

Vorselektion von Ereignismengen für die Messung von W- und Z-Bosonen im Large Hadron Collider an Schülerforschungstagen und Vergleich zwischen Simulation und realen Daten

Wissenschaftliche Arbeit im Fach Physik

Lehramt an Gymnasien

eingereicht von
Schulz, René
geboren am 22.08.1984

Technische Universität Dresden
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Institut für Kern- und Teilchenphysik

Gutachter:
Frau Professor Gesche Pospiech
Herr Professor Michael Kobel

Dresden, Januar 2011

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Physikalische Grundlagen
 - 2.1. Funktionsweise des Beschleunigers
 - 2.1.1. Grundlegendes zu Linearbeschleuniger und Synchrotron
 - 2.1.2. Der Weg der Protonen von der Quelle zum LHC
 - 2.2. Aufbau des ATLAS-Experiments am LHC
 - 2.3. Standardmodell und wichtige Ereignisse
 - 2.3.1. Das Standardmodell
 - 2.3.2. W-Kanäle
 - 2.3.3. Z-Kanäle
 - 2.4. Wichtige physikalische Größen
 - 2.4.1. Pseudorapidität
 - 2.4.2. „Abstand“ von Teilchen – ΔR
 - 2.4.3. Transversalimpuls
 - 2.4.4. Missing Energy
 - 2.4.5. Invariante Masse
 - 2.4.6. Transversale Masse
3. Was sind Schülerforschungstage „Hands on Particle Physics Masterclasses“ ?
 - 3.1. Bisherige Schülerforschungstage (Masterclasses) am LEP
 - 3.2. Physikalische Erkenntnisse am ATLAS-Experiment
 - 3.3. Elektron-Positron-Verhältnis der W-Ereignisse und Leptonuniversalität
4. Ereignisauswahl für die Schülerforschungstage am ATLAS-Experiment
 - 4.1. Übersicht der Auswahlstruktur
 - 4.2. Ergebnisse der Auswahl bezüglich simulierter Daten
 - 4.2.1. Ereignisselektion
 - 4.2.2. Veranschaulichung durch Histogramme
 - 4.2.3. Übersicht der Signal- und Untergrundhäufigkeit
 - 4.2.3.1. W-Ereignisse
 - 4.2.3.2. Z-Ereignisse
 - 4.3. Ergebnisse der Auswahl bezüglich realer Daten

5. Visualisierung und Deutung ausgewählter Eventdisplays
 - 5.1. Eventdisplays der ausgewählten simulierten Ereignisse
 - 5.2. Eventdisplays der ausgewählten Ereignisse aus realen Daten
6. Vergleich der Ergebnisse aus simulierten und realen Daten
7. Selbstständigkeitserklärung
8. Quellen- und Literaturverzeichnis

1. Einleitung

Die Möglichkeiten neuer physikalischer Erkenntnisse am LHC am CERN bei Genf und die ausgelaufenen Experimente am Large Electron Positron Collider (LEP) machen eine Überarbeitung der Masterclasses, Hands on Particle Physics, geradezu notwendig. Wurden am LEP Kollisionen von Elektronen und Positronen untersucht, so werden aktuell am ATLAS-Experiment am LHC Proton-Proton-Kollisionen betrachtet. Diese Untersuchungen gilt es für die Schüler didaktisch aufzubereiten und in ein pädagogisch interessantes Konzept zu gießen. Dazu ist es aber notwendig, dass die physikalisch zu untersuchenden Ereignisse durch ein geeignete Verfahren ausgewählt werden. Dieses Verfahren soll die vorliegende Arbeit erläutern und im Kontext der Physik-Masterclasses diskutieren. Im Vorfeld werden dazu wichtige Grundlagen, wie Beschleuniger- und Detektortechnologie, physikalische Größen und das bisherige Programm der Schülerforschungstage selbst vorgestellt, um den Kontext, in dem das Auswahlprogramm geschrieben wurde, zu verdeutlichen.

2.1. Funktionsweise des Beschleunigers

Der Large-Hadron-Collider (LHC) ist der größte Ringbeschleuniger der Welt mit der höchsten Schwerpunktsenergie bei der Teilchenkollision. Der LHC befindet sich in einem Tunnel, in dem vorher im LEP Elektron-Positron-Kollisionen untersucht wurden. Für die Beschleunigung von Protonen musste die gesamte Anlage umgebaut werden. Dabei ist der 27 km lange Ring nicht das einzig Besondere. Vielmehr existiert ein ganzer Beschleunigerkomplex, der aus mehreren Stufen aufgebaut ist, um die Protonen in den Beschleunigerring des LHC zu befördern. Wie dies geschieht und wie diese Beschleuniger im Allgemeinen aufgebaut sind, soll im Folgenden umrissen werden.

2.1.1. Linearbeschleuniger und Synchrotron allgemein

Ein Linearbeschleuniger oder linear accelerator (LINAC) sieht in der allgemeinen Darstellung so aus, dass die zu beschleunigenden, elektrisch geladenen Teilchen von wechselnden elektrischen Feldern beschleunigt werden. Dabei durchqueren sie abwechselnd die sogenannten Driftröhren, wobei sie außerhalb von ihnen beschleunigt werden, in ihnen aber nur „driften“, also keine Beschleunigung erfahren. Eine schematische Darstellung veranschaulicht den Vorgang:

Das Proton als positiv geladenes Teilchen wird von dem elektrisch negativ geladenen Teil des Beschleunigersystems angezogen und beschleunigt. Ist es zum Pol gelangt, wechselt die Polung, damit

keine Abstoßung des nächst folgenden positiven Pols erfolgt. In der Zeit des Umpolens driften die Protonen unbeschleunigt weiter. Diese Art der Beschleunigung führt dazu, dass die Teilchen in Paketen beschleunigt werden, denn die Teilchen können sich nur in den Bereichen aufhalten, in denen sie in die „richtige“ Richtung beschleunigt werden sollen. Träfe das nicht zu, würde der Strahl instabil, zumindest jedoch würden die betreffenden Teilchen verloren gehen.

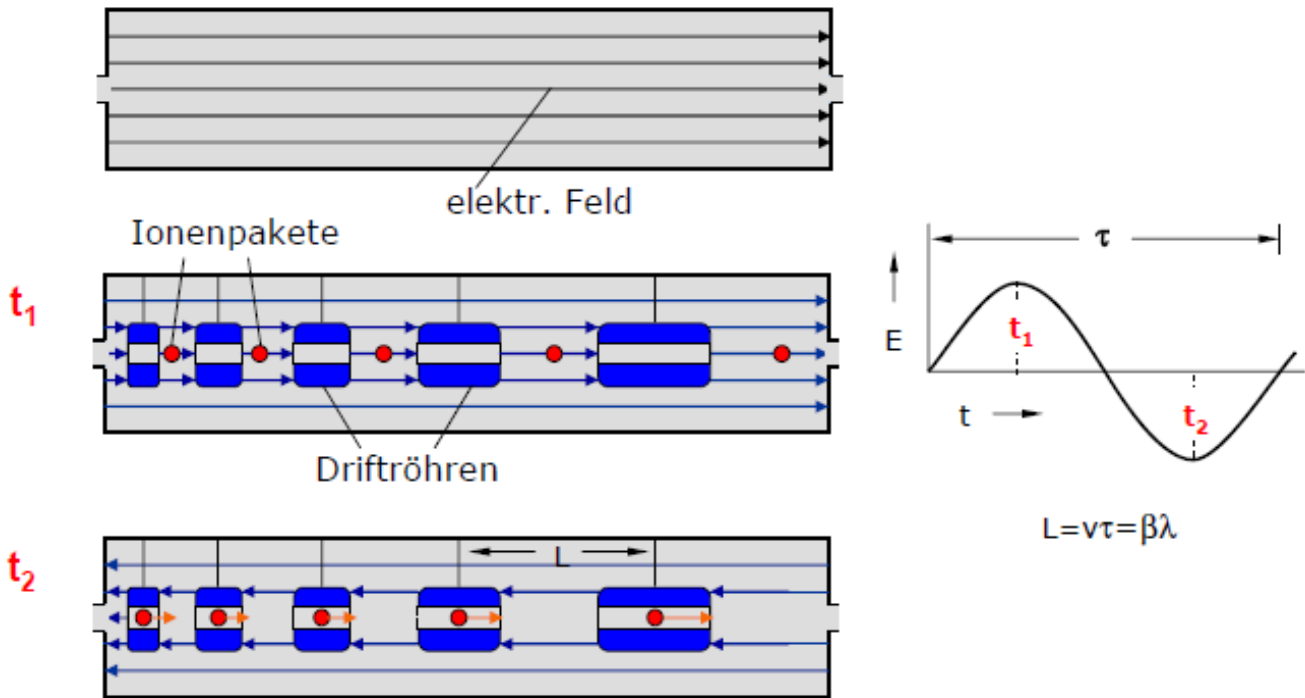


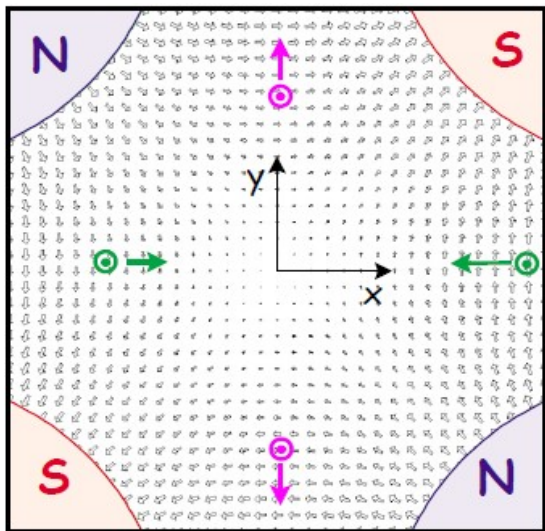
Abb.1 In dieser Anschauung wird gezeigt, dass die Teilchen beschleunigt werden, wenn sie sich außerhalb der Driftröhren befinden (t_1). Während sie in den Driftröhren unbeschleunigt weiterfliegen (t_2), kehrt sich das elektrische Feld um (Quelle: Beschleunigervorlesung TU Dresden)

Für Teilchen, die auf eine so hohe Geschwindigkeit beschleunigt werden, dass sie fast Lichtgeschwindigkeit erreichen, werden Hohlraumresonatoren verwendet, in denen die Polung sehr schnell variiert, sodass die Teilchen auf einer elektromagnetischen Welle geradezu „surfen“.



Abb.2 Hohlraumresonator am DESY in Hamburg

Die Fokussierung des Teilchenstrahls wird hauptsächlich über magnetische Quadrupole realisiert. Dies ist einerseits notwendig, da die Teilchen aufgrund der gleichen elektrischen Ladung auseinanderlaufen, andererseits, damit die Teilchen bei der Kollision möglichst gut aufeinandertreffen.



Der Quadrupol ist so aufgebaut, dass sich immer zwei Südpole und zwei Nordpole gegenüberliegen. Der Quadrupol funktioniert aber nicht wie eine elektrische Linse sondern fokussiert den Strahl immer nur in einer Richtung. In der anderen Richtung wirkt er dabei defokussierend. Aus diesem Grund folgen Quadrupol, Sextupol und Oktupol aufeinander. Zwei Quadrupole um 90° gedreht hintereinander würden keine Fokussierung erzeugen.

(Abb.3 Quelle: Niebuhr, DESY)

Wenn Teilchen, die zur Kollision gebracht werden, eine hohe Energie haben sollen, müssen die Beschleuniger beim heutigen Stand der Technologie sehr lang sein. Daher ist es auch sehr aufwendig, solche Geräte zu bauen. Schnell werden räumliche und finanzielle Rahmenbedingungen zum Problem für die Realisierung solcher Projekte.

Im Vergleich zu Linearbeschleunigern sind Ringbeschleuniger, sog. Synchrotrons, ökonomischer. Hierbei durchlaufen die Teilchen mehrfach einen Ring und erhalten mit jedem neuen Umlauf mehr Energie. Der große Nachteil dieser Apparatur ist die sogenannte Synchrotronstrahlung, deren Name sich eben von dieser Apparatur ableitet. Eine Kreisbewegung ist eine beschleunigte Bewegung. Beschleunigte Ladungen senden Strahlung aus und verlieren dabei Energie, wodurch sie abgebremst werden. Die abgestrahlte Energie ergibt sich aus:

$$\Delta E \sim E_{\text{Teilchen}}^4 / (m_{\text{Teilchen}}^4 \cdot R_{\text{Beschleuniger}})$$

Dabei ist ΔE die abgestrahlte Energie pro Umlauf, E_{Teilchen} die Gesamtenergie des Teilchens, m_{Teilchen} die Ruhemasse des Teilchens, $R_{\text{Beschleuniger}}$ der Radius des Beschleunigers.

Den Teilchen muss also mindestens die abgestrahlte Energie wieder zugeführt werden. Da die Energie des Teilchen mit der 4. Potenz eingeht, ist es irgendwann nicht mehr sinnvoll, noch größere Ringbeschleuniger zu bauen. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Ruhemasse. Als bei LEP Elektron-Positron-Kollisionen durchgeführt wurden, war eine sehr viel höhere Energie nötig, um die Elektronen

auf ihre hohe kinetische Energie zu beschleunigen und sie auf diesem Niveau zu halten. Im LHC werden Protonen aufeinander geschossen, die eine 1836-mal größere Ruhemasse haben. Daher ist bei der gleichen Schwerpunktsenergie in der Kollision die Synchrotronstrahlung bei der Beschleunigung von Protonen wesentlich niedriger als bei Elektronen, sodass pro Umlauf weniger Energie für die Nachbeschleunigung aufgebracht werden muss.

Die Funktionsweise eines Ringbeschleunigers ist ähnlich der des Linearbeschleunigers. Die Beschleunigung wird auch über elektrische Dipole realisiert, die Fokussierung über magnetische Quadrupole. Der Unterschied besteht nun in der Ablenkung. Diese wird über zusätzliche magnetische Dipole erreicht. Der physikalische Grund liegt in der Lorentzkraft. Da sie sich aus dem Kreuzprodukt $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ (\mathbf{F} ...Lorentzkraftvektor, q ...Ladung des Teilchens, \mathbf{v} ...Geschwindigkeitsvektor des Teilchens, \mathbf{B} ...Vektor der magnetischen Flussdichte) ergibt, wird das Teilchen auf einer Kreisbahn abgelenkt.

2.1.2. Der Weg der Protonen von der Quelle zum LHC

Zur Beschreibung der Teilchen sind Größen wie Energie und Impuls nötig. Gewöhnlich werden sie nicht in Joule (J) sondern in Elektronvolt und seinen SI-Vorsätzen (eV) angegeben. Dabei ist 1 eV die Energie, die ein Elektron aufnimmt, wenn es eine Potentialdifferenz von 1 V durchläuft. Der Umrechnungsfaktor von eV in J entspricht dem Betrag der Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

Die Quelle der zu beschleunigenden Protonen ist Wasserstoff. Dieses Element hat nur ein Proton im Kern und ein Elektron in der Hülle. Die Wasserstoffatome werden ionisiert. Die so entstehenden Protonen werden durch eine Potentialdifferenz von 90 kV beschleunigt und aus der Quelle geleitet.

Aus der Quelle gelangen die Protonen in den Radio Frequency Quadrupole (RFQ), der im Prinzip ein Linearbeschleuniger ist. Er hält den Strahl mit Hilfe von elektrischen Quadrupolen in Form und teilt ihn durch die angelegte Wechselspannung mit einer Frequenz von 200 MHz in Pakete. Die Protonen erhalten so eine Energie von 750 keV.

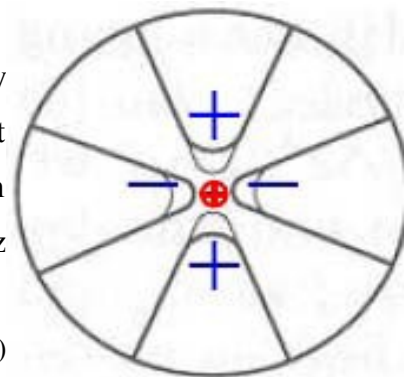


Abb.4 Schema eines elektrischen Quadrupols, (Quelle: M. Benedikt, Cern)

Die Protonen werden dann in den LINAC 2 geschossen, in dem sie durch elektrische Dipole beschleunigt und durch magnetische Quadrupole fokussiert werden. Nach dem 30-Meter-langen LINAC 2 haben die Protonen eine Energie von 50 MeV.

Danach gelangen die Protonen in den ersten Ringbeschleuniger, den Proton-Synchrotron-Booster (PSB). Das Besondere ist hier, dass vier Strahlrohre übereinanderlaufen, wodurch der Umfang effektiv vergrößert wird. Dies hat zur Folge, dass der PSB vier mal mehr Protonen aufnehmen kann, als wenn er nur aus einem Strahlrohr bestünde. In diesem Beschleuniger wechseln sich elektrische Dipole zur Beschleunigung und magnetische Dipole zur Ablenkung der Protonen ab. Die Protonen werden auf 1,4 GeV beschleunigt.

Die nächste Station ist das Protonen-Synchrotron (PS). Hier werden die Protonen auf 25 GeV beschleunigt und durch die Kombimagnete nicht nur abgelenkt, sondern auch fokussiert. Eine weitere Aufgabe des PS ist die Aufteilung der Protonen in mehrere Pakete (Bunches). Dabei werden die 6 Pakete aus dem PSB auf 72 aufgeteilt. Die Bunches haben eine zeitliche Ausdehnung von 4 ns und einen Abstand von 25 ns voneinander.

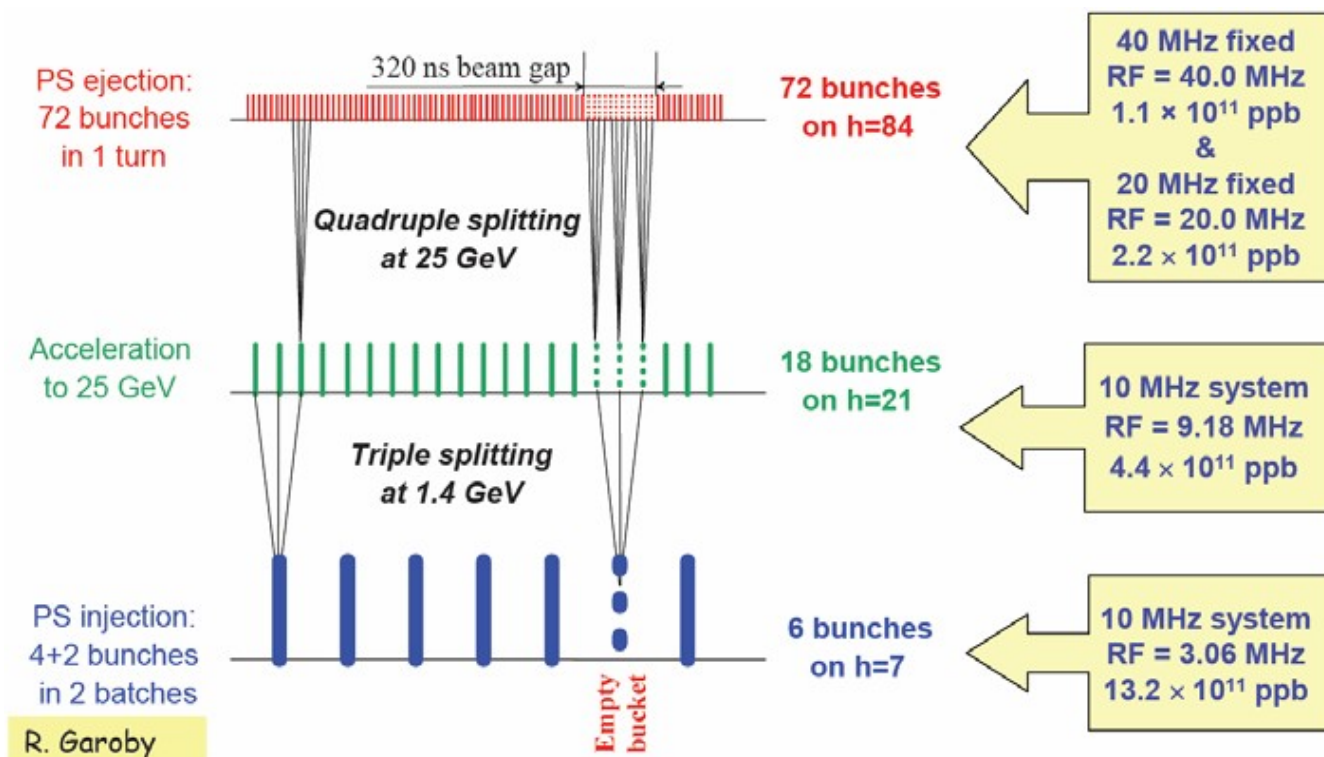


Abb.5 Erzeugung der 72 Pakete im PS: (Quelle: M. Benedikt, Cern)

Die 6 Pakete aus dem PSB werden bei 3,06 MHz übernommen, die dabei anliegende Spannung wird heruntergefahren und gleichzeitig ein dreimal so schnelles System (9,18 Mhz) hochgefahren. Im Anschluss erfolgt die Beschleunigung auf 25 GeV, wobei die Frequenz auf 10 MHz angepasst wird. Dann wird die Frequenz zweimal auf 40 MHz verdoppelt, so dass man 72, 12 ns lange, Pakete erhält. Diese werden schließlich durch Erhöhung der Spannung auf 4 ns gekürzt.

Der vorletzte Schritt ist das Super-Proton-Synchrotron (SPS). Dieser Ringbeschleuniger diente früher

als Beschleuniger für Fixed-Target-Experimente, danach wurde er im Collider-Modus betrieben. Heute beschleunigt er unter Anderem die Protonen aus dem PS und befüllt den LHC mit Protonen. Obwohl der SPS (Umfang ~ 6900 m) etwas größer als das TEVATRON (Umfang ~ 6300 m) am Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) in den USA ist, reicht es dennoch nicht an seine Leistung heran, da die Elektromagnete über normaleitende Spulen realisiert wurden. Das SPS beschleunigt die Protonen auf 450 GeV. Es lässt die Paketstruktur aus dem PS bestehen und stellt auch keine weitere Fokussierung ein. Ein Problem, was besonders im SPS auftritt, sind Elektronenwolken, die die Fokussierung und Struktur des Teilchenstrahls beeinträchtigen. Sie entstehen, wenn abgelenkte Protonen auf die Wand treffen und dabei Elektronen herausschlagen. Diese können wiederum weitere Elektronen oder Photonen erzeugen. Dieser Effekt kann sich lawinenartig verstärken, ebbt aber auch wieder ab. Leider verschwindet er nie ganz.

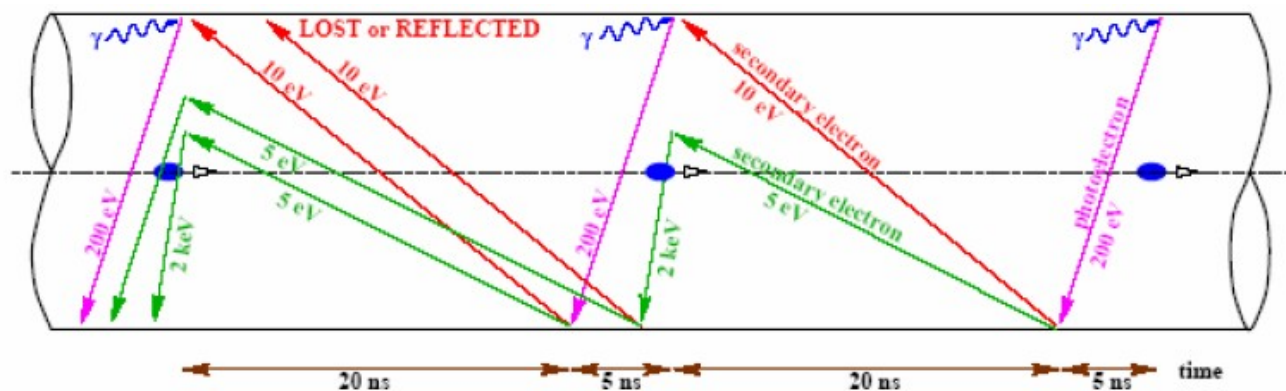


Abb.6 Elektronenwolkenbildung im SPS, ausgelöst von abgelenkten Protonen (Quelle: P. Collier, Cern)

Um den LHC vollständig zu befüllen, werden 12 Füllungen aus dem SPS benötigt. Das SPS benötigt aber seinerseits 4 Füllungen pro eigene Füllung aus dem PS.

Aus dem SPS gelangen die Protonen über die beiden Transferlinien TL2 und TL8 in den LHC. Dort werden die Protonen über eine Wechselanordnung von elektrischen Dipolen und magnetischen Quadrupolen beschleunigt und fokussiert bis zu einer Strahlenergie von je 7 TeV. Leider führten die Ausfälle im Jahr 2009 dazu, dass jeder Strahl nur auf die halbe Energie also auf 3,5 TeV beschleunigt wird, was auch eine halbe Schwerpunktsenergie von 7 TeV zur Folge hat. Am CERN liegt der Schwerpunkt auf der Sammlung von Daten und der stetigen Verbesserung der Auslese der detektierten Daten. Erst wenn genügend Daten gesammelt sind, soll der Versuch unternommen werden, die ursprünglich angestrebten 14 TeV Schwerpunktsenergie zu realisieren.

CERN Accelerator Complex

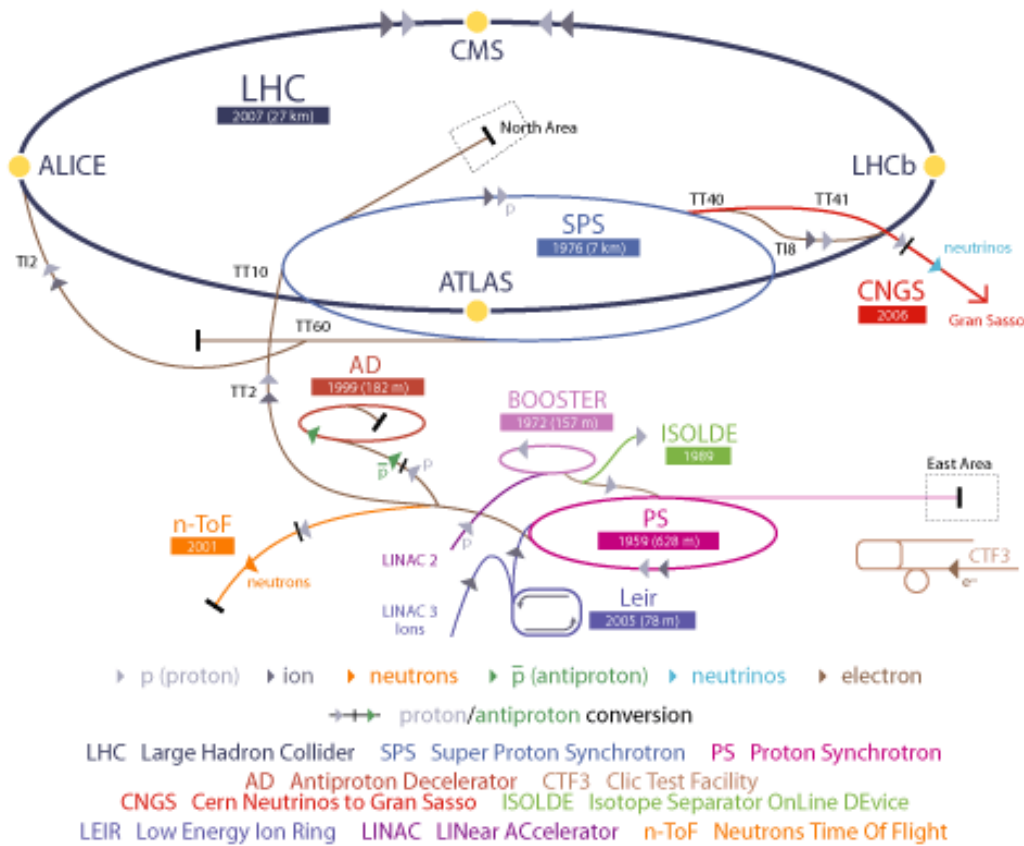


Abb.7 In dieser Abbildung kann der Verlauf der Protonen vom LINAC 2 über den Booster, PS und SPS zum LHC nachvollzogen werden. (Quelle: public.web.cern.ch)

2.2. Detektoraufbau des ATLAS-Experiments am LHC

Im Allgemeinen gibt es zwei unterschiedliche Detektorarten. Einmal für ein Fixed-Target-Experiment, also ein festes Ziel, auf das Teilchenstrahlen geschossen werden, und zweitens für zwei Strahlen, die miteinander kollidieren.

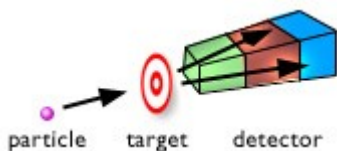


Abb.8 Das Partikel wird auf ein festes Ziel geschossen. Die danach entstehenden Teilchen werden im nachstehenden Detektor gemessen. (Quelle: www.atlas.ch/etours_exper)

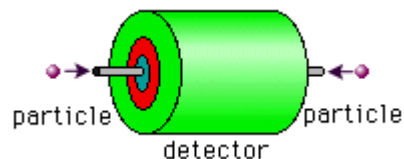


Abb.9 Zwei Partikelstrahlen treffen aufeinander. Der Detektor umgibt den Ort der Kollision.

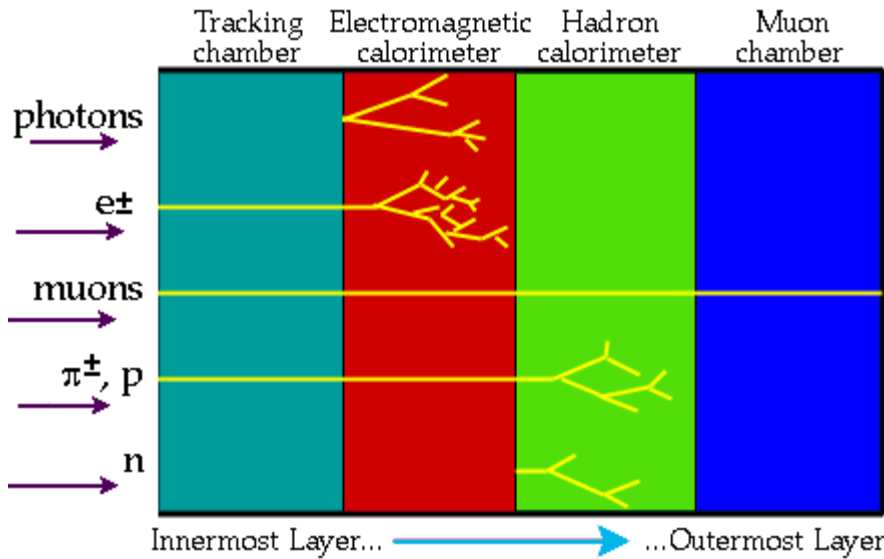
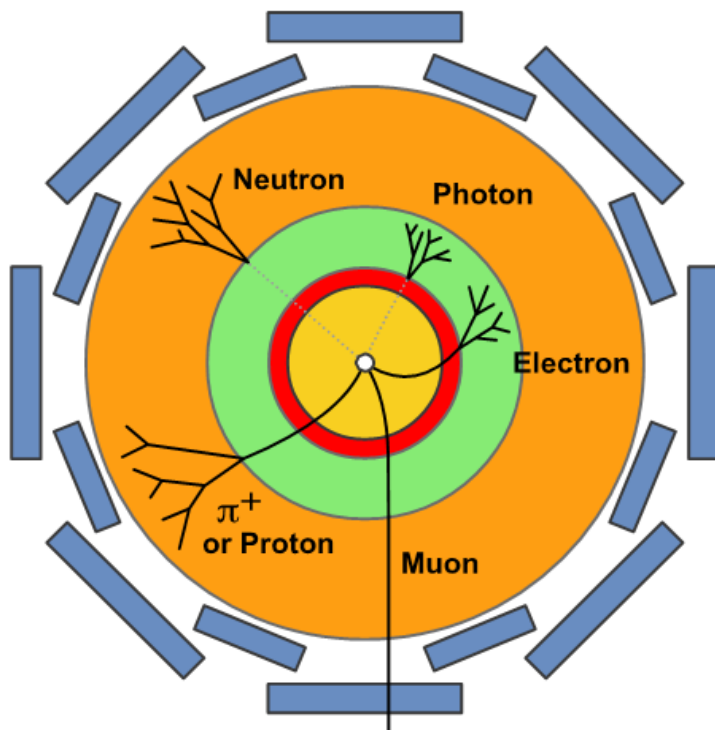


Abb.10 Schematischer Aufbau eines Detektors. (Quelle: http://www.atlas.ch/etours_exper)

Die schematische Darstellung eines Detektors kann mit Abb.10 wiedergegeben werden. Im ersten Bereich (hellblau) werden die Spuren elektrisch geladener Teilchen gemessen. Im elektromagnetischen Kalorimeter (rot) wird die Energie der Elektronen und Photonen gemessen, indem sie eine Entladung erzeugen und somit als Stromfluss gemessen werden. Die Elektronen können direkt aus einem Wechselwirkungsprozess oder aus Sekundärprozessen wie Paarbildungen aus Photonen entstehen. Dabei erzeugt ein Photon im Detektormaterial mehrere Elektron-Positron-Paare, was als „Aufschauern“ bezeichnet wird. Aus den Einträgen muss dann interpretiert werden, ob es sich um ein Photon, ein Elektron aus Sekundärprozessen vor oder im Kalorimeter oder eben um eines direkt aus der Proton-Proton-Kollision handelt.



In dieser schematischen Darstellung erkennt man wieder die vier Bereiche. Rot ist die Spurenkammer, grün das elektromagnetische Kalorimeter, orange das hadronische Kalorimeter und die grau-blauen Platten symbolisieren die Myonenkammern. Man sieht noch einmal deutlich, welche Teilchen, wo detektiert werden.

Abb.11 (Quelle: www.atlas.ch/etours_exper)

Im hadronischen Kalorimeter (in Abb. 10 grün, in Abb. 11 orange) werden die Hadronen, also die Mesonen und Baryonen, gemessen. Dabei kommt es vor, dass sehr energiereiche Elektronen in dieses Kalorimeter gelangen und ebenfalls Einträge produzieren, obwohl das elektromagnetische Kalorimeter so konstruiert ist, dass aus ihm keine Elektronen oder Photonen hinausgelangen sollen. Im letzten Bereich, der Myonenkammer, wird die Ladung und der Impuls der Myonen gemessen. Die Kammern liegen am weitesten von der Kollision entfernt, weil die Myonen die Teilchen mit der größten freien Weglänge durch den Detektor sind, die direkt gemessen werden können. Die Genauigkeit der Myonenkammern ist bei ATLAS besonders wichtig, da sie tertiäre Zerfallsprodukte eines Higgs-Bosons nachweisen können. Genau diesem Teilchen möchte man auf die Spur kommen.

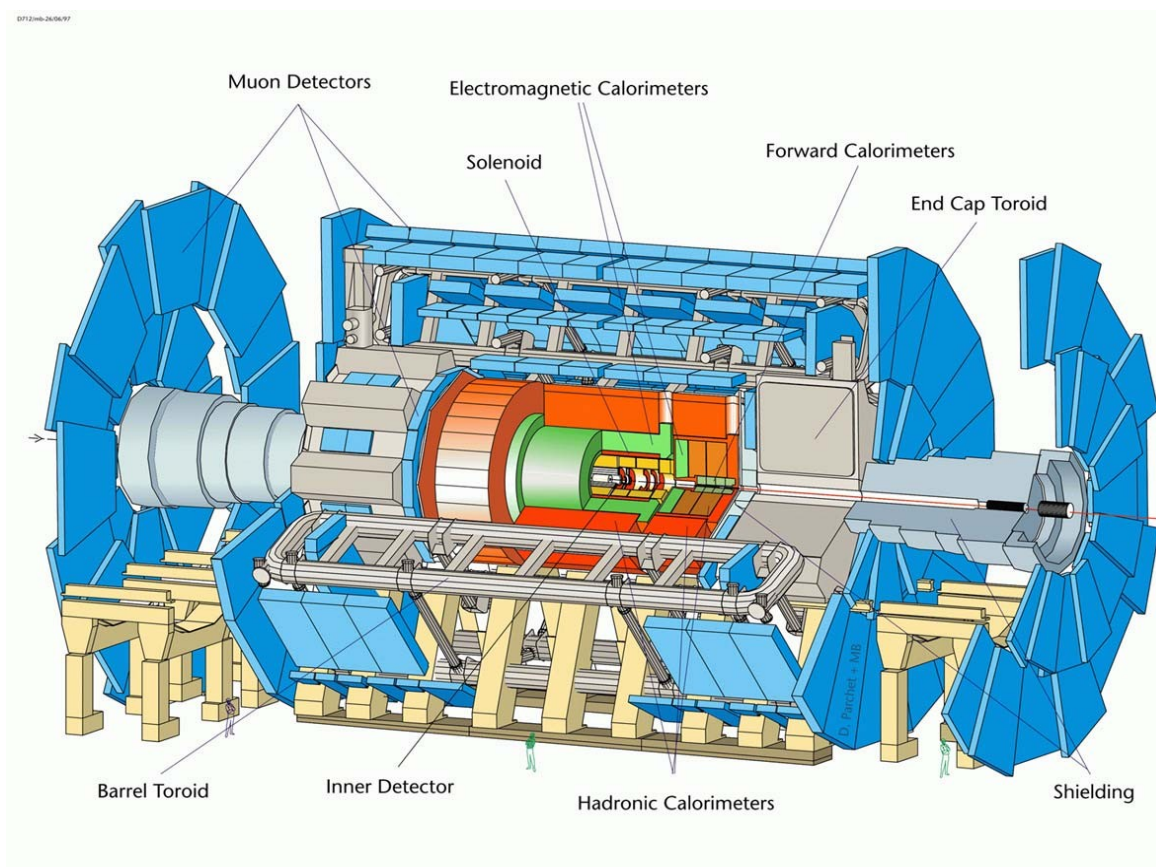


Abb.12 (Quelle: www.cern.ch)

Diese Abbildung liefert eine sehr detailgetreue Darstellung des ATLAS-Detektors. Hier erkennt man von innen nach außen die einzelnen Kammern und Kalorimeter in der gleichen Farbgebung wie im Schema in Abb.11.

Der schematischen Darstellung folgt nun eine Beschreibung der Funktionsweise der Detektorbereiche. Im Detektor ist ein sog. Solenoidmagnet und ein Toroidmagnet verbaut, die dafür sorgen, dass elektrisch geladene Teilchen im Magnetfeld abgelenkt werden und Schraubenbahnen beschreiben. Aus

der Krümmung wird der Impuls und aus der Richtung der Krümmung die Ladung bestimmt.

Am nächsten zum Kollisionsspunkt liegen die Pixeldetektoren, die mit einer sehr großen Auflösung jedes geladene Teilchen detektieren, das sie durchquert. Aufgebaut sind sie aus Halbleitertransistoren, in denen durch die geladenen Teilchen Ladungsträger erzeugt werden. Aus Signalen mehrerer solcher Treffer kann die Spur eines geladenen Teilchens rekonstruiert werden.

Nach dem Pixeldetektor folgt der Silizium-Streifendetektor als zweiter Halbleiter-Spurdetektor. Aus Kostengründen kommen hier statt einzelnen Pixeln 12 cm lange Streifen zum Einsatz.

Weil auch die Streifendetektoren bei großräumigen Anwendungen sehr kostenintensiv werden, nutzt man für den äußeren Teil der Spurenkammer Übergangsstrahlungsdetektoren, die aus vielen, kleinen Driftkammern bestehen. Die durchfliegenden, geladenen Teilchen erzeugen eine Entladung in dem Detektorbereich. Seine Genauigkeit ist so groß, dass aufgrund der Geschwindigkeit der Entladung bestimmt werden kann, wie weit das Teilchen von dem Detektorbereich entfernt war. Dieses Prinzip gilt für die meisten Detektoren.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht abwechselnd aus Bleiplatten und Flüssigargondetektoren. Die Elektronen werden in den Bleiplatten abgebremst und strahlen dabei Photonen ab. Diese können wiederum Elektron-Positron-Paare erzeugen. Damit wird ein Teilchenschauer gebildet, der entweder von einem ursprünglichen Photon oder einem Elektron herrühren kann. Diese beiden Ereignisse können aber gut unterschieden werden, da ein Photon in der Spurenkammer keine Spur hinterlässt. Gemessen werden all diese „aufgeschauerten“ geladenen Teilchen in den Flüssigargondetektoren, denn dort werden Atome ionisiert und durch diese entstandenen Ladungsträger wird ein Stromfluss erzeugt. Die Energie des Elektrons ist proportional zum gemessenen Strom.

Das hadronische Kalorimeter funktioniert prinzipiell wie das elektromagnetische Kalorimeter. Dabei erzeugen die Hadronen in der Kupfer- und Stahlkonstruktion ebenfalls einen Teilchenschauer. Sie können in den zwischenliegenden Detektormaterialien gemessen werden. Bei der primären Wechselwirkung entstehen Quarks, die nicht frei existieren können und deshalb zu Mesonen und Baryonen hadronisieren. Deshalb gehören zu einem Eintrag im hadronischen Kalorimeter mehrere Spuren, die in der Spurenkammer gemessen wurden. Solche Gruppen von Spuren aus hadronischen Prozessen nennt man Jets. Obwohl das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter voneinander getrennt sind, kann es vorkommen, dass Hadronen im elektromagnetischen und Elektronen im hadronischen Kalorimeter Einträge verursachen.

Der letzte Bereich, die Myonenkammern, bestehen aus großen Driftkammermodulen, die eine genaue Spurrekonstruktion erlauben.

2.3. Standardmodell und wichtige Ereignisse

2.3.1. Das Standardmodell

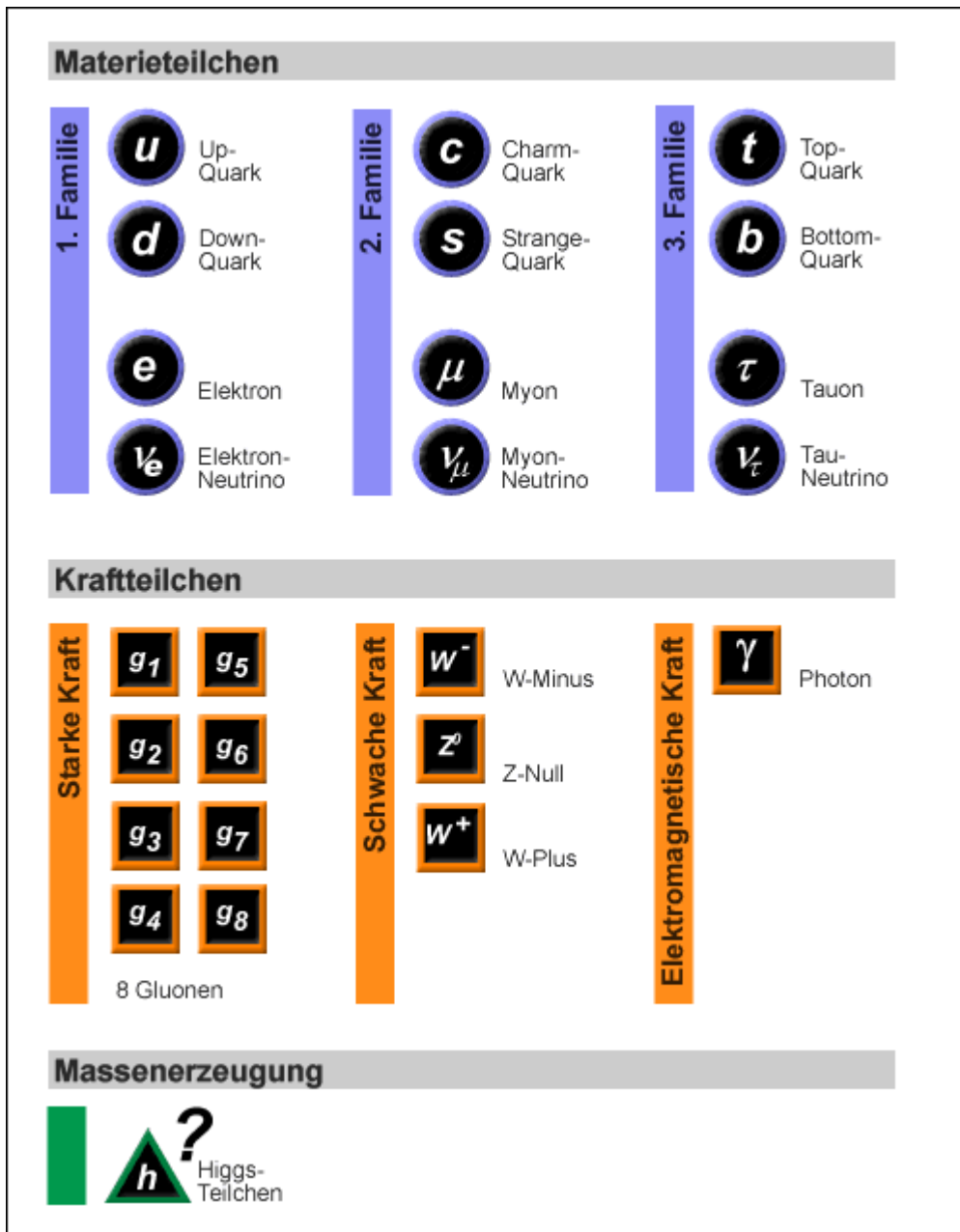


Abb.13

Das Standardmodell der Teilchenphysik beinhaltet alle Elementarteilchen, die wir kennen und die Kräfte, die wirken. Die Teilchen, die die Kräfte vermitteln, haben einen Spin mit ganzzahligem Vielfachen von \hbar (Planck'sches Wirkungsquantum) und sind somit Bosonen. Zu ihnen gehören die Photonen als Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung, die W- und Z-Bosonen, als Vermittler der schwachen Wechselwirkung und die acht Gluonen als Vermittler der starken

Wechselwirkung. Die elektromagnetische Wechselwirkung setzt das Vorhandensein einer elektrischen Ladung, die schwache Wechselwirkung das einer schwachen Ladung und die starke Wechselwirkung das von Farbladungen voraus. Das Pendant zu den Kräfte-vermittelnden Bosonen sind die elementaren Fermionen, die einen Spin mit halbzahligem Vielfachen von \hbar haben. Sie sind in drei Familien unterteilt, die aus je zwei Leptonen und Quarks bestehen. Die Masse der Teilchen nimmt in Abb. 13 von links nach rechts zu. Damit ist die Familie der up- und down-Quarks, des Elektrons und des Elektronneutrinos die Familie mit der geringsten Masse. Hinzu kommt noch, dass bis auf die Neutrinos alle Teilchen eine elektrische Ladung tragen. In Abb. 13 beträgt die elektrische Ladung der Quarks der ersten Reihe $+2/3$, der zweiten Reihe $-1/3$ und die der Leptonen -1 . Die Quarks tragen noch sog. Starke Farbladungen, rot, gelb, grün. Freie Teilchen sind farbneutral, also „weiß“ nach dem Bild der additiven Farbmischung. In der Gruppe der Fermionen besitzt jedes Teilchen ein Antiteilchen, was sich durch entgegengesetzte Ladungen äußert, wie zum Beispiel bei Elektron (negativ) und Positron (positiv) oder up ($+2/3$, Farbe) und Anti-up ($-2/3$, Antifarbe). Bezüglich der Neutrinos ist bis heute nicht bekannt, ob es ein konkretes Antiteilchen gibt oder ob das Neutrino vielleicht sein eigenes Antiteilchen ist. Die Teilchen, die aus Quarks bestehen, heißen Hadronen und werden in Mesonen und Baryonen unterteilt. Dabei besteht ein Meson im Wesentlichen aus einem Quark und einem Antiquark und ein Baryon aus drei Quarks oder drei Antiquarks. Die Hadronen besitzen immer eine ganzzahlige elektrische Ladung und sind, wie oben beschrieben, farbneutral. In diesem Rahmen sind alle möglichen Kombinationen denkbar auch über die einzelnen Familiengrenzen hinaus. Das Higgs-Boson, was dafür verantwortlich sein soll, dass die Teilchen Masse haben, wird angenommen, konnte aber bis heute nicht nachgewiesen werden. Dieses Teilchen zu finden und die Theorie zu bestätigen, ist ein Kernziel der Experimente am LHC.

Da das Ziel dieser Arbeit ist, eine Auswahl von Ereignissen zu erstellen, die auf mögliche W- oder Z-Bosonen schließen lassen, ist es notwendig, die möglichen Zerfälle dieser Bosonen zu kennen. Diese Austauscheteilchen können nur durch ihre Zerfallsprodukte und deren physikalischen Eigenschaften ermittelt werden. Wir wissen, dass ein W-Boson in ein Lepton und ein Neutrino zerfallen kann. Es kann aber auch hadronisch zerfallen, wobei Quarks entstehen. Die Z-Bosonen können in zwei entgegengesetzt geladene Leptonen oder Quarks zerfallen. Für unsere Betrachtung der Ereignisse, bei denen Leptonen entstehen, sind nur die Prozesse interessant, in denen Elektronen oder Myonen entstehen. Wollte man auch die Tau-Leptonen betrachten, müsste man besondere Anstrengung unternehmen, die Begleitprozesse auszublenden, denn Taus erzeugen beim Zerfall aufgrund ihrer hohen Masse und ihrer kurzen Lebensdauer selbst andere Leptonen oder Mesonen. Die eigentlichen Taus können also ebenso nur sekundär ermittelt werden, was bedeuten würde, dass es einer

Rekonstruktionsebene mehr bedürfte, die Ws und Zs zu erkennen. Für die zu betrachtende Physik ist es aber ebenso wichtig, aus welchen Prozessen die W- oder Z-Bosonen entstanden sein könnten. Auf die möglichen Fälle soll im Folgenden eingegangen werden.

2.3.2. W-Kanäle

Um die Ereignisauswahl zu gestalten, ist es nicht nur wichtig, die Prozesse zu kennen, die den Zerfall von W- und Z-Bosonen beschreiben sondern auch die, die ihre Produktion beschreiben. Die Kollision zweier Protonen ist die Kollision zweier zusammengesetzter Teilchen, die Quarks, Antiquarks und Gluonen enthalten. Die Konstituenten werden als Partonen bezeichnet; bei der Kollision treffen also die Partonen aufeinander. Ein Gluon kann also ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen, wobei dieses Antiquark mit dem entsprechenden Valenzquark des anderen Protons zu einem W kombinieren kann.

Die Produktionskanäle lauten:

Proton + Gluon (überstrichene Teilchen sind immer die entsprechenden Antiteilchen):

$$g \rightarrow u\bar{u}; d + \bar{u} \rightarrow W^- \quad (1)$$

$$g \rightarrow d\bar{d}; u + \bar{d} \rightarrow W^+ \quad (2)$$

Gluon + Gluon:

$$g \rightarrow u\bar{u}; g \rightarrow d\bar{d}; u + \bar{d} \rightarrow W^+ \text{ und } d + \bar{u} \rightarrow W^- \text{ können entstehen} \quad (3)$$

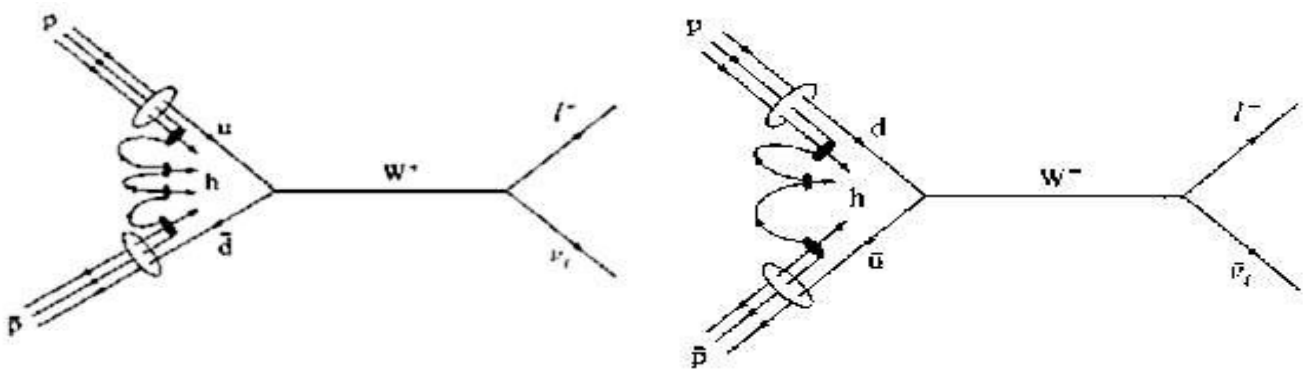


Abb.14.1,14.2 Die beiden Abbildungen zeigen zwar die Kollision von Proton und Antiproton, sie können aber auch für Proton-Proton-Kollisionen herangezogen werden. Bei der Proton-Proton-Kollisionen entsteht das jeweilige Anti-Quark aus einem Gluon, was ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt. Links entsteht aus dem W^+ ein positives Lepton und das zugehörige Leptonneutrino, rechts aus dem W^- ein negatives Lepton und das dazugehörige Leptonantineutrino. (Quelle: Nils Scharf, RWTH Aachen)

Die Pfade zeigen, dass für die ausschließliche Beteiligung der Valenzquarks des Protons an der Wechselwirkung (Gleichungen (1) und (2)) das Verhältnis von W^+ zu W^- 2:1 sein muss, da im Proton

das Verhältnis von $u:d = 2:1$ ist. Das Resultat ist, dass das Verhältnis von Lepton mit positiver Ladung zu Lepton mit negativer Ladung ebenfalls $2:1$ ist, bei hinreichend vielen Ereignissen.

Dieses klare Verhältnis wird aber kleiner, wenn man die Erzeugung von W -Bosonen aus den Gluonen untersucht (Gleichung (3)). Dort liegt das Verhältnis von $u:d$ bei $1:1$, was dazu führt, dass das Verhältnis von Lepton zu Antilepton ebenfalls $1:1$ ist. Da sich in der Realität beide Ereignisse überlagern, wird ein Verhältnis zwischen diesen beiden Grenzen, $1:1$ und $1:2$, erwartet.

Das Standardmodell sagt Leptonenuniversalität voraus. Das bedeutet, dass genauso viele Elektronen wie Myonen entstehen. Die Tau-Leptonen werden aus unserer Betrachtung ausgeklammert, wären aber in eben der selben Menge vorhanden.

2.3.3. Z-Kanäle

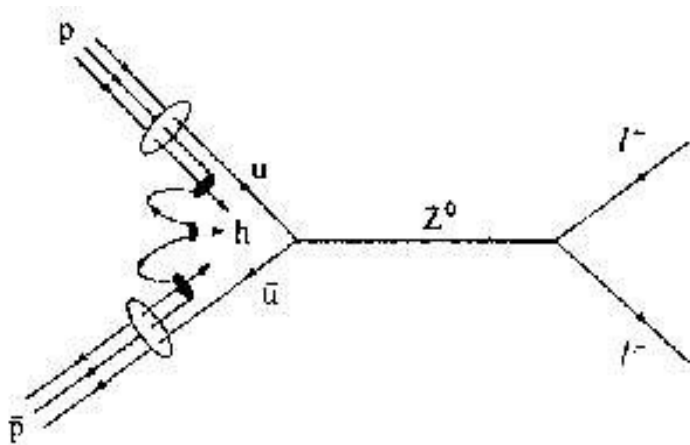


Abb.15 Auch in dieser Abbildung kollidieren Proton und Antiproton. Auch hier ist die Anschauung, dass das entsprechende Antiquark aus einem Gluon-Zerfall kommt anzunehmen. Aus dem neutralen Z -Boson entsteht ein Lepton-Antilepton-Paar. (Quelle: Nils Scharf, RWTH Aachen)

Die Z -Bosonen können aus einem Quark-Antiquark-Paar gebildet werden und können selbst wieder in ein Lepton-Antilepton-Paar zerfallen. Somit kann auch bei den Z -Zerfällen wie bei den W -Zerfällen, die Leptonenuniversalität beobachtet werden. Bei der Datenanalyse können auch hier nur Elektronen und Myonen betrachtet werden. Für die Analyse weiterhin wichtig ist das Verhältnis der erzeugten W zu den Z . Es können 10 mal mehr W entstehen als Z , was dann in der Betrachtung der Auswahlstruktur wichtig werden wird. Der Grund für dieses Verhältnis sind die Wirkungsquerschnitte dieser Ereignisse. Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß dafür, wie wahrscheinlich der physikalische Prozess ist.

2.4. Wichtige physikalische Größen

Zur Gestaltung der Auswahlkriterien ist es notwendig, sich die physikalischen Größen zu vergegenwärtigen, die deutlich die Ereignisse vom Untergrund unterscheiden können. Im Zentrum stehen hier vor allem die sogenannten transversalen Energien und Impulse, also die Größen die in Zylindersymmetrie in φ -Richtung gemessen werden. Der Grund dafür sind Impuls- und Energieerhaltungssatz. Bei einer Kollision kann nicht genau ermittelt werden, wie groß der Longitudinalimpuls oder die Energie der einzelnen Partonen ist. Dagegen gut bekannt ist, dass Impuls und Energie in transversaler Richtung vor der Kollision in guter Näherung null sind. Daher muss die Summe der Transversalimpulse nach der Kollision ebenfalls null sein. Aus der Energieerhaltung lässt sich auch die Transversalenergie der nicht detektierten Teilchen ermitteln, was besonders für die Neutrinos sehr wichtig ist.

2.4.1. Pseudorapidität

Unter 2.2. wurde gezeigt, dass der Detektor zylindersymmetrisch ist. Der Winkel zur Zylinderachse, also der Polarwinkel, wird mit θ bezeichnet, jedoch wird er selten verwendet. Vielmehr benutzt man eine Transformation dieser Größe, nämlich die sogenannte Pseudorapidität η . Sie berechnet sich wie folgt:

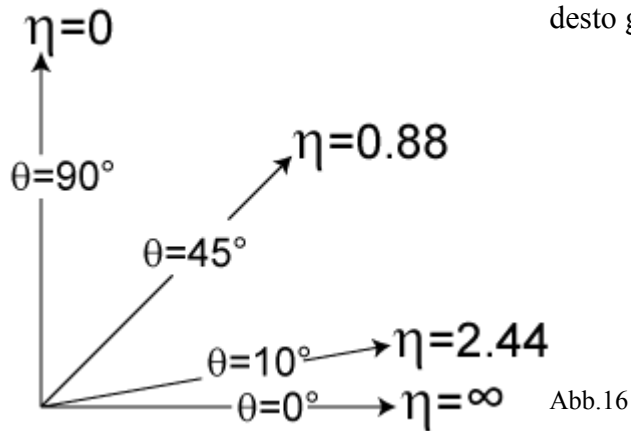
$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$$

Für ein Teilchen mit dem Impuls \vec{p} lautet die Pseudorapidität

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_L}{|\vec{p}| - p_L} \right),$$

Mit der in der speziellen Relativitätstheorie definierten Rapidität $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right)$ und der Näherung ($E \approx |p|$), die in der Hochenergiepartikelphysik durchaus gilt, entspricht die Rapidität angenähert der Pseudorapidität. Der Vorteil der Pseudorapidität liegt nun darin, dass sie nur vom Polarwinkel abhängig ist und nicht mehr von Impuls oder Energie. Eine Pseudorapidität von 0 entspricht also einem Winkel von 90° . Je kleiner der Winkel in Bezug auf die Zylinderachse wird,

desto größer wird die Pseudorapidität. (Vgl. Abb. 16)



2.4.2. Abstand von Teilchen – ΔR

Eine weitere wichtige Größe ist der Abstand, den Teilchentrajektorien voneinander haben. Dies entspricht natürlich einem Hohlkegel oder Konus und berechnet sich, wie folgt:

$$\Delta R^2 = \Delta\varphi^2 - \Delta\eta^2 = (\varphi_1 - \varphi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2$$

Dabei entspricht φ dem Radialwinkel und η der Pseudorapidität des jeweiligen Teilchens. ΔR ist dimensionslos.

Neben der Möglichkeit, den Abstand aus den beiden Winkelgrößen zu berechnen, werden bei der Analyse der Daten aus dem Detektor „Gütegrößen“ für Elektronen ermittelt. Es wird differenziert zwischen loose, medium und tight. In dieser Reihenfolge nimmt die Wahrscheinlichkeit, dass ein „echtes“ Elektron gefunden wurde, zu. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein als Elektron rekonstruiertes Objekt betrachtet wird, das in Wahrheit keins war, nimmt ab. Diese Größen wurden in der Konstruktion des Programms untersucht und zeigen, dass als Kriterium tight gewählt werden sollte.

2.4.3. Transversalimpuls

Der Transversalimpuls ist eine der wichtigsten Variablen in der Ereignisanalyse, denn man kann sich die Impulserhaltung zu Nutze machen, da die am Prozess beteiligten Partonen vorher einen Gesamttransversalimpuls von Null haben. Im Detektor werden nun alle Energieeinträge und alle Transversalimpulseinträge summiert. Aufgrund der Gültigkeit von Energie- und Impulserhaltung muss

nach dem Prozess der Gesamttransversalimpuls auch wieder 0 sein. Wegen der Näherung $E \approx |\mathbf{p}|$ muss der gemessene Energieeintrag dem Betrag der Impulse entsprechen. Dies wird unter dem Punkt 2.4.4 Fehlende Energie weiter betrachtet. Für die Analyse der Daten hat sich herausgestellt, dass es sinnvoll ist, neben dem Transversalimpuls eines Teilchens auch den höchsten Transversalimpuls einer Teilchensorte zu ermitteln.

2.4.4. Fehlende transversale Energie

Weiter oben wurde beschrieben, dass über die Summe der Transversalimpulse, die Summe der Energieeinträge und deren Differenz eine Größe errechnet wird, die sich fehlende Energie nennt. Dies ist genau der Betrag an Energie, der bei dem Prozess nicht gemessen werden konnte. Es ist also eine „fehlende“ Energie. Einerseits kann dieser Betrag aus Lücken im Detektor also tatsächlich nicht detektierten Teilchen bestehen, aber andererseits auch von Teilchen herrühren, die gar nicht detektierbar sind, wie die Neutrinos, auf die der Detektor in keiner Weise sensitiv reagiert. Die Neutrinos sind aber wichtig bei Zerfällen des W-Bosons. Demnach muss diese Größe herangezogen werden, wenn die W-Zerfälle genauer untersucht werden. Ein einfaches Gleichsetzen von fehlender Energie und der Energie des Neutrinos ist nicht sinnvoll. Auf die konkrete kritische Betrachtung wird bei der Darstellung der Auswahlkriterien für die W-Zerfälle näher eingegangen.

2.4.5. Invariante Masse

Die invariante Masse ist eine unter Lorentztransformation unveränderliche Größe, die für jeden Lorentzvektor eines Teilchens definierbar ist. Sie ergibt sich natürlich aus den invarianten Massen seiner Konstituenten bzw. seiner Zerfallsprodukte. Relativistisch betrachtet lautet die Formel für die invariante Masse eines Teilchens:

$$E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 \text{ (die Lichtgeschwindigkeit ist im Heaviside-Lorentz-System = 1)}$$

daraus ergibt sich für ein Teilchen, das in zwei Teilchen zerfällt:

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

Hierbei muss beachtet werden, dass die \mathbf{p} Vektoren sind.

2.4.6. Transversale Masse

Die transversale Masse ist eine Ersatzgröße für die invariante Masse. Sie ist immer dann nötig, wenn zu mindestens einem der Teilchen kein vollständiger 4er-Impulsvektor angegeben werden kann, wie bei den Neutrinos der W-Zerfälle. Die transversale Masse berechnet sich, wie folgt:

$$m_{TW}^2 = 2p_{Tl}p_{Tv}(1 - \cos\Delta\phi(l,v))$$

Der Transversalimpuls des Neutrinos, p_{Tv} , entspricht der missing Energy, da sie das einzige Maß für etwaige Neutrinos ist.

3. Was sind Schülerforschungstage „Hands on Particle Physics Masterclasses“

Die Schülerforschungstage, im Folgenden Masterclasses, sind ein über die Landesgrenzen hinaus organisiertes Lehrer- und Schülerprojekt, was moderne Teilchenphysik näherbringen will. Dazu ist es so konzipiert, dass es als Projekt in den Schulen aber auch als Lehrerfortbildung durchgeführt werden kann. Letztere Variante hat das Ziel, dass die Teilchenphysik über die Lehrer an die Schulen gelangt. Sie sind es schließlich, die direkt die Schüler für die Physik begeistern können und dienen damit als wichtige Multiplikatoren. Die Lehrerfortbildungen werden an den beteiligten Standorten durchgeführt. Vor Allem am CERN, als wichtigstem Forschungsstandort der Teilchenphysik, werden in allen Sprachen der beteiligten Regionen Weiterbildungen konzipiert und angeboten.

3.1. Bisherige Schülerforschungstage (Masterclasses) am LEP

Die bisherigen Masterclasses waren so aufgebaut, dass die Teilnehmergruppe zuerst einführende Vorträge gehört hat, damit die betrachteten physikalischen Zusammenhänge verständlich werden. Dabei sind Aufbau und Funktionsweise von Beschleuniger- und Detektorsystemen genauso wichtig wie die physikalischen Prozesse, die beobachtet werden können und natürlich, wie sie sich im Detektor und dann direkt in der graphischen Ereignisdarstellung (Eventdisplay) zeigten. Nach den Vorträgen und Einführungen waren die Teilnehmer selbst an der Reihe. In Paaren oder anderen geeigneten Gruppengrößen untersuchten sie eine Teilmenge von 1000 Ereignissen. Sie sollten dabei zählen,

wieviele Myonen, Elektronen, Taus und Quark-Jets aus Zerfallsprozessen des Z-Bosons entstanden sind. Die Ergebnisse der einzelnen Gruppen wurden danach zusammengeführt und ausgewertet. Dabei war es wichtig, dass immer eine Betreuungsperson anwesend war, die bei schwierigen Ereignissen mit Rat zur Seite stand. Dadurch soll verhindert werden, dass die Schüler „verzweifeln“ und demotiviert durch die Eventdisplays eilen.

Die 1000 zu betrachtenden Ereignisse wurden hergenommen, ohne ein Programm zugrunde gelegt zu haben, was die Auswahl gestaltet. Es wurden bei allen Schülerforschungstagen die selben 1000 Ereignisse verwendet, die einmal ausgesucht worden waren.

3.2. Physikalische Erkenntnisse am ATLAS-Experiment

Da in den neuen Masterclasses nicht nur Z-Bosonen betrachtet werden sollen, sondern die Physik in einem größeren Rahmen untersucht werden soll, muss die Konzeption auch anders gestaltet werden. Dies zu beschreiben ist aber nicht Aufgabe dieser Übersicht. Hier soll nur angegeben werden, welche physikalischen Prozesse interessant sind, untersucht zu werden und welche Schwierigkeiten sich ergeben könnten. Die „neue“ Physik, die am ATLAS-Experiment gesucht wird, kann natürlich nicht eins zu eins in die Masterclasses übernommen werden, aber gewisse Teilaspekte. So wird die Higgs-Analyse sicher erst in die Masterclasses Einzug halten, wenn das Higgs gefunden worden ist. Vorher kann diese Untersuchung nur an Simulationen durchgeführt werden. Für die Untersuchung der Higgs-Ereignisse ist aber das Verständnis der Prozesse der Z- und W-Ereignisse besonders wichtig, da sie laut Theorie Zerfallsprodukte des Higgs-Teilchens sein können.

Der erste Schritt der Masterclasses wird daher sein, den Teilnehmern die physikalischen Grundlagen zu vermitteln, damit sie dann Eventdisplays auszuwerten können, wobei die Analyse aber genauer gestaltet werden muss. Ein einfaches Zählen von Elektronen und Myonen wird nicht mehr ausreichen. Im folgenden sollen zwei physikalische Befunde näher beleuchtet werden.

3.3. Elektron-Positron-Verhältnis der W-Ereignisse und Leptonuniversalität

Der erste Befund, den die Experimente liefern sollten, ist, dass das Verhältnis von e^+e^- und $\mu^+\mu^-$ aus den W-Zerfällen 2:1 sein sollte, worauf in 2.3.2. schon näher eingegangen wurde. Die Teilnehmer müssen also als erstes erkennen, ob ein W-Zerfall stattgefunden hat, indem sie erkennen, dass ein Lepton mit einer Energie um die 40 GeV und fehlender Energie mit einem ähnlichen Betrag zu finden ist. Dabei kann es sein, dass auch einer der beiden Teile fehlt. Der nächste Schritt ist nun,

herauszufinden, welche Ladung das Lepton hatte. Dies muss dokumentiert werden. Am Ende wird sich ein Verhältnis ergeben, das nicht genau 2:1 sein wird, sondern kleiner. Ob die Ursache für diese Abweichung in den Masterclasses eingebracht werden soll und wenn ja, in welchem Umfang, ist noch zu klären. Der zweite Befund, den man aus der Dokumentation ermitteln kann, ist die Leptonuniversalität. Die Anzahl der Myonen und der Elektronen aus W- und Z-Zerfällen muss etwa gleich sein. Der gleiche Befund gilt für die Z-Zerfälle. Nun kann man sagen, dass die Z-Ereignisse unnötig sind, weil man beides in den W-Ereignissen finden kann, jedoch sind gerade die Z-Ereignisse für die Suche nach dem Higgs-Teilchen wichtig. Will man später die Masterclasses auf die Higgs-Analyse ausdehnen, wird man um diesen wichtigen Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu\mu\mu\mu$ nicht herumkommen. Die Untersuchung der Z-Ereignisse schult also den Umgang mit diesen Ereignissen und schafft somit die Grundlage für das Verständnis der H-Kanäle.

4. Ereignisauswahl für die Schülerforschungstage am ATLAS-Experiment

Physiker aus aller Welt arbeiten am CERN, um die am ATLAS-Experiment erhobenen Daten zu analysieren. Dazu betrachten sie meistens genau eine Teilchensorte und versuchen für diese Teilchensorte möglichst genaue Auswahlkriterien zu erstellen und diese zu optimieren. Die Aufgabe der Auswahl für die Masterclasses gestaltet sich aber anders. Da den Schülern und den sich weiterbildenden Lehrern Eventdisplays vorlegt werden sollen, aus denen sie selbst die „guten“ von den „schlechten“ Ereignissen trennen sollen, müssen die Auswahlkriterien sehr breit und vielseitig sein. Die Schüler sollen mit den Masterclasses Physik erleben, also selbst zu „Physikern“ werden, die die Daten analysieren und deuten.

4.1. Übersicht der Auswahlstruktur

Bevor die Auswahlstruktur behandelt werden kann, muss erklärt werden, wie die Daten erlangt wurden und in welcher Struktur sie vorliegen. Da die Experimente am LHC zur Zeit der Erstellung dieser Arbeit noch nicht genügend Daten aufgenommen hatten, die Physic Masterclasses aber sehr schnell mit den neuen Daten arbeiten soll, war es notwendig, dieses Auswahlprogramm auf simulierten Daten zu schreiben. Die Daten werden mithilfe sogenannter Monte-Carlo-Simulationen erzeugt. Dabei gehen alle physikalischen Kenntnisse, die bisher an Vorgängerexperimenten erlangt wurden, ein. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise der Monte-Carlo-Simulation würde über den Rahmen

dieser Arbeit zu weit hinausgehen.

Die Daten liegen nach ihren Zerfallskanälen vor. Damit aber die Prozesse als Ganzes betrachtet werden können, müssen in die Betrachtung auch alle möglichen Prozesse einbezogen werden. Die Daten folgender Zerfallskanäle wurden einbezogen:

$$W \rightarrow e\nu, W \rightarrow \mu\nu, W \rightarrow \tau\nu$$

$$Z \rightarrow ee, Z \rightarrow \mu\mu, Z \rightarrow \tau\tau$$

$t\bar{t}$ (Top-Antitop-Quarkpaare), QCD-Ereignisse (Ereignisse aus Gluon-Gluon-Prozessen, Quark-Quark-Prozessen und Quark-Gluon-Prozessen), (QCD=Quanten-Chromo-Dynamik)

Dabei muss beachtet werden, dass die W-Ereignisse für die W-Analyse natürlich die Signalereignisse sind. Alle nicht erwünschten Ereignisse werden als Untergrund bezeichnet. Eine besondere Bedeutung kommt dem QCD-Untergrund zu. Da diese Ereignisse die häufigsten sind, muss die Auswahl in erster Linie diese Prozesse verwerfen. Die QCD-Ereignisse liegen nicht als eine einzelne Datenprobe vor, sondern wurden nach aufsteigendem Energieübertrag in sieben Datensätzen erzeugt. Von diesen werden die ersten sechs zu QCD zusammengefasst betrachtet. Für die Analyse der Z-Ereignisse wird sich zeigen, dass die W-Ereignisse einen besonders großen Anteil am Untergrund ausmachen, da sie sich sehr ähnlich sind. Die $t\bar{t}$ Ereignisse werden der Vollständigkeit halber auch betrachtet, da mit ihrer Hilfe das gesuchte Higgsteilchen produziert werden könnte, was folgende Feynmandiagramme zeigen.

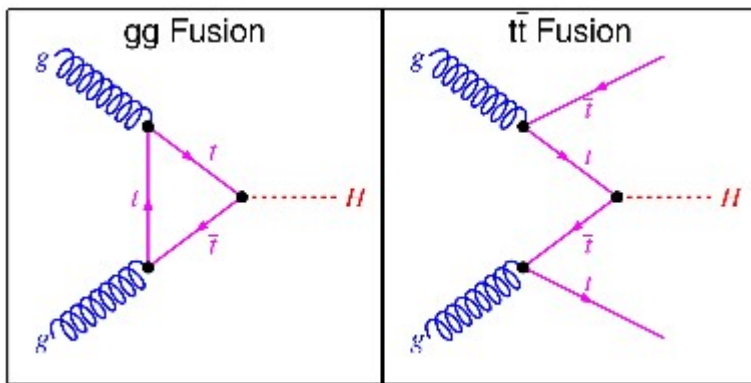


Abb.17 (Quelle: Ian C. Brock, Uni Bonn)

Abb. 17 zeigt links, wie aus zwei kollidierenden Gluonen über eine $t\bar{t}$ -Bildung ein Higgsteilchen entsteht, rechts, wie zwei Gluonen jeweils ein $t\bar{t}$ bilden wobei ein $t\bar{t}$ wieder zu einem Higgs fusionieren. Da der Wirkungsquerschnitt aber relativ klein ist und sie für die Physik, die momentan betrachtet werden soll, nicht relevant sind, wird ihnen keine weitere Bedeutung beigemessen.

Es wurden also alle Ereignisse, die aus einem W- oder aus einem Z-Boson, aus Untergrund oder anderen Teilchen entstanden sein können, separat erzeugt. Somit konnte das Programm damit kalibriert werden. Das heißt, dass die jeweiligen Auswahlkriterien separat auf den Untergrund und auf das Signal angewandt wurden. Dabei konnte sehr genau untersucht werden, wie gut der Untergrund unterdrückt

wird und wie gut die Signalereignisse erhalten bleiben. Die ersten Schritte waren Untersuchungen von physikalischen Größen und deren Vergleich mit störenden Ereignissen. Dazu muss die einzuschränkende physikalische Größen natürlich so gewählt werden, dass sie möglichst viele Untergrund-Ereignisse entfernt dafür aber möglichst viele gewünschte Ereignisse behält. Welche Eigenschaften die physikalischen Größen haben, wurde unter 2. schon geklärt. Die Struktur sieht vor, dass die W- und Z-Auswahl differenziert betrachtet wird. Dabei wird so vorgegangen, dass für die W-Ereignisse entweder eine betragsmäßig hohe fehlende Energie und keine Leptonen oder ein Lepton gefordert wird. Für die Z-Ereignisse wird mindestens ein Lepton gefordert, was dazu führt, dass der vornehmliche Untergrund bei den W-Ereignissen aus Jets und anderen QCD-Ereignissen besteht, bei den Z-Ereignissen aber aus Ws. Die differenzierte Auswahlstruktur und die Veranschaulichung mit Histogrammen folgt.

4.2. Ergebnisse der Auswahl bezüglich simulierter Daten

Die Auswahl soll möglichst physikalisch sein, das heißt, dass nicht ein sehr effizientes Auswahlverfahren erstellt wird und dann die Untergrundereignisse hinzugefügt werden, sondern, dass in der Auswahl selbst noch genügend Untergrund enthalten ist. Das Ganze soll also organisch sein und nicht „zusammengestückelt“ werden. Im Folgenden sind die Auswahlkriterien aufgelistet und erläutert.

4.2.1. Ereignisselektion

Die beiden nachstehenden Kriterien gelten für die gesamte Auswahl.

Zunächst muss folgender Umstand abgefangen werden: Da jedes Elektron Einträge im Kalorimeter verursachen und aus diesen Einträgen auch fast immer ein Jet rekonstruiert wird, muss der Überlapp zwischen Elektron und Jets entfernt werden. Hierfür werden alle Jets aus dem Ereignis entfernt, welche näher als $\Delta R = 0,3$ an einem Elektron liegen, sodass sie in den weiteren Selektionsschritten der Jets nicht mehr betrachtet werden.

Anzahl der Jets < 6 : Die Anzahl an Jets in einem Ereignis darf 5 nicht übersteigen

Die folgenden Kriterien sind nach den $W \rightarrow e\nu$ kalibriert:

Der Transversalimpuls der Elektronen muss zwischen 25 GeV und 70 GeV betragen.

Die Energie der Elektronen muss 25 GeV betragen.

ΔR zwischen Elektronen und Jet muss größer als 1,0 sein.

$|\eta|$ muss kleiner als 2,47 sein.

Der Transversalimpuls des energiereichsten Jets muss zwischen 15 GeV und 75 GeV betragen.

Das Gütekriterium für die Elektronen ist „tight“.

Die folgenden Kriterien sind nach den $W \rightarrow \mu\nu$ kalibriert:

Der Transversalimpuls der Myonen muss mindestens 30 GeV betragen.

Die Energie der Myonen muss mindestens 25 GeV betragen.

ΔR zwischen Myonen und Jet muss größer als 1,2 sein.

$|\eta|$ muss kleiner als 2,7 sein.

Der Transversalimpuls des energiereichsten Jets muss zwischen 15 GeV und 75 GeV betragen.

Die folgenden Kriterien sind nach der fehlenden Energie kalibriert:

Der Transversalimpuls des energiereichsten Jets muss zwischen 38 GeV und 75 GeV betragen.

Die fehlende Energie muss zwischen 28 GeV und 43 GeV betragen.

Die folgenden Kriterien sind nach den $Z \rightarrow ee$ kalibriert:

Die Transversale Masse muss kleiner als 30 GeV sein.

Der Transversalimpuls der Elektronen muss mindestens 35 GeV betragen.

Der Transversalimpuls der energiereichsten Jets muss zwischen 30 GeV und 70 GeV betragen.

Die fehlende Energie darf 20 GeV nicht überschreiten.

Die folgenden Kriterien sind nach den $Z \rightarrow \mu\mu$ kalibriert:

Die Transversale Masse muss kleiner als 27 GeV sein.

Der Transversalimpuls der Myonen muss mindestens 43 GeV betragen.

Der Transversalimpuls der energiereichsten Jets muss kleiner als 30 GeV sein.

Die fehlende Energie darf 20 GeV nicht überschreiten.

In den folgenden Histogrammen sind in der Legende immer die Datensätze angegeben, wie sie in der Monte-Carlo-Simulation erzeugt wurden. Dabei ist qcd immer die Summe aller QCD-Datensätze. Es kommt oft vor, dass keine Einträge zu sehen sind, obwohl die Ereignisse laut Legende enthalten sein müssten. Das ist in allen Fällen darauf zurückzuführen, dass die Anzahl der Ereignisse zu gering war.

Dies soll vor allem zeigen, dass immer eine vollständige Probe mit allen Ereignissen zu Grunde lag. Alle Einträge sind auf eine integrierte Luminosität (vgl. 4.2.3) von 10 pb^{-1} normiert. Auf der Ordinate ist stets die Anzahl der Ereignisse aufgetragen, meist in logarithmischer Skalierung.

4.2.2. Veranschaulichung durch Histogramme

Histogramme vor der Selektion

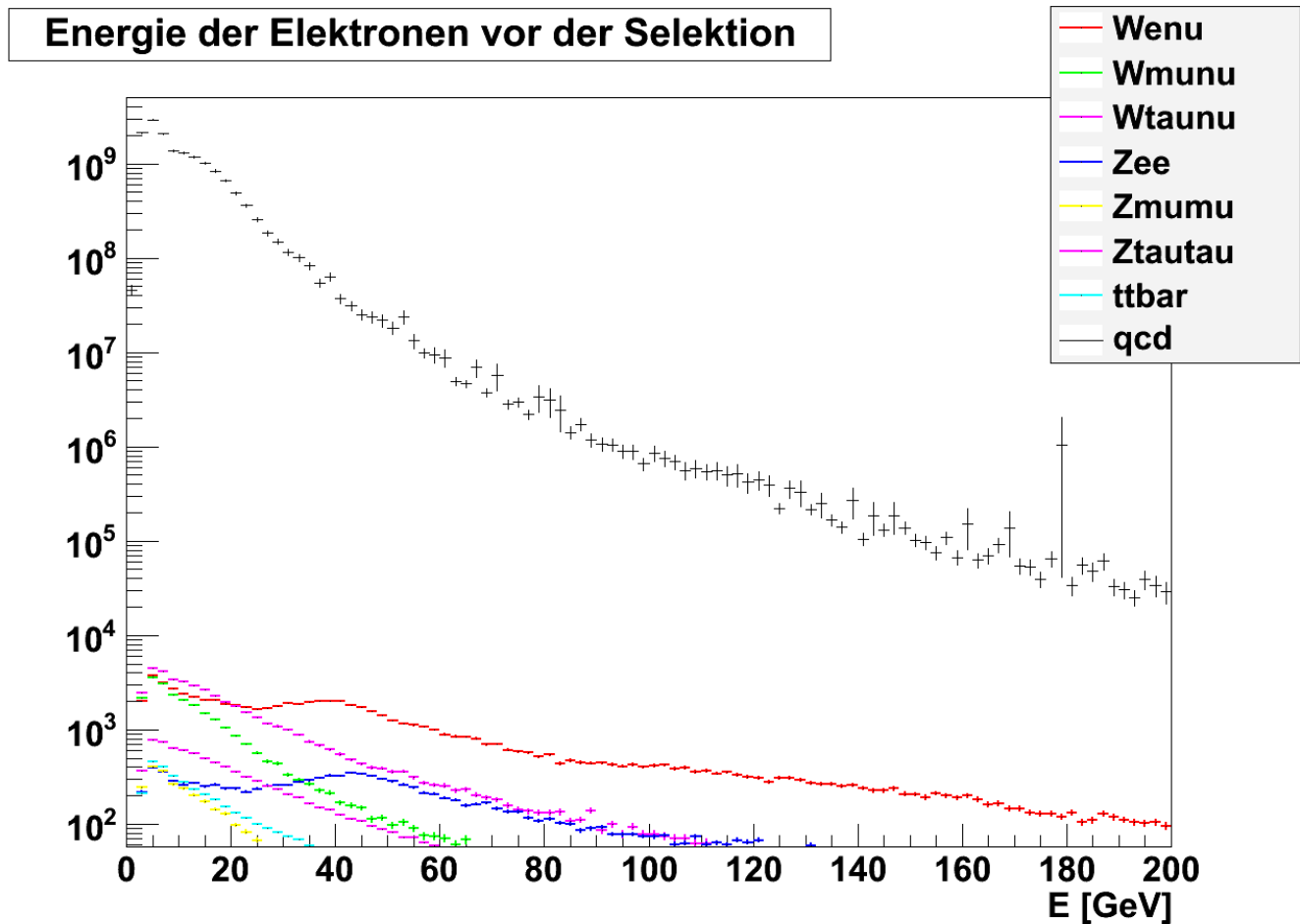


Abb. 18.1

Die Transversalimpulse der Elektronen aus den W und Z- Ereignissen zeigen einen deutlichen Peak um die 40 GeV, wobei das Maximum der Z-Ereignisse bei einer etwas höheren Energie zu finden ist. Das ist damit zu erklären, dass die Ruheenergie des Z-Bosons mit um etwa 10 GeV größer ist, als die des W-Bosons und in den meisten Fällen die beiden Zerfallsprodukte, als entweder Elektron und Neutrino, oder Elektron und Elektron je die Hälfte der Energie des Ursprungsteilchens erhalten.

Energie der Myonen vor der Selektion

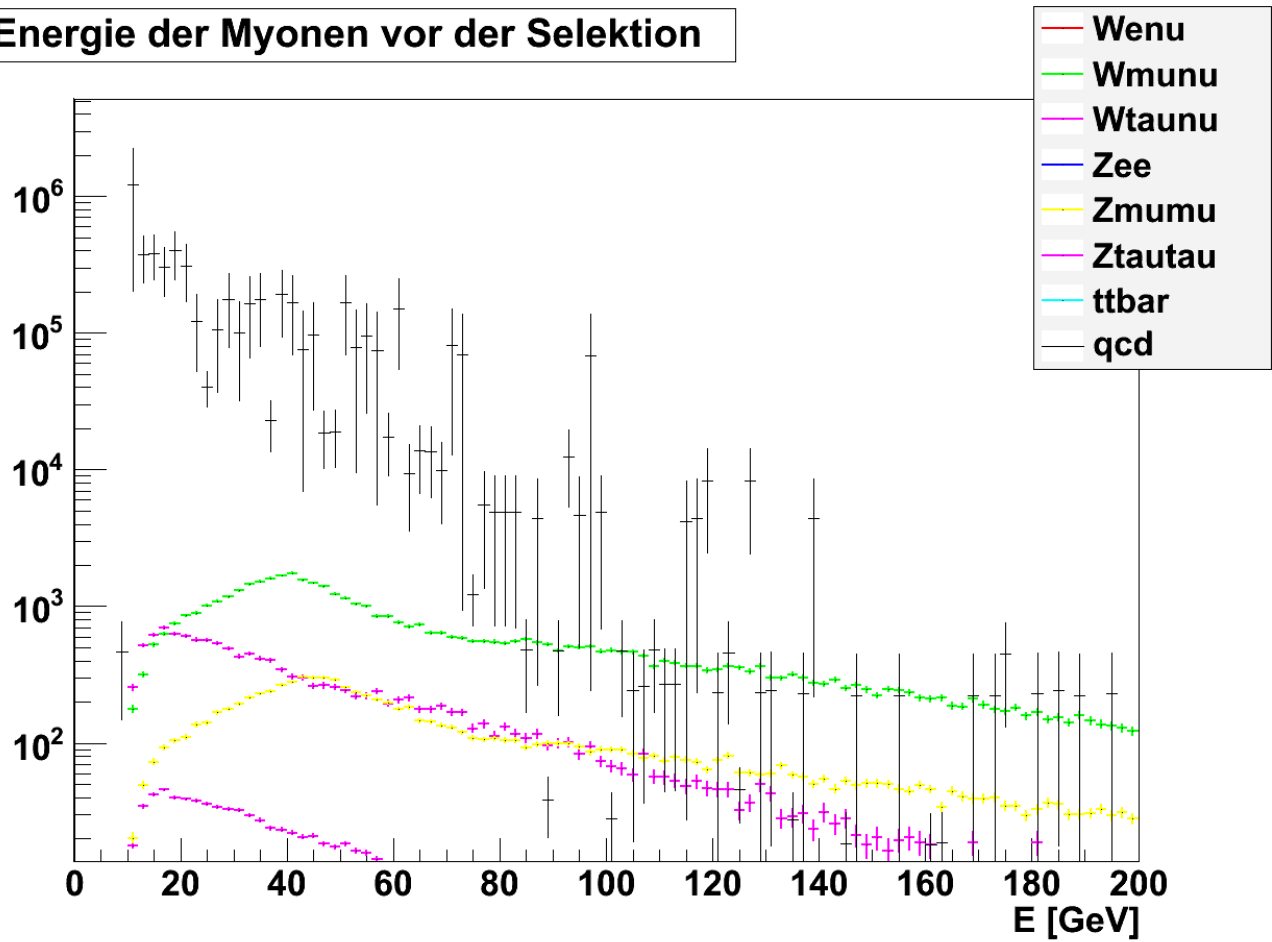


Abb. 18.2

Für die Myonen-Ereignisse gilt die gleiche Erklärung wie bei Abb. 18.1 für die Elektronen-Ereignisse.

Fehlende Energie vor der Selektion

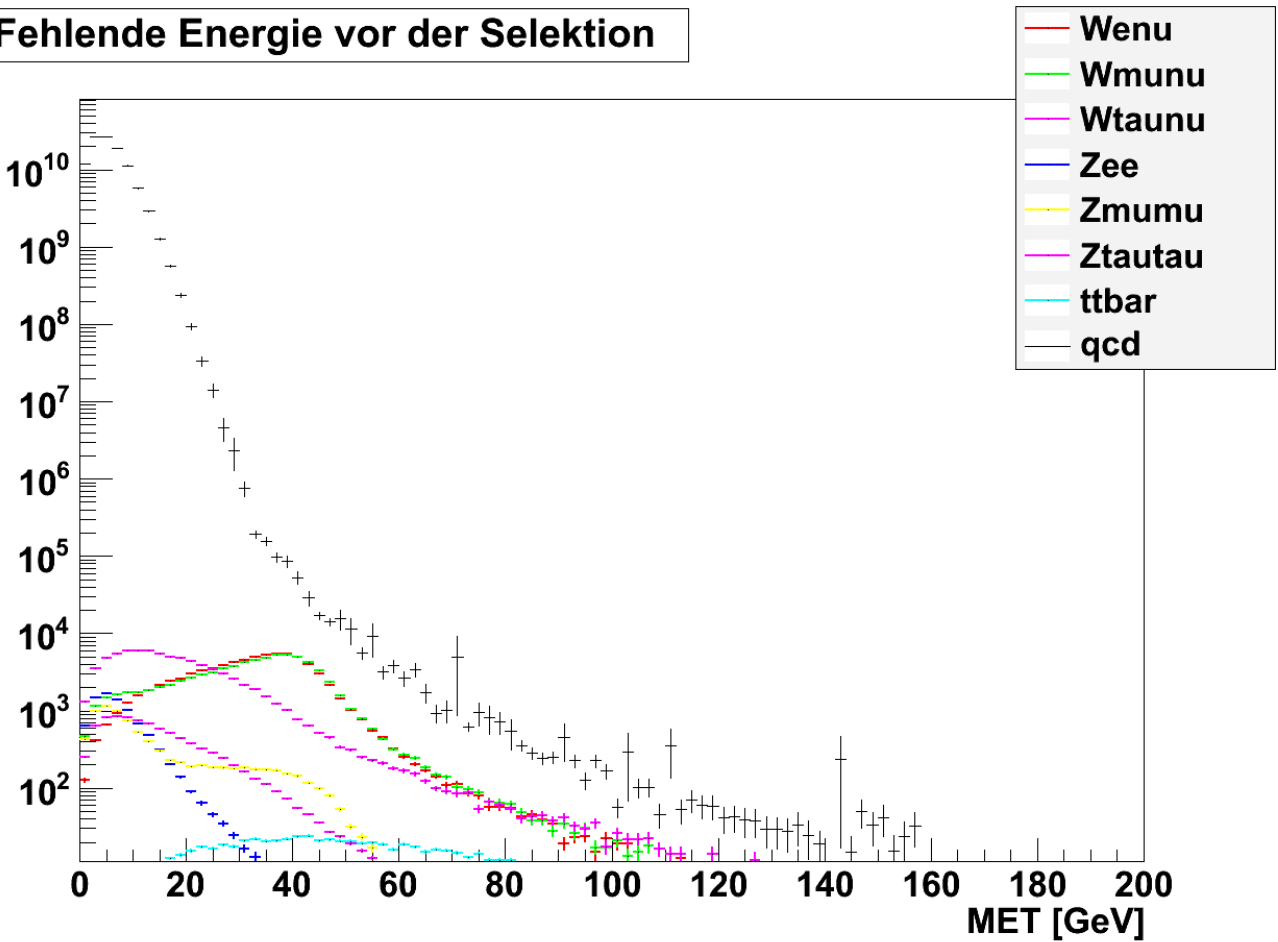


Abb. 18.3

Dieses Histogramm zeigt sehr schön, dass die fehlende Energie beim QCD-Untergrund überdeutlich geringer ist, als bei den W-Ereignissen, wo sie um etwa 40 GeV ihr Maximum besitzt. Die kleine Erhebung der $Z \rightarrow \mu\mu$ ist damit zu erklären, dass in nicht zu vernachlässigendem Maße Myonen nicht erkannt werden und dann als fehlende Energie registriert werden. Diese Ereignisse sehen im Detektor und im Eventdisplay W-Ereignissen sehr ähnlich.

Minimales ΔR zwischen Elektronen und Jets vor der Selektion

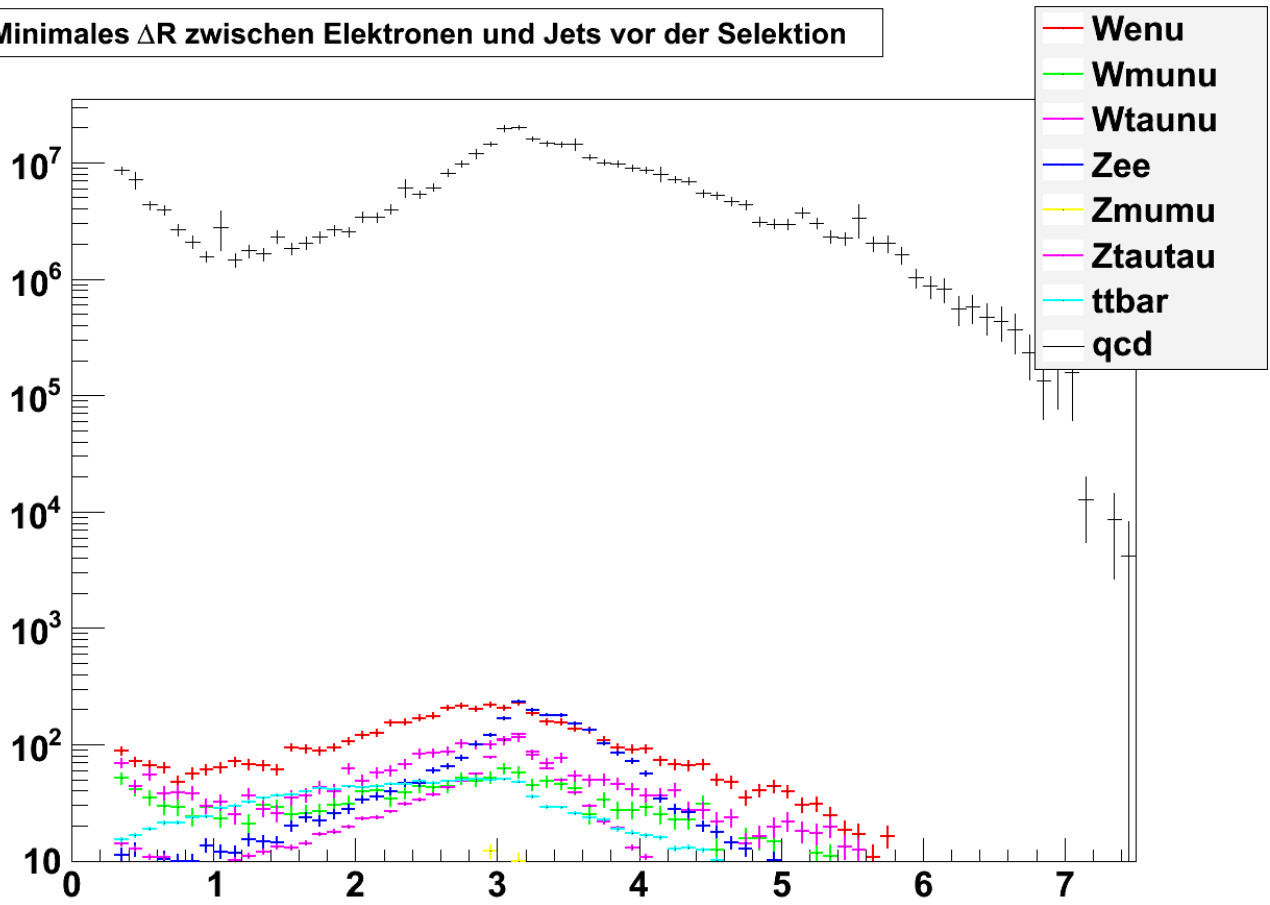


Abb. 18.4

Minimales ΔR zwischen Myonen und Jets vor der Selektion

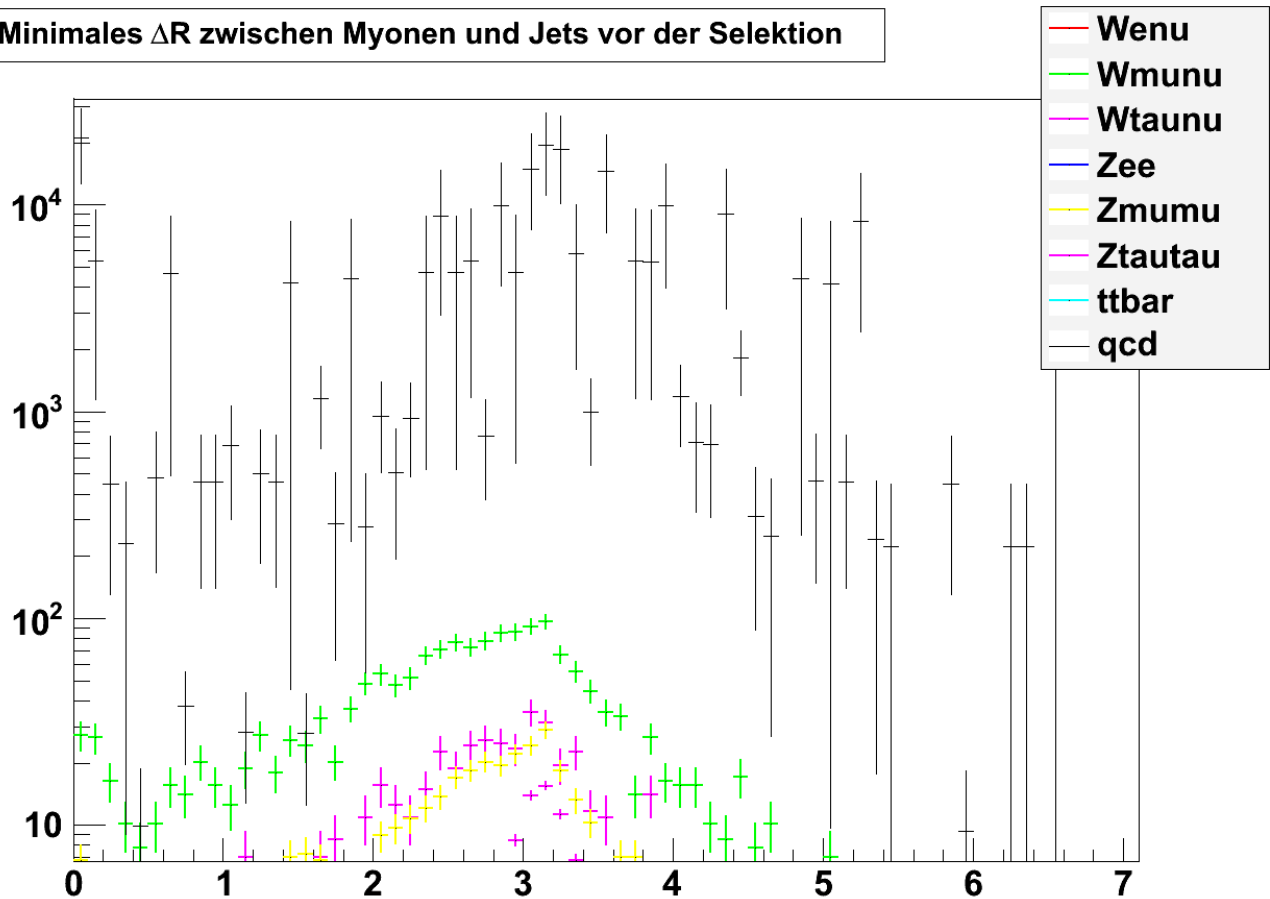


Abb. 18.5

Die beiden ΔR -Verteilungen zeigen, dass das Maximum bei 180° liegt. Also liegen die Leptonen recht weit von den Jets entfernt. Im Untergrund kommt es sehr viel häufiger vor, dass Jets und Leptonen nahe beieinander sind.

Für alle Histogramm gilt, dass die beiden rosafarbenen Kurven getrennt zu betrachten sind. Diejenige mit der geringeren Zahl an Einträgen ist stets $Z \rightarrow \tau\tau$, da diese Ereignisse wesentlich seltener, etwa Faktor 10, sind als $W \rightarrow \tau\nu$. Aus den Verteilungen erkennt man auch, dass die Top-Antitop-Ereignisse nur einen geringen Teil ausmachen und sehr leicht von den erwünschten Ereignissen getrennt werden können. Außerdem erkennt man sehr schön, dass der qcd-Untergrund ohne eine gewisse Auswahl enorm dominiert. Aber diese ersten Histogramme sind notwendig, um einen Ansatz für die Auswahlkriterien zu finden.

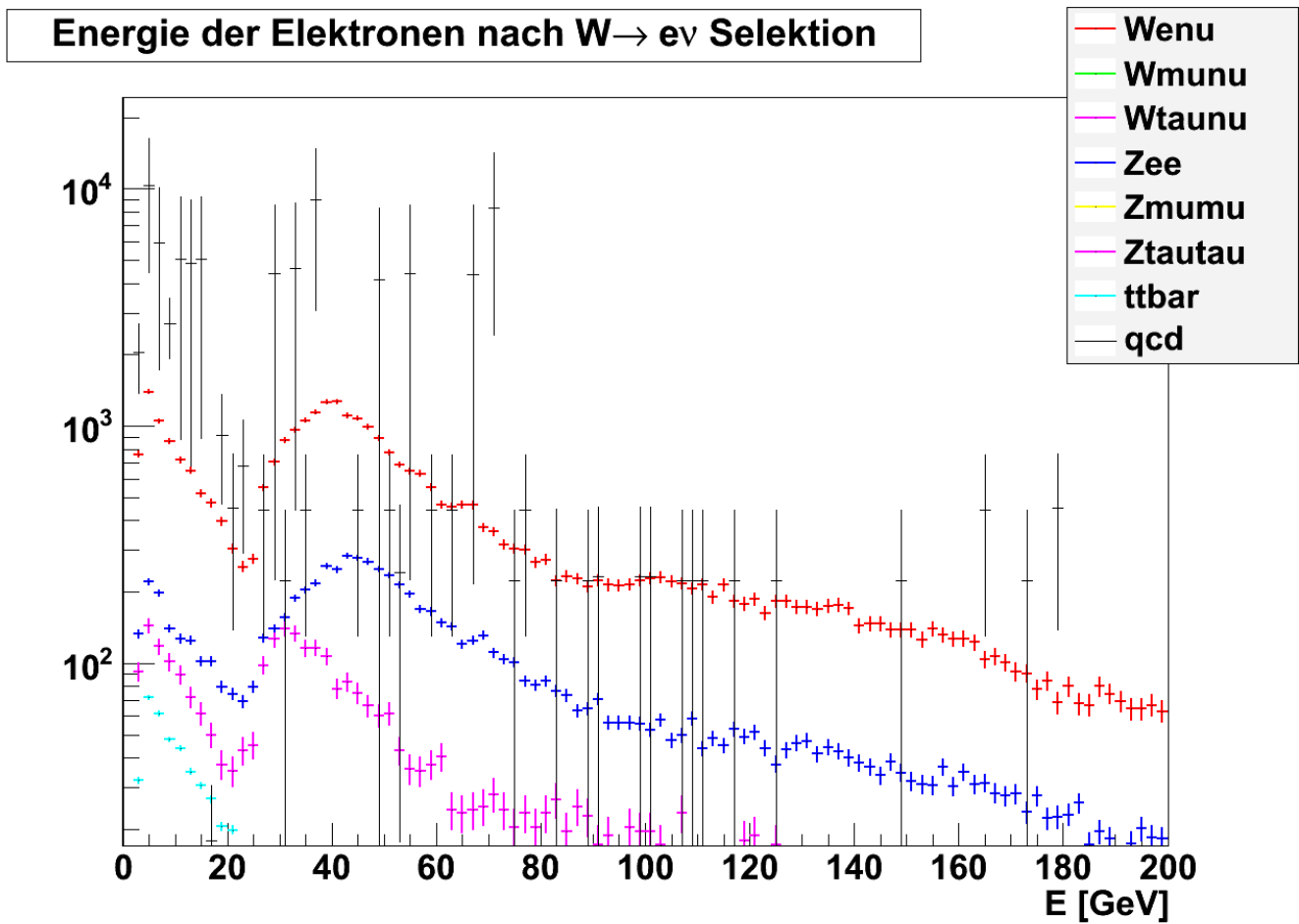


Abb. 19.1

Das Histogramm zeigt, wie bei der Verteilung vor der Selektion, dass das Maximum der Energie der Elektronen aus den W -Ereignissen etwa bei 40 GeV liegt, das der Z -Ereignisse etwa bei 45 GeV.

Energie der Jets nach $W \rightarrow e\nu$ Selektion

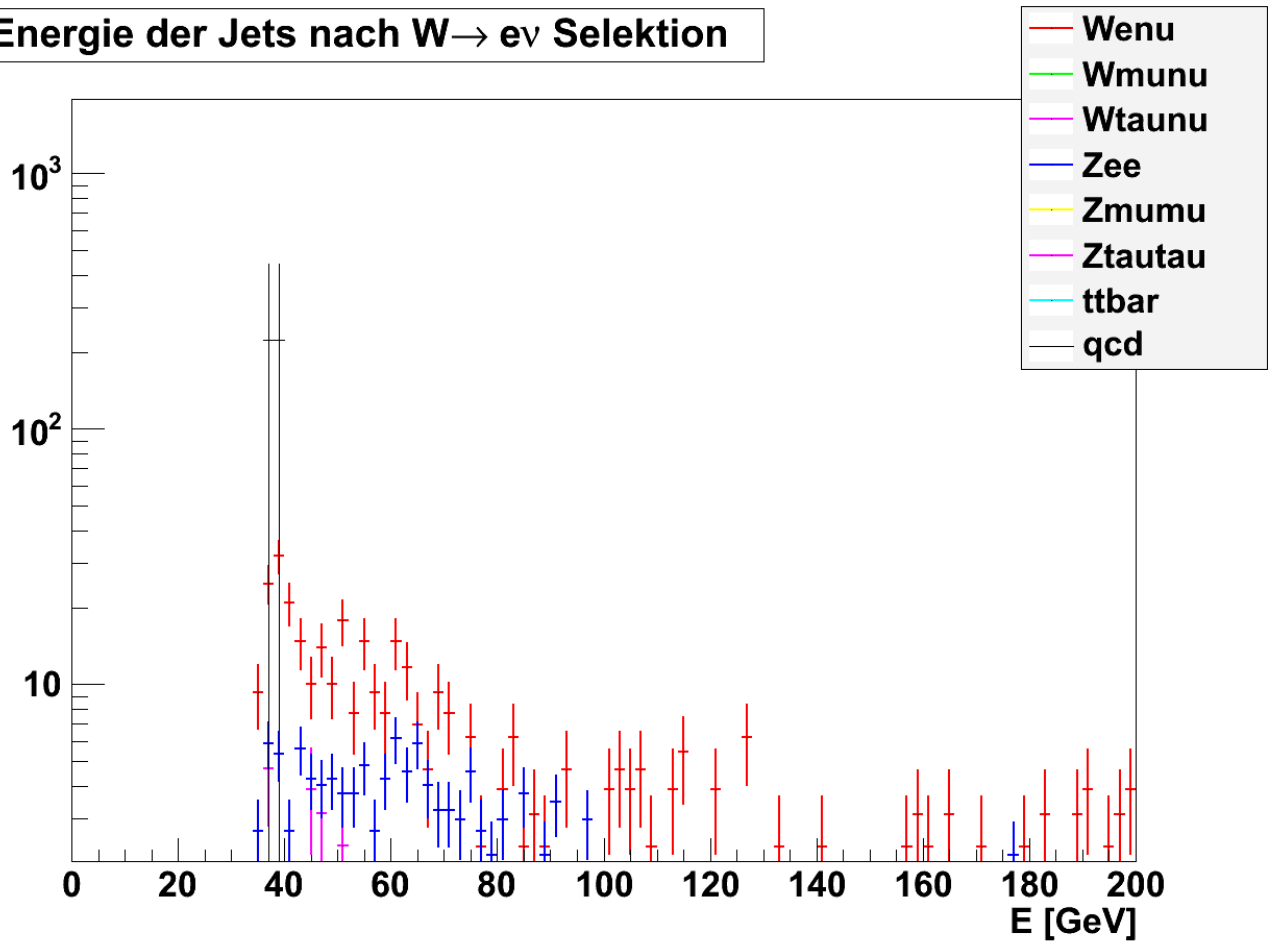


Abb. 19.2

Dieses Histogramm zeigt, dass die eigentlichen Signalereignisse kaum signifikante Jets aufweisen.

Fehlende Energie nach $W \rightarrow e\nu$ Selektion

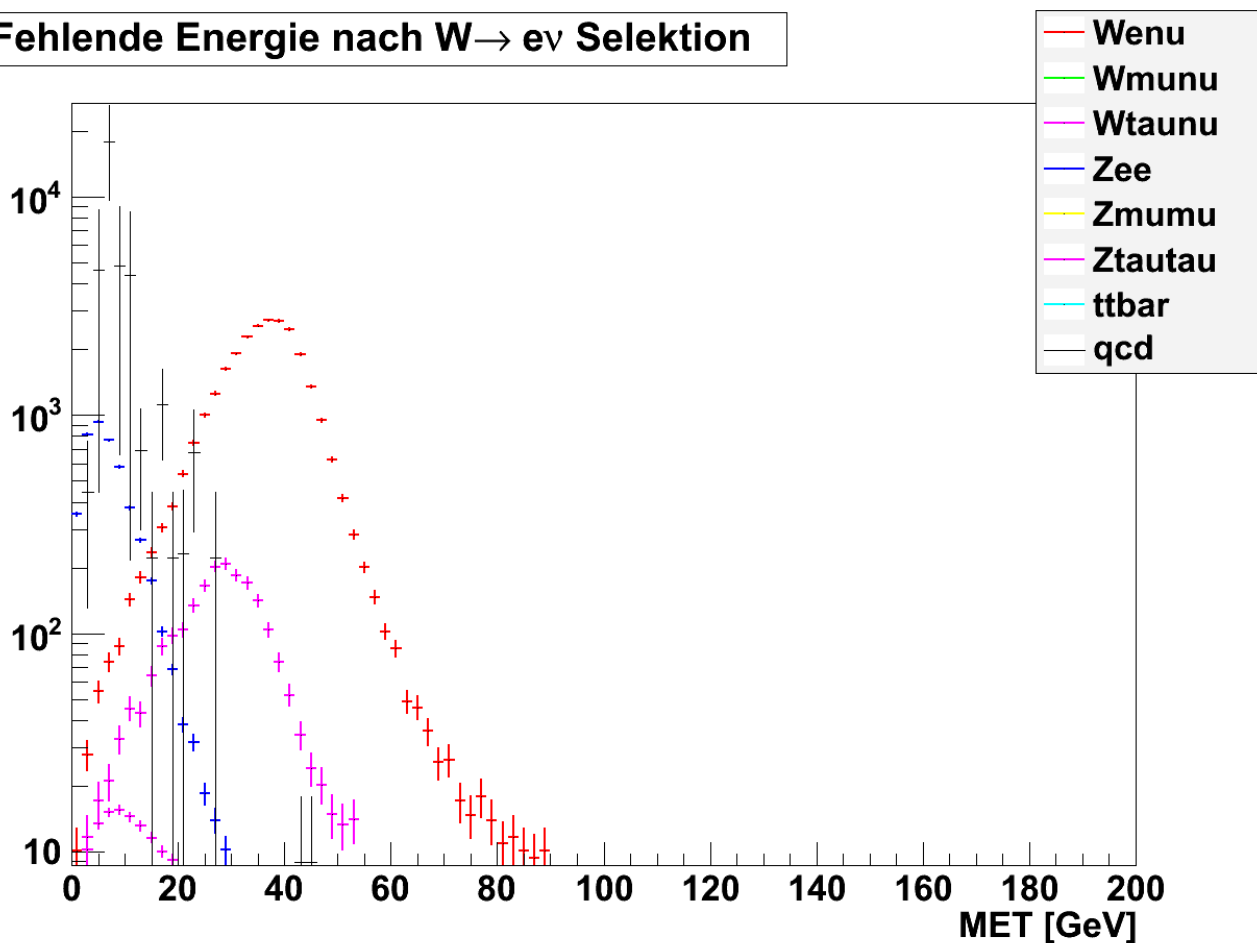


Abb. 19.3

Sehr deutlich kann man erkennen, dass die fehlende Energie der Z-Ereignisse deutlich geringer ist als die der W-Ereignisse und dass das Maximum der fehlenden Energie der W-Ereignisse bei etwa 40 GeV liegt. Die kleine rosa-farbene Kurve unten links spiegelt die $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse wieder, die andere die der $W \rightarrow \tau\nu$.

Bei Betrachtung aller Histogramme nach der $W \rightarrow e\nu$ Selektion kann man feststellen, dass nur noch wenig Untergrund enthalten ist und dass die Signalereignisse deutlich erkennbar sind. Nach dieser Auswahl werden nur drei Histogramme betrachtet, was daran liegt, dass die anderen Histogramme entweder nicht aussagekräftig oder nicht sinnvoll sind. Beispielsweise enthalten die Histogramme der Ereignisse mit Myonen als Zerfallsprodukte keine Einträge, da die Selektion keine Myonen „durchlässt“.

Histogramm nach der $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

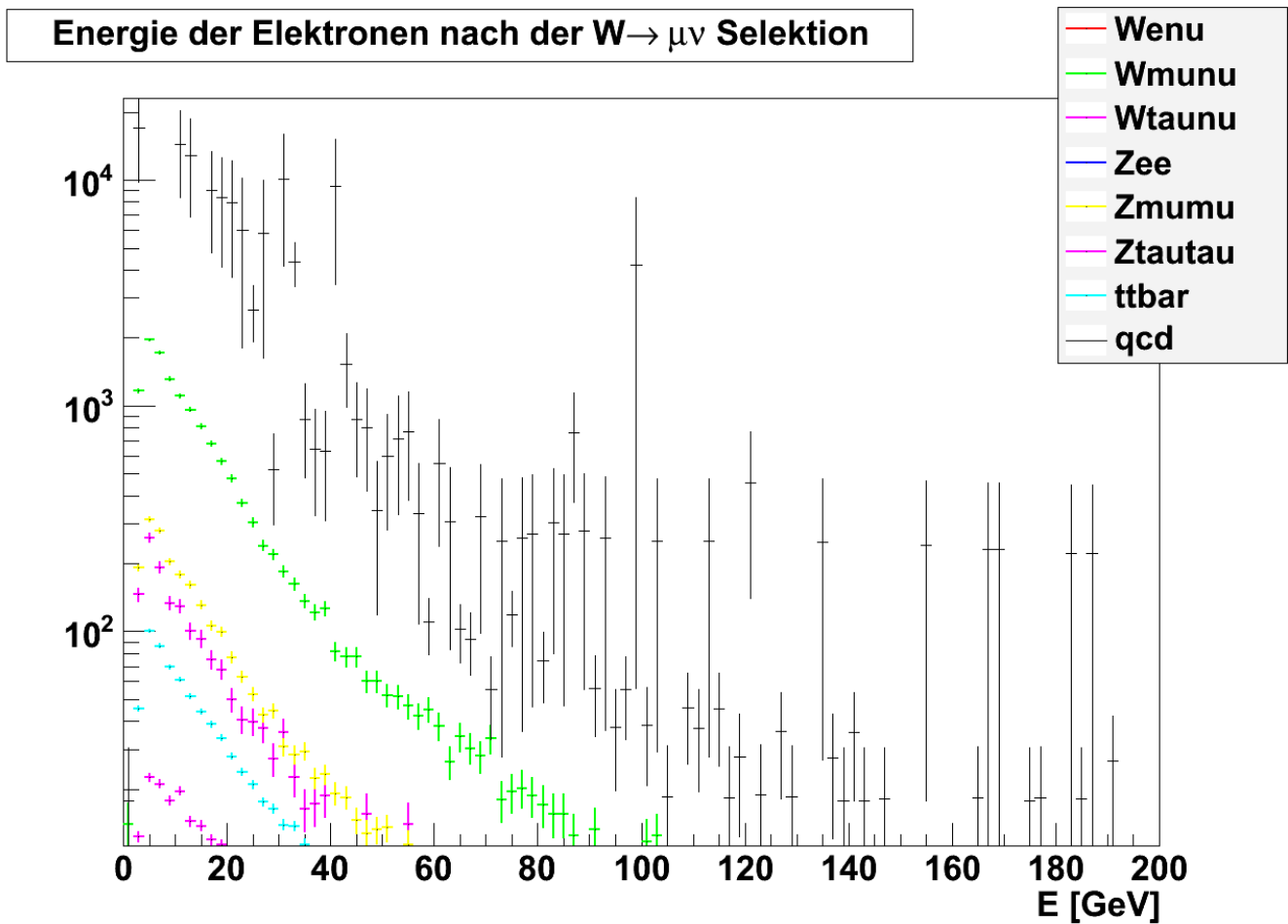


Abb. 20.1

Das Histogramm zeigt, dass die Ereignisse von $W \rightarrow \mu\nu$ und $Z \rightarrow \mu\mu$ Sekundärelektronen erzeugen müssen. Die höhere, rosa-farbene Kurve spiegelt die $W \rightarrow \tau\nu$ Ereignisse wider, bei denen die τ -Leptonen in Elektronen zerfallen, die dann gemessen werden. Das gleiche gilt für die t-Leptonen aus den $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignissen.

Energie der Myonen nach der $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

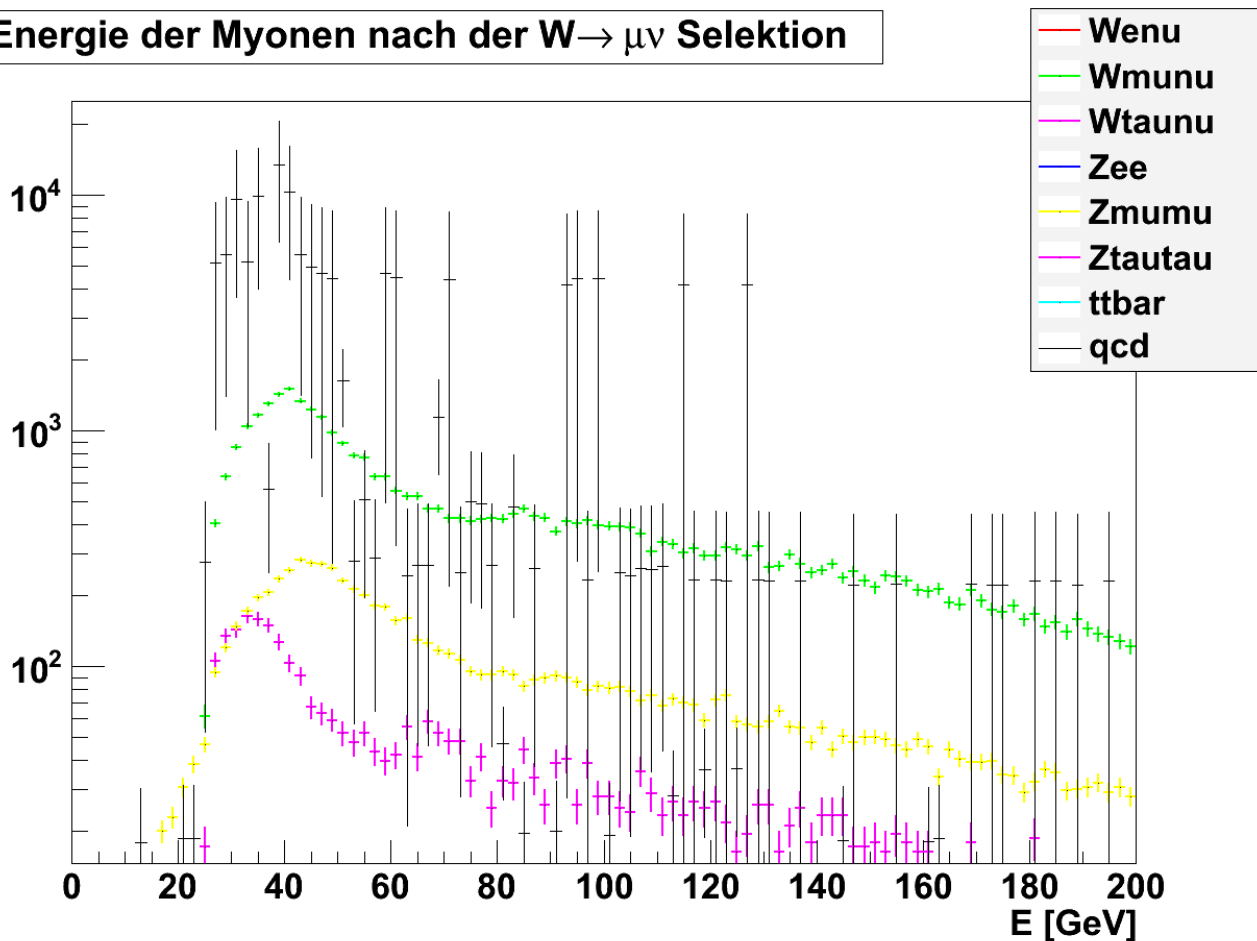


Abb. 20.2

In diesem Histogramm gilt das gleiche für die Myonen, was für Abb. 19.1 für die Elektronen gilt.

Energie der Jets nach der $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

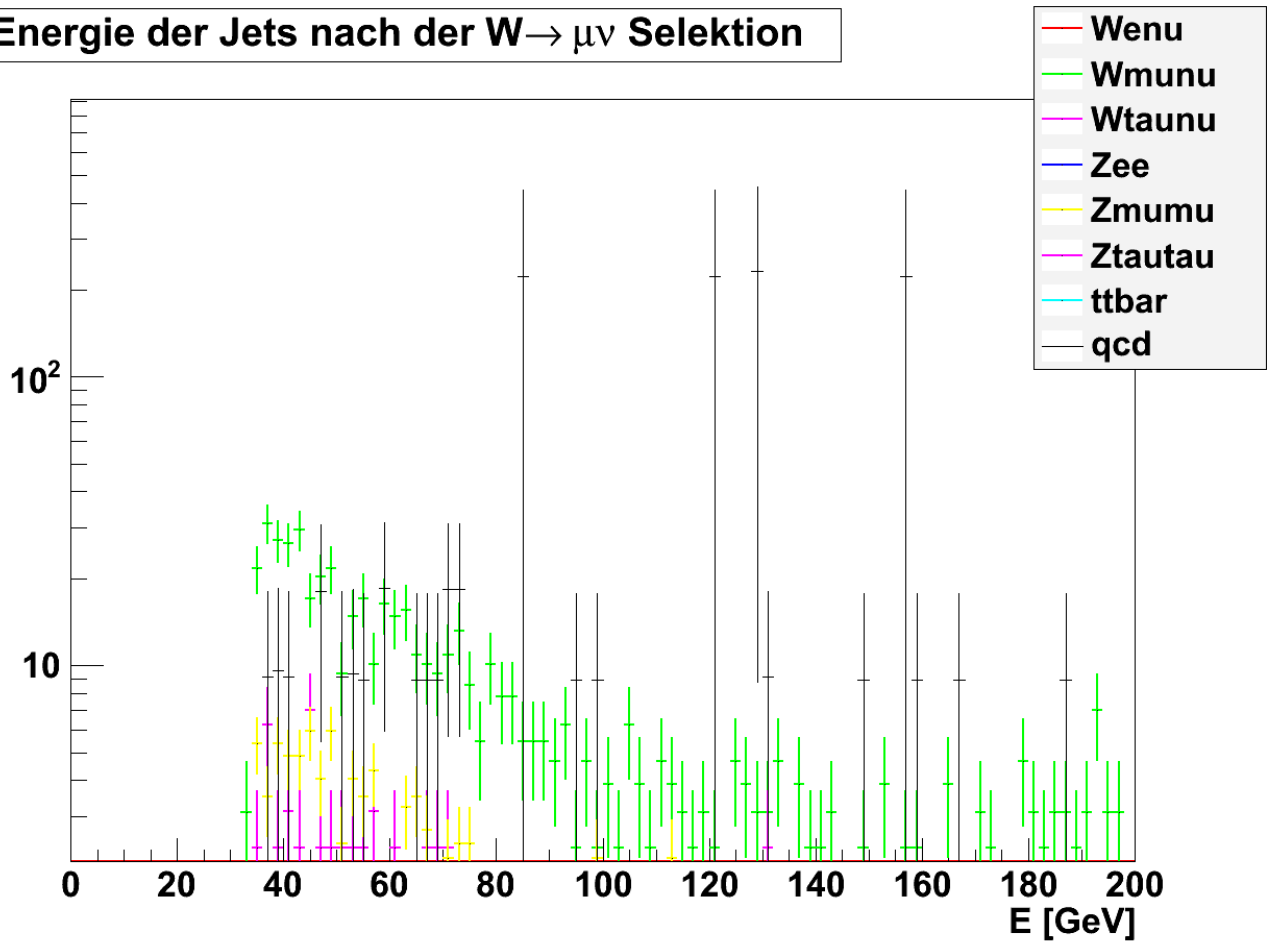


Abb. 20.3

Für dieses Histogramm gilt die gleiche Erklärung wie für Abb. 19.2

Fehlende Energie nach der $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

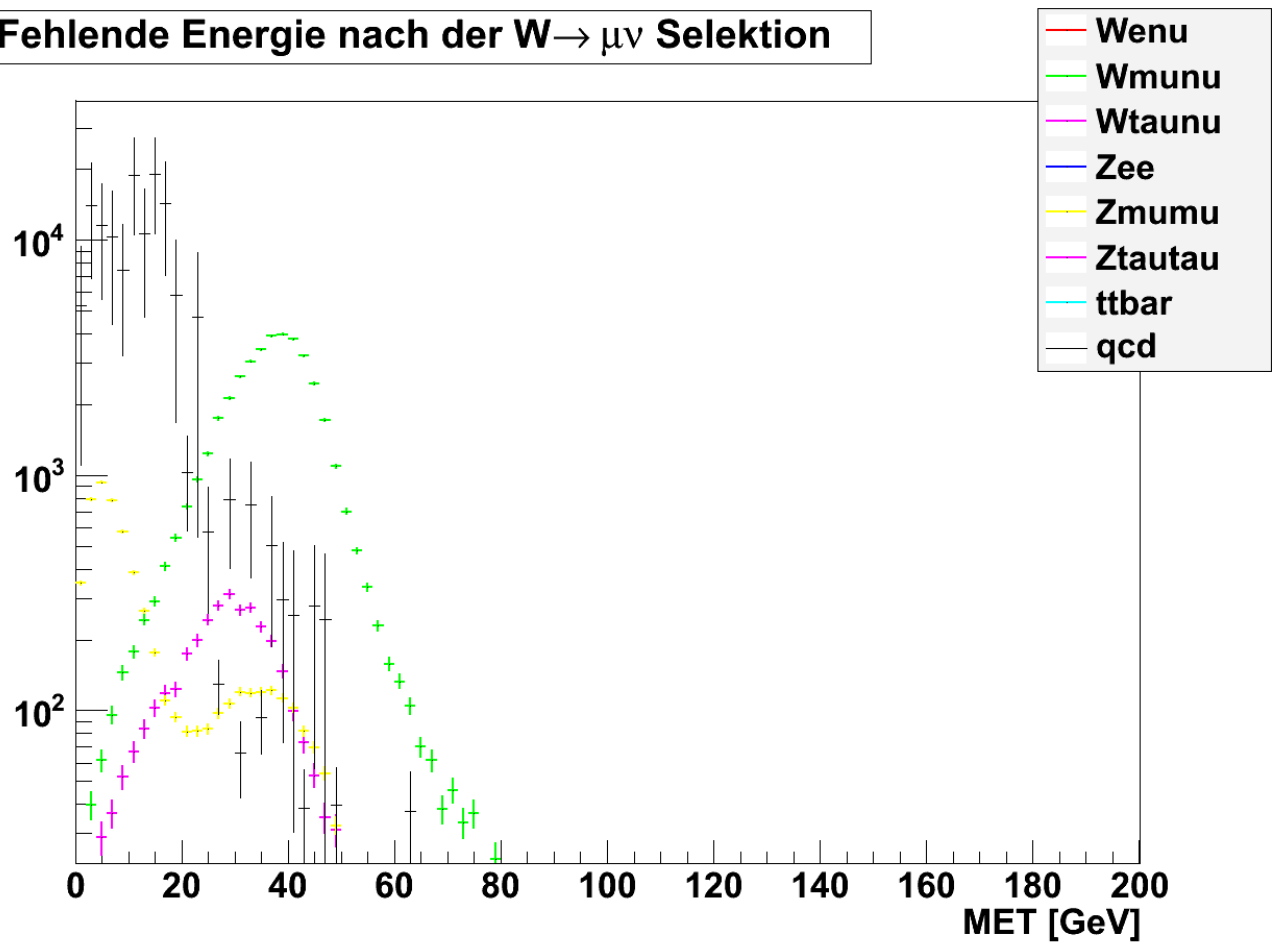


Abb. 20.4

Diese Abbildung sieht Abb. 19.3 sehr ähnlich, mit einem Unterschied: Die $Z \rightarrow \mu\mu$ Ereignisse haben einen Peak bei etwa 40 GeV. Der Grund dafür ist, dass nichtregistrierte Myonen als fehlende Energie auftauchen. Dieser Effekt ist bei den Elektronen nicht zu beobachten.

Minimales ΔR zwischen Myonen und Jets nach der $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

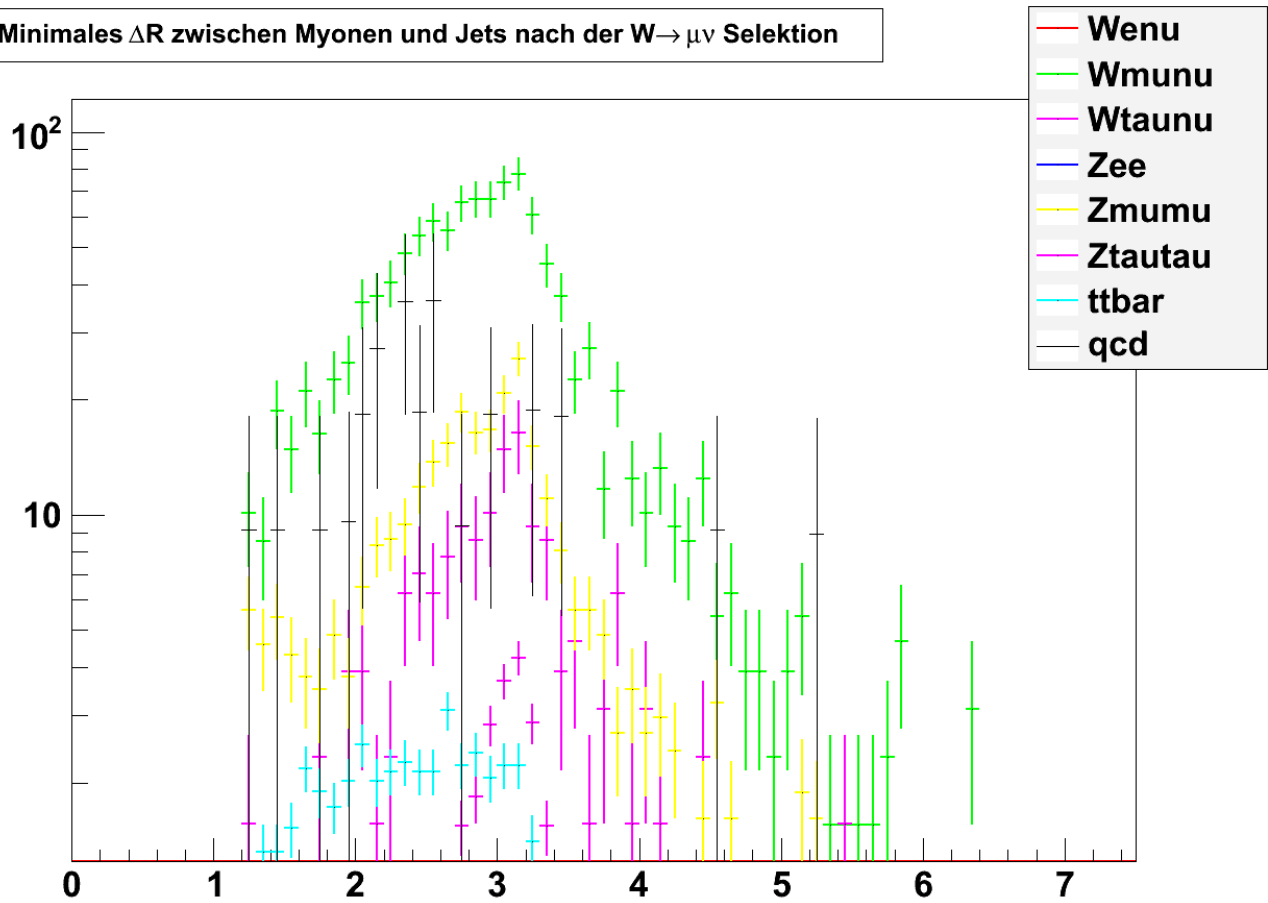


Abb. 20.5

Dieses Histogramm zeigt sehr deutlich, dass ein Lepton im Maximum 180° von dem nächsten Jet entfernt ist.

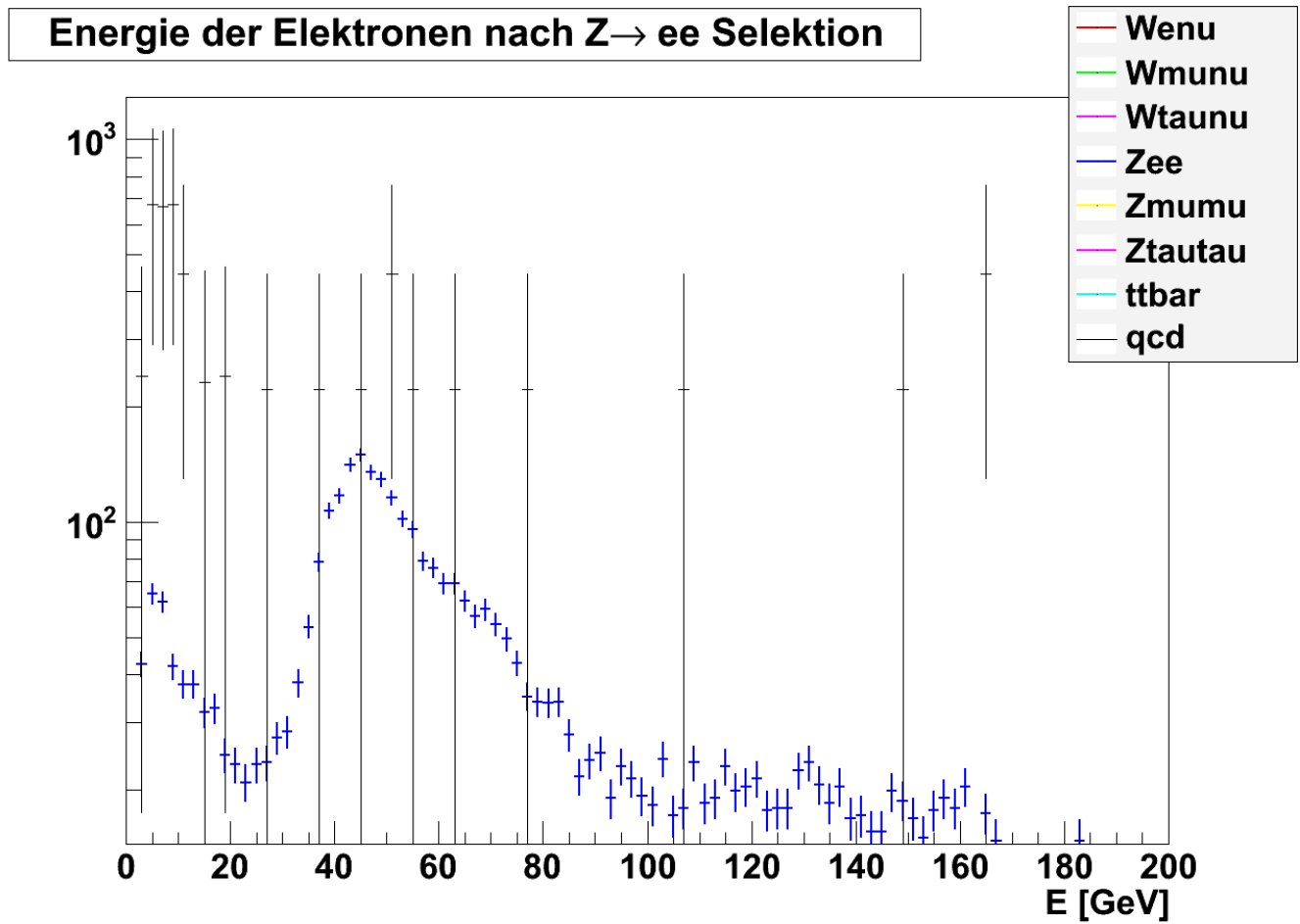


Abb. 21.1

Diese Abbildung zeigt, wie effizient die $Z \rightarrow ee$ Selektion ist. Es bleibt nur QCD-Untergrund übrig. Die Energieverteilung der Elektronen besitzt einen Peak bei etwa 45 GeV also etwa der halben Ruheenergie des Z -Bosons.

Fehlende Energie nach $Z \rightarrow ee$ Selektion

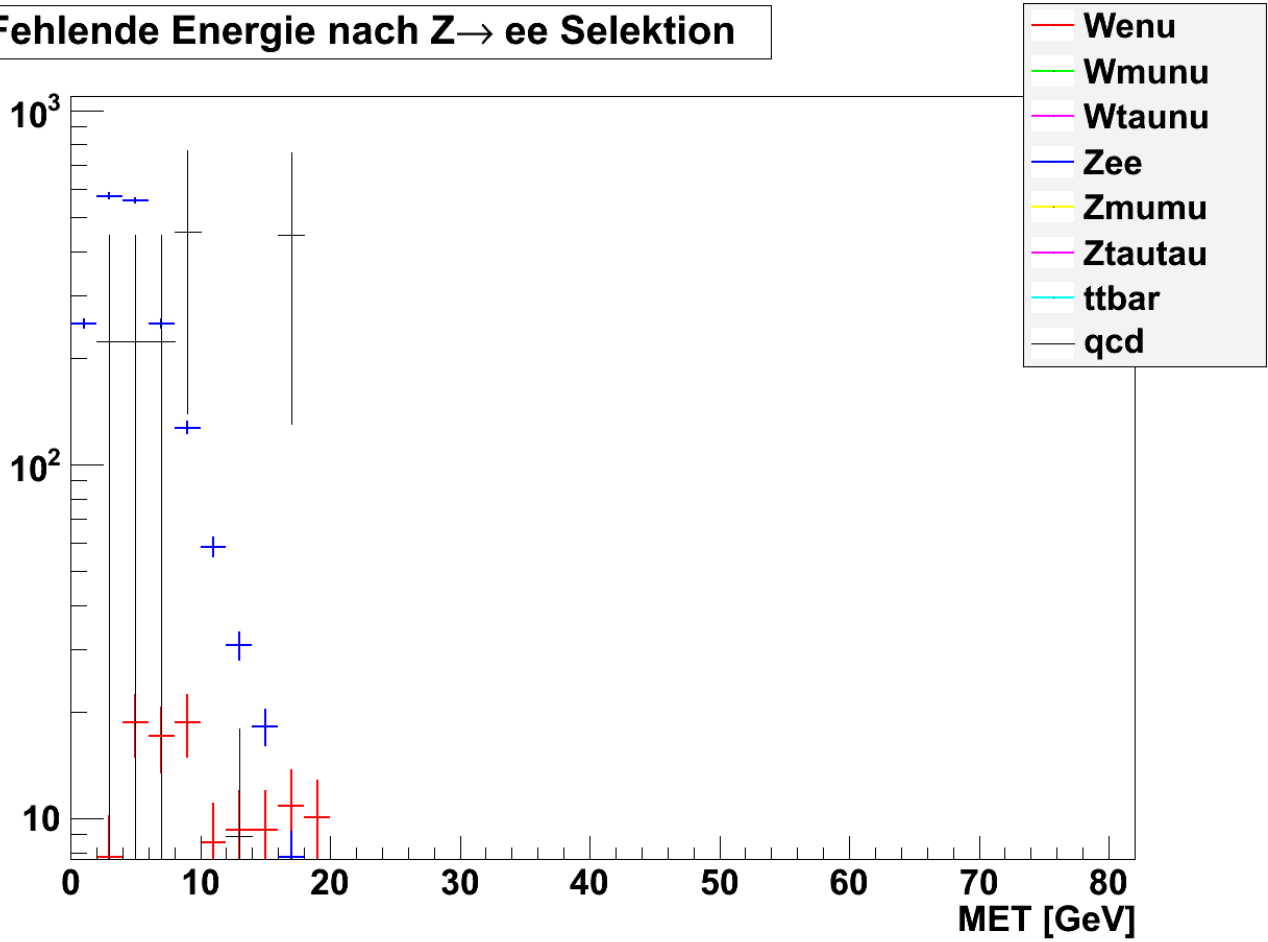


Abb. 21.2

Diese Abbildung zeigt, dass mit der Einschränkung auf die fehlende Energie tatsächlich fast nur $Z \rightarrow ee$ Ereignisse übrigbleiben.

Minimales ΔR zwischen Elektronen und Jets nach $Z \rightarrow ee$ Selektion

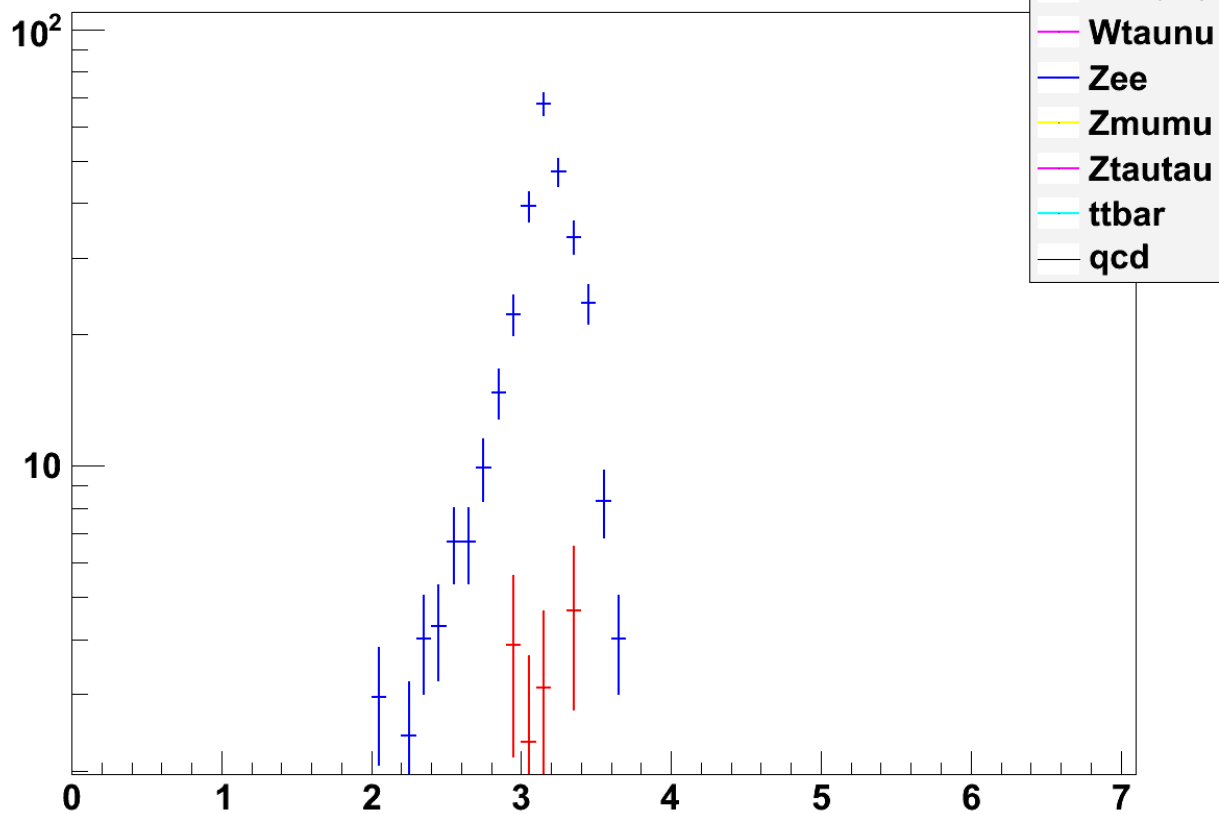


Abb. 21.3

vgl. Abb. 20.5

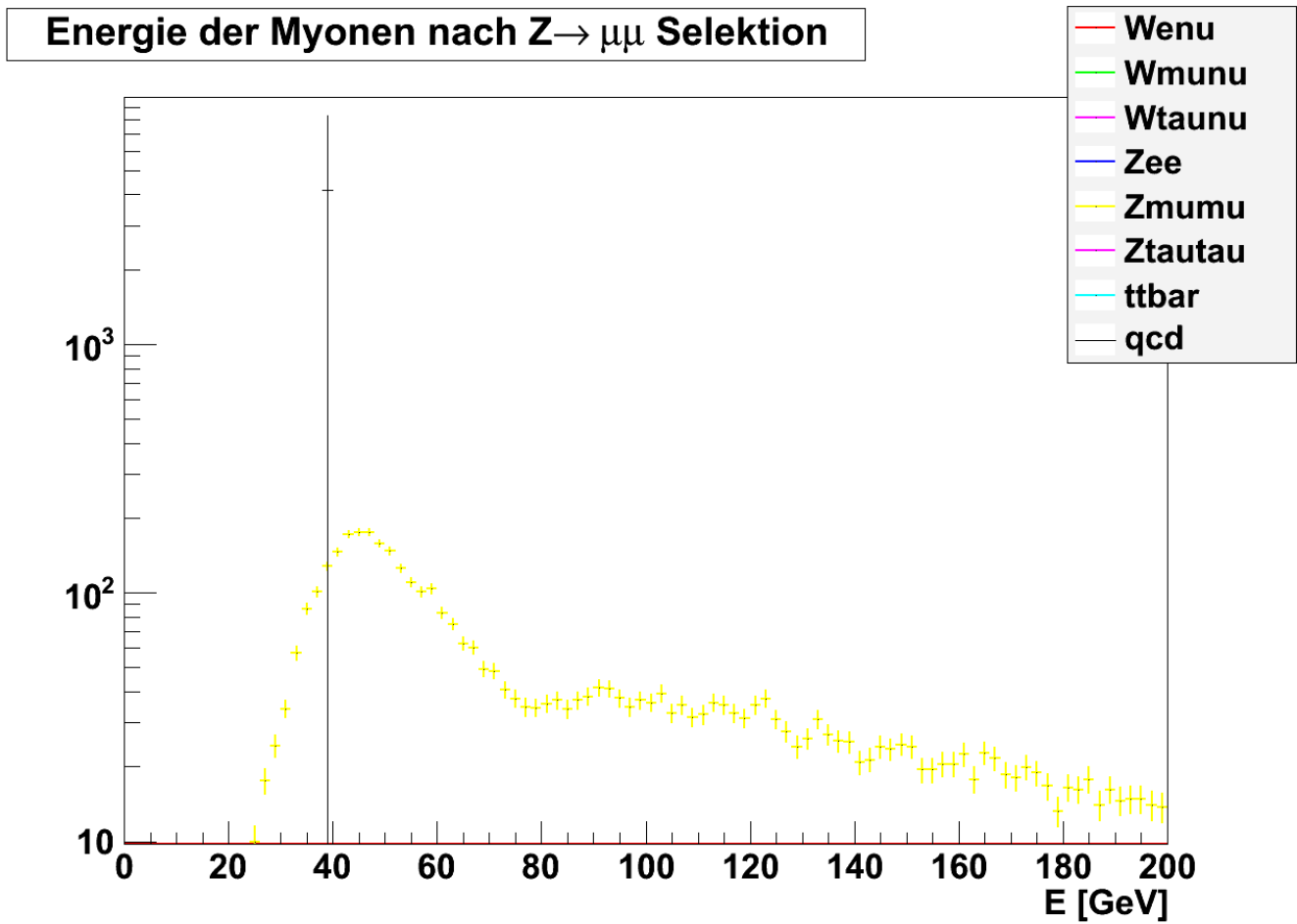


Abb. 22.1

An diesem Histogramm ist zu erkennen, dass die Auswahlkriterien für die $Z \rightarrow \mu\mu$ Selektion noch effizienter sind, als die für die $Z \rightarrow ee$. Im Übrigen gilt das gleiche wie für die Elektronen in Abb. 21.1

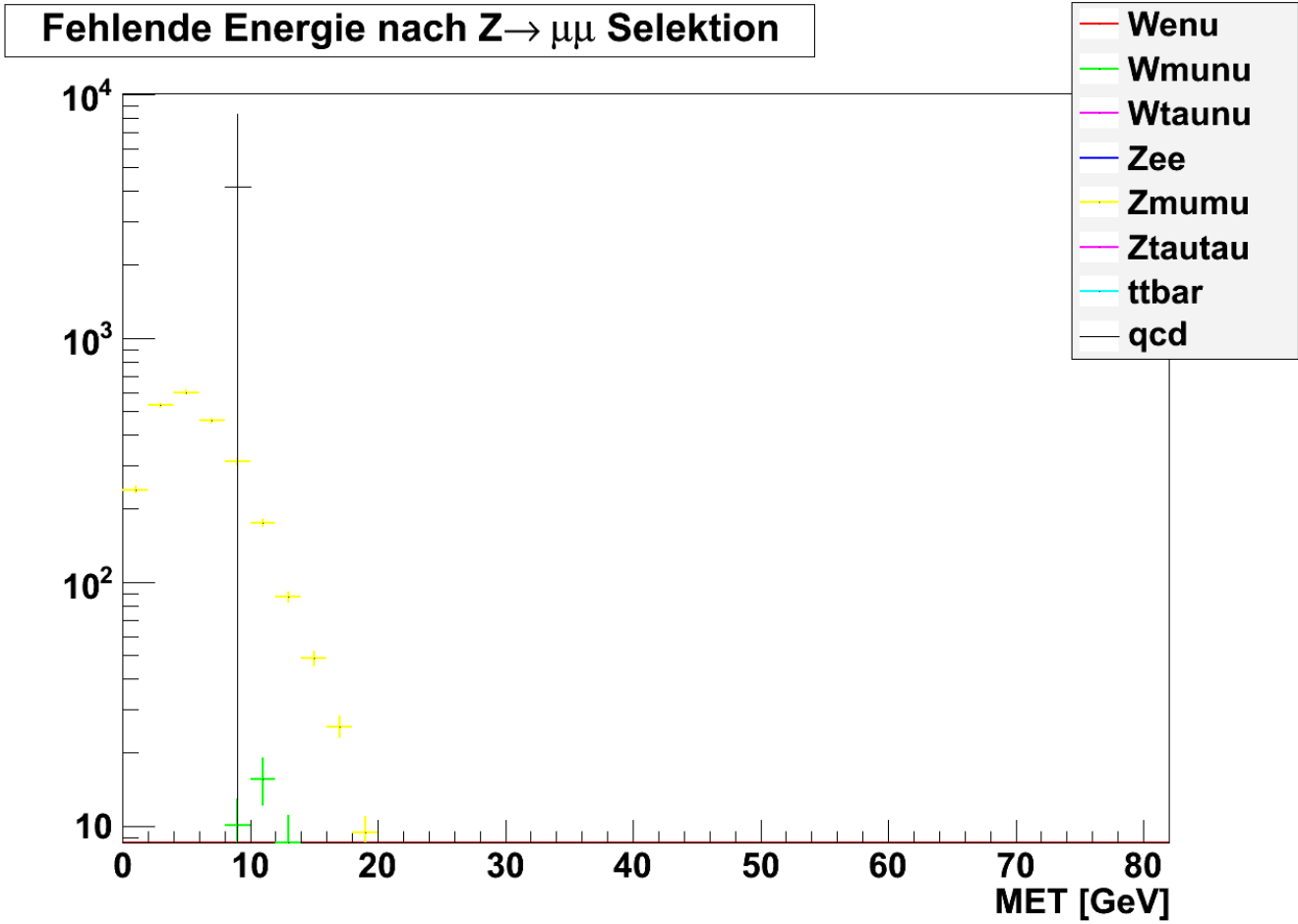


Abb. 22.2

Auch hier ist der Vergleich mit Abb. 21.2 heranzuziehen. Durch die $Z \rightarrow \mu\mu$ Selektion verbleiben fast nur $Z \rightarrow \mu\mu$ Signalereignisse.

Transversale Masse (e,MET), nach Wenu Selektion

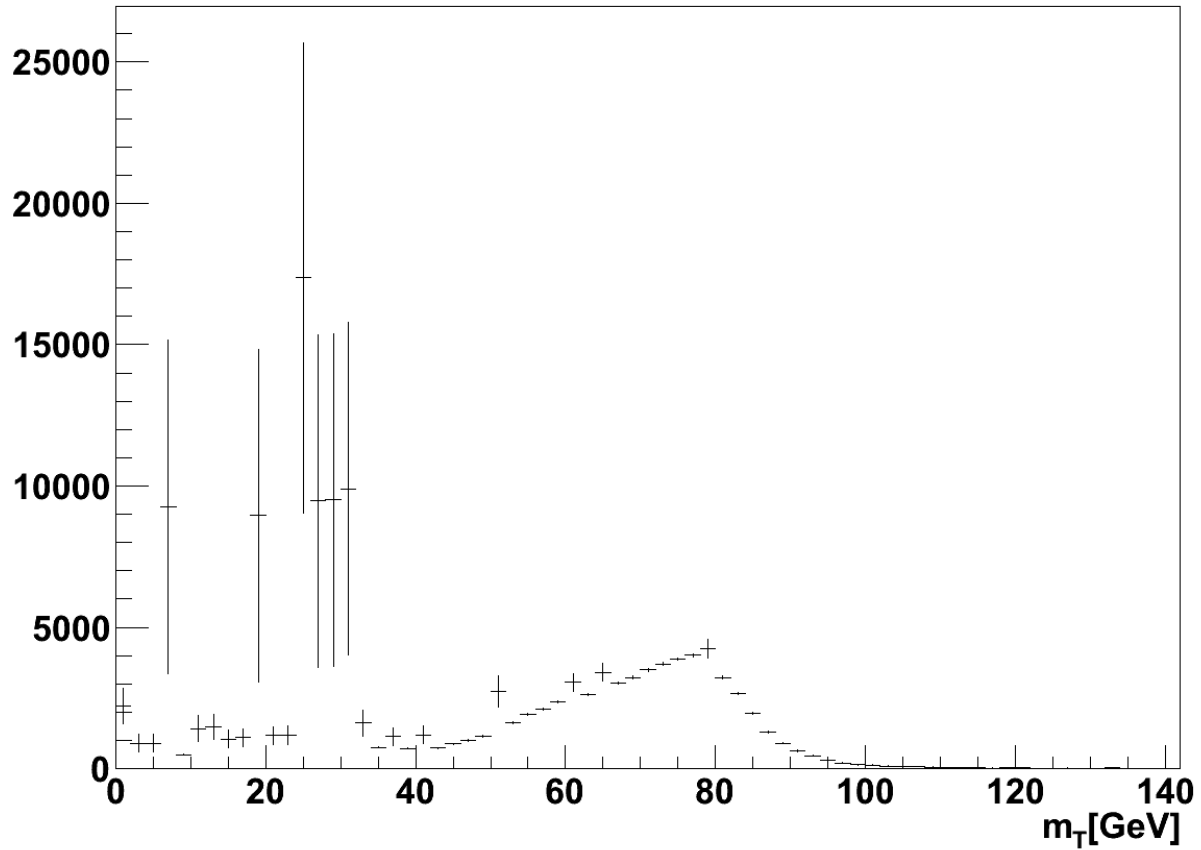


Abb. 23.1

Die Abbildung zeigt die Verteilung der transversalen Masse aller Ereignisse, die die Kriterien der $W \rightarrow e\nu$ Selektion erfüllen. Man erkennt gut, welche Ereignisse zum Untergrund gehören und einen deutliches Maximum bei etwa 80 GeV, der durch die Signalereignisse verursacht wird.

Transversale Masse (e, MET) der Signalereignisse, nach Wenu Selektion

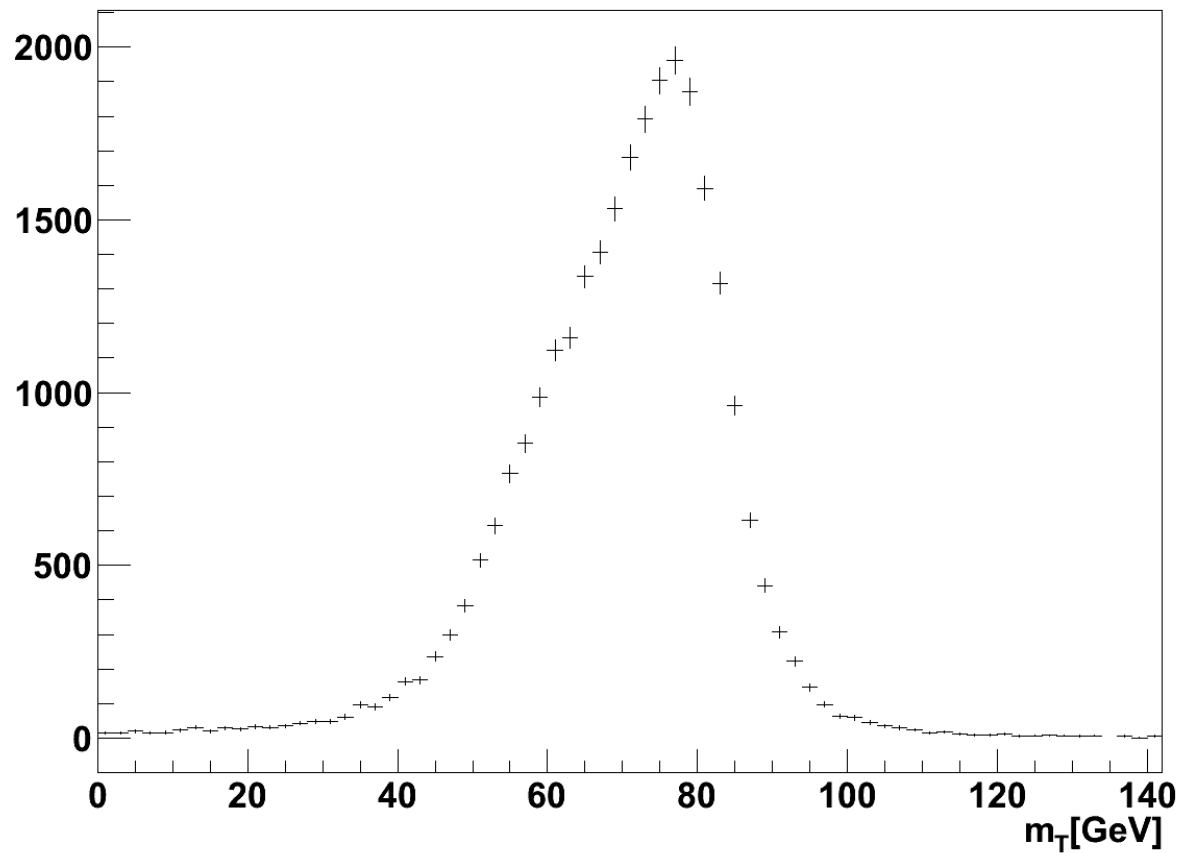


Abb. 23.2.

Diese Abbildung zeigt die Verteilung der transversalen Masse der Signalereignisse und bestätigt, dass in Abb. 23.1 das Maximum bei 80 GeV durch die Signalereignisse hervorgerufen wird.

Transversale Masse (m_T), nach $W\mu\nu$ Selektion

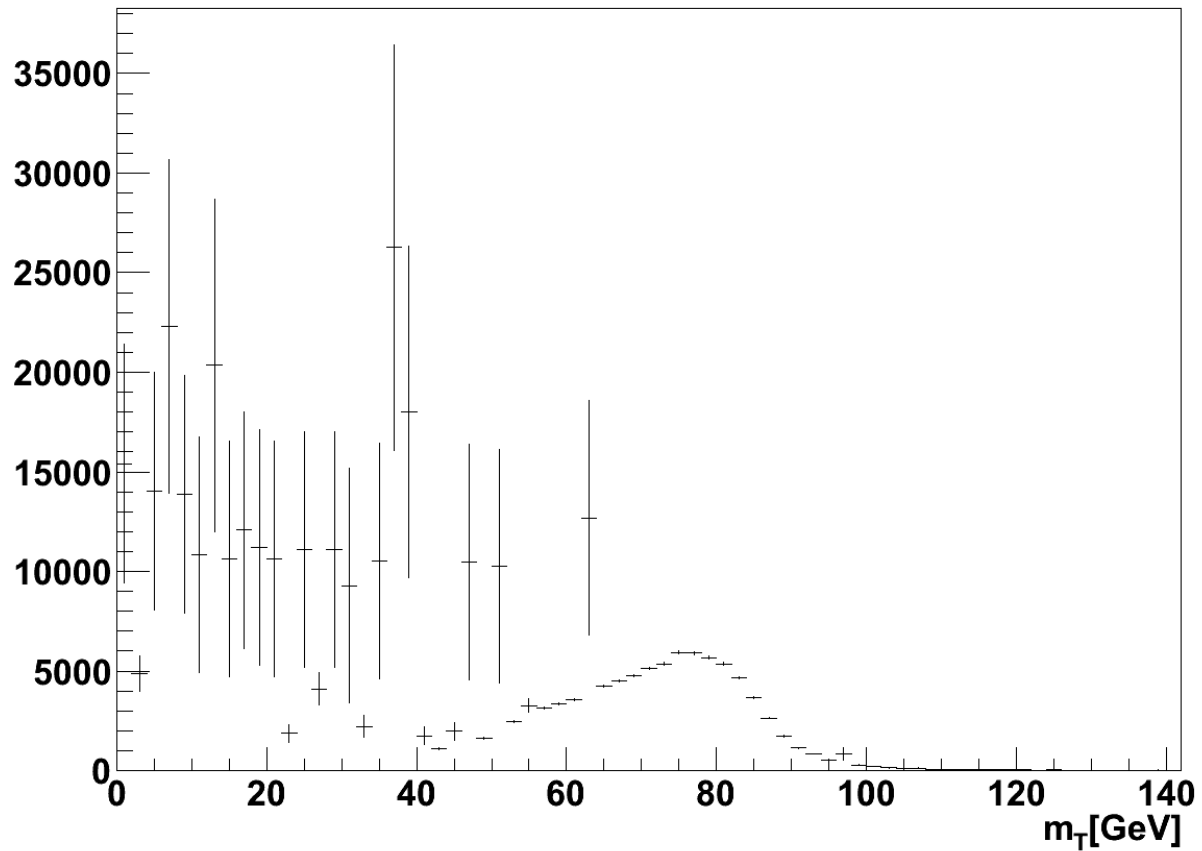


Abb. 23.3

Wie in Abb 23.1 zeigt diese Abbildung die Verteilung der transversalen Masse aller Ereignisse, die die Kriterien der $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion erfüllen. Man erkennt gut, welche Ereignisse zum Untergrund gehören und einen deutliches Maximum bei etwa 80 GeV, der durch die Signalereignisse verursacht wird.

Transversale Masse (m_T) der Signalereignisse, nach $W\mu\nu$ Selektion

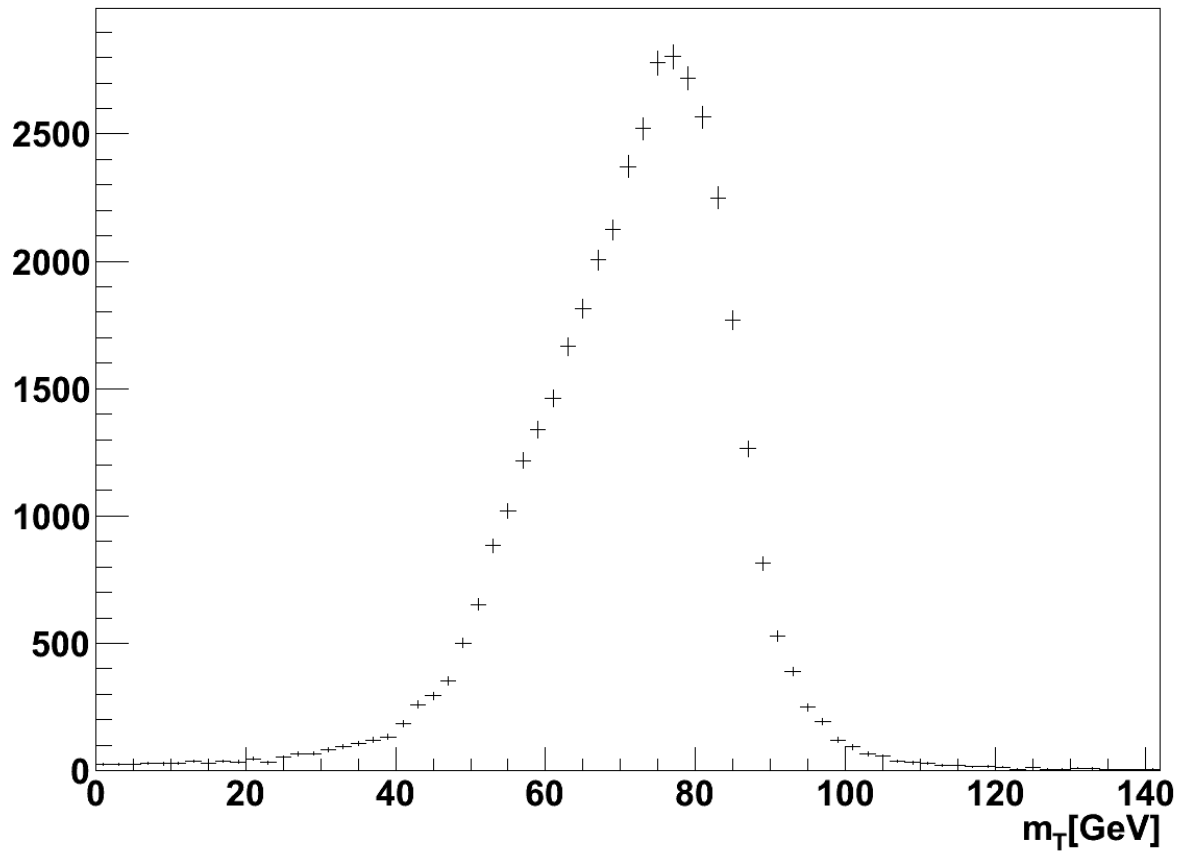


Abb. 23.4

Wie Abb. 23.2 zeigt diese Abbildung die Verteilung der transversalen Masse der Signalereignisse und bestätigt, dass in Abb. 23.1 das Maximum bei 80 GeV durch die Signalereignisse hervorgerufen wird.

Invariante ee-Masse, nach Zee Selektion

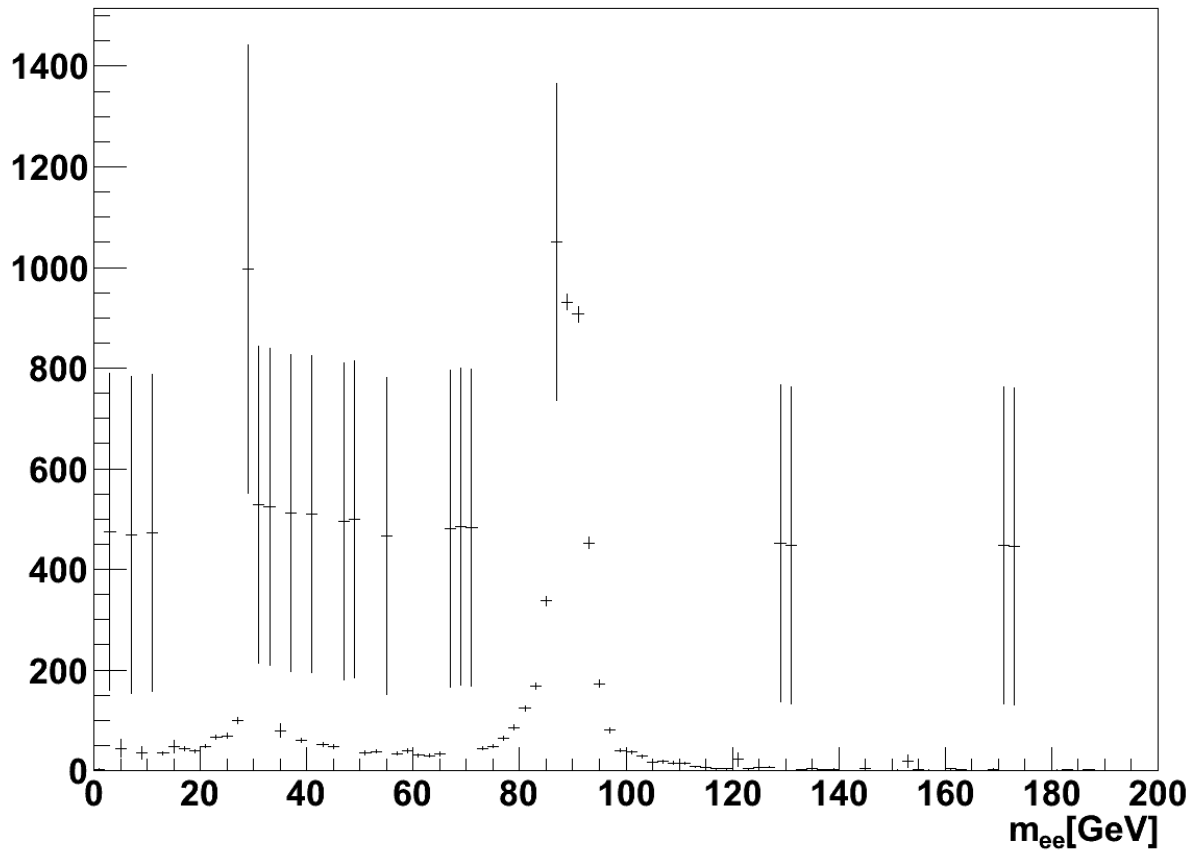


Abb. 24.1

Diese Abbildung zeigt die Verteilung der Invarianten Masse aller Ereignisse, die die Kriterien der $Z \rightarrow ee$ Selektion erfüllen. Ein deutliches Maximum ist bei 91 GeV, der Z-Masse, zu finden.

Invariante ee-Masse der Signalereignisse, nach Zee Selektion

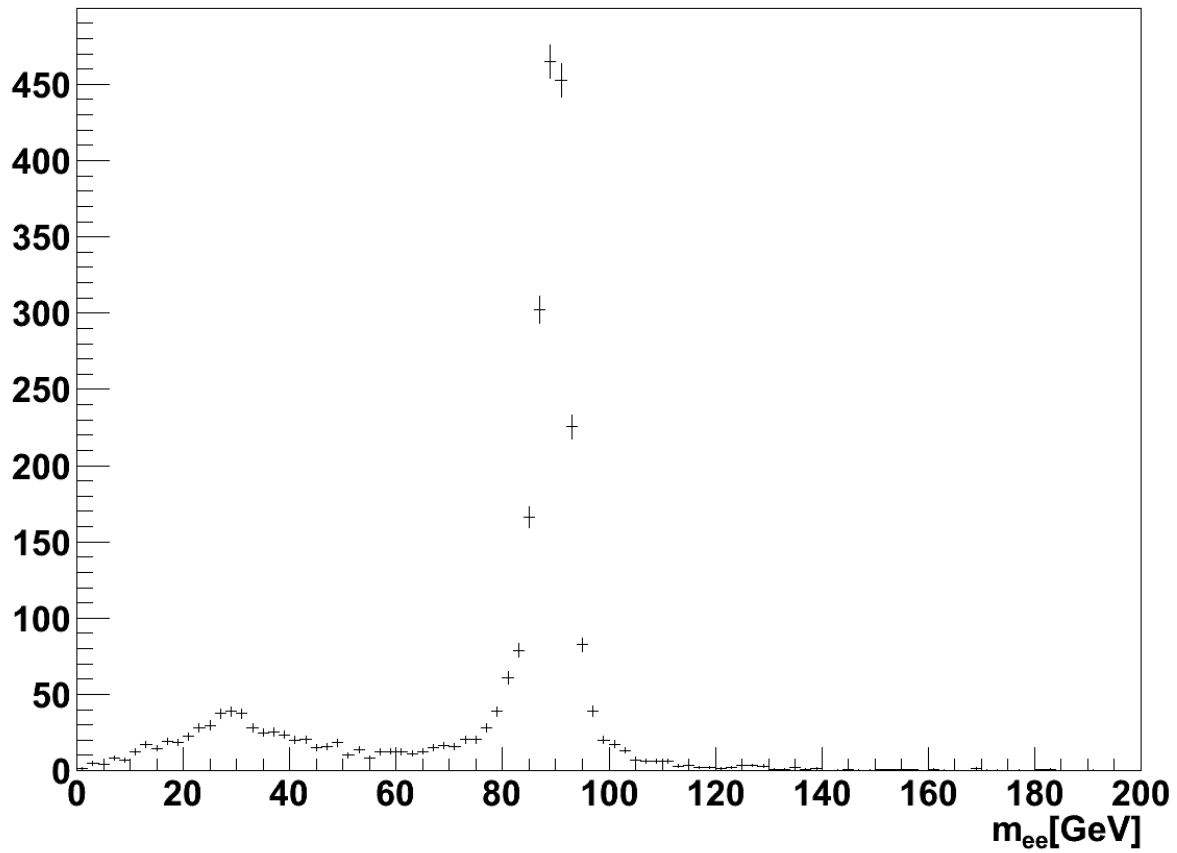


Abb. 24.2

Das zugehörigen $Z \rightarrow ee$ Signaereignisse zeigen wie erwartet nach der $Z \rightarrow ee$ Selektion das Maximum in der Verteilung der invarianten Masse, sodass man davon ausgehen kann, dass das Maximum in Abb. 24.1 tatsächlich von $Z \rightarrow ee$ Ereignissen hervorgerufen wird.

Invariante $\mu\mu$ -Masse, nach $Z\mu\mu$ Selektion

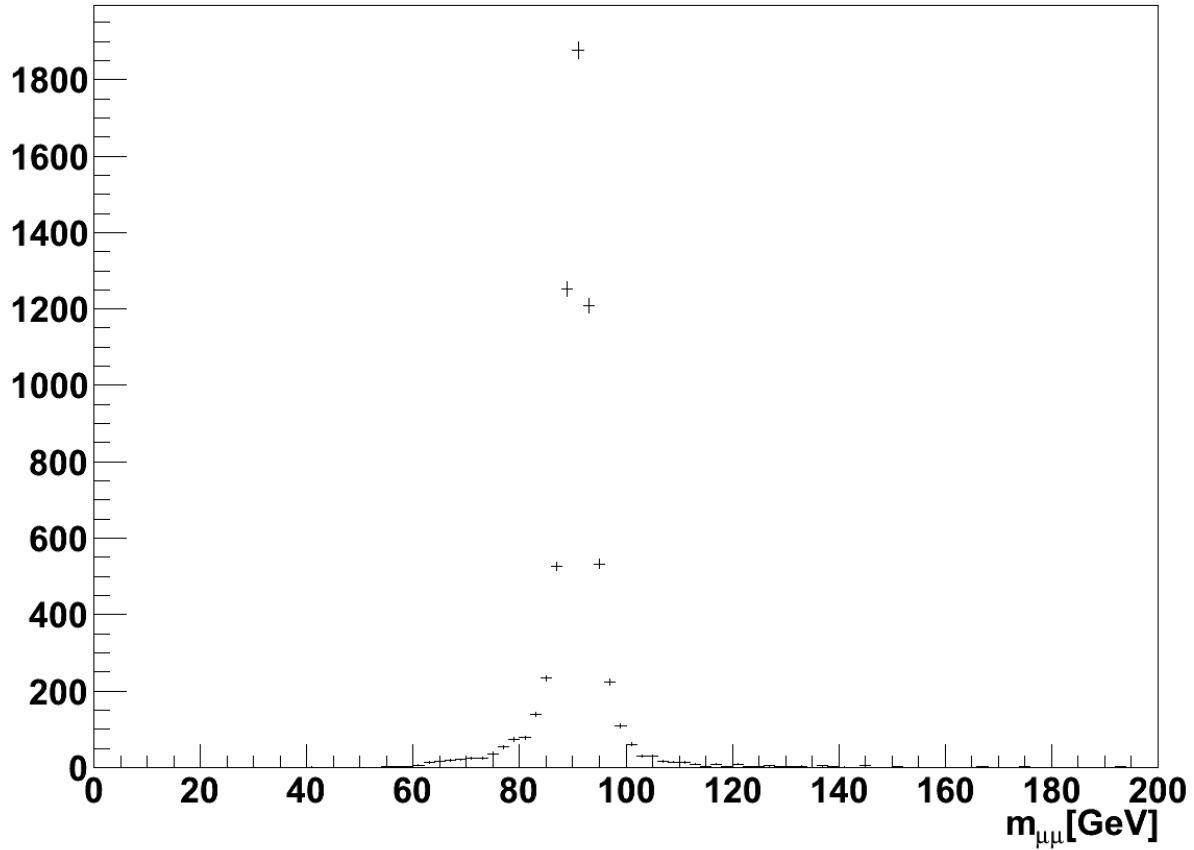


Abb. 24.3

Diese Abbildung zeigt die Verteilung der Invarianten Masse aller Ereignisse, die die Kriterien der $Z \rightarrow \mu\mu$ Selektion erfüllen. Ein deutliches Maximum ist bei 91 GeV, der Z-Masse, zu finden. Außerdem zeigt das Histogramm die Effizienz der Selektion, da kein Untergrundereignis vorzukommen scheint.

Invariante $\mu\mu$ -Masse der Signalereignisse, nach $Z\mu\mu$ Selektion

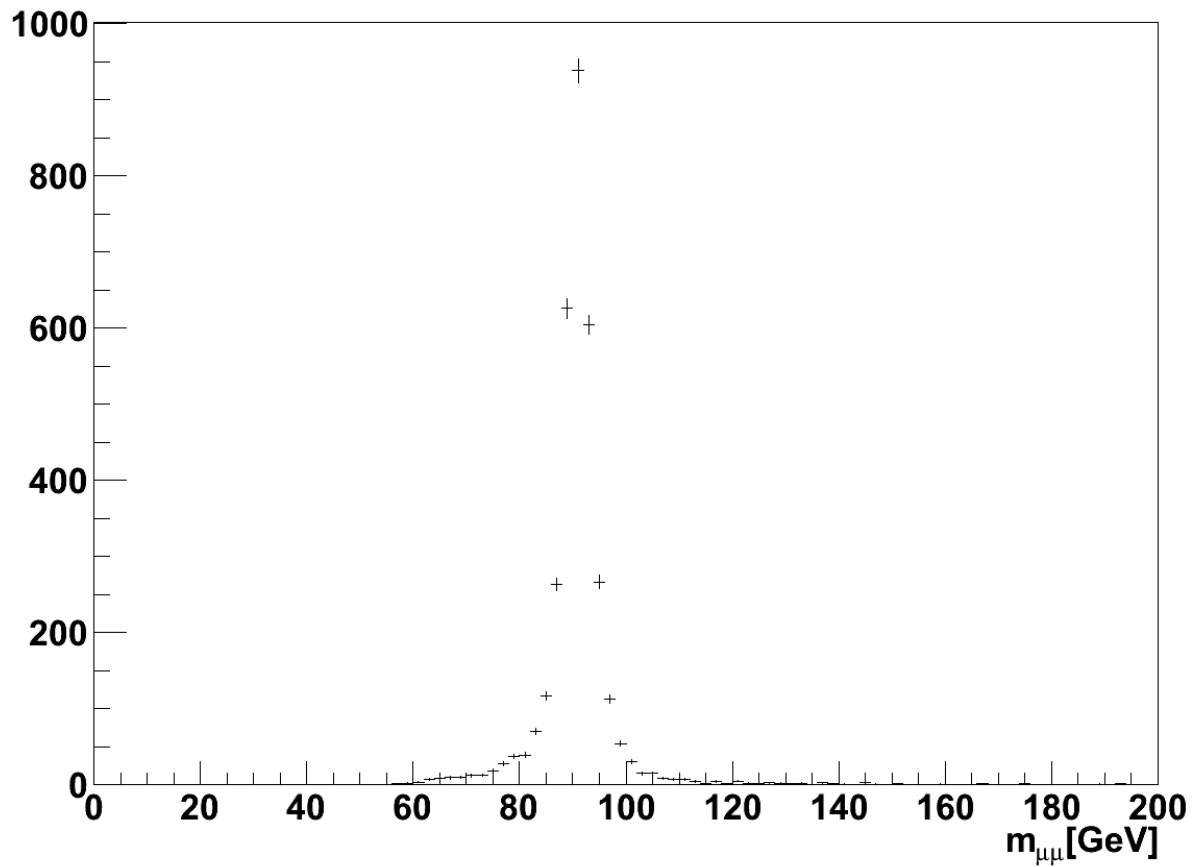


Abb. 24.4

Vergleicht man das vorliegende Histogramm mit Abb. 24.3 so stellt man fest, dass tatsächlich fast kein Untergrund in Abb. 24.3 zu finden sein dürfte.

4.2.3. Übersicht der Signal- und Untergrundhäufigkeit

Zur Deutung der Ereignismenge muss erst einmal die Datenlage analysiert werden. Die nachstehende Tabelle gibt Aufschluss, wieviele Ereignisse vorhanden waren, und welches Gewicht ihnen beigemessen wird bei einer über die Zeit integrierten Luminosität von 10 pb^{-1} . Die Luminosität L ergibt sich aus folgender Formel:

$$L = N \cdot g / (\sigma \cdot FE)$$

mit N ...Anzahl der Ereignisse, g ...Gewicht der Ereignisse, σ ...Wirkungsquerschnitt des Ereignisses in pb ($1 \text{ pb (Pikobarn)} = 10^{-12} \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$), FE ...Effektivitätsfaktor bei der Erzeugung der Ereignisse in den Monte-Carlo-Simulationen.

Der Wirkungsquerschnitt hat die Einheit einer Fläche, die Luminosität damit das Reziproke der Fläche. Wenn die Anzahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse, der Wirkungsquerschnitt, die Effektivität und die Luminosität gegeben sind, kann das Gewicht der Ereignisse berechnet werden.

Art	Anzahl	Sigma/ pb	Effizienz	Luminosität	Gewicht
Wenu	400000	8937,8	0,87	51,26783	0,1951
Wmunu	400001	8940,8	0,87	51,25546	0,1951
Wtaunu	400002	8935,7	1	44,76448	0,2234
J0	1400003	9853400000	1	0,00014	70381,2778
J1	1400004	678030000	1	0,00206	4843,0576
J2	1400000	40979000	1	0,03416	292,7071
J3	1400006	2196000	1	0,63753	15,6856
J4	1400007	87701	1	15,96341	0,6264
J5	1400008	2348,3	1	596,17936	0,0168
Zee	280000	855,65	0,97	336,18933	0,0297
Zmumu	280000	855,63	0,97	336,20064	0,0297
Ztautau	280000	854,02	1	327,86117	0,0305
ttbar	400013	144,2	0,56	4987,44203	0,0020

In der Tabelle sind nacheinander die ersten drei W-Pfade, danach die QCD-Ereignisse nach Energie geordnet, danach die drei Z-Pfade und zum Schluss top-antitop-Ereignisse angegeben. Die Anzahl ist die vorhandene Datenlage, Sigma der Wirkungsquerschnitt in pb. Die angegebenen Luminosität ist aus den vorhandenen Daten berechnet. Aus dem Verhältnis von diesem und der zu betrachtenden Luminosität von 10 pb^{-1} ergibt sich das Gewicht der Ereignisse.

Die Tabelle zeigt, wie weiter oben schon erwähnt, dass die Datenlage der QCD-Untergrundereignisse relativ schlecht ist, womit die hohen Gewichte der beiden Jet-Klassen mit den niedrigsten Energien zu

erklären sind. Besonders gegen diesen Untergrund musste das Programm optimiert werden.

4.2.3.1. W-Ereignisse

Signal Wenu:	27715	Signal Wmunu:	40730
BackgroundWenuJ0:	0	BackgroundWmunuJ0:	0
BackgroundWenuJ1:	68462	BackgroundWmunuJ1:	68462
BackgroundWenuJ2:	83141	BackgroundWmunuJ2:	153813
BackgroundWenuJ3:	8240	BackgroundWmunuJ3:	26279
BackgroundWenuJ4:	80	BackgroundWmunuJ4:	3088
BackgroundWenuJ5:	1	BackgroundWmunuJ5:	164
BackgroundWenuZee:	4580	BackgroundWmunuZee:	12
BackgroundWenuZmumu:	4	BackgroundWmunuZmumu:	5923
BackgroundWenuZtautau:	260	BackgroundWmunuZtautau:	347
BackgroundWenuWmunu:	158	BackgroundWmunuWenu:	3858
BackgroundWenuWtaunu:	2881	BackgroundWmunuWtaunu:	4110
Backgroundttbar:	123	BackgroundWmunuttbar:	182
BackgroundWenuGesamt:	167931	BackgroundWmunuGesamt:	266239

Aus dieser Tabelle ist ersichtlich, dass das Verhältnis von Signal zu Untergrund, wenn man $W \rightarrow e\nu$ und $W \rightarrow \mu\nu$ zusammen betrachtet etwa 70000:430000 also rund 1:6 ist. Der größte Beitrag des Untergrundes folgt aus den QCD-Ereignissen. In den echten Daten kann diese Zahl noch stark variieren, da wir nicht genau wissen, wie gut die Monte-Carlo-Simulationen diese Ereignisse erzeugt haben und weil die statistische Unsicherheit dieser Ereignisse aufgrund der geringen Ereigniszahl relativ groß ist. Für die Anwendung bei Schülerforschungstagen scheint aber das obige Verhältnis gut zu sein, sodass die Schüler nicht am Untergrund verzweifeln und nicht nur Signalereignisse vor sich haben werden.

Falls sich bei den realen Daten ein schlechtes Verhältnis von Signal zu Untergrund zeigen sollte, könnte die Transversale Masse als weiteres Auswahlkriterium herangezogen werden.

Da die Schüler das Verhältnis von positiven zu negativen Leptonen ermitteln sollen, zeigen folgende Histogramme für die Leptonenverhältnisse die Verteilungen bezogen auf den Transversalimpuls und auf η :

Verhaeltnis der Signalereignisse e^+/e^- nach $W \rightarrow e\nu$ Selektion

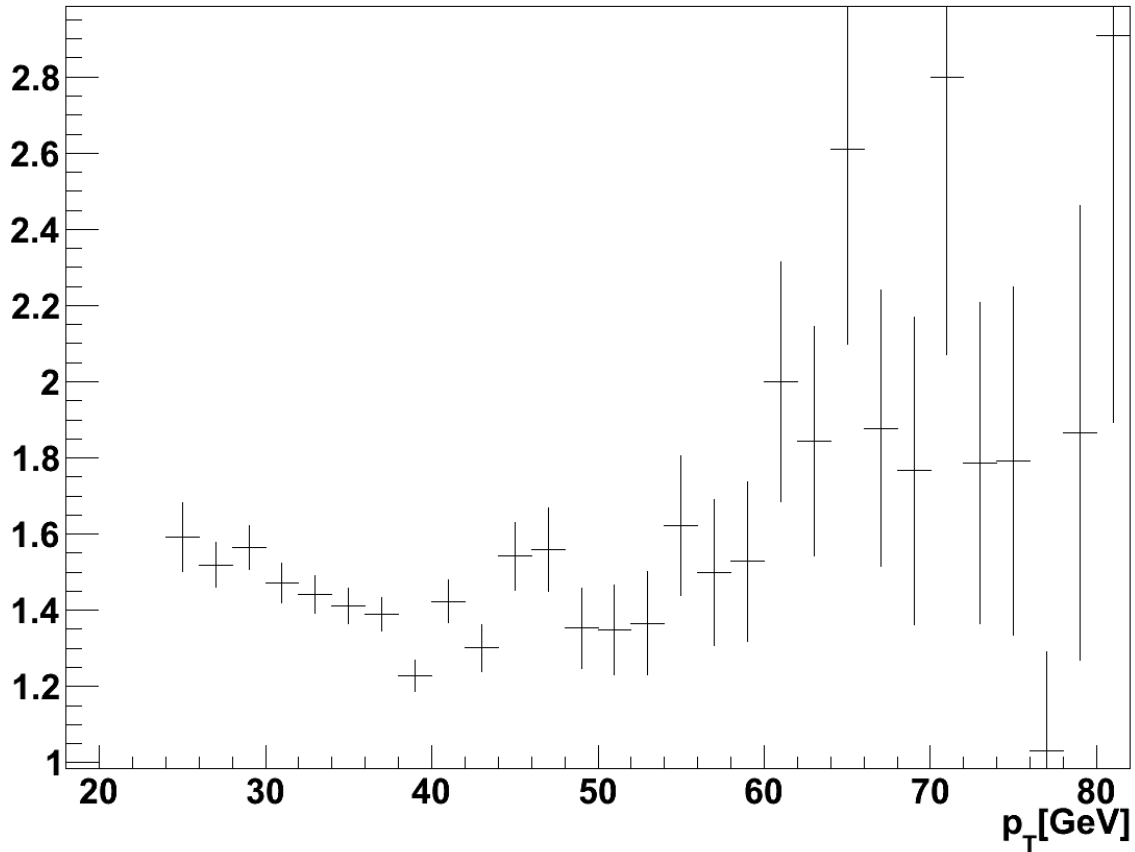


Abb. 25.1

Das Histogramm zeigt das Verhältnis von Positronen zu Elektronen aus den $W \rightarrow e\nu$ Ereignissen aufgetragen über den Transversalimpuls dieser Leptonen. Sehr deutlich zu erkennen ist, dass das Verhältnis mit zunehmendem Transversalimpuls bis 40 GeV abnimmt. Die Erklärung dafür ist, dass bei etwa 40 GeV die W-Bosonen aus der Gluon-Gluon-Wechselwirkung entstehen, wodurch das Verhältnis in Richtung 1:1 strebt. Bei kleineren Transversalimpulsen scheint der Prozess Quark-Gluon zu dominieren.

Verhaeltnis e^+/e^- nach $W \rightarrow e\nu$ Selektion

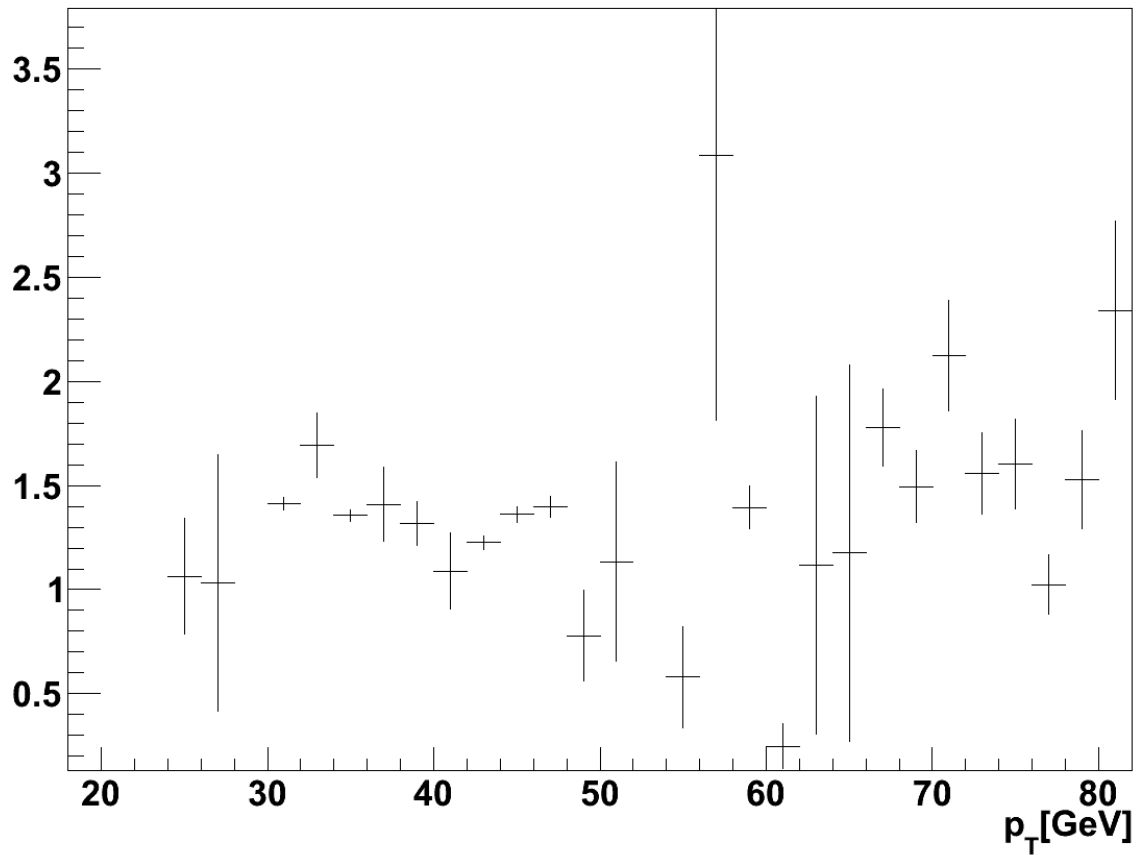


Abb. 25.2

Diese Abbildung zeigt, dass keine Signifikanz zu erkennen ist, wenn alle Ereignisse aufgetragen werden, die die Kriterien der Selektion erfüllen. Das heißt also, dass die Schüler tatsächlich gut arbeiten müssen, um die gewünschte Verteilung zu erhalten.

Verhaeltnis der Signalereignisse e^+/e^- nach $W \rightarrow e\nu$ Selektion

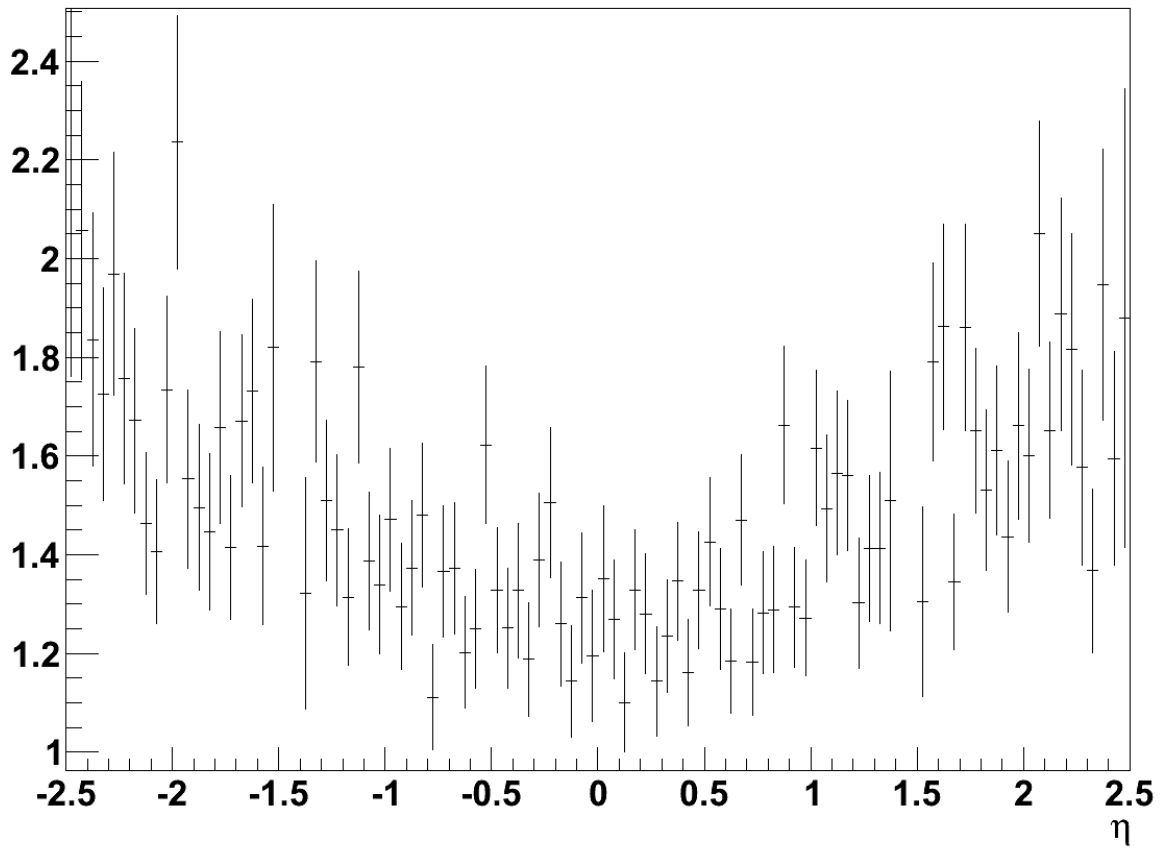


Abb. 25.3

Diese Abbildung zeigt das Verhältnis von Positronen zu Elektronen bzgl. η . Sehr deutlich ist zu erkennen, dass das Verhältnis mit zunehmendem $|\eta|$ abnimmt. Somit herrscht im Zentralbereich (um $\eta \sim 0$) die W-Produktion aus dem Gluon-Gluon-Prozess vor. Je weiter man in longitudinaler Richtung geht, desto stärker herrscht der Quark-Gluon-Prozess vor.

Verhaeltnis e^+/e^- nach $W \rightarrow e\nu$ Selektion

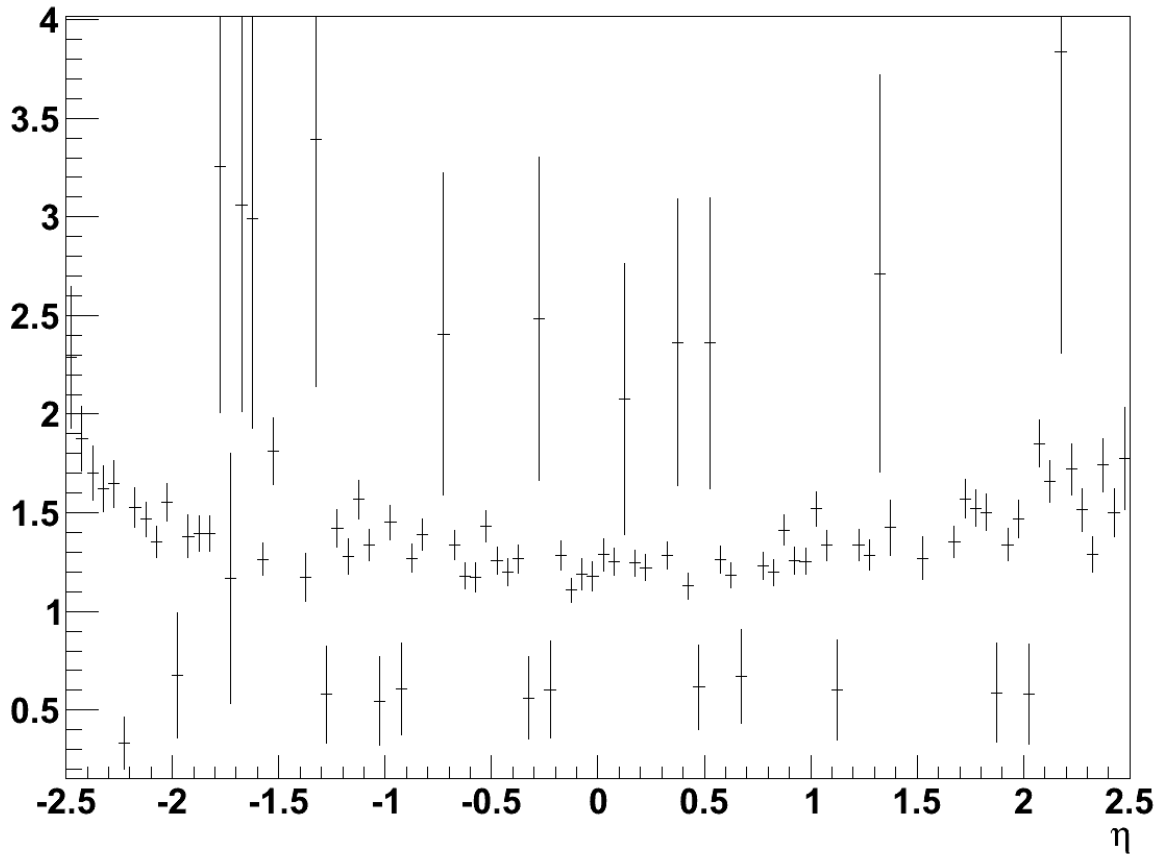


Abb. 25.4

Auch diese Abbildung zeigt, wie Abb. 25.2, dass keine Signifikanz zu erkennen ist, wenn alle Ereignisse aufgetragen werden, die die Kriterien der Selektion erfüllen. Das heißt also, dass auch hier die Schüler gut arbeiten müssen, um die gewünschte Verteilung zu erhalten.

Verhaeltnis der Signalereignisse μ^+/μ^- nach $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

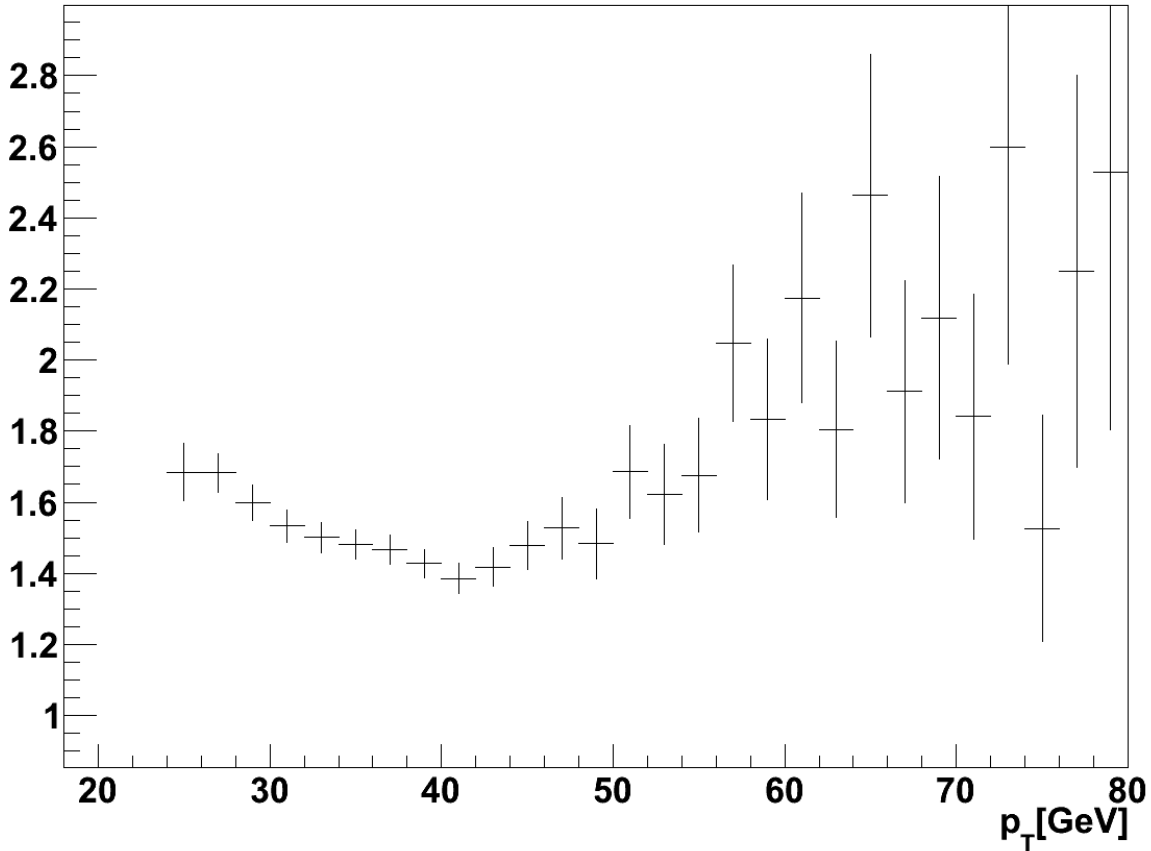


Abb. 26.1

Das Histogramm zeigt das Verhältnis von μ^+ zu μ^- aus den $W \rightarrow \mu\nu$ Ereignissen aufgetragen über den Transversalimpuls dieser Leptonen. Sehr deutlich zu erkennen ist, dass das Verhältnis mit zunehmendem Transversalimpuls bis 40 GeV abnimmt. Die Erklärung dafür ist, dass bei etwa 40 GeV die W-Bosonen aus der Gluon-Gluon-Wechselwirkung entstehen, wodurch das Verhältnis in Richtung 1:1 strebt. Bei kleineren Transversalimpulsen scheint der Prozess Quark-Gluon zu dominieren.

Verhaeltnis μ^+/μ^- nach $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

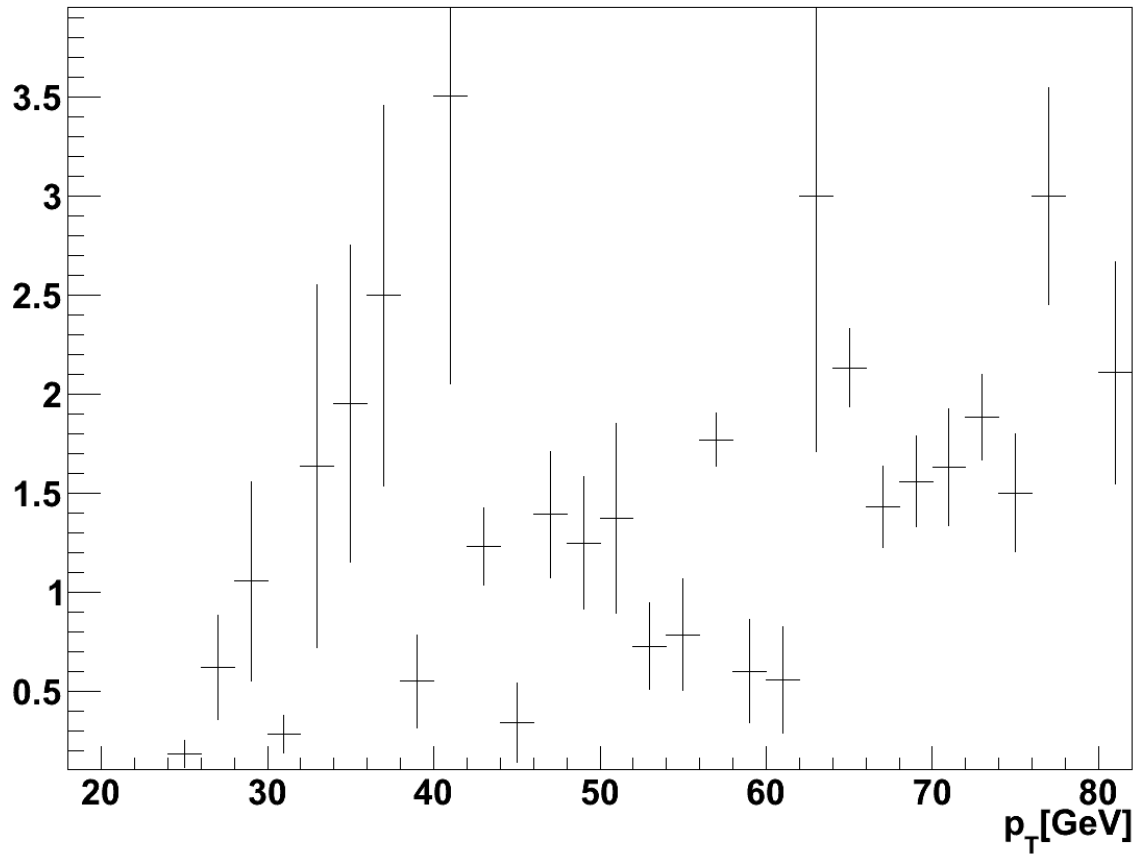


Abb. 26.2

Diese Abbildung zeigt wiederum, dass keine Signifikanz zu erkennen ist, wenn alle Ereignisse aufgetragen werden, die die Kriterien der Selektion erfüllen.

Verhaeltnis der Signalereignisse μ^+/μ^- nach $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

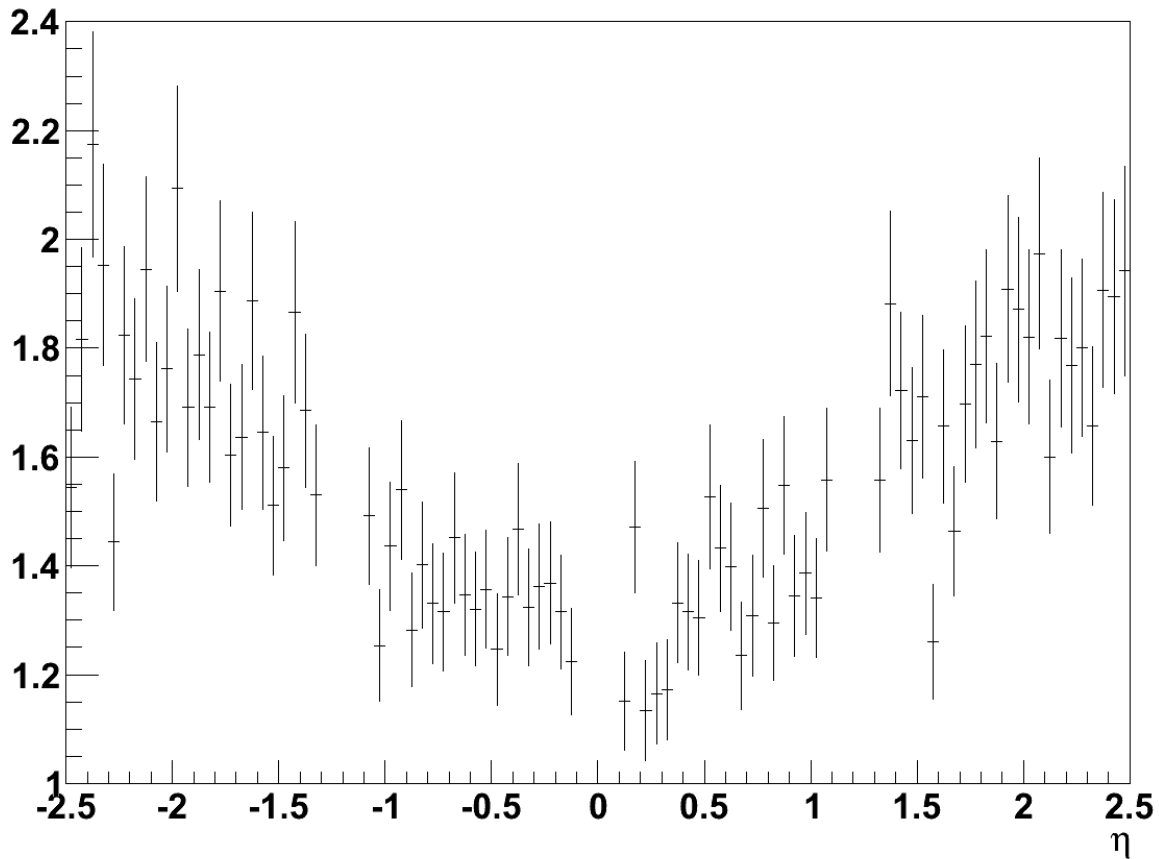


Abb. 26.3

Diese Abbildung zeigt das Verhältnis von μ^+ zu μ^- bzgl. η . Sehr deutlich ist zu erkennen, dass das Verhältnis mit zunehmendem $|\eta|$ abnimmt. Somit herrscht im Zentralbereich (um $\eta \sim 0$) die W-Produktion aus dem Gluon-Gluon-Prozess vor. Je weiter man in longitudinaler Richtung geht, desto stärker herrscht der Quark-Gluon-Prozess vor.

Verhaeltnis μ^+/μ^- nach $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

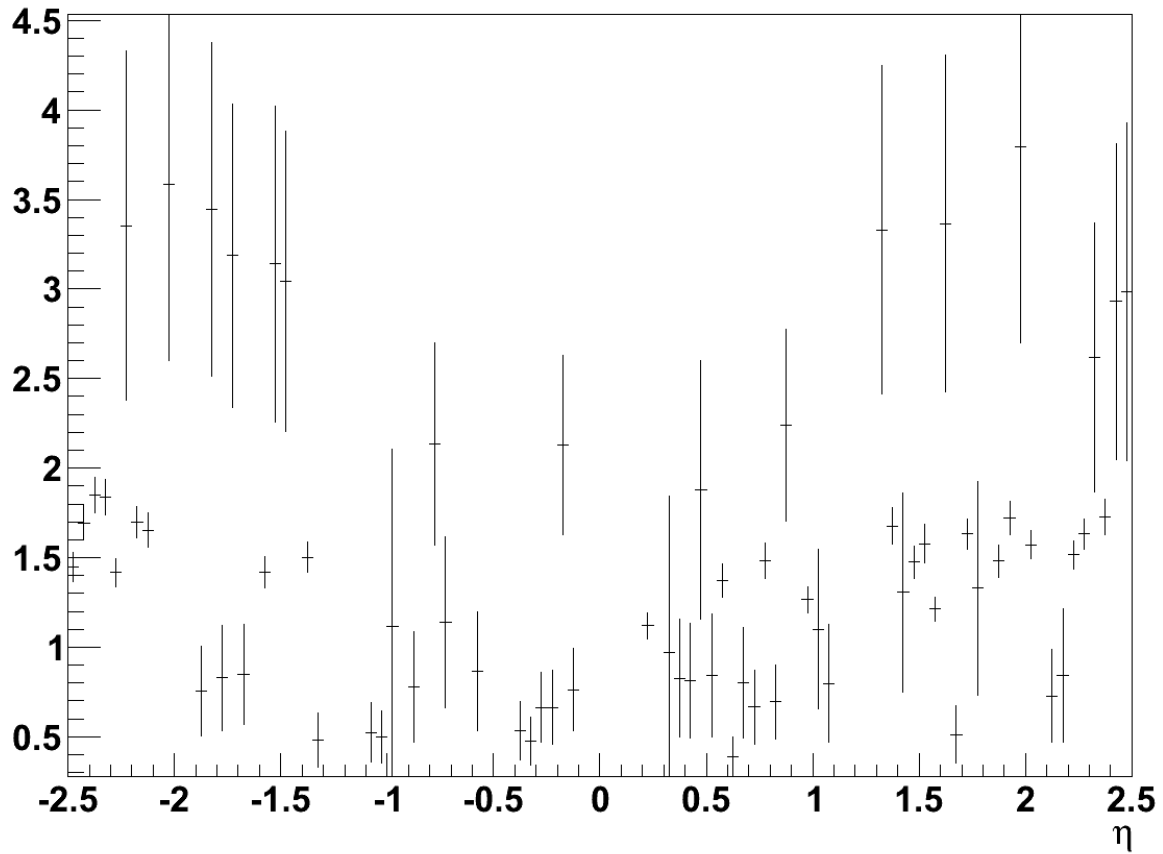


Abb. 26.4

Auch diese Abbildung zeigt, wie Abb. 26.2, dass keine Signifikanz zu erkennen ist, wenn alle Ereignisse aufgetragen werden, die die Kriterien der Selektion erfüllen.

4.2.3.2. Z-Ereignisse

Signal Zee:	1871	Signal Zmumu:	2484
BackgroundZeeJ0:	0	BackgroundZmumuJ0:	0
BackgroundZeeJ1:	0	BackgroundZmumuJ1:	0
BackgroundZeeJ2:	0	BackgroundZmumuJ2:	4158
BackgroundZeeJ3:	1559	BackgroundZmumuJ3:	0
BackgroundZeeJ4:	18	BackgroundZmumuJ4:	0
BackgroundZeeJ5:	0	BackgroundZmumuJ5:	0
BackgroundZeeZmumu:	0	BackgroundZmumuZee:	0
BackgroundZeeZtautau:	13	BackgroundZmumuZtautau:	8
BackgroundZeeWenu:	114	BackgroundZmumuWenu:	0
BackgroundZeeWmunu:	0	BackgroundZmumuWmunu:	67
BackgroundZeeWtaunu:	33	BackgroundZmumuWtaunu:	21
BackgroundZeettbar:	2	BackgroundZmumuttbar:	0
BackgroundZeeGesamt:	1739	BackgroundZmumuGesamt:	4253

Die Tabelle zeigt, dass das Verhältnis von Signal zu Untergrund bei den $Z \rightarrow ee$ Ereignissen mit fast 1:1 und bei den $Z \rightarrow \mu\mu$ Ereignissen mit etwa 1:2 überaus gut ist.

Mit diesen Zahlen kann die Leptonenuniversalität nur in Größenordnungen gut gezeigt werden, denn ein Verhältnis von $e:\mu$ von 1:1 wird nicht erreicht.

4.3. Ergebnisse der Auswahl bezüglich realer Daten

Um zu veranschaulichen, wie gut die Auswahl auf die realen Daten angewandt werden kann, sollen im Folgenden Histogramme diskutiert werden. Dazu wird ein Vergleich mit Simulationen geführt werden.

Histogramme der $W \rightarrow e\nu$ Selektion

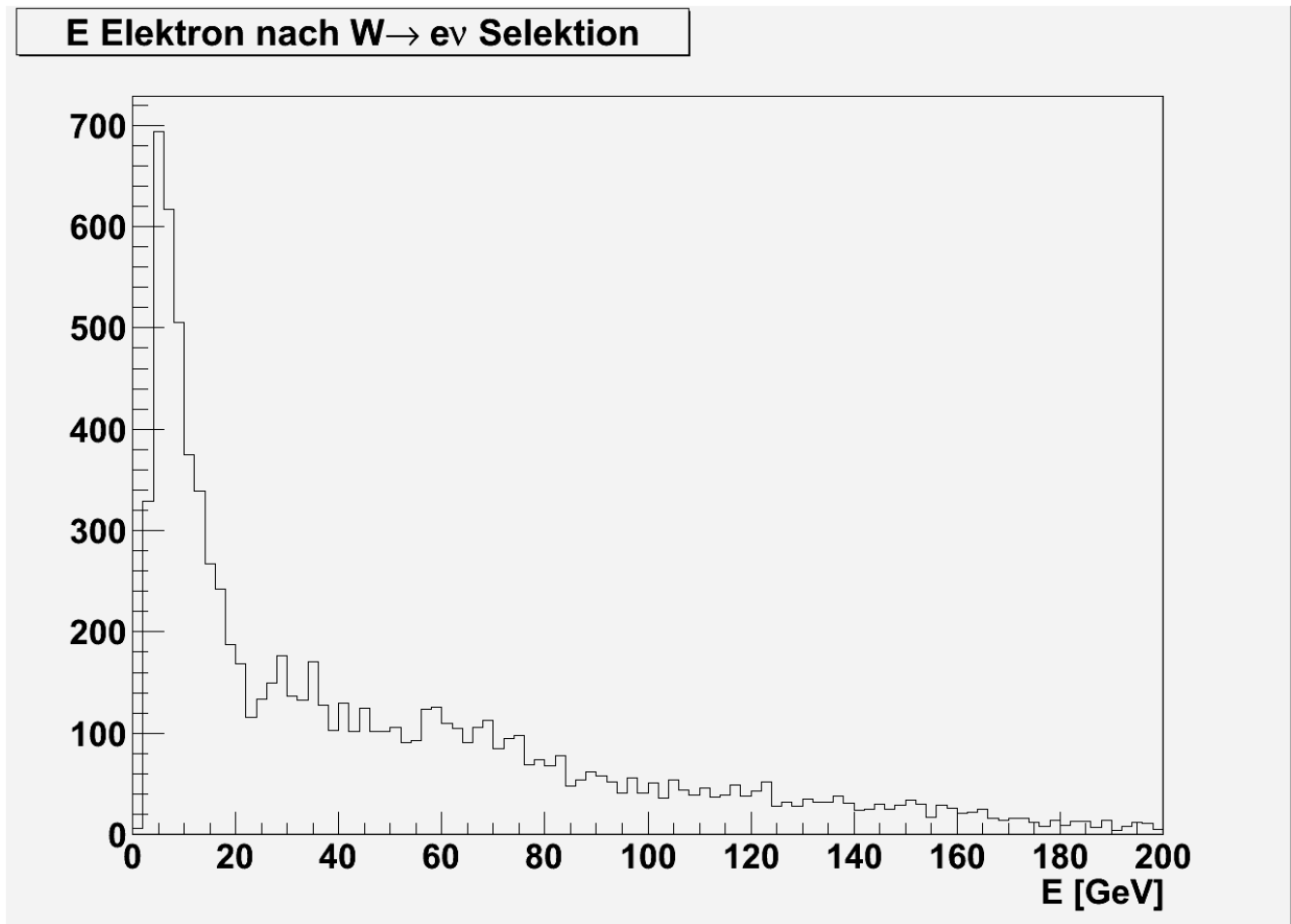


Abb. 27.1

Dieses Histogramm zeigt ein leichtes Maximum bei etwa 35 GeV. Man kann auch erkennen, dass der Bereich um 40 GeV erhöht ist. In diesem Bereich werden sich die echten Signalereignisse befinden.

fehlende transversale Energie nach $W \rightarrow e\nu$ Selektion

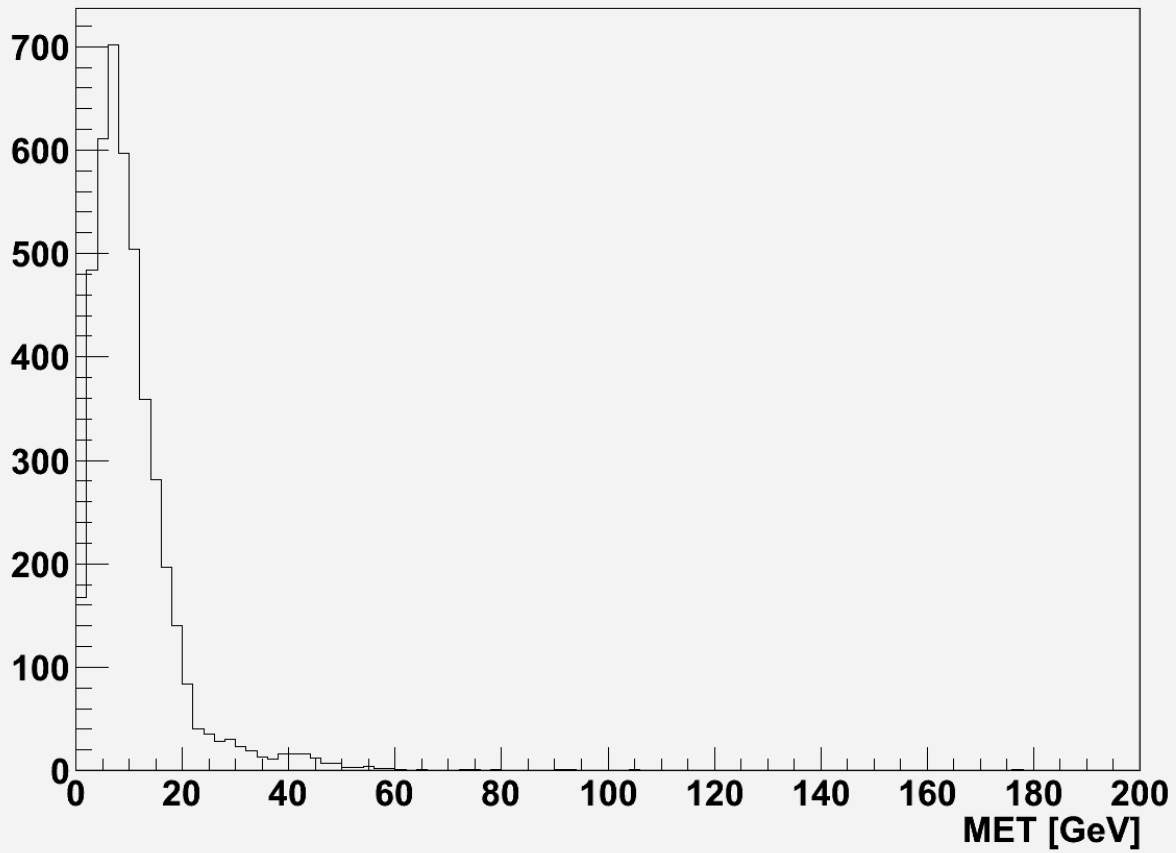


Abb. 27.2

Dieses Histogramm zeigt ein Maximum bei etwa 10 GeV fehlender Energie. Erwarten sollte man ein Maximum um 40 GeV.

Transversale Masse (e,MET), nach Wenu Selektion

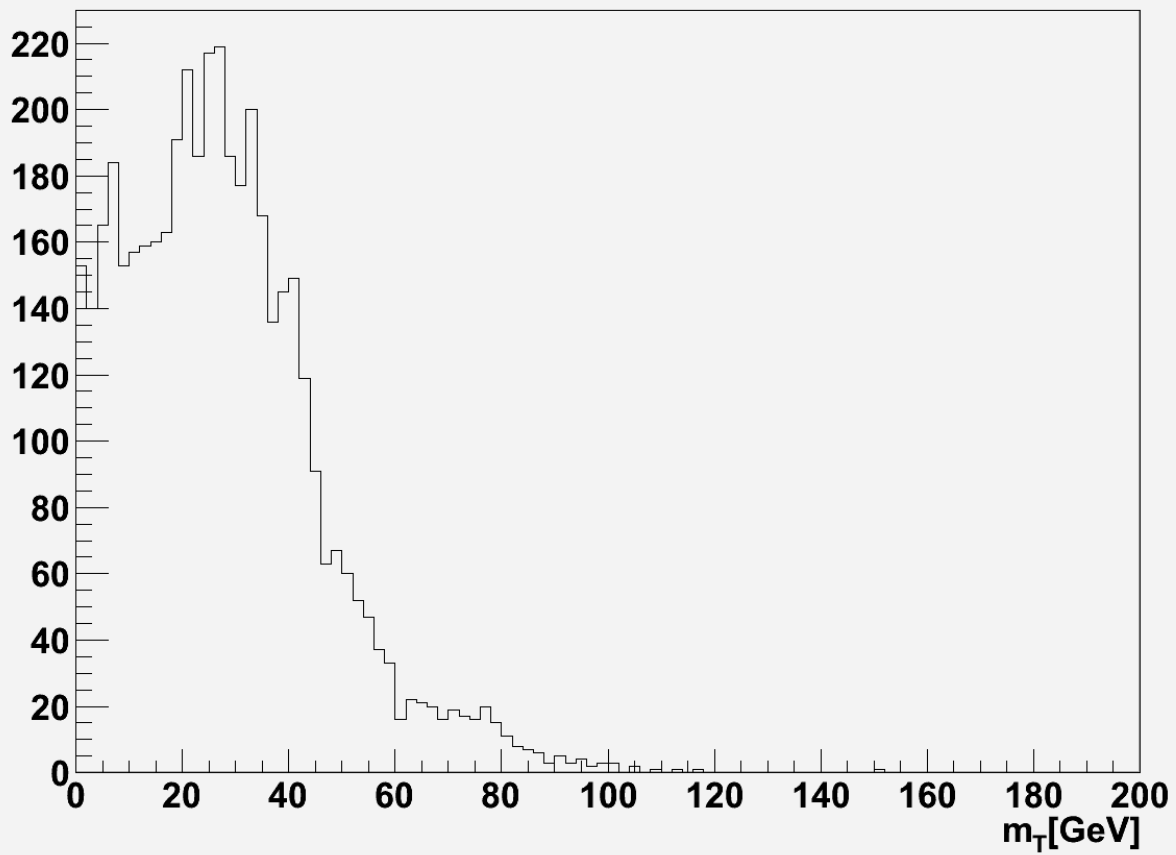


Abb. 27.3

Diese Abbildung zeigt die transversale Masse, die hier ein Maximum um 40 GeV hat. Erwartet wird eines bei etwa 80 GeV.

Histogramme der $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

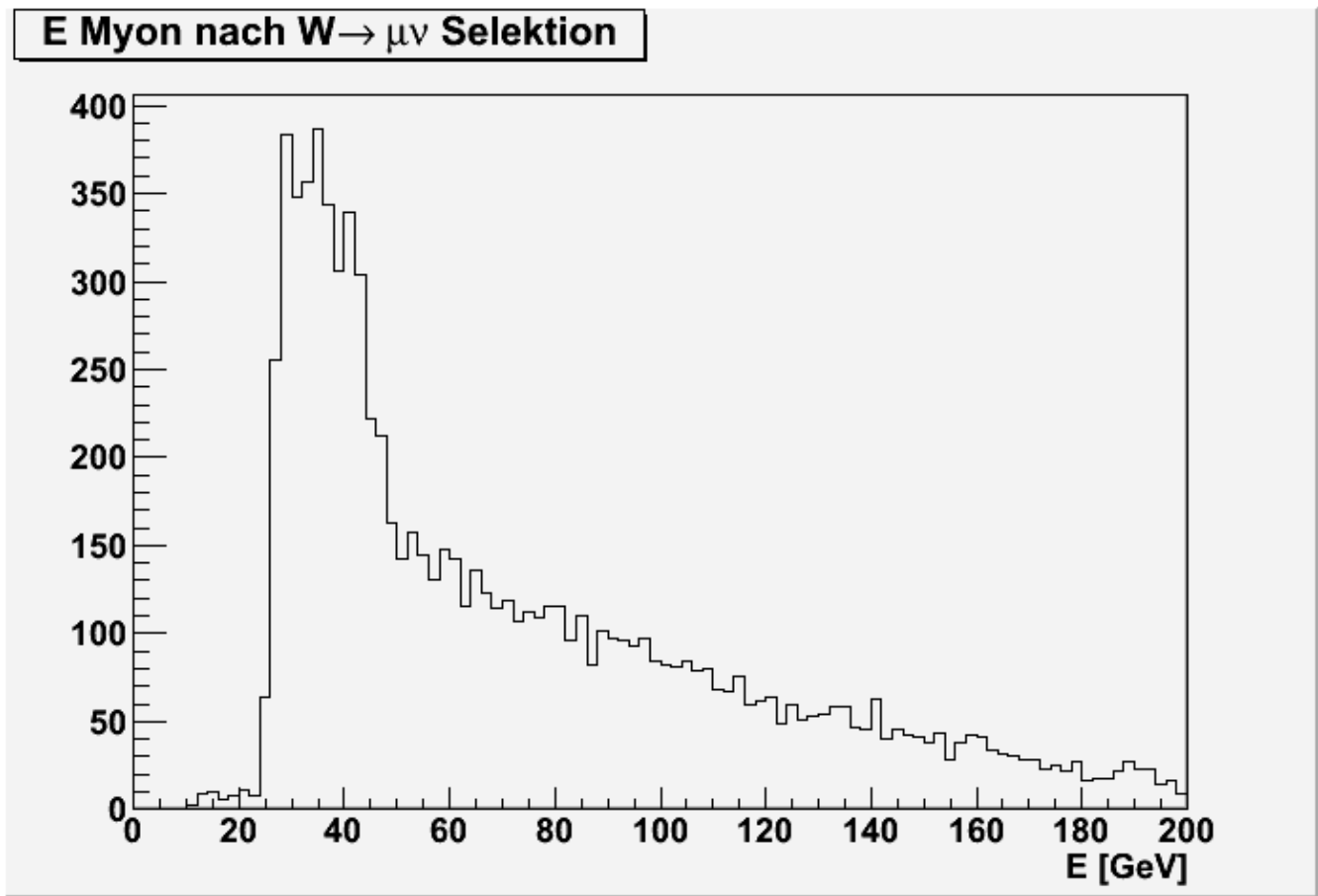


Abb. 28.1

Dieses Histogramm zeigt einen sehr deutliches Maximum bei 40 GeV, was auch so erwartet wurde.

fehlende transversale Energie nach $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion

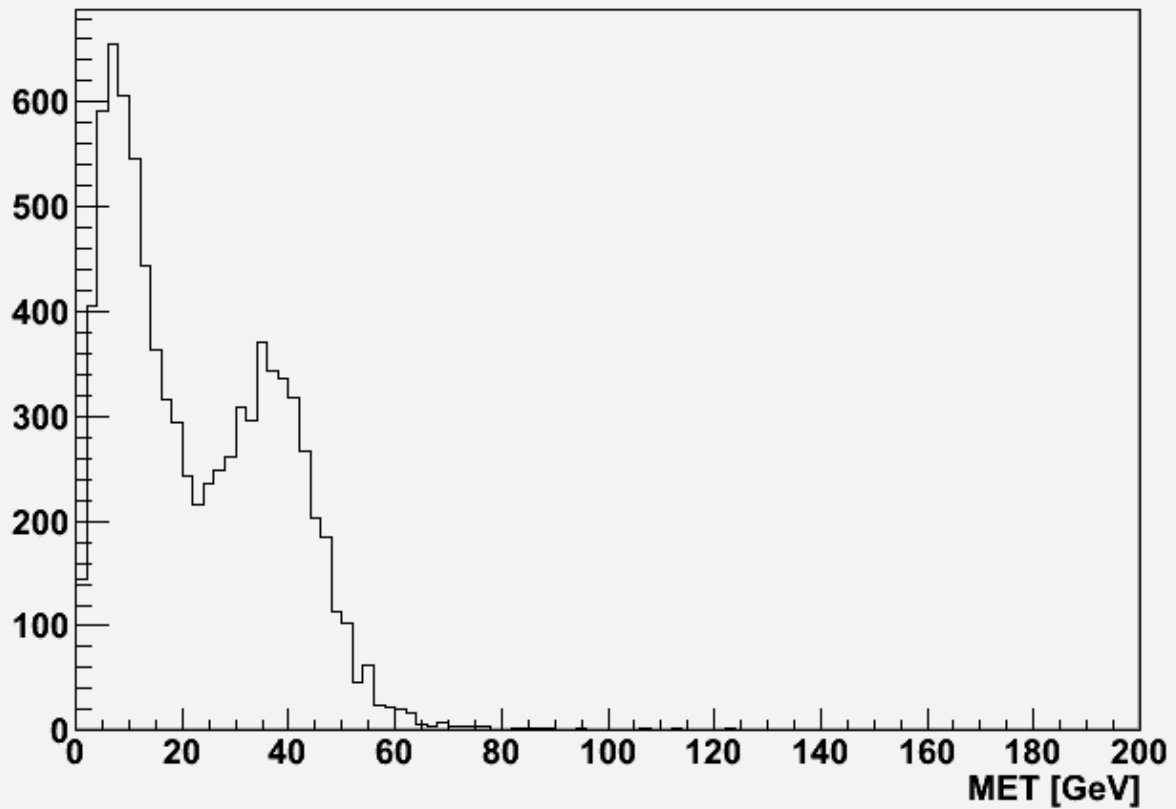


Abb. 28.2

Auch hier ist das erwartete Maximum von etwa 40 GeV fehlender Energie eingetreten.

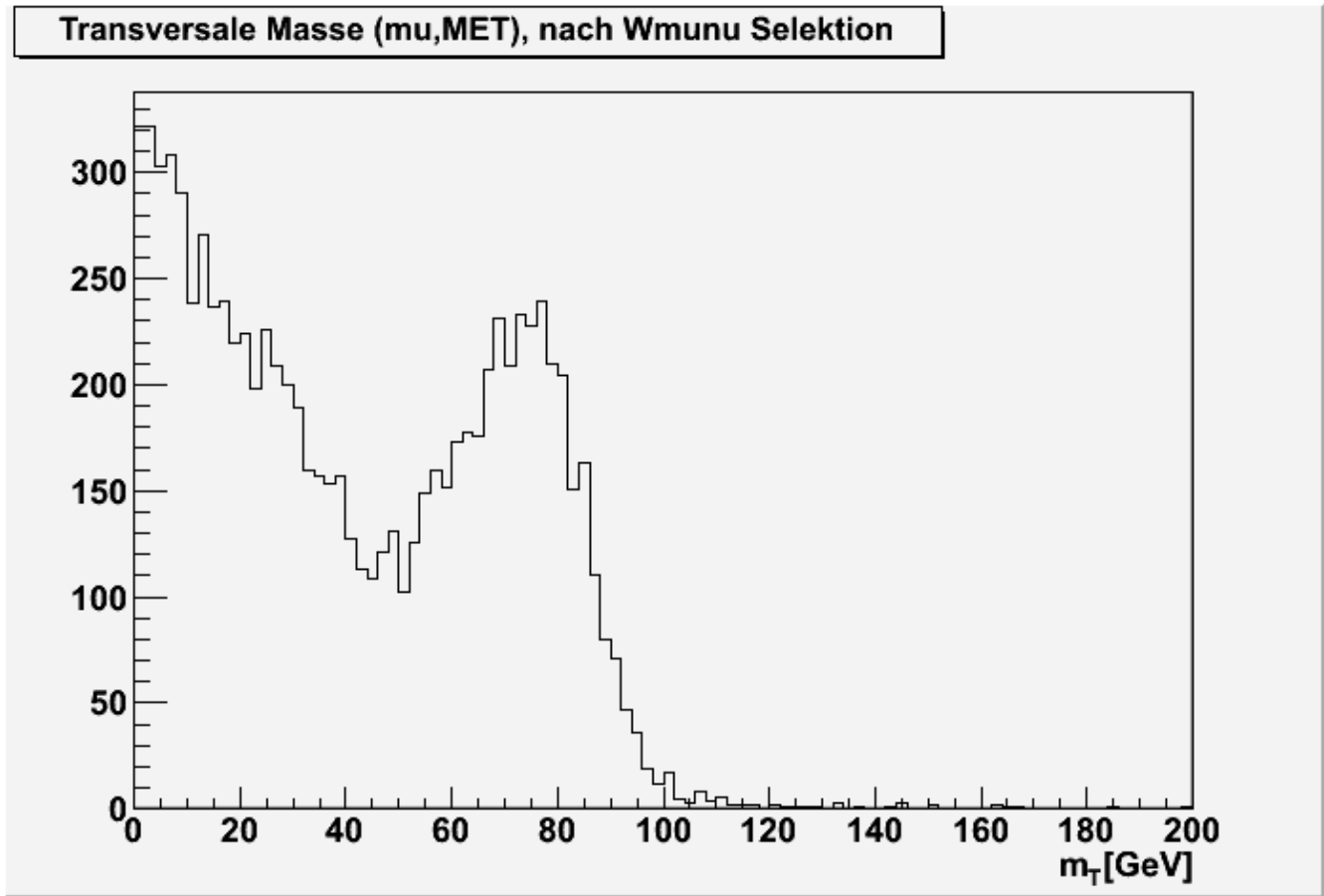


Abb. 28.3

Die dritte Abbildung der $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion zeigt das erwartete Maximum bei etwa 80 GeV transversaler Masse.

Histogramme der $Z \rightarrow ee$ Selektion

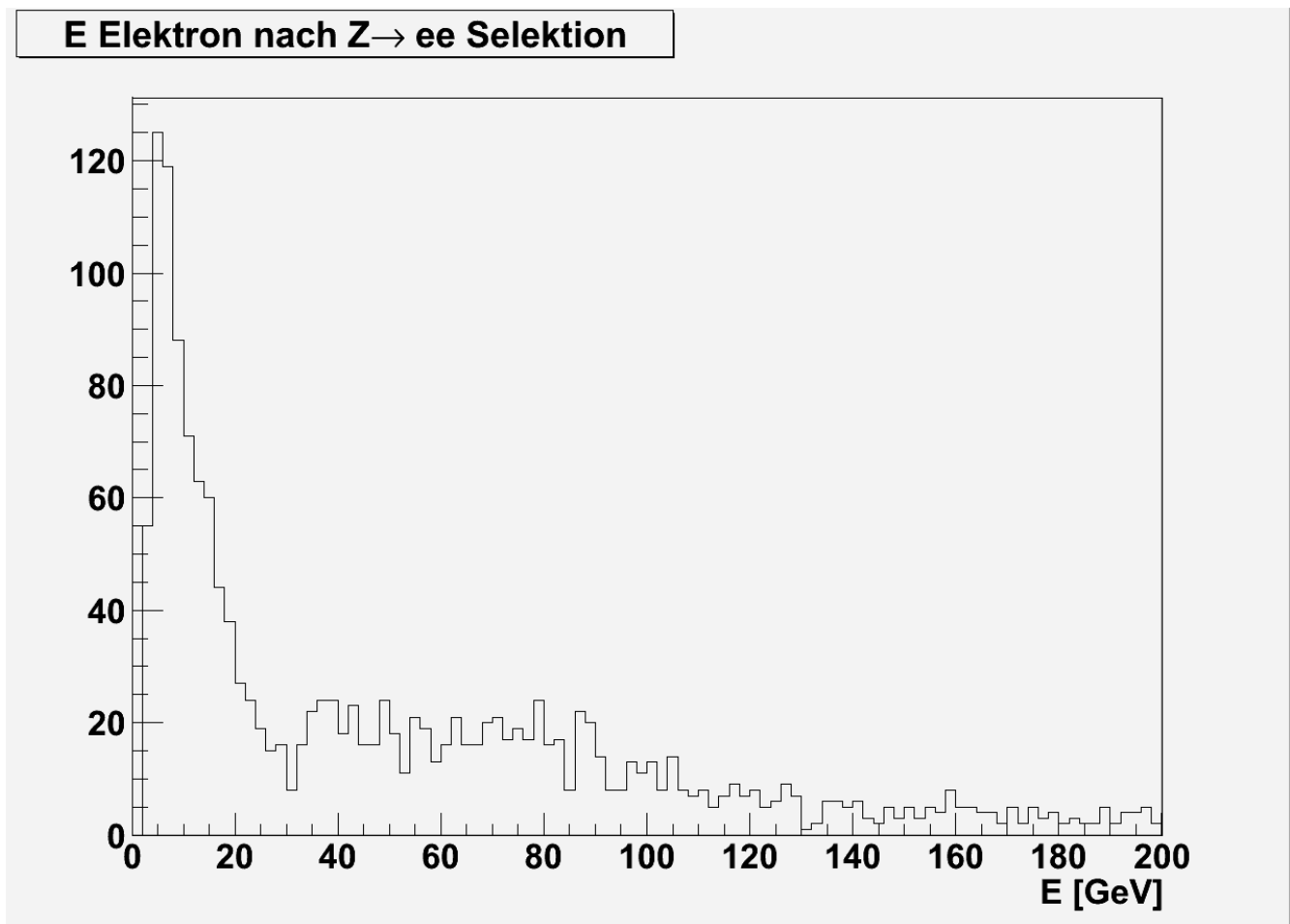


Abb. 29.1

Diese Abbildung zeigt ein leichtes Plateau zwischen 40 und 80 GeV, aber kein erwartetes Maximum bei 40 GeV.

fehlende transversale Energie nach $Z \rightarrow ee$ Selektion

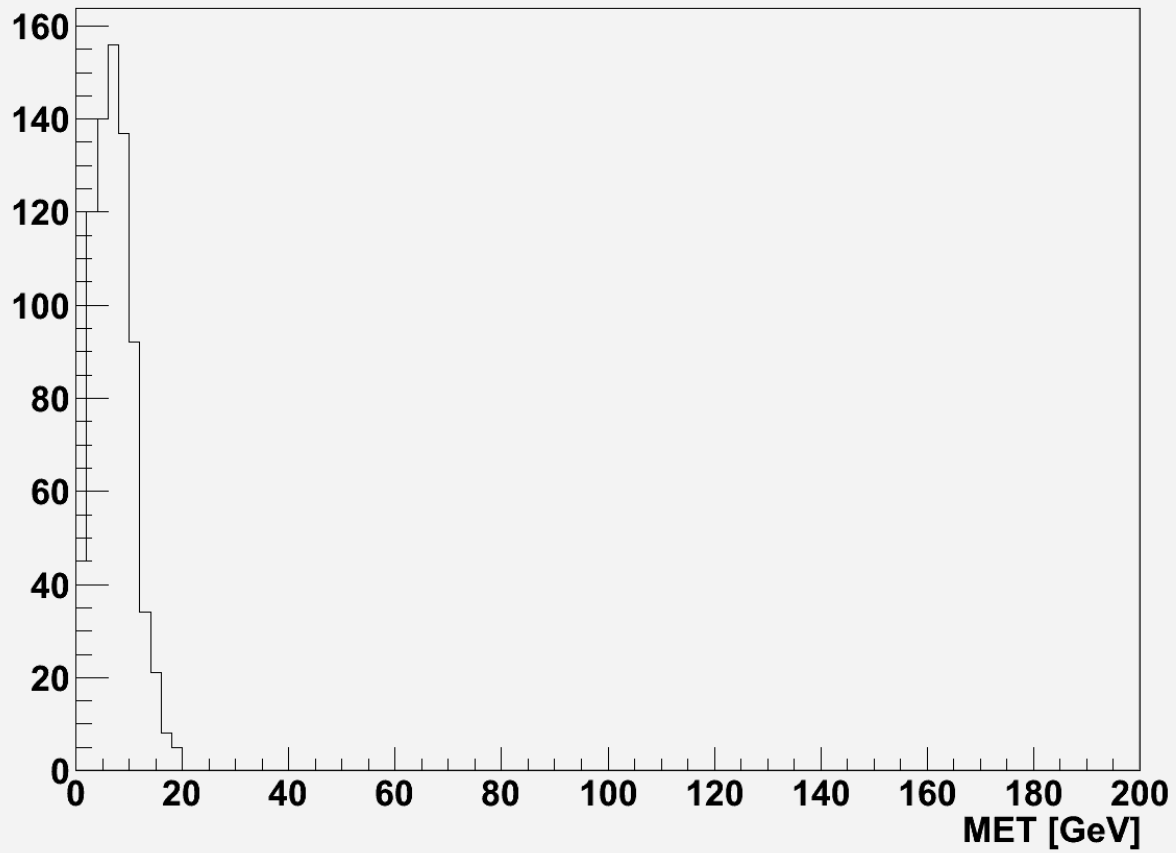


Abb. 29.2

Diese Abbildung zeigt sehr deutlich, dass in den Ereignissen kaum fehlende Energie vorhanden ist, was bei den Z -Ereignissen auch erwartet wird.

Invariante ee-Masse, nach Zee Selektion

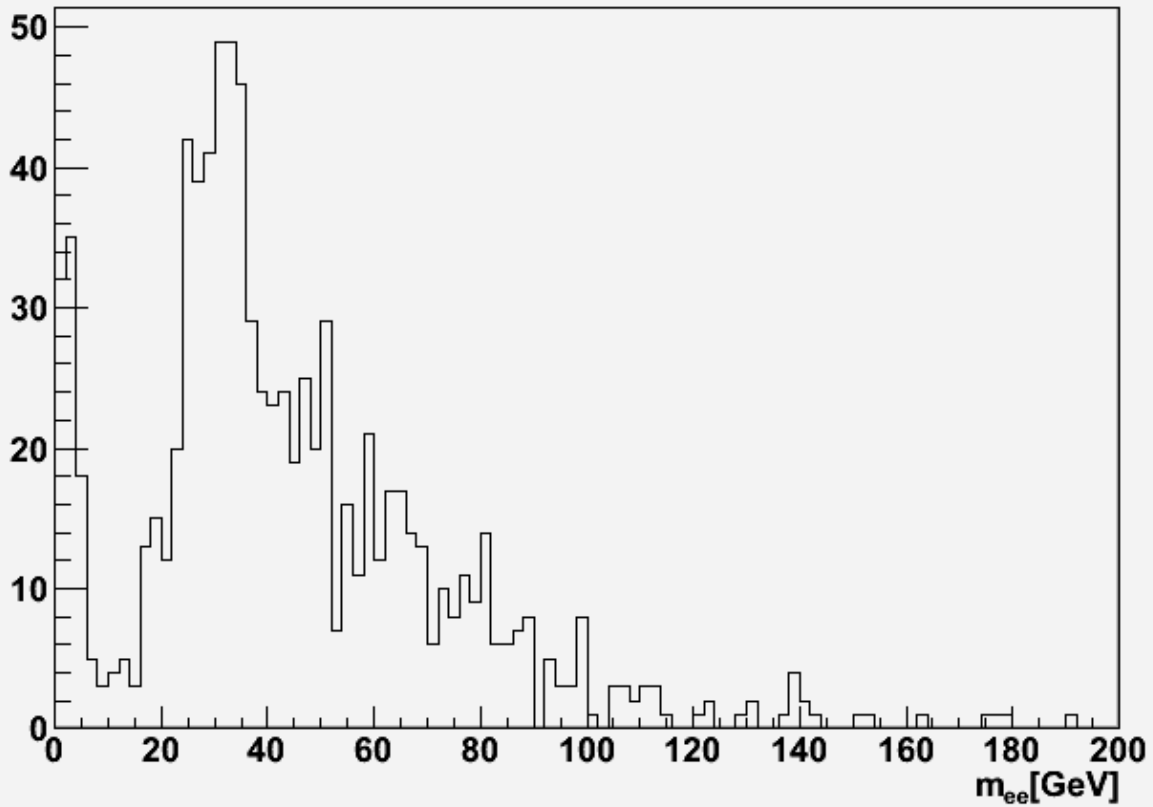


Abb. 29.3

Die Invariante Z-Masse sollte bei etwa 91 GeV ein Maximum aufweisen, was sie nicht tut. Die Erklärung dafür ist, dass die meisten Ereignisse nur ein Lepton besitzen, weshalb es zu einem Maximum bei etwa der halben Z-Masse kommt.

Histogramme der $Z \rightarrow \mu\mu$ Selektion

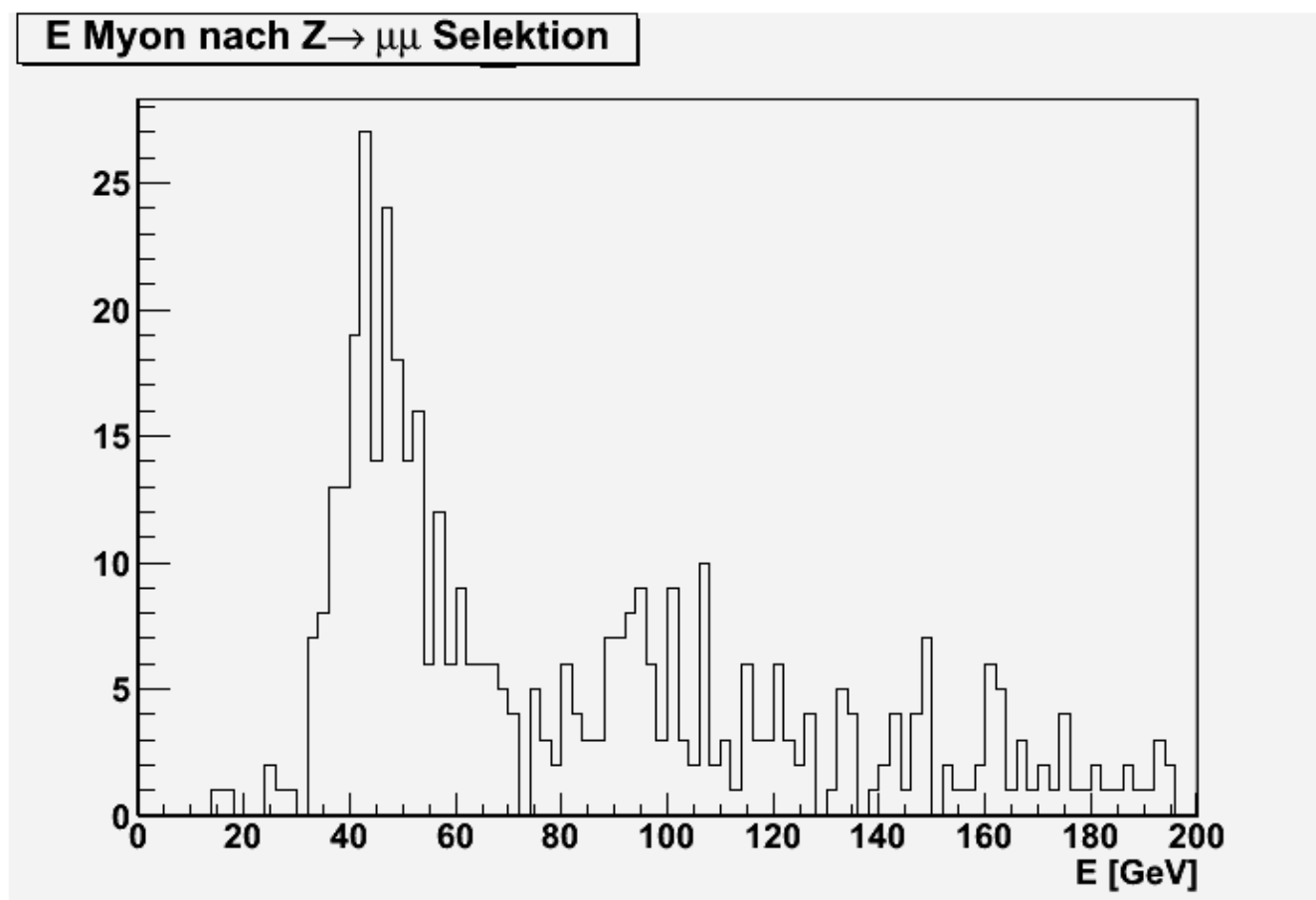


Abb. 30.1

Wie erwartet zeigt das Histogramm ein Maximum bei etwas mehr 40 GeV.

fehlende transversale Energie nach $Z \rightarrow \mu\mu$ Selektion

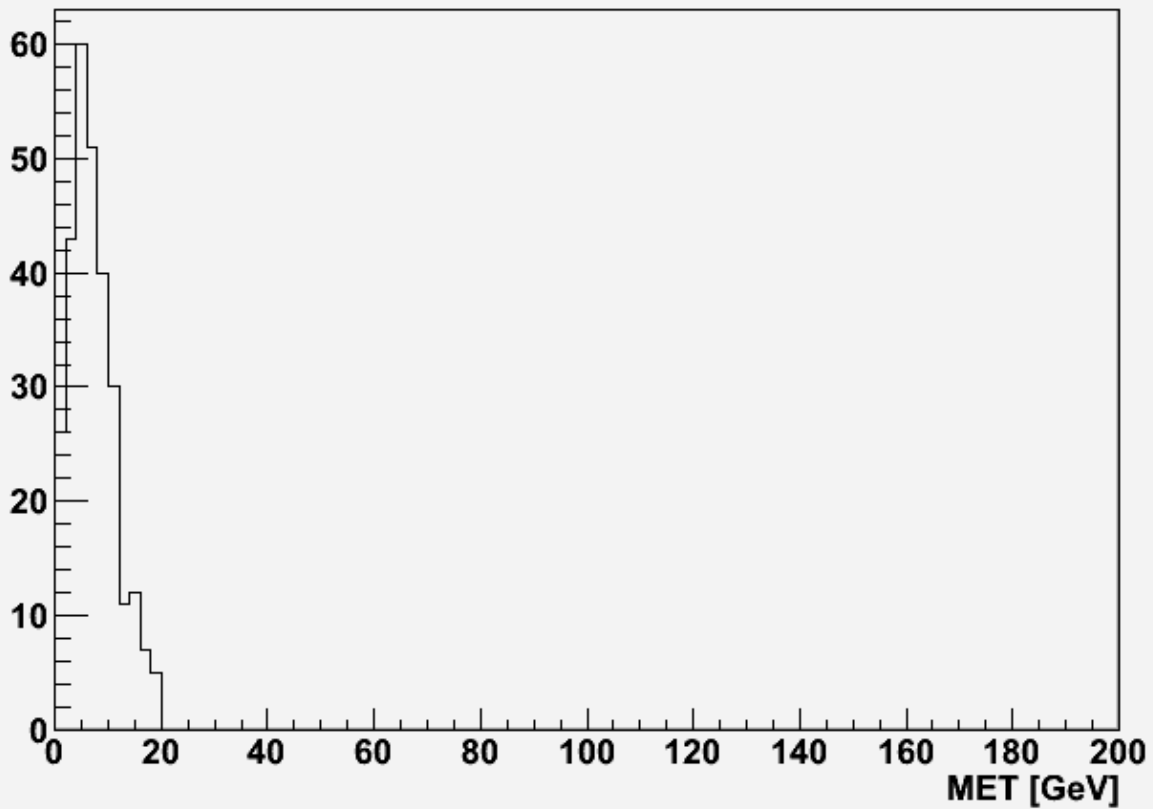


Abb. 30.2

Auch hier ist wie erwartet die fehlende Energie sehr gering also deutlich unter 10 GeV.

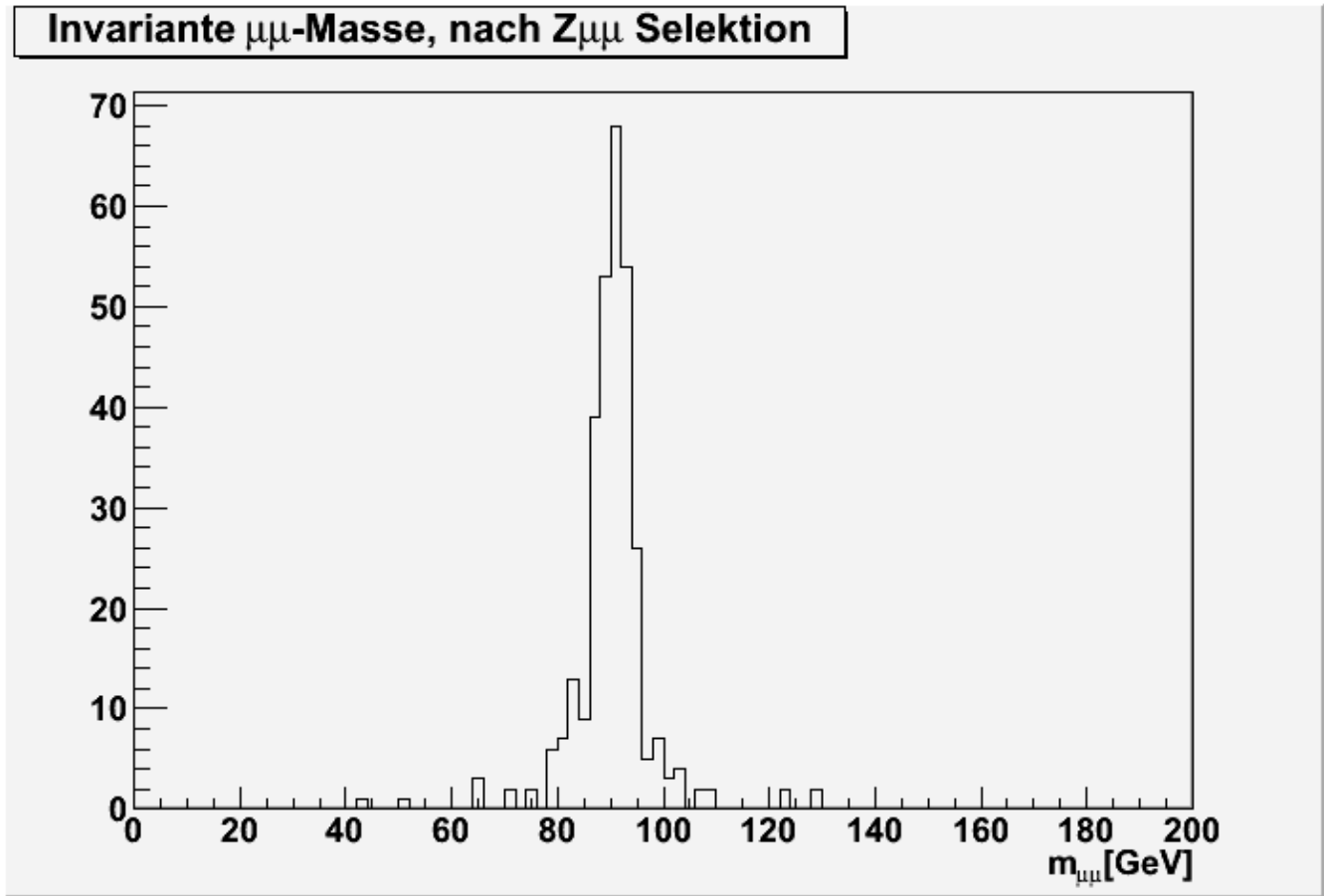


Abb. 30.3

Die Invariante Masse des Z ist hier sehr genau bei etwa 91 GeV, was präzise den Erwartungen entspricht.

5. Visualisierung und Deutung ausgewählter Eventdisplays

Um die Ereignisse untersuchen zu können, ist es nötig, ein geeignetes Werkzeug zu nutzen, das diese Ereignisse sichtbar macht. Hierfür gibt es das Atlantis-Eventdisplay, was die Ereignisse mit ihren Kalorimereinträgen sichtbar werden lässt. Ob dieses Eventdisplay so genutzt werden wird, ist noch nicht klar. Wichtig aber ist, dass es das Aussehen des Detektors wiedergibt, wobei also der Detektoraufbau noch einmal wiederholt werden wird.

5.1. Eventdisplays der ausgewählten simulierten Ereignisse

Im Folgenden sind Bilder von Eventdisplays nach den einzelnen Selektionen geordnet nach Signal und Untergrund zu finden. Die Erklärungen befinden sich stets am Ende der jeweiligen Selektion. Im rechten oberen Bild erkennt man stets den Wert der fehlenden Energie (Missing ET) und die Energie des Elektrons (AOD:)

W → eν Selektion

Signalereignisse

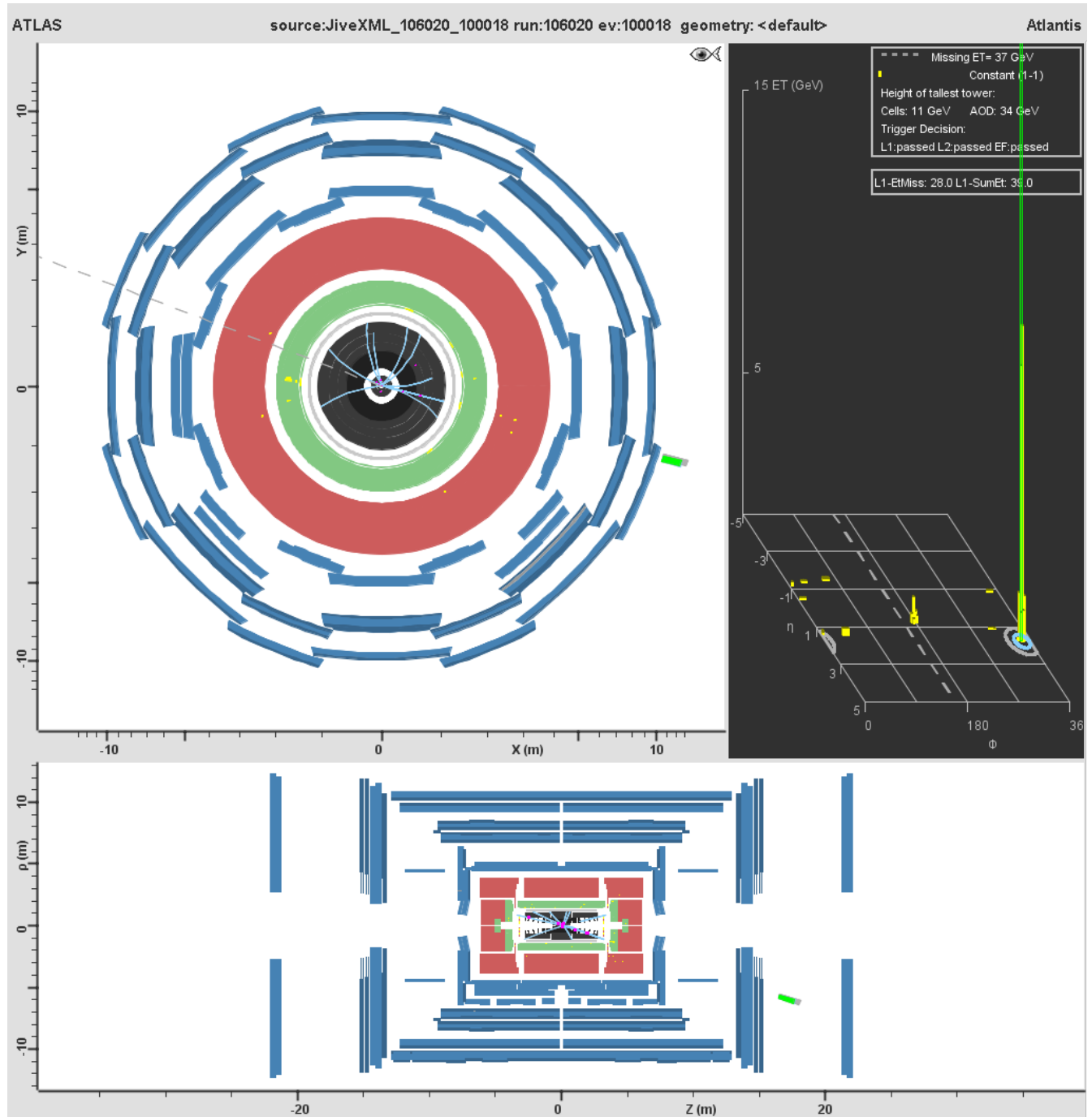


Abb. 31.1

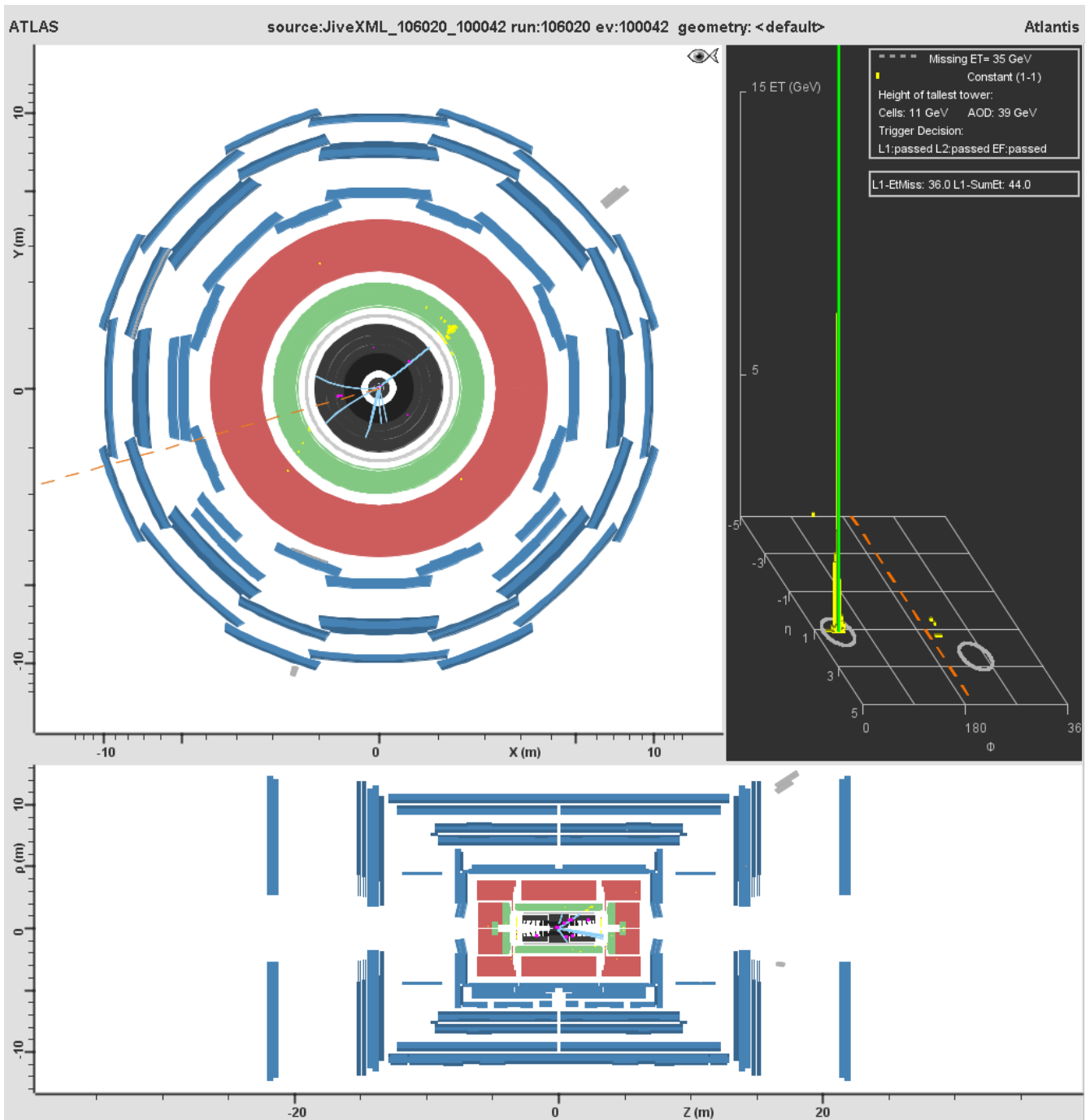


Abb. 31.2

Zwei sehr schöne Displays, die repräsentativ für die meisten Signalereignisse sind. Die fehlende Energie und die transversale Energie der Elektronen liegt um die 30 bis 45 GeV.

Untergrundereignisse

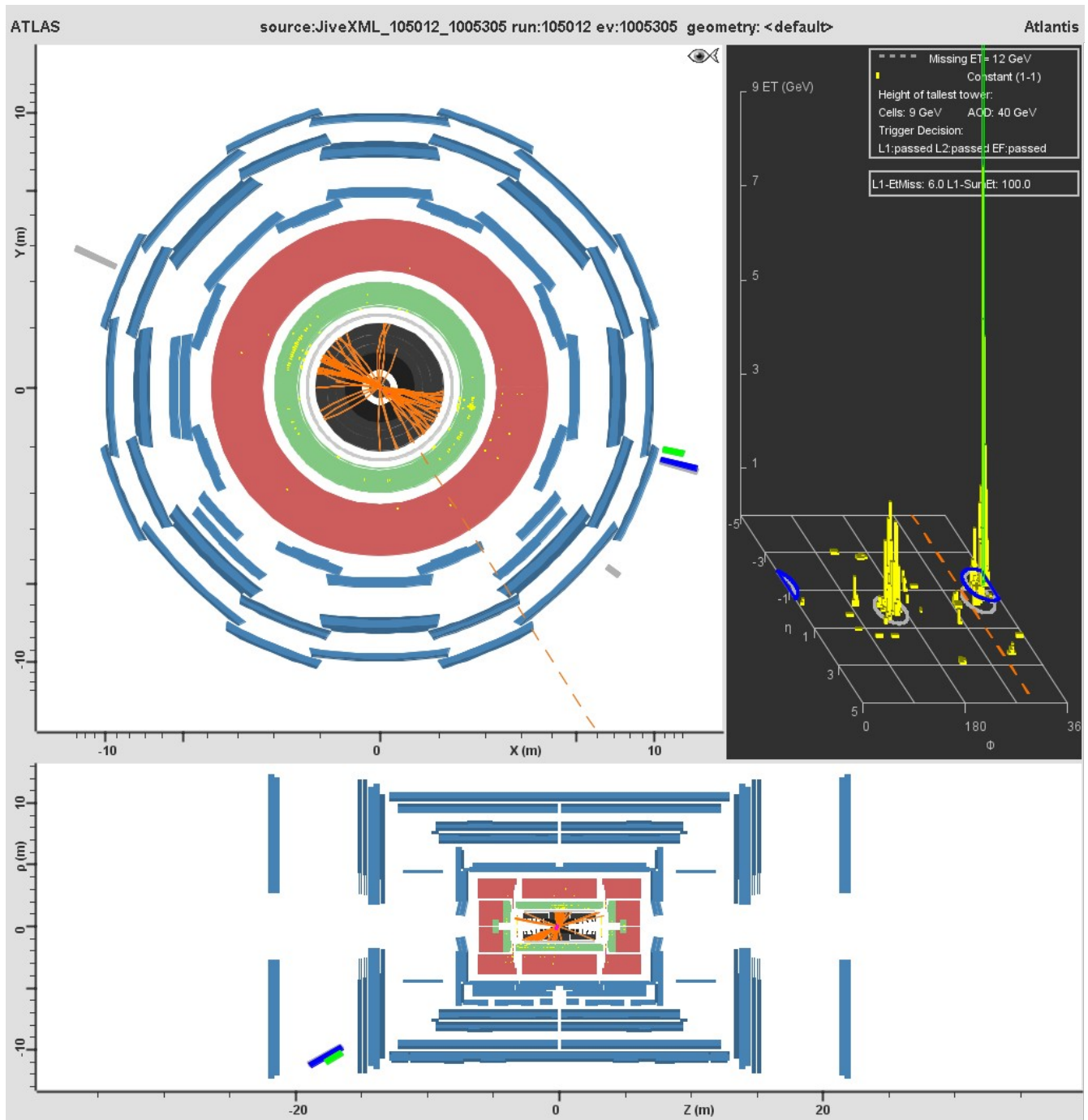


Abb. 31.3 QCD-Untergrund-Ereignis

Man erkennt sehr deutlich, dass es sich um kein Signalereignis handeln kann, da die fehlende Energie mit 12 GeV zu klein ist.

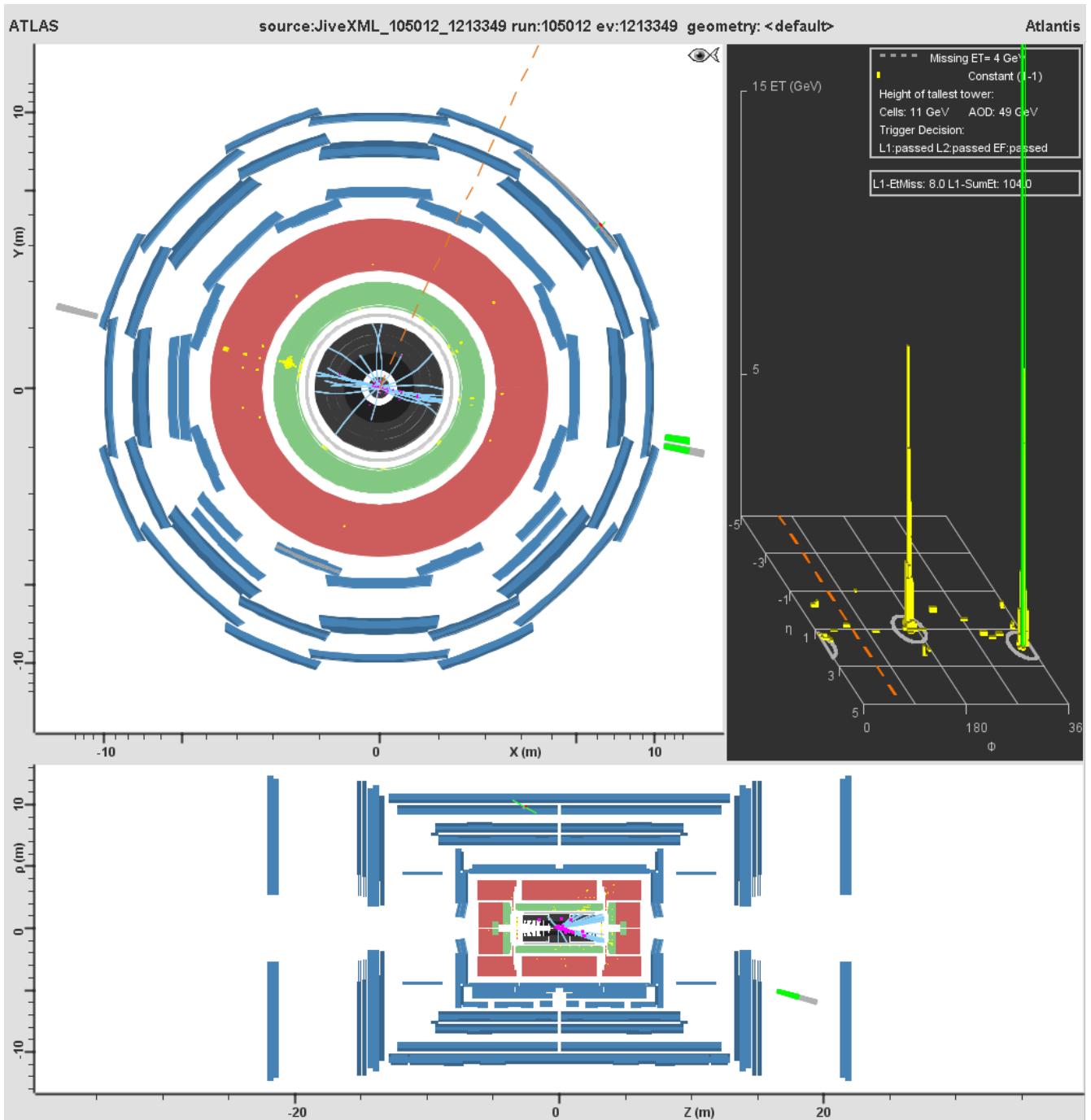


Abb. 31.4 QCD-Untergrund-Ereignis

Auch in dieser Abbildung ist die fehlende Energie zu klein.

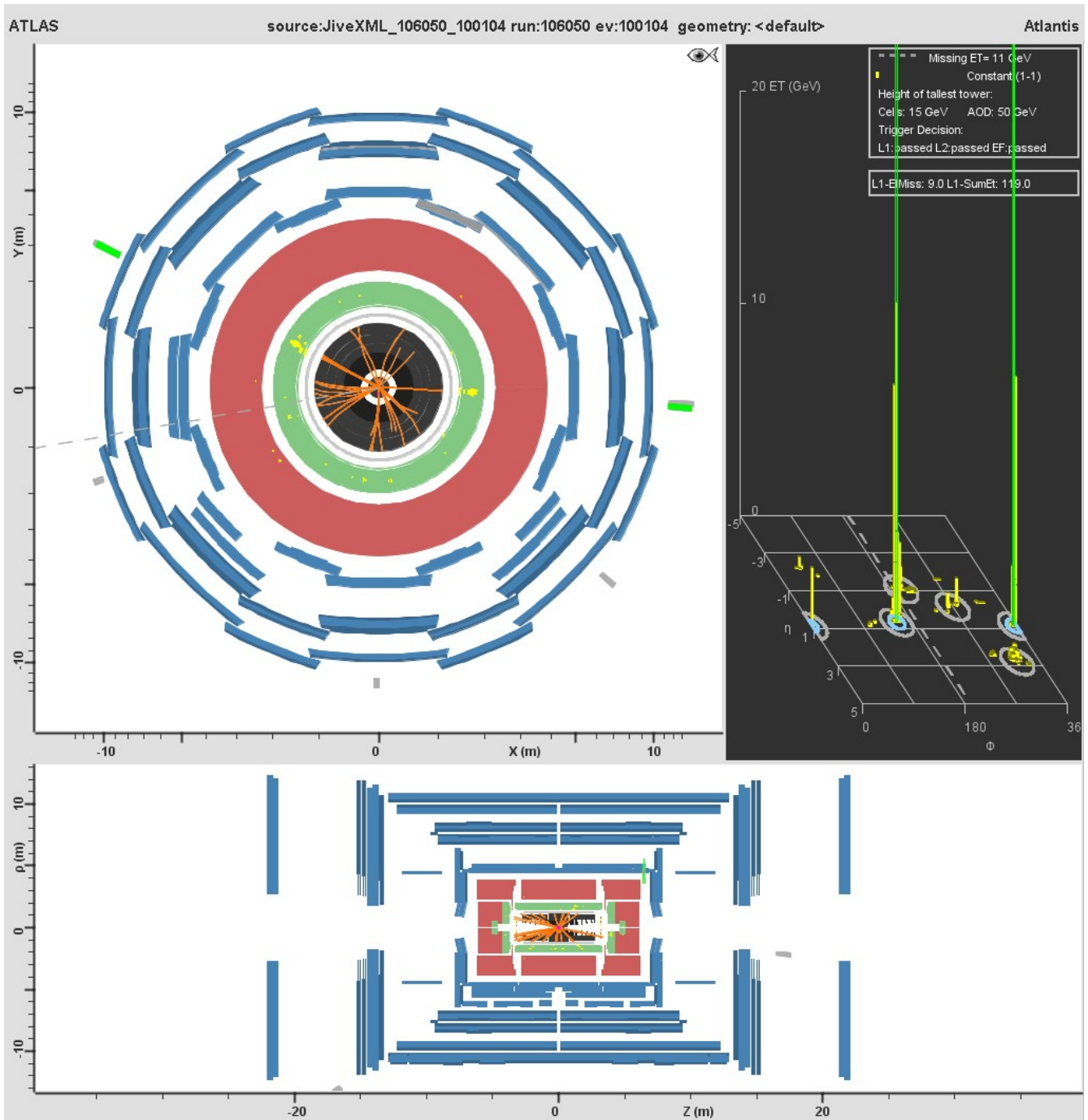


Abb. 31.5 $Z \rightarrow ee$ Untergrund

Dieses Ereignis lässt sich sehr gut als $Z \rightarrow ee$ identifizieren, da die fehlende Energie sehr klein ist und zwei Elektronen mit hoher Energie fast direkt von einander „wegfliegen“.

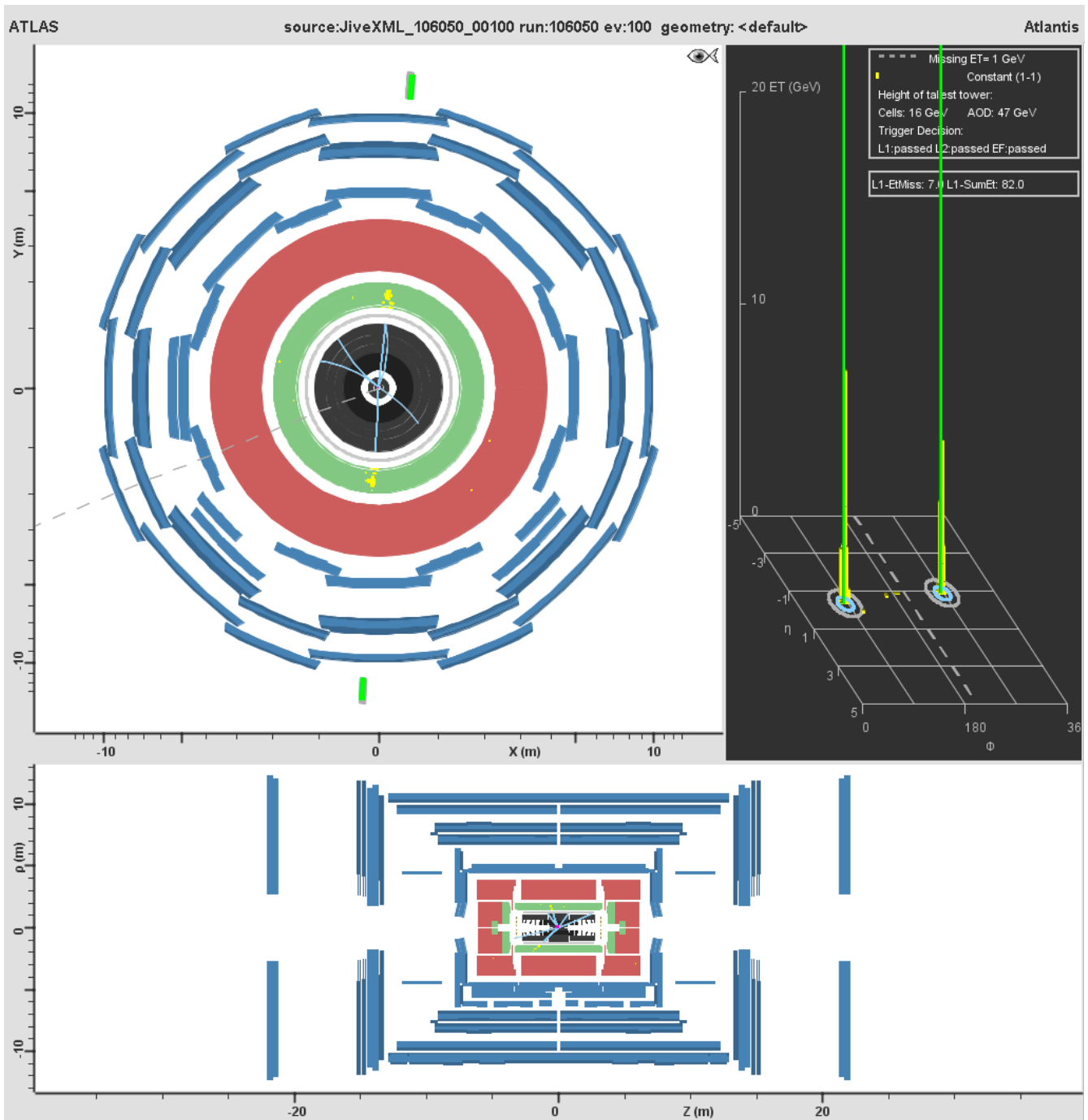


Abb. 31.6 $Z \rightarrow ee$ Untergrund

Auch hier existieren zwei hochenergetische Elektronen bei einer sehr niedrigen fehlenden Energie.

Diese Auswahl an Eventdisplays zeigt also, dass sich Untergrund von Signal gut trennen lässt im Falle der $W \rightarrow ev$ Selektion

W → μν Selektion

Signalereignisse

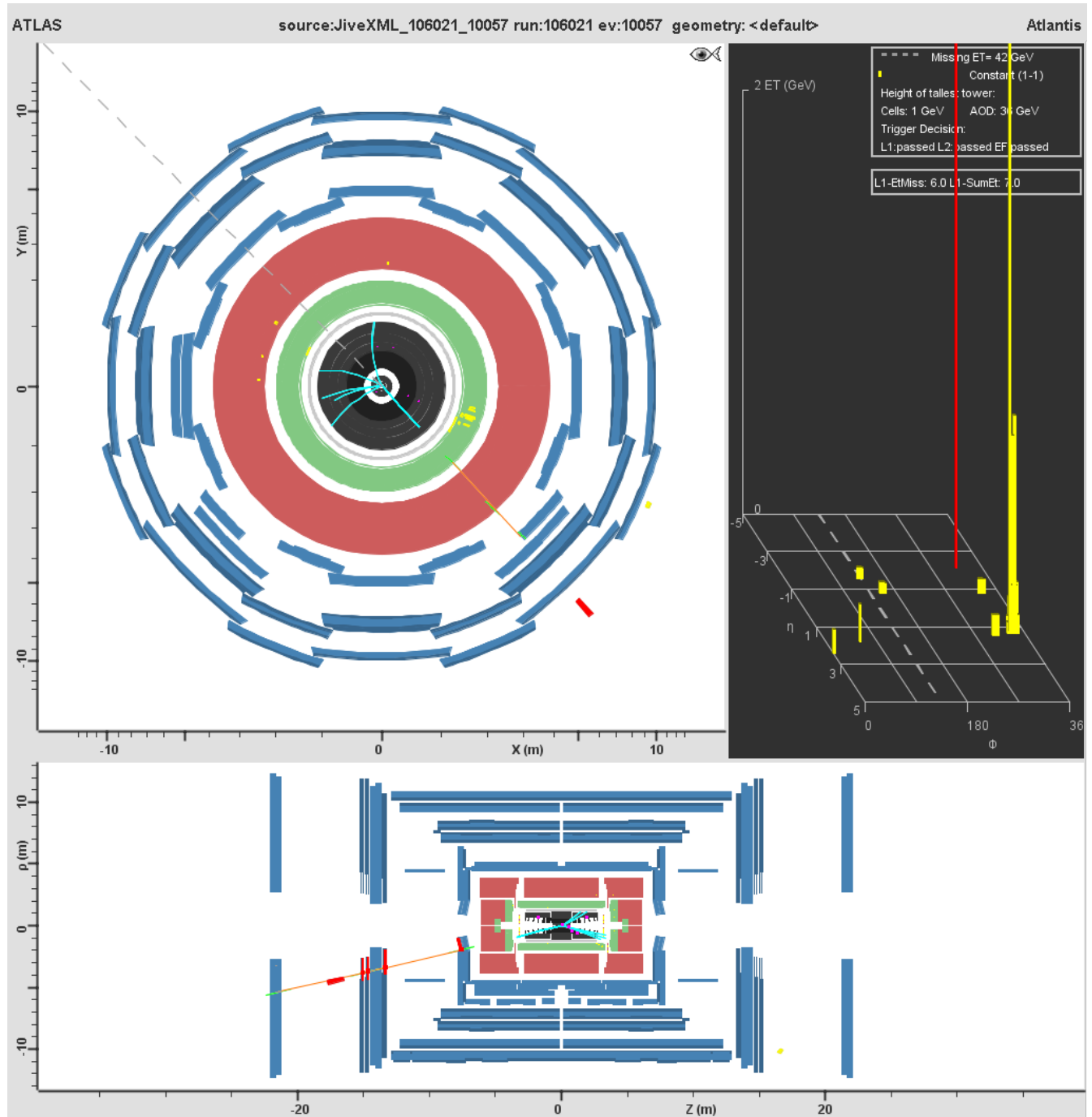


Abb. 32.1

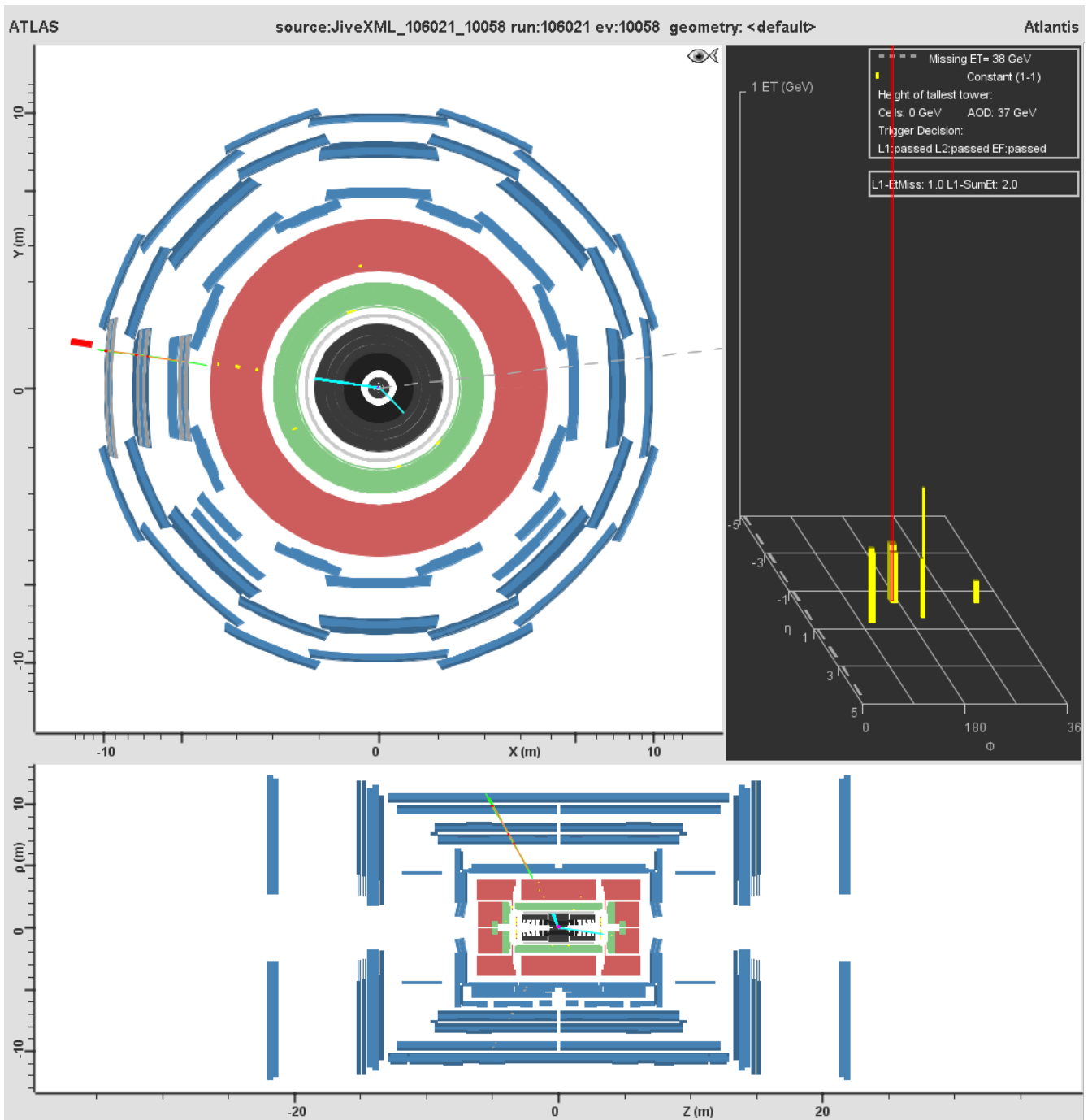


Abb. 32.2

Zwei sehr schöne Displays, die repräsentativ für die meisten Signalereignisse sind. Die fehlende Energie und die transversale Energie der Myonen liegt um die 30 bis 45 GeV.

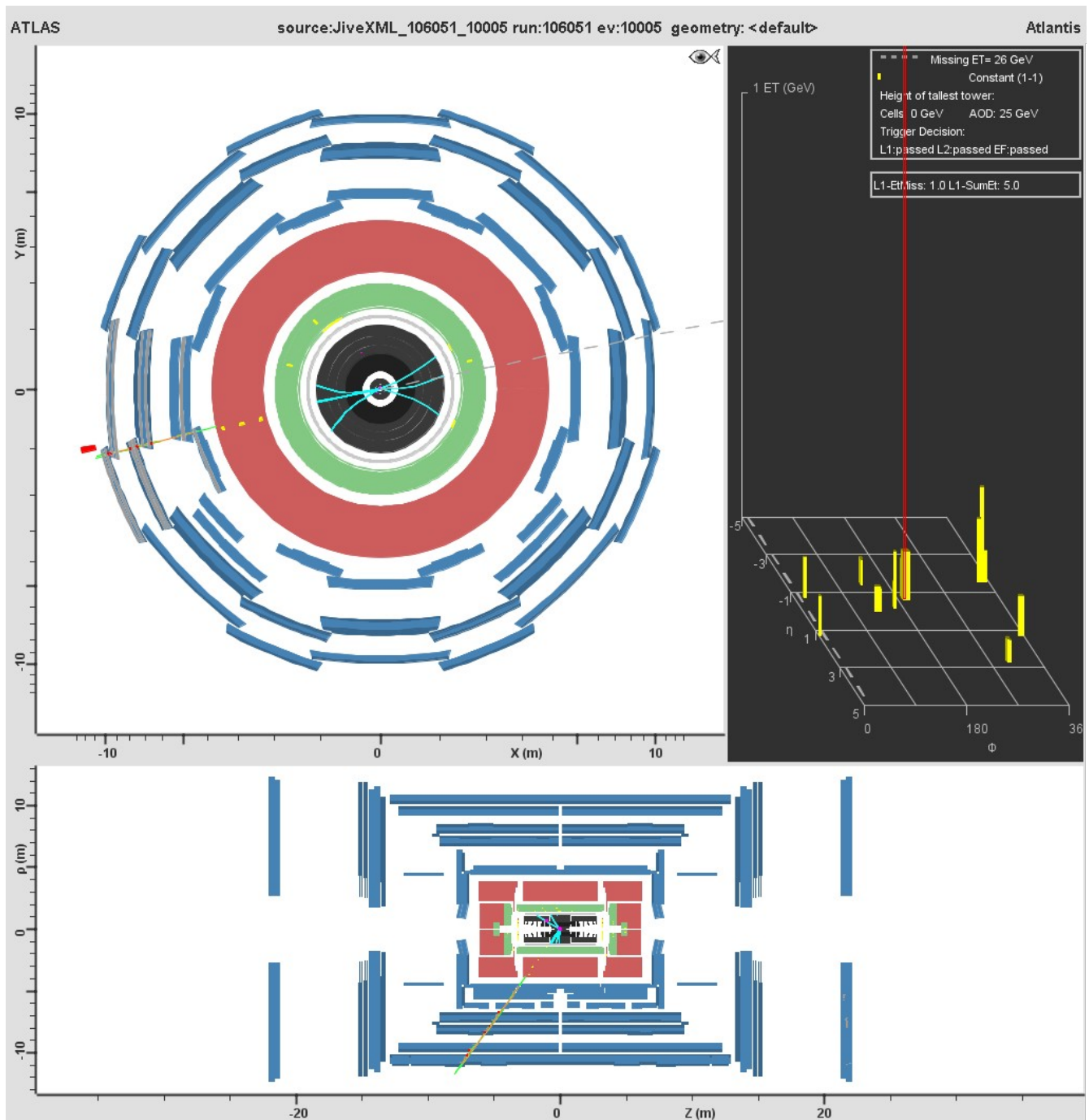


Abb. 32.3 $Z \rightarrow \mu\mu$ Untergrund

Ein sehr schwieriges Ereignis, da die Energien unter 30 GeV liegen und das eine Myon wohl verloren gegangen ist und deshalb als fehlende Energie registriert wurde. Solche Displays können gern wie Signalereignisse aussehen, wenn die Energien groß genug sind. Dieses würde man auch ohne Kenntnis der Herkunft sicher als Untergrund klassifizieren.

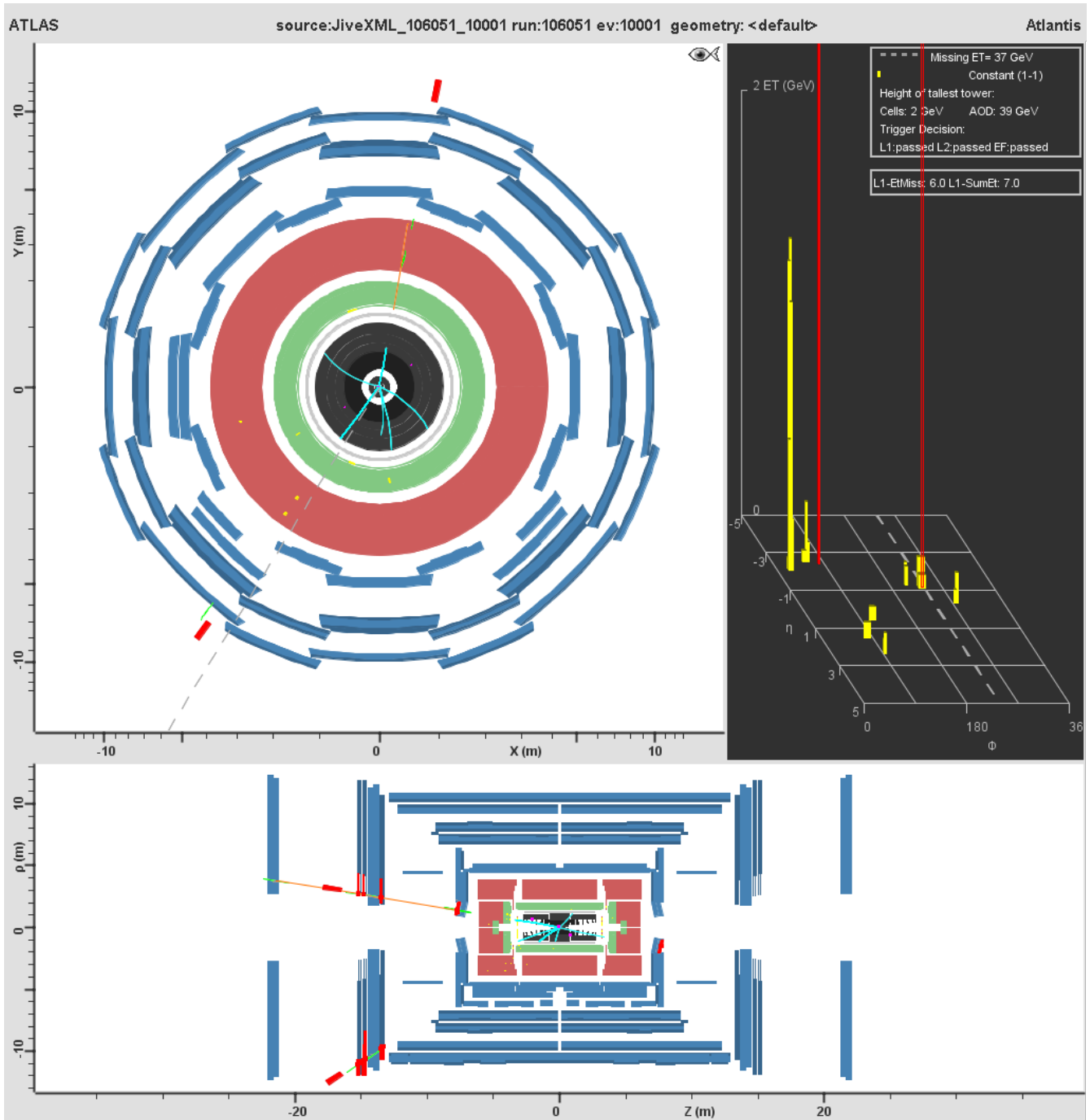


Abb. 32.4 $Z \rightarrow \mu\mu$ Untergrund

Dieses Ereignis dagegen ist sehr deutlich als $Z \rightarrow \mu\mu$ charakterisierbar, was für die meisten Displays dieser Ereignisse gilt.

Ereignisse aus QCD-Untergrund sind keine vorhanden, sodass es keine Displays dazu gibt. Die Eventdisplays haben aber bisher gezeigt, dass die Auswahl recht gut ist. Die Schwierigkeit, dass manche Myonen als fehlende Energie gezählt werden ist dagegen vorhanden und lässt manches Z -Ereignis wie ein W -Ereignis aussehen.

$Z \rightarrow ee$ Selektion

Die Signalereignisse entsprechen dem Untergrund der $W \rightarrow e\nu$ Selektion, da die Auswahl der Z-Ereignisse auf der Selektion der Ws aufbaut. Somit sind die Z-Ereignisse eine Teilmenge der W-Ereignisse. Zur Betrachtung der Signalereignisse sei somit auf die Abbildungen 31.5 und 31.6 verwiesen.

Untergrund

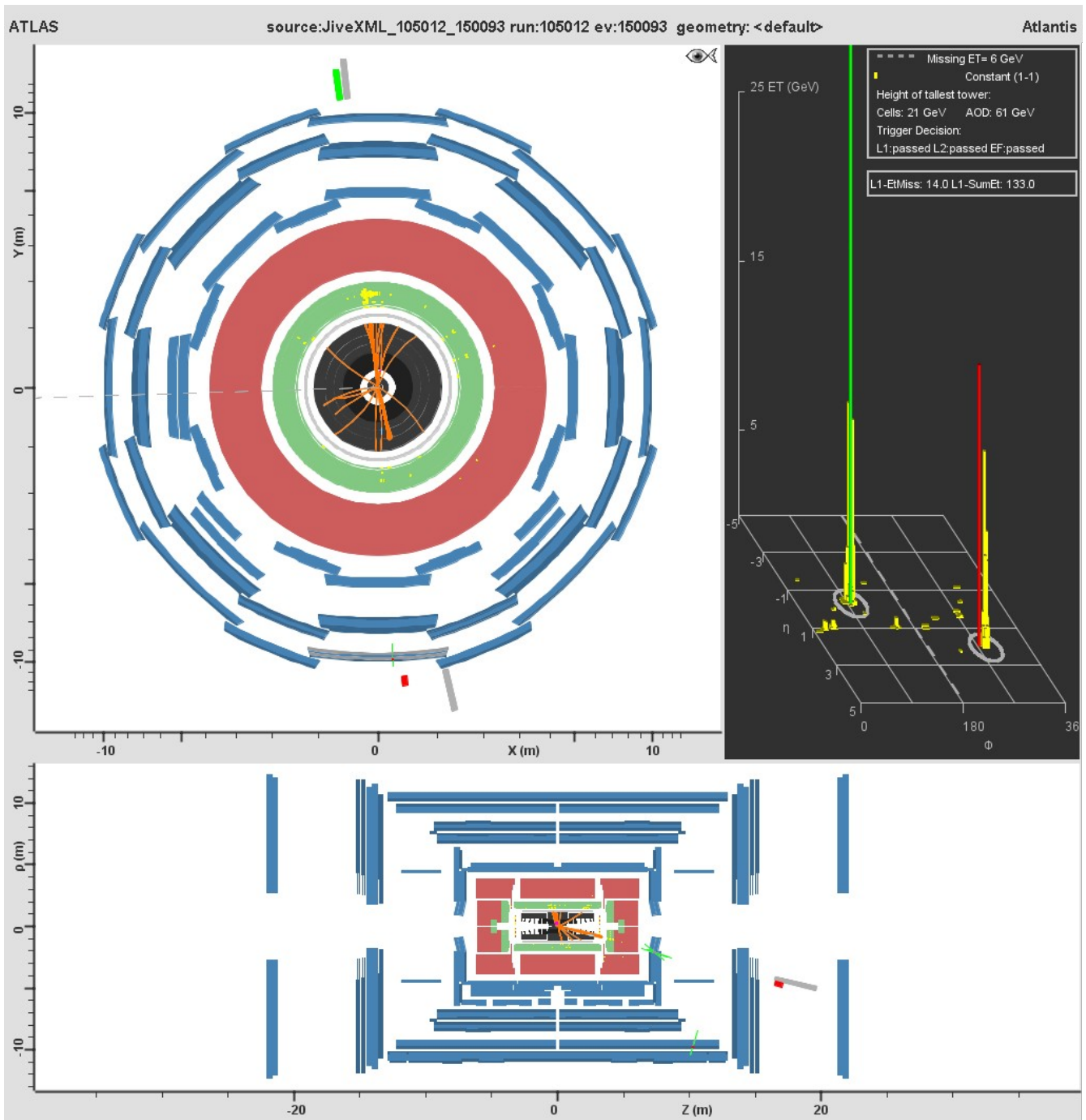


Abb. 33.1 QCD-Untergrund

Ein typisches Untergrundbild. Ein Myon und ein Elektron wurden detektiert, was keine konkrete Zuordnung zulässt.

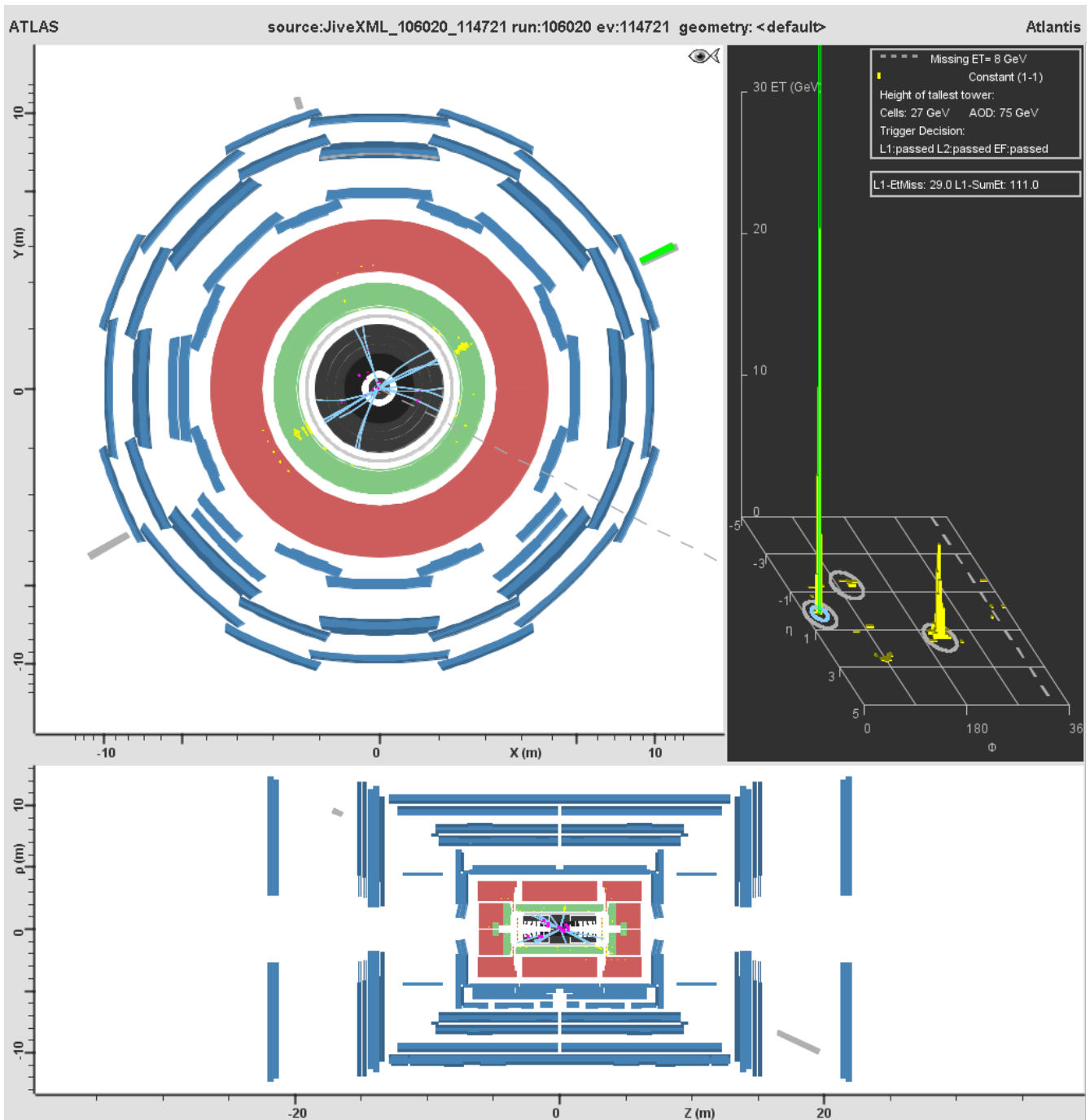


Abb. 33.2 $W \rightarrow e\nu$ Untergrund

Dieses Ereignis ist ein W . Die Schwierigkeit hierbei ist, dass die fehlende Energie zu klein ist, um es als W zu identifizieren. Eine Identifikation als Z käme aber gar nicht in Frage, worum es in diesem Falle ja geht.

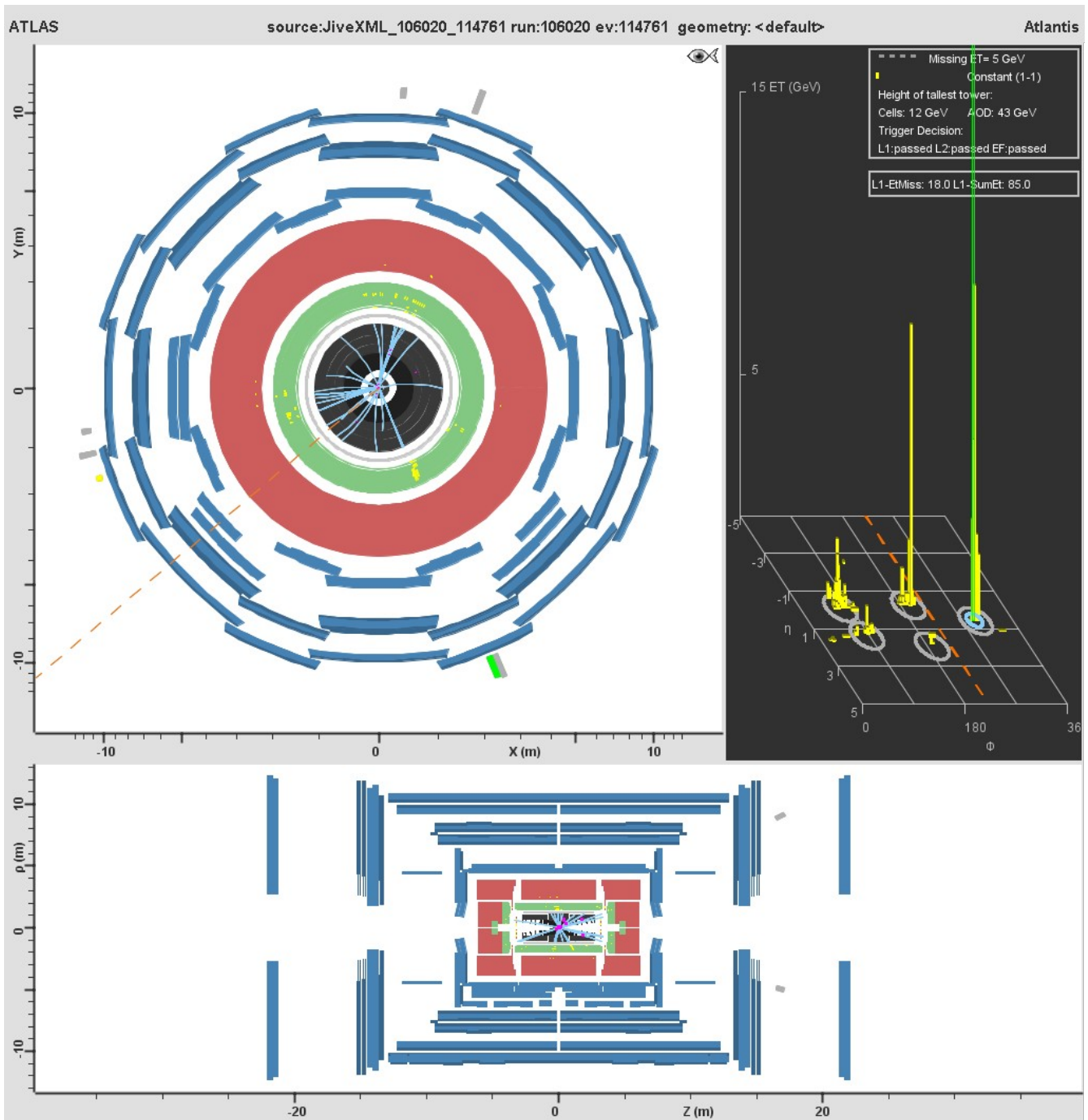


Abb. 33.3 $W \rightarrow e\nu$ Untergrund

Auch dieses Ereignis soll ein W-Ereignis gewesen sein. Es ergeben sich die gleichen Schwierigkeiten wie bei Abb. 33.2. Als Untergrund ist es jedoch klar zu klassifizieren.

$Z \rightarrow \mu\mu$ Selektion

Die Signalereignisse entsprechen dem Untergrund der $W \rightarrow \mu\nu$ Selektion, da die Auswahl der Z-Ereignisse auf der Selektion der Ws aufbaut. Somit sind die Z-Ereignisse eine Teilmenge der W-Ereignisse. Zur Betrachtung der Signalereignisse sei somit auf die Abbildungen 32.3 und 32.4 verwiesen.

Untergrund

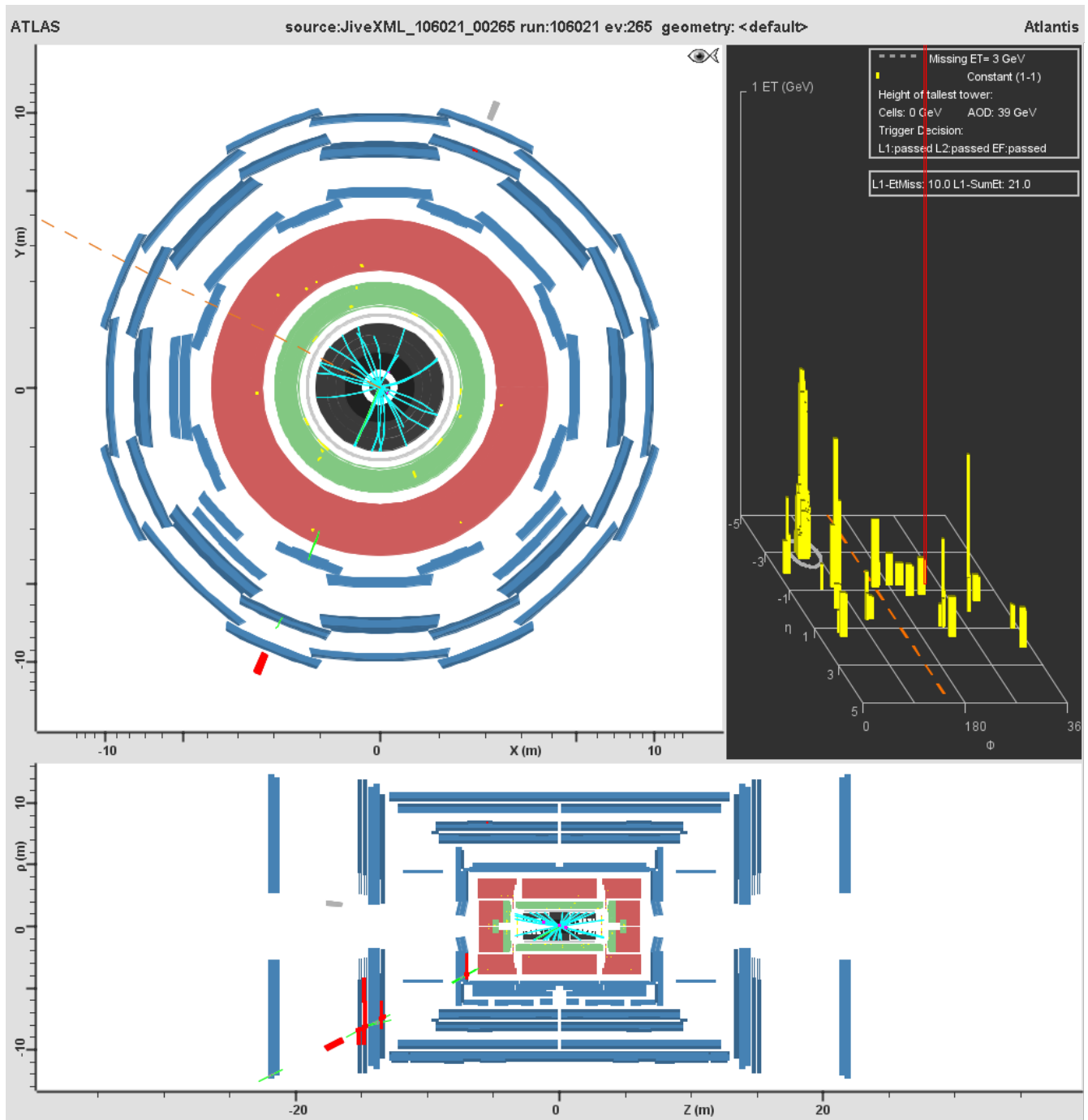


Abb. 34.1 $W \rightarrow \mu\nu$ Untergrund

Sehr deutlich zu erkennen ist, dass das zweite Myon fehlt und dass dieses Bild klar Untergrund sein muss.

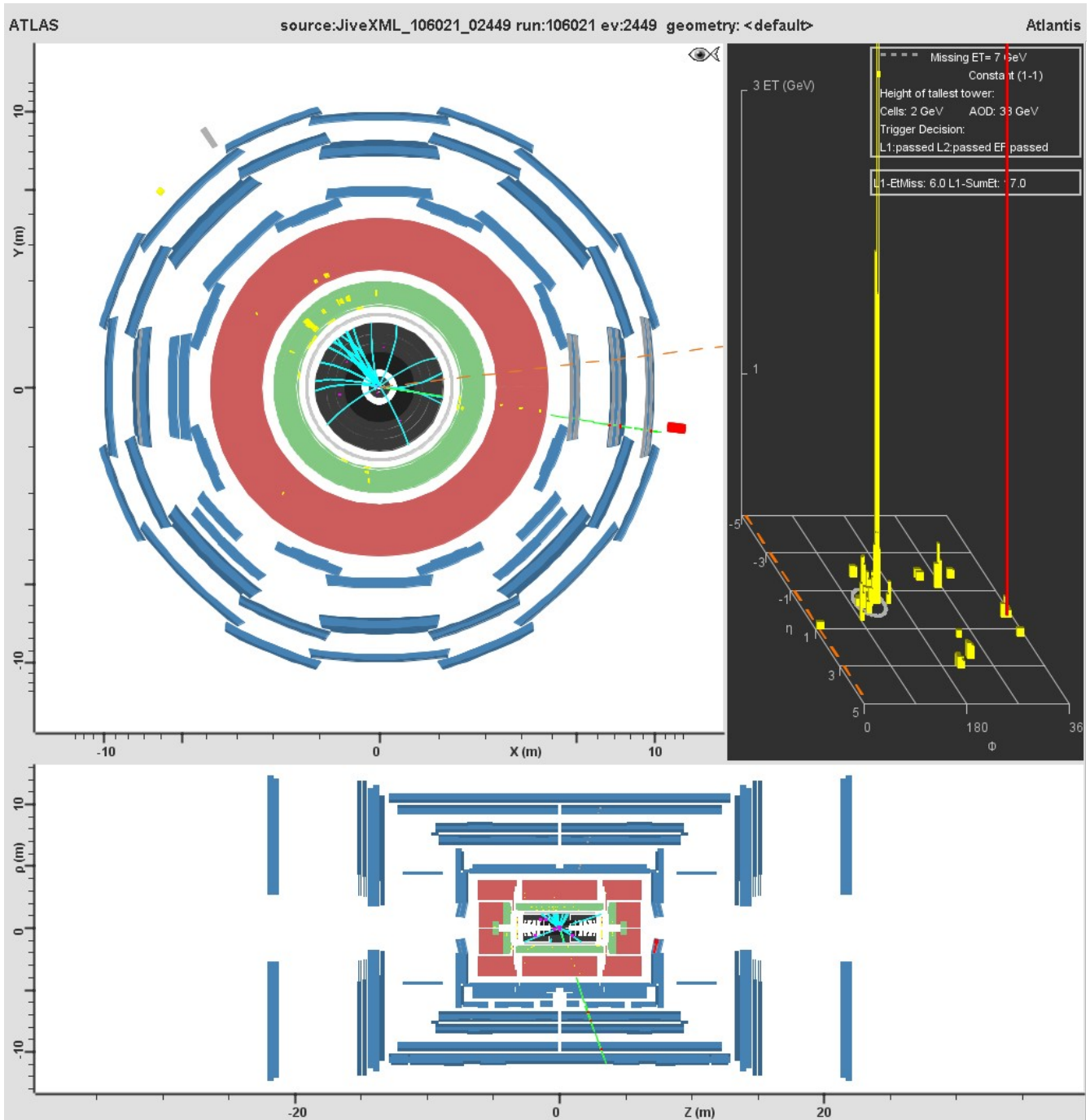


Abb. 34.2 $W \rightarrow \mu\nu$ Untergrund

Sehr deutlich zu erkennen ist, dass das zweite Myon fehlt und dass auch dieses Bild klar Untergrund sein muss.

Auch für die $Z \rightarrow \mu\mu$ Selektion existieren keine QCD-Untergrundbilder. Der W-Untergrund scheint aber sehr gut von den Z-Signalen zu trennen sein.

5.2. Eventdisplays der ausgewählten Ereignisse aus realen Daten

Im Folgenden wird eine kleine Probe von sechs Eventdisplays aus der Datenauswahl zu sehen sein. Diese beziehen sich nur auf W-Ereignisse, da zu den Z-Ereignissen noch keine Ergebnisse erlangt werden konnten. Dies wird Inhalt einer weiterführenden Arbeit sein.

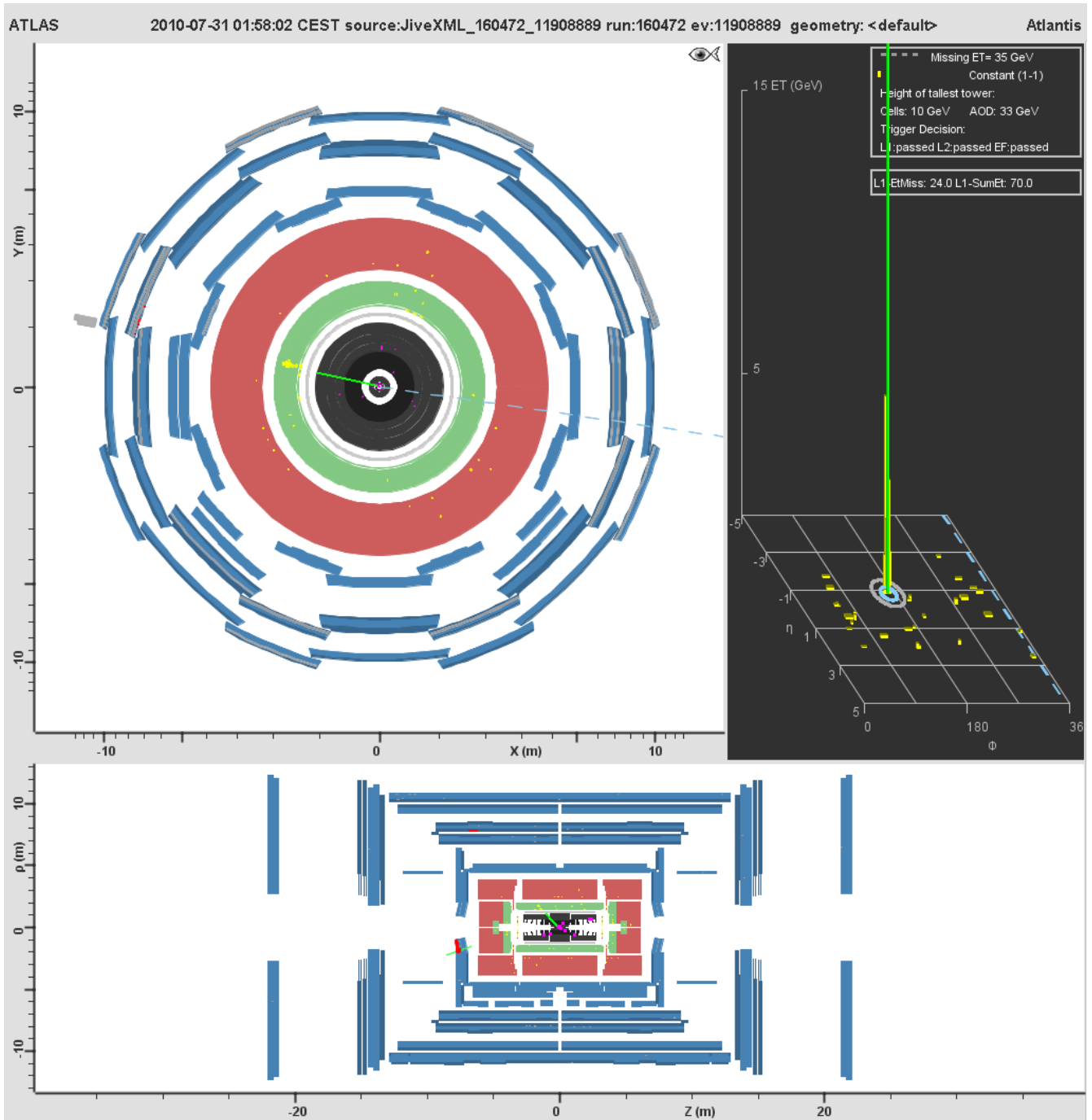


Abb. 35.1

Dies scheint ein gutes $W \rightarrow e\nu$ Ereignis zu sein. Fehlende Energie und Energie des Elektrons sind groß genug.

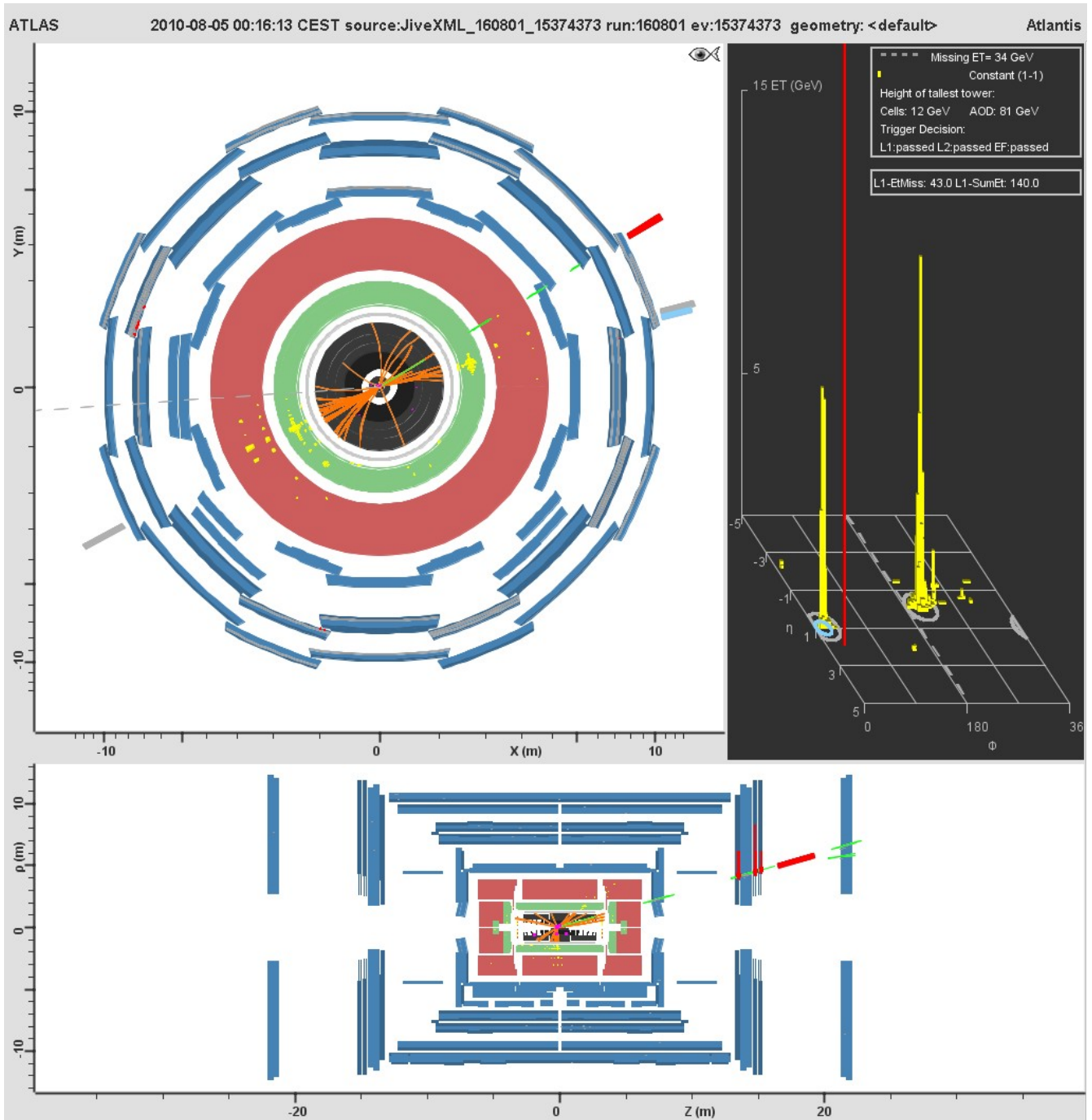


Abb. 35.2

Dies scheint ebenfalls ein gutes Signalereignis für $W \rightarrow \mu\nu$ zu sein, da auch hier die fehlende Energie und die Energie der Myonen die richtige Größe haben.

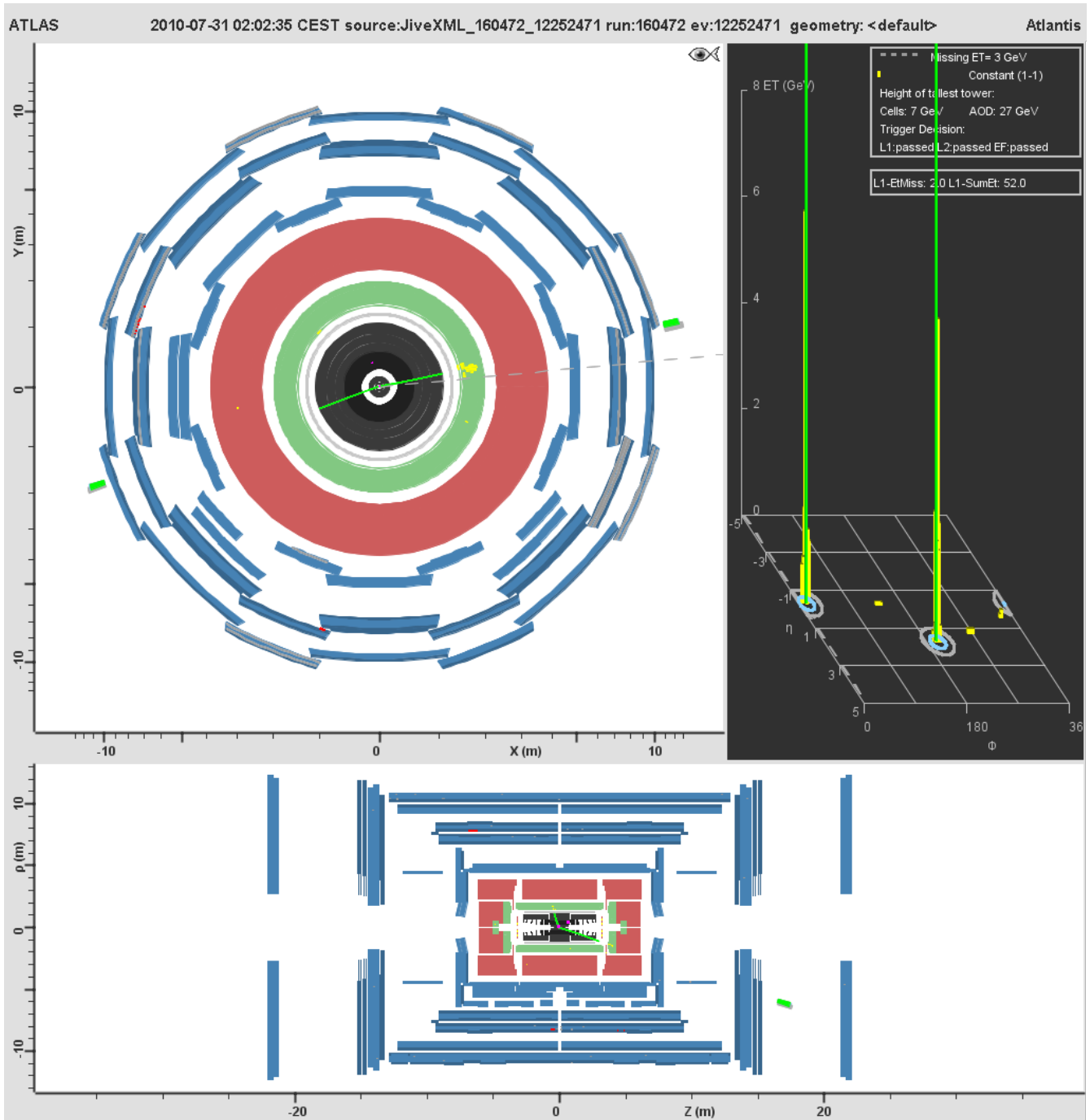


Abb. 35.3

Dies scheint ein Untergrundereignis für eine W-Auswahl zu sein. Man würde dieses Ereignis wohl nicht einmal als Z-Ereignis verstehen, da die Energien der beiden Elektronen mit 27 GeV zu klein sind.

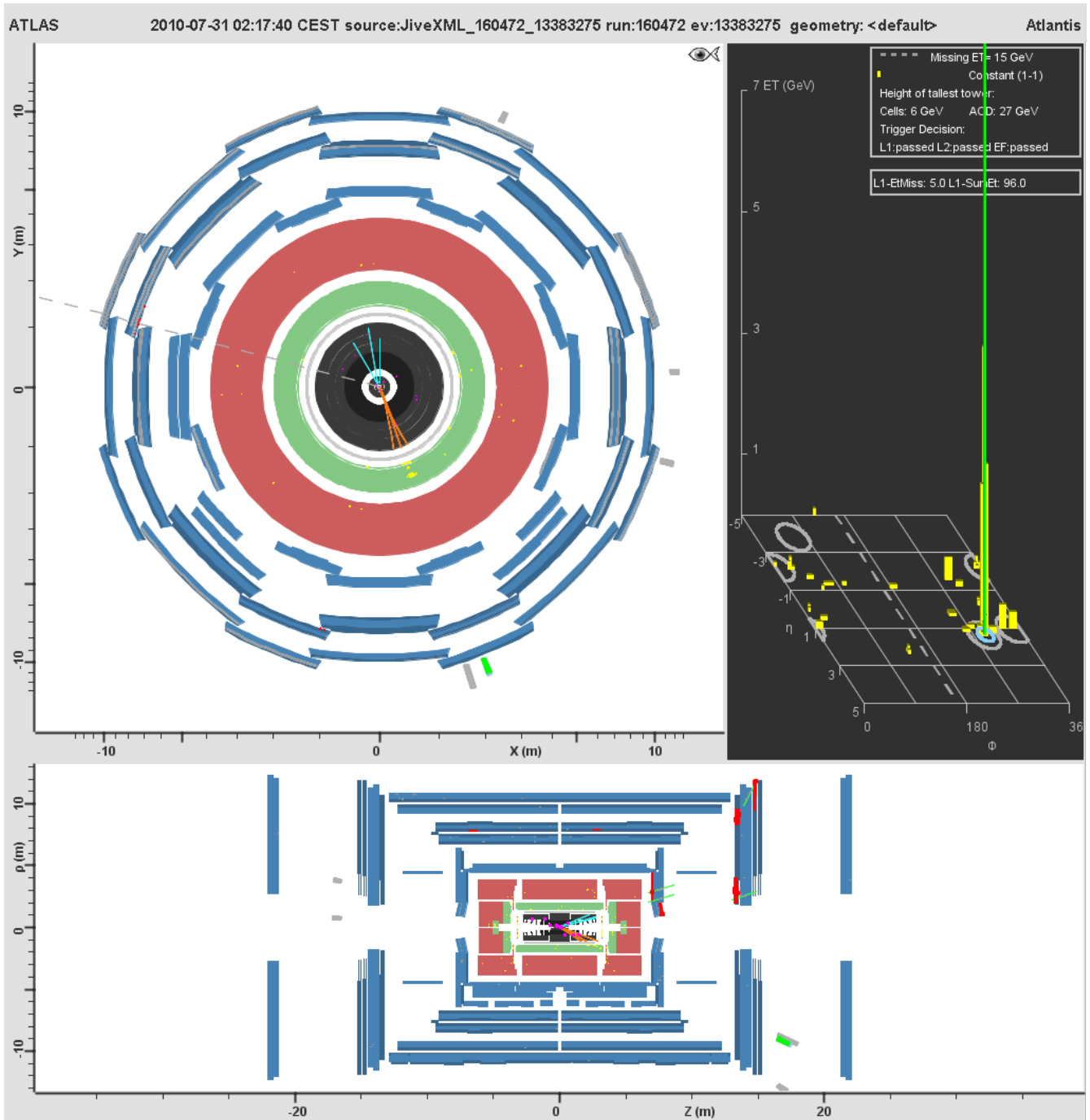


Abb. 35.4

Auch dieses Bild zeigt ein Untergrundereignis, da die fehlende Energie zu klein ist und neben dem Elektron ein Myon detektiert wurde, die aber beide von ihrer Energie nicht in Frage kämen.

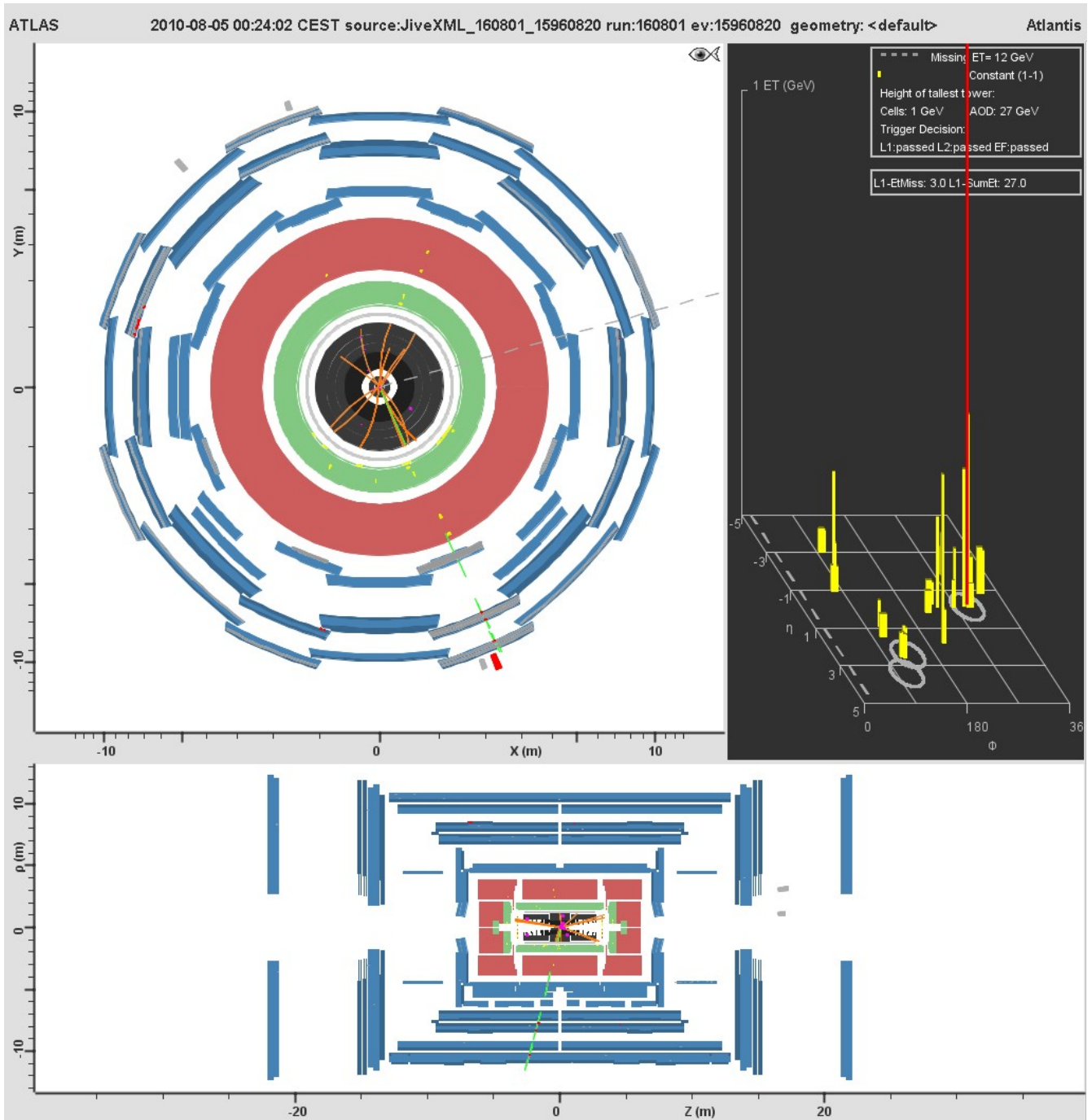


Abb. 35.5

Auch hier ist die fehlende Energie und die Energie des Myons zu klein, um ein W-Ereignis zu sein.

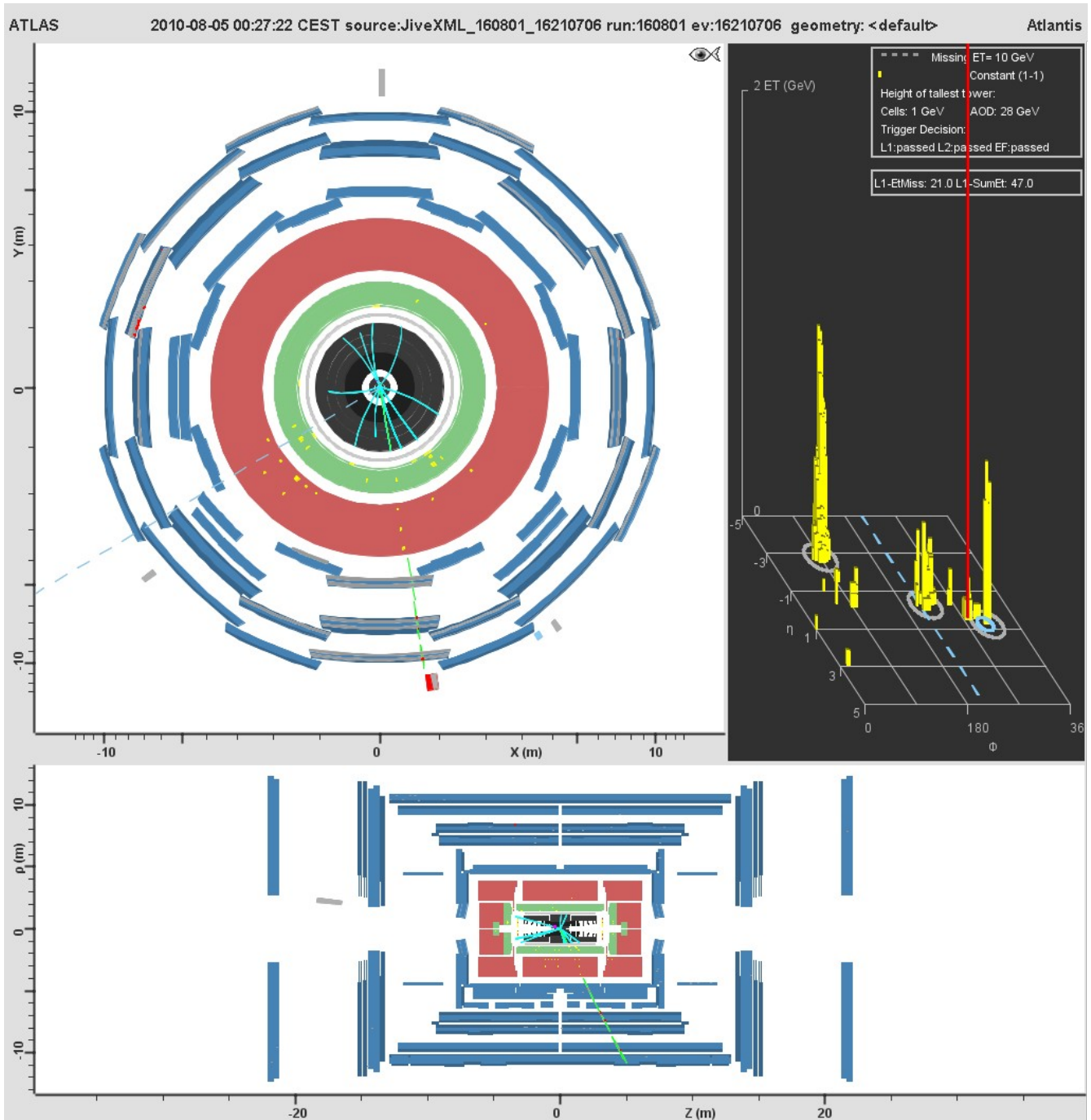


Abb. 35.6

Auch hier sind fehlende und Myonenergie zu klein.

Im Fazit kann man sagen, dass eine Auswahl für die Schüler gut möglich ist. Es gibt sehr viele deutliche Signalereignisse, wie Abbildungen 35.1 und 35.2 stellvertretend zeigen. Auch der Untergrund ist in vielen Fällen sehr eindeutig charakterisierbar. Dennoch werden nicht alle Ereignisse klar identifiziert werden, was aber auch sinnvoll ist. Eine Fehlidentifikation gehört zum Lernprozess dazu.

6. Vergleich der Ergebnisse aus simulierten und realen Daten

Die Histogramme der Monte-Carlo-Simulationen haben unter Kapitel 4 eine gute Auswahl gezeigt. Die Ergebnisse der realen Daten für die Auswahl der W-Ereignisse hat ebenfalls in Kapitel 4 mithilfe der Histogramme eine gute Validität gezeigt. Eine Einschränkung muss hier bei den Ereignissen gemacht werden, die Elektronen als Zerfallsprodukte enthalten. Auf Basis dieser Erkenntnisse und nach der Auswertung diverser Eventdisplays kann man sagen, dass die Erstellung des Auswahlprogramms auf Grundlage von Simulationen dazu geführt haben, dass bei der Auswahl von echten Daten die Auswahlkriterien gut gewählt wurden. Die Ereignismenge aus realen Daten kann somit für die Analyse von W-Bosonen für die Schüler verwendet werden. Das gilt auch für die Ereignisse mit Elektronen, zu denen weiter oben eine Einschränkung gemacht wurde. Die Analyse der Eventdisplays hat die Validität der Auswahlkriterien für die Elektronereignisse bestätigt. Der große Vorteil, der sich ergibt, ist der, dass nicht immer die selben 1000 Ereignisse gewählt werden müssen, sondern bei neuer Datenlage aus dem ATLAS-Experiment auch eine neue Ereignismenge erzeugt werden kann.

Für eine Analyse von Z-Bosonen aus den realen Daten war der Rahmen zu klein, jedoch zeigt auch hier das Programm eine gute Validität in Bezug auf die Simulationen. Mit Blick auf die Eventdisplays ist deutlich erkennbar, dass in der Menge der W-Ereignisse gut erkennbare Z-Ereignisse enthalten sind, was die Grundlage für eine gute Z-Ereignismenge ist. Wie weiter oben schon erwähnt, ist die Menge der Z-Bosonen eine Teilmenge der W-Ereignismenge. Vollständige Klarheit kann aber nur eine weiterführende Arbeit in diesem Bereich liefern.

7. Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, René Schulz, die vorliegende Arbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt zu haben sowie alle Stellen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, durch die Angabe der Quellen als Entlehnung kenntlich gemacht zu haben.

Dresden, den 13.01.2011

8. Quellen- und Literaturverzeichnis

Quellen

Beschleunigervorlesung TU Dresden

Niebuhr, DESY

www.cern.ch

M. Benedikt, Cern

http://www.atlas.ch/etours_exper

www.cern.ch

<http://root.cern.ch/drupal/>

Literatur

T. Mayer-Kuckuck: "Kernphysik", Teubner-Studienbücher

H. Frauenfelder, Ernest M. Henley: "Teilchen und Kerne", Oldenbourg-Verlag

E.Lohrmann: „Einführung in die Elementarteilchenphysik“, Teubner

B.Povh u.a.: Teilchen und Kerne, Springer, 8. Auflage