

**Rheinische Friedrich-Wilhelms
Universität Bonn**

Bachelorarbeit

*zur Erlangung des akademischen Grades
im Studiengang Physik
eines Bachelor of Science (B.Sc.)*

*Bestimmung der Wino- und Binoanteile im Neutralino 2
durch Polarisationsseffekte am LHC*

*angefertigt am
Physikalischen Institut
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät*

*von
Chatura Christoph Liyanage
September 2011*

Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wird eine Methode vorgestellt mit der man die Wino- und Binoanteile im Neutralino 2 bestimmen will. Man nutzt auftretende Spinkorrelationen in einem Squarkzerfall aus, um die daraus resultierenden Unterschiede in invarianten Massenverteilungen sichtbar zu machen. Mithilfe dieser Massenverteilungen will man die Polarisation der Quarks, die an diesem Zerfall beteiligt sind, bestimmen, um daraus letztendlich eine Aussage über Mischungsverhältnisse von Wino und Bino im Neutralino 2 zu treffen. Diese Methode wird für eine Analyse auf Generator- und Detektorniveau verwendet.

Für die Analyse auf Gerneratorniveau werden Events aus einer MonteCarlo Simulation verwendet. Schritt für Schritt wird der Squarkzerfall untersucht und mit der theoretischen Erwartung verglichen. Man wird feststellen, dass die Theorie den Zerfall aus diesen Events hervorragend beschreibt.

Um eine Analyse auf Detektorniveau zu ermöglichen, wird zunächst eine Detektorsimulation mit den MonteCarlo Events durchgeführt. Hierbei wird das Simulationsprogramm Delphes verwendet.

Nach der Detektorsimulation wird anschließend die Analyse fortgesetzt und man versucht die Auswirkung von Detektoreffekten zu erforschen. Die erste Schwierigkeit besteht, darin das Quark aus dem Squarkzerfall auf Detektorniveau wiederzufinden, da man einen hadronisierten Jet erwartet und somit keinen direkten Zugang zu den Eigenschaften des ursprünglichen Quarks hat. Dazu wird eine Reihe von Auswahlkriterien für die Selektion der richtigen Teilchen vorgestellt und auf die Daten aus der Detektorsimulation angewendet. Der letzte Schritt der Analyse, die Quarkpolarisation aus einem Fit an bestimmte Massenverteilungen zu erhalten, hat leider nicht geklappt. Hier haben sich die Detektoreffekte bemerkbar gemacht und die Durchführung, wie sie auf Generatorniveau erfolgte, erschwert. Daher wird ein anderer Weg vorgestellt die Polarisation zu bestimmen und zwar durch Bildung und Fitten der Ladungsasymmetriefunktion. Die daraus erhaltenen Werte bestätigen die theoretischen Erwartung. Allerdings werden die Fehler so groß sein, dass man aus der Analyse kein präzises Ergebnis kriegen wird.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1. Einleitung | 5 |
| 1.1 Der ATLAS-Detektor | 5 |
| 1.1.1 ATLAS-Experiment | |
| 1.1.2 Aufbau des ATLAS-Detektor | 5 |
| 1.2 Was ist Supersymmetrie? | 6 |
| 1.2.1 Schwächen des Standardmodells und das Hierarchieproblem | 6 |
| 1.2.2 Warum Supersymmetrie? | 7 |
| 1.2.3 Das Teilchenspektrum der Supersymmetrie | 8 |
| | |
| 2. Bestimmung der Wino- und Binoanteile im Neutralino 2 mithilfe von Ladungsasymmetrie und Polarisierungseffekten | 10 |
| 2.1 Analyse auf Generatorniveau (Herwig) | 10 |
| 2.1.1 Neutralinos und zu untersuchende Zerfallskette | 10 |
| 2.1.2 Quark und near Lepton | 11 |
| 2.1.3 Quark und far Lepton und Quark-Lepton-Spektrum | 12 |
| 2.2 Quarkpolarisation | 13 |
| 2.2.1 Quark-Antiquark-Asymmetrie | 13 |
| 2.2.2 Mischungswinkel $\vartheta_{\tilde{X}_2^0}$ des Neutralino 2 aus Quarkpolarisation bestimmen | 13 |
| 2.2.3 Quarkpolarisation aus Quark-Lepton-Spektrum bestimmen | 14 |
| 2.3 Analyse auf Detektorniveau (Delphes) | 16 |
| 2.3.1 Dileptonenspektrum | 16 |
| 2.3.2 Richtigen Jet finden | 18 |
| 2.3.3 Quark-Polarisation bestimmen | 20 |
| 2.3.4 Bestimmung des Mischungswinkels $\vartheta_{\tilde{X}_2^0}$ | 26 |

| | |
|--|-----------|
| 3. Fazit und Ausblick | 27 |
| 4. Anhang | 28 |
| 5. Literatur-,Abbildungs- und Tabellenverzeichnis | 38 |
| 6. Erklärung | 39 |

Erster Gutachter: Professor Klaus Desch
Zweiter Gutachter: Dr. Peter Wienemann

1. Einleitung

In der vorliegenden Bachelorarbeit wird eine Methode untersucht mit der die Mischungsanteile von Wino- und Binofeldern im Neutralino 2 experimentell bestimmt werden kann. Unter Einsatz von MonteCarlo Events wird überprüft, ob diese Methode, trotz möglicher Detektoreffekte, Anwendung finden kann. Zum besseren Verständnis für dieses Thema benötigt man Kenntnisse im Bereich Supersymmetrie. In diesem Zusammenhang ist am LHC das ATLAS-Experiment interessant, da man sich mit dessen Hilfe den Nachweis von supersymmetrische Ereignisse erhofft.

1.1 Der ATLAS-Detektor

1.1.1 ATLAS-Experiment

Der ATLAS-Detektor (**A Toroidal LHC ApparatuS**) ist einer der sechs Detektoren im LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) in CERN. ATLAS ist insgesamt 44 Meter lang und besitzt einen Durchmesser von 25 Metern. Mithilfe dieses 7 Tonnen schweren Detektors, welcher ca. 2000 Wissenschaftler aus 35 Ländern beschäftigt, sollen noch offene Fragen in der Teilchenphysik geklärt werden.

Die Ziele, die man sich mithilfe von ATLAS zu erreichen erhofft, sind einmal das Higgs-Boson zu finden, welches für den Higgsmechanismus im Standardmodell notwendig ist, sowie weitere Aussagen über die CP-Verletzung zu treffen, um letztendlich zu erklären warum unser Universum von Materie dominiert wird und es kein Gleichgewicht von Materie und Antimaterie gibt. Man möchte auch die Masse des Top-Quarks mit einer besseren Präzision als bisher bestimmen. Darüber hinaus soll der ATLAS die sogenannte Supersymmetrie bestätigen; eine Theorie, die über das Standardmodell hinausgeht und eine harmonischere Beschreibung unserer Welt liefert.

1.1.2 Aufbau des ATLAS-Detektors

Der ATLAS-Detektor besteht hauptsächlich aus 4 Bauteilen: Dem inneren Detektor, dem Kalorimeter, den Myon Detektoren und dem Magnetsystem.

Der innere Detektor beginnt wenige Zentimeter vor der Protonstrahl-Axe, endet mit einem äußeren Radius von 1.15 Metern und besitzt eine Gesamtlänge von 7 Metern. Im innersten des Detektors befindet sich ein Pixeldetektor, der für die höchste Auflösung unmittelbar in der Nähe des Wechselwirkungspunkts sorgt und kurzlebige Teilchen bestimmen soll.

Um den Pixeldetektor befinden sich sogenannte Halbleiter-Streifendetektoren und im Äußeren des inneren Detektors liegen die sogenannten Übergangsstrahlungsspurdetektoren. Der komplette innere Detektor ist mit einem solenoiden Magnetfeld von 2 Tesla umgeben. Geladene Teilchen werden durch das Magnetfeld abgelenkt und durch Bestimmung ihrer Bahn lässt sich der Impuls und durch die Richtung der Bahn lässt sich das Vorzeichen der Ladung der Teilchen bestimmen.

Hat ein Teilchen den inneren Detektor verlassen, betritt es den Kalorimeter. Durch das Kalorimeter soll die Energie des Teilchens bestimmt werden. Es besteht aus 2 Teilen: Zum einen aus dem

elektromagnetischem Kalorimeter, welches die Energie von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen bestimmen soll und zum anderen aus dem hadronischen Kalorimeter, das die Energie von hadronischen Teilchen bestimmen soll.

Im Äußersten des ATLAS befinden sich die Myon Detektoren, zur Bestimmung von Myonen und deren Impuls.

Des weiteren besteht der ATLAS aus einem Magnetsystem, welches ein Feld von 2 Tesla produziert und die geladenen Teilchen ablenken soll, damit man ihren Impuls bestimmen kann. Es handelt sich hierbei um einen Zylinderspule, die ein räumlich konstantes B-Feld erzeugt.

1.2 Was ist Supersymmetrie?

Supersymmetrie (SUSY) ist eine Symmetrie bei der man Bosonen in Fermionen und Fermionen in Bosonen umwandeln kann. Es kommt also zu jedem bekannten Teilchen im Standardmodell ein weiteres Teilchen, der sogenannte Superpartner hinzu. Durch die Anwesenheit solcher Superpartner sollen Probleme im Standardmodell gelöst und die Vereinheitlichung der elektroschwachen und starken Kraft vereinfacht werden.

1.2.1 Schwächen des Standardmodells und das Hierarchieproblem

Das Standardmodell (SM) der Elementarteilchenphysik sagt aus, dass das Universum aus 6 verschiedenen Leptonen, 3 elektrisch geladenen und 3 ungeladenen, sowie 6 Quarks, mit gedrittelter elektrischer Ladung und Farbladung besteht. Darüber hinaus existieren 4 Grundkräfte. Quarks und Leptonen sind Fermionen, d.h. sie besitzen eine Spin-Quantenzahl von $\frac{1}{2}$. Die Botenteilchen der Grundkräfte sind die Bosonen, die für die Wechselwirkung verantwortlich sind und eine Spin-Quantenzahl von 1 haben. Diese Bosonen sind das Photon, welches die elektromagnetische Kraft, die W^+ , W^- und das Z^0 -Boson, welche die schwache Kraft und die Gluonen, welche die starke Kraft übertragen. Die 4. Grundkraft der Natur, die Gravitationskraft, wird im Standardmodell nicht beinhaltet, da diese zu klein ist, als dass man ihre Auswirkung im Mikrokosmos messen kann und daher keine experimentell bestätigte Quantentheorie der Gravitation bisher existiert. Das Standardmodell enthält notwendigerweise ein weiteres skalares Boson, das sogenannte Higgs-Boson mit einer Spin-Quantenzahl 0, das aber noch nicht experimentell nachgewiesen wurde.

Dieses Modell beschreibt unser Welt mit ziemlicher Präzision, allerdings weist es auch einige Schwächen auf. Dieses Modell braucht mindestens 18 Parameter ([Berger], S.453) und ist nicht in der Lage, die Herkunft dieser Werte zu erklären.

Die Suche nach einer „Theorie von Allem“ führte zur großen Vereinheitlichung GUT (**g**rand **u**nified **t**heory). Im Standardmodell hat man es geschafft die elektromagnetische Wechselwirkung und die schwachen Wechselwirkung durch eine einzige Wechselwirkung, der elektroschwachen Wechselwirkung, zu beschreiben. In der GUT versucht nun man, die elektroschwache Wechselwirkung mit der starken Wechselwirkung zu vereinen. Dazu muss man wissen, dass die Kopplungskonstanten der Wechselwirkungen keine wirklichen Konstanten sind, sondern sich mit zunehmender

Schwerpunktenergie ändern. Der Grund dafür ist, dass nach der Unschärferelation $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ kurzzeitig die Energieerhaltung verletzt werden darf und daher auch kurzzeitig virtuelle Teilchen aus dem „Nichts“ entstehen können, welche das Vakuum polarisieren und bei immer schärferer Auflösung, die Messung der Kopplungskonstanten stärker beeinflussen. In der Quanten Feld Theorie berechnet man diese auftretenden Störungen, die sogenannten Schleifenkorrekturen und kann somit das Verhalten der Kopplungskonstanten in Abhängigkeit der Schwerpunktenergie darstellen. Lässt man die Kopplungskonstanten der 3 Wechselwirkungen nun gegen hohe Energien laufen, stellt man fest, dass sie sich bei ca. $4,5 \times 10^{14} \text{ GeV}$ einem Wert annähern. Würden sich alle 3 Konstanten an einem Punkt schneiden, könnte man sagen, dass die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft aus nur einer Kraft entstanden sind und im niederenergetischen Bereich zu 3 verschiedenen Kräften „ausgefroren“ sind. Leider ist dies aber im jetzigen Standardmodell nicht der Fall.

Ein weiteres Problem im Standardmodell ist das Hierarchieproblem. Es gibt im Standardmodell ein weiteres Feld, das Higgs-Feld, damit die Eichbosonen ihre Masse erhalten. Durch die Wechselwirkung des Higgs-Feldes mit sich selber entsteht das Higgsboson. Dessen Masse muss ebenfalls renormiert werden, wenn man hohe Energieskalen Λ wählt. Es treten daher wieder Schleifenkorrekturen auf und die tatsächliche Higgsmasse M_0 verändert sich wie folgt ([Berger],S.463):

$$M_H^2 = M_0^2 - \frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda^2 \quad \text{Gl.1}$$

Dabei ist λ_f die Kopplung des virtuellen Fermions mit dem Higgsboson. Man sieht, dass mit höherer Energie der Korrekturterm quadratisch divergiert und die Masse des Higgsbosons übertreffen kann. Sowohl Quarks, Leptonen als auch Bosonen der schwachen Wechselwirkung ihre Masse im Standardmodell durch das Higgsfeld erhalten, ist das gesamte Modell von der Skala Λ abhängig.

1.2.2 Warum Supersymmetrie?

Wie schon erwähnt, bringt die Supersymmetrie eine handvoll neuer Teilchen mit sich, die dann ebenfalls in die Störungsrechnung mit einfließen und für weitere Schleifenkorrekturen sorgen. Unter Einbeziehung dieser neuen Korrekturterme kann man das Verhalten der Kopplungskonstanten in Abhängigkeit der Energieskala extrapolieren und wird feststellen, dass alle drei Wechselwirkungen ab einer Energie von ca. 10^{15} GeV vereinigt werden.

Es löst ebenfalls das Hierarchieproblem auf eine wunderbare Weise: Jedes Fermion wird ein Superpartner besitzen, welcher allerdings ein skalares Teilchen ist und eine quadratische Kopplung $\lambda_s = |\lambda_f|^2$ an das Higgsboson hat. Der Korrekturterm für die Higgsmasse, der sich aus der Anwesenheit dieser neuen Bosonen, lautet dann([Berger],S.463):

$$\Delta M_h^2 = \frac{\lambda_s}{16\pi^2} \Lambda^2 \quad \text{Gl.2}$$

Schaut man sich nun die Vorzeichen der Korrekturterme aus Gl.1 und Gl.2 an, so stellt man fest, dass diese entgegengesetzt sind. Deswegen lassen sich die Terme, welche die quadratische Divergenz hervorrufen in der Supersymmetrie aufheben und die Masse des Higgsbosons wird geschützt.

Ein weiterer Grund warum die Supersymmetrie ein eleganter Kandidat für die Erklärung unserer Welt ist kommt aus der Astrophysik. Seit langem vermutet man, dass das Universum nur zu ca. 4,6% aus der

uns bekannten Materie besteht[Wiki]¹. Der Rest ist noch völlig unbekannt. Falls diese Materie aus einer neuen Art von Elementarteilchen, wie z.B. den SUSY-Teilchen besteht, muss sie elektrisch neutral, farblos, massiv und schwer sein. Das Neutralino-1 $\tilde{\chi}_1^0$ Teilchen aus der SUSY besitzt diese Eigenschaften und ist daher ein sehr guter Kandidat für die bisher unbekannte dunkle Materie.

1.2.3 Das Teilchenspektrum der Supersymmetrie

In der SUSY wird zu jedem Boson ein Fermion und zu jedem Fermion ein Boson assoziiert. Die 12 Fermionen aus dem SM lassen sich wiederum differenzieren in linkshändige und rechtshändige Fermionen, definiert durch ihre Chiralität. Diese Unterscheidung ist wichtig wenn man sich das Verhalten der Fermionen bei der schwachen Wechselwirkung anschauen möchte. Man stellt fest, dass die W-Bosonen ausschließlich und das Z-Boson überwiegend an die linkshändigen Teilchen bzw. an die rechtshändigen Antiteilchen koppeln. Dazu muss man verstehen, dass im SM die elektroschwache Kraft aus einem Singlett von B-Bosonen und einem Triplet von W-Bosonen besteht. Diese Bosonen werden Eichbosonen genannt und die B-Bosonen koppeln an sowohl links- als auch rechtshändige Teilchen, wohingegen die W-Bosonen nur an linkshändige Teilchen koppeln. Die uns bekannten Austauschbosonen sind nun Mischzustände dieser Eichbosonen. Die geladenen W-Bosonen der schwachen Wechselwirkung sind Mischungen aus den ersten beiden Eichbosonen des W-Tripletts, was erklärt, warum sie nur an linkshändige Teilchen koppeln. Das Z-Boson und das Photon hingegen sind Mischzustände aus dem B-Boson und dem letzten Boson des W-Tripletts. Daher können diese beiden Bosonen an alle Fermionen koppeln. Soweit das SM.

Da die zu den W-Boson assoziierten Fermionen, die sogenannten Winos, ebenfalls nur an linkshändige Teilchen koppeln, müssen die zu den Quarks und Leptonen assoziierten Bosonen ebenfalls in links- und rechtshändig unterschieden werden, obwohl diese einen Spin von 0 besitzen und somit keine Spinprojektion auf die Impulsrichtung möglich ist. In diesem Fall wäre die Händigkeit eine weitere abstrakte Quantenzahl für die SUSY-Teilchen. Das B-Boson wird mit dem Bino und die Gluonen mit den Gluinos assoziiert. Da Winos und Binios die Superpartner zu den Eichbosonen sind, werden sie auch Gauginos² genannt.

Nun fehlt nur noch der passende Superpartner zum Higgsboson. Sollte die Welt tatsächlich supersymmetrisch sein, kann es allerdings nicht nur ein Higgsboson geben, da sonst sogenannte Dreiecks-Anomalien([Berger],S.464) auftauchen. Die Dreiecksanomalien treten auf, wenn man beispielsweise die Störungsterme beim Comptoneffekt berechnet, wodurch, falls nur ein Higgs-Fermion existiert, der Erwartungswert divergieren würde. Daher muss der Higgssektor erweitert werden und es gibt insgesamt 5 Higgsbosonen([Berger],S.466), die mit h^0, H^0, A, H^+, H^- bezeichnet werden. Allerdings gibt es nur 4 Higgsfermionen, die man als die Higgsinos $\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-$ bezeichnet. Higgsinos haben alle einen Spin von $\frac{1}{2}$.

Es gibt in der SUSY, wie im SM die Z-Bosonen und Photonen, ebenfalls Mischzustände mit den Winos, Binios und Higgsinos. Die, für diese Arbeit wichtigen Teilchen sind die beiden leichtesten der insgesamt 4 Neutralinos, das $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0$. In Tab.1 ist das gesamte Teilchenspektrum der SUSY aufgelistet.

1 http://en.wikipedia.org/wiki/Dark_matter

2 Eichbosonen werden auch Gaugebosons genannt und die Superpartner dieser Bosonen werden daher Gauginos genannt

| Teilchen | Spin | SUSY-Teilchen | Spin |
|--|---------------|---|---------------|
| Linksh. Quark q_L | $\frac{1}{2}$ | Linksh. Squark \tilde{q}_L | 0 |
| Rechtsh. Quark q_R | $\frac{1}{2}$ | Rechtsh. Squark \tilde{q}_R | 0 |
| Linksh. Lepton l_L | $\frac{1}{2}$ | Linksh. Slepton \tilde{l}_L | 0 |
| Rechtsh. Lepton l_R | $\frac{1}{2}$ | Rechtsh. Slepton \tilde{l}_R | 0 |
| Gluon g | 1 | Gluino \tilde{g} | $\frac{1}{2}$ |
| W-Bosontriplett W^+, W^-, W^0 | 1 | Wino $\tilde{W}^+, \tilde{W}^-, \tilde{W}^0$ | $\frac{1}{2}$ |
| B-Boson B^0 | 1 | Bino \tilde{B}^0 | $\frac{1}{2}$ |
| Higgs-Boson $H_1^+, H_1^0, H_2^0, H_2^-$ | 0 | Higgsino $\tilde{H}_1^+, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}_2^-$ | $\frac{1}{2}$ |

Tab.1: Das Spektrum der Teilchen in der Supersymmetrie

2. Bestimmung der Wino- und Binoanteile im Neutralino 2 mithilfe von Ladungsasymmetrie und Polarisierungseffekten

Am LHC werden Protonenstrahlen beschleunigt und aufeinander geschossen. Die Schwerpunktenenergie kann bis zu 14 TeV betragen. Damit hätten die Protonen 99,9999991 %ige Lichtgeschwindigkeit erreicht. Es wird angenommen, dass bei Wechselwirkungen bei diesen Energien SUSY-Teilchen am LHC erzeugt werden können.

In den folgenden Abschnitten wird die Idee beschrieben Mischungsverhältnisse des $\tilde{\chi}_2^0$ Teilchens am LHC experimentell zu bestimmen. Hierzu werden zufallsgenerierte Events aus einer MonteCarlo Simulation mithilfe des Datenanalyseprogramms ROOT analysiert. Anschließend wird mit diesen Events mit dem Programm Delphes eine Detektorsimulation durchgeführt, um mögliche Detektoreffekte zu untersuchen.

2.1 Analyse auf Generatorniveau (Herwig)

2.1.1 Neutralinos und zu untersuchende Zerfallskette

Neutralinos sind ungeladene Fermionen und entstehen durch die Mischungen der SUSY-Felder $\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ ([MIX],S.1):

$$\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^0 \\ \tilde{\chi}_2^0 \\ \tilde{\chi}_3^0 \\ \tilde{\chi}_4^0 \end{pmatrix} = N \times \begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix} \quad \text{Gl.3}$$

wobei N eine unitäre Matrix ist. Die Koeffizienten dieser Matrix geben an wie die Mischungsverhältnisse zwischen den Gauginos und Higgsinos in den Neutralinos sind.. Um einen experimentellen Zugang zum Mischungsverhältnis des Neutralino 2 zu erhalten, wird im Folgenden der Zerfall eines Squarks \tilde{q} betrachtet. Ein links- oder rechtshändiges Squark $q_{l,r}$ würde in ein links- oder rechtshändiges Quark $q_{l,r}$ und einem Neutralino 2 $\tilde{\chi}_2^0$ zerfallen. Das Neutralino-2 $\tilde{\chi}_2^0$ wird dann in ein Lepton l_{near}^{+-} und einem Slepton $\tilde{l}_{L,R}^{+-}$ zerfällt, welches wiederum in ein weiteres Lepton l_{far}^{+-} und ein Neutralino 1 $\tilde{\chi}_1^0$ zerfällt. Die gesamte Zerfallskette ist in Abb. 1 zu sehen:

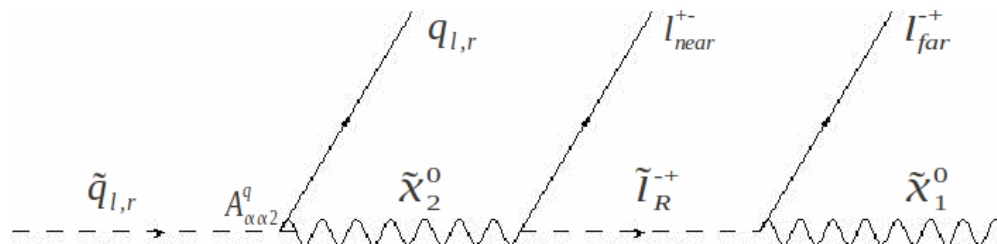


Abb.1 Squark-Zerfallskette

Man trifft hier die Annahme, dass das Neutralino-2 eine geringere Masse hat als das linkshändige Slepton, sodass $m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{l}_L}$ gilt und daher das Neutralino-2 ausschließlich in ein rechtshändiges Slepton zerfallen wird. Das near Lepton l_{near}^+ wird ebenfalls als rechtshändig angenommen. Der Zerfall über ein rechtshändiges Quark kann nur über den Bino-Anteil im Neutralino-2 erfolgen, da der Wino-Anteil nur an linkshändige Teilchen koppelt. Man kann einen Winkel $\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0}$ definieren, der den Mischungsanteil im Neutralino 2 beschreibt. Dieser Winkel ist vergleichbar mit dem Weinbergwinkel im Photon und Z-Boson. Das Neutralino-2 setzt sich also aus Wino und Bino folgendermaßen zusammen([MIX],S.3):

$$|\tilde{\chi}_2^0\rangle = N_{12}|\tilde{B}^0\rangle + N_{22}|\tilde{W}^0\rangle = \cos(\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0})|\tilde{B}^0\rangle + \sin(\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0})|\tilde{W}^0\rangle \quad \text{Gl.6}$$

Hierbei sind N_{12}, N_{22} die Koeffizienten der Matrix N aus Gl.3. Kann man den Winkel $\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0}$ bestimmen, so kann man auch das Mischungsverhältnis des Wino- und Binoanteils im Neutralino-2 bestimmen. Es gilt also diesen herauszufinden.

2.1.2 Quark und near Lepton

Es gibt 4 mögliche Zustände, die das Squark am Anfang des Zerfalls einnehmen kann. Es kann links- oder rechtshändig und ein Teilchen oder Antiteilchen sein. Diese 4 Ausgangsfälle können nun jeweils 2 Endzustände haben, die sich durch die Ladung des emittieren near Leptons definieren lassen. Kombiniert man diese Möglichkeiten, erhält man 8 verschiedenen Fälle vom Squarkzerfall. Die invariante Masse des Quark mit dem near Lepton wird sich in zwei Spektren klassifizieren lassen. Diese lassen sich durch die Wahrscheinlichkeitsverteilung berechnen, in dem man die Spin-Korrelationen am Squarkzerfall betrachtet([Barr],S.2). Für die Fälle $\{q_L, l_{near}^+\}, \{\bar{q}_L, l_{near}^-\}$ $\{q_R, l_{near}^-\}$ und $\{\bar{q}_R, l_{near}^+\}$ wird man für das Quark - near Lepton Spektrum folgende Verteilung erwarten([Barr],S.3):

$$\frac{dP_1}{d\hat{m}_{near}} = 4 \sin^3\left(\frac{\theta^*}{2}\right) = 4 \hat{m}_{near}^3 \quad \text{Gl.5}$$

Hierbei ist $\hat{m}_{near} = \frac{m_{qlnear}}{m_{qlnear}^{max}}$ die normierte invariante Masse und θ^* der Winkel mit dem das Quark und das near-Lepton, im Ruhesystem des Neutralino 2, auseinander fliegen. Für die restlichen Fälle $\{q_L, l_{near}^-\}, \{\bar{q}_L, l_{near}^+\}, \{q_R, l_{near}^+\}, \{\bar{q}_R, l_{near}^-\}$ erwartet man für die Verteilung der invarianten Masse([Barr],S.3):

$$\frac{dP_2}{d\hat{m}_{near}} = 4 \sin\left(\frac{\theta^*}{2}\right) \cos^2\left(\frac{\theta^*}{2}\right) = 4 \hat{m}_{near} (1 - \hat{m}_{near}^2) \quad \text{Gl.6}$$

Wie in Abb.2 zu erkennen ist, werden für die kubische Verteilung, die near Leptonen und Quarks favorisiert back-to-back fliegen, während bei dem Zerfall, dessen Verteilung durch Gl.6 beschrieben wird, der Winkel zwischen Quark und near Lepton geringer ist.

In Abb.3 bis 6³ sind die Spektren der invarianten Quark – near Lepton Massen zu sehen, die aus der Analyse der MonteCarlo Events hervorgehen. Als erstes fällt auf, dass der Zerfall wesentlich weniger mit rechtshändigen Quarks, als mit linkshändigen Quarks stattfindet und daher die Statistik für die rechtshändigen Quarks sehr gering ist. Der Grund hierfür ist, dass der Zerfall über das rechtshändige

3 Siehe Anhang

Teilchen nur durch den Bino-Anteil im Neutralino-2 stattfinden kann und dieser Zerfall somit unterdrückt ist. Man kann also den Einfluss des Mischungswinkels $\vartheta_{\tilde{X}_2^0}$ am Ungleichgewicht in der Häufigkeit, der links- und rechtshändigen Quarks sehen. Die eingezeichneten Fitfunktionen zeigen des weiteren, dass sich die Verteilungen tatsächlich wie in Gl.5 und Gl.6 beschrieben verhalten.

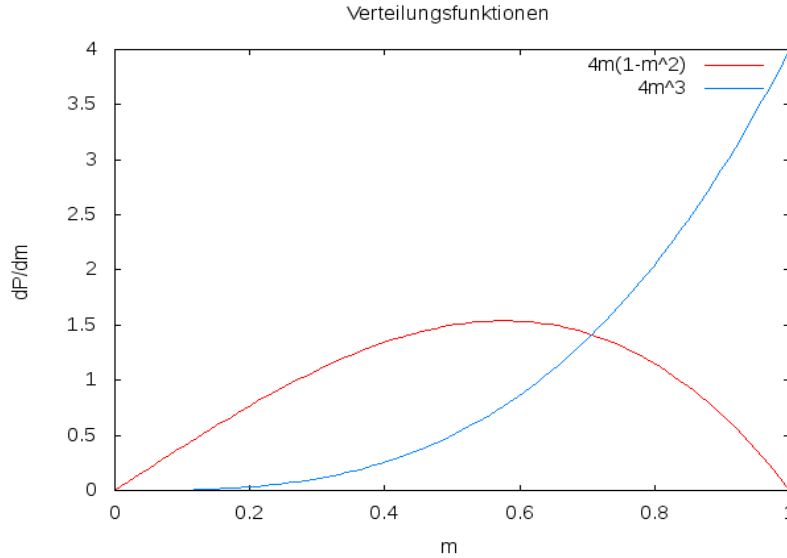


Abb. 2: Verteilungsfunktion der Quark-nearLepton Masse

2.1.3 Quark und far-Lepton und Quark-Lepton-Spektrum

Man wird im Experiment allerdings das near Lepton nicht vom far Lepton unterscheiden können und die Leptonen werden die entgegengesetzte Ladung von einander tragen. Obwohl das far Lepton aus dem skalaren Slepton hervorgeht, welches selbst keinen Spin hat, wird das Slepton dennoch die Information der Spinkorrelation am Neutralino 2 Zerfall mit sich tragen. Ist das Spektrum der Quark-nearLepton Masse wie in Gl.5 beschrieben, kann man davon ausgehen, dass die near Leptonen einen großen Teil der Energie vom Neutralino 2 mitnehmen müssen, damit sie zur Flugrichtung des Quarks eher back-to-back gerichtet sind und somit das Slepton einen geringeren Boost erhalten wird, wodurch letztendlich die invariante Masse vom Quark zum dazugehörigen far Lepton geringer ist, als die invariante Masse des Quark und far Lepton aus den Fällen, bei welchen die Quark – near Lepton Masse ein Verhalten wie in Gl.6 aufweist. Bei der Untersuchung der invarianten Quark - far Lepton Masse an den MonteCarlo Events ist dieser Effekt sichtbar geworden. Anhand der Abb.7 bis 10^4 erkennt man tatsächlich die erwarteten Unterschied zwischen den positiven und negativen Farspektren. Quantitativ wird die Massenverteilungen in Gl. 7 und Gl.8 beschrieben([MIX],S.3):

$$\frac{dP_1}{d\hat{m}_{far}} = \frac{-4\hat{m}_{far}}{(1-y)^2} \begin{cases} (1-y-\log(y)) & : 0 \leq \hat{m}_{far} \leq \sqrt{y} \\ (1-\hat{m}_{far}^2 + \log(\hat{m}_{qfar}^2)) & : \sqrt{y} \leq \hat{m}_{far} \leq 1 \end{cases} \quad \text{Gl.7}$$

$$\frac{dP_2}{d\hat{m}_{far}} = \frac{4\hat{m}_{far}}{(1-y)^2} \begin{cases} (1-y-y\log(y)) & : 0 \leq \hat{m}_{far} \leq \sqrt{y} \\ (1-\hat{m}_{far}^2 + y\log(\hat{m}_{far}^2)) & : \sqrt{y} \leq \hat{m}_{far} \leq 1 \end{cases} \quad \text{Gl.8}$$

4 Siehe Anhang

Hierbei ist wieder $\hat{m}_{far} = \frac{m_{qlfar}}{m_{qlfar}^{max}}$ die normierten invarianten Masse des Quark - far Lepton Spektrums.

Da man im Experiment die Leptonen nicht zuordnen kann, muss man auf die Information, ob das Lepton aus dem Neutralino 2 oder Slepton entstanden ist, verzichten und kann daher nur die invariante Masse vom Quark mit den positiven und den negativen Leptonen bestimmen. Das Quark kann links- oder rechtshändig, sowie ein Teilchen oder Antiteilchen sein. Wenn nun die Quarks mit den positiven Leptonen und mit den negativen Leptonen kombiniert werden, gibt es folgende 8 Zustände: $\{q_L-l^-, q_L-l^+, \bar{q}_L-l^-, \bar{q}_L-l^+, q_R-l^-, q_R-l^+, \bar{q}_R-l^-, \bar{q}_R-l^+\}$. Abb.11 bis 14⁵ zeigen diese überlagerten Verteilungen aus den MonteCarlo Events und man kann, vor allem in Abb.11 und 12 bei den linkshändigen Quarks (und Antiquarks), einen deutlichen Unterschied in den Massenverteilung sehen. Die quantitative Beschreibung dieser Spektren wird im Abschnitt 2.2.3 genauer erläutert. Leider reicht die Anzahl an Ereignissen für den Zerfall in rechtshändige Quarks nicht aus, um einen deutlichen Verlauf in Abb.13 und 14 erkennen zu lassen. Es liegt aber, wie bereits erwähnt, an der Tatsache, dass das Neutralino-2 nur mit dem Bino-Anteil an rechtshändige Teilchen koppeln kann und dieser Zerfall daher, je nach Mischungsverhältnis, deutlich geringer ausfallen kann.

2.2 Quarkpolarisation

2.2.1 Quark-Antiquark Asymmetrie

Bei Proton-Proton Kollisionen, wie es am LHC geben wird, werden die Quarks und Gluonen in den Protonen bei einer Energie von 14GeV miteinander wechselwirken. Dabei sind folgende 4 Prozesse möglich:

$$qg \rightarrow \tilde{q} \tilde{g} \quad \text{Gl.9}$$

$$\bar{q}g \rightarrow \tilde{q} \tilde{g} \quad \text{Gl.10}$$

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{q} \tilde{q} \quad \text{Gl.11}$$

$$g\bar{g} \rightarrow \tilde{q} \tilde{q} \quad \text{Gl.12}$$

Betrachtet man die ersten beiden Fälle (Gl.9 und Gl.10), kann man davon ausgehen, dass vermehrt Squarkproduktion stattfinden wird, da die Partonverteilungsfunktion für Quarks höher ist als für Antiquarks, aufgrund der Anwesenheit von Valenzquarks. Damit eine deutliche Squark-Antisquark-Asymmetrie besteht, müssen allerdings die Prozesse aus Gl.11 und Gl.12 eine untergeordnete Rolle spielen und der Prozess aus Gl.9 sollte dominieren. Denn wenn es kein Ungleichgewicht in der Anzahl der produzierten Squarks und Antisquarks gibt, werden die oben beschriebenen Effekte der Quark-Lepton Masse sich aufheben, da die Verteilung der Antiquarks und Leptonen sich verhalten wie die Verteilung der Quarks mit den jeweils anders geladenen Leptonen.

2.2.2 Mischungswinkel $\vartheta_{\tilde{X}_2^0}$ des Neutralino 2 aus Quarkpolarisation bestimmen

In Gl.6 ist die Mischung von Bino- und Winoanteil im Neutralino-2 beschrieben. Dabei wurden die Matrixelemente N_{21}, N_{22} der Mischungsmatrix N durch den Winkel $\vartheta_{\tilde{X}_2^0}$ parametrisiert. Man

5 Siehe Anhang

erkennt, dass durch den unterschiedlichen Anteil die Kopplung $\langle \tilde{X}_2^0 | \tilde{q}_\alpha | q_\alpha \rangle = ig A_{\alpha\alpha 2}$ (mit $\alpha=1,r$) des Neutralino-2 an die rechts- und linkshändigen Squarks und Quarks auch unterschiedlich sind. Die Amplituden für die beiden Prozess sind wie folgt beschrieben([MIX],S.3):

$$A_{LL2}^q = -\sqrt{2} [T_3^q N_{22}^* + (Q_q - T_3^q) N_{21}^* \tan \theta_w] \quad \text{Gl.13}$$

$$A_{RR2}^q = \sqrt{2} Q_q N_{21} \tan \theta_w \quad \text{Gl.14}$$

Wobei Q die elektrische Ladung und T_3 die Isospinquantenzahl des Quarks ist. In Gl.13 und 14 ist nun die Abhängigkeit der Matrixelemente N_{21}, N_{22} im Neutralino 2 explizit ausgeschrieben und man sieht, dass im rechtshändigen Zerfall ausschließlich der Binoanteil eine Rolle spielt, wo hingehen für den linkshändigen Zerfall sowohl Wino als auch Bino vorhanden ist. Damit kann man die wenigen Zerfälle in der MonteCarlo Simulation in rechtshändigen Quarks erklären.

Mithilfe von Gl.6, Gl.13 und Gl.14 lässt sich der Winkel $\vartheta_{\tilde{X}_2^0}$ in Abhängigkeit von der Polarisation P(q) der Quarks q darstellen([MIX],S.4-6):

$$\vartheta_{\tilde{X}_2^0} = \pm \arctan \left(\frac{\sqrt{f_L [1+P(q)] \{ 10 [1-P(q)] - 11 f_L + 9 P(q) f_L \} \tan \theta_w}}{3 f_L [1+P(q)]} \right) \quad \text{Gl.15}$$

mit $f_L = \frac{f_{\tilde{q}_L}}{f_{\tilde{q}}}$, wobei $f_{\tilde{q}}$ die Anzahl an allen Squarks und $f_{\tilde{q}_L}$ die Anzahl an linkshändigen Squarks ist. Sollten f_L und P(q) bekannt sein, kann man den gesuchten Mischungswinkel $\vartheta_{\tilde{X}_2^0}$ bestimmen.

2.2.3 Quarkpolarisation aus Quark-Lepton-Spektrum bestimmen

Man braucht also, um den Mischungswinkel $\vartheta_{\tilde{X}_2^0}$ bestimmen zu können, die Quarkpolarisation P(q). Dazu schaut man sich nochmal das Quark-Lepton Spektrum aus Abschnitt 2.1.3. Es wird nicht möglich sein im Experiment die Händigkeit der Quarks und ob es Teilchen oder Antiteilchen sind zu bestimmen, da Quarks durch die starke Kraft direkt hadronisieren und nur einen Jet bestimmt werden kann. Man wir also nur die invariante Masse des richtigen Jets mit den Leptonen bilden und hätte die beiden Möglichkeiten die Masse des Jet mit dem positiven Lepton oder dem negativen Lepton zu bestimmen. Die Massenverteilung dieser Spektren, wird eine Überlagerung aus den Verteilungen aus Abb.11 bis 14 sein. Das quantitative Verhalten der beiden Funktionen kann durch die Superposition aus Gl.5, 6, 7 und 8, welche in Gl.16 und 17 dargestellt sind([MIX],S.7), beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dm_{q^+}} &= \frac{1}{4} \{ f_{\tilde{q}} [1-P(q)] + f_{\tilde{q}^*} [1+P(\bar{q})] \} \frac{dP_1}{dm_{q^{\text{near}}}} \\ &+ \frac{1}{4} \{ f_{\tilde{q}^*} [1-P(\bar{q})] + f_{\tilde{q}} [1+P(q)] \} \frac{dP_2}{dm_{q^{\text{near}}}} \\ &+ \frac{1}{4} \{ f_{\tilde{q}^*} [1-P(\bar{q})] + f_{\tilde{q}} [1+P(q)] \} \frac{dP_1}{dm_{q^{\text{far}}}} \\ &+ \frac{1}{4} \{ f_{\tilde{q}} [1-P(q)] + f_{\tilde{q}^*} [1+P(\bar{q})] \} \frac{dP_2}{dm_{q^{\text{far}}}} \end{aligned} \quad \text{Gl.16}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dP}{dm_{ql-}} &= \frac{1}{4} \{f_{\bar{q}^*}[1-P(\bar{q})] + f_{\bar{q}}[1+P(q)]\} \frac{dP_1}{dm_{qlnear}} \\
&+ \frac{1}{4} \{f_{\bar{q}}[1-P(q)] + f_{\bar{q}^*}[1+P(\bar{q})]\} \frac{dP_2}{dm_{qlnear}} \\
&+ \frac{1}{4} \{f_{\bar{q}}[1-P(q)] + f_{\bar{q}^*}[1+P(\bar{q})]\} \frac{dP_1}{dm_{qlfar}} \\
&+ \frac{1}{4} \{f_{\bar{q}^*}[1-P(\bar{q})] + f_{\bar{q}}[1+P(q)]\} \frac{dP_2}{dm_{qlfar}}
\end{aligned} \tag{Gl.17}$$

Die beiden Verteilungen $\frac{dP}{dm_{ql+}}, \frac{dP}{dm_{ql-}}$ wird man versuchen im Experiment zu bestimmen und den Parameter $P(q)$, durch die Gl.16 und 17 zu fitten. Abb.15 zeigt den Verlauf der Funktionen für die Parameter $f_{\bar{q}}=0.74, f_{\bar{q}^*}=0.26$ und $P(q)=P(\bar{q})=-1$.

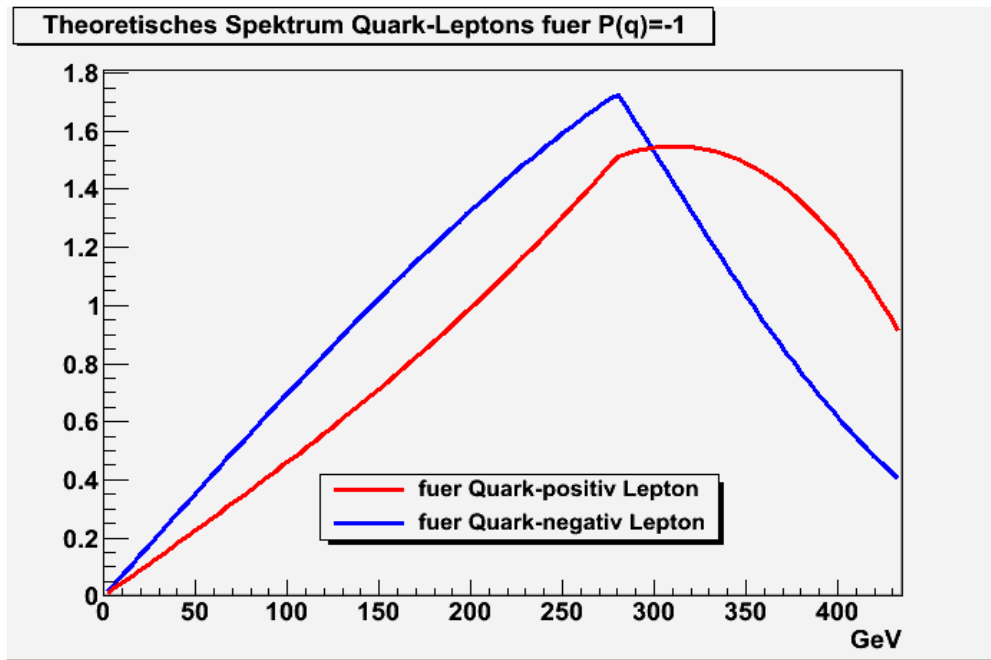


Abb.15: Funktionen für Quark-Lepton Spektren mit $P(q)=-1$

Vergleicht man diese Funktionen mit den Verteilungen aus den MonteCarlo Daten, so stellt man fest, dass diese übereinstimmen⁶. Dazu werden die Spektren der invarianten Masse der linkshändigen Quarks und Antiquarks mit den Leptonen, sortiert nach Leptonladung, addiert und Gl.16 und 17 gefittet. Abb.16 und 17 zeigen, dass sich auf Generatorniveau die Verteilungen wie erwartet verhalten. Die Parameter werden durch $m_{qlnear}^{max} = m_{\tilde{q}} \sqrt{1-x} \sqrt{1-z}$ und $m_{qlfar}^{max} = m_{\tilde{q}} \sqrt{1-x} \sqrt{1-z}$, mit

$$x = \frac{m_{\tilde{X}_0}^2}{m_{\tilde{q}}^2}, y = \frac{m_{\tilde{l}}^2}{m_{\tilde{X}_0}^2}, z = \frac{m_{\tilde{X}_1}^2}{m_{\tilde{l}}^2}$$

liegendem Modell[SU3].

6 Siehe Abb.16 und 17 im Anhang

2.3 Analyse auf Detektorniveau (Delphes)

2.3.1 Dileptonspektrum

Mit den selben MonteCarlo Events, mit denen die Analyse auf Generatorniveau gemacht wurden, wird eine Detektorsimulation durchgeführt. Dazu wird das Detektorsimulationsprogramm Delphes verwendet. Delphes liest die HepMC-Files ein, in denen die Events stehen und gibt, nach der Simulation an, wie die Energie- und Impulswerte der Teilchen durch Detektoreffekte verändert werden, was z.B. eine gassenförmig Verschmierung der Werte bedeuten kann. Die Output-Files sind Rootdateien und enthalten zwei „Trees“ mit unterschiedlicher Information, der gleichen Events. Im sogenannten „Collection-Tree“ werden die ursprünglichen Informationen aus den HepMC-Files, die truth Information, eingetragen. Dadurch hat man Zugang zu der kompletten Information aus dem Generatorniveau. Die neuen Werte aus der Detektorsimulation werden in einem anderen Tree, dem „Fast-Tree“, eingetragen. In diesem stehen die Daten, die man aus einer Messung an einem Detektor erhalten würde. Man kann daher die Werte aus dem Fast-Tree verwenden, um eine Analyse auf Detektorniveau zu machen. Somit werden in der Auswertung die Detektoreffekte mit einbezogen, wobei man zugleich die Möglichkeit hat, im Collection-Tree nach den truth Informationen zu schauen und festzustellen, aus welchen Prozessen die Teilchen kommen und wie stark ihre Werte verändert wurden.

Die erste Aufgabe, bei der Analyse des Squarkszerfalls, ist nun, die beiden Leptonen aus dem Zerfall in dem Detektor wieder zu finden. Dazu muss man nach Events mit 2 Myonen oder Elektronen mit unterschiedlicher Ladung Ausschau halten. Der rote Graph in Abb. 19 zeigt das Spektrum der invarianten Masse der so gefilterten Leptonen. Vergleicht man dieses Spektrum mit dem Dileptonspektrum aus Abb.18, gebildet aus Daten aus dem truth Tree, sieht man, dass Untergrundprozesse unberücksichtigt geblieben sind und das Spektrum „Verunreinigungen“ von anderen Prozessen enthält. Um den Untergrund zu bestimmen, wurden nach Events gesucht, die jeweils ein Myon und ein Elektron, mit unterschiedlicher Ladung, enthielten und es wurde dessen invariante Masse gebildet. Das Dileptonspektrum aus der Detektorinformation, abzüglich dem Untergrund, ist in Abb.19 als der blaue Graph zu erkennen. Vergleicht man diesen mit Abb.18, stellt man fest, dass diese beiden Spektren sich sehr ähneln und man so das Dileptonspektrum aus den Detektordaten bilden kann.

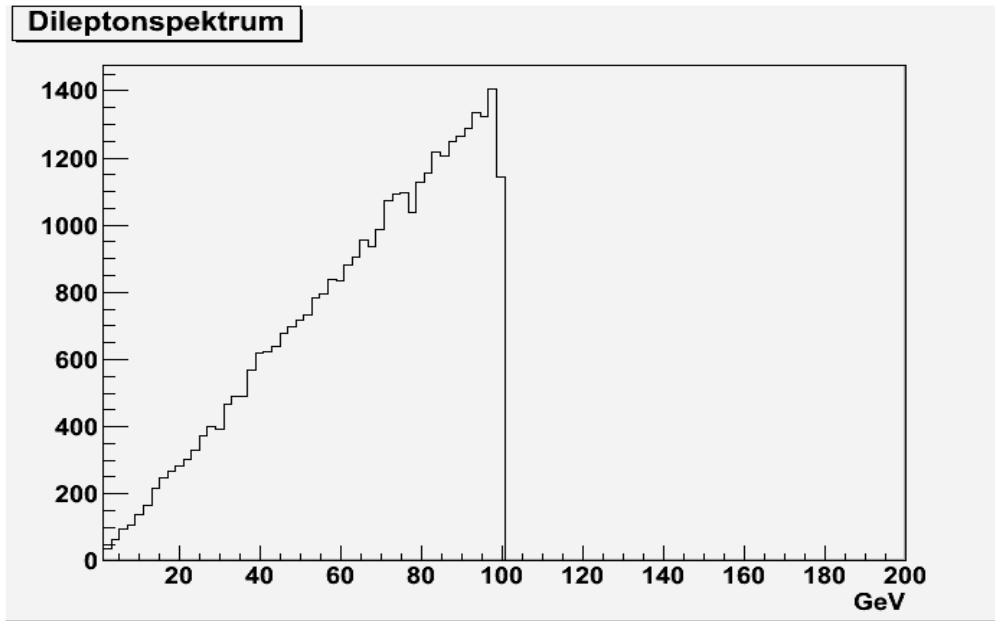


Abb. 18: Dileptonspektrum aus Truthinformation

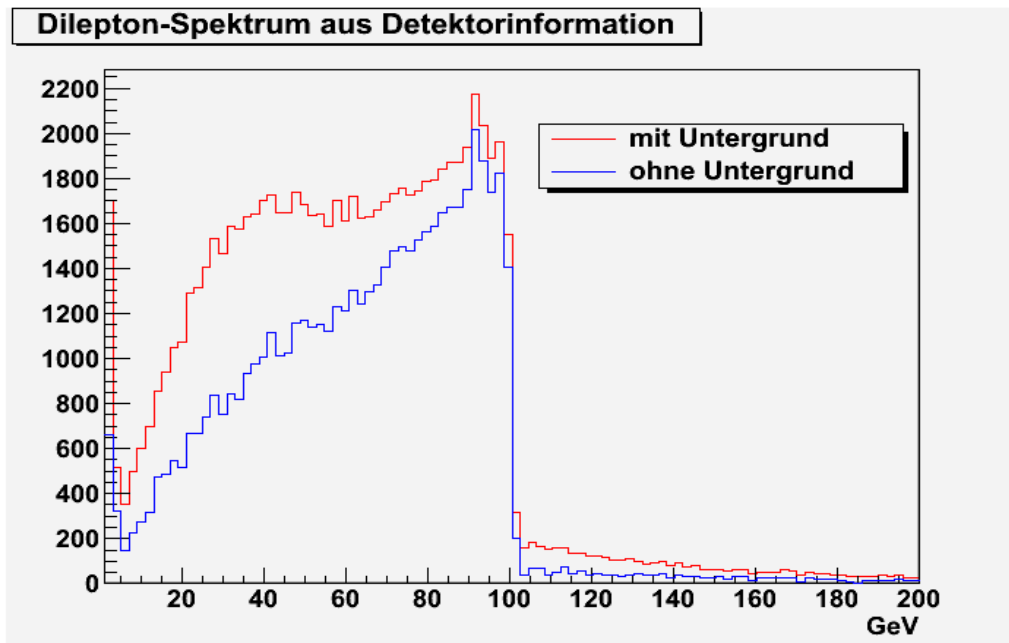


Abb. 19: Dileptonspektren aus Detektorinformation, rot: mit Untergrund, blau: ohne Untergrund

2.3.2 Richtigen Jet finden

Der nächste Schritt lautet, den richtigen Quarkjet aus dem Zerfall im Detektor zu finden. Dazu wird nach Events gesucht, die, wie für die Bestimmung des Dileptonspektrums, 2 Myonen oder Elektronen mit umgekehrter Ladung, auswerfen. Außerdem darf der transversaler Energieverlust in dem Event nicht Null betragen, denn das Neutralino 1, als letztes Teilchen des Zerfalls, kann im Detektor nicht bestimmt werden und nimmt dessen Energie unbeobachtet. Um den Jet aus dem gesuchten Zerfall in diesen Events zu finden, muss man zunächst in der truth Information nach Jets suchen und die Flugrichtung der Quarks mit allen Jets vergleichen. Stimmt die Flugrichtung eines Jets mit dem richtigen Quark überein, handelt es sich um den gesuchten Jet. Vergleicht man nun die Energien aller Jets in dem Event, mit der des richtigen Jets, so stellt man fest, dass der richtige Jet, mit hoher Wahrscheinlichkeit entweder der härteste oder zweithärteste Jet ist. Abb. 20 zeigt mit welcher Häufigkeit, der richtige Jet, der wievielt härteste Jet in den Events ist. Man sieht, dass es ausreicht nur nach den beiden härtesten Jets zu selektieren, da es nur selten vorkommt, dass der richtige Jet eine geringere Energie als die ersten beiden härtesten Jets besitzt.

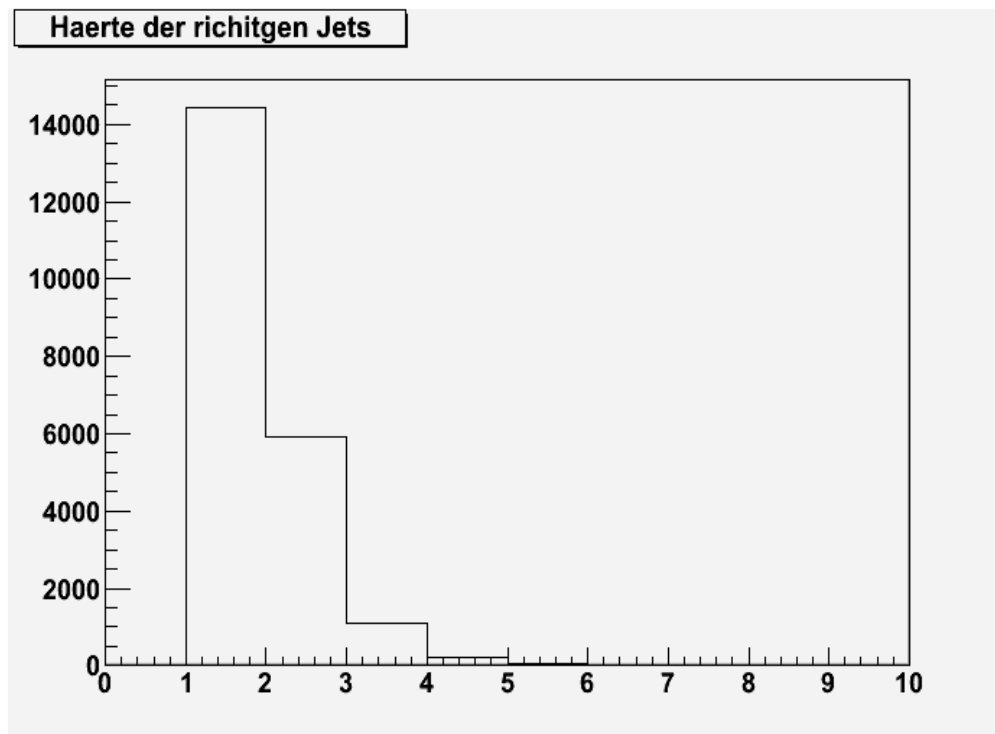


Abb. 20: Häufigkeit in Abhängigkeit der Härte der „richtigen“ Jets

Nach diesem Verfahren erhält man immer noch 2 Jets, von dem einer zu viel ist und nicht aus dem gesuchten Zerfall entsteht und der andere möglicherweise der gesuchte Jet ist. Um ein Kriterium zur Feststellung des richtigen Jets aus den beiden Möglichkeiten zu finden, kann man die invariante Masse des härtesten Jets und des zweithärtesten Jets mit den beiden Leptonen bestimmt. Die Massenverteilung ist in Abb. 21 zu sehen. Doch noch ist keine Aussage über den Anteil des richtigen und falschen Jets möglich. Abb. 22 zeigt die Zusammensetzung des Spektrums aus richtigen und falschen Jets. Dazu

wurde ein truth-match gemacht. Das bedeutet man verwendet die Detektorinformation, vergewissert sich aber unter Einbeziehung der truth Information, dass der Prozess aus dem gesuchten Zerfall stammt. Man sieht deutlich, dass die Massenverteilung des richtigen Jets mit den Leptonen sich im Bereich 300 – 500GeV bündelt und kann daher nur nach Jets mit dieser Energie suchen. Zusammengefasst lautet die Vorgehensweise, für die Bestimmung des richtigen Jet aus der Detektorinformation:

- nach Events suchen die 2 Elektronen oder Muonen mit unterschiedlicher Ladung auswerfen
- transversaler Energieverlust darf nicht Null sein
- 1. und 2. härtesten Jet aus diesen Events suchen
- nur Jets nehmen, dessen invariante Masse mit den beiden Leptonen zusammen, zwischen 300 und 500GeV liegen

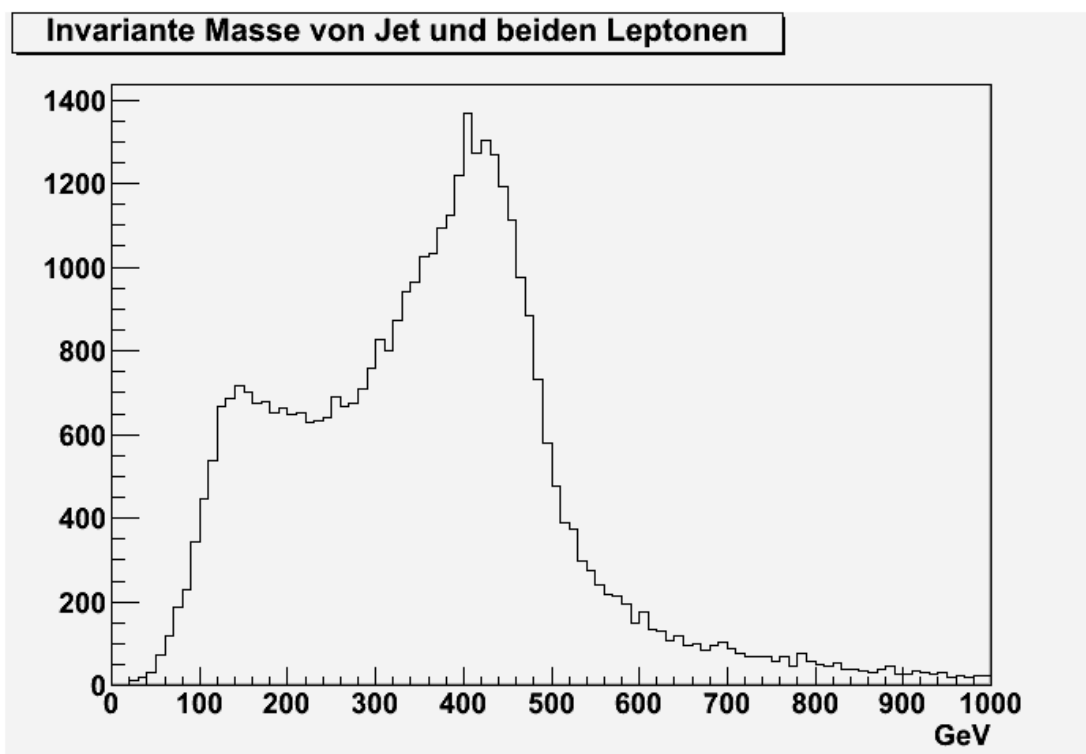


Abb. 21: Spektrum aus Jet und beiden Leptonen mit jeweils, dem haertesten und zweithaertesten Jet

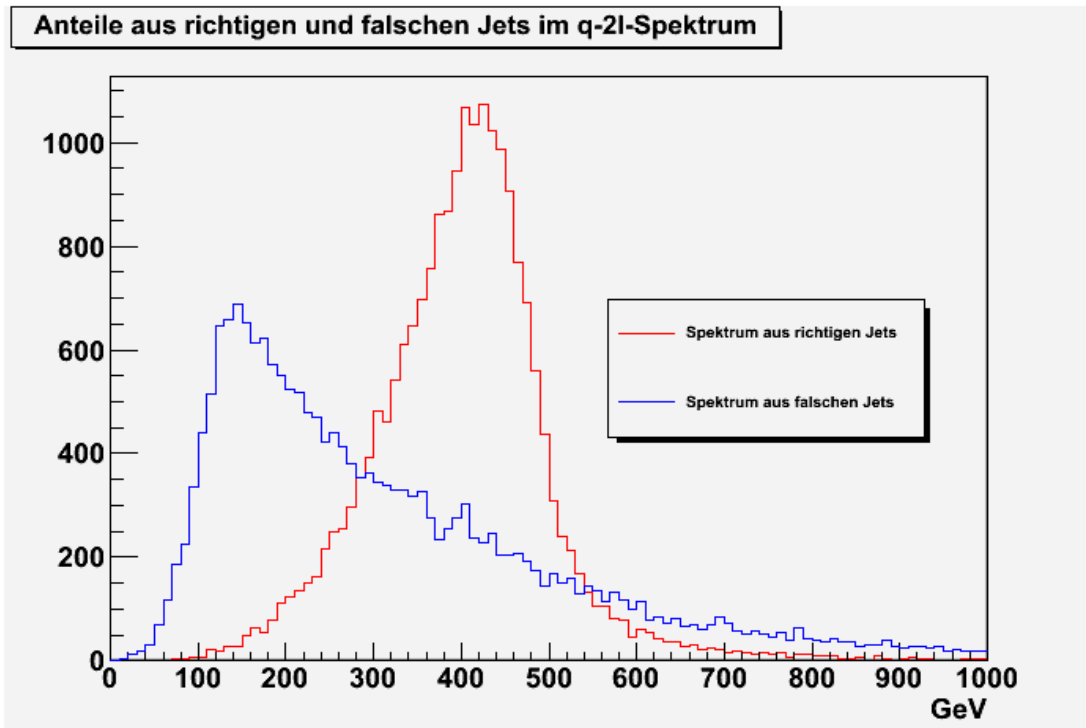


Abb. 22 Anteile aus richtigen und falschen Jets im q-2l-Spektrum, rot: Spektrum aus „richtigem“ Jet und beiden Leptonen, blau: Spektrum aus „falschem“ Jet und beiden Leptonen

2.3.3 Quarkpolarisation bestimmen

Es soll nun geprüft werden, ob die oben beschriebene Selektion für die Teilchen, ausreicht um die Polarisation $P(q)$ der Quarks zu bestimmen. Dazu bildet man die invariante Masse aus dem richtigen Jet zum einen mit dem positiven Lepton und zum anderen mit dem negativen Lepton. Diese beiden Verteilungen, werden durch Gl.16 und 17 quantitativ beschrieben. Man kann nun versuchen $P(q)$ durch einen guten Fit dieser Funktionen an die Verteilungen zu erhalten. Dabei wird die Annahme gemacht das $P(q)=P(\bar{q})$ gilt. $f_{\bar{q}}, f_{\bar{q}^*}$ wurde durch eine Zählung der Squark- und Antisquarkanzahl in den MonteCarlo Events bestimmt. Diese Zählung ergab, dass 74% Squarks und 26% Antisquarks am Zerfall beteiligt sind und somit gilt $f_{\bar{q}}=0.74, f_{\bar{q}^*}=0.26$. Abb.23 und 24 zeigen die Spektren der invarianten Masse aus den richtigen Jets mit den Leptonen. Die rot gefärbten Verteilungen sind Histogramme, die aus Daten mit truth-match erstellt wurden. Die blau gefärbten Verteilungen sind Histogramme ohne truth Information und würde somit einer Verteilung entsprechen, welches man experimentell bestimmen könnte. Man kann jetzt die reinen Detektoreffekte an den roten Histogrammen untersuchen, da man sich sicher sein kann, dass sie nur richtige Events beinhalten und daher mögliche Veränderungen des Graphen im Vergleich zum Generatorniveau, nur durch Detektoreffekte hervorgerufen werden können. Um zu überprüfen, wie gut die Methode zur Selektion der richtigen Teilchen ist, kann man, dann die blauen Histogramme mit den roten Histogrammen vergleichen. Auf den ersten Blick erkennt man, dass die Spektren mit den negativen Leptonen tatsächlich softer sind, als die Spektren mit positiven Leptonen. Genau diesen Unterschied sieht man auch in den Spektren auf Generatorniveau, wenn man davon ausgeht, dass die Quarkanzahl im Vergleich zur Antiquarkanzahl überwiegt.

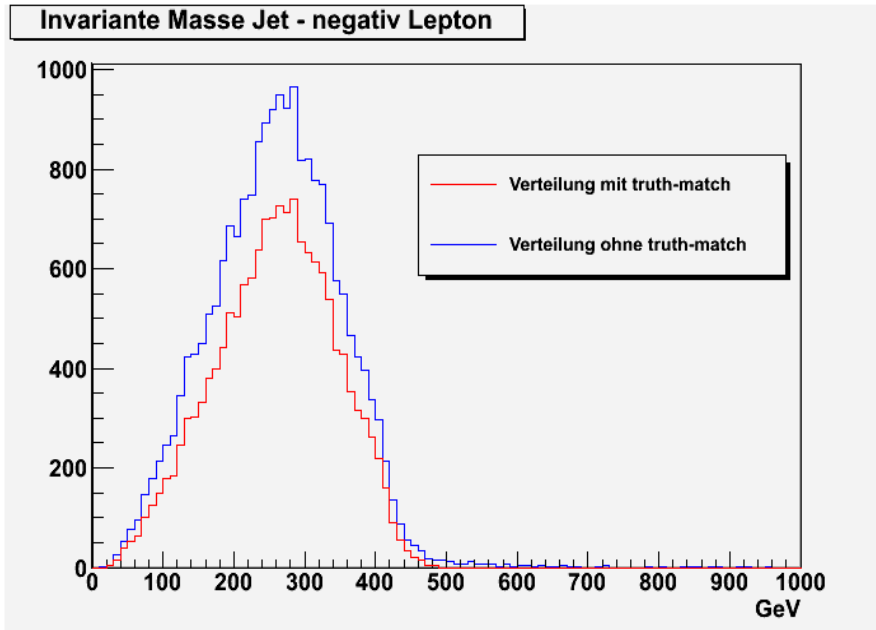


Abb.23 Invariante Masse Jet – negativ Lepton rot: Histogramm aus Detektordaten mit truth-match, blau: Histogramm aus Detektordaten ohne truth-match

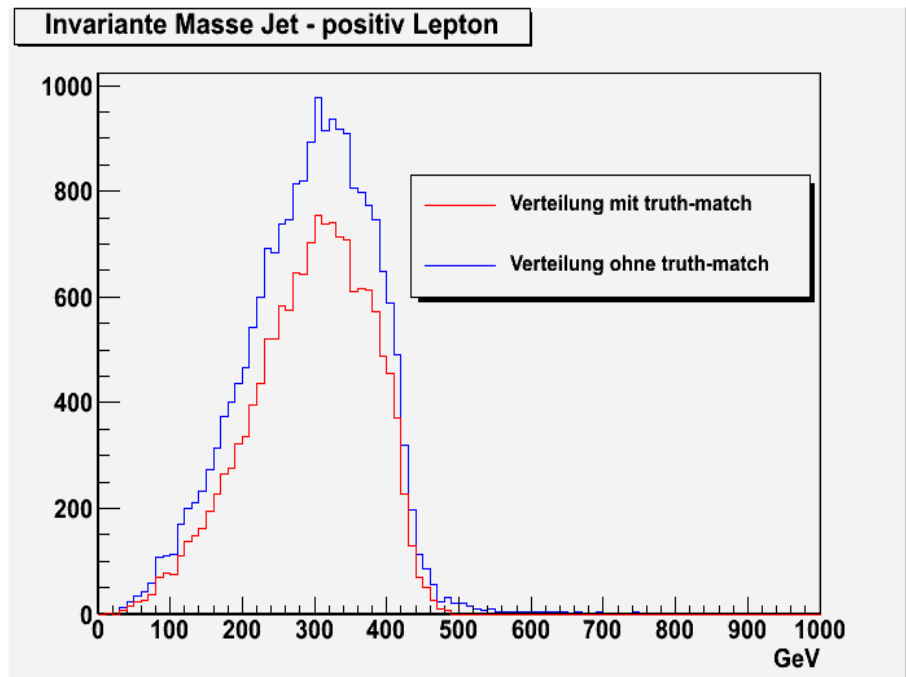


Abb.24 Invariante Masse Jet-positiv Lepton rot: Histogramm aus Detektordaten mit truth-match, blau: Histogramm aus Detektordaten ohne truth-match

Der Versuch Gl.16 und 17 an die Spektren aus Abb.23 und 24 zu fitten, ist leider gescheitert. Zunächst sollten einfachheitshalber nur die Verteilungen mit truth-match Information gefittet werden. Wie man in Abb.24 und 25⁷ sieht, sind die Fitfunktionen keine gute Beschreibung der Verteilungen und auch die Fitparameter bestätigen diese Erkenntnis. Tab.2 zeigt die Ergebnisse aus den Fits. Erwarten würde man einen Wert etwas höher als -1, da man schon aus der Statistik in den MonteCarlo Events gesehen hat, dass die rechtshändigen Zerfälle extrem gering sind im vergliche zu den linkshändigen Zerfällen. Man sieht, dass selbst im Rahmen des Fehlers, die Polarisation für das negative Spektrum einen unphysikalischen Wert annimmt und für das positive Spektrum er viel zu hoch ist.

| Spektrum | P(q) aus Fitparameter |
|----------------------|-----------------------|
| Jet - negativ Lepton | -1.78 +-0,126 |
| Jet – positiv Lepton | -0.48 +-0.0095 |

Tab.2 Ergebnisse aus Fit an Jet-Lepton Spektren

Da dieses Problem auf Generatorniveau noch nicht erkennbar war, scheinen die Detektoreffekte die Verteilungen so stark zu verzerren, dass das Verhalten aus Gl.14 und 15 auf Detektorniveau nicht mehr anwendbar ist. Eine Möglichkeit wäre nun, die Funktionen aus Gl.14 und 15 zu modifizieren in dem man die Auswirkung der Detektoreffekte auf die Impuls- und Energiewerte der Teilchen bestimmt und diese in Gl. 16 und 17 berücksichtigt. Die neuen Funktionen würden dann das Verhalten in den Verteilungen aus Abb.18 besser beschreiben und möglicherweise könnte man dadurch bessere Fitwerte für die Polarisation erhalten.

Diese Methode wurde im Folgenden allerdings nicht durchgeführt, da die Detektoreffekte nicht bekannt sind und eine solche Modifizierung der Funktionen aufwendig ist. Stattdessen wurde versucht die Polarisation durch einen Fit an die Ladungsasymmetriefunktion zu bestimmen. Die Ladungsasymmetriefunktion ist definiert durch([MIX],S.8):

$$A^{+-}(m_{ql}) = \frac{\frac{dP}{dm_{ql+}} - \frac{dP}{dm_{ql-}}}{\frac{dP}{dm_{ql+}} + \frac{dP}{dm_{ql-}}} = [f_{\bar{q}} P(q) - f_{q^*} P(\bar{q})] \frac{\frac{dP_2}{dm_{qlnear}} + \frac{dP_1}{dm_{qlfar}} - \frac{dP_1}{dm_{qlnear}} - \frac{dP_2}{dm_{qlfar}}}{\frac{dP_2}{dm_{qlnear}} + \frac{dP_1}{dm_{qlfar}} + \frac{dP_1}{dm_{qlnear}} + \frac{dP_2}{dm_{qlfar}}} \quad \text{Gl.18}$$

Der linke Term von Gl.18 wird durch die Spektren aus der Analyse gebildet und der rechte Term beschreibt die zugehörige Fitfunktion. Man erhofft sich jetzt, dass durch die Division der Spektren, Störeffekte sich aufheben lassen und der Fit bessere Werte für P(q) liefert. Um die Polarisationsabhängigkeit in der Asymmetriefunktion besser zu verstehen, zeigt Abb.27 einige Asymmetriefunktionen für verschiedene Polarisationswerte.

7 Siehe Anhang

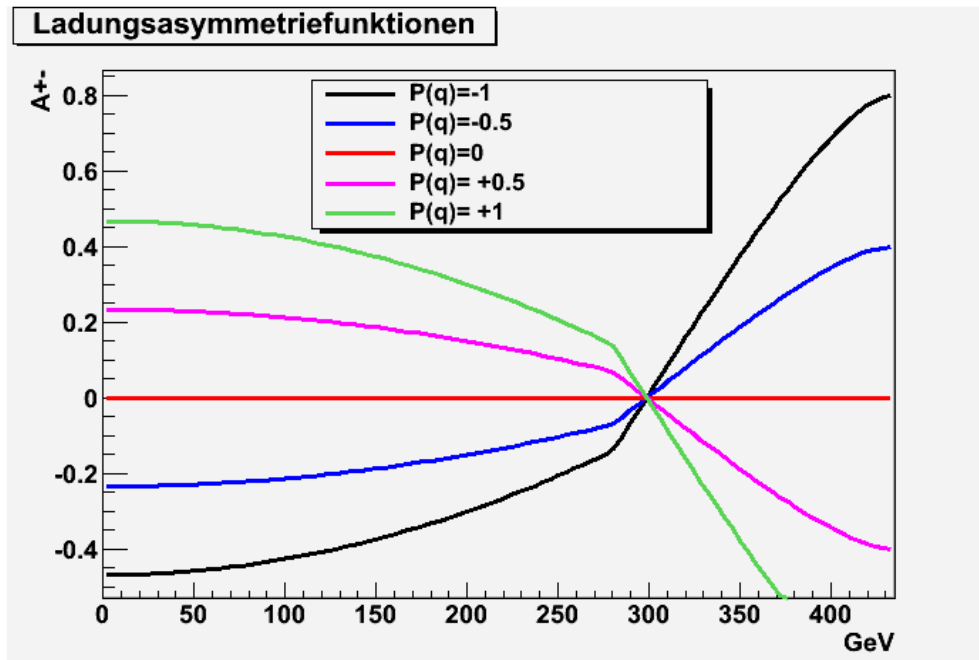


Abb.27 Ladungsasymmetriefunktionen für verschiedene Polarisationswerte

Die Extremfälle $P(q)=+1$ und -1 sollten erstmal auf Generatorniveau beobachtet werden, damit, falls später Probleme auftreten sollten, festgestellt werden kann, ob diese durch Detektoreffekte hervorgerufen werden oder schon auf Generatorniveau vorhanden waren. In Abb.28⁸ ist die Ladungsasymmetriefunktion zu $P(q)=-1$ und der zugehörige Fit zu sehen. Dazu wurden die Verteilungen der invarianten Masse mit nur linkshändigen Quarks und Leptonen aus den MonteCarlo Events verwendet. Da keine Verteilung aus Antiquarks benutzt wurden, muss $f_{\bar{q}}=1, f_{\bar{q}^*}=0$ in die Fitfunktion gesetzt werden. In Abb. 29⁹ kann man die Asymmetriefunktion für $P(q)=+1$ mit der Fitfunktion erkennen. Da die Anzahl der rechtshändigen Squarks zu gering ist, als dass eine vernünftige Asymmetriefunktion gebildet werden kann, hat man sich die Tatsache zu nutzen gemacht, dass die Verteilungen der rechtshändigen Quarks mit Leptonen identisch ist mit der Verteilung der linkshändigen Antiquarks mit Leptonen. Daher wurde der Zustand $P(q)=+1$ simuliert, indem man die Ladungsasymmetriefunktion durch die Verteilungen der linkshändigen Antiquarks und Leptonen gebildet, aber $f_{\bar{q}}=1, f_{\bar{q}^*}=0$ gesetzt hat. Die Ergebnisse der Fits sind in Tab.3 eingetragen.

| Echter P(q)-Wert | Fitwert | Fehler | Abweichung zum echten P(q)-Wert |
|------------------|---------|--------|---------------------------------|
| 1 | 0.899 | 0.186 | 10.1% |
| -1 | -0.975 | 0.190 | 2.5% |

Tab.3 Ergebnisse aus Fits an die Asymmetriefunktionen auf Generatorniveau

Die Ergebnisse aus den Fits geben keinen Grund zur Annahme, dass auf Gerneratorniveau, die Methode, die Polarisation aus der Ladungsasymmetriefunktion zu bestimmen, Probleme bereitet. Der

8 Siehe Anhang

9 Siehe Anhang

nächste Schritt besteht darin, Detektoreffekte mit einzubeziehen und zu schauen, ob diese einen Fit verkomplizieren. Man möchte jetzt auf Detektorniveau ebenfalls die beiden Extremfälle $P(q)=+1$ und -1 darstellen. Dazu müssen Jet-Lepton Spektren benutzt werden, welche durch ein truth-match gebildet werden, bei dem nach Quark und Antiquark selektiert wurde. Man wird also insgesamt 4 Histogramme zur Verfügung haben. Zum einen das Jet-positiv Lepton Spektrum und das Jet-negativ Lepton Spektrum, bei denen die Jets aus Quarks entstanden sind und zum anderen das Jet-positiv Lepton Spektrum und das Jet-negativ Lepton Spektrum, bei denen die Jets aus Antiquarks entstanden sind. Man kann jetzt zwei Ladungsasymmetriefunktionen bilden, sortiert nach Quarks oder Antiquarks und hätte somit für die Quarks eine Polarisation von $P(q)=-1$ und für die Antiquarks $P(q)=+1$. Diese beiden Asymmetriefunktionen sind in Abb.30 und 31¹⁰ zu sehen. Die Fitwerte zu diesen Funktionen sind in Tab.4 eingetragen.

| Echter P(q)-Wert | Fitwert | Fehler | Abweichung zum echten P(q)-Wert |
|------------------|---------|--------|---------------------------------|
| 1 | 0.964 | 0.247 | 3.6% |
| -1 | -1.189 | 0.273 | 18.9% |

Tab.4 Ergebnisse aus Fits für Asymmetriefunktionen mit $P(q)=1$ und -1 mit Detektoreffekten

Im Rahmen des Fehlers, scheinen auch diese Werte vernünftig zu sein. Allerdings ist der Fehler größer und somit weichen die Mittelwerte für $P(q)$ etwas mehr vom tatsächlichen Wert ab, als die Werte auf Generatorniveau.

Nachdem man gesehen hat, dass die Ladungsasymmetriefunktion weniger sensibel für Detektoreffekte sind, kann man versuchen die Polarisation $P(q)$ für die gesamten Events, die den gesuchten Zerfall aus Abb.1 enthalten, zu fitten. Dazu verwendet man die Histogramme aus Abb.25 und 26, um die Ladungsasymmetriefunktion zu bilden. Jetzt müssen allerdings die Parameter $f_{\tilde{q}}=0.74, f_{\tilde{q}^*}=0.26$ gesetzt werden. Zunächst werden die Verteilungen mit truth-match benutzt, da man noch nicht weiß, wie gut die Selektion ohne truth Information ist. In Abb.32 ist diese Asymmetriefunktion zusammen mit der gefitteten Funktion dargestellt. Der Wert $P(q)$ aus dem Fit für die Polarisation beträgt -1.247 ± 0.41 . Der Mittelwert für $P(q)$ liegt zwar unter -1 , zieht man aber den Fehler hinzu kann man nur den Bereich von -1 bis -0.831 als Ergebnis verwenden.

Um dieses Ergebnis bewerten zu können muss die tatsächliche Polarisation $P(q)$ aus den MonteCarlo Events auf Generatorniveau bestimmt werden. Dazu werden alle links- und rechtshändigen Squarks, die am Zerfall beteiligt sind, einfach gezählt. Aus der Anzahl $N_{\tilde{q}_L}$ der linkshändigen (Anti)Squarks und der Anzahl $N_{\tilde{q}_R}$ der rechtshändigen (Anti)Squarks kann $P(q)$ folgendermaßen bestimmt werden

$$P(q) = \frac{N_{\tilde{q}_R} - N_{\tilde{q}_L}}{N_{\tilde{q}_R} + N_{\tilde{q}_L}} \quad \text{Gl.19}$$

Eine solche Zählung ergab eine Polarisation von ca. $P(q) = -0.97$. Dieser Wert wird nach dem Ergebnis aus dem Fit für die Asymmetriefunktion mit truth-match nicht ausgeschlossen.

10 Siehe Anhang

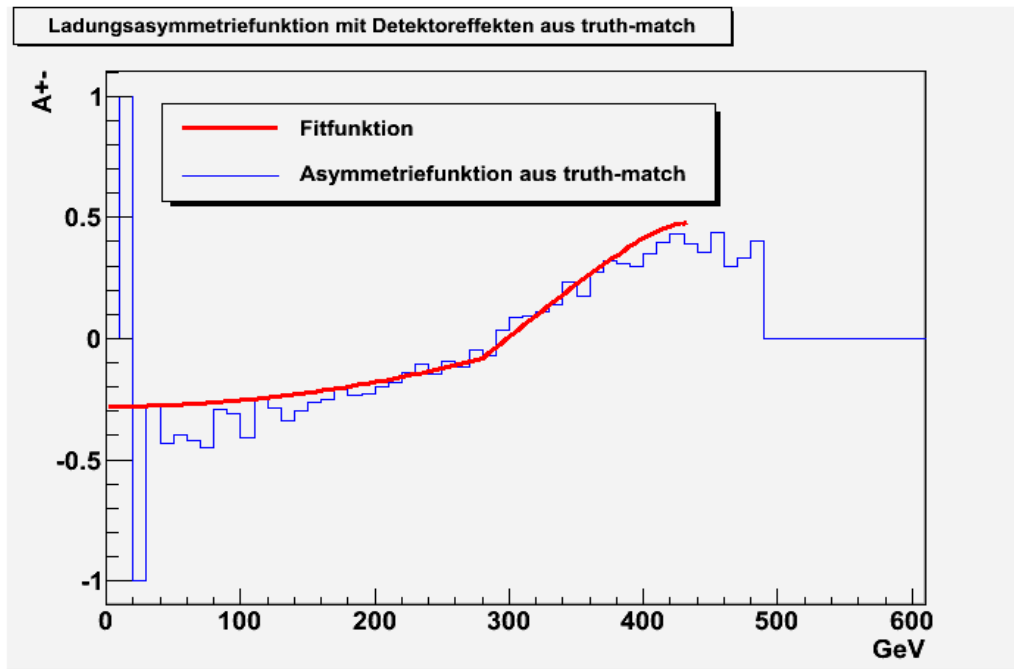


Abb.32 Ladungsasymmetriefunktion mit Detektoreffekten aus truth-match

Der letzte Schritt besteht darin, die Polarisation aus der Asymmetriefunktion ohne truth Information zu bestimmen. Dieser Wert würde einem experimentell bestimmten Wert entsprechen, bei der man die, in dieser Arbeit vorgestellte Methode zur Selektion der Teilchen im Detektor anwendet, verwendet. Um die Funktion zu bilden werden die Histogramme aus Abb.23 und 24 ohne truth-match benutzt. Der daraus entstehende Graph und die zugehörige Fitfunktion ist in Abb.33 zu sehen.

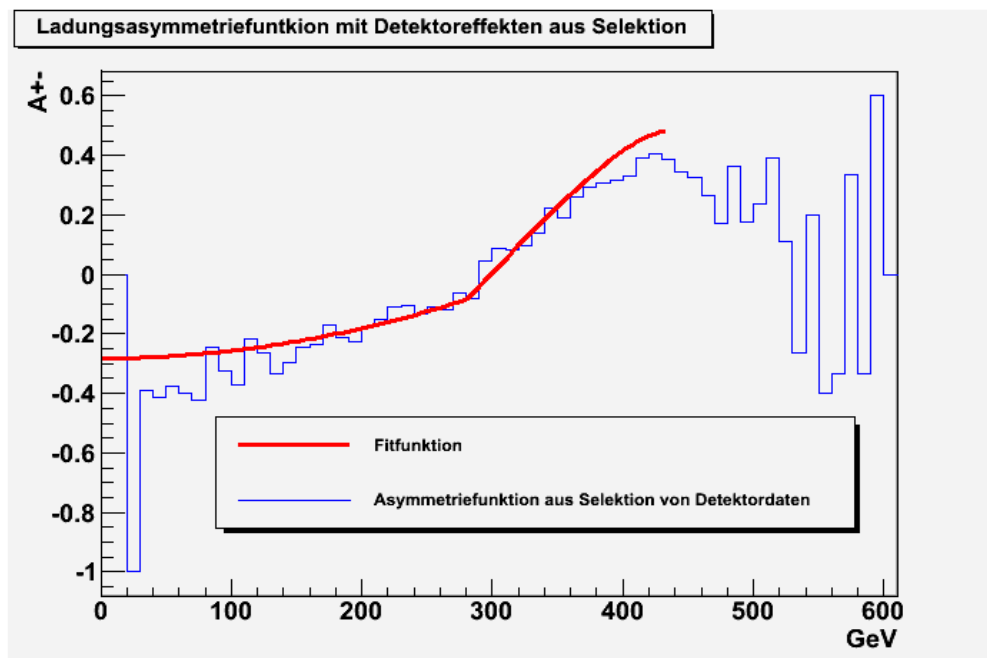


Abb.33 Ladungsasymmetriefunktion mit Detektoreffekten aus Selektion

Der in diesem Fit bestimmte Wert für $P(q)$ beträgt: -1.256 ± 0.465 . Man sieht, dass der Mittelwert nicht viel vom Mittelwert für $P(q)$, bestimmt aus der Funktion mit truth-match, abweicht. Das bedeutet, dass entweder die Selektion schon ziemlich gut ist, oder durch das Dividieren der Verteilungen in der Asymmetriefunktion auch viele störenden Ereignisse sich aufheben. Außerdem liegt der echte Wert für $P(q)$ innerhalb der Fehlerbreite des experimentell bestimmbareren Werts.

2.3.4 Bestimmung des Mischungswinkels $\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0}$

Wenn nun die Polarisation der Quarks aus dem Zerfall bekannt ist, kann man diese in Gl.13 einsetzen. Gl.13 hängt zum einen von der Polarisation $P(q)$ aber zum anderen auch vom relativen Anteil der linkshändigen Squarks f_L ab. Es ist aber ein leichtes f_L aus Gl.19 zu berechnen. Die Quarkpolarisation $P(q)$ ist die selbe wie die Squarkpolarisation, da aus linkshändigen Squarks nur linkshändige Quarks und umgekehrt entstehen. Für $P(q)=-0.97$ erhält man aus Gl.19 für f_L den Wert 0.985. Setzt man nun diese beiden Werte in Gl.13 erhält man:

$$\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0} = \pm \arctan \left(\frac{\sqrt{f_L[1+P(q)]} \{ 10[1-P(q)] - 11f_L + 9P(q)f_L \} \tan \theta_W}{3f_L[1+P(q)]} \right) = \pm \arctan \left(\frac{\sqrt{0.0078588} \tan \theta_W}{0.008865} \right)$$

$\theta_W = 28.74^\circ$ ist der Weingergwinkel [Wiki]¹¹ woraus sich für $\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0} = \pm 0.44 \pi$ errechnet. Setzt man diesen Winkel in Gl. 6 ein, erhält man für die Koeffizienten der Mischungsmatrix N die Werte $N_{12} = \cos(0.44 \pi) = 0.187$, $N_{22} = \sin(0.44 \pi) = 0.982$. Dies sind die theoretischen Werte zum Winkel $\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0}$. Der aus der Analyse stammende Wert für die Polarisation $P(q)$ beträgt -1.256 ± 0.465 . Physikalisch macht nur der Bereich von -1 bis -0.791 Sinn. Die daraus berechnete Winkel liegt zwischen 0.5π und 0.21π . Man sieht, dass der Winkel aus der Analyse auf Grund des großen Fehlers kein präzises Ergebnis liefert.

11 <http://de.wikipedia.org/wiki/Weinbergwinkel>

3. Fazit und Ausblick

Zum Schluss soll das Ergebnis aus der Analyse bewertet werden. Ziel war es herauszufinden ob aus einem Experiment der Mischungswinkel für das Neutralino 2 bestimmbar ist. Leider lieferte die Analyse keinen präzisen Wert für die Polarisation und daraus letztendlich für den Winkel. Dies lag allerdings an der großen Fehlerbreite. Sollte es möglich sein, den Fehler zu minimieren, z.B durch eine größere Statistik oder durch weniger stark beeinflussenden Detektoreffekte, kann der Polarisationswert möglicherweise Verbessert werden.

Eine weitere Idee, die bei der Durchführung dieser Analyse entstanden ist, bezieht sich auf die positiven und negativen Jet-Lepton Spektren. Der Grund weshalb sich die Polarisation nicht aus diesen Spektren festlegen ließ, war, dass die Detektoreffekte die Spektren verschmierten. Man könnte die theoretischen Funktionen $f_1(\hat{m}), f_2(\hat{m})$ in Gl.16 und 17 unter Einbeziehung einer Funktion $a(x)$, welche die Unsicherheit aus den Detektoreffekten beschreibt, modifizieren. Die so bestimmten neuen Funktionen $g_i(m)$ wären die Faltungen der Funktionen $f_1(\hat{m}), f_2(\hat{m})$ mit $a(x)$:

$$g_i(m) = (f_i * a)(m) = \int f(\hat{m}) * a(m') \delta(\hat{m} + m' - m) d\hat{m} dm' \quad \text{Gl.20}$$

mit $i=1,2$. Eine solche Funktion kann numerisch berechnet werden, wozu allerdings die Unsicherheiten $a(x)$ bekannt sein müssen. Notfalls kann man $a(x)$ durch eine Gaussfunktion darstellen. Mit den neuen Funktionen $g_i(m)$ sollte ein Fit an die experimentell bestimmten Verteilungen möglich sein und die somit erhaltenen Polarisationswerte könnten dann zur Berechnung des Winkels dienen.

Was dann auch interessant wäre, ist der Versuch die Parameter $f_{\tilde{q}}, f_{\tilde{q}^*}$ aus dem Fit zu erhalten.

Obwohl zur Zeit kein exakter Wert für den Winkel bestimmt werden kann, ermöglicht die vorgestellte Methode eine Einschätzung zur Richtigkeit von Winkeln aus der Theorie. Falls man daher das Ziel hat verschieden theoretische Modelle der Supersymmetrie zu testen, bietet diese Methode eine Möglichkeit einen Parameter zu überprüfen. Die vorgestellten Kriterien zur Selektion der richtigen Teilchen aus dem Zerfall scheinen aber ausreichend zu sein und man kann diese im Versuch anwenden. Doch zu aller erst müssen supersymmetrische Ereignisse am LHC entdeckt werden.

4. Anhang

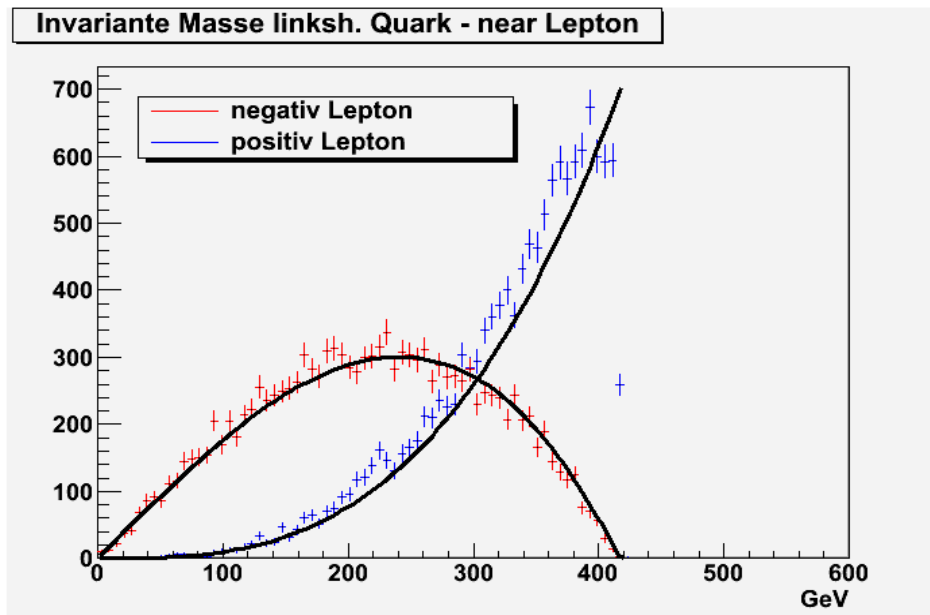


Abb.3 Invariante Masse linkshändiges Quark – near Lepton, rot: Quarks mit negativen near Leptonen, blau: Quarks mit positiven near Leptonen

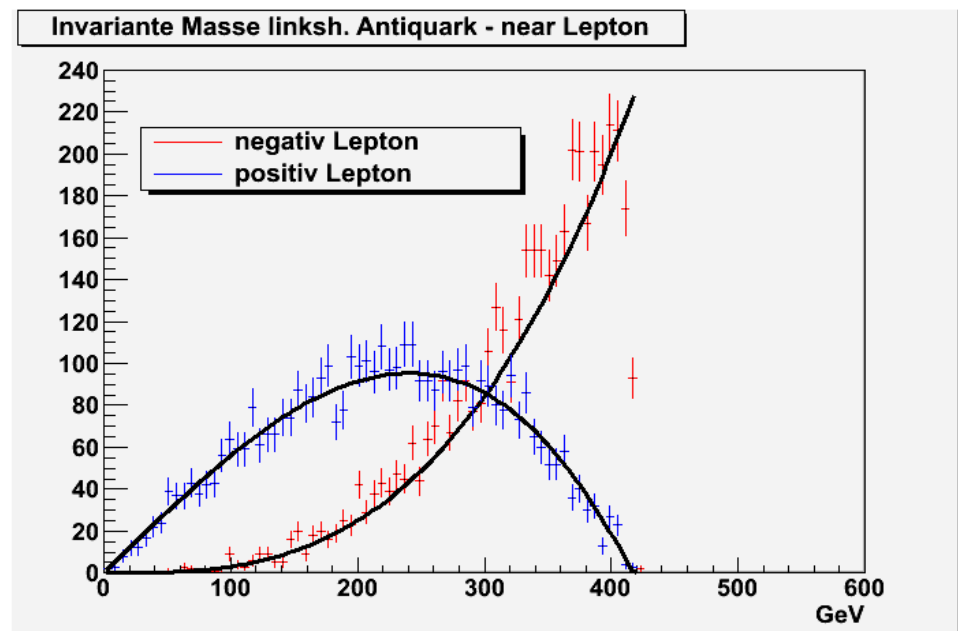


Abb.4 Invariante Masse von linkshändigen Antiquarks - near Leptonen, rot: Antiquarks mit negativen near Leptonen, blau: Antiquarks mit positiven near Leptonen

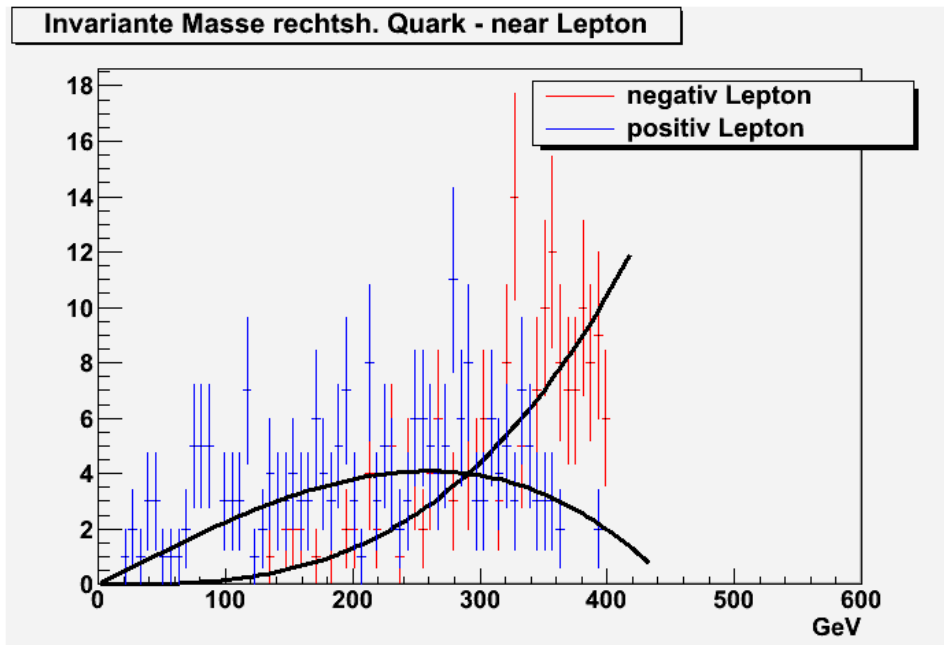


Abb.5 Invariante Masse rechtshändiges Quark – near Lepton, rot: Quarks mit negativen near Leptonen, blau: Quarks mit positiven near Leptonen

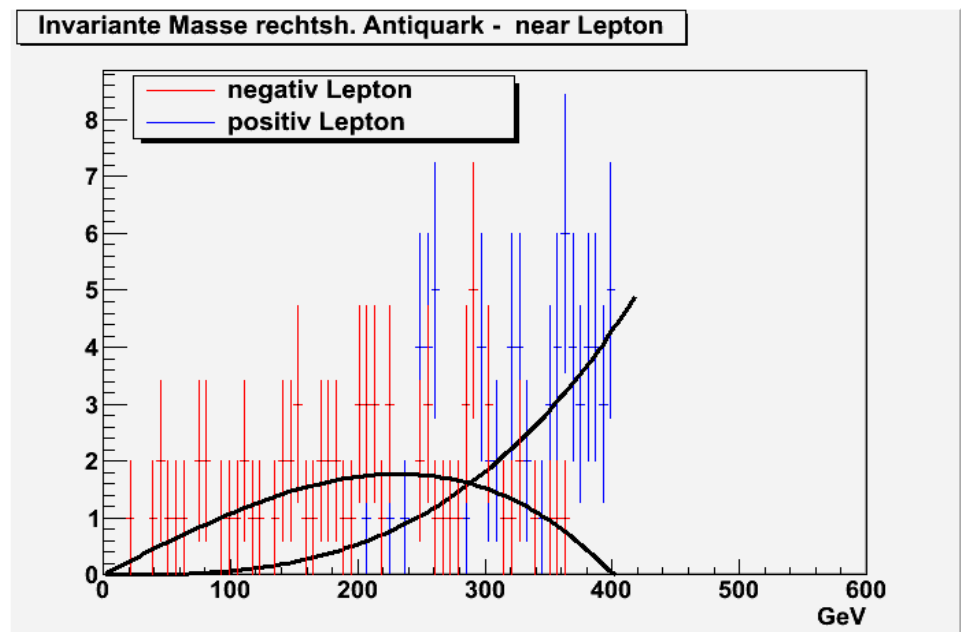


Abb.6 Invariante Masse von rechtshändigen Antiquarks - near Leptonen, rot: Antiquarks mit negativen near Leptonen, blau:Antiquarks mit positiven near Leptonen

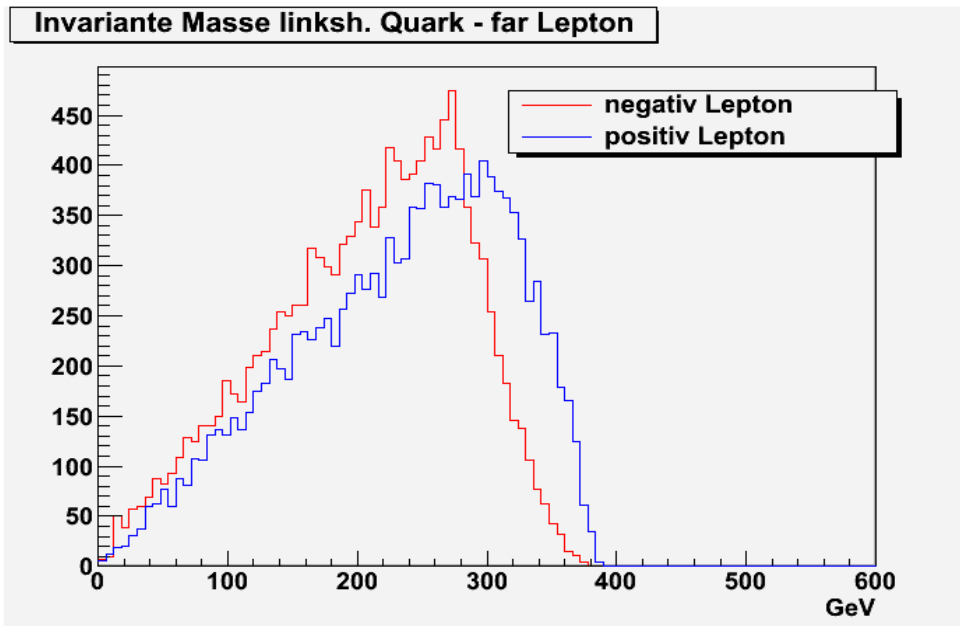


Abb.7 Invariante Masse linkshändiges Quark – far Lepton, rot: Quarks mit negativen far Leptonen, blau: Quarks mit positiven far Leptonen

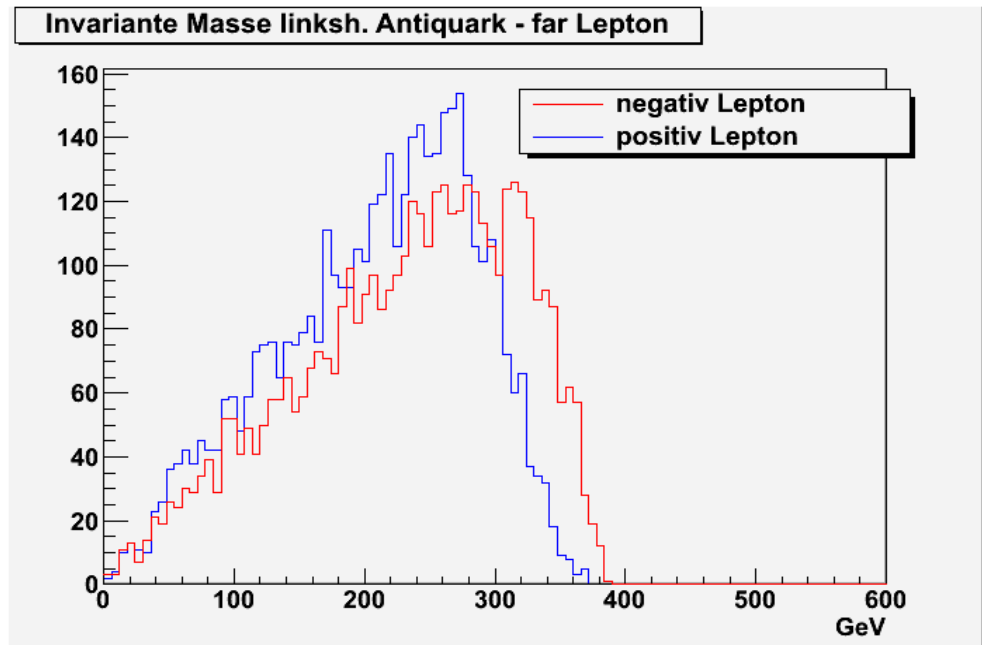


Abb.8 Invariante Masse von linkshändigen Antiquarks - far Leptonen, rot: Antiquarks mit negativen far Leptonen, blau:Antiquarks mit positiven far Leptonen

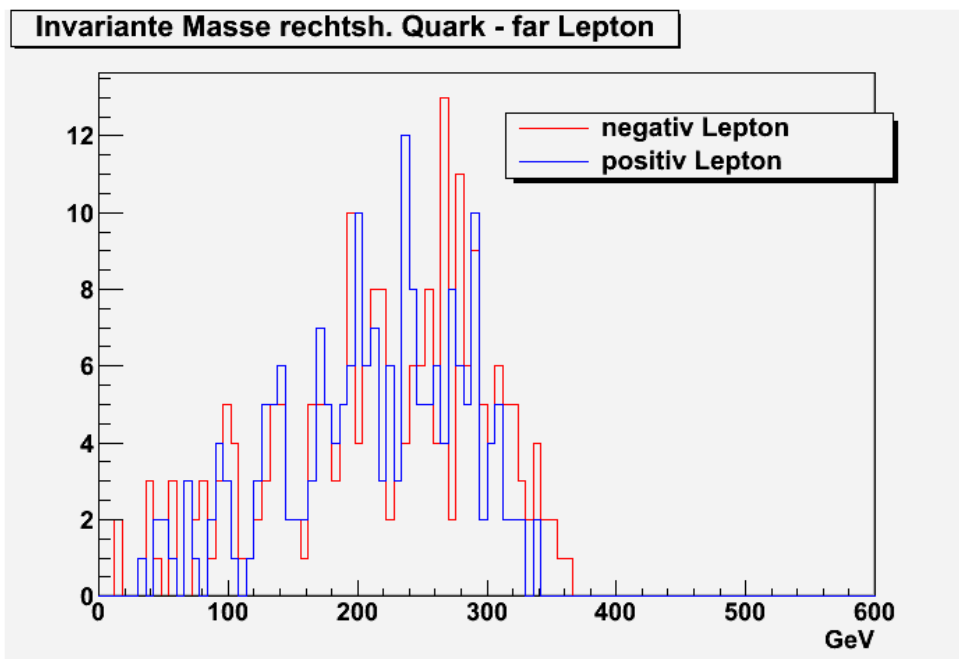


Abb.9 Invariante Masse rechtshändiges Quark – far Lepton, rot: Quarks mit negativen far Leptonen, blau: Quarks mit positiven far Leptonen

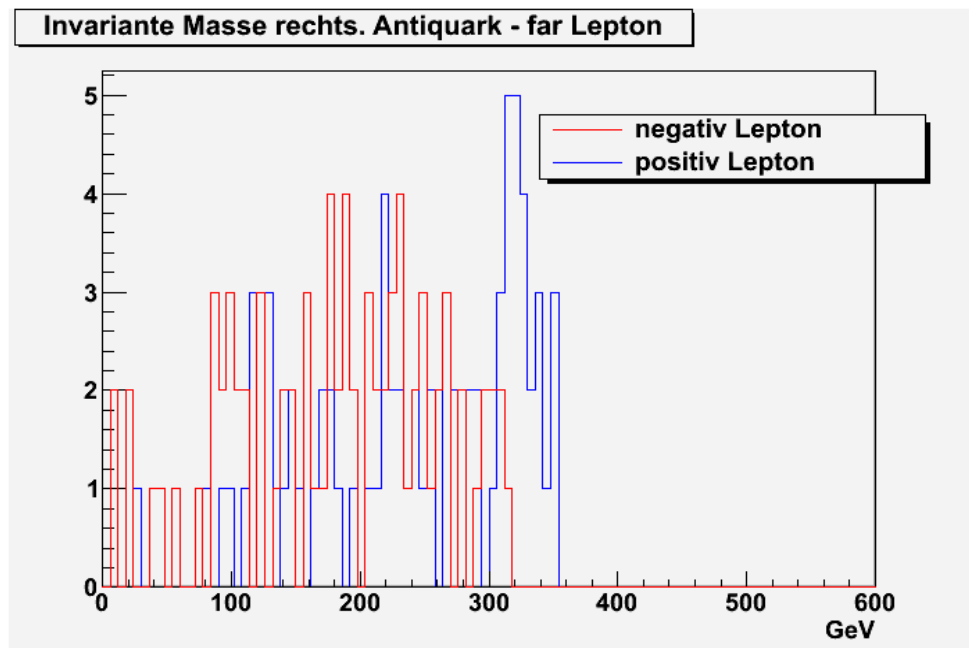


Abb.10 Invariante Masse von rechtshändigen Antiquarks - far Leptonen, rot: Antiquarks mit negativen far Leptonen, blau: Antiquarks mit positiven far Leptonen

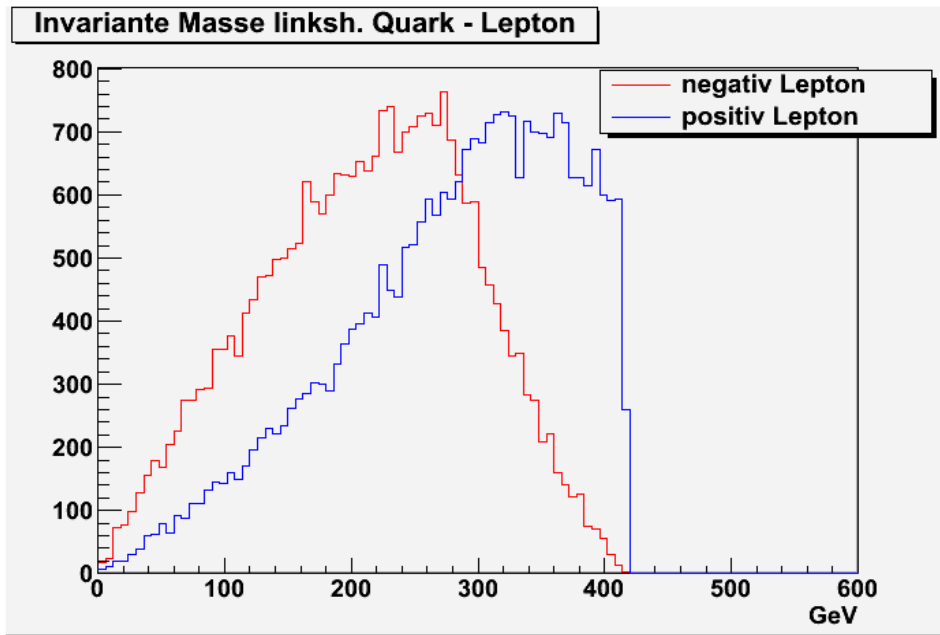


Abb.11 Invariante Masse linkshändiges Quark – Lepton, rot: Quarks mit negativen Leptonen, blau: Quarks mit positiven Leptonen

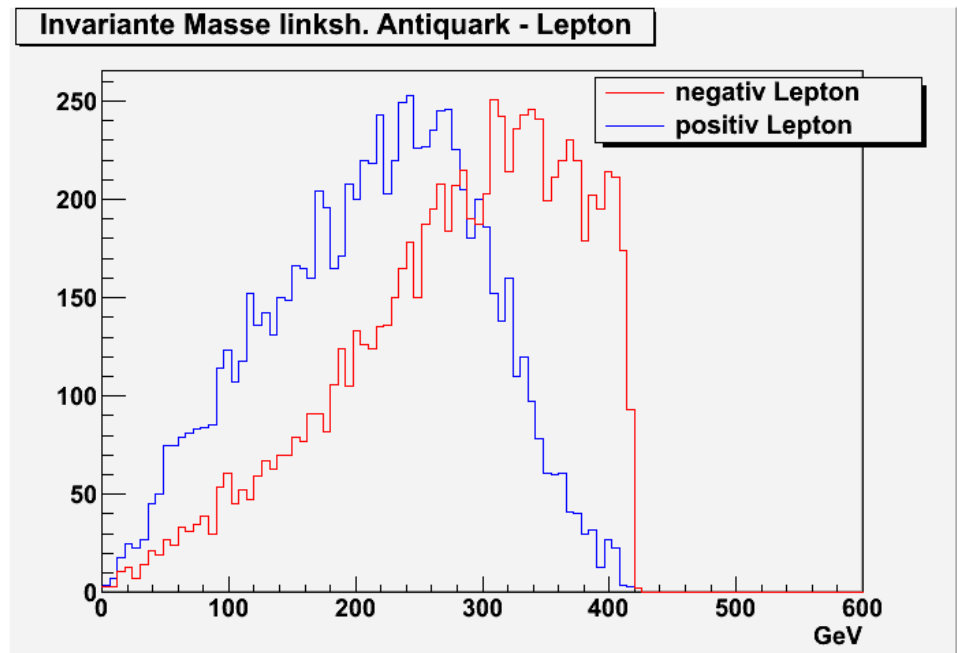


Abb.12 Invariante Masse von linkshändigen Antiquarks - Leptonen, rot: Antiquarks mit negativen Leptonen, blau: Antiquarks mit positiven Leptonen

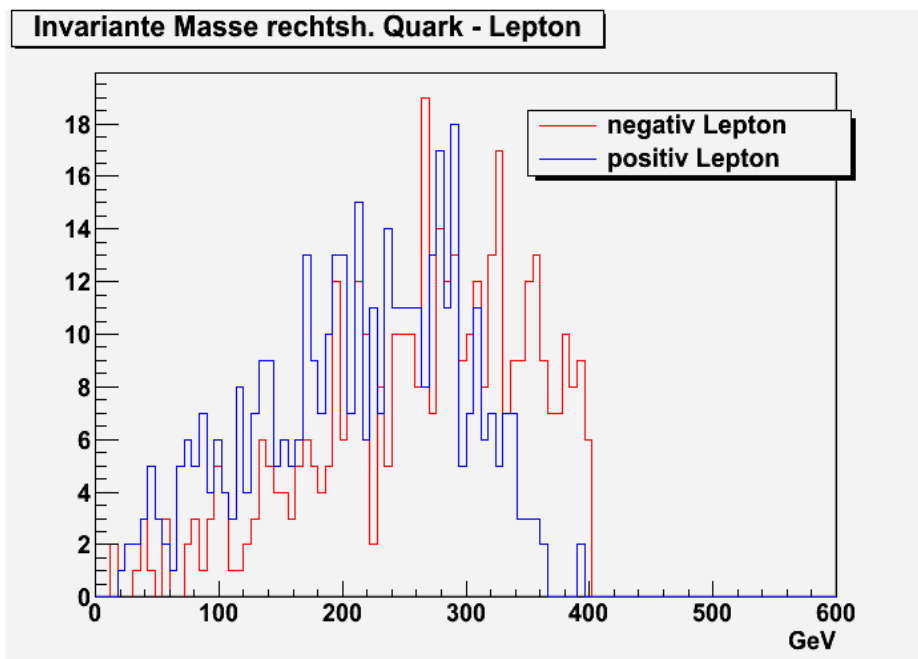


Abb.13 Invariante Masse rechtshändiges Quark – Lepton, rot: Quarks mit negativen Leptonen, blau: Quarks mit positiven Leptonen

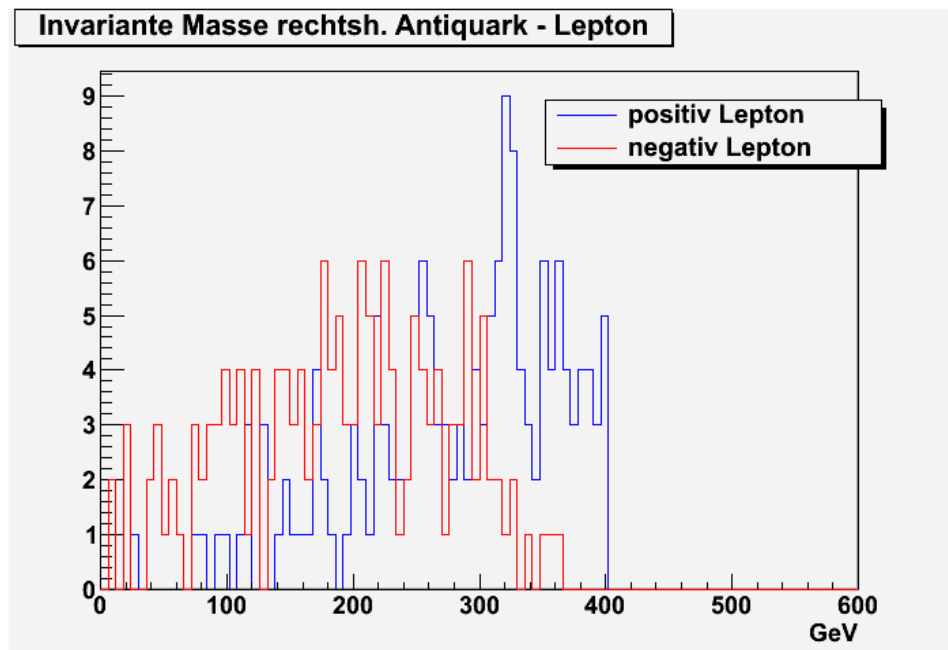


Abb.14 Invariante Masse von rechtshändigen Antiquarks - Leptonen, rot: Antiquarks mit negativen Leptonen, blau:Antiquarks mit positiven Leptonen

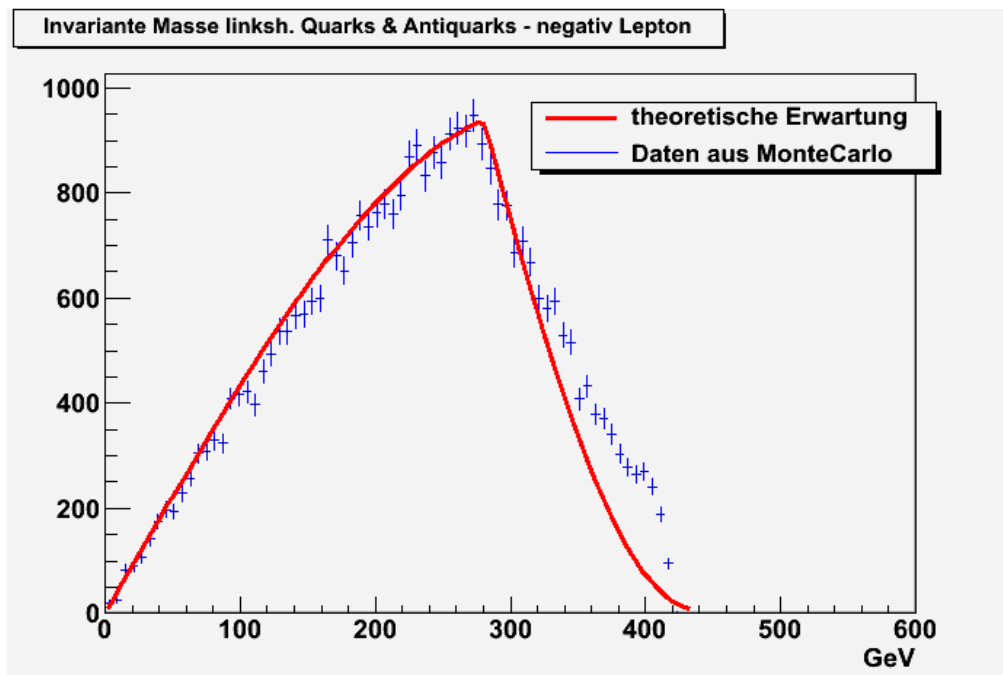


Abb.16 Invariante Masse für linkshändige (Anti)Quarks mit negativem Lepton

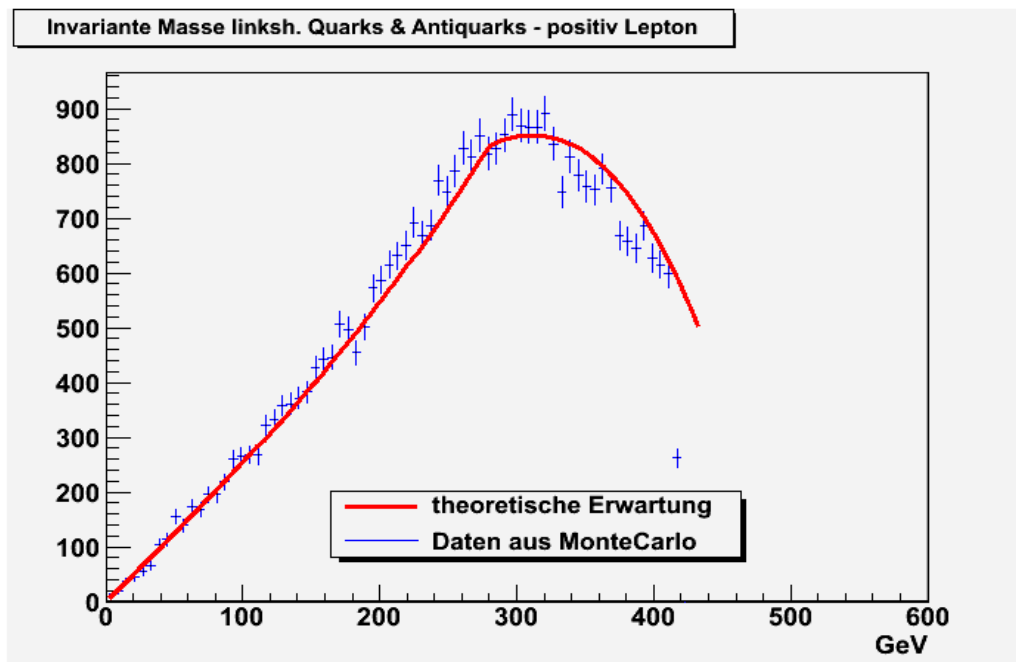


Abb.17 Invariante Masse für linkshändige (Anti)Quarks mit positivem Lepton

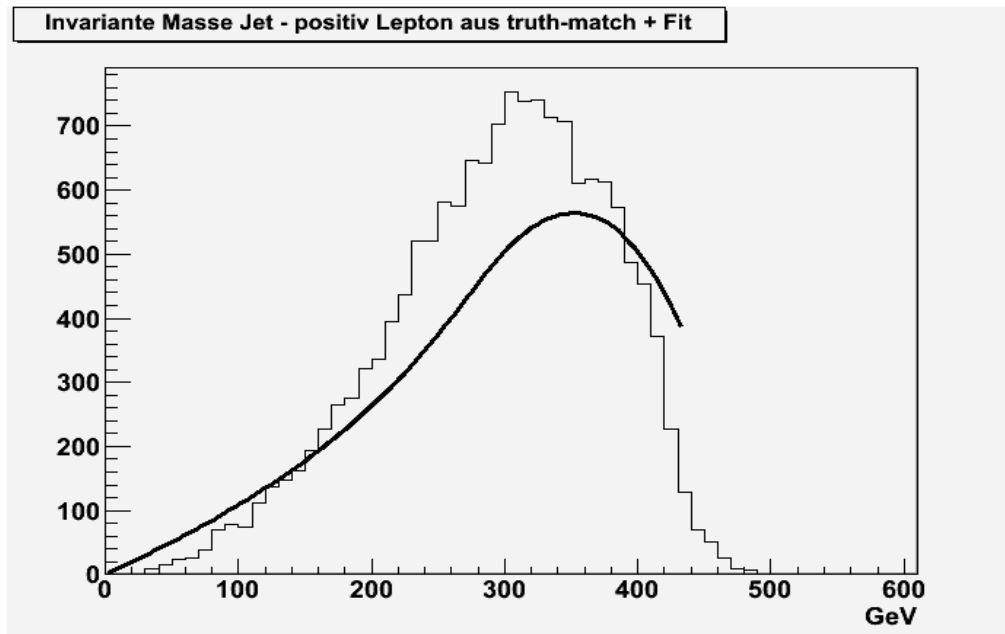


Abb.25 Fit für invariante Masse Jet – positiv Lepton aus truth-match

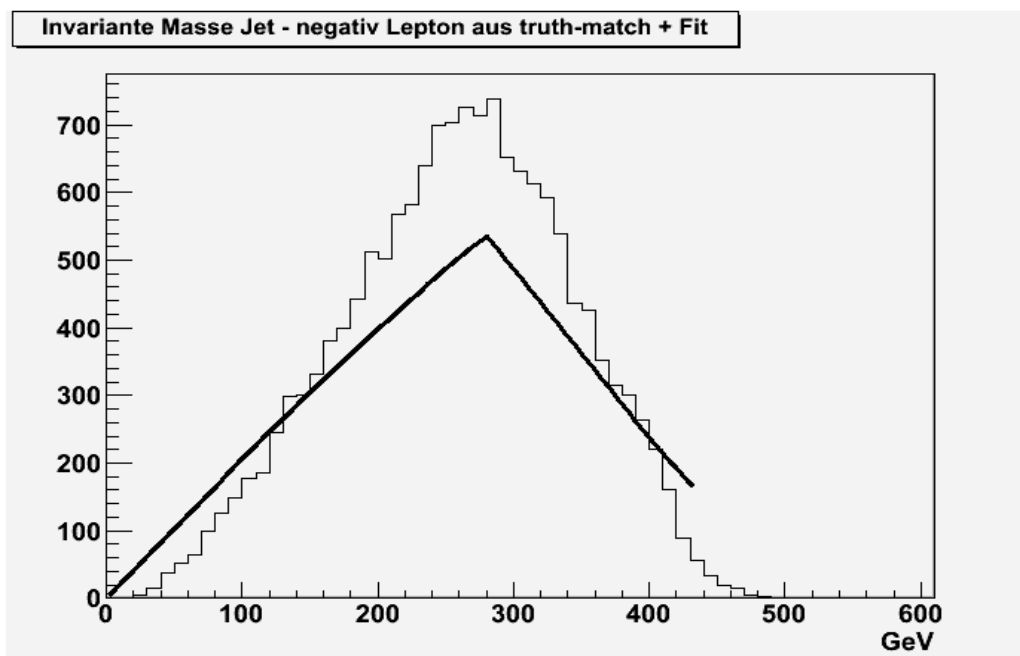


Abb.26 Fit für invariante Masse Jet – positiv Lepton aus truth-match

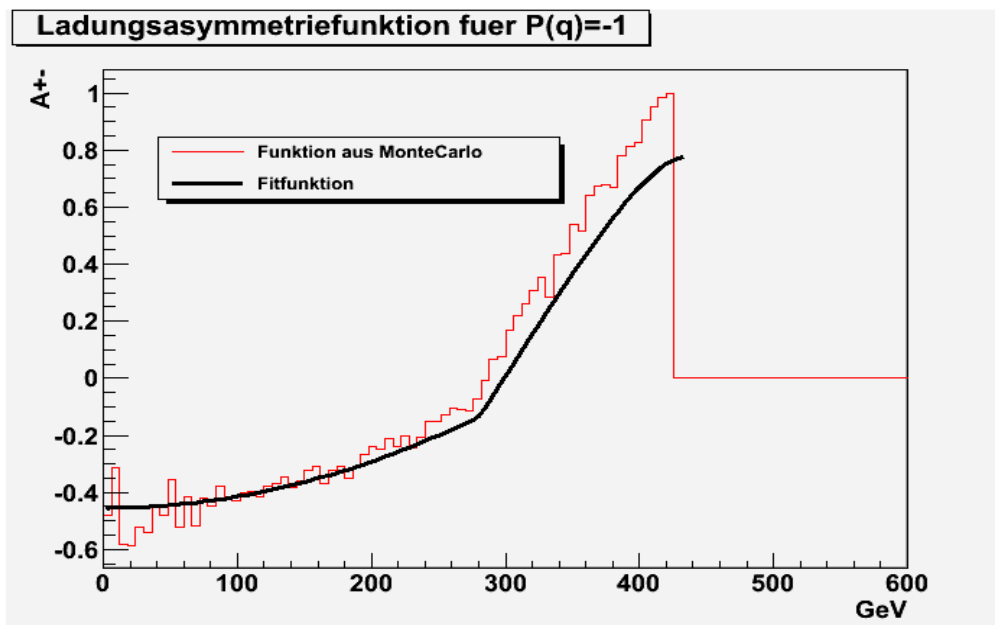


Abb. 28 Ladungsasymmetriefunktion aus MonteCarlo Daten für $P(q)=-1$ mit Fit

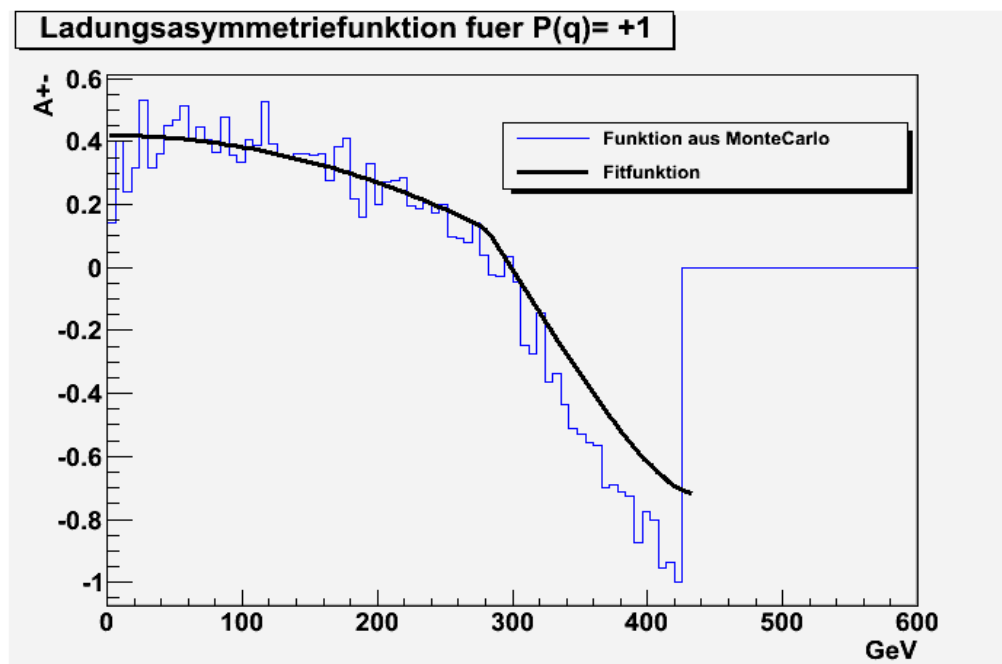


Abb. 29 Ladungsasymmetriefunktion aus MonteCarlo Daten für $P(q)=+1$ mit Fit

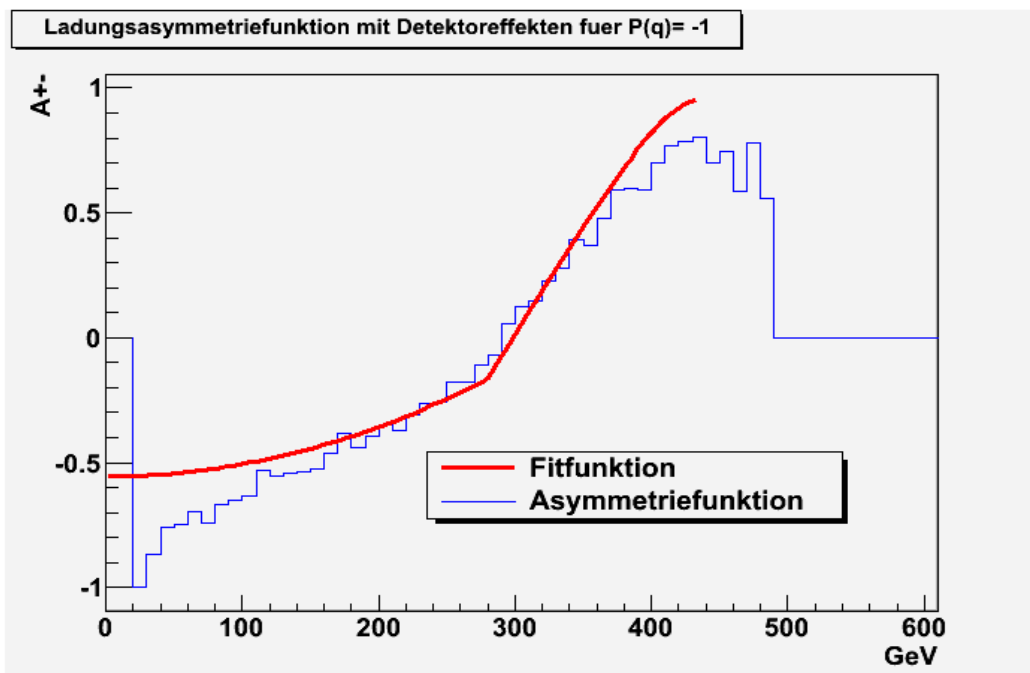


Abb.30 Ladungsasymmetriefunktion mit Detektoreffekten für $P(q)=-1$ und Fit

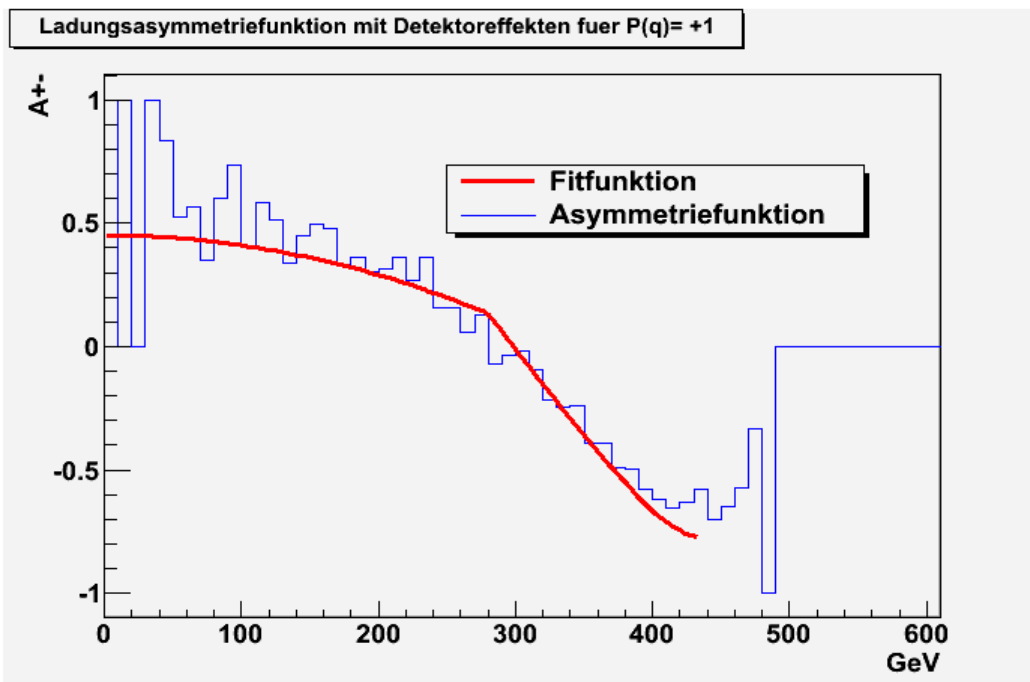


Abb.31 Ladungsasymmetriefunktion mit Detektoreffekten für $P(q)=+1$ und Fit

5. Literatur,-Abbildungs- und Tabellenverzeichnis

Literatur:

- [Barr] A. J. Barr, Determining the spin of supersymmetric particles at the LHC using lepton charge asymmetry, arXiv:hep-ph/0405052v2, 2004
- [Berger] C. Berger, Elementarteilchenphysik, Springer Verlag 2006
- [MIX] T. Nattermann, P. Wienemann, Measuring neutralino mixing at the LHC, JHEP 2010
- [ATLAS] <http://atlas.ch/detector.html>, Juli 2011
- [Wiki] <http://www.wikipedia.org>, Juli 2011
- [SU3] <https://wiki.physik.uni-bonn.de/atlas/private/index.php/SU3>, August 2011

Tabellen:

- Tab.1 Das Spektrum der Teilchen in der Supersymmetrie
- Tab.2 Ergebnisse aus Fit an Jet-Lepton Spektren
- Tab.3 Ergebnisse aus Fits an die Asymmetriefunktion auf Gerneratorniveau
- Tab.4 Ergebnisse aus Fits fuer Asymmetriefunktion mit $P(q)=1$ und -1 mit Detektoreffekten

Abbildungen:

- Abb.1 Squark-Zerfallskette
- Abb.2 Verteilungsfunktion der Quark-nearLepton Mass
- Abb.3 Invariante Masse linksh. Quark – near Lepton
- Abb.4 Invariante Masse linksh. Antiquark – near Lepton
- Abb.5 Invariante Masse rechtsh. Quark – near Lepton
- Abb.6 Invariante Masse rechtsh. Antiquark -near Lepton
- Abb.7 Invariante Masse linksh. Quark – far Lepton
- Abb.8 Invariante Masse linksh. Antiquark – far Lepton

| | |
|--------|--|
| Abb.9 | Invariante Masse rechtsh. Quark – far Lepton |
| Abb.10 | Invariante Masse rechtsh. Antiquark -far Lepton |
| Abb.11 | Invariante Masse linksh. Quark – Lepton |
| Abb.12 | Invariante Masse linksh. Antiquark – Lepton |
| Abb.13 | Invariante Masse rechtsh. Quark – Lepton |
| Abb.14 | Invariante Masse rechtsh. Antiquark - Lepton |
| Abb.15 | Funktion für Quark-Lepton Spektren mit $P(q)=-1$ |
| Abb.16 | Invariante Masse für linkshändige (Anti)Quarks mit negativem Lepton |
| Abb.17 | Invariante Masse für linkshändige (Anti)Quarks mit positivem Lepton |
| Abb.18 | Dileptonspektrum aus Truthinformation |
| Abb.19 | Dileptonspektren aus Detektorinformation |
| Abb.20 | Häufigkeit in Abhängigkeit der Härte der „richtigen“ Jets |
| Abb.21 | Spektrum aus Jet und beiden Leptonen mit jeweils, dem härtesten und zweithärtesten Jet |
| Abb.22 | Anteile aus richtigen und falschen Jets im q - $2l$ -Spektrum |
| Abb.23 | Invariante Masse Jet – negativ Lepton |
| Abb.24 | Invariante Masse Jet-positiv Lepton |
| Abb.25 | Fit für invariante Masse Jet – positiv Lepton aus truth-match |
| Abb.26 | Fit für invariante Masse Jet – positiv Lepton aus truth-match |
| Abb.27 | Ladungsasymmetriefunktionen für verschiedene Polarisationswerte |
| Abb.28 | Ladungsasymmetriefunktion aus MonteCarlo Daten fuer $P(q)=-1$ mit Fit |
| Abb.29 | Ladungsasymmetriefunktion aus MonteCarlo Daten fuer $P(q)=+1$ mit Fit |
| Abb.30 | Ladungsasymmetriefunktion mit Detektoreffekten fuer $P(q)=-1$ und Fit |
| Abb.31 | Ladungsasymmetriefunktion mit Detektoreffekten fuer $P(q)=+1$ und Fit |
| Abb.32 | Ladungsasymmetriefunktion mit Detektoreffekten aus truth-match |
| Abb.33 | Ladungsasymmetriefunktion mit Detektoreffekten aus Selektion |

6. Erklärung

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

Bonn, den

Unterschrift