

BSZ für Technik und Wirtschaft Riesa
Paul-Greifzu-Straße 51
01591 Riesa

Besondere Lernleistung

Thema: Datenauswahl von W- und Z- Zerfällen vom ATLAS-Detektor des LHCs für die
Masterclasses

Verfasserin: Julia Eckert

Klasse: BG08

Betreuer: Herr Dipl.-Math.- und Phys.-Lehrer A. Steller

Herr Dipl.-Math.- und Phys.-Lehrer M. Käseberg

Außenpartner: Herr Dipl.-Phys. Christian Rudolph

Institut für Kern- und Teilchenphysik

Technische Universität Dresden

Abgabetermin: 26. Februar 2011

Vorwort

Zunächst möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir bei der Anfertigung der Besonderen Lernleistung zur Seite standen.

Mein Dank gilt besonders meinem Außenbetreuer Herrn Dipl.-Phys. Christian Rudolph, Herrn Dipl.-Phys. Frank Seifert, Herrn Dipl.-Päd. Konrad Jende und Herrn René Schulz, die mich mit viel Geduld bei der Arbeit unterstützten. Ohne ihre Hilfe wäre diese Arbeit nie entstanden.

Außerdem bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. M. Kobel, Frau Dr. U. Bilow und dem Institut für Kern- und Teilchenphysik, die es mir ermöglichten, meine Besondere Lernleistung an dem Institut zu schreiben.

Des Weiteren spreche ich einen Dank an das Netzwerk Teilchenwelt und deren Mitarbeiter aus. Durch dieses Projekt konnte ich an einem Workshop am CERN teilnehmen, um dort mein theoretisch erworbenes Wissen in der Praxis anzuwenden und dies mit dieser zu vergleichen.

Natürlich bedanke ich mich auch bei meinen schulischen Betreuern, vom BSZ für Technik und Wirtschaft Riesa, Herrn Dipl.-Math.- und Phys.-Lehrer. A. Streller und Herrn Dipl.-Math.- und Phys.-Lehrer M. Käseberg für ihre Hilfestellung.

Ich danke meinen Freunden und meiner Familie, dass sie in der schweren Anfangsphase und während des Verlaufs immer hinter mir standen.

Inhaltsverzeichnis

Einführung	4
1 Standardmodell der Teilchenphysik	6
1.1 Geschichtlicher Überblick	6
1.2 Elementarteilchen	8
1.3 Wechselwirkungen und Austauschteilchen	8
1.4 W- und Z- Teilchen	9
2 Large Hadron Collider	13
2.1 Teilchenbeschleuniger im Überblick	13
2.2 ATLAS-Detektor	14
2.3 Datenverarbeitung	15
3 Dateneigenschaften	16
4 Datenauswahl	18
4.1 Datenverteilung vor der Selektion	18
4.2 Selektionskriterien anhand von Monte-Carlo Daten	24
4.3 Analyse-Code	26
4.4 Ergebnisse der Selektion anhand von echten Daten	36
4.5 Datenverteilung nach der Selektion	49
5 Event-Display	53
5.1 Grundlagen für die Auswertung	53
5.2 Auswertung der W- und Z-Zerfälle	55
5.3 Statistische Verteilung	63
Zusammenfassung	67
Anhang	69
A.1 Histogramme nach der Selektion	69
A.2 Event-Displays	77
Literaturverzeichnis	83
Selbstständigkeitserklärung	85

Einführung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Thema „Datenauswahl von W- und Z-Zerfällen vom ATLAS-Detektor des LHCs für die Masterclasses“.

Die Masterclasses sind internationale Schülerforschungstage der Teilchenphysik, an denen an Instituten weltweit Schüler und Lehrkräfte die Gelegenheit haben, an Computern Originaldaten von Teilchenkollisionen auszuwerten.

Die bisherigen Daten stammen aus dem Teilchenbeschleuniger „Large Electron-Positron Collider“ (LEP), der bis Ende 2000 beim CERN in der Schweiz in Betrieb war. Diese Daten sollen mit den Daten von dem neuen Teilchenbeschleuniger, dem „Large Hadron Collider“ (LHC), ersetzt werden. Bei den Daten handelt es sich um die W- und Z-Teilchen der schwachen Wechselwirkung, die nicht wie beim LEP aus Elektron-Positron sondern aus Proton-Proton Kollisionen entstanden sind.

Das zu Grunde liegende Problem meiner Besonderen Lernleistung ist Folgendes: Es muss eine Auswahl von Daten getroffen werden, welches die „echten“ W- und Z-Kandidaten von den schlecht rekonstruierten Teilchen trennt. Dies geschieht mit Hilfe eines C++ Programmes. In diesem Programm werden Selektionskriterien in verschiedene Schleifen eingebaut. Die Daten, die den Anforderungen nicht entsprechen, sollen verworfen werden. Die Kriterien, die nichts anderes als Schnitte auf die Eigenschaften der Teilchen sind, lassen sich in Histogrammen darstellen. Somit ist es möglich die Verteilung der Ereignisse vor und nach der Selektion zu betrachten. Diese Kriterien stammen aus einem Programmcode, der auf simulierte Daten aufgebaut ist. Ebenfalls stehen die Ergebnisse von diesem Datensatz zur Verfügung. Somit lassen sich die Anzahl der einzelnen Teilchen, die aus den simulierten Daten stammen, mit dem der echten Daten bei gleichen Auswahlkriterien vergleichen. Wenn das Verhältnis der beiden Datensätze nicht zufrieden stellend ist, besteht die Frage, wie weit die Kriterien verändert werden müssen, um die Auswahl der Theorie anzugleichen. Somit lassen sich die theoretischen Fakten mit dem der Realität vergleichen.

Am Ende soll das Ergebnis mit Hilfe von Event-Displays sichtbar gemacht werden. Event-Displays sind Darstellungen von Teilchenkollisionen. Diese zeigen die Teilchenzerfälle im Querschnitt des Detektors. An den Event-Displays soll es ohne weiters möglich sein, die W- und Z-Teilchen zu identifizieren. Des Weiteren soll überprüft werden, wie sich die Verhältnisse W^+ zu W^- , W zu Z und Hintergrundprozesse zu den Teilchenzerfällen

verhalten. Hintergrundprozesse sind Erscheinungen, die den Zerfallsprodukten der W- und Z-Teilchen ähneln und als solche von dem Detektor rekonstruiert werden.

Um die Theorie zu verstehen, werden die W- und Z-Teilchen zu Beginn in meiner Arbeit in das Standardmodell der Teilchenphysik eingeordnet und erklärt. Im Anschluss wird der LHC und der ATLAS-Detektor, aus dem die Daten stammen, näher beschrieben. Diese Punkte sollen einen kleinen Überblick geben, um Fragen, die des Weiteren entstehen können, wenn das Programm erläutert wird, im Vorfeld zu beseitigen.

Das Programm an sich wird nicht vollständig vorgestellt. Nur die wichtigsten Stellen, die von Bedeutung sind, werden entnommen. Somit ist eine Übersichtlichkeit gewährleistet, um den eigentlichen Sinn der Arbeit nicht aus den Augen zu verlieren.

1 Standardmodell der Teilchenphysik

1.1 Geschichtlicher Überblick

Schon im 5. Jahrhundert v. Chr. behaupteten die Philosophen Leukipp und Demokrit, dass alles, was existiert, aus kleinen Teilchen bestehen muss. Diese nannten sie Atome. Aus dem Griechischen übersetzt, bedeutet „átomos“ unteilbar.

Jahrhunderte später griff der Brite John Dalton (1766-1844) die Hypothese wieder auf. Dalton erkannte bei seinen chemischen Experimenten, dass alle Elemente sich unter bestimmten Massenverhältnissen zu chemischen Verbindungen zusammensetzen. Dabei soll jedes Atom eines Elements gleich groß und schwer sein. Ein Atom ist, so Dalton, chemisch unteilbar.

Erst 1897 kam der Brite Joseph Thomson (1856-1940) zu der Erkenntnis, dass Atome aus anderen Teilchen aufgebaut sind. Dies gelang ihm bei einem Versuch an einer Kathodenstrahlröhre, die negativ geladenen Elektronen nachzuweisen. Er stellte sich das Atom als ein Klumpen positiv geladener Masse vor, in dem sich die Elektronen verstreut befinden. Seine Erkenntnis wird als Rosinenkuchenmodell bezeichnet.

Im Jahre 1903 beschoss Philipp Lenard (1862-1947) eine Aluminiumfolie mit Elektronen, um eine genauere Vorstellung über den Aufbau des Atoms zu bekommen. Bei diesem Experiment stellte er fest, dass das Atom ein leeres Gebilde ist.

Ernest Rutherford (1862-1947) konnte mit seinem Experiment den kompakten, positiv geladen Atomkern nachweisen. Er beschoss eine dünne Goldfolie mit positiv geladenen Alphateilchen, welche zum Teil abgelenkt wurde. Das Rosinenkuchenmodell von Thomson wurde durch das Planetenmodell abgelöst. In ihm bewegen sich die Elektronen in einer Atomhülle um den Kern. Dennoch blieben einige Fragen offen.

Diese konnte Niels Bohr (1885-1962) beantworten. Nach Rutherfords Modell müssten die Elektronen in den Kern stürzen. Bohr nahm an, dass sich die Elektronen auf bestimmten Bahnen um den Kern bewegen. Diese Bahnen sind stationäre Zustände mit einem bestimmten Energieniveau. Er erkannte ebenfalls, dass sich Elektronen strahlungsfrei bewegen. Wechselt das Elektron ein Energieniveau, absorbiert oder emittiert es ein Photon. Somit konnte er die Spektrallinien des Wasserstoffs mit Quantensprüngen erklären. Das quantenmechanische Atommodell wurde erschaffen.

Im Laufe der Zeit kam man zu immer mehr Erkenntnissen. Der Physiker Charles David Anderson (1905-1991) entdeckte 1932 das Antiteilchen des Elektrons, das Positron. Fünf

Jahre später untersuchte er die kosmische Strahlung mit Hilfe einer Nebelkammer und stieß auf ein Teilchen, welches 200 mal schwerer als ein Elektron war. 1947 wurde dieses Teilchen als Myon identifiziert. Das erste Neutrino wurde 1956 nachgewiesen. Fred Reines und Clyde Cowan entdeckten das Elektronenneutrino bei der Untersuchung von Strahlung in einem Kernreaktor. Im „Stanford Linear Accelerator“ (SLAC) wurde 1969 das erste Mal die Struktur des Protons sichtbar. Bei einer Proton-Elektron Kollision prallten die Elektronen an ihrem Kollisionspartner ab. Das Up- und das Down-Quark wurden nachgewiesen, welche den Aufbau des Protons und des Neutrons bilden.

Durch weitere Experimente und den Drang die Materie immer weiter zu erforschen, wuchs über die Jahre Schritt für Schritt eine große Theorie heran. Mit der Entdeckung des Tauneutrinos wurde im Jahre 2000 das letzte Elementarteilchen gefunden, welches mit den anderen elf bisher bekannten Elementarteilchen, den Wechselwirkungen und Kraftteilchen das heutige Standardmodell der Teilchenphysik bildet. Dieses Modell ist in der Lage alle bekannten Phänomene perfekt zu erklären.

		Familie 1	Familie 2	Familie 3			
Elektrische Ladung	$-\frac{1}{3}$	d	c	t	Starke Wechselwirkung		
	$\frac{2}{3}$	u	s	b			
	-1	e	μ	τ	Elektromagnetische Wechselwirkung		
	0	ν_e	ν_μ	ν_τ	Schwache Wechselwirkung		

Die Abbildung zeigt die zwölf Elementarteilchen, die mit ihren Abkürzungen in den grauen Kreisen zu sehen sind. Sie sind nach ihrer Familie, ihrer Wechselwirkung und ihrer elektrischen Ladung in das Modell integriert. Die einzelnen Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen werden im Folgenden vorgestellt.

1.2 Elementarteilchen

Die Elementarteilchen werden in sechs Leptonen und sechs Quarks unterteilt.

Zu den Leptonen gehört das Elektron e^- , das Myon μ^- , das Tau τ^- und die dazugehörigen Neutrinos, das Elektroneneutrino ν_e , das Myoneneutrino ν_μ und das Tauneutrino ν_τ .

Das Elektron ist das bekannteste Lepton und bildet mit dem Kern das Atom. Ein Verwandter des Elektrons ist das Myon, welches nur eine Lebensdauer von ca. 2 Millionstel Sekunden hat. Das Tau, das Elektron und das Myon haben jeweils einen Neutrino-Partner. Die Neutrinos treten durch ihre fehlende Ladung nicht in Wechselwirkung und können dadurch ungehindert lange Strecken zurücklegen.

Zu den Quarks gehört das Down-Quark d, das Up-Quark u, das Charm-Quark c, das Strange-Quark s, das Top-Quark t und das Bottom-Quark b.

Zwei Up-Quarks und ein Down-Quark bilden ein Proton. Werden die elektrischen Ladungen der Quarks zusammengerechnet, so hat das Proton eine elektrische Ladung von +1. Das Neutron setzt sich aus zwei Down-Quarks und einem Up-Quark zusammen, was eine neutrale Ladung zur Folge hat.

Quarks können nicht frei existieren. Sie werden entweder in Teilchenbeschleunigern erzeugt oder entstehen, wenn kosmische Strahlung auf die oberste Atmosphäre trifft und dort mit dieser in Wechselwirkung tritt.

Das Top-Quark ist das schwerste Quark mit einer Masse von 175 GeV. Zum Vergleich hat das Proton eine Masse von 0,938 GeV.

Jedes dieser Materieteilchen besitzt einen Antiteilchen-Partner, der die gleichen Eigenschaften besitzt, außer der (elektrischen) Ladung, die der entgegengesetzten entspricht.

Zum Beispiel hat das Elektron eine Ladung von -1 und sein Antiteilchen - das Positron e^+ - die Ladung +1.

1.3 Wechselwirkungen und Austauschteilchen

Zwischen den Elementarteilchen wirken Kräfte bzw. Wechselwirkungen, die durch Austauschteilchen übertragen werden. Es gibt vier Wechselwirkungen: die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung.

Die Gravitation als schwächste und weitreichendste Kraft hält die Planeten in ihrer Bahn um die Sonne. Das Graviton ist das Austauschteilchen, welches sich jedoch noch nicht in das Standardmodell einbeziehen ließ.

Die elektromagnetische Wechselwirkung bindet Elektronen an ihren Atomkern und hält Moleküle zusammen. Das Photon als Austauschteilchen ist für die Eigenschaften von Gasen, Flüssigkeiten und festen Körpern verantwortlich.

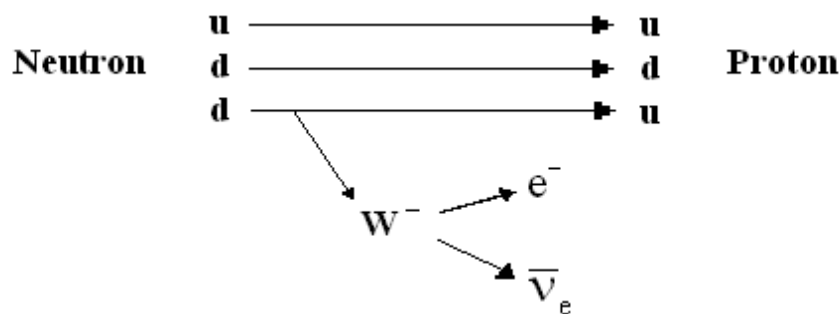
Die starke Wechselwirkung hält die Neutronen, Protonen und damit den Atomkern zusammen. Sie ist dafür verantwortlich, dass Quarks nicht getrennt in der Natur vorkommen. Das Austauschteilchen ist das Gluon. Es verhindert die elektrische Abstoßung der Protonen im Atomkern.

Die vierte Wechselwirkung ist die schwache Wechselwirkung. Sie verursacht Radioaktivität und sorgt für die Elementbildung im Inneren der Sonne. Die Austauschteilchen sind die W- und Z-Teilchen.

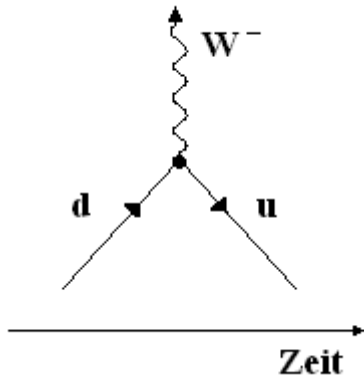
1.4 W – und Z – Teilchen

Die drei Teilchen W^+ , W^- und Z^0 der schwachen Wechselwirkung haben nur eine geringe Reichweite von 10^{-18} m. Die beiden W-Teilchen sind elektrisch geladen und haben jeweils eine Masse von 80,4 GeV. Das Z-Teilchen ist neutral und besitzt eine Masse von 91,19 GeV.

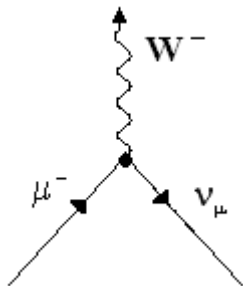
In einem schwachen Prozess können W^+ und W^- ausgesendet werden. Diese können Leptonen und Quarks in ihre Partnerteilchen mit entgegengesetztem Vorzeichen umwandeln. Zum Beispiel kann sich ein Neutron im β -Zerfall in ein Proton umwandeln. Dabei sendet das Down-Quark ein W^- aus, welches nach kurzer Zeit in ein Elektron und dessen Antineutrino zerfällt.



Der Prozess im Feynman-Diagramm:

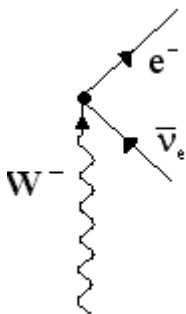


Sendet zum Beispiel ein Myon ein W^- aus, wandelt es sich in ein Myonenneutrino um.



Das W^- -Teilchen zerfällt in ein Lepton-Paar oder in ein Quark-Antiquark-Paar.

$$W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$$



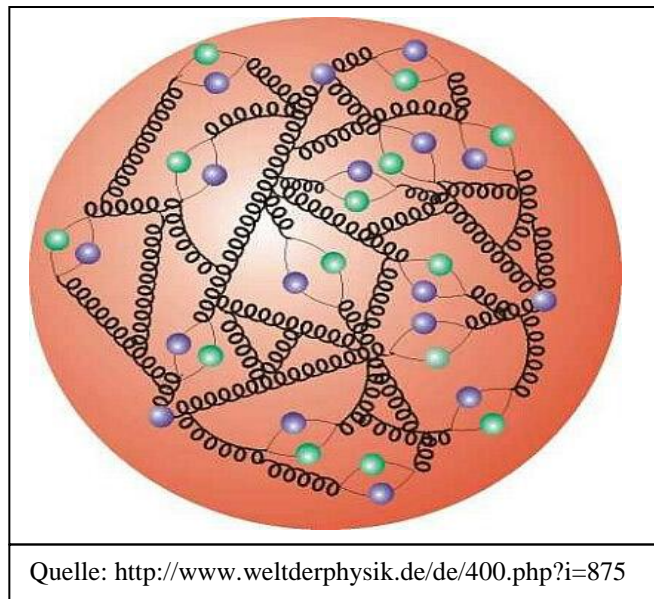
$$W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

$$W^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$$

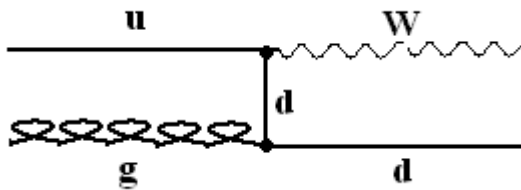
$$W^- \rightarrow q \bar{q} \quad (\text{q steht für Quark})$$

Die W^- -Teilchen entstehen unter anderem auch bei Proton-Proton Kollisionen im weltweit größten Teilchenbeschleuniger der Schweiz, der im Punkt „2 Large Hadron Collider“ näher

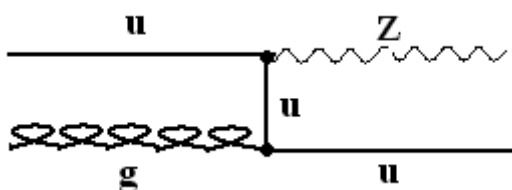
beschrieben wird. Dies geschieht, wenn zwei Seequarks aufeinander treffen oder wenn ein Valenzquark mit einem Seequark kollidiert. Bei dem Valenzquark handelt es sich um die drei Hauptquarks des Protons, den zwei Up-Quarks und dem Down-Quark. Die Seequarks sind Quark-Antiquark-Paare, die aus den Gluonen entstehen, welches die folgende Abbildung zeigt. Das Gluon wird hier als Spirale Linie dargestellt. Mit dieser sind die Seequarks, welche an den lila und grünen Kugeln zu erkennen sind, verbunden.



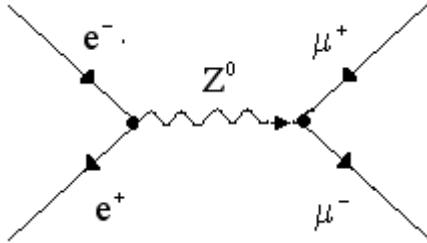
In der folgenden Abbildung trifft ein Up-Quark auf eines der Down-Quarks des Gluons. Es entsteht ein W-Teilchen.



Solche Prozesse gibt es auch bei den Z-Teilchen. Diese können ebenfalls wie die W- Teilchen aus zwei Seequarks oder aus einem Seequark und einem Valenzquark entstehen. Der Unterschied zu den W-Teilchen ist, dass die Z-Teilchen nur aus Quarks und den dazugehörigen Antiquarks entstehen können, wie die folgende Abbildung zeigt.



Ein Z^0 kann ebenfalls ausgesendet werden, wenn sich ein Elektron und ein Positron vernichten. Aus einem späteren Zerfall des Z-Teilchens kann ein Myon-Antimyon-Paar entstehen:



Das Z-Teilchen zerfällt in ein Quark-Antiquark-Paar oder ein Lepton-Antilepton-Paar:

$$Z^0 \rightarrow e^+ e^-$$

$$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

$$Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$$

$$Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$$

$$Z^0 \rightarrow q \bar{q}$$

2 Large Hadron Collider

2.1 Teilchenbeschleuniger im Überblick

In 100 Metern Tiefe unter Genf befindet sich die größte Forschungsmaschine der Welt. Ein fast 27 km langer Ring aus Rohren und Detektoren bildet einen gigantischen Teilchenbeschleuniger, den Large Hadron Collider (LHC). Der LHC, der zum Kernforschungszentrum CERN gehört, beschleunigt in seinem Tunnel im Grenzgebiet Frankreichs und der Schweiz Hadronen – Protonen oder Ionen – auf fast Lichtgeschwindigkeit.

Diese Teilchenstrahlen werden durch supraleitende Magnete auf ihrer Kreisbahn gehalten. Um eine solche Supraleitung herzustellen, werden die Magnete mit flüssigem Helium auf 1,9 Kelvin herunter gekühlt. Damit ist der LHC der kälteste Ort des Universums.

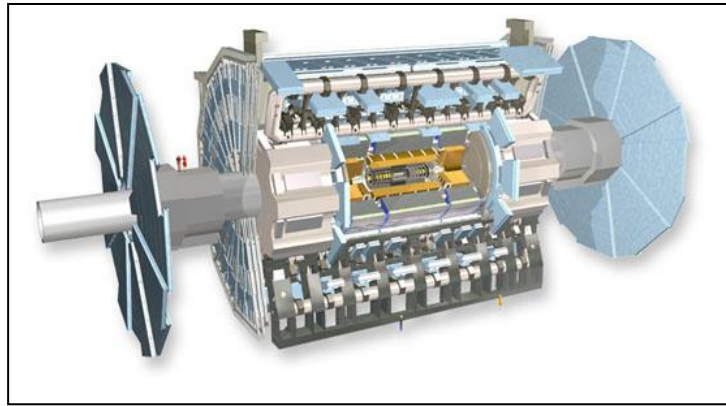
An vier Stellen kollidieren die gegenläufigen Teilchenstrahlen. Bei einem Zusammenstoß zweier Protonenstrahlen wird die Temperatur – konzentriert auf aller kleinstem Raum – eine Milliarde mal höher als im Zentrum der Sonne. Es entsteht ein Zustand, wie es ihn in der ersten Billionstelsekunde nach dem Urknall gab. Bei den Atomkernkollisionen entstehen zahlreiche neue Teilchen, die in alle Richtungen auseinander Fliegen. Die Spuren der Teilchen werden von vier Detektoren erfasst. Diese Detektoren sind ALICE, LHCb, CMS und ATLAS.

Im ALICE-Detektor kollidieren Blei-Atomkerne, die das Zusammenschmelzen von Protonen und Neutronen zur Folge haben. Der Zustand, der entsteht, ähnelt dem Zustand kurz nach dem Urknall. Es sollen neue Erkenntnisse über die starke Wechselwirkung und die Teilchenbildung gewonnen werden. Der LHCb-Detektor soll klären, warum das Universum aus Materie und nicht aus Antimaterie besteht. Diese hätten sich durch die gleiche Anzahl von Teilchen-Antiteilchen nach dem Urknall vernichten müssen. Der ATLAS- und der CMS-Detektor sind auf der Suche nach den Higgs-Teilchen. Diese Teilchen sollen allen anderen Teilchen ihre Masse gegeben haben. Die beiden Detektoren suchen ebenfalls noch nach anderen Raumdimensionen und nach Teilchenkandidaten der Dunklen Materie.

Der ATLAS-Detektor wird im Weiteren näher beschrieben, da die Daten von den Teilchenkollisionen, die in dieser Arbeit verwendet werden, aus diesem Detektor stammen.

2.2 ATLAS-Detektor

ATLAS ist einer der vier Detektoren des LHCs am CERN. Der Vielzweckdetektor ist 46 Meter lang und hat einen Durchmesser von 25 Metern und ist damit der größte Teilchendetektor. Der Detektor ist zwiebelschalenartig aufgebaut und ähnelt einem Zylinder.



Quelle: http://www.atlas.ch/etours_exper/index.html

Im Inneren des Detektors befindet sich eine Röhre, welche die Teilchenstrahlen durchfliegen, um in einem bestimmten Zeitpunkt zu kollidieren. Die einzelnen Schalen weisen die durch die Kollision entstandenen Teilchen nach.

Der Silizium-Pixeldetektor als innerste Komponente des Detektors vermisst die Spuren der geladenen Teilchen genau. Die Signale die entstehen, wenn die neu entstandenen Teilchen durch den Detektor fliegen, werden von mehr als 80 Millionen Pixeln parallel verarbeitet.

Der Silizium-Halbleitertracker, der aus Siliziumstreifensensoren besteht, kann ebenfalls die Spur der Teilchen exakt rekonstruieren.

Der Übergangsstrahlungsdetektor besteht aus dünnen strohhalmartigen Drähten, die mit einem Gas gefüllt sind. Elektronen können durch das Hinterlassen von ionisierten Teilchen in dem Gas identifiziert werden.

Die supraleitende Spule, die sich um die drei Komponenten des inneren Detektors befindet, liefert für diesen das Magnetfeld mit 2 Tesla.

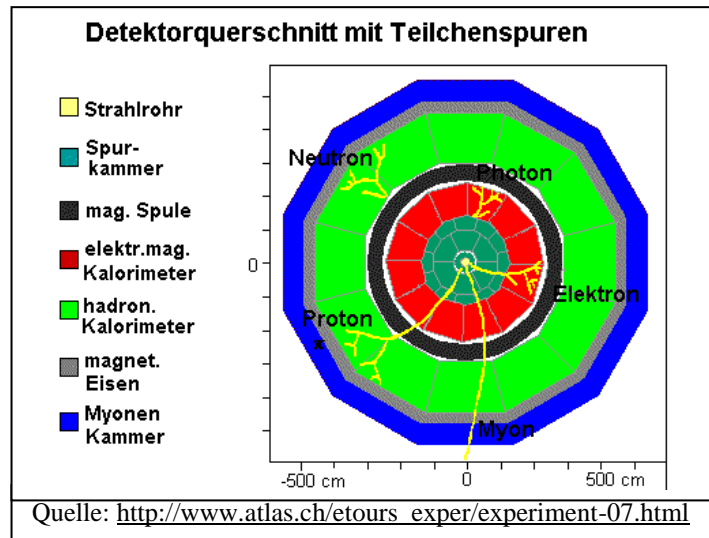
Der Prä-Schauer-Detektor weist elektromagnetische Schauer nach und unterscheidet zwischen der Entstehung von Einzelphotonen und Paarphotonen aus π -Zerfällen.

Das elektromagnetische Kalorimeter weist ebenfalls elektromagnetische Schauer nach. Blei- und Nachweislagen wechseln sich in einem akkordeonartig gefalteten Aufbau mit einem 45° Winkel zur Flugrichtung ab.

Das Hadron-Kalorimeter absorbiert mit der aus Eisen bestehenden Schauerlage und den Szintillatorkacheln, die zum Nachweis der Schauerteilchen dienen, die Hadronen vollständig.

Ein Szintillator ist ein Objekt, welches Anregungsenergie durch den Kontakt mit geladenen Teilchen in Form von Licht abgibt.

Die Myonkammern, welche die Hälfte des Detektorvolumens einnehmen, sind durch ein Magnetsystem aus Toroidspulen in der Lage, Myonen durch Impulsmessung nachzuweisen.



2.3 Datenverarbeitung

Die Detektoren des LHCs sind mit Triggern ausgestattet, die das Datenverarbeitungssystem entlasten sollen. Die Frequenz würde bis zu 40 Millionen Strahlkreuzungen pro Sekunde betragen. Ein dreistufiges Triggersystem soll entscheiden, ob die vom Detektor erfassten Daten gespeichert oder verworfen werden sollen. In der ersten Triggerstufe werden die Daten der Proton-Proton Kollision von speziellen Hardware-Prozessen ausgewertet. Ungefähr 75.000 Ereignisse pro Sekunde, die in einer groben Auflösung als „interessant“ eingestuft wurden, werden zur zweiten Triggerstufe weitergeleitet. In dieser werden die Daten durch programmierbare Prozessoren mit einer verbesserten Auflösung auf etwa 1.000 Ereignisse pro Sekunde reduziert. Diese gelangen dann in den Ereignisfilter. Hier findet eine vollständige Rekonstruktion und Analyse der Daten durch vernetzte Prozessorkerne statt. Nur noch 200 Strahlkreuzungen erfüllen die Anforderungen des Ereignisfilters und werden für Datenanalysen auf Speichermedien geschrieben.

Die enorme Datenmenge von 15 Petabytes ($=15 \cdot 10^{15}$ Byte), die jährlich erfasst wird, wird durch das „Worldwide LHC Computing Grid“ gespeichert, verwaltet und verarbeitet. Um dies zu ermöglichen, stehen 100.000 Prozessoren aus 170 Rechenzentren zur Verfügung. Über mehrere Ebenen gelangen diese Daten an die Wissenschaftler, die diese dann abrufen können.

3 Dateneigenschaften

In den folgenden Gliederungspunkten werden die Eigenschaften der Teilchen beschrieben, die aus den Daten gewonnen wurden und für die nachfolgenden Seiten von Bedeutung sind.

Energie

Nach der Relativitätstheorie von Albert Einstein ist die Masse eine Energieform. Laut seiner Formel $E = m \cdot c^2$ ist eine Energie E notwendig, um ein Teilchen mit der Ruhemasse m zu erzeugen. Da aber zum Beispiel Photonen keine Ruhemasse haben und sich immer mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen, besitzen diese nur Energie. So werden nach dem Äquivalent von Masse und Energie in der Teilchenphysik alle Massen in Energieeinheiten angegeben. In der Hochenergiephysik wird die Lichtgeschwindigkeit immer 1 gesetzt.

Transversalimpuls

Der Impuls, der bei der Kollision entsteht, lässt sich transversal und longitudinal zur Strahlachse aufteilen. Daraus ergibt sich die Formel für den Transversalimpuls:

$$p_T = |\vec{p}| \cdot \sin(\theta)$$

\vec{p} ist der Dreierimpuls mit p_x , p_y und p_z .

θ ist der Polarwinkel.

Transversale Masse

Die Masse eines W-Teilchens ist definiert mit:

$$m^2 = 2 \cdot p_{Tl} \cdot p_{Tv} \cdot (1 - \cos(\theta))$$

p_{Tl} ist der Transversalimpuls des Leptons.

p_{Tv} ist der Transversalimpuls des Neutrinos.

Invariante Masse

Bei der invarianten Masse handelt es sich um die Ruhemasse des Z-Teilchens. Diese wird berechnet mit der Formel:

$$m^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2$$

Fehlende transversale Energie (MET)

Die fehlende transversale Energie ist die verlorengangene Energie, die in einem Prozess nicht gemessen wurde. Das sind Teilchen wie die Neutrinos, die nicht detektiert werden können.

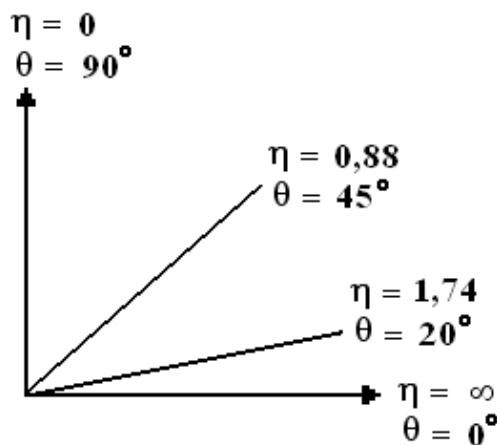
Pseudorapidität

In der Teilchenphysik wird der Polarwinkel, der Winkel zur Strahlachse, durch die Pseudorapidität η ersetzt.

Dieser ist definiert mit:

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

Die Pseudorapidität ist nur vom Polarwinkel abhängig.



Die Abbildung zeigt, dass die Pseudorapidität immer größer wird, wenn sich der Polarwinkel verkleinert.

Winkelabstand ΔR

Der Winkelabstand ΔR ist ein Kegel um den Jetschauer. Befindet sich die rekonstruierte Spur des Teilchens in diesem Kegel, ist es vermutlich aus einem Jet entstanden. Befindet sich die Flugbahn außerhalb, kam das Teilchen mit hoher Wahrscheinlichkeit aus einem W- oder Z-Zerfall.

Mit der folgenden Formel wird der Winkelabstand ΔR berechnet:

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\varphi_1 - \varphi_2)^2}$$

φ ist der Winkel in der x-y-Ebene.

4 Datenauswahl

Die Daten, auf denen sich die folgenden Punkte beziehen, entstanden aus Proton-Proton Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV. Das bedeutet, dass jeder der beiden Protonenstrahlen auf eine Energie von 3,5 TeV beschleunigt wurde, bevor es zum Zusammenstoß kam.

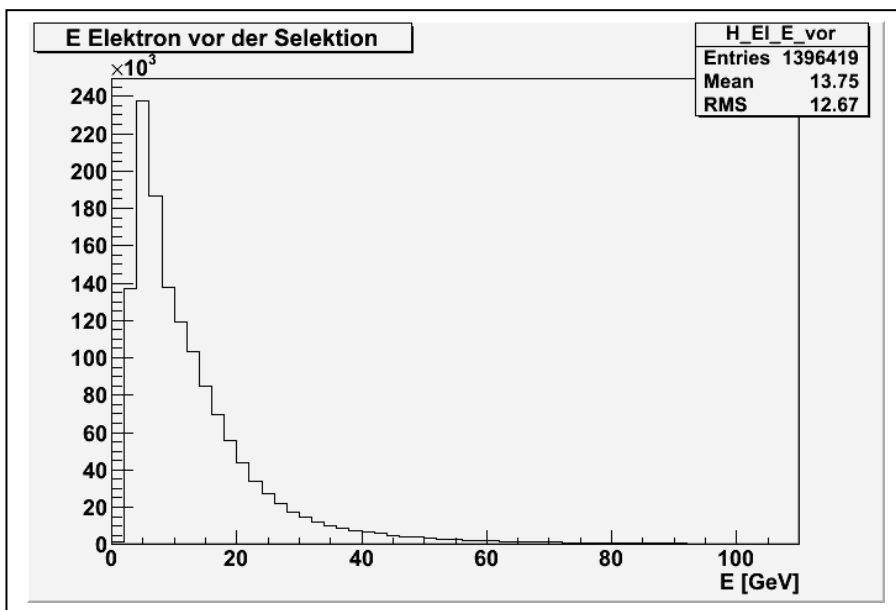
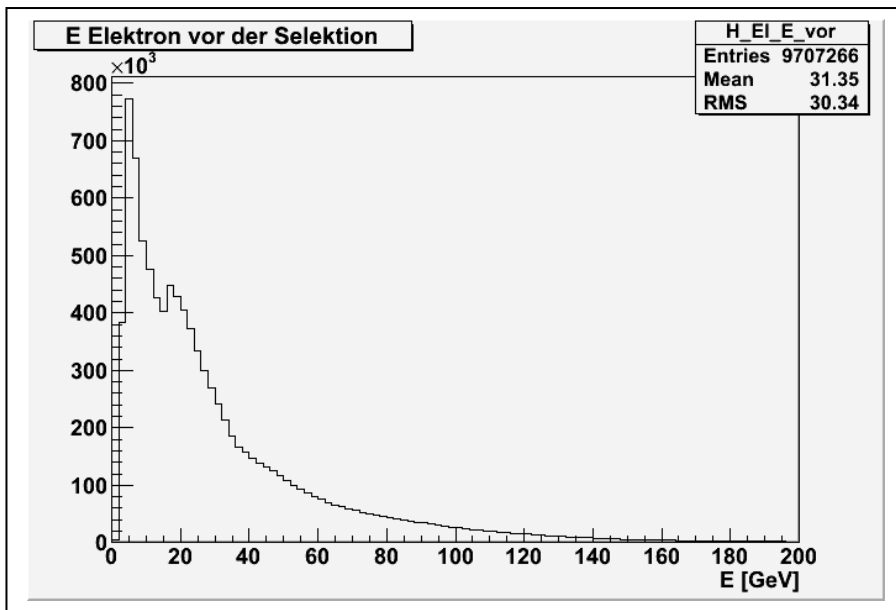
4.1 Datenverteilung vor der Selektion

Die Verteilung der Ereignisse lässt sich am besten in Histogrammen darstellen. Histogramme sind Darstellung von Häufigkeitsverteilungen, die einem Diagramm ähneln. Im Folgenden werden die Eigenschaften, welche die Energie, der Transversalimpuls und die fehlende transversale Energie (MET) sind, von den Elektronen, Myonen und den Jets betrachtet. Die x-Achse entspricht der Eigenschaft des Teilchens und die y-Achse der Einträge bzw. der Anzahl der Ereignisse.

Zu beachten ist, dass die Ergebnisse sich auf zwei unterschiedlichen Streams beziehen. Ein Stream ist eine Ansammlung von Daten, die sich auf eine bestimmte Teilchenart beziehen. Es wurde zum einen der Single-Electron-Stream (SGLEL) und zum anderen der Single-Myon-Stream (SGLMU) verwendet. Hier liegt auch die Unterschiedlichkeit der Einträge begründet, die im Weiteren noch näher erklärt werden.

Die folgenden Histogramme zeigen die Einträge im Energiebereich der oben erwähnten Teilchen. Da es zwei unterschiedliche Streams gibt, werden dadurch immer zwei Histogramme zu jeder Eigenschaft und Teilchenart ausgewertet und im Anschluss miteinander verglichen. Bei dem ersten Histogramm handelt es sich immer um ein Ergebnis des SGLEL und bei dem zweiten um ein Ergebnis des SGLMU.

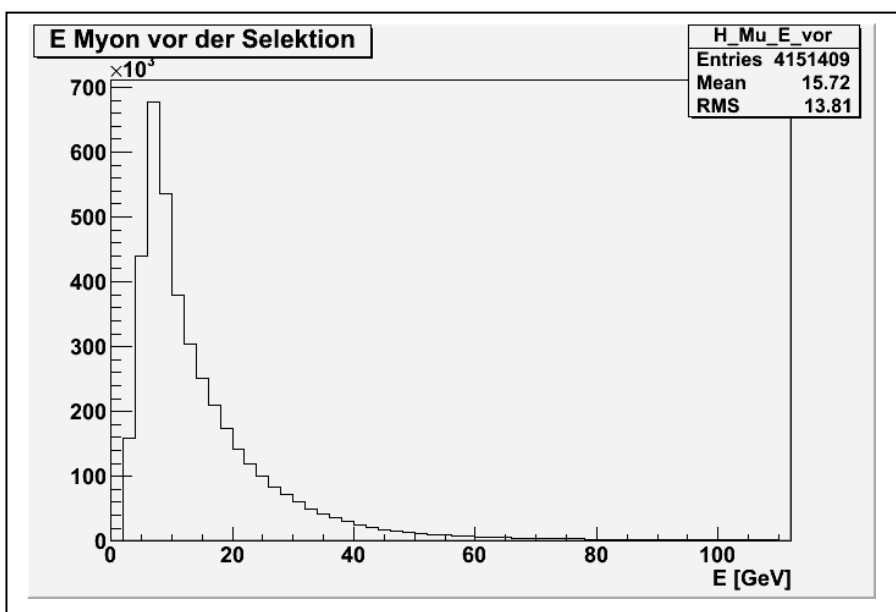
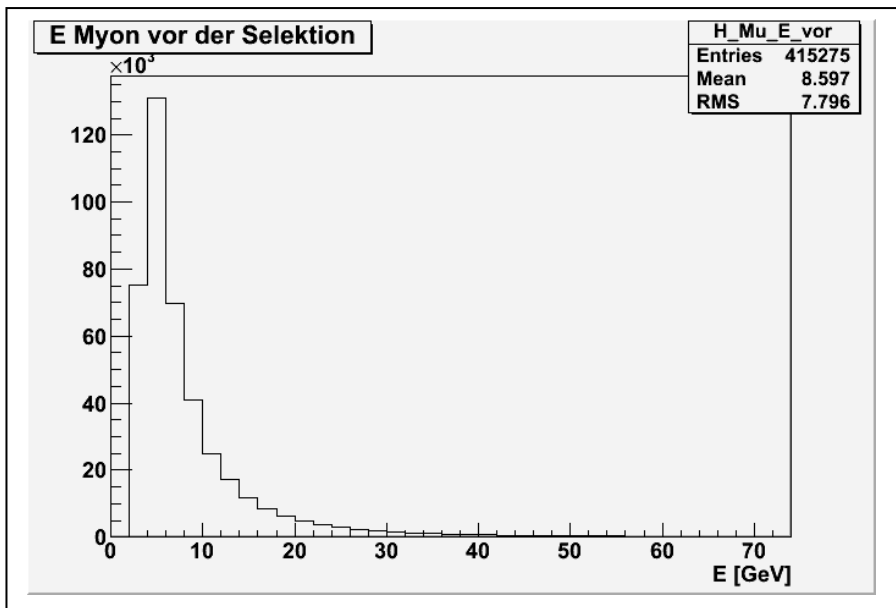
Die ersten beiden Histogramme zeigen die Energieverteilung der Elektronen.



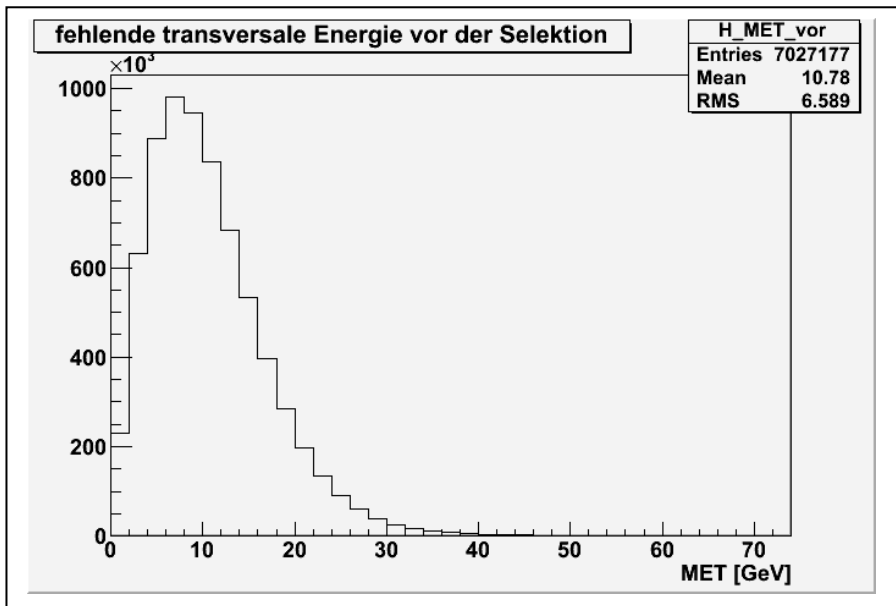
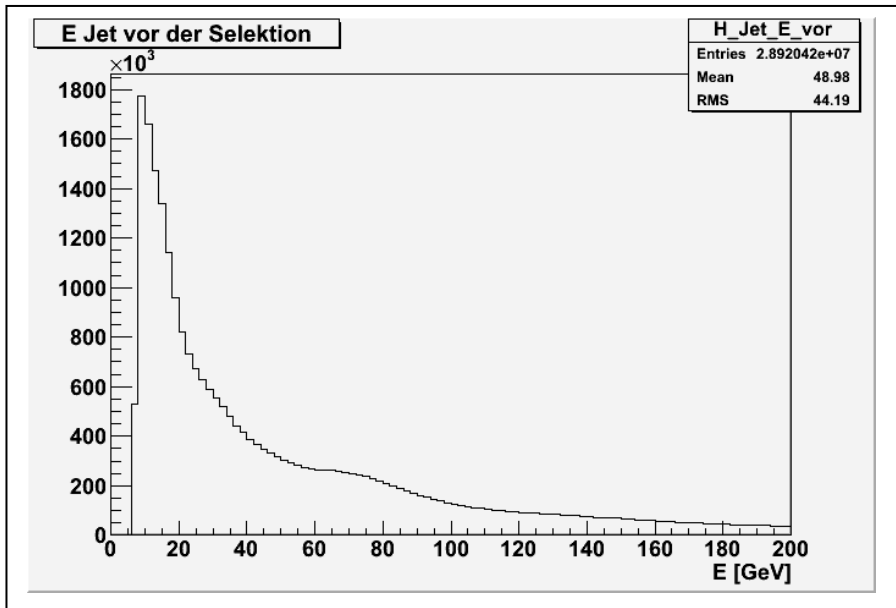
In dem ersten Histogramm des SGLLEL ist zu sehen, dass es rund 10 Millionen Einträge von Elektronen gibt. Beim SGLMU dagegen gibt es nur rund 1,4 Millionen. Der Unterschied ist damit begründet, dass die Daten verschiedene Trigger (siehe Punkt 2.3 Datenverarbeitung) durchlaufen. Passiert das Ereignis den Myon-Trigger, wird dieses in den Single-Myon-Stream verschoben. Entsprechen den Eigenschaften des Teilchens eines Elektrons, landet es durch den Elektron-Trigger im Single-Electron-Stream. Da die Trigger ihre Wahl nach den Eigenschaften des Teilchens richten, kommt es auch vor, dass ein Teilchen sowohl als Myon als auch als Elektron identifiziert und in beide Streams gespeichert wird.

Bei beiden Histogrammen liegt der Energie-Peak bei ungefähr 5 GeV. Der SGLEL zeigt, dass es bei diesem Wert ca. 770.000 Elektronen gibt. Bei dem SGLMU besitzen 238.000 Elektronen eine Energie von 5 GeV.

Ähnlich sieht es mit der Energieverteilung der Myonen aus. Wie nachfolgend in den Histogrammen zu sehen ist, besitzt der SGLMU diesmal mehr Einträge als der SGLEL. Der Energie-Peak befindet sich ebenfalls wie bei der Energieverteilung der Elektronen bei 5 GeV. Ab diesem Wert nimmt die Zahl der Ereignisse exponentiell zum Energiebetrag ab.

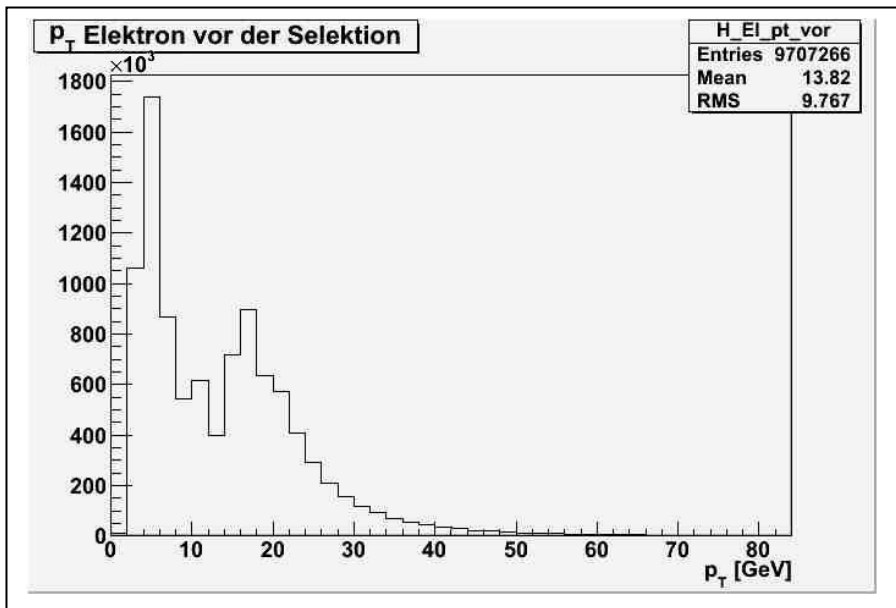


Die nächsten beiden Histogramme, bei denen die Jets und das MET betrachtet werden, beziehen sich nur noch auf den SGLEL, weil die Ereignisverteilung des SGLEL dem des SGLMU ähnelt.

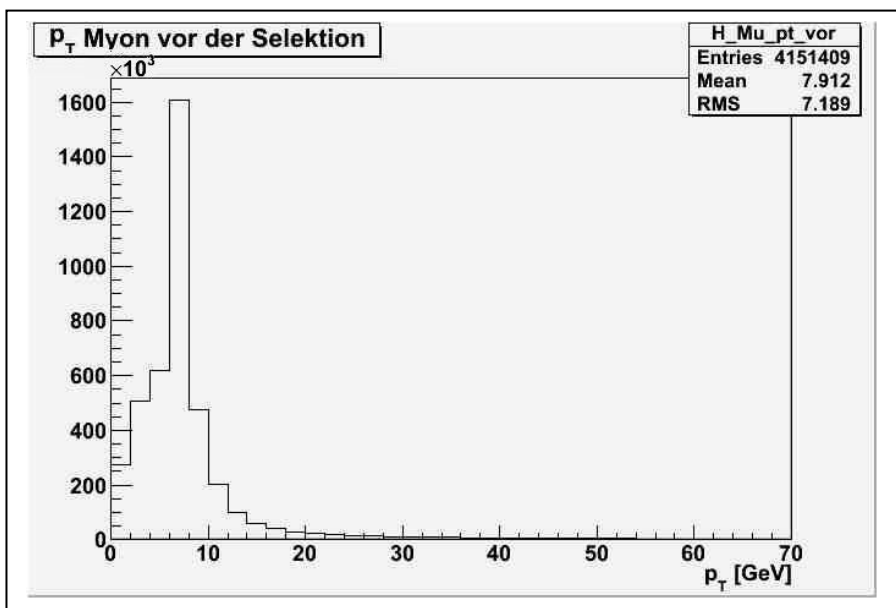


Nachdem die Energieverteilungen der einzelnen Teilchen betrachtet wurden, folgen die Verteilungen des Transversalimpulses. Diese Verteilungen werden nur noch in den Histogrammen eines Streams betrachtet, da diese sich kaum von denen der Energieverteilungen unterscheiden.

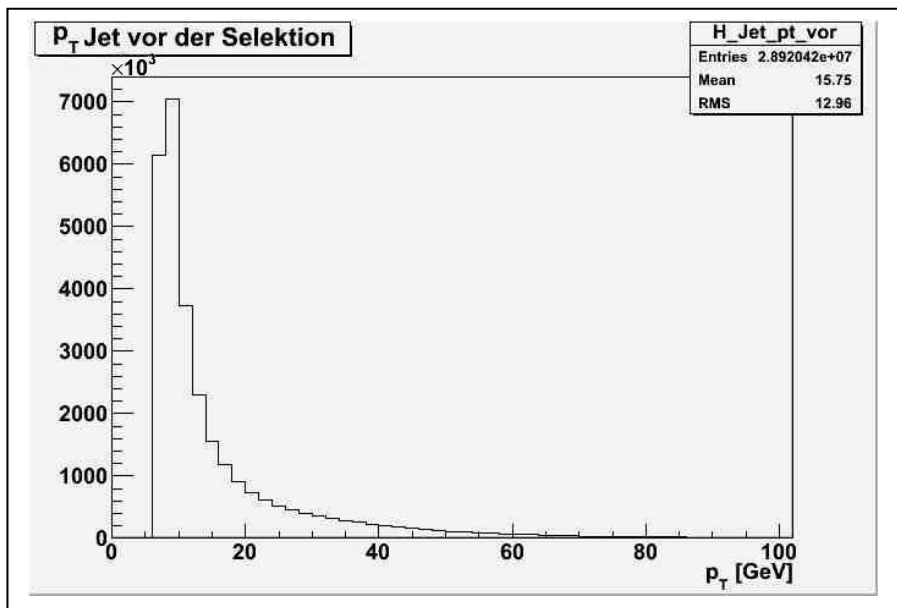
Das erste Histogramm zeigt die Transversalimpulsverteilung der Elektronen des SGLEL.



Anhand der Anzahl von rund 9,7 Millionen Einträgen ist zu sehen, dass es sich um die gleichen Ereignisse wie bei der Energieverteilung handelt. Das gleiche gilt für die Transversalimpulsverteilung der Myonen aus dem SGLMU, welche im Folgenden betrachtet wird.



Das nächste Histogramm zeigt die Verteilung des Transversalimpulses der Jets. Hier ist ebenfalls wie bei der Energieverteilung das Histogramm des SGLEL zu sehen.



Bei jedem Histogramm ist zu erkennen, dass die meisten Teilchen einen geringen Energie- und Transversalimpuls besitzen, welches an dem Peak um die 5 GeV zu erkennen ist. Im Kapitel „1 Standardmodell der Teilchenphysik“ wurden die W- und Z-Teilchen, die unter anderem bei Proton-Proton Kollisionen entstehen, näher erklärt. Ein Teilchen der schwachen Wechselwirkung zerfällt immer in zwei Teilchen. Da das W-Teilchen eine Energie von 80,4 GeV hat, besitzt ein Teilchen, welches aus dessen Zerfall kommt, eine Energie von ungefähr 40 GeV. Ein Teilchen, welches aus einem Z-Zerfall kommt, hat eine Masse von rund 45,5 GeV. Nach diesen Angaben müsste der Peak in den Histogrammen zwischen 40 und 45,5 GeV liegen. Da dies nicht der Fall ist, kann davon ausgegangen werden, dass die meisten Teilchen, die oben betrachtet wurden, nicht aus einem W- oder Z-Zerfall stammen. Um aber nur solche zu erhalten, müssen Auswahlkriterien getroffen werden.

Die folgenden Seiten sollen sich mit diesem Thema beschäftigen. Die Taus werden, wie oben zu sehen ist, nicht betrachtet. Dies liegt daran, dass das Tau eine geringe Lebensdauer hat und schon nach $290,6 \cdot 10^{-15} \text{s}$ in andere Leptonen oder Hadronen zerfällt. Es soll somit vermieden werden, dass Teilchen betrachtet werden, die nicht aus einem W- oder Z-Zerfall stammen.

4.2 Selektionskriterien anhand von Monte-Carlo Daten

Bei Monte-Carlo Daten handelt es sich um simulierte Datensätze. Im Vorfeld meiner Besonderen Lernleistung wurden Auswahlkriterien zu diesen Daten getroffen. Ein Teil der Selektionskriterien sind auf dieser Seite zu finden:

http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/Seminare/IS2010/Rene_KF.pdf

Die Bedingungen für eine MET-Selektion sind folgende:

- Es darf kein Myon oder Elektron vorhanden sein.
- Die fehlende transversale Energie liegt zwischen 28 und 43 GeV.
- Der Transversalimpuls (pt) von dem Jet mit dem höchstem pt liegt zwischen 38 und 75 GeV.
- Die Anzahl der Jets muss kleiner als 5 sein.

Die Selektionskriterien des Myons, damit es aus einem W-Teilchen entstand, sind:

- Die Energie des Myons muss größer als 25 GeV sein.
- Der Transversalimpuls muss ebenfalls größer als 25 GeV sein.
- Die Pseudorapidität (η) liegt zwischen $-2,7$ und $2,7$.
- Das Myon muss in mehreren Schalen des Detektors Signale hinterlassen haben, um als solches rekonstruiert zu werden.
- Das ΔR zwischen dem Myon und einem Jet muss größer als 1,2 sein.
- Die Anzahl der Jets muss kleiner als 5 sein.
- Der Transversalimpuls (pt) des Jets mit dem höchstem pt liegt zwischen 15 und 75 GeV.

Zusätzlich kommen noch die Kriterien für einen Z-Kandidaten hinzu:

- Da es sich immer noch um die Myon-Selektion handelt, darf kein Elektron vorhanden sein.
- Es muss mindestens ein Myon vorhanden sein.
- Das MET muss kleiner als 20 GeV sein.
- Die transversale Masse aus MET und dem Myon muss kleiner als 40 GeV sein.
- Der Transversalimpuls (pt) des Jets mit dem höchstem pt muss kleiner als 30 GeV sein.
- Der Transversalimpuls (pt) des Myons mit dem höchstem pt muss größer als 32 GeV sein.

Die Selektionskriterien des Elektrons, damit es aus einem W-Teilchen entstand, sind:

- Die Energie des Elektrons muss größer als 25 GeV sein.
- Der Transversalimpuls muss ebenfalls größer als 25 GeV sein.
- Die Pseudorapidität (η) liegt zwischen $-2,5$ und $2,5$.
- Das Elektron muss ein „tight“ Elektron sein. Neben „tight“ gibt es noch „loose“ und „medium“. Diese geben an, wie stark ein Teilchen als Elektron und nicht als Jet rekonstruiert wurde.
- Der Author muss 1 oder 3 sein. Der Author gibt an, welcher Rekonstruktionsalgorithmus als erstes das Elektron identifiziert hat.
- Das ΔR zwischen dem Elektron und einem Jet darf nicht zwischen $1,2$ und $0,1$ liegen.
- Die Anzahl der Jets muss kleiner als 5 sein.
- Der Transversalimpuls (pt) des Jets mit dem höchstem pt liegt zwischen 15 und 75 GeV.

Zusätzlich kommen noch die Kriterien für einen Z-Kandidaten hinzu:

- Da es sich immer noch um die Elektron-Selektion handelt, darf kein Myon vorhanden sein.
- Es muss mindestens ein Elektron vorhanden sein.
- Das MET muss kleiner als 20 GeV sein.
- Die transversale Masse aus MET und dem Elektron muss kleiner als 40 GeV sein.
- Der Transversalimpuls (pt) des Jets mit dem höchstem pt muss kleiner als 60 GeV sein.
- Der Transversalimpuls (pt) des Elektrons mit dem höchstem pt muss größer als 36 GeV sein.

Werden die Elektronen, Myonen, Jets und das MET nach diesen Kriterien betrachtet, kommen folgende Ergebnisse für die Anzahl der W- bzw. Z-Zerfälle heraus:

$$W \rightarrow e \nu_e : 9.590,97$$

$$W \rightarrow \mu \nu_\mu : 5.773,11$$

$$Z \rightarrow e e : 270,33$$

$$Z \rightarrow \mu \mu : 815,26$$

Mit diesen Werten lassen sich die einzelnen Verhältnisse der W- und Z-Ereignisse miteinander und untereinander vergleichen:

$$\frac{W \rightarrow e \nu_e}{W \rightarrow \mu \nu_\mu} = \frac{1,66}{1}$$

$$\frac{Z \rightarrow e e}{Z \rightarrow \mu \mu} = \frac{0,33}{1}$$

$$\frac{W}{Z} = \frac{14}{1}$$

Bei den W- und Z-Ereignissen ist zu sehen, dass die Verhältnisse nicht 1 zu 1 sind. Es gibt mehr $W \rightarrow e \nu_e$ als $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ und weniger $Z \rightarrow e e$ als $Z \rightarrow \mu \mu$.

In der Theorie gibt es zehnmal so viele Ws wie Zs. Hier liegt das Verhältnis bei 14 zu 1.

Um auf solche Werte zu kommen, wird ein Analyse-Code geschrieben, den die Daten durchlaufen und brauchbare von unbrauchbaren Ereignissen getrennt werden.

4.3 Analyse-Code

Die oben im Punkt „4.2 Selektionskriterien anhand von Monte-Carlo Daten“ verwendeten Auswahlkriterien werden in einen Quell-Code geschrieben. Dafür steht die Programmiersprache C++ zur Verfügung.

Zu Beginn des Programms müssen Include-Dateien eingebunden werden. Diese Dateien ermöglichen es Funktion zu benutzen, ohne diese selber erstellen zu müssen. Zum Beispiel kann mit der Funktion „mu_n“ die Anzahl (n) der Myonen (mu) abgefragt werden. Sind Funktionen nicht vorhanden, müssen diese definiert werden. Dies gilt zum Beispiel für die transversale Masse.

Im Anschluss werden alle Kandidaten auf „false“ gesetzt.

```
MET_Candidate = false;
Wmunu_Candidate = false;
Zmunu_Candidate = false;
Wenu_Candidate = false;
Zee_Candidate = false;
```

Wenn die Kriterien, die im folgendem vorgestellt werden, erfüllt sind, handelt es sich um einen gewünschten Kandidat und wird „true“ gesetzt und am Ende als solcher gezählt.

Die ersten Daten gelangen nun in die for-Schleife oder auch Jet-Schleife genannt, da nur Ereignisse von Jet-Kandidaten die Schleife durchlaufen können.

```
for(int jet_it = 0; jet_it < jet_n; jet_it++)
{
  TLorentzVector Jet_TLV;
  Jet_TLV.SetPtEtaPhiM(jet_pt->at(jet_it),jet_eta->at(jet_it),
  jet_phi->at(jet_it),jet_m->at(jet_it));
  bool overlap = false;

  if(jet_isGood->at(jet_it) != 2)
  {
    bad_jet_in_event = true;
    Count_Bad_Jet++;
    break;
  }

  for(int el_it=0; el_it < el_n; el_it++)
  {
    TLorentzVector El_TLV;
    El_TLV.SetPtEtaPhiM(el_pt->at(el_it),el_eta->at(el_it),
    el_phi->at(el_it),el_m->at(el_it));
    if(El_TLV.DeltaR(Jet_TLV) < cuts["Jet_El_Overlap_cut"])
      overlap = true;
  }
  if(!overlap) {
    Jet_TLVs.push_back(Jet_TLV);
    Jet_Pt_Sum += Jet_TLV.Pt();
  }
}
```

Zu Beginn der Jet-Schleife wird der TLorentzVector gebildet. Dieser setzt sich aus dem Transversalimpuls, der Pseudorapidität, dem Polarwinkel und der Masse des Jets zusammen. Bevor der TLorentzVector gebraucht wird, gibt es eine Unterteilung von guten („jet_isGood“) und schlechten („bad_jet_in_event“) Jets. Handelt es sich nicht um einen guten Jet (!=2) sondern um einen „bad“ Jet (0) oder einem „ugly“ Jet (1), wird dieser verworfen. Die zweite for-Schleife ist eine Elektron-Schleife. Es wird wie bei den Jets als erstes der TLorentzVector gebildet. Aus diesen beiden TLorentzVektoren wird das ΔR zwischen einem Elektron und einem Jet (El_TLV.DeltaR(Jet_TLV)) gebildet. Dieser wird mit dem ersten Kriterium verglichen. Ist das erstellte ΔR kleiner als der Schnitt [“Jet_El_Overlap_cut“], hat das Elektron das erste Kriterium erfüllt und wird nicht verworfen.

Die Variablen der Schnitte in der eckigen Klammer [] werden in einer separaten Cut-Liste durch Werte ersetzt. Diese dient der Übersichtlichkeit und ist, nach dem das Programm vorgestellt wurde, im nächsten Punkt zu sehen.

Die nächsten Schleifen beinhalten die Bedingungen für die MET-Selektion. Die Jets, die in der ersten Schleife nicht verworfen wurden, gelangen zu dem nächsten Kriterium.

```
if((highest_jet_pt/1000 > cuts["MET_pt_max_min_cut"] &&
    highest_jet_pt/1000 < cuts["MET_pt_max_max_cut"]) || Jet_TLVs.size() == 0)
{
    Count_MET_pt_max_jet++;

    if(MET_RefFinal_et/1000 > cuts["MET_MET_min_cut"] &&
        MET_RefFinal_et/1000 < cuts["MET_MET_max_cut"])
    {
        Count_MET_MET++;

        if(el_n == 0 && mu_n == 0)
        {
            Count_MET_no_lepton++;
            MET_Candidate = true;
        }
    }
}
```

In die if-Schleife können nur Jets mit dem höchstem Transversalimpuls gelangen, die einen Transversalimpuls zwischen ["MET_pt_max_min_cut"] und ["MET_pt_max_max_cut"] besitzen. Die fehlende transversale Energie muss, wie in der zweiten if-Schleife zu sehen ist, zwischen ["MET_MET_min_cut"] und ["MET_MET_max_cut"] liegen, damit das Event nicht verworfen wird. In der MET-Selektion dürfen keine Elektron ($e_{l,n} = 0$) und keine Myonen ($\mu_{n} = 0$) vorhanden sein. Sind diese Bedingungen erfüllt, handelt es sich um einen MET-Kandidat ($MET_Candidate = true$).

Nach der MET-Selektion wird auf die Anzahl der Jets geschnitten. Dies geschieht an dieser Stelle, weil bei der Myon- und Elektron-Selektion die gleiche Anzahl von Jets verlangt wird.

```
if( Jet_TLVs.size() < (unsigned int)(cuts["W_njet_cut"]+0.5))
{
    Count_num_jets++;
}
```

Die Anzahl der Jets muss kleiner sein als ["W_njet_cut"], damit es für einen W-Kandidaten in Frage kommen könnte.

Im Anschluss kommt die Myon-Selektion. In der Myon-Selektion werden als erstes die W-Kandidaten abgefragt. Dafür wird eine for-Schleife bzw. eine Myon-Schleife geöffnet. In der for-Schleife wird als erstes der TLorentzVector der Myonen gebildet. Dieser wird in der if-Schleife gebraucht, um das kleinste ΔR zwischen einem Myon und einem Jet zu ermitteln.

```
for(int muon_it = 0; muon_it < mu_n; muon_it++)
{
    TLorentzVector Muon_TLV;
    Muon_TLV.SetPtEtaPhiM(mu_pt->at(muon_it),mu_eta->at(muon_it),
mu_phi->at(muon_it),mu_m->at(muon_it));
    Muon_TLVs.push_back(Muon_TLV);

    double deltaR_min = 99;

    for(unsigned int jet_it = 0; jet_it < Jet_TLVs.size(); jet_it++)
    {
        if(Jet_TLVs.at(jet_it).DeltaR(Muon_TLV) < deltaR_min)
            deltaR_min = Jet_TLVs.at(jet_it).DeltaR(Muon_TLV);
    }

    if( Muon_TLV.Pt()/1000 > cuts["Wmunu_pt_cut"] &&
        Muon_TLV.E()/1000 > cuts["Wmunu_E_cut"])
    {
        if(!Wmunu_pt_mu_set)
        {
            Wmunu_pt_mu_set = true;
            Count_Wmunu_pt_mu++;
        }
    }
}
```

In der zweiten if-Schleife muss der Transversalimpuls und die Energie des Myons größer sein als ["Wmunu_pt_cut"] und ["Wmunu_E_cut"].

In der folgenden if-Schleife wird das ΔR abgefragt.

```
if(deltaR_min > cuts["Wmunu_deltaR_cut"])
{
    if(!Wmunu_deltaR_set)
    {
        Wmunu_deltaR_set = true;
        Count_Wmunu_deltaR++;
    }

    if( abs(Muon_TLV.Eta()) < cuts["Wmunu_eta_cut"])
    {
        if(mu_isCombinedMuon)
        {
            if(highest_jet_pt/1000 > cuts["Wmunu_jetpt_min_cut"] &&
                highest_jet_pt/1000 < cuts["Wmunu_jetpt_max_cut"])
            {
                if(!Wmunu_jetpt_set)
                {
                    Wmunu_jetpt_set = true;
                    Count_Wmunu_jetpt++;
                }
            }

            double MassT = sqrt(2*MET_RefFinal_et*Muon_TLV.Pt()*
(1-cos(Muon_TLV.Phi() - MET_RefFinal_phi)));

            Wmunu_Candidate = true;
        }
    }
}
```

Das oben ermittelte kleinste ΔR muss größer sein als der Schnitt [“Wmumu_deltaR_cut”]. Die Bedingung in der nächsten Schleife lautet, dass die Pseudorapidität des Myons kleiner als [“Wmumu_eta_cut”] sein muss, um den W-Kandidaten nicht zu verwerfen. Das Myon muss außerdem noch ein isCombinedMuon sein. Das bedeutet, dass das Myon in mehreren Schalen des Detektors Signale hinterlassen haben muss, um als solches rekonstruiert wurden zu sein. Der Transversalimpuls des Jets mit dem höchsten Transversalimpuls muss sich zwischen [“Wmumu_jetpt_min_cut”] und [“Wmumu_jetpt_max_cut”] befinden. Im Anschluss wird die transversale Masse mit der Formel aus dem Gliederungspunkt „3 Dateneigenschaften“ bestimmt. Sind alle Bedingungen erfüllt, handelt es sich um einen W-Kandidaten (Wmumu_Candidate = true), welcher in ein Myon und seinem Neutrino zerfallen ist. Die Daten werden in der bool-Variable des Wmumu gespeichert.

Der zweite Teil befasst sich mit der Überprüfung des Z-Kandidaten. Die Daten, welche die W-Selektion erfolgreich durchlaufen sind, werden im Folgenden erneut geprüft. Da ein Z-Teilchen, welches in der Myon-Schleife gesucht wird, nur in zwei Myonen zerfallen kann, darf in dem Ereignis kein Elektron (el_n == 0) vorhanden sein.

```
if(el_n ==0)
{
    if( MassT/1000 < cuts["Zmumu_MT_cut"])
    {
        if(!Zmumu_Mt_set)
        {
            Zmumu_Mt_set = true;
            Count_Zmumu_Mt++;
        }
    }

    if( MET_Reffinal_et/1000 < cuts["Zmumu_MET_cut"])
    {
        if(!Zmumu_MET_set)
        {
            Zmumu_MET_set = true;
            Count_Zmumu_MET++;
        }
    }

    if( highest_mu_pt/1000 >cuts["Zmumu_pt_mu_cut"])
    {
        if(!Zmumu_pt_max_mu_set)
        {
            Zmumu_pt_max_mu_set = true;
            Count_Zmumu_pt_max_mu++;
        }
    }
}
```

Es können nur Z-Teilchen genommen werden, wenn die transversale Masse im aktuellen Ereignis, die oben berechnet wurde, kleiner als der festgelegte Schnitt ["Zmumu_MT_cut"] ist. Des Weiteren muss die fehlende transversale Energie kleiner als ["Zmumu_MET_cut"] und der Transversalimpuls des Myons größer als ["Zmumu_pt_mu_cut"] sein.

```
if(highest_jet_pt/1000 < cuts["Zmumu_pt_jet_cut"])
{
    if(!Zmumu_pt_max_jet_set)
    {
        Zmumu_pt_max_jet_set = true;
        Count_Zmumu_pt_max_jet++;
    }

    Zmumu_Candidate = true;
}
```

Der Transversalimpuls des Jets muss sich unter dem Schnitt ["Zmumu_pt_jet_cut"] befinden. Sind die Anforderung des zweiten Teils der Selektion erfüllt, handelt es sich um solch einen Kandidaten (Zmumu_Candidate = true) und die Ergebnisse werden gespeichert. Da die zweite Selektion, die Myon-Selektion, beendet ist, schließen sich die Schleifen.

Die dritte und letzte Selektion ist die Elektron-Selektion. Diese wird mit einer Schleife über alle Elektronen geöffnet. Als erstes wird das Elektron mit dem größten Transversalimpuls ermittelt.

```
for(int el_it = 0; el_it < el_n; el_it++)
{
    if (el_pt->at(el_it) > highest_el_pt)
    {
        highest_el_pt = el_pt->at(el_it);
        highest_el_pt_phi = el_phi->at(el_it);
    }
}
```

An dieser Stelle beginnt der erste Teil dieser Selektion. Die Kriterien werden so gesetzt, dass nur W-Kandidaten erwünscht sind, die zu einem Elektron und einem Neutrino zerfallen.

Die Bedingung, die in der ersten if-Schleife steht, sagt aus, dass nur Elektronen erwünscht sind, deren größter Transversalimpuls kleiner als der selbst gewählte Schnitt ["Wenu_pt_max_cut"] sein muss.

```
if(el_n>0 && highest_el_pt/1000 < cuts["Wenu_pt_max_cut"])
{
Count_Wenu_pt_max_el++;

for(int el_it = 0; el_it < el_n; el_it++)
{
TLorentzVector El_TLV;
El_TLV.SetPtEtaPhiM(el_pt->at(el_it),el_eta->at(el_it),
el_phi->at(el_it),el_m->at(el_it));
El_TLVs.push_back(El_TLV);

double deltaR_min = 99;

for(unsigned int jet_it = 0; jet_it < Jet_TLVs.size(); jet_it++)
{
if(Jet_TLVs.at(jet_it).DeltaR(El_TLV) < deltaR_min)
deltaR_min = Jet_TLVs.at(jet_it).DeltaR(El_TLV);
}

if( El_TLV.Pt()/1000 > cuts["Wenu_pt_cut"] &&
El_TLV.E()/1000 > cuts["Wenu_E_cut"])
{
if(!Wenu_pt_el_set)
{
Wenu_pt_el_set = true;
Count_Wenu_pt_el++;
}
}
}
```

Erfüllt das Elektron dieses Kriterium, wird der TLorentzVector gebildet. Dieser setzt sich wieder aus dem Transversalimpuls, der Pseudorapidität, dem Polarwinkel und der Masse des Elektrons zusammen. In einer Jet-Schleife wird im Anschluss mit dem Elektron das kleinste ΔR gebildet. Danach müssen Elektronen, deren Transversalimpuls und deren Energie kleiner als ["Wenu_pt_cut"] und ["Wenu_E_cut"] sind, verworfen werden.

Das oben ermittelte kleinste ΔR zwischen einem Jet und einem Elektron wird mit dem Schnitt ["Wenu_deltaR_cut"] verglichen. Ist das kleinste ΔR größer als dieser, durchläuft es die Schleife bist zum nächsten Kriterium.

```
if(deltaR_min > cuts["Wenu_deltaR_cut"])
{
if(!Wenu_deltaR_set)
{
Wenu_deltaR_set = true;
Count_Wenu_deltaR++;
}
if(abs(El_TLV.Eta()) < cuts["Wenu_eta_cut"])
{
}
```

Dieses sagt aus, dass nur Elektronen behalten werden, deren Pseudorapidität kleiner als [“Wenu_eta_cut”] ist.

Ist der Author des Elektron 1 oder 3, wird die Qualität [“Wenu_Elektron_ID”] des Elektrons abgefragt.

```
if((el_author->at(el_it) == 1 || el_author->at(el_it) ==3))
{
    int electron_id= int(cuts["Wenu_Elektron_ID"]);
    bool passed_id;
    switch (electron_id)
    {
        case 0:
            passed_id = true;
            break;
        case 1:
            passed_id = bool(el_loose->at(el_it));
            break;
        case 2:
            passed_id = bool(el_medium->at(el_it));
            break;
        case 3:
            passed_id = bool(el_tight->at(el_it));
            break;
        default:
            passed_id = false;
    }

    if(passed_id)
    {
```

Das Elektron kann ein „loose“, „medium“ oder „tight“ Elektron sein. Wenn das Elektron die Eigenschaften eines „loose“ Elektrons besitzt, kann es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit auch um einen Jet handeln. Bei „tight“ ist dies nicht mehr der Fall. Die meisten Elektronen gehen bei dieser Qualität verloren.

Im Anschluss wird der Transversalimpuls des Jets überprüft.

```
if(highest_jet_pt/1000 > cuts["Wenu_jetpt_min_cut"] &&
highest_jet_pt/1000 < cuts["Wenu_jetpt_max_cut"])
{
    if(!Wenu_jetpt_set)
    {
        Count_Wenu_jetpt++;
        Wenu_jetpt_set=true;
    }

    Wenu_Candidate = true;
```

Liegt der Transversalimpuls des Jets zwischen ["Wenu_jetpt_min_cut"] und ["Wenu_jetpt_max_cut"], wird dieser nicht verworfen. Es handelt sich um einen W-Kandidaten (Wenu_Candidate = true), wenn die Ereignisse alle Kriterien durchlaufen sind und nicht verworfen wurden.

Der zweite Teil der Elektron-Selektion ist die Suche nach einem Z-Kandidaten. Als erstes wird die transversale Masse des Z-Teilchens gebildet, die nach dem die Myonen aus der Selektion entfernt wurden ($\mu_n = 0$), ihre Anwendung findet.

```
double MassT = sqrt(2*MET_Reffinal_et*highest_el_pt*
(1-cos(highest_el_pt_phi - MET_Reffinal_phi)));

if(mu_n == 0)
{
if( MassT/1000 < cuts["Zee_MT_cut"])
{
if(!Zee_Mt_set)
{
Zee_Mt_set = true;
Count_Zee_Mt++;
}

if(highest_el_pt/1000 > cuts["Zee_pt_e_cut"])
{
if(!Zee_pt_max_el_set)
{
Zee_pt_max_el_set = true;
Count_Zee_pt_max_el++;
}
}
}
}
```

Die gebildete transversale Masse muss kleiner als der Schnitt ["Zee_MT_cut"] sein. Im Anschluss wird der Transversalimpuls des Elektrons abgefragt. Dieser muss größer sein als ["Zee_pt_e_cut"]. Des Weiteren muss die fehlende transversale Energie kleiner als ["Zee_MET_cut"] sein, um nicht verworfen zu werden.

```
if( MET_Reffinal_et/1000 <cuts["Zee_MET_cut"])
{
if(!Zee_MET_set)
{
Zee_MET_set = true;
Count_Zee_MET++;
}
}
```

Danach wird der Transversalimpuls des Jets betrachtet.

```
if( highest_jet_pt/1000 < cuts["Zee_jetpt_max_cut"] &&
highest_jet_pt/1000 > cuts["Zee_jetpt_min_cut"] )
{
if(!Zee_pt_max_jet_set)
{
Zee_pt_max_jet_set = true;
Count_Zee_pt_max_jet++;
}
Zee_Candidate = true;
}
```

Dieser muss größer sein als ["Zee_jetpt_max_cut"] und kleiner als ["Zee_jetpt_min_cut"]. Sind diese Kriterien erfüllt, handelt es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um ein Z-Teilchen (Zee_Candidate = true), welches in zwei Elektronen zerfallen ist.

Am Ende werden alle Schleifen geschlossen. Die Schleife der Elektron-Selektion und die Schleife über alle Events schließen sich.

Des Weiteren werden in dem Programm die Histogramme gefüllt und gespeichert. Ebenfalls gespeichert werden die Ergebnisse der einzelnen Kriterien. Diese werden in einem Cut-Flow geschrieben, welcher am Ende des nächsten Punktes "4.4 Ergebnisse der Selektion anhand von echten Daten" betrachtet wird.

4.4 Ergebnisse der Selektion anhand von echten Daten

Die Variablen, die im Punkt „4.3 Analyse-Code“ in einer eckigen Klammer [] verwendet wurden, werden in einer Cut-Liste mit einem „#“ durch Werte ersetzt.

```

Jet_El_Overlap_cut = 0.1      # < 0,1 Elektron-Jet Overlap Removal Delta R
W_njet_cut = 5                # < 5 Anzahl der Jets cut

Wenu_pt_cut = 25              # > 25 GeV pt cut auf die Elektronen
Wenu_E_cut = 25               # > 25 GeV Mindestenergie des Elektrons
Wenu_pt_max_cut = 70          # 70 GeV pt max cut auf die Elektronen
Wenu_deltaR_cut = 1.2        # > 1,2 Delta R cut (Elektron-Jet)
Wenu_eta_cut = 2.5           # Schnitt auf Eta
Wenu_jetpt_min_cut = 15       # Jet pt zwischen 15 und 75 GeV
Wenu_jetpt_max_cut = 75       #
Wenu_Elektron_ID = 3          # 0=none, 1=loose, 2=medium, 3=tight

Wmunu_pt_cut = 25             # > 25 GeV pt cut auf die Myonen
Wmunu_E_cut = 25              # > 25 GeV Mindestenergie des Myons
Wmunu_deltaR_cut = 1.2        # > 1,2 Delta R cut (Muon-Jet)
Wmunu_eta_cut = 2.7           # Schnitt auf Eta
Wmunu_jetpt_min_cut = 15      # pt cut des Jets zwischen 15 und 75 GeV
Wmunu_jetpt_max_cut = 75      #

MET_pt_max_min_cut = 38       # Jet pt zwischen 38 und 75 GeV
MET_pt_max_max_cut = 75       #
MET_MET_min_cut = 28          # MET zw. 28 und 43 GeV
MET_MET_max_cut = 43          #

Zee_MT_cut = 40               # < 40 GeV pt cut transversale Masse
Zee_pt_e_cut = 36             # > 36 GeV pt min cut auf die Elektronen
Zee_jetpt_min_cut = 50        # pt zwischen 50 und 60 GeV
Zee_jetpt_max_cut = 60        #
Zee_MET_cut = 20              # < 20 GeV MET Maximum fuer Z Selektion

Zmunu_MT_cut = 40             # < 40 GeV pt cut transversale Masse
Zmunu_MET_cut = 20            # < 20 GeV Schnitt auf MET
Zmunu_pt_mu_cut = 32          # > 32 GeV pt max cut auf die Muonen
Zmunu_pt_jet_cut = 30         # < 30 GeV cut auf pt des Jets mit hoechstem pt

```

Hinter der Raute „#“ sind die einzelnen Schnitte erklärt. Bei den Werten, die hier zu sehen sind, handelt es sich um die Werte, die im Punkt „4.2 Selektionskriterien anhand von Monte-Carlo Daten“ bei den simulierten Daten verwendet wurden. Lässt man die Daten des SGLEL und des SGLMU durch den Code laufen, erhält man folgende Ergebnisse

für den SGLEL:

MET : 40
 $W \rightarrow e \nu_e$: 9.027
 $W \rightarrow \mu \nu_\mu$: 544
 $Z \rightarrow ee$: 116
 $Z \rightarrow \mu \mu$: 0

für den SGLMU:

MET : 42
 $W \rightarrow e \nu_e$: 88
 $W \rightarrow \mu \nu_\mu$: 4.984
 $Z \rightarrow ee$: 0
 $Z \rightarrow \mu \mu$: 1.640

Die Werte zeigen, dass das MET bei beiden Streams den gleichen Wert besitzt. Werden aber die W- und Z-Kandidaten betrachtet, sind große Unterschiede im Vergleich zu sehen. Diese Verhältnisse sind auf die Anzahl der Anfangsereignisse zurückzuführen, auf die im Punkt „4.1 Datenverteilung vor der Selektion“ aufmerksam gemacht wurde. Dort war zu sehen, dass es mehr Elektronen als Myonen im SGLLEL und mehr Myonen als Elektronen im SGLMU gibt. So ist es sinnvoll, wenn nur noch die Ereignisse betrachtet werden, die für den jeweiligen Stream relevant sind. So kommt man zu dem folgenden Ergebnis:

$$W \rightarrow e \nu_e : 9.027$$

$$W \rightarrow \mu \nu_\mu : 4.984$$

$$Z \rightarrow e e : 116$$

$$Z \rightarrow \mu \mu : 1.640$$

Diese Werte können mit den Ergebnissen von den simulierten Daten aus dem Punkt „4.2 Selektionskriterien anhand von Monte-Carlo Daten“ verglichen werden.

Ergebnis von simulierten Daten:

$$\frac{W \rightarrow e \nu_e}{W \rightarrow \mu \nu_\mu} = \frac{1,66}{1}$$

$$\frac{Z \rightarrow e e}{Z \rightarrow \mu \mu} = \frac{0,33}{1}$$

$$\frac{W}{Z} = \frac{14}{1}$$

Ergebnis von echten Daten:

$$\frac{W \rightarrow e \nu_e}{W \rightarrow \mu \nu_\mu} = \frac{1,81}{1}$$

$$\frac{Z \rightarrow e e}{Z \rightarrow \mu \mu} = \frac{0,07}{1}$$

$$\frac{W}{Z} = \frac{8}{1}$$

Die Anzahl der W-Ereignisse haben sich im Verhältnis verschlechtert. Es sind fast doppelt so viele $W \rightarrow e \nu_e$ als $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ vorhanden. Wird dagegen nur das W-Z-Verhältnis betrachtet, ist zu sehen, dass sich dieses verbessert hat. Diese Aussage trägt jedoch, wenn die Z-Ereignisse verglichen werden. Es gibt 14 mal mehr $Z \rightarrow \mu \mu$ als $Z \rightarrow e e$. Um die Ergebnisse besser einander anzugleichen, müssen die Werte der Kriterien verändert werden. Zu beachten ist, dass sich die Z-Ergebnisse ändern, wenn die Kriterien bei der W-Selektion verändert werden, da die Z-Selektion auf dieser aufbaut.

```
Jet_El_Overlap_cut = 0.1      # < 0,1 Elektron-Jet Overlap Removal Delta R
W_njet_cut = 5                # < 5 Anzahl der Jets cut

Wenu_pt_cut = 25              # > 25 GeV pt cut auf die Elektronen
Wenu_E_cut = 25               # > 25 GeV Mindestenergie des Elektrons
Wenu_pt_max_cut = 70          # 70 GeV pt max cut auf die Elektronen
Wenu_deltaR_cut = 1.2        # > 1,2 Delta R cut (Elektron-Jet)
Wenu_eta_cut = 2.5           # Schnitt auf Eta
Wenu_jetpt_min_cut = 25      # Jet pt zwischen 25 und 75 GeV
Wenu_jetpt_max_cut = 75      #
Wenu_Elektron_ID = 2         # 0=none, 1=loose, 2=medium, 3=tight

Wmunu_pt_cut = 30            # > 30 GeV pt cut auf die Myonen
Wmunu_E_cut = 25             # > 25 GeV Mindestenergie des Myons
Wmunu_deltaR_cut = 1.2       # > 1,2 Delta R cut (Muon-Jet)
Wmunu_eta_cut = 2.7          # Schnitt auf Eta
Wmunu_jetpt_min_cut = 15     # pt cut des Jets zwischen 15 und 75 GeV
Wmunu_jetpt_max_cut = 75     #

MET_pt_max_min_cut = 38     # Jet pt zwischen 38 und 75 GeV
MET_pt_max_max_cut = 75     #
MET_MET_min_cut = 28        # MET zw. 28 und 43 GeV
MET_MET_max_cut = 43        #

Zee_MT_cut = 40             # < 40 GeV pt cut transversale Masse
Zee_pt_e_cut = 33           # > 33 GeV pt min cut auf die Elektronen
Zee_jetpt_min_cut = 30      # pt zwischen 30 und 70 GeV
Zee_jetpt_max_cut = 70      #
Zee_MET_cut = 20            # < 20 GeV MET Maximum fuer Z Selektion

Zmunu_MT_cut = 40           # < 40 GeV pt cut transversale Masse
Zmunu_MET_cut = 20          # < 20 GeV Schnitt auf MET
Zmunu_pt_mu_cut = 32        # > 32 GeV pt max cut auf die Muonen
Zmunu_pt_jet_cut = 30       # < 30 GeV cut auf pt des Jets mit hoechstem pt
```

Der Transversalimpuls des Jets mit dem größten Transversalimpuls liegt nicht mehr zwischen 15 ([“Wenu_jetpt_min_cut“]) und 75 GeV ([“Wene_jetpt_max_cut“]). Dieser befindet sich jetzt zwischen 25 und 75 GeV. Durch diesen strengeren Schnitt wird bezweckt, dass weniger Daten die Kriterien einer W- und damit verbunden einer Z-Selektion erfüllen. Somit sinkt die Zahl der W-Kandidaten, die zu einem Elektron und seinem Neutrino zerfallen sind. Um aber die Anzahl der Z-Kandidaten wieder zu erhöhen und an die Werte der $Z \rightarrow \mu \mu$ Ereignisse heranzubringen, wird statt einem „tight“ ein „medium“ Elektron abgefragt. Ebenfalls muss der Transversalimpuls des Elektrons größer als 33 ([“Zee_pt_e_cut“]) statt 36 GeV sein. Die Anzahl der Z-Ereignisse wird ebenfalls noch mit einem leichteren Schnitt auf den Transversalimpuls der Jets bewirkt. Dieser liegt jetzt zwischen 30 ([“Zee_jetpt_min_cut“]) und 70 GeV ([“Zee_jetpt_max_cut“]).

Bei der Myon-Selektion wurde nur der Schnitt auf den Transversalimpuls des Myons geändert. Nur noch die Daten, bei dem das Myon einen Transversalimpuls größer als 30 GeV ([“Wmunu_pt_cut“]) besitzt, werden nicht verworfen.

Nach diesen veränderten Kriterien, entsteht folgendes Ergebnis:

$$W \rightarrow e \nu_e : 4.422$$

$$W \rightarrow \mu \nu_\mu : 4.436$$

$$Z \rightarrow e e : 758$$

$$Z \rightarrow \mu \mu : 1.459$$

Diese Werte lassen sich wieder vergleichen:

$$\frac{W \rightarrow e \nu_e}{W \rightarrow \mu \nu_\mu} = \frac{1}{1}$$

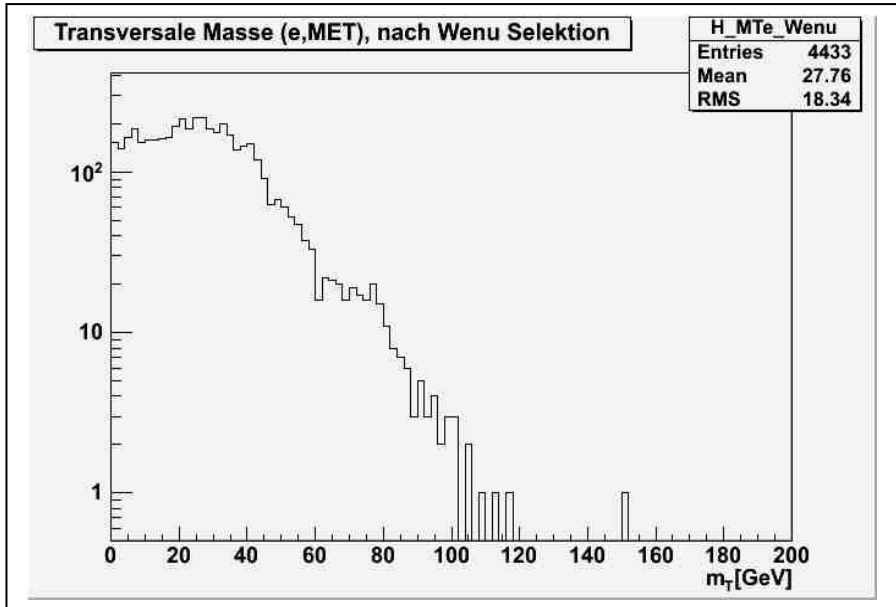
$$\frac{Z \rightarrow e e}{Z \rightarrow \mu \mu} = \frac{0,52}{1}$$

$$\frac{W}{Z} = \frac{4}{1}$$

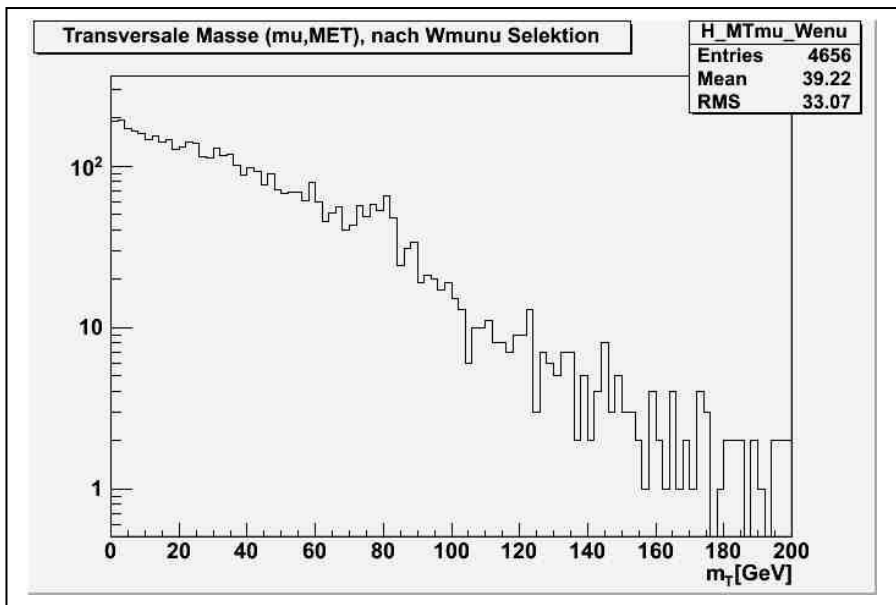
Das Ziel, die Anzahl der $W \rightarrow e \nu_e$ und der $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ Ereignisse einander anzugleichen, ist erreicht. Dies ist bei den Zs jedoch noch nicht gelungen. Dennoch ist das Verhältnis besser als vorher. Es gibt nur noch doppelt so viele $Z \rightarrow \mu \mu$ wie $Z \rightarrow e e$. Die Anzahl der Ws gegenüber den Zs ist dagegen nicht zufriedenstellend, dies liegt daran, wie oben bereits erwähnt, dass die Z-Selektion von der W-Selektion abhängt und dadurch von dieser beeinflusst wird.

Aufgrund der Ergebnisse kann vermutet werden, dass die Schnitte gut geeignet sind und damit das Programm fertig gestellt ist. Um dieser Aussage zuzustimmen, werden die Verteilungen der transversalen Masse der W- und die invariante Masse der Z-Kandidaten betrachtet.

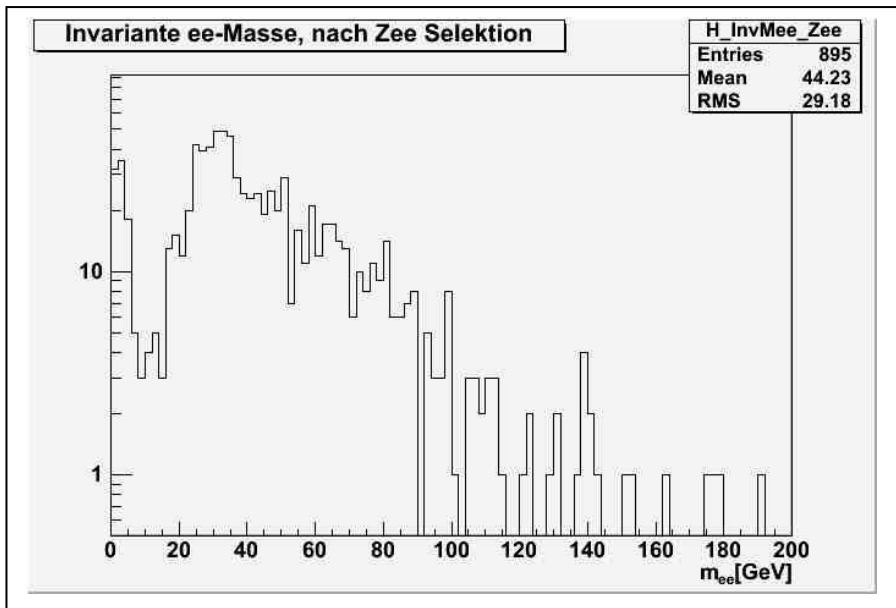
Bei dem ersten Histogramm handelt es sich um die transversale Masse der W-Teilchen, welche aus der Energie der Elektronen und dem MET berechnet wurde.



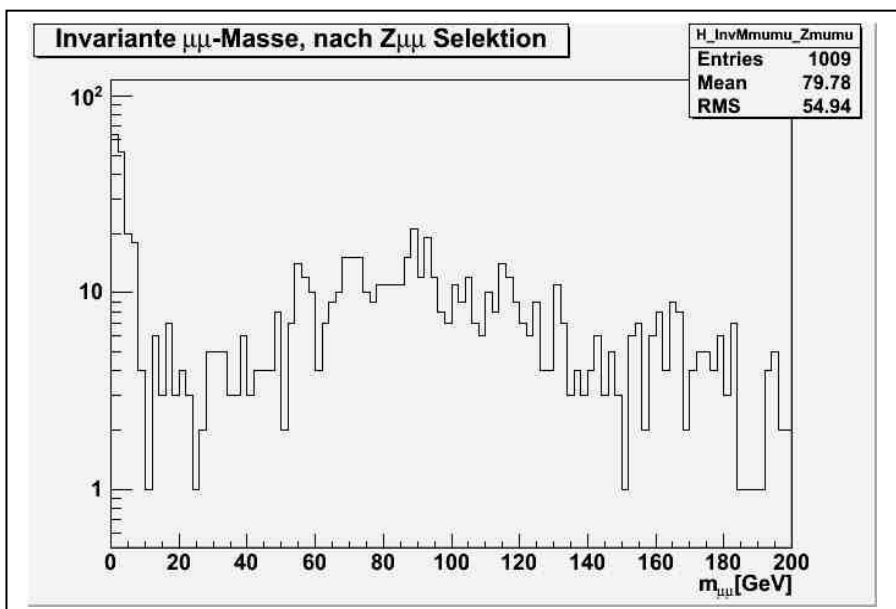
Der transversale Massen-Peak liegt ungefähr bei 20 bis 30 GeV. Dieser müsste jedoch klar bei 80 GeV zu finden sein, da dieser dem Wert der Masse des W-Teilchens entspricht. Das gleiche gilt für die transversale Masse, die aus den Myonen und dem MET berechnet wurde.



Die nächsten beiden Histogramme zeigen die Verteilung der invarianten Masse der Z-Kandidaten nach der Selektion.



Bei diesem Histogramm handelt es sich um die invariante Masse des Z-Teilchens, die aus zwei Elektronen berechnet wurde. Anders als bei den W-Teilchen müsste der Massen-Peak bei 91 GeV zu finden sein. Auch hier trifft dies wieder nicht zu. Nur bei invarianter Massenverteilung der Z-Kandidaten, die aus zwei Myonen entstanden sind, gibt es einen Peak in diesem Bereich.

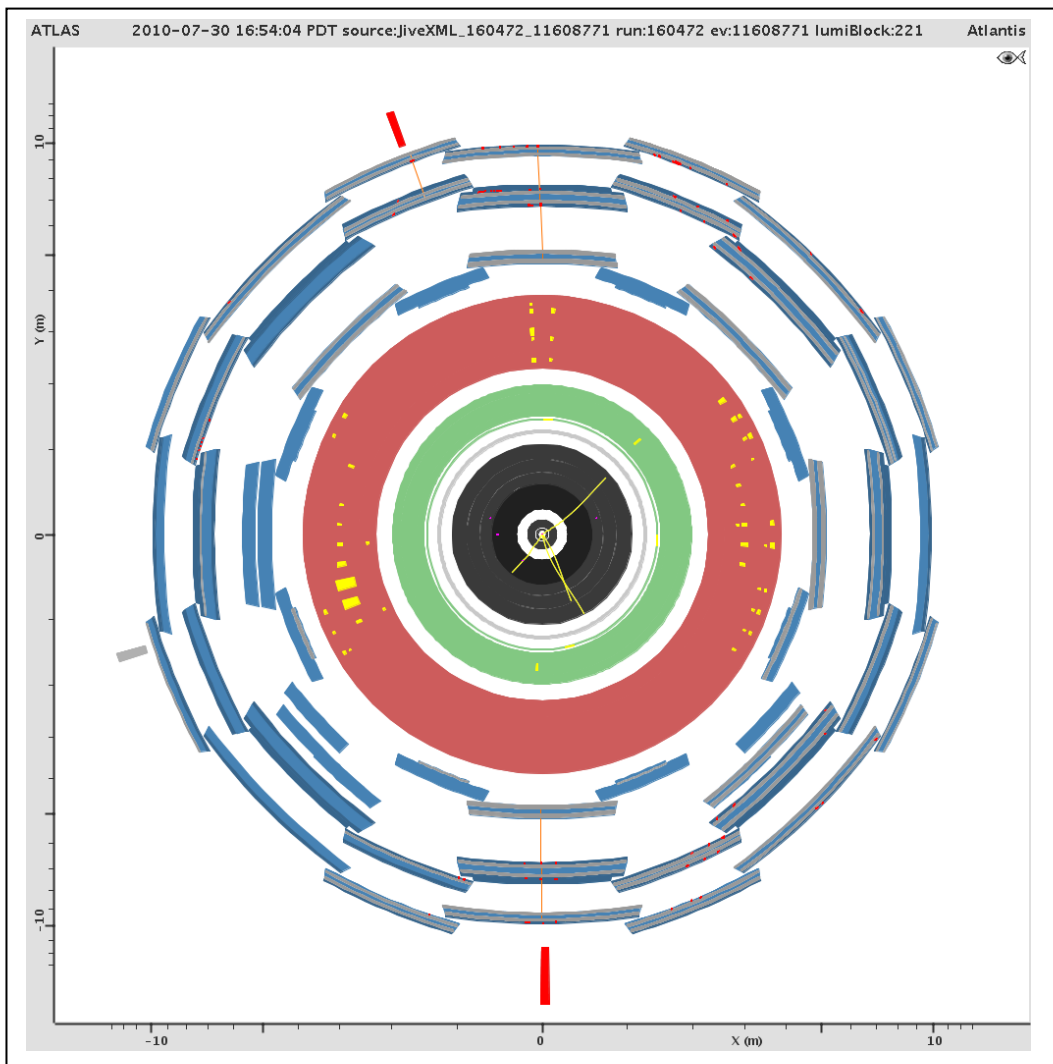


Der Grund für diese Verteilungen ist der zu große Anteil an Hintergrund. Als Hintergrund werden Teilchenspuren im Detektor bezeichnet, die nicht aus W- und Z-Zerfällen stammen. Zum Beispiel können im Detektor Top-Antitopquark-Paare erzeugt werden. Diese zerfallen dann zum Beispiel in zwei Elektronen und zwei Neutrinos. Da bei einem Z-Zerfall ebenfalls zwei Elektronen entstehen können, kann dieser leicht mit einem Hintergrundprozess

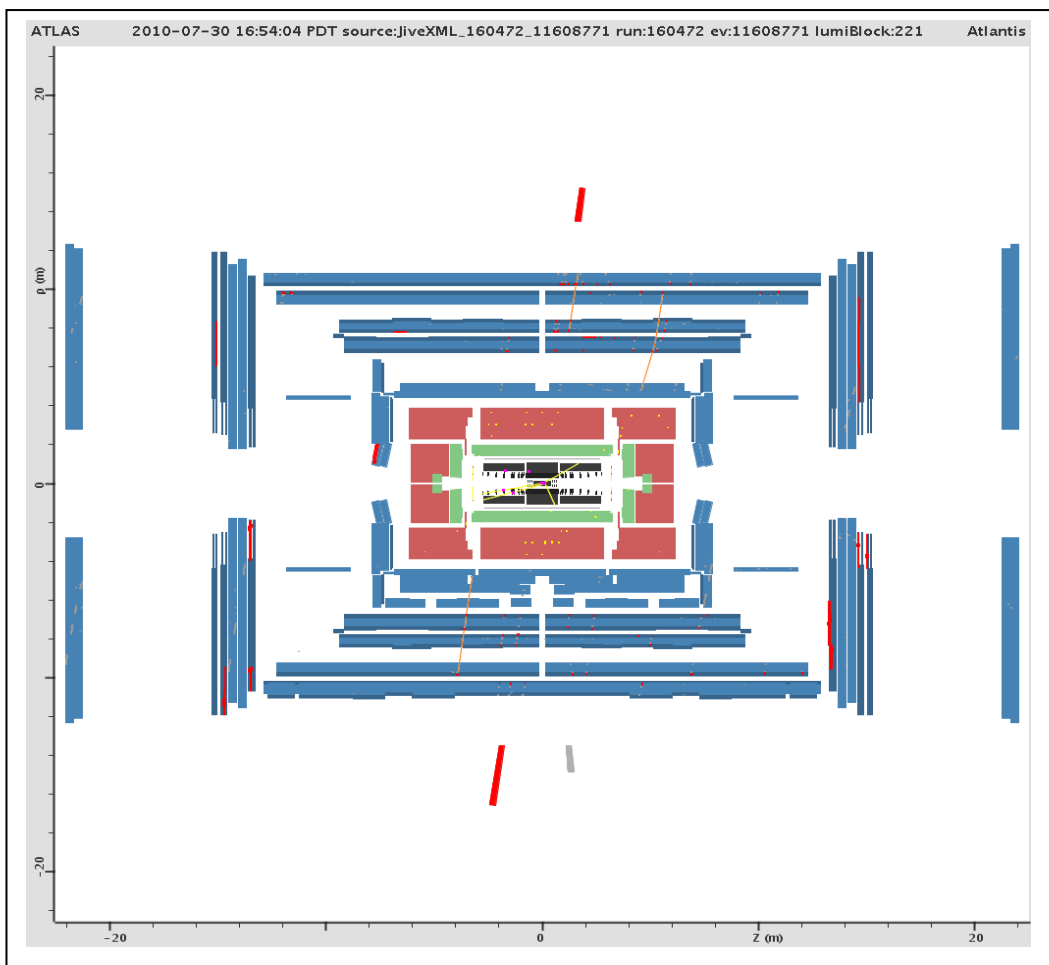
verwechselt werden. Auf diese Hintergrundprozesse wird im Punkt „5 Event-Display“ noch einmal näher eingegangen und bildlich verdeutlicht.

Bei einer Auswertung von 432 Event-Displays, bei denen Myonenereignisse von W- und Z-Kandidaten zu sehen waren, entstand folgendes Ergebnis: Bei 193 der 432 Ereignissen handelte es sich um Hintergrundprozesse. Nur 104 Bilder von Kollisionen erfüllten den Anforderungen für einen W-Kandidaten. Zu diesem Problem kam noch ein zweites hinzu: In den Event-Displays war zu sehen, dass kosmische Myonen als echte Myonen aus einem W- bzw. Z-Zerfall rekonstruiert wurden. Zerfällt ein Z-Teilchen in zwei Myonen, fliegen diese in entgegengesetzte Richtungen auseinander. Dazu besitzen sie noch unterschiedliche Ladungen. Fliegt ein kosmisches Myon durch den Detektor, wird dieses beim Eintreffen als negativ geladenes und beim Herausfliegen als positiv geladenes Teilchen registriert. Die Begründung liegt in der Richtung der Magnetfeldausbreitung.

Die folgende Darstellung zeigt ein kosmisches Myon in einem Event-Display, welches dem Punkt „5 Event-Display“ vorweggenommen wird.



Diese Darstellung zeigt einen möglichen Zerfall im Querschnitt des Detektors. Bei dem rötlichen Ring handelt es sich um das Hadron-Kalorimeter, welches von der Myonkammer (blau gekennzeichnet) umgeben ist. Oberhalb und unterhalb der Myonkammer sind zwei orangene Rechtecke zu sehen. Bei diesen handelt es sich um Myoneinträge. Es kann davon ausgegangen werden, dass es sich hier um einen Z-Kandidaten handelt, welcher in zwei Myonen zerfallen ist. Betrachtet man jedoch die gelben Einträge im Hadron-Kalorimeter, ist zu sehen, dass es sich um ein kosmisches Myon handelt. Die Seitenansicht des Detektors bestätigt dies.



Es existieren durchgehende Spuren, die durch die einzelnen Schalen des Detektors verlaufen. Da keine aus dem Zentrum kommt, kann ein Z-Zerfall ausgeschlossen werden. Bei der Auswertung der Event-Displays waren 83 der möglichen 135 Z-Kandidaten kosmische Myonen.

Um diesen Problemen entgegenzuwirken müssen noch zusätzliche Kriterien in den Quell-Code eingebaut und die bisherigen Schnitte verändert werden.

Unter Anderem müssen die Teilchen beim Durchfliegen des Detektors in diesem mehrere Spuren hinterlassen haben. Somit soll verhindert werden, dass kosmische Myonen als Zerfallsprodukte von W- und Z-Zerfällen rekonstruiert werden.

Da durch das neue Kriterium mehrere Myonen nicht mehr als solche identifiziert werden, müssen die Schnitte der einzelnen Eigenschaften verändert werden.

```
Jet_El_Overlap_cut = 0.1      # < 0,1 Elektron-Jet Overlap Removal Delta R
W_njet_cut = 5                # < 5 Anzahl der Jets cut

Wenu_pt_cut = 25              # > 25 GeV pt cut auf die Elektronen
Wenu_E_cut = 25               # > 25 GeV Mindestenergie des Elektrons
Wenu_pt_max_cut = 70          # 70 GeV pt max cut auf die Elektronen
Wenu_deltaR_cut = 1.2         # > 1,2 Delta R cut (Elektron-Jet)
Wenu_eta_cut = 2.5            # Schnitt auf Eta
Wenu_jetpt_min_cut = 25       # Jet pt zwischen 25 und 75 GeV
Wenu_jetpt_max_cut = 75       #
Wenu_Elektron_ID = 2          # 0=none, 1=loose, 2=medium, 3=tight

Wmumu_pt_cut = 25             # > 25 GeV pt cut auf die Myonen
Wmumu_E_cut = 25              # > 25 GeV Mindestenergie des Myons
Wmumu_deltaR_cut = 1.2        # > 1,2 Delta R cut (Muon-Jet)
Wmumu_eta_cut = 2.7           # Schnitt auf Eta
Wmumu_jetpt_min_cut = 15      # pt cut des Jets zwischen 15 und 75 GeV
Wmumu_jetpt_max_cut = 75      #

MET_pt_max_min_cut = 38       # Jet pt zwischen 38 und 75 GeV
MET_pt_max_max_cut = 75       #
MET_MET_min_cut = 28          # MET zw. 28 und 43 GeV
MET_MET_max_cut = 43          #

Zee_MT_cut = 40               # < 40 GeV pt cut transversale Masse
Zee_pt_e_cut = 33             # > 33 GeV pt min cut auf die Elektronen
Zee_jetpt_min_cut = 30        # pt zwischen 30 und 70 GeV
Zee_jetpt_max_cut = 70        #
Zee_MET_cut = 20              # < 20 GeV MET Maximum fuer Z Selektion

Zmumu_MT_cut = 40             # < 40 GeV pt cut transversale Masse
Zmumu_MET_cut = 20            # < 20 GeV Schnitt auf MET
Zmumu_pt_mu_cut = 32          # > 32 GeV pt max cut auf die Muonen
Zmumu_pt_jet_cut = 40         # < 40 GeV cut auf pt des Jets mit hoechstem pt
```

Zur vorhergehenden Cut-Liste haben sich zwei Schnitte verändert, die sich auf die Myon-Selektion beziehen. Der Transversalimpuls des Jets mit dem größten Transversalimpuls liegt wie bei der ersten Cut-Liste zu Beginn des Punktes „4.4 Ereignisse der Selektion anhand von echten Daten“ wieder zwischen 25 ([“Wenu_jetpt_min_cut“]) und 75 GeV ([“Wene_jetpt_max_cut“]). In der Z-Selektion hat sich ebenfalls der Transversalimpuls des Jets mit dem größten Transversalimpuls geändert. Dieser muss jetzt kleiner als 40 GeV ([“Zmumu_p_jet_cut“]) sein.

Nach dem die Daten erneut über den Code gelaufen sind, können die Eliminierungen der einzelnen Daten des SGLLEL-Streams und die des SGLMU-Streams durch die Schnitte in

dem jeweiligen Cut-Flow betrachtet werden. Der erste Cut-Flow zweigt die Ergebnisse des SGGLEL-Streams.

```
6284880 Ereignisse insgesamt
136233 Ereignisse wurde auf Grund eines 'bad jet' verworfen

MET - Selektions-CutFlow:
 5643492 Ereignisse erfuellen pt des Jets mit hoechstem pt - Kriterium (38 < pt[GeV] < 75)
 90072 Ereignisse erfuellen MET - Kriterium (28 < MET[GeV] < 43)
 40 Ereignisse erfuellen keine-Leptonen-Kriterium

6148639 Ereignisse erfuellen Anzahl-Jets Kriterium (<5 Jets)

Elektronen - Selektions-CutFlow:
 6133836 Ereignisse erfuellen pt des Elektrons mit dem hoechstem pt - Kriterium (W Selektion) (<70 GeV)
 5879325 Ereignisse enthalten ein genuegend gutes Elektron
 1350149 Ereignisse erfuellen pt des Elektrons - Kriterium (W Selektion) (>25 GeV)
 1316005 Ereignisse erfuellen deltaR zwischen Elektron und Jet - Kriterium (W Selektion) (>1.2)
 4596 Ereignisse erfuellen Kriterium an Jet-pt (W Selektion) ( 25 < pt(GeV) < 75)
 1167 Ereignisse erfuellen Mt - Kriterium (Z Selektion) (<40 GeV)
 302 Ereignisse erfuellen pt des Elektrons mit dem hoechstem pt - Kriterium (Z Selektion) (>33 GeV)
 283 Ereignisse erfuellen MET - Kriterium (Z Selektion) (<20 GeV)
 280 Ereignisse erfuellen pt des Jets mit dem hoechstem pt - Kriterium (Z Selektion) (30 < pt[GeV] < 70)

Myonen - Selektions-CutFlow:
 14262 Ereignisse enthalten ein Myon, welches Qualitaetskriterien erfuellt
 1882 Ereignisse erfuellen pt des Myons - Kriterium (W Selektion) (>25 GeV)
 1797 Ereignisse erfuellen deltaR zwischen Myon und Jet - Kriterium (W Selektion) (>1.2)
 1730 Ereignisse erfuellen Kriterium an Jet-pt (W Selektion) ( 15 < pt(GeV) < 75)
 0 Ereignisse erfuellen Mt - Kriterium (Z Selektion) (<40 GeV)
 0 Ereignisse erfuellen MET-Schnitt der Z->mumu-Selektion (<20 GeV)
 0 Ereignisse erfuellen pt des Myons mit dem hoechstem pt - Kriterium (Z Selektion) (>32 GeV)
 0 Ereignisse erfuellen pt-Jet des Jets mit hoechstem pt - Kriterium (Z Selektion) (<40 GeV)

Anzahl selektierter MET-W-events: 40
Anzahl selektierter W->enu-events: 4596
Anzahl selektierter W->mumu-events: 1730
Anzahl selektierter Z->ee-events: 280
Anzahl selektierter Z->mumu-events: 0
```

In dem Cut-Flow ist zu sehen, wie viele Ereignisse von den anfangs 6.284.880 die Anforderungen der einzelnen Selektionskriterien, die in der Cut-Liste aufgeführt sind, bestehen. Zum Beispiel erfüllen 6.133.836 Ereignisse in der Elektron-Schleife die Kriterien für ein Elektron, deren größter Transversalimpuls kleiner als 70 GeV ist, während nur noch 4.596 Ereignisse Jets besitzen, die einen Transversalimpuls zwischen 25 und 75 GeV haben. Da dies das letzte Kriterium für einen $W \rightarrow e \nu_e$ - Selektion ist, entspricht der erhaltende Wert für die Anzahl der W-Kandidaten. Darauffolgend geht es direkt mit der Z-Selektion weiter, da diese auf die andere aufbaut. Von den möglichen 4.596 W-Kandidaten erfüllen am Ende nur noch 280 Ereignisse den Anforderungen des Z-Zerfalls.

Das gleiche kann in dem Cut-Flow des SGLMU-Streams betrachtet werden. Der Unterschied zu dem anderen liegt darin, dass bei diesem am Ende fast nur die Ereignisse aufgrund der Eigenschaften übrig bleiben, die Myon-Kandidaten enthalten. Bei dem anderen Cut-Flow zählt das für die Elektronen, da diese nur für die $W \rightarrow e \nu_e$ - und die $Z \rightarrow e e$ -Zerfälle von Bedeutung sind.

```
5746499 Ereignisse insgesamt
113198 Ereignisse wurde auf Grund eines 'bad jet' verworfen

MET - Selektions-CutFlow:
5492119 Ereignisse erfullen pt des Jets mit hoechstem pt - Kriterium (38 < pt[GeV] < 75)
19463 Ereignisse erfullen MET - Kriterium (28 < MET[GeV] < 43)
276 Ereignisse erfullen keine-Leptonen-Kriterium

5633282 Ereignisse erfullen Anzahl-Jets Kriterium (<5 Jets)

Elektronen - Selektions-CutFlow:
1544891 Ereignisse erfullen pt des Elektrons mit dem hoechstem pt - Kriterium (W Selektion) (<70 GeV)
1424856 Ereignisse enthalten ein genuegend gutes Elektron
30340 Ereignisse erfullen pt des Elektrons - Kriterium (W Selektion) (>25 GeV)
27184 Ereignisse erfullen deltaR zwischen Elektron und Jet - Kriterium (W Selektion) (>1.2)
58 Ereignisse erfullen Kriterium an Jet-pt (W Selektion) ( 25 < pt(GeV) < 75)
2 Ereignisse erfullen Mt - Kriterium (Z Selektion) (<40 GeV)
1 Ereignisse erfullen pt des Elektrons mit dem hoechstem pt - Kriterium (Z Selektion) (>33 GeV)
1 Ereignisse erfullen MET - Kriterium (Z Selektion) (<20 GeV)
1 Ereignisse erfullen pt des Jets mit dem hoechstem pt - Kriterium (Z Selektion) (30 < pt[GeV] < 70)

Myonen - Selektions-CutFlow:
194657 Ereignisse enthalten ein Myon, welches Qualitaetskriterien erfullt
8559 Ereignisse erfullen pt des Myons - Kriterium (W Selektion) (>25 GeV)
8075 Ereignisse erfullen deltaR zwischen Myon und Jet - Kriterium (W Selektion) (>1.2)
7863 Ereignisse erfullen Kriterium an Jet-pt (W Selektion) ( 15 < pt(GeV) < 75)
716 Ereignisse erfullen Mt - Kriterium (Z Selektion) (<40 GeV)
703 Ereignisse erfullen MET-Schnitt der Z->mumu-Selektion (<20 GEV)
298 Ereignisse erfullen pt des Myons mit dem hoechstem pt - Kriterium (Z Selektion) (>32 GeV)
276 Ereignisse erfullen pt-Jet des Jets mit hoechstem pt - Kriterium (Z Selektion) (<40 GeV)

Anzahl selektierter MET-W-events: 276
Anzahl selektierter W->enu-events: 58
Anzahl selektierter W->mumu-events: 7863
Anzahl selektierter Z->ee-events: 1
Anzahl selektierter Z->mumu-events: 276
```

Werden die beiden Cut-Flows zusammengefasst, entsteht folgendes Ergebnis für die Anzahl der W- und Z-Kandidaten:

$$W \rightarrow e \nu_e : 4.596$$

$$W \rightarrow \mu \nu_\mu : 7.863$$

$$Z \rightarrow ee : 280$$

$$Z \rightarrow \mu\mu : 276$$

Diese Werte lassen sich wieder vergleichen:

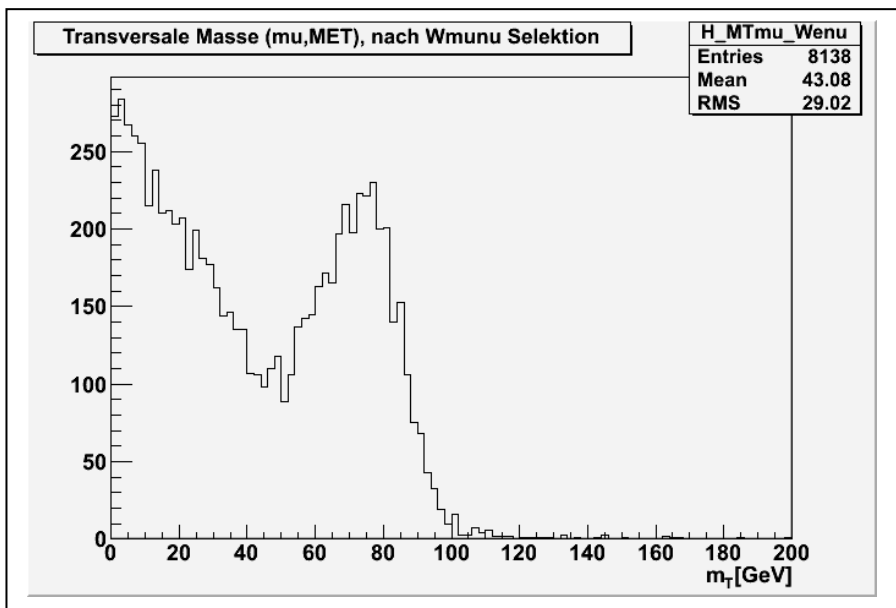
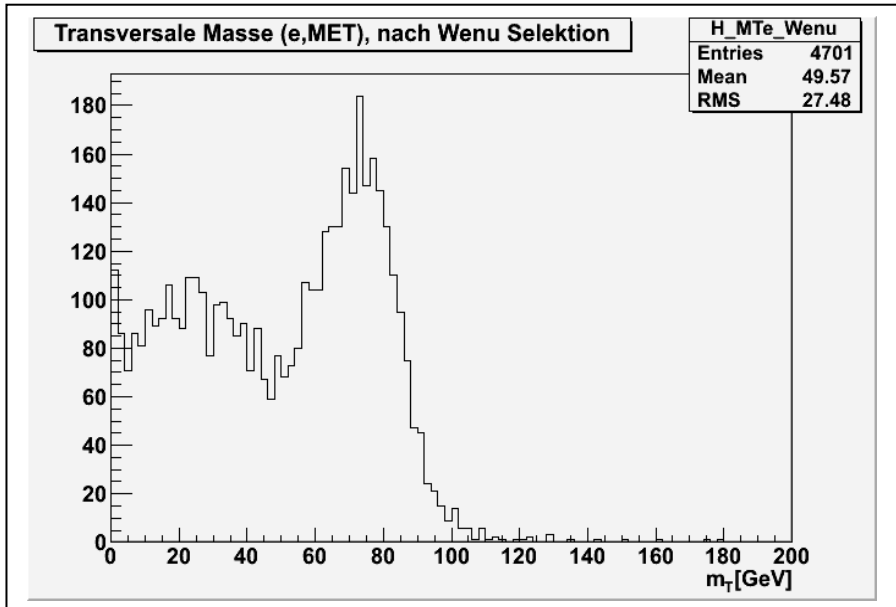
$$\frac{W \rightarrow e \nu_e}{W \rightarrow \mu \nu_\mu} = \frac{0,58}{1}$$

$$\frac{Z \rightarrow ee}{Z \rightarrow \mu\mu} = \frac{1}{1}$$

$$\frac{W}{Z} = \frac{22,4}{1}$$

Da die W-Verhältnisse wohl nicht zufriedenstellend sind, wird jetzt auf eine Auswertung dieser Ergebnisse verzichtet, jedoch im Folgenden und im Punkt „5.3 Statistische Verteilung“, in dem es um die Auswertung der Event-Displays geht, nachgeholt.

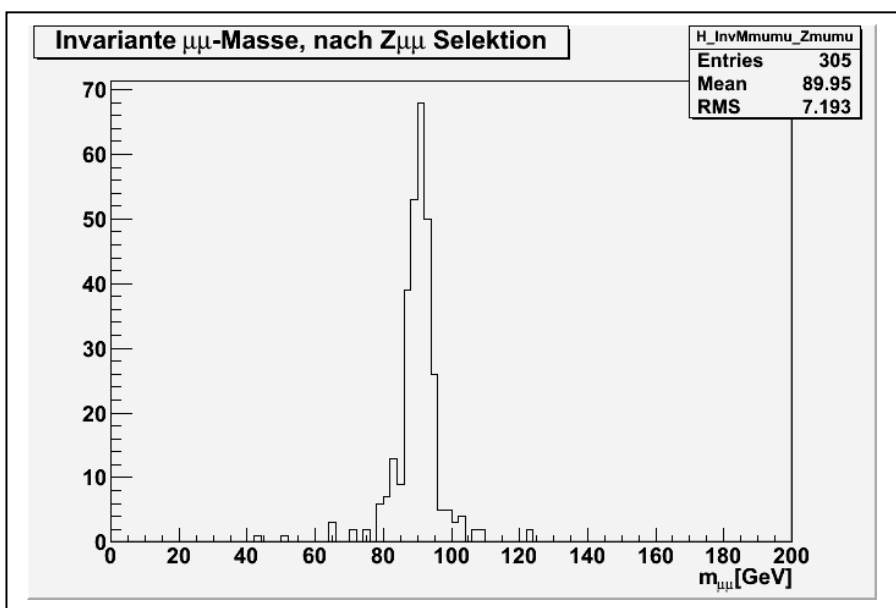
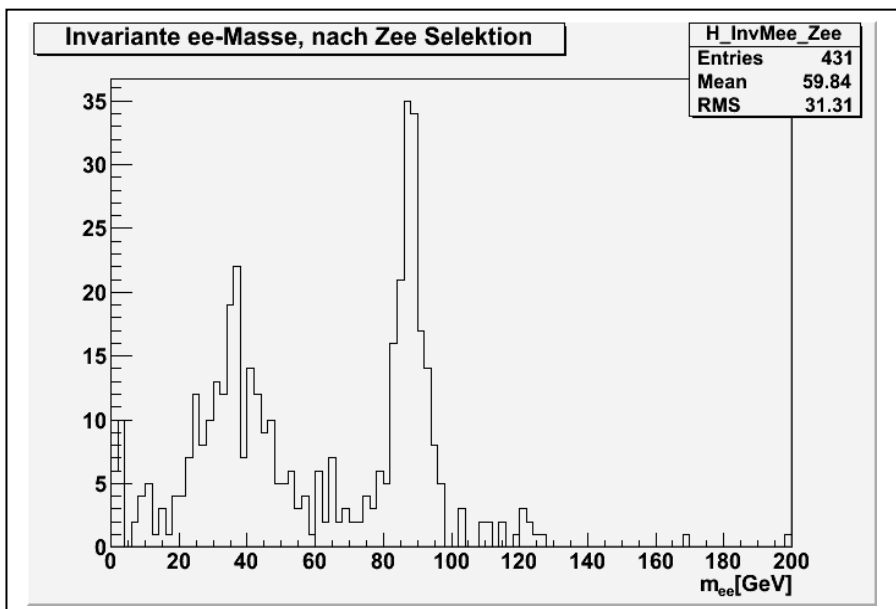
Dennoch ist eine Verbesserung erkennbar, wenn die Histogramme der Massenverteilungen der W- und Z-Teilchen betrachtet werden. Die ersten beiden Histogramme zeigen die Verteilung der transversalen Masse der W-Teilchen.



Bei dem ersten der beiden wurde die Masse aus der Energie der Elektronen und dem MET berechnet, bei dem zweiten aus der Energie der Myonen und dem MET. In den beiden

Histogrammen ist zu sehen, dass bei 80 GeV ein Massen-Peak vorhanden ist. Die entspricht klar der Theorie, in der die W-Masse bei diesem Wert liegen muss. Bei den anderen Erhebungen im Bereich zwischen 0 und 50 GeV handelt es sich um Hintergrundprozesse. Das zweite Histogramm weist deutlich mehr Hintergrund auf als das erste. Das ist auch die Ursache für die ungleichmäßige Verteilung der oben betrachteten Ergebnisse von $W \rightarrow e \nu_e$ zu $W \rightarrow \mu \nu_\mu$. Würde nur der Peak um die 80 GeV betrachtet werden, wäre das Verhältnis ungefähr 1 zu 1.

Die nächsten beiden Histogramme zeigen die Verteilung der invarianten Masse der Z-Teilchen, die beim ersten aus zwei Elektronen und beim zweiten aus zwei Myonen berechnet wurde.



Diese beiden Histogramme weisen einen Peak bei ungefähr 90 GeV auf, der ebenfalls der Theorie der Masse des Z-Teilchens entspricht. Ein kleiner Peak von Hintergrundprozessen ist im ersten Histogramm der invarianten Massenverteilung zu sehen. Dieser bildet sich aus ungefähr 130 Einträgen. Somit liegt das Verhältnis $Z \rightarrow ee$ zu $Z \rightarrow \mu\mu$ ebenfalls ungefähr bei 1 zu 1.

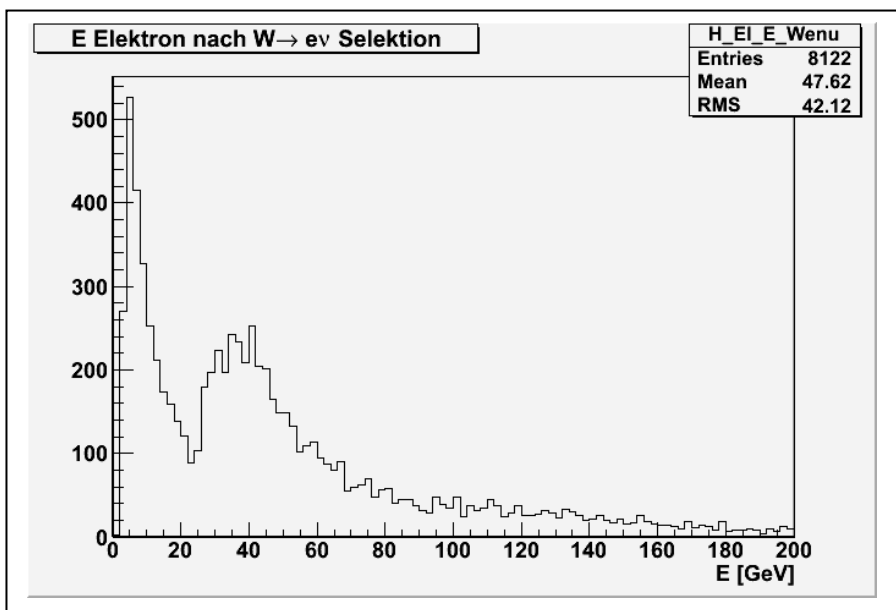
Nachdem das gewünschte Ergebnis erreicht wurden ist, können im Anschluss die einzelnen Eigenschaftsverteilungen der Teilchen nach der Selektion betrachtet werden.

4.5 Datenverteilung nach der Selektion

Im Punkt „4.1 Datenverteilung vor der Selektion“ wurden die Verteilungen der Teilchen mit ihren Eigenschaften ohne Auswahlkriterien betrachtet. Die meisten Einträge lagen bei 4 und 5 GeV und fielen exponentiell zu den Eigenschaftsbeträgen ab.

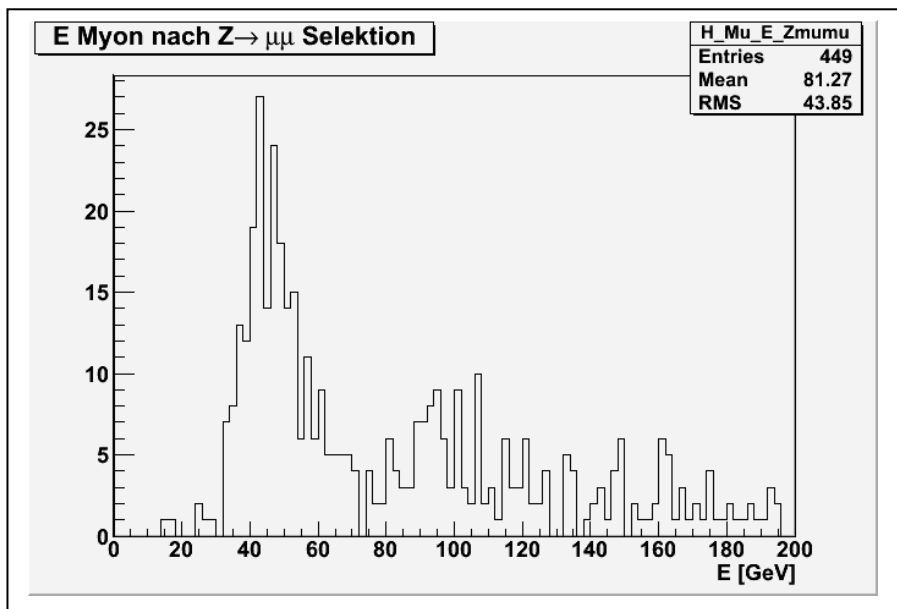
Im Folgenden sind die Histogramme, welche die einzelnen Eigenschaftsverteilungen der Teilchen nach der Selektion zeigen, zu sehen. Da es jeweils eine W- und eine Z-Selektion gibt, sind die Eigenschaftsverteilungen der Elektronen und Myonen jeweils in zwei Histogrammen zu sehen.

Das erste Histogramm zeigt die Energieverteilung der Elektronen nach der W-Selektion.



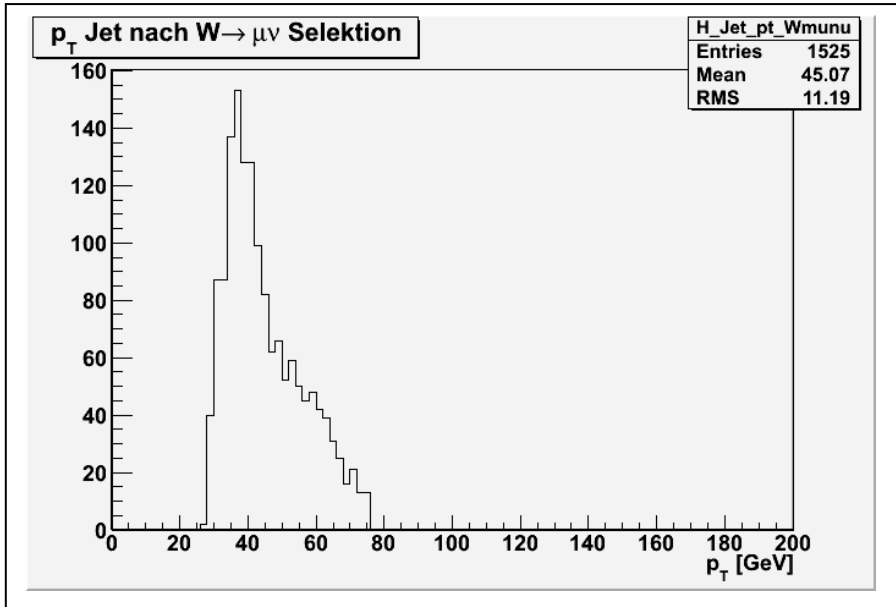
Wird diese Verteilung mit der, die vor der Selektion betrachtet wurde, verglichen, ist zu sehen, dass nur rund 8.000 Elektronen von den ca. 9,7 Millionen Ereignissen in Frage kommen, die mit hoher Wahrscheinlichkeit aus einem W-Zerfall stammen. Ein Peak ist bei der halben W-Masse von 40 GeV zu finden. Bei dem anderen Peak, der zwischen 0 und 20 GeV liegt, handelt es sich wohl um Hintergrundereignisse, die am Ende des Punktes „4.4 Ergebnisse der Selektion anhand von echten Daten“ bei der transversalen W-Massenverteilung diskutiert wurde. Die Energieverteilung nach der Z-Selektion kann im Anhang unter dem Punkt „A.1 Histogramme nach der Selektion“ betrachtet werden.

Dies gilt ebenfalls für die Energieverteilung der Myonen nach der W-Selektion, da im Folgenden nur die Verteilung nach der Z-Selektion betrachtet wird.



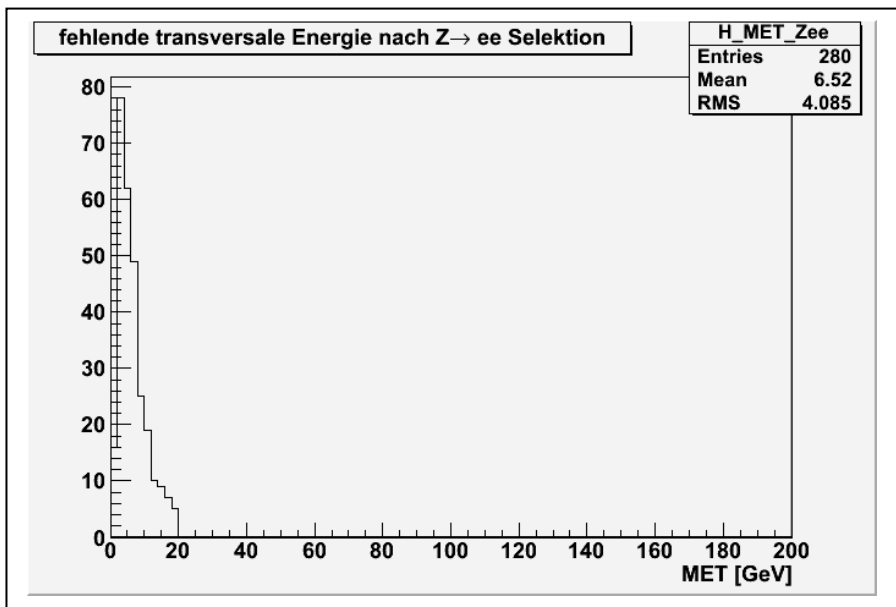
Die Energieverteilung der Myonen nach der $Z \rightarrow \mu\mu$ - Selektion zeigt einen Peak bei der halben Z-Masse, die bei 45 GeV liegt. Nur noch 449 der damals 1,4 Millionen möglichen Myonen erfüllen den Ansprüchen für einen Kandidaten aus einem Z-Zerfall. Das bedeutet, wenn 3.000 Ereignisse betrachtet werden, ist ein Myon dabei, welches aus diesem Zerfall stammte.

Als nächstes wird die Transversalimpulsverteilung der Jets aus der $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ - Selektion betrachtet. Im Anhang unter dem Punkt „A.1 Histogramme nach der Selektion“ befinden sich sowohl die Transversalimpulsverteilungen der Jets aus den anderen drei Selektionen als auch deren Energieverteilungen aus den vier Selektionen, so wie Histogramme zu den Transversalimpulsverteilungen der Elektronen und der Myonen.



Dieses Histogramm zeigt, dass sich wie bei der Energieverteilung aus der W-Selektion der Peak bei der Transversalimpulsverteilung ebenfalls bei 40 GeV befindet.

Im Anschluss wird das letzte Histogramm betrachtet. Bei diesem handelt es sich um die fehlende transversale Energie (MET). Um ein eindeutiges Ergebnis zu erhalten, wird die Verteilung nach der $Z \rightarrow e e$ - Selektion gezeigt. Die restlichen drei Histogramme zu dieser Verteilung befinden sich ebenfalls im Anhang.



Diese Abbildung zeigt, dass sich kein Peak bei 45 GeV befindet. Das liegt daran, dass ein Z-Teilchen in kein Neutrino zerfallen kann. Bei den Einträgen, die in dem Histogramm

vorhanden sind, handelt es sich um die fehlende transversale Energie durch ungenaue Energierekonstruktion im Detektor.

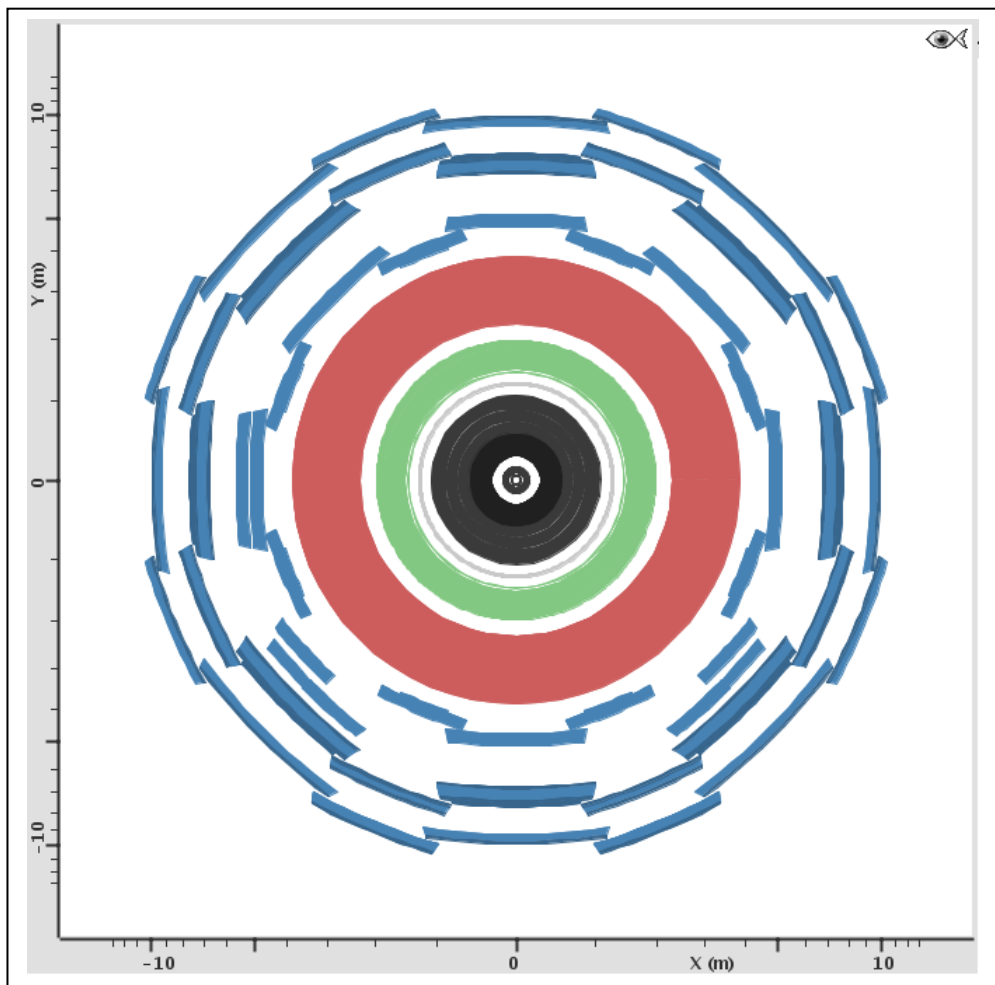
Nach dem der Verlauf der Selektion und die Entstehung der Ergebnisse vorgestellt und beschrieben wurde, können diese im folgenden Punkt „5 Event-Display“ durch bildliche Darstellungen dieser W- und Z-Zerfälle betrachtet werden.

5 Event-Display

5.1 Grundlagen für die Auswertung

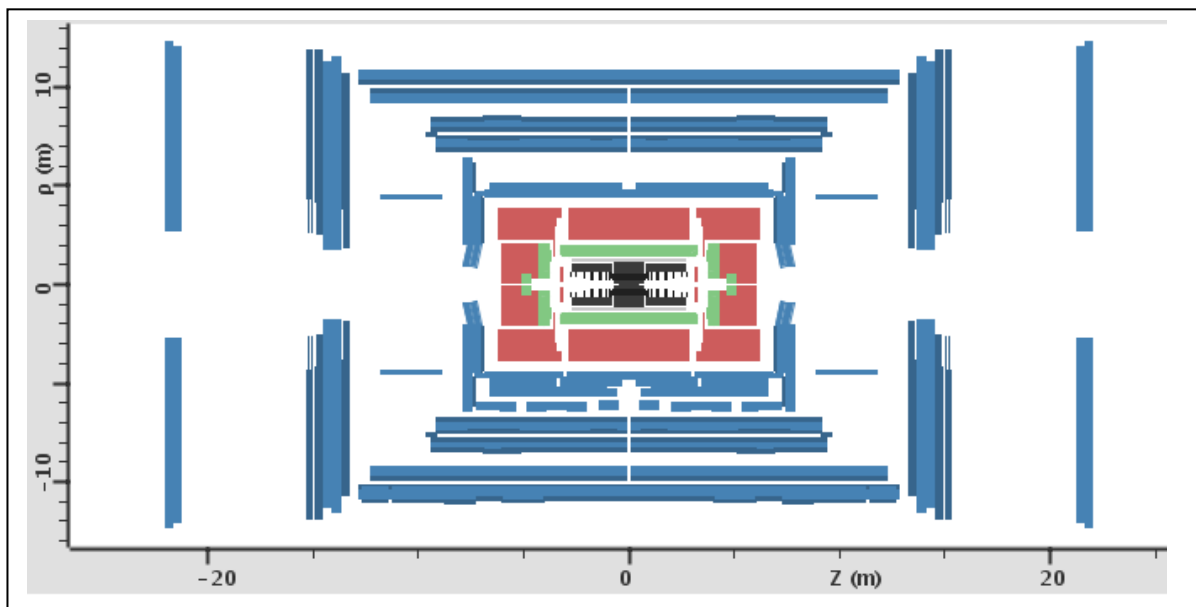
In dem Punkt „4.4 Ergebnisse der Selektion anhand von echten Daten“ wurde das erste Mal auf ein Event-Display eingegangen. In diesem wurden Spuren von kosmischen Myonen dargestellt, die der Detektor als Teilchen von einem Z-Zerfall rekonstruierte. Dieser Punkt soll einen Überblick über den Aufbau solcher Event-Displays geben, um die Grundlagen für die Auswertung der W- und Z-Zerfälle in einer bildlichen Darstellung zu schaffen.

Eine Darstellungsmöglichkeit ist die Ansicht des Detektors im Querschnitt, welcher in der unteren Abbildung zu sehen ist. Die beiden Achsen zeigen jeweils seine Höhe und seine Breite in Meterangaben. Auf den Aufbau und die Aufgaben der einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektors wurde speziell im Punkt „2.2 ATLAS-Detektor“ eingegangen, welche jetzt in diesem Punkt wiederkehren.



Die verschiedenen Kalorimeter des Detektors sind an den unterschiedlichen Farben erkennbar. Somit lassen sich die einzelnen Elementarteilchen leichter identifizieren. Im Mittelpunkt des Detektors befindet sich das Strahlrohr. Um das Strahlrohr ist die Spurkammer zu finden, welche durch den schwarzen bis grauen Ring sichtbar ist. Die grüne Komponente ist das elektromagnetische Kalorimeter. Die Spuren der Elektronen und Positronen, die nach einer Kollision entstehen, werden bis zu dieser Komponente nachgewiesen. Erst im Hadron-Kalorimeter, welches rötlich gekennzeichnet ist, werden Jets nahezu vollständig absorbiert. Bis zu den blauen Myon-Kammern gelangen nur die Myonen, deren Antiteilchenpartner und die Neutrinos, welche jedoch nicht nachgewiesen werden können. Durchfliegen die Teilchen die einzelnen Schalen, hinterlassen sie darin Einträge. Somit werden deren Spuren sichtbar.

Die gleichen Kalorimeter lassen sich ebenfalls in der Seitenansicht des Detektors betrachten.



Durch die beiden Ansichten wird ein Gefühl vermittelt, in welche Richtungen die Teilchen, die entstanden, auseinandergeflogen sind. Somit kann zum Beispiel eine Aussage getroffen werden, ob ein gesuchtes Teilchen aus anderen entstanden oder dieses an diesen vorbei geflogen ist. In der Abbildung des Querschnittes des Detektors können die Spuren der Teilchen übereinander liegen, während sie in dessen Seitenansicht weit voneinander entfernt sind.

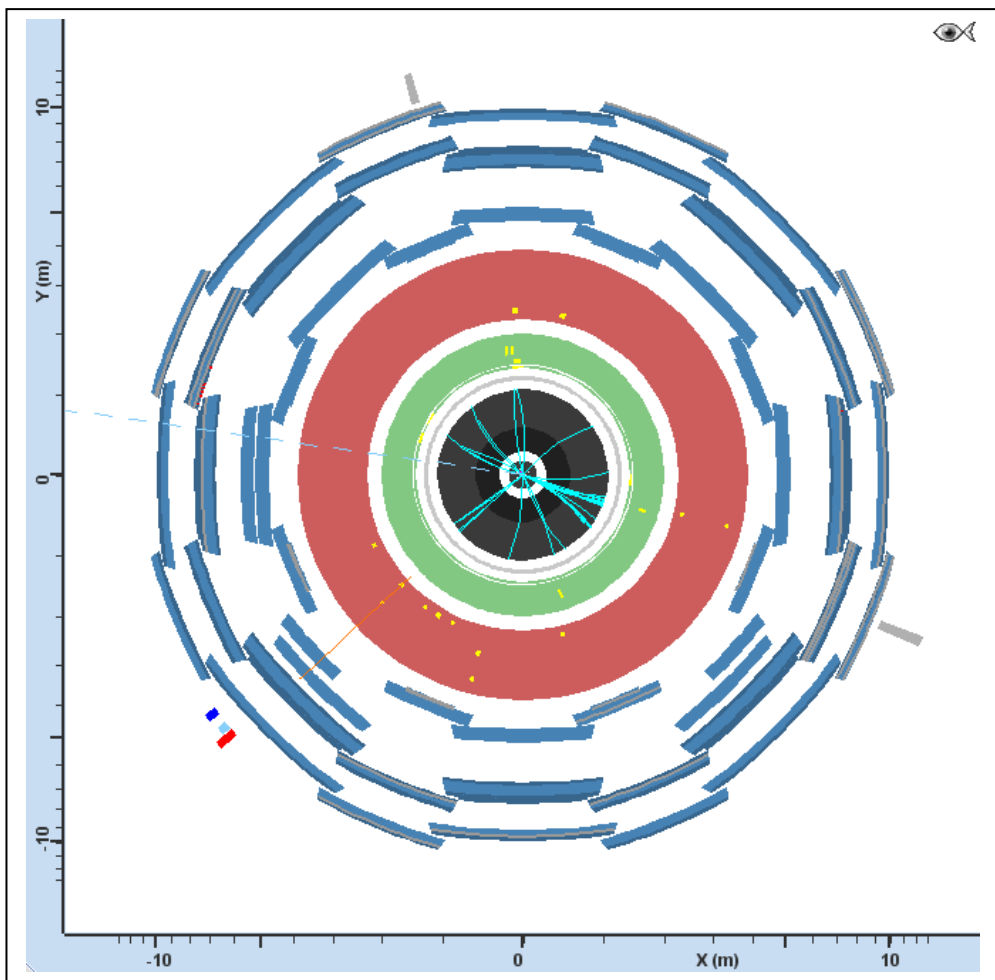
Das lässt sich am besten an Beispielen verdeutlichen, die in dem folgenden Punkt gezeigt werden. Dabei handelt es sich um die Teilchen, die mit hoher Wahrscheinlichkeit aus einem W- oder einem Z-Zerfall entstanden sind.

5.2 Auswertung der W- und Z-Zerfälle

Die Ereignisse, welche die Kriterien eines W- oder Z-Teilchens beim Durchlaufen des Analyse-Codes im Punkt „4 Datenauswahl“ erfüllt haben, können im Folgenden in den Event-Displays betrachtet werden.

Um ein solches Teilchen als das gesuchte zu identifizieren, muss zum einen auf die Spur im Detektor geachtet werden und zum anderen auf die Eigenschaften dieser Spuren. Die wichtigsten Eigenschaften sind die Ladung und die Energie bzw. der Transversalimpuls des Teilchens.

In der Querschnittansicht des Detektors des ersten Event-Displays sind zwei Spuren zu sehen, die durch alle Komponenten des Detektors führen.

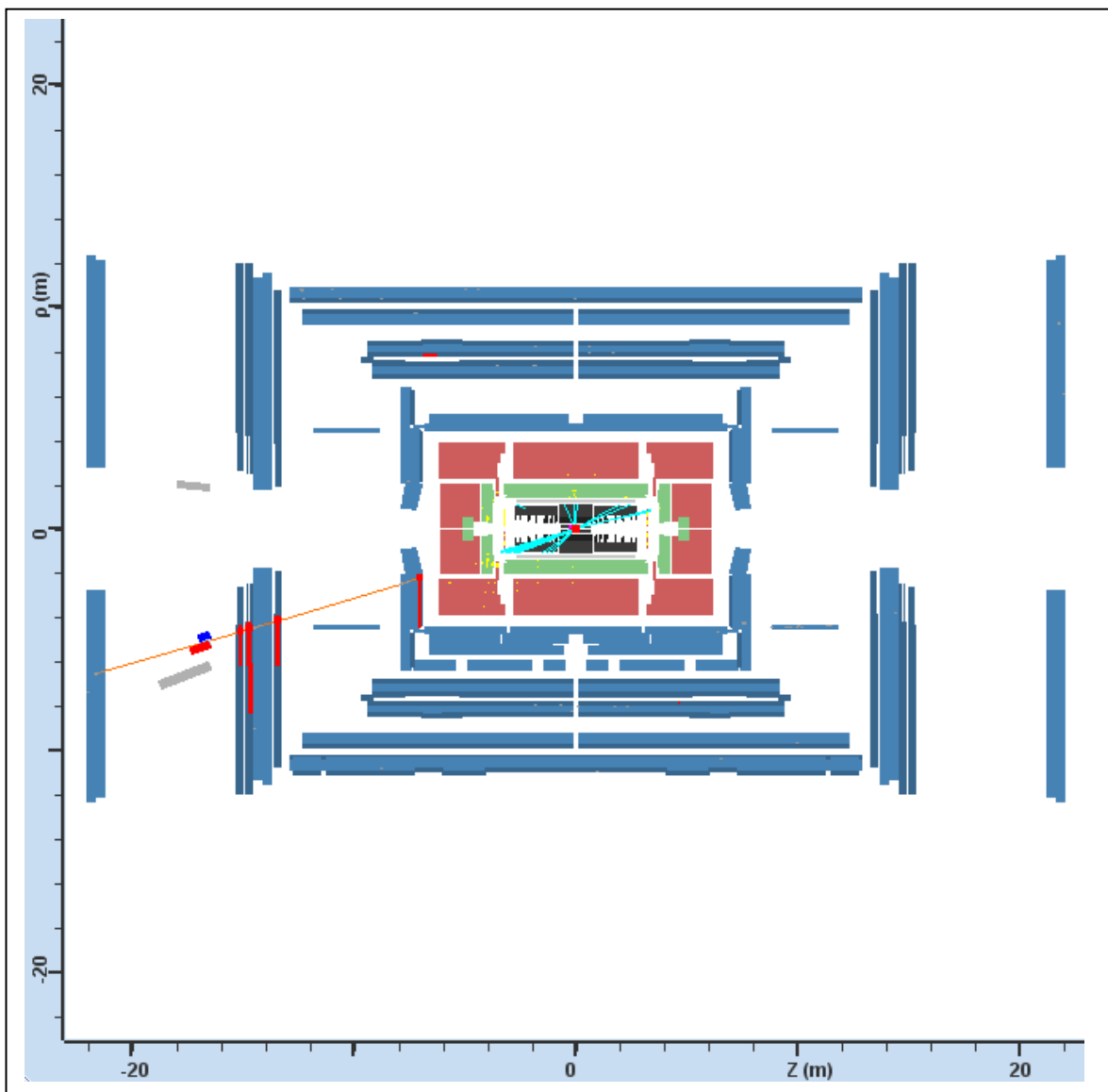


Die orangene Spur ist das Myon, welches schon aus dem Punkt „4.4 Ergebnisse der Selektion anhand von echten Daten“ bekannt ist. Den ersten Eintrag hinterlässt das Myon in der Spurkammer, welcher an der ungekrümmten blauen Linie erkennbar ist. Bei den anderen

handelt es sich um niederenergetische Jets, zum Beispiel aus Quarks, die als Nebenprodukte aus der Proton-Proton Kollision entstanden sind. Ebenfalls hinterlässt das Myon im Hadron-Kalorimeter Einträge, welche an den gelben Punkten erkennbar sind.

Bei der anderen Spur, die blau gestrichelt ist und ebenfalls durch alle Komponenten des Detektors geht, handelt es sich um die fehlende transversale Energie (MET), dem Neutrino. Dieses hinterlässt keine Einträge im Detektor, da es nahezu nie mit Materie in Wechselwirkung tritt.

Dieser Prozess kann ebenfalls wieder in der Seitenansicht betrachtet werden.



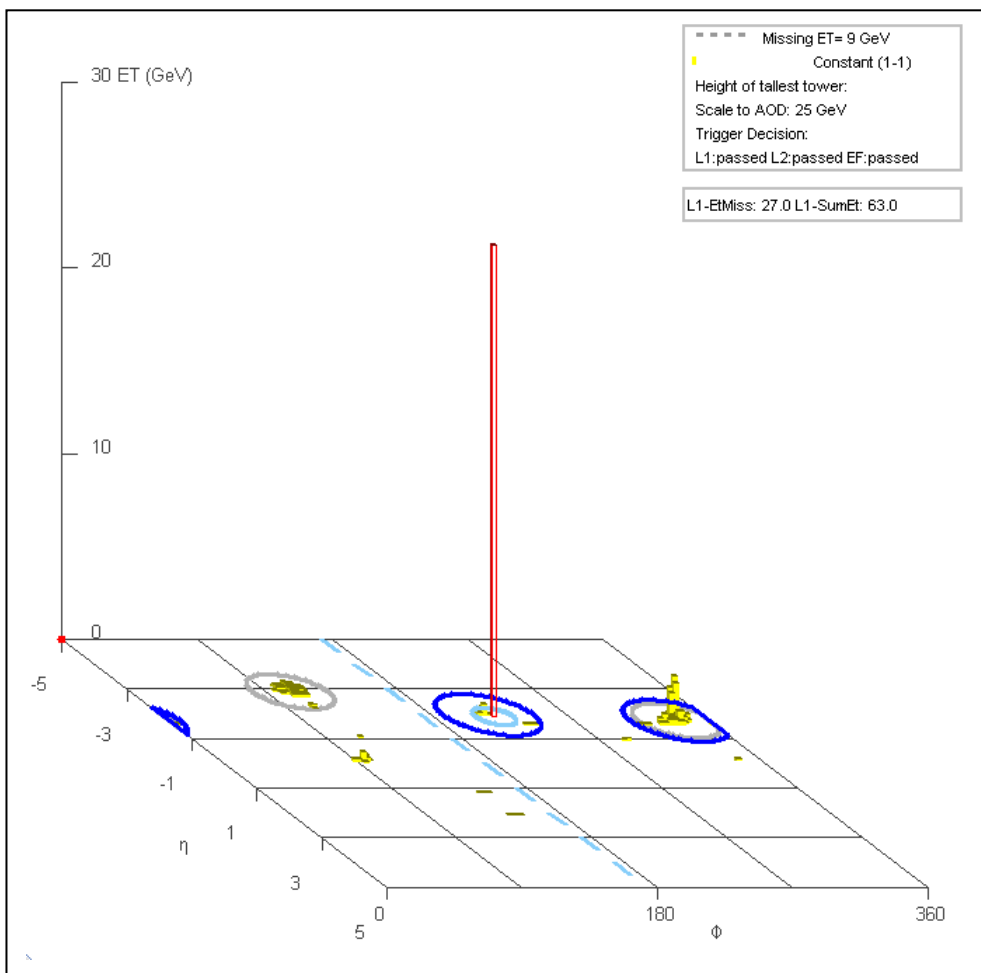
Nach der Betrachtung der beiden Bilder kann vermutet werden, dass es sich aufgrund des identifizierten Myons und des Neutrinos um einen W-Zerfall handelt. Um dies zu bestätigen, müssen als zweiter wichtiger Punkt die Eigenschaften betrachtet werden.

Von allen Einträgen im Detektor können diese abgefragt werden. So ist bei dem Myon zu sehen, dass es sich um ein negativ geladenes handelt, welches aber bei einer W-Teilchenidentifikation nicht weiter von Bedeutung ist.

```
Muon (id: 0 index: 0)
storegate key: StacoMuonCollection
PT = -25.383 GeV
P = 83.789 GeV
η = -1.864
Φ = 221.699° (3.869 rad)
```

Des Weiteren ist zu sehen, dass das Myon einen Transversalimpuls (PT) von 25,353 GeV besitzt. Dieser Wert ist recht gering, jedoch ausreichend, wenn die tatsächliche Flugrichtung und der Gesamtimpuls (P) von 83,789 GeV betrachtet werden.

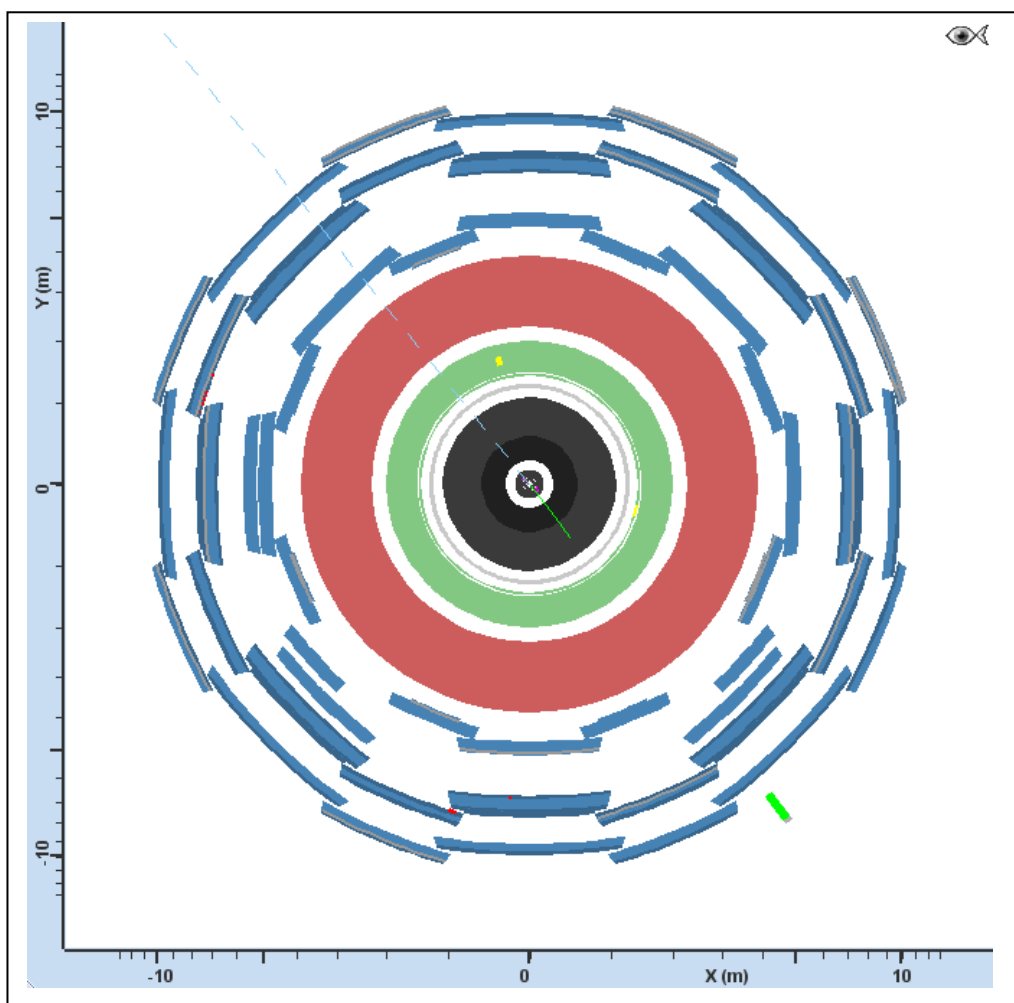
Die folgende Abbildung zeigt ebenfalls noch einmal die Energiebeträge der einzelnen Spuren.

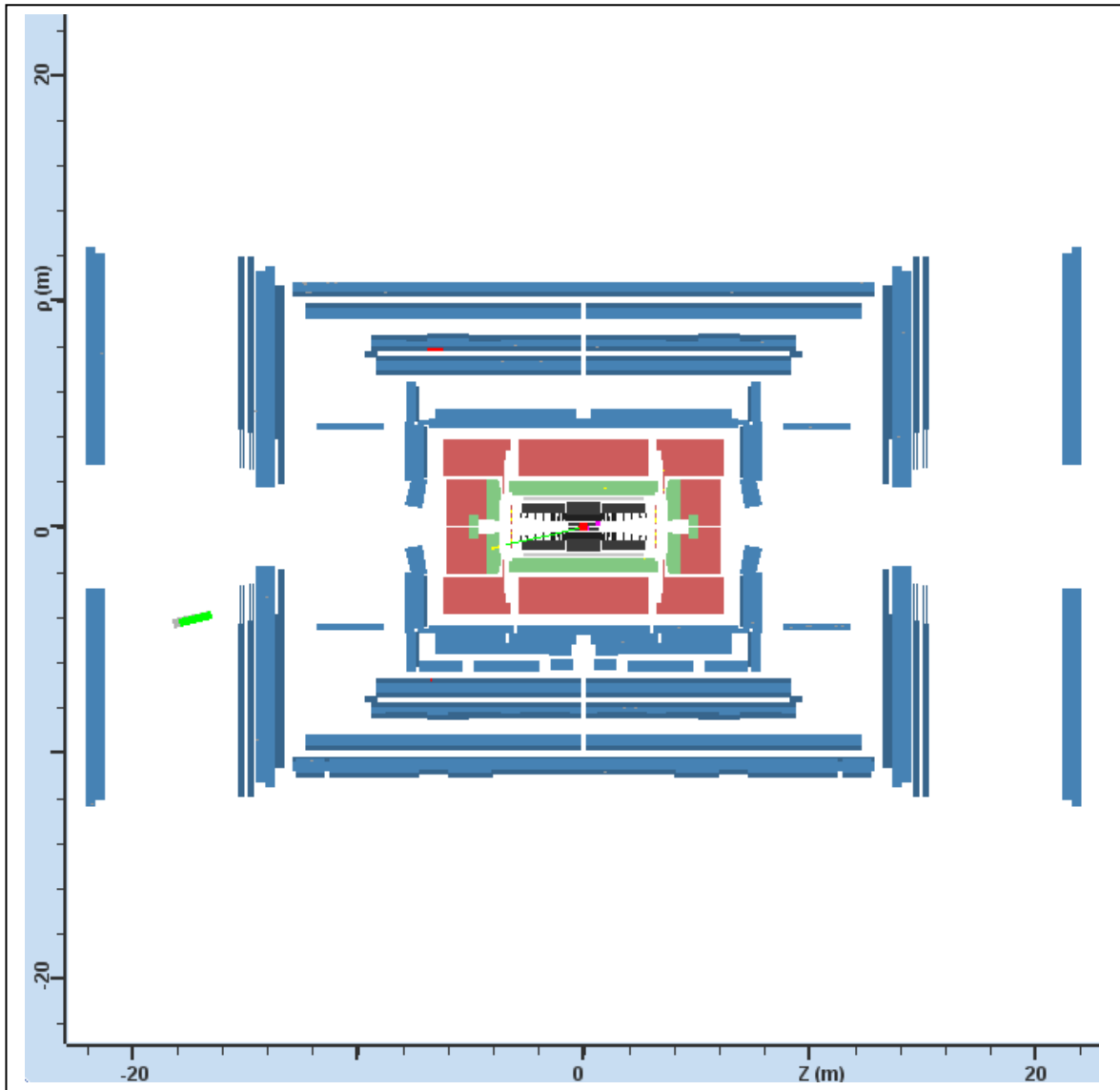


In dieser ist ebenfalls zu sehen, dass das Neutrino (Missing ET) eine Energie von 9 GeV besitzt. Dieser Betrag ist viel zu gering, um die Vermutung eines vorliegenden W-Zerfalls zu bestätigen. Somit handelt es sich bei diesem Beispiel um ein Hintergrundereignis.

Um Hintergrundereignisse auszuschließen, sollte die Energie des Neutrinos, welches aus einem W-Zerfall stammt, mindestens 20 GeV betragen. Bei einem Z-Zerfall dagegen sollte das MET sehr gering sein oder im günstigsten Fall gar nicht vorhanden sein. Im Anhang unter dem Punkt „A.2 Event-Displays“ ist ein Hintergrundereignis zu sehen, welches einem $W \rightarrow e \nu_e$ - Zerfall ähnelt.

Das nächste Event-Display soll einen solchen Zerfall zeigen. Bei den ersten beiden Darstellungen handelt es sich wieder um die Querschnitt- und die Seitenansicht des Detektors.

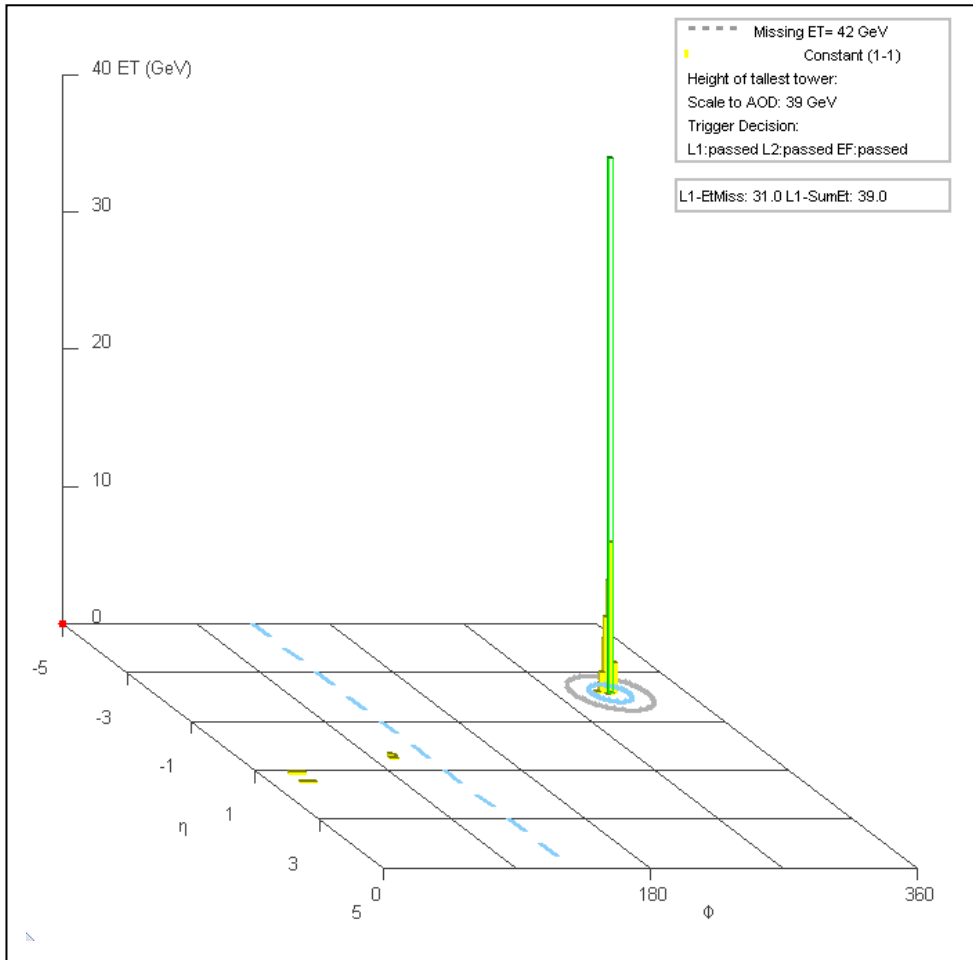




Das Elektron ist an der grünen Spur erkennbar. Der Unterschied zu dem Myon ist, dass dieses Teilchen nicht durch den ganzen Detektor fliegt, sondern nur einen Eintrag in den ersten Schalen hinterlässt. Da die Spur des Elektrons in dieser Nachweislage nicht gekrümmt ist, kann vermutet werden, dass seine Energie sehr hoch ist. Dies bestätigt die Anzeige seiner Eigenschaften.

```
Electron (id: 0 index: 0)  
storegate key: ElectronAODCollection  
PT = 38.982 GeV  
P = 168.386 GeV  
 $\eta$  = -2.143  
 $\Phi$  = 307.592° (5.368 rad)
```

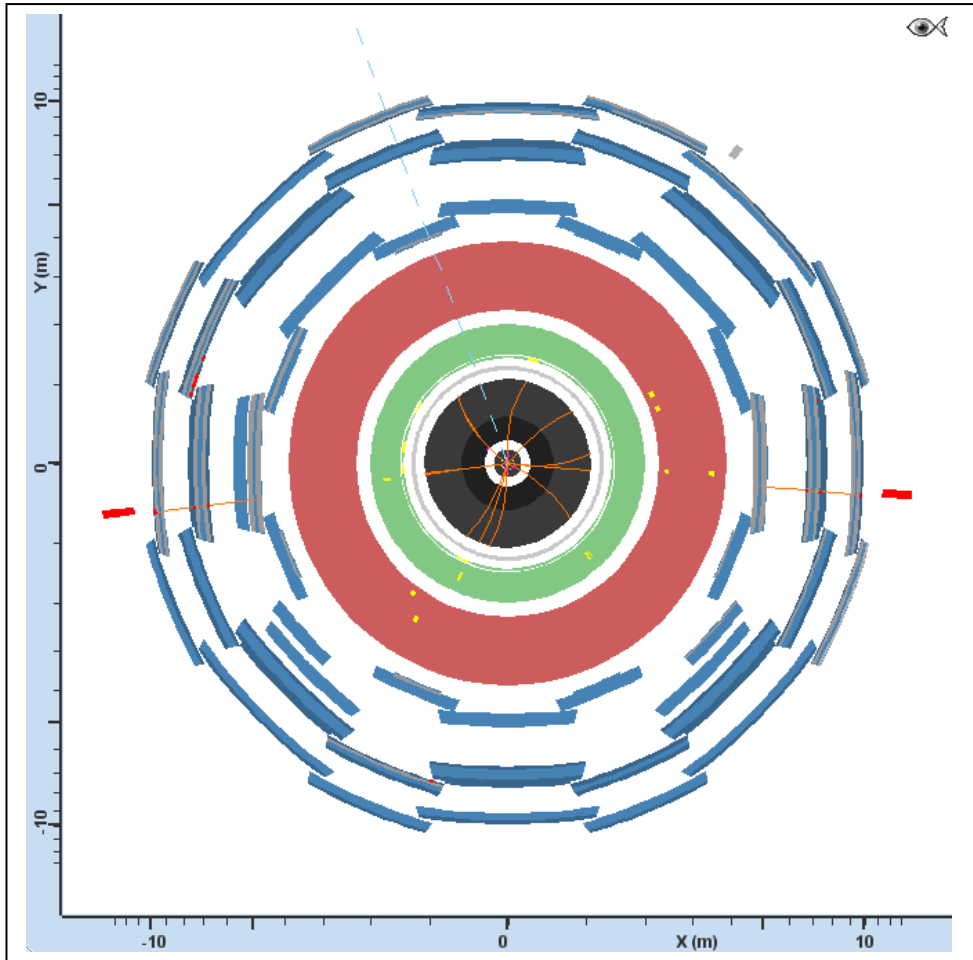
Der Transversalimpuls des Elektrons beträgt 38,982 GeV. Um dieses Ereignis als ein $W \rightarrow e \nu_e$ - Ereignis zu zählen, muss als letztes das MET betrachtet werden.



Die Energie des Neutrinos liegt bei 42 GeV und damit im optimalen Bereich. Somit ist dieser Zerfall nachgewiesen. Im Anhang unter dem Punkt „A.2 Event-Displays“ befindet sich die Darstellung eines $W \rightarrow \mu \nu_{\mu}$ - Zerfalls.

Als letztes wird ein Event-Display eines Z-Zerfalls betrachtet. Bei diesen Ereignissen muss beachtet werden, dass kein Neutrino entsteht und somit das MET sehr klein sein sollte. Ebenfalls müssen die Myonen oder die Elektronen, die aus einem solchen Zerfall entstehen, unterschiedliche Ladungen besitzen, da ein Z-Teilchen neutral ist.

Bei dem Event-Display, welches im Folgenden betrachtet wird, handelt es sich um einen Z-Zerfall nach zwei Myonen. Ebenfalls im Anhang unter dem Punkt „A.2 Event-Displays“ befindet sich das Event-Display zum $Z \rightarrow e e$ - Zerfall.



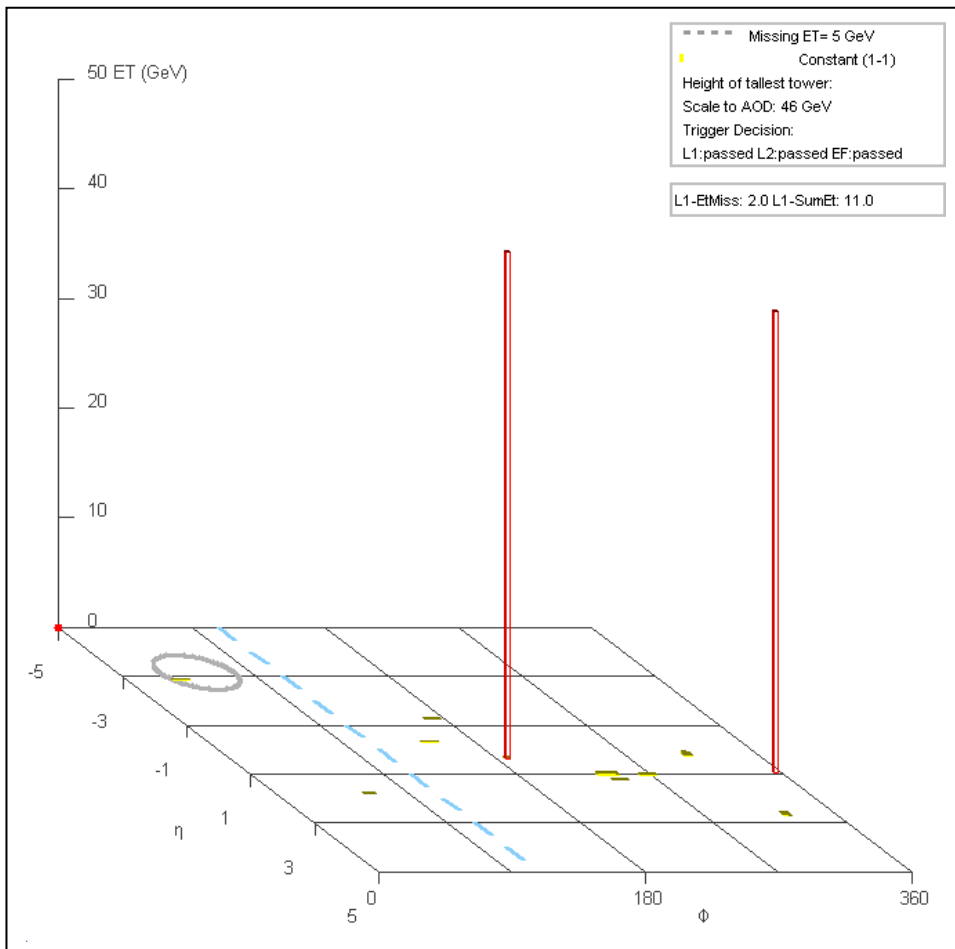
In der Darstellung des Querschnittes vom Detektor ist zu sehen, wie die beiden Myonen in entgegengesetzte Richtungen auseinander fliegen. Dieses Verhalten sagt etwas über die Energie der beiden Teilchen aus. Durch den Impulserhaltungssatz und dem Verlauf nach der geraden Kollision müssten diese bei beiden annähernd gleich sein.

Dies bestätigt die Betrachtung der Eigenschaften der Myonen.

<i>Muon (id: 0 index: 0)</i> <i>storegate key: StacoMuonCollection</i> <i>PT = -46.216 GeV</i> <i>P = 50.332 GeV</i> <i>$\eta = 0.419$</i> <i>$\Phi = 187.196^\circ (3.267 \text{ rad})$</i>	<i>Muon (id: 1 index: 1)</i> <i>storegate key: StacoMuonCollection</i> <i>PT = 42.004 GeV</i> <i>P = 63.506 GeV</i> <i>$\eta = 0.973$</i> <i>$\Phi = 355.520^\circ (6.205 \text{ rad})$</i>
-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Ebenfalls ist zu sehen, dass beide Myonen entgegengesetzte Ladungen besitzen. Ausgehend von der Abbildung des Querschnittes ist das linke Myon negativ und das rechte Myon positiv geladen.

Die folgende Abbildung zeigt auch noch einmal, dass die beiden Myonen fast die gleiche Energie besitzen. Zusehen ist dies an den beiden roten Balken.



Die Energie des MET von 5 GeV weist ebenfalls den $Z \rightarrow \mu \mu$ - Zerfall nach.

Die ausgewerteten Event-Displays zeigten die Eigenschaften, das Verhalten und die Unterschiede der Teilchen der schwachen Wechselwirkung. Um jedoch einen genaueren Überblick über die Verteilungen zu bekommen und die Ergebnisse vom Punkt „4.4 Ergebnisse der Selektion anhand von echten Daten“ zu bestätigen, müssen mehrere Event-Displays ausgewertet werden.

5.3 Statistische Verteilung

Zu Beginn dieses Punktes werden die Ergebnisse des Punktes „4.4 Ergebnisse der Selektion anhand von echten Daten“ noch einmal widergespiegelt, um diese dann mit einer Auswertung von Event-Displays zu vergleichen.

Nachdem die Daten den Analyse-Code durchliefen, kamen folgende Ergebnisse für die Anzahl der möglichen W- und Z-Kandidaten heraus:

$$W \rightarrow e \nu_e : 4.596$$

$$W \rightarrow \mu \nu_\mu : 7.863$$

$$Z \rightarrow e e : 280$$

$$Z \rightarrow \mu \mu : 276$$

Ein Vergleich dieser Werte zeigte folgendes:

$$\frac{W \rightarrow e \nu_e}{W \rightarrow \mu \nu_\mu} = \frac{0,58}{1}$$

$$\frac{Z \rightarrow e e}{Z \rightarrow \mu \mu} = \frac{1}{1}$$

$$\frac{W}{Z} = \frac{22,4}{1}$$

Die darauffolgende Auswertung sagte aus, dass diese Verhältnisse nicht zufriedenstellend seien. Es gibt nach diesen Werten zu wenig $W \rightarrow e \nu_e$ - und im Vergleich zu den Zs zu viele W-Kandidaten.

Um diese Ergebnisse endgültig zu bestätigen oder zu widerlegen, müssen die entstanden Event-Displays ausgewertet werden. Damit eine ordentliche Verteilung entsteht, werden 500 Myon- und 500 Elektron-Ereignisse nach dem Prinzip des Punktes „5.2 Auswertung der W- und Z-Zerfälle“ ausgewertet.

Nach der Auswertung entstehen folgende Ergebnisse für die Elektron-Ereignisse:

W ⁺	: 164
W ⁻	: 137
Z	: 25
Hintergrund	: 174

Diese lassen sich miteinander vergleichen:

$$\frac{W^+}{W^-} = \frac{1,2}{1}$$

$$\frac{W}{Z} = \frac{12,04}{1}$$

$$\frac{W \text{ und } Z}{\text{Hintergrund}} = \frac{1,87}{1}$$

Nach der Auswertung entstehen folgende Ergebnisse für die Myon-Ereignisse:

W ⁺	: 162
W ⁻	: 90
Z	: 27
Hintergrund	: 221

Diese lassen sich miteinander vergleichen:

$$\frac{W^+}{W^-} = \frac{1,8}{1}$$

$$\frac{W}{Z} = \frac{9,33}{1}$$

$$\frac{W \text{ und } Z}{\text{Hintergrund}} = \frac{1,26}{1}$$

Die Verhältnisse zwischen W^+ und W^- liegt im optimalen Bereich zwischen 1 zu 1 und 2 zu 1. Diese Verteilungen sollten sich in diesem befinden, da bei einer Proton-Proton Kollision zum einen zwei Gluonen diese Teilchen erzeugen können, wobei ein Verhältnis von 1 zu 1 entsteht und zum anderen erhält man die Verteilung 2 zu 1 bei einer Valenzquark-Gluon Kollision. Jedoch sollten die beiden Verhältnisse, die entstanden sind, im selben Bereich liegen, was hier nicht der Fall ist. Bei den Myon-Ereignissen gibt es offenbar zu wenig W^- Kandidaten. Wird jedoch der statistische Fehler, der aus der vergleichsweise geringen Anzahl betrachteter Ereignisse hervorgeht, berücksichtigt, sind die Ergebnisse durchaus miteinander vergleichbar.

Die Verteilungen von den W s zu den Z s befinden sich bei beiden in der Nähe der theoretischen Vorhersage, die bei 10 zu 1 liegt.

Werden die einzelnen Ergebnisse von den gegenübergestellten Teilchen zum Hintergrund verglichen, zeigt sich, dass bei den Myon-Ergebnissen mehr Hintergrundereignisse vorhanden sind. Dies war ebenfalls in den Histogrammen der transversalen und invarianten Massenverteilungen des Punktes „4.4 Ergebnisse der Selektion anhand von echten Daten“ und in dem Punkt „4.5 Datenverteilung nach der Selektion“ zu sehen. Somit wurden die Ergebnisse der Histogramme bestätigt.

Zum Schluss werden die am Anfang diesen Punktes aufgeführten Werte mit den der Event-Displays verglichen. Dafür werden die Ergebnisse der Elektron- und Myon-Ereignisse zusammengefasst.

Ergebnisse aus den Daten:

$$\frac{W \rightarrow e \nu_e}{W \rightarrow \mu \nu_\mu} = \frac{0,58}{1}$$

$$\frac{Z \rightarrow e e}{Z \rightarrow \mu \mu} = \frac{1}{1}$$

$$\frac{W}{Z} = \frac{22,4}{1}$$

Ergebnisse aus den Event-Displays:

$$\frac{W \rightarrow e \nu_e}{W \rightarrow \mu \nu_\mu} = \frac{1,19}{1}$$

$$\frac{Z \rightarrow e e}{Z \rightarrow \mu \mu} = \frac{0,93}{1}$$

$$\frac{W}{Z} = \frac{10,63}{1}$$

Die Ergebnisse aus den Event-Displays zeigen, dass es sich um hervorragenden Wert handelt. Diese bestätigen alle theoretischen Vorhersagen und widerlegen somit die Ergebnisse, die aus

dem Analyse-Code entstanden sind. Diese Ergebnisse waren aufgrund des vorhandenen Hintergrundes nicht zufriedenstellend.

Das Ziel, die W- und Z-Kandidaten von einer großen Anzahl von Daten aus einer Proton-Proton Kollision vom ATLAS-Detektor zu erhalten, wurde erreicht.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigte sich mit den Daten vom ATLAS-Detektor des LHCs. Das Problem der Besonderen Lernleistung bestand darin, aus diesen Daten mit Hilfe eines Programmes die herauszufiltern, bei denen es sich um die W- und Z-Teilchen der schwachen Wechselwirkung handelt.

Zu Beginn standen ca. 14 Millionen Datensätze von Teilchenkollisionen aus zwei verschiedenen Streams zur Verfügung. Die Betrachtung der Eigenschaftsverteilungen der Teilchen anhand von Histogrammen zeigte, dass die meisten Ereignisse vor der Selektion im Bereich zwischen 4 und 5 GeV zu finden sind und dann exponentiell zu den Eigenschaftsbeträgen abnehmen.

Um einen Peak zwischen 40 und 45,5 GeV, welches der halben W- und Z-Masse entspricht, zu erhalten, musste ein Analyse-Code geschrieben werden, der auf diese Eigenschaften schneidet. Somit sollten nur die möglichen W- und Z-Kandidaten herausgefiltert werden. Zunächst wurden die Schnitte verwendet, die auf simulierte Datensätze angepasst waren und zur Verfügung standen.

Somit war es möglich simulierte W- und Z-Kandidaten mit den echten zu vergleichen. Dieser Vergleich sagte aus, dass es mehr $W \rightarrow e \nu_e$ als $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ und zu wenig $Z \rightarrow e e$ als $Z \rightarrow \mu \mu$ gibt. Um diese Werte einander anzugleichen, wurden die Schnitte der Kriterien verändert. Die neu entstanden Ergebnisse haben sich im Verhältnis verbessert. Um dies zu bestätigen, wurden die Histogramme der transversalen W- und der invarianten Z-Massenverteilung betrachtet. In diesen war kein Peak bei der W- und Z-Masse zu erkennen. Der Grund dafür war die zu hohe Anzahl von Hintergrundereignissen. Dies bestätigte die Auswertung der Event-Displays, bei denen kosmische Myonen als Kandidaten von W- und Z-Zerfällen rekonstruiert wurden. Um diesen entgegenzuwirken, wurden neue Kriterien eingebaut und die alten Schnitte verändert.

Das neu entstandene Ergebnis zeigt jedoch immer noch keine Unterschiede im Vergleich der einzelnen Ereignisse. Es gibt mehr $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ als $W \rightarrow e \nu_e$ und immer noch mehr W^- -Kandidaten bei den Myon- als bei den Elektron-Ereignissen. Diese müssten im Verhältnis zu den W^+ -Kandidaten gleich sein, da die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron oder ein Myon nach einem W-Zerfall entsteht, gleich groß ist.

Des Weiteren gibt es zu viele W- gegenüber den Z-Kandidaten. Jedoch haben sich die einzelnen Verteilungen in Bezug auf deren Eigenschaften verbessert. Bei der Betrachtung dieser in den Histogrammen ist der Grund dafür erkennbar. In den Bereichen von 0 bis 20 GeV bei den Eigenschafts- und von 0 bis 40 GeV bei den Massenverteilungen entstand neben dem gewünschten Peak ein zweiter, bei den es sich um Hintergrundereignisse handelte. Dies bestätigte ebenfalls die Auswertung der Event-Displays. Bei denen aus der Myon-Selektion waren deutlich mehr Hintergrundereignisse vorhanden als bei denen aus der Elektron-Selektion. Werden die Hintergrundereignisse vernachlässigt und nur die gewünschten W- und Z-Kandidaten miteinander verglichen, entsteht ein Ergebnis, welches der Theorie gleicht und diese somit bestätigt.

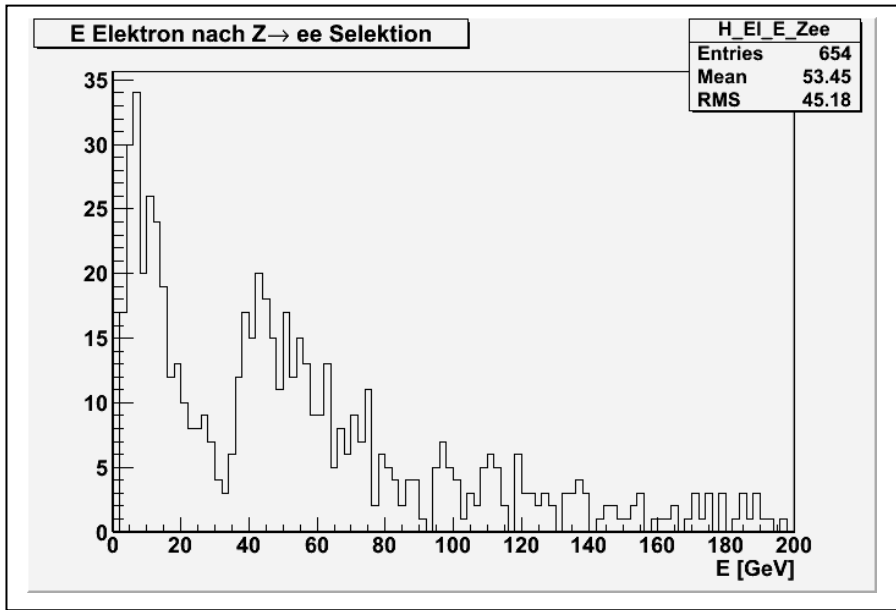
Das Ziel, die W- und Z-Teilchen aus den ca. 14 Millionen Datensätze herauszufiltern, wurde erreicht. Am Ende stehen ca. 12.000 Ereignisse zur Verfügung, die mit hoher Wahrscheinlichkeit zu diesen Teilchentypen gehören. Jedoch zählen davon einige zu den Hintergrundereignissen. Um in dem Fall einen genaueren Wert zu bekommen, müssten alle Event-Displays ausgewertet werden.

Des Weiteren kann der Analyse-Code abgeändert werden, um neben den W- und Z-Teilchen nach dem Higgsteilchen, dem Teilchen, welches allen anderen ihre Masse gibt, zu suchen.

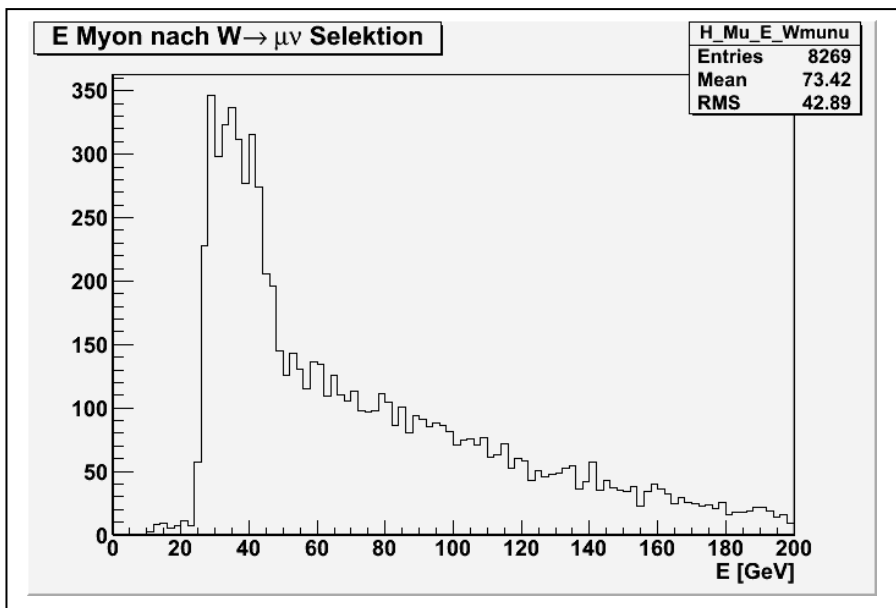
Anhang

A.1 Histogramme nach der Selektion

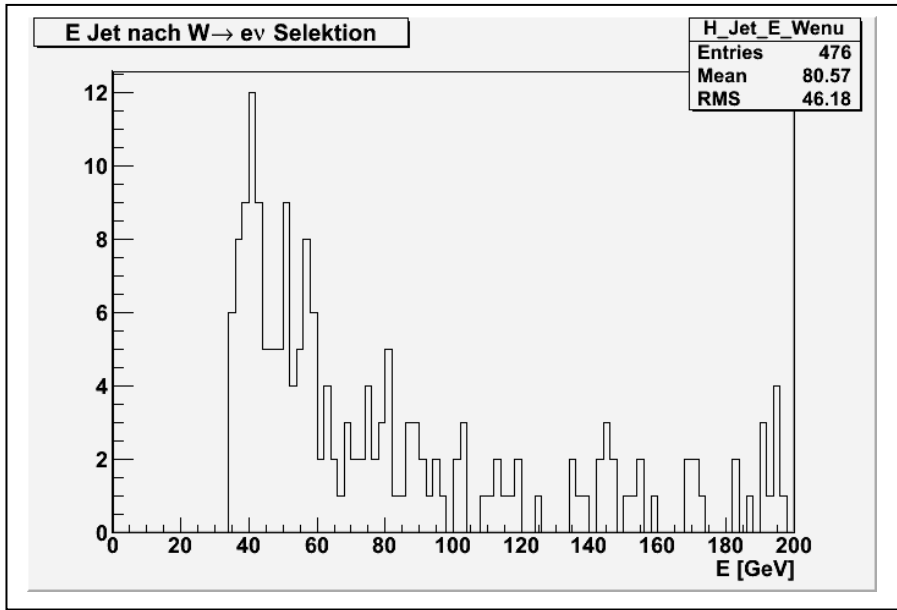
Verteilung der Elektronen anhand der Energie nach der $Z \rightarrow e e$ - Selektion:



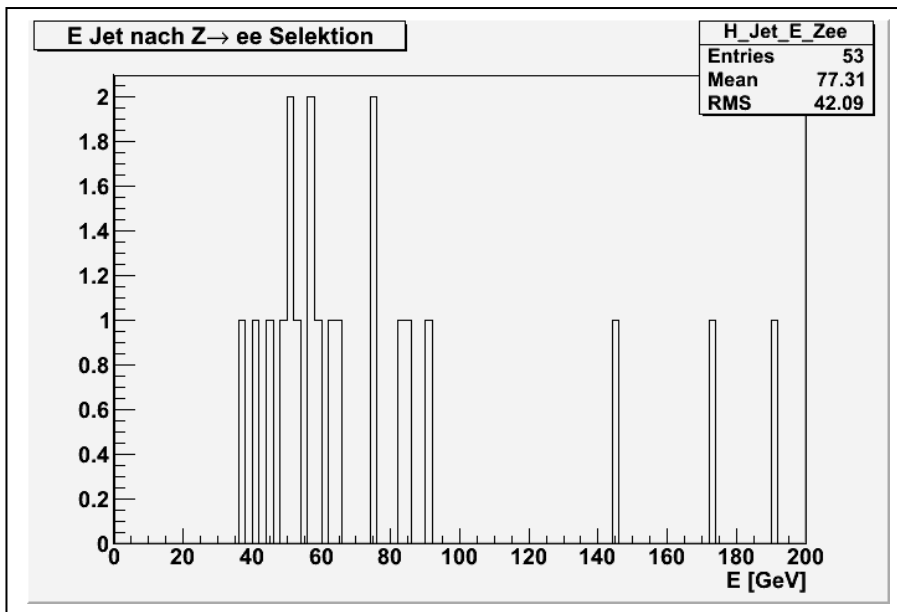
Verteilung der Myonen anhand der Energie nach der $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ - Selektion:



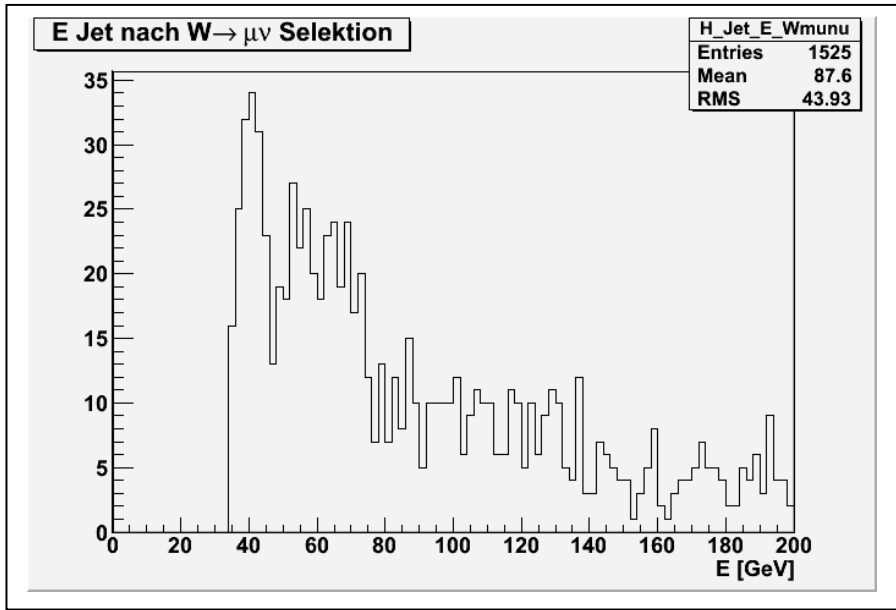
Verteilung der Jets anhand der Energie nach der $W \rightarrow e \nu_e$ - Selektion:



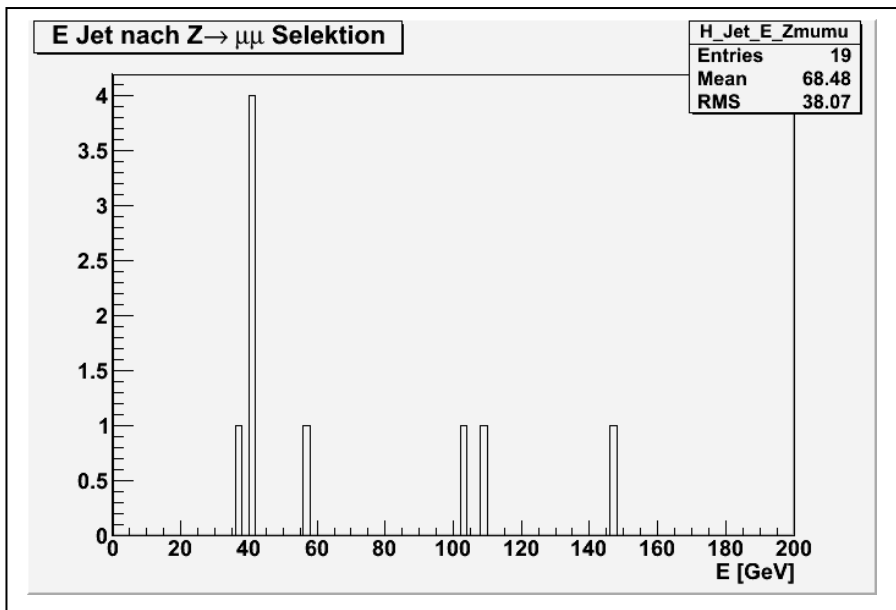
Verteilung der Jets anhand der Energie nach der $Z \rightarrow e e$ - Selektion:



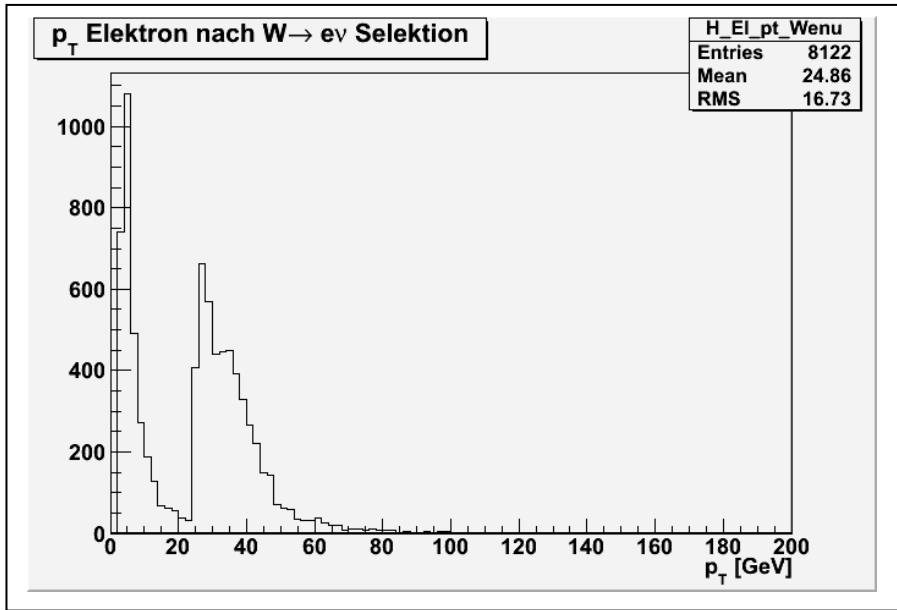
Verteilung der Jets anhand der Energie nach der $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ - Selektion:



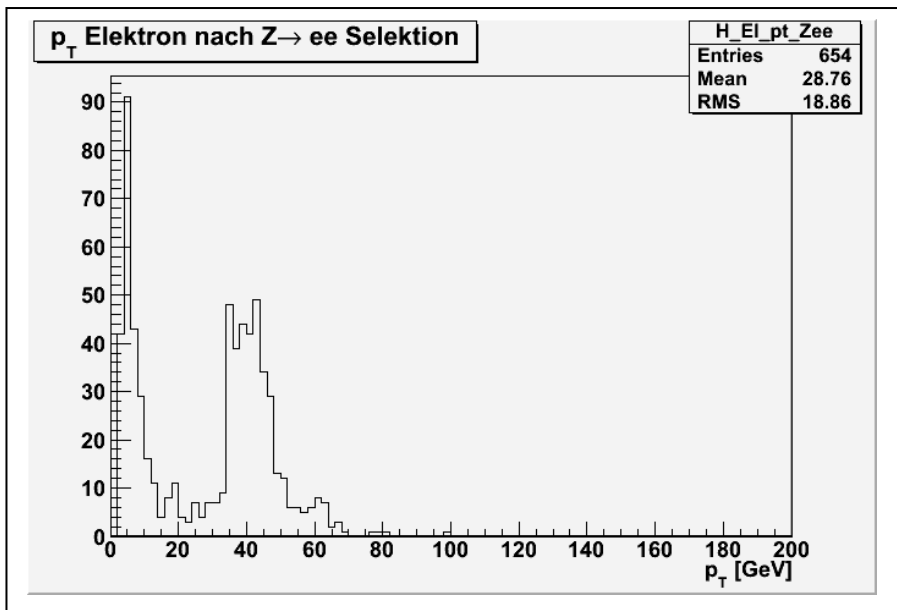
Verteilung der Jets anhand der Energie nach der $Z \rightarrow \mu\mu$ - Selektion:



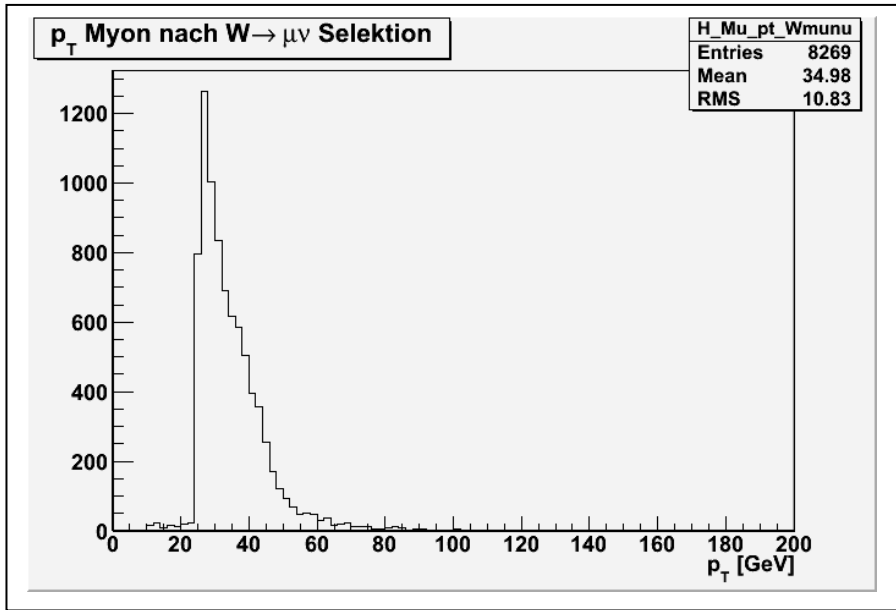
Verteilung der Elektronen anhand des Transversalimpulses nach der $W \rightarrow e \nu_e$ - Selektion:



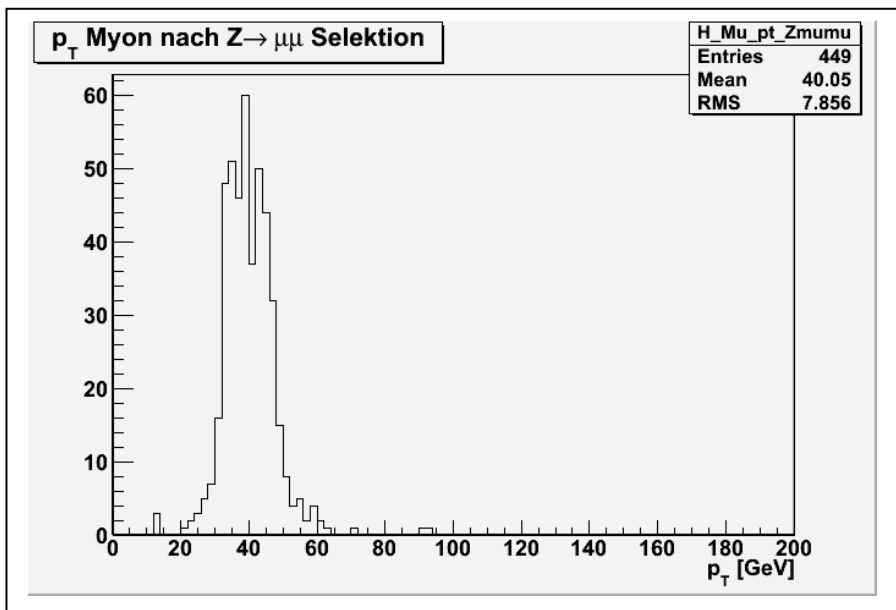
Verteilung der Elektronen anhand des Transversalimpulses nach der $Z \rightarrow e e$ - Selektion:



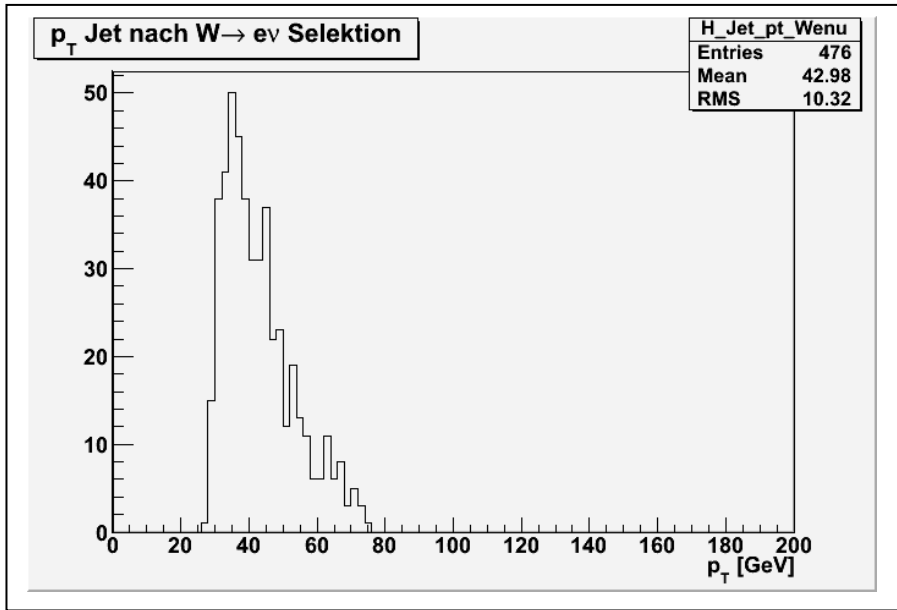
Verteilung der Myonen anhand des Transversalimpulses nach der $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ - Selektion:



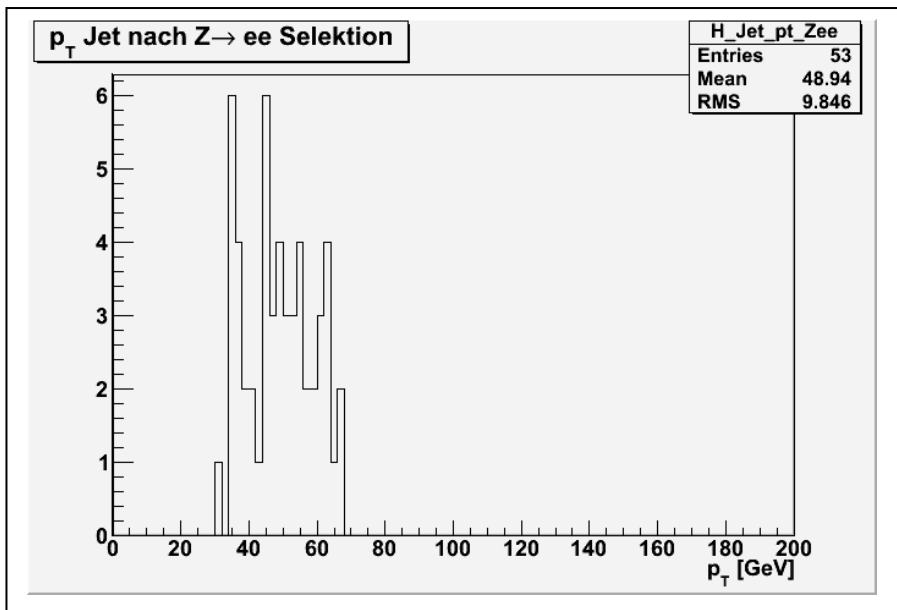
Verteilung der Myonen anhand des Transversalimpulses nach der $Z \rightarrow \mu\mu$ - Selektion:



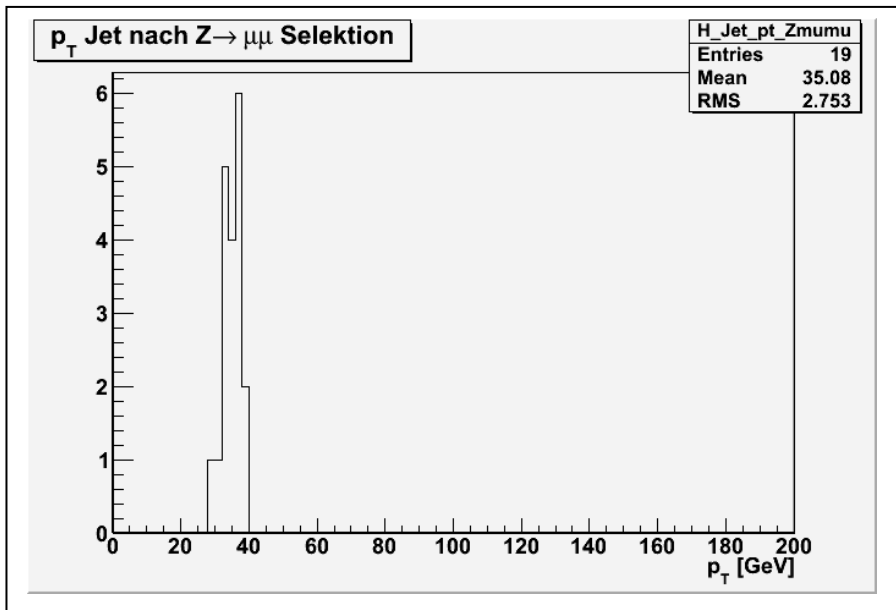
Verteilung der Jets anhand des Transversalimpulses nach der $W \rightarrow e \nu_e$ - Selektion:



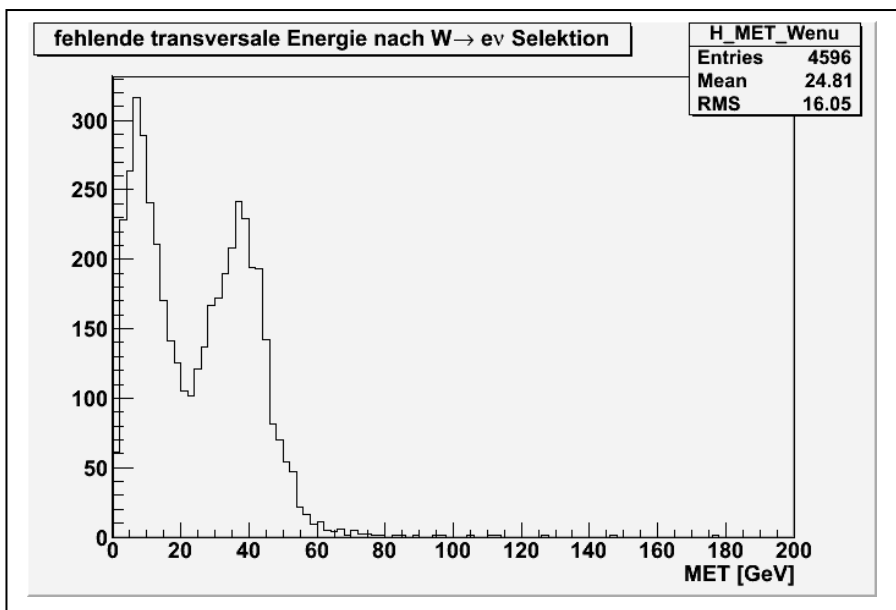
Verteilung der Jets anhand des Transversalimpulses nach der $Z \rightarrow e e$ - Selektion:



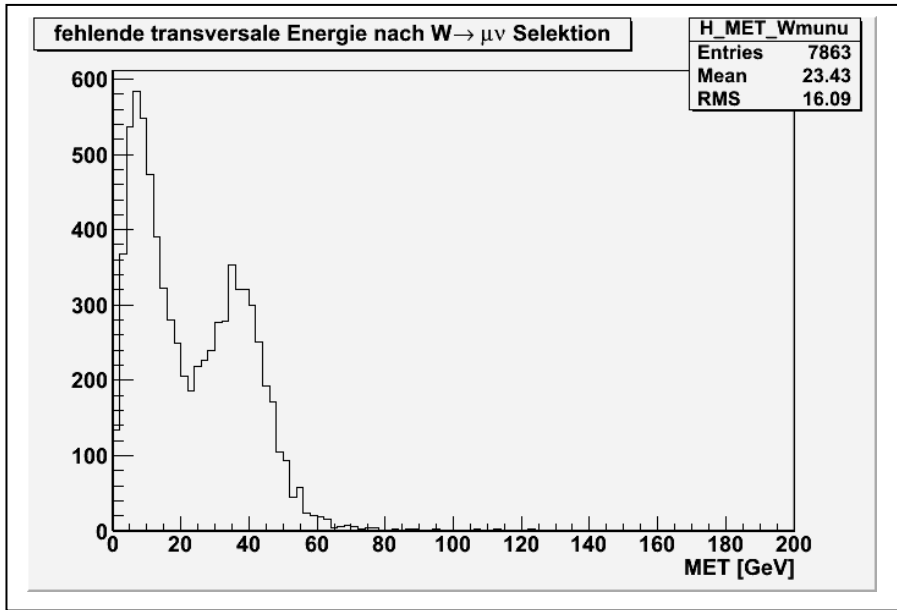
Verteilung der Jets anhand des Transversalimpulses nach der $Z \rightarrow \mu\mu$ - Selektion:



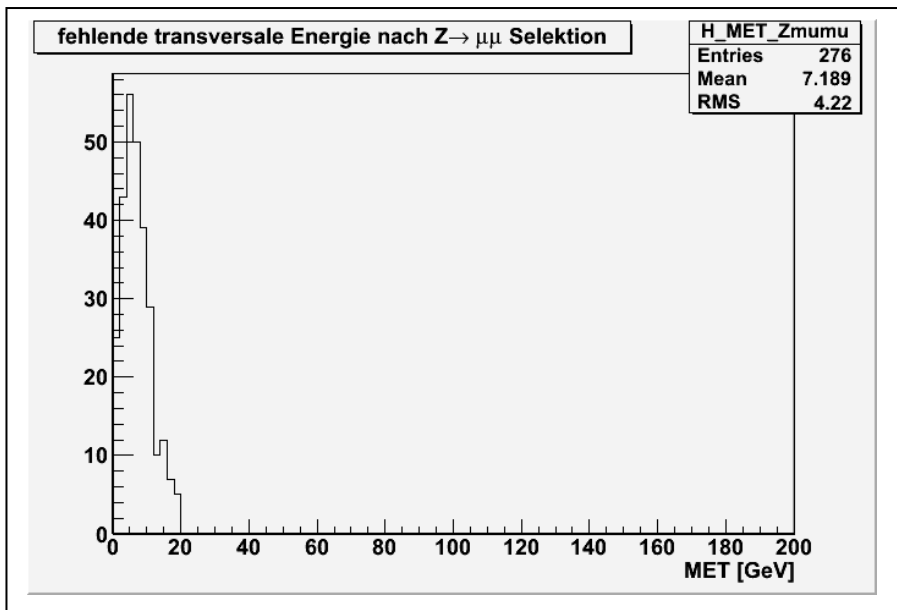
Verteilung der transversalen fehlenden Energie nach der $W \rightarrow e\nu_e$ - Selektion:



Verteilung der transversalen fehlenden Energie nach der $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ - Selektion:

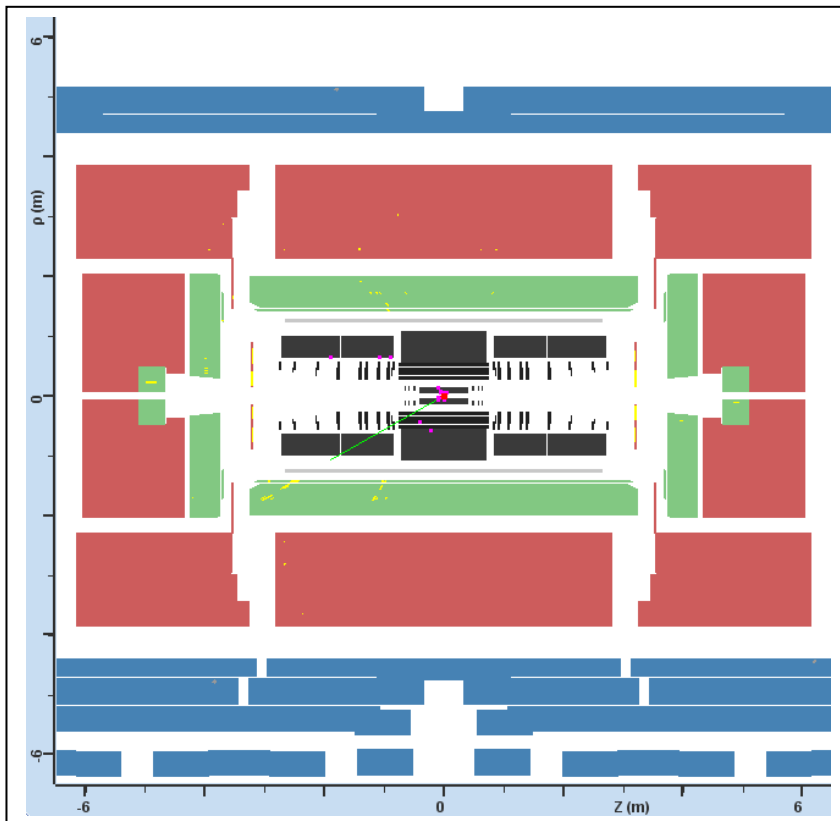
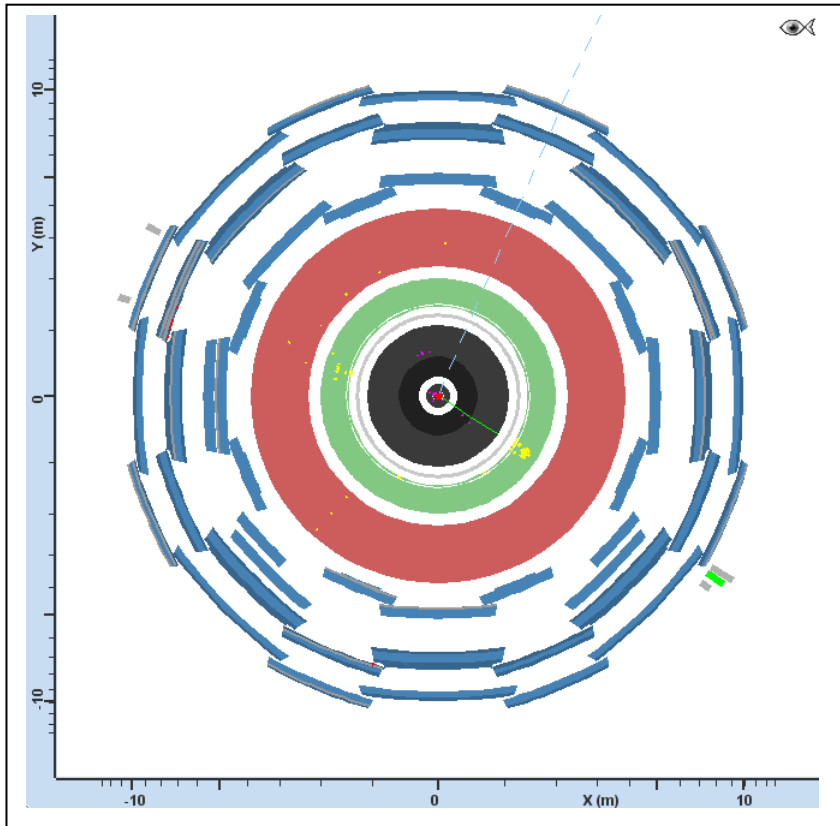


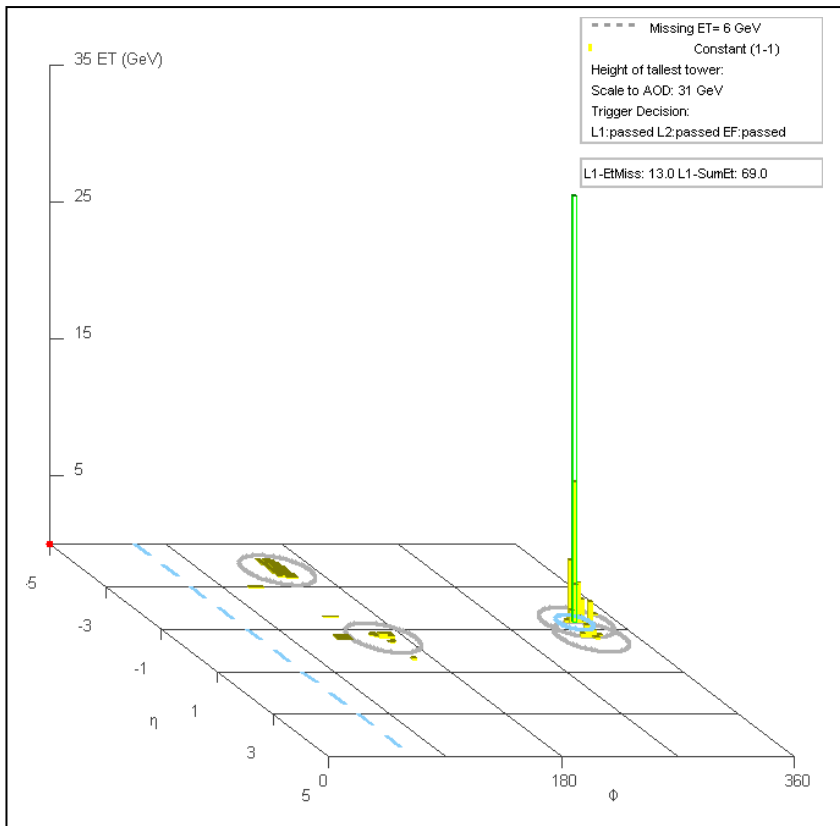
Verteilung der transversalen fehlenden Energie nach der $Z \rightarrow \mu \mu$ - Selektion:



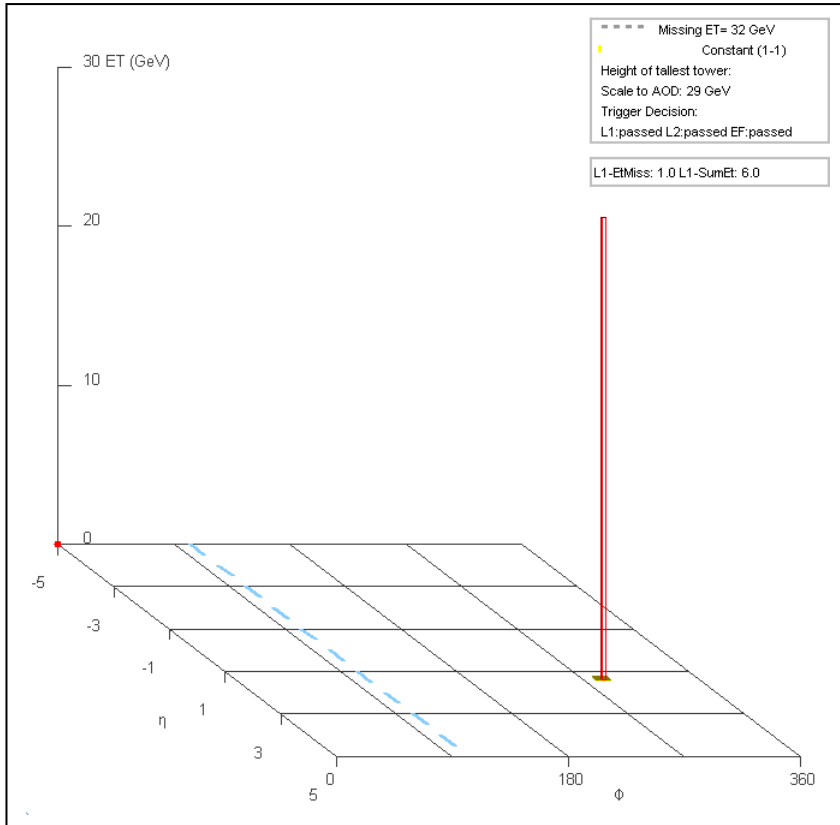
A.2 Event-Displays

Hintergrundereignis, welches einem $W \rightarrow e \nu_e$ ähnelt:



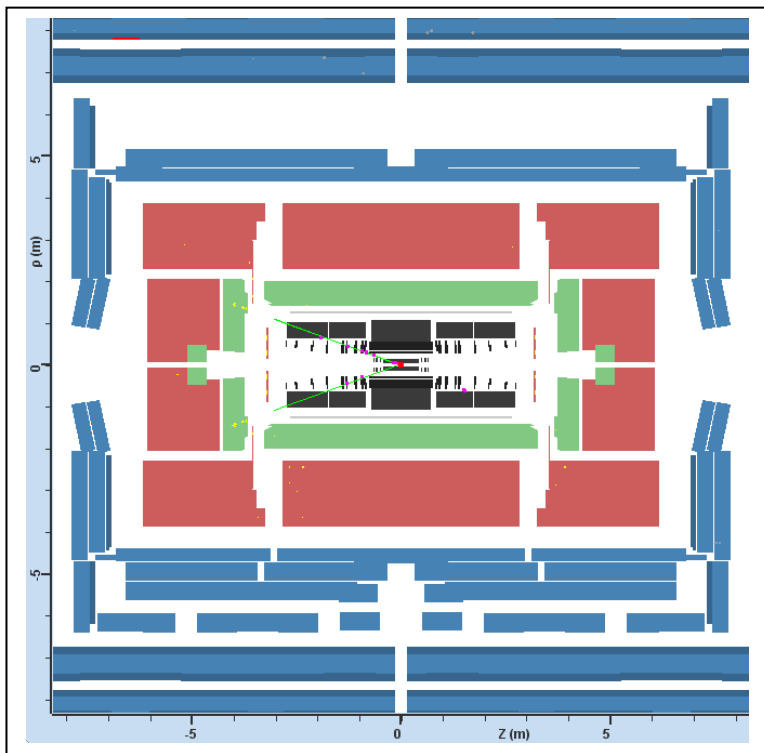
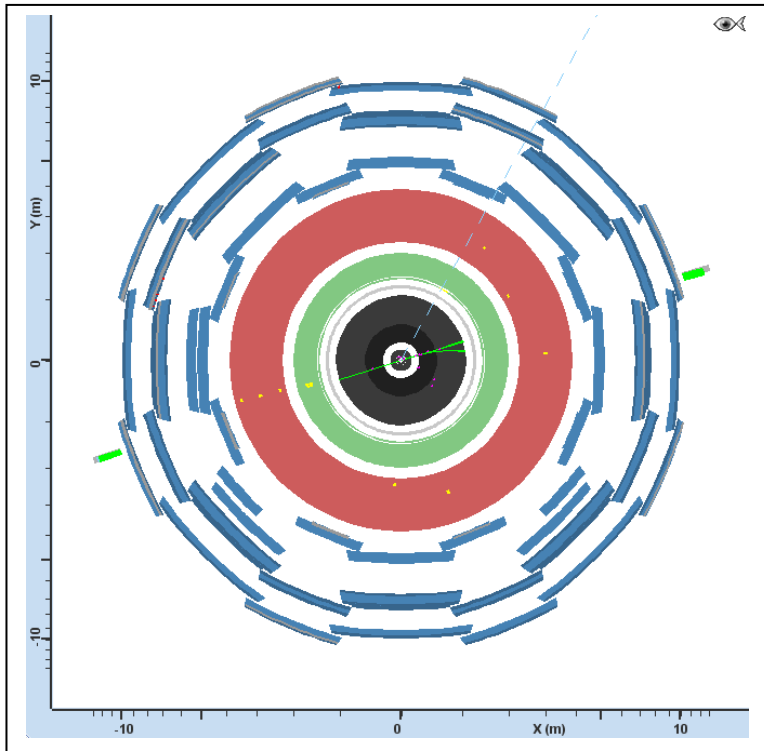


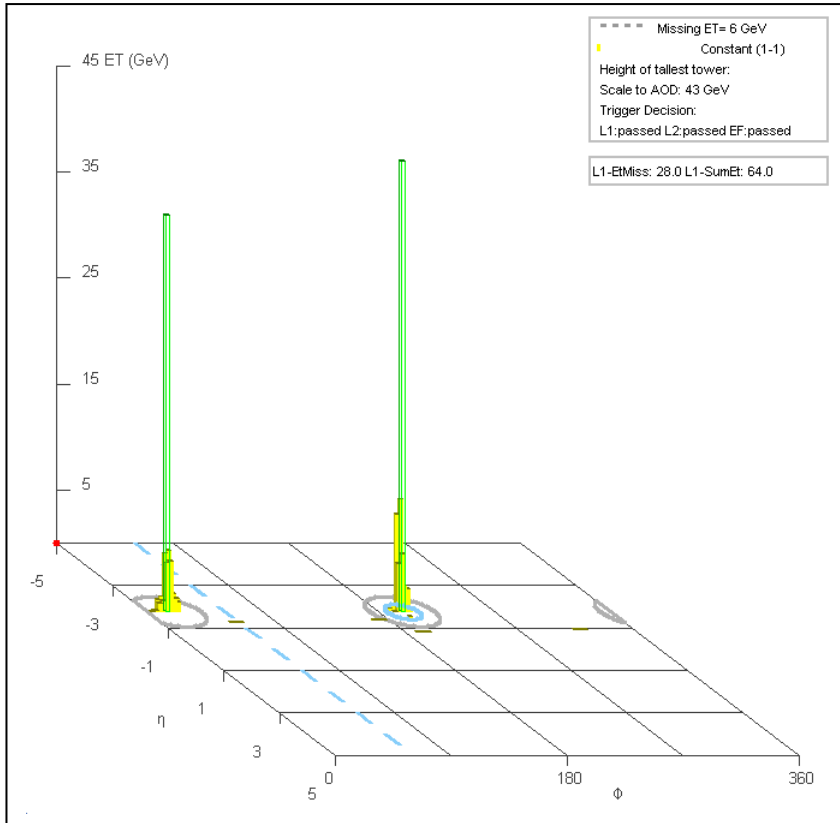
Electron (id: 0 index: 0)
storegate key: ElectronAODCollection
PT = -31.156 GeV
P = 62.497 GeV
 $\eta = -1.320$
 $\Phi = 326.610^\circ (5.700 \text{ rad})$



Muon (id: 0 index: 0)
storegate key: StacoMuonCollection
PT = 29.037 GeV
P = 62.746 GeV
 $\eta = 1.405$

Darstellung eines $Z \rightarrow e e$ - Zerfalls:





Electron (id: 0 index: 0)
storegate key: ElectronAODCollection
PT = 42.504 GeV
P = 124.615 GeV
 $\eta = -1.738$
 $\Phi = 198.184^\circ (3.459 \text{ rad})$

Electron (id: 2 index: 2)
storegate key: ElectronAODCollection
PT = -37.469 GeV
P = 109.423 GeV
 $\eta = -1.734$
 $\Phi = 16.186^\circ (0.282 \text{ rad})$

Literaturverzeichnis

Internet:

Atlas: Experiment Tour, http://www.atlas.ch/etours_exper/index.html, Zugriff am 05.10.2010.

CERN-European Organization for Nuclear Reserch: LHC, <http://public.web.cern.ch/public/>, August 2010.

LHC-Large Hadron Collider: LHC-facts, <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=home>, Zugriff am 05.10.2010.

Root-An Object-Oriented Data Analysis Framework: Class Index, <http://root.cern.ch/root/html522/Classindex.html>, December 2008.

Solstice: Grundlagen der Teilchenphysik, http://www.solstice.de/grundl_d_tph/titelseite.html, März 2008.

Bücher:

Camejo, Silvia Arroyo: Skurrile Quantenwelt, Fischer Taschenbuch Verlag GmbH, Frankfurt am Main, Oktober 2007.

Davis, Stephen Randy: C++ für Dummies, 5. Auflage, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA, Weinheim, 2010.

Fritzsche, Harald: Quarks – Urstoff unserer Welt, 2. Auflage, Piper Verlag GmbH, München, März 2008.

Hawking, Stephen: Der große Entwurf – Eine neue Erklärung der Universums, 1. Auflage, Rowohlt Verlag GmbH, Hamburg, September 2010.

Particle Data Group: Particle Physics Booklet, Extracted from the Review of Particle Physics W.-M. Yao, et al., Journal of Physics G33,1, July 2006.

Broschüre:

Bundesministerium für Bildung und Forschung: Weltmaschine – Die kleinsten Teilchen und größten Rätsel des Universums, Bonn, Berlin 2008.

Vorlesungen und Vorträge:

Straessner, Arno, Helmholtz-Juniorprofessor für experimentelle Teilchenphysik, TU Dresden, 28.11.2010, Vorlesung: Teilchenbeschleuniger LHC – auf der Suche nach dem Ursprung der Masse.

6. Internationaler Schülerforschungstag in Dresden, TU Dresden, 01.03.2010, Maserclasses Hands on Particle Physics.

Stöckinger, Dominik, Professor für Phänomenologie der Elementarteilchen, TU Dresden, 18.06.2010, Vortrag: Offene Fragen der Elementarteilchenphysik.

Mündliche Quellen:

Schulz, René; Seifert, Frank und Rudolph, Christian: TU Dresden – Institut für Kern und Teilchenphysik, ab 07.04.2010.

Sonstige Quellen:

Netzwerk Teilchenwelt Workshop für Schüler am CERN, Genf-Schweiz; Zeitraum: 25.11. bis 28.11.2010.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Besondere Lernleistung selbstständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie alle wörtlich übernommenen Stellen in der Arbeit gekennzeichnet habe. Die, in der Arbeit vorliegenden Bilder und Zeichnungen, bei denen keine Quellen angegeben sind, wurden von mir erstellt.

.....
(Ort, Datum)

.....
(Unterschrift)