt dem Vertexfit. Das totale χ^2/ndf des Sekundärvertex macht eine Aussage über die Güte der Rekonstruktion. Somit bietet sich diese Observable dazu an, zwischen B-Jets und nicht-B-Jets zu unterscheiden. Die Verteilungen für B-Jets und nicht B-Jets der Verteilung χ^2/ndf sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Sie gleichen sich stark, was sich auch in den annähernd gleichen Mittelwerten von 1,09 für B-Jets und 1,00 für nicht-B-Jets zeigt. Ein Grund für das im Mittel kleinere χ^2/ndf bei nicht-B-Jets liegt darin, dass in diesen Ereignissen häufig der Primärvertex rekonstruiert wurde, während in B-Jet-RoIs häufiger Spuren aus dem Primärvertex mit Spuren aus dem Sekundärvertex gemischt werden, um den Sekundärvertex zu rekonstruieren. Der große Eintrag bei null enthält im Wesentlichen nur RoIs, in welchen der Sekundärvertex mit genau zwei Spuren rekonstruiert

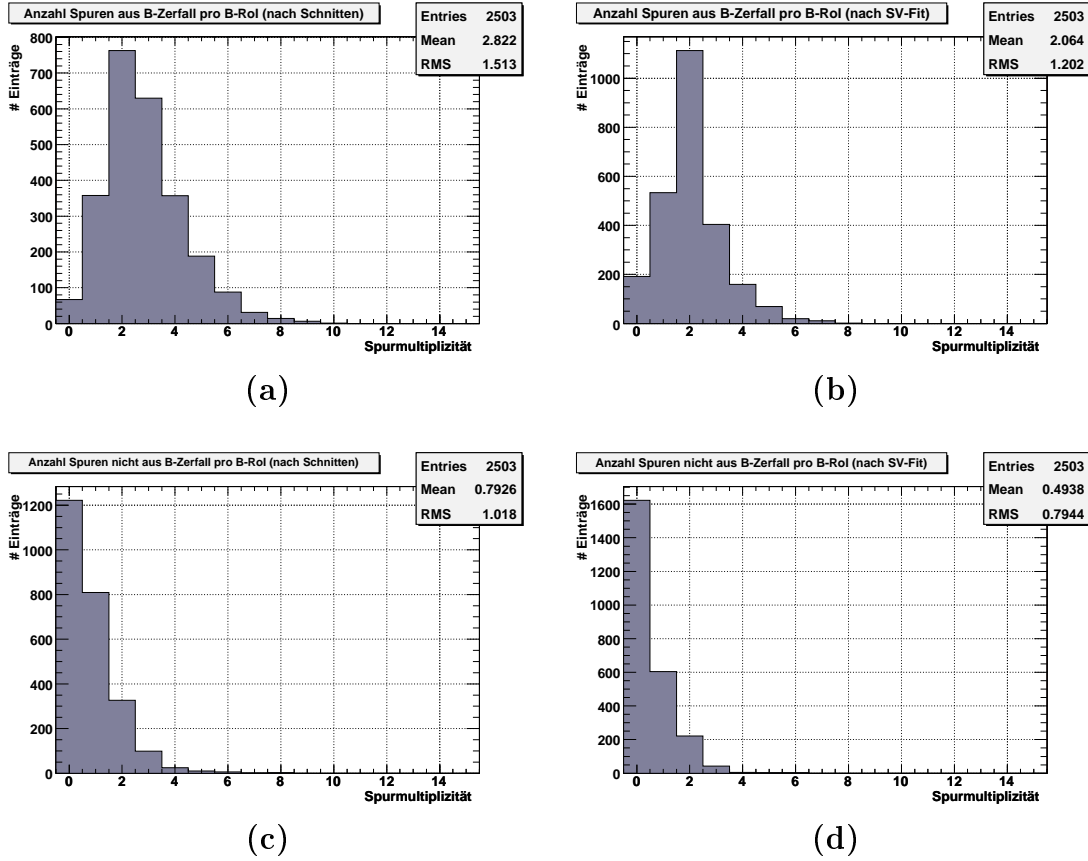


Abbildung 6.6: *Spurmultiplizität nach der Spurselektion (a) bzw. (c) und nach der Sekundärvertex-Rekonstruktion (b) bzw. (d) für Spuren aus dem B-Zerfall bzw. nicht aus dem B-Zerfall. In die Abbildungen gehen nur die RoIs ein, in welchen ein Sekundärvertex rekonstruiert wurde.*

wurde. Dadurch ergibt sich teilweise ein kleiner Wert für χ^2 , was allerdings nicht gleichbedeutend mit einem guten rekonstruierten Vertex ist.

Abstandssignifikanz

Bei dieser Observable handelt es sich um eine Kombination von bereits beschriebenen Observablen. Mit Hilfe der Flugstrecke und einem Schätzwert für den Güte des Sekundärvertexfits ist es möglich eine Abstandssignifikanz einzuführen. Die Abstandssignifikanz ist wie folgt definiert:

$$S_G = \frac{D}{G} \quad (6.3)$$

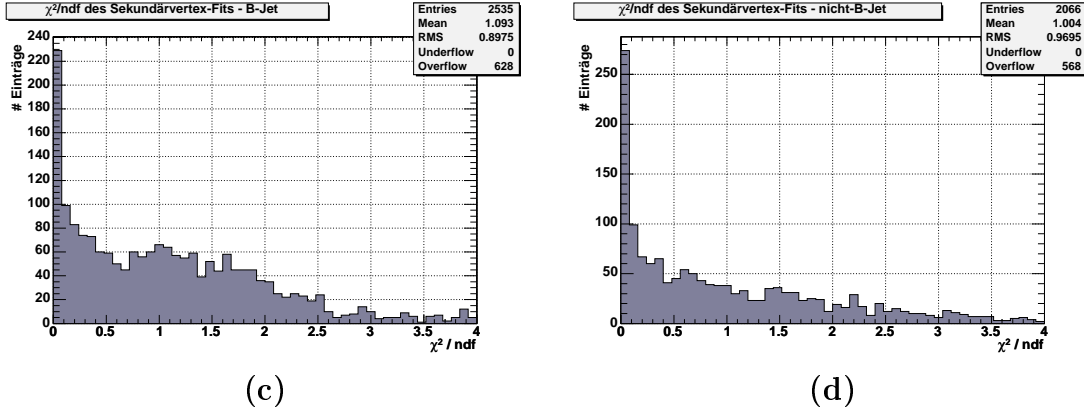


Abbildung 6.7: Die Observablen: χ^2/ndf . (a) und (b) zeigen die zwei Verteilungen für B-Jets und Jets aus leichteren Quarks.

Dabei gibt D die Distanz zwischen den rekonstruierten Vertizes und G die angenommene Güte des Fits an. Die Verteilung dieser Observablen ist für $G = \chi^2/ndf$ in Abbildung 6.8 dargestellt. Dabei ist χ^2 beziehungsweise ndf als Wurzel der quadratischen Summe der einzelnen Werte aus Primärvertex- und Sekundärvertexrekonstruktion definiert ($\chi^2 = \sqrt{\chi_{PV}^2 + \chi_{SV}^2}$). χ^2 und die Distanz wurden getrennt in der xy -Ebene und hinsichtlich z bestimmt, da die Auflösung der Vertexrekonstruktion in der x - bzw. y -Position genauer als in der z -Position ist. Die genaue Definition der Abstandssignifikanz lautet somit:

$$S_G = \sqrt{\left\{ \left(\frac{D_{xy}}{\chi_{xy}^2/ndf} \right)^2 + \left(\frac{D_z}{\chi_z^2/ndf} \right)^2 \right\}} \quad (6.4)$$

Es ist ein Unterschied in den Verteilungen ersichtlich. Die Mittelwerte betragen 2,07 für B-Jets beziehungsweise 1,21 für nicht B-Jets.

Flugstreckenerwartung

Diese Observable gibt die rekonstruierte Strecke zwischen Primär- und Sekundärvertex normiert auf die erwartete Flugstrecke an. Die erwartete Flugstrecke wird dabei mit Formel 4.1 aus Abschnitt 4.1.1 berechnet. Der Impuls p wird aus allen Spuren berechnet, welche in den Sekundärvertexfit eingegangen sind. Als Masse m wird die nachfolgend vorgestellte invariante Masse eingesetzt. Für $c\tau$ wird ein Wert von $460 \mu\text{m}$ für ein B^0 -Meson [6] verwendet. Im Wesentlichen spielt die Wahl von $c\tau$

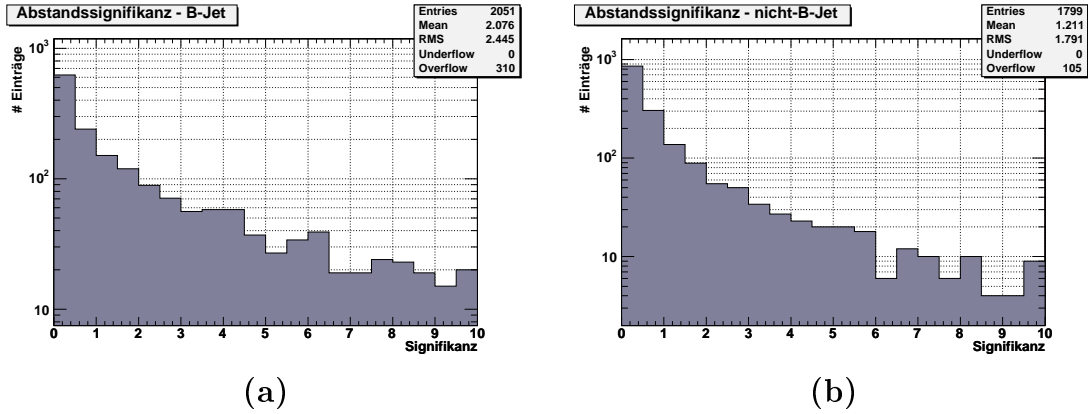


Abbildung 6.8: Die Observable Abstandssignifikanz. In (a) ist die Observable für B-Jets und in (b) für Jets aus anderen Quarks dargestellt. Als Güteabschätzung des Fits wurde χ^2/ndf genutzt.

keine große Rolle, da diese lediglich die Verteilung streckt oder staucht, auf den Verlauf aber sonst keinen Einfluss hat. Somit ergibt sich für die Flugstreckenerwartung folgende Relation:

$$E = \frac{D}{\gamma\beta c\tau} = D \frac{m}{p} \frac{1}{c\tau} \quad (6.5)$$

Falls der Primärvertex rekonstruiert wurde, beschreibt D den dreidimensionalen Abstand zwischen Primär- und Sekundärvertex. Andernfalls entspricht D der zweidimensionalen Flugstrecke, d.h. dem zweidimensionalen Abstand des Sekundärvertex vom Ursprung des Koordinatensystems in der xy -Ebene.

Abbildung 6.9 zeigt den Verlauf der Observable für B- und nicht-B-Jets. Die Mittelwerte unterscheiden sich mit 1,19 und 0,64 sichtlich. Die Verteilung für B-Jets nimmt annähernd exponentiell ab, während sich in der Verteilung für nicht-B-Jets ein anfangs starker Abfall bis zu etwa 2 zeigt, welcher dann flacher wird.

Invariante Vertexmasse

Eine weitere interessante Observable ist die invariante Masse des Sekundärvertex. Diese enthält Informationen über die Masse des im Sekundärvertex zerfallenden Teilchens und ist wie folgt definiert:

$$M = \sqrt{E^2 - \vec{p}^2} \quad (6.6)$$

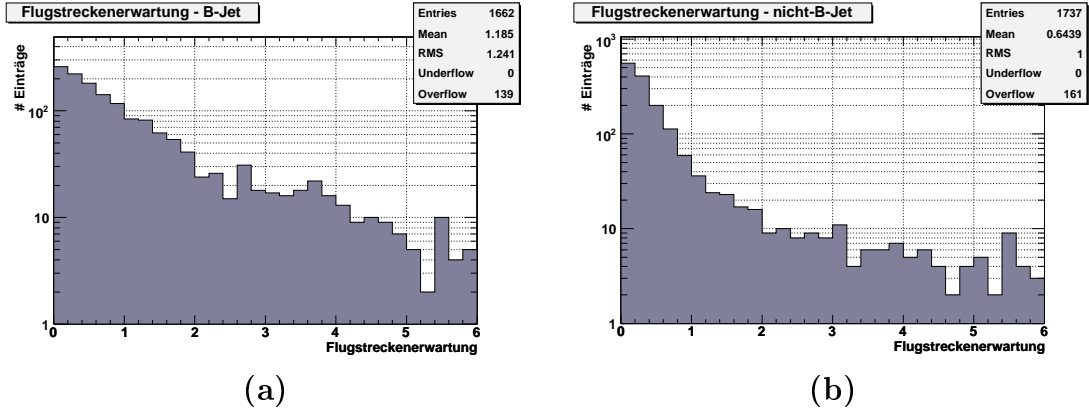


Abbildung 6.9: Die Observable Flugstreckenerwartung. In (a) ist die Flugstrecke normiert auf die erwartete Flugstrecke $\gamma\beta c\tau$ für B-Jets und in (b) für Jets aus anderen Quarks dargestellt.

wobei die Gesamtenergie E und der Gesamtimpuls \vec{p} wie folgt definiert sind (mit N_{tr} = Anzahl Spuren im Sekundärvertex):

$$E = \sum_{i=1}^{N_{tr}} \sqrt{\vec{p}_i^2 + m_0^2} \quad (6.7)$$

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^{N_{tr}} \vec{p}_i \quad (6.8)$$

B-Hadronen haben im Vergleich zu Hadronen, welche aus leichteren Quarks aufgebaut sind, eine relativ große Masse von annähernd 5 GeV. Dies sollte sich auch im rekonstruierten Vertex zeigen. Die invariante Masse eines Sekundärvertex, in welchem nur korrekte Spuren eingehen, sollte dementsprechend größer sein, als wenn nur eine zufällige Kombinationen von Spuren oder zum Beispiel nur Spuren aus dem Primärvertex verwendet werden. Dadurch bietet sich die invariante Masse als Observable an.

Für eine exakte Bestimmung der Teilchenenergie muss die Ruheenergie des Teilchens m_0 bekannt sein. Dies ist allerdings nicht der Fall, wenn mit rekonstruierten Spuren gearbeitet wird. Da die meisten Teilchen im Detektor Pionen sind, wurde bei der Berechnung der invarianten Masse angenommen, dass alle Spuren durch Pionen produziert werden und somit wurde für m_0 die Pionmasse von etwa 140 MeV als Ruhemasse eingesetzt. Die Masse fällt allerdings nicht stark ins Gewicht, da der Impuls der Teilchen deutlich größer als 140 MeV ist.

Abbildung 6.10(a) zeigt die Verteilung der invarianten Masse für B-Jets und 6.10(b) für nicht-B-Jets. Beide Verteilungen zeigen große Ähnlichkeiten. Die Mittelwerte betragen 1,3 für B-Jets und 1,1 für nicht-B-Jets. Bei nicht-B-Jets fällt die Verteilung etwas schneller ab als für B-Jets.

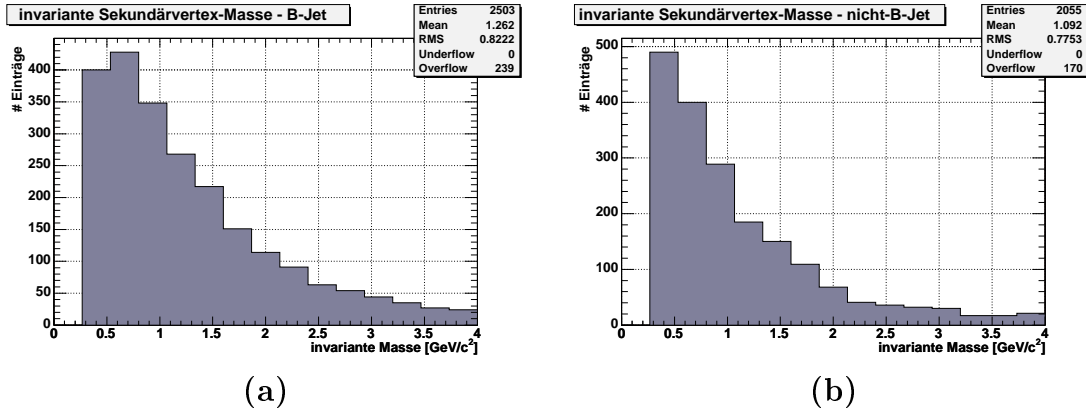


Abbildung 6.10: Die Observable invariante Vertexmasse In in (a) ist die invariante Masse der Sekundärvertex für B-Jets und in (b) für Jets aus anderen leichteren Quarks dargestellt.

Energiebruchteil X

Der Energiebruchteil X des Sekundärvertex hinsichtlich der Jetenergie ist eine weitere Observable, welche mit dem Sekundärvertex in Verbindung steht. Diese Observable ist wie folgt definiert:

$$X = \frac{\sum_{i=1}^{N_{SV}} \vec{p}^2}{\sum_{i=1}^{N_{RoI}} \vec{p}^2} \quad (6.9)$$

wobei N_{SV} die Spurmultiplicität im Sekundärvertex ist und N_{RoI} die Spurmultiplicität in der RoI darstellt.

Der Energiebruchteil aller Spuren, welche in den Sekundärvertex eingegangen sind, sollte größer sein, wenn es sich bei dem rekonstruierten Sekundärvertex um einen echten B-Zerfallsvertex handelt. Der Grund dafür ist, dass die Fragmentierungsfunktion für b-Quarks härter ist als die Funktion für leichtere Quarks [23].

Die Verteilungen der Observable für B-Jets und nicht-B-Jets ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Auch hier zeigt sich, dass die Verteilung für nicht-B-Jets etwas schneller abfällt als die Verteilung für B-Jets. Die Mittelwerte der zwei Verteilungen liegen bei 0,39 für B-Jets und 0,34 für nicht-B-Jets. Diese Observable sollte eine vergleichbare Trennung ermöglichen wie die invariante Vertexmasse - siehe 6.3.

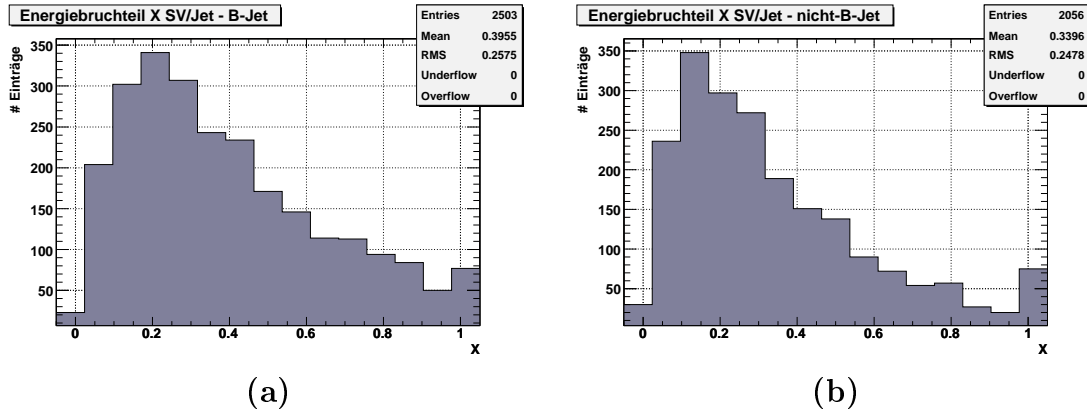


Abbildung 6.11: Die Observable Energiebruchteil X In (a) ist der Energiebruchteil des Sekundärvertex hinsichtlich der Jetenergie für B-Jets und in (b) für Jets aus anderen Quarks dargestellt. Die große Anzahl Einträge bei eins entsteht durch RoIs, in welchen lediglich zwei Spuren enthalten sind, welche beide für die Rekonstruktion des Sekundärvertex verwendet werden.

6.3.1 Korrelationen zwischen den Observablen

Dieser Abschnitt befasst sich mit den Korrelationen zwischen den einzelnen Observablen, welche in den Abbildungen 6.12-6.16 dargestellt sind. Zusätzlich sind in Tabelle 6.3 die Korrelationskoeffizienten für B-Jet-RoIs und nicht-B-Jet-RoIs aufgeführt. Der Korrelationskoeffizient K zwischen zwei Observablen x und y ist wie folgt definiert:

$$K_{xy} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sigma_x \sigma_y} \quad (6.10)$$

Dabei entsprechen σ_x und σ_y den Standardabweichungen der Verteilungen der Observablen x und y und \bar{x} sowie \bar{y} den Mittelwerten. Die Summe wird über N RoIs berechnet.

Eine annähernd einhundertprozentige Korrelationen würde bedeuten, dass die Nutzung beider Observablen zusammen keinen Vorteil bringt, da die Informationen komplett in einer der beiden Observablen enthalten sind. Wären zwei Observablen unkorreliert, so könnte dies dazu führen, dass sich die Informationen beider Observablen zufällig widersprechen, obwohl in der Mehrheit der Fälle die unabhängigen Informationen zu einer besseren Entscheidung führen, falls beide Observablen einen Unterschied in der Verteilung von B-Jets und nicht-B-Jets aufweisen.

Observable	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)
(a) Abstandssignifikanz	-	-0,04	-0,10	+0,11	+0,39	+0,22
(b) Spurmultiplicität	-0,10	-	+0,53	+0,33	+0,09	-0,01
(c) invariante Vertexmasse	-0,22	+0,44	-	+0,28	-0,08	+0,02
(d) Energiebruchteil	+0,14	+0,13	+0,14	-	+0,17	-0,03
(e) 2-dimensionaler Abstand	+0,27	-0,04	-0,18	+0,05	-	+0,40
(f) Flugstreckenerwartung	+0,14	-0,02	-0,04	-0,04	+0,45	-

Tabelle 6.3: *Korrelationskoeffizienten zwischen den Observablen - Oberhalb der Diagonalen stehen die Koeffizienten für B-Jets, unterhalb der Diagonalen für nicht-B-Jets.*

Die Abstandssignifikanz und die Spurmultiplicität sind nur schwach miteinander korreliert (Abbildung 6.12(a)-(aa)), wie man auch den Korrelationskoeffizienten in Tabelle 6.3 entnehmen kann. Auch bezüglich der invarianten Masse (Abbildung 6.12(b)-(bb)) beziehungsweise dem Energiebruchteil (Abbildung 6.12(c)-(cc)) hat die Abstandssignifikanz nur eine kleine Korrelation. Erwartungsgemäß gibt es allerdings eine große Korrelation zwischen der Abstandssignifikanz und dem zweidimensionalen Abstand (Abbildung 6.13(d)-(dd)) bzw. der Flugstreckenerwartung (Abbildung 6.13(e)-(ee)). Diese Korrelation kann dadurch verstanden werden, da es sich bei diesen Observablen um solche handelt, welche eine Flugstrecke beschreiben.

Zwischen der Spurmultiplicität und der invarianten Vertexmasse des Sekundärvertex besteht die größte Korrelation aller Observablen (Abbildung 6.13(f)-(ff)). Je größer die Multiplicität desto größer ist die minimale Vertexmasse. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich auch im Korrelationsverlauf zwischen der Multiplicität und dem Energiebruchteil X (Abbildung 6.14(g)-(gg)), wobei der Korrelationskoeffizient für nicht-B-RoIs deutlich kleiner als bei B-RoIs ist. Dies ist auch verständlich, da die Energie aller Spuren im Sekundärvertex mit steigender Anzahl Spuren ansteigt, während die Energie der RoI unabhängig von der Multiplicität im Sekundärvertex ist. Multiplicität und zweidimensionaler Abstand (Abbildung 6.14(h)-(hh)) sind hingegen vernachlässigbar wenig miteinander korreliert. Zudem ist auch die Korrelation zwischen Multiplicität und Flugstreckenerwartung (Abbildung 6.14(i)-(ii)) vernachlässigbar klein.

Zwischen der invarianten Vertexmasse und dem Energiebruchteil X zeigt sich eine Korrelation (Abbildung 6.15(j)-(jj)). Dementgegen besteht zwischen der invarianten Vertexmasse und dem zweidimensionalen Abstand (Abbildung 6.15(k)-(kk)) bzw. der Flugstreckenerwartung (Abbildung 6.15(l)-(ll)) nur eine vernachlässigbare Korrelation.

Auch der Energiebruchteil besitzt nur eine kleine Korrelation bezüglich der Flugstreckenobservablen zweidimensionaler Abstand (Abbildung 6.16(m)-(mm)) und Flug-

streckenerwartung (Abbildung 6.16(n)-(nn)).

Erwartungsgemäß zeigt sich allerdings eine große Korrelation zwischen dem zwei-dimensionalen Abstand und der Flugstreckenerwartung. ((Abbildung 6.16(o)-(oo)). Dies ist verständlich, da es sich bei beiden Observablen um Flugstreckenobservablen handelt und somit eine große Korrelation erwartet wird.

6.4 Kombination der Observablen

Im Abschnitt 6.3 sind unterschiedliche Observablen beschrieben, welche sich mehr oder weniger gut zur Unterscheidung von B-Jets und nicht-B-Jets eignen. Für eine optimale Güte des Algorithmus ist es wichtig, eine möglichst gute Ausnutzung der Informationen verschiedener Observablen zu nutzen. Die Auswahl der Observablen beruht darauf, dass sich eine optimale Güteverteilung bei den Ergebnissen mit kombinierten Observablen einstellt. Observablen, welche keine zusätzliche Verbesserung bringen, wurden nicht verwendet.

Die unterschiedlichen Kombinationsmöglichkeiten werden in diesem Abschnitt beschrieben. Die Ergebnisse der Ansätze mit einzelnen Observablen werden miteinander verglichen. Zudem wird ein Vergleich zwischen den Ergebnissen bei Verwendung einzelner Observablen und bei Kombination mehrerer Observablen gemacht.

Die Zeit, welche zum Berechnen der Observablen benötigt wird, kann im Vergleich zur gesamten Ausführungszeit des Algorithmus - siehe Abbildung 4.7(b) - vernachlässigt werden. Während letztere im Mittel etwa 0,43 ms beträgt, ist die mittlere Zeit zum Berechnen der Observablen 0,01 ms. Abbildung 6.17 zeigt die Zeit, welche zum Berechnen benötigt wird.

6.4.1 Kombinationsmöglichkeiten

Für die Entscheidungsfällung wird ein Likelihood-Ansatz verwendet. Das bedeutet, dass mit den Werten der Observablen eine Entscheidungsvariable L_{final} bestimmt wird, welche angibt, wie wahrscheinlich es ist, dass es sich um ein Signal- oder ein Untergrundereignis handelt. Signalereignisse sind in diesem Zusammenhang B-Jets und Untergrundereignisse nicht-B-Jets. Die finale Likelihood-Variable ist wie folgt definiert:

$$L_{final} = \frac{\exp \left\{ \sum_i \left(\ln \frac{S_i}{B_i} \right)_{fit} \right\}}{\exp \left\{ \sum_i \left(\ln \frac{S_i}{B_i} \right)_{fit} \right\} + 1} \quad (6.11)$$

Der Index i läuft über die zur Entscheidungsfällung genutzten Observablen. Für jede Observablen i werden zwei Wahrscheinlichkeitsverteilungen - eine für Signal-

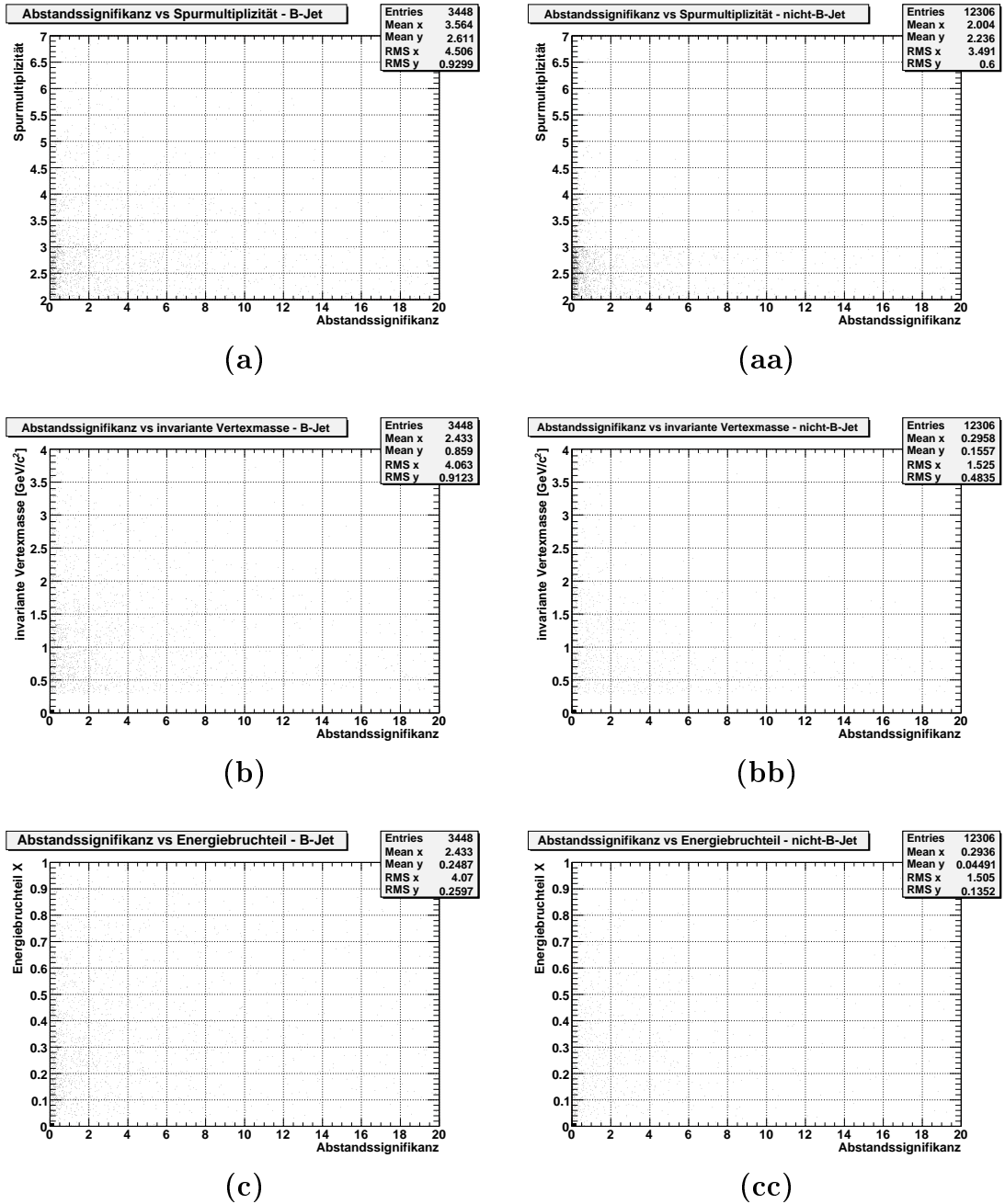


Abbildung 6.12: Korrelationen zwischen den Observablen. (a) und (aa) Abstandssignifikanz und Spurmultiplizität, (b) und (bb) Abstandssignifikanz und invarianter Vertexmasse, (c) und (cc) Abstandssignifikanz und Energiebruchteil für B-Jets (linke Spalte) und nicht-B-Jets (rechte Spalte)

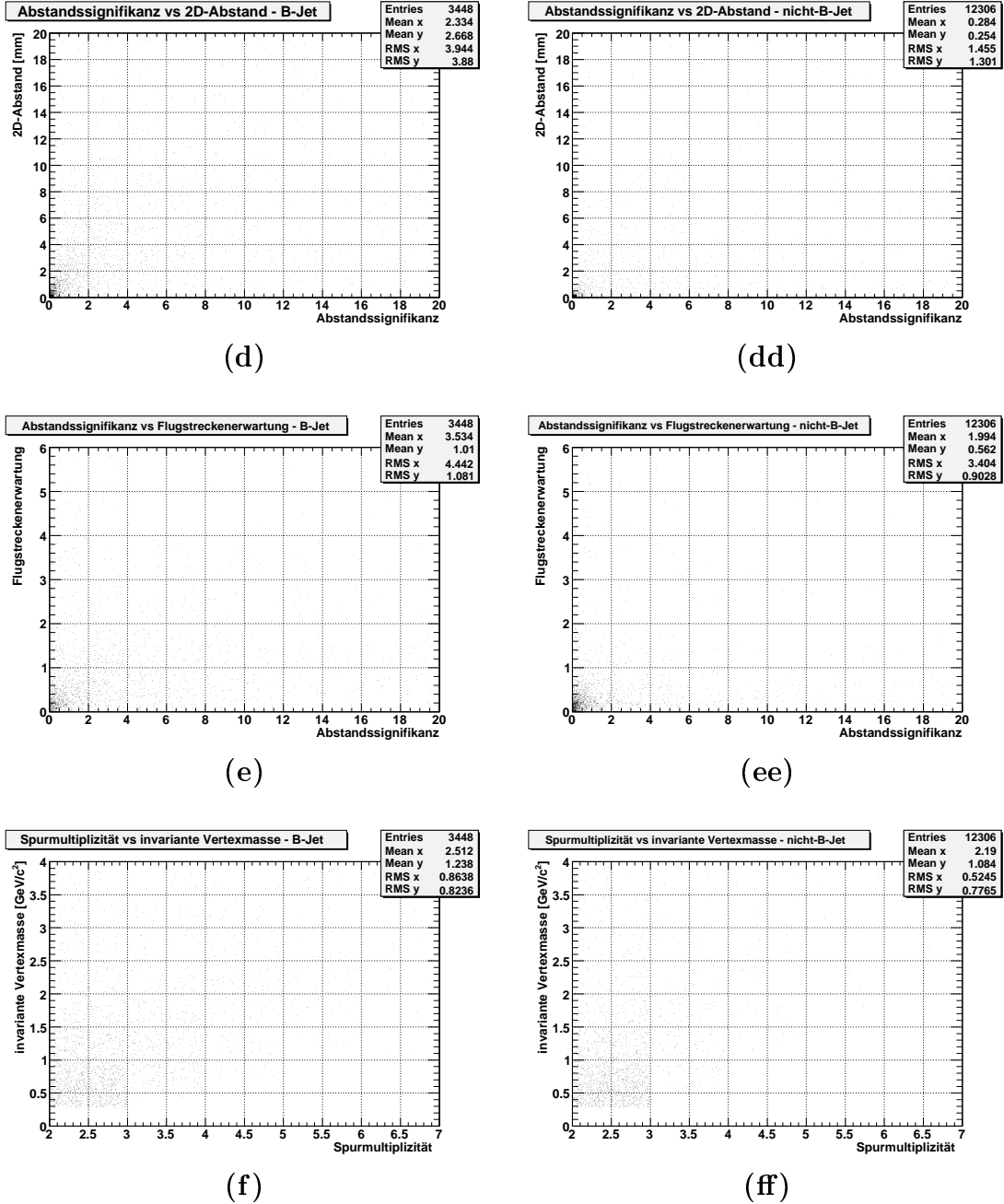


Abbildung 6.13: Korrelationen zwischen den Observablen. (d) und (dd) Abstandssignifikanz und 2-dimensionaler Abstand, (e) und (ee) Abstandssignifikanz und Flugstreckenerwartung, (f) und (ff) Spurmultiplizität und invarianter Vertexmasse für B-Jets (linke Spalte) und nicht-B-Jets (rechte Spalte)

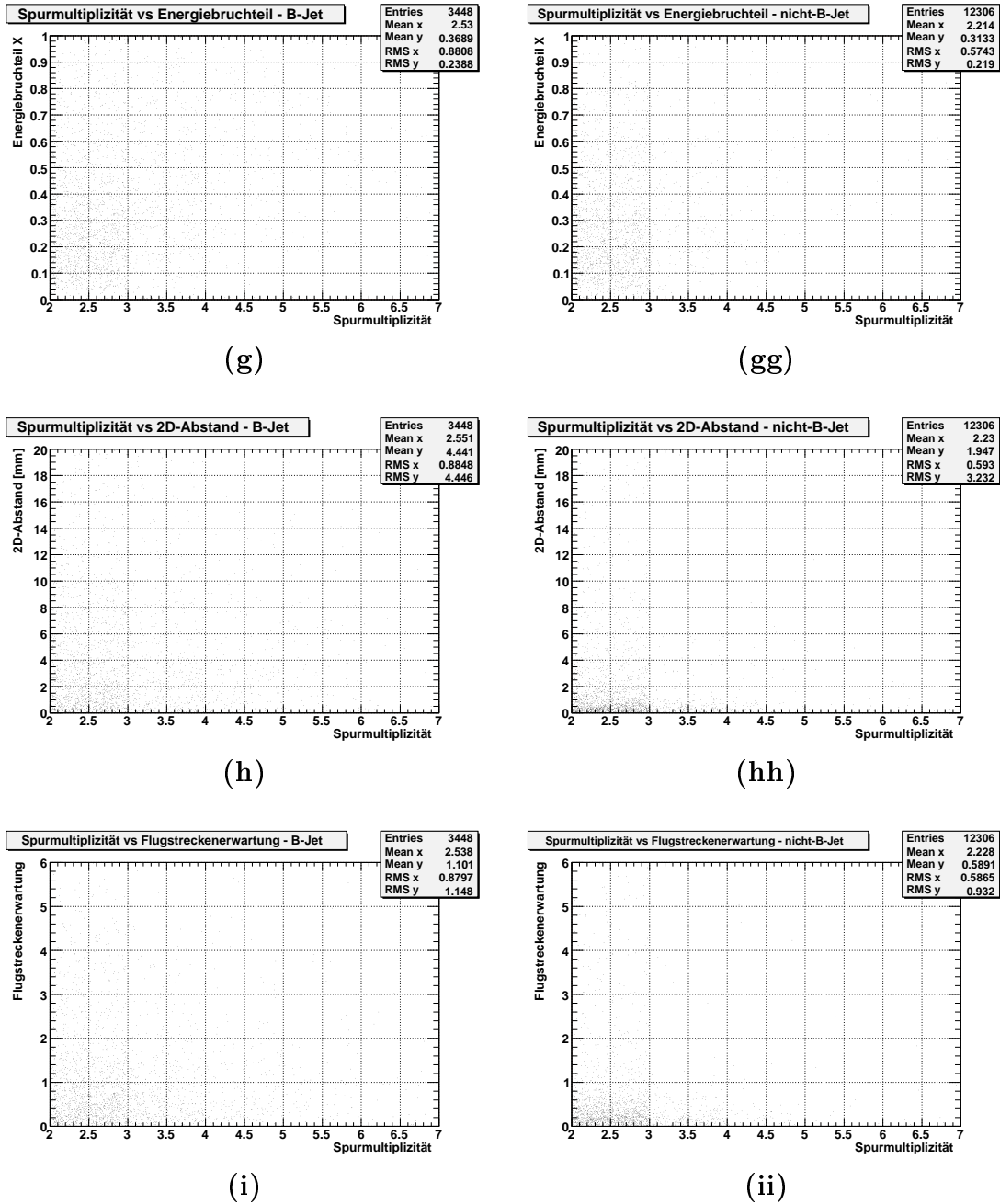


Abbildung 6.14: Korrelationen zwischen den Observablen. (g) und (gg) Spurmultiplicität und Energiebruchteil, (h) und (hh) Spurmultiplicität und 2-dimensionaler Abstand, (i) und (ii) Spurmultiplicität und Flugstreckenerwartung für B-Jets (linke Spalte) und nicht-B-Jets (rechte Spalte)

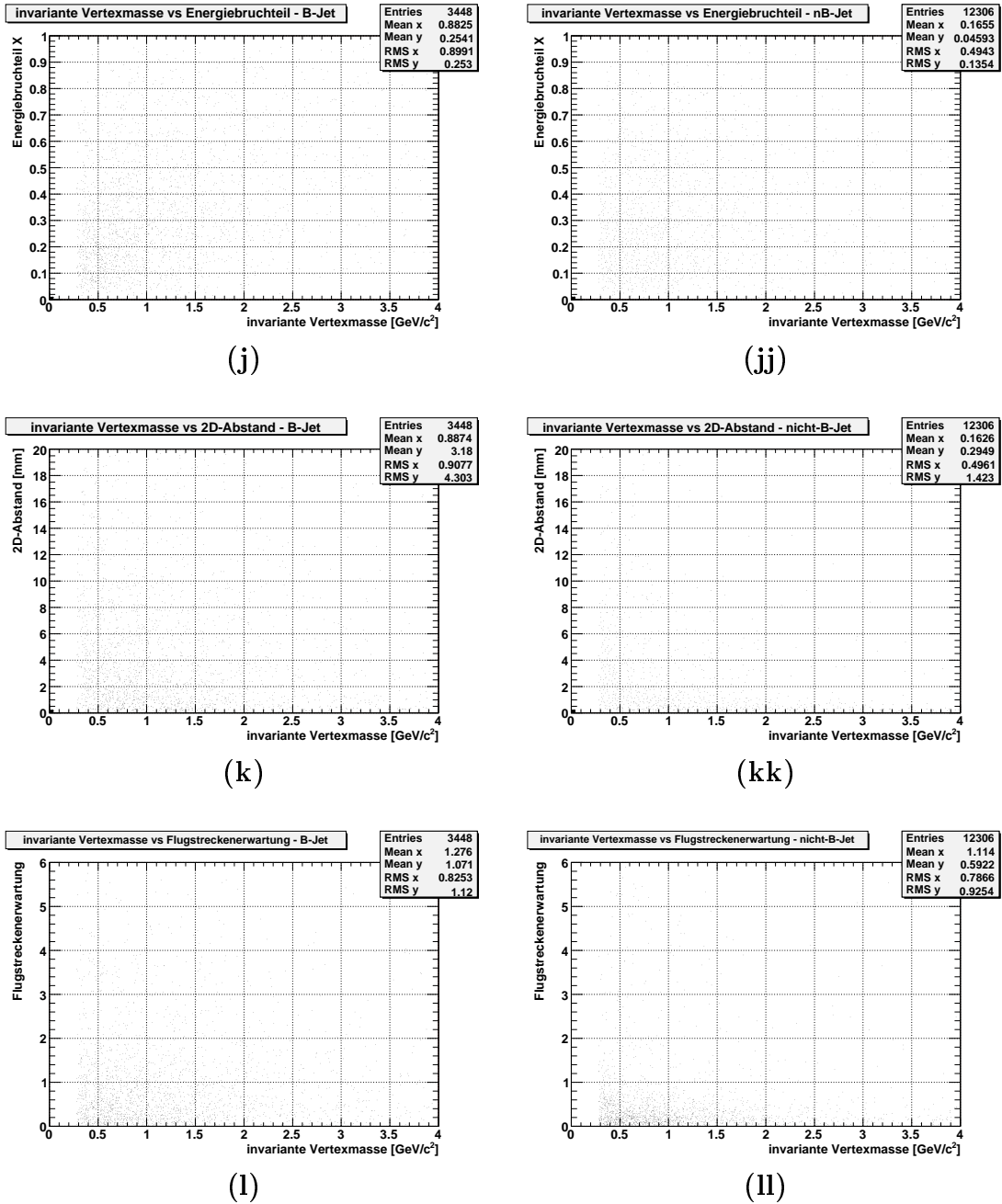


Abbildung 6.15: Korrelationen zwischen den Observablen. (j) und (jj) invarianter Vertexmasse und Energiebruchteil, (k) und (kk) invarianter Vertexmasse und 2-dimensionaler Abstand, (l) und (ll) invarianter Vertexmasse und Flugstreckenerwartung für B-Jets (linke Spalte) und nicht-B-Jets (rechte Spalte)

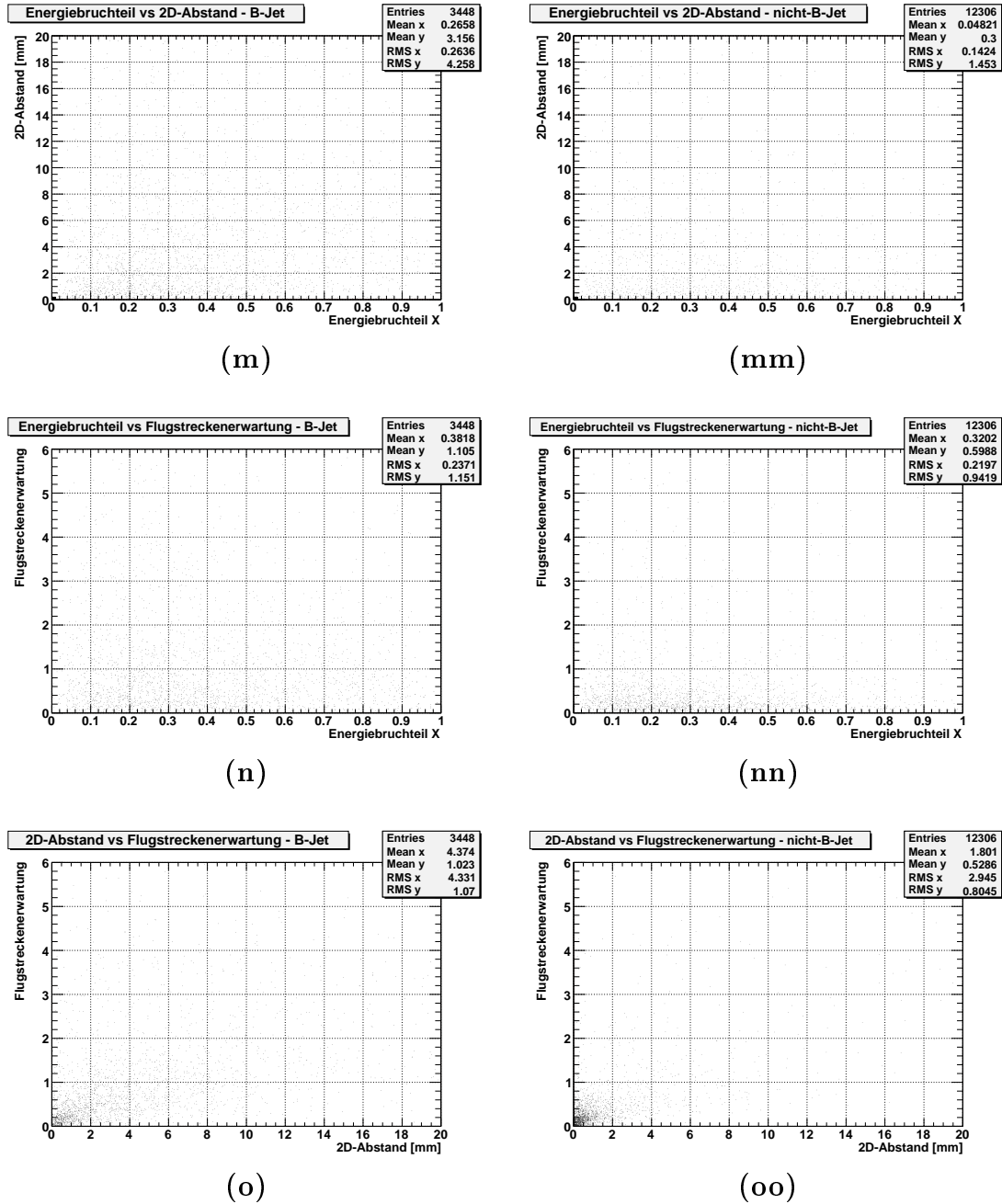


Abbildung 6.16: Korrelationen zwischen den Observablen. (m) und (mm) Energiebruchteil und 2-dimensionaler Abstand, (n) und (nn) Energiebruchteil und Flugstreckenerwartung, (o) und (oo) 2-dimensionaler Abstand und Flugstreckenerwartung für B-Jets (linke Spalte) und nicht-B-Jets (rechte Spalte)

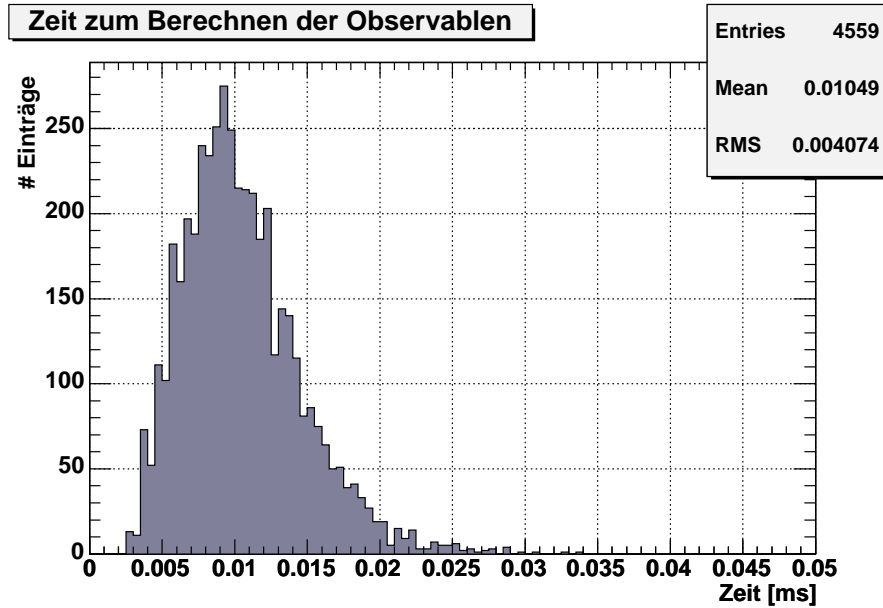


Abbildung 6.17: Benötigte Zeit für die Berechnung der Likelihoods in ms.

und eine für Untergründereignisse bestimmt. Der Quotient der zwei Verteilungen S_i/B_i entspricht dem einzelnen Likelihood L_i ; der natürliche Logarithmus des Quotienten wird als logarithmischer Likelihood bezeichnet. Zur Glättung der einzelnen Likelihood-Verteilungen werden diese mit Polynomen angepasst. Mit diesen Polynomen werden die Likelihoods aus den Werten der Observablen berechnet.

Das totale Likelihood ergibt sich als Produkt der einzelnen Likelihoods bzw. als Summe der logarithmischen Likelihoods. Das totale Likelihood L_{total} ist somit wie folgt definiert:

$$L_{total} = \prod_i L_i = \sum_i \ln L_i \quad (6.12)$$

In letzten Schritt wird das totale Likelihood normiert. Daraus ergibt sich die in Formel 6.11 gezeigte Definition für die Entscheidungsvariable L_{final} .

Diese Definition des Likelihoods sorgt dafür, dass Signalereignisse mit größtmöglicher Wahrscheinlichkeit bei Werten um eins und Untergründereignisse bei Werten um null liegen sollten, sofern die Observablen eine gute Trennung erlauben.

Die logarithmischen Likelihood-Verteilungen $L = \ln S/B$ der einzelnen Observablen sind in Abbildung 6.18 dargestellt. Bei den in den Abbildungen dargestellten Fehlern

handelt es sich rein um den statistischen Fehler, welcher - mit $\Delta S = \sqrt{S}$ und $\Delta B = \sqrt{B}$ wie folgt berechnet wurde:

$$\Delta L = \sqrt{\left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2} \quad (6.13)$$

Die logarithmische Likelihood-Verteilung für die dreidimensionale Abstandssignifikanz (Abbildung 6.18(a)) steigt mit zunehmendem Abstand kontinuierlich an. Bei kleinen Signifikanzen ist der Wert negativ. Dies deutet auf einen nicht-B-Jet hin. Der Gesamtwert liegt zwischen -0,5 und etwa +1. Der Wert von χ^2/ndf von 4,64/9 deutet auf eine gute Anpassung der Verteilung mit einem Polynom hin. Die Verteilung des zweidimensionalen Abstands (Abbildung 6.18(b)) steigt zuerst an und bleibt im Anschluss annähernd konstant. Der Likelihoodwert liegt zwischen etwa -1 und annähernd +1; das χ^2/ndf des Fits beträgt 3,8/5 und zeigt somit ebenfalls, dass der Fit die Verteilung gut beschreibt. Gleiches gilt auch für die Flugstreckenerwartung (Abbildung 6.18(c)). Das χ^2/ndf des Fits beträgt 26,32/26. Die Verteilung steigt mit steigender Flugstreckenerwartung zunächst an, fällt oberhalb von etwa 2 allerdings entgegen den Erwartungen wieder ab. Dieses Verhalten kann nur dadurch erklärt werden, dass die Verteilungen oberhalb von 2-3 nur noch sehr wenige Ereignisse enthalten. Zudem ändert sich die Anzahl Einträge in nicht-B-RoIs oberhalb dieses Wertes kaum noch, während die in B-RoIs noch abfällt. Dadurch verkleinert sich der Quotient S_i/B_i und damit das Likelihood.

Die Verteilung der Spurmultiplicität (Abbildung 6.18(d)) wurde nicht mit einem Fit angepasst, da der Wert lediglich fünf diskrete Werte zwischen zwei und sechs annimmt. Das Likelihood wird mittels einer Look-Up-Tabelle bestimmt. Deutlich ersichtlich ist allerdings die ebenfalls kontinuierlich ansteigende Verteilung mit steigender Multiplicität.

Die Verteilung der invarianten Masse (Abbildung 6.18(e)) nimmt Werte zwischen -0,3 und +0,3 an. Das χ^2/ndf des Fits beträgt 1,2/10. Das deutet darauf hin, dass die Fehler der Verteilungen zu groß sind. Der Fit beschreibt die Funktion gut. Die Likelihood-Verteilung des Energiebruchteils X (Abbildung 6.18(f)) steigt stetig an. Sie nimmt Werte zwischen -0,4 und +1,2 an. Das χ^2/ndf des Fits beträgt 6,6/5. Große Abweichungen der gefitteten Funktion von der Verteilung treten nicht auf.

6.4.2 Ergebnis mittels einzelner Observablen

Eine der einfachsten Möglichkeiten der Entscheidungsfällung beruht, wie bereits beschrieben, auf der Nutzung einer einzelnen Observablen. Durch einen Schnitt auf das nur mit dieser Observable bestimmte finale Likelihood kann zwischen B-Jet und nicht-B-Jet unterschieden werden. Als Observablen wurden die dreidimensionale Abstandssignifikanz, die zweidimensionale Flugstrecke, die Spurmultiplicität im

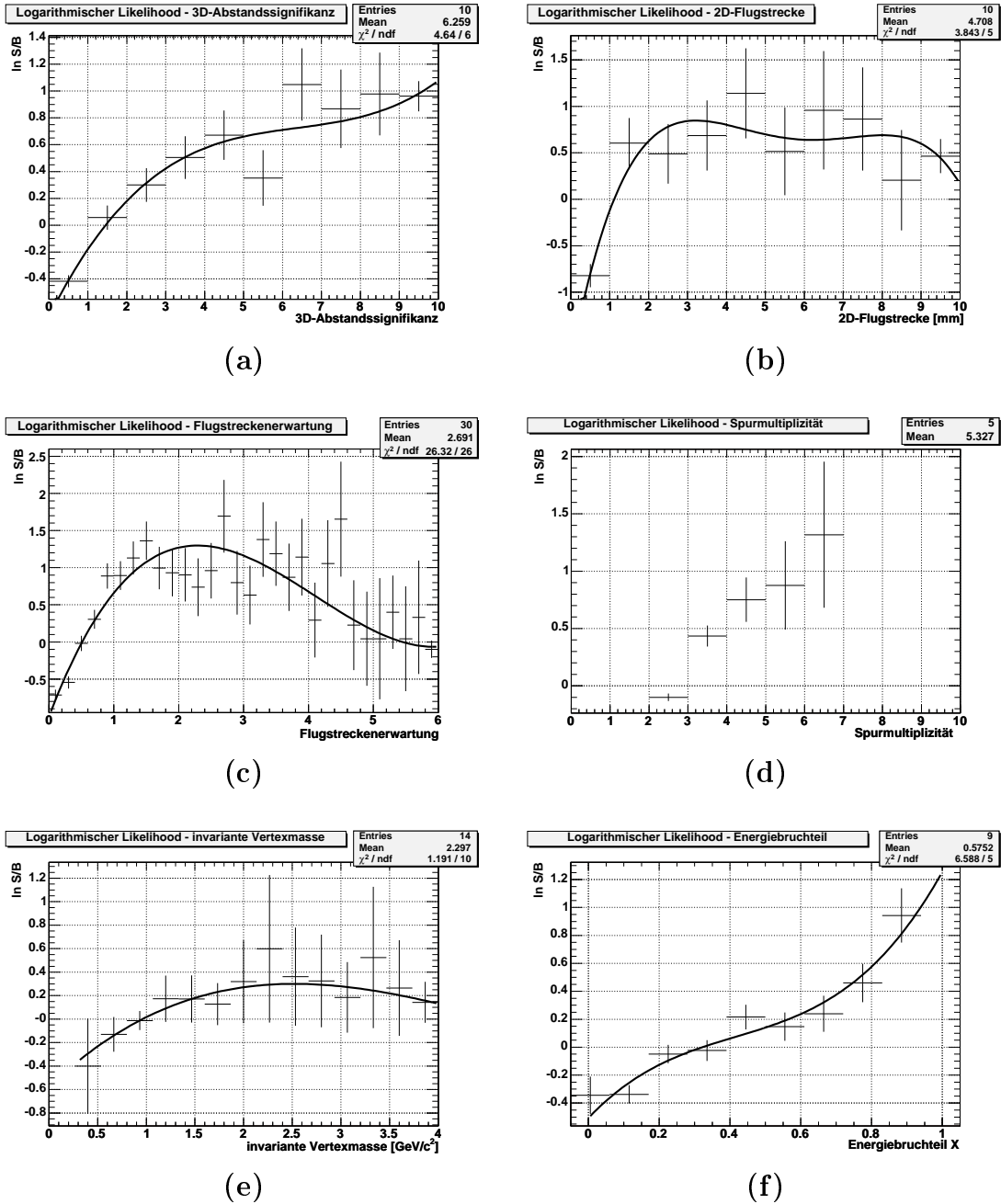


Abbildung 6.18: Die logarithmischen Likelihood-Verteilungen $\ln S/B$ der einzelnen Observablen (a) dreidimensionale Abstandssignifikanz, (b) zweidimensionaler Abstand, (c) Flugstreckenerwartung, (d) Spurmultiplicität im Sekundärvertex, (e) invariante Vertexmasse des Sekundärvertex und (f) Energiebruchteil X . Bei den gezeigten Fehlern handelt es sich um statistische Fehler.

Sekundärvertex, die invariante Vertexmasse sowie der Energiebruchteil im Sekundärvertex untersucht.

In Abbildung 6.19 ist die Güte des Algorithmus gezeigt, wenn jeweils nur eine der vier erwähnten Observablen genutzt wird. Dabei wurde das in Abschnitt 6.4.1 beschriebene Likelihood-Verfahren für die entsprechende Observablen genutzt. Im Fall der Spurmultiplicität gibt es aufgrund der diskreten Verteilung dieser Observable auch nur diskrete Punkte in der Güte-Kurve. Die Ergebnisse werden zusammen mit den Güte-Ergebnissen bei Verwendung mehrerer Observablen im Abschnitt 6.4.3 diskutiert und verglichen. Die maximale Effizienz ist, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, dadurch gegeben, in wievielen Rols mindestens zwei Spuren für die Rekonstruktion des Sekundärvertex selektiert werden konnten.

6.4.3 Ergebnis mittels Kombination von Observablen

Die Nutzung mehrerer Observablen bietet den Vorteil, dass bei der Ergebnisfindung Schwankungen einzelner Observablen ausgeglichen werden können. Für die Analyse der Güte des Algorithmus wurden die in Abschnitt 6.4.2 gezeigten Observablen genutzt. Diese Variablen wurden mittels der Likelihoodmethode - siehe 6.4.1 - zu der Entscheidungsvariablen L_{final} zusammengefasst. Zwischen B-Jet und nicht-B-Jet wird mittels eines einfachen Schnitts auf den Wert dieser Observablen unterschieden.

Die Observablen wurden zu insgesamt drei unterschiedlichen Sätzen zusammengefasst. Diese sind im folgenden aufgelistet:

Observablensatz 1: *dreidimensionale Abstandssignifikanz bzw. zweidimensionale Flugstrecke (falls kein Primärvertex rekonstruiert werden konnte), Spurmultiplicität, invariante Vertexmasse, Energiebruchteil X*

Observablensatz 2: *zweidimensionale Flugstrecke, Spurmultiplicität, invariante Vertexmasse, Energiebruchteil X*

Observablensatz 3: *zweidimensionale Flugstrecke, Flugstreckenerwartung, Spurmultiplicität, invariante Vertexmasse, Energiebruchteil X*

In Abbildung 6.20 sind die Verteilungen der Entscheidungsvariablen L_{final} - siehe Gleichung 6.11 - für B-Jets und nicht-B-Jets dargestellt. Dabei wurde Observablensatz 3 verwendet. Wie erwartet gibt es für B-Jets eine Anhäufung bei Werten um eins und bei nicht B-Jets eine Anhäufung bei kleinen Werten des Likelihoods. Ereignisse, in welchen kein Sekundärvertexfit ausgeführt wurde, sind im ersten Bin enthalten. B-Jets haben einen deutlich kleineren Anteil in diesem Bin. Dadurch und durch den anderen Verlauf der Kurven ergibt sich auch der Unterschied im Mittelwert, welcher bei B-Jets 0,46 und bei nicht-B-Jets 0,06 beträgt.

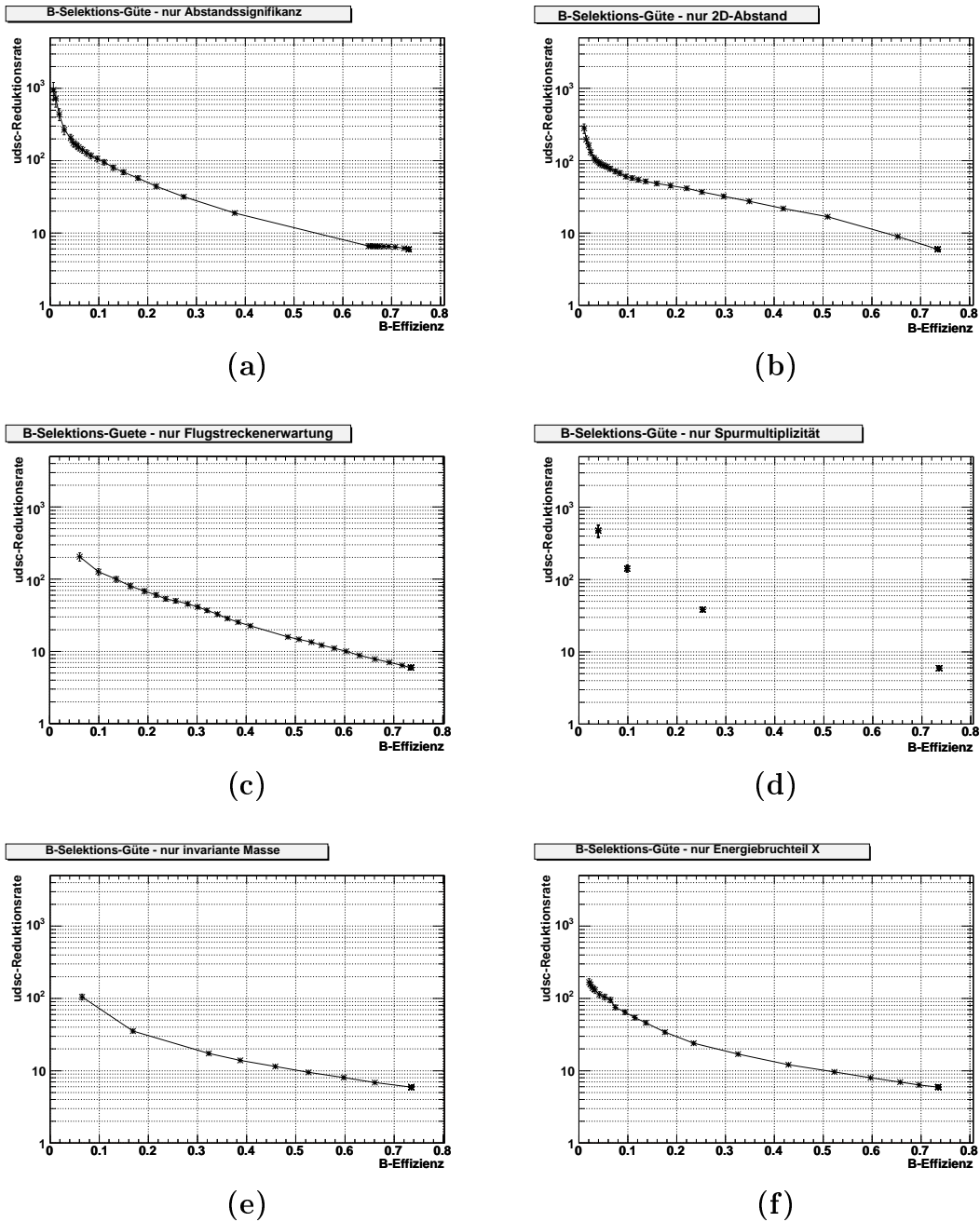


Abbildung 6.19: Die Güte des Algorithmus bei Nutzung einer einzelnen Observablen. Die vier Verteilungen zeigen die Güten bei Nutzung der Observablen (a) Abstandsignifikanz, (b) zweidimensionale Flugstrecke, (c) Flugstreckenerwartung, (d) Spurmultiplicität im Sekundärvertex, (e) invariante Vertexmasse des Sekundärvertex und (f) Energiebruchteil X

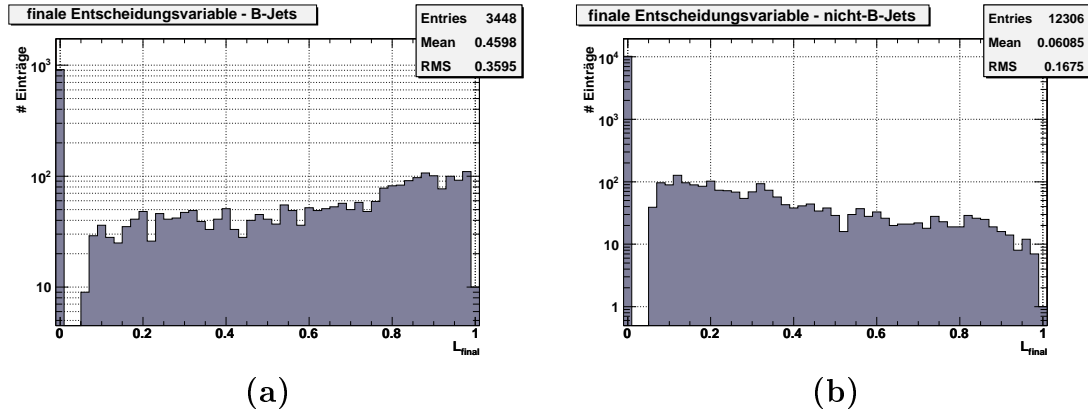


Abbildung 6.20: Die Likelihood-Verteilungen für (a) B-Jets und (b) nicht B-Jets (Observablensatz 3)

Durch Kombination der Observablen ergibt sich mit Observablensatz 1 die in Abbildung 6.21(a) gezeigte Güte. Der Vergleich dieser Abbildung mit den in Abbildung 6.19 gezeigten Ergebnissen macht deutlich, dass durch Kombination von mehreren Observablen die Güte des Algorithmus verbessert wird. Im Effizienz-Bereich um 40-70 % zeigt sich eine Erhöhung der Reduktionsrate. So wird zum Beispiel die Schwelle von 10 bei der Reduktionsrate erst bei einer Effizienz von etwa 60 % unterschritten. Mit einzelnen Observablen wird diese Schwelle meist schon bei 50 % unterschritten. Bei kleinen Effizienzen zeigt sich zudem, dass deutlich größere Reduktionsraten erreicht werden. Eine Reduktionsrate von 100 wird bei einer Effizienz von etwa 16-17 % erreicht, während diese Marke bei den einzelnen Observablen bei 10 % oder weniger liegt. Zudem werden sehr große Reduktionsraten von mehr als 1000 bei Effizienzen unterhalb von etwa 5 % erzielt. Diese Schwelle wird mit einzelnen Observablen nicht überschritten. Die maximale Effizienz liegt bei 73,5% und ist dadurch begrenzt, dass in einigen RoIs kein Sekundärvertex rekonstruiert werden kann - siehe auch Tabelle 6.1 in Abschnitt 6.2.

Eine interessante Güte-Verteilung zeigt sich im Fall von Observablensatz 2. In diesem Observablensatz wird keine dreidimensionale Flugstrecken-Observable genutzt. Als einzige Flugstrecken-Observable geht die zweidimensionale Flugstrecke in den Algorithmus ein. Die entsprechende Güte-Kurve ist in Abbildung 6.21(b) dargestellt. Diese entspricht im Verlauf der Kurve bei Verwendung von Observablensatz 1. Unterschiede treten im Wesentlichen bei kleinen B-Effizienzen auf. Bei 10 % B-Effizienz beträgt die Reduktionsrate mit Observablensatz 1 (Satz 2) 330 ± 70 (150 ± 15), bei 50 % B-Effizienz betragen die Reduktionsraten $14,2 \pm 0,5$ ($13,7 \pm 0,5$). Das Ergebnis zeigt, dass es möglich ist, nur mit einem Sekundärvertex-Fit, also ohne Primärvertex-Rekonstruktion - eine B-Identifikation vorzunehmen. Dies reduziert

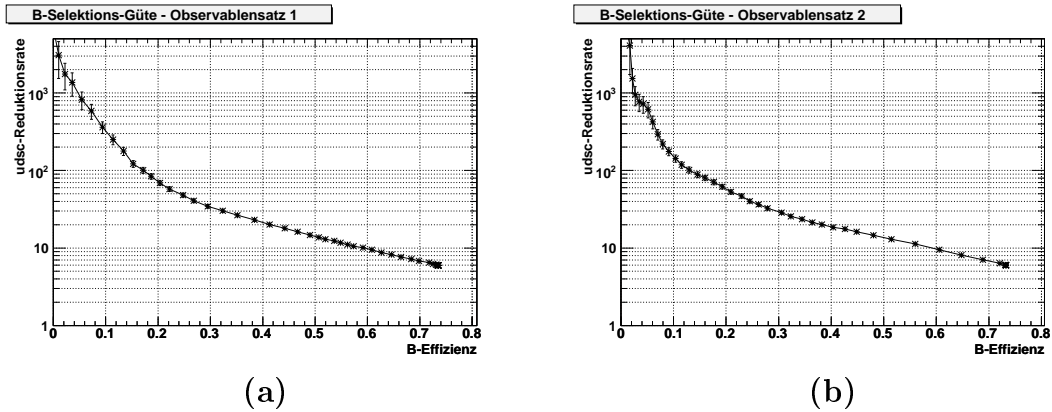


Abbildung 6.21: Die Abbildungen zeigen die Güte des Algorithmus, wenn die Observablensätze 1 (a) bzw. 2 (b) genutzt werden.

die benötigte Zeit des Algorithmus um etwa die Hälfte.

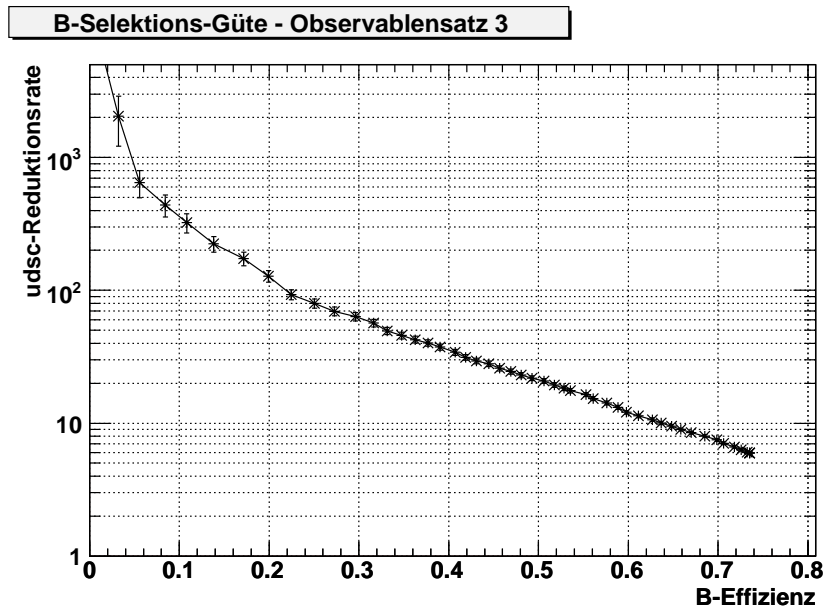


Abbildung 6.22: Die Abbildung zeigt die Güte des Algorithmus, wenn der Observablensatz 3 genutzt wird.

Observablensatz 1 und 3 unterscheiden sich dadurch, dass in Satz 3 anstatt der dreidimensionalen Abstandssignifikanz die Flugstreckenerwartung genutzt wurde. Alle anderen Observablen sind in beiden Sätzen enthalten. Zudem wurde der zweidimensionale Abstand in allen RoIs genutzt. Mit der Flugstreckenerwartung lässt sich die

Güte noch einmal verbessern. Dies zeigt sich in Abbildung 6.22. Bei einer B-Effizienz von 10 % verbessert sich die Reduktionsrate von 328 auf 364; bei 50 % verbessert sich die Reduktionsrate von 14,2 auf 21,0. Zudem wird die Schwelle von 100 in der Reduktionsrate bereits bei einer B-Effizienz von 22 überschritten. Die Güte verbessert sich allerdings nicht weiter, wenn die Abstandssignifikanz zusätzlich mit benutzt wird.

6.5 Vergleich mit rekonstruierten Spuren

Alle bisher gezeigten Ergebnisse basieren auf der Nutzung simulierter verschmierter Spuren. In diesem Abschnitt wird die Güte diskutiert, welche mit rekonstruierten Spuren erzielt wird. Als Rekonstruktionsalgorithmus wurde SiTrack gewählt, da dieser im Vergleich zu IDScan eine größere Effizienz bei vergleichbarer Rate an falsch rekonstruierten Spuren aufweist. Die Güten der beiden Algorithmen sind in Abschnitt 5.14 gezeigt. Wie bereits beschrieben waren zur Zeit der Entwicklung des Algorithmus beide Spurfindungsalgorithmen nicht auf RoIs mit großer Spurmultiplicität optimiert.

In Abbildung 6.23 sind die Güten des Algorithmus gezeigt, wenn jeweils eine der sechs Observablen (a) Abstandssignifikanz, (b) zweidimensionaler Abstand, (c) Flugstreckenerwartung, (d) Spurmultiplicität im Sekundärvertex, (e) invariante Vertexmasse des Sekundärvertex oder (f) Energiebruchteil X einzeln genutzt wird. Abbildung 6.24 zeigt die Güte-Kurve, wenn alle ausgewählten Observablen - ohne die Abstandssignifikanz - gemeinsam genutzt werden. Auch mit rekonstruierten Spuren zeigt sich, dass durch Kombination der Observablen (Observablensatz 1) die gesamte Güte verbessert wird - speziell im Bereich niedriger Effizienzen verbessert sich die Reduktionsrate. Die maximale Effizienz liegt bei 50 %. Dies hängt im Wesentlichen mit der Spurfindungs-Effizienz und der daraus resultierenden Spurmultiplicität pro RoI zusammen.

Die Güte liegt deutlich unterhalb der Güte mit simulierten Spuren. Bei einer B-Identifikations-Effizienz von 50 % liegt die Reduktionsrate im Mittel bei vier verglichen mit acht bis neun bei Nutzung simulierter Spuren. Der Verlauf der einzelnen Verteilungen ist allerdings mit den in Abbildung 6.19 gezeigten Verteilungen, welche die Güte bei Nutzung simulierter Spuren zeigen, vergleichbar.

6.6 Vergleich zu Impaktparameter-Algorithmus

Ein ebenfalls für den ATLAS High Level Trigger entwickelter Algorithmus basiert auf der Identifikation von B-Hadronen anhand der Impaktparametersignifikanzen der rekonstruierten Spuren - siehe dazu auch Abschnitt 4.1.1. Dieser Algorithmus

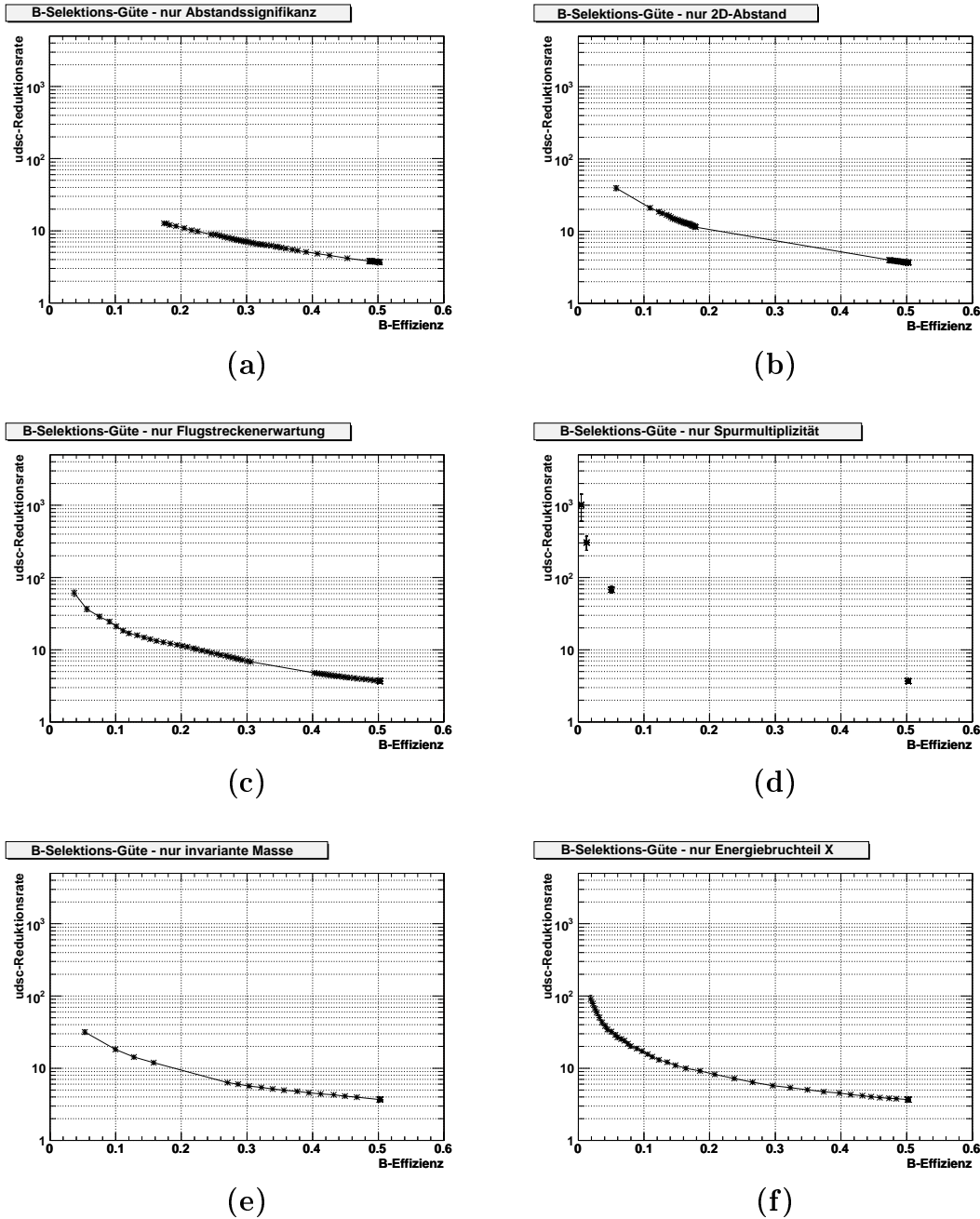


Abbildung 6.23: Die Güte des Algorithmus mit von SiTrack rekonstruierten Spuren bei Nutzung einer einzelnen Observablen. Die Verteilungen zeigen die Güten bei Nutzung der Observablen (a) Abstandssignifikanz, (b) zweidimensionaler Abstand, (c) Flugstreckenerwartung, (d) Spurmultiplicität im Sekundärvertex, (e) invariante Vertexmasse des Sekundärvertex und (f) Energiebruchteil X.

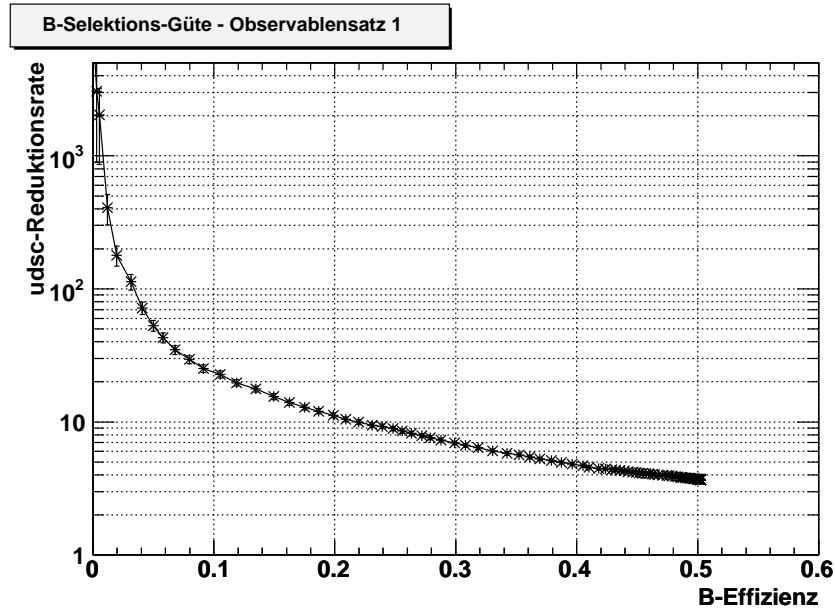


Abbildung 6.24: Die Abbildung zeigt die Güte des Algorithmus bei Verwendung von SiTrack rekonstruierter Spuren.

wurde in Genua von der Gruppe entwickelt, welche auch für den Algorithmus SiTrack - siehe 3.3.1 - verantwortlich ist [24].

Auch dieser Algorithmus basiert auf der Likelihood-Methode. Bei der Entscheidung werden alle rekonstruierten Spuren innerhalb der jeweiligen RoI genutzt. Zu Beginn werden mit generierten Ereignissen zwei Verteilungen $f_S(s)$ (Signal) und $f_B(s)$ (Untergrund) bestimmt, welche die Wahrscheinlichkeiten angeben, ob eine Spur mit der Impaktparameter-Signifikanz s einer Signal- (S) oder einer Untergrund-RoI (B) entstammt. Als Signalereignisse werden weiterhin B-Jet-RoIs und als Untergrund nicht-B-Jet-RoIs bezeichnet. Anschließend wird mit diesen Verteilungen für jede Spur i das Signal zu Untergrund Likelihood bestimmt:

$$L_i = \frac{f_S(s_i)}{f_B(s_i)} \quad (6.14)$$

Mit dem Produkt der einzelnen Likelihoods $W = \prod_i L_i$ wird die Entscheidungsvariable X bestimmt, welcher der in Formel 6.11 vorgestellten Variable L_{final} entspricht:

$$X = \frac{W}{W + 1} \quad (6.15)$$

Erneut ist diese Variable so definiert, dass sie sich für B-Jets bei eins häuft, während ihr Wert im Fall von nicht-B-Jets bei null liegt. Dieser Algorithmus wurde umgesetzt

und mit dem $t\bar{t}$ -Observablensatz untersucht. Die Ergebnisse mit von SiTrack rekonstruierten Spuren werden in diesem Abschnitt mit dem Sekundärvertex-basierten Algorithmus verglichen. Abbildung 6.25 zeigt die Güte des Algorithmus. Dabei wurde der gleiche $t\bar{t}$ -Observablensatz wie beim Sekundärvertex-Algorithmus genutzt.

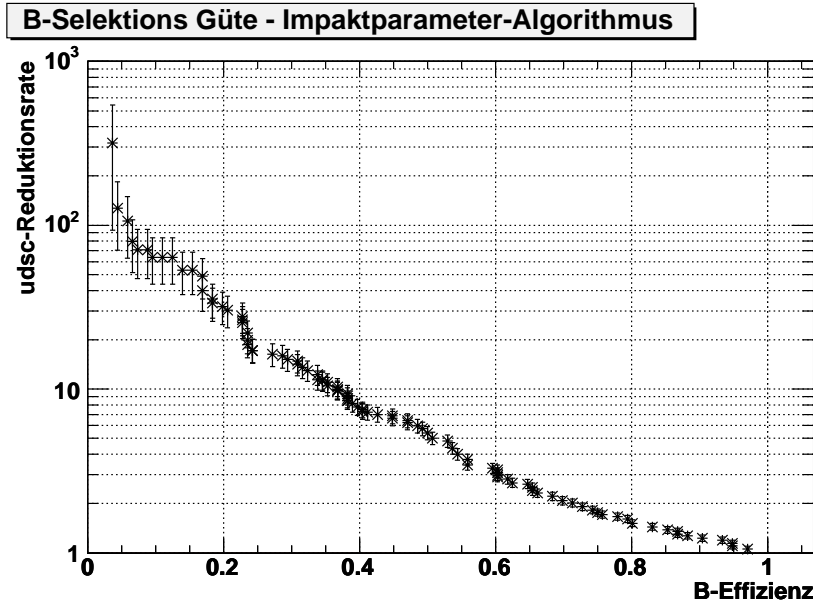


Abbildung 6.25: Güte des Impaktparameter-Algorithmus

Ein Vergleich der zwei Abbildung 6.24 und 6.25 zeigt, dass der Impaktparameter-Algorithmus im Bereich mittlerer B-Effizienz eine bessere Reduktionsrate von nicht-B-Jets aufweist. Erst bei sehr kleinen Effizienzen im Bereich von weniger als etwa 5% bleibt die Reduktionsrate unter der des Sekundärvertex-basierten Algorithmus zurück. Ein deutlich sichtbarer Vorteil des Impaktparameter-Algorithmus ist allerdings, dass dieser nicht auf die Rekonstruktion eines Primär- und eines Sekundärvertex angewiesen ist. Damit können auch RoIs mit nur einer rekonstruierten Spur berücksichtigt werden. Dadurch hat die Gütekurve des Impaktparameter-Algorithmus keine maximale Effizienz, sondern eine kontinuierliche Verteilung der Effizienz bis zu einem Maximalwert von 100%.

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Möglichkeit der Identifikation von B-Jets auf Triggerniveau mit Hilfe der Sekundärvertex-Rekonstruktion vorgestellt.

In dem bei der Entwicklung genutzten Datensatz wurde die Generation mit anschließendem inklusiven Zerfall eines $t\bar{t}$ -Paares generiert. Die wesentlichen Eigenschaften des Datensatzes wurden diskutiert.

Es wurden Möglichkeiten der B-Identifikation vorgestellt. Einer dieser Algorithmen erfordert die Rekonstruktion sekundärer Vertizes. Ein möglicher Rekonstruktions-Algorithmus auf Basis der Perigee-Parametrisierung der Spuren wurde beschrieben. Da die Ausführungszeit im ATLAS Triggersystem die Größenordnung von etwa 1 ms nicht überschreiten darf, wurde zudem eine vereinfachte Version des Algorithmus untersucht. Diese Version zeigt hinsichtlich der Auflösung der rekonstruierten Vertizes keine Nachteile. Die Ausführungszeit beträgt allerdings nur noch etwa 30 % der Zeit des allgemeinen Algorithmus.

Der entwickelte B-Identifikations-Algorithmus besteht im Wesentlichen aus drei Phasen, in welchen die Spuren für die Vertex-Rekonstruktionen selektiert und die Vertizes rekonstruiert werden und schließlich die Entscheidung gefällt wird. Der Einfluss der Spurselektion auf die maximal erreichbare B-Identifikations-Effizienz und auf die Reduktionsrate wurden mit verschmierten simulierten Spuren untersucht. Es zeigte sich, dass ein 1σ -Schnitt auf die Impaktparameter-Signifikanz einen guten Kompromiss zwischen Reduktionsrate und maximaler Effizienz darstellt.

Es wurde gezeigt, dass die dreidimensionale Abstandssignifikanz ebenso eine B-Identifikation ermöglicht wie die invariante Vertexmasse und der Energiebruchteil der Spuren am Sekundärvertex hinsichtlich der Energie in der Jet-RoI. Es zeigte sich auch, dass die Güte der B-Identifikation nicht geändert wird, wenn auf die Rekonstruktion des Primärvertex verzichtet wird, und die Entscheidung mit dem zweidimensionalen Abstand zwischen Sekundärvertex und Ursprung des Koordinatensystems in der xy-Ebene erstellt wird. Die Observable Flugstreckenerwartung brachte im Vergleich zur Abstandssignifikanz eine weitere Verbesserung der Güte des Algorithmus.

Alle Untersuchungen wurden aufgrund der niedrigen Effizienz der Spurfindungs-algorithmen in Jet-RoIs mit verschmierten simulierten Spuren vorgenommen. Die Ergebnisse der B-Identifikations-Effizienz und Reduktionsrate wurden mit den Er-

gebnissen bei Verwendung von mit SiTrack rekonstruierten Spuren verglichen. Während der Algorithmus mit simulierten Spuren eine maximale B-Effizienz von 73,5 % erreicht, liegt das Maximum mit rekonstruierten Spuren bei 50 %. Zudem ist die Reduktionsrate deutlich erniedrigt. Bei einem 1σ -Schnitt in der Spurselektion beträgt die Reduktionsrate bei 50 % B-Effizienz $14,2 \pm 0,5$, während mit rekonstruierten Spuren lediglich ein Wert von $3,7 \pm 1,0$ erreicht wurde.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass eine B-Identifikation auf Trigger-Niveau durch Sekundärvertexrekonstruktion im Rahmen des ATLAS Experiments möglich ist.

Abbildungsverzeichnis

1.1	fundamentale Feynman-Graphen der QED	7
1.2	fundamentale Feynman-Graphen der QCD	9
1.3	fundamentale Feynman-Graphen der pp-Streuung	11
1.4	Wirkungsquerschnitte in der Proton-Proton-Streuung	13
1.5	Feynman-Graphen der $t\bar{t}$ -Produktion	14
1.6	Feynman-Graphen der Einzel-top-Produktion	15
2.1	Der Large Hadron Collider LHC	18
2.2	Der ATLAS Detektor	19
2.3	Der ATLAS Pixeldetektor	21
2.4	Die ATLAS Muonkammern	26
3.1	Das ATLAS Triggersystem	30
3.2	Das Level 1 Triggersystem	32
3.3	Schema einer Region of Interest (RoI)	35
4.1	Ereignis mit Sekundärvertex	42
4.2	Flugstrecke der simulierten B-Hadronen im top-Quark-Zerfall	43
4.3	Transversaler Impaktparameter für Spuren auf dem Primärvertex	44
4.4	Transversaler Impaktparameter für Spuren auf dem Sekundärvertex	45
4.5	Vorzeichenbehafteter Impaktparameter bezüglich B-Flugrichtung	45
4.6	Definition der Perigeeparameter in der xy-Ebene	51
4.7	Ausführungszeit des allgemeinen und vereinfachten Algorithmus	53
4.8	Primärvertex-Auflösungen des allgemeinen und vereinfachten Algorithmus	55
4.9	Spurmultiplizität pro Ereignis bzw. RoI	57

4.10	Primärvertex-Auflösungen - Vergleich mit Spuren aus Ereignis bzw. RoI	59
4.11	Primärvertex-Auflösungen versus Spurmultiplicität	60
4.12	Sekundärvertex-Auflösungen der x- und z-Komponente	60
5.1	Transversalimpuls-Verteilung des viert energetischen Jets beim Zerfall eine $t\bar{t}$ -Paares	62
5.2	Anteil der Zerfallskanäle des $t\bar{t}$ -Paares im Datensatz	63
5.3	Jet-Multiplicität des $t\bar{t}$ -Datensatz in Abhängigkeit vom Zerfallskanal .	64
5.4	Position der Primär- und Sekundärvertizes in der xy-Ebene	65
5.5	Pseudorapiditätsverteilung der top-Quarks und B-Hadronen	66
5.6	Impulsverteilung der top-Quarks und B-Hadronen	67
5.7	Spurmultiplicität pro Jet-RoI für B-Jets und nicht-B-Jets	68
5.8	Anzahl Spuren aus dem Primärvertex pro Jet-RoI	69
5.9	Spurmultiplicität pro B-Zerfall und B-Jet-RoI	70
5.10	Abstand der Spuren im Jet von der der RoI-Achse bzw. Jet-Achse . .	71
5.11	Abstand des B-Hadrons zur RoI-Achse und zur Jet-Achse	72
5.12	Winkel zwischen B-Hadron und Tochterteilchen	73
5.13	Prozentualer Anteil an von SiTrack mehrfach assoziierten Spuren . . .	74
5.14	Güte von SiTrack in Jet-RoIs	75
5.15	Güte von IDScan in Jet-RoIs	75
5.16	Auflösung der Spurparameter in Abhängigkeit vom Transversalimpuls	78
6.1	Vorzeichenbehafteter Impaktparameter bezüglich der RoI-Achse und der Jet-Achse	84
6.2	Anzahl Iterationszyklen im Vertexfit	85
6.3	χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung des Vertexfit	86
6.4	Observablen: Flugstrecke	92
6.5	Observablen: Spurmultiplicität im Sekundärvertex	94
6.6	Spurmultiplicität nach Spurselektion und Sekundärvertex-Rekonstruktion	95
6.7	Observablen: χ^2/ndf	96
6.8	Observablen: Abstandssignifikanz	97
6.9	Observablen: Flugstreckenerwartung	98

6.10	Observablen: Invariante Vertexmasse	99
6.11	Observablen: Energiebruchteil X	100
6.12	Korrelationen zwischen den Observablen - Teil 1	103
6.13	Korrelationen zwischen den Observablen - Teil 2	104
6.14	Korrelationen zwischen den Observablen - Teil 3	105
6.15	Korrelationen zwischen den Observablen - Teil 4	106
6.16	Korrelationen zwischen den Observablen - Teil 5	107
6.17	Benötigte Zeit für die Berechnung der Likelihoods	108
6.18	logarithmische Likelihood-Verteilungen der Observablen	110
6.19	Algorithmus Güte bei Nutzung einzelner Observablen	112
6.20	Likelihood-Verteilungen für B-Jets und nicht-B-Jets	113
6.21	Algorithmus Güte bei Nutzung von Observablensatz 1 und 2	114
6.22	Algorithmus Güte bei Nutzung von Observablensatz 3	114
6.23	Algorithmus Güte mit rekonstruierten Spuren bei Nutzung einzelner Observablen	116
6.24	Algorithmus Güte mit rekonstruierten Spuren bei Kombination aller Observablen	117
6.25	Güte des Impaktparameter-Algorithmus	118

Tabellenverzeichnis

1.1	Übersicht über die Elementarteilchen	5
1.2	Die vier Wechselwirkungen	5
1.3	Zerfallsmoden eines $t\bar{t}$ -Paares	16
2.1	Wichtige Parameter des Inneren Detektors	23
3.1	Level 1 Trigger Menus	31
3.2	High Level Trigger Menus	34
4.1	Vergleich der Auflösungen der Vertexfit-Algorithmen	54
4.2	Reduktion der Spurmultiplicität bei Primärvertexrekonstruktion	56
4.3	Vergleich der Primärvertex-Auflösungen bei unterschiedlichen Datensätzen	58
5.1	mittlere Impulse/Transversalimpulse für top-Quark, B-Hadron und Spuren	66
5.2	Auswirkung der sukzessiven Schnitte bei der Selektion simulierter Spuren	76
5.3	An die Auflösungen der Spurparameter gefittete Parameter	77
6.1	Güte der B-Selektion bei Variation der Spurselektion	89
6.2	Genauere Untersuchung der RoI-Eigenschaften bei verschiedenen Spurselektionsschnitten	89
6.3	Korrelationen zwischen den Observablen	101

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14, 25.05.1999
- [2] Bibliographisches Institut & F.A. Brockhaus AG *Der Brockhaus multimedial 2005*
- [3] Ugo Amaldi, Wim de Boer, Paul H. Frampton, Hermann Fürstenau, James T. Liu, *Consistency Checks of Grand Unified Theories*, Phys.Lett. B281:374-383, 1992
- [4] Francis Halzen, Alan D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introduction Course in Modern Particle Physics*, Wiley Verlag, 1984
- [5] Martin Siebel, *Kohärente Teilchenproduktion in Dreijetereignissen der e^+e^- -Annihilation*, Dissertation von Martin Siebel, WUB-DIS 2003-11, 2003
- [6] European Physical Society, *The European Physical Journal C, Particles and Fields*, Volume 15, Number 1-4, 2000
- [7] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration and LEP Working Group for Higgs boson searches, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, Phys.Lett.B565:61-75, 2003
- [8] Markus Klute, *A Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross Section in Proton-Antiproton Collisions at $\sqrt{S}=1.96$ TeV with the D0 Detector at the Tevatron using Final States with a Muon and Jets*, Dissertation von Markus Klute, 2004
- [9] European Committee for Future Accelerators, *Large Hadron Collider Workshop, Proceedings Volume I*, CERN 90-10, 1990
- [10] Editions Frontieres, *Basics of Perturbative QCD*, Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, A.H. Mueller, S.I. Troyan, 1991

-
- [11] <http://livefromcern.web.cern.ch/livefromcern/antimatter/history/historypictures/LHC-drawing-half.jpg> Overall view of the LHC experiments
- [12] <http://www2.uni-wuppertal.de/FB8/groups/Teilchenphysik/atlas/pixeldetektor.html> Der ATLAS Pixel Detector
- [13] Wissenschaftsverlag, *Teilchendetektoren*, Claus, Gruppen, 1993
- [14] Manuel Diaz Gomez, *Implementation and Performance of the High Level Trigger electron and photon selection for the ATLAS experiment at the LHC*, CHEP 2004
- [15] http://www.mppmu.mpg.de/english/TevLHC_06.pdf *Trigger, Datennahme und Computing* TUM und LMU, WS03/04
- [16] ATLAS HLT/DAQ/DCS Group, *ATLAS High Level Trigger, Data Acquisition and Controls*, ATLAS TDR-016, 02.10.2003
- [17] http://www.infn.it/csn1/riunioni/agenda/05-04-2004/falciano_stato_hlt_daq.ppt ATLAS High Level Trigger/DAQ
- [18] http://quarknet.fnal.gov/run2/b_lifetime2.shtml
- [19] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A311 (1992) 139-150 *Fast vertex fitting with a local parametrization of tracks*, P. Billoir und S. Qian
- [20] ATLAS Level-1 Trigger Group, *ATLAS Level-1 Trigger, Technical Design Report*, ATLAS TDR-12, 24.06.1998
- [21] ATLAS Inner Detector Community, *Inner Detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-17, 30.04.1997
- [22] Private Kommunikation mit John Baines, Rutherford Appleton Laboratory, 2005
- [23] C. Peterson, D.Schlatter, I.Schmitt, P.M. Zerwas *Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra*, Physical Review D, Volume 27, Number 1, 01.01.1983
- [24] Genoa University and I.N.F.N., *b-tagging Event Selection for the ATLAS High Level Trigger*, A. Baratella, P. Morettini, F. Parodi