

Messung der kosmischen Strahlung im Erdmagnetfeld mit dem AMS-02 Detektor

Bachelorarbeit
von

Daniel Schuckardt

An der Fakultät für Physik
Institut für Experimentelle Kernphysik

Erstgutachter: Prof. Dr. Wim de Boer
Zweitgutachter: Dr. Iris Gebauer

Bearbeitungszeit: 18. Juli 2011 – 16. Oktober 2011

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 1.1. Kosmische Strahlung | 1 |
| 1.2. Dunkle Materie | 5 |
| 1.2.1. Indirekter Nachweis | 7 |
| 1.3. AMS-02 | 9 |
| 1.3.1. Flugzeitdetektor (ToF) | 10 |
| 1.3.2. Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) | 10 |
| 1.3.3. Spurdetektor (Tracker) | 11 |
| 1.3.4. Antikoinzidenz Zähler (ACC) | 12 |
| 1.3.5. Ringdarstellender Cherenkov-Zähler (RICH) | 13 |
| 1.3.6. Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL) | 14 |
| 2. AMS Monitor | 17 |
| 2.1. Das AMS-EventDisplay | 17 |
| 2.1.1. Betrachtung von Ereignissen | 17 |
| 2.2. AMS Informations- und Statusseite | 20 |
| 2.2.1. Modifikationen am AMS-EventDisplay | 20 |
| 2.2.2. Erstellung der Webseite | 20 |
| 3. AMS Software | 23 |
| 3.1. ROOT | 23 |
| 3.2. AMSRoot | 23 |
| 3.2.1. Rundateien | 24 |
| 3.3. Die Funktionen des Event-Selectors | 24 |
| 3.3.1. UBegin | 24 |
| 3.3.2. UProcessStatus | 24 |
| 3.3.3. UProcessCut | 25 |
| 3.3.4. UProcessFill | 25 |
| 3.3.5. UTerminate | 25 |
| 3.3.6. main | 25 |
| 3.4. Benutzung des Event-Selectors | 26 |
| 3.4.1. Infrastruktur | 26 |
| 3.4.2. Kompilierung und Ausführung | 26 |
| 3.4.2.1. Filelisten | 26 |
| 4. Selektion der Ereignisse | 29 |
| 4.1. Schauerbildung im ECAL | 29 |
| 4.2. Ereignisselektion | 31 |
| 4.2.1. Vorselektion | 31 |
| 4.2.2. Studie zur Ereignisselektion | 32 |
| 4.2.3. Vorläufige Ereignisselektion | 32 |
| 4.2.4. TRD ADC-Amplituden und Vergleich der Selektionen | 33 |

| | |
|---|-----------|
| 5. Kosmische Strahlung im Erdmagnetfeld | 37 |
| 5.1. Erdmagnetfeld | 37 |
| 5.1.1. Geomagnetischer Cutoff | 38 |
| 5.1.2. Van-Allen-Gürtel | 40 |
| 5.2. Einführung Rektangularprojektion | 42 |
| 5.2.1. GTOD Koordinatensystem | 42 |
| 5.2.1.1. Normierung auf die Messzeit (exposure Map) | 44 |
| 5.3. Auswirkungen auf die Messergebnisse | 48 |
| 5.3.1. Ereignisse mit komplett rekonstruierter Teilchenspur | 49 |
| 5.3.2. TRD Spurrekonstruktionseffizienz zweier Algorithmen | 52 |
| 5.3.2.1. TRDH | 53 |
| 5.3.2.2. TRD | 54 |
| 5.3.2.3. Vergleich | 55 |
| 5.3.3. Spektren | 56 |
| 5.3.3.1. Pole | 57 |
| 5.3.3.2. Äquator | 59 |
| 5.3.3.3. Region zwischen Äquator und Pol | 60 |
| 5.3.3.4. SAA | 60 |
| 5.3.4. Elektron und Protonenfluss | 61 |
| 6. Zusammenfassung und Ausblick | 65 |
| Literaturverzeichnis | 67 |
| Anhang | 71 |
| A. Grafiken | 71 |
| B. Plots | 72 |
| C. Quellcode | 75 |
| C.1. Messdauer im Bin | 75 |
| D. Skripts | 75 |
| D.1. AMS-EventDisplay neu laden | 75 |
| D.2. Übergabe an „CERN batch service“ | 76 |
| D.3. Filelisten aufteilen | 76 |
| D.4. Alle vorbereiteten Jobs abschicken | 76 |

1. Einleitung

Schon im Jahr 1912 entdeckte Viktor Hess während eines Ballonfluges einen Anstieg ionisierende Strahlung in der Atmosphäre. Bald darauf wurde klar, dass diese Strahlung aus geladenen Teilchen besteht. Robert Millikan bezeichnete sie erstmals mit dem noch heute üblichen Begriff „kosmische Strahlung“ (CR¹). Sie trug in einer Zeit ohne leistungsfähige Beschleuniger zu vielen wichtigen Entdeckungen bei. So konnte z.B. Carl Anderson 1933 in Experimenten mit einer Nebelkammer zum ersten Mal ein Antiteilchen beobachten, das Positron. In derselben Zeit wurde auch der Einfluss des Erdmagnetfeldes auf die kosmische Strahlung untersucht was den Beweis erbrachte, dass sie aus geladenen Teilchen besteht. Die Grundlage hierfür, die systematische Vermessung des Magnetfeldes, war schon im frühen 19. Jahrhundert von Carl Friedrich Gauß gelegt worden und 1907 gab es das erste Dipolmodell des Feldes von Carl Størmer. Theorien über die Existenz von im Erdmagnetfeld gefangenen Teilchen wurden schon einige Jahre, bevor sie experimentell ab 1958 von den Explorer Satelliten nachgewiesen werden konnten, aufgestellt. Basierend auf der kosmischen Strahlung gelangen im Laufe der Jahre noch viele weitere Entdeckungen wie das Myon oder Pion. Noch heute gibt es vor allem zum Ursprung, der Beschleunigung und Propagation viele ungeklärte Fragen. Auch hofft man mit Hilfe der kosmischen Strahlung Antworten auf ungeklärten Fragen der Kosmologie zu finden. So könnte sie z.B. Informationen über die bisher noch kaum verstandene aber inzwischen von der Mehrheit akzeptierte Dunkle Materie liefern. Mit immer leistungsfähigeren Detektoren wie AMS-02 will man das Spektrum der kosmischen Strahlung genauer vermessen und Antworten auf diese noch offenen Fragen zu finden.

In den nächsten Abschnitten wird nun genauer auf die kosmische Strahlung, Dunkle Materie und den AMS-02 Detektor eingegangen.

1.1. Kosmische Strahlung

Rudolf Hess entdeckte bei seinem Ballonflug insbesondere, dass die Intensität ionisierende Strahlung mit wachsender Höhe nicht, wie erst gedacht, abnahm sondern anstieg. Dies ließ nur den Schluss zu, dass sie von außerhalb der Erdatmosphäre kommen musste. Heute wissen wir, dass sie teilweise sogar extragalaktischen Ursprungs ist.

Die kosmische Strahlung besteht aus einer Mischung geladener Teilchen. Kerne haben dabei einen Anteil von etwa 98% während Elektronen nur 2% beitragen. Weitere Teilchen

¹engl. Cosmic Rays

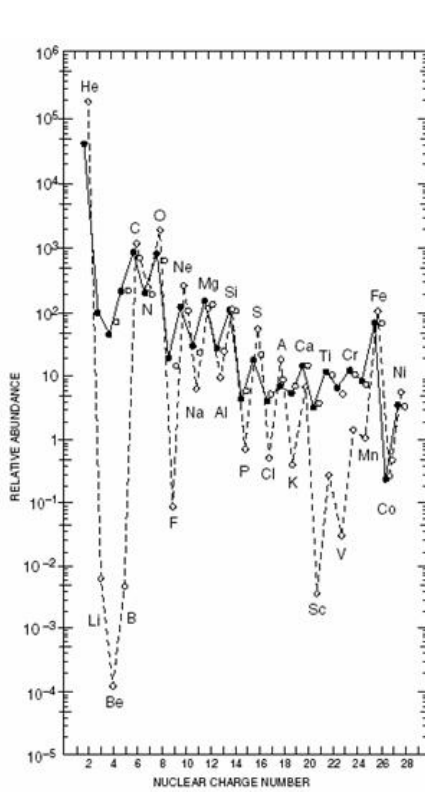


Abbildung 1.1. Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung. Zum Vergleich die Anteile im Sonnensystem als gestrichelte Linie. (Bleeker et al., 2001)

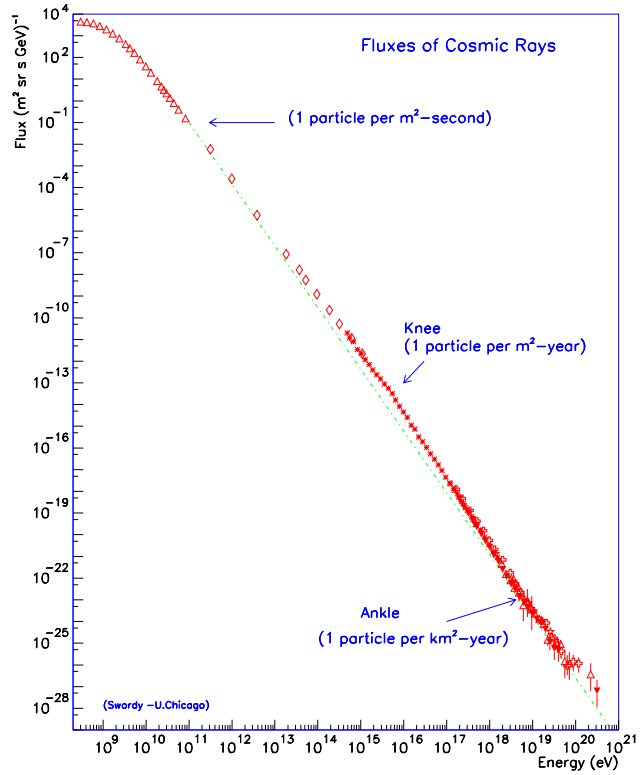


Abbildung 1.2. Energiespektrum der kosmischen Strahlung, gemessen mit verschiedenen Experimenten (genauer in Cronin et al. (1997)). Die grün gestrichelte Linie zeigt die geringen Abweichungen von einem durchgehenden E^{-3} Potenzgesetz.

und Antiteilchen sind in geringen Anteilen enthalten. Die Kerne wiederum sind unterteilt in Protonen (87%), α -Teilchen (12%) und eine geringe Menge schwererer Elemente. Abbildung 1.1 zeigt die Zusammensetzung im Vergleich zu den Häufigkeiten im Sonnensystem. Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung reicht über einen Bereich von mindestens 15 Größenordnungen bis hin zu 10^{20} eV. Energien weit über dem was jeder bisher gebaute oder auch geplante Teilchenbeschleuniger auf der Erde erreichen könnte (LHC bis $14 \cdot 10^{12}$ eV). Wie in Abbildung 1.2 zu sehen folgt das Spektrum ab 10 GeV/Nukleon weitgehend einem Potenzgesetz:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad \alpha = \begin{cases} 2,7 & E < 10^{16} \text{ eV} \\ 3 & 10^{16} \text{ eV} < E < 10^{18} \text{ eV} \end{cases} \quad (1.1)$$

Dabei gibt es zwei Brüche innerhalb des Spektrums. Das Knie (engl. knee) bei 10^{15} eV – 10^{16} eV und den Knöchel (engl. ankle) bei 10^{18} eV – 10^{19} eV. Die Ursache dieser Brüche ist nicht vollständig geklärt, die Brüche entstehen aber möglicherweise aufgrund von limitierten Energien der zugrundeliegenden Beschleunigungsprozesse. Die Zählraten nehmen mit steigender Energie immer mehr ab und liegen im Bereich des Knöchels bei einem Teilchen pro km^2 und Jahr, während etwa ein Teilchen pro Sekunde und m^2 mit einer Energie um 100 GeV gemessen werden kann. Dennoch schließt die Verteilung dieses Fluss bei höheren Energien eine thermische Produktion und Beschleunigung aus.

Unterhalb von 10^{16} GeV liegen die Quellen der kosmischen Strahlung, soweit bekannt, innerhalb der Milchstraße. Als Kandidaten kommen hier insbesondere Supernova Explosi-

onen und deren Schockfronten aber auch Pulsare, schnell rotierende Neutronensterne, in Betracht. Selbst ein Bruchteil der durch Supernovae in unserer Galaxie freigesetzte Energie ist ausreichend um geladene Teilchen auf die Energien der kosmischen Strahlung bis hin zum Knie zu beschleunigen. Außerdem deuten die Ähnlichkeiten in den lokalen Elementhäufigkeiten und den in der kosmischen Strahlung auf einen stellaren Ursprung hin. Unterschiede wie die geringere relative Häufigkeit von Wasserstoff und Helium können ihre Ursache in der schweren Ionisierbarkeit und damit verbundenen Beschleunigung haben. Die Überhäufigkeit einiger Elementen wie z.B. Li, Be oder B, die nicht als Endprodukt einer stellaren Nukleosynthese vorkommen, lässt sich durch Spallation und Zerfall von primären Kernen, wie O, C und Fe während der Propagation der kosmischen Strahlung erklären. Aus dem Verhältnis der Anzahl dieser beiden Gruppen lässt sich die Reisedauer der Teilchen bestimmen, z.B. über das in Sternen erzeugte, aber instabile ^{10}Be zum stabilen ^9Be . Dabei ergeben sich Aufenthaltsdauern in der Galaxie im Bereich von 10^6 Jahren. Die Teilchen dieser Energien werden immer wieder vom galaktischen Magnetfeld abgelenkt und auf einen „Random Walk“ gezwungen (Abbildung 1.3). Dies führt zu einer isotropen Verteilung der kosmischen Strahlung unterhalb des Knies², bedeutet allerdings auch, dass es in diesem Energiebereich nicht möglich ist, aus der Richtung der eintreffenden Teilchen Rückschlüsse auf die Quelle zu ziehen. Nur extrem hochenergetische Teilchen ($> 10^{19}$) der kosmischen Strahlung werden in so geringer Weise beeinflusst, dass sie auf ihre Quelle zeigen. Während der Propagation kommt es zur Streuung an Materie (z.B. Gaswolken), Ionisationsverlusten, inverser Comptonstreuung und insbesondere bei Elektronen zu Synchrotronverlusten.

Eine erste Idee für Beschleunigungsmechanismen war die nach ihrem Entdecker benannte Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung. Sie ist eine stochastische Beschleunigung und basiert auf Kollisionen geladener Teilchen mit makroskopischen Objekten, wie magnetisierten Wolken aus Gas. Das Teilchen erhält oder verliert dabei Energie. Da die kinetische Energie nach oben nicht, aber nach unten durch $E_{\text{kin}} \geq 0$ beschränkt ist, kommt es im Mittel zu einem Energiegewinn. Allerdings ist dieser Mechanismus nicht effektiv genug, der Energiezuwachs ist nur $\propto \beta_{\text{Wolke}}^2$ (\rightarrow 2.Ordnung). Eine weiterentwickelte Idee berücksichtigt den Druck- und Dichtegradient von gerichteten Schockwellen, die immer wieder von geladenen Teilchen in einem Random Walk durchquert werden. Der Energiegewinn hierbei ist $\propto \beta_{\text{Schock}}$ und somit deutlich effektiver. Berechnungen zeigen, dass Teilchen damit Energien bis zu 10^{16} eV erreichen können und das erwartete Energiespektrum einem Potenzgesetz mit passendem Exponent folgt (Bergström & Goobar, 2006; Klapdor-Kleingrothaus & Zuber, 1997). Außerdem ist es, wie in Koyama et al. (1995) beschrieben, möglich aufgrund der Synchrotronverluste von Elektronen ihre Beschleunigung in alten Supernovaüberresten zu beobachten (siehe Abbildung 1.4).

Bevor die kosmische Strahlung im Erdorbit gemessen werden kann, kommt es noch zu einer Beeinflussung durch die Magnetfelder von Sonne und Erde. Die Sonne sendet zu jeder Zeit Plasma ins All, besser bekannt als Sonnenwind. Diese geladene Teilchen verlassen radial ihren Ursprung. Darin „eingefroren“ sind Magnetfeldlinien, die, da die Feldlinien immer noch mit der rotierenden Sonne verbunden sind, verquirlt werden und eine sogenannte archi-

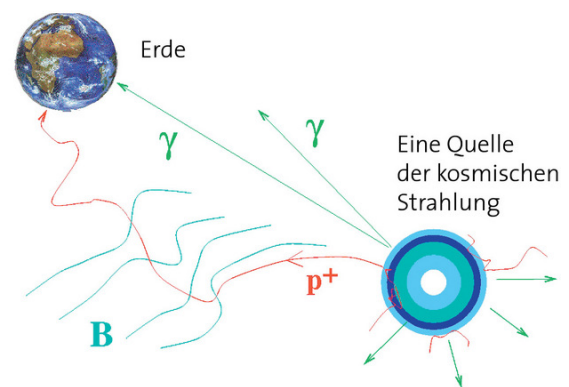


Abbildung 1.3. Geladene Teilchen werden auf ihrem Weg zu einem Detektor von Magnetfeldern abgelenkt, Photonen und ungeladene Teilchen wie Neutrinos nicht.

Quelle: http://www.weltderphysik.de/_img/article_large/KAT/kat60a_rdx_640x451.jpg, Zugriff: 23.9.2011

²Oberhalb wird die Statistik zu gering um endgültige Aussagen treffen zu können.

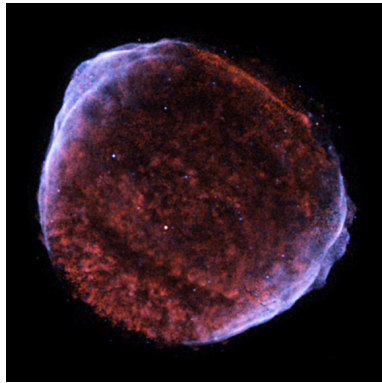


Abbildung 1.4. Falschfarbenbild des Supernovaüberrestes SN 1006, aufgenommen vom Chandra Röntgenteleskop. In blau ist die durch Elektron-Synchrotronstrahlung produzierte Röntgenemission zu sehen.

Quelle: NASA/CXC/Rutgers/J.Hughes et al.: <http://chandra.harvard.edu/photo/2005/sn1006/>, Zugriff: 23.9.2011

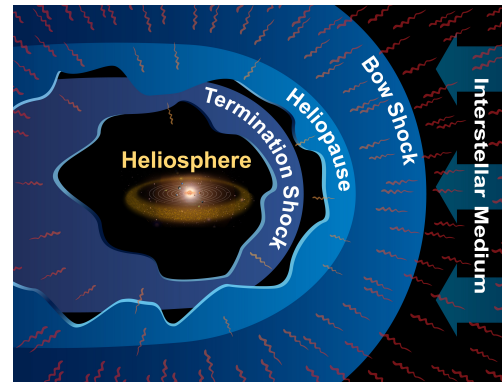


Abbildung 1.5. Schematische Darstellung der Grenze unseres Sonnensystems.

Quelle: Southwest Research Institute: http://www.nasa.gov/images/content/274842main_DaveHeliosphereVis3Lg.jpg, Zugriff: 23.9.2011

medische Spirale erzeugen. Dieses Feld wird im Innern von kleinen Störungen überlagert, die durch Turbulenzen in der Sonnenkorona selbst und dem Medium des Sonnensystems entstehen. Treffen nun kosmische Teilchen aus dem interstellaren Medium auf die Einflusszone des Sonnenwinds werden sie abgebremst (Bugschock³) bis sich die Strahlungsdrücke angeglichen haben (Heliopause⁴). Der Bereich innerhalb wird als Heliosphäre bezeichnet und markiert den Bereich in dem das Magnetfeld der Sonne wirkt. Abbildung 1.5 zeigt eine Skizze des Aufbaus. Die eindringenden Teilchen werden vom Magnetfeld des Sonnenwinds abgelenkt und an den Unregelmäßigkeiten gestreut. Teilchen unterhalb einer Rigidität von etwa $10 \frac{\text{GeV}}{\text{c}}$ können dabei vom Sonnensystem weg gelenkt werden, da das Plasma zusammen mit den Störungen im Magnetfeld von der Sonne wegströmt und diese Teilchen entlang der Feldlinien propagieren. Für größere Rigiditäten ist dieser Effekt im Vergleich zu der Größe des Sonnensystems zu klein und die Teilchen dringen tief in die Heliosphäre ein. Somit ist der im Erdorbit gemessenen Fluss von Teilchen mit niedrigen Energien bzw. Rigiditäten geringer als in der interstellaren kosmischen Strahlung, außerdem existiert ein Energieverlust der Teilchen durch das Abbremsen. Zusammengefasst wird dies als „solar modulation“ bezeichnet. Wie groß die Auswirkungen genau sind ist stark von der Sonnenaktivität abhängig. Ein ähnlicher Effekt wird auch durch das Magnetfeld der Erde hervorgerufen. Dieser wird in Kapitel 5 ausführlich besprochen. (Schlickeiser, 2002; Stanev, 2009)

Die Teilchen mit extrem hohen Energien der kosmischen Strahlung sind extragalaktischen Ursprungs. Ihr Gyroradius⁵ wird in einem Bereich von 10^{19} GeV/Nukleon mit dem Radius der Milchstraße vergleichbar. Ein möglicher Kandidat für Quellen und Beschleuniger sind aktive Galaxien Kerne (AGN⁶). Wie genau die Prozesse funktionieren, die Teilchen auf solch immense Energien beschleunigen ist noch nicht geklärt (Abreu et al., 2010). Das Universum erzeugt also Teilchen mit Energien die weit jenseits der Fähigkeiten von Menschen erschaffener Maschinen liegen. AMS-02 wird allgemein diese kosmische Strahlung ausnutzen um Antworten auf ungelöste Fragen zu finden. Eine davon, die nach der „Dunklen Materie“, wird im nächsten Abschnitt näher beschrieben.

³engl. bow shock

⁴definiert im Allgemeinen die Grenze eines Sonnensystems

⁵Der Radius der Kreisbahn auf den ein geladenes Teilchen aufgrund der Lorentzkraft gezwungen wird. Auch als Larmor-Radius bekannt. Genauer in Abschnitt 5.1.1

⁶engl. Active Galactic Nuclei

1.2. Dunkle Materie

Schon im Jahr 1933 fielen dem Schweizer Astronom Fritz Zwicky bei der Beobachtung des Coma Clusters Diskrepanzen zwischen sichtbarer und wirkender Masse auf. Die äußeren Galaxien kreisen viel zu schnell um das Zentrum um allein durch sichtbare Materie gebunden zu bleiben. Er bezeichnete die fehlende Masse als „Dunkle Materie“. Dieses Phänomen rückte erst viele Jahre später wieder in den Blickpunkt, als auch aus Rotationskurven von Galaxien und dem neu angewandten Gravitationslinseneffekt deutlich wurde, dass in großräumigen Objekten (Galaxien, Cluster) Masse „fehlt“. D.h. dass nicht ausreichend sichtbarer Materie vorhanden ist.

Anhand der Leuchtkraft von großräumigen Objekten kann man die Gesamtmasse der leuchtenden Materie hochrechnen. Zusätzlich lässt sich die Menge des nicht leuchtenden Gases durch Absorptionsspektren bestimmen. Zusammengenommen sollte dies eine gute Schätzung für die Gesamtmasse sein. Dieses Ergebnis kann man mit anderen Techniken vergleichen. So wird auch Licht durch Gravitation abgelenkt. Bei großen Massen (Gravitationslinsen) lässt sich dieser Effekt anhand der Beugung des Lichts von hinter der Linse liegender Objekte beobachten. Die Stärke der Beugung lässt Rückschlüsse auf die Masse zu. Ein anderer Weg ist die Bestimmung von Rotationskurven, d.h. das Messen der Rotationsgeschwindigkeiten von Sternen, die um das Zentrum einer Galaxie kreisen, in Abhängigkeit des Radius. Das Gleichsetzen von Zentripetal und Gravitationskraft liefert:

$$\frac{mv^2}{r} = G \frac{mM}{r^2} \quad \begin{cases} \text{für } r > R_{\text{Galaxie}} & \Rightarrow v \propto \frac{1}{\sqrt{r}} \\ \text{für } r \ll R_{\text{Galaxie}} \text{ und } \rho = \text{const} & \Rightarrow v(r) \propto r \end{cases} \quad (1.2)$$

Dieses Verhalten wird in der Realität allerdings nicht beobachtet. Stattdessen bleibt die Rotationsgeschwindigkeit auch außerhalb der sichtbaren galaktischen Scheibe konstant (siehe Abbildung 1.7). Eine Erklärung wäre, dass die Newtonsche Gesetze bei großen Entfernungen nicht mehr gültig sind und abgewandelt werden müssen, was aber andere Beobachtungen nur schwer bis überhaupt nicht erklären kann. Wie zum Beispiel der Verteilung von Masse und baryonischer Materie nach einer Galaxienkollision (Bullet Cluster z.B. Clowe et al. (2007)). Stattdessen kann auch hier die Einführung einer Dunklen Materie Komponente, welche die sichtbare galaktische Scheibe in einem weit über den sichtbaren Bereich ausgedehnten Halo umgibt, die Beobachtungen erklären. Setzt man in Gleichung (1.2) $v = \text{konst}$ und nimmt wie für die innere Galaxie eine Kugelsymmetrie an, ergibt sich für die Dichte des Halos $\rho \propto \frac{1}{r^2}$. Ein Großteil der Masse unserer Galaxie muss somit in Form von Dunkler Materie vorliegen.

Eine erste Idee wäre es diese fehlende Masse durch baryonische⁷ nicht leuchtende Materie zu erklären. Kandidaten hierfür sind MACHOs⁸ oder auch Gaswolken. Beide sind allerdings schon durch Messungen und Hochrechnungen als alleinige Beiträge der Dunklen Materie ausgeschlossen (MACHOs z.B. in Milsztajn & Lasserre (2001)). Des Weiteren ist die Baryonische Materiedichte begrenzt. Die immer genaueren Messungen der kosmischen Hintergrundstrahlung durch den WMAP⁹ Satelliten, insbesondere des Winkels zwischen den gefundenen Temperaturfluktuationen, geben einen direkten Hinweis auf die Baryonen- und Gesamtmasse. Er ist empfindlich auf Gravitationspotentiale während der Rekombination. Außerdem scheint es nicht möglich, dass sich aus den gefundenen geringen Fluktuationen ausreichend schnell Galaxien gebildet haben, ohne dass bereits zusätzliche Dichtefluktuationen vorlagen. Auch die Häufigkeit der leichten Elemente gibt einen direkten Hinweis auf die Anzahldichte der Baryonen im frühen Universum. Je mehr Protonen,

⁷Teilchen aus 3 Quarks, Bestandteil aller uns bisher bekannten Materie

⁸engl. Massive Astrophysical Compact Halo Object z.B. schwach bis gar nicht leuchtende Sterne wie braune Zwerge

⁹Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

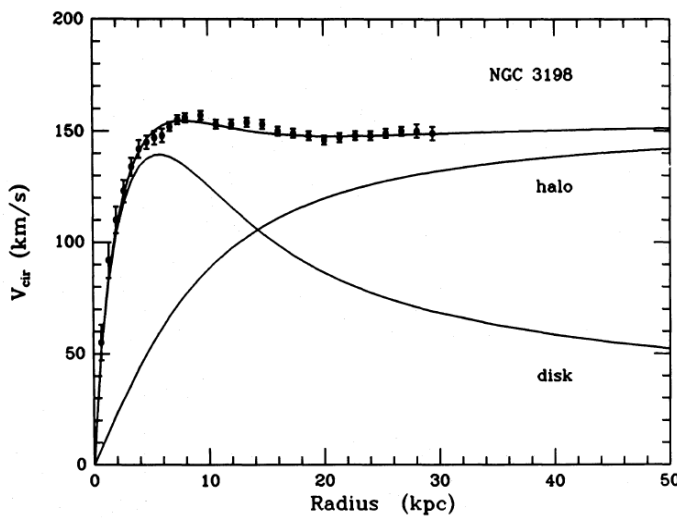


Abbildung 1.7. Rotationskurve einer Spiralgalaxie. Es ist deutlich zu erkennen, dass die leuchtende Scheibe ("disk") die etwa konstant bleibende Geschwindigkeit nicht erklären kann. Erst durch Hinzunahme eines DM Halos folgt die berechnete Kurve dem tatsächlichen Verlauf. (Begeman et al., 1991)

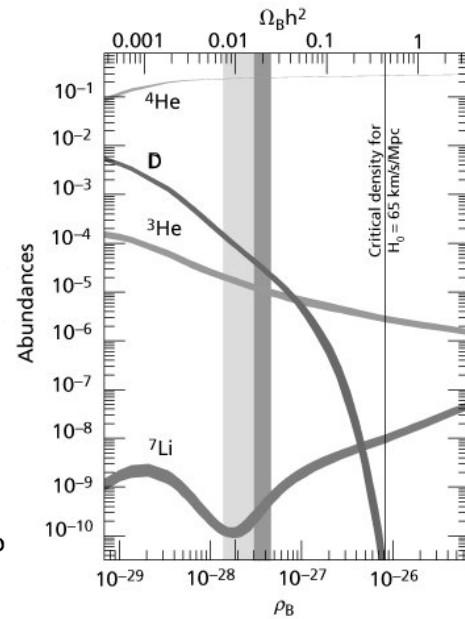


Abbildung 1.8. Häufigkeit der leichten Elemente in Abhängigkeit der Baryonendichte. Der senkrechte Balken markiert den mit WMAP gemessenen Wert.

Quelle: <http://www.jrank.org/space/pages/2477/nucleosynthesis.html>, Zugriff: 26.9.2011

desto effektiver kann die Nukleosynthese (siehe Abbildung 1.8) schwererer Kerne erfolgen. Aus diesen Messungen ergeben sich in guter Übereinstimmung die in Abbildung 1.6 gezeigten Anteile an der Gesamtenergie des Universums.

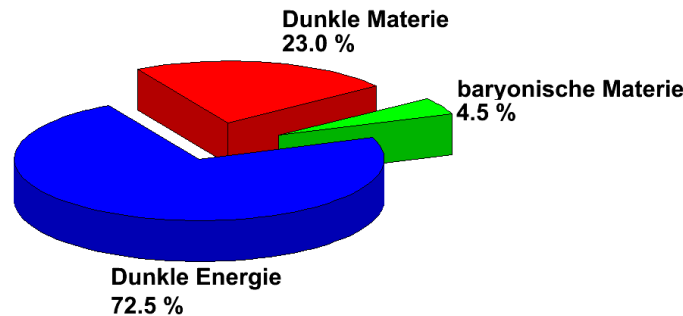


Abbildung 1.6. Beiträge der einzelnen Komponenten zur Gesamtenergie des Universums. Der uns bekannte Anteil baryonischer Materie erscheint im Vergleich zu Dunkler Materie und Energie vernachlässigbar klein. Über die Dunkle Energie ist noch weniger bekannt als über Dunkle Materie. Sie beschleunigt die Ausdehnung des Universums, welche mit Hilfe von Supernova-Explosionen gemessen wurde. Zwei der Projekte zur Suche nach entfernten Supernovae wurden 2011 mit dem Physik-Nobelpreis ausgezeichnet. Daten aus: WMAP 7 Jahre Jarosik et al. (2011).

Diese Dunkle Materie muss aus exotischen Teilchen bestehen, die praktisch nur schwach oder über die Gravitation mit dem uns bekannten Universum wechselwirken und auch über kosmologische Zeitskalen stabil sind. Andernfalls wäre Dunkle Materie schon detektiert worden oder längst zerfallen. Das Postulat neuer Teilchen ist jedoch nicht nötig, da Erweiterungen und Ergänzungen des Standardmodells (SM) schon entsprechende Kandi-

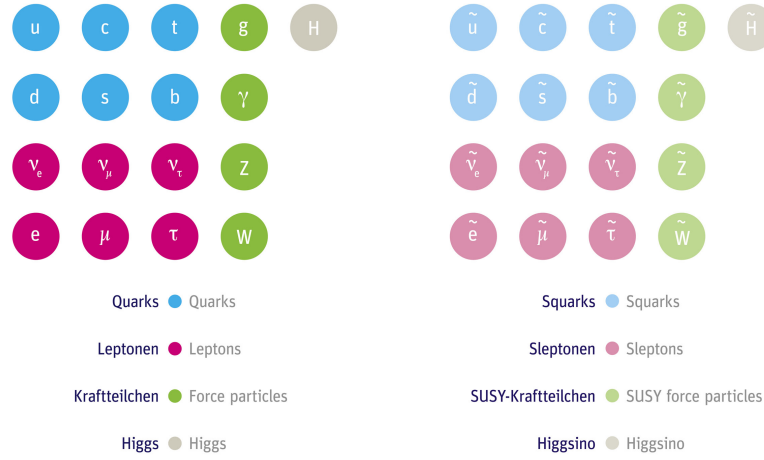


Abbildung 1.9. Bekannte Standardmodellteilchen und entsprechende vermutete Superpartner.

Quelle: Desy: http://www.weltmaschine.de/sites/site_weltmaschine/content/e158/e171/e284/Supersymmetrie_A4.jpg, Zugriff: 26.9.2011

daten beinhalten. So z.B. das Neutralino, in vielen Fällen das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) und ein sogenanntes WIMP¹⁰. Es wird von der Supersymmetrie (SUSY) vorhergesagt, die jedem Boson bzw. Fermion ein supersymmetrischen Fermion bzw. Bosonpartner zuweist und somit die Zahl der Elementarteilchen verdoppelt (Abbildung 1.9). Diese Symmetrie ist allerdings gebrochen, da aufgrund fehlender Detektion die Massen der Superpartner deutlich höher sein müssen als die der SM-Teilchen. SUSY kann einige Probleme der modernen Teilchenphysik lösen. So erlaubt sie die Vereinigung von elektromagnetischer, schwacher und starker Kraft bei sehr hohen Energien und begrenzt die Higgs-Masse. Die sogenannte R-Parität wird als eine neue erhaltene Quantenzahl eingeführt (Bergström, 2009; Hooper, 2009).

$$R = \begin{cases} 1 & \text{SM-Teilchen} \\ -1 & \text{SUSY-Teilchen} \end{cases} \quad (1.3)$$

Somit kann ein SUSY-Teilchen nicht ausschließlich in SM-Teilchen zerfallen. Es muss immer noch in eine ungerade Anzahl leichterer SUSY-Teilchen entstehen. Das LSP ist somit stabil. Einziger Weg aus einem LSP uns bekannte Teilchen zu erzeugen ist die Annihilation. Geht man davon aus, dass Neutralinos im thermischen Gleichgewicht des frühen Universum erzeugt wurden, ist der über alle Temperaturen gemittelte Annihilationsquerschnitt $\langle \sigma v \rangle$ nur abhängig von ihrer Anzahldichte n_χ . Denn ist die Ausdehnung des Universums so schnell, dass keine Annihilation mehr stattfinden kann, entkoppelt das Neutralino und seine mitbewegte Anzahldichte bleibt konstant.

$$\langle \sigma v \rangle n_\chi \approx H \quad (1.4)$$

Der benötigte Wirkungsquerschnitt entspricht gerade einem elektroschwachen im SM, was oft auch als „WIMP-Miracle“ bezeichnet wird (Bergström & Goobar, 2006).

1.2.1. Indirekter Nachweis

Da die Neutralinodichte in Gravitationspotentialen wieder zunimmt, kommt es auch heute noch zu Annihilationen. Deren Endprodukte sind Teilchen des SM und können somit von uns detektiert werden. Bei der Annihilation entstehen hauptsächlich pseudoskalare Higgs

¹⁰engl. **W**eakly **I**nteracting **M**assive **P**article, ein schweres aber nur schwach wechselwirkendes Teilchen

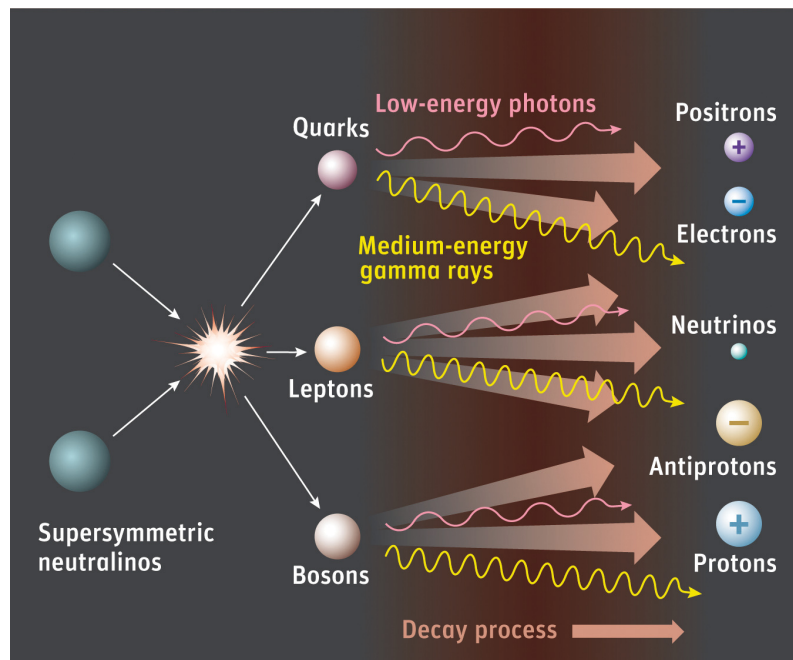


Abbildung 1.10. Skizze aller relevanten Endprodukte für den indirekten Nachweis.

Quelle: http://www.nasa.gov/images/content/188434main_DkMatter_1g.jpg, Zugriff: 26.9.2011

Bosonen. Da diese an Masse koppeln, zerfallen sie bevorzugt in möglichst schwere Teilchen. Im Falle einer Neutralino Masse um 100 GeV sind das $b\bar{b}$ Paare, die durch das Confinement ganze Hadronen-Jets erzeugen. In diesen Jets entstehen aufgrund der Ladungserhaltung immer gleich viele Teilchen und Antiteilchen, insbesondere Protonen, Elektronen, Neutrinos und Gammastrahlung. Abbildung 1.10 gibt einen schnellen Überblick über die Möglichkeiten. Diese B-Mesonen Jets wurden z.B. am LHC ausführlich studiert, sodass das Spektrum der erwarteten stabilen Endprodukte bekannt ist. Denn für den Nachweis dieser Teilchen gibt es bereits funktionsfähige Detektoren. Das Problem ist, dass auch andere Prozesse im Universum ebensolche Teilchen produzieren. Deshalb ist es nötig das Spektrum der kosmischen Strahlung möglichst genau zu vermessen um etwaige Abweichungen von Modellen ohne Dunkle Materie bei bestimmten Energie, insbesondere im Fluss von Antiteilchen (geringerer Untergrund), zu finden oder gar sogenannte „smoking gun“ Signale, wie sie z.B. durch Annihilationskanäle mit zwei Photonen als Produkt entstehen (de Boer, WS 10/11). Unter anderem hierfür wurde AMS-02 konstruiert. Es wurde Wert auf eine möglichst gute Unterscheidung zwischen Hadronen und Leptonen gelegt, unter anderem auch die Positronidentifikation ohne Protonuntergrund, und allgemein eine gute Energieauflösung angestrebt. Abbildung 1.11 zeigt mögliche, simulierte Messergebnisse des AMS-02 Experiments nach einem Zeitraum von 3 Jahren.

Da das SUSY Modell keine genauen Vorhersagen für die Masse des Neutralinos machen kann, erstreckt sich die Suche nach Dunkler Materie noch über einen großen Parameter-raum. Man hofft diesen durch Experimente am LHC, der in Energiebereiche vorstößt in denen SUSY-Teilchen erzeugt werden könnten, einzuschränken.

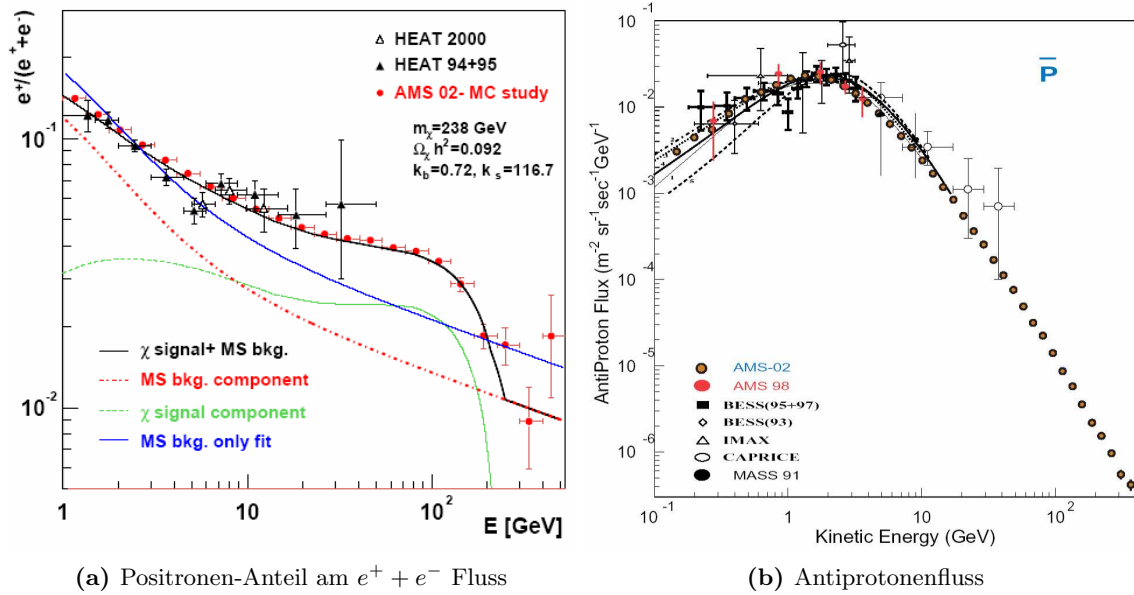


Abbildung 1.11. Beispiele für mögliche AMS-02 Messergebnisse nach 3 Jahren im Vergleich zu anderen Experimenten unter Annahme einer Neutralino Annihilation (Di Falco, 2006).

1.3. AMS-02

Mit dem Ziel insbesondere das Spektrum der kosmischen Strahlung z.B. für die Suche nach Dunkler Materie genauer und mit mehr Statistik als alle vorherigen Experimente zu vermessen, wurde bereits 1994 (Ahlen et al., 1994) begonnen ein Teilchendetektor für eine Installation auf der ISS¹¹ zu konzipieren. Hieraus entstand das AMS-Experiment, eine Kollaboration von 56 Instituten aus 16 Ländern. AMS steht für Alpha Magnetic Spectrometer. Der Prototyp AMS-01 flog bereits 1998 für 10 Tage an Bord des Space Shuttles Discovery um einzelne Komponenten auf ihre Weltraumtauglichkeit zu testen. Den harten Bedingungen im Weltall, wie Temperaturschwankungen und Strahlung, der eingeschränkten Leistung der ISS Stromversorgung und dem begrenzten Platz mussten Rechnung getragen werden. Aufgrund von Verzögerungen im Shuttle Programm der NASA konnte der eigentlich Detektor, AMS-02, aber erst im Mai 2011 auf die ISS gebracht werden. Hier soll er mindestens bis 2020 Daten sammeln. Seit dem 27. Juni 2011 wird AMS-02 vom Payload Operation Control Center (POCC) am CERN kontrolliert (Battiston & Oliva, 2011).

Die Aufgaben von AMS-02 beschränken sich aber nicht nur auf die Suche nach dunkler Materie, sondern beinhalten auch die Suche nach Strangelets, Materie die auch strange Quarks enthält, nach Antimaterie im Universum und das bessere Verständnis der Propagation kosmischer Strahlung. Grundlage für alle diese Ziele ist das möglichst genaue Vermessen der kosmischen Strahlung. Dies erfordert eine Unterscheidung einzelner Teilchenarten, genauso wie die Energiediskriminierung. AMS-02 hat den Vorteil außerhalb der Atmosphäre platziert zu sein. So kann es die Teilchen direkt messen, anstatt in der Atmosphäre entstehende Teilchenschauern zu rekonstruieren. Andererseits limitiert die eingeschränkte Größe des Detektors und das Fehlen der Atmosphäre als Kalorimeter die maximal beobachtbaren Energien. Für die Energie- und Teilchendiskriminierung ist das AMS-02 mit einer Vielzahl an Subdetektoren ausgerüstet. Die Aufgaben und Funktionsweisen der wichtigsten werden in den folgenden Abschnitten (1.3.1 bis 1.3.6) näher erläutert. Im Anhang, Abbildung A.1, sind die Positionen der einzelnen Subdetektoren und der Gesamtaufbau des AMS-02 zu sehen.

¹¹International Space Station = Internationale Raumstation

1.3.1. Flugzeitdetektor (ToF¹²)

Der ToF ist für das schnelle triggern von geladenen Teilchen und für die Diskriminierung der Flugrichtung zuständig. Das macht ihn zum wichtigsten Trigger für den gesamten Detektor. Außerdem ist er auch in der Lage die Flugzeit und Ladung zu bestimmen. Der Flugzeitdetektor besteht aus 4 Lagen Szintillatorplatten die paarweise oberhalb und unterhalb des Magneten angebracht sind (siehe Abbildung 1.12). Zwischen den beiden Segmenten liegt der Spurdetektor (Anhang Abbildung A.1), eine Strecke von etwa 1,2 m. Damit funktioniert das ganze System zur Flugzeitmessung eines Teilchens wie eine Art Stoppuhr¹³. Ein Signal des einen Teils startet, das des anderen stoppt die Messung. Aufgrund der Zeitauflösung von etwa 160 ps kann der ToF nur begrenzt die Geschwindigkeit von hochrelativistischen Teilchen bestimmen. Außerdem ist die erreichte Auflösung von $\frac{\beta}{\sigma_\beta} \approx 4\%$ ($\beta \approx 1$) (Bindi et al., 2010) schlechter als die des RICHs (siehe Abschnitt 1.3.5).

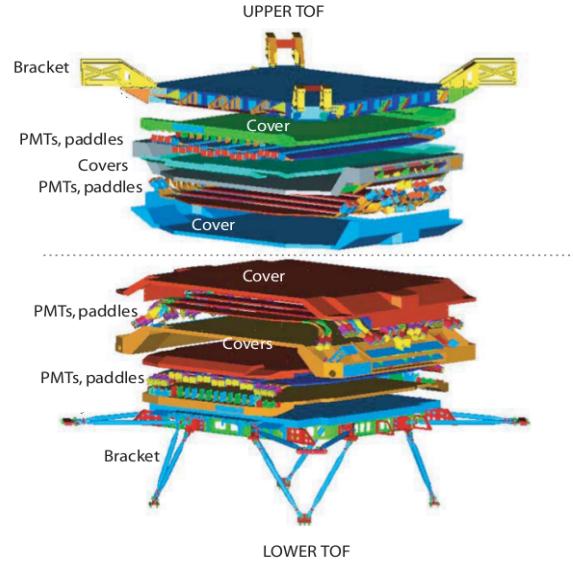


Abbildung 1.12. Aufbau der beiden ToF Segmente. (Chung et al., 2002)

Die einzelnen Lagen des ToF bestehen aus 1 cm dicken Szintillatorbändern die zusammen genommen eine effektive Fläche von $1,2 \text{ cm}^2$ besitzen. Durch den paarweisen Aufbau können sie gekreuzt angeordnet werden. Ein geladenes Teilchen regt beim Durchflug die Szintillatoratome an, die daraufhin Fluoreszenzlicht abstrahlen. Dieses wird über Plexiglass-Lichtleiter zu PMTs¹⁴ weitergeleitet und in elektrische Impulse umgewandelt. Für bessere Auflösung sind an beiden Enden der einzelnen Bänder Leiter zu je einem PMT angebracht.

1.3.2. Übergangsstrahlungsdetektor (TRD¹⁵)

Durchquert ein geladenes Teilchen die Grenzfläche zwischen zwei Materialien unterschiedlicher Permittivität ϵ , kann es Photonen abstrahlen. Einer der Erklärungsansätze hierzu ist, dass das geladene Teilchen mit seiner Spiegelladung im Dielektrikum einen veränderlichen Dipol (die beiden Ladungen bewegen sich aufeinander zu) bildet, der elektromagnetische Strahlung emittiert. Dabei ist die Intensität der abgegebenen Strahlung proportional zum Lorentz-Faktor γ .

$$I = \gamma q^2 \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{3c} \quad (1.5)$$

ω_1 und ω_2 sind die Plasmafrequenz der beiden Medien, also materialabhängige Konstanten. Diese Formel verdeutlicht, dass nur geladenen Teilchen Übergangsstrahlung verursachen. Außerdem strahlen leichte relativistische Teilchen stärker als schwere. Der Lorentzfaktor ist durch $\gamma = \frac{E}{m}$ gegeben und somit bei gleicher Energie größer für kleine m .

Mithilfe dieses Prinzips lassen sich leichte Teilchen wie Elektronen und Positronen von schwereren wie Protonen unterscheiden. Dies ist wichtig da die Energie und der Impuls relativistischer Teilchen fast ausschließlich durch ihre kinetische Energie und nicht durch

¹²engl. **T**ime of **F**light

¹³mittels TDC = **T**ime to **D**igital **C**onverter

¹⁴engl. **P**hoto**M**ultiplier **T**ubes = Photomultiplier

¹⁵engl. **T**ransition **R**adiation **D**etector

den Massenterm bestimmt werden. Eine Identifikation mit Hilfe des Spurdetektors und des RICH Detektors ist wegen unzureichender Auflösung kaum möglich. Für relativistische Energien strebt $\beta = \frac{v}{c}$ schnell gegen 1. Effekte die auf der Proportionalität zu diesem Verhältnis basieren werden unempfindlich und Teilchenidentifikationen die darauf aufbauen unzuverlässig (Wedell, 2005).

Um den Effekt der Übergangsstrahlung besser messbar zu machen verwendet man ein Art „Vlies“ das aus vielen Lagen Fasern besteht. Dies steigert die Intensität, da bei jedem Übergang Photonen abgestrahlt werden können. Es bildet den oberen Teil des TRD (siehe Abbildung 1.13).

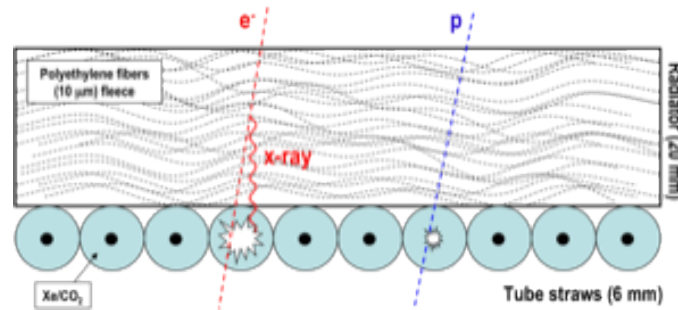


Abbildung 1.13. Schematische Darstellung der Funktionsweise des TRD. In AMS-02 sind mehrere Lagen der Zählrohre übereinander angebracht. Die Größe des weissen Sterns im Proportionalzählrohr soll die unterschiedlichen Signale von Elektronen und Protonen verdeutlichen.

Quelle: http://www.ams02.org/wp-content/uploads/2010/03/TRD_SCHEME_300.png, Zugriff: 24.8.11

Die Energie der abgestrahlten Photonen liegt meist im Röntgenbereich um 10 keV. Sie passieren, wie die Teilchen, mit einer Xenon-CO₂ Mischung gefüllten Gaszählrohren, die unterhalb des Vlieses angebracht sind. Je vier Lagen mit je 16 Röhren sind oben und unten, senkrecht zu zwölf in der Mitte, installiert. Dabei bilden sie in der Aufsicht ein Achteck. Innerhalb dieser Röhren befindet sich ein Anoden-Draht, der einen hohen Feldgradienten in seine Richtung aufbaut. Wird das Gas nun durch ein Teilchen oder die Röntgenstrahlung ionisiert, bewegt sich das entstehende Elektron in Richtung Draht und löst dabei dank des hohen Gradienten einen Schauer von Sekundärelektronen aus. Diese verstärken das Signal und machen es messbar, erschweren aber wegen Temperatur und Druckabhängigkeit ihrer Anzahl einen Rückschluss auf die Energie des Primärteilchens.

Das Ionisationssignal, das beim alleinigen Durchgang eines Teilchens durch die Gasröhren entsteht, ist bei Protonen und Elektronen/Positronen nahezu identisch. Allerdings verursacht ein Elektron/Positron eine sehr viel größere Intensität der Übergangsstrahlung im Röntgenbereich, was zu einem zusätzlichen Signalen bei höheren Energien (ADC¹⁶-Amplituden) führt. So ist eine Unterscheidung zwischen Elektronen/Positronen und schwereren Teilchen möglich. In Abschnitt 4.2.4 wird darauf noch genauer eingegangen.

1.3.3. Spurdetektor (Tracker)

Der Tracker dient dazu die Teilchenspur zu verfolgen. Er besteht im wesentlichen aus einem Permanentmagnet und einer großen Zahl von Siliziumtrackern. Durch die Lorentzkraft ($\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B})$) werden geladene Teilchen im Feld des Magneten auf eine Kreisbahn gelenkt. Die Krümmung r dieser Bahn ist bei Teilchen mit hohem Impuls wegen des schwachen Magnetfeldes ($|B| \approx 0,15 \text{ T}$) zwar sehr gering, gibt aber Information über das Ladungsvorzeichen. Kennt man die Spur des Teilchens und ist in der Lage daraus die

¹⁶engl. Analog-to-Digital Converter = analog-digital Wandler

Krümmung r zu bestimmen, ist der Zusammenhang mit Ladungszahl Z , Impuls p und dem Magnetfeld B gegeben durch:

$$\frac{p}{Z} = Br \quad (1.6)$$

Oft wird auch die Rigidität (magnetische Steifigkeit) $R = \frac{p}{Z}$ benutzt.

Um die Spur zu bestimmen kommen mehrere Lagen Silizium-Streifendetektoren zum Einsatz. Diese bestehen aus dotiertem Silizium und sind $300 \mu\text{m}$ dick. Oben und unten sind mehrere sehr dünne Aluminiumstreifen orthogonal zueinander aufgebracht um Signale weiterleiten zu können wie in Abbildung 1.14 zu sehen.

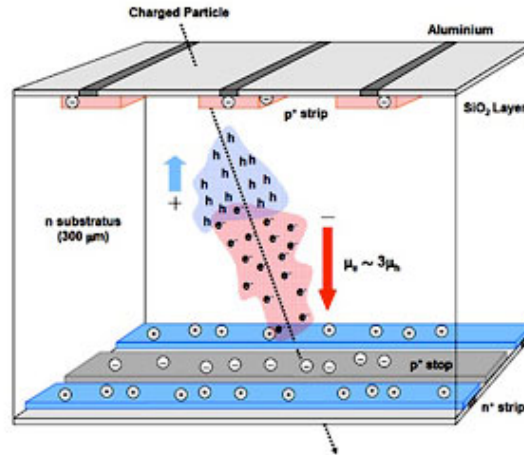


Abbildung 1.14. Schema der Funktionsweise eines Silizium-Tracker Elements.

Quelle: <http://www.ams02.org/wp-content/uploads/2010/03/Tracker-Sensor-M.jpg>, Zugriff: 24.8.11

Fliegt nun ein geladenes Teilchen durch den Halbleiter entstehen Elektron-Loch Paare, die zum entsprechenden Pol wandern. Aus der Lage der Leiter kann der Ursprung des Signals, alle Lagen zusammengenommen, die Teilchenbahn im Tracker rekonstruiert werden. Außerdem ist die Intensität des Gesamtsignals eines Teilchens proportional zur Ladung im Quadrat, dennoch dient der Spurdetektor primär zur Bestimmung der Rigidität.

Im AMS-02 sind 9 Lagen dieser Siliziumstreifensensoren verbaut. Sieben befinden sich in der Mitte des Detektors, eine oberhalb des TRD und eine zwischen RICH und ECAL, um eine entsprechend hohe Auflösung und möglichst genaue Bestimmung der Krümmung auch bei hochenergetischen Teilchen zu erreichen. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit waren die äußeren Elemente aber noch nicht kalibriert und wurden nicht für die Rekonstruktion genutzt.

1.3.4. Antikoinzidenz Zähler (ACC¹⁷)

Der innere Spurdetektor wird von einer zylindrischen Schicht aus Szintillatormaterial umgeben, dem Antikoinzidenz Zähler. Dieser soll als Veto-Trigger für Ereignisse mit hohem Einfallswinkel dienen, die nur Teile des Detektors durchqueren. Diese sind aufgrund z.B. „fehlender“ Energie nur schwer rekonstruierbar. Senkrecht zur Spurkammer, also entlang der z-Achse, einfallende Teilchen ergeben kein Signal im ACC. Dieser Teil des Detektors ist außerdem wichtig, da er verhindert, dass von der Seite einfallende Teilchen, die unter Umständen ganze Schauer erzeugen, die Messung von senkrecht durch den Spurdetektor fliegenden Teilchen stören und zu falscher Rekonstruktion und Identifizierung führen. Wird ein solches Signal registriert, wird die Messung verworfen (Chung et al., 2002). Allerdings

¹⁷engl. **Anti-Coincidence Counter**

gibt es Ausnahmen. Schwere Ionen lösen z.B. einen breiten Elektronenschauer aus wenn sie Materie durchqueren und von unten kommende Teilchen erzeugen im ECAL Sekundärteilchen. In beiden Fällen ist es gut möglich, dass der ACC ausgelöst wird, das Event aber dennoch gut rekonstruierbar ist. In Abbildung 1.15 sind drei Beispiele zu sehen. Der Zy-

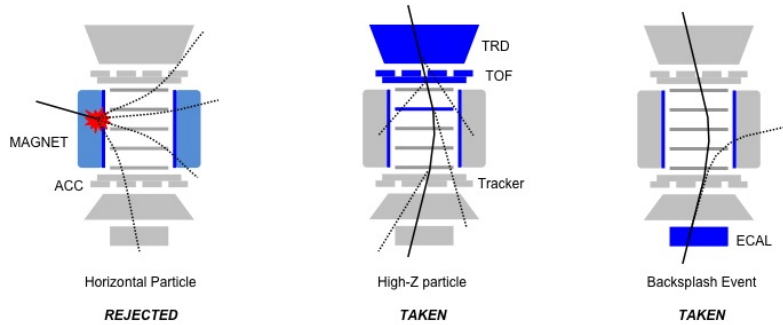


Abbildung 1.15. Links ein Ereignis mit hohem Einfallswinkel → zurückgewiesen, in der Mitte und Rechts die beiden genannten Ausnahmen vom Veto-Trigger.

Quelle: http://www.ams02.org/wp-content/uploads/2010/03/ACC_Trigger1.jpg, Zugriff: 30.8.11

linder des Antikoinzidenz Zähler besteht aus 16 gebogenen Szintillatorplatten, verbunden über Wellenlängen verschiebende Fasern, die das Licht sammeln und mit Lichtleitern zu Photomultipliern führen (Koumine, 2010).

1.3.5. Ringdarstellender Cherenkov-Zähler (RICH¹⁸)

Unterhalb des Spurdetektors befindet sich ein Cherenkov Detektor um die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmen zu können. Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem Medium schneller als die darin herrschende Phasengeschwindigkeit des Lichts, werden Photonen in einem bestimmten Winkel abgestrahlt. Dieser Winkel wird durch Geschwindigkeit des Teilchens und der Brechzahl des Mediums festgelegt (Abbildung 1.16).

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (1.7)$$

Die abgestrahlten Photonen bilden einen Kegel analog zu einem Machschen-Überschallkegel.

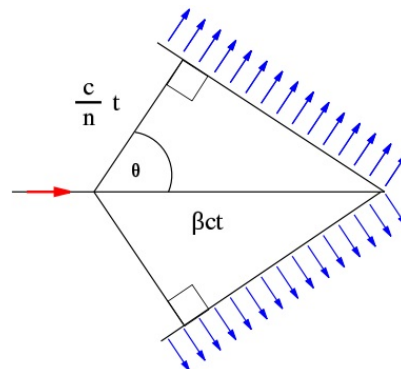


Abbildung 1.16. Geometrie eines Cherenkov-Kegels.

Quelle: <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/6b/Cherenkov.svg>, Zugriff: 24.8.11

Der Radius dieses Kegels kann man mit einer Lage Photomultiplier unterhalb des brechenden Materials bestimmen. Mit der Entfernung zu den Photomultiplier lässt sich auch der Winkel θ berechnen. Diesen Aufbau bezeichnet man als Ring Imaging Cherenkov Detector

¹⁸engl. **R**ing **I**maging **C**herenkov Detector

(RICH). Er kann auch noch Geschwindigkeiten von hochrelativistischen Teilchen auflösen, die zu groß für den ToF sind ($\beta > 0.98$) (Heil, 2010). Dabei wird eine Auflösung von 0,1% erreicht. Zusätzlich lässt sich auch der Betrag der Ladung bestimmen (Barao et al., 2006). Wie in Abbildung 1.17 zu sehen, wird das abgestrahlte Licht intensiver und somit der Ring „dicker“ je größer die Ladung ist.

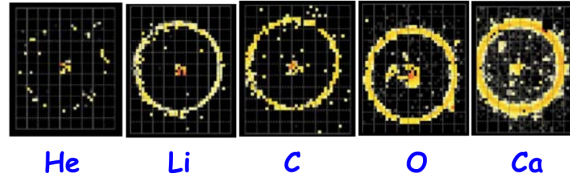


Abbildung 1.17. Unterschiedlich Intensität der Ringe im RICH in Abhängigkeit der Ladung (Kounine, 2010).

Im AMS-02 liegt der Cherenkov Detektor unterhalb des Spurdetektors aber noch oberhalb des ECAL. Da aber ein Teilchen das die Photomultiplier trifft, darunter kaum korrekt registriert werden könnte, wurde ein rechteckiger Bereich direkt oberhalb des ECAL ausgespart. Das Medium des RICH hat hier eine höhere Brechzahl, weshalb der Öffnungswinkel des Kegels deutlich größer wird, und so noch die PMT am Rand des „Lochs“ trifft.

Nimmt man alle bisher betrachteten Subdetektoren zusammen sind Geschwindigkeit, Impuls und Ladungszahl des Teilchens bestimmt, womit sich die Masse berechnen lässt (Chung et al., 2002).

$$m = RZ \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \quad (1.8)$$

1.3.6. Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL¹⁹)

Das elektromagnetische Kalorimeter des AMS-02 ist ein sogenanntes sampling Kalorimeter. D.h. es besteht abwechselnd aus einer Lage eines Absorbermaterials mit hoher Ladungszahl (z.B. Blei) und eines Szintillators um entstehende Photonen zu registrieren. Es wurden neun 18,5 mm dicke „Superlayer“, die aus Bleifolie und Szintillatorfasern bestehen, abwechselnd orthogonal zueinander verbaut (siehe Abbildung 1.18). Zur Auslese sind diese in Zellen unterteilt, sodass das longitudinale Schauerprofil in 18 Lagen gemessen werden kann.

Im Absorber dominieren für Photonen, Elektronen und Positronen andere Wechselwirkungsprozesse als für Protonen. Elektronen/Positronen verlieren vor allem Energie durch Bremsstrahlung. Die dabei entstehenden Photonen und die γ -Strahlung können Elektron-Positron Paare bilden, die wieder annihilieren oder Bremsstrahlung abgeben. Solche Ereignisse werden auch als elektromagnetische Schauer bezeichnet. Sie enden wenn die Teilchen den Detektor verlassen, oder soviel Energie verloren haben, dass sie das Absorbermaterial ionisieren. Protonen und andere Hadronen erzeugen im Gegensatz dazu einen Hadronenschauer der aus Teilchen wie Pionen oder Kaonen besteht. Das entstehende Signal unterscheidet sich deutlich von Photon oder Leptonereignissen wie in Abbildung 1.18 skizziert. Außerdem ist der durchschnittliche Weg den diese schweren Teilchen zurücklegen bevor sie wechselwirken deutlich größer als bei e^+ , e^- oder γ 's. So kommt es eher selten zu Hadronenschauern. Im Allgemeinen ist die Stärke des gemessenen Signals der PMTs proportional zur deponierten Energie.

Im ECAL lässt sich so die Teilchenart und Energie bestimmen. Es ist außerdem aufgrund der guten Winkelauflösung möglich aus dem Schauer die Richtung des einfallenden Teilchens zu bestimmen. Bei γ -Strahlung kann man so eventuell auf die Quelle schließen.

¹⁹engl. **E**lectromagnetic **C**ALorimeter

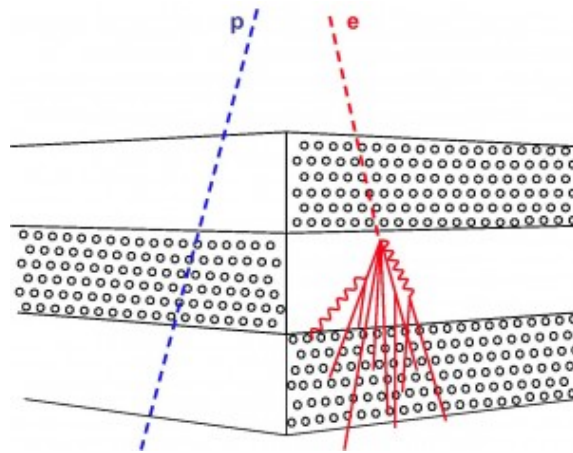


Abbildung 1.18. Beispiel für typische Reaktion von Teilchen im ECAL. Zu sehen sind drei der „Superlayer“.

Quelle: http://www.ams02.org/wp-content/uploads/2010/03/ECAL_layers-300x237.jpg, Zugriff: 24.8.11

Zusätzlich kann das ECAL auch als Trigger für Photonen dienen, da diese, aufgrund ihrer Neutralität, in anderen Subdetektoren nicht nachweisbar sind (Ausnahme Paarbildung). Eine genauere Beschreibung der physikalischen Effekte erfolgt in Abschnitt 4.1.

2. AMS Monitor

Dieses Kapitel beschreibt die Erstellung eines „Blickfangs“ um den Bekanntheitsgrad des AMS Experiments innerhalb der Fakultät für Physik am KIT zu steigern.

2.1. Das AMS-EventDisplay

Das AMS-EventDisplay, ein Teil der AMS Auswertungssoftware (siehe Kapitel 3), ermöglicht eine graphische Darstellung einzelner Ereignisse im AMS-02 Detektor. Ein Ereignis¹ bezeichnet dabei die genommenen Daten eines ausgelösten Triggers. Dabei können auch mehrere Teilchen den Detektor passiert haben. Die einzelnen Events werden in sogenannten Runs zusammengefasst (genauere Erklärung in Abschnitt 3.2.1). Das Display ist in C++ unter Benutzung des ROOT-Frameworks (Abschnitt 3.1) geschrieben und besteht aus mehreren Klassen. Wichtig für diese Arbeit waren insbesondere die *main*, zuständig für den Aufruf der einzelnen Events und Runs und das Fehlerhandling, und die *AMSDisplay* Klasse. Sie erzeugt die eigentliche graphische Darstellung, wie das Zusammensetzen der einzelnen Teile des zentralen Fensters.

2.1.1. Betrachtung von Ereignissen

Die Bedienung des AMS-Displays ist recht einfach, allerdings ist ein CERN-Account nötig, da man dort am AMS-Cluster arbeiten muss (siehe Abschnitt 3.4.1). Mit dem Aufruf eines Skripts setzt man zunächst benötigte Umgebungsvariablen auf die das Display später zugreift. Danach ruft *\$amsedc* das EventDisplay auf. Einzig notwendiger Parameter ist der Pfad zum gewünschten Run. Dieser lässt sich mit Hilfe eines Web Formulars auf der „Computing“ Seite des AMS Experiments finden (<http://ams.cern.ch/AMS/Computing/computing.html>). Als Standardeinstellung ist der gesamte Detektor von zwei Seiten sichtbar. Es werden rekonstruierte Treffer in den einzelnen Subdetektoren farbig gezeichnet. Je nach erzeugtem ADC² Signal mit unterschiedlich großen Balken. Außerdem wird die rekonstruierte Bahn eines Teilchens im Detektor als rote Linie die dazugehörige Werte wie Impuls und Ladung darunter angezeigt. Zwar ist hier auch eine Teilchen ID angegeben, die aber laut Dokumentation (Alcaraz, 2011) und eigenen Beobachtungen nicht verlässlich ist. Mit der Steuerleiste (i.A. rechts) kann man ein anderes Event aufrufen, einzelne Subdetektoren genauer betrachten oder bestimmte rekonstruierte Daten ein- bzw. ausblenden. Abbildung 2.1 zeigt die grundlegenden Elemente des Displays.

¹auch oft mit dem englischen Begriff „Event“ bezeichnet

²engl. Analog-to-Digital Converter = analog-digital Wandler

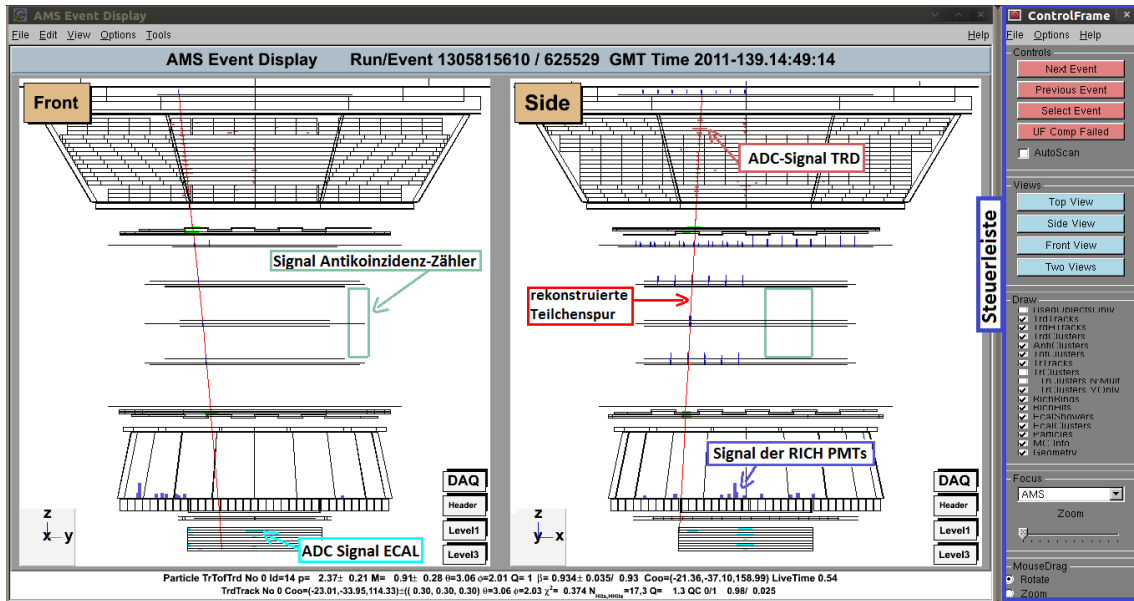


Abbildung 2.1. Die einzelnen Elemente der Subdetektoren und des Displays.

Anhand der in der Einleitung vorgestellten Eigenschaften und Funktionsweisen der Subdetektoren (Abschnitt 1.3) lassen sich so schon einige Kandidaten für Teilchen wie Protonen oder Elektronen visuell identifizieren. Im Folgenden werden kurz die erwartete Darstellung für verschiedene Teilchen beschrieben und mit Beispielen ergänzt.

Proton

Im TRD ist aufgrund der relativ hohen Masse des Protons nur das schwache Ionisations-signal des Teilchens selbst zu erwarten. Der ToF und der Tracker können zur visuellen Identifizierung kaum etwas beitragen, ermöglichen aber die Rekonstruktion von Impuls und Flugrichtung. Ist im RICH ein Ring vorhanden muss das Teilchen von oben gekommen sein, wenn nicht kam es von unten oder hatte nur eine geringe³ Geschwindigkeit. Sind im ECAL die Balken entlang der rekonstruierten Flugbahn klein⁴ und in etwa gleich groß, gilt dies auch für die Energieabgabe, was auf ein Proton hinweist (Abschnitt 4.1). Da sowohl die TRD als auch die ECAL Charakteristika auf andere schwere Teilchen oder Kerne ebenfalls zutreffen, lassen sich ohne genaue Betrachtung der Daten so nur Kandidaten finden. Ein Proton Kandidat bei dem alle genannten Eigenschaften gut erkennbar sind ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

Elektron / Positron

Im Gegensatz zum Proton erzeugt ein Elektron/Positron Übergangsstrahlung im Röntgenbereich, was zu einem deutlich stärkeren ADC-Signal im TRD führt. Außerdem deponiert es seine Energie fast komplett im ECAL, was die Signale hier wie ein Art Schauer aussehen lässt. Die Energieabgabe nimmt mit steigender Eindringtiefe deutlich zu. Im Tracker ist es bei einem niederenergetischen Elektron/Positron wegen der geringen Masse eher noch möglich eine Krümmung der Bahn zu erkennen. Ein Beispiel eines Elektron Kandidaten ist Abbildung 2.3.

Das AMS-EventDisplay ist natürlich keine geeignetes Programm zur Analyse der großer Mengen an AMS-02 Daten, bietet aber die Möglichkeit zur Visualisierung des Detektors und dem Betrachten strittiger Events. Z.B. ob diese überhaupt sinnvoll Rekonstruiert wurden.

³gering ist in diesem Fall schon kleiner als ca. 0.8c

⁴es entsteht der Eindruck einer dicken blauen Linie

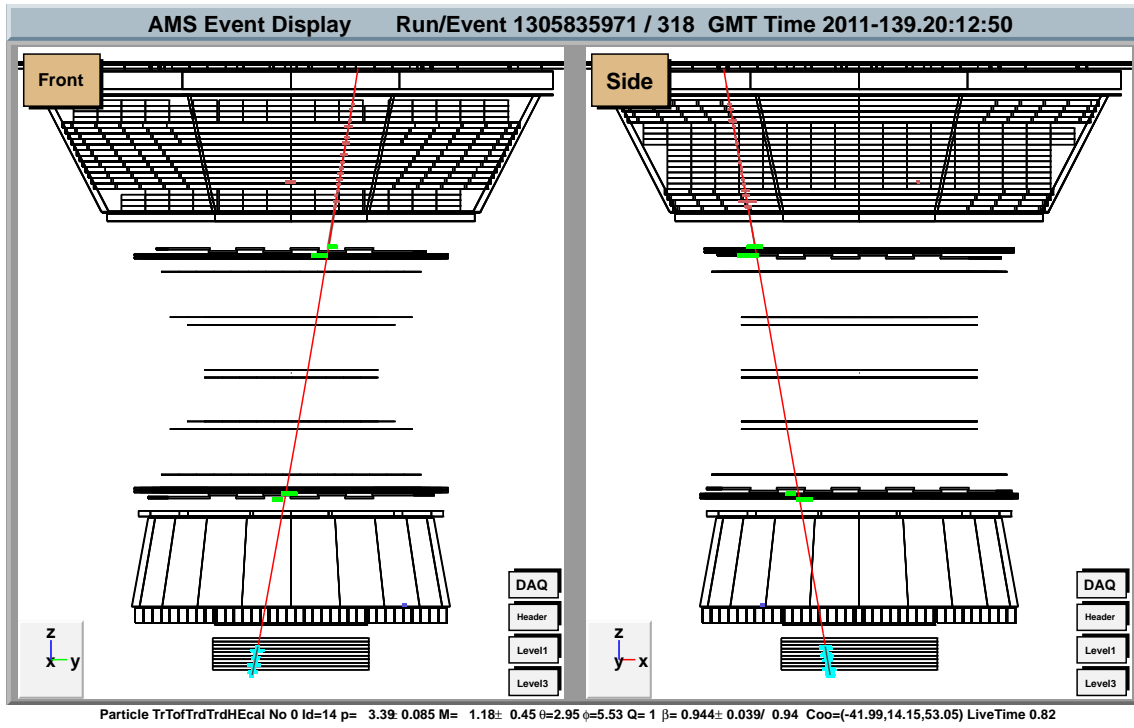


Abbildung 2.2. Ein Proton Kandidat im AMS-EventDisplay.

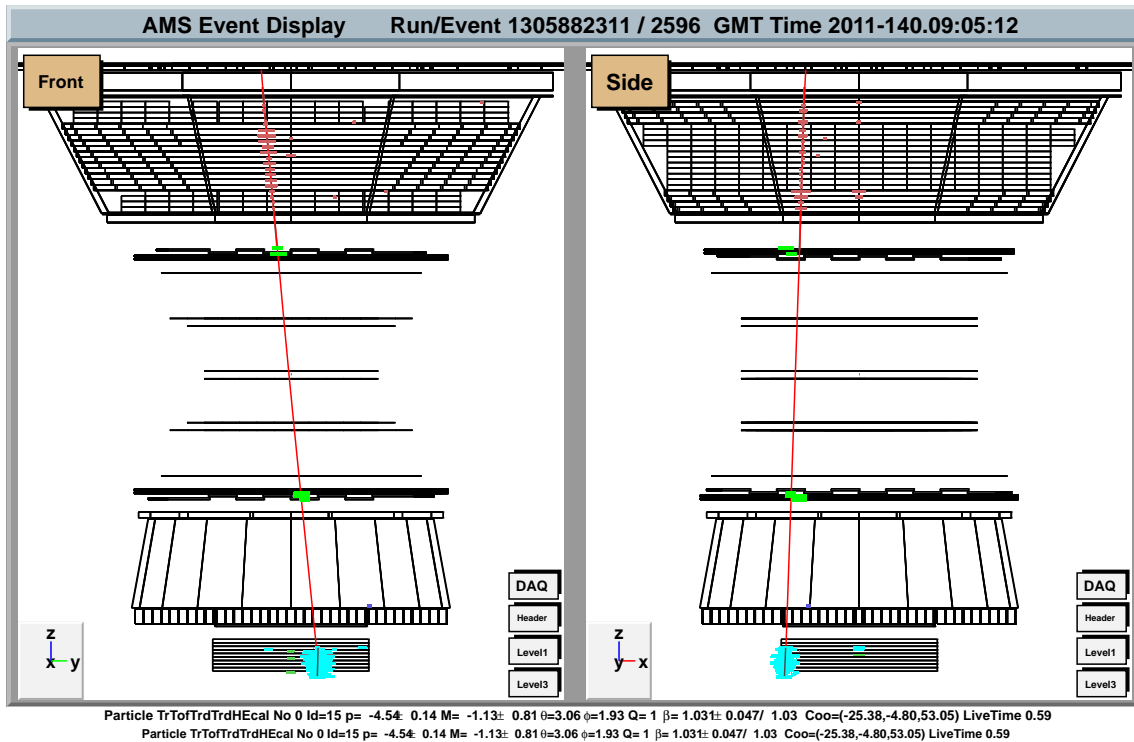


Abbildung 2.3. Ein Elektron Kandidat im AMS-EventDisplay. Dieses Event wurde auch durch die in Abschnitt 4.2.3 eingeführte Selektion als Elektron eingestuft.

2.2. AMS Informations- und Statusseite

Für eine möglichst große Flexibilität wurde beschlossen das AMS-EventDisplay in eine Webseite einzubetten. Diese kann dann auf einem Monitor innerhalb der Physik Gebäude ausgestellt und auch von einem beliebigen anderen Ort aufgerufen werden. Als Vorbild diene eine schon existierende Seite des CMS Experiments (<http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/CMSMonPage/default1920x1200.php>).

2.2.1. Modifikationen am AMS-EventDisplay

Das Display war von Dr. I. Gebauer schon so modifiziert, dass es nach dem Start die Detektoren unter 4 verschiedenen Winkeln (von oben, unter 30°, und von zwei Seiten) zeigt und automatisch innerhalb eines Runs immer zum nächsten Event springt.

Es musste somit ein Befehl zum Speichern des Displays in einer Datei, um keine unnötige Bandbreite beim weiterleiten zu erzeugen, und das Laden eines neuen Runs nach einem vollständigem Durchlauf des alten eingefügt werden. Um einen Neustart mit einer anderen Datei zu ermöglichen, muss aber sichergestellt sein, dass das Programm nach dem letzten Event beendet wird. Dies wird rein funktional in der *main* mittels eines `Exit(0)` Befehls nach der letzten Ausgabe sichergestellt. Außerdem wird nur jedes 10. Ereignis dargestellt um wegen der langen Ladezeiten nicht wochenlang denselben Run darzustellen.

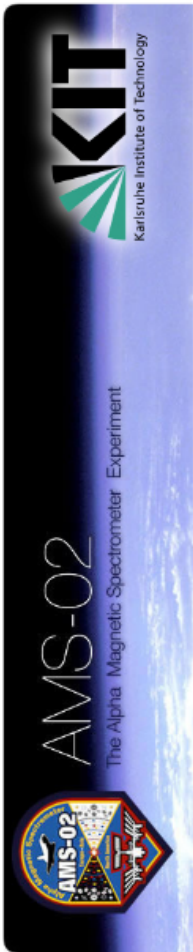
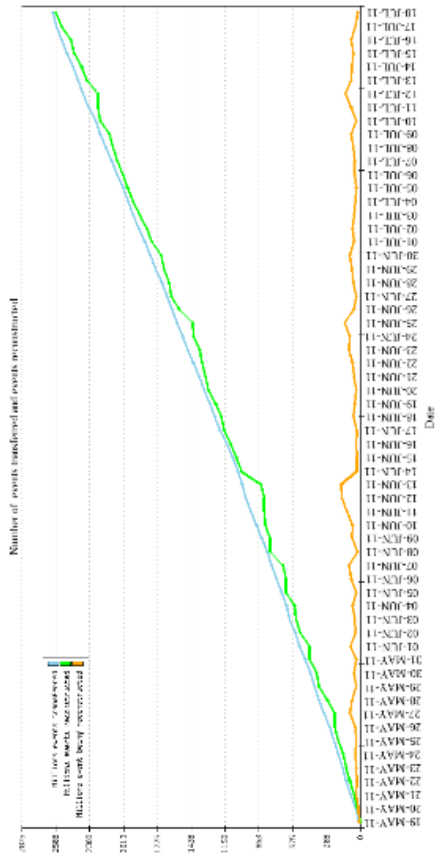
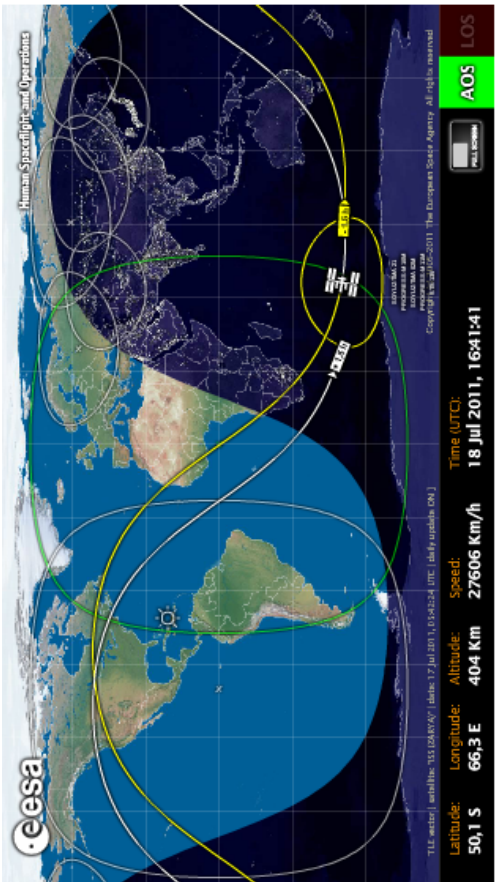
Das Speichern als Bild erfolgt durch den `SaveAs()` Befehl, der das gezeichneten Canvas als .gif Datei speichert (in *AMSDisplay*). Dieses Vorgehen ist auch in einer schon vorhandenen Funktion implementiert. Des weiteren wurde von Dr. Gebauer ein System-Befehl eingefügt, der mittels SCP das gespeicherte Event-Bild auf den EKP Webserver kopiert.

Der Wechsel zu einem neuen Run erfolgt dann mittels eines CShell-Skriptes (Anhang Abschnitt D.1), geschrieben von Christian Buntin (Buntin, 2011). Dieses findet, um Probleme mit unvollständigen Dateien zu vermeiden, die zweit neuste .root Datei (i.A. enthält eine Datei einen Run) und öffnet sie im modifizierten AMS-EventDisplay. Diese Abfolge wird automatisch wiederholt, sobald das EventDisplay sich schließt (Endlosschleife).

2.2.2. Erstellung der Webseite

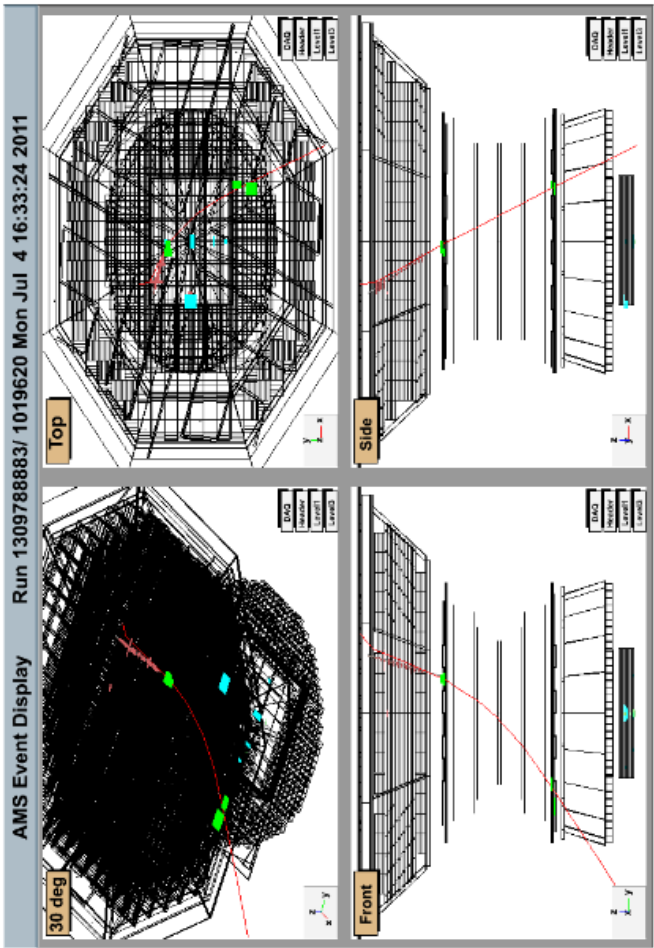
Wie schon erwähnt diene als Vorbild für die Webseite ein ähnliches Projekt des CMS Experiments von Prof. Dr. G. Quast. Die minimal Vorgabe für das Layout der Seite beinhaltete ein sich aktualisierendes Bild des AMS-EventDisplays und die aktuelle Position der ISS. Eine Möglichkeit ist die Realisierung über IFrames, denen per JavaScript nach einer bestimmten Zeit eine neue Quelle zugewiesen wird. So ist es möglich einzelne Teile der Seite zu aktualisieren und Elemente auszutauschen. Zusätzlich wurde beschlossen eine Slideshow mit verschiedenen Bildern des AMS-02 Detektors und Graphiken zum Datenfluss einzufügen. Außerdem wird die Positionsdarstellung der ISS in regelmäßigen Intervallen durch ein Video des Starts bzw. der AMS-02 Installation auf der ISS ersetzt.

Seit dem 18. Juli 2011 wird eine technisch abgeänderte Version dieser Seite, die in Zusammenarbeit mit Christian Buntin entstand, auf einem Bildschirm neben dem CMS Display im 9. Stock des Karlsruher Physikhochhauses dargestellt. Sie wurde im Laufe dieser Bachelorarbeit mit weiteren, dabei erzeugten Plots, ergänzt. Z.B. die in Abschnitt 5.2.1.1 vorgestellte Exposure Map.



AMS-02 Monitoring Page

Mo 18 Jul 2011 18:41:42 CEST



Particle TrIdTrdTrId No 0 Id=2 pr = -0.124± 0.022 M= 0.12± 0.023 (±0.62 ±1.89 Q= 1 |μ=-0.718± 0.021/-0.72 Co= (43.53,-38.89,-135.88) AntiC= 41.62

3. AMS Software

Die beim AMS-Experiment benutzte Software ist in der objektorientierten Programmiersprache C++, teilweise aber auch noch in C geschrieben. Sie benutzt das für die Hochenergiephysik entwickelte Framework ROOT. Im Folgenden wird dieses und die im Laufe dieser Bachelorarbeit benutzte Programmstruktur genauer beschrieben.

3.1. ROOT

Wie schon in der Einleitung angedeutet ist ROOT ein Framework, das insbesondere für Anwendungen im Bereich der Hochenergiephysik entwickelt wurde. Ein Framework stellt eine Basis und Infrastruktur bereit, auf der man eigene Programme aufbauen kann. Im Falle von ROOT sind das insbesondere das Abspeichern und der Zugriff auf sehr große Datenmengen, sowie deren graphische Darstellung in z.B. Histogrammen. Dies erleichtert die programmiertechnische Arbeit ungemein, da das Framework benutzt werden kann, anstatt alles in „Handarbeit“ selbst zu programmieren. Ein weiterer Vorteil des ROOT Pakets ist der mitgelieferte Interpreter CINT. Hierbei wird der C Code schon während des Übersetzens ausgeführt, muss also nicht kompiliert werden. Dies eignet sich für kurze Tests oder wenig rechenintensive Programme. Für andere Aufgaben allerdings bleibt die Leistung deutlich hinter einem kompilierten Programm zurück (The ROOT team, 2009).

ROOT selbst wird zwar von mehreren Personen betreut und programmiert, seine wirklich Stärke liegt allerdings in der regen Beteiligung der Benutzer. So entstand (und entsteht immer noch) ein auf sein Aufgabenfeld zugeschnittenes Grundlagenpaket, das beliebig erweitert werden kann. Die Quellcodes selbst sind offen zugänglich und auskommentiert. So kann jeder eigene Veränderungen und Ergänzungen vornehmen und diese auch für neue Programmversionen vorschlagen.

3.2. AMSRoot

Der offene Quellcode und die Ausrichtung des ROOT Frameworks auf Teilchen-, insbesondere Hochenergiephysik, macht es zu einer idealen Grundlage für die Auswertungssoftware des AMS Experiments. AMSRoot baut auf den grundlegenden Funktionen von ROOT auf und stellt zusätzliche spezifische Detektor Klassen zur Verfügung. So gibt es Möglichkeiten zur Rekonstruktion, Visualisierung und zum Auslesen von Daten des AMS-02 Experiments. Es existieren für die einzelnen in Abschnitt 1.3 vorgestellten Subdetektoren Möglichkeiten auf unbearbeitete und rekonstruierte Daten zuzugreifen. Auch das AMS EventDisplay aus

Abschnitt 2.1 ist ein Teil dieses erweiterten Frameworks. Zur Speicherung der Ereignis Daten wird eine Baumstruktur (TTree) verwendet, die von ROOT bereitgestellt wird und eine Sortierung der Dateien zulässt. Außerdem lassen sich mehrere solcher Dateien zu einer Kette („Chain“) zusammenfügen, die wie ein einzelnes Element behandelt wird.

Die Entwicklung der AMS Software hat schon mit dem Shuttle Flug von AMS-01 im Juni 1998 begonnen und wurde bis heute fortgesetzt. Für die Auswertung des neuen Detektors wird immer noch auf die Software des ersten Fluges zurückgegriffen, da die Entwicklung der AMS-02 Software noch nicht abgeschlossen ist. Dies führt insbesondere wegen unvollständiger Dokumentationen immer wieder zu Problemen.

3.2.1. Rundateien

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit waren nur die schon rekonstruierten Daten von Bedeutung. Diese werden auch als „scientific data“ bezeichnet, da sie die für physikalische Betrachtung relevanten Daten beinhalten. So werden die gesammelten Strom- und Spannungswerte ausgewertet um daraus einzelne Ereignisse zu rekonstruieren. Außerdem kann hierbei schon eine weitere Vorauswahl erfolgen und bestimmte Gebiete (siehe z.B. Abschnitt 5.1.2) oder Signale ausschließen.

Die rekonstruierten Daten werden in ROOT Dateien gespeichert und auf zentralen Servern abgelegt. Eine Datei deckt dabei meist einen „Run“ ab. Zu große Runs werden in mehreren Dateien gesplittet. Ein „Run“ bezeichnet dabei eine in sich geschlossenen Datennahme. Sie dauert 23 Minuten. Nach der Rekonstruktion die einzelnen Ereignisse (= Events) werden mit einigen übersetzten Rohdaten, den rekonstruierten Treffern und Bahnen und mit zusätzlichen Informationen, wie Position und Zeit in eine Rundatei gespeichert. Zwischen den Runs erfolgt eine etwa einminütige Kalibrierung, um während der eigentlichen Datennahme das Rauschen der Elektronik herausfiltern zu können. Dabei werden „falsche Trigger“ gesetzt und der Detektor ausgelesen. Beim TRD kann so z.B. das Pedestal (Abschnitt 1.3.2) bestimmt werden. Das AMSRoot Framework stellt dann wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, Werkzeuge zur Analyse bereit. Es gibt aber auch Methoden, die darauf ausgelegt sind, in Zusammenarbeit spezielle Ereignisse zu selektieren und auszuwerten.

3.3. Die Funktionen des Event-Selectors

Der Event-Selector besteht aus fünf verschiedenen Methoden (zusammen auch als TSelector bezeichnet): UBegin, UProcessCut, UProcessStatus, UProcessFill, UTerminate (Alcaraz, 2006) und der main Funktion. Die Methoden sind in der Eventklasse (AMSEventR) vorhanden und wurden im Rahmen dieser Arbeit für Selektion und Auswertung verwendet. Im nachfolgenden wird genauer auf die Programmstruktur und die Funktionsweise eingegangen.

3.3.1. UBegin

Wie der Name schon vermuten lässt wird diese Methode als erstes Aufgerufen. Dies geschieht genau einmal beim Ausführen des Programms. Hier werden die Histogramme definiert, die im weiteren Programmablauf gefüllt werden sollen. Dabei wird auf einen Histogramm-Manager aus dem AMSRoot Paket zurückgegriffen, der die Arbeit mit einer großen Anzahl an Histogrammen erleichtert.

3.3.2. UProcessStatus

In UProcessStatus kann schon eine Vorselektion anhand des Statuswertes eines Events erfolgen. Dieser beinhaltet z.B. ob es rekonstruierte Teilchen gibt und wo. D.h. es ist vorgesehen, dass die Möglichkeiten hier stark eingeschränkt sind. Dies ermöglicht aber eine schnelle, grundlegende Selektion. Die Methode UProcessStatus wird für jedes Event aufgerufen.

3.3.3. UProcessCut

UProcessCut bearbeitet nur noch Ereignisse die, die erste Selektion passiert haben. Diese Methode ist dafür gedacht Selektionen anhand des „Event Headers“ vorzunehmen. Dieser beinhaltet Informationen über die Position und Ausrichtung von AMS-02 und die Anzahl an rekonstruierten Treffern, Spuren, Ringe, oder sonstigen Elementen der einzelnen Subdetektoren. Allerdings ist es auch möglich auf detailliertere Informationen, wie z.B. Einfallswinkel, genaue Trefferpositionen innerhalb der Detektoren oder rekonstruierte Werte für die Geschwindigkeit β , zuzugreifen. So lässt sich eine Selektion zwischen „Guten“ und „Schlechten“ Events vornehmen, was auch für diese Arbeit getan wurde. Eine genaue Definition von „Gut“ und „Schlecht“ erfolgt in Kapitel 4. Dieses Vorgehen erleichtert die Handhabung des Programms, da man im nächsten Schritt nur noch Ereignisse bearbeitet, die nach eigener Meinung sinnvoll Rekonstruiert wurden und korrekte Werte liefern.

3.3.4. UProcessFill

Diese Methode wird nur ausgeführt, falls beide Selektionen UProcessCut und UProcessStatus *true* zurückgegeben haben, d.h. das Ereignis erfüllt beide Kriterien. In UProcessFill werden dann, je nach dem wie stark man in den vorherigen Methoden schon selektiert hat, Histogramme nach bestimmten Kriterien gefüllt. Wie z.B. nur in festgelegten Regionen der Erde oder in Abhängigkeit der Energien. Man kann auch erst hier „Gute“ Ereignisse selektieren. Für diese Arbeit, wurden nur noch die Proton, Elektron und Positron Selektion durchgeführt und alle benötigten Histogramme gefüllt.

3.3.5. UTerminate

UTerminate bildet den Abschluss des Programms. Analog zu UBegin wird es nur einmal im Programmablauf aufgerufen. Dies erfolgt nachdem sämtliche in der Kette (Abschnitt 3.3.6) vorhandenen ROOT Dateien abgearbeitet wurden. Demnach können hier abschließend Histogramme normiert, gespeichert oder in anderer Art und Weise bearbeitet werden. Allerdings ist das extra Speichern nur notwendig falls man in dieser Methode Änderungen an existierenden Histogrammen vornimmt oder neue erzeugt. Der TSelector speichert automatisch alle in UBegin definierten Histogramme, sobald UTerminate aufgerufen wird. Diese letzte Methode bietet auch eine ideale Möglichkeit kurze Informationen über die Menge der bearbeiteten Daten auszugeben.

3.3.6. main

Die main Funktion dient allein dazu die Dateien der einzelnen Runs einzulesen und die Selektionsmethoden zu starten. Die Pfade der ROOT Dateien müssen dabei als Zeile in einer Textdatei (= Filelist) gespeichert sein. Beim Aufruf des TSelectors werden diese Dateien eingelesen und zu einer Kette (Abschnitt 3.2) zusammengefügt. Mit dieser Kette wird anschließend der Rest des Programms, die „U-Methoden“, gestartet. Des Weiteren werden in der main Funktion noch Fehler beim Einlesen der ROOT Dateien und im Programmablauf abgefangen.

Die direkt dem Selektor übergebenen Parameter sind die Anzahl der zu bearbeitenden Events, der Name der Ausgabe Datei mit den Histogrammen (wiederum ein ROOT Datei) und die entsprechende Filelist. Zusätzlich kann noch die Anzahl der Threads angegeben werden.

Wenn nötig wird der genaue Aufbau oder die benutzten Klassen des speziell für diese Arbeit erstellten Event-Selectors in den entsprechenden Abschnitten (4.2, 5.2.1.1, 5.3.2, 5.3) erläutert.

3.4. Benutzung des Event-Selectors

3.4.1. Infrastruktur

Die genutzte Netzwerk und Rechen Infrastruktur des CERN besteht aus mehreren verschiedenen Teilen. Das AFS¹ des CERN bzw. die „private“ Zelle des AMS Experiments und das NFS² beheimaten User Verzeichnisse mit Quelltexten, dem kompilierte Programme, Skripte und ähnliches. Auf dem CASTOR³ liegen die AMS ROOT Dateien, da hier ausreichend Speicherplatz zur Verfügung steht und ein Zugriff vom Batch System möglich ist. Ein Zugriff auf andere Speicher (NFS) mit höherer Lesegeschwindigkeit oder Übertragungsrate scheint nicht möglich zu sein (Klimentov, 2005).

Der Zugang zu diesen Systemen erfolgt über einen SSH Tunnel zum AMS-Cluster am CERN. Dieser besteht aus einem Gateway und verschiedenen Servern (z.B. pcamsr0). Programme, die viel Rechenzeit und/oder Leistung benötigen, werden an den „CERN batch service“ weitergeleitet. Hier stehen über 30 000 Rechenkerne zur Verfügung um Jobs aller CERN-Nutzer auszuführen. Der Zugriff erfolgt wieder per SSH über ein als lxplus bezeichnetes Login-System (CERN IT department, 2009). Die Jobs werden in eine Warteschlange aufgenommen und je nach voraussichtlich benötigter Rechenzeit, Nutzerpriorität und schon vom Nutzer beanspruchter Zeit auf (im Allgemeinen) einem der Kerne ausgeführt und nach Beendigung zurückgeschickt.

3.4.2. Kompilierung und Ausführung

Um eine möglichst hohe Ausführungsgeschwindigkeit zu erreichen muss der Event-Selector kompiliert werden. Dies geschah auf einem Server des AMS-Clusters (pcamsr0), da hier die benötigten Bibliotheken für AMSRoot und C++ samt Compiler schon vorinstalliert sind. Da eine Rückmeldung des Batch Systems etwas Zeit beansprucht, wurde der kompilierte Code erst für einige Sekunden auf dem Gateway des AMS-Clusters ausgeführt, um eventuell auftauchende Fehler schneller beheben zu können. Danach musste die kompilierte Datei in das AFS übertragen werden, um für das lxplus Portal verfügbar zu sein. Das Abschieken erfolgte mit Hilfe eines Skripts (Anhang Abschnitt D.2), das die benötigten Umgebungsvariablen und Pfade setzt, das Programm startet und nach dessen Beendigung alle erzeugten Dateien zurück ins Benutzer Verzeichnis kopiert, das im NFS liegt. Zu diesen Dateien gehören, die in einer Textdatei gespeicherte Programmausgabe und die in UTermiate (Abschnitt 3.3.5) extra gespeicherten Histogramme. War dieser Schritt erfolgreich, werden die zurückgebliebenen Dateien, darunter auch die standardmäßig erzeugte ROOT Datei, gelöscht. Dies ist nötig, da der private Speicherplatz auf dem AFS stärker begrenzt ist.

3.4.2.1. Filelisten

Wie schon zuvor beschrieben ist eine Filelist eine Auflistung von ROOT Dateien, der zu selektierenden Runs. Um ausreichend Statistik zu erhalten ist es nötig einen Großteil der bisher erzeugten Messungen mit einzubeziehen. Je nach Rekonstruktionsalgorithmus sind das etwa 2 000 bis 6 000 Dateien, jede mit Millionen von Ereignissen. Diese alle zu selektieren kann sehr viel Zeit in Anspruch nehmen. Es gibt zwar die Möglichkeit Jobs in mehrere Prozesse (engl. „Threads“) aufzuspalten, allerdings erlaubt das Batch-System nur maximal vier und die Stabilität des Event-Selectors ist wegen möglicherweise korrupter ROOT Dateien nicht gewährleistet. So würde eine einzelne Datei eventuell einen Job zum Absturz bringen, der eigentlich mehrere tausend Runs analysieren sollte. Mit Glück stehen

¹Andrew File System

²Network File System

³CERN Advanced **STOR**age manager

dann zwar einige Daten zur Verfügung, meist sind diese aber nicht lesbar und es geht zu viel Zeit verloren.

Um diesen Prozess zu beschleunigen und weniger fehleranfällig zu gestalten, wurde für diese Arbeit gemeinsam mit Christian Buntin (Buntin, 2011) ein Verfahren entwickelt, das dieses Problem auf einfache Weise löst. So wurde ein Skript geschrieben, das eine zuvor erzeugten großen Liste mit mehreren tausend Runs, in viele kleine mit wenig Pfaden aufspaltet (Anhang Abschnitt D.3). Im Allgemeinen wurden hierbei 10 bis 50 Runs eingefügt. Mit diesen Listen wurden dann, über eines anderes Skript, jeweils eine Instanz des Event-Selectors gestartet (Anhang Abschnitt D.4). Dies beschleunigt die Selektion extrem und der Zeitverlust beim Abbruch in einer einzelnen Liste ist gering. Der Nachteil hierbei ist die große Zahl der erzeugten Dateien⁴, da die erlaubte Anzahl an Dateien im Benutzerverzeichnis limitiert ist. Dass die ROOT Dateien erst zusammengefügt werden müssen ist hingegen kaum ein Problem. ROOT stellt hierfür bereits ein fertiges Programm (*hadd*) zur Verfügung. Einziger Nachteil hierbei ist, dass die Normierung erst nach dem Zusammenfügen erfolgen kann.

So ist es möglich innerhalb von ein bis zwei Tagen tausende von Runs zu selektieren und die Histogramme anschließend einfach zu addieren. Die so erzeugt ROOT Datei kann danach noch bearbeitet (Normierung etc.) werden. Mit nur einer Filelist würde dieser Vorgang Wochen dauern.

Für diese Arbeit wurden rekonstruierte Daten mit der Markierung 530std benutzt. Die Datennahme erfolgte dabei vom 27.Juli bis zum 15.September. Grund für diese Entscheidung war die ausreichende Statistik und Erfahrung in Datennahme und Rekonstruktion. Erste Daten wurden jedoch schon direkt nach dem Start des Shuttles am 16. Mai 2011 aufgenommen.

⁴für jede Liste zwei bis drei

4. Selektion der Ereignisse

Dieses Kapitel beschreibt detailliert welche physikalische Selektion in den Methoden des Event-Selectors (siehe Abschnitt 3.3) vorgenommen wird. Außerdem wird genauer auf zugrundeliegende Physik eingegangen. Zum Abschluss wird anhand des TRD noch ein kurzer Vergleich zweier Selektionsmethoden vorgestellt.

4.1. Schauerbildung im ECAL

Ein Kalorimeter dient in der Elementarteilchenphysik zur Messung von Teilchenenergien. Sein Aufbau ist meist in Absorber und „Auslesematerial“ (i.A. ein Szintillator) unterteilt. Im Absorber verliert das Teilchen seine Energie und wird im Idealfall komplett abgebremst, während der Szintillator die „verlorene“ Energie misst. Da sich je nach Teilchenart die dominierenden Prozesse in einem Kalorimeter unterscheiden, werden sie auf bestimmte Teilchenarten spezialisiert. So gibt es z.B. hadronische (Protonen usw.) und elektromagnetische (e^+/e^-) Kalorimeter (ECAL).

Für hochenergetische *Elektronen bzw. Positronen* (e^\pm) dominiert Bremsstrahlung den Energieverlust im ECAL. Dabei wird ein Teil ihrer kinetischen Energie in Form von Photonen abgegeben. Der Verlust ist proportional zur Energie E des einfallenden e^\pm mit Anfangsenergie E_0 :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad \Rightarrow \quad E = E_0 \cdot e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (4.1)$$

X_0 ist die Strahlungslänge des getroffenen Materials. Sie ist eine charakteristische Größe und gibt an nach welcher Strecke das Teilchen nur noch $\frac{1}{e}$ der ursprünglichen Energie besitzt (AMS-02 ECAL: $X_0 \approx 1$ cm). Da sie durch die Wechselwirkungen mit dem Coulombfeld der Kerne bestimmt wird gilt:

$$X_0^{-1} \propto Z^2 \quad (4.2)$$

Die erzeugten Photonen (freie Weglänge $\frac{9}{7}X_0$) können bei ausreichender Energie Elektron-Positron Paare bilden, die wiederum durch Bremsstrahlung Photonen erzeugen. Auf diese Art entsteht ein elektromagnetischer Schauer aus Elektronen, Positronen und Photonen. In einem einfachen Modell kann man ein in das ECAL eintretendes Photon betrachten, das nach einer Strahlungslänge ein e^+e^- -Paar erzeugt.

Dieses strahlt nach einer weiteren Strahlungslänge ein Bremsstrahlungs-Photon ab, das wiederum durch Paarbildung ein e^+e^- -Paar erzeugt. Somit existieren nach t -Schritten $N(t) = 2^t$ Teilchen. Durch diese Prozesse erreichen die Elektronen schließlich eine kritische Energie E_c bei der die Energieverluste durch Bremsstrahlung identisch mit den durch Ionisation und Anregung des Detektormaterials, beschrieben durch die Bethe-Bloch Formel (Gleichung (4.3)), sind. Diese Verluste sind proportional zum Logarithmus der Energie. Ab diesem Punkt wird der Energieverlust durch Bremsstrahlung schnell vernachlässigbar und der Schauer stoppt sobald die beteiligten Teilchen durch die Absorptionsprozesse nicht mehr verfügbar sind. In diesem Bereich maximaler Teilchenzahl wird auch das Schauermaximum erreicht, das sich mit steigender Teilchenenergien weiter in den unteren Teil des ECAL verschiebt. Da die Photonen der Bremsstrahlung bevorzugt in Flugrichtung abgestrahlt werden und, ist die laterale Ausdehnung des Schauers begrenzt. Sie wird durch den Moliéreradius R_M charakterisiert (AMS-02 ECAL: $R_M \approx 2$ cm). Ein Zylinder um das Zentrum des Schauers mit Radius R_M enthält etwa 90% seiner kompletten Energie.

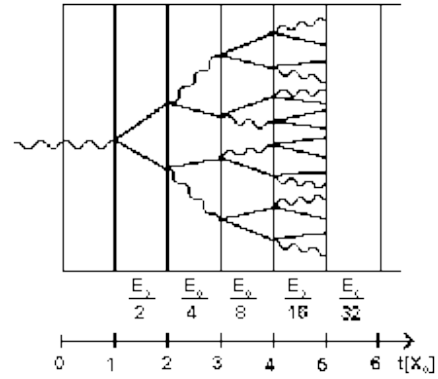


Abbildung 4.1. Einfaches Modell des Aufbaus eines elektromagnetischen Schauers.

Quelle: <http://www.univie.ac.at/pluslucis/FBA/FBA96/Kainhofer/ch3.htm>, Zugriff: 3.10.2011

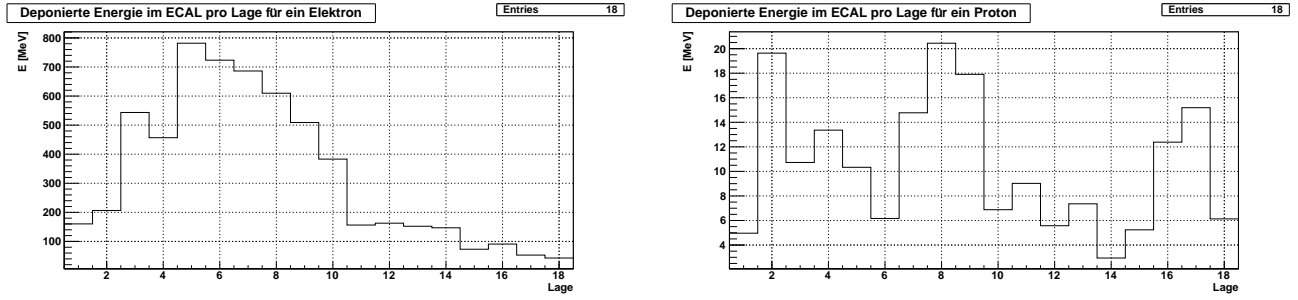
Im Gegensatz zu Elektronen ist bei den schwereren *Protonen* der Energieverlust durch Bremsstrahlung von vornherein vernachlässigbar. Hier sind nicht nur elektromagnetische Prozesse, wie die Ionisation sondern auch hadronische, also starke, Wechselwirkungen dominant. Die Ionisation und Anregung der Atome des Detektormaterials wird analog zu e^\pm durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (4.3)$$

z : Ladung einfallendes Teilchen I, δ : mittleres Anregungspotential und Dichtkorrektur
 m_e, r_e : Masse und klas. Radius Elektron Z, A : Kernladung und Atomasse des Absorbers

Hadronische Schauer jedoch entstehen durch inelastische Streuungen mit den Kernen des Detektors. Dabei werden sekundäre Teilchen wie Pionen, Neutronen und andere Hadronen erzeugt. Die longitudinale Ausdehnung eines hadronischen Schauers ist durch die nukleare Absorptionslänge λ_I charakterisiert, die analog zur Strahlungslänge definiert, aber in den meisten Materialien sehr viel länger ist (AMS-02 ECAL: $\lambda_I \approx 26$ cm). Auch das laterale Profil wird durch den übertragenen transversalen Impuls bei Streuprozessen breiter. Neutrale Pionen können, da sie fast ausschließlich in zwei Photonen zerfallen, einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Es werden allerdings trotzdem nur etwa $\frac{1}{3} - \frac{1}{2}$ der Energie im ECAL deponiert. Beim AMS-02 Experiment wurde außerdem gemessen, dass ungefähr die Hälfte aller Protonen den Detektor durchqueren ohne einen hadronischen Schauer zu erzeugen und Energie nur durch Ionisation verlieren. Im relativistischen Bereich ist der Energieverlust durch Ionisation sogar näherungsweise energieunabhängig. Solche Teilchen werden auch als „MIP¹“ klassifiziert und sollten als sichtbares Signal im Energiespektrum, das mit der rekonstruierten ECAL Energie erstellt wird, zu sehen sein (siehe Abschnitt 5.3.3).

¹engl. **M**inimum **I**onization **P**article



(a) Elektron mit einem Impuls von $6,1 \frac{\text{GeV}}{c}$. Das Schauermaximum und das Stoppen des Schauers ist deutlich zu erkennen. Das Elektron hat praktisch seine komplette Energie im ECAL verloren.

(b) Proton mit einem Impuls von $6 \frac{\text{GeV}}{c}$. Hier ist kein Maximum zu erkennen und auch der Energieverlust des Protons ist im Vergleich zum Elektron sehr gering bei nahezu identischem Impuls \rightarrow MIP.

Abbildung 4.2. Vergleich der Energieverlust pro Lage im ECAL. Es sind nur Treffer berücksichtigt die dem rekonstruierten Schauer zugeordnet wurden. Teilchenidentifikation mit den in Abschnitt 4.2.3 angegebenen Parametern.

Das elektromagnetische Kalorimeter des AMS-02 Experiments wurde so konstruiert, dass es mit seiner Dicke von etwa 16,6 Strahlungslängen, was jedoch nur ca. 0,7 nukleare Absorptionslängen entspricht, auch zur Unterscheidung von e^\pm und Hadronen dienen kann. Abbildung 4.2 zeigt typische Unterschiede bei der Messung eines Elektrons und Protons im elektromagnetischen Kalorimeter des AMS-02. (Gruppen (2008), Vagelli (2011) (v.a AMS-02 Daten))

4.2. Ereignisselektion

Die zusammen mit Christian Buntin erstellte Elektronenselektion basiert auf der zuvor (Abschnitt 4.1) beschriebenen Physik. Aber bevor sie angewandt werden kann, erfolgen zunächst zwei Vorselektionen.

Für die Rekonstruktion der TRD Spur wurde im Rahmen dieser Arbeit der TRDH Algorithmus genutzt. Genaueres darüber ist in Abschnitt 5.3.2 zu finden.

4.2.1. Vorselektion

In einer ersten Stufe werden alle Ereignisse selektiert, bei welchen überhaupt ein Teilchen rekonstruiert werden konnte. Hier wird gefordert, dass mindestens eine Trackerspür existiert. Diese erste Vorselektion findet in *UProcessStatus* (Abschnitt 3.3.2) anhand des Statuswertes statt. Ereignisse die diese Stufe passiert haben, etwas mehr als die Hälfte der ursprünglichen, werden in der weiteren Arbeit oft als „alle“ Events bezeichnet. Pro Ereignis können aber mehrere Teilchen detektiert worden sein. In einem weiteren Schritt werden die „guten“ Ereignisse heraus sortiert. Dies geschieht in *UProcessCut* (Abschnitt 3.3.3). Um als „gut“ klassifiziert zu werden müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

- genau eine rekonstruierte Spur in Tracker und TRD und genau ein Schauer im ECAL
- im TRD mindestens jeweils 3 der Lagen von 1 bis 4 und 17 bis 20 und von Lage 5 bis 16 mehr als 8 getroffen
- mindestens 6 Spurdetektorelemente getroffen
- TRD- und Trackerspür passen zusammen
- der ECAL Schauer muss aus der Spur des Teilchens im Tracker folgen
- positives Beta \rightarrow Teilchen flog von oben durch den Detektor

Damit werden einzelne reine Teilchenspuren selektiert, sie werden im Verlauf dieser Arbeit oft weiterhin als „gute“ oder reine Ereignisse bezeichnet. Ein Ereignis entspricht somit genau einem Teilchen.

Diese Vorselektionen sichern zum einen den reibungsfreien Ablauf des weiteren Programms, zum anderen filtern sie Ereignisse mit bestmöglichen Voraussetzungen zur Rekonstruktion von Ladung, Rigidität und anderen Größen heraus. Etwa 2% aller für diese Arbeit genutzten und in den ROOT Dateien vorhandenen Ereignisse erfüllen die Kriterien dieser Vorselektion.

4.2.2. Studie zur Ereignisselektion

Dieser Abschnitt wurde in Zusammenarbeit mit Christian Buntin erstellt. Motiviert durch die in Abschnitt 4.1 beschriebenen Physik wurden einige grundlegende Selektion für **Elektronen** festgelegt. Diese wird *nach* der Vorselektion angewandt.

- Elektronen sind einfach geladene Teilchen \rightarrow rekonstruierte Ladung = 1
- sie sind negativ geladen \rightarrow rekonstruierter Impuls² < 0 ; bzw. die Rigidität und damit die Krümmung negativ, was allerdings nur nach einer vorhergegangenen Betaselektion ($\beta \geq 0$) sinnvoll ist
- elektromagnetisches Kalorimeter mit etwa 17 Strahlungslängen (Vagelli, 2011), was die Restenergie eines wieder aus dem ECAL austretenden Elektrons minimiert \rightarrow rekonstruierter Anteil unten aus dem ECAL austretender Energie $< 90\%$
- Elektronen deponieren in einem elektromagnetischen Kalorimeter ein Großteil ihrer Energie innerhalb des Moliérerradius \rightarrow in einem Zylinder mit Radius 3 cm deponierter Energieanteil $> 90\%$

Mit Ausnahme des Impulses ist ein **Positron** identisch dazu definiert. Der mit dem Ladungsvorzeichen multiplizierte Impuls muss > 0 sein. Ein Ereignis ist ein **Proton** wenn es weder Elektron noch Positron ist und eine positive Ladung (Impuls > 0) besitzt.

Weitere Details hierzu und eine Verfeinerung der Bedingungen wurden von Christian Buntin in seiner Bachelorarbeit (Buntin, 2011) ausgeführt. Dort werden zusätzliche Bedingungen an ein **Elektron** definiert.

- zwei Schnitte in der Ebene rekonstruierte Energie des ECALs [GeV] über dem Schau-
ermaximum [cm]:
 - $\log_{10}(E_{\text{rekonstruiert}}) > (0.450 \cdot x_{\text{Schauermax}} - 2.306)$
 - $\log_{10}(E_{\text{rekonstruiert}}) > (0.262 \cdot x_{\text{Schauermax}} - 1.224)$
- aufgrund ihrer geringen Masse eine mit dem Impuls vergleichbare Energie:

$$\frac{E_{\text{rekonstruiert}}}{|p|} > 0.8$$

Genauere Erläuterungen und Betrachtungen dieser Selektion sind in Buntin (2011) zu finden. In dieser Arbeit wird nur ein kurzer Vergleich mit der nun folgenden Standardselektion anhand des TRD in Abschnitt 4.2.4 durchgeführt.

4.2.3. Vorläufige Ereignisselektion

Anstatt diese Teilchenselektionen weiter zu optimieren wurde eine vorläufige Standardselektion genutzt. Sie wird nach der Vorselektion angewendet. Dabei sind Elektronen, Protonen und Positronen wie folgt definiert.

²der Betrag des Impulses wird mit dem rekonstruierten Ladungsvorzeichen multipliziert

Elektron

- Impuls $< -0,5 \frac{\text{GeV}}{c}$ (rekonstruierte Trackerspür)
- **rekonstruierte ECAL Parameter**
- Energie $> 0,5 \text{ GeV}$
- rekonstruierter Anteil der Energie des Teilchens, der unten aus dem ECAL austritt $< (0.08 + 0.025 \cdot \log(E_{\text{rekonstruiert}}))/1.25$
- Lage des Schauermaximums in cm $< (1.2 \cdot \log(E_{\text{rekonstruiert}}) + 6.5) \text{ cm}$
- 98,5% der deponierten Energie im ECAL liegen in einem Zylinder mit Radius 5 cm
- Verhältnis von rekonstruierter Energie und Impuls: $100 > \frac{E_{\text{rekonstruiert}}}{|p|} > 0,75$
- χ^2 der Profil Anpassung < 10 und χ^2 der Richtung < 5

Positron

- selbe ECAL Bedingungen wie Elektron
- Impuls $> 2 \frac{\text{GeV}}{c}$

Proton

- kein Elektron \rightarrow ECAL Bedingungen für ein e^- sind nicht gemeinsam erfüllt
- einfache Ladung
- Impuls $> 0,2 \frac{\text{GeV}}{c}$
- Verhältnis von rekonstruierter Energie und Impuls: $\frac{E_{\text{rekonstruiert}}}{|p|} < 0,5$

Wenn in dieser Arbeit bei einer Proton, Elektron oder Positron Auswahl nicht explizit eine spezielle Selektion genannt wird, ist diese Standardselektion gemeint oder angewendet worden.

4.2.4. TRD ADC³-Amplituden und Vergleich der Selektionen

Einer der Schwerpunkte des TRD liegt in der Unterscheidung von Protonen zu Positronen und Elektronen. Seine physikalischen Eigenschaften wurden schon in Abschnitt 1.3.2 dargestellt. In diesem Abschnitt wird nun genauer auf die Analyse der Signale eingegangen.

Die alleinige Ionisation des Teilchens bewirkt einen Peak bei niedrigen ADC-Amplituden. Aufgrund der emittierten Übergangsstrahlung im Röntgenbereich bei Elektronen und Positronen entsteht ein zweites Maximum im ADC-Spektrum. Dieses liegt bei größeren Energien, dementsprechend bei höheren Kanälen und ist deutlich kleiner und breiter. Da die Signale der Übergangsstrahlung aber den immer vorhandenen Ionisationspeak des Durchgangs eines geladenen Teilchens überlagern, verschiebt sich dieses Maximum, also die am Wahrscheinlichsten erzeugte Amplitude, bei e^\pm höheren Kanälen. Dies ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Das Maximum der Zählraten liegt dementsprechend für Elektronen, aber auch schweren Kernen, aufgrund ihrer großen Ladung, bei höheren ADC-Amplituden als für Protonen. Gemeinsam mit der größeren Wahrscheinlichkeit höhere ADC-Kanäle zu „treffen“, wird der Elektron Peak kleiner⁴. In dieser Auftragung wurde das Pedestal, also das

³engl. Analog-to-Digital Converter = analog-digital Wandler

⁴Die Histogramme sind auf die Gesamtzahl an Treffern normiert, was diesen Eindruck erzeugt.

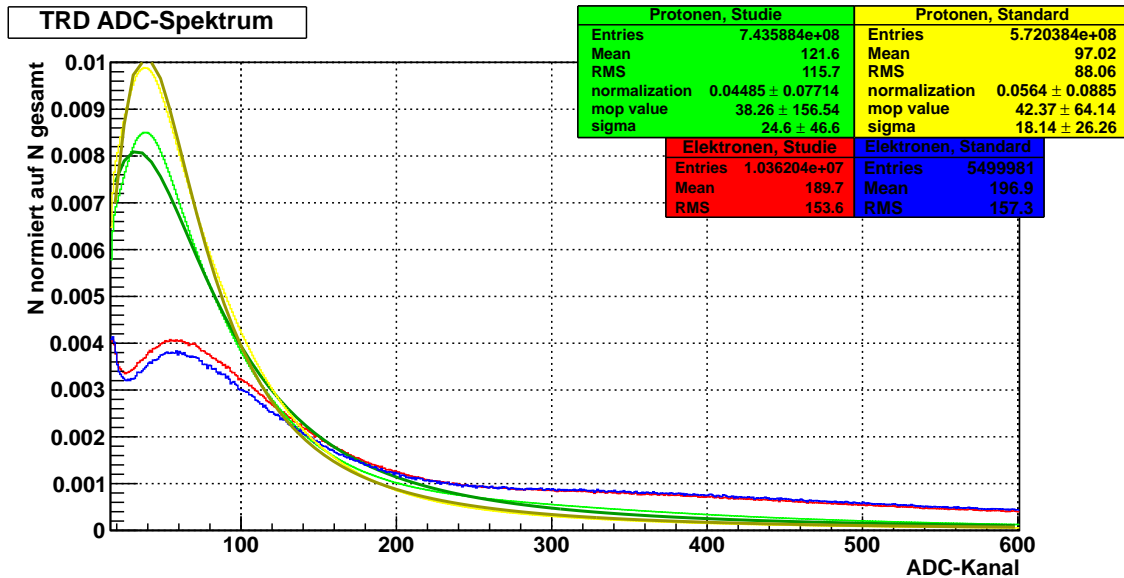


Abbildung 4.3. TRD Amplituden: Vergleich von Selektionsstudie und Standardselektion. Das Rauschen der Elektronik (Pedestal) unterhalb von Kanal 16 wurde abgeschnitten und die Ereigniszahl pro Bin auf die Gesamtzahl an Ereignissen normiert. Der von der Übergangsstrahlung verursachte Peak in den Elektronenselektionen ist nur schwer zu erkennen. An die Protonenselektion wurde eine Landaufunktion angepasst (Jeweils die dunklere Kurve).

Rauschen der Elektronik bei niedrigen Amplituden, abgeschnitten. Ein Vergleich per Auge zeigt ähnliche Verläufe bei beiden Teilchen. Die Selektionsstudie funktioniert somit qualitativ. Es werden überwiegend Elektronen/Positronen bzw. Protonen selektiert, sonst hätten sich die Peaks, insbesondere bei den Elektronen (da hier weniger Ereignisse registriert wurden), deutlich im Vergleich zur Standardselektion verschoben. Nur bei Protonen ist schon in dieser Darstellung eine Verunreinigung durch Elektronen, oder wahrscheinlicher durch Positronen und schweren Kernen, zu erkennen. In der Studie ist das Maximum zu Beginn kleiner als in der Standardselektion, da bei höheren ADC-Amplituden ein höherer Anteil an Treffern registriert wurde. Auch der berechnete Mittelwert zeigt, dass im Gegensatz zur Standardselektion der Peak nach rechts verschoben worden ist. Dies ist genau das Verhalten, welches für Elektronen/Positronen oder schwere Kerne erwartet wird. Da sich schon anhand dieser einfachen Mittelwerte zeigen lässt, dass die Standardselektion scheinbar eine bessere Teilchendiskriminierung bietet als die angesprochene Studie, wurde nur sie in der weiteren Arbeit benutzt.

Das Spektrum, welches durch eine Ionisation ohne Übergangsstrahlung entsteht, folgt nach Abzug des Pedestals einer Landau-Verteilung. Wenn eine solche an das Histogramm angepasst wird, kann die genaue Position des Maximums bestimmt werden. Auch bei geringer Ionisation durch Übergangsstrahlung, z.B. bei Protonen, funktioniert dieser Fit durch das Vernachlässigen höherer Amplituden immer noch. Bei Elektronen müsste zunächst der Anteil der Übergangsstrahlung subtrahiert werden. Ein Beispiel für eine solche Anpassung einer Landau-Verteilung an das ADC-Spektrum von Protonen ist Abbildung 4.4. Die für dieses Histogramm verwendeten Daten entstammen einem Strahltest am CERN, weshalb die Reinheit, abgesehen von Verunreinigungen durch Pionen, die im TRD ähnliches Verhalten wie Protonen zeigen, recht hoch ist. Auch in Abbildung 4.3 wurde eine solche Anpassung vorgenommen. Anhand der Fehler des „MOP“ Wertes, aber auch schon durch die alleinige Betrachtung der Kurven, ist zu erkennen, dass die Protonenselektion der Studie deutlich vom erwarteten Verlauf abweicht, während der Fit an die Standardselektion dem Spektrum folgt. Grund ist die Positron Verunreinigung in der Studie zur Selektion, die allerdings auch mehr auf die Betrachtung von Elektronen konzentriert war.

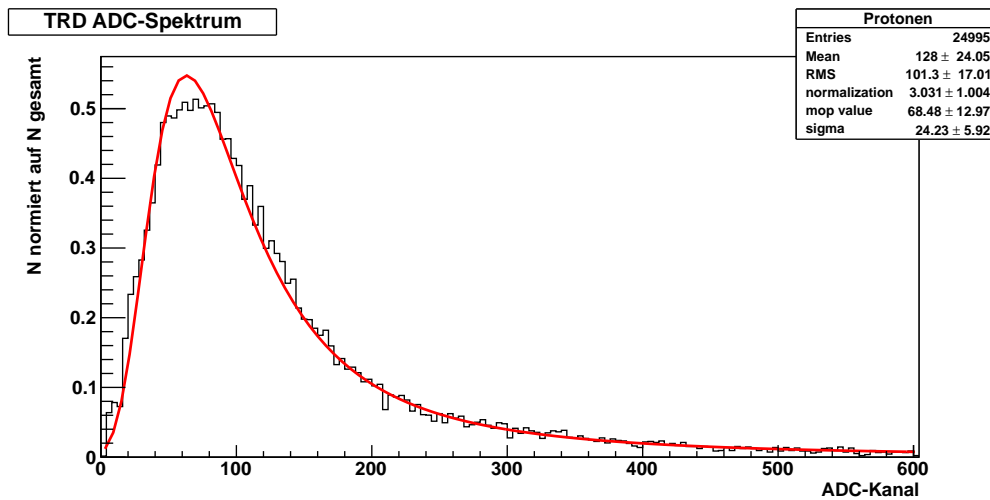


Abbildung 4.4. Fit einer Landau-Verteilung an das Ionisationsspektrum von Protonen. Das Pedestal wurde schon bei der Rekonstruktion entfernt. Der „mop value“ (engl. **most probable value**) steht für den wahrscheinlichsten Wert, also das Maximum in der Verteilung und darf nicht mit dem Mittelwert verwechselt werden!

Kalibration

Notwendig ist ein solcher Fit bei der Kalibration des TRD. Bisher wurden zur Analyse nur ADC-Amplituden genutzt, da diese Kalibration noch nicht abgeschlossen ist. Prinzipiell lässt sich zwar jedem Kanal eine Energie zuordnen, jedoch ist die Bestimmung eines Umrechnungsfaktors nicht trivial. Er ist von der Anzahl der ionisierten Elektronen in den Gaszählrohren und deren Energie abhängig. Diese Eigenschaften wiederum werden von der Geschwindigkeit des Teilchens, der Pfadlänge im Rohr und dem sogenannten „Gas Gain“ bestimmt. Der „Gas Gain“ beschreibt wie stark die Ionisationselektronen durch das elektrische Feld im Zählrohr beschleunigt werden, was zu einer Verschiebung des Maximums (MOP) führt. Seine Bestimmung ist die größte Herausforderung bei der Kalibration des TRD, da er von mehreren Faktoren abhängig ist, die sich kaum kontrollieren lassen und auch zeitlich variieren. Der „Gas Gain“ wird beeinflusst von (Heil, 2011):

- der Hochspannung die am Draht im Zählrohr anliegt
höhere Spannung → stärkeres Signal
- der Zusammensetzung des Gases (CO₂ Beimischung bewirkt eine Dämpfung)
höherer Xenon Anteil → stärkeres Signal
- der Dichte der Gasmischung, die wiederum von der Temperatur abhängt
höhere Dichte → kleineres Signal

Der „Gas Gain“ ist dabei nicht im kompletten Subdetektor konstant, sondern unterscheidet sich in den einzelnen Gaskreisläufen und Rohrpositionen. Er kann sogar innerhalb eines einzelnen Zählrohres schwanken, wenn dieses z.B. Temperaturschwankungen ausgesetzt ist. Ein anderes Problem ist die Diffusion des Gases. Im Vakuum des ALLS ist kein Behälter absolut dicht, denn durch die Oberfläche kann immer Gas hinaus diffundieren. Da CO₂ Moleküle kleiner als Xenon Atome sind, sinkt ihre Dichte und somit ihr Anteil an der Mischung schneller. Abbildung 4.5 verdeutlicht die starken Schwankungen im wahrscheinlichsten Wert (MOP oder MPV) für die ADC-Amplitude.

Bei Abgabe dieser Arbeit wird eine erste Version der Kalibration des TRD in die AMSRoot Software implementiert sein. Verbesserungen sind in Arbeit und werden noch einige Zeit

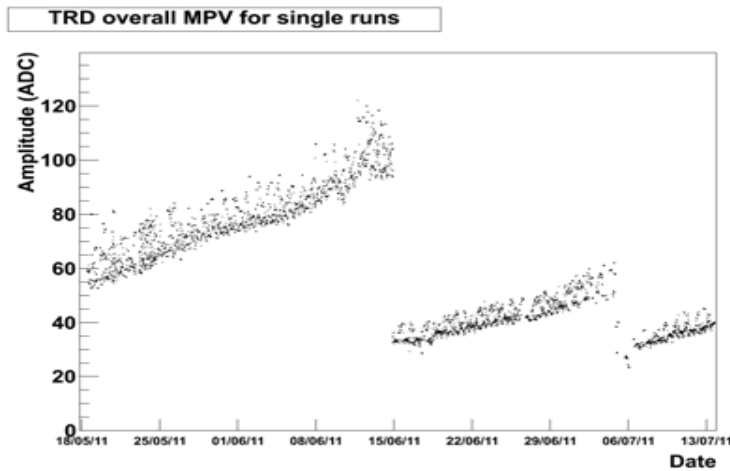


Abbildung 4.5. Verlauf des MPV (engl. **m**ost **p**ropable **v**alue = wahrscheinlichster Wert) innerhalb von etwa zwei Monaten (Heil, 2011). Der erste Abfall entstand durch das nachfüllen von Gas, der zweite durch eine Regelung der Hochspannung. Der ständige Anstieg wurde durch die Gasdiffusion verursacht.

in Anspruch nehmen. Z.B. ist nur mit ausreichender Statistik eine Anpassung der Landau-Funktion an das Histogramm möglich. Bei zu langer Datennahme wird die Kalibration allerdings wieder ungenau. Hier gilt es einen sinnvollen Kompromiss zu finden. Insbesondere im äußeren Teil des TRD, wo die Zahl an Spuren, die den gesamten Detektor passieren (es werden ECAL Daten zur Kalibration benötigt), sehr gering ist, wäre der Zeitraum über den man betrachten würde viel zu groß. Aus diesem Grund werden Daten aus dem betroffenen Bereich des TRD nicht kalibriert.

5. Kosmische Strahlung im Erdmagnetfeld

Die solare Modulation verändert, wie in Abschnitt 1.1 beschrieben, das Spektrum der kosmischen Strahlung. Da auch die Erde ein Magnetfeld besitzt ist zu erwarten, dass es ebenfalls die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung beeinflusst. In diesem Kapitel wird, nach einer theoretischen Betrachtung des Erdmagnetfeldes, dessen Auswirkung beschrieben und eine qualitative Analyse der AMS-02 Messdaten erfolgen.

5.1. Erdmagnetfeld

Das Magnetfeld der Erde kann außerhalb der Oberfläche als Dipol angenähert werden, auch wenn Multipolelemente vorhanden sind. Seine Achse ist etwa $11,5^\circ$ gegenüber der geographischen Rotationsachse geneigt und um 350 km aus dem Erdmittelpunkt verschoben. Somit liegen die magnetischen und geographischen Pole nicht übereinander, was bei den in diesem Kapitel gezeigten Plots deutlich zu sehen ist. Des weiteren ist die Feldstärke an den magnetischen Polen größer als am Äquator, da, bildlich gesehen, die Feldlinien am Äquator weiter auseinander liegen. Das Erdmagnetfeld dehnt sich weit in den Weltraum aus, sein Einflussbereich wird als Magnetosphäre bezeichnet. Sie ist durch eine scharfe Grenze, der Magnetopause, vom Rest des Alls getrennt. Hier trifft der Sonnenwind, ein Plasma geladener Teilchen, auf das abschirmende Erdmagnetfeld und verformt es. In Richtung Sonne wird es zusammengepresst, auf der abgewandten Seite zu einem langen Schweif ausgedehnt (siehe Abbildung 5.1). Die Ausdehnung ändert sich dabei je nach Sonnenaktivität. Wenige Erdradien vor der Magnetosphäre bildet der Sonnenwind eine stehende Schockwelle aus, an der das Plasma abrupt abgebremst wird und auch für einen Abfluss von Teilchen entlang der Magnetosphäre sorgt (Walt, 2005). Dieser Aufbau entspricht dem der Heliosphäre.

Als Ursprung für das Erdmagnetfeld scheiden stationäre Lösungen aus. Die Temperaturen im Erdinnern liegen oberhalb der Curie Temperatur, was Ferromagnetismus ausschließt. Ein durch Strom induziertes Feld ohne Energiezufuhr wäre aufgrund des ohmschen Widerstandes immer schwächer geworden und nach höchstens 100 000 Jahren kaum mehr messbar. Geologische Untersuchungen¹ lassen auf ein deutlich höheres Alter des Erdmagnetfeldes schließen. Heutzutage geht man davon aus, dass das Magnetfeld durch Konvektionsströme im flüssigen Teil des Erdkern aufrechterhalten wird. Hier werden große

¹von z.B. erstarrter, magnetisierter Lava (Paläomagnetismus)

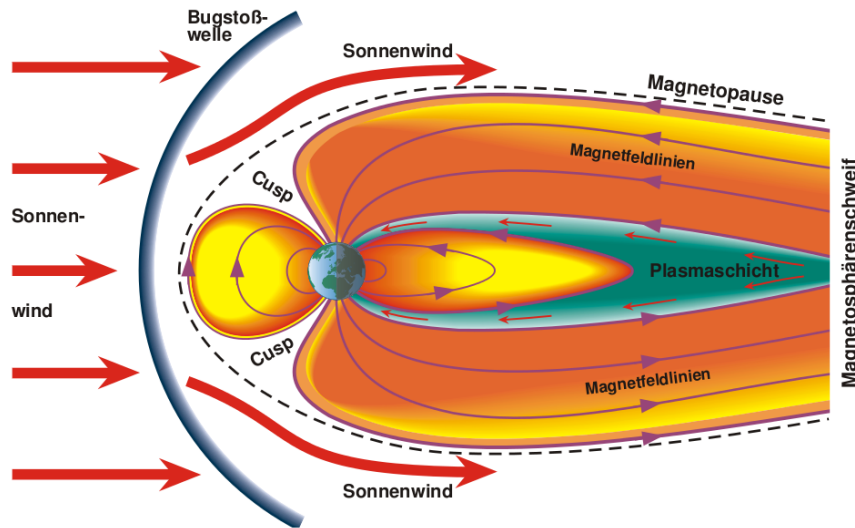


Abbildung 5.1. Stark vereinfachte Darstellung der Erdmagnetosphäre. Die Sonne befindet sich auf der linken Bildseite (Schlegel & Woch, 2005).

Mengen leitende Schmelze (v.a. Eisen) durch ein Magnetfeld bewegt. Da in gut leitfähigen Materialien die Feldlinien „eingefroren“ sind, werden sie mitgezogen. Durch neu entstehende, geschlossene Feldlinien wird wieder ein Strom induziert. Eine Wiederholung dieser Störung kann ein Magnetfeld erzeugen, welches das ursprüngliche verstärkt. Dieser selbst-erhaltende magnetohydrodynamischer Dynamo wird oft auch als „Geodynamo“ bezeichnet. Über kosmologische Zeiträume hinweg kann so ein stabiles Feld aufrecht erhalten werden. Allerdings unterliegt es trotzdem zeitlichen Schwankungen und kann sich wiederholt umpolen. Insbesondere der magnetische Süd- bzw. Nordpol wandert pro Jahr bis zu 40 km (Christensen & Tilgner, 2002; Müller & Stieglitz, 2003). Magnetische Mineralien in der Kruste und geladene Teilchen in der Erdatmosphäre (siehe Abschnitt 5.1.2) sorgen zusätzlich zu dem auch an der Oberfläche vorhandenem Multipolmomenten für Anomalien im Erdmagnetfeld.

Da die kosmische Strahlung aus geladenen Teilchen besteht, wirkt sich das Erdmagnetfeld auch auf sie und ihr Spektrum aus. Insbesondere verhindert es, dass Teilchen mit bestimmten Bahnen und Energien die Erde erreichen. Dies wurde schon in der Einleitung Abschnitt 1.1 erwähnt und wird im folgenden genauer erläutert.

5.1.1. Geomagnetischer Cutoff

Eine grundlegende qualitative Betrachtung der Auswirkungen des Erdmagnetfeldes lässt sich schon mit einfachen Mitteln durchführen. Die Bewegung eines Teilchens in einem magnetischen Feld wird durch die Lorentzkraft beeinflusst. Sie wird durch die allgemein bekannte Gleichung

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.1)$$

beschrieben. Ein sich parallel zu den magnetischen Feldlinien bewegendes geladenes Teilchen wird nicht abgelenkt. Hat es jedoch eine Komponente senkrecht dazu, wird es auf eine Kreis- bzw. Spiralbahn um die Magnetfeldlinien gezwungen. Der Radius, auch Gyroradius oder Larmor-Radius genannt, ist dabei abhängig von der Rigidität des Teilchens.

Im Bezug auf die Erde bedeutet dies, dass ein senkrecht zur Erdoberfläche einfallendes Teilchen an den Polen kaum vom Magnetfeld beeinflusst wird, die Feldlinien stehen hier senkrecht auf der Oberfläche. Am Äquator hingegen, wo das Magnetfeld parallel zur Erdoberfläche verläuft, kann ein Teil der kosmischen Strahlung mit geringer Rigidität niemals

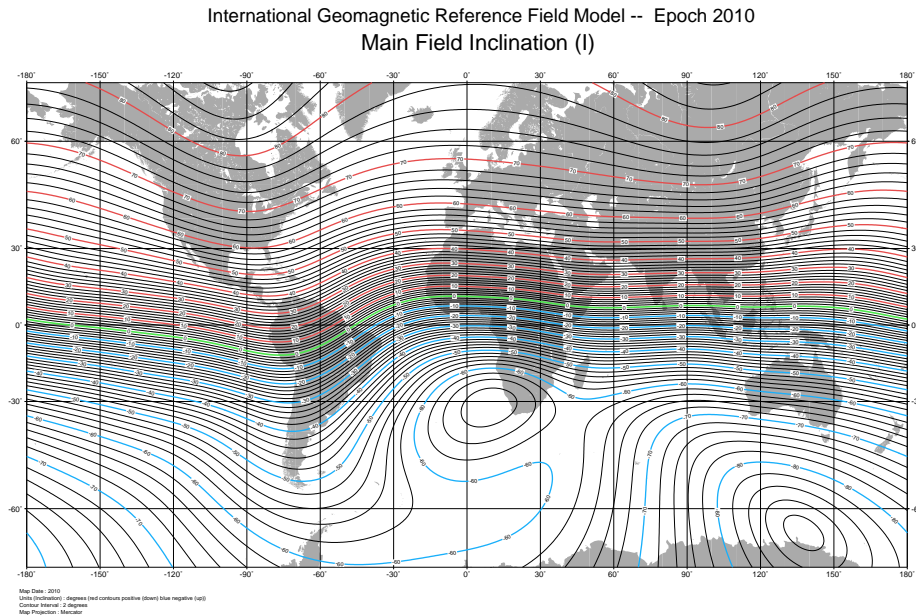


Abbildung 5.2. Karte mit Linien gleicher Inklination. Am magnetischen Äquator liegen die Magnetfeldlinien parallel zur Oberfläche ($\rightarrow 0^\circ$), an den magnetischen Polen stehen sie senkrecht darauf ($\rightarrow 90^\circ$). Dehnt man die Erdkugel aus, stimmen diese Winkel nicht mehr, geben aber immer noch eine Vorstellung vom Grund des Absinkens des Cutoffs bei größeren Breiten.

Quelle: NOAA/NGDC:<http://www.ngdc.noaa.gov/wist/magfield.jsp>, Zugriff: 15.9.2011

die Atmosphäre erreichen. Zwischen diesen beiden Extremen lässt sich das Magnetfeld in einen Anteil parallel und senkrecht zur Oberfläche aufspalten. Der parallele Anteil nimmt zum magnetischen Äquator hin immer weiter zu. Nur wenn der Gyroradius ausreichend groß wird, erreicht ein in die Magnetosphäre eintretendes Teilchen einen bestimmten Ort, z.B. einen Detektor. Die minimale Rigidität (siehe Abschnitt 1.3.3), die ein Teilchen besitzen muss um diese Position innerhalb der Magnetosphäre zu erreichen, wird als geomagnetischer Rigiditäts Cutoff bezeichnet. Am Äquator ist er folglich maximal, während er an den Polen nahezu verschwindet. Seine Ortsabhängigkeit in allen 3 Koordinaten² ist mehreren bereits erwähnten Faktoren geschuldet. So gibt die Inklination an, in welchem Winkel die Feldlinien die Erdoberfläche schneiden und ist damit ein Maß für den parallelen Anteil des Feldes, der Hauptverantwortlich für die Ablenkung ist. Abbildung 5.2 zeigt eine Karte mit Isoklinen, Linien gleicher Inklination. Außerdem nimmt die Feldliniendichte und damit die Stärke des Magnetfeldes mit steigender Entfernung von der Erde ab, ist aber auch, aufgrund der Verschiebung des Dipolfeldes zu den geographischen Koordinaten, abhängig von Längen- und Breitengrad. Insbesondere liegt der Cutoff für im westlichen Teil der Erde³ gemessene Teilchen niedriger, als der für im Osten gemessene, wofür die Verschiebung des Dipolzentruns aus dem Erdmittelpunkt verantwortlich ist. Ein anderer Ost-West Effekt entsteht durch die ladungsabhängige Ablenkung der kosmischen Strahlung. So ist es möglich, dass ein positiv geladenes Teilchen, das an der Erde vorbeifliegen würde, aufgrund des Magnetfeldes doch noch die Atmosphäre trifft. Ein negatives Teilchen auf derselben Bahn hingegen, würde nur noch weiter von der Erde weg gelenkt werden. Für eine Bahn aus umgekehrter Richtung sind die Rollen vertauscht. Da die kosmische Strahlung zum Großen Teil aus Protonen besteht, existiert eine Ost-West-Asymmetrie in

²geographische Länge und Breite, sowie der Radius (Abstand vom Erdmittelpunkt)

³gemeint ist westlich von Greenwich

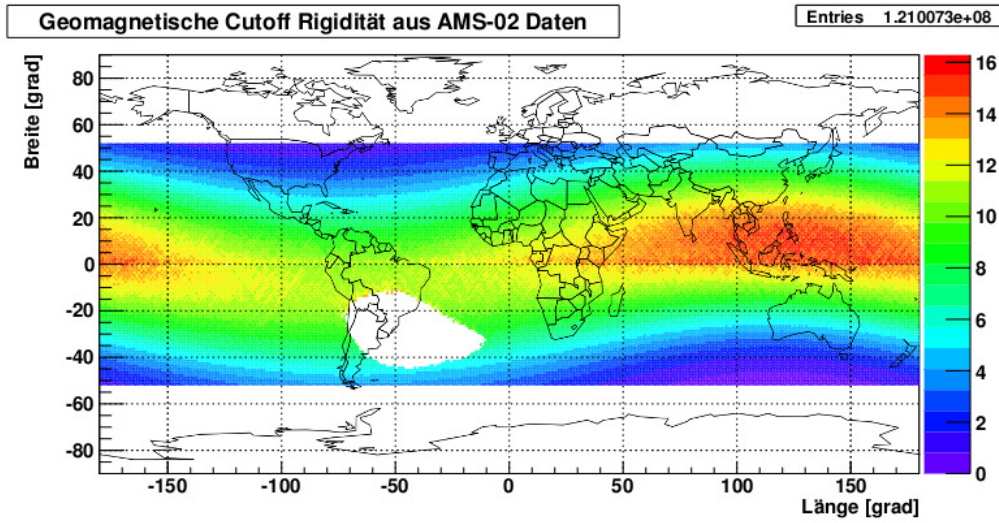


Abbildung 5.3. Der gemittelte Rigiditäts Cutoff aller Ereignisse eines Bins. Der Wert für ein Event ist in den rekonstruierten AMS-02 Daten verfügbar, berechnet in einer Dipolfeldnäherung. Die Schwankung der ISS-Flughöhe (zwischen ca. 320 – 410 km) ist minimal und wurde vernachlässigt.

Die Ost-West Abhängigkeit des Cutoffs und die Verschiebung der magnetischen Pole im Bezug zu den geographischen ist deutlich zu sehen. Außerdem lässt sich der Zusammenhang mit der Inklination (siehe Abbildung 5.2) erkennen.

ihrem Fluss. Das heißt, der Cutoff ist abhängig vom Winkel mit dem ein Teilchen in das Erdmagnetfeld eintritt, was aber nur beobachtbar ist, wenn eine Bahn rekonstruiert oder zumindest der Einfallswinkel im Detektor mit aufgetragen wird. Berechnen lassen sich solche Prozesse für ein einfallendes Teilchen nur schwer. Man müsste alle möglichen Bahnen beachten, auf denen es die Erde treffen könnte. Einfacher ist es ein Teilchen zu simulieren, das aus dem Erdmagnetfeld entkommt. Somit muss es für ein identisches Teilchen mit derselben Rigidität, aber entgegengesetzter Ladung und Geschwindigkeit möglich sein auf dieser Bahn eingefangen zu werden (Futagami et al., 1999). Da allgemein die entstehenden Bahnen recht kompliziert sein können und auch über mehrere Schleifen die Erde bzw. einen Detektor erreichen, existiert der geomagnetische Cutoff keinesfalls als eine scharfe Grenze. Unterhalb eines absolut verbotenen Rigiditätsbereichs existieren eine Vielzahl erlaubter und nicht erlaubter Trajektorien. Dieser Bereich wird als Penumbra⁴ bezeichnet (Smart & Shea, 2005). In dieser Arbeit werden die Auswirkungen des Cutoff ausschließlich qualitativ betrachtet. Hierfür ist insbesondere die absolute Cutoff Rigidität wichtig, weshalb der Penumbra nicht detailliert betrachtet wird. Für senkrecht zur Erdoberfläche einfallende Teilchen ohne Beachtung des Penumbra lässt sich die Cutoff Rigidität mittels der Stoermer Formel recht einfach abschätzen:

$$R_C \geq 14,9 \text{ GV} \cdot \cos^4 \lambda \quad (5.2)$$

In Abbildung 5.3 ist die Ortsabhängigkeit des Rigiditäts Cutoff aufgetragen, gemittelt für alle Flughöhen des AMS-02 und Einfallswinkel der Teilchen. Dieser variiert allerdings, aufgrund der in Abschnitt 4.2.1 geforderten kompletten Ein-Teilchenspur Bedingungen, nur in einem geringfügigen Bereich.

5.1.2. Van-Allen-Gürtel

Um 1958 wurde mit Hilfe der Explorer Satelliten der NASA Bereiche mit geladenen Teilchen innerhalb der Erdmagnetosphäre registriert. Sie werden nach ihrem Entdecker als

⁴lat. für Halbschatten

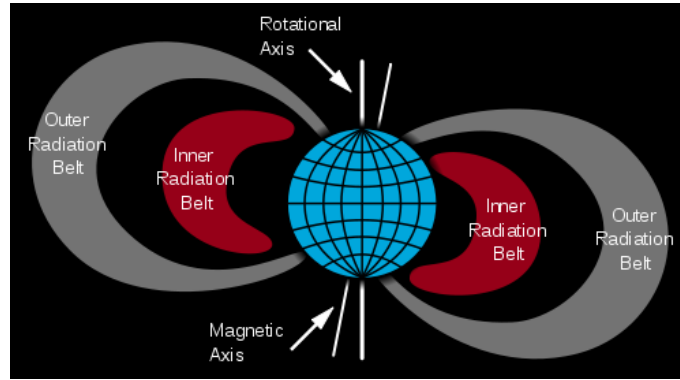


Abbildung 5.4. Schematische Darstellung der Van-Allen-Gürtel.

Quelle: http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/0/02/Van_Allen_radiation_belt.svg, Zugriff: 6.9.2011

Van-Allen-Gürtel bezeichnet und umgeben die Erde in zwei Doughnut ähnlichen Strukturen (siehe Abbildung 5.4). Hier sind niederenergetische Teilchen aus der kosmischer Strahlung und durch Stoßprozesse entstehende Sekundärteilchen eingefangen. Wie in Abschnitt 5.1.1 beschrieben, rotieren geladene Teilchen um die Magnetfeldlinien (Gyroration). Eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld resultiert in einer Bewegung entlang den Feldlinien zu einem der magnetischen Pole. Eine Herleitung der Bewegung in einem zeitlich konstantem, aber inhomogenen Magnetfeld liefert für nicht relativistische Teilchen folgende Ausdrücke für die Geschwindigkeit des Zentrums der Gyroration⁵ (Walt, 2005).

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{v_{\perp}^2}{B} (\nabla B)_{\parallel} \quad (5.3)$$

$$v_{\perp} = \hat{B} \times \left(\frac{m \cdot v_{\perp}^2}{2q \cdot B^2} \nabla B + \frac{m}{Bq} v_{\parallel}^2 \frac{\partial \hat{B}}{\partial s} \right) \quad (5.4)$$

Diese Näherung ist ausreichend um die Bewegungen qualitativ zu beschreiben. Das inhomogene Feld der Erde wird an den Polen stärker, da die Magnetfeldlinien zusammenlaufen, und besitzt somit einen großen Gradient, der die Teilchen nach Gleichung (5.3) reflektiert. Solche Umkehrpunkte werden auch als magnetische Spiegel bezeichnet und führen zu einer Oszillation der gefangenen Teilchen zwischen den beiden Polen. Zusätzlich entsteht durch das Magnetfeld in einfacher Dipolnäherung ein Drift parallel zum magnetischen Äquator, also senkrecht zu den Magnetfeldlinien, beschrieben durch Gleichung (5.4). Die antiproportionale Abhängigkeit von der Ladung hat zur Folge, dass Teilchen mit unterschiedliche Ladungsvorzeichen in entgegengesetzte Richtungen wandern. Abbildung 5.5 vermittelt einen Eindruck des Einfangprozesses.

Da das reale Erdmagnetfeld zusätzlich noch Multipolkomponenten besitzt, ist der Prozess ungleich komplizierter und die Teilchen sind nur in bestimmten Bereichen, den Van-Allen-Gürteln, bis zu einem gewissen Maß stabil eingefangen. Durch Stöße und Unregelmäßigkeiten im Magnetfeld können sie den Strahlungsgürteln entkommen. Insbesondere auf der Nachtseite der Erde, im Bereich des Schweifs der Magnetosphäre, existieren quasi offene Feldlinien, entlang denen Teilchen entkommen. Als Auswirkungen der Van-Allen-Gürtel kann an der Erdoberfläche eine Abschwächung des Erdmagnetfeldes gemessen werden. Die gefangenen geladenen Teilchen stellen einen Strom dar, der ein Magnetfeld induziert, das dem der Erde entgegengesetzt ist.

⁵Das Feld wird in der Umgebung des Zentrums der Rotation des Teilchens mit einer Taylorreihe angenähert. \parallel beschreibt die Richtung parallel zu den Feldlinien, ρ ist der Gyroradius, B das Magnetfeld, Ω die Winkelgeschwindigkeit der Rotation und $\frac{\partial \hat{B}}{\partial s}$ ein Maß für die Krümmung der Feldlinie.

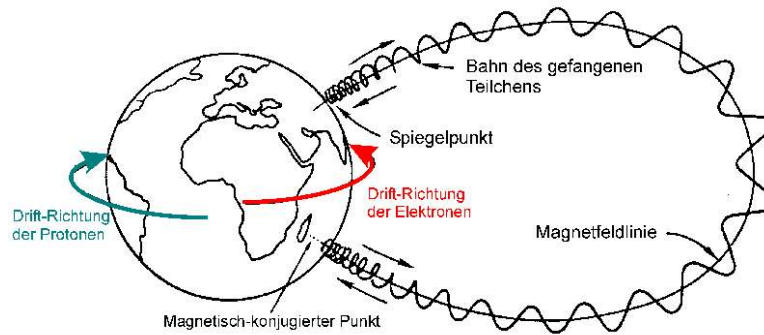


Abbildung 5.5. Darstellung der Spiegelung und des Drifts von geladenen Teilchen im Erdmagnetfeld (Schlegel & Woch, 2005).

Der äußere Van-Allen-Gürtel reicht von etwa 18 000 – 30 000 km ins All. Hier sind hauptsächlich Elektronen gefangen. Aufgrund seiner Entfernung wird er bei einer direkten Messung des Spektrums mit AMS-02 nicht registriert. Auch der innere Gürtel liegt im Durchschnitt immer noch oberhalb der ISS Flughöhe bei etwa 600 – 6 000 km und enthält vorwiegend Protonen. Stöße mit Molekülen der Atmosphäre bremsen „zu tief fliegende“ Teilchen ab. Die typischen Energien der Elektronen liegen bei einigen MeV, bei Protonen sind es bis zu mehreren hundert. Der innere Ring besteht, soweit bekannt, vor allem aus sekundären Teilchen, die bei inelastischen Stößen der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre entstehen (Plyaskin, 2008).

An einem Punkt, der Südatlantischen Anomalie (SAA⁶), liegt der Spiegelpunkt der stabil eingefangenen Teilchen aufgrund des schwachen Magnetfeldes aber nur bei etwa 250 km. Hier ist bei einer Messung mit AMS-02 ein extrem hoher Fluss an niederenergetischen⁷ Protonen zu erwarten. Viele Satelliten und Detektoren⁸ werden in diesem Bereich teilweise abgeschaltet um Beschädigungen zu vermeiden. Grund für diese Anomalie ist die schon oft erwähnte (Abschnitt 5.1) Verschiebung des Dipols im Bezug auf den Erdmittelpunkt.

5.2. Einführung Rektangularprojektion

In diesem Abschnitt werden zunächst die benötigten Grundlagen erklärt, die für das Verständnis der Plots wichtig sind. Anschließend werden die erstellten Grafiken gezeigt und im Bezug auf die Auswirkung des Magnetfeldes erläutert.

Sämtliche Plots der Zählrate von Ereignissen bzw. Teilchen in direkter Abhängigkeit der Position von AMS-02, werden als 2D Histogramme mit Farbskala dargestellt. Dabei wird die geographische Breite über Länge aufgetragen und das GTOD Koordinatensystem genutzt (siehe Abschnitt 5.2.1). Dies ermöglicht es zur Orientierung eine Weltkarte über die Plots zu legen. Zur besseren Übersicht wurden alle Winkelangaben in das Gradmaß umgerechnet⁹. Diese Art der Darstellung erlaubt es zwar die Erdoberfläche in einer rechteckigen 2D Grafik zu zeichnen, verzerrt sie aber. Ein solcher Kartentyp wird auch als Rektangularprojektion oder Plattkarte bezeichnet. Das Problem der Flächenverzerrung wird in Abschnitt 5.2.1.1 genauer erörtert.

5.2.1. GTOD Koordinatensystem

Eines für diese Art der Darstellung übliche Koordinatensystem, und auch in den Daten verwendete, ist das Greenwich True of Date (GTOD) Koordinatensystem. Sein Ursprung

⁶engl. **S**outh **A**tlantic **A**nomaly

⁷für AMS ist insbesondere der Bereich oberhalb weniger GeV interessant

⁸z.B. ROSAT (**R**Oentgen **S**ATellite)

⁹ $[grad] = \frac{[rad] \cdot 180}{\pi}$

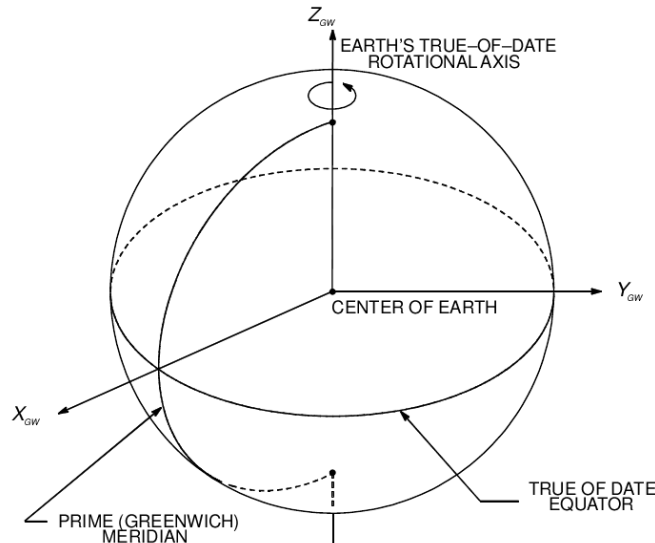


Abbildung 5.6. Der Aufbau des GTOD Koordinatensystems. GW steht für Greenwich, womit der Nullmeridian gemeint ist. (International Space Station Program, 2001)

liegt im Erdmittelpunkt, die Äquatorialebene ist identisch zur x-y Ebene. Die z-Achse steht senkrecht darauf und zeigt in Richtung Norden, die x-Achse zum Nullmeridian (Greenwich-Meridian) und die y-Achse vollendet ein rechtshändiges Koordinatensystem (siehe Abbildung 5.6). Die Winkel der entsprechenden und hier verwendeten Polarkoordinaten sind für Positionen fast wie gewohnt definiert. Die Länge wird von der x-Achse Richtung Osten positiv und Richtung Westen negativ gemessen bis $\pm\pi$. Dazu analog die Breite nach Norden positiv, nach Süden negativ bis $\pm\frac{\pi}{2}$. Der Radius ist die Entfernung zum Erdmittelpunkt. (International Space Station Program, 2001)

Dieses Koordinatensystem folgt also der Erdrotation, was die graphische Darstellung Umlaufbahn der ISS zunächst etwas ungewohnt erscheinen lässt. Abbildung 5.7 wurde mit Hilfe einer Simulation erzeugt. Als Ausgangspunkt wird ein festes kartesisches Koordinatensystem verwendet, das zunächst mit einem festen Winkel, der die Bahnneigung der ISS gegenüber dem Äquators angibt (Inklination: 51.6417°), um die x-Achse gedreht wird und dann mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ($\hat{=}$ Erdrotation) um die z-Achse.

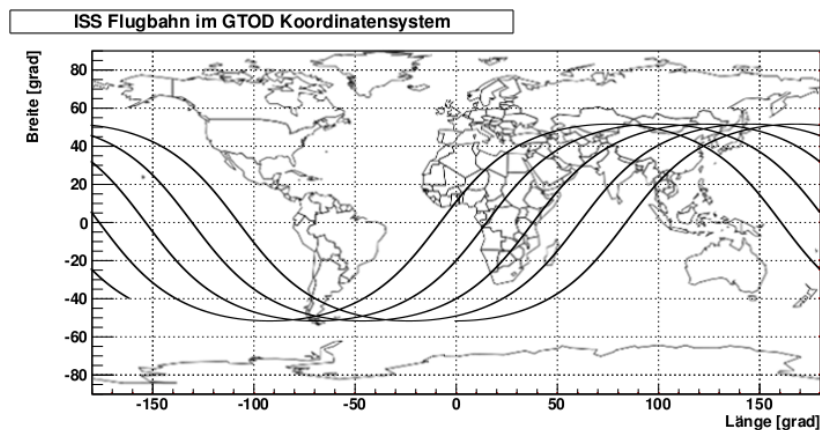


Abbildung 5.7. Mit Hilfe der Simulation gezeichnete ISS Flugbahn im Greenwich True of Date Koordinatensystem. Gut sichtbar ist die Inklination der ISS, welche die maximal besuchte Breite begrenzt. Dargestellt sind etwa 5 Umläufe.

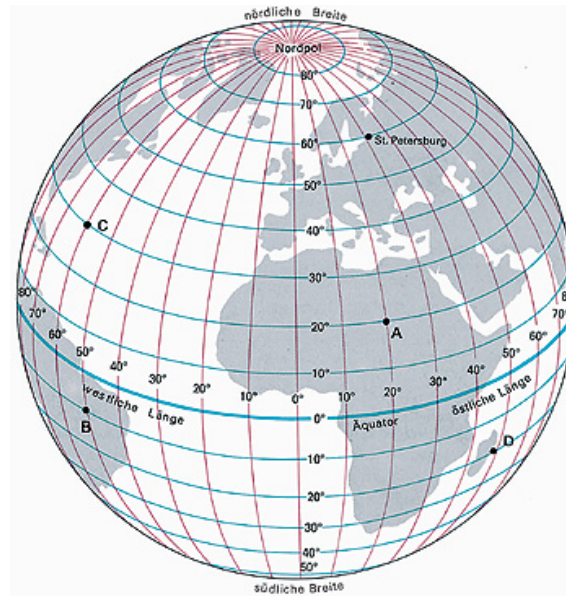


Abbildung 5.8. Gradnetz der Erde mit kleiner werdenden Flächeneinheiten an den Polen.

Quelle: <http://www.klett.de/sixcms/media.php/76/gradnetz00.jpg>, Zugriff: 22.8.11

5.2.1.1. Normierung auf die Messzeit (exposure Map)

Will man in einem zweidimensionalen Histogramm mit homogener Bin-Größe auf den Längen und Breitenachsen eine Verteilung von Teilchen darstellen, ist die absolute Anzahl nicht aussagekräftig. Da die Erde eine Kugel ist, ist die reale Fläche innerhalb einer Länge-Breite Einheit (= Bin) vom Ort abhängig. Am Äquator ist diese Fläche etwa 100 mal größer als direkt an den Polen¹⁰. In Abbildung 5.8 ist diese Flächenverzerrung gut zu sehen. Eine Normierung der Bininhalte auf die tatsächlich berücksichtigte Fläche wäre zwar möglich, lässt aber ein anderes Problem unberücksichtigt. Die Umlaufbahn der ISS ist nur leicht elliptisch und um etwa 52° gegenüber dem Äquator geneigt, weshalb die Station und damit AMS-02 niemals in Breiten > 52° misst. Somit ist der Abstand zur Erdachse an den Wendepunkten kleiner als am Äquator. Dies führt dazu, dass die in der Nähe dieser Umkehrpunkten liegende Länge-Breite Einheiten deutlich häufiger durchflogen werden als die am Äquator. Deshalb wurde eine andere Methode bevorzugt, die Normierung auf die gesamte Messzeit innerhalb eines Bins. Dies gleicht den längeren Aufenthalt am Äquator und den häufigeren an den Polen aus. Um unabhängig von eventuell auftretenden Fehlern in einzelnen Runs oder dem Hinzufügen neuer zu sein, wird diese „Exposure Map“ ($\hat{=}$ Aufenthaltsdauer pro Bin) für jeden Programmdurchlauf während des Füllens der anderen Histogramme extra erzeugt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.9 zu sehen. Der deutliche Streifen am Äquator ist kein Programmfehler sondern entsteht durch die Kalibrierung der Detektoren (siehe Abschnitt 3.2.1). In dieser Zeit werden keine wissenschaftlichen Daten genommen, weshalb hier kein Ereignis auftaucht. Zu Zeiten dieser Arbeit wurde die Kalibrierung noch per Hand am Äquator gestartet, da hier am wenigsten Events zu erwarten sind und so das Risiko einer falschen Kalibrierung am geringsten ist. Ein weiterer kleiner Vorteil des beschriebenen Vorgehens ist, dass man die Zahl der ISS Umläufe mit Hilfe der Summe aller Bininhalte abschätzen kann. Zwar berücksichtigt dies nur die Messzeit, die tatsächliche Anzahl der Orbits wird etwas größer sein, aber man erhält eine Übersicht über Abdeckung und Statistik.

Um die Karte der Messdauern zu erzeugen, musste anhand der zur Verfügung stehenden Daten bestimmt werden, wie lange AMS-02 innerhalb eines Abschnitts Daten nahm. Eine

¹⁰5° vom Pol entfernt ist es immer noch ca. ein Faktor 10

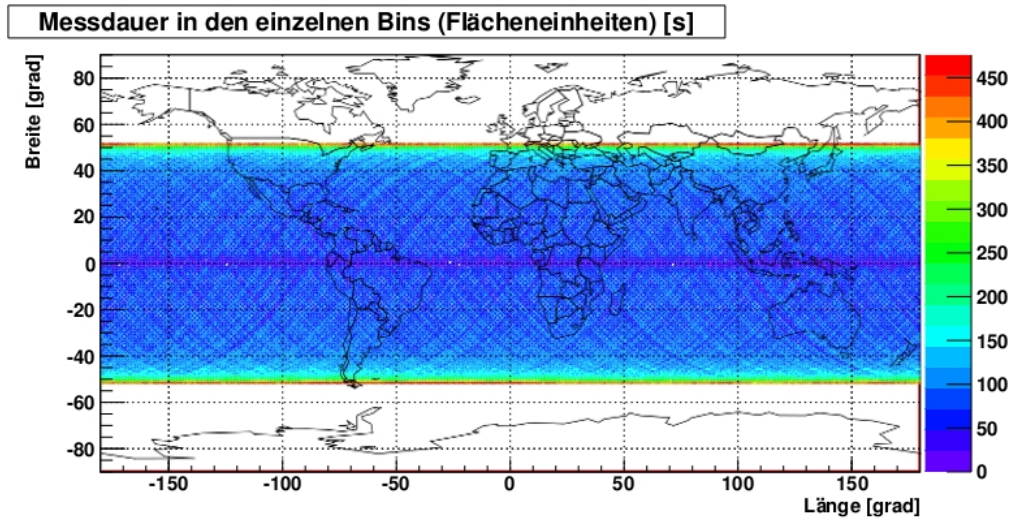


Abbildung 5.9. Die Karte der Messzeiten pro Bin als Grundlage einer Normierung. Die weißen Flächen an den Rändern markieren den Bereich, welchen die ISS aufgrund ihrer Bahnneigung (Inklination) nie erreicht.

Methode mittels des Ein- und Austrittspunktes in einem Bin die genäherte Strecke zu bestimmen und mit Hilfe der Geschwindigkeit eine Durchflugzeit zu berechnen, wurde verworfen. Sie war ungenauer und fehleranfälliger als die letztendlich verwendete Lösung.

Im Header (Abschnitt 3.3.3) jedes Ereignisses ist der Aufnahmezeitpunkt gespeichert. Im Unix-Timestamp Format, bis zu einer Genauigkeit in Sekunden, und eine zusätzliche Mikrosekunden Angabe. Innerhalb des Event-Selectors muss nun das erste und letzte Ereignisse des betrachteten Bins bestimmt werden, umso aus der Differenz die Zeitdauer der Messung zu erhalten. Eine Platzierung in UProcessCut (3.3.3) vor der Selektion der Guten Ereignisse, ist ein Kompromiss zwischen Geschwindigkeit und Genauigkeit. Aufgrund der darauffolgenden schon recht tiefgehenden Selektion, ist der erhöhte Zeitaufwand minimal und auch nicht größer als in UProcessFill (Abschnitt 3.3.4), allerdings stehen noch deutlich mehr Ereignisse zur Verfügung. Die höchste Genauigkeit für die Messdauer wäre innerhalb von UProcessStatus (Abschnitt 3.3.2), da hier noch keinerlei Selektion angebracht wurde. Der zusätzliche Header Zugriff bei jedem Ereignis kostet aber erheblich mehr Rechenzeit.

Verwirklichung im Quelltext

Der betrachtete Teil des Quelltext des Event-Selectors befindet sich im Anhang, Abschnitt C.1. Alles außer dem relevanten Code wurde mit `//... Kommentaren` ersetzt. Zunächst werden einige globale Variablen initialisiert, damit diese in jedem analysierten Ereignis zur Verfügung stehen. Bei jedem Durchlauf liest das Programm die Längen und Breiten Koordinaten aus dem Event-Header aus (Zeile 12 und 13). Beim ersten mal werden außerdem die Startwerte der benötigten Variablen gesetzt (Zeile 27 bis 34)¹¹. Dabei gibt `Time[0]` den Timestamp und `Time[1]` die Angabe in Mikrosekunden zurück. Wenn das aktuelle Event in einem neuen Bin liegt¹², oder ein neuer Run¹³ gestartet wurde, wird in Zeile 37 bis 49 die Zeitdauer zwischen dem ersten und letzten gespeicherten Ereignis berechnet und mit dem Ergebnis gewichtet in den entsprechenden Bin des Histogramms gefüllt. Dieser Aufbau ermöglicht es zusätzlich die Anzahl der Passagen durch einen Bin aufzutragen (Zeile 43).

Dividiert man Messdauer durch Anzahl der Passagen erhält man die Messzeit pro Bin und

¹¹Koordinaten: `start` = erstes Ereignis im Bin, `lastlong/-lat` = letztes Ereignis im Bin

¹²`FindBin(x,y)` gibt die Binnummer zurück, ändert sich diese ist das aktuelle Event in einem anderen Bin

¹³dies verhindert Fehler beim Start im selben Bin

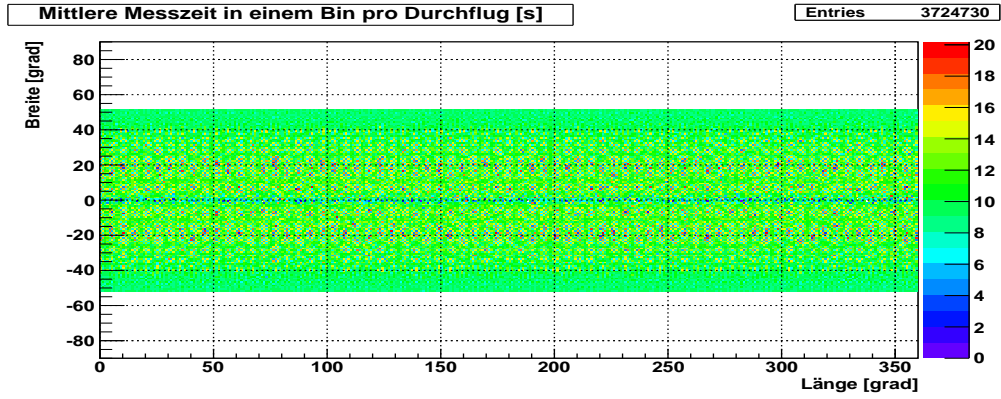


Abbildung 5.10. Messzeit pro Durchflug eines Bins, erzeugt aus der Division der Exposure Map durch die Anzahl der Durchflüge.

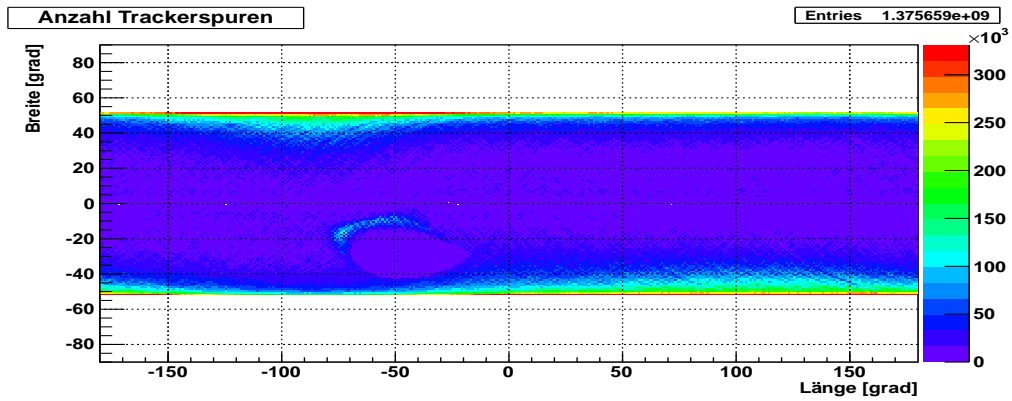


Abbildung 5.11. Alle Teilchen mit Trackerspur ohne Normierung.

Durchflug. In Abbildung 5.10 kann man trotz der eher geringen Statistik das erwartete Verhalten erkennen. Große Flächen und somit eine lange Messdauer am Äquator, das Gegenteil an den Polen. Das Mosaikmuster zwischen den Polen entsteht wenn einige Bins komplett durchflogen, andere wiederum nur gestreift werden.

Verwendung

Diese Karte der Messzeiten wurde nun dazu benutzt die in Abschnitt 5.2 eingeführte Rektangularprojektionen der gemessenen Teilchenzahlen zu normieren. Dafür wurde der entsprechende 2D Plot binweise durch die Messdauer Karte geteilt. Das Ergebnis ist somit ein Teilchenfluss oder/und die Ereignisrate (Anzahl pro Sekunde [$\#/s$]). Die angezeigten Einträge entsprechen der eingetragenen Teilchen-/Ereigniszahl.

Die Normierung wird mittels eines ROOT Makros¹⁴ durchgeführt, das die entsprechenden Histogramme in der zusammengeführten Datei (Abschnitt 3.4.2.1) durch den Messdauer-Plot dividiert. Für ein möglichst wenig verfälschtes Bild muss aber ausreichend Statistik vorhanden sein. Vor allem beim zu normierenden Histogramm wegen des recht feinen Binnings¹⁵. Dies lässt sich gut an zwei extremen Beispielen zeigen.

Bei “**allen**“ **Teilchen**¹⁶ (Abbildung 5.11) kann man nach der Normierung, anstatt der Abdeckung der Erde durch den Detektor, deutlich die magnetischen Pole erkennen (Abbildung 5.12). In Abschnitt 5.3 wird dieser Plot genauer beschrieben und erläutert.

¹⁴ein per CINT ausgeführter C-Code

¹⁵ein Bin $\hat{=}$ 1° auf 1°

¹⁶wie in Abschnitt 4.2.3 definiert

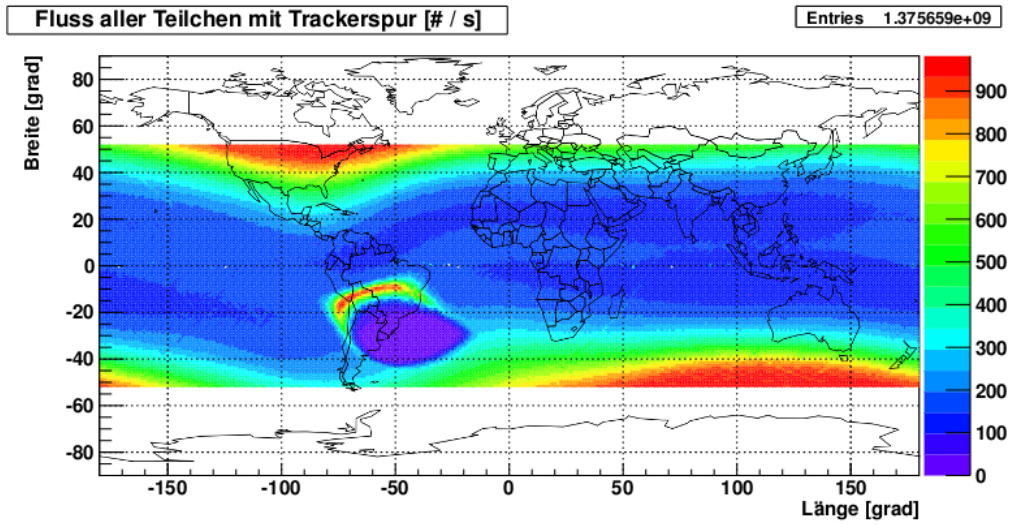
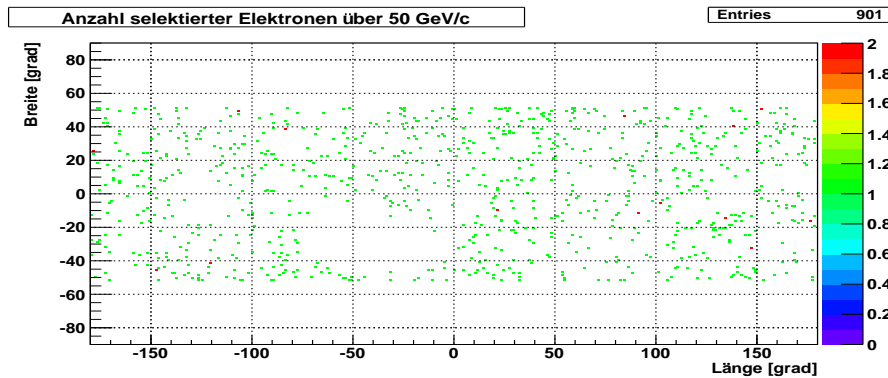
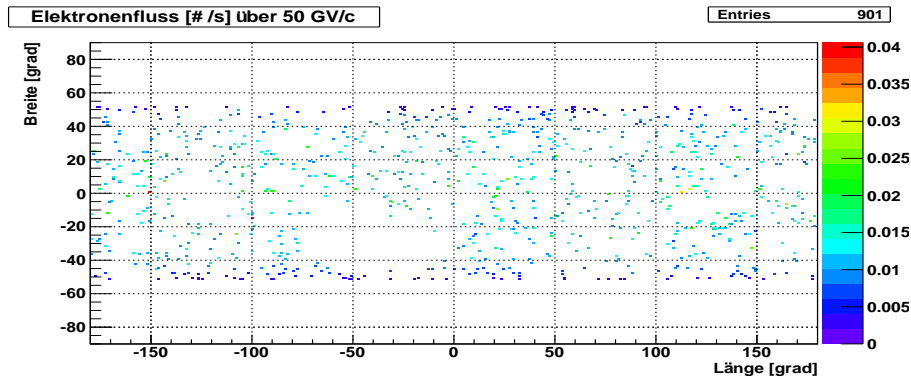


Abbildung 5.12. Alle Teilchen mit Trackerspur, normiert auf die Messzeit pro Bin (5.2.1.1).

Betrachtet man nun nur **hochenergetische Elektronen**, fällt auf, dass die meisten Bins im nicht normierten Fall (Abbildung 5.13(a)) nur ein oder zwei Einträge enthalten und diese, da hochenergetische Teilchen kaum vom Erdmagnetfeld beeinflusst werden, gleichmäßig verteilt sind. Dividiert man nun diesen Plot durch die Karte der Messdauer (Abbildung 5.13(b)) tauchen zwei Bänder mit sehr geringen Zählraten auf, die durch die lange Messzeiten in diesen Bins entstehen. Dies hat hier allerdings keinen physikalischen Grund, sondern wird vom feinen Binning und der geringen Ereigniszahl verursacht. Da in der weiteren Arbeit keine Plots mit so niedriger Statistik für detailliertere Studien verwendet werden, ist dieses Problem zu vernachlässigen.



(a) Selektierte hochenergetische Elektronen (über 50 GeV/c), nicht normiert.



(b) Selektierte hochenergetische Elektronen normiert auf Zeit im Bin.

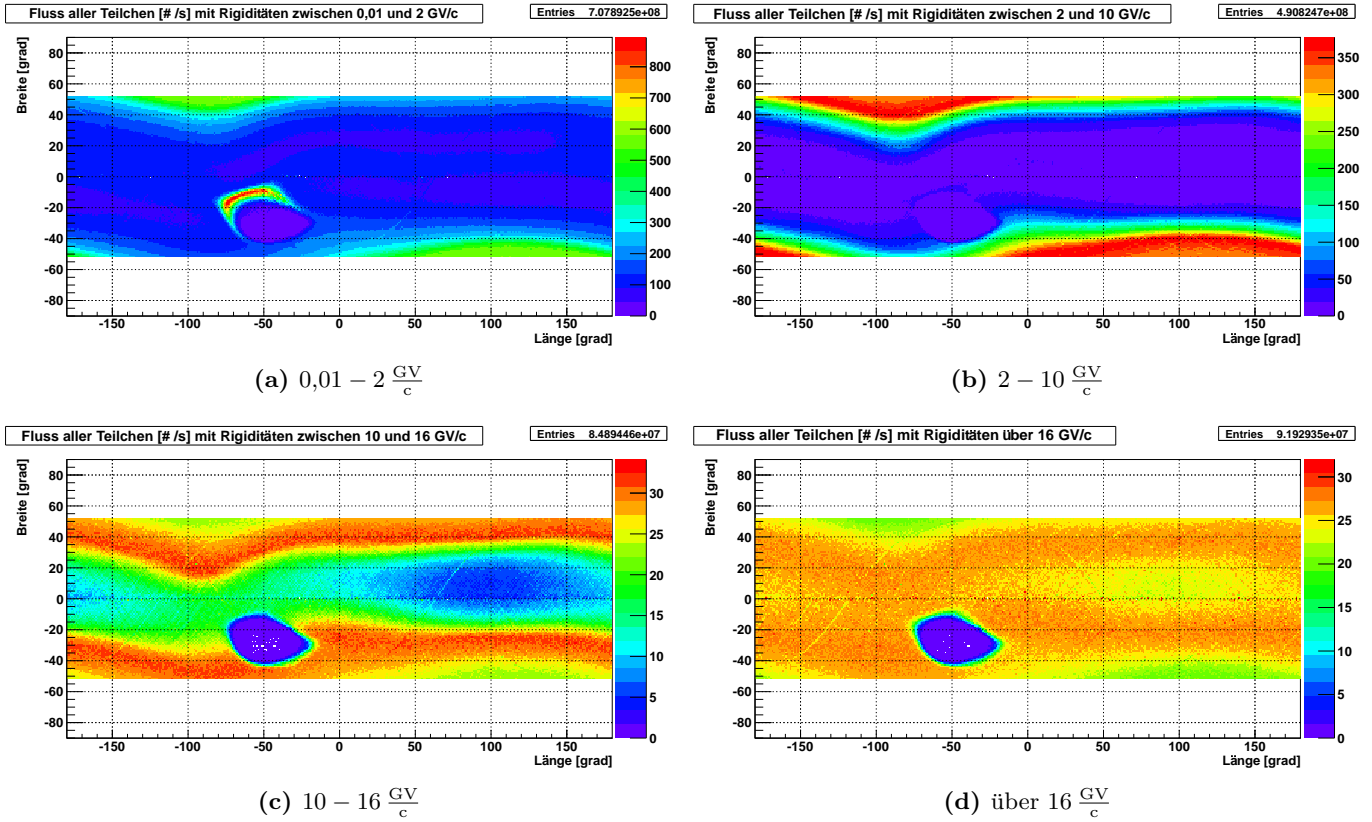


Abbildung 5.13. Fluss aller Teilchen mit mindestens einer Trackerspür in verschiedenen Rigiditätsbereichen. $2 \frac{\text{GV}}{c}$ entspricht dabei dem Cutoff in der Nähe der Polregion, $16 \frac{\text{GV}}{c}$ dem Cutoff am magnetischen Äquator.

5.3. Auswirkungen auf die Messergebnisse

Wie schon in Abbildung 5.12 gesehen, hat das Erdmagnetfeld einen direkten Einfluss auf den registrierten Fluss. Er zeigt sich in diesem Plot durch die erhöhte Zählrate an den Polen. Aufgrund der senkrecht stehenden Feldlinien und der daraus resultierenden geringen Cutoff Rigidität, können auch niederenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung den AMS-02 Detektor¹⁷ erreichen. Dies steigert natürlich auch den Gesamtteilchenfluss, weshalb die Zählrate für „alle“ Ereignisse hier ansteigt. Im Bereich der SAA ist nur am Rand ein im Vergleich zur Umgebung größerer Teilchenstrom festzustellen. Nach Abschnitt 5.1.2 würde man im gesamten Gebiet einen extrem erhöhten Fluss erwarten, da hier ein Spiegelpunkt des inneren Van-Allen-Gürtels liegt. Allerdings kann die SAA nicht detaillierter betrachtet werden, da hierfür kaum sinnvoll rekonstruierten Daten vorliegen. Nach den Informationen, die zur Zeit dieser Arbeit vorlagen, werden zwar Daten aufgenommen, allerdings nur teilweise, ein kleiner Rand ist erkennbar, bzw. nur hin und wieder rekonstruiert (die Rohdaten ausgewertet) (siehe Anhang Abbildung B.2). Der restliche Bereich ist markiert um nicht bearbeitet zu werden. Grund könnte der extrem hohe Fluss niederenergetischer Teilchen aus dem inneren Van-Allen-Gürtel sein, der die Rekonstruktion überfordert. Im Anhang ist in Abbildung B.3 zu sehen, dass bei relativ vielen dieser rekonstruierten Ereignisse die Rekonstruktion einer Teilchenspür fehlschlägt.

Betrachtet man den Fluss aller Teilchen mit einer Trackerspür bei verschiedenen Rigiditäten, Abbildung 5.13, sind Teilchen am Rande der SAA wie erwartet nur bei niedrigen zu sehen. Mit steigenden Werten geht der Fluss auf das in der entsprechenden Breite

¹⁷im Durchschnitt ca. 400 km über der Erdoberfläche

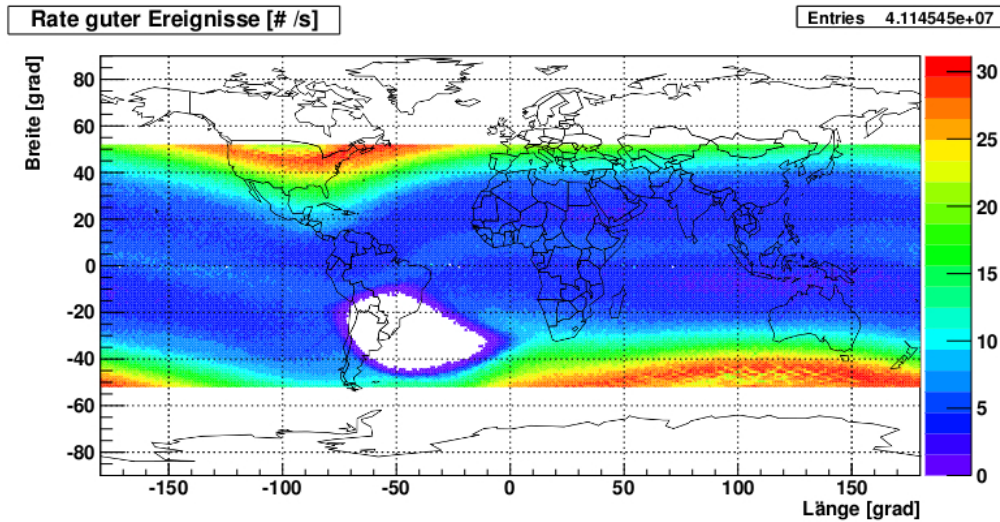


Abbildung 5.14. Ereignisse pro Sekunde mit genau einer durchgehenden Teilchenspur („gute Ereignisse“). D.h. Teilchen und Ereignis bedeuten in diesem Fall dasselbe.

übliche Niveau zurück. Außerdem ist zu sehen, wie auch abseits der magnetischen Pole immer höhere Teilchenflüsse auftauchen und in Richtung Äquator „wandern“. Hierfür gibt es eine einfache Erklärung. Der in Abschnitt 5.1.1 erläuterte Rigiditäts Cutoff liegt nun in immer mehr Regionen unterhalb des aufgetragenen Rigiditätsbereich, so dass auch primäre kosmische Strahlung gemessen werden kann. Bei Rigiditäten oberhalb des Cutoff wird eigentlich eine gleichmäßige Abdeckung der Erde erwartet, da die kosmische Strahlung isotrop auf das Magnetfeld der Erde trifft (nachzulesen in Abschnitt 1.1). Wie in Abbildung 5.13(d) zu sehen ist dies aber nicht vollständig gegeben. An den Polen und in einem kleinen Bereich am magnetischen Äquator „fehlen“ Teilchen. Bei letzterem liegt der tatsächliche Cutoff in der betroffenen Zone noch etwas höher, weshalb einige Teilchen nicht bis zum Detektor vordringen. Andererseits ist auch der Penumbra-Bereich, also zusätzlich erlaubte Rigiditäten, etwas nord- und südlich des Äquators besonders groß. An den Polen allerdings schlägt schon die Rekonstruktion einer Trackerspuren bei vielen Ereignissen fehl, wie im Anhang Abbildung B.4 zu sehen ist. Diese Ereignisse werden im ersten Teil der Vorselektion gefiltert. Durch den hohen Fluss niederenergetischen Teilchen gibt es sehr viele Signale in den Subdetektoren, welche die Spuren der selteneren (Abschnitt 1.1) hochenergetischen Teilchen überlagern können, sodass deren Rekonstruktion fehlschlägt. In Abschnitt 5.3.1 wird genauer auf dieses Phänomen anhand der, im Gegensatz zur Rekonstruktionsroutine, bekannten Vorselektion eingegangen. Außerdem wird erläutert wieso auch ein Fluss im Bereich unterhalb des Cutoffs existiert.

5.3.1. Ereignisse mit komplett rekonstruierter Teilchenspur

Eine komplett rekonstruierte Spur bedeutet, dass die in Abschnitt 4.2.1 aufgestellten Kriterien erfüllt sind. D.h. es wurde ein einzelnes Teilchen gefunden, das alle Detektoren passiert und überall eine zusammenpassende Spur hinterlassen hat. Somit sollte das Erdmagnetfeld schon eine Auswirkung auf die Effizienz dieser Vorselektion besitzen. In Abbildung 5.14 ist der Fluss für solche Ereignisse aufgetragen. Es fällt auf, dass der rekonstruierte Teil um die SAA nun fast völlig verschwunden ist und auch an den magnetischen Polen einige Bereiche einen vergleichsweise geringen Fluss aufweisen. Die Erklärung hierfür sind die starken Einschränkungen in der Teilchenselektion. In den auffälligen Bereichen ist durch den erhöhten Teilchenstrom die Wahrscheinlichkeit ungleich größer, dass eine Messung durch ein zweites Teilchen „gestört“ wird. Zum anderen werden die hier vorhandenen niederenergetischen Teilchen vom Magnetfeld des Detektors so stark abgelenkt, dass sie ihn

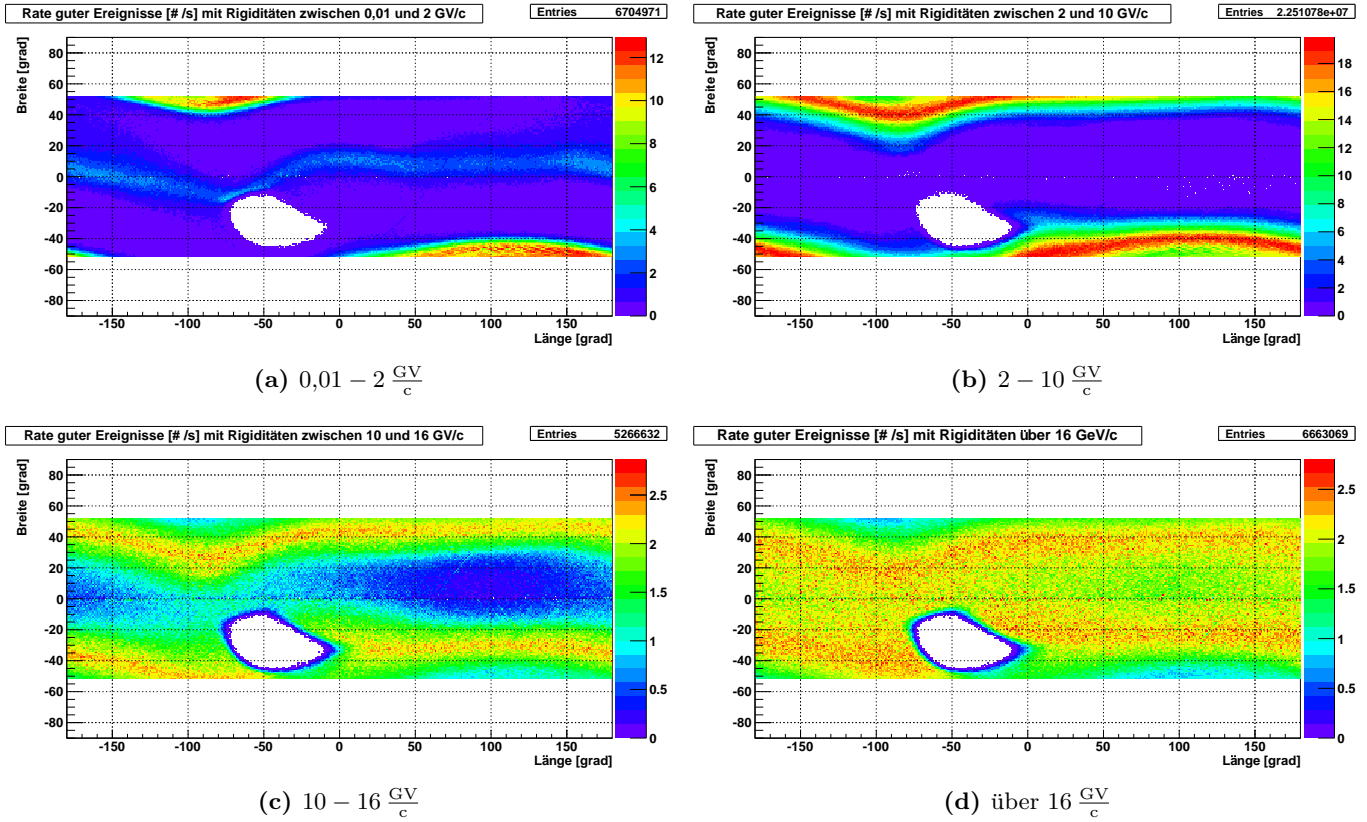


Abbildung 5.15. Ereignisse mit genau einer kompletten Spur bei verschiedenen Rigiditäten. $2 \frac{\text{GV}}{c}$ entspricht dabei dem Cutoff in der Nähe der Polregion, $16 \frac{\text{GV}}{c}$ dem maximalen Cutoff am Äquator.

nur zum Teil durchfliegen, ihn z.B. schon nach dem TRD verlassen, und somit aussortiert werden.

Betrachtet man diese „guten“ Ereignisse bei verschiedenen Rigiditäten (Abbildung 5.15), zeigt sich hier der Einfluss des Erdmagnetfeldes und die daraus folgenden unterschiedlichen Teilchenflüsse auf die Rekonstruktion und Vorselektion etwas genauer. In Abbildung 5.16 ist der Anteil an Events bei denen eine komplette Teilchenspur rekonstruiert werden konnte im Verhältnis zu den Ereignissen, die nur mindestens eine Trackerspurs hatten, für verschiedene Energien geplottet. Dafür wurden die jeweiligen Histogramme mit „guten“ Events im entsprechenden Rigiditätsbereich gefüllt und im Anschluss Binweise durch die Anzahl an Ereignissen mit zumindest einer Trackerspurs derselben Rigidität dividiert. Dabei entsprechen $2 \frac{\text{GV}}{c}$ gerade dem Cutoff Wert in der Nähe der magnetischen Pole und $16 \frac{\text{GV}}{c}$ dem Cutoff am magnetischen Äquator.

Bei geringen Rigiditäten (Abbildung 5.15(a)) sind entlang des Äquator überraschend relativ viele gute Events zu sehen, in der Umgebung nicht. Das Band folgt dabei recht genau dem magnetischen Äquator (vgl. Abbildung 5.2). Da ihre Rigidität unterhalb des geomagnetischen Cutoffs liegt, müssen es sekundär erzeugte Teilchen sein. Von außerhalb der Magnetosphäre kommende Teilchen wären aufgrund ihrer geringen Rigidität im Erdmagnetfeld abgelenkt oder eingefangen worden. Diese Sekundärteilchen entstehen durch inelastische Stöße der primären kosmischen Strahlung mit Kernen der Erdatmosphäre und können das auch schon von AMS-01 gemessenen „Unter-Cutoff“ Spektrum erklären (ausführlich beschrieben in Alcaraz et al. (2000a) (Leptonen) und Alcaraz et al. (2000b) (Protonen)). Durch die strengen Bedingungen an die Teilchenspur, dass in jedem Subdetektor genau eine Teilchenspur rekonstruiert sein muss, ist eine erhöhte Zahl von „guten“ Ereignis-

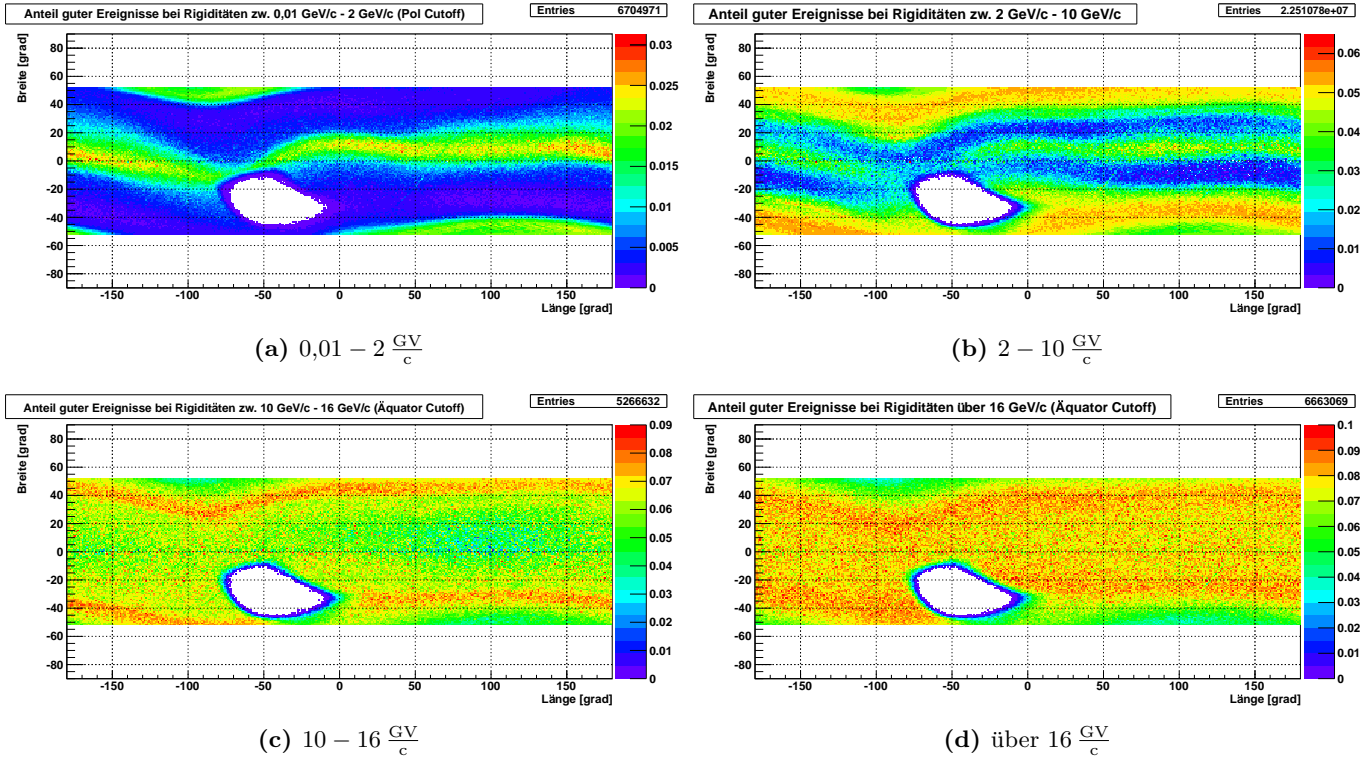


Abbildung 5.16. Anteil an Ereignissen mit kompletter Spur an allen Teilchen mit Trackerspur bei verschiedenen Rigiditäten. $2 \frac{\text{GV}}{c}$ entspricht dabei dem Cutoff in der Nähe der Polregion, $16 \frac{\text{GV}}{c}$ dem maximalen Cutoff am Äquator.

sen dort zu erwarten, wo die Gesamtrate am geringsten ist. So ist die Wahrscheinlichkeit kleiner, dass eine Messung gestört wird. Dies erklärt allerdings nicht die Konzentration von guten niederenergetischen Events ausschließlich am magnetischen Äquator und nicht in dessen Umgebung. Im Verhältnis, Abbildung 5.16(a), ist dies noch deutlicher zu sehen. Der erhöhte relative Anteil „guter“ Teilchenspuren an den Polen ist einfacher zu erklären. Durch den geomagnetischen Cutoff, der im Bereich mit erhöhten Fluss etwa bei $2 \frac{\text{GV}}{c}$ liegt, ist dies die einzige Region an der primäre kosmische Strahlung den Detektor erreichen kann. Dass der Anteil an Ereignissen mit genau einer Spur dennoch geringer ist als am Äquator, liegt am hohen Gesamtfluss in den Polregionen. Hier sind viele niederenergetische Teilchen aus kosmischer Strahlung und Stoßprozessen vorhanden die, die Messungen stören. Wie schon in Abschnitt 5.3 gesehen führt dies zu fehlgeschlagenen Rekonstruktionen im Tracker. Allerdings sind bei diesen hier betrachteten Plots und Verhältnissen diese Ereignisse schon herausgefiltert, da nur noch „alle“ Teilchen betrachtet werden, welche die Selektionskriterien in UProcessStatus erfüllt haben. Deshalb muss hier der Einfluss der zweiten Vorselektion in UProcessCut betrachtet werden. Zum einen kann in manchen Subdetektoren eventuell mehr als eine Teilchenspur rekonstruiert werden, zum anderen führt ein niedriger Impuls zu einer starken Ablenkung im Magnetfeld des Detektors und das Teilchen passiert nicht alle Subdetektoren. Beide Prozesse werden in dieser Vorselektion abgelehnt.

Geht man zu höheren Rigiditäten bzw. Energien, schieben sich zwei Bereiche mit einem großen Anteil „guter“ Teilchenspuren ausgehend von den magnetischen Polen in Richtung Äquator. An den Polen selbst sinkt dieser Anteil relativ zum Rest gesehen immer mehr. Dies hat seinen Grund im Potenzverhalten der kosmischen Strahlung (siehe Abschnitt 1.1). Bei steigender Energie bzw. Rigidität sinkt ihr Fluss schnell. Durch die Isotropie der kosmischen Strahlung sollten die Zählraten in den Regionen oberhalb des Cutoffs vergleichbar

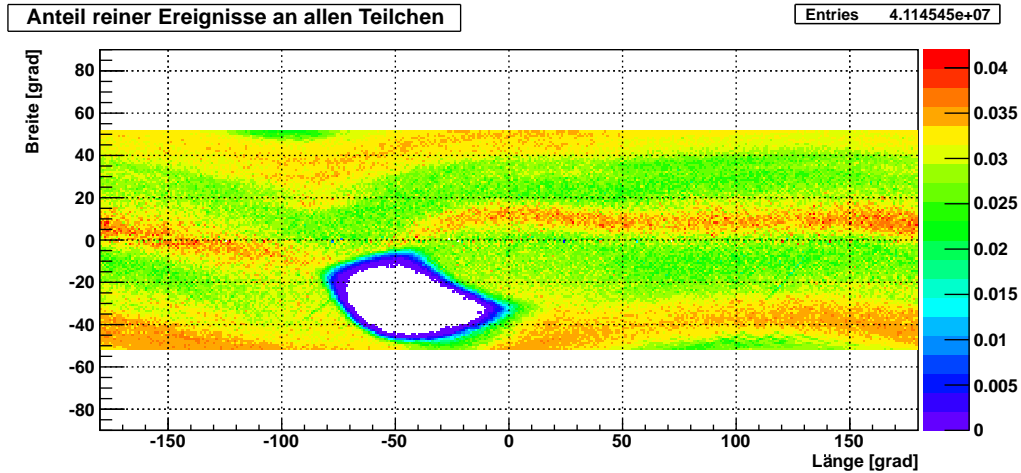


Abbildung 5.17. Anteil „guter“ Ereignisse an allen Teilchenspuren.

sein. Die Unterschiede in der Rate der „guten“ Ereignisse resultieren somit aus den beiden zuvor beschriebenen Störungen in der Rekonstruktion eines reinen Ereignisses. Je höher der Cutoff liegt, desto weniger niederenergetische Teilchen können ein Event an der Vorselektion scheitern lassen. Allerdings werden auch die primären hochenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung immer seltener. D.h. ein niedriger Anteil an Ereignissen mit genau einer vollständigen Spur folgt aus einem geringen Fluss der entsprechenden Rigidität/Energie und einer großen Zahl an Untergrundereignissen niedriger Energien. Solch eine Situation ist insbesondere an den Polen gegeben. Die Abbildungen 5.16(b), 5.16(c) und 5.16(d) zeigen den hier den beschriebenen relativ geringen Anteil an „guten“ Ereignissen, trotz des hohen Flusses an Teilchen. In Abbildung 5.16(d) ist die Verteilung des Anteils von „guten“ Ereignissen¹⁸ an „allen“ Teilchen (bis auf die magnetischen Pole) fast homogen verteilt. Der leichte Abfall am Äquator entsteht durch Verunreinigungen der Spuren hoher Rigidität mit sekundären Teilchen niedriger Rigidität, welche am Äquator gehäuft auftreten (siehe Abbildung 5.15(a) und 5.13(a)). Im Bereich der leicht hervortretenden Bänder zwischen Äquator und Polregionen wird die Datennahme somit weder durch einen niedrigen Cutoff noch durch einen erhöhten Fluss sekundärer Teilchen gestört. Die Software von AMS-02 ist also dazu in der Lage bei reduziertem Untergrund einen recht konstanten Teil reiner Spuren zu rekonstruieren. Probleme bei der Selektion reiner Ereignisse gibt es vor allem aufgrund des kleinen ECAL. Etwa 70% aller Ereignisse, welche zwar eine Trackerspür besitzen, aber die restlichen Bedingungen der Vorselektion nicht erfüllen, haben keinen ECAL Schauer, während nur bei 10% mehr als eine Spur im Tracker rekonstruiert wurde! Das Resultat von Störungen der Rekonstruktion in einzelnen Subdetektoren durch zusätzliche Signale können auch Fehlschläge anstatt eine zusätzliche Spur sein. Betrachtet man alle Rigiditäten zusammen, entsteht durch den großen Anteil an „guten“ sekundären Ereignissen am magnetischen Äquator und der geringen Anzahl brauchbarer Teilchenspuren an den Polen das in Abbildung 5.17 zu sehende Muster mit drei Bändern.

Die Plots aller „guter“ Teilchenspuren bei verschiedenen Rigiditäten in Abbildung 5.15 folgen grob den in Abschnitt 5.3 gezeigten und erläuterten Mustern (Abbildung 5.13). Bei einer direkte Betrachtung sind kaum Unterschiede zu erkennen. Die interessanten Abweichungen wurden durch die Bildung des Quotienten verdeutlicht und hier erläutert.

5.3.2. TRD Spurrekonstruktionseffizienz zweier Algorithmen

Um eine Spur im Übergangsstrahlungsdetektor zu rekonstruieren, stehen bisher zwei verschiedene Algorithmen zur Verfügung. Sie wurden unabhängig voneinander entwickelt und

¹⁸nach der Vorselektion ist hier Teilchen = Ereignis

unterscheiden sich in Vorgehensweise und Zielsetzung. Im folgenden werden sie als TRD bzw. TRDH Algorithmus bezeichnet, abgeleitet von den jeweiligen zugehörigen Klassen. Die folgende Auflistung enthält die von den entsprechenden Algorithmen benutzten Klassen. Da in dieser Arbeit nur reale Daten verwendet wurden, entfällt die Aufzählung entsprechender Klassen für Monte Carlo Simulationen.

- **allgemein:**
 - TrdRawHitR
- **TRD:**
 - TrdClusterR
 - TrdSegmentR
 - TrdTrackR
- **TRDH:**
 - TrdHSegmentR
 - TrdHTrackR

Während die TRD Methode versucht eine maximale Effizienz zu erreichen, liegt die Zielsetzung für den TRDH Algorithmus mehr darin eine möglichst gute Reinheit zu erhalten. Jede rekonstruierte Spur soll auch wirklich von einem Teilchen verursacht worden sein und nicht durch Überlagerung mehrerer Teilchen oder Rauschen. Wie schon anhand der Klassenstruktur zu erahnen, teilen beide Methoden den TRD in mehrere Segmente ein. Im Folgenden wird etwas genauer auf die Vorgehensweisen der beiden Algorithmen und die Berechnung der Effizienz eingegangen, um am Ende einen grundlegenden Vergleich anhand der im Erdmagnetfeld vorhandenen verschiedenen Situationen vorzunehmen. Alle hier vorgestellten Plots haben als einzige Vorbedingung mindestens eine rekonstruierte Spur im Tracker. Andere Vorselektionen, außer den später genannten, werden in dieser gesonderten Betrachtung des TRD *nicht* angewendet.

5.3.2.1. TRDH

Dieser Algorithmus teilt den Subdetektor in zwei Segmente ein. Dabei wird das erste Segment aus den oberen und unteren Lagen gebildet, das zweite entspricht der Mitte. Der Grund liegt in der Ausrichtung der einzelnen mit Gas gefüllten Zählrohren des TRD. Die oberen und unteren 4 zeigen in dieselbe Richtung, während die 12 in der Mitte senkrecht dazu ausgerichtet sind. Für eine erfolgreiche Rekonstruktion müssen beide Segmente ausreichend oft getroffen werden, d.h. es kann auch eine Spur rekonstruiert werden die nur durch den oberen *oder* unteren und durch den mittleren Teil des Subdetektors führt. Für jedes der Segmente werden sämtliche mögliche Verbindungen zwischen zwei Treffern gezeichnet. Die häufigsten Werte für Steigung und Offset dienen als Ausgangspunkt für eine lineare Regression. Im Anschluss wird versucht die einzelnen Segmente zu einer Spur zusammenzufügen und bei Erfolg ein rekonstruiertes Element (*TrdHTrack*) erzeugt (Millinger, 2011). Durch die Bedingung eine durchgehende Spur durch nahezu den gesamten TRD zu haben, ist dieser Rekonstruktionalgorithmus eher auf Reinheit ausgelegt und darauf getrimmt genau eine Spur zu finden. Dies wird deutlich wenn man die Spurrekonstruktionseffizienz in einem Länge-Breite Schaubild aufträgt. Sie ist hier für jeden einzelnen Bin als

$$\frac{\sum_{\text{Events mit Spur}} \text{Treffer in Spur(en)}}{\sum_{\text{alle Events}} \text{alle Treffer}} \quad (5.5)$$

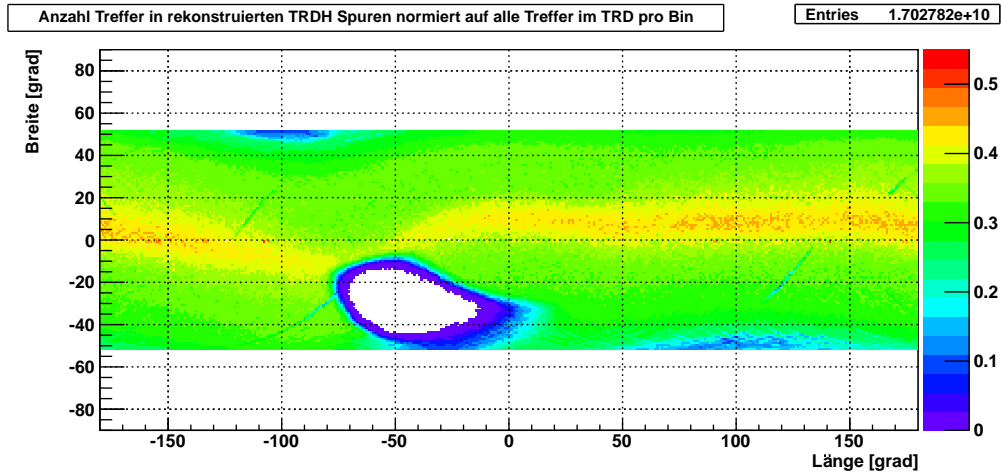


Abbildung 5.18. Spurrekonstruktionseffizienz (wie in Abschnitt 5.3.2.1 definiert) der TRDH Rekonstruktion für jeden Bin.

definiert. D.h. der Anteil an Signalen im TRD an der Gesamtzahl an Treffern im jeweiligen Bin. In der *TrdHTrack* Klasse gibt es die Möglichkeit, die Anzahl der benutzten Treffer für eine Spur auszulesen. In einer Schleife wurden alle Treffer in der(den) Spur(en) eines Ereignisses aufaddiert und in den entsprechenden Bin gefüllt. Die Anzahl sämtlicher Treffer im TRD ist über *TrdRawHitR* abrufbar und wurde auch bei der TRD Methode eingesetzt.

In Abbildung 5.18 ist gut zu erkennen, dass die Spurrekonstruktionseffizienz im Bereich der SAA und an den Polen am geringsten ist, sich zum Äquator hin aber verbessert. Grund dafür ist dafür zum einen die allgemein erhöhte Ereigniszahl in der SAA und den Polgebieten. Zum anderen die Häufung von niederenergetischen Teilchen, die nur Teile des TRDs passieren, da sie durch das AMS Magnetfeld abgelenkt werden. Der TRDH Algorithmus kann in solchen Fällen keine Spur rekonstruieren. In Abschnitt 5.3.2.3 wird näher auf den direkten Vergleich der beiden Methoden eingegangen.

5.3.2.2. TRD

Dieser Algorithmus zerlegt den TRD in bis zu fünf Segmente. Für eine erfolgreiche Rekonstruktion müssen aber nicht alle getroffen worden sein. Außerdem werden immer falls möglich mehrere geometrisch nahe beieinander liegende Treffer zu einem „Cluster“ zusammengefasst. Anhand dieser Cluster wird dann die Rekonstruktion durchgeführt. Da bei dieser Methode die Bedingungen weit weniger streng sind, können auch stark gebogene Spuren, die den TRD nur teilweise durchlaufen, rekonstruiert werden. Allerdings ist das Risiko eine zufällige Verteilung als Spur zu erkennen größer. Somit ist dieser Algorithmus im Gegensatz zum TRDH eher auf Effizienz als auf Reinheit ausgelegt. Es ist also zu erwarten, dass seine Spurrekonstruktionseffizienz vor allem am Rand der SAA und in den Polregionen höher ist als die des TRDH Algorithmus. Trotzdem wird es auch ein Rückgang in diesen Bereichen wegen der hohen Ereigniszahl und TRD Treffern geben. Die Zahl der Treffer in einer Spur ist für den TRD Spurrekonstruktionalgorithmus etwas aufwendiger zu berechnen. Es ist nötig die entsprechenden Elemente (Track→Segment→Cluster→Treffer) nacheinander aufzurufen und die jeweilige Trefferzahl aufzuaddieren.

In Abbildung 5.19 ist nun die Spurrekonstruktionseffizienz der TRD Rekonstruktion zu sehen. Im Vergleich¹⁹ mit Abbildung 5.18 wird deutlich, dass die Spurrekonstruktionseffizienz allgemein und insbesondere an den Polen höher liegt aber auch für größere Teile des Randes der SAA berechnet werden konnte, da der TRD Algorithmus im Gegensatz

¹⁹identische Skalen

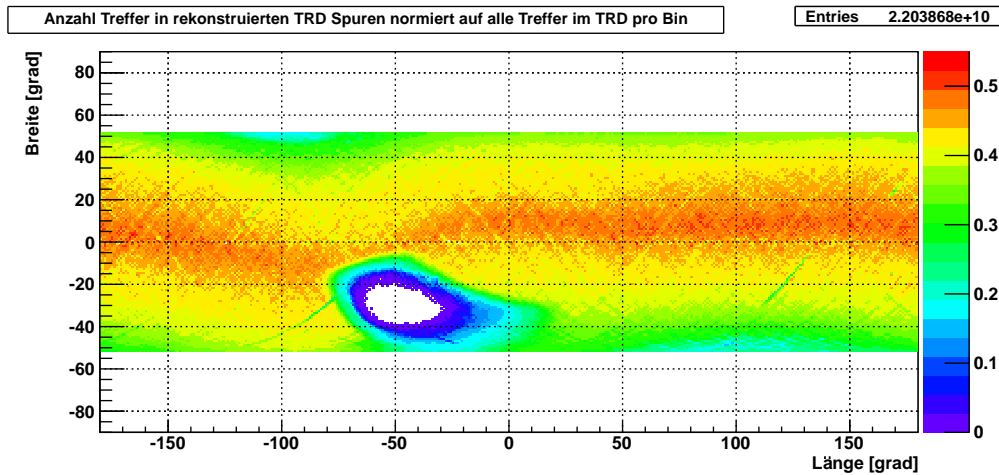


Abbildung 5.19. Spurrekonstruktionseffizienz (wie in Abschnitt 5.3.2.1 definiert) der TRD-Rekonstruktion für jeden Bin.

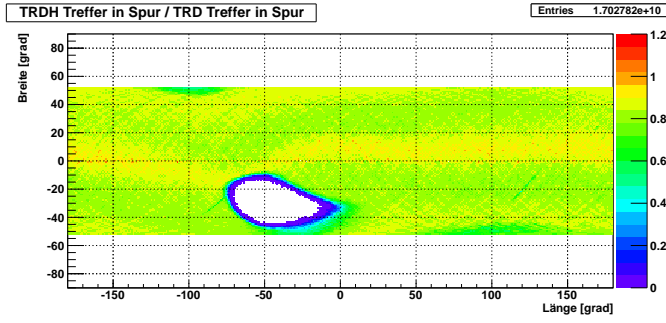
zum TRDH eine Spur rekonstruieren konnte. Ein detaillierterer Vergleich erfolgt in Abschnitt 5.3.2.3.

5.3.2.3. Vergleich

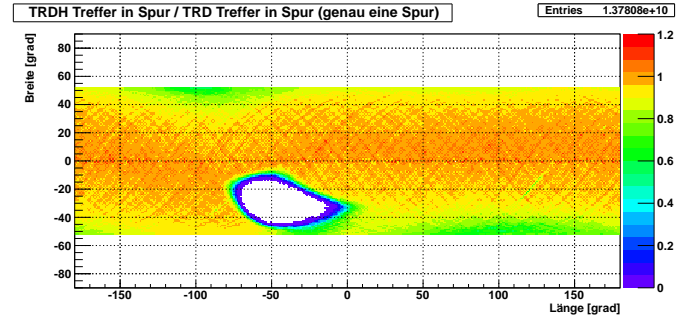
Abbildung 5.20 zeigt eine Sammlung von Verhältnissen der Spurrekonstruktionseffizienzen der beiden Algorithmen. Dabei wird immer die TRDH durch die TRD Methode dividiert. Abbildung 5.20(a) ist der Quotient von Abbildung 5.18 und 5.19. Also die Anzahl an Treffern in der TRDH durch die Anzahl an Treffern in der TRD Spur für jeden einzelnen Bin. Es ist nochmals zu sehen, dass der TRD Algorithmus ohne Bedingungen an die Spur eine bessere Effizienz zeigt und insbesondere an den Polen und am Rand der SAA doppelt so viele Treffer einer Spur zuordnen kann als die TRDH Methode. Dies liegt zum einen an der lockeren Bedingung an die TRD Spur, bei der nicht alle Segmente getroffen werden müssen und so auch stark gekrümmte Spuren zugelassen sind. Zum anderen am TRD Algorithmus selbst, der mehr darauf bedacht ist eine oder auch mehrere Spuren zu finden²⁰, während der TRDH Algorithmus durch die benötigte Häufung zum Starten der Regression eher auf einzelne Spuren abzielt. Dies wird deutlich wenn man als Vorbedingung genau eine Spur fordert (Abbildung 5.20(b)). Der TRDH Algorithmus verbessert sich sichtlich und ist nur noch an den Polen und der SAA deutlich schlechter. Fast im kompletten restlichen Bereich liefern TRD und TRDH ähnliche Effizienzen. Hier werden weniger Ereignisse, dafür aber ein relativ hoher Fluss von höherenergetischen Teilchen, erwartet, was die Zahl der stark gebogenen oder durch viele Treffer undeutlich gemachte Spuren reduziert.

Verschärft man die Bedingungen noch weiter und fordert eine durchgehende Spur (Abbildung 5.20(d)) wird die Spurrekonstruktionseffizienz des TRDH Algorithmus nicht nur vergleichbar sondern teilweise sogar deutlich besser als die des TRD. Nur noch am Rand der SAA kann sich der TRD behaupten. Dies geht darauf zurück, dass der TRDH Algorithmus auch die rekonstruierte Trackerspurs nutzt. In Abschnitt 5.3 wurde aber gezeigt, dass diese vor allem am Rand der SAA Probleme hat. Eine durchgehende Spur im TRD bedeutet, dass von den Lagen 1 bis 4 und 17 bis 20 mehr wie 2 und von Lage 5 bis 16 mindestens 9 getroffen wurden. Die lockeren Bedingungen der TRD Spur sind damit nicht mehr maßgebend und die eigentlichen Spurrekonstruktionsalgorithmen bestimmen die Effizienz.

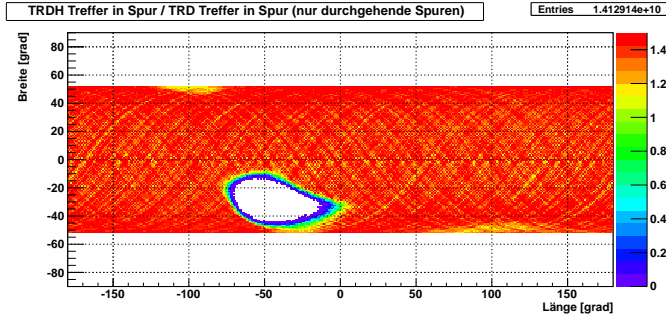
²⁰genauere Aussagen sind aufgrund mangelnder Dokumentation schwierig



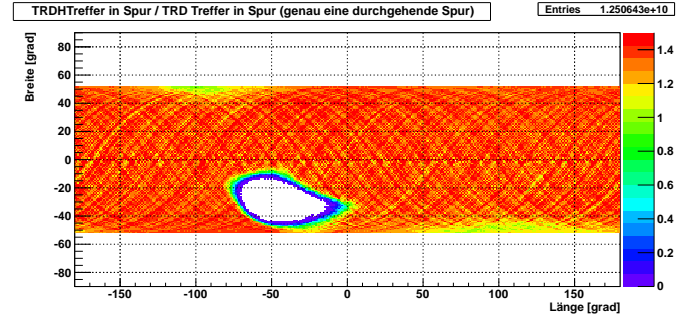
(a) Mindestens eine Spur ohne Bedingung an Trefferpositionen.



(b) Genau eine Spur ohne Bedingung an Trefferpositionen.



(c) Mindestens eine Spur, wobei im oberen und unteren Teil des TRD mindestens 3, in der Mitte mindestens 9 Zählrohre getroffen wurden.



(d) Genau eine Spur, wobei im oberen und unteren Teil des TRD mindestens 3, in der Mitte mindestens 9 Zählrohre getroffen wurden.

Abbildung 5.20. TRDH Spurrekonstruktionseffizienz dividiert durch die TRD Spurrekonstruktionseffizienz für verschiedenen Zusatzbedingungen an die Spur, die auch für Vorselektionen verwendet wurden bzw. sinnvoll sind.

Aktuell²¹ ist ein dritter Rekonstruktionsalgorithmus am MIT in der Entwicklung, der die Vorteile und Techniken der beiden hier betrachteten vereinen soll.

5.3.3. Spektren

In diesem Abschnitt wird genauer auf das Spektrum der kosmischen Strahlung in den verschiedenen Bereichen des Magnetfeldes über der Erdatmosphäre eingegangen. In den vorangegangenen Abschnitten (5.3.1, 5.3.2) waren eindeutige Unterschiede im Teilchenfluss zu erkennen. Dies wird nun mit Hilfe von Rigiditätsspektren vertieft betrachtet. Insbesondere wird der geomagnetischen Rigiditäts Cutoff in den verschiedenen Zonen beschrieben. Diese sind wie in Tabelle 5.1 angegeben unterteilt. Durch die Verschiebung der magnetischen Dipolachse, liegt der nördliche magnetische Pol näher am geographischen Nordpol als sein südlicher Partner. Dies führt zur unterschiedlichen Größe der beiden Polzonen, da der Anteil an den Flächen mit (nahezu) senkrecht einfallenden magnetischen Feldlinien auf denen gemessen wird unterschiedlich groß ist. Auch die Äquatorzone wurde aus diesem Grund etwas nach Norden verschoben. In Abbildung 5.21 ist die Einteilung nochmals graphisch aufgetragen.

In den folgenden Abschnitten werden die Spektren der Rigidität²² in den einzelnen Bereichen vorgestellt und interpretiert. Das Energiespektrum lässt zwar einen direkten Vergleich mit Abschnitt 1.1 zu, die Rigidität ist bei der Betrachtung des Magnetfeldes aber sinnvoller. Außerdem ist das *elektromagnetische* Kalorimeter des AMS-02 auf die Detektion und Rekonstruktion von Elektronen und Positronen getrimmt, was die dort berechnete

²¹August 2011

²²bzw. Impulsspektrum für $Z = 1$ Teilchen

| | geographische Länge | geographische Breite |
|------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| Äquator | $180 > \phi > -180$ | $10^\circ > \theta > 0^\circ$ |
| nörtl. magn. Pol | $-35^\circ > \phi > -135^\circ$ | $\theta > 40^\circ$ |
| südl. magn. Pol | $30^\circ > \phi > -20^\circ$ | $-40^\circ > \theta$ |
| SAA | $5^\circ > \phi > -80^\circ$ | $-5^\circ > \theta > -45^\circ$ |

Tabelle 5.1. Einteilung der einzelnen Zonen in geographischen Koordinaten.

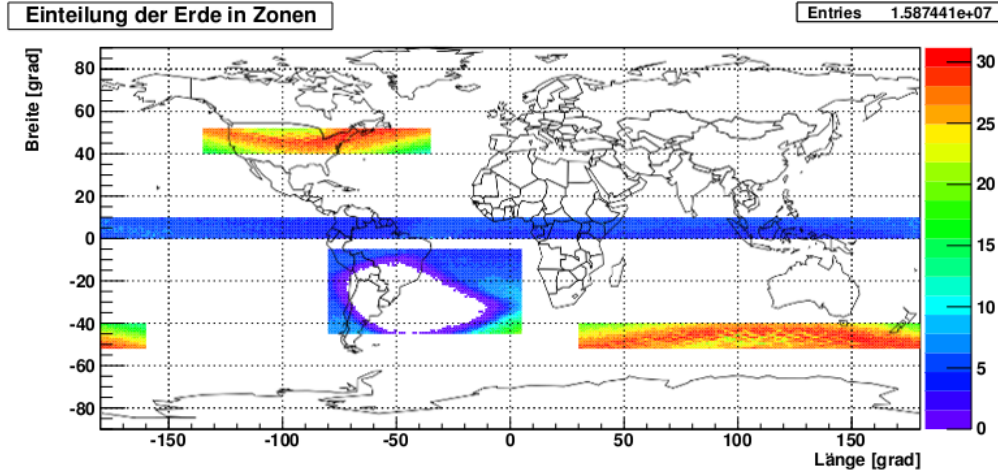


Abbildung 5.21. Einteilung des Messbereichs in verschiedene Zonen. Als Hintergrund dient der Plot aller guten Ereignisse.

Energie *EnergyC* in *EcalShowerR* für Protonen unzuverlässig macht²³. Bei der alleinigen Betrachtung von Elektronen (Anhang Abbildung B.6) verursacht die geringe Statistik starke Schwankungen im Bereich hoher Energien. Für die gezeigten Rigiditäts- und Impulsspektren wurde die in *TrTrackerR* rekonstruierte Rigidität des Trackers genutzt. Der verwendete Impuls hingegen ist in *ParticleR* angegeben, da zusätzlich Ladungs- und Betarekonstruktionen aus RICH und TOF einfließen. Bei sämtlichen hier gezeigten Spektren, wurde das Histogramm, das die absolute Anzahl an gemessenen Teilchen enthält, mit dem Kehrwert der Messzeit innerhalb des betrachteten Bereichs skaliert. Der so definierte Fluss macht einen Vergleich einfacher.

5.3.3.1. Pole

Wie schon in Abschnitt 5.1.1 beschrieben ist der Cutoff an den Polen, aufgrund der senkrecht auf der Oberfläche stehenden Magnetfeldlinien, minimal. Das Spektrum der kosmischen Strahlung wird nur durch die solare Modulation (siehe Abschnitt 1.1) und Wechselwirkungsprozesse mit der Atmosphäre beeinflusst. Deren Wirkungsquerschnitte werden erst bei sehr niedrigen Energien, die hier nicht betrachtet werden, relevant. Somit zeigt diese Region das am ehesten noch unverfälschte Spektrum der kosmischen Strahlung in der Umgebung der Erde. Ein Spektrum gemessen über der gesamten Erdoberfläche, wäre durch die in den folgenden Abschnitten besprochenen magnetischen Effekte verfälscht. Im Rigiditätsspektrum (siehe Abbildung 5.22) ist in den Polregionen wie erwartet kein Cutoff zu erkennen. Das Plateau zwischen 200 MeV und 600 MeV ist nur bei positiven Ladungen zu sehen²⁴ und verschwindet nach der in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Protonenselektion (Anhang Abbildung B.7). Es handelt sich damit wahrscheinlich größtenteils um

²³So kann für Hadronen, die keinen Schauer auslösen, also minimal ionisierende Teilchen (MIP), die Energie nicht korrekt rekonstruiert werden. Aufgrund dessen entsteht, insbesondere durch Protonen, ein Peak im Energiespektrum (Anhang Abbildung B.5) bei etwa 200 MeV (vgl. Vagelli (2011)).

²⁴aufgrund der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung wird auch Abbildung 5.22 von positiv geladenen Teilchen dominiert

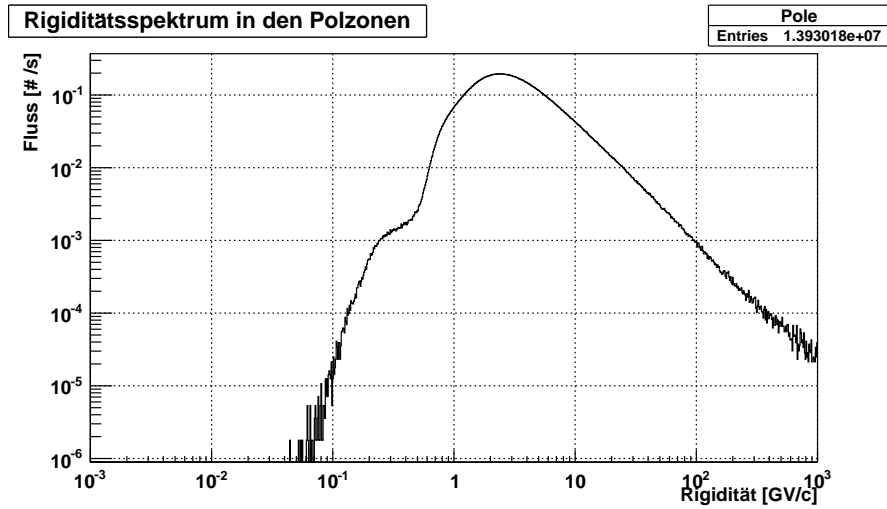


Abbildung 5.22. Rigiditätsspektrum [Teilchen/s] aller "guter" Events an den Polen.

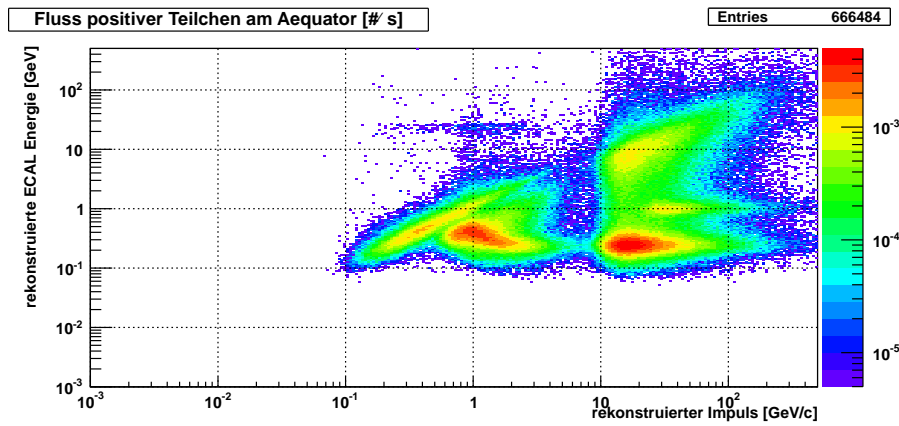


Abbildung 5.23. Fluss "guter" positiver Teilchen [Teilchen/s] in einem zweidimensionalen Histogramm mit rekonstruierter ECAL Energie über dem Impuls. Es ist deutlich der Rigiditäts Cutoff zu sehen.

sekundäre Positronen, die durch Wechselwirkungen mit der Atmosphäre erzeugt wurden, da sie auch im unter Cutoff Bereich am Äquator zu finden sind (siehe Abschnitt 5.3.3.2). Die Betrachtung eines zweidimensionalen Energie über Impuls Histogramms für „gute“ positive Teilchen (Abbildung 5.23) zeigt, dass der Beitrag im Bereich des Plateaus von einer Komponente verursacht wird, deren Impuls-Energie Verhältnis nahezu konstant ist. Dies weist, aufgrund der geringen Masse, auf Positronen hin. Weitere Auffälligkeiten in diesem Plot werden in Abschnitt 5.3.3.2 besprochen. Aber auch andere Teilchen wie Protonen oder Elektronen haben ein sekundäres Spektrum²⁵, das hier an den Polen allerdings vom primären Spektrum überlagert wird, welches nicht durch den Cutoff reduziert wird. Betrachtet man Elektronen und Protonen, deren rekonstruiertes Beta negativ ist, d.h Teilchen die den Detektor von unten passiert haben (Anhang Abbildung B.8 und B.9) und damit nicht der primär Strahlung entstammen, sind diese sekundären Teilchen jedoch gut zu erkennen.

²⁵Spektrum der Teilchen, die durch Wechselwirkungen der primären kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre erzeugt werden.

5.3.3.2. Äquator

Im Gegensatz zu den Polen verlaufen am Äquator die Magnetfeldlinien parallel zur Erdoberfläche. Der Cutoff ist in dieser Region maximal und sollte in den Plots deutlich zu erkennen sein. Abbildung 5.24 ist das Rigiditätsspektrum aller Teilchen mit vollständig rekonstruierter Spur, die in der in Tabelle 5.1 festgelegten Äquator-Region gemessen wurden. Es sind deutlich zwei getrennte Peaks zu erkennen. Oberhalb des Rigiditäts Cutoffs, der in dieser Region zwischen 10 und 16 $\frac{\text{GV}}{c}$ liegt, ist das Spektrum der kosmischen Strahlung zu sehen. Unterhalb kann durch die Abschirmung des Magnetfeldes keine Primärstrahlung gemessen werden. Wie in Derome et al. (2000, 2001) dargelegt, sind es sekundäre Teilchen,

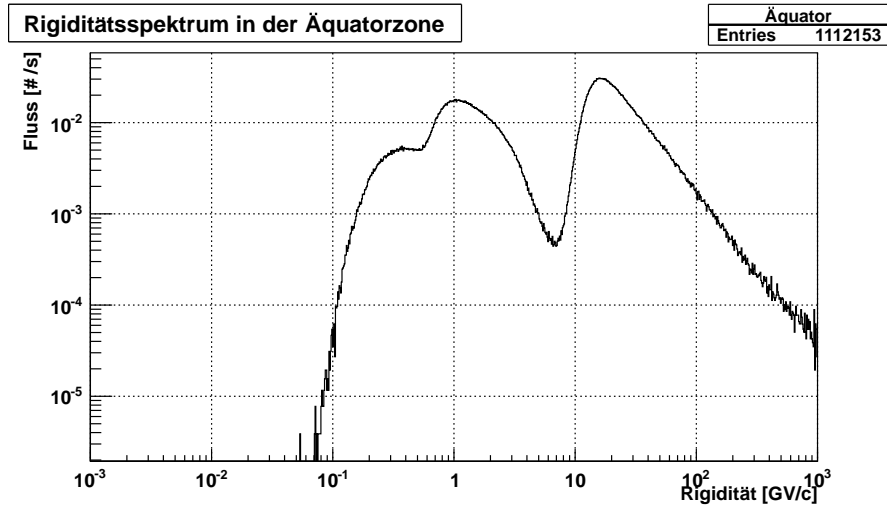


Abbildung 5.24. Rigiditätsspektrum aller "guter" Events am Äquator.

welche durch Wechselwirkungen mit der Atmosphäre entstehen und anschließend im Erdmagnetfeld abgelenkt oder sogar auf längere Zeit eingefangen werden. Betrachtet man nur die Ereignisse die den Detektor von unten passiert haben, verschwindet der Peak oberhalb des Cutoffs nahezu vollständig (siehe Abbildung 5.25). Die Oberfläche von AMS-02 ist nicht parallel zur Erdoberfläche, sondern leicht geneigt, weshalb immer noch primäre kosmische Strahlung die Beta Selektion überlebt. Des weiteren kann auch die Rekonstruktion von Beta selbst fehlschlagen, insbesondere bei schnellen Teilchen, wenn die Auflösung des ToF an ihre Grenzen stößt. Dieses Spektrum sekundärer Teilchen ist, wie in Abschnitt 5.3.3.1 beschrieben, auch an den Polen vorhanden. Es werden Teilchen erzeugt die auch in der

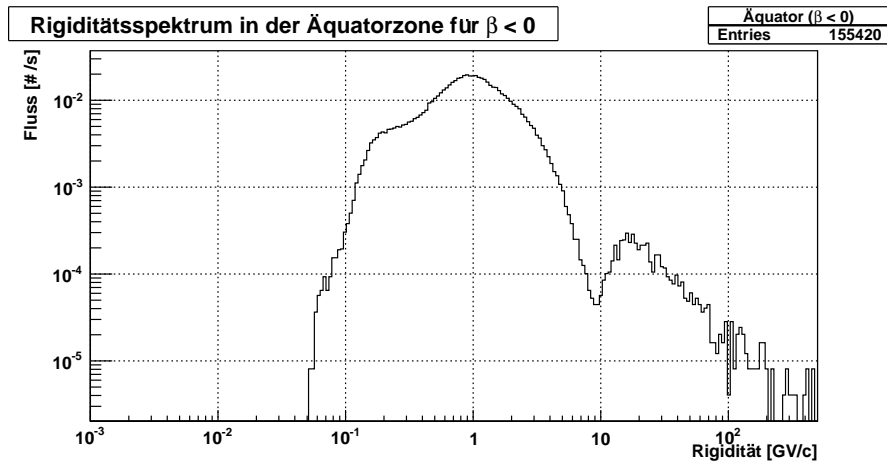


Abbildung 5.25. Rigiditätsspektrum aller "guter" Events mit negativem Beta am Äquator.

kosmischen Strahlung vorhanden sind. In Abbildung 5.23 sieht man, dass das Verhalten des Energie-Impuls Verhältnisses auf beiden Seiten des Rigidität Cutoff Schnittes ähnlich ist. Die Ereignisse mit etwa konstanter Energie unterhalb von 1 GeV sind vermutlich Protonen, deren Energie aufgrund der ECAL Konstruktion nur schlecht rekonstruiert werden kann. Das Verhalten von Positronen wurde schon in Abschnitt 5.3.3.1 angesprochen.

5.3.3.3. Region zwischen Äquator und Pol

Entfernt man sich vom Äquator in Richtung eines Pols, verschiebt sich der Cutoff immer mehr zu niedrigen Rigiditäten, um schließlich am Pol fast vollständig zu verschwinden. Abbildung 5.26 zeigt das Rigiditätsspektrum in verschiedenen geographischen Breiten, wobei eventuelle Überschneidungen mit der Polregion ausgelassen wurde. Die Abschwächung des Cutoffs ist gut zu sehen und liegt innerhalb der in Abschnitt 5.1.1 angegebenen Werte, wenn man die Breite der Zonen und die geographische Einteilung berücksichtigt.

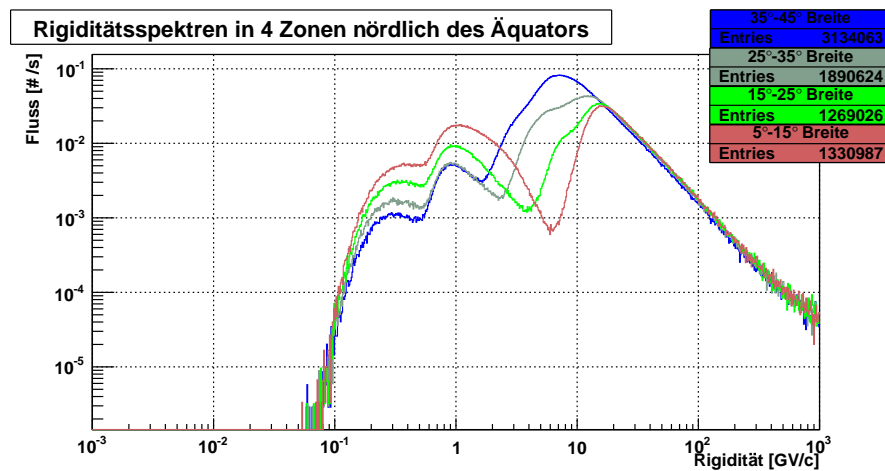


Abbildung 5.26. Rigiditätsspektrum aller Teilchen mit kompletter Spur ($\hat{=}$ "guten" Ereignissen) in verschiedenen Breiten nördlich des Äquators. Die in Tabelle 5.1 angegebene nördliche Polregion wurde dafür immer ausgelassen, wenn es Überschneidungen gab.

In Abbildung 5.27 ist nochmals ein Vergleich der Pol und Äquator Spektren und einer Region dazwischen in einem Histogramm aufgetragen. Die unterschiedlichen Zählraten können, wie auch in den anderen Spektren, eine Folge der Vorselektion sein. So sind sie insbesondere an den Polen bei hohen Energien niedriger als am Äquator. Der zugrunde liegende Effekte wurde schon in Abschnitt 5.3.1 besprochen.

5.3.3.4. SAA

Bei der Betrachtung der SAA gibt es das schon zu Beginn dieses Abschnitts (5.3) erwähnte Problem. Mit Ausnahme eines kleinen Randes existieren keine²⁶ rekonstruierten Daten. Und auch in diesem werden die meisten Ereignisse bei der Vorselektion (siehe Abschnitt 4.2.1) herausgefiltert. Ein Spektrum aus dem in Tabelle 5.1 beschriebenen Bereich für die Südatlantische Anomalie zeigt deshalb eher das für diesen Bereich entsprechender geographischer Breite und Länge „normale“ Spektrum. D.h. sekundäre Teilchenproduktion und primäre kosmische Strahlung oberhalb des Cutoffs. Erwartet wird aber ein deutlich höherer Fluss niederenergetischer Teilchen, durch den hier besonders nahe an der Erdoberfläche liegenden Spiegelpunkt des inneren Van-Allen-Gürtels. In Abbildung 5.13 ist zumindest zu sehen, dass sich die Rigiditäten der Teilchen am Rand nur auf den Bereich von $0,01 \frac{\text{GV}}{\text{c}} - 2 \frac{\text{GV}}{\text{c}}$ beschränken.

²⁶August 2011

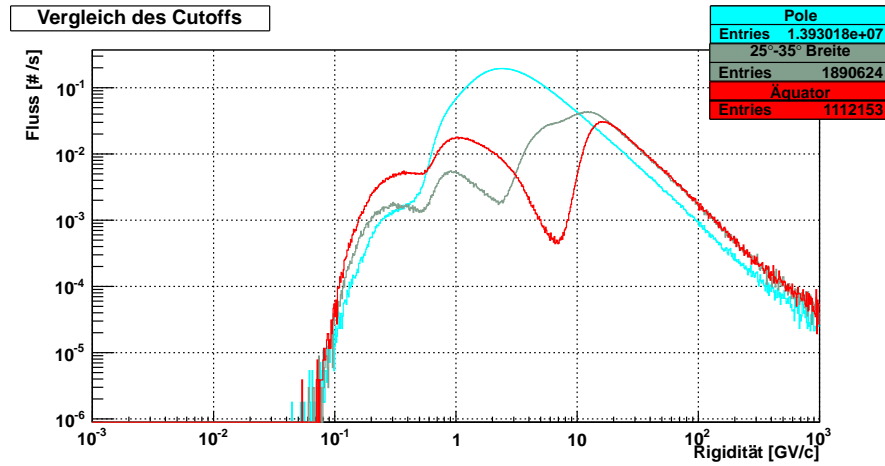


Abbildung 5.27. Rigiditätsspektrum aller Teilchen mit kompletter Spur ($\hat{=}$ "guten" Ereignisse) im Bereich des geographischen Äquators, der magnetischen Pole und bei $25^\circ - 35^\circ$ nördlicher Breite.

5.3.4. Elektron und Protonenfluss

Da es sich sowohl bei Elektronen, Positronen und Protonen um einfach geladene Teilchen handelt, unterscheidet sich ihr Verhalten bei einer qualitativen Betrachtung der Flüsse innerhalb des Magnetfeldes nur wenig. Aufgrund der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ist ein deutlich höherer Protonen als Leptonenfluss zu erwarten. Dies ist in Abbildung 5.28, dem Anteil selektierter Protonen an allen Teilchen welche der Vorselektion entsprochen haben, gut zu sehen. Der Abfall des Anteils am magnetischen Äquator entsteht durch die in Abschnitt 5.3.1 besprochene Produktion sekundärer Teilchen. Deren Impulse liegen meist so niedrig, dass eine Identifizierung anhand des hier benutzten Standardverfahrens nicht möglich ist (Impulsbeschränkungen in der Teilchenselektion). Die Veränderung der Parameter würde eine erneute Studie der Selektion zur Bestimmung der Güte erfordern. Eine genauere Analyse des Flusses einzelner Teilchen, wie z.B. die Darstellung der Ost-West-Asymmetrie (Abschnitt 5.1.1), erfordert die Zurückverfolgung der Teilchenbahnen²⁷. Hierbei wird mit Hilfe des Einfallswinkels in den Detektor, dessen Position und eines Modells des Erdmagnetfeldes die Bahn rekonstruiert. Dies geht aber über den Rahmen dieser Bachelorarbeit hinaus, weshalb hier nur eine grundlegende Betrachtung durchgeführt wird.

Die Abbildungen 5.29(a) (Elektronen) und 5.29(b) (Protonen) zeigen den Fluss in Abhängigkeit der geographischen Koordinaten. Anhand der Zahl an Einträgen wird nochmals deutlich, dass sehr viel weniger Elektronen als Protonen gemessen wurden. Insbesondere im Vergleich mit der Auftragung für sämtliche Ereignisse mit einer vollständigen Spur (Abbildung 5.28) wird klar ersichtlich, dass der Fluss von Protonen dominiert wird. Die Verteilungen selbst ähneln sich sehr stark und lassen bei einer solchen groben Betrachtung keinen Unterschied erkennen. Ergänzend zu Abschnitt 5.3.1 zeigt Abbildung 5.30, die Auftragung aller Protonen mit Impulsen/Rigiditäten über $50 \frac{\text{GeV}}{c}$, eine gleichmäßige Verteilung über der gesamten Erde. Teilchen mit solch hohen Rigiditäten werden vom Erdmagnetfeld kaum beeinflusst. Die Reduktion des Flusses an den Polen und in der SAA wurde in den vorhergegangenen Abschnitten (5.3 und 5.3.1) ausführlich erläutert.

²⁷engl. "back tracing"

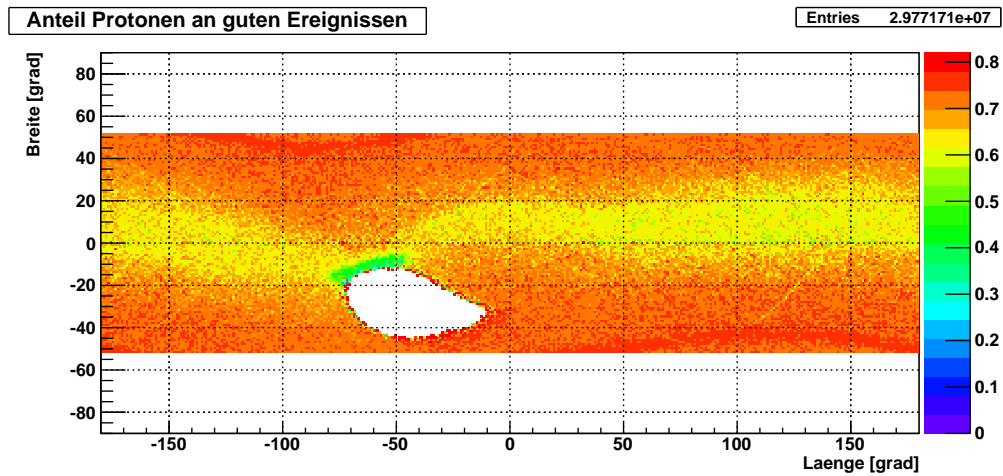
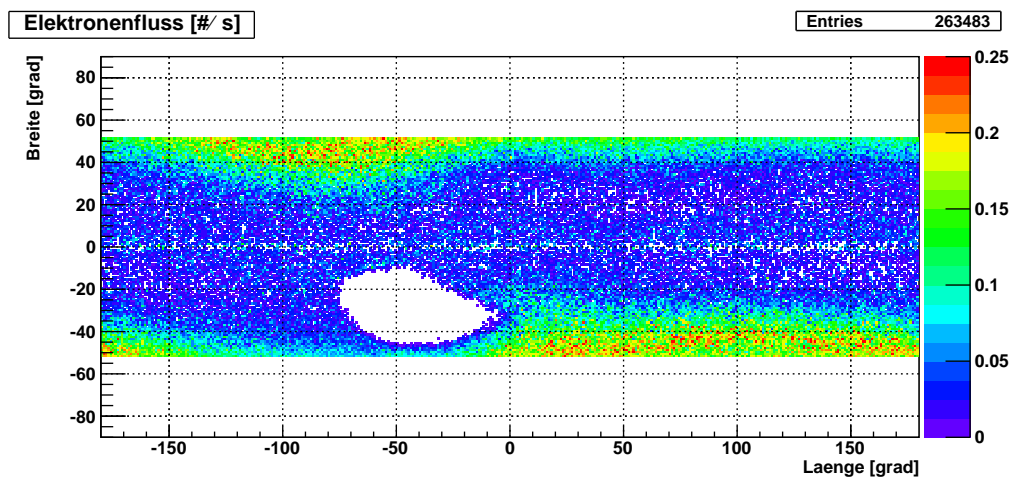
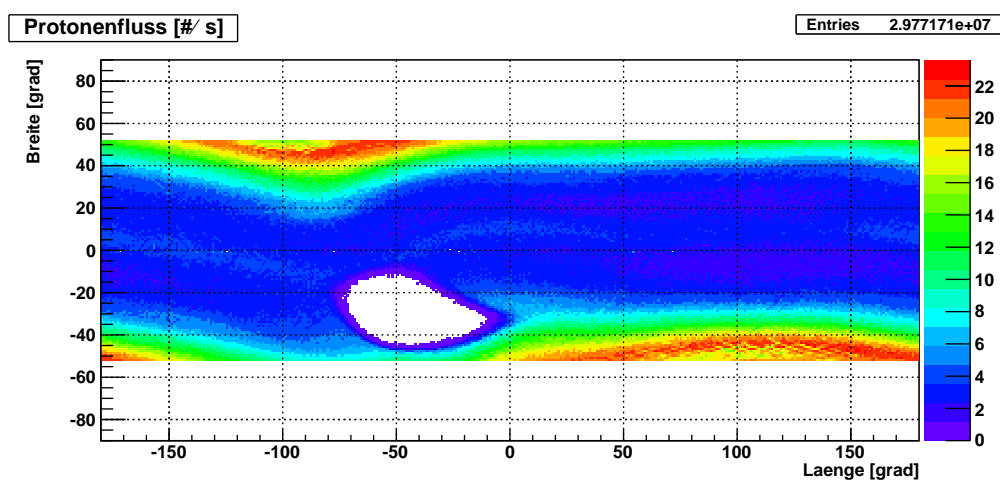


Abbildung 5.28. Anteil selektierter Protonen an allen Teilchen mit reiner Spur.



(a) alle selektierten Elektronen (nach Abschnitt 4.2.3)



(b) alle selektierten Protonen (nach Abschnitt 4.2.3)

Abbildung 5.29. Teilchenfluss in Abhängigkeit der geographischen Koordinaten. Wie schon bei allen guten Ereignissen sind auch hier die Polregionen mit niedrigem Cutoff und die ausgelassene SAA zu erkennen.

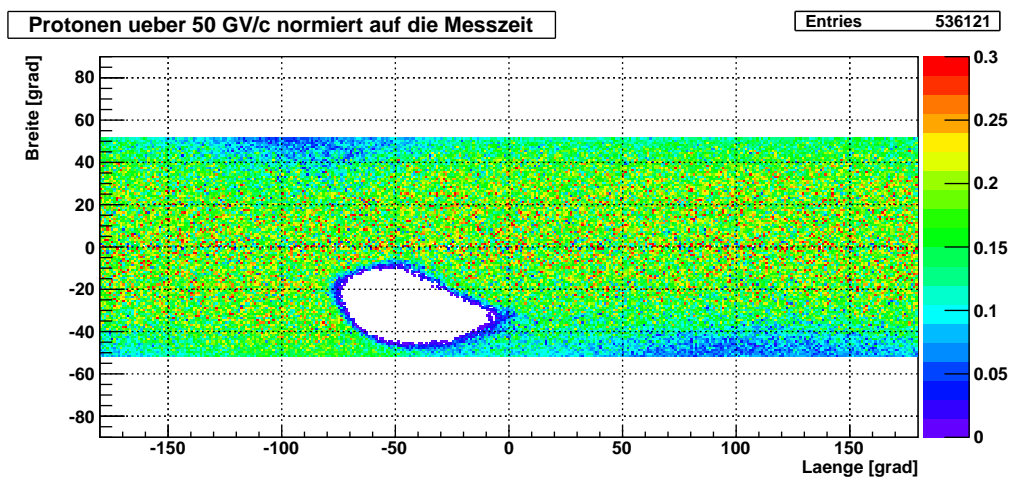


Abbildung 5.30. Selektierte Protonen ab $50 \frac{\text{GeV}}{c}$ Impuls normiert auf die Messzeit pro Bin. Da die Teilchenselektion nur auf reine Spuren angewandt wird, sinkt der Fluss an den magnetischen Polen.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Gegensatz zu bisherigen Experimenten mit Teilchendetektoren im All hat AMS-02 Zugriff auf die Energieversorgung und Datenübertragung der ISS. Aufgrund dieser Vorteile konnte ein deutlich leistungsfähigerer Detektor gebaut und zum Einsatz gebracht werden. Bis Ende September wurden mehr als 6 Milliarden Ereignisse aufgezeichnet, erheblich mehr als andere Detektoren für kosmische Strahlung wie z.B. PAMELA¹ in ihrer gesamten Laufzeit. Allerdings ist AMS-02 noch nicht vollständig kalibriert und getestet, weshalb Ergebnisse zu den gesteckten Zielen erst in einiger Zeit erwartet werden können. Die Kalibration und Software, die teilweise noch auf dem AMS-01 Prototyp basiert, und deren Dokumentationen entwickeln sich stetig weiter. So konnte z.B. die Kalibration des TRD, aufgrund der noch ungetesteten Bedingungen im Weltall, erst nach der Installation auf der Raumstation beginnen. Auch zur Rekonstruktion der Rohdaten gibt es immer wieder neue Versionen, was die konsistente Betrachtung von Daten mit genügend Statistik erschwert. Dennoch wurde in dieser Arbeit gezeigt, dass die bisher verfügbaren, mit einer vorläufigen Kalibration rekonstruierten Daten, ausreichend sind um ein qualitatives Bild der kosmischen Strahlung zu erhalten und die Leistungsfähigkeit des AMS-02 darzulegen.

In Kapitel 4 wurde illustriert, wie sich mit einfachen Überlegungen eine funktionierende Elektronenselektion verwirklichen lässt. Insbesondere bei der Erweiterung auf eine Protonenselektion war sie allerdings der detaillierter ausgearbeiteten vorläufigen Selektion unterlegen, da diese genau bestimmte energieabhängige Cuts, z.B. für die aus dem ECAL austretende Energie, einsetzt. Der Vergleich der beiden Selektionen hat aber auch gezeigt, dass der TRD wie geplant dazu geeignet ist, Protonen von Elektronen und Positronen zu unterscheiden. Diese Untersuchungen verdeutlichen die Effizienz des ECAL und TRD bei der Teilchendiskriminierung. Gemeinsam mit dem Tracker besitzen sie bei Elektron/-Positron Messungen eine Protonen-Unterdrückung von 10^6 (Heil, 2011). Die Betrachtung der Vorselektion hat allerdings ergeben, dass viele Ereignisse aufgrund des kleinen ECALs verworfen wurden.

In Kapitel 5 wurde das Magnetfeld der Erde beschrieben, auf seine Besonderheiten, wie den ortsabhängigen geomagnetischen Cutoff, eingegangen und die Auswirkungen auf die Leistungsfähigkeit des Detektors untersucht. In Abschnitt 5.3 ist zunächst die Größe der Teilchenflüsse für verschiedenen Regionen und Rigiditäten analysiert und mit Prognosen verglichen worden. Es fiel auf, dass schon die Effizienz der Rekonstruktion vom Fluss abhängig ist, der wiederum vom Magnetfeld der Erde gesteuert wird. Es wurde gezeigt,

¹Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics

dass die Verteilung reiner Ereignisse über der Erdoberfläche dem erwarteten Verlauf folgt: An den Polen ist der Anteil dieser „guten“ Ereignisse an allen Teilchenspuren klein, am Äquator hingegen deutlich größer. Der Einfluss der Vorselektion auf die Flüsse *oberhalb* des geomagnetischen Cutoffs wurde ebenfalls untersucht. Es trat hervor, dass die Eigenschaften der Vorselektion eine indirekte Abhängigkeit vom Magnetfeld verursachen.

Abschnitt 5.3.2 beschäftigt sich schließlich ausführlich mit der Effizienz des TRD. Hier wurden zwei momentan zur Verfügung stehende Spurrekonstruktionsalgorithmen für den TRD miteinander verglichen. Mittels der schrittweisen Einführung bestimmter Selektionen wurde gezeigt, inwiefern die beiden Methoden verschieden sind und wie sich ihre Spurrekonstruktionseffizienz unterscheidet. Abhängig von der Position über der Erde ergaben sich unterschiedlich starke Beeinflussung durch das Magnetfeld. Je nach Region und Vorbedingungen war ein anderer Algorithmus der effizientere. Des weiteren wurde in diesem Kapitel das Spektrum der gemessenen Teilchen genauer untersucht. Hierfür wurden ausgewählte Bereiche des Erdmagnetfelds untersucht. Es wurde festgestellt, dass der beobachtete Cutoff sehr gut den Erwartungen aus dem Dipolmodell folgt. Die Populationen von Teilchen unterhalb des Cutoffs sind schon von AMS-01 beobachtet worden und konnten auch die hier analysierten Daten erklären. Mit Hilfe einer Unterscheidung der rekonstruierten Richtung war es möglich, sie auch in den Polregionen vom primären Fluss zu unterscheiden. Abschließend wurden noch Zählraten von Elektronen und Protonen betrachtet. Wie vermutet war kein Unterschied in der Verteilung zu erkennen. Allein die Dominanz von Protonen in der kosmischen Strahlung trat eindeutig hervor.

Weitergehende Analysen der kosmischen Strahlung werden erst nach der Weiterentwicklung der Software und der vollständigen Kalibration des Detektors möglich sein. Momentan werden z.B. die beiden äußeren Lagen des Spurdetektors bei der Rekonstruktion noch nicht berücksichtigt, was dessen Präzision bei Messungen von Teilchen mit hohem Impuls einschränkt. Grund hierfür sind Verschiebungen und Verformungen der Trägerstruktur durch Temperaturschwankungen und mechanische Kräfte, die auch andere Subdetektoren betreffen und die Bestimmung der relativen Lage einzelner Komponenten zueinander erschweren. So ist man zunächst darum bemüht, das Verhalten des Detektors im All kennenzulernen und ihn zu kalibrieren. Es existieren bereits vorläufige Versionen der Kalibration, die stetig weiterentwickelt werden. Sobald sie 2012 finalisiert sind, können Daten auf physikalische Aspekte hin untersucht werden und erste Ergebnisse sind zu erwarten. Da AMS-02 an die verlängerten Laufzeit der internationalen Raumstation angepasst ist, wird es noch bis zum Ende der ISS im All verweilen, mindestens bis 2020, Daten sammeln und so unser Wissen über die kosmische Strahlung und das Universum erweitern.

Literaturverzeichnis

- P. Abreu, et al. (2010), ‘Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter’, *Astroparticle Physics* **34**(Nr. 5): 314 – 326
- S. P. Ahlen et al. (1994), ‘An Antimatter spectrometer in space’, *Nucl. Instrum. Meth.* **A350**: 351–367
- J. Alcaraz (2006), *AMSRoot User Guide*
- J. Alcaraz (2011), *AMS Offline Root Event Format Reference Manual*, automatically generated by Doxygen 1.4.7
- J. Alcaraz, et al. (2000a), ‘Leptons in near earth orbit’, *Physics Letters B* **484**(Nr. 1-2): 10 – 22
- J. Alcaraz, et al. (2000b), ‘Protons in near earth orbit’, *Physics Letters B* **472**(Nr. 1-2): 215 – 226
- F. Barao et al. (2006), ‘The ring imaging Cherenkov detector (RICH) of the AMS experiment’
- R. Battiston & A. Oliva (2011), ‘AMS-02’, <http://www.ams02.org>, Zugriff: 10.10.2011
- K. G. Begeman, et al. (1991), ‘Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics’, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **249**: 523
- L. Bergström (2009), ‘Dark matter candidates’, *New Journal of Physics* **11**(Nr. 10)
- L. Bergström & A. Goobar (2006), *Cosmology and particle astrophysics*, Springer-Praxis books in astronomy and planetary science, Springer
- V. Bindi et al. (2010), ‘The scintillator detector for the fast trigger and time-of-flight (TOF) measurement of the space experiment AMS-02’, *Nucl. Instrum. Meth.* **A623**: 968–981
- J. Bleeker, et al. (2001), *The century of space science*, Kluwer Academic
- C. Buntin (2011), Bachelorarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, in Vorbereitung
- CERN IT department (2009), ‘batch.web.cern.ch/batch’
- U. Christensen & A. Tilgner (2002), ‘Der Geodynamo’, *Physik Journal* **1**(Nr. 10): 41–47
- C. Chung, et al. (2002), ‘AMS on ISS, Construction of a particle physics detector on the International Space Station’, Tech. rep., The AMS collaboration
- D. Clowe, et al. (2007), ‘Catching a bullet: direct evidence for the existence of dark matter’, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **173**(Nr. 0): 28 – 31, Proceedings of the 7th UCLA Symposium on Sources and Detection of Dark Matter and Dark Energy in the Universe
- J. Cronin, et al. (1997), *Scientific American* **276**: 44

- W. de Boer (WS 10/11), ‘Vorlesung: Einführung in die Kosmologie I’, Karlsruhe Institute of Technology
- L. Derome, et al. (2000), ‘Origin of the high energy proton component below the geomagnetic cutoff in near earth orbit’, *Physics Letters B* **489**(Nr. 1-2): 1 – 8
- L. Derome, et al. (2001), ‘Secondary electrons and positrons in near earth orbit’, *Physics Letters B* **515**(Nr. 1-2): 1 – 5
- S. Di Falco (2006), ‘Indirect dark matter search with AMS-02’, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- T. Futagami, et al. (1999), ‘Observation of the East-West Anisotropy of the Atmospheric Neutrino Flux’, *Phys. Rev. Lett.* **82**: 5194–5197
- B. A. Grupen, Claus ; Shwartz (2008), *Particle detectors*, Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology ; 26, Cambridge University Press, New York, NY, rev. 2., Previous ed.: published as by Claus Grupen with the cooperation of Armin Böhrer and Ludek Smolik. 1996
- M. Heil (2010), ‘Tests mit dem Übergangsstrahlungsdetektor des AMS Projekts’, Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology KIT
- M. Heil (2011), ‘Performance of AMS-02 on the International Space Station’, In *DESY Theory Workshop*, 29.09.2011 Hamburg
- D. Hooper (2009), *Dunkle Materie : die kosmische Energielücke*, Spektrum-Sachbuch, Spektrum Akad. Verl., Heidelberg
- International Space Station Program (2001), *Space Station Reference Coordinate Systems*, rev. F
- N. Jarosik et al. (2011), ‘Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results’, *Astrophys. J. Suppl.* **192**: 14
- H. Klapdor-Kleingrothaus & K. Zuber (1997), *Teilchenastrophysik*, Teubner-Studienbücher: Physik, Teubner
- A. Klimentov (2005), ‘AMS Software, Computing Facilities and Data Handling’, <http://ams.cern.ch/AMS/Computing/computing.html>, Zugriff: 10.10.2011
- A. Kounine (2010), ‘Status of the AMS Experiment’, In *XVI International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions*, MIT, Cambridge, MA 02139, USA
- K. Koyama, et al. (1995), ‘Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006’, *Nature* **378**: 255 – 258
- M. Millinger (2011), Dissertation, RWTH Aachen, in Vorbereitung
- A. Milsztajn & T. Lasserre (2001), ‘Not enough stellar mass machos in the galactic halo’, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **91**(Nr. 1-3): 413 – 419, Neutrino 2000
- U. Müller & R. Stieglitz (2003), *The geodynamo: models and supporting experiments*, Forschungszentrum Karlsruhe
- V. Plyaskin (2008), ‘Mapping Earth’s radiation belts using data from STS91 mission of AMS’, *Astroparticle Physics* **30**(Nr. 1): 18 – 28
- K. Schlegel & J. Woch (2005), ‘Die Magnetosphäre der Erde’, *Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung: Forschungsinfo* **05/2005**
- R. Schlickeiser (2002), *Cosmic ray astrophysics*, Astronomy and astrophysics library, Springer

- D. Smart & M. Shea (2005), ‘A review of geomagnetic cutoff rigidities for earth-orbiting spacecraft’, *Advances in Space Research* **36**(Nr. 10): 2012 – 2020, Solar Wind-Magnetosphere-Ionosphere Dynamics and Radiation Models
- T. Stanev (2009), *High Energy Cosmic Rays*, Springer Praxis Books / Astronomy and Planetary Sciences Series, Springer
- The ROOT team (2009), *Users Guide 5.26*
- V. Vagelli (2011), ‘Identification of positrons and electrons in the cosmic radiation with the electromagnetic Calorimeter ECAL for the AMS-02 experiment’, Masterarbeit, Università di Pisa
- M. Walt (2005), *Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation*, Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press
- R. Wedell (2005), *Effekte der Physik und ihre Anwendungen*, Kap. Übergangsstrahlung, Harri Deutsch Verlag

Anhang

A. Grafiken

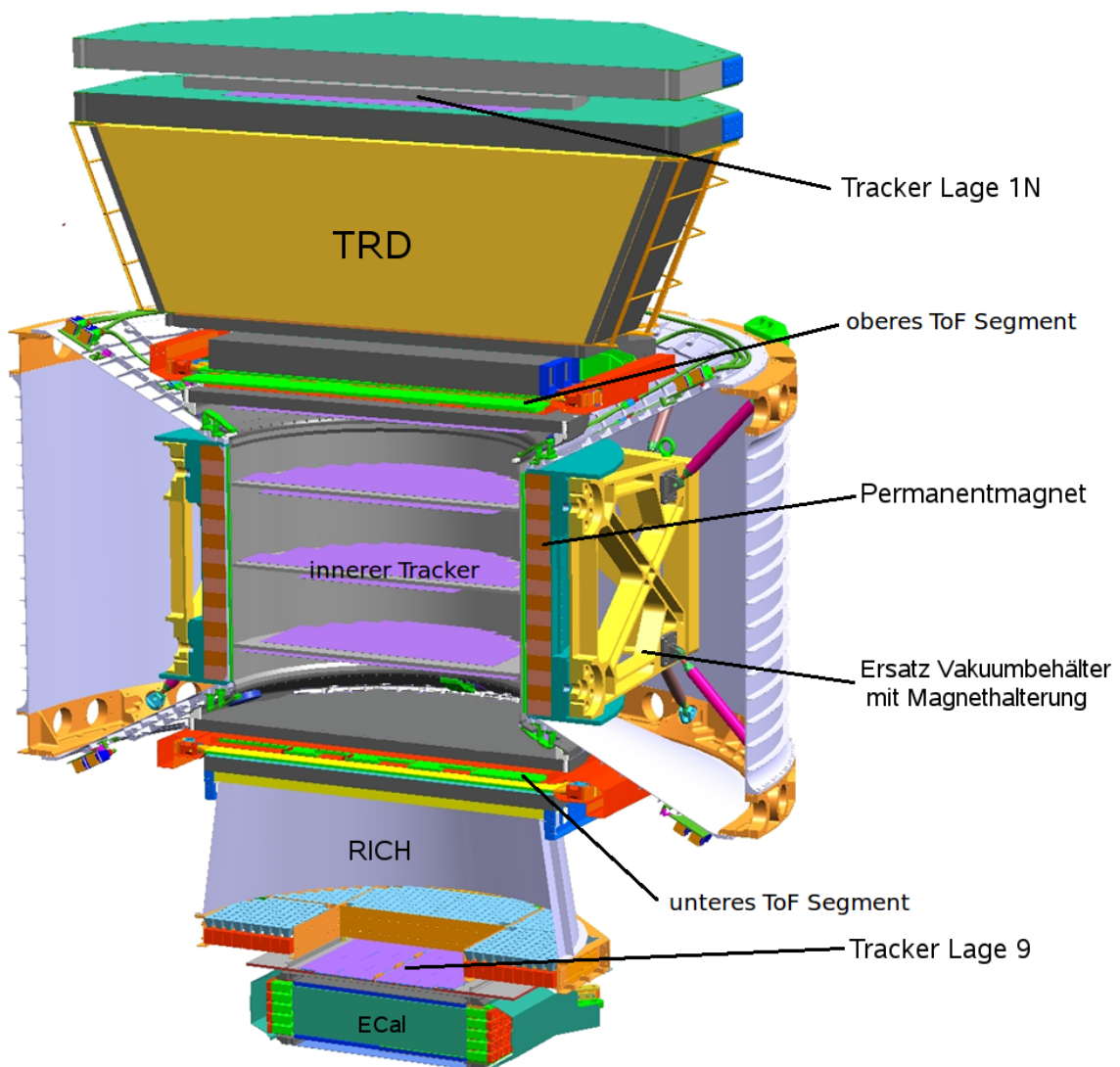


Abbildung A.1. Schematische Darstellung des AMS-02 Detektors mit den Positionen seiner einzelnen Subdetektoren. (Heil, 2011)

B. Plots

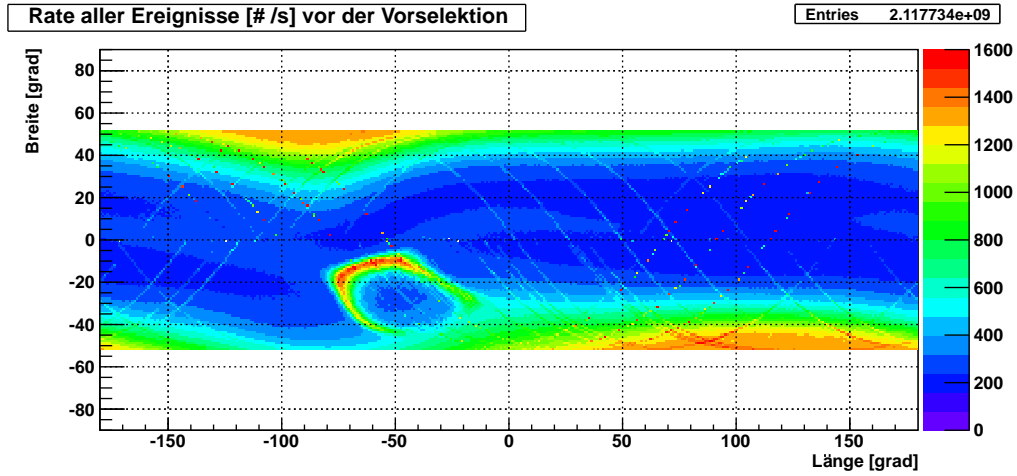


Abbildung B.2. Ereignisrate [Events/s] vor der Vorselektion. Da der Detektor noch kalibriert wird, könnten die zu sehenden ISS-Bahnen von alten Tests stammen. Die nötigen Raten wurden vor der Selektion in UProcessStatus (Abschnitt 3.3.2) aufgetragen und auf die Messdauer normiert.

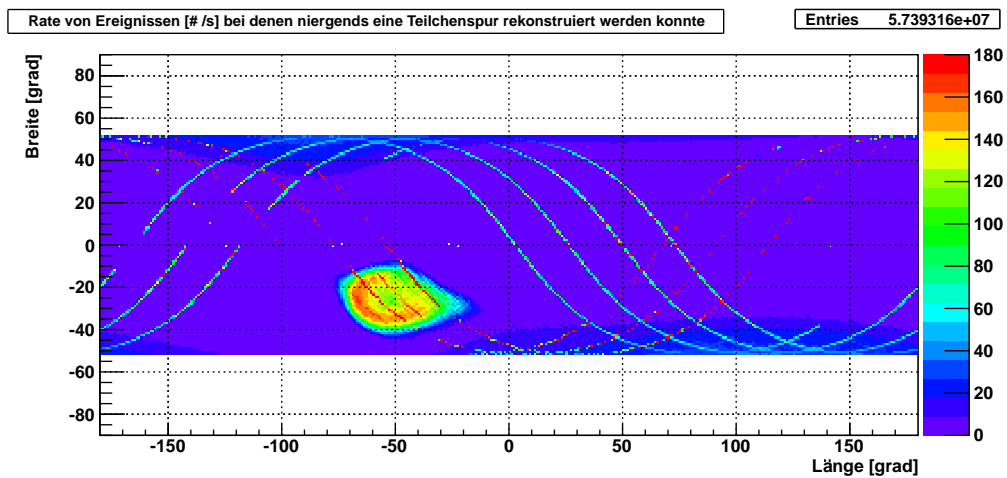


Abbildung B.3. Rate an Ereignissen [Events/s] ohne rekonstruiertes Teilchen. Es ist deutlich zu erkennen, dass insbesondere im Bereich der SAA aber auch an den Polen viele Fehlschläge liegen. Da der Detektor noch kalibriert wird, könnten die zu sehenden ISS-Bahnen von alten Tests stammen. Die nötigen Raten wurden vor der Selektion in UProcessStatus (Abschnitt 3.3.2) aufgetragen und auf die Messdauer normiert.

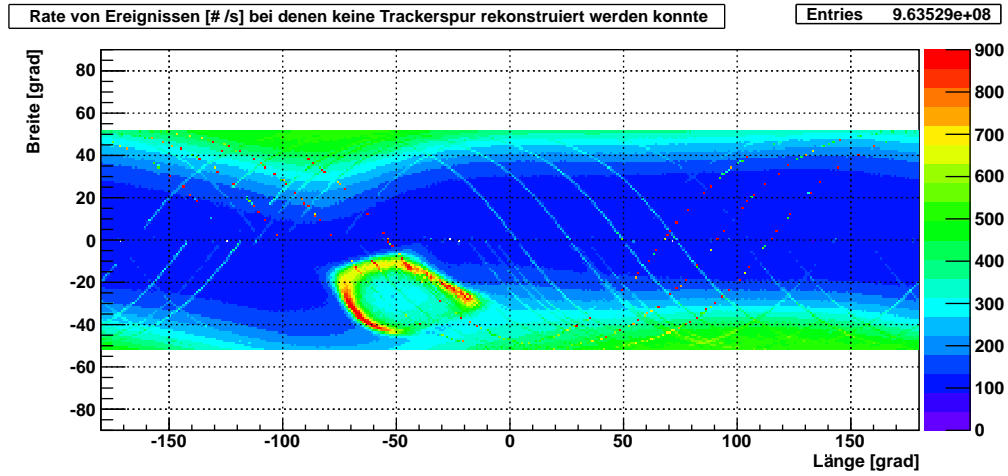


Abbildung B.4. Rate an Ereignissen [Events/s] ohne rekonstruierte Teilchenspur im Tracker. Es ist deutlich zu erkennen, dass insbesondere an den Polen viele Ereignisse nicht rekonstruiert werden konnten. Die nötigen Raten wurden vor der Selektion in UProcessStatus (Abschnitt 3.3.2) aufgetragen.

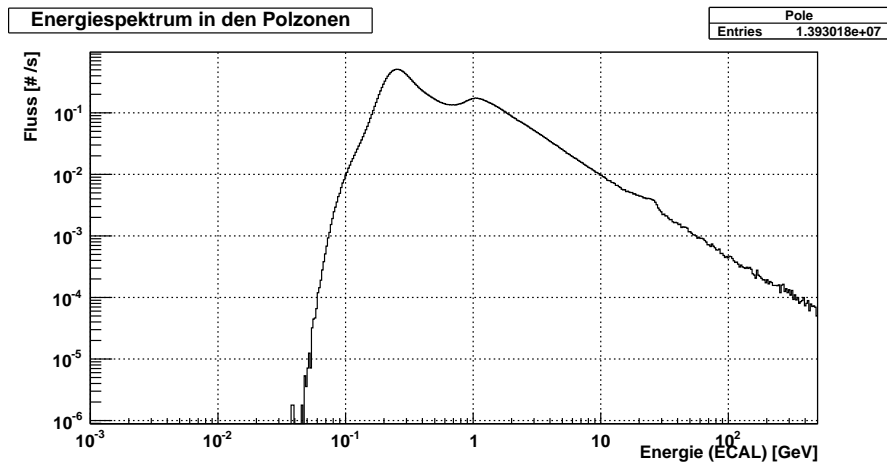


Abbildung B.5. Energiespektrum [Teilchen/s] aller guter Events an den Polen.

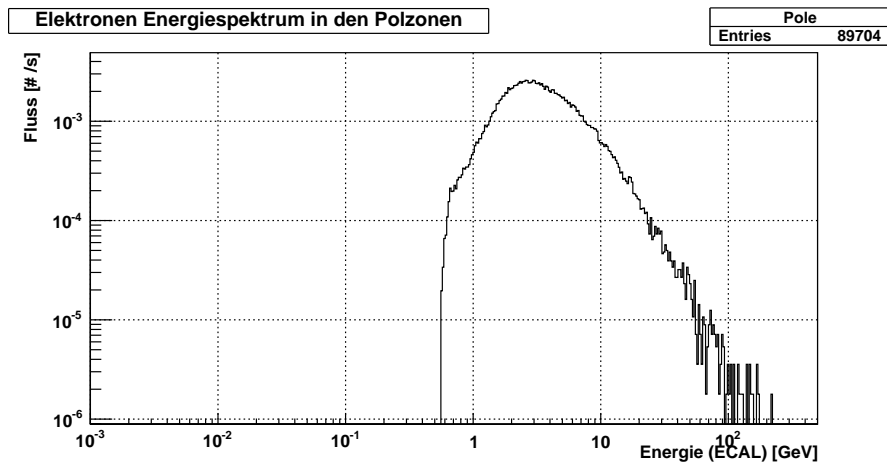


Abbildung B.6. Energiespektrum [Teilchen/s] der Elektronen an den Polen.

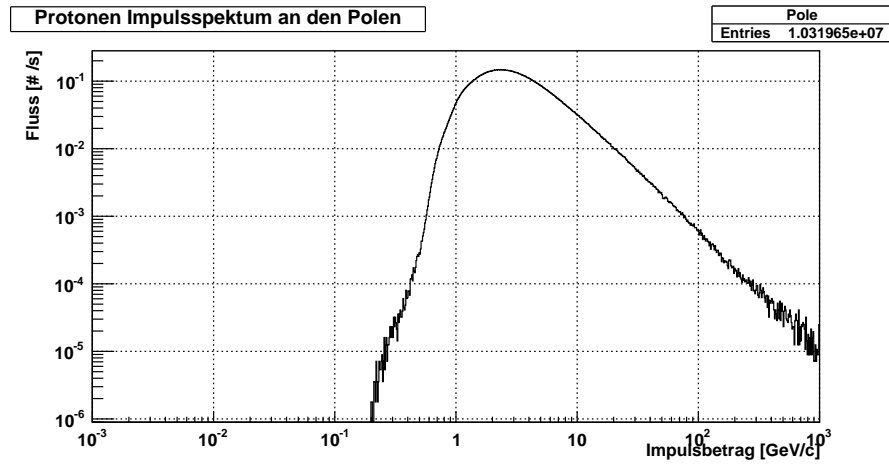


Abbildung B.7. Impulsspektrum [Teilchen/s] aller Protonen an den Polen.

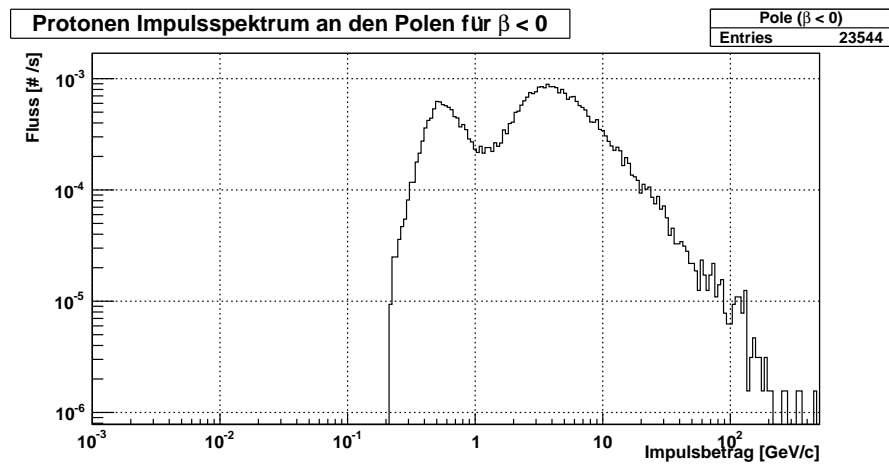


Abbildung B.8. Impulsspektrum [Teilchen/s] aller Protonen mit negativem Beta an den Polen.

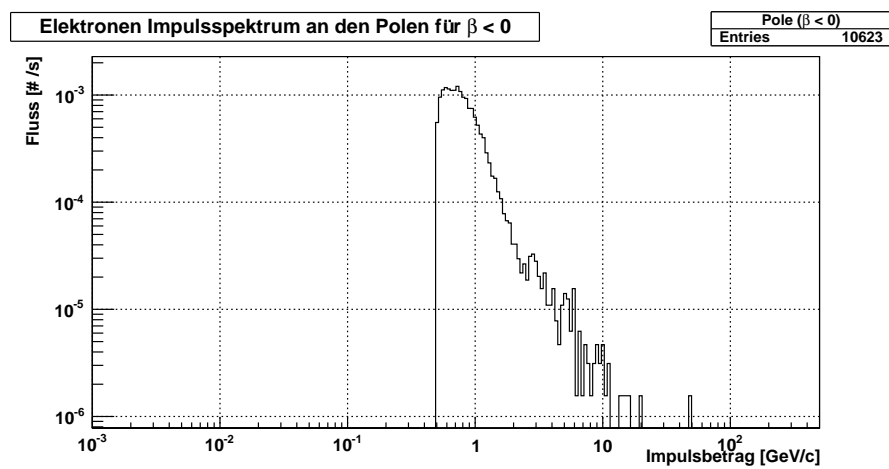


Abbildung B.9. Impulsspektrum [Teilchen/s] aller Elektronen mit negativem Beta an den Polen.

C. Quellcode

C.1. Messdauer im Bin

```

1 //Globale Variablen
2 double start[2]={0,0};
3 double timeinbin=0;
4 long long timestart=0,timelast=0,timedif=0;
5 bool first=true;
6
7 //...
8
9 Bool_t MelSelector_charge::UProcessCut(){
10
11 //...
12 bool newrun=false;
13 //Laenge und Breite aus Header und Umrechnung in Gradmass
14 longitude=(fHeader.PhiS)*180/Pi;
15 latitude=(fHeader.ThetaS)*180/Pi;
16 //...
17
18 //neuer Run?
19 if(runnum!=fHeader.Run)
20 {
21 //...
22 newrun=true;
23 }
24 //...
25 //AMS-02 Messdauer pro Bin:
26 //-----
27 //setze genau einmal zu Begin alle noetigen Variablen
28 if(first){
29 start[0]=longitude;
30 start[1]=latitude;
31 timestart=fHeader.Time[0];
32 timestart=(timestart*1000000)+fHeader.Time[1];
33 first=false;
34 newrun=false;
35 }
36 //berechne die Zeit, die die ISS im letzten Bin verbracht hat,
37 //sobald sie in einen neuen Bin kommt, oder ein neuer Run beginnt
38 if(h_TiB->FindBin(start[0],start[1])!=h_TiB->FindBin(longitude,latitude) || newrun)
39 {
40 timedif=TMath::Abs(timelast-timestart);
41 timeinbin=double(timedif)/1000000.;
42 //...
43 Histos->Fill("h_verweildauer_unixts",start[0],start[1],timeinbin);
44 Histos->Fill("h_flythroughs",start[0],start[1]);
45
46 start[0]=longitude;
47 start[1]=latitude;
48 timestart=fHeader.Time[0];
49 timestart=(timestart*1000000)+fHeader.Time[1];
50 }
51 timelast=fHeader.Time[0];
52 timelast=(timelast*1000000)+fHeader.Time[1];
53 //-----
54 newrun=false;
55 //..
56 }
57
58 //...

```

D. Skripts

D.1. AMS-EventDisplay neu laden

```

1 #!/bin/csh
2
3 # Set environmental variables
4 echo "setting environmental variables..."
5 setenv AMSWD /f2users/igebauer/AMS/AMS
6 setenv Offline /f2users/igebauer/AMS/AMS
7 source $Offline/install/amsvar_mod
8
9 #loop start:
10 while ( 1 )
11
12 #look for the second-newest root-file:
13 echo "looking_for_second-newest_root-file..."
14 set newestfile = `./getfile secondnewest`
15
16 #now the second-newest rootfile is in $newestfile
17 echo "second-newest_ROOT-File_is_$newestfile"
18
19 #start the event display with this file
20 echo "Starting_the_AMS02_Event_Display"
21 $amsed $newestfile
22 #loop end:
23 end

```

D.2. Übergabe an „CERN batch service“

```

1  #!/bin/csh -x
2
3  #BSUB -q 1nd
4  #BSUB -o job.output           # output is sent to file job.output
5  #BSUB -J gbatch              # name of the job
6
7
8  setenv STAGEHOST castorpublic
9  setenv RFIO_USE_CASTOR_V2 YES
10 setenv STAGE_SVCCLASS amscdr
11 setenv CASTOR_INSTANCE castorpublic
12
13
14 setenv ROOTSYS /afs/cern.ch/exp/ams/Offline/root/linux/527.icc64
15 setenv AMSWD /afs/cern.ch/exp/ams/Offline/vdev
16 set path=( /afs/ams.cern.ch/opt/intel/Compiler/11.1/073/bin/intel64 $path )
17 setenv LD_LIBRARY_PATH ./:/afs/ams.cern.ch/opt/intel/Compiler/11.1/073/ldlib/intel64:/afs/ams.cern.ch/opt/intel/Co
18
19
20 eval "cd /afs/cern.ch/user/i/igebauer/Daniel/ana"
21
22 eval "MelSelector_${1}_t_${1}_f_${2}_${3}_l_${4}_filelists/${2}_e_${4}_>&_${3}_Selector_${2}_${3}.txt"
23
24 eval "scp -pr Selector_${2}_${3}.txt_igebauer@ams.cern.ch:/f2users/igebauer/Daniel/530std_test/."
25 #eval "scp -pr ${2}_${3}.v5_igebauer@ams.cern.ch:/f2users/igebauer/Daniel/new_beta_14_8/v5/${2}_${3}.v5.root"
26 eval "scp -pr ${2}_${3}_histos.root_igebauer@ams.cern.ch:/f2users/igebauer/Daniel/530std_test/."
27 if ( $? == 0 ) then
28     eval "rm Selector_${2}_${3}.txt"
29     eval "rm ${2}_${3}.v5"
30     eval "rm ${2}_${3}_histos.root"
31 endif

```

D.3. Filelisten aufteilen

```

1  #!/bin/csh
2
3  @ nstep = 12 #ROOT-Files per Filelist
4
5
6  set filelistname=test
7  @ i = 0
8  @ nmax = `wc -l < $filelistname.filelist`
9
10 @ n = 2
11
12 while ( $n <= $nmax )
13     @ nend = $n + $nstep - 1
14     @ i++
15
16 #sed -n "1p:${n},${nend}p" $filelistname.filelist > 530-${i}.filelist
17 sed -n "1p:${n},${nend}p" $filelistname.filelist > 530std-${i}.filelist
18
19     @ n = $nend + 1
20
21 end
22 echo $i files created.

```

D.4. Alle vorbereiteten Jobs abschicken

```

1  #!/bin/csh
2  @ i = 1
3  while ( $i < 152 )
4
5      bsub -q lnw -n 2 -J 530_${i} bsub.iss.script test 530std-${i} 530std 199900000
6
7      sleep 1
8      @ i++;
9  end

```