

Advanced Laboratory Course

Wintersemester 09/10

Protokoll zu

ATLAS

Philip Pütsch, Benedikt Sauer
Gruppe p17

Universität Bonn
17. März 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Das ATLAS-Experiment	3
1.1.1	Datenaufnahme	3
1.1.2	Datenanalyse	5
1.2	Konventionen und Bezeichnungen	5
2	Eventdisplays	5
2.1	Aufgabe 6 – Bestimmung der invarianten e^+e^- -Masse	6
2.2	Aufgabe 8 – Höhenstrahlung	7
3	Elektronenkalibration	7
3.1	Vor Versuchsbeginn zu beantwortende Fragen	8
3.1.1	Frage A: Zerfall eines Z^0 -Bosons	8
3.1.2	Frage B: Streureaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	8
3.2	Durchführung der Kalibration	8
4	Suche nach neuer Physik	8
4.1	Vor Versuchsbeginn zu beantwortende Fragen	9
4.1.1	Frage 1: Relle Z^0 -Bosonen	9
4.1.2	Frage 2: Higgs-Boson-Zerfall	10
4.1.3	Frage 3: Fehlende Transversalenergie	10
4.1.4	Frage 4: $t\bar{t}$ -Zerfall	10
4.2	Suche	10
4.2.1	Higgs-Boson	10
4.3	Neue Eichbosonen	11
4.4	Weitere Suche	12

1 Einleitung

1.1 Das ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment ist eines der großen Experimente am Großen Hadronenspeicherring (LHC, *Large Hadron Collider*). Im für diesen Versuch relevanten Protonenmodus werden in der Maschine Protonen in verschiedenen Beschleunigungsstufen in zuletzt gegenläufigen Vakuumröhren auf eine Schwerpunktsenergie von bis zu $\sqrt{s} = 14$ TeV beschleunigt und dann an definierten Kreuzungspunkten zur Kollision gebracht. Dabei entsteht eine große Anzahl zu detektierender Teilchen (siehe Abschnitt 1.1.1) aus deren Energien, Impulsen und Ladungen man auf die Zwischenprodukte schließen kann.

In dem Experiment soll vor allem der Hauptfrage nach der Existenz des Higgs-Bosons nachgegangen werden, allerdings sollen auch weitere Bereiche der Physik, insbesondere Physik jenseits des Standardmodells (zum Beispiel supersymmetrische Theorien) untersucht werden. Beispielsweise ist der LHC der erste Beschleuniger, der ausreichend Top-Quarks für genauere Untersuchungen liefern kann. Auch die Untersuchung der Physik von Beauty- bzw. Bottom-Quarks (B-Physik) ist mit ihm möglich.

Abgesehen davon ist aber auch von Interesse, ob und wenn ja welche Anomalien der elektroschwachen Wechselwirkung bei solch hohen Energien auftreten können.

Um die auftretenden Teilchen möglichst genau im Hinblick auf Ladung, Impuls und Art vermessen zu können, wurden folgende Designentscheidungen für ATLAS getroffen[`?atlas-tp`] (siehe auch Abschnitt 1.2 für die Bezeichnungen):

- Sehr gute elektromagnetische Kalorimetrie zur genauen Messung von Photonen und Elektronenenergie
- Effiziente Spurverfolgung bei hoher Luminosität zur genauen Messung der Leptonenimpulse
- Genaue Myonenverfolgung
- Große η -Abdeckung

1.1.1 Datenaufnahme

Werden im Beschleuniger zwei Teilchenpakete zur Kollision gebracht, so entsteht eine Vielzahl von anderen Teilchen. Um die Teilchen zu messen werden grob drei verschiedene Klassen von Detektoren benutzt. Da die Datenmengen deutlich zu groß sind um sie zu jeder Zeit auszulesen, werden Trigger verwendet. Diese werden permanent ausgelesen und liefern Ereignisauswahldaten. Anhand dieser können dann Ereignisse selektiert und ausgelesen werden.

Tracker Die innerste Detektorschicht besteht aus einer hochauflösenden Anordnung von Siliziumpixel-detektoren. Die nächste Schicht wird durch den Halbleitertracker (SCT, *semi-conductor tracker*) gebildet. Die äußerste Trackerschicht ist der Übergangsstrahlungsdetektor (kombiniert mit einigen sogenannten *straw chambers*, die vom Prinzip her ähnlich wie Driftkammern funktionieren). Der gesamte Tracker befindet sich in einem zylindrischen Magnetfeld mit einer Flussdichte von 2 T um mit der durch die Lorentzkraft auftretenden Bahnkrümmung die Ladung der Teilchen vermessen zu können. Die Trackerdetektoren dienen der Spurrekonstruktion und damit der Ladungs- und Impulsmessung der Teilchen sowie dem Finden von Vertices, also Punkten der Wechselwirkung. Außerdem

liefern sie bereits wichtige Kriterien zur Erkennung von Elektronen.

Kalorimeter Die nächste Schicht des Detektors, die nicht mehr im Hauptmagnetfeld liegt (Streufelder sind durchaus noch vorhanden) besteht aus den Kalorimetern. Diese messen die Energie der Teilchen und liefern dazu auch noch Ortsinformationen. Zusammen mit den Trackerdaten können damit bereits leichte elektromagnetische Teilchen wie Elektronen oder Photonen unterschieden werden, da dies im Kalorimeter nicht möglich ist, da das Kalorimeter gerade mit der Umwandlung des Elektrons in einen Photonenschauer bzw. des Photons in ein Elektron-Positron-Paar arbeitet. Die entstandenen Teilchen bewirken natürlich wieder entsprechende Reaktionen (solange ihre Energien noch ausreichen). Dadurch ist bei der letztlichen Energiemessung nicht mehr auszumachen, welches Teilchen nun der Ausgangspunkt war.

Man unterscheidet noch zwischen elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter. Ersteres liegt näher am Strahlrohr und detektiert praktisch alle Photonen und Elektronen, die darin komplett in messbare Energie umgewandelt werden. Die meisten Hadronen passieren dieses ohne vollständigen Energieverlust und werden erst im dahinterliegenden hadronischen Kalorimeter detektiert. Während das elektromagnetische Kalorimeter aus Flüssigargondetektoren besteht, ist das hadronischen Kalorimeters größtenteils ein Szintillationsdetektor. Da die Szintillatoren aber nicht sehr viel Strahlung aushalten, besteht der näher am Strahlrohr gelegene Teil des hadronischen Kalorimeters auch aus Flüssigargondetektoren.

Myondetektor Die Myonen werden normalerweise im Kalorimeter nicht detektiert, weshalb die äußerste Detektorschicht aus dem Myonspektrometer besteht. Bei ATLAS hat dieses (im Gegensatz zu den meisten anderen Detektoren) sein eigenes Magnetsystem und ist so in der Lage, sehr genaue Messungen zum Myonimpuls durchzuführen. Desweiteren enthält diese Schicht Triggerkammern.

Für diese Analyse werden drei wichtige Sätze von Messdaten benötigt, nämlich Angaben über

- Anzahl
- Impuls
- Energie
- und Ladung

von Elektronen, Myonen und Jets.

Mit Jets sind hier Teilchenströme gemeint, die aus wiederholten Zerfällen von Teilchen mit sehr hoher Masse entstehen und im Kalorimeter einen bestimmten Abdruck hinterlassen. In den Kalorimeterdaten werden sogenannte Cluster gesucht, also eine Menge von aneinander angrenzenden Detektoren, die einen erhöhten Energiewert gemessen haben. Sind nun mehrere dieser Cluster nah genug aneinander, so wird zu dieser Stelle (an der offenbar viele Teilchen ankamen) ein Jet in die Daten geschrieben. Zu bemerken ist, dass ein Elektron *immer* einen Jet erzeugt.

Zu den Elektronen werden noch zusätzlich viele Informationen über die Identifikation in die Daten geschrieben, die in der Analyse für die Filterung mit `El_IsEM` verwendet werden.

1.1.2 Datenanalyse

Die Analyse soll schließlich im LHC Computing Grid erfolgen. Dies ist ein weltweiter Zusammenschluss verschiedener Rechnerverbünde, auf denen die Analyseprogramme ausgeführt werden. Dazu werden die benötigten Daten je nach Größe entweder mit dem Programm mitgeschickt oder im Grid selbst auf sogenannten Storage-Elementen gespeichert und über entsprechende Anweisung in den Grid-Job-Informationen zur Verfügung gestellt.

1.2 Konventionen und Bezeichnungen

Es werden in diesem Protokoll durchgehend die in der Hochenergiephysik üblichen, natürlichen Einheiten verwendet. Die Raumrichtungen sind ebenfalls wie üblich so festgelegt, dass die z -Achse parallel zum Strahl gegen den Uhrzeigersinn, die x -Achse zum Zentrum des Beschleunigerringes und der Rechtshändigkeit des Koordinatensystems wegen die y -Achse nach oben gerichtet liegt. Der Nullpunkt des Systems ist dabei der Mittelpunkt des Detektors, der im Idealfall, welcher in den Simulationen angenommen wird, genau der Kollisionspunkt ist. Dies kann sich aber zumindest in z -Richtung im langfristigen Verlauf des Experimentes ändern, wenn bei der Einstellung festgestellt wird, dass für etwas andere Kollisionspunkte der Hintergrund geringer ist. In der xy -Ebene sollte aber der Nullpunkt möglichst immer das Detektorzentrum sein.

Die xy -Ebene wird im Folgenden auch häufig als *Transversalebene* bezeichnet, entsprechend ist die Strahlrichtung die Longitudinale.

Ein in Beschleunigerexperimenten häufig verwendetes Koordinatensystem ist das auf den normalen Kugelkoordinaten aufbauende (r, η, ϕ) -System. Dabei werden ϕ und r wie (in der angelsächsischen Literatur) üblich als der Azimutwinkel (in dem oben angegebenen kartesischen System) und Betrag gewählt. Statt des Polarwinkels θ wird aber die sogenannte *Pseudorapidität* η verwendet. Diese ist definiert als

$$\eta := -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (1)$$

Der Vorteil dieser Definition ist, dass ein differentieller Wirkungsquerschnitt bezüglich der Pseudorapidität im Gegensatz zum Azimutwinkel (annähernd) invariant unter Boosts entlang der z -Achse ist. Tatsächlich invariant ist der differentielle Wirkungsquerschnitt bezüglich der Rapidität ($y := \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_L}{E-p_L}$, wobei $p_L = p_z$ der Longitudinalimpuls ist). Diese ist aber für Energien, die im Vergleich zur Ruhemasse des Teilchens groß sind, annähernd gleich der Pseudorapidität.

Als wichtige abgeleitete Größe erhält man den Abstand in der Polar-Pseudorapiditäts-Ebene

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

2 Eventdisplays

Im ersten Versuchsteil werden mit dem Programm „Atlantis“ Teilchenreaktionen untersucht. Das Programm zeigt die Daten in verschiedenen Diagrammen an, insbesondere auch in verschiedenen Ansichten des Detektors oder einem Legoplot. Man kann einzelne Spuren markieren woraufhin das Programm einem die zugehörigen Trackerdaten wie Impuls, Ladung etc. anzeigt. Zunächst betrachten wir die Lerndatensätze um einen Überblick über das Programm zu erhalten und ein wenig auszuprobieren. Danach beschäftigen wir uns mit den beiden ausgewählten Aufgaben:

2.1 Aufgabe 6 – Bestimmung der invarianten e^+e^- -Masse

Für drei $Z^0 \rightarrow ee$ -Zerfälle soll die invariante Masse der beiden resultierenden Leptonen berechnet werden. Dies soll zunächst exakt, also unter Berücksichtigung der Elektronenmasse von 511 KeV geschehen, danach soll die Masse vernachlässigt werden. Zu erwarten ist, dass der Unterschied sehr gering ausfällt, da die Z^0 -Masse mit etwa 90 GeV sehr viel größer ist als die Elektronenmasse.

Die verwendeten Daten waren die Folgenden: Dabei ist $|\vec{p}|$ jeweils der Gesamtimpuls (wobei das Vor-

	$\pm \vec{p}_1 /\text{GeV}$	p_1^\perp/GeV	$\phi_1/^\circ$	E_1/GeV	$ \vec{p}_2 /\text{GeV}$	p_2^\perp/GeV	$\phi_2/^\circ$	E_2/GeV
1	-49,69	-41,69	47,323	47,9	60,92	39,98	224,921	55,4
2	-39,38	-32,33	177,63	38	48,88	48,85	342,538	44,7
3	-69,77	-37,03	136,157	67,5	61,97	31,23	310,645	61,5

Tabelle 1: Ereignisdaten

zeichen das Vorzeichen der Ladung angibt), p^\perp der Transversalimpuls, ϕ der gemessene Polarwinkel und E die Gesamtenergie des jeweiligen Teilchens.

Aus diesen Größen kann der gesamte Viererimpulsvektor berechnet werden:

$$E = \sqrt{|\vec{p}|^2 + 511 \text{ KeV}^2} \quad (3)$$

$$p_x = p^\perp \cos \phi \quad (4)$$

$$p_y = p^\perp \sin \phi \quad (5)$$

$$p_z = \sqrt{|\vec{p}|^2 - (p^\perp)^2} \quad (6)$$

Nun berechnen wir die invariante Masse zunächst genau mit der Formel:

$$m = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2} \quad (7)$$

und danach ohne Berücksichtigung der Elektronenmasse durch

$$m = \sqrt{2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)} \quad (8)$$

Wie erwartet unterschieden sich die Ergebnisse praktisch überhaupt nicht: Die Massen unterschei-

	$m_{\text{exakt}}/\text{GeV}$	$m_{\text{genähert}}/\text{GeV}$	$\Delta m/\text{eV}$
1	83,0615	83,0615	6,35
2	82,5983	82,5983	6,4
3	67,9657	67,9657	7,71

Tabelle 2: Invariante Massen

den sich im eV-Bereich, liegen also weit jenseits der Fehlergrenzen, die bei optimistischen 0.01 GeV immernoch etwa im MeV-Bereich liegen, also mehrere Größenordnungen davon entfernt. Es ist also völlig legitim, die Elektronenmasse hier zu vernachlässigen.

Zu sehen ist aber auch, dass die invarianten Massen sämtlich deutlich geringer sind als m_{Z^0} . Vermutlich ist das in diesem Fall aber Zufall und wir haben nur Daten von der linken Flanke der Breit-Wigner-Kurve verwendet.

2.2 Aufgabe 8 – Höhenstrahlung

Schon 2007 wurden mit dem ATLAS-Detektor Höhenstrahlungsereignisse aufgenommen, zu denen wir nun die Winkelverteilungen bestimmen und mit der Erwartung vergleichen. In Meereshöhe besteht die Höhenstrahlung fast ausschließlich aus Myonen aus pionischen Zerfällen, daher betrachten wir hier deren Daten.

Dazu verwenden wir den Datensatz `ATLASData-Cosmics-M5.zip` und extrahieren aus diesem mit einem Pythonskript die Winkeldaten (Azimutal- und Kotangens des Polarwinkels). Da wir nun aber an dem Winkel zum Lot interessiert sind, rechnen wir diesen aus den beiden anderen aus:

$$\alpha(\phi, c) = \text{sgn}(\phi) \frac{\pi}{2} + \arccos(\cos \phi \cdot \sin \arctan c) \quad (9)$$

Dabei ist α der Winkel zum Lot und c der Kotangens des Polarwinkels ($c = \cot(\theta)$).

Dies tragen wir nun im Histogramm auf und vergleichen es mit der erwarteten Verteilung $\cos^2 \theta$: Es

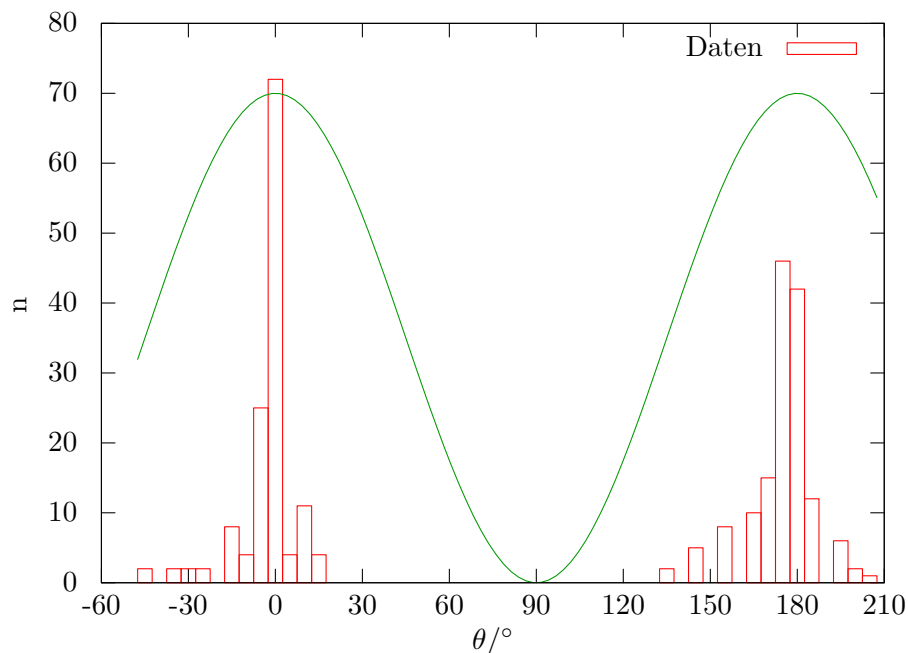


Abbildung 1: Höhenstrahlungsmessung

ist gut zu sehen, dass die Verteilung tatsächlich in etwa der erwarteten Verteilung folgt, insbesondere sind die beiden Maxima wie erwartet bei 0 und 180° zu sehen. Dass die Funktion deutlich steiler abfällt kann mit der deutlich längeren Strecke, die die Strahlung in Materie zurücklegen muss, wenn sie schräg eintritt erklärt werden.

3 Elektronenkalibration

Wie oben beschrieben wird die Energie leichter elektromagnetischer Teilchen (vor allem Elektronen und Photonen) im elektromagnetischen Kalorimeter gemessen. Dieses besteht aus sehr vielen einzelnen Einheiten, die kalibriert werden müssen, da die Kalorimeter in der Energieausbeute variieren.

Die Energie, die in den Datensätzen angegeben ist kommt als reine Rohenergiemessung direkt vom Detektor und ist deshalb mit den beschriebenen systematischen Fehlern behaftet. Im Allgemeinen ist diese Energie geringer als die tatsächliche, was wiederum die Ergebnisse in Abschnitt 2.1 erklärt.

In diesem Versuchsteil wird nun eine Kalibration der Elektronen durchgeführt um im folgenden Teil Aussagen ohne diese systematischen Fehler treffen zu können. Dazu werden e^+e^- -Paar-Ereignisse untersucht. Diese stammen zum größten Teil von Z^0 -Zerfällen, die bereits sehr gut vermessen sind und sich deshalb gut zur Kalibration eignen.

3.1 Vor Versuchsbeginn zu beantwortende Fragen

3.1.1 Frage A: Zerfall eines Z^0 -Bosons

Wie groß ist der Impuls eines Elektrons im Zerfall eines Z^0 -Bosons $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, wenn sich das Z^0 -Boson in Ruhe befindet?

Antwort Jedes Elektron erhält einen Impuls von etwa 46 GeV, die halbe Ruhemasse des Z^0 -Bosons, da die Elektronenmasse sehr klein gegen die Z^0 -Masse ist.

3.1.2 Frage B: Streureaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Wie groß ist der Impuls von Tauonen in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, wenn die Reaktion im Schwerpunkssystem stattfindet (Schwerpunktsenergie = 5 GeV)?

Antwort

$$\begin{aligned} E &= m^2 + p^2 \\ \Rightarrow p &= \sqrt{E^2 - m^2} \\ \Rightarrow p &= 1,76 \text{ GeV mit } E = 2,5 \text{ GeV und } m = m_\tau = 1,78 \text{ GeV} \end{aligned}$$

3.2 Durchführung der Kalibration

Die Kalibration führten wir geradezu mechanisch durch. Wir teilten die ϕ und θ Bereiche auf und lasen die Korrekturfaktoren (die wir zunächst auf 1 setzten) aus einem Array.

In jedem Schritt fitteten wir nun die Breit-Wigner-Verteilung an die Daten in einem bestimmten ϕ - bzw. θ -Bereich. Den Quotienten der dabei gefundenen Z -Masse (dem Maximum des Peaks) und der realen Z -Masse benutzen wir dann für diesen Winkelbereich als Korrekturfaktor und tragen ihn in das Array ein. Durch Iterierung des Verfahrens konnten wir den Fit-Parameter **Resolution** wie gefordert auf unter 2 drücken, ohne dabei Signal wegzuschneiden.

4 Suche nach neuer Physik

Im zweiten Versuchsteil erhalten wir einen Datensatz mit simulierten Daten, wie sie mit ATLAS am LHC aufgenommen werden könnten, die aus Vier-Lepton-Ereignissen bestehen. Möglicherweise gibt

es in diesen Daten ein Anzeichen oder sogar die Evidenz für neue Physik.

Der am meisten gesuchte Kandidat für neue Physik ist im Moment das Higgs-Boson. Dabei handelt es sich um eine Anregung des Higgs-Feldes, das (u.a.) von Peter Higgs postuliert wurde. Das Higgs-Feld ist der letzte nicht-bestätigte Teil des Standardmodells der Teilchenphysik und erklärt unter anderem, warum die schweren Eichbosonen eine Masse haben. Ein Higgs-Boson könnte beispielsweise durch eine Top-Quark Schleife oder aber Vektor-Boson Fusion am LHC produziert werden. Das so entstandene Higgs würde quasi instantan zerfallen. Dabei wäre ein möglicher Zerfallskanal der Zerfall in zwei Z -Bosonen, die dann jeweils wieder in zwei Leptonen zerfallen würden. Den Nachweis über die Existenz dieses Prozesses könnte man beispielsweise über darüber bringen, dass ein Peak in einem Histogramm der invarianten 4-Lepton-Masse gefunden wird. Die Position des Peaks würde dann der Higgs-Masse entsprechen.

Ein weiterer Kandidat für neue Physik ist Supersymmetrie (Susy). Dabei handelt es sich um ein Modell, bei der die bisher gefundenen Symmetrien erweitert werden. So wird für jedes bisher bekannte Teilchen des Standardmodells ein Supersymmetrisches Partnerteilchen postuliert. Dabei hätte jedes Susy-Teilchen einen um $\frac{1}{2}\hbar$ gegenüber seinem Standardmodellteilchen unterschiedlichen Spin. Die meisten Susy-Modelle beinhalten eine neue Erhaltungsgröße, die Quantenzahl R-Parität. Sie ist eine Multiplikative Größe, wobei jedes Standardmodellteilchen eine R-Parität von $+1$, jedes Susy-Teilchen eine R-Parität von -1 hat. So können Susy-Teilchen nur paarweise erzeugt werden, und weiterhin kann ein Susy-Teilchen nicht ausschließlich in Standardmodellteilchen zerfallen. So bleibt von einem erzeugten Susy-Teilchen immer ein Rest übrig, der in der Susy-Welt bleibt. Dieser Rest würde nicht mit dem Detektor wechselwirken und als fehlender Transversalimpuls sichtbar werden. Susy könnte demnach also über Abweichungen im Spektrum des fehlenden Transversalimpulses sichtbar werden.

Ein weiterer Kandidat für neue Physik sind neue, schwerere Eichbosonen, so beispielsweise ein Z' genanntes Teilchen, was in seinen Eigenschaften dem Z -Boson ähnelt, jedoch eine höhere Masse aufweist. Dieses würde wieder in zwei Leptonen zerfallen und wäre daher als Peak im Histogramm der Zwei-Leptonen-Masse sichtbar.

Als letzte von uns betrachtete Möglichkeit kommen noch weitere Quarks in Betracht. Nach ihrer Erzeugung würden diese über eine mehr oder weniger lange Zerfallskaskade in stabile Teilchen zerfallen. Bei diesem Zerfallsprozess würden in vielen Fällen auch einige Neutrinos entstehen, sodass man diese neuen schweren Quarks wieder über das Spektrum des fehlenden Transversalimpulses erkennen könnte.

4.1 Vor Versuchsbeginn zu beantwortende Fragen

4.1.1 Frage 1: Relle Z^0 -Bosonen

Wie groß ist die invariante Vier-Lepton-Masse mindestens, wenn die Leptonen von einem Paar reeller Z^0 -Bosonen stammen? Warum finden sich dennoch Vier-Lepton-Ereignisse mit einer invarianten Masse unterhalb des Schwellenwertes?

Antwort Die invariante Vier-Lepton-Masse aus dem Zerfall eines Paares reeller Z -Bosonen ist so groß, wie die des Teilchens, das in die zwei Z -Bosonen zerfallen ist. Da beide Z -Bosonen reell sind, ist das Mutterteilchen allerdings mindestens so schwer wie zwei Z -Bosonen, also rund 180 GeV . Daher erwartet man keine Ereignisse unterhalb von 180 GeV . Da einzelne Z -Bosonen jedoch auch virtuell sein können, beobachtet man auch Ereignisse unterhalb dieser Grenze.

4.1.2 Frage 2: Higgs-Boson-Zerfall

Denken Sie sich nun ein Higgs-Boson, das in zwei Z^0 -Bosonen zerfällt. Welche Verteilung der invarianten Vier-Lepton-Masse erwarten Sie?

Antwort Ein Higgs-Boson das in zwei Z -Bosonen zerfällt würde bei der Higgs-Masse einen Breit-Wigner-artigen Peak im Histogramm der Vier-Lepton-Masse erzeugen.

4.1.3 Frage 3: Fehlende Transversalenergie

Angenommen, Sie haben einen idealen Detektor zur Verfügung. Welche fehlende Transversalenergie erwarten Sie in Ereignissen, bei denen lediglich Z^0 -Bosonen produziert werden, welche dann ausschließlich in Elektronen oder Myonen zerfallen? Welches Ergebnis erwarten Sie, wenn Sie einen realistischen Detektor annehmen?

Antwort Bei einem idealen Detektor wäre in einem solchen Zerfall keine fehlende Transversalenergie messbar, da alle Teilchen nachgewiesen werden können (es entstehen keine Neutrinos). Ein realer Detektor hat jedoch immer eine Ungenauigkeit auf die gemessenen Werte, sodass die fehlende Transversalenergie im Rahmen der Detektorungenauigkeit liegen sollte.

4.1.4 Frage 4: $t\bar{t}$ -Zerfall

Das Verzweungsverhältnis $t \rightarrow Wb$ beträgt quasi 1. Beim Zerfall eines Topquarks wird somit direkt nur ein geladenes Lepton durch den Zerfall des W -Bosons erzeugt. Wie kann es trotzdem vorkommen, dass ein $t\bar{t}$ -Paar in einen Endzustand zerfällt, in dem vier geladene Leptonen vorkommen?

Antwort Jedes der beiden Top-Quarks zerfällt in ein W -Boson und ein Bottom-Quark. Die W -Bosonen erzeugen sofort jeweils ein Lepton, das Bottom-Quark zerfällt jedoch auch weiter. Eine Möglichkeit ist dabei der Zerfall in ein W und ein Charm-Quark. Diese beiden W s erzeugen weitere zwei Leptonen, sodass im Endzustand vier Leptonen vorhanden sind.

4.2 Suche

Bei der Suche nach neuer Physik bauten wir sukzessive das Programm `compareDatasets.cpp` aus. Wir wendeten nur wenige Schnitte an um möglichst viele Daten zu behalten. Zu erst selektieren wir nur Ereignisse, in denen tatsächlich vier Leptonen mit einer Gesamtladung von 0 enthalten sind. Der zweite Test schließt Ereignisse mit Leptonen, die zu nah an Jets liegen (`lep_etiso > 5.`) aus. Im nächsten Schritt ordnen wir die Leptonen nach Flavour und schließen Ereignisse, die nicht aus l^+l^- -Paaren bestehen aus. All diese Tests schalten wir nach Bedarf an oder aus.

4.2.1 Higgs-Boson

Zuerst suchen wir nach einem Higgs-Boson, dass aus dem oben geschilderten Zerfall entsteht. Dazu haben wir ein Histogramm der invarianten Vier-Lepton-Masse sowohl für unsere simulierten ZZ -vier-

Lepton-Daten als auch für die neuen Daten angefertigt (siehe Abbildung 2). Die beiden Histogramme ähneln sich sehr – das Histogramm der neuen Daten ist etwas „verrauschter“ als das der ZZ-Daten, was jedoch damit zu begründen ist, dass in den neuen Daten mehr Untergrundprozesse simuliert sind also nur der Zerfall von zwei Z-Bosonen. In jedem Fall ist kein neuer Peak in den neuen Daten zu sehen, womit das Higgs-Boson in diesen Daten mit unseren einfachen Mitteln nicht nachzuweisen ist.

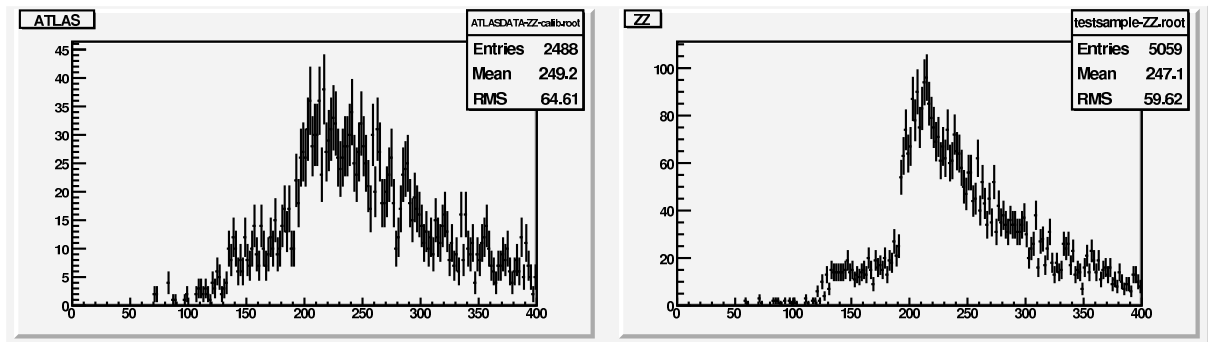


Abbildung 2: Invariante Vier-Lepton-Massen im Vergleich

4.3 Neue Eichbosonen

Anschließend gingen wir auf die Suche nach neuen Eichbosonen wofür wir uns ein Histogramm der invarianten Zwei-Lepton-Masse für beide Datensätze anfertigten (siehe Abbildung 3). Hier ist ein Peak bei ca. 120 GeV in den neuen Daten zu sehen. Allerdings kann es kein neues, schweres Eichboson mit 120 GeV geben, das ist durch bisherige Suchen schon ausgeschlossen. Eine Möglichkeit für die Entstehung dieses Peaks ist unsere Kalibration der Elektronendaten, die möglicherweise zu einem solchen Peak geführt haben könnte. Sonst ist uns keine „physikalische“ Erklärung für diesen Peak eingefallen. Bei echten Daten sollte man jetzt tunlichst viel Zeit damit verbringen, die Ursache dieses Peaks zu bestimmen oder eine Erklärung dafür zu finden. Im Rahmen der Zeit die uns für das Praktikum zur Verfügung stand war das natürlich nicht möglich.

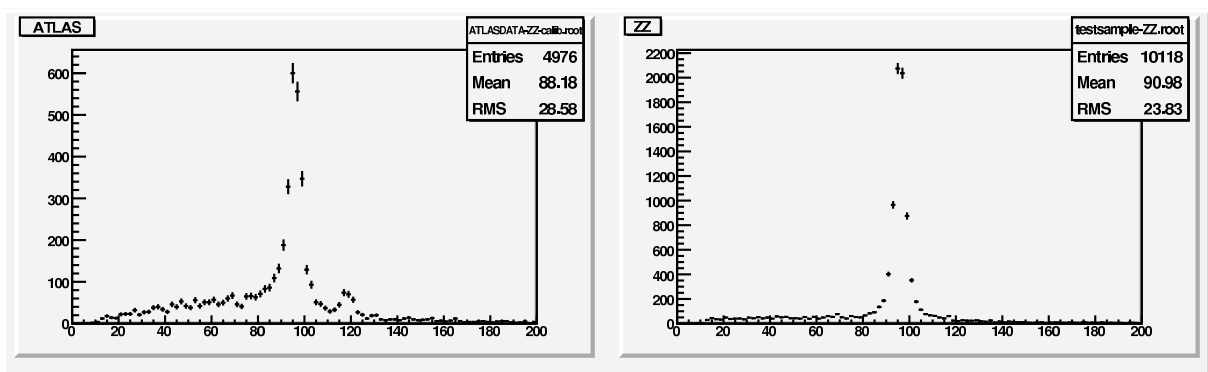


Abbildung 3: Invariante Zwei-Lepton-Massen im Vergleich

4.4 Weitere Suche

Anschließend haben wir ein Histogramm des fehlenden Transversalimpulses erstellt. Dabe war schon zu sehen, dass es deutlich mehr Ereignisse mit hohem fehlendem Transversalimpuls in den neuen Daten gibt, als in den ZZ -Zerfallsdaten (siehe Abbildung 4).

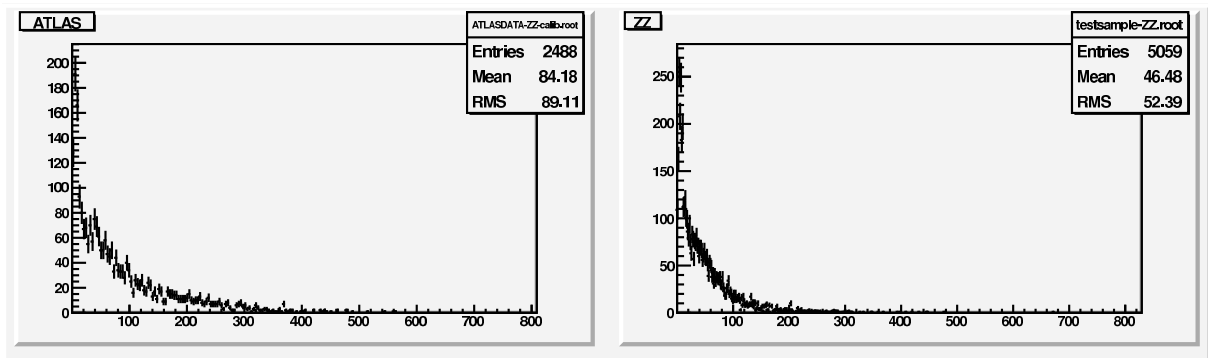


Abbildung 4: Fehlende Transversalenergie

Dies deutet auf neue schwere Quarks oder Susy hin. Zur Überprüfung dieses Sachverhalts haben wir weiterhin zwei Histogramme erstellt, zum Einen eins über die Anzahl der in einem Ereignis vorkommenden Jets (siehe Abbildung 5) und zum Anderen eins über die Summe der in den Jets

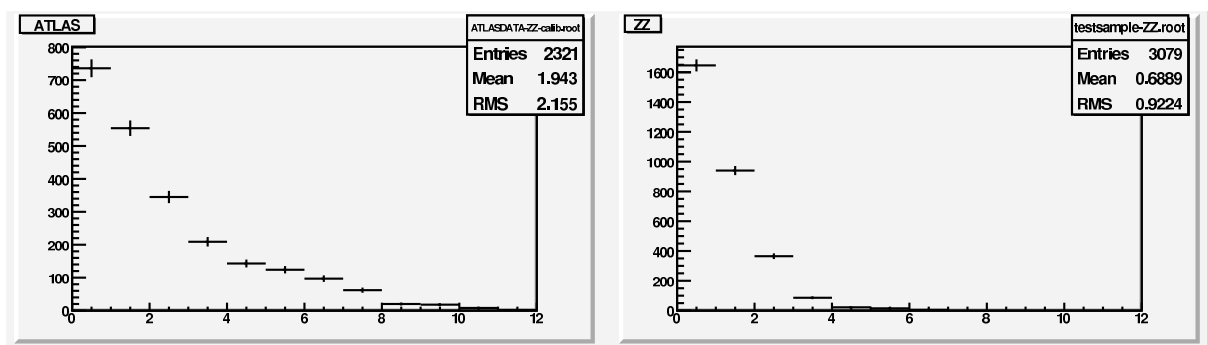


Abbildung 5: Anzahl der Jets pro Ereignis

eines Ereignisses enthaltenen Energie (siehe Abbildung 6). Bei der Anzahl der Jets sieht man deutlich, dass mehr Jets in den neuen Daten sind. Dies erklärt sich zum einen wieder über mehr simulierte Untergrundprozesse, ist allerdings auch ein Zeichen für sowohl Susy als auch neue schwere Quarks.

Auch wird von diesen vielen Jets mehr Energie getragen als in den ZZ -Daten, was wieder ein Hinweis auf die beiden gleichen Kandidaten ist.

Eine Unterscheidungsmöglichkeit zwischen Susy und neuen schweren Quarks nur mithilfe solcher einfacher Histogramme ist uns – auch in Zusammenarbeit mit der Tutorin – nicht eingefallen. Inwieweit diese von uns entdeckten Auffälligkeiten wirklich neue Physik sind ist nicht klar. Dazu haben wir keine Vergleichsdaten und kennen den Untergrund nicht genau genug.

In jedem Fall konnten wir an dem zweiten Versuchstag erfahren, wie anstrengend Teilchenphysik sein kann. Es ist die Suche nach der Nadel im Heuhaufen, die einem leider nicht auf dem Silbertablett

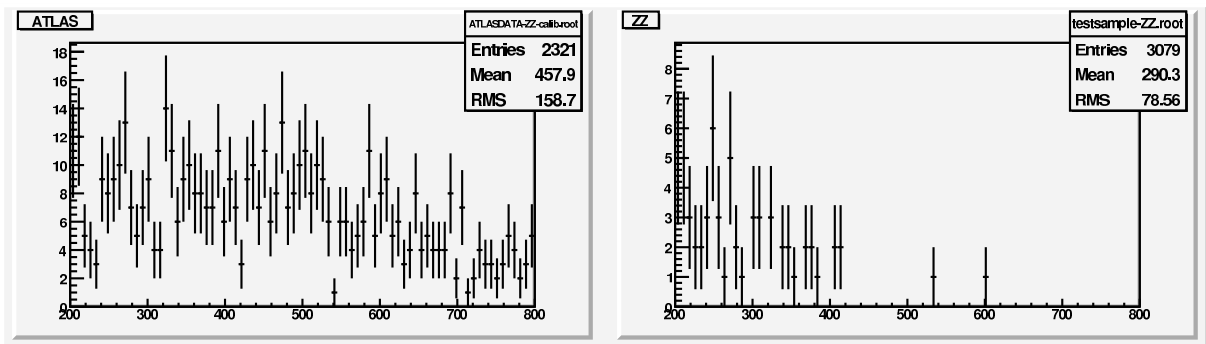


Abbildung 6: Gesamtenergie in den Jets

serviert wird.